



**Politecnico  
di Torino**

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria  
Aerospaziale

**Analisi numerica del controllo  
della transizione in un ugello  
Dual-Bell**

Tesi di Laurea Magistrale

**Relatore:**

Prof. Emanuele Martelli

**Candidato:**

Mele Arnaldo

Anno Accademico 2024/2025

# Abstract

L'ugello dual-bell rappresenta una soluzione innovativa, in quanto permette di adattare l'ugello in due condizioni operative, limitando le perdite di non adattamento e garantendo così un incremento di impulso specifico rispetto a un ugello convenzionale. Tuttavia, esistono delle problematiche che limitano un suo possibile impiego. La separazione all'inflection point nel *sea-level mode* causa un ricircolo di aria esterna nell'estensione, con conseguente pressione statica a parete minore della pressione ambiente.

Questo causa una resistenza, denominata *aspiration drag*, e una transizione anticipata tra le due condizioni operative, limitando i guadagni in termini di impulso specifico.

In questa tesi è stata simulata la fase di *up-ramping* di un ugello dual-bell di scala ridotta, variando l'NPR con delle sequenze di simulazioni CFD stazionarie.

In seguito è stata studiata la capacità di un getto secondario radiale, posto a valle dell'inflection point, di posticipare la transizione a valori di NPR più elevati. Le simulazioni sono state svolte variando l'NPR del getto secondario e la sua velocità di uscita.

È stata dimostrata la capacità del getto secondario di aumentare l'NPR di transizione fino al 33% rispetto all'NPR di transizione naturale, con portate inferiori al 7% della portata del getto primario.

Questo evidenzia un ruolo importante del getto secondario come strategia di controllo attivo della transizione, al fine di migliorare le prestazioni di un ugello dual-bell e ridurre i carichi laterali.

# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>11</b>
1.1	Cenni di propulsione spaziale . . . . .	11
1.2	Ugello TIC . . . . .	14
1.3	Ugello dual-bell . . . . .	15
1.4	Separazione del flusso . . . . .	16
<b>2</b>	<b>Ugello TIC</b>	<b>19</b>
2.1	Geometria . . . . .	19
2.2	Mesh . . . . .	21
2.2.1	Mesh 1 . . . . .	21
2.2.2	Mesh 2 . . . . .	22
2.2.3	Mesh 3 . . . . .	23
2.3	Condizioni al contorno e setup sperimentale . . . . .	26
2.4	Risultati CFD al variare della mesh . . . . .	27
2.5	Risultati CFD con diversi modelli di turbolenza . . . . .	28
2.5.1	Pressione lungo l'asse di simmetria . . . . .	29
2.5.2	Distribuzione pressione a parete . . . . .	31
2.6	Visualizzazione grafica del campo di moto . . . . .	33
<b>3</b>	<b>Ugello dual-bell</b>	<b>38</b>
3.1	Geometria . . . . .	38
3.2	Setup sperimentale . . . . .	40
3.3	Mesh . . . . .	41
3.3.1	Mesh 1 . . . . .	41
3.3.2	Mesh 2 . . . . .	43
3.3.3	Mesh 3 . . . . .	45
3.4	Analisi CFD . . . . .	47
3.4.1	Up-ramping . . . . .	47
3.4.2	Visualizzazione grafica . . . . .	54
<b>4</b>	<b>Inserimento del getto secondario</b>	<b>59</b>
4.1	Geometria e mesh ugello con getto secondario . . . . .	59
4.2	Condizioni al contorno del getto secondario . . . . .	62
4.3	Risultati con il getto secondario . . . . .	64

4.3.1	Andamento della pressione a parete . . . . .	64
4.3.2	Valori del numero di Mach lungo l'asse di simmetria . . . . .	73
4.3.3	Visualizzazione grafica del campo di Mach . . . . .	78
4.4	Inserimento del getto secondario supersonico . . . . .	86
4.4.1	Geometria e mesh . . . . .	86
4.4.2	Condizioni al contorno per il getto supersonico . . . . .	87
4.4.3	Risultati con il getto secondario supersonico . . . . .	89
4.5	Confronto globale . . . . .	105
<b>5</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>107</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>108</b>

# Elenco delle figure

1.1	Schema di un endoreattore [11] . . . . .	11
1.2	Condizioni del flusso al variare della quota [11] . . . . .	13
1.3	Impulso specifico di un ugello reale al variare della quota [11] . . . . .	14
1.4	Schema di ugello ideale [12] . . . . .	14
1.5	Funzionamento a bassa quota ( <i>sea-level mode</i> , sopra) e ad alta quota ( <i>altitude mode</i> , sotto) [7] . . . . .	15
1.6	Free Shock Separation (FSS) [13] . . . . .	17
1.7	Restricted Shock Separation (RSS) [13] . . . . .	18
2.1	Geometria ugello TIC . . . . .	20
2.2	Geometria ugello TIC con dominio esterno . . . . .	20
2.3	Mesh 1 ugello e campo esterno . . . . .	21
2.4	Mesh 1 ugello . . . . .	21
2.5	Mesh 2 ugello e campo esterno . . . . .	22
2.6	Mesh 2 ugello . . . . .	22
2.7	Mesh 3 ugello e campo esterno . . . . .	23
2.8	Mesh 3 ugello . . . . .	23
2.9	Valori $y^+$ a parete con mesh 1 e modello $k - \omega SST$ . . . . .	24
2.10	Valori $y^+$ a parete con mesh 2 e modello $k - \omega SST$ . . . . .	24
2.11	Valori $y^+$ a parete con mesh 3 e modello $k - \omega SST$ . . . . .	25
2.12	Setup sperimentale [8] . . . . .	26
2.13	Confronto della pressione a parete con i dati sperimentali, al variare della mesh . . . . .	27
2.14	Confronto pressione assiale delle diverse mesh con dati sperimentali . . . . .	28
2.15	Confronto pressione assiale con mesh 2 e con diversi modelli di tur- bolenza . . . . .	29
2.16	Zoom pressione assiale nell'intorno del disco di Mach . . . . .	30
2.17	Confronto pressione a parete con mesh 2 e con diversi modelli di turbolenza . . . . .	31
2.18	Sforzi di taglio a parete calcolati con $k - \omega SST$ e $k - \epsilon$ con effetti di compressibilità . . . . .	32
2.19	Campo di Mach intero dominio . . . . .	33
2.20	Campo di Mach . . . . .	34

2.21 Campo di pressione . . . . .	34
2.22 Ingrandimento del campo di pressione nella zona di interesse, in scala logaritmica . . . . .	35
2.23 Campo del gradiente di pressione . . . . .	35
2.24 Campo del gradiente di densità . . . . .	36
2.25 Campo del gradiente di pressione nell'intorno del punto triplo . . . . .	36
2.26 Campo del gradiente di densità nell'intorno del punto triplo . . . . .	37
2.27 Scena vettoriale del modulo della velocità a parete . . . . .	37
3.1 Geometria ugello Dual bell . . . . .	39
3.2 Geometria ugello Dual Bell con dominio esterno . . . . .	39
3.3 Ugello dual bell utilizzato nelle prove sperimentali [10] . . . . .	40
3.4 Parametri geometrici ugello sperimentale [10] . . . . .	40
3.5 Mesh 1 ugello e dominio esterno . . . . .	41
3.6 Mesh 1 ugello . . . . .	42
3.7 Valori $y^+$ a parete per NPR=45.7 e mesh 1, $k - \omega$ SST con effetti di compressibilità . . . . .	42
3.8 Mesh 2 ugello e dominio esterno . . . . .	43
3.9 Mesh 2 ugello . . . . .	43
3.10 Valori $y^+$ a parete per NPR=45.7 e mesh 2, $k - \omega$ SST con effetti di compressibilità . . . . .	44
3.11 Mesh 3 ugello e dominio esterno . . . . .	45
3.12 Mesh 3 ugello . . . . .	45
3.13 Valori $y^+$ a parete per NPR=45.7 e mesh 3, $k - \omega$ SST con effetti di compressibilità . . . . .	46
3.14 Confronto della pressione a parete al variare della mesh per NPR=45.7	48
3.15 Confronto della pressione a parete al variare della mesh per NPR=58	48
3.16 Confronto della pressione a parete al variare della mesh per NPR=62	49
3.17 Confronto della pressione a parete al variare della mesh per NPR=65	49
3.18 Confronto della pressione a parete al variare della mesh per NPR=68	50
3.19 Andamento della pressione a parete durante fase di up-ramping . . .	51
3.20 Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria al variare dell'NPR	52
3.21 Spostamento del punto di separazione al variare dell'NPR durante la fase di Up-Ramping . . . . .	53
3.22 Campo di Mach per NPR=45.7 . . . . .	54
3.23 Campo di pressione in scala logaritmica per NPR=45.7 . . . . .	54
3.24 Campo di temperatura in scala logaritmica per NPR=45.7 . . . . .	54
3.25 Campo di Mach per NPR=58 . . . . .	55
3.26 Campo di pressione in scala logaritmica per NPR=58 . . . . .	55
3.27 Campo di temperatura in scala logaritmica per NPR=58 . . . . .	55
3.28 Campo di Mach per NPR=65 . . . . .	56
3.29 Campo di pressione in scala logaritmica per NPR=65 . . . . .	56

3.30	Campo di temperatura in scala logaritmica per NPR=65 . . . . .	56
3.31	Campo di Mach per NPR=68 . . . . .	57
3.32	Campo di pressione in scala logaritmica per NPR=68 . . . . .	57
3.33	Campo di temperatura in scala logaritmica per NPR=68 . . . . .	57
3.34	Campo di Mach per NPR=100 . . . . .	58
3.35	Campo di pressione in scala logaritmica per NPR=100 . . . . .	58
3.36	Campo di temperatura in scala logaritmica per NPR=100 . . . . .	58
4.1	Geometria canale di iniezione secondario . . . . .	59
4.2	Mesh ugello con iniezione secondaria radiale . . . . .	60
4.3	Dettaglio mesh dell'iniezione secondaria . . . . .	60
4.4	Dettaglio mesh dell'iniezione secondaria vicino all'ingresso nell'ugello dual-bell . . . . .	61
4.5	Variazione del rapporto tra portata secondaria e principale durante l'up-ramping, per diversi valori di pressione totale del getto secondario	63
4.6	Andamento della pressione a parete durante up-ramping con getto secondario attivo e $NPR_2 = 2$ . . . . .	64
4.7	Andamento della pressione a parete durante up-ramping con getto secondario attivo e $NPR_2 = 3$ . . . . .	65
4.8	Andamento della pressione a parete durante up-ramping con getto secondario attivo e $NPR_2 = 4$ . . . . .	65
4.9	Andamento della pressione a parete per NPR=58, al variare dell'in- tensità del getto secondario . . . . .	66
4.10	Andamento della pressione a parete per NPR=65, al variare dell'in- tensità del getto secondario . . . . .	67
4.11	Andamento della pressione a parete per NPR=68, al variare dell'in- tensità del getto secondario . . . . .	67
4.12	Andamento della pressione a parete per NPR=76, al variare dell'in- tensità del getto secondario . . . . .	68
4.13	Andamento della pressione a parete per NPR=86, al variare dell'in- tensità del getto secondario . . . . .	68
4.14	Andamento della pressione a parete per NPR=90, al variare dell'in- tensità del getto secondario . . . . .	69
4.15	Andamento della pressione a parete per NPR=95, al variare dell'in- tensità del getto secondario . . . . .	69
4.16	Andamento della pressione a parete per NPR=100, al variare dell'in- tensità del getto secondario . . . . .	70
4.17	Spostamento del punto di separazione durante la fase di Up-ramping, con getto secondario variabile . . . . .	71
4.18	Spostamento del punto di separazione durante la fase di up-ramping, con accensione e spegnimento del getto secondario . . . . .	72

4.19 Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=58, al variare dell'intensità del getto secondario . . . . .	73
4.20 Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=65, al variare dell'intensità del getto secondario . . . . .	74
4.21 Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=68, al variare dell'intensità del getto secondario . . . . .	74
4.22 Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=76, al variare dell'intensità del getto secondario . . . . .	75
4.23 Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=86, al variare dell'intensità del getto secondario . . . . .	75
4.24 Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=90, al variare dell'intensità del getto secondario . . . . .	76
4.25 Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=95 al variare dell'intensità del getto secondario . . . . .	76
4.26 Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=100, al variare dell'intensità del getto secondario . . . . .	77
4.27 Confronto dei campi di Mach per NPR=58, al variare del getto secondario . . . . .	78
4.28 Confronto dei campi di Mach per NPR=65, al variare del getto secondario . . . . .	79
4.29 Confronto dei campi di Mach per NPR=68, al variare del getto secondario . . . . .	80
4.30 Confronto dei campi di Mach per NPR=76, al variare del getto secondario . . . . .	81
4.31 Confronto dei campi di Mach per NPR=86, al variare del getto secondario . . . . .	82
4.32 Confronto dei campi di Mach per NPR=90, al variare del getto secondario . . . . .	83
4.33 Confronto dei campi di Mach per NPR=95, al variare del getto secondario . . . . .	84
4.34 Confronto dei campi di Mach per NPR=100, al variare del getto secondario . . . . .	85
4.35 Mesh ugello con iniezione secondaria supersonica . . . . .	86
4.36 Dettaglio mesh dell'iniezione secondaria supersonica . . . . .	87
4.37 Dettaglio mesh dell'iniezione secondaria supersonica . . . . .	87
4.38 Variazione del rapporto tra portata secondaria e principale durante l'up-ramping, per due diverse configurazioni del getto secondario supersonico . . . . .	88
4.39 Andamento della pressione a parete durante up-ramping con getto secondario attivo, $NPR_2 = 4$ e $M = 1.5$ . . . . .	89
4.40 Andamento della pressione a parete durante up-ramping con getto secondario attivo, $NPR_2 = 6$ e $M = 1.6$ . . . . .	90

4.41	Andamento della pressione a parete per NPR=58, al variare dell'intensità del getto secondario supersonico . . . . .	91
4.42	Andamento della pressione a parete per NPR=65, al variare dell'intensità del getto secondario supersonico . . . . .	91
4.43	Andamento della pressione a parete per NPR=68, al variare dell'intensità del getto secondario supersonico . . . . .	92
4.44	Andamento della pressione a parete per NPR=76, al variare dell'intensità del getto secondario supersonico . . . . .	92
4.45	Andamento della pressione a parete per NPR=86, al variare dell'intensità del getto secondario supersonico . . . . .	93
4.46	Andamento della pressione a parete per NPR=90, al variare dell'intensità del getto secondario supersonico . . . . .	93
4.47	Spostamento del punto di separazione durante la fase di up-ramping, con accensione e spegnimento del getto secondario supersonico . . . .	94
4.48	Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=58, al variare dell'intensità del getto secondario supersonico . . . . .	95
4.49	Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=65, al variare dell'intensità del getto secondario supersonico . . . . .	96
4.50	Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=68, al variare dell'intensità del getto secondario supersonico . . . . .	96
4.51	Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=76, al variare dell'intensità del getto secondario supersonico . . . . .	97
4.52	Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=86, al variare dell'intensità del getto secondario supersonico . . . . .	97
4.53	Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=90, al variare dell'intensità del getto secondario supersonico . . . . .	98
4.54	Campo di Mach per NPR=58 senza getto secondario . . . . .	99
4.55	Campo di Mach per NPR=58 con $NPR_2 = 4$ e $M = 1.5$ . . . . .	99
4.56	Campo di Mach per NPR=58 con $NPR_2 = 6$ e $M = 1.6$ . . . . .	99
4.57	Campo di Mach per NPR=58 senza getto secondario . . . . .	100
4.58	Campo di Mach per NPR=65 con $NPR_2 = 4$ e $M = 1.5$ . . . . .	100
4.59	Campo di Mach per NPR=65 con $NPR_2 = 6$ e $M = 1.6$ . . . . .	100
4.60	Campo di Mach per NPR=68 senza getto secondario . . . . .	101
4.61	Campo di Mach per NPR=68 con $NPR_2 = 4$ e $M = 1.5$ . . . . .	101
4.62	Campo di Mach per NPR=68 con $NPR_2 = 6$ e $M = 1.6$ . . . . .	101
4.63	Campo di Mach per NPR=76 senza getto secondario . . . . .	102
4.64	Campo di Mach per NPR=76 con $NPR_2 = 4$ e $M = 1.5$ . . . . .	102
4.65	Campo di Mach per NPR=76 con $NPR_2 = 6$ e $M = 1.6$ . . . . .	102
4.66	Campo di Mach per NPR=86 senza getto secondario . . . . .	103
4.67	Campo di Mach per NPR=86 con $NPR_2 = 4$ e $M = 1.5$ . . . . .	103
4.68	Campo di Mach per NPR=86 con $NPR_2 = 6$ e $M = 1.6$ . . . . .	103
4.69	Campo di Mach per NPR=90 senza getto secondario . . . . .	104

4.70	Campo di Mach per NPR=90 con $NPR_2 = 4$ e $M = 1.5$ . . . . .	104
4.71	Campo di Mach per NPR=90 con $NPR_2 = 6$ e $M = 1.6$ . . . . .	104
4.72	Spostamento del punto di separazione durante la fase di Up-ramping, per tutte le configurazioni di getto secondario analizzate. . . . .	105
4.73	Variazione del rapporto tra portata secondaria e principale durante l'up-ramping, per tutte le configurazioni di getto secondario analizzate.	105

# Elenco delle tabelle

2.1	Posizione del disco di Mach calcolata con vari modelli di turbolenza per ugello TIC e confronto con i dati sperimentali . . . . .	30
2.2	Posizione del punto di separazione calcolata con vari modelli di turbolenza per ugello TIC e confronto con i dati sperimentali . . . . .	32
4.1	Incremento dell' $NPR$ di transizione e rapporto tra portate per le diverse configurazioni di getto secondario analizzate. . . . .	106

# Capitolo 1

## Introduzione

### 1.1 Cenni di propulsione spaziale

Nella propulsione spaziale l'endoreattore è lo strumento maggiormente utilizzato per generare spinta. La spinta viene generata accelerando ed espellendo in direzione assiale i gas ad alta pressione provenienti dalla camera di combustione.

I gas combusti vengono accelerati fino a velocità soniche nel tratto convergente dell'ugello e a velocità supersoniche dal successivo tratto divergente, posizionato dopo la sezione di gola.

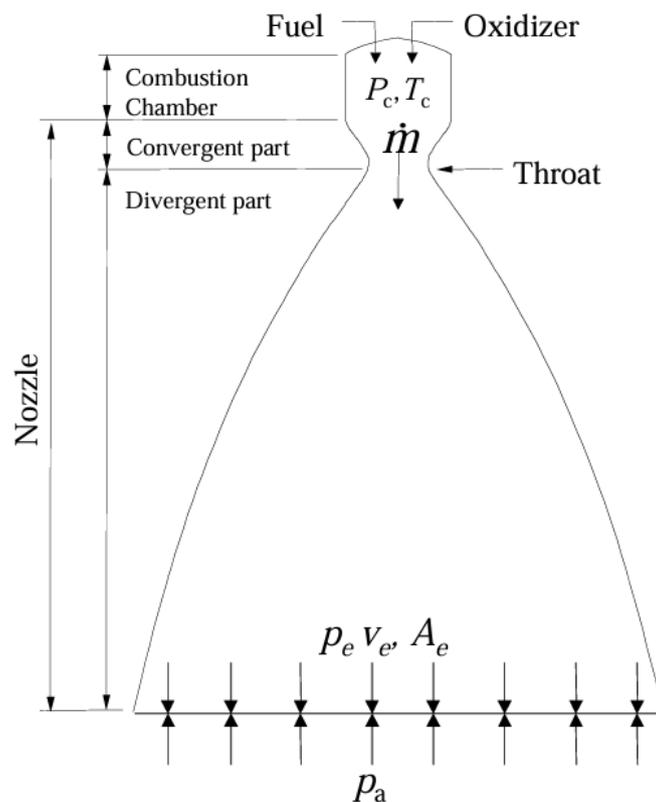


Figura 1.1: Schema di un endoreattore [11]

Nel caso di flusso unidimensionale, la spinta viene definita nel seguente modo:

$$F = \dot{m}w_e + A_e(p_e - p_0)$$

- $\dot{m}$  rappresenta la portata in massa di gas espulsa dall'ugello
- $w_e$  rappresenta la velocità di uscita dei gas combusti
- $A_e$  rappresenta la sezione di uscita dell'ugello
- $p_e$  indica la pressione di uscita dei gas
- $p_0$  indica la pressione dell'ambiente esterno

Un altro importante parametro prestazionale di un endoreattore è l'impulso totale, che rappresenta l'integrale della spinta nel tempo.

$$I_t = \int_0^{t_f} F(t) dt$$

L'impulso specifico rappresenta il rapporto tra l'impulso totale e il peso del propellente utilizzato per generarlo.

$$I_{sp} = \frac{I_t}{m_p \cdot g_0}$$

Nell'ipotesi di spinta e portata costanti nel tempo, si può determinare l'impulso specifico in funzione della spinta:

$$I_{sp} = \frac{F}{\dot{m}_p \cdot g_0}$$

La massima spinta, per una certa quota, si ottiene quando la pressione in uscita dei gas eguaglia la pressione atmosferica (condizione di adattamento).

Il valore della velocità in uscita dei gas di scarico è governato dal rapporto di espansione  $\epsilon$ , definito come rapporto tra la sezione di uscita dell'ugello e l'area di gola.

Durante le fasi di ascesa di un lanciatore, la pressione atmosferica decresce. Questo comporta che, per avere una condizione di adattamento durante tutto il periodo di volo, il rapporto di espansione deve variare continuamente.

Realizzare un ugello con queste caratteristiche comporta delle forti complessità tecniche e un incremento di peso e per tali motivi è stato solamente testato in razzi sperimentali.

Se il rapporto di espansione è maggiore di quello richiesto per avere una condizione di adattamento, si parla di ugello sovraespanso. In questo caso si formano delle onde d'urto oblique interne all'ugello che comprimono il flusso per adattarlo alle condizioni esterne. Il rapido incremento di pressione può causare separazione dello strato limite e l'insorgere di forti carichi laterali.

Se la pressione dei gas in uscita è maggiore della pressione atmosferica, si formano dei fasci di espansione sui bordi dell'ugello e il flusso continua ad espandersi all'esterno. Anche questa configurazione non è ottimale in quanto non si sfrutta l'intera espansione a disposizione del flusso per generare spinta.

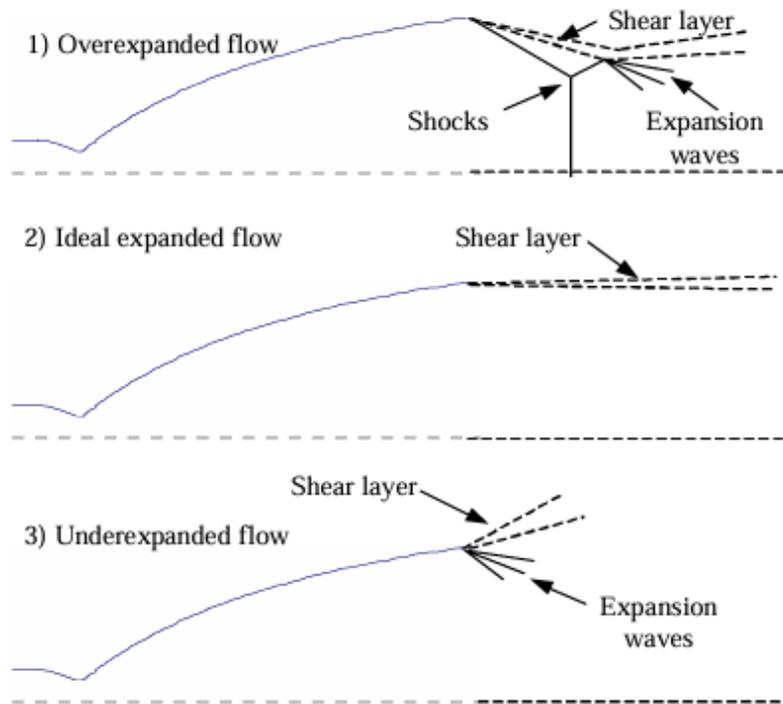


Figura 1.2: Condizioni del flusso al variare della quota [11]

Nella realtà, per evitare un flusso fortemente sovraespanso a basse quote, si utilizza un rapporto di espansione contenuto che comporta una forte sottoespansione ad alte quote.

Queste perdite causate da un non adattamento del flusso comportano un calo dell'impulso specifico fino al 15% rispetto al caso di flusso continuamente adattato a tutte le quote [11].

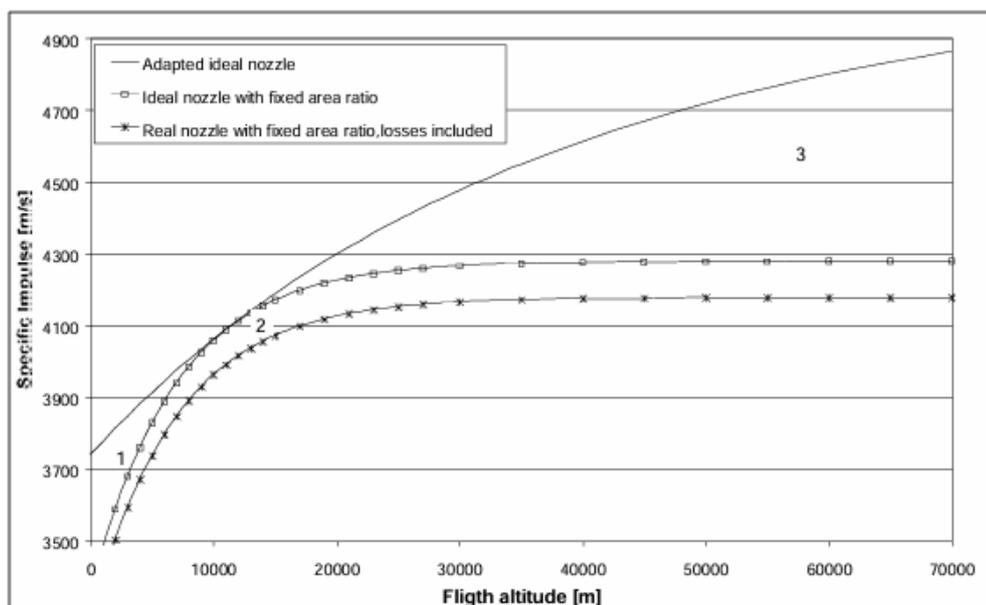


Figura 1.3: Impulso specifico di un ugello reale al variare della quota [11]

In figura viene confrontato l'impulso specifico di un ugello reale con rapporto di espansione costante pari a  $\epsilon = 45$  ed un ugello continuamente adattato al variare della quota [11]. Si può notare come all'aumentare della quota le perdite di impulso specifico crescano in quanto l'ugello diventa maggiormente sottoespanso.

## 1.2 Ugello TIC

L'ugello ideale permette di avere condizioni di velocità uniforme all'uscita. Un ugello di questo tipo può essere disegnato mediante il metodo delle linee caratteristiche.

Di seguito è riportato l'esempio di un ugello dal profilo ideale.

Il tratto TN rappresenta la zona di espansione dell'ugello e determina il valore del numero di Mach nel punto K e nella zona di uscita. Il profilo NE serve a raddrizzare il flusso dopo la sua espansione al fine di avere una condizione di velocità assiale nella sezione di uscita.

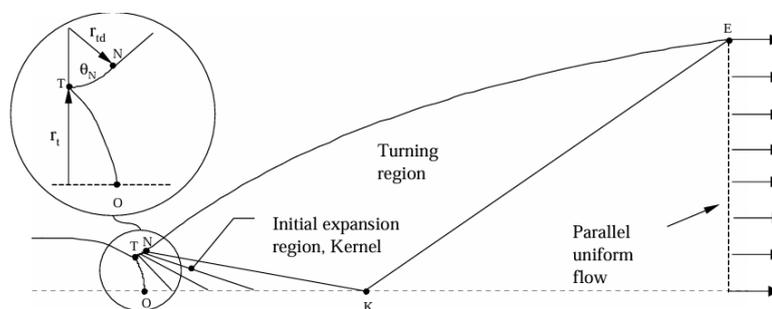


Figura 1.4: Schema di ugello ideale [12]

L'ugello ideale che permette di avere una condizione di uscita uniforme è estremamente lungo (circa 50 volte il raggio di gola) e questo comporta un peso eccessivo per

un lanciatore. Tuttavia, l'ultimo tratto della parete contribuisce in maniera trascurabile alla produzione di spinta, a causa della curvatura molto ridotta. Per questo motivo si tronca l'ultima parte del profilo in ugelli denominati TIC (Truncated Ideal Contour) [12].

### 1.3 Ugello dual-bell

Per cercare di ridurre le perdite di non adattamento è stata concepita l'idea dell'ugello dual-bell. Questa nuova tipologia di ugello è stata citata per la prima volta da Foster and Cowles in uno studio del 1949 riguardante la separazione di flussi in ugelli. [5] [4]

L'idea innovativa dell'ugello dual-bell consente di ottenere una condizione di adattamento a due quote differenti senza parti in movimento. Questo è possibile a causa della presenza di due campane con rapporti di espansione differenti, separate da una discontinuità geometrica (*inflection point*). Infatti, a basse quote, il flusso separa all'*inflection point*, mentre a quote elevate il flusso utilizza interamente la seconda campana, che presenta un maggiore rapporto di espansione.

Oltre ad un incremento dell'impulso specifico, questa soluzione permette di evitare anche forti carichi laterali, a causa della separazione simmetrica all'*inflection point*.

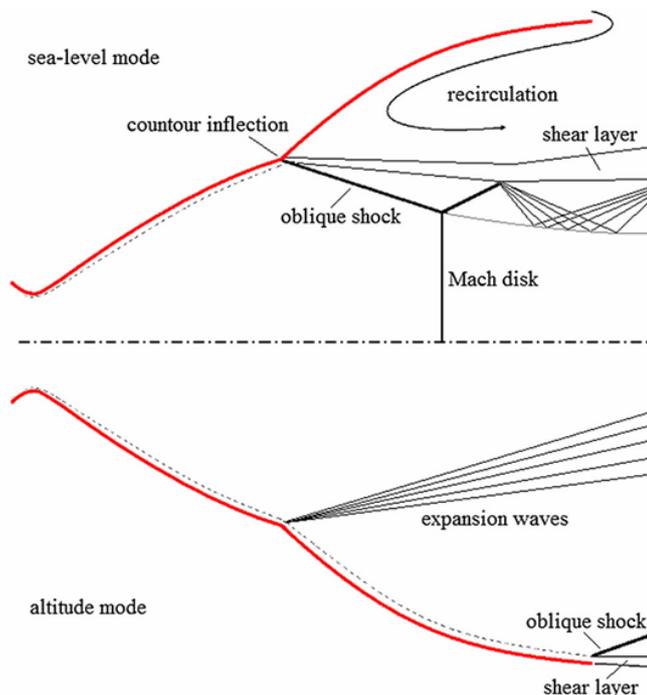


Figura 1.5: Funzionamento a bassa quota (*sea-level mode*, sopra) e ad alta quota (*altitude mode*, sotto) [7]

Tuttavia, anche questa soluzione innovativa non è esente da criticità. Infatti, durante il funzionamento a basse quote, la separazione del flusso genera un ricircolo di aria esterna nella seconda campana. Questo genera una pressione a parete minore della

pressione atmosferica e, di conseguenza, una resistenza che prende il nome di *aspiration drag*. Inoltre, questo causa una transizione anticipata che limita il guadagno di impulso specifico rispetto al progetto ottimale [3].

Un altro aspetto importante che potrebbe limitare un reale impiego operativo di questa tipologia di ugello è la presenza di forti carichi laterali che insorgono durante il processo di transizione.

Infatti, nella realtà non si assiste a un salto improvviso della pressione all'*inflection point*, ma, a causa della viscosità, il calo di pressione avviene in una regione di lunghezza finita, che presenta un gradiente di pressione negativo, come negli ugelli convenzionali.

In questa regione, denominata *inflection region*, la posizione dell'urto non è simmetrica e quindi questo genera forti carichi laterali.

Questo fenomeno che precede la transizione totale del flusso viene chiamato *sneak transition*. [6] [9]

## 1.4 Separazione del flusso

Nel 1904 Prandtl ha dimostrato che il flusso in prossimità di un corpo può essere diviso in due regioni. Uno strato sottile vicino alla parete, chiamato strato limite, nel quale dominano gli effetti viscosi, e il flusso esterno nel quale gli sforzi di attrito sono trascurabili. All'interno dello strato limite vale la condizione di aderenza a parete e la velocità nello strato limite varia in direzione trasversale al flusso, per raccordarsi alla velocità del flusso esterno.

In caso di gradiente a parete negativo o nullo, il flusso rimane attaccato alla parete. Nel caso di gradiente positivo di pressione a parete (gradiente avverso) l'energia cinetica delle particelle si trasforma in energia potenziale. Se il gradiente è sufficientemente elevato, il moto delle particelle può essere arrestato, con conseguente separazione dello strato limite. [13]

Un flusso supersonico soggetto a un gradiente di pressione avverso, aumenta la sua pressione mediante la formazione di onde d'urto. Quindi la separazione nel caso di flussi supersonici prevede sempre una complessa interazione urto-strato limite.

Nel caso di ugelli sovraespansi si sono evidenziate due differenti tipologie di separazioni:

- **Free shock separation**

Nel caso della free shock separation (FSS) il flusso sovraespanso separa da parete quando il rapporto tra pressione a parete e pressione ambiente scende al di sotto di una certa soglia critica. Ci sono varie formulazioni empiriche per prevedere il valore esatto di questo rapporto. Il criterio più noto e semplice è quello proposto da Summerfield, derivato da studi su ugelli conici sul finire degli anni '40:

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

dove  $p_i$  rappresenta la pressione di incipiente separazione e  $p_a$  è la pressione ambiente.

Da varie prove sperimentali è emerso come lo strato limite separi prima di raggiungere la pressione di plateau, come si può vedere nella figura 1.6. Inoltre la pressione di parete a valle della zona di separazione aumenta progressivamente verso la sezione di uscita, fino a valori leggermente inferiori alla pressione ambiente. Questo graduale incremento di pressione può essere giustificato con l'accelerazione dell'aria esterna all'interno della zona di ricircolo [13].

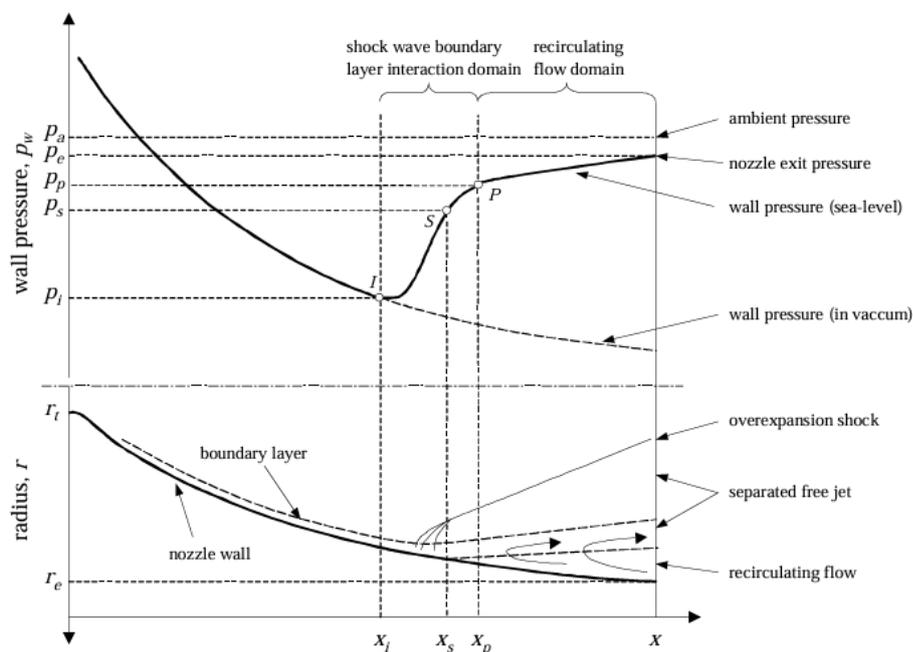


Figura 1.6: Free Shock Separation (FSS) [13]

- **Restricted shock separation**

In questa configurazione, la pressione a valle del punto di separazione mostra un comportamento irregolare e raggiunge localmente valori superiori alla pressione ambiente. Questo è causato dal riattacco del flusso separato alle pareti dell'ugello, inducendo urti e fasci di espansione lungo la parete. A causa del riattacco del getto supersonico alla parete, si forma una bolla di separazione chiusa, da cui deriva il termine Restricted Shock Separation (RSS).” [13]

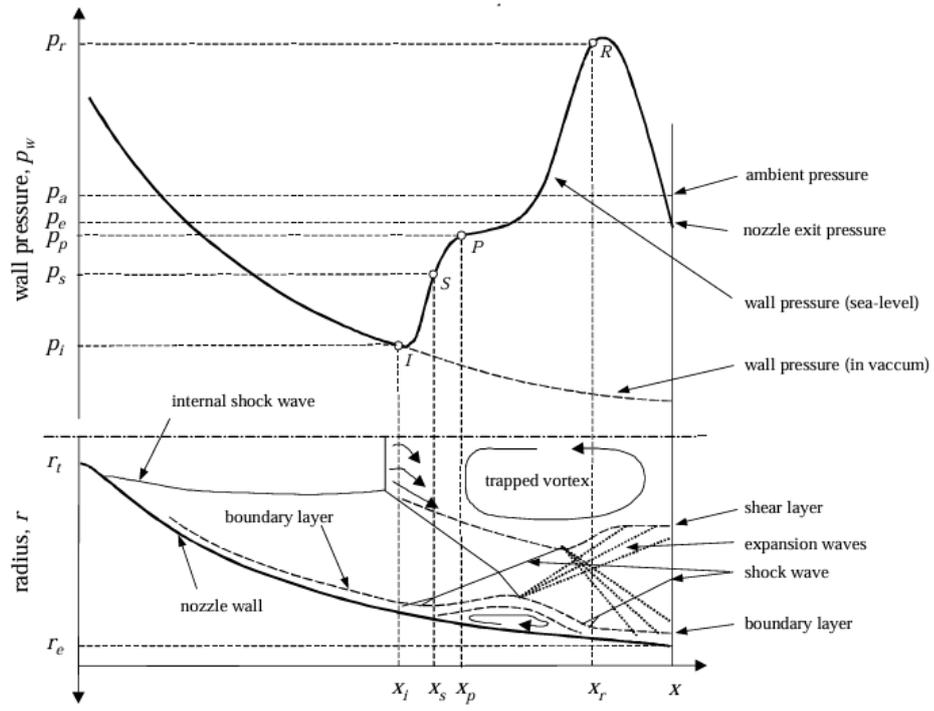


Figura 1.7: Restricted Shock Separation (RSS) [13]

# Capitolo 2

## Ugello TIC

In questa prima fase verranno effettuate delle simulazioni fluidodinamiche su un ugello TIC sovraespanso con diverse tipologie di mesh e differenti modelli di turbolenza e verranno confrontati i risultati ottenuti con i dati sperimentali, al fine di poter determinare la tipologia di mesh e i modelli di turbolenza che riescono a riprodurre più fedelmente la realtà sperimentale.

I modelli che producono risultati più fedeli ai dati sperimentali saranno poi utilizzati per effettuare future simulazioni.

### 2.1 Geometria

L'oggetto delle simulazioni è un ugello **TIC** ( *Truncated Ideal Contour*), la cui forma è ottenuta mediante il metodo delle linee caratteristiche. La caratteristica di questa tipologia di ugelli è l'assenza di urti interni che possano portare alla formazione di cap shock pattern e conseguente Restricted Shock Separation (RSS).

L'ugello presenta le seguenti caratteristiche geometriche:

- Raggio di gola:  $10\text{ mm}$
- Raggio esterno:  $37.44\text{ mm}$
- Lunghezza tratto divergente:  $90\text{ mm}$

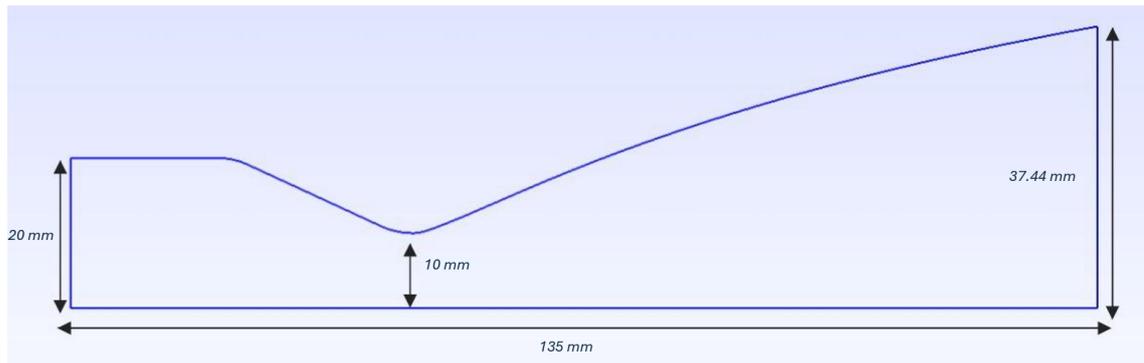


Figura 2.1: Geometria ugello TIC

Per poter simulare in maniera ottimale le condizioni di flusso sovraespanso e l'influenza della pressione dell'ambiente esterno si è inserito un dominio esterno di calcolo, con la seguente geometria:

- estensione radiale:  $10 r_e$
- estensione assiale:  $15 r_e$

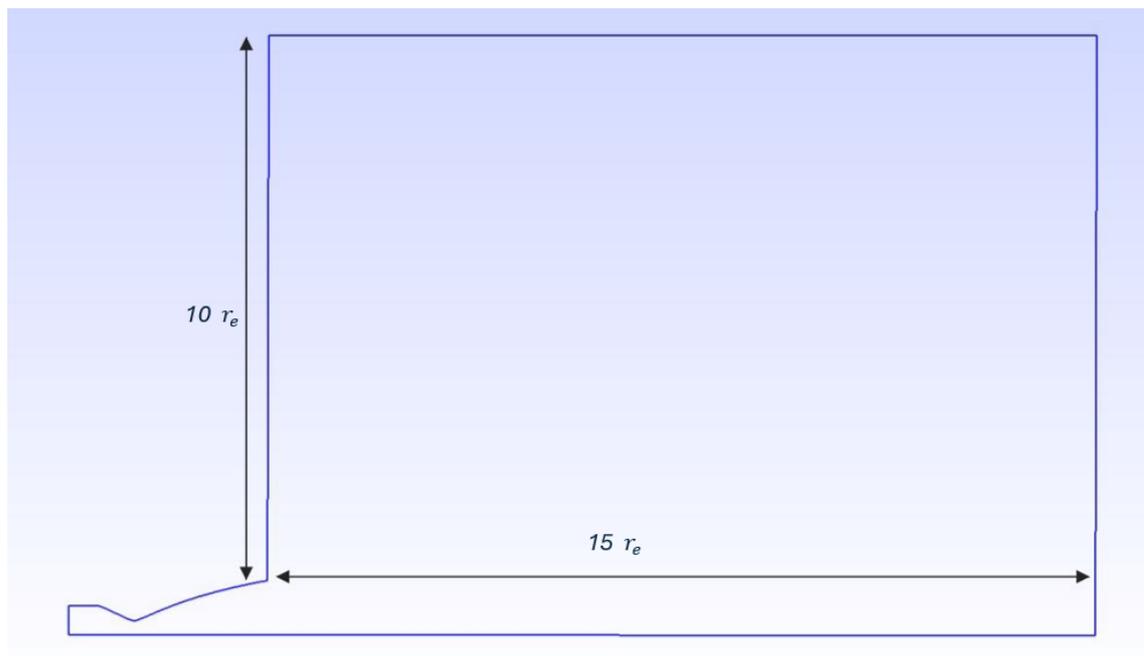


Figura 2.2: Geometria ugello TIC con dominio esterno

## 2.2 Mesh

Per effettuare le simulazioni CFD sono state usate tre differenti tipologie di mesh strutturate con progressivo incremento del numero di celle. Inoltre, le mesh presentano un infittimento sulla parete dell'ugello, per poter effettuare un'analisi viscosa, e nella sezione di uscita dell'ugello, per poter catturare in maniera adeguata la formazione del disco di Mach.

### 2.2.1 Mesh 1

- Numero celle: 40900
- Divisione interna ugello: 150x80
- Campo esterno: 170x90

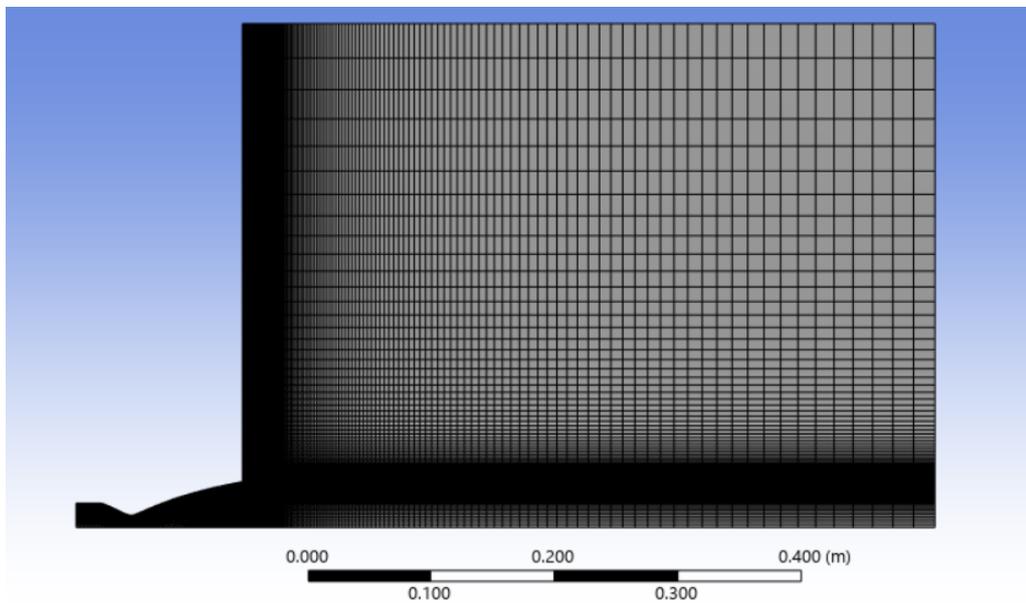


Figura 2.3: Mesh 1 ugello e campo esterno

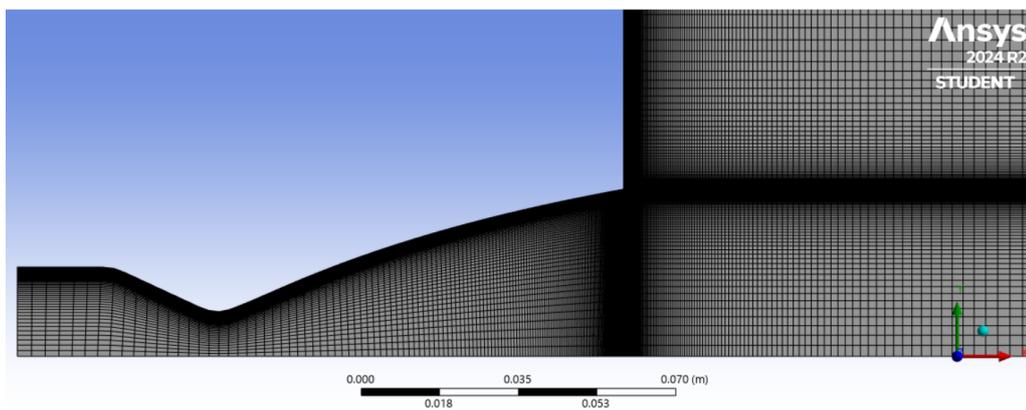


Figura 2.4: Mesh 1 ugello

### 2.2.2 Mesh 2

- Numero celle: 84200
- Divisione interna ugello: 220x110
- Campo esterno: 250x130

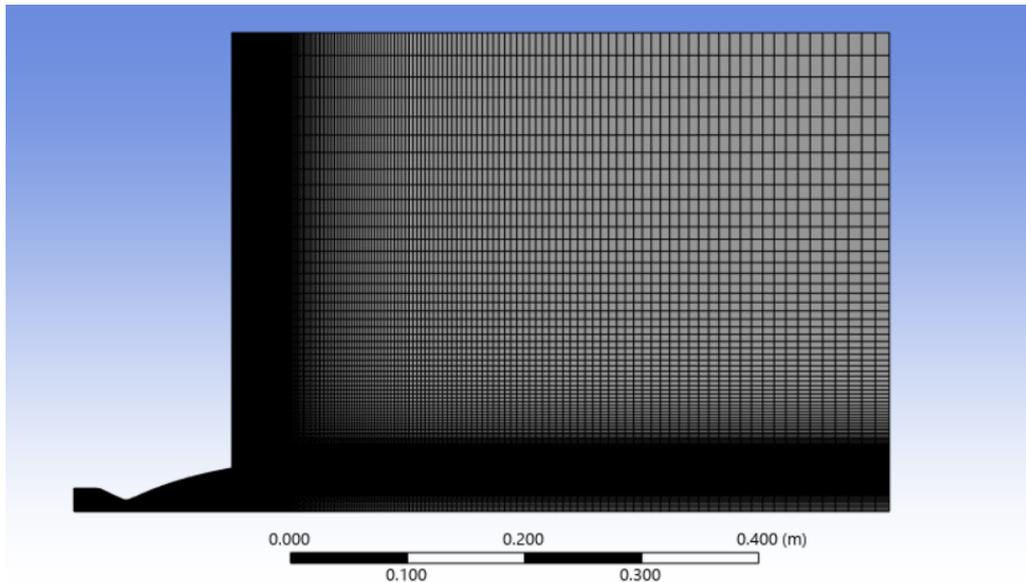


Figura 2.5: Mesh 2 ugello e campo esterno

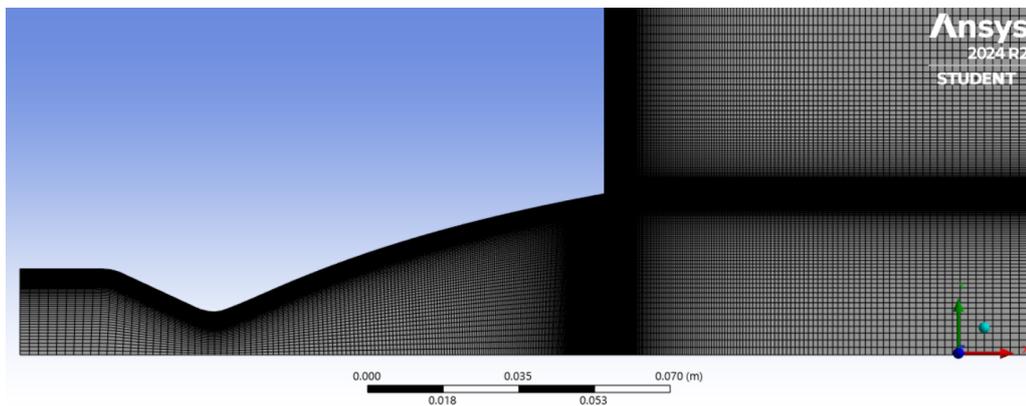


Figura 2.6: Mesh 2 ugello

### 2.2.3 Mesh 3

- Numero celle: 153900
- Divisione interna ugello: 300x150
- Campo esterno: 330x180

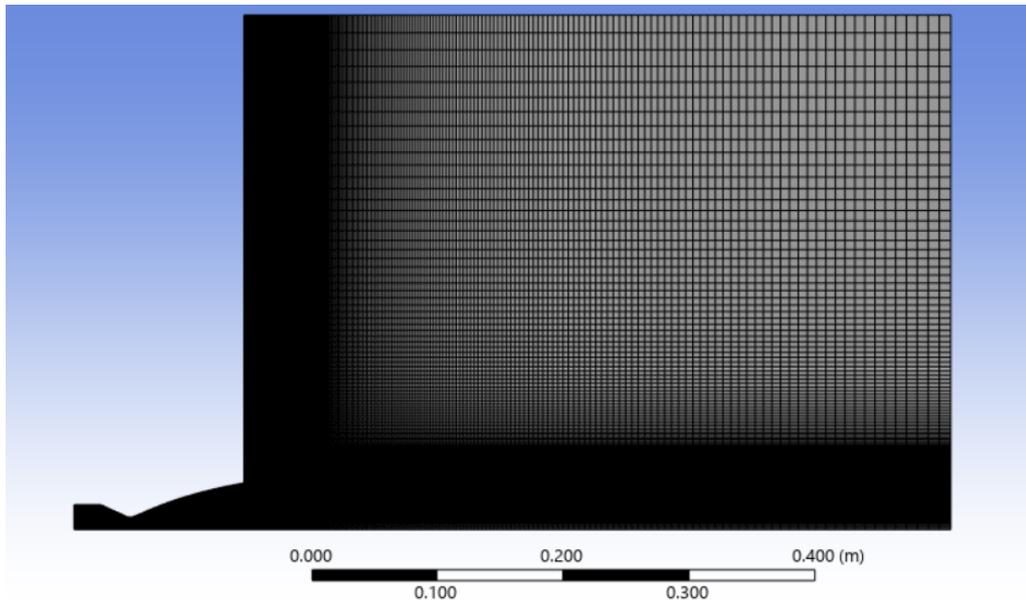


Figura 2.7: Mesh 3 ugello e campo esterno

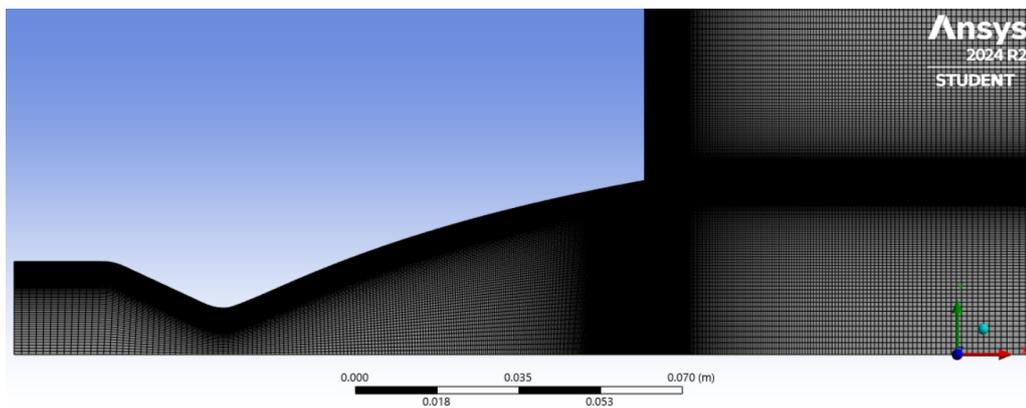


Figura 2.8: Mesh 3 ugello

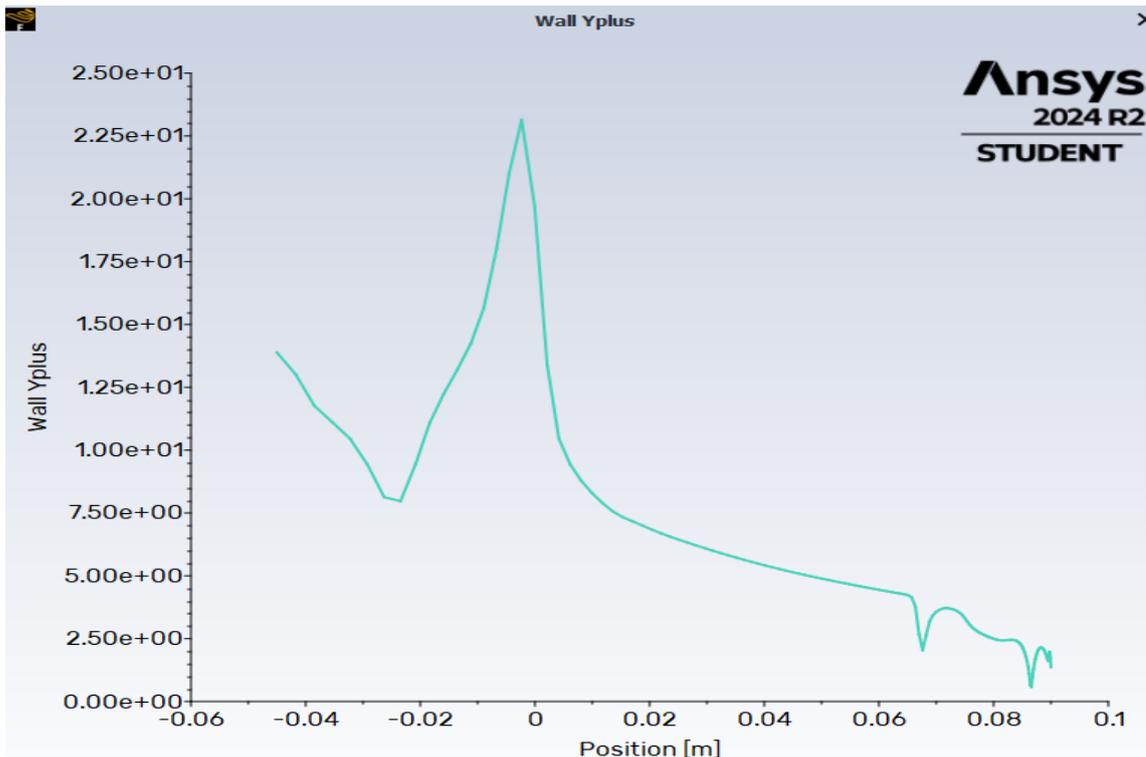


Figura 2.9: Valori  $y^+$  a parete con mesh 1 e modello  $k - \omega SST$

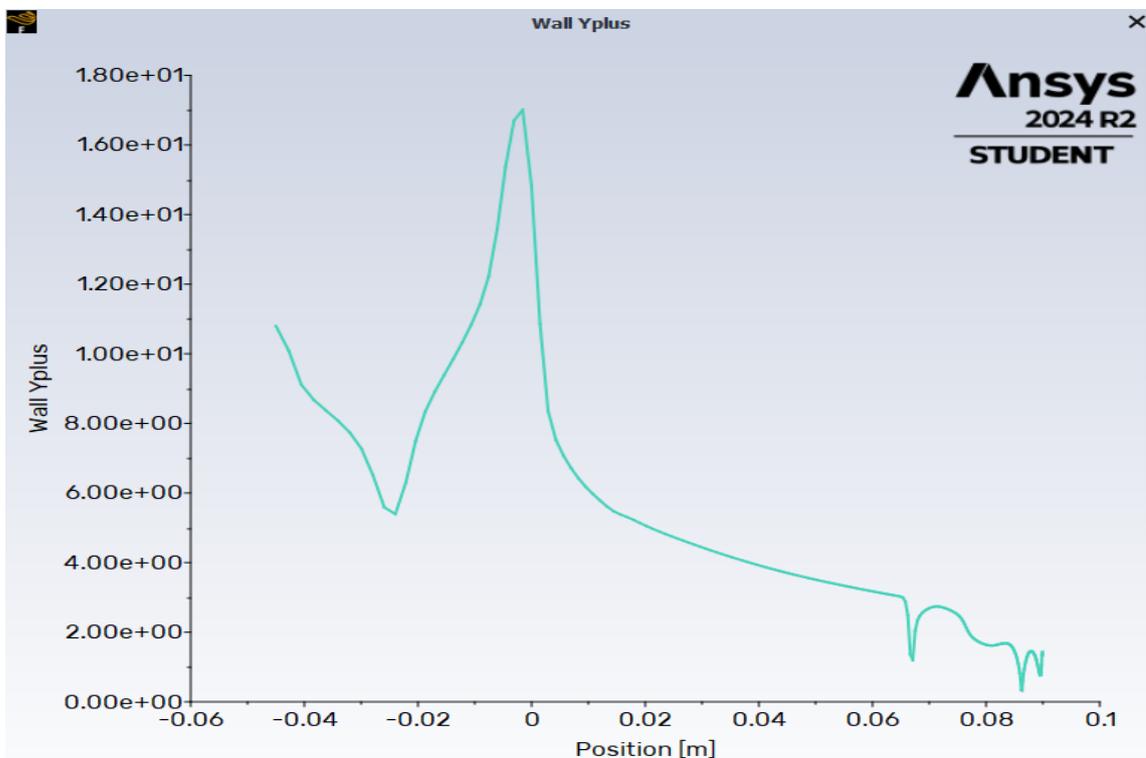


Figura 2.10: Valori  $y^+$  a parete con mesh 2 e modello  $k - \omega SST$

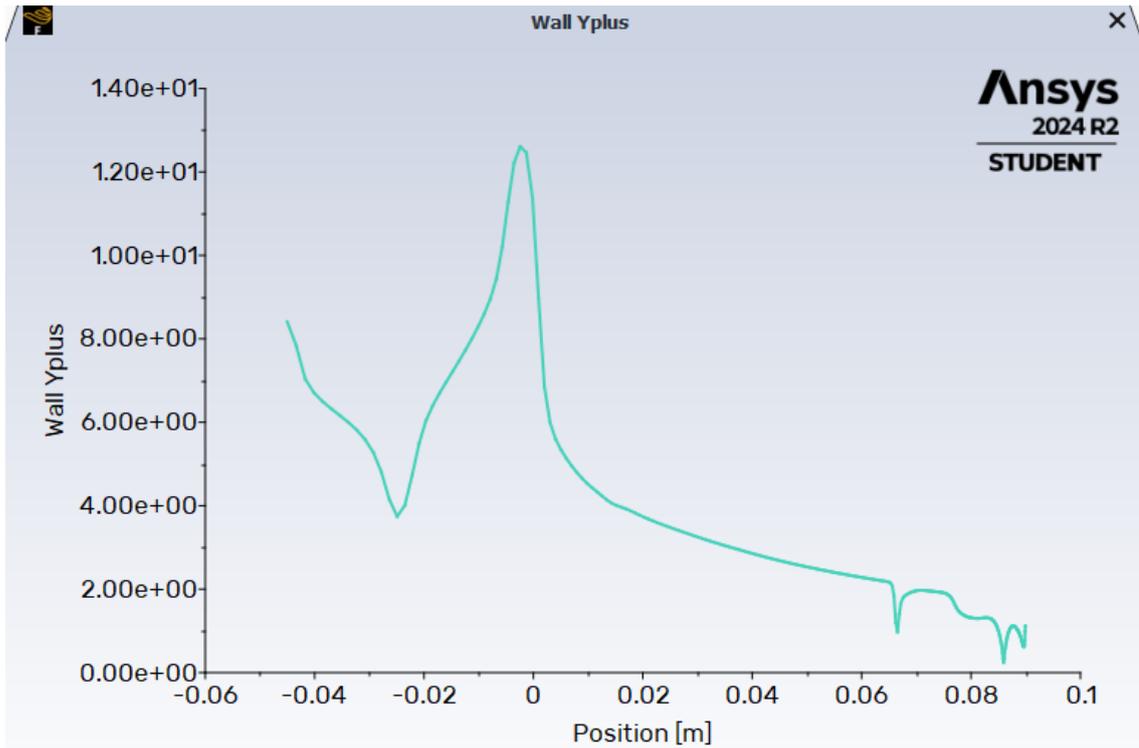


Figura 2.11: Valori  $y^+$  a parete con mesh 3 e modello  $k - \omega SST$

## 2.3 Condizioni al contorno e setup sperimentale

Con le simulazioni fluidodinamiche si è cercato di riprodurre l'esperimento condotto da Stark e Hagemann al DLR (German Aerospace Center), riportato nell'articolo "*Current status of numerical flow prediction for separated nozzle flows*" [8].

L'esperimento è stato condotto utilizzando come fluido di lavoro l'azoto gassoso. In ingresso vengono forniti i valori di pressione e temperatura totale utilizzati nell'esperimento:

- $T^\circ = 283 \text{ K}$
- $p^\circ = 2.5 \cdot 10^6 \text{ Pa}$

Viene inoltre fornito il Nozzle pressure ratio ( $NPR$ ), ossia il rapporto tra la pressione totale in ingresso e la pressione ambiente, con cui è stato svolto l'esperimento:

$$NPR = \frac{p^\circ}{p_{amb}} = 25.25$$

I valori di pressione a parete dell'ugello sono stati ottenuti utilizzando delle sonde di pressione disposte nella direzione del flusso, con una spaziatura di  $2.5 \text{ mm}$  a partire dalla sezione di gola.

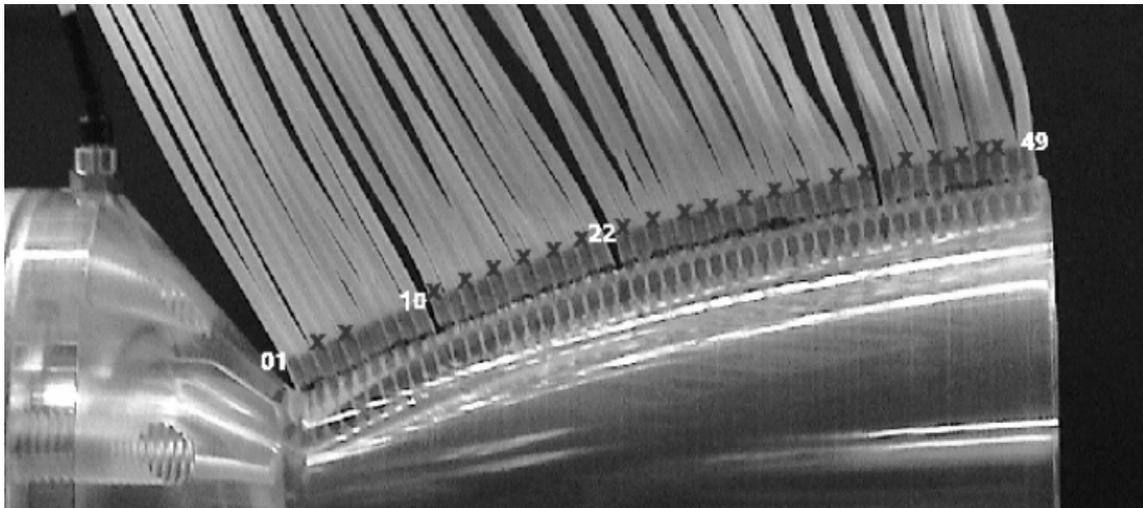


Figura 2.12: Setup sperimentale [8]

## 2.4 Risultati CFD al variare della mesh

Sono state effettuate simulazioni RANS per le tre mesh descritte in precedenza al fine di valutare la sensibilità dei risultati al raffinamento della griglia.

Le simulazioni sono state eseguite utilizzando uno schema di ricostruzione spaziale upwind del primo ordine ed adottando il modello di turbolenza a due equazioni  $k-\omega$  SST. Il flusso è stato considerato stazionario, compressibile e bidimensionale con simmetria assiale. Il calcolo dei flussi all'interfaccia è stato eseguito con il metodo di Roe e lo schema di ricostruzione temporale è implicito.

Per il calcolo della viscosità è stata adottata la legge di Sutherland. Le simulazioni sono state effettuate utilizzando il software ANSYS FLUENT [1] [2].

Il grafico seguente mostra l'andamento della pressione statica a parete, adimensionata rispetto alla pressione totale in ingresso, lungo la coordinata assiale, espressa in forma adimensionale rispetto al raggio di gola ( $R^*$ )

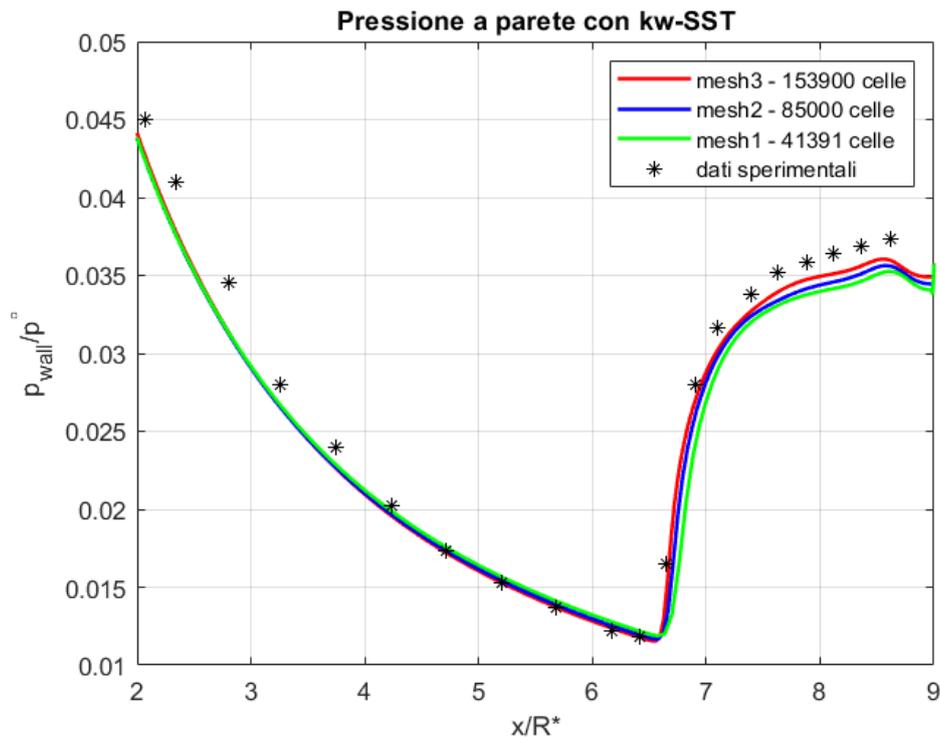


Figura 2.13: Confronto della pressione a parete con i dati sperimentali, al variare della mesh

Come si nota dal grafico 2.13 le analisi CFD riproducono in maniera piuttosto fedele i risultati sperimentali.

Inoltre, la mesh più fitta produce risultati più in linea con i dati sperimentali, nonostante non vi sia un elevato discostamento dei risultati al variare della mesh. Per questo motivo si è deciso di utilizzare la mesh 2 per effettuare il confronto con i diversi modelli di turbolenza, al fine di risparmiare in termini di costo computazionale

sulle varie simulazioni.

Viene inoltre riportato l'andamento della pressione sull'asse di simmetria dell'ugello e la posizione dell'urto ricavata dai dati sperimentali.

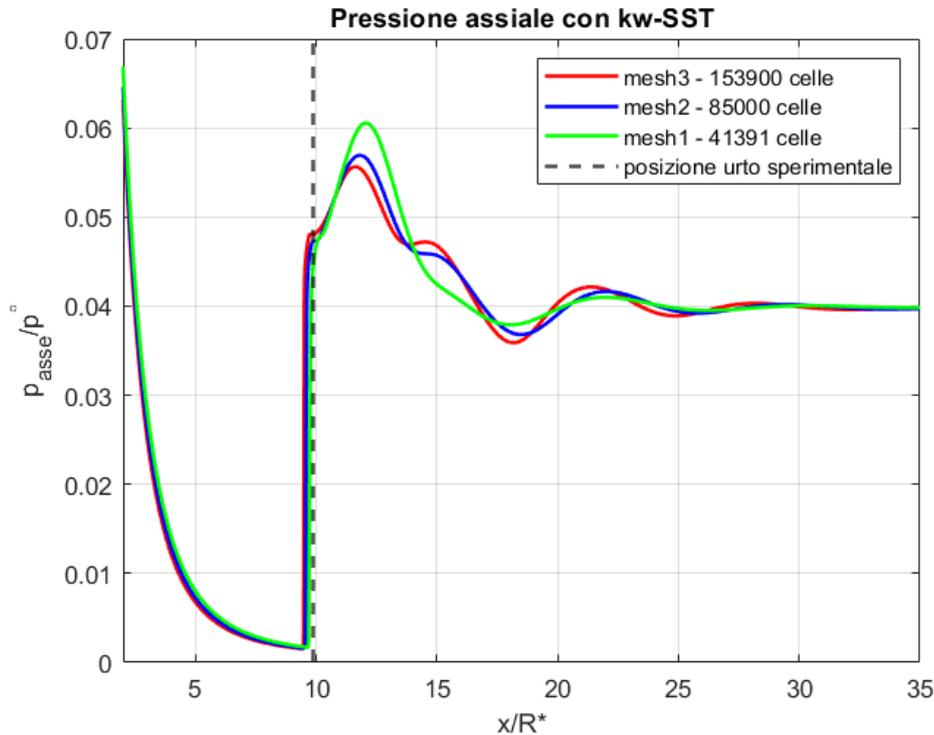


Figura 2.14: Confronto pressione assiale delle diverse mesh con dati sperimentali

Dal grafico si può notare il repentino incremento di pressione a cavallo dell'urto e le fluttuazioni di pressione a valle del disco di Mach. Si osserva inoltre come tutte le mesh riproducano in maniera fedele la posizione dell'urto, con un leggero anticipo rispetto al valore sperimentale.

## 2.5 Risultati CFD con diversi modelli di turbolenza

Utilizzando la mesh 2 si sono svolte simulazioni RANS, utilizzando diversi modelli di turbolenza per determinare quale modello riesca a catturare la separazione e la pressione a parete in maniera più accurata.

Si sono utilizzati i seguenti modelli di turbolenza:

- *Standard k –  $\epsilon$*  con production limiter
- *Standard k –  $\epsilon$*  con effetti di compressibilità e production limiter
- *Standard k –  $\omega$*  con production limiter
- *k –  $\omega$  SST* con production limiter

- $k - \omega$  *SST* con production limiter ed effetti di compressibilità
- $k - \omega$  *BSL* con production limiter
- $k - \omega$  *GEKO* con production limiter
- *Spalart-Allmaras*

### 2.5.1 Pressione lungo l'asse di simmetria

Nella seguente figura viene mostrato l'andamento della pressione lungo l'asse di simmetria, adimensionalizzata con la pressione totale in ingresso.

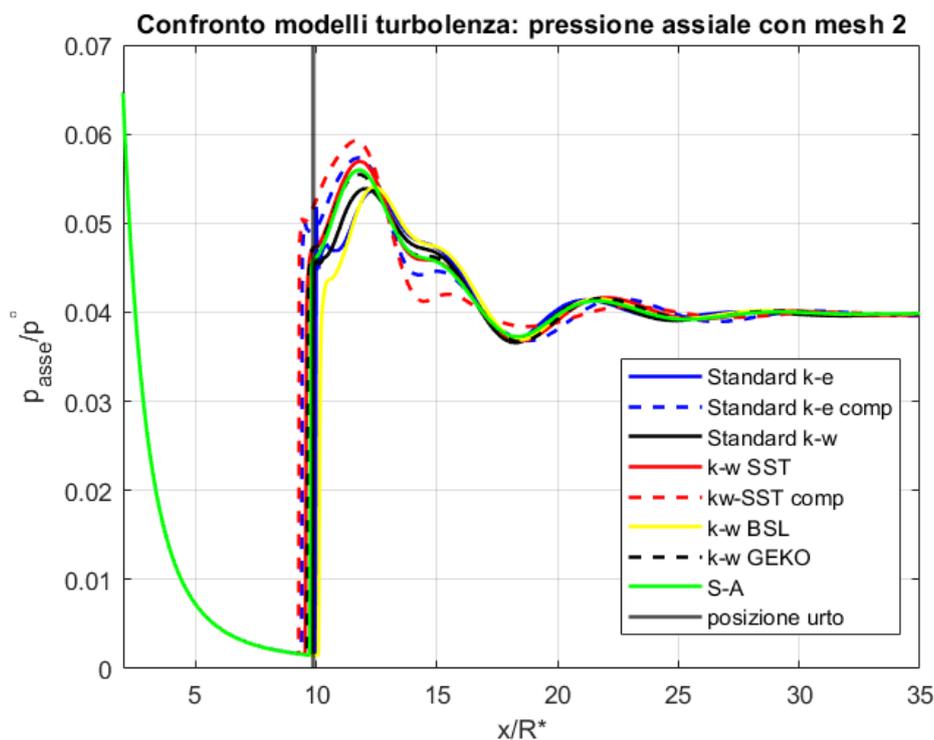


Figura 2.15: Confronto pressione assiale con mesh 2 e con diversi modelli di turbolenza

Dal grafico si può notare come tutti i modelli riescano a catturare in maniera abbastanza precisa la posizione del disco di Mach. Inoltre si osserva che il modello  $k - \omega$  *SST* con effetti di compressibilità produce delle fluttuazioni di pressione a valle dell'urto maggiori rispetto agli altri modelli.

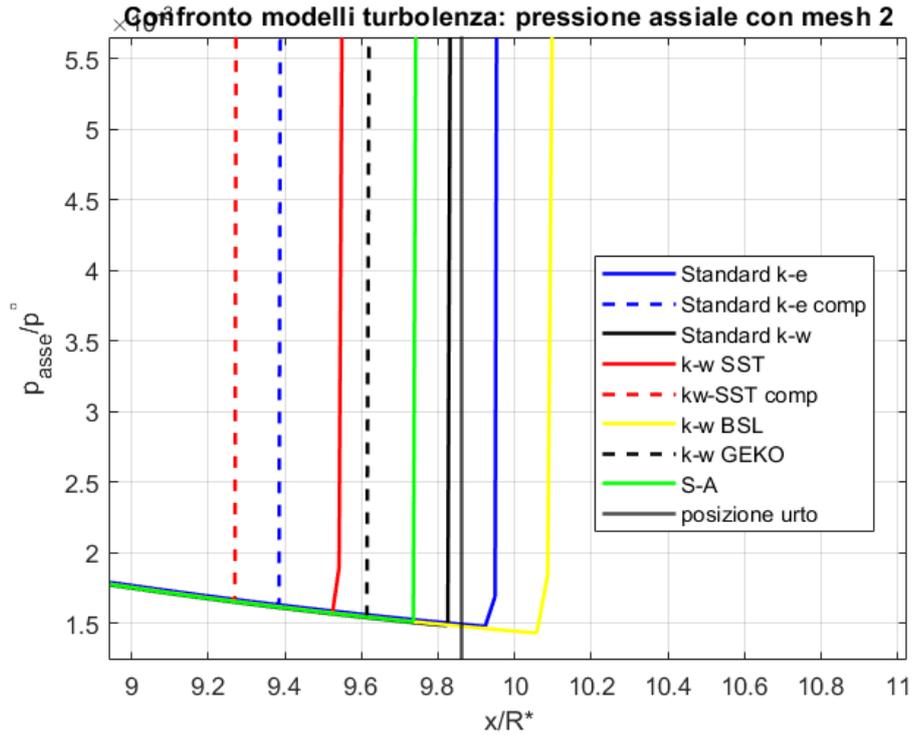


Figura 2.16: Zoom pressione assiale nell'intorno del disco di Mach

	Posizione disco di Mach	Offset
	$x_{shock}/R^*$	$x_{shock,CFD}/x_{shock,exp}$
Valore sperimentale	9.86	0%
$k - \omega$ BSL	10.06	2.03%
Standard $k - \epsilon$	9.92	0.61%
Standard $k - \omega$	9.82	-0.41%
SA	9.73	-1.32%
$k - \omega$ GEKO	9.61	-2.54%
$k - \omega$ SST	9.52	-3.45%
$k - \epsilon$ con compressibilità	9.38	-4.90%
$k - \omega$ SST con compressibilità	9.27	-6%

Tabella 2.1: Posizione del disco di Mach calcolata con vari modelli di turbolenza per ugello TIC e confronto con i dati sperimentali

Infatti dal grafico 2.16 e dalla tabella 2.1 si nota come la maggior parte dei modelli tenda ad anticipare la posizione del disco di Mach, con un errore massimo del 6% rispetto alla posizione determinata sperimentalmente.

## 2.5.2 Distribuzione pressione a parete

Di seguito sono riportate le distribuzioni di pressione statica a parete per i vari modelli di turbolenza:

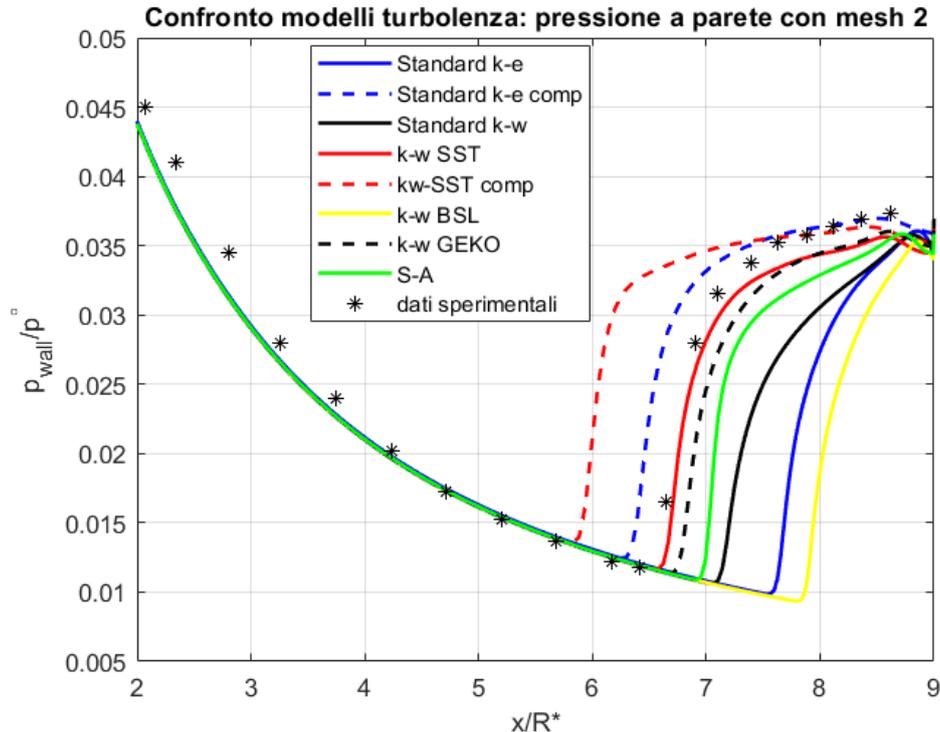


Figura 2.17: Confronto pressione a parete con mesh 2 e con diversi modelli di turbolenza

Osservando il grafico si possono fare le seguenti considerazioni:

Il modello  $k - \omega$  *SST* con effetti di compressibilità prevede un punto di separazione a monte di quello sperimentale mentre la maggior parte dei restanti modelli di turbolenza presi in considerazione calcolano un punto di separazione a valle di quello sperimentale.

I modelli che riproducono in maniera più accurata il punto di separazione sono il modello *Standard k -  $\epsilon$*  con effetti di compressibilità e il modello  $k - \omega$  *SST*. Tuttavia il modello  $k - \omega$  *SST* cattura in maniera più fedele l'andamento della pressione nell'intorno del punto di separazione, che è il punto di principale interesse.

I modelli con effetti di compressibilità si dimostrano in grado di catturare con maggiore precisione l'andamento della pressione a parete nella zona di ricircolo ma prevedono un punto di separazione più a monte rispetto ai valori sperimentali.

Per determinare il punto di separazione nelle analisi fluidodinamiche si può osservare l'andamento degli sforzi di taglio a parete.

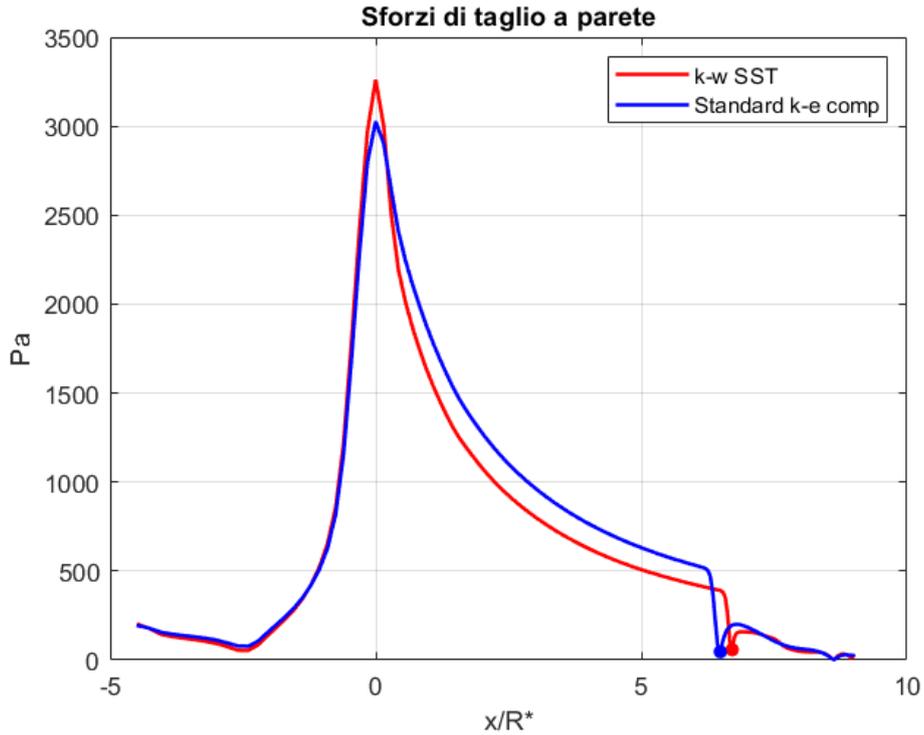


Figura 2.18: Sforzi di taglio a parete calcolati con  $k - \omega SST$  e  $k - \epsilon$  con effetti di compressibilità

	Punto di separazione	Offset
	$x_{sep}/R^*$	$x_{sep,CFD}/x_{sep,exp}$
Valore sperimentale	6.60	0 %
$k - \omega SST$	6.71	1.67%
$k - \epsilon$ con compressibilità	6.48	-1.82%

Tabella 2.2: Posizione del punto di separazione calcolata con vari modelli di turbolenza per ugello TIC e confronto con i dati sperimentali

In conclusione si può affermare che il modello  $k - \omega SST$  è il modello che produce risultati più vicini ai risultati sperimentali in termini di posizione del punto di separazione e andamento della pressione a parete nell'intorno del punto di separazione.

## 2.6 Visualizzazione grafica del campo di moto

Di seguito sono riportate le immagini dei vari *contours* ottenuti utilizzando il modello  $k - \omega$  SST.

### Campo di Mach

Il campo di Mach permette di visualizzare la formazione del disco di Mach all'esterno dell'ugello e la separazione interna all'ugello. Inoltre mostra come il flusso passi da condizioni subsoniche nel tratto convergente a condizioni supersoniche nel tratto divergente.

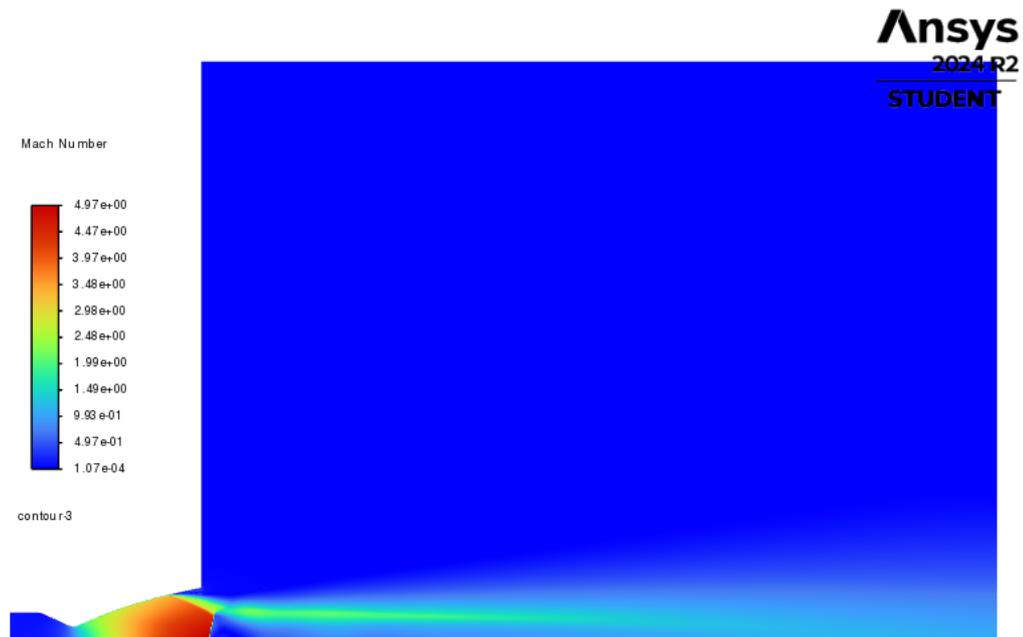


Figura 2.19: Campo di Mach intero dominio

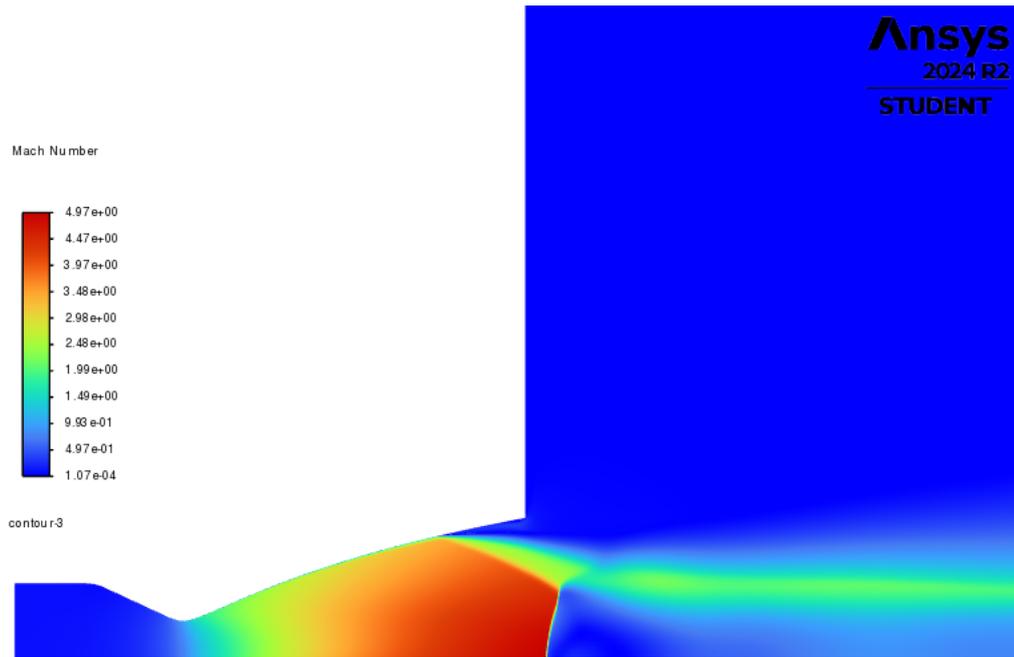


Figura 2.20: Campo di Mach

### Campo di pressione

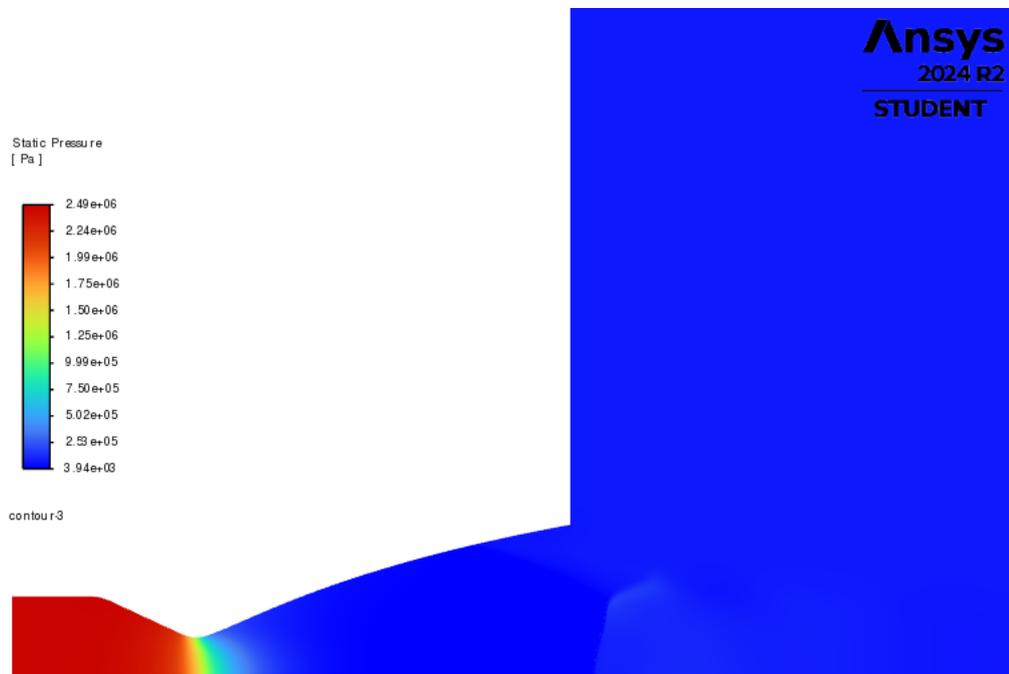


Figura 2.21: Campo di pressione

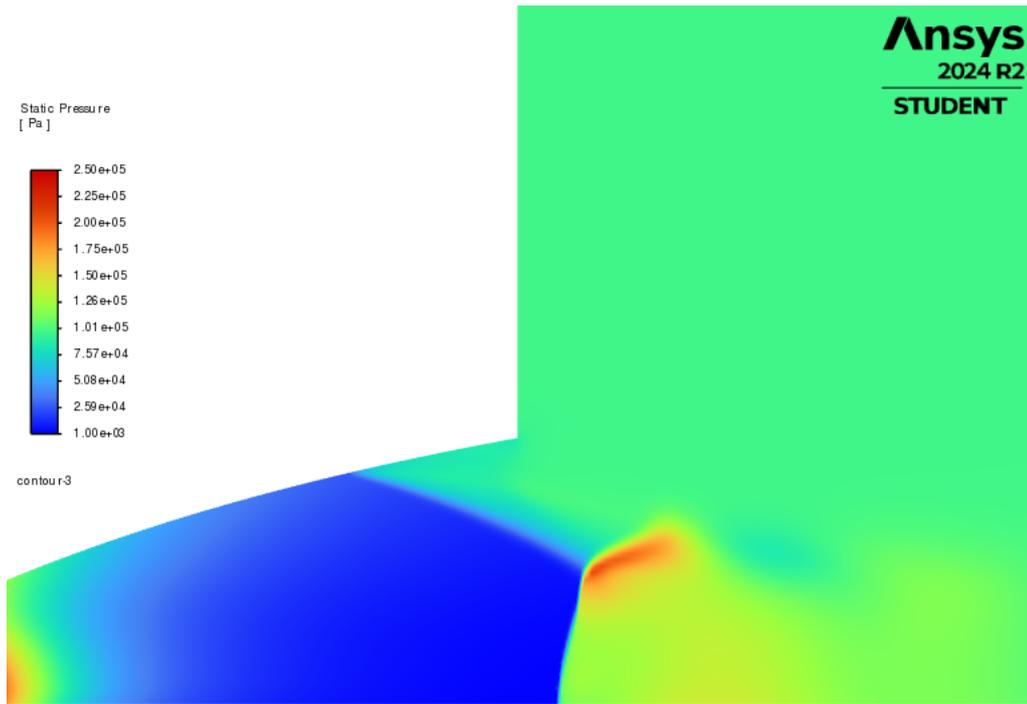


Figura 2.22: Ingrandimento del campo di pressione nella zona di interesse, in scala logaritmica

La figura 2.22 permette di apprezzare l'incremento di pressione nella zona di ricircolo e a valle del disco di Mach.

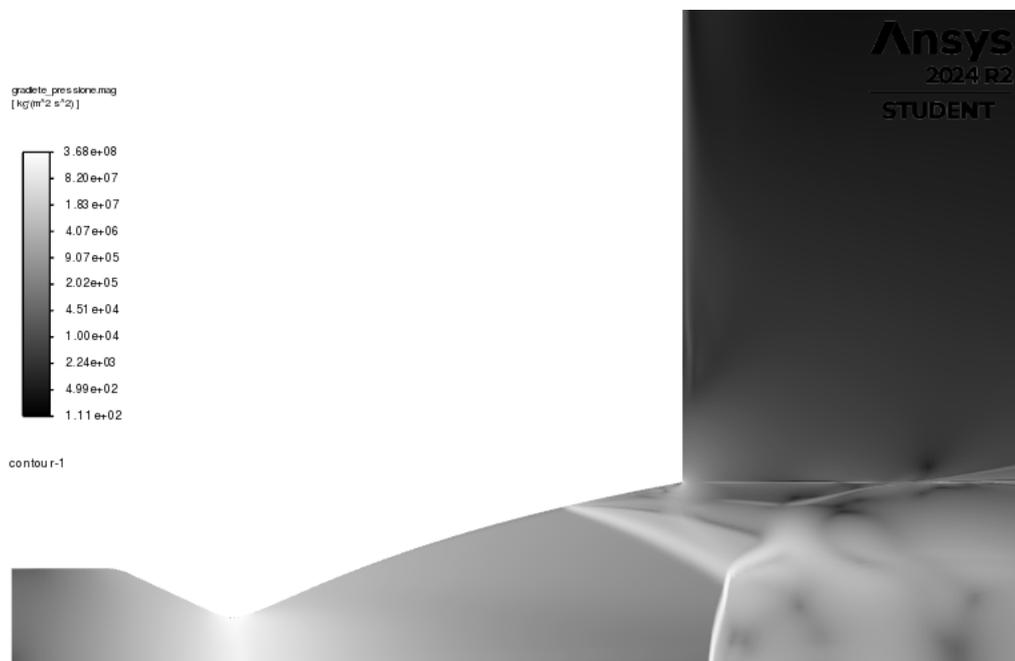


Figura 2.23: Campo del gradiente di pressione

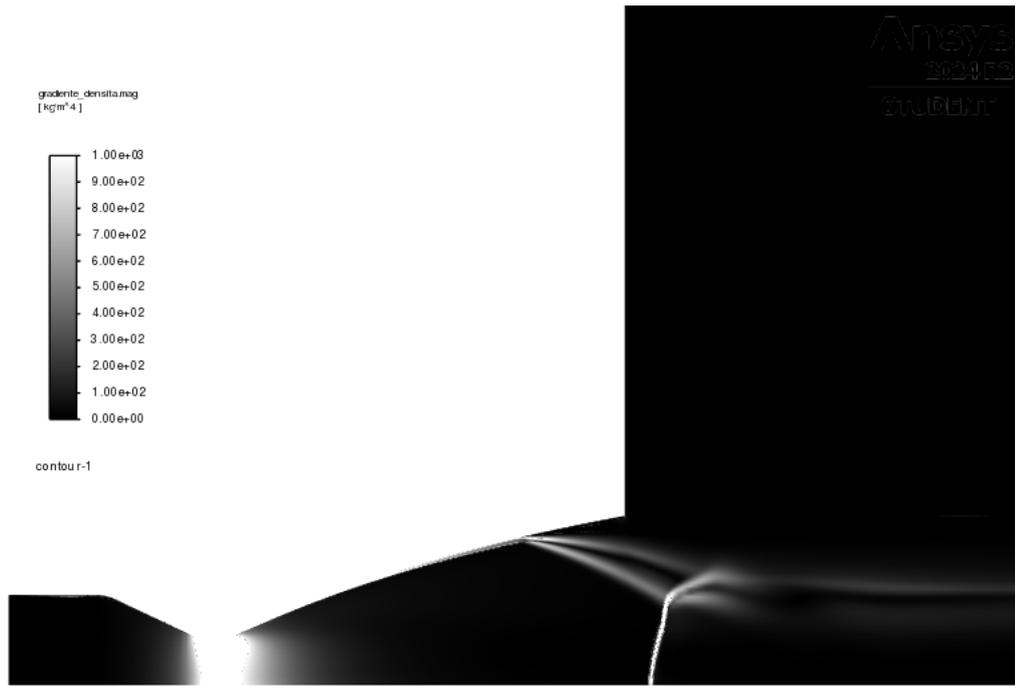


Figura 2.24: Campo del gradiente di densità

Dalla figure 2.23 e 2.24 si nota come i maggiori gradienti di pressione e di densità si osservano nella sezione di gola e in corrispondenza degli urti.

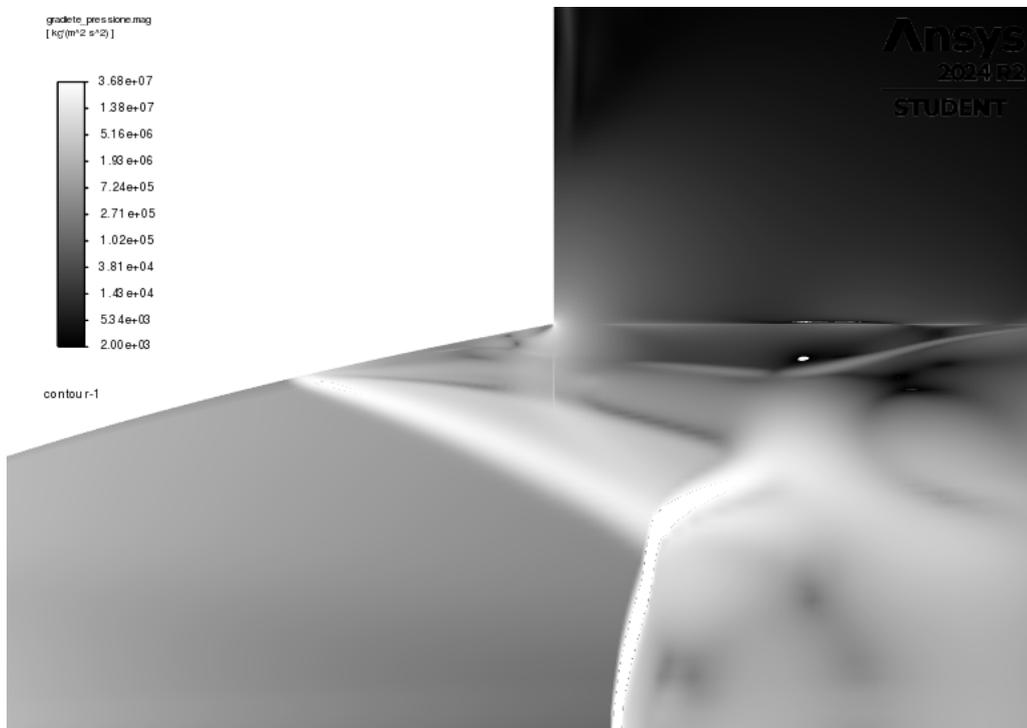


Figura 2.25: Campo del gradiente di pressione nell'intorno del punto triplo



Figura 2.26: Campo del gradiente di densità nell'intorno del punto triplo

Dagli ingrandimenti effettuati nelle figure 2.25 e 2.26 si può invece apprezzare il punto triplo, ossia l'intersezione tra urto obliquo, disco di Mach e urto riflesso.

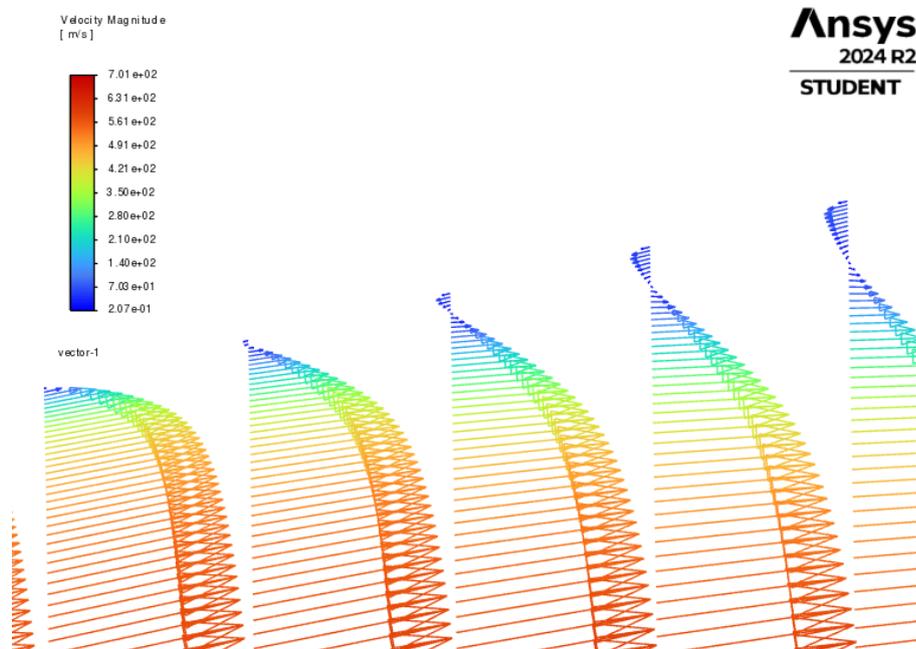


Figura 2.27: Scena vettoriale del modulo della velocità a parete

Dalla scena vettoriale in figura 2.27 è possibile osservare la zona in cui il gradiente di velocità a parete si inverte, inducendo la separazione dello strato limite.

# Capitolo 3

## Ugello dual-bell

In questa fase è stata effettuata l'analisi fluidodinamica di un ugello dual-bell al fine di investigare il fenomeno della transizione da *sea-level mode* a *high altitude mode* e comparare i risultati delle simulazioni con i dati sperimentali.

### 3.1 Geometria

L'oggetto delle simulazioni è un ugello dual-bell, il cui ugello base è un ugello TIC (*truncated ideal contour*). L'estensione è stata invece progettata in modo da presentare un profilo di pressione a parete costante.

Le caratteristiche geometriche sono le seguenti:

- Raggio di gola:  $R_t = 10 \text{ mm}$
- Rapporto di espansione ugello base:  $\frac{A_b}{A_t} = 11.3$
- Rapporto di espansione totale:  $\frac{A_e}{A_t} : 27.94$
- Lunghezza ugello base:  $L_b = 62 \text{ mm}$
- Lunghezza totale del divergente :  $L_{tot} = 14.24 \text{ cm}$
- Angolo di inflessione:  $\alpha_i = 7.2^\circ$

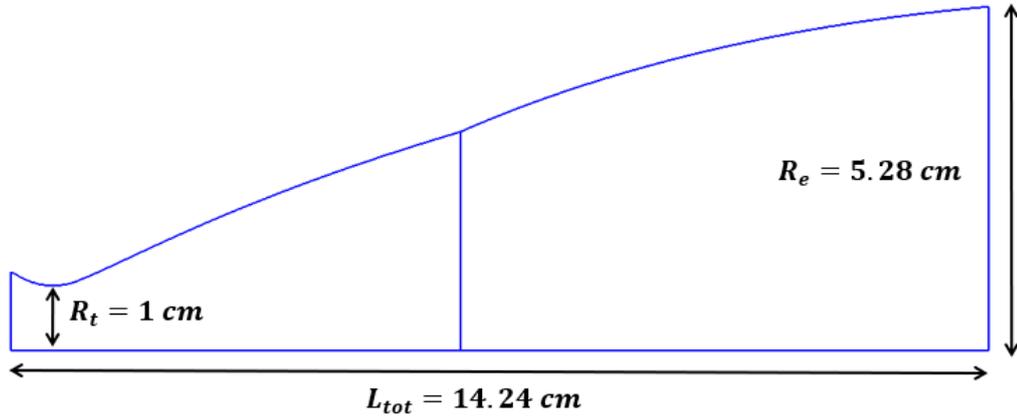


Figura 3.1: Geometria ugello Dual bell

La geometria del campo esterno è stata adottata seguendo il modello scelto nel capitolo precedente.

- estensione radiale:  $10 R_e$
- estensione assiale:  $14 R_e$

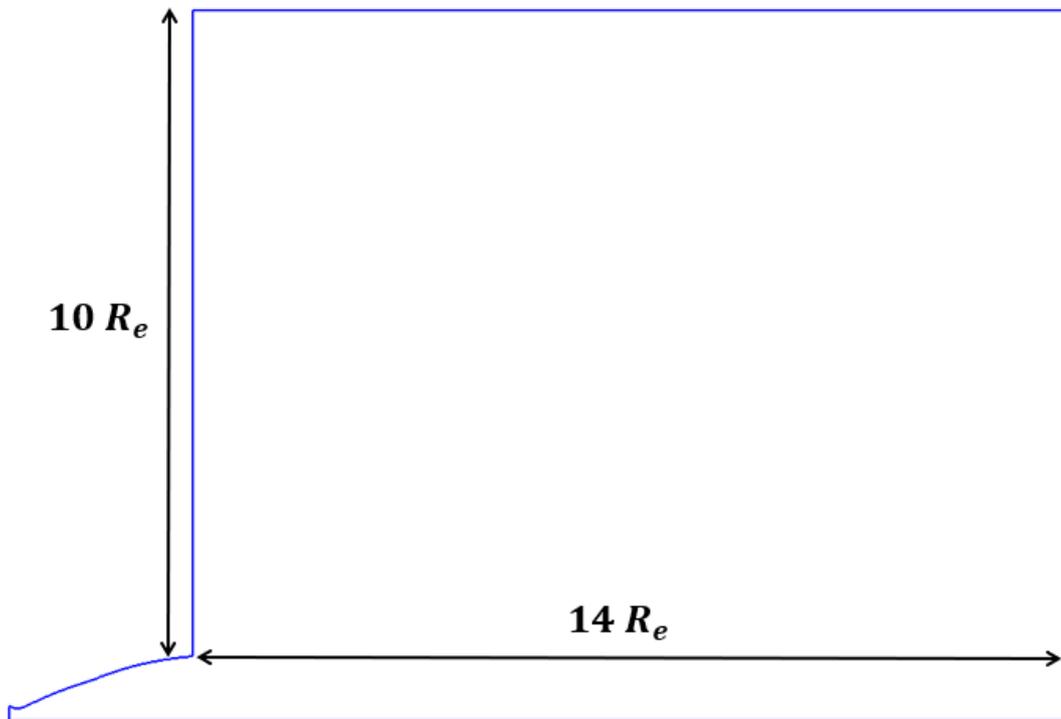


Figura 3.2: Geometria ugello Dual Bell con dominio esterno

### 3.2 Setup sperimentale

I dati sperimentali sono stati raccolti da test effettuati al DLR (German Aerospace Center), riportati nell'articolo "Unsteady Flow Conditions During Dual-Bell Sneak Transition" [10].

Nella prova sperimentale è stato utilizzato come fluido di lavoro azoto gassoso, stoccato in serbatoi pressurizzati a temperatura ambiente.

I diversi valori di  $NPR$  sono stati ottenuti variando la pressione totale di alimentazione dell'azoto che attraversa l'ugello dual-bell e mantenendo la pressione esterna costante, pari alla pressione ambiente. [10]

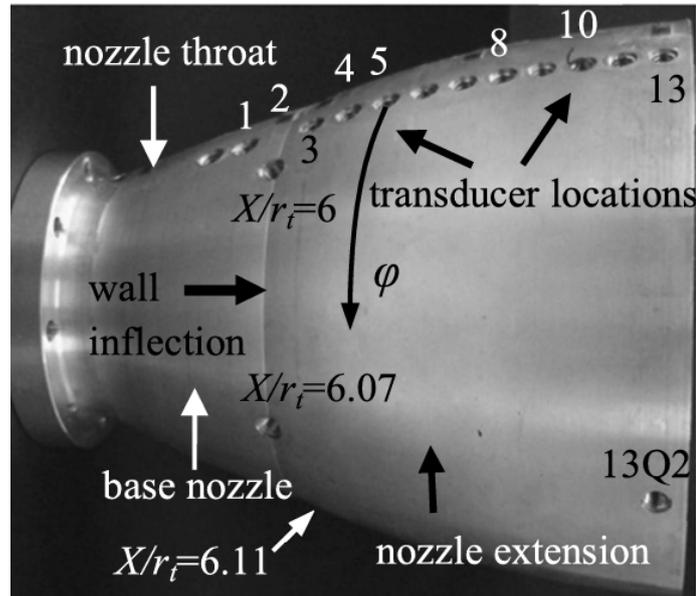


Figura 3.3: Ugello dual bell utilizzato nelle prove sperimentali [10]

L'ugello dual-bell utilizzato nelle prove sperimentali presenta le seguenti caratteristiche geometriche:

Parameter	Value
Throat radius $R_t$	10 mm
Area ratio $\epsilon_b$ at inflection point (TIC)	11.3
Area ratio $\epsilon$ at nozzle extension (CP)	27.1
Wall angle at nozzle exit $\alpha_i$	7.26 deg
Averaged transition NPR	49
Averaged retransition NPR	39

Figura 3.4: Parametri geometrici ugello sperimentale [10]

### 3.3 Mesh

Per effettuare le simulazioni fluidodinamiche è stata adottata una tipologia di mesh strutturata simile a quella del capitolo precedente, con infittimento sul bordo di uscita dell'ugello, per catturare in maniera adeguata la formazione del disco di Mach durante la transizione. Tuttavia è anche presente un infittimento nell'intorno dell'inflection point per catturare al meglio l'insorgenza dei fasci di espansione.

Sono state quindi svolte delle simulazioni CFD stazionarie confrontando i risultati ottenuti con tre diverse tipologie di mesh, al fine di valutare la robustezza dei risultati al variare della mesh. Di seguito sono riportate le caratteristiche delle diverse tipologie di mesh utilizzate:

#### 3.3.1 Mesh 1

- Numero celle: 58880
- Divisione interna ugello: 280x96
- Campo esterno: 200x64

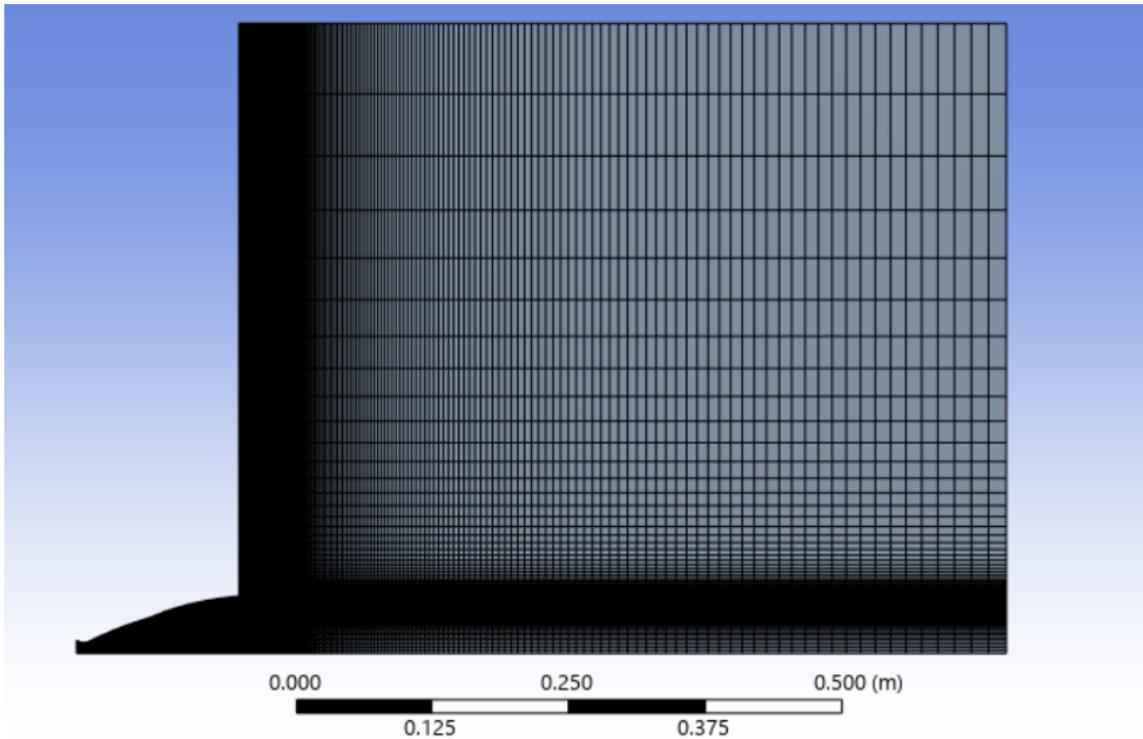


Figura 3.5: Mesh 1 ugello e dominio esterno

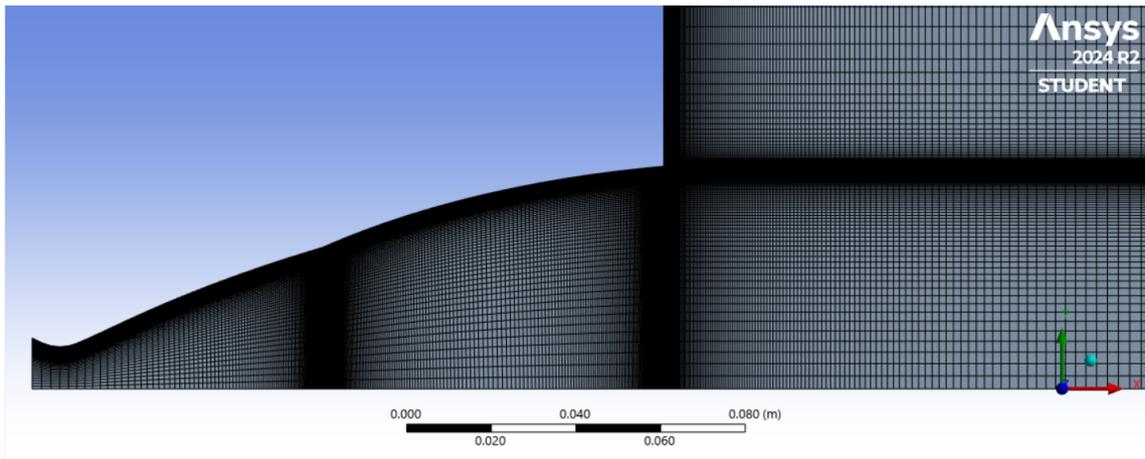


Figura 3.6: Mesh 1 ugello

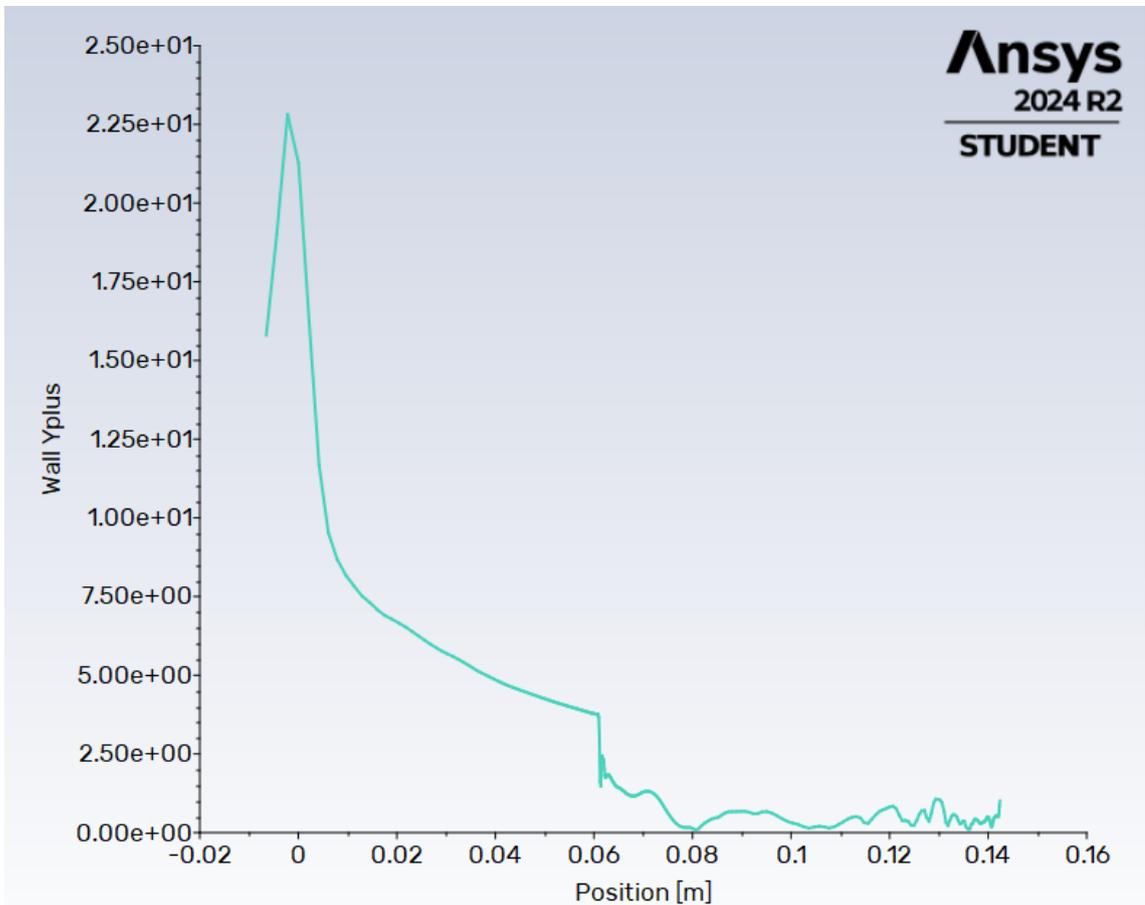


Figura 3.7: Valori  $y^+$  a parete per NPR=45.7 e mesh 1,  $k - \omega$  SST con effetti di compressibilità

### 3.3.2 Mesh 2

- Numero celle: 92000
- Divisione interna ugello: 350x120
- Campo esterno: 250x80

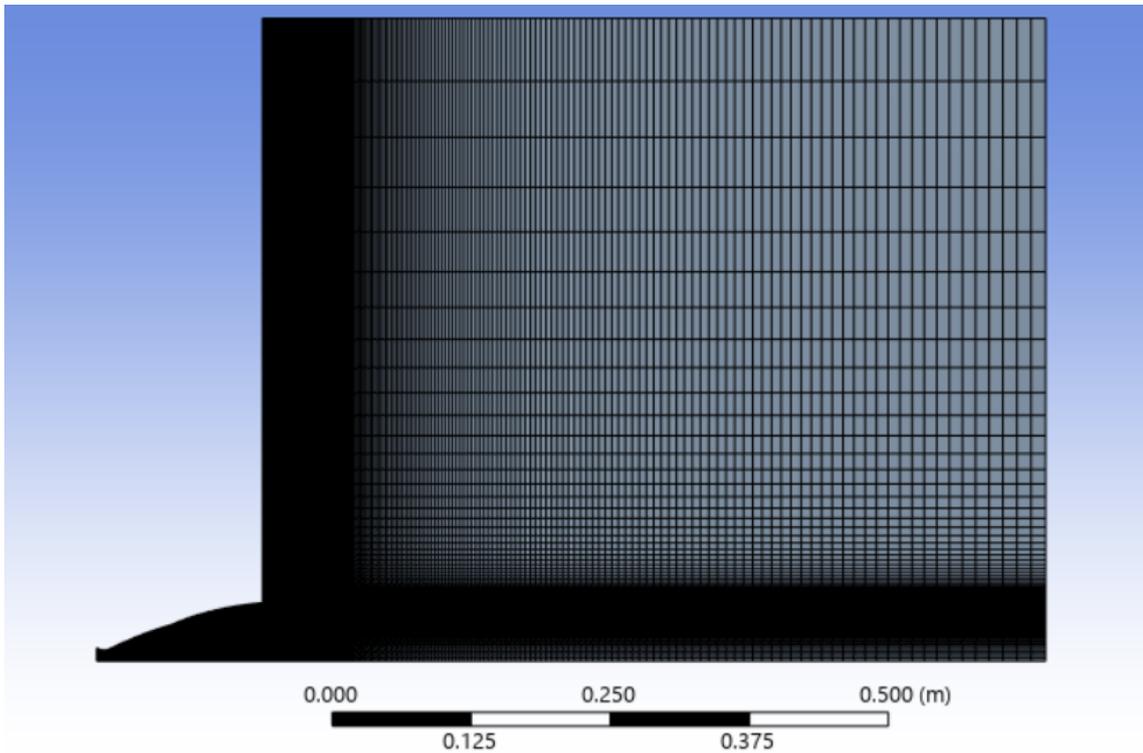


Figura 3.8: Mesh 2 ugello e dominio esterno

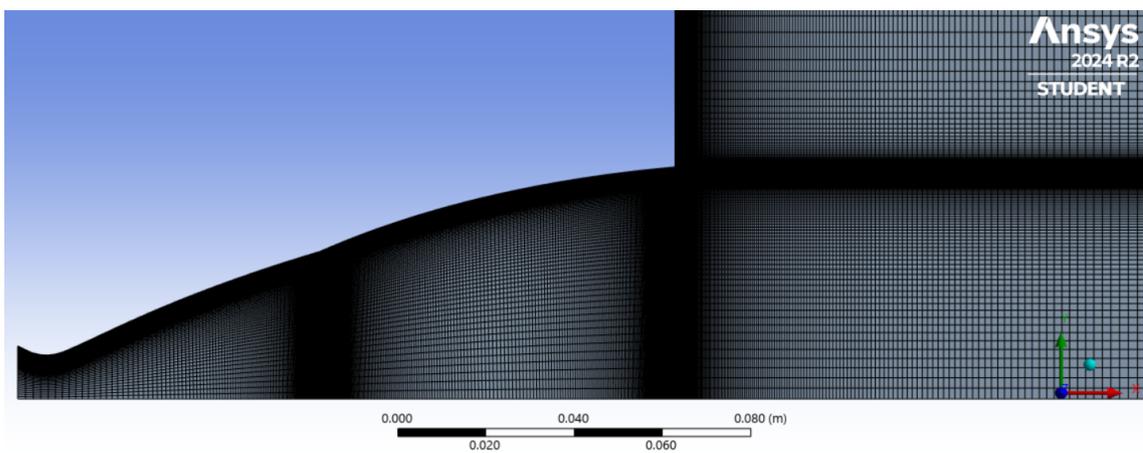


Figura 3.9: Mesh 2 ugello

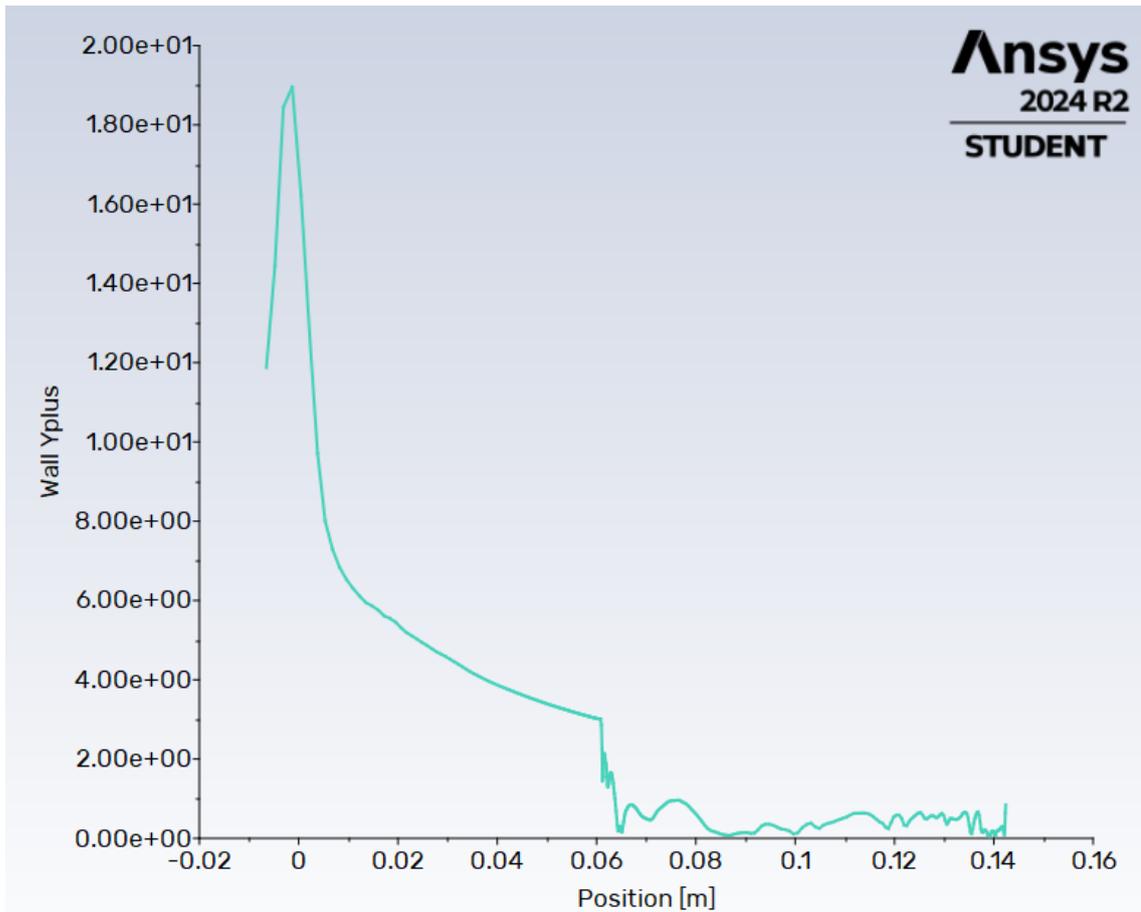


Figura 3.10: Valori  $y^+$  a parete per NPR=45.7 e mesh 2,  $k - \omega$  SST con effetti di compressibilità

### 3.3.3 Mesh 3

- Numero celle: 132480
- Divisione interna ugello: 420x144
- Campo esterno: 300x96

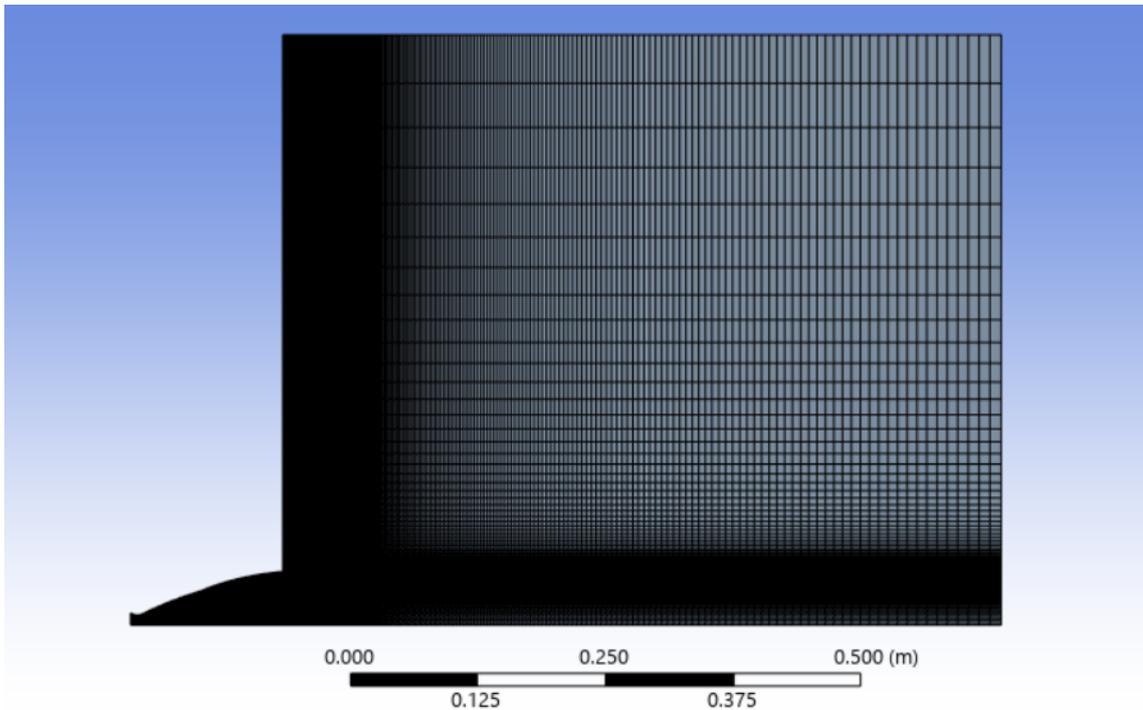


Figura 3.11: Mesh 3 ugello e dominio esterno

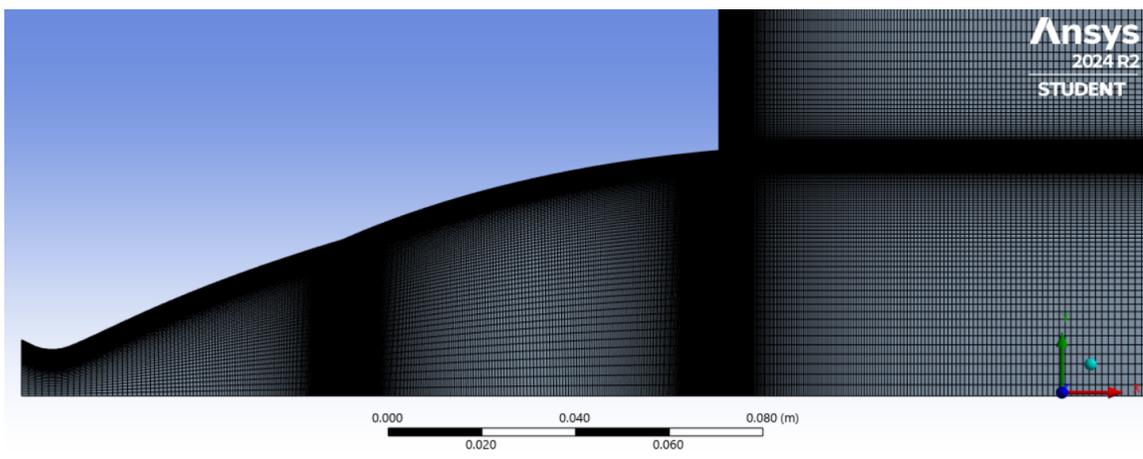


Figura 3.12: Mesh 3 ugello

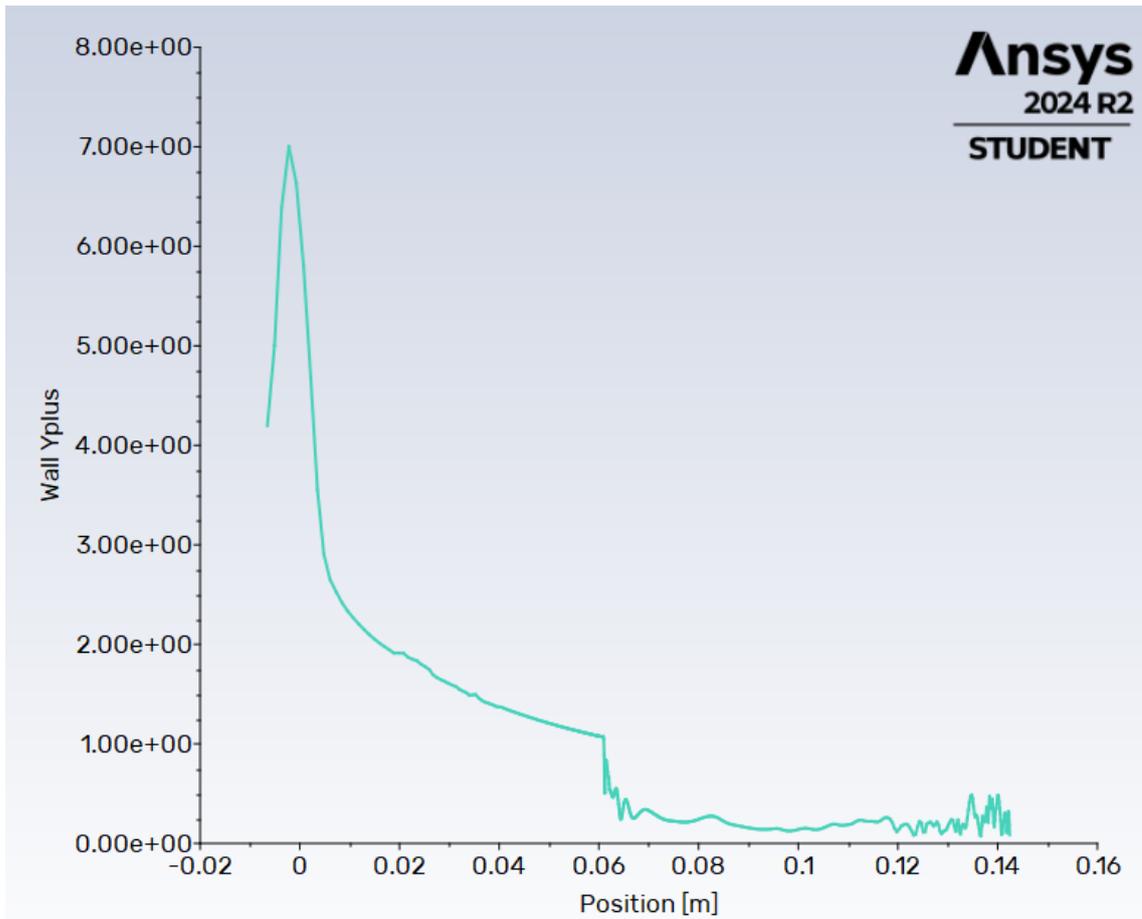


Figura 3.13: Valori  $y^+$  a parete per NPR=45.7 e mesh 3,  $k - \omega$  SST con effetti di compressibilità

## 3.4 Analisi CFD

Le simulazioni RANS sono state eseguite utilizzando uno schema di ricostruzione spaziale upwind del secondo ordine ed adottando il modello di turbolenza  $k - \omega$  SST. Il flusso è stato considerato stazionario, compressibile e bidimensionale con simmetria assiale. Il calcolo dei flussi all'interfaccia è stato eseguito con il metodo di Roe e lo schema di ricostruzione temporale è implicito.

Per il calcolo della viscosità è stata adottata la legge di Sutherland.

Inoltre, in questo caso, si è utilizzata anche la correzione del modello di turbolenza che tiene conto degli effetti di compressibilità, necessaria a causa dell'elevato numero di Mach turbolento dello shear layer. L'utilizzo di questa correzione consente di ottenere una stima più accurata della pressione a parete nella zona di ricircolazione del flusso esterno, come riscontrabile dal grafico 2.17. Le simulazioni sono state svolte con l'ausilio del software ANSYS FLUENT [1] [2].

### 3.4.1 Up-ramping

L'analisi CFD è stata utilizzata per studiare l'up-ramping dell'ugello dual-bell, incrementando il *Nozzle pressure ratio* nel corso delle simulazioni stazionarie, con l'obiettivo di determinare l'NPR di transizione, ovvero il valore a cui il flusso balza dall'*inflection point* all'uscita dell'ugello, grazie al profilo di pressione costante con cui è stata progettata l'estensione dell'ugello.

Nella realtà il *Nozzle Pressure Ratio* aumenta durante l'ascesa del lanciatore a causa del calo della pressione ambiente, mentre la pressione in camera di combustione rimane pressoché costante.

Nelle simulazioni condotte, tale variazione è ottenuta aumentando la pressione totale all'ingresso dell'ugello dual-bell, mantenendo invece costante la pressione esterna, pari a quella al livello del mare. Inoltre, per le simulazioni viene utilizzato come fluido di lavoro azoto ( $N_2$ ) alla temperatura totale di 300 K.

Questa configurazione è coerente con la prova sperimentale descritta nell'articolo " *Unsteady Flow Conditions During Dual-Bell Sneak Transition*" [10] che si è cercato di riprodurre numericamente.

L'up-ramping è stato effettuato con le 3 mesh precedentemente descritte, fino al raggiungimento dell'NPR di transizione, al fine di valutare l'indipendenza dei risultati ottenuti dalla mesh utilizzata.

Di seguito sono riportati gli andamenti di pressione a parete per alcuni valori di NPR significativi, al variare della mesh utilizzata:

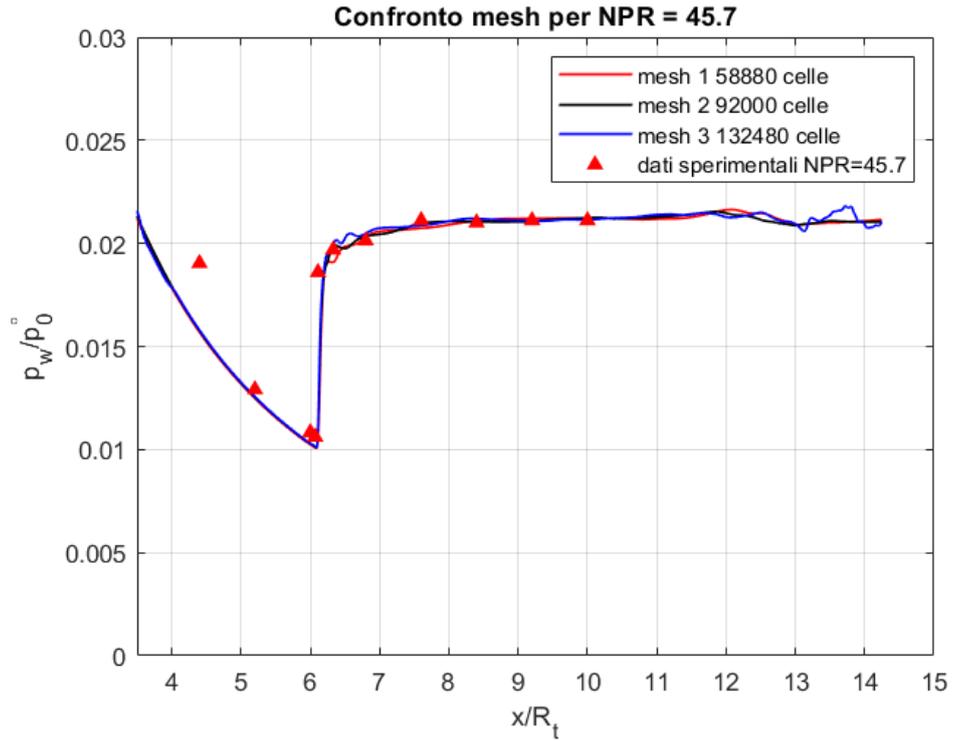


Figura 3.14: Confronto della pressione a parete al variare della mesh per NPR=45.7

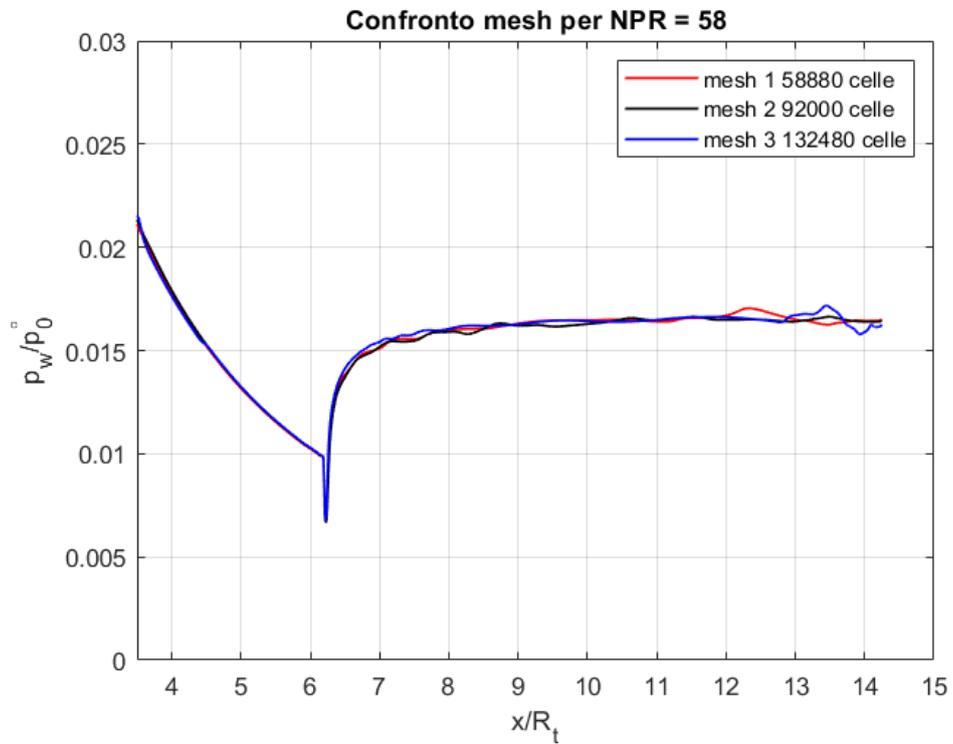


Figura 3.15: Confronto della pressione a parete al variare della mesh per NPR=58

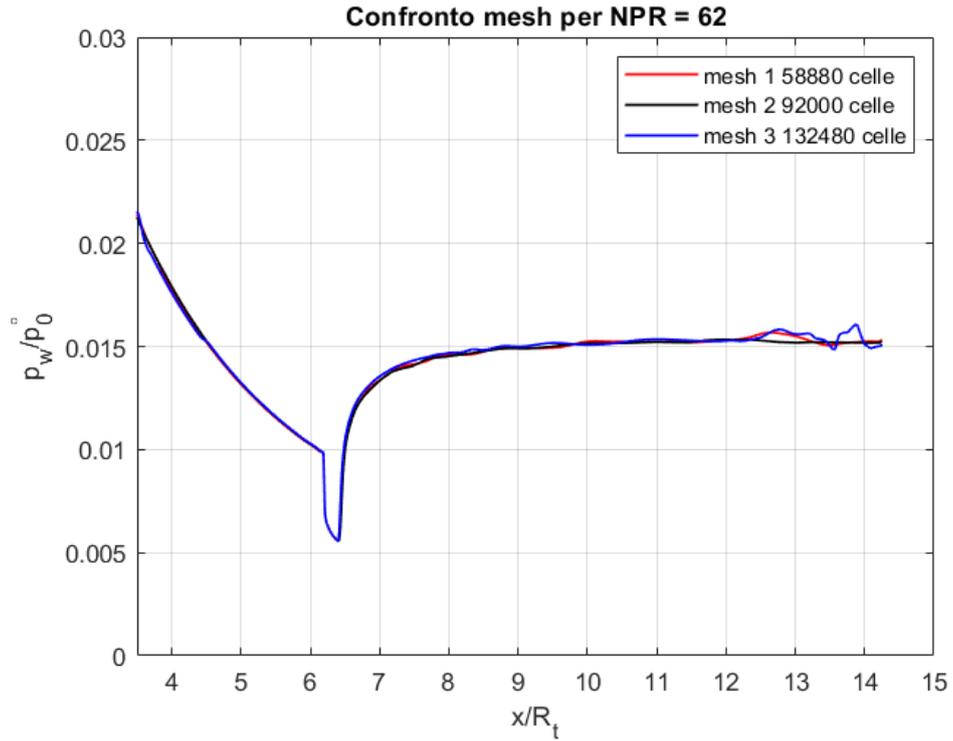


Figura 3.16: Confronto della pressione a parete al variare della mesh per NPR=62

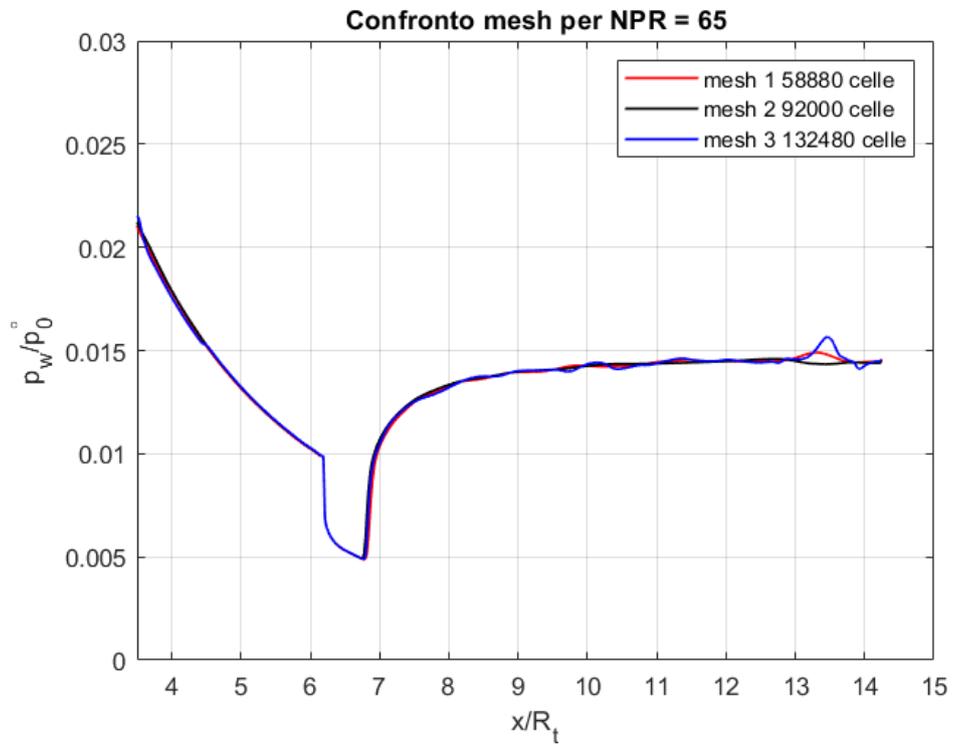


Figura 3.17: Confronto della pressione a parete al variare della mesh per NPR=65

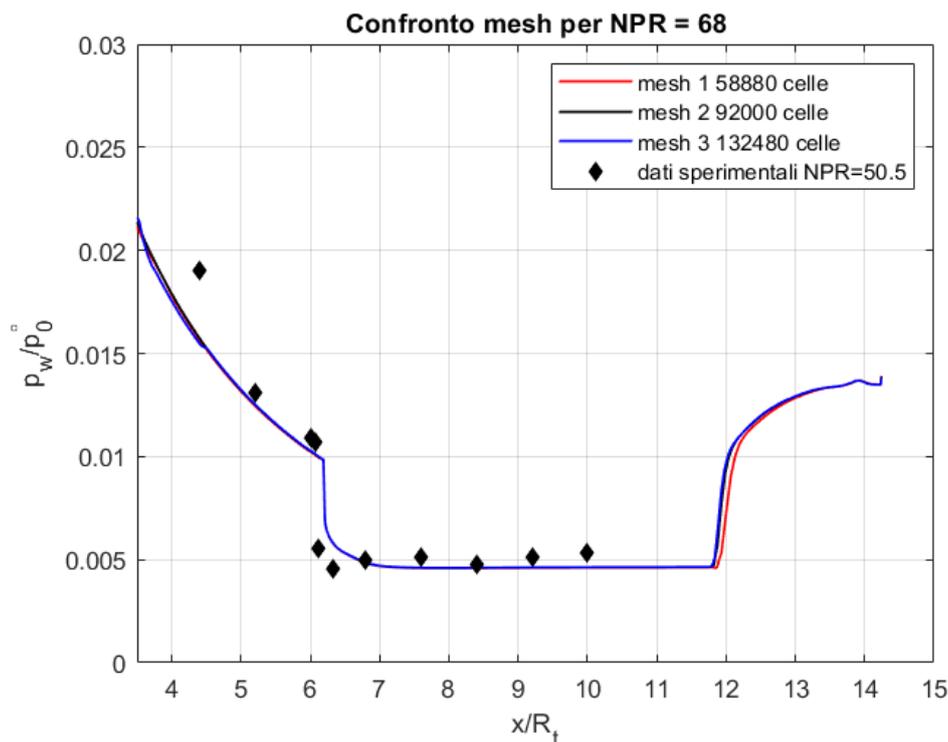


Figura 3.18: Confronto della pressione a parete al variare della mesh per  $NPR=68$

Dai grafici si osserva che la variazione della mesh influisce in modo limitato sulla posizione del punto di separazione, che rimane praticamente coincidente per le diverse discretizzazioni utilizzate. Una maggiore discrepanza tra i risultati ottenuti si ha per l' $NPR$  di transizione ( $NPR = 68$ ), per il quale comunque, la variazione tra i punti di separazione rimane inferiore all'1%.

Inoltre, la mesh più fitta prevede delle oscillazioni di pressione maggiori nella zona di uscita dell'ugello.

Dalla figura 3.14 si nota come le simulazioni riescano a prevedere con buona accuratezza l'andamento della pressione a parete nella zona di separazione.

Dal confronto con i dati sperimentali si osserva che l'analisi CFD prevede la transizione del flusso nella seconda campana per valori di  $NPR$  maggiori rispetto ai valori sperimentali.

Infatti, i dati sperimentali prevedono una transizione per un  $NPR$  di 50.5, mentre nell'analisi fluidodinamica la transizione avviene per  $65 < NPR < 68$ .

Questa discrepanza è principalmente imputabile alla natura instazionaria del fenomeno, difficilmente prevedibile con un'analisi stazionaria condotta con codici CFD commerciali.

Tuttavia, il rapporto tra pressione statica a parete e pressione totale nell'estensione dell'ugello dual-bell viene comunque determinato in maniera abbastanza fedele dalle simulazioni CFD, come mostrato nel grafico 3.18.

Considerata la limitata differenza tra i risultati ottenuti al variare della mesh, si è scelto di adottare la mesh intermedia per le simulazioni successive, che prevedono

l'inserimento del getto secondario.

Con questa mesh sono state anche effettuate ulteriori simulazioni incrementando l' $NPR$  oltre il valore di transizione, al fine di osservare lo spostamento del punto di separazione verso l'uscita dell'ugello.

Di seguito sono presentati, in un unico grafico, gli andamenti di pressione statica a parete per i diversi valori di  $NPR$  durante la fase di up-ramping, ottenuti con la mesh 2.

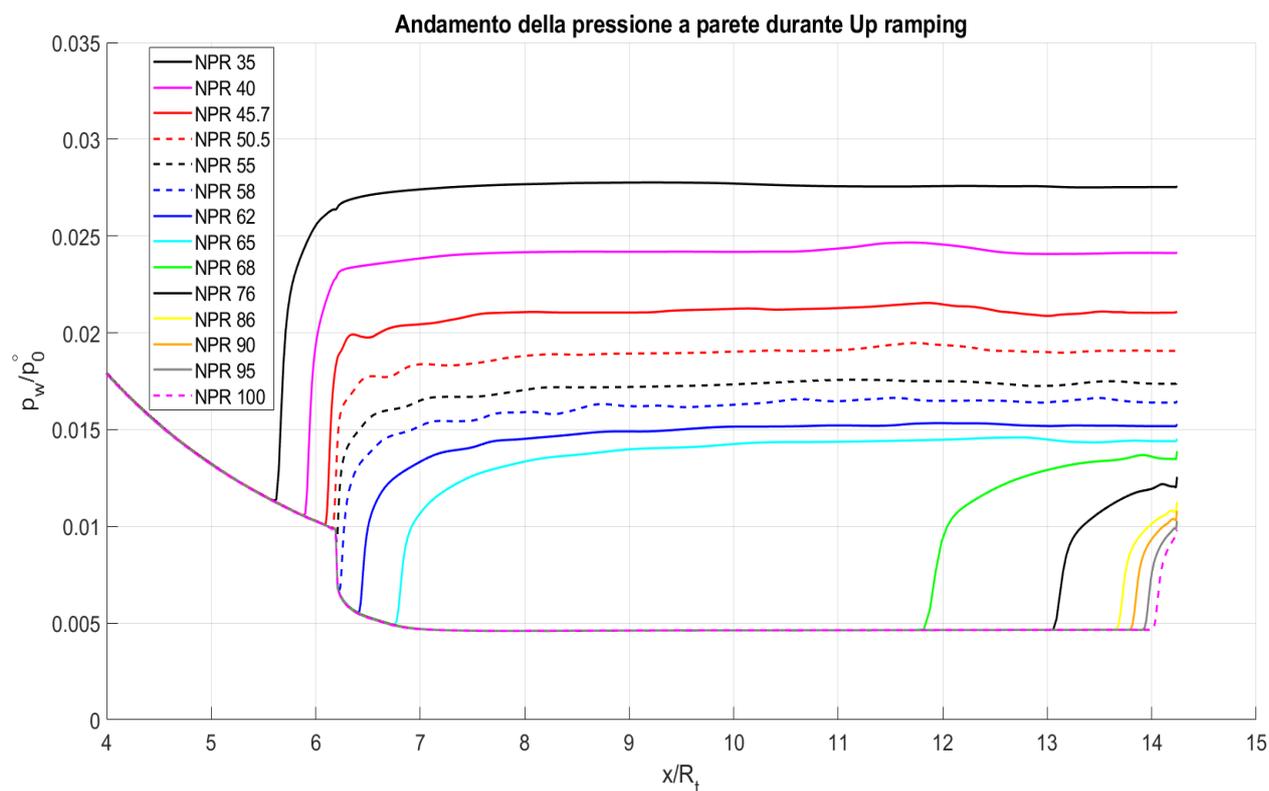


Figura 3.19: Andamento della pressione a parete durante fase di up-ramping

Osservando i risultati in figura 3.19 si può notare come la separazione rimanga confinata nell'intorno dell'inflection point per  $45.7 < NPR < 55$ .

Per  $58 < NPR < 65$  la separazione del flusso si sposta in una piccola regione a valle dell'inflection point, chiamata *inflection region*, caratterizzata da un gradiente di pressione negativo.

Questo fenomeno, che prevede una posizione stabile della separazione all'interno dell'*inflection region* viene chiamato *Sneak transition*.

Inoltre, è evidente il salto del punto di separazione nell'estensione durante il fenomeno di transizione per  $65 < NPR < 68$ .

Dal grafico si può anche notare come sia necessario incrementare notevolmente l' $NPR$  affinché diminuisca il grado di sovraespansione e la separazione si avvicini al bordo finale dell'ugello dual-bell.

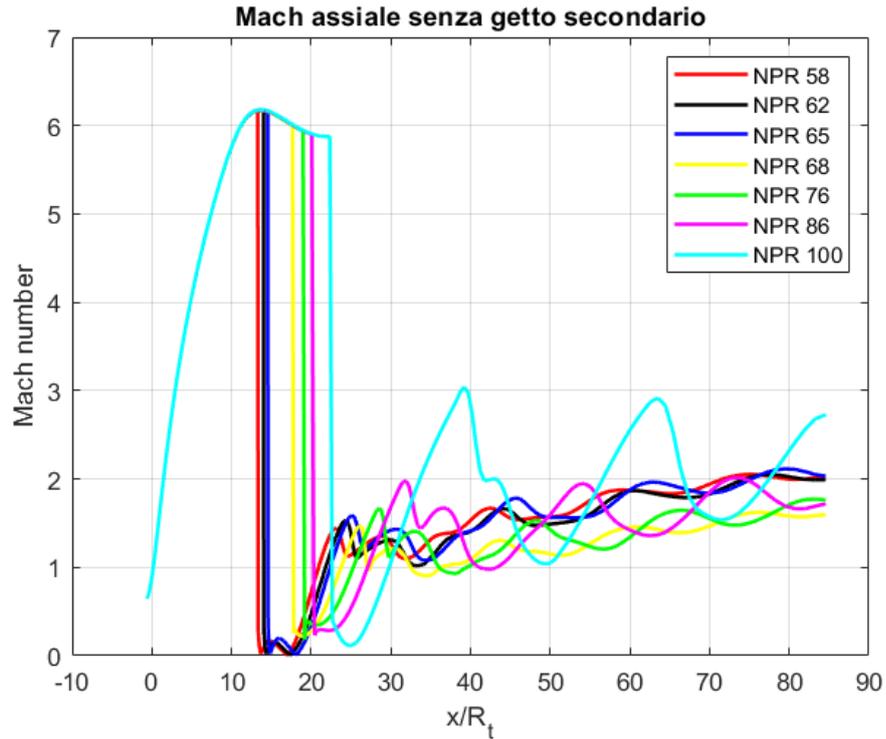


Figura 3.20: Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria al variare dell'NPR

Nella figura 3.20 è possibile apprezzare come la posizione del disco di Mach si sposti a valle durante la fase di up-ramping, con la transizione che sposta improvvisamente a valle il disco di Mach per NPR=68. Inoltre, all'aumentare dell'NPR, diventa ben visibile la presenza di *shock cells* nella scia esterna all'ugello.

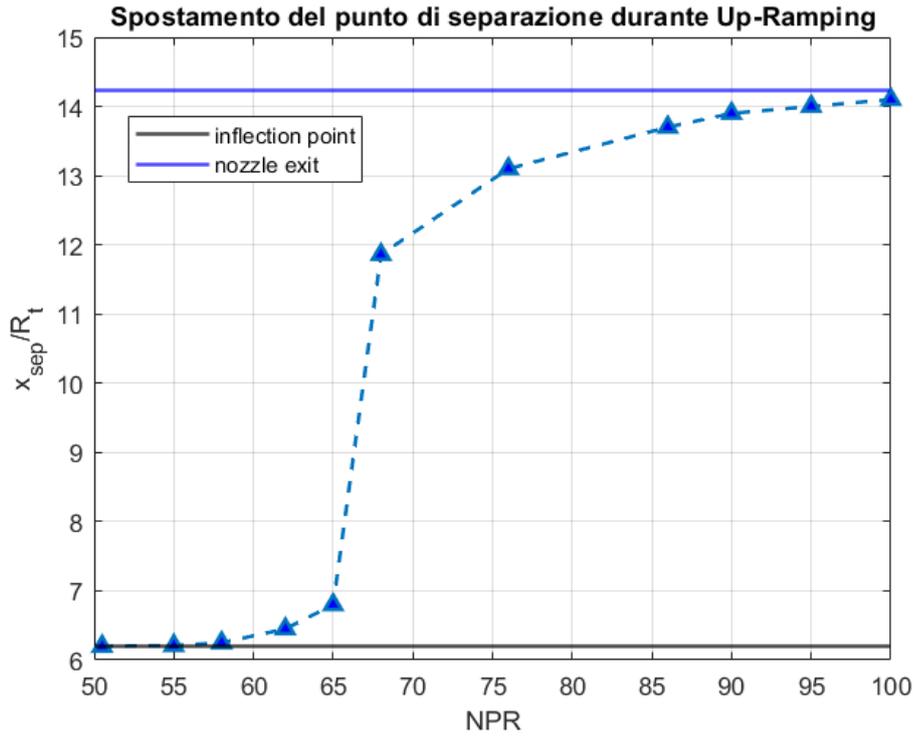


Figura 3.21: Spostamento del punto di separazione al variare dell'NPR durante la fase di Up-Ramping

### 3.4.2 Visualizzazione grafica

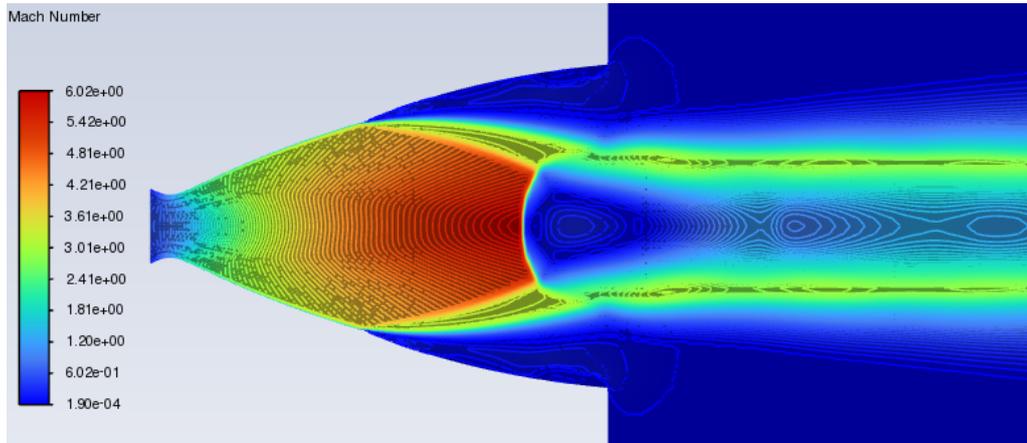


Figura 3.22: Campo di Mach per NPR=45.7

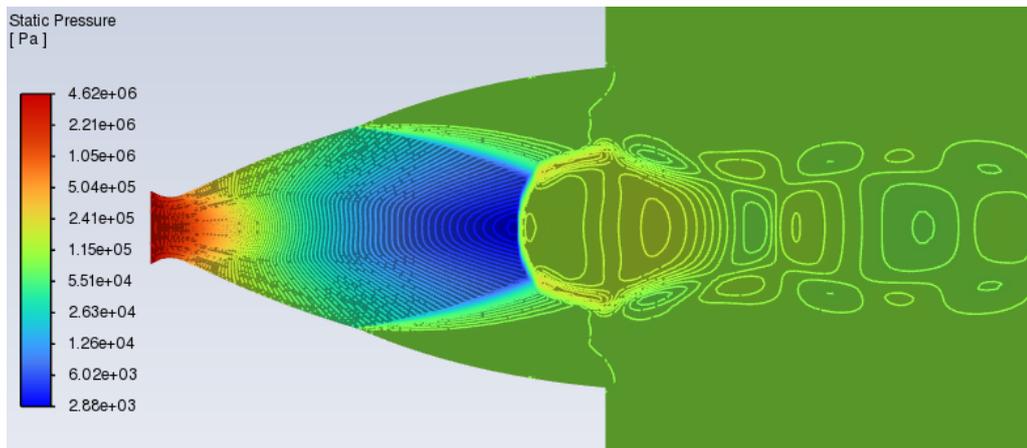


Figura 3.23: Campo di pressione in scala logaritmica per NPR=45.7

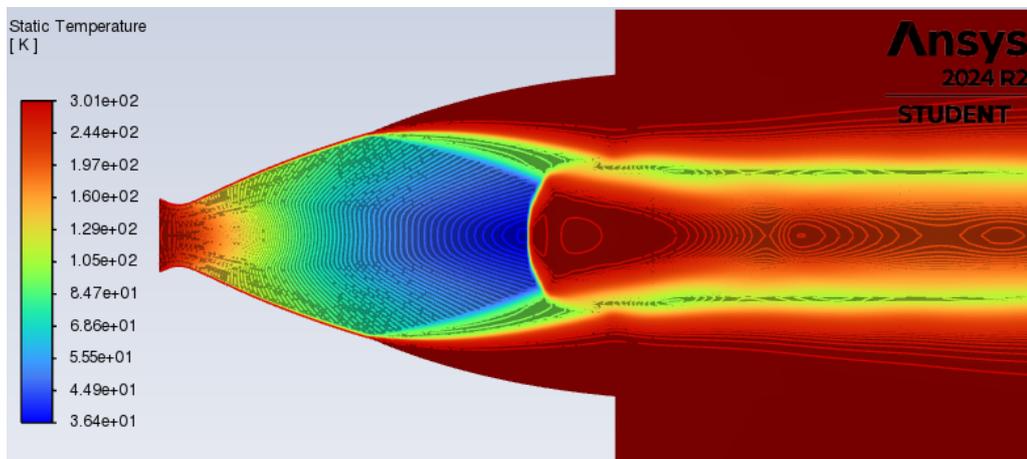


Figura 3.24: Campo di temperatura in scala logaritmica per NPR=45.7

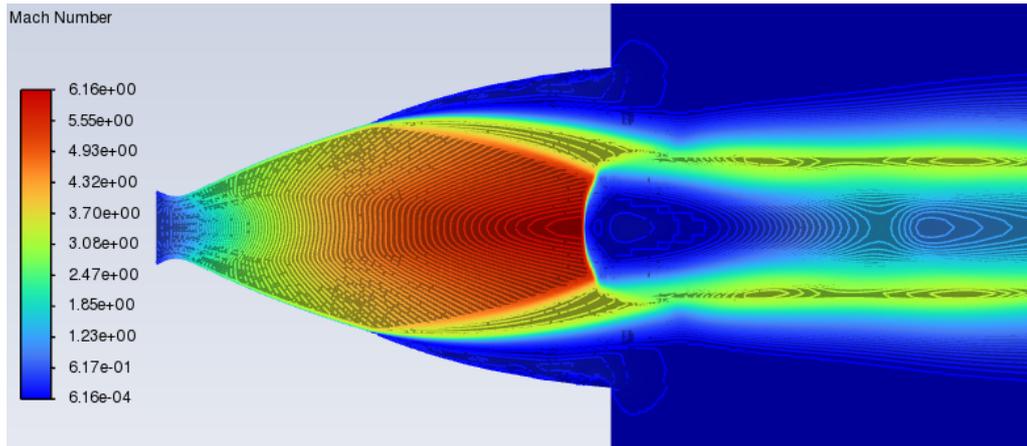


Figura 3.25: Campo di Mach per NPR=58

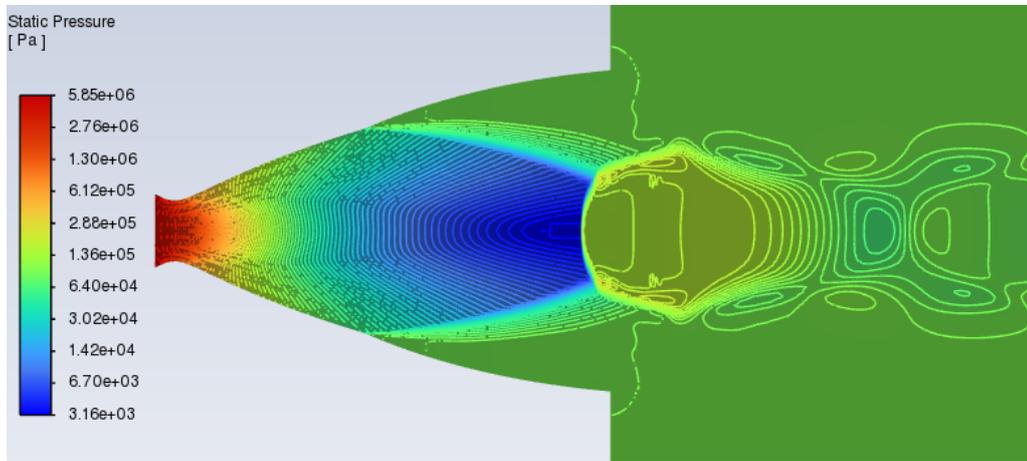


Figura 3.26: Campo di pressione in scala logaritmica per NPR=58

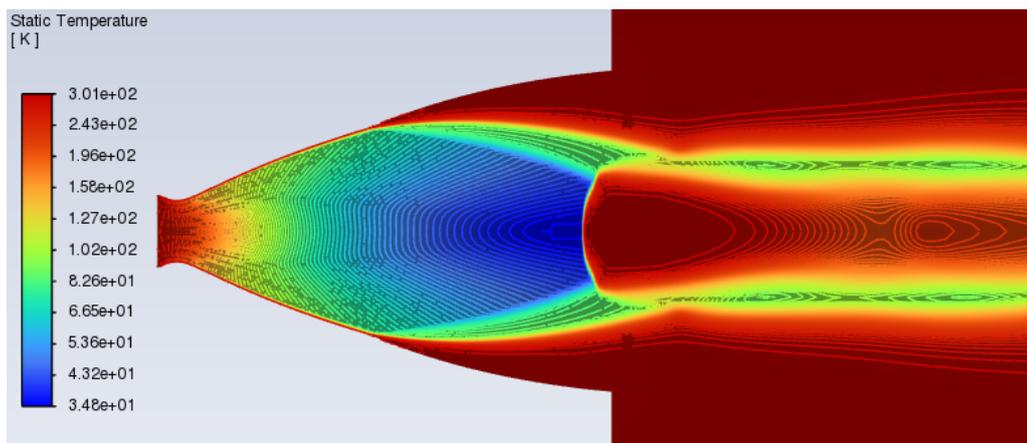


Figura 3.27: Campo di temperatura in scala logaritmica per NPR=58

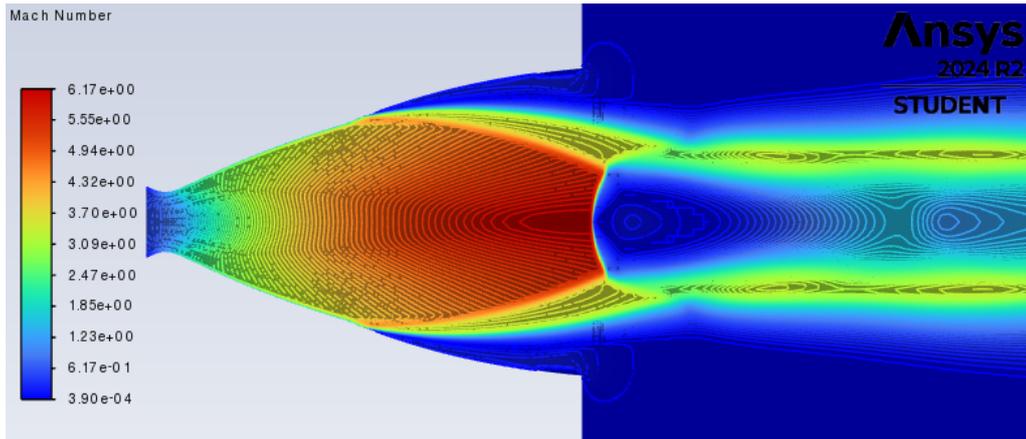


Figura 3.28: Campo di Mach per NPR=65

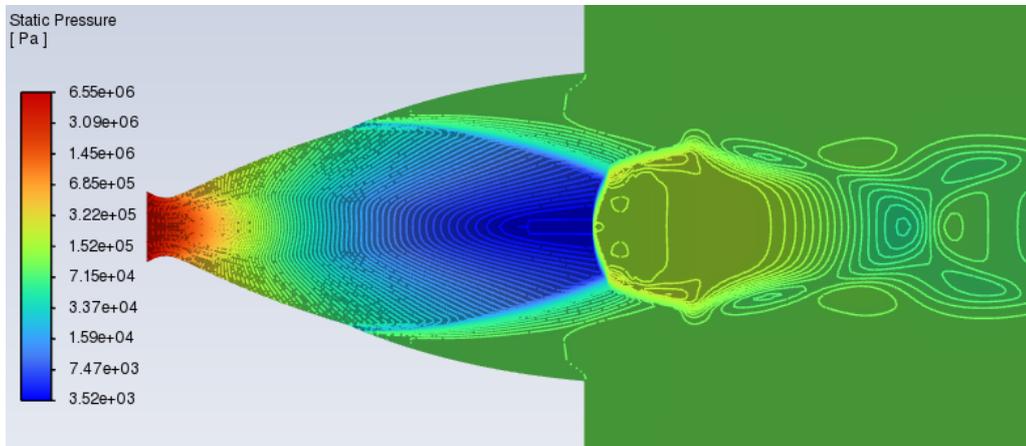


Figura 3.29: Campo di pressione in scala logaritmica per NPR=65

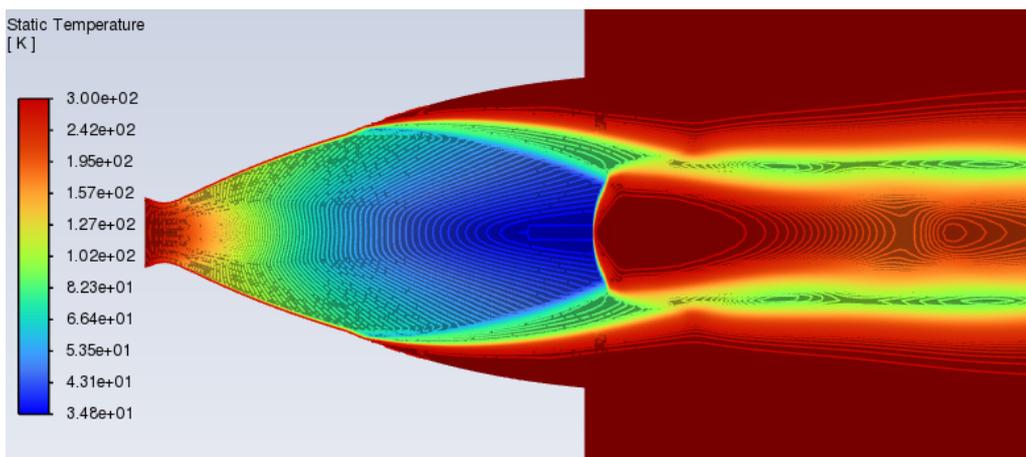


Figura 3.30: Campo di temperatura in scala logaritmica per NPR=65

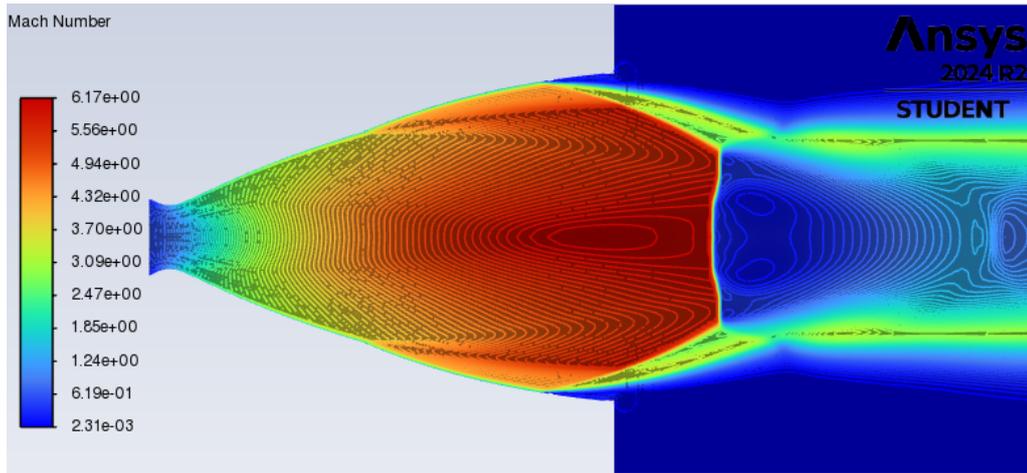


Figura 3.31: Campo di Mach per NPR=68

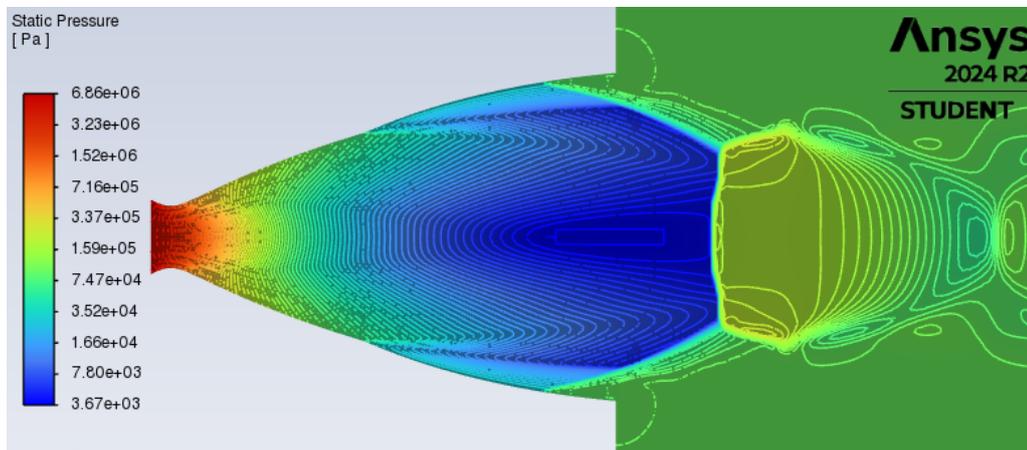


Figura 3.32: Campo di pressione in scala logaritmica per NPR=68

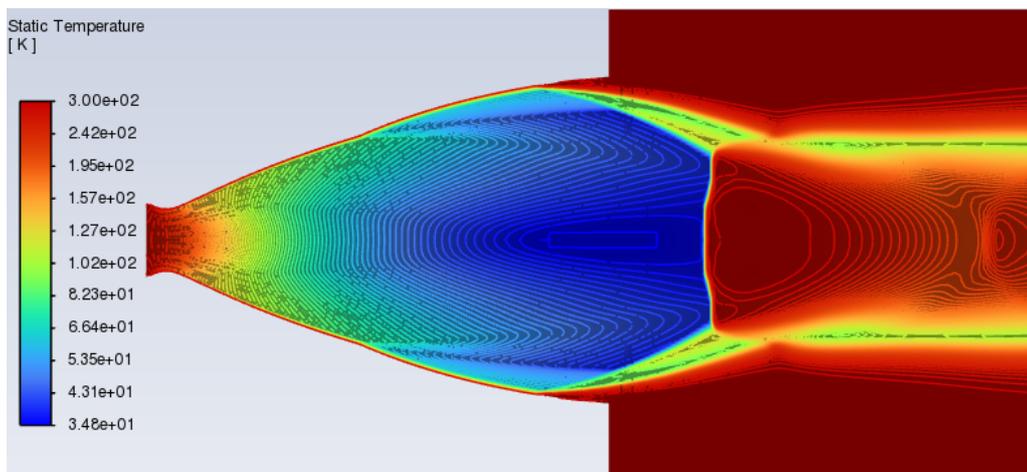


Figura 3.33: Campo di temperatura in scala logaritmica per NPR=68

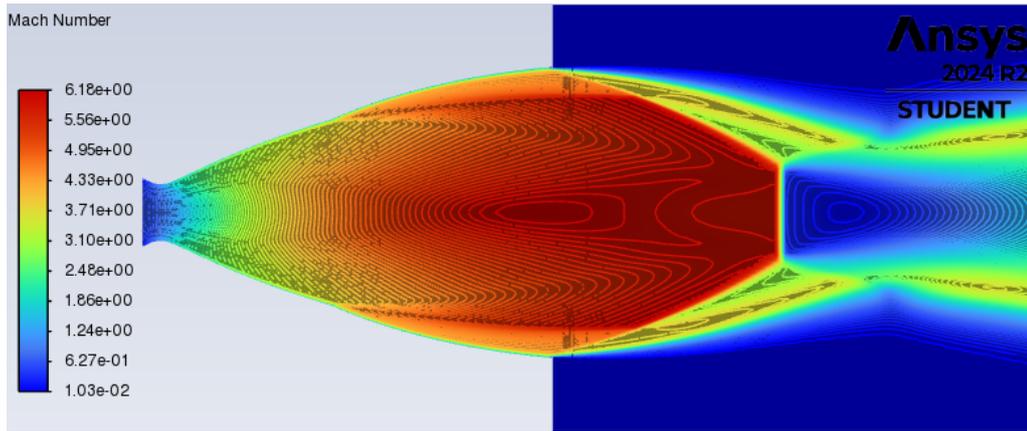


Figura 3.34: Campo di Mach per NPR=100

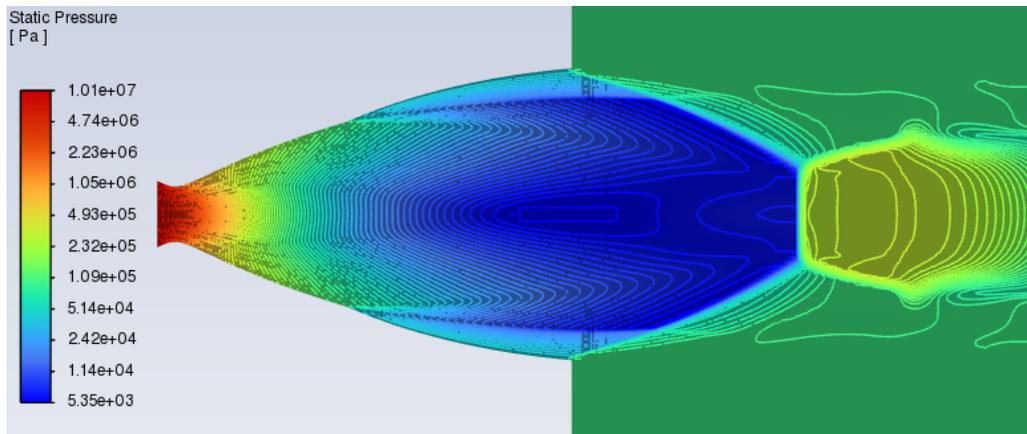


Figura 3.35: Campo di pressione in scala logaritmica per NPR=100

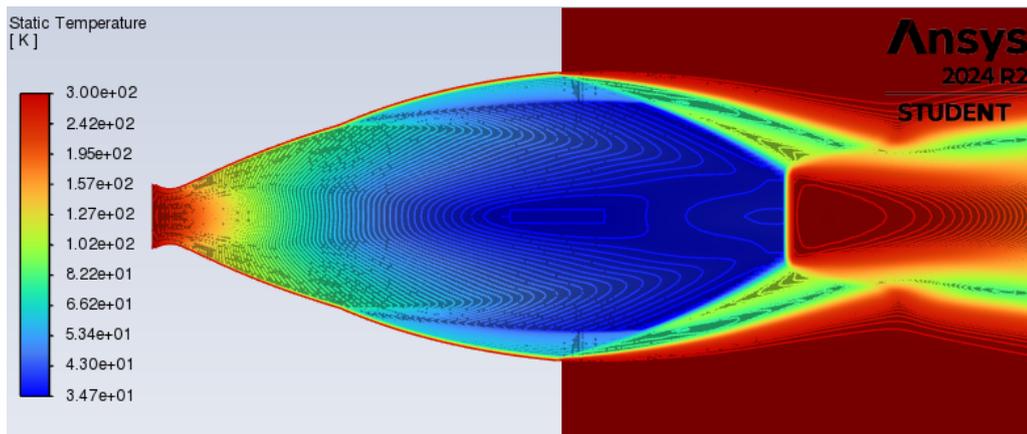


Figura 3.36: Campo di temperatura in scala logaritmica per NPR=100

# Capitolo 4

## Inserimento del getto secondario

Il flusso d'aria esterna che entra nella seconda campana durante il *sea-level mode* provoca una diminuzione della pressione a parete rispetto alla pressione ambiente, determinando così una transizione anticipata a quote inferiori rispetto a quelle previste nella fase progettuale.

Per questo motivo, è stato condotto uno studio sulla capacità di un getto secondario, inserito radialmente nell'ugello, di stabilizzare la separazione nella prima campana e ritardare la transizione a valori di NPR più elevati rispetto al valore che causa la transizione naturale.

### 4.1 Geometria e mesh ugello con getto secondario

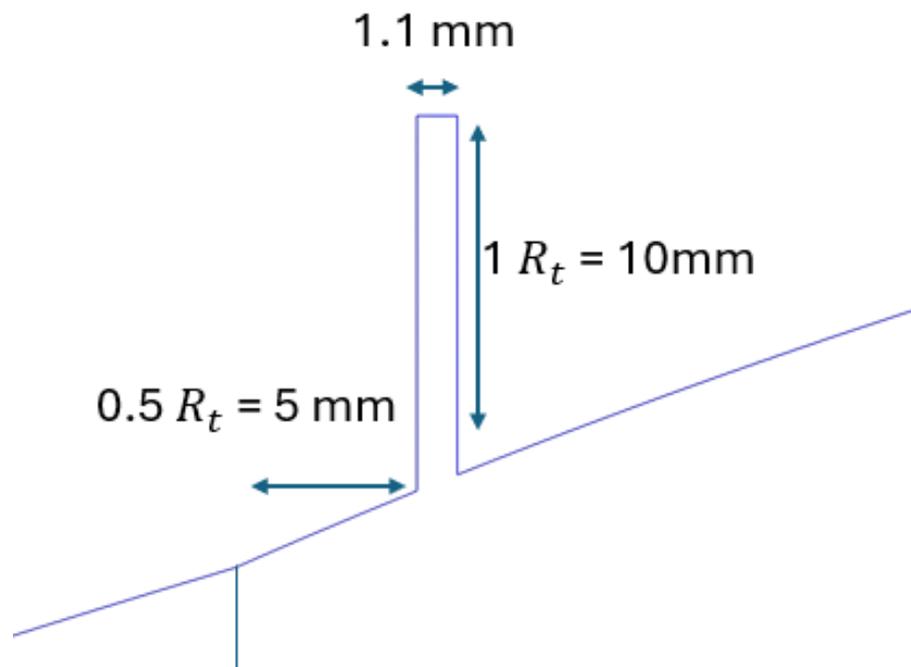


Figura 4.1: Geometria canale di iniezione secondario

L'ugello secondario è stato inserito a una distanza assiale di  $5\text{ mm}$  (metà del raggio di gola) dall'inflection point.

L'ugello secondario è stato realizzato con una larghezza di  $1,1\text{ mm}$  ed un'altezza di  $10\text{ mm}$  (pari al raggio di gola).

Lavorando con una geometria assialsimmetrica, il getto radiale interesserà tutta la circonferenza dell'ugello dual bell.

La mesh è stata leggermente modificata rispetto a quella scelta nel capitolo precedente, con un maggiore infittimento in corrispondenza del getto secondario.

La nuova mesh realizzata presenta le seguenti caratteristiche:

- Numero celle: 111400
- Divisione interna ugello:  $430 \times 120$
- Divisione iniezione secondaria:  $80 \times 60$
- Campo esterno:  $250 \times 100$

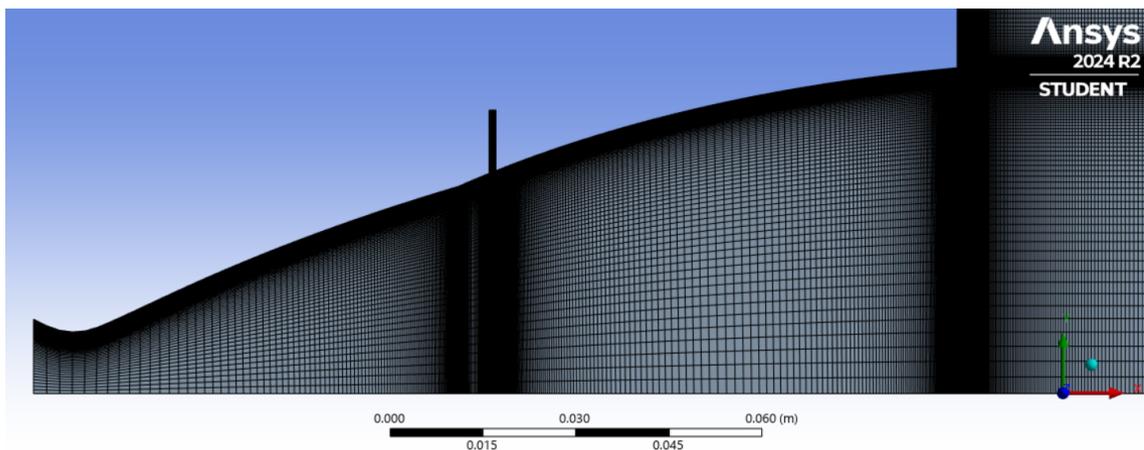


Figura 4.2: Mesh ugello con iniezione secondaria radiale

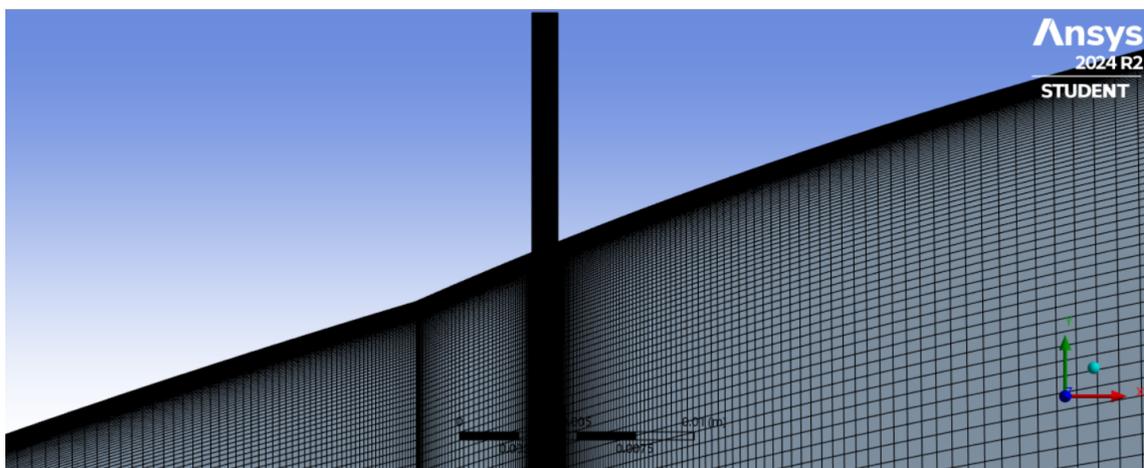


Figura 4.3: Dettaglio mesh dell'iniezione secondaria

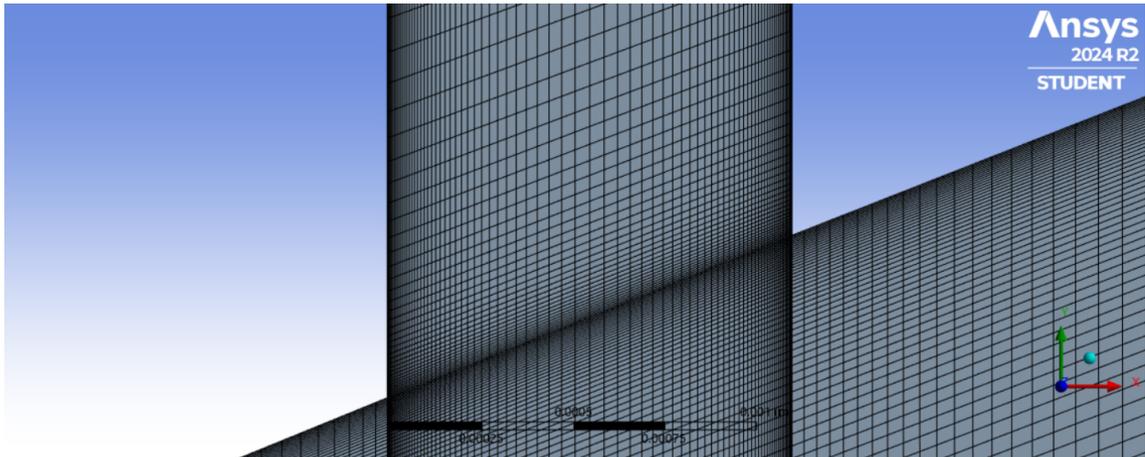


Figura 4.4: Dettaglio mesh dell'iniezione secondaria vicino all'ingresso nell'ugello dual-bell

## 4.2 Condizioni al contorno del getto secondario

Sono state effettuate delle simulazioni con tre getti secondari differenti.

In tutti i casi si tratta di getti secondari caratterizzati da un ingresso subsonico nel canale secondario ed una temperatura totale pari a  $300\text{ K}$ . Anche per il getto secondario viene utilizzato azoto ( $N_2$ ).

I tre getti secondari considerati differiscono per diversi valori di pressione totale:

- Caso 1:  $NPR_2 = \frac{p_2^\circ}{p_a} = 2 \Rightarrow p_2^\circ = 202650\text{ Pa}$
- Caso 2:  $NPR_2 = \frac{p_2^\circ}{p_a} = 3 \Rightarrow p_2^\circ = 303975\text{ Pa}$
- Caso 3:  $NPR_2 = \frac{p_2^\circ}{p_a} = 4 \Rightarrow p_2^\circ = 405300\text{ Pa}$

Nel caso di  $NPR_2 = 3$  e  $NPR_2 = 4$  si raggiungono condizioni di *choked flow* nel canale secondario durante tutta la fase di up-ramping e la velocità di uscita dal canale secondario sarà sonica.

Si può quindi calcolare la portata nei due casi con la seguente formula che assume la conservazione della pressione totale e della temperatura totale all'interno dell'ugello secondario e la condizione di uscita sonica.

$$\dot{m} = \frac{p_2^\circ A_t}{\sqrt{R \cdot T_2^\circ}} \cdot f(M) \quad (4.1)$$

con  $f(M)$  che rappresenta la funzione del Mach, che nel caso di Mach unitario vale:

$$f(M) = \sqrt{\gamma} \left( \frac{\gamma + 1}{2} \right)^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$$

$A_t$  rappresenta, invece, l'area di uscita del canale secondario, nella quale viene raggiunta la velocità sonica, e si calcola nel seguente modo in una geometria assialsimmetrica:

$$A_t = 2\pi r \cdot d$$

con  $r$  che rappresenta la distanza verticale dall'asse di simmetria e  $d$  la larghezza del canale secondario.

Si ha quindi che nel caso 2 con un  $NPR_2 = 3$  la portata secondaria vale:

$$\dot{m} = 0.17\text{ kg/s}$$

Nel caso 3, invece, con un  $NPR_2 = 4$  la portata secondaria vale:

$$\dot{m} = 0.23\text{ kg/s}$$

Nel caso delle simulazioni effettuate con  $NPR_2 = 2$ , il valore di pressione totale in ingresso al canale secondario non è sufficientemente alto da consentire il raggiungimento delle condizioni di *choked flow* e una velocità di uscita sonica.

In questo caso quindi la portata non sarà costante durante l'up ramping, ma subirà una variazione all'aumentare dell'NPR principale, in quanto aumenta la pressione statica a parete dell'ugello dual-bell.

Si può pensare di attivare il getto secondario a partire da un  $NPR$  principale di 58 (inizio della *sneak transition*) e simulare la fase di up-ramping mantenendo fissato il valore dell' $NPR$  secondario, ossia la sua pressione totale.

Dato che, nel caso in esame, l' $NPR$  principale viene fatto variare aumentando il valore di pressione totale in ingresso all'ugello dual-bell e mantenendo costante la pressione dell'ambiente esterno, si avrà un incremento di portata dell'ugello dual-bell durante l'up-ramping.

Di seguito viene riportato il grafico con il rapporto tra portata del getto secondario e portata dell'ugello dual-bell durante la fase di up-ramping, al variare della pressione totale del flusso secondario.

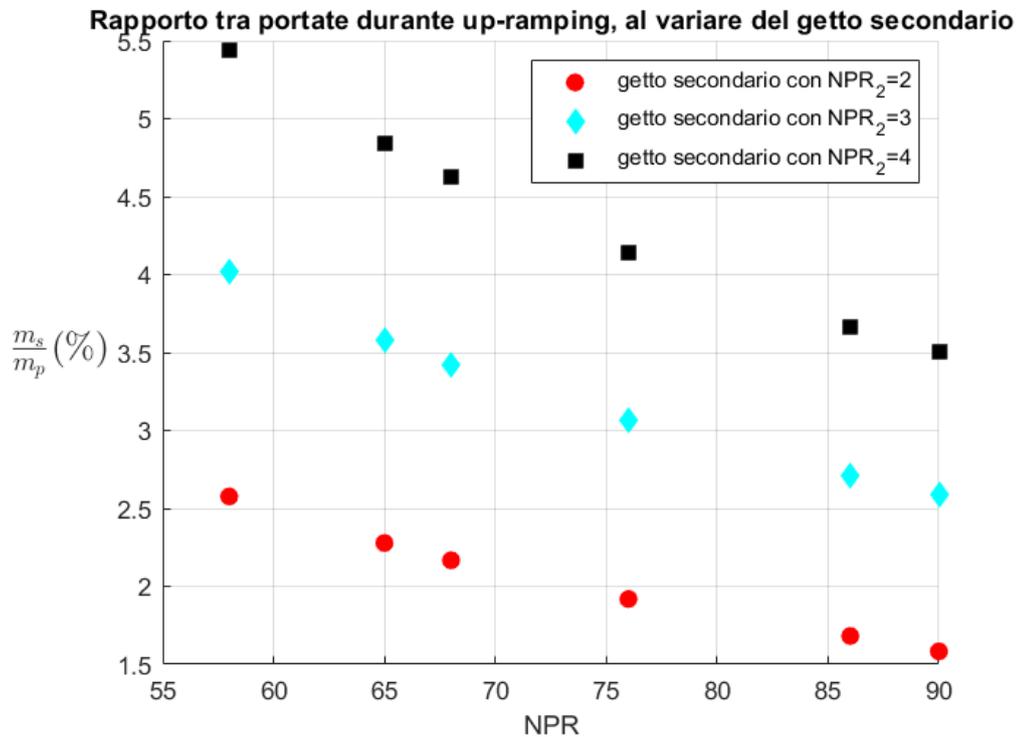


Figura 4.5: Variazione del rapporto tra portata secondaria e principale durante l'up-ramping, per diversi valori di pressione totale del getto secondario

Dal grafico 4.5 si nota come la portata secondaria massima, nel caso di attivazione del getto secondario per  $NPR = 58$ , rimanga inferiore al 5.5% della portata principale, permettendo così di imbarcare una minore quantità di gas e avere quindi serbatoi più leggeri.

## 4.3 Risultati con il getto secondario

### 4.3.1 Andamento della pressione a parete

Di seguito sono riportati gli andamenti di pressione a parete, ottenuti durante l'up-ramping effettuato con le varie tipologie di getto secondario.

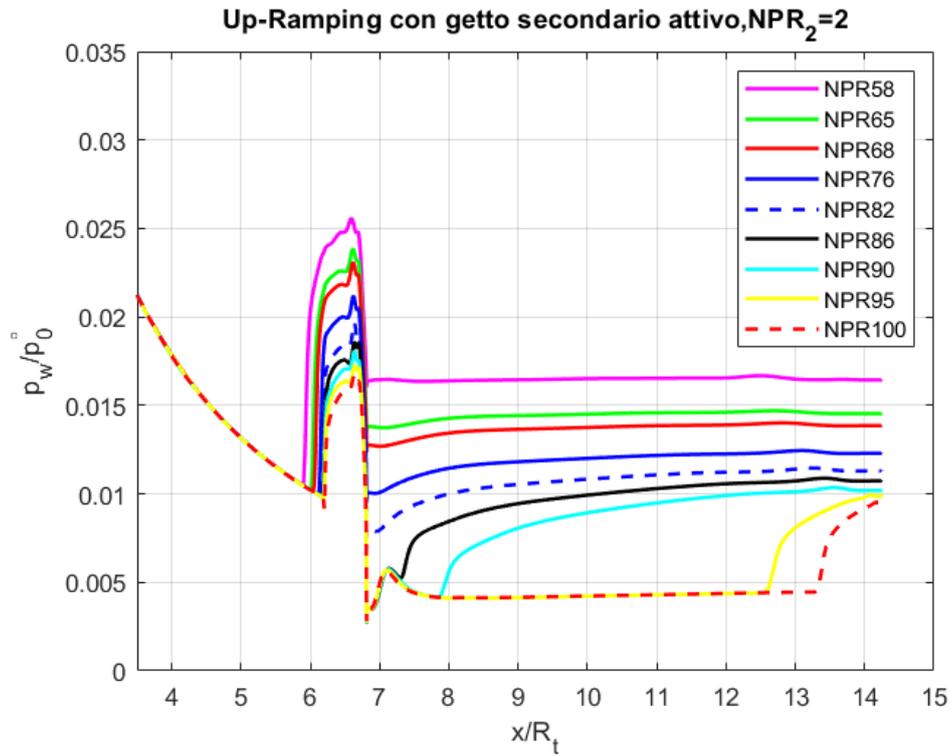


Figura 4.6: Andamento della pressione a parete durante up-ramping con getto secondario attivo e  $NPR_2 = 2$

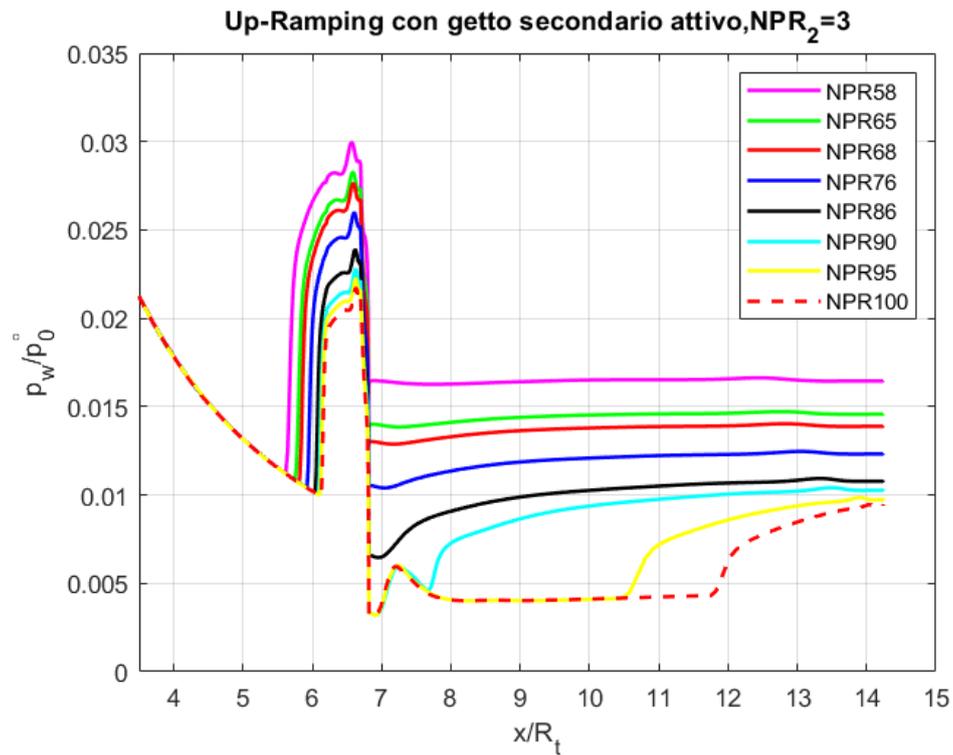


Figura 4.7: Andamento della pressione a parete durante up-ramping con getto secondario attivo e  $NPR_2 = 3$

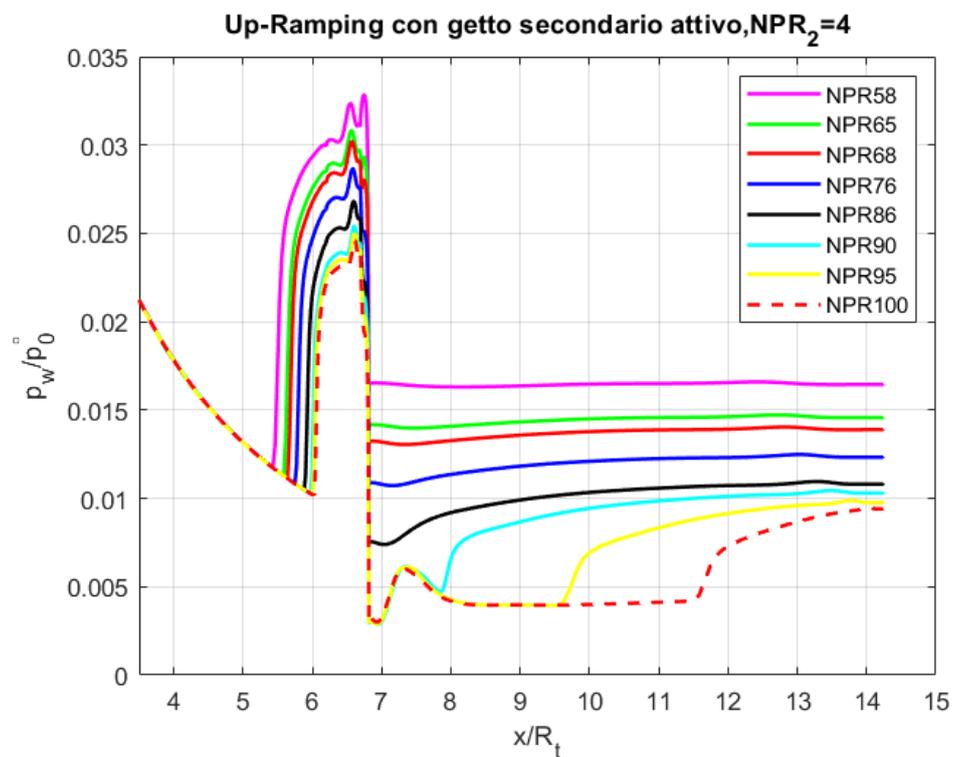


Figura 4.8: Andamento della pressione a parete durante up-ramping con getto secondario attivo e  $NPR_2 = 4$

In questa sezione viene rappresentato il confronto tra pressione a parete senza getto secondario e con le varie tipologie di getto secondario attive.

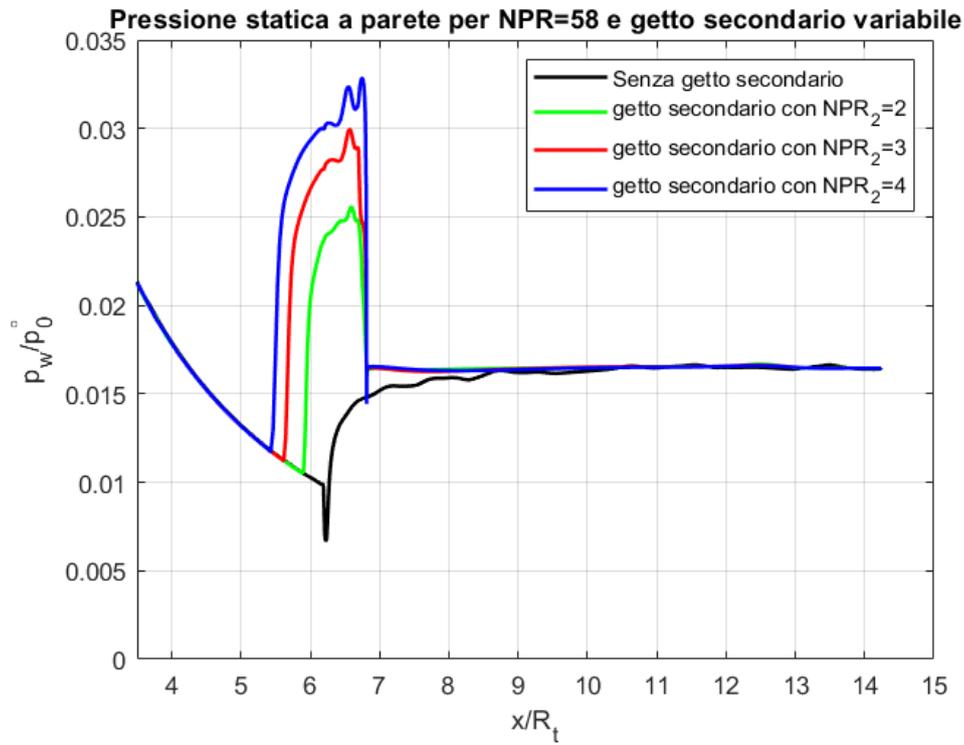


Figura 4.9: Andamento della pressione a parete per NPR=58, al variare dell'intensità del getto secondario

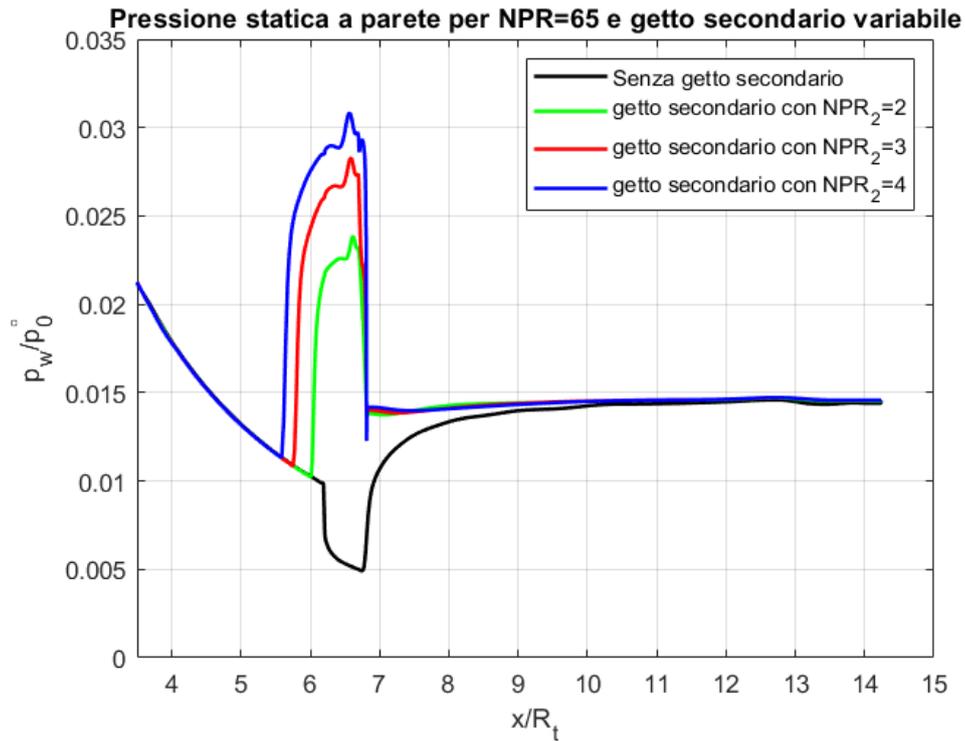


Figura 4.10: Andamento della pressione a parete per NPR=65, al variare dell'intensità del getto secondario

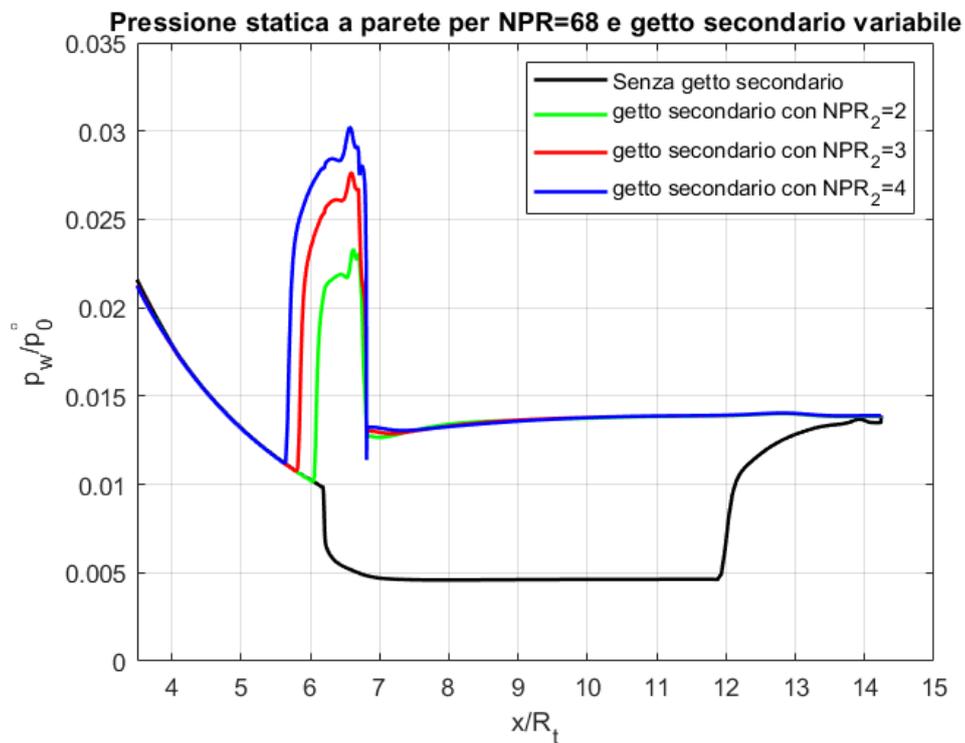


Figura 4.11: Andamento della pressione a parete per NPR=68, al variare dell'intensità del getto secondario

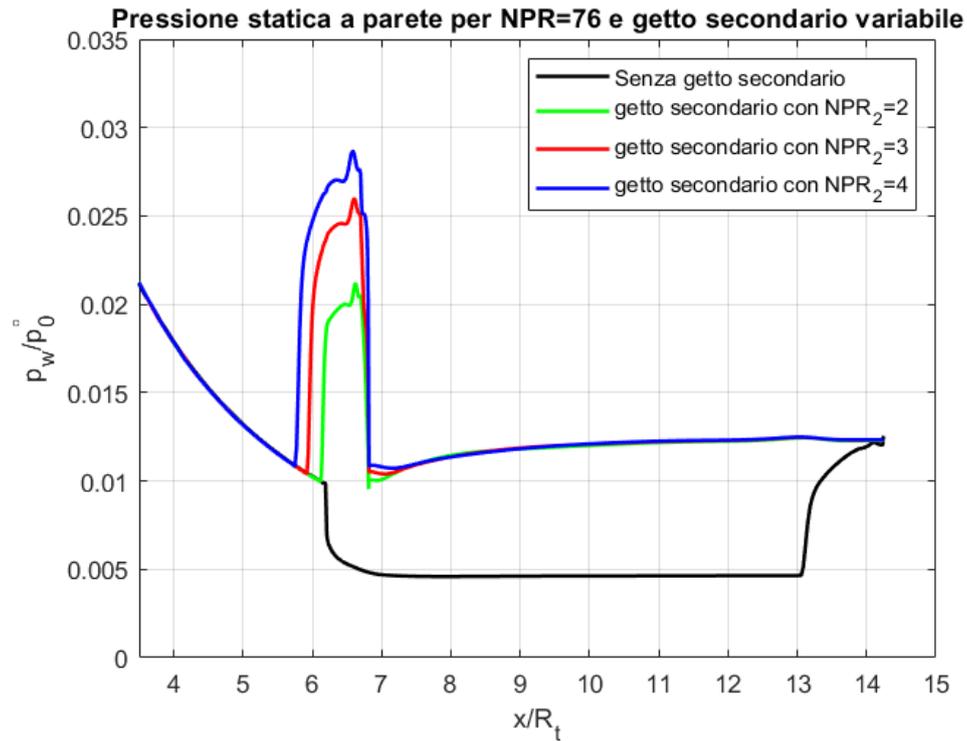


Figura 4.12: Andamento della pressione a parete per NPR=76, al variare dell'intensità del getto secondario

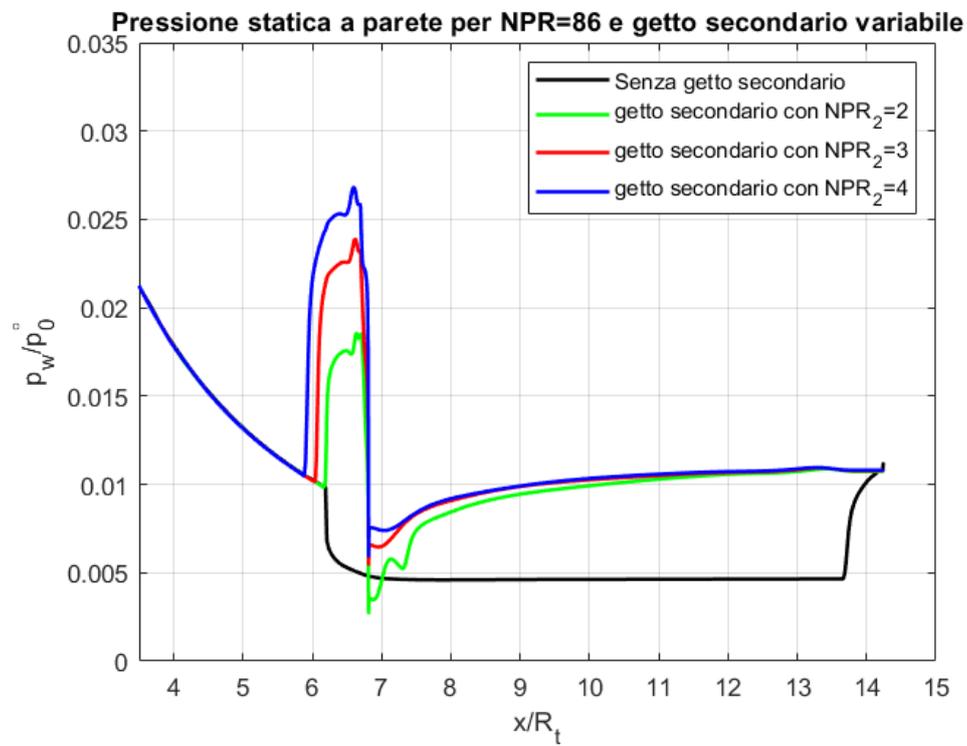


Figura 4.13: Andamento della pressione a parete per NPR=86, al variare dell'intensità del getto secondario

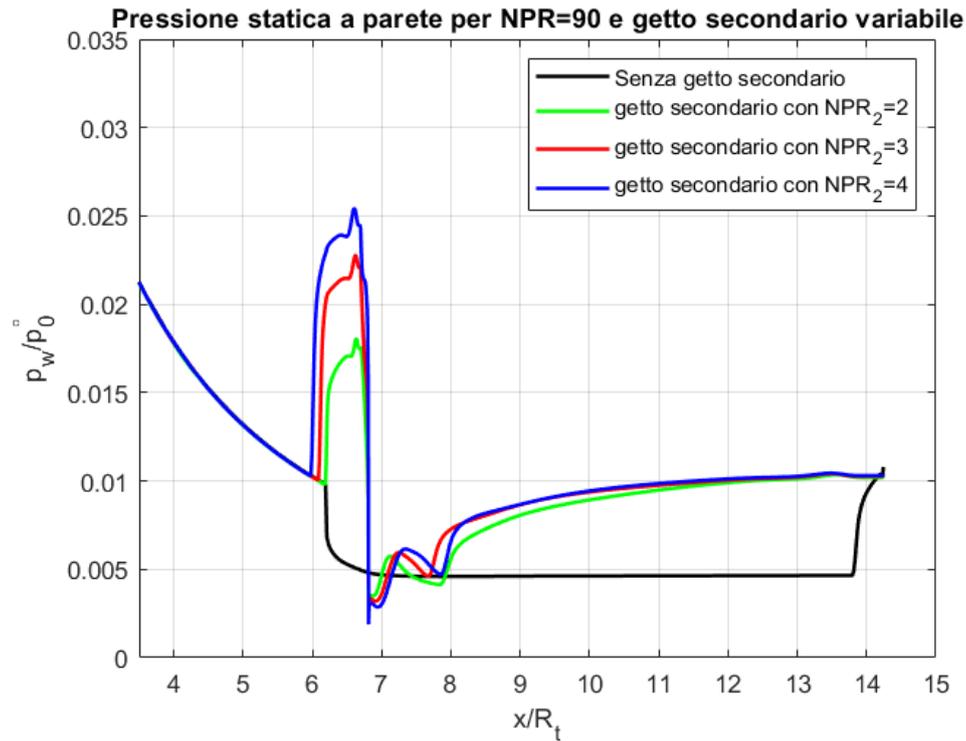


Figura 4.14: Andamento della pressione a parete per NPR=90, al variare dell'intensità del getto secondario

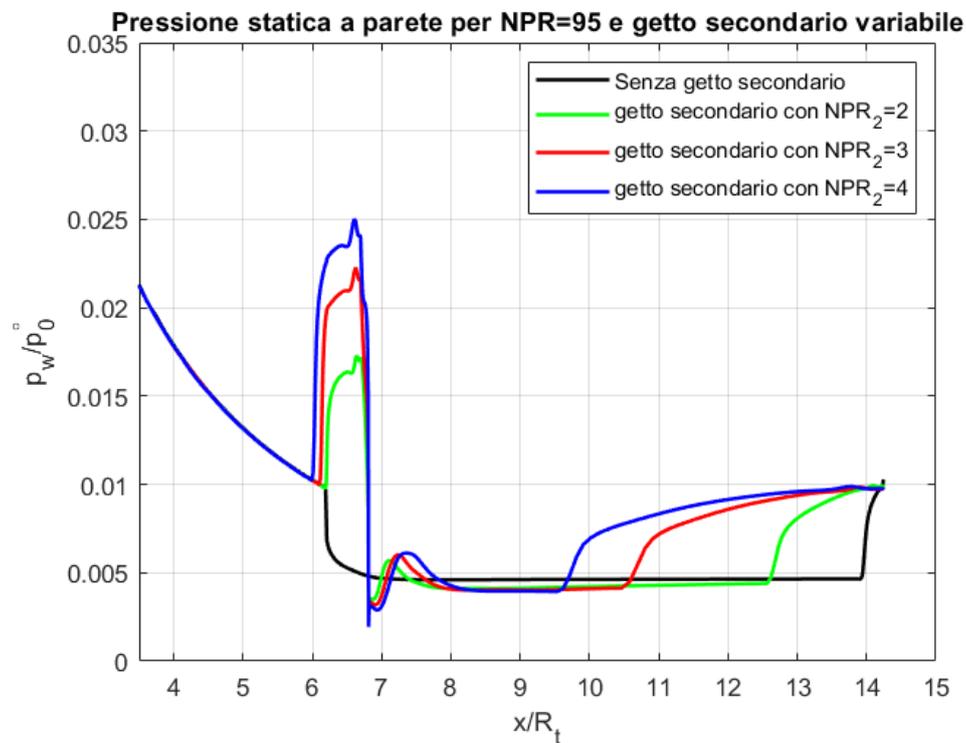


Figura 4.15: Andamento della pressione a parete per NPR=95, al variare dell'intensità del getto secondario

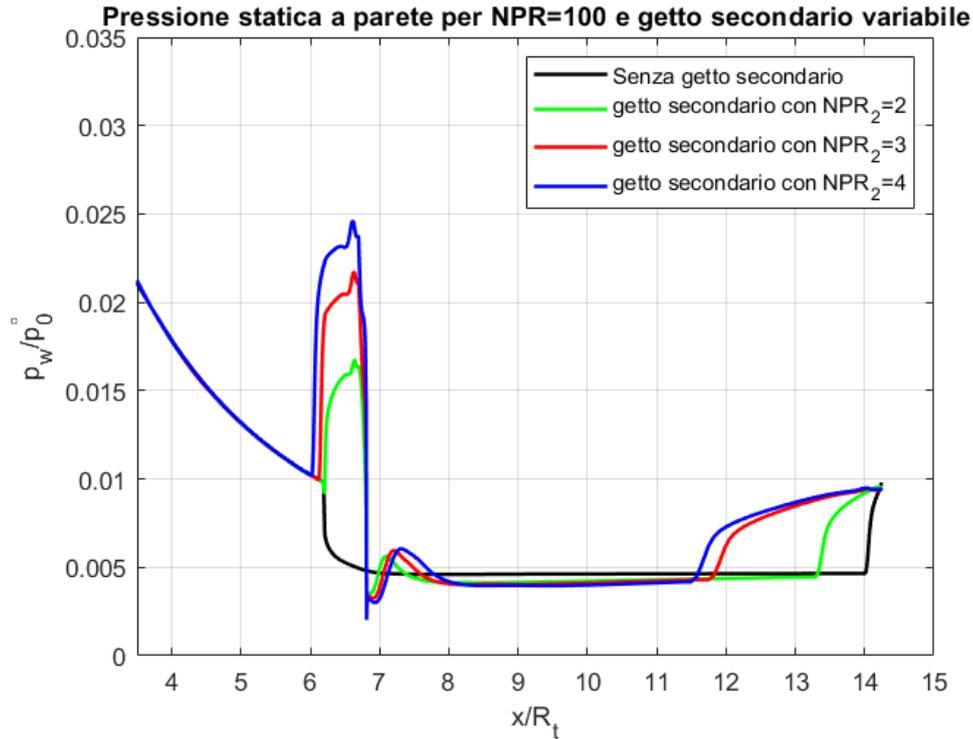


Figura 4.16: Andamento della pressione a parete per  $NPR=100$ , al variare dell'intensità del getto secondario

Dall'analisi dei valori di pressione a parete ottenuti nei tre casi di iniezione secondaria si può notare come per  $NPR_2 = 3$  e  $NPR_2 = 4$  il getto secondario garantisca una separazione totalmente confinata nella prima campana fino a  $NPR_1 = 86$ . Successivamente, il flusso inizia ad aderire alla parete della seconda campana per  $86 < NPR_1 < 90$ , fino ad occuparne gran parte per  $NPR_1 = 100$ .

Invece, come si evince dalla figura 4.13, nel caso di iniezione secondaria con  $NPR_2 = 2$  il flusso inizia a riattaccarsi alla seconda campana per  $82 < NPR_1 < 86$ , sebbene separi quasi subito. Inoltre, in questo caso, già per  $NPR_1 = 95$  il flusso riattaccato occuperà gran parte della seconda campana.

Questo dimostra come l'iniezione secondaria con  $NPR_2 = 2$  abbia una minore efficacia nel trattenere la separazione del flusso rispetto ai casi precedenti con una maggiore pressione totale.

In aggiunta si nota come, aumentando la pressione totale del getto secondario, si abbia un aumento del picco di pressione a parete a monte dell'iniezione secondaria ed uno spostamento a monte del punto di separazione nella prima campana.

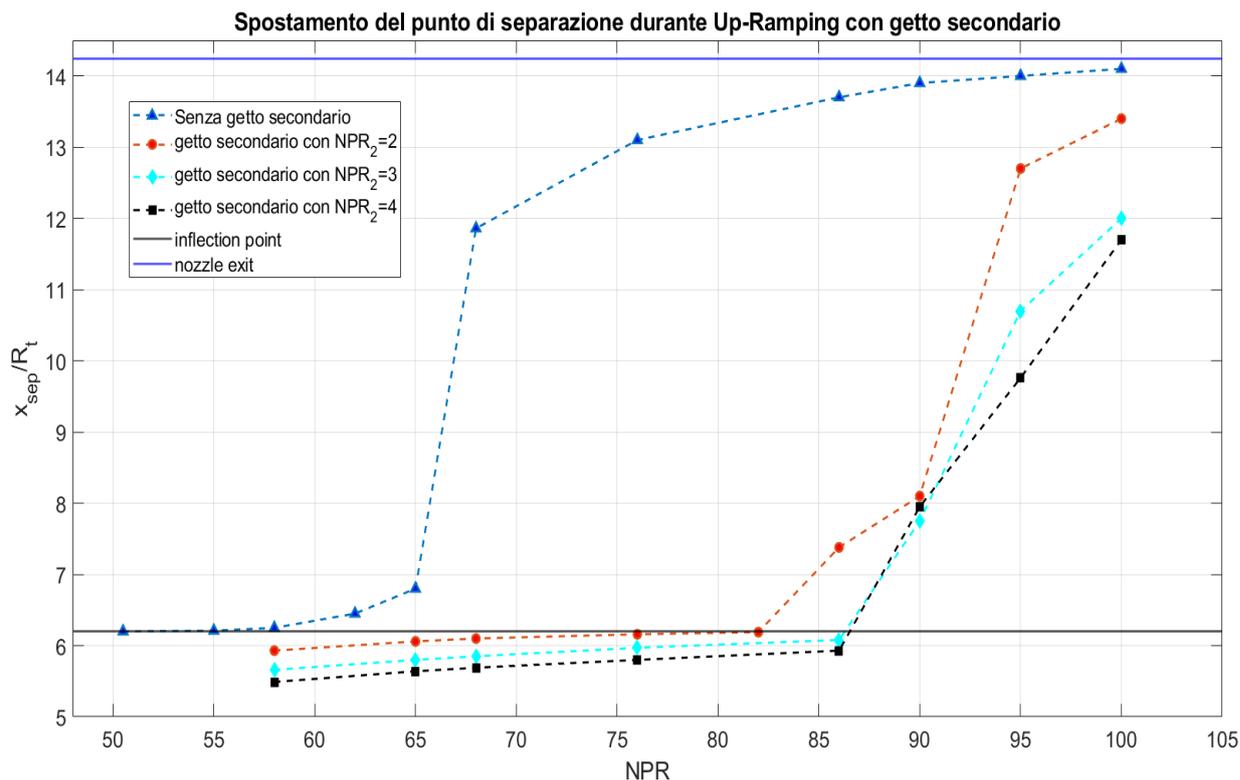


Figura 4.17: Spostamento del punto di separazione durante la fase di Up-ramping, con getto secondario variabile

Il riattacco del flusso nell'estensione dell'ugello dual-bell può causare un punto di separazione non stabile e oscillante, generando così possibili carichi laterali. Si sceglie quindi di spegnere il getto secondario prima del riattacco, al fine di ottenere una transizione impulsiva, in quanto avviene per  $NPR$  largamente superiori al valore di transizione naturale.

Viene quindi simulato lo spegnimento del getto secondario imponendo la condizione di *no slip wall* all'inlet del canale secondario e si osserva l'evoluzione della transizione.

Di seguito vengono riportati i punti di separazione conseguenti allo spegnimento del getto secondario:

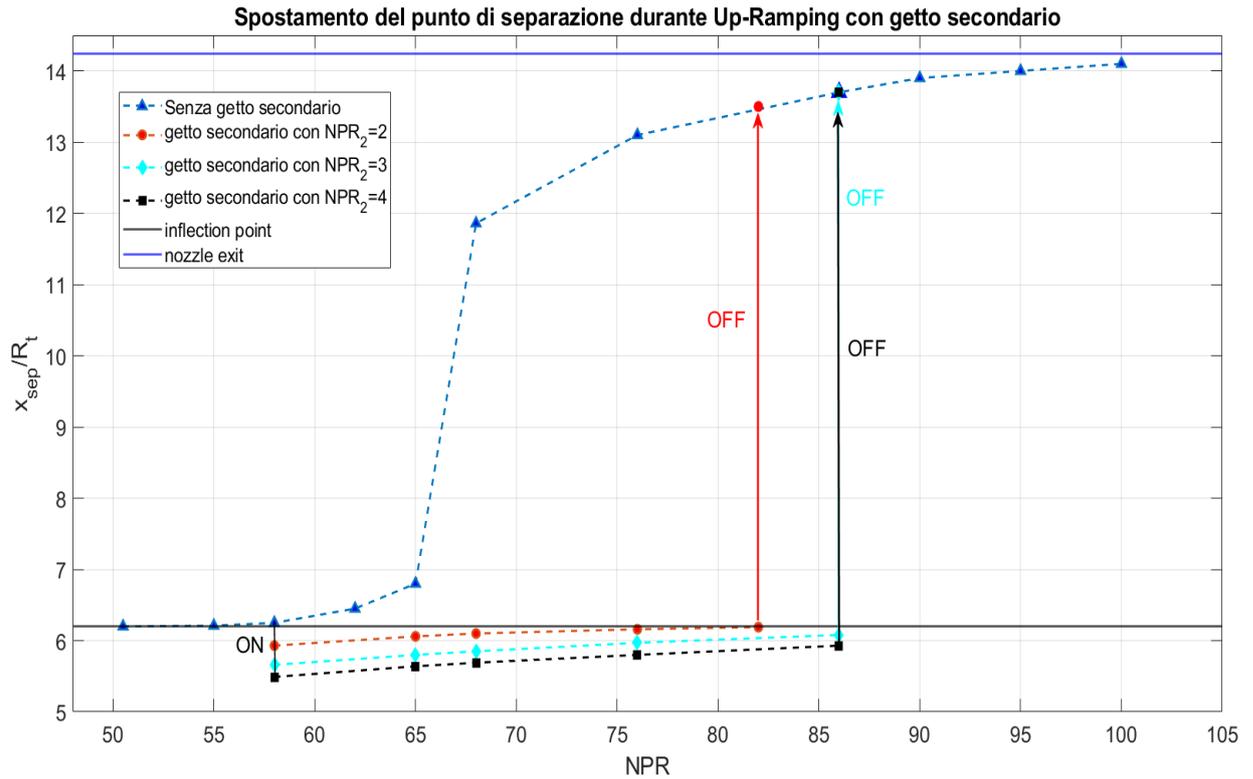


Figura 4.18: Spostamento del punto di separazione durante la fase di up-ramping, con accensione e spegnimento del getto secondario

Si osserva come, attivando il flusso secondario per  $NPR = 58$  e spegnendolo per  $NPR = 82$  (nel caso di  $NPR_2 = 2$ ) e  $NPR = 86$  (nel caso di  $NPR_2 = 3$  e  $NPR_2 = 4$ ), il punto di separazione si sposti direttamente dalla prima campana verso la sezione di uscita dell'ugello dual-bell. Questo comporta una transizione più impulsiva rispetto alla transizione naturale, riducendo probabilmente i carichi laterali associati alla *sneak transition*. Tuttavia, questa ipotesi andrebbe verificata con ulteriori studi e test sperimentali che si focalizzino in maniera diretta sul calcolo dei carichi laterali che si verificano durante la transizione.

### 4.3.2 Valori del numero di Mach lungo l'asse di simmetria

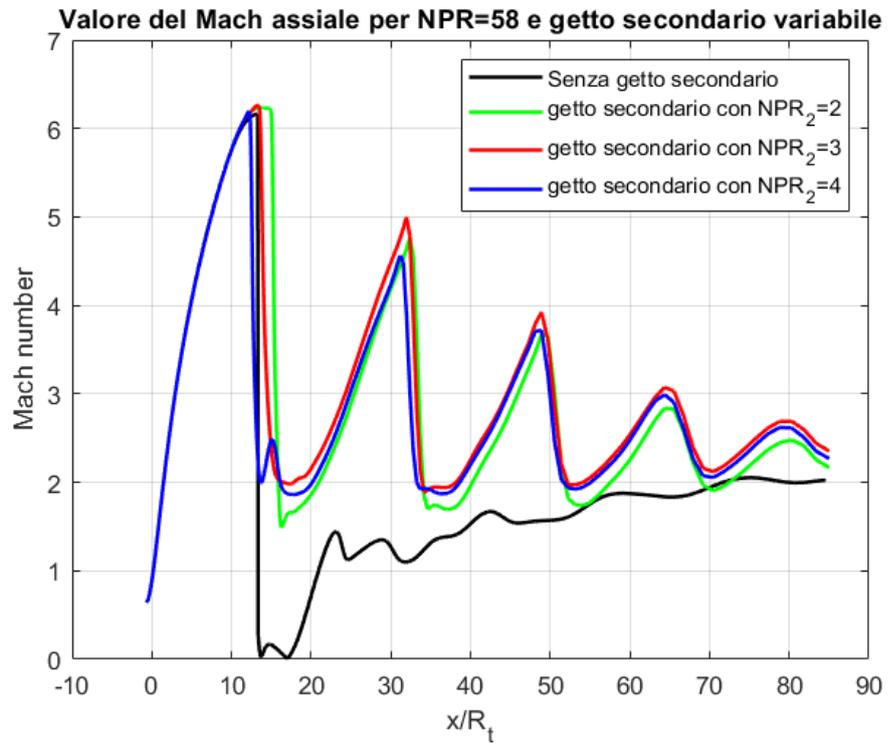


Figura 4.19: Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=58, al variare dell'intensità del getto secondario

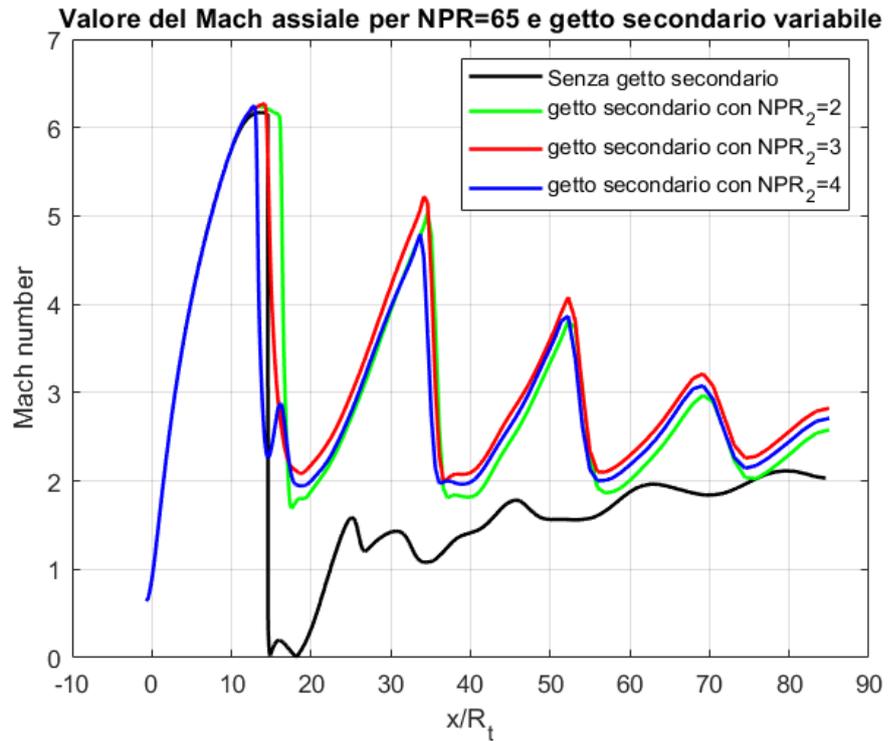


Figura 4.20: Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=65, al variare dell'intensità del getto secondario

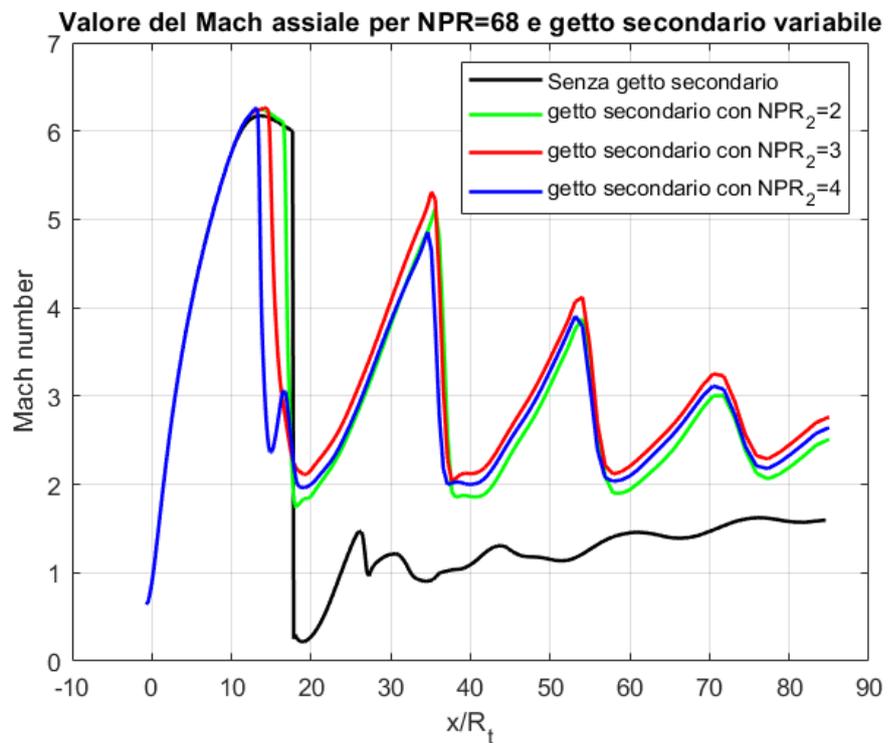


Figura 4.21: Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=68, al variare dell'intensità del getto secondario

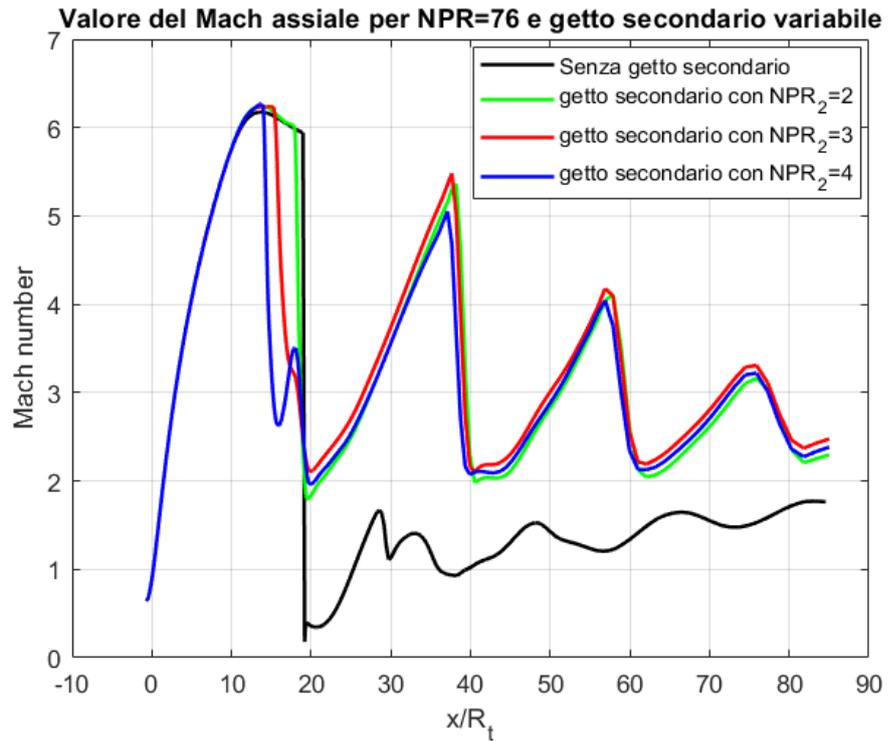


Figura 4.22: Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=76, al variare dell'intensità del getto secondario

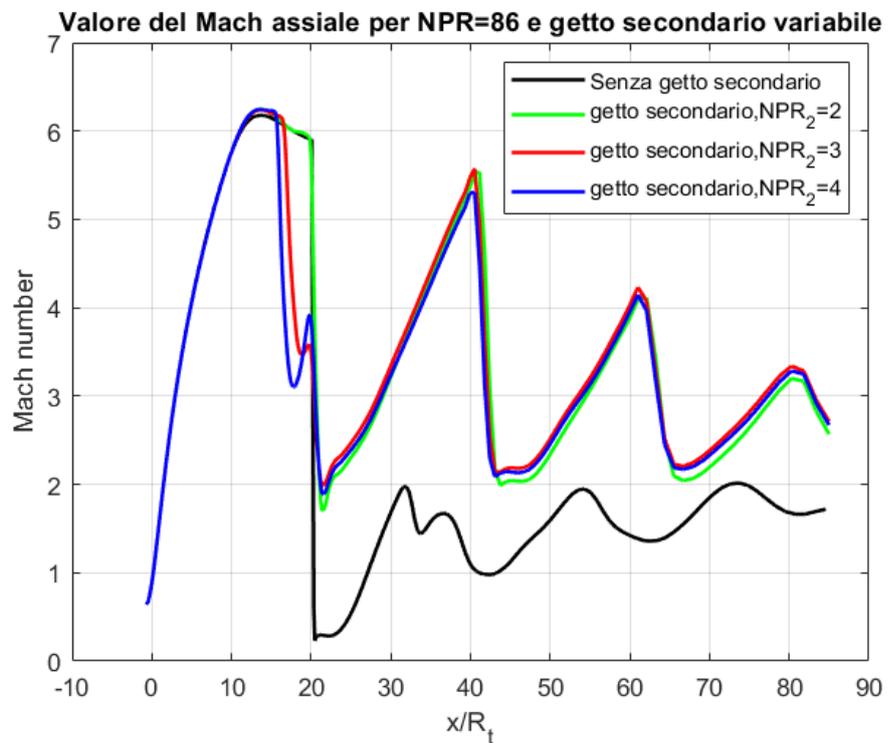


Figura 4.23: Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=86, al variare dell'intensità del getto secondario

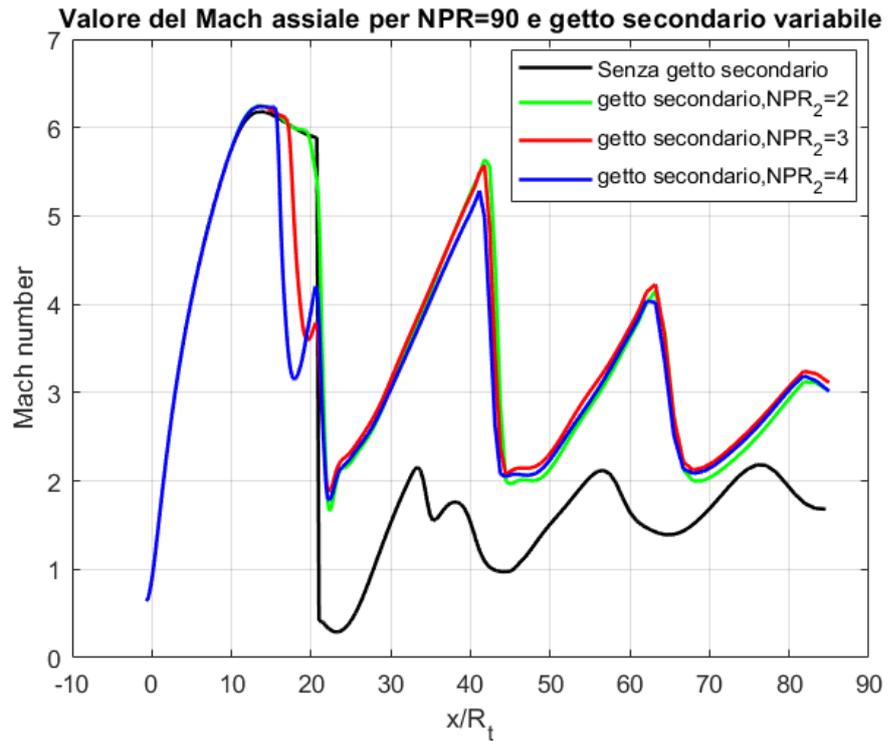


Figura 4.24: Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=90, al variare dell'intensità del getto secondario

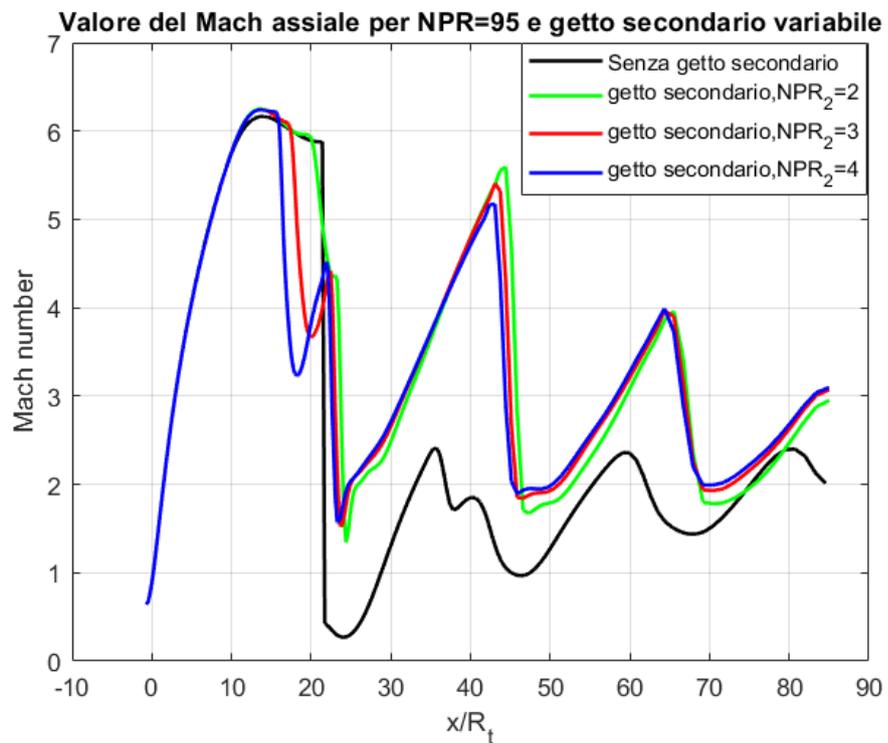


Figura 4.25: Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=95 al variare dell'intensità del getto secondario

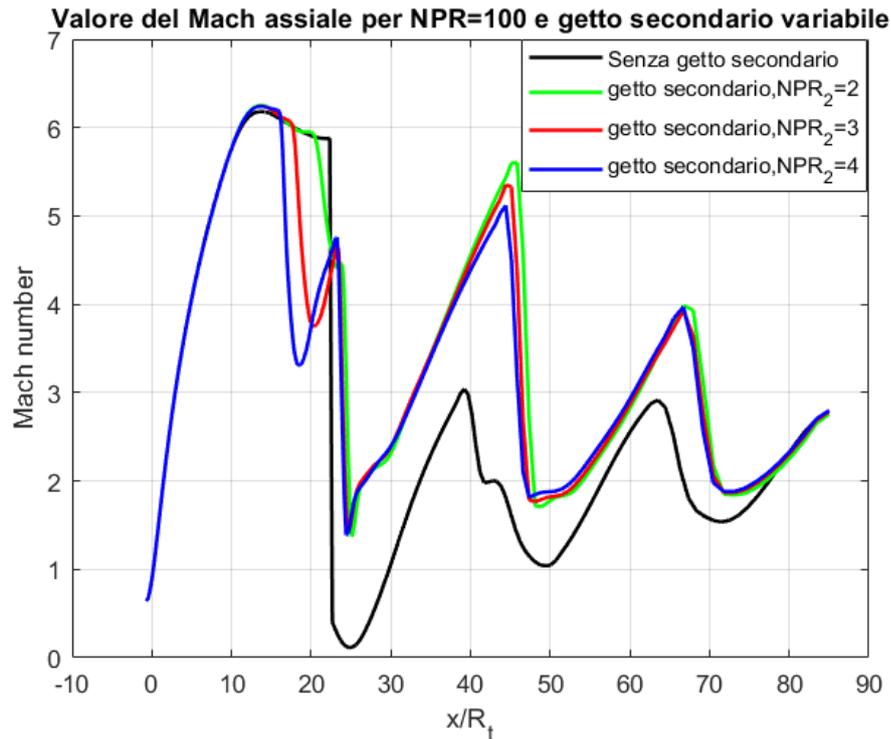


Figura 4.26: Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per  $NPR=100$ , al variare dell'intensità del getto secondario

Analizzando i grafici riguardanti il valore del numero di Mach sull'asse di simmetria si può osservare come la presenza del getto secondario modifichi la struttura degli urti. Infatti, in presenza del getto secondario, non si ha più una riflessione di Mach ma avviene una riflessione regolare con le relative *shock cells*, che tendono a dissiparsi lungo la direzione assiale della scia.

Si osserva anche uno spostamento a monte dell'urto principale sull'asse di simmetria, al crescere dell' $NPR$  secondario.

Questa variazione nella struttura degli urti è ben visibile nei campi di Mach riportati al paragrafo successivo.

### 4.3.3 Visualizzazione grafica del campo di Mach

NPR dell'ugello dual-bell = 58

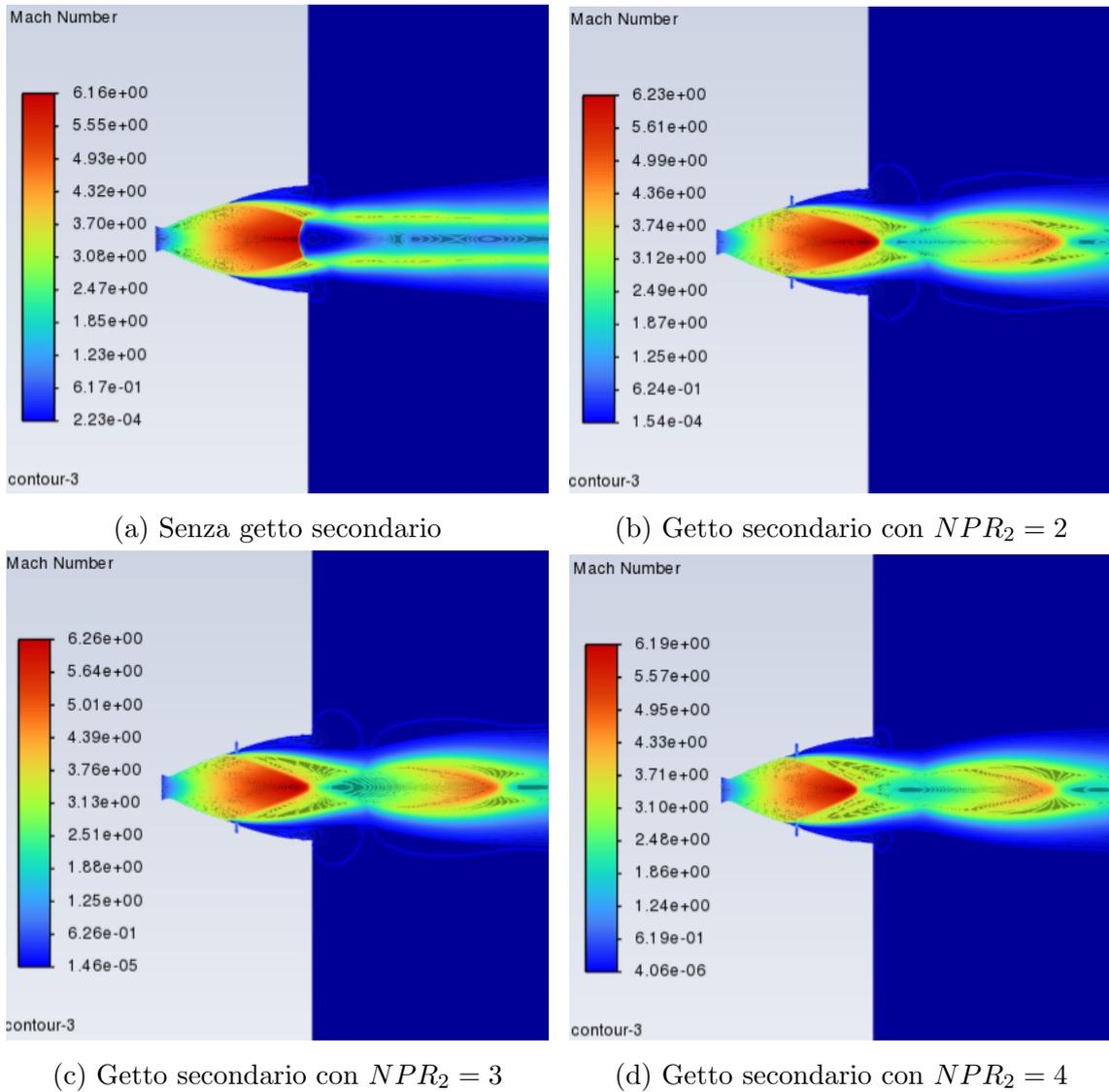
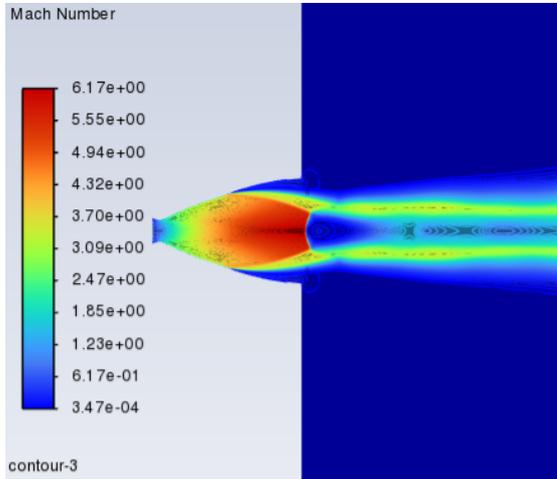
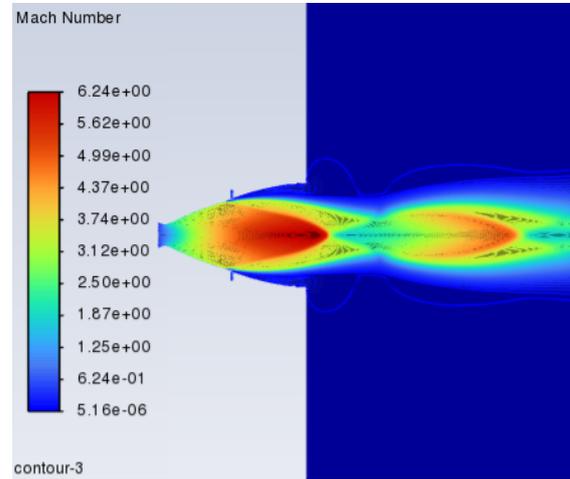


Figura 4.27: Confronto dei campi di Mach per NPR=58, al variare del getto secondario

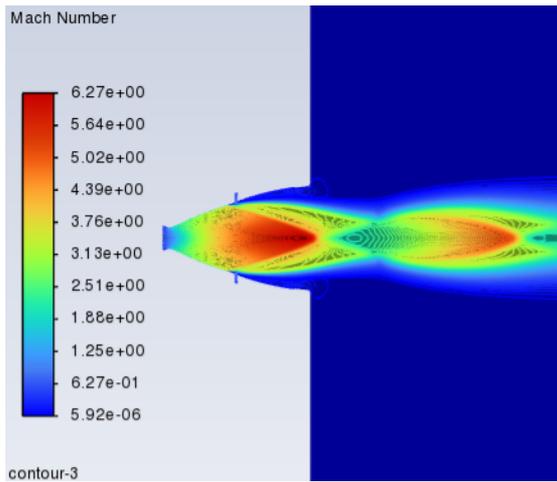
NPR dell'ugello dual-bell = 65



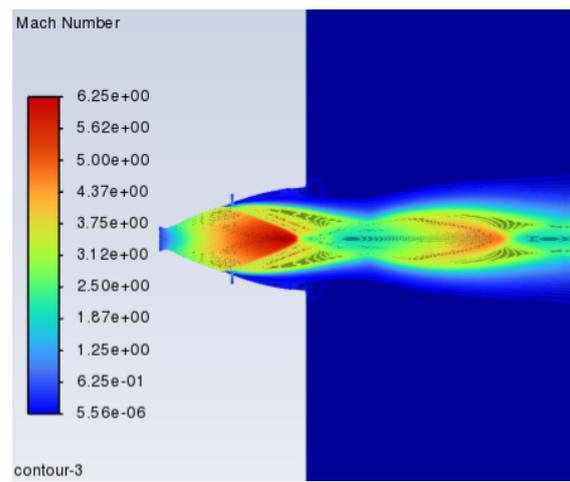
(a) Senza getto secondario



(b) Getto secondario con  $NPR_2 = 2$



(c) Getto secondario con  $NPR_2 = 3$



(d) Getto secondario con  $NPR_2 = 4$

Figura 4.28: Confronto dei campi di Mach per NPR=65, al variare del getto secondario

NPR dell'ugello dual-bell = 68

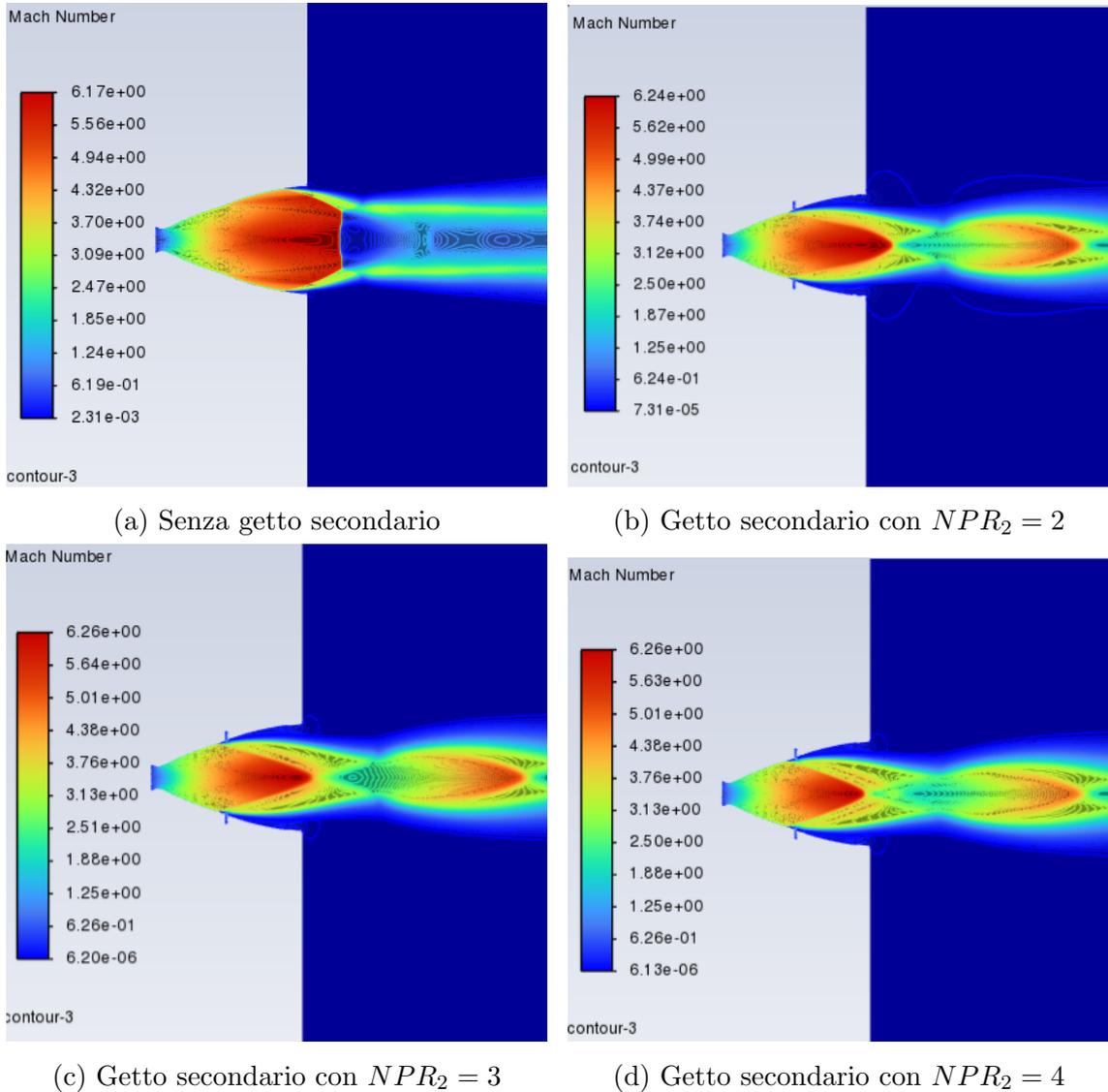


Figura 4.29: Confronto dei campi di Mach per NPR=68, al variare del getto secondario

NPR dell'ugello dual-bell = 76

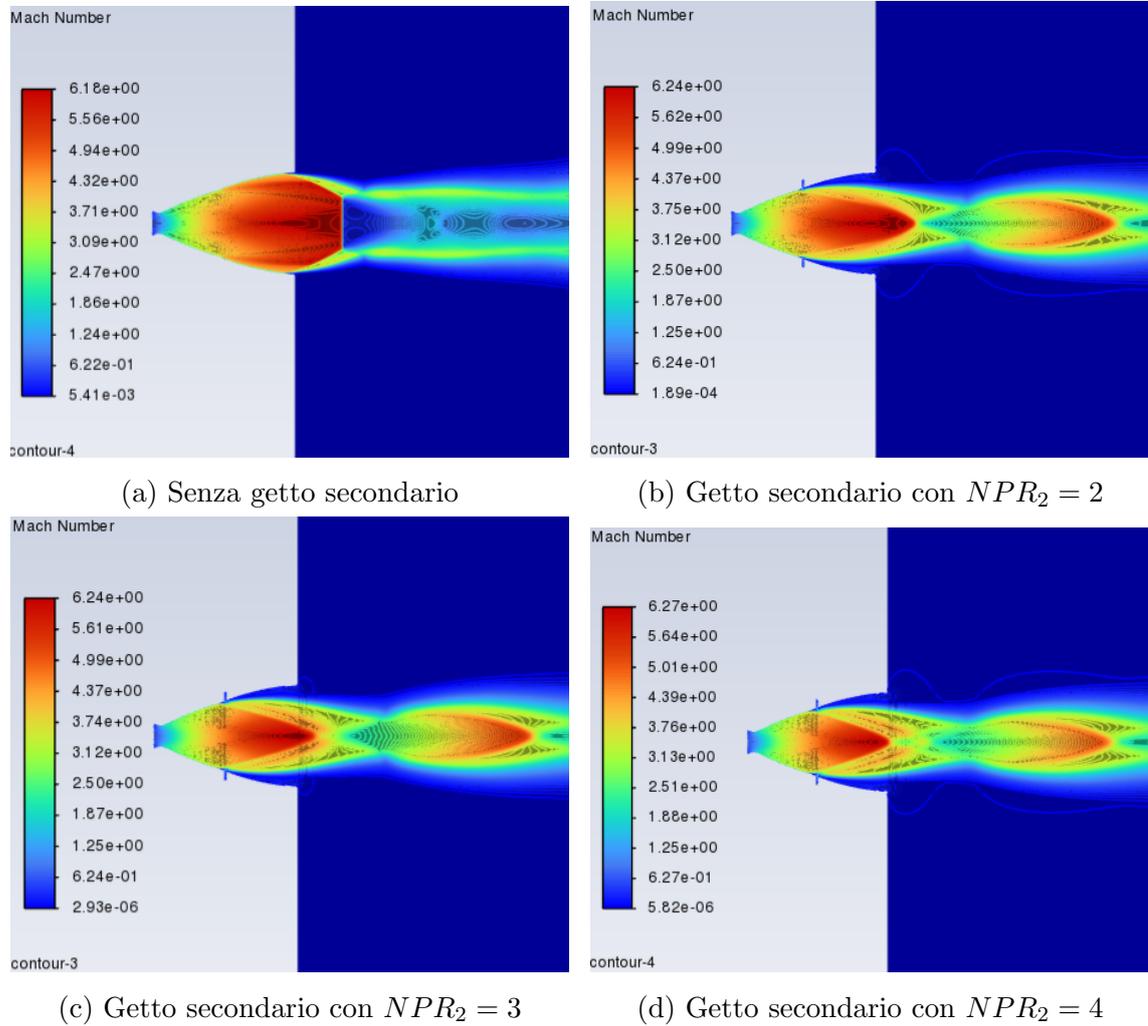


Figura 4.30: Confronto dei campi di Mach per NPR=76, al variare del getto secondario

NPR dell'ugello dual-bell = 86

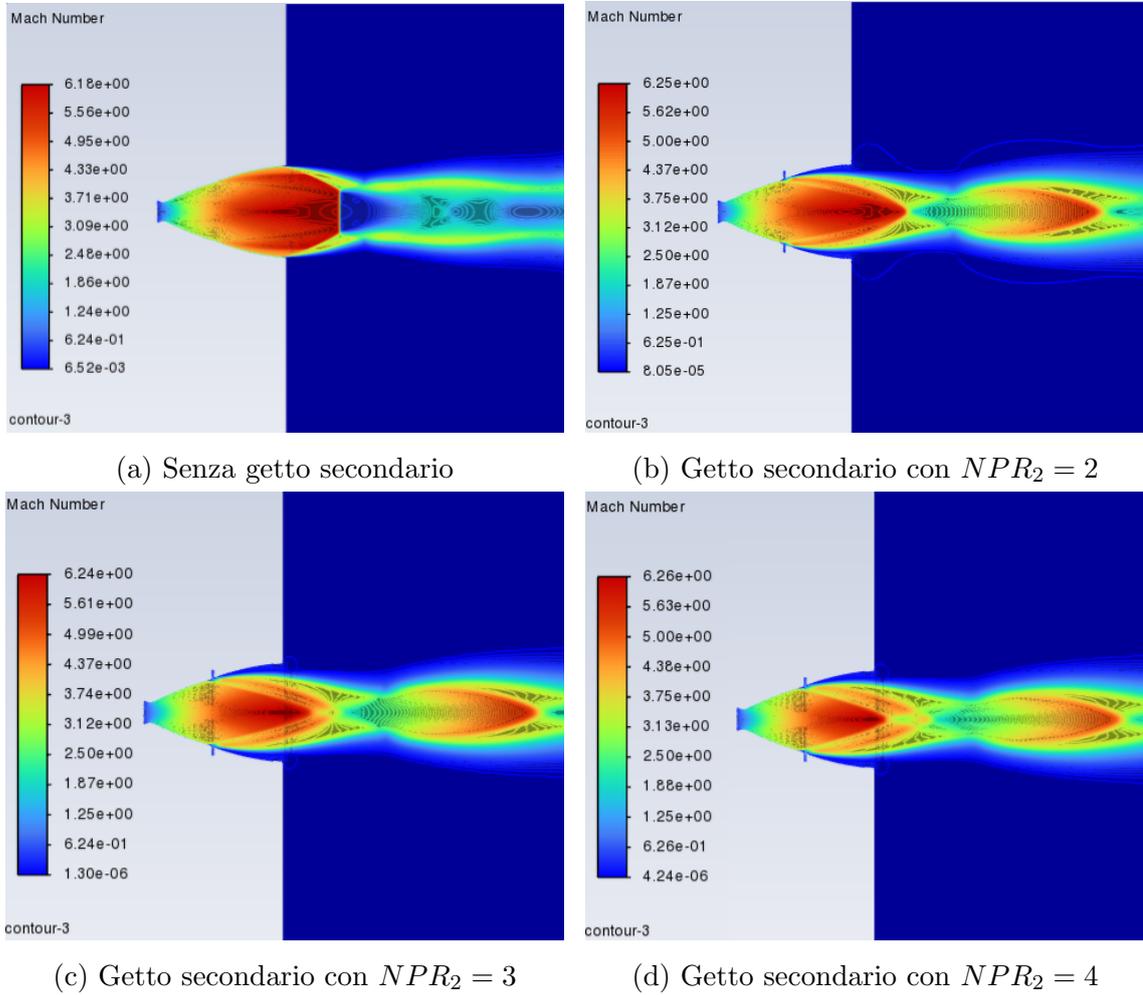


Figura 4.31: Confronto dei campi di Mach per NPR=86, al variare del getto secondario

NPR dell'ugello dual-bell = 90

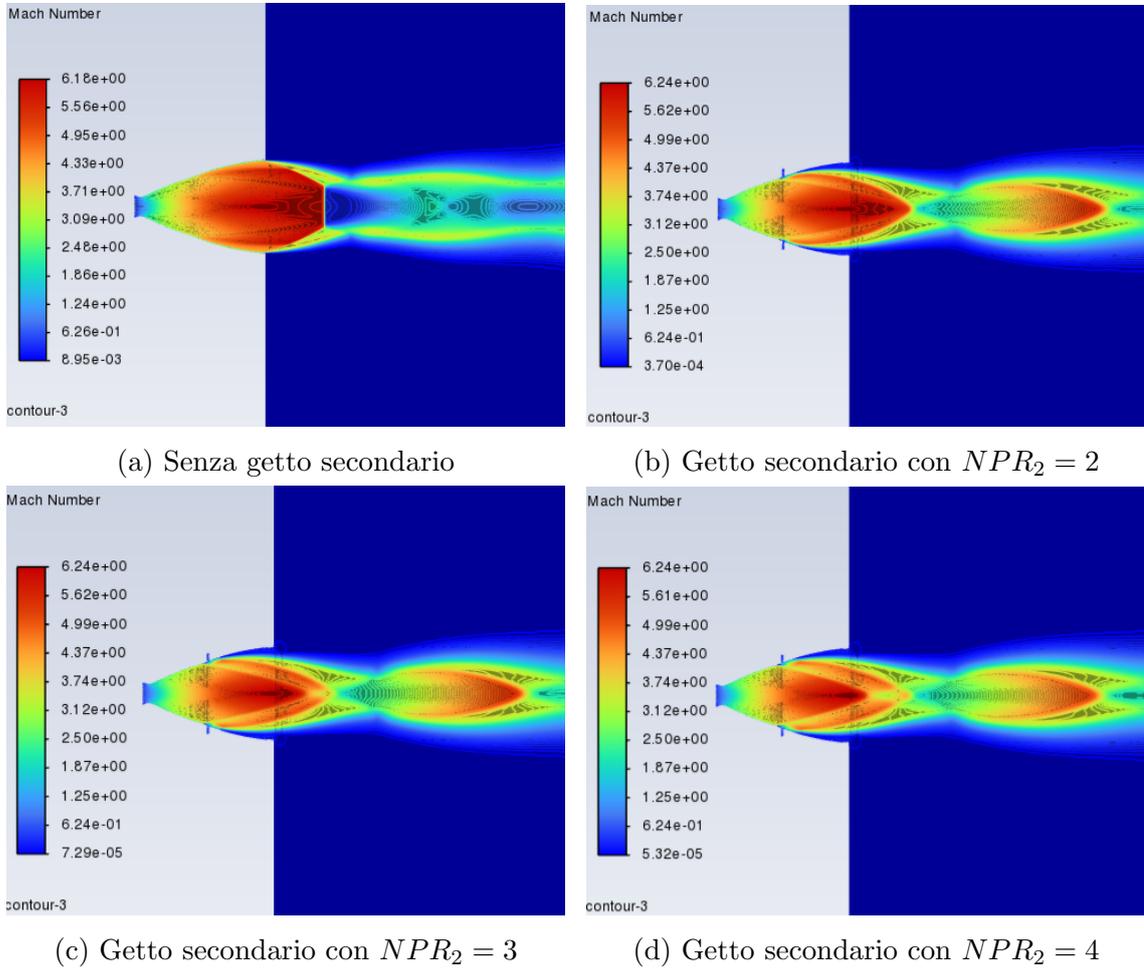
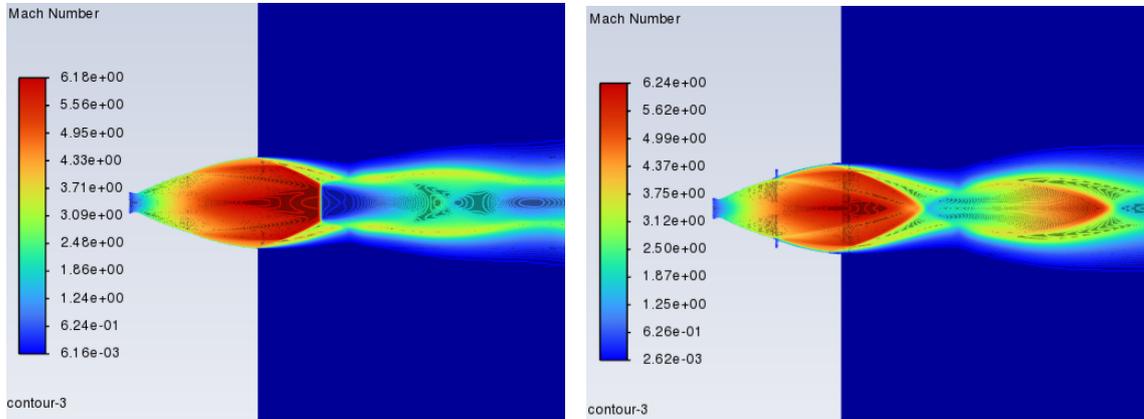


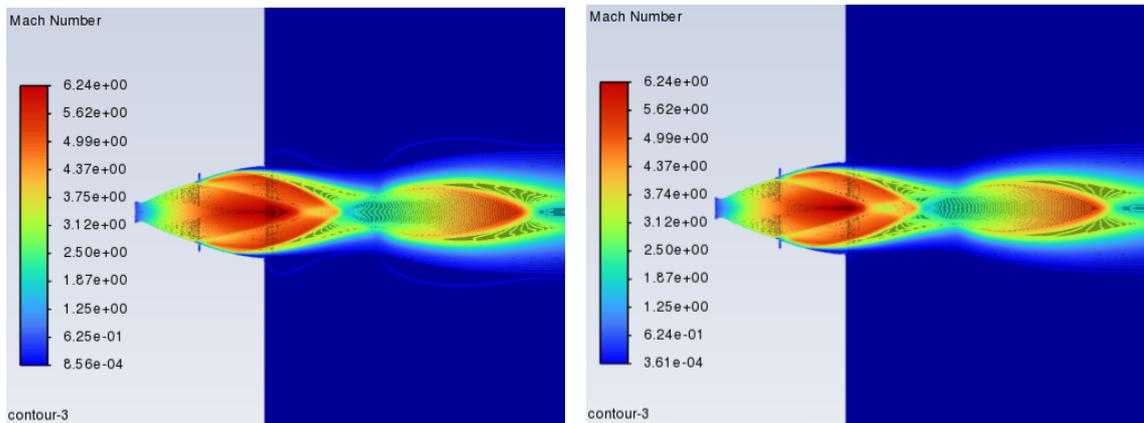
Figura 4.32: Confronto dei campi di Mach per NPR=90, al variare del getto secondario

NPR dell'ugello dual-bell = 95



(a) Senza getto secondario

(b) Getto secondario con  $NPR_2 = 2$

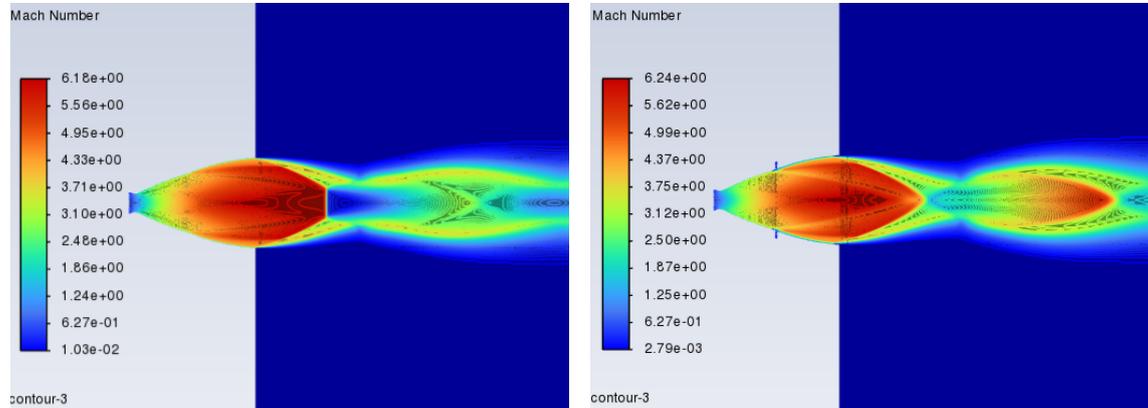


(c) Getto secondario con  $NPR_2 = 3$

(d) Getto secondario con  $NPR_2 = 4$

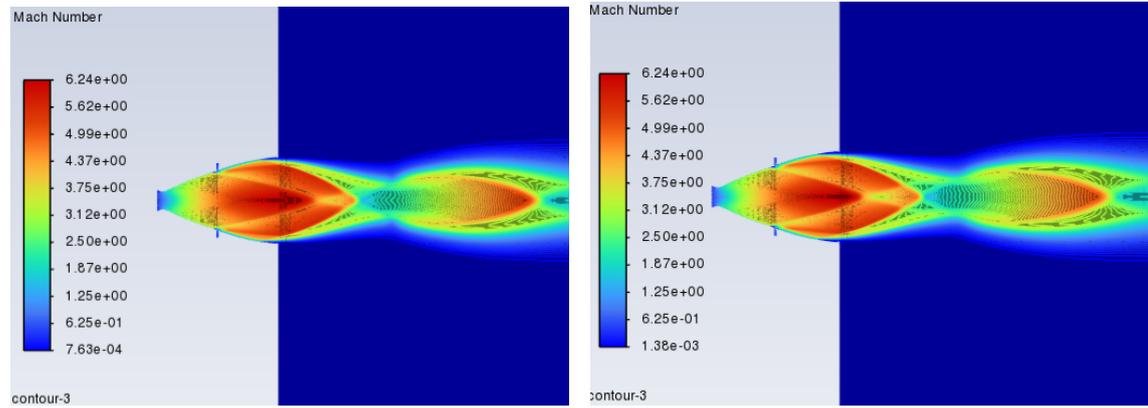
Figura 4.33: Confronto dei campi di Mach per NPR=95, al variare del getto secondario

NPR dell'ugello dual-bell = 100



(a) Senza getto secondario

(b) Getto secondario con  $NPR_2 = 2$



(c) Getto secondario con  $NPR_2 = 3$

(d) Getto secondario con  $NPR_2 = 4$

Figura 4.34: Confronto dei campi di Mach per NPR=100, al variare del getto secondario

## 4.4 Inserimento del getto secondario supersonico

### 4.4.1 Geometria e mesh

Per effettuare le simulazioni con il getto secondario supersonico è stato necessario accorciare la lunghezza del canale secondario, al fine di evitare instabilità causate dal rapporto di contrazione presente nella geometria assialsimmetrica utilizzata. In questo caso, infatti, il canale secondario rappresenta un'approssimazione del tratto finale di un ugello convergente-divergente, necessario per raggiungere velocità supersoniche.

Si è pertanto ridotta la lunghezza del canale da 10 mm, come previsto nella configurazione precedente, a 1 mm, lasciando inalterate la larghezza e la posizione.

Il numero di suddivisioni orizzontali interne al canale di iniezione secondario non è cambiato rispetto al caso precedente.

La nuova mesh realizzata presenta le seguenti caratteristiche:

- Numero celle: 109800
- Divisione interna ugello: 430x120
- Divisione iniezione secondaria: 80x40
- Campo esterno: 250x100

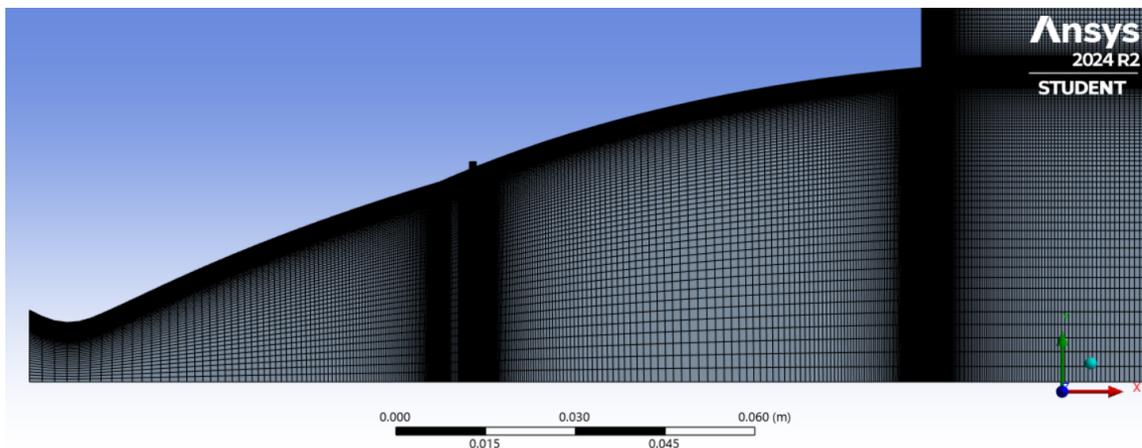


Figura 4.35: Mesh ugello con iniezione secondaria supersonica

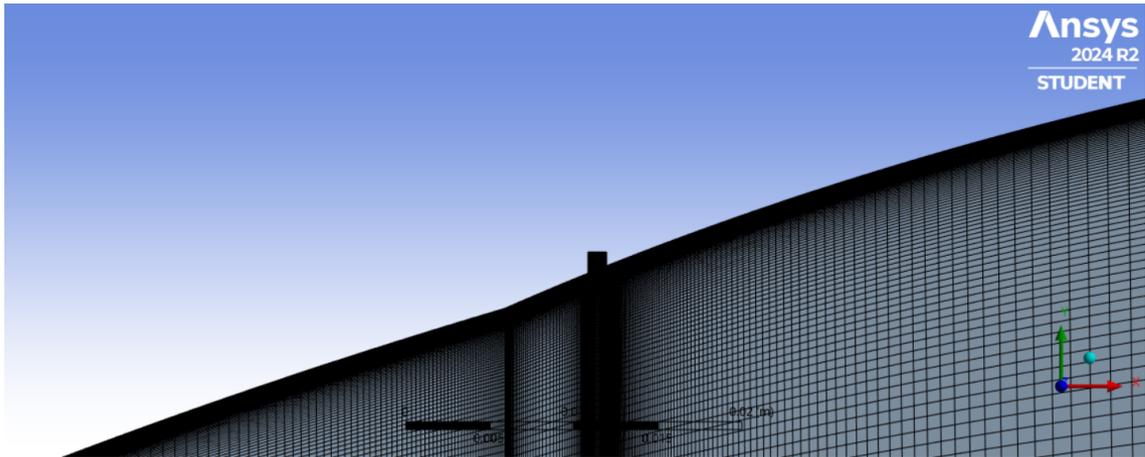


Figura 4.36: Dettaglio mesh dell'iniezione secondaria supersonica

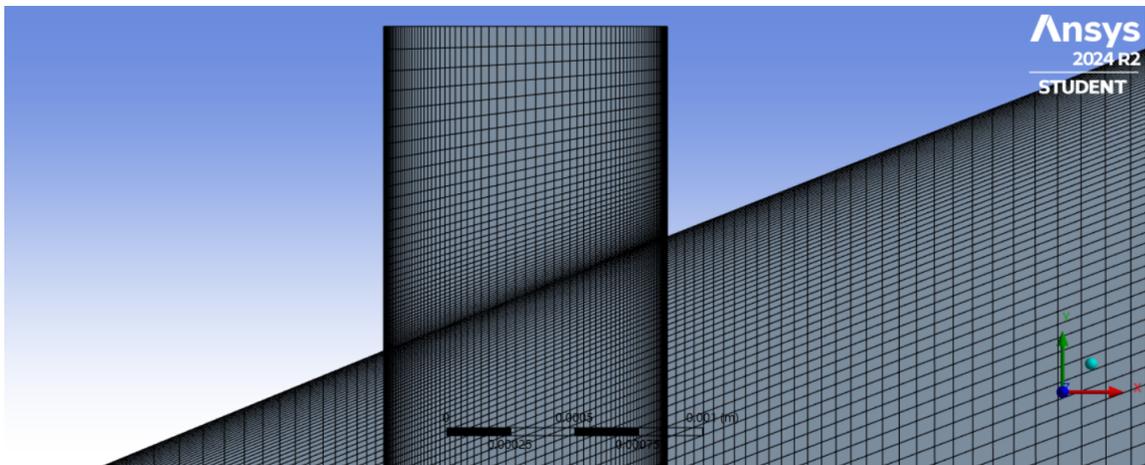


Figura 4.37: Dettaglio mesh dell'iniezione secondaria supersonica

#### 4.4.2 Condizioni al contorno per il getto supersonico

Anche in questo caso viene iniettato azoto ( $N_2$ ) alla temperatura totale di  $300\text{ K}$ . Le prime simulazioni sono state svolte mantenendo l' $NPR_2$  di 4, lo stesso valore utilizzato nel caso sonico, con un Mach di ingresso al canale secondario pari a  $M = 1.5$ .

Anche in questo caso si avrà quindi una condizione di *choked flow* nel canale secondario e la portata del getto secondario sarà costante durante tutta la fase di up-ramping.

Per calcolare la portata si impiega la stessa formula utilizzata nel caso sonico. Si assume costante l'area del canale secondario, poiché la sua ridotta lunghezza determina una differenza inferiore al 2% tra area di ingresso e di uscita. Questo permette di approssimare l'area di ingresso al canale secondario con quella in uscita, utilizzata nella formula (4.1).

In questo caso, però, la funzione del Mach è differente rispetto al caso sonico:

$$f(M) = \sqrt{\gamma} \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \cdot M$$

La portata nel caso di  $NPR_2 = 4$  e ingresso supersonico pari a  $M = 1.5$  vale:

$$\dot{m} = \frac{p_0^\circ A_t}{\sqrt{R \cdot T_0}} \cdot f(M) = 0.2 \text{ kg/s}$$

Si osserva quindi una riduzione di circa il 15% di portata rispetto al caso sonico con la stessa pressione totale, in quanto la funzione del Mach raggiunge il suo massimo per  $M = 1$  e poi cala per velocità soniche e subsoniche, mentre gli altri parametri della formula non variano rispetto al caso sonico.

In seguito si è svolta anche una simulazione incrementando l' $NPR_2$  fino a 6 ( $p_2^\circ = 607950 \text{ Pa}$ ), con un Mach di ingresso al canale secondario pari a  $M = 1.6$ .

In questo caso, la portata del getto secondario è la seguente:

$$\dot{m} = \frac{p_0^\circ A_t}{\sqrt{R \cdot T_0}} \cdot f(M) = 0.287 \text{ kg/s}$$

Similmente al caso sonico, viene proposto il grafico con il rapporto tra portata secondaria e principale durante l'up-ramping, nei due casi di getto secondario precedentemente descritti.

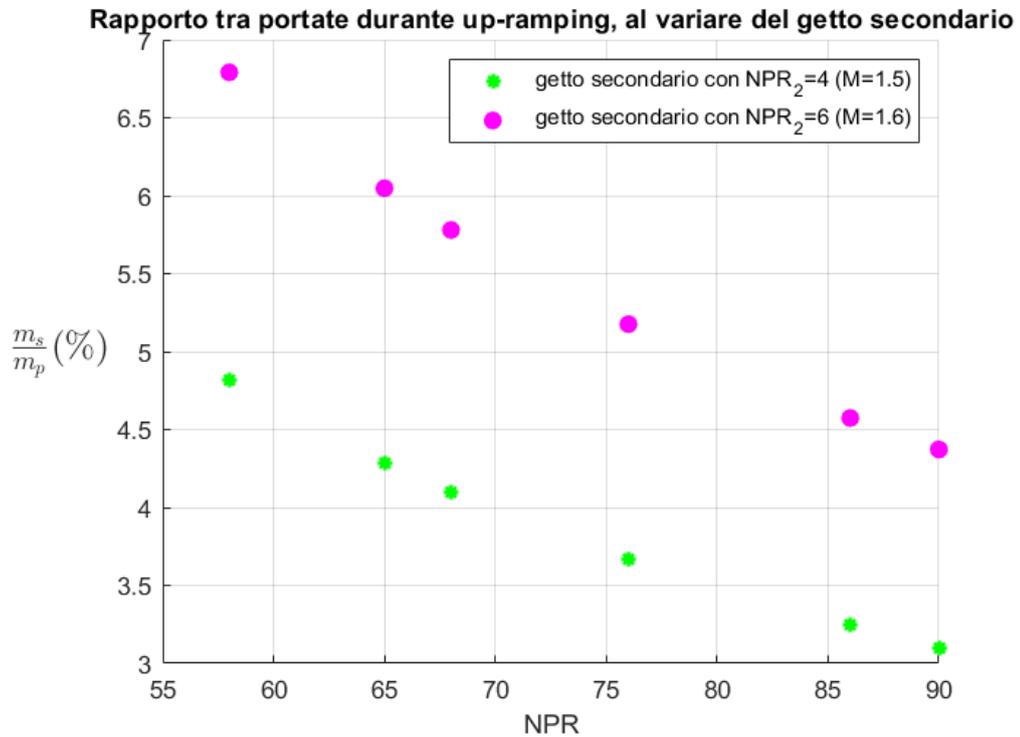


Figura 4.38: Variazione del rapporto tra portata secondaria e principale durante l'up-ramping, per due diverse configurazioni del getto secondario supersonico

### 4.4.3 Risultati con il getto secondario supersonico

#### Andamento della pressione a parete

Di seguito viene proposto l'up-ramping effettuato con il getto secondario attivo nei due casi di iniezione secondaria supersonica analizzati.

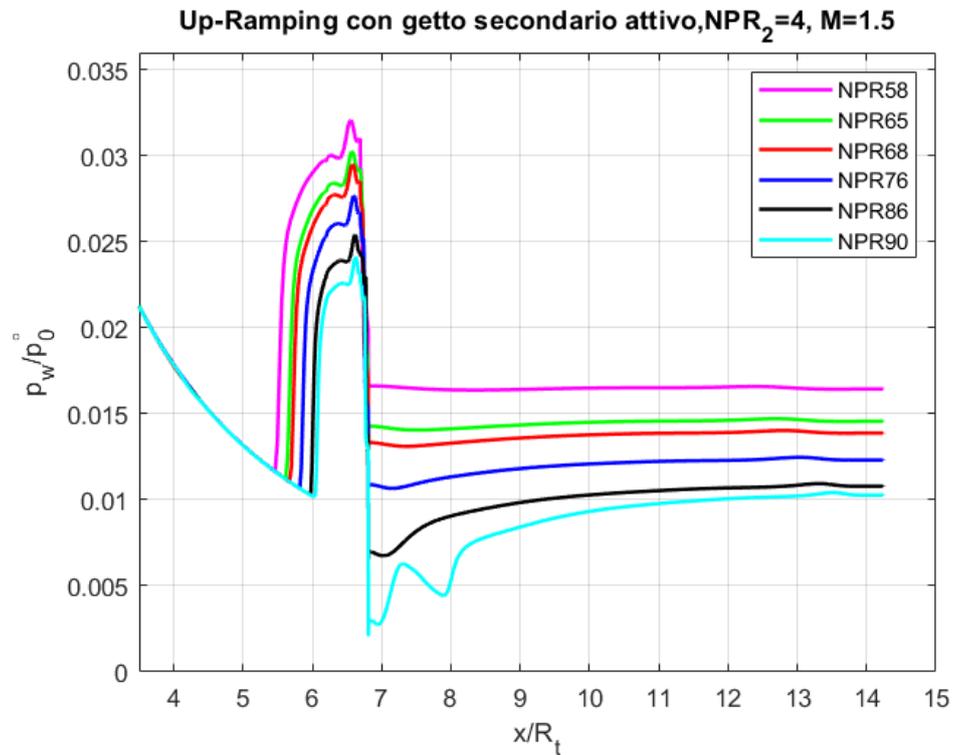


Figura 4.39: Andamento della pressione a parete durante up-ramping con getto secondario attivo,  $NPR_2 = 4$  e  $M = 1.5$

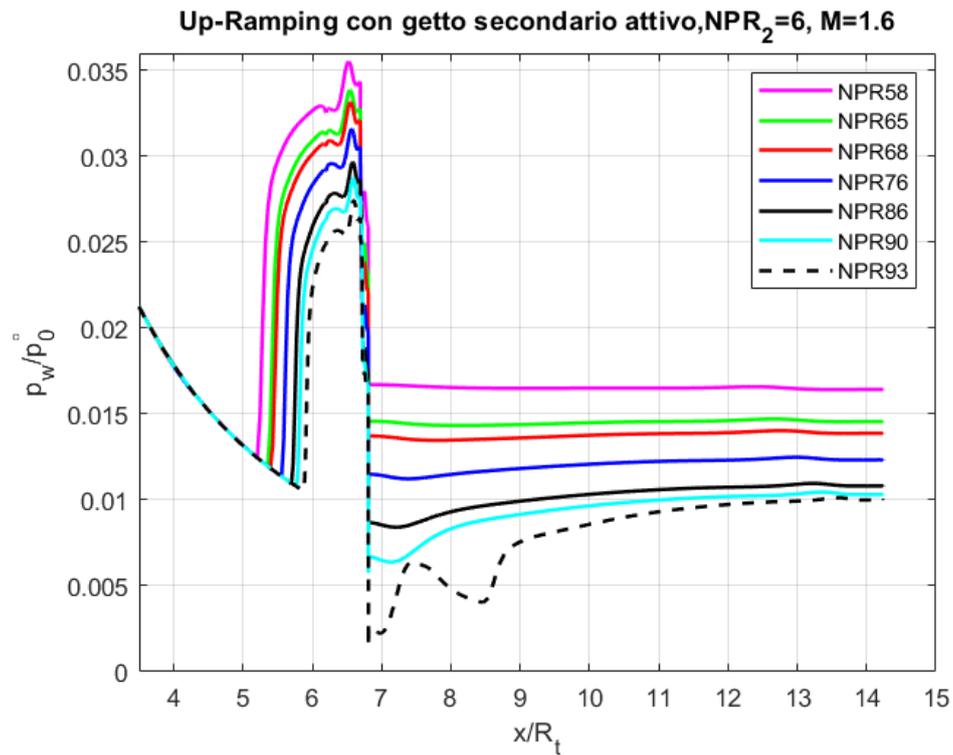


Figura 4.40: Andamento della pressione a parete durante up-ramping con getto secondario attivo,  $NPR_2 = 6$  e  $M = 1.6$

Dal grafico 4.39 si osserva che il flusso si riattacca all'estensione dell'ugello per  $86 < NPR < 90$ , nel caso di  $NPR_2 = 4$  e  $M = 1.5$ , come accade per l'iniezione secondaria sonora con la stessa pressione totale.

Incrementando invece la pressione totale, e quindi la portata, si può notare come si riesca a posticipare la transizione per  $NPR > 90$ , come si evince dal grafico 4.40.

Di seguito sono anche riportati gli andamenti di pressione a parete al variare dell'NPR dell'ugello dual bell con i due diversi getti supersonici attivi.

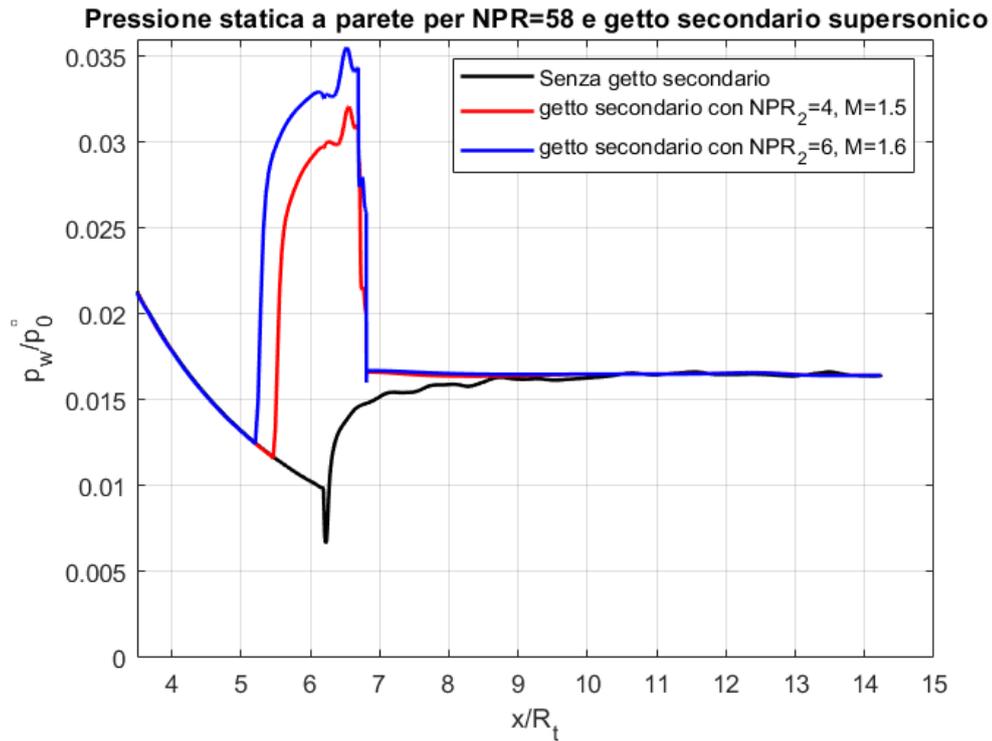


Figura 4.41: Andamento della pressione a parete per NPR=58, al variare dell'intensità del getto secondario supersonico

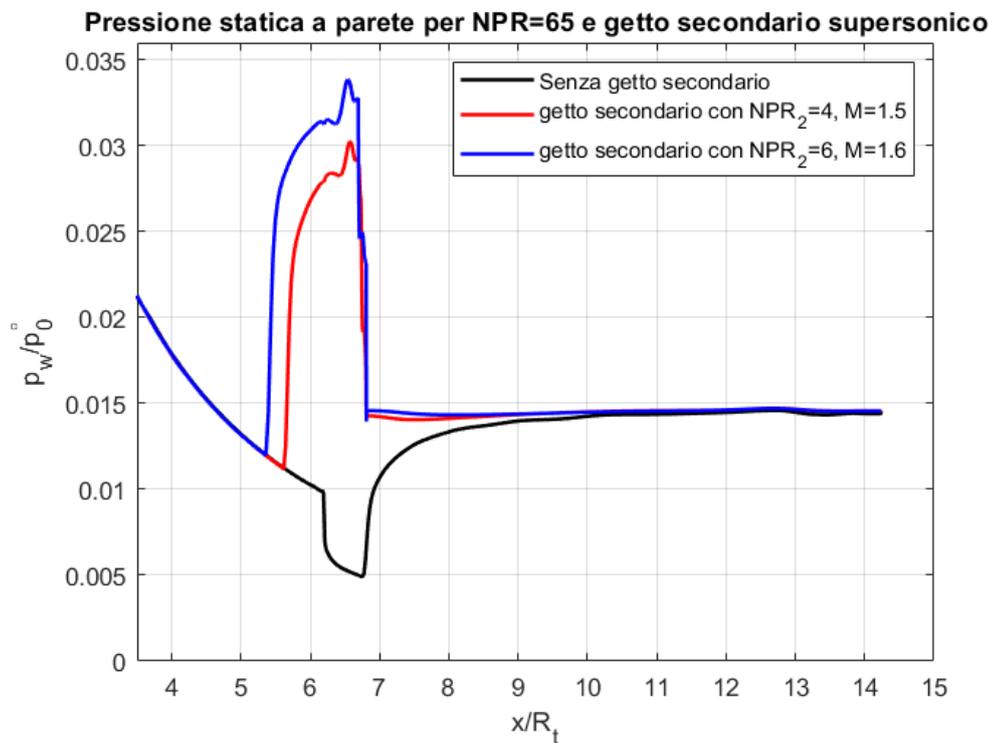


Figura 4.42: Andamento della pressione a parete per NPR=65, al variare dell'intensità del getto secondario supersonico

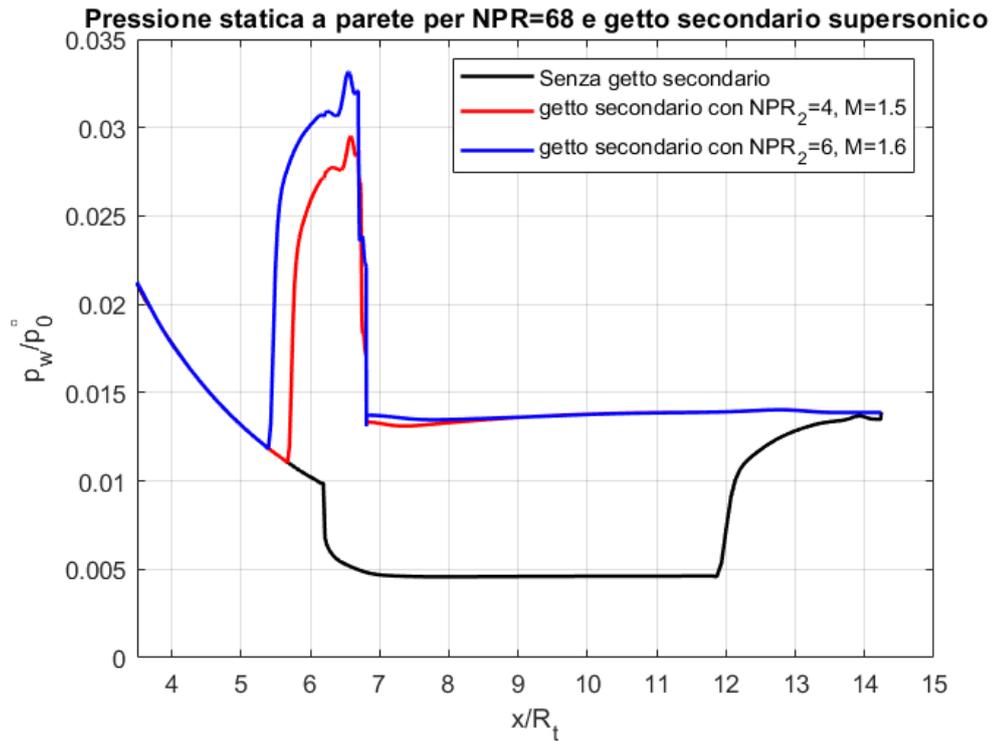


Figura 4.43: Andamento della pressione a parete per NPR=68, al variare dell'intensità del getto secondario supersonico

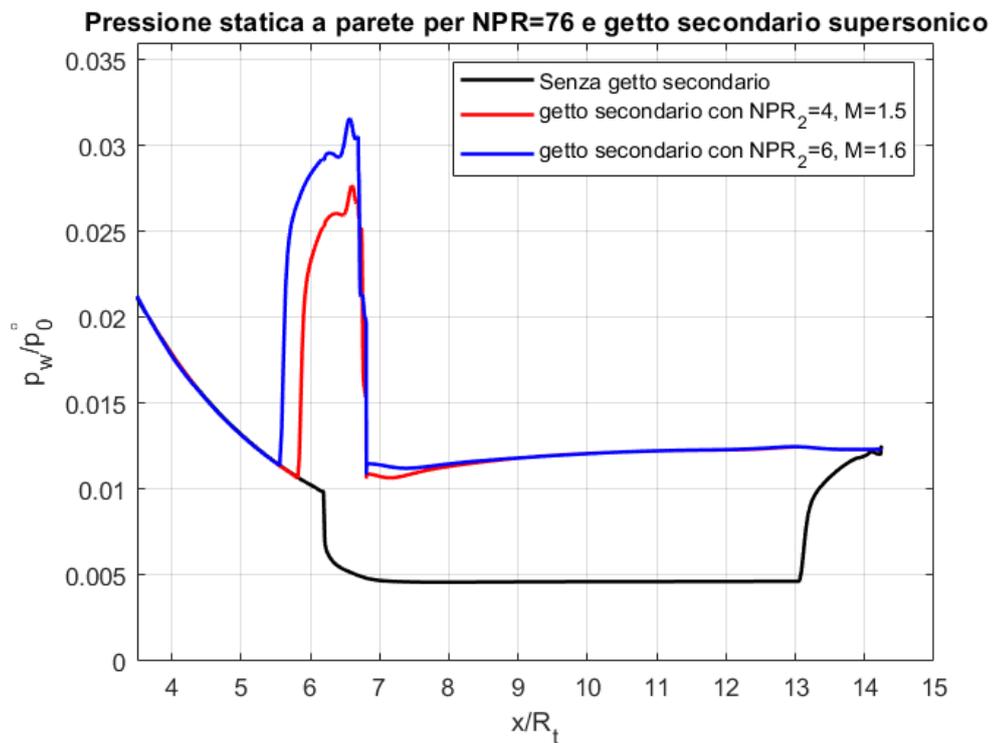


Figura 4.44: Andamento della pressione a parete per NPR=76, al variare dell'intensità del getto secondario supersonico

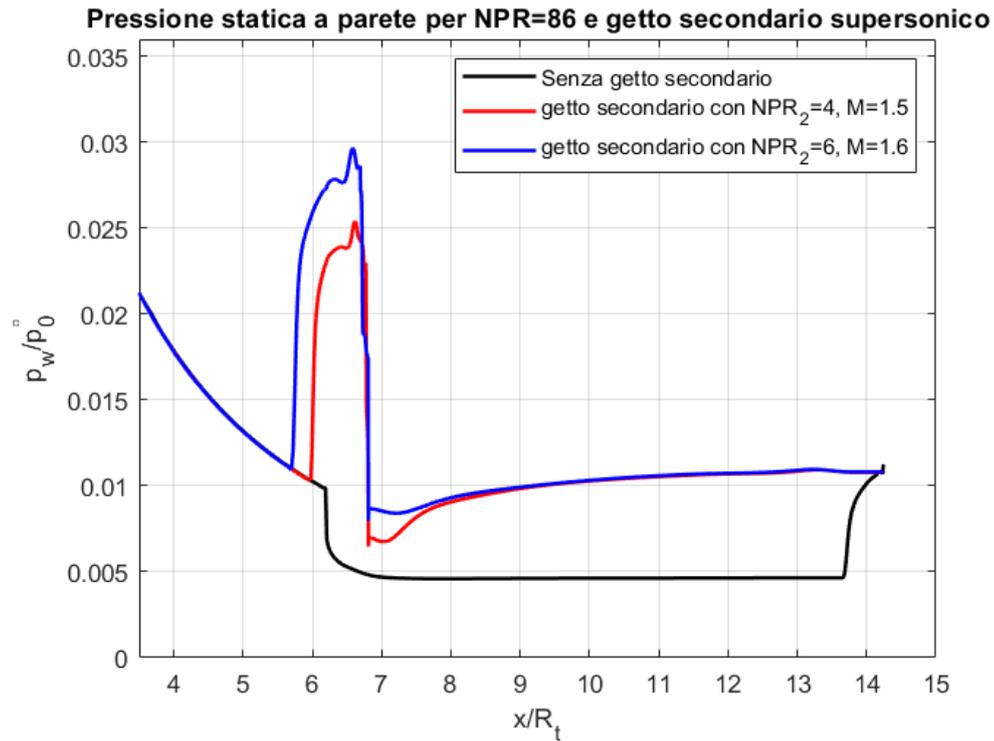


Figura 4.45: Andamento della pressione a parete per NPR=86, al variare dell'intensità del getto secondario supersonico

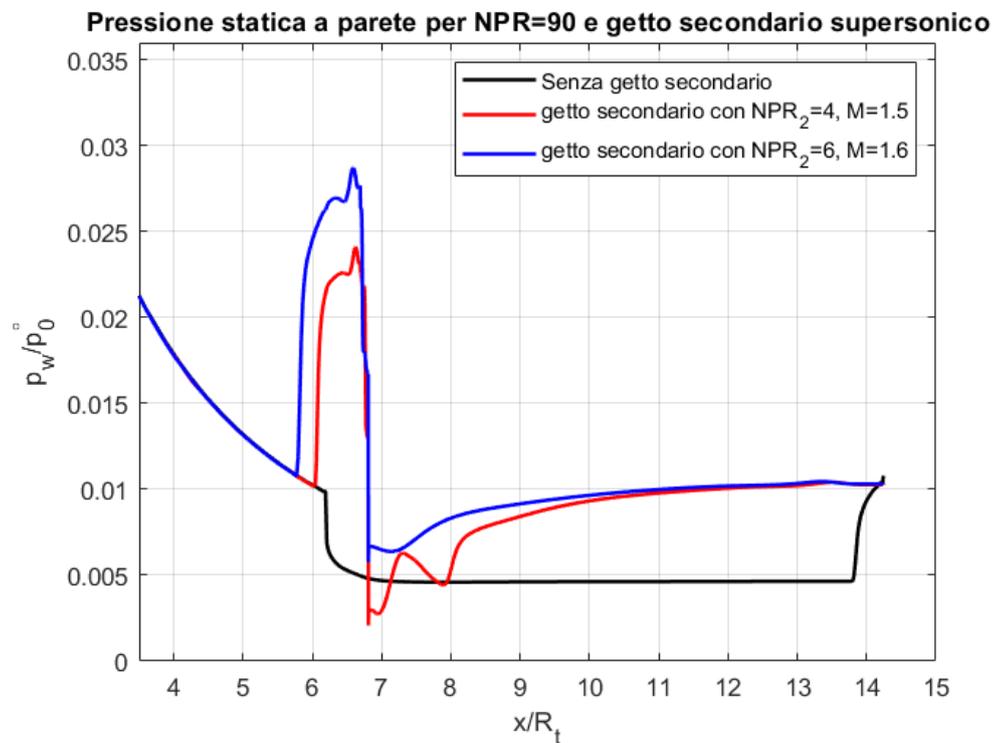


Figura 4.46: Andamento della pressione a parete per NPR=90, al variare dell'intensità del getto secondario supersonico

Si è scelto di non procedere con le simulazioni per  $NPR$  superiori a quelli che causano il riattacco del flusso nell'estensione poiché, come nel caso precedente, si sceglie di disattivare il getto secondario prima che il flusso coinvolga l'estensione dell'ugello dual-bell.

Anche in questa sezione viene confrontato lo spostamento del punto di separazione durante l'up-ramping, sia in assenza del getto secondario sia in seguito all'accensione e allo spegnimento dello stesso.

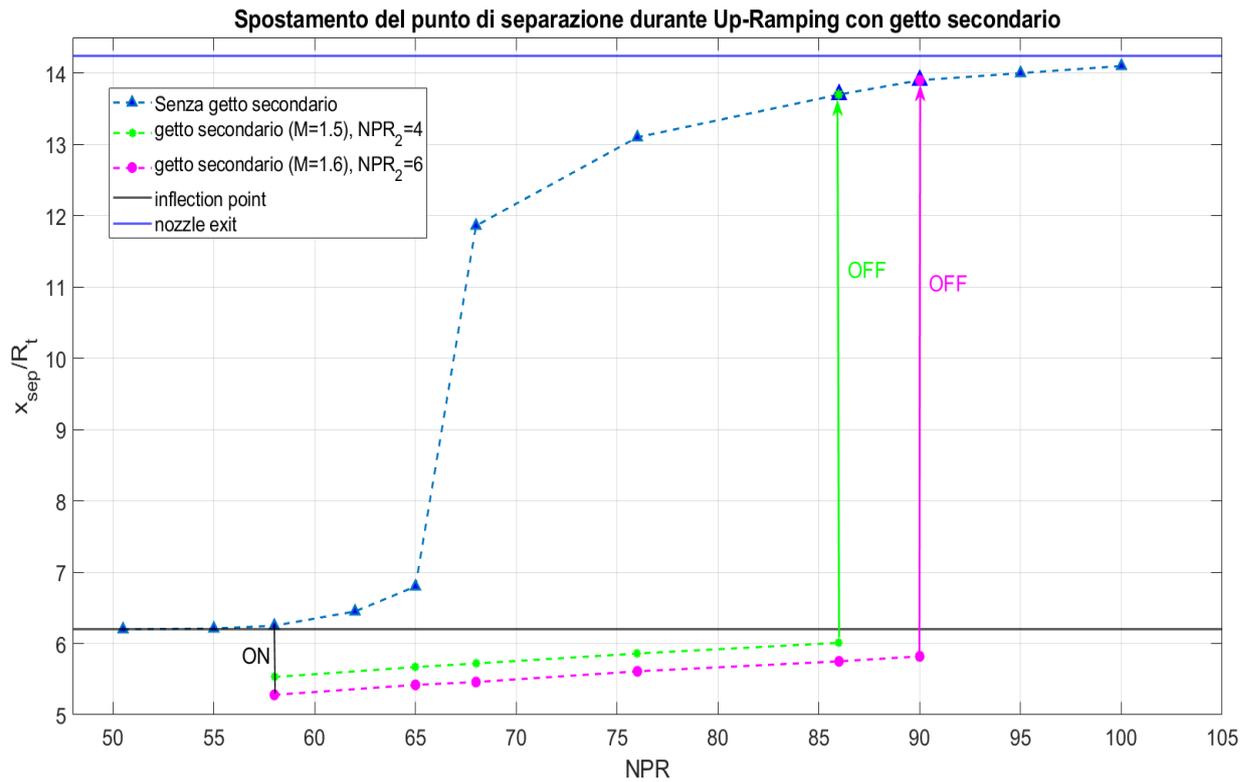


Figura 4.47: Spostamento del punto di separazione durante la fase di up-ramping, con accensione e spegnimento del getto secondario supersonico

Valori del numero di Mach lungo l'asse di simmetria

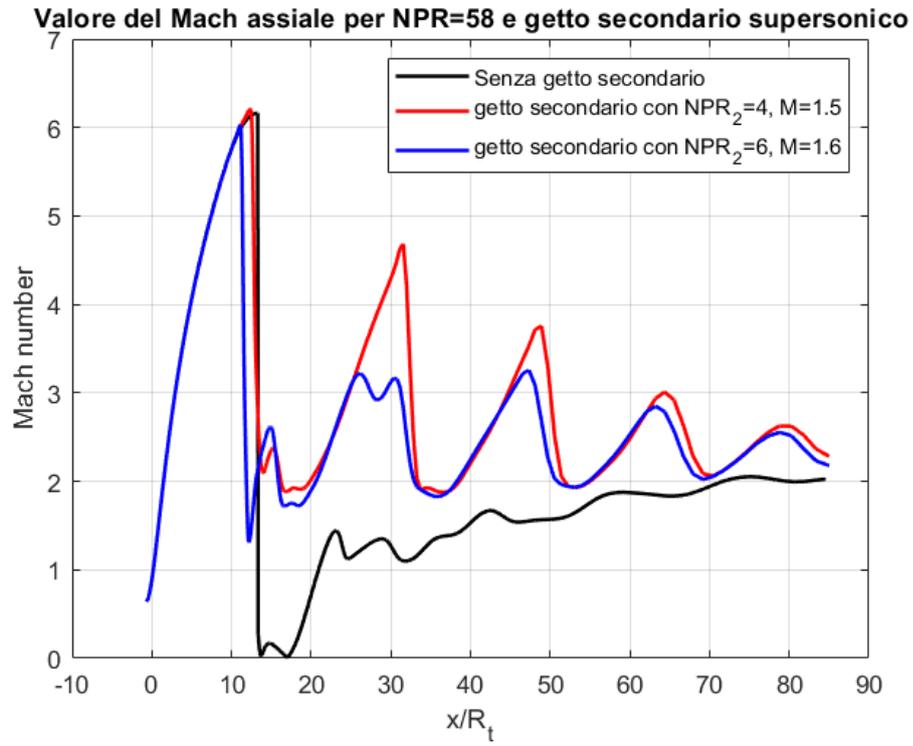


Figura 4.48: Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=58, al variare dell'intensità del getto secondario supersonico

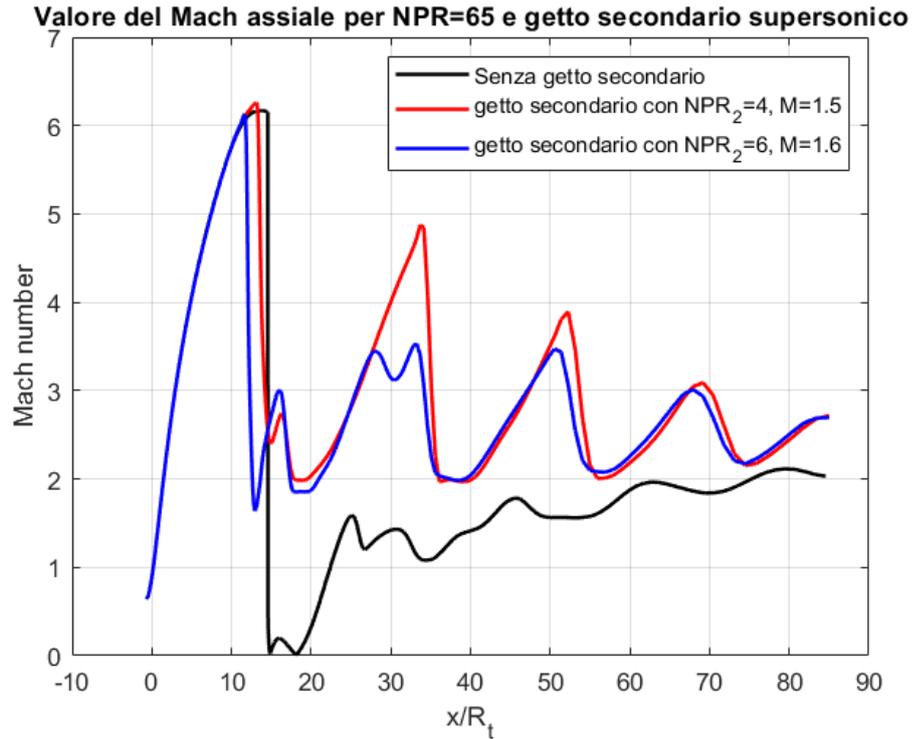


Figura 4.49: Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=65, al variare dell'intensità del getto secondario supersonico

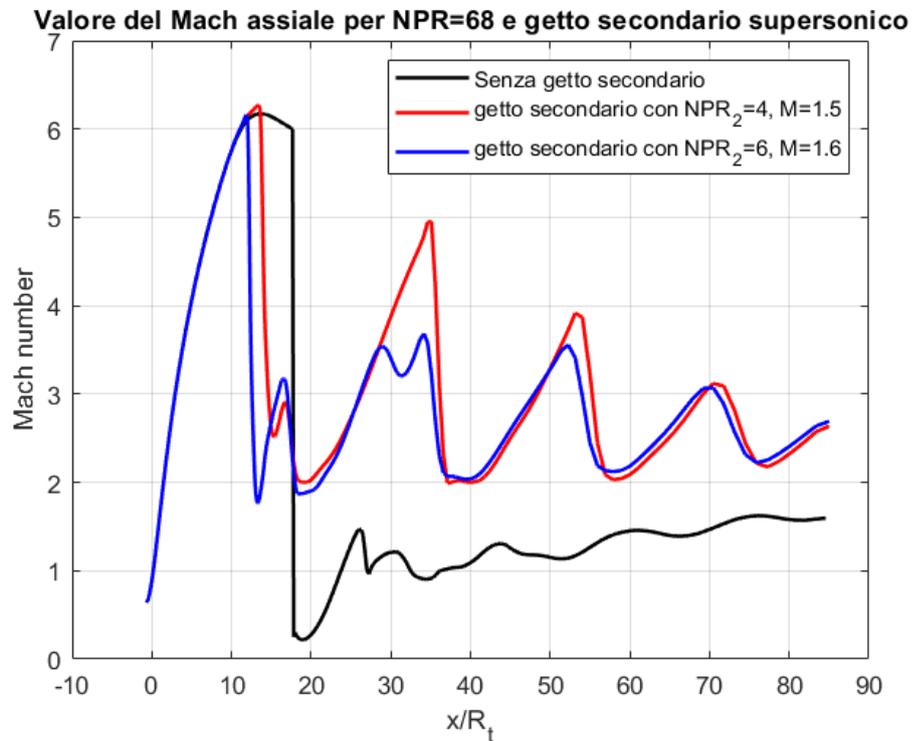


Figura 4.50: Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=68, al variare dell'intensità del getto secondario supersonico

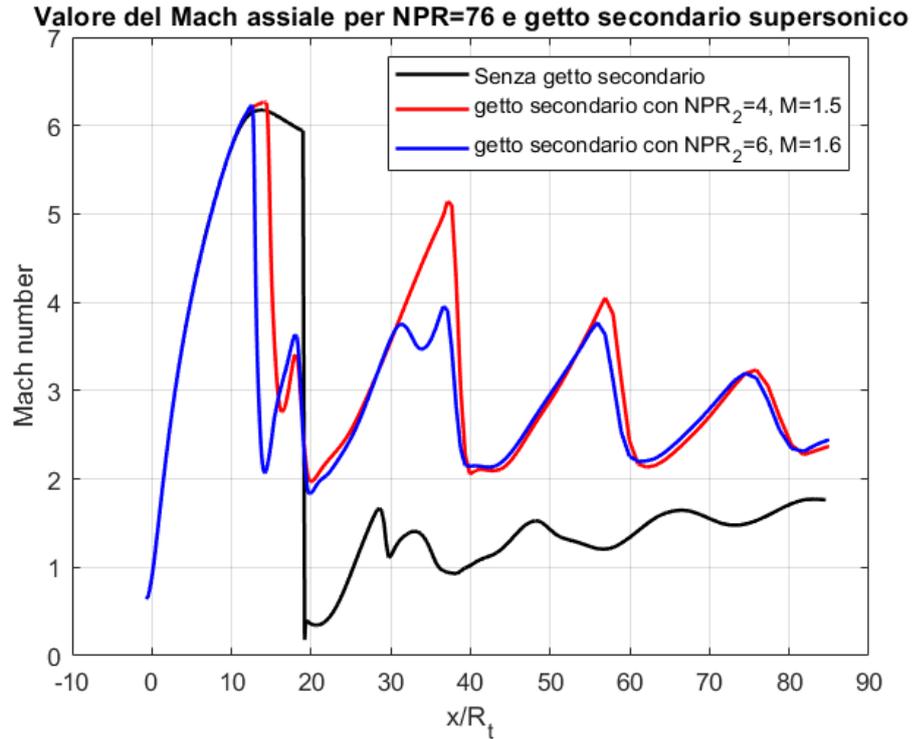


Figura 4.51: Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=76, al variare dell'intensità del getto secondario supersonico

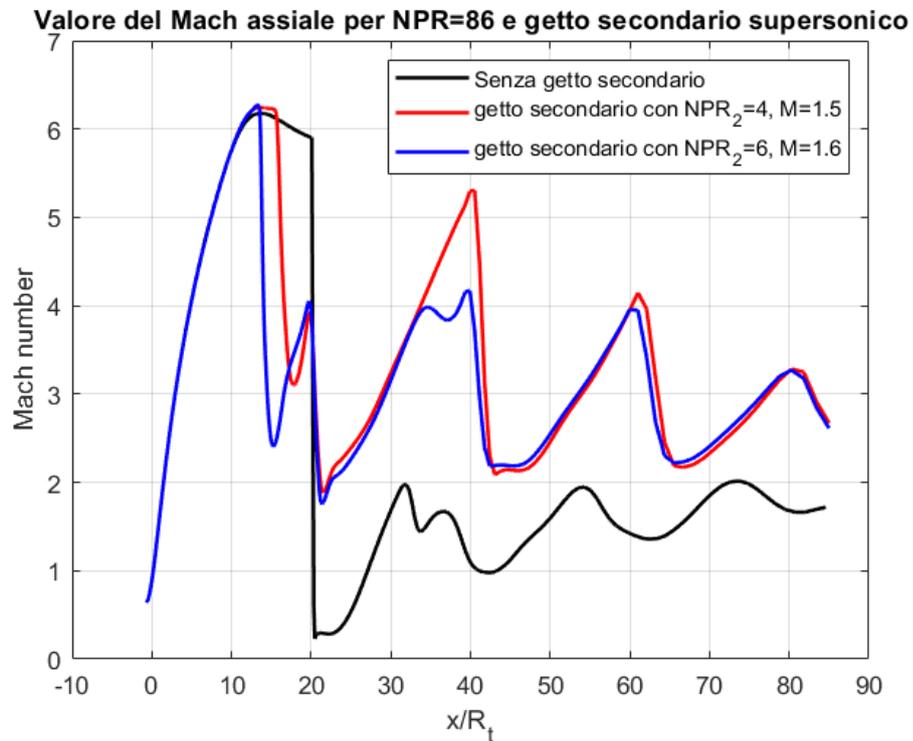


Figura 4.52: Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=86, al variare dell'intensità del getto secondario supersonico

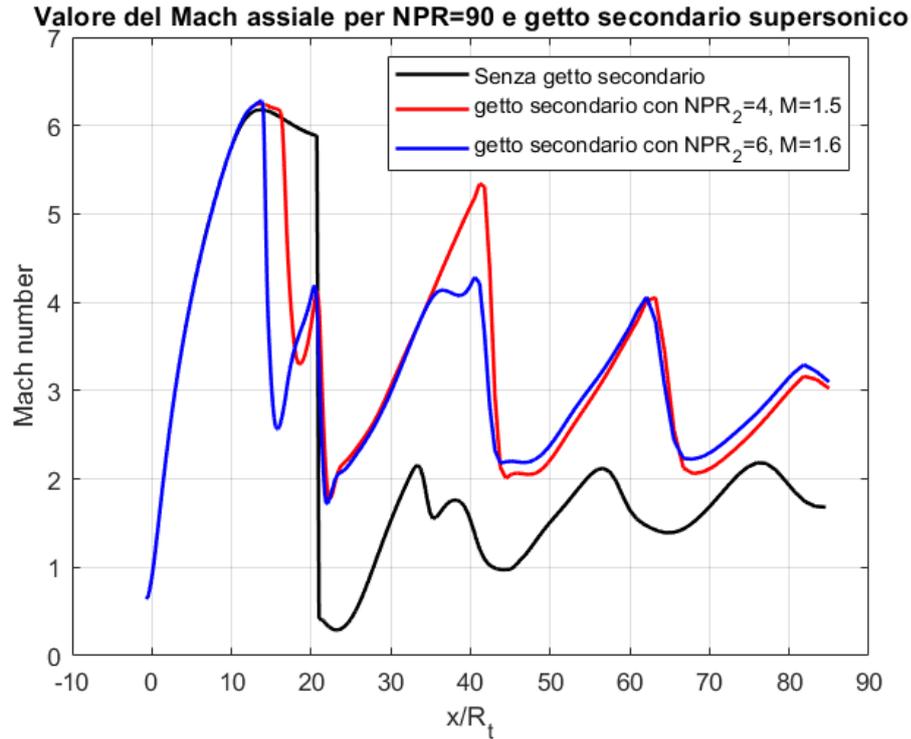


Figura 4.53: Valori del numero di Mach sull'asse di simmetria per NPR=90, al variare dell'intensità del getto secondario supersonico

Anche nel caso di iniezione supersonica si osserva la scomparsa del disco di Mach e la comparsa di una riflessione regolare, caratterizzata da una successione di espansioni e ricompansioni nella scia. Le immagini del campo di Mach presentate nella sezione successiva evidenziano in modo chiaro le differenze nella configurazione e nell'interazione degli urti a seconda che il getto secondario sia attivo o meno.

## Visualizzazione grafica del campo di Mach

NPR dell'ugello dual-bell = 58

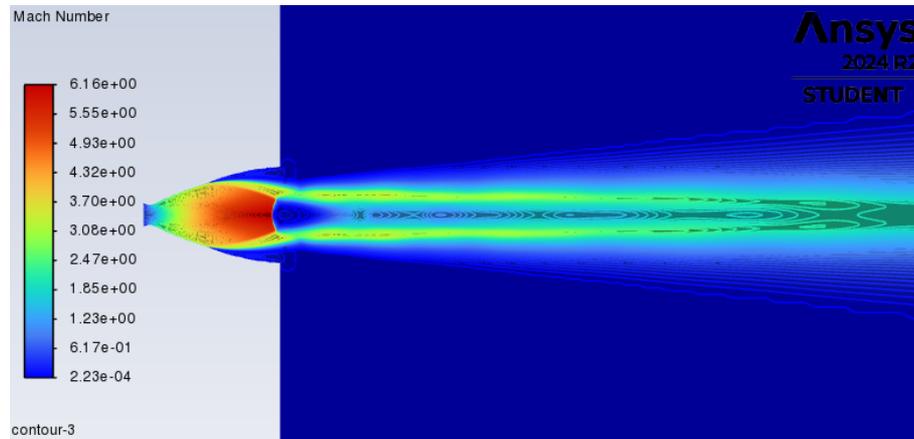


Figura 4.54: Campo di Mach per NPR=58 senza getto secondario

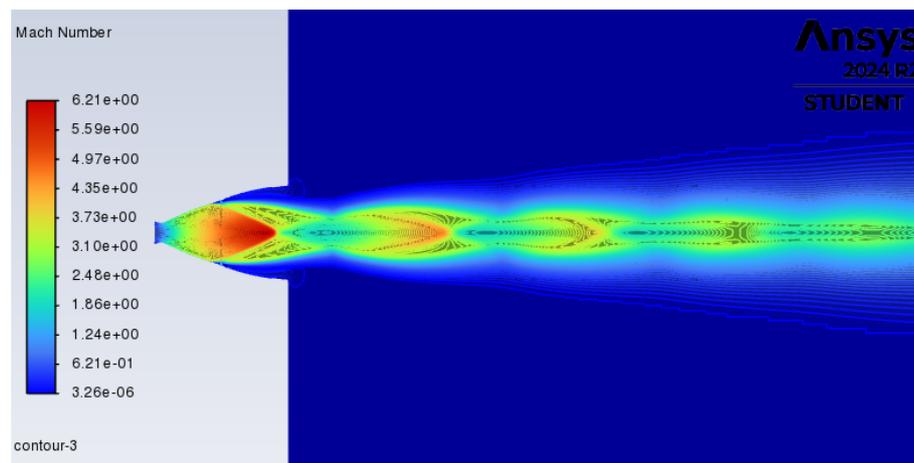


Figura 4.55: Campo di Mach per NPR=58 con  $NPR_2 = 4$  e  $M = 1.5$

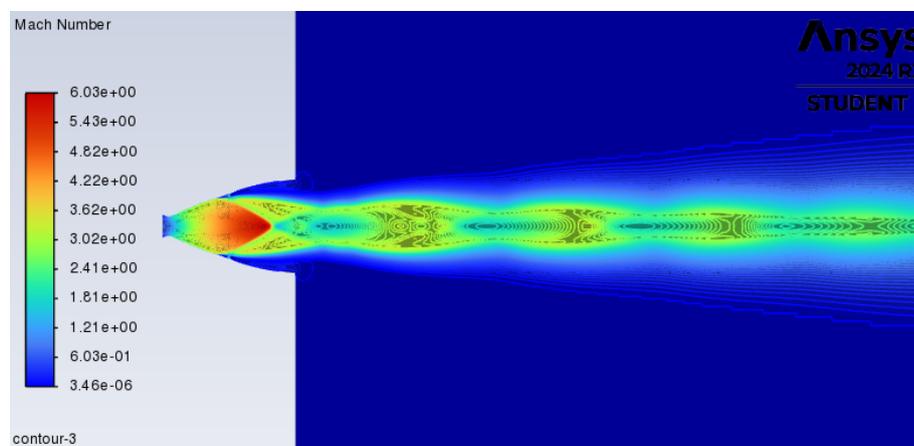


Figura 4.56: Campo di Mach per NPR=58 con  $NPR_2 = 6$  e  $M = 1.6$

NPR dell'ugello dual-bell = 65

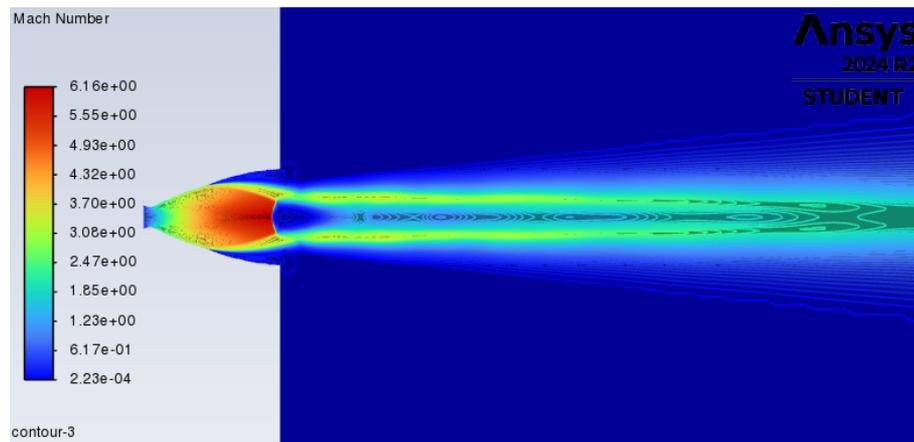


Figura 4.57: Campo di Mach per NPR=58 senza getto secondario

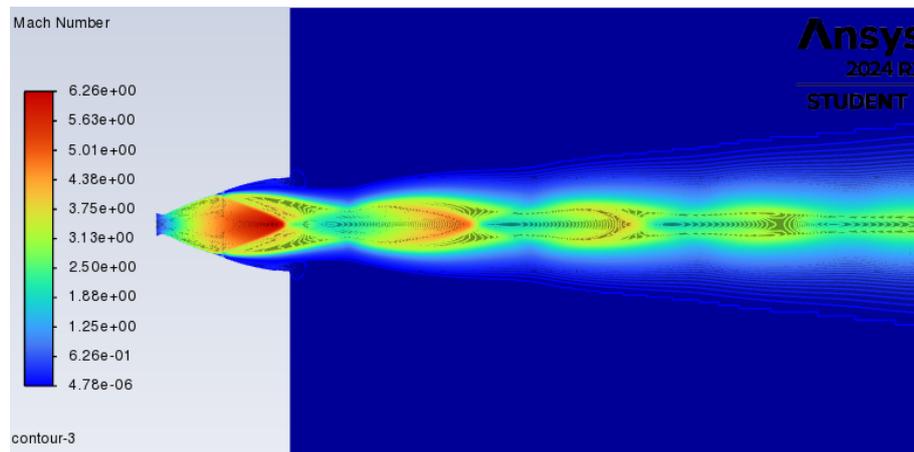


Figura 4.58: Campo di Mach per NPR=65 con  $NPR_2 = 4$  e  $M = 1.5$

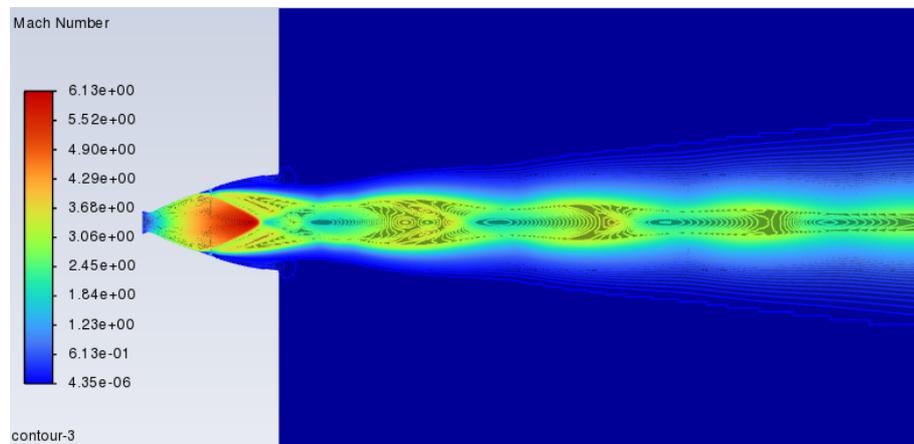


Figura 4.59: Campo di Mach per NPR=65 con  $NPR_2 = 6$  e  $M = 1.6$

NPR dell'ugello dual-bell = 68

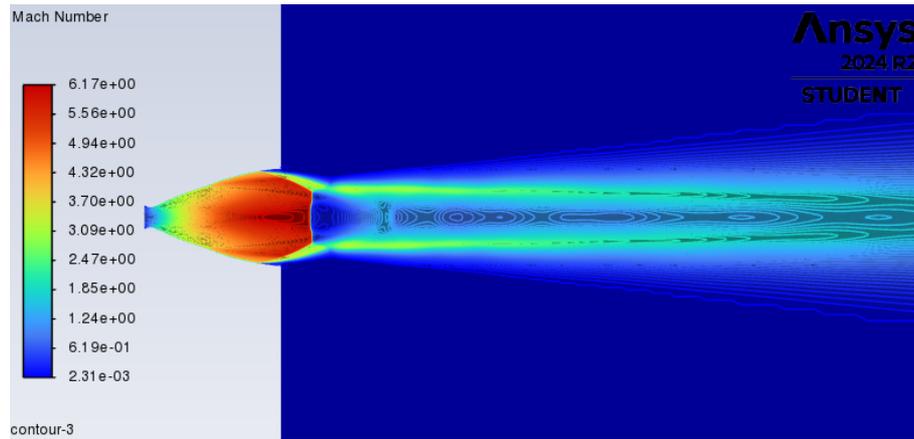


Figura 4.60: Campo di Mach per NPR=68 senza getto secondario

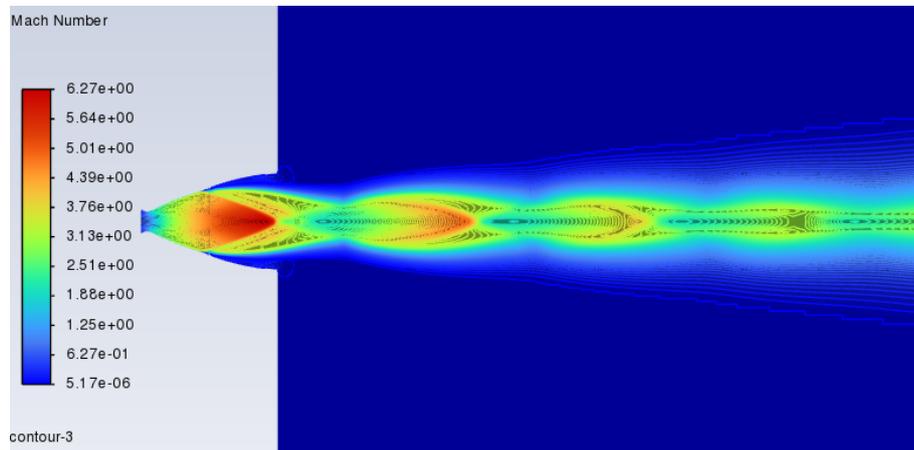


Figura 4.61: Campo di Mach per NPR=68 con  $NPR_2 = 4$  e  $M = 1.5$

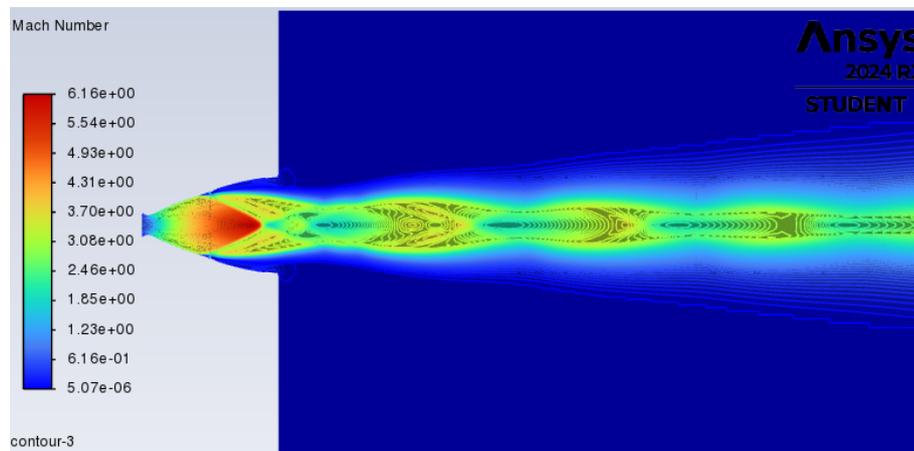


Figura 4.62: Campo di Mach per NPR=68 con  $NPR_2 = 6$  e  $M = 1.6$

NPR dell'ugello dual-bell = 76

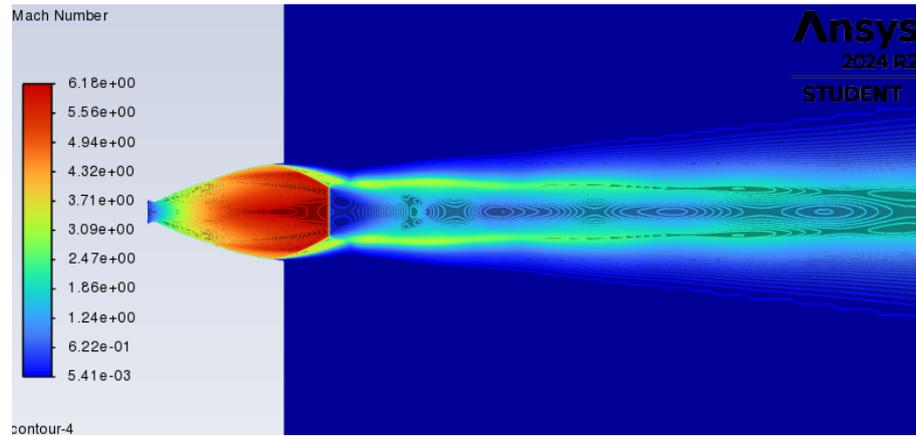


Figura 4.63: Campo di Mach per NPR=76 senza getto secondario

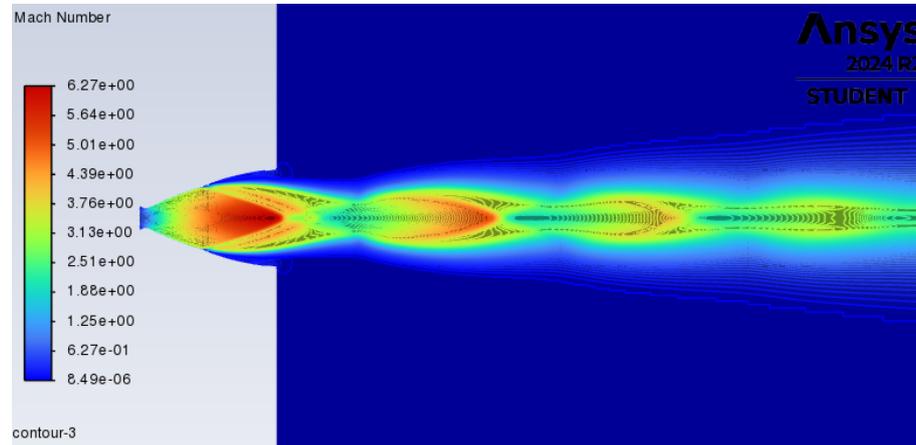


Figura 4.64: Campo di Mach per NPR=76 con  $NPR_2 = 4$  e  $M = 1.5$

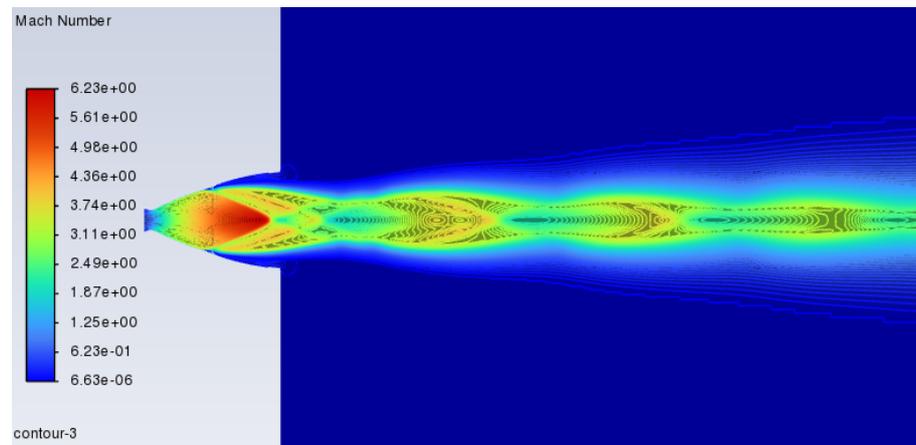


Figura 4.65: Campo di Mach per NPR=76 con  $NPR_2 = 6$  e  $M = 1.6$

NPR dell'ugello dual-bell = 86

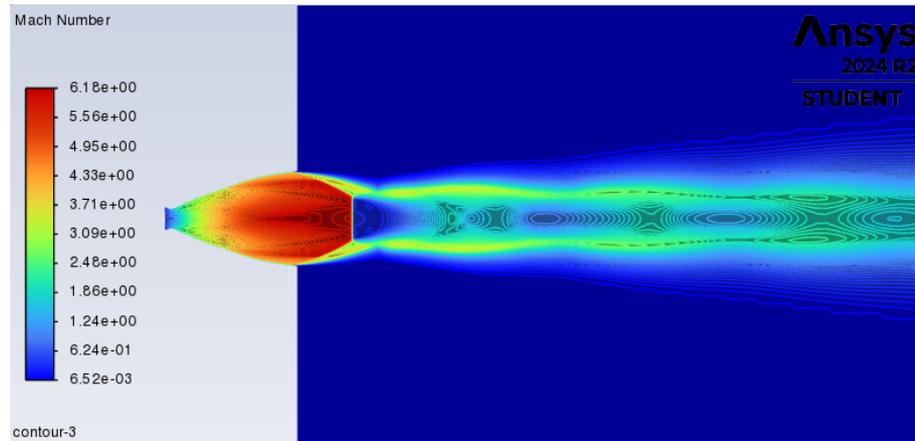


Figura 4.66: Campo di Mach per NPR=86 senza getto secondario

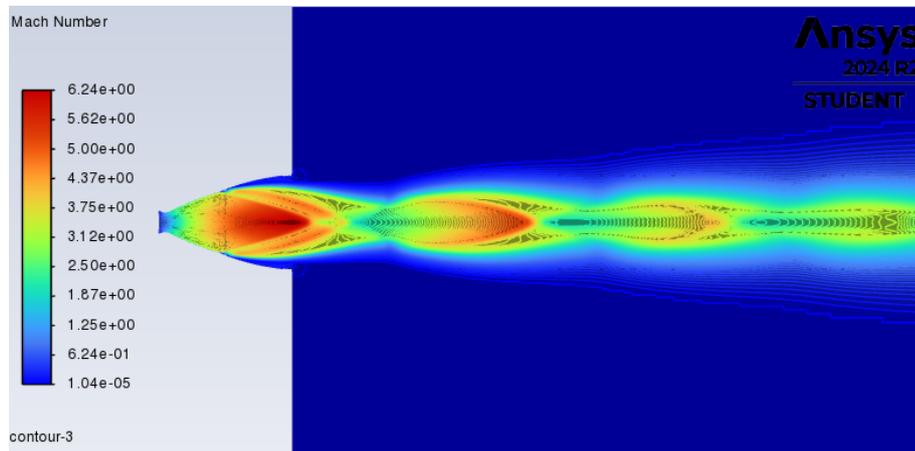


Figura 4.67: Campo di Mach per NPR=86 con  $NPR_2 = 4$  e  $M = 1.5$

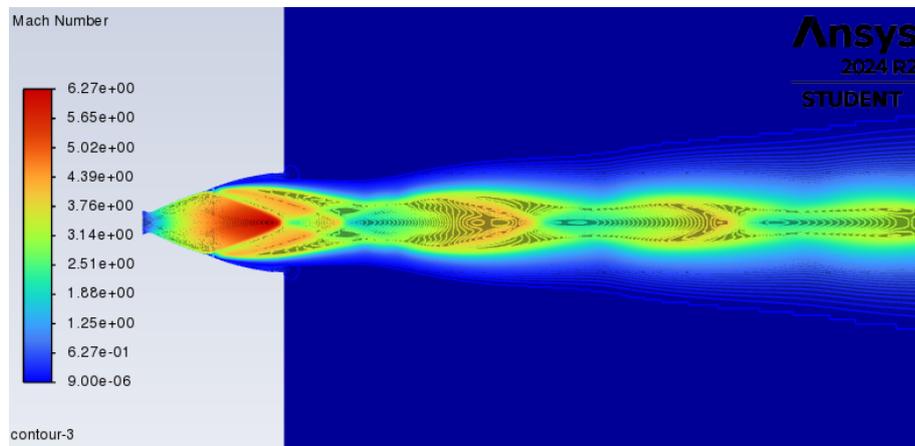


Figura 4.68: Campo di Mach per NPR=86 con  $NPR_2 = 6$  e  $M = 1.6$

NPR dell'ugello dual-bell = 90

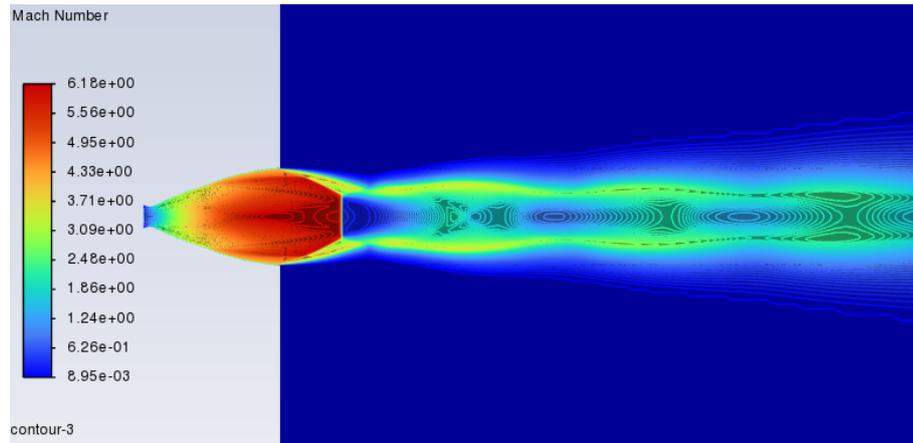


Figura 4.69: Campo di Mach per NPR=90 senza getto secondario

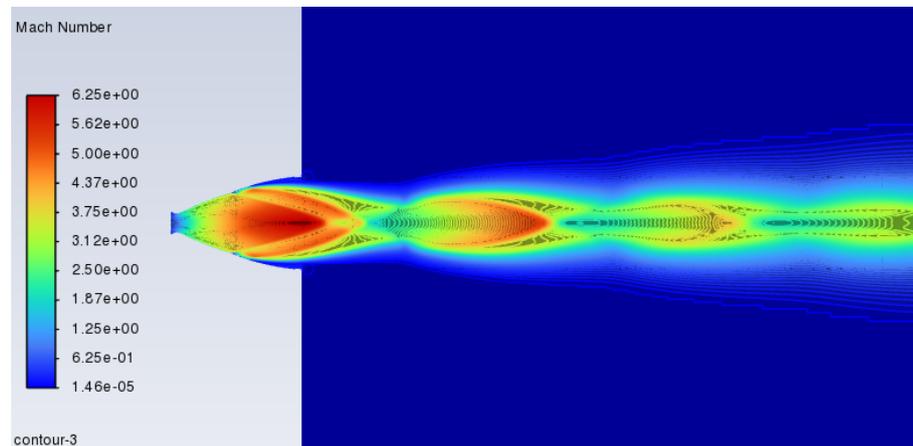


Figura 4.70: Campo di Mach per NPR=90 con  $NPR_2 = 4$  e  $M = 1.5$

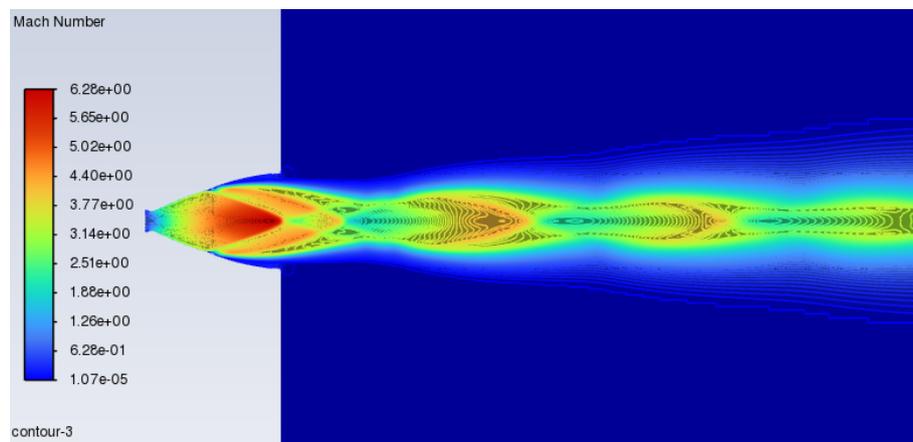


Figura 4.71: Campo di Mach per NPR=90 con  $NPR_2 = 6$  e  $M = 1.6$

## 4.5 Confronto globale

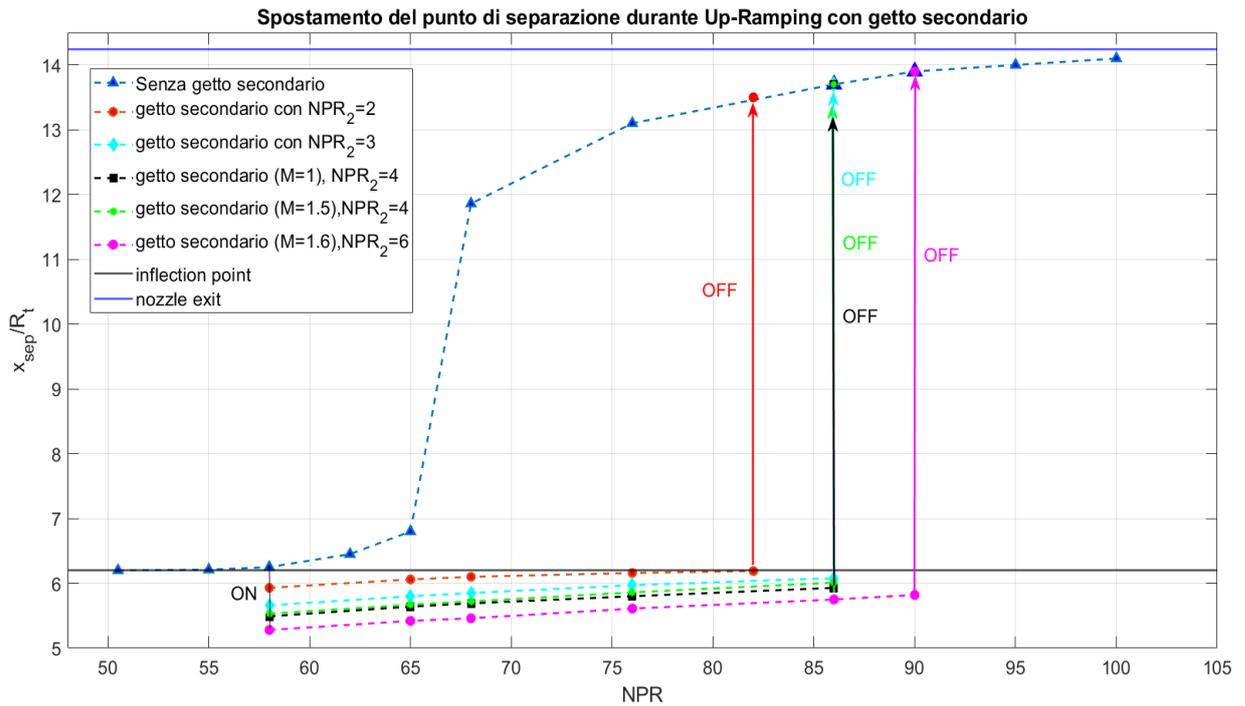


Figura 4.72: Spostamento del punto di separazione durante la fase di Up-ramping, per tutte le configurazioni di getto secondario analizzate.

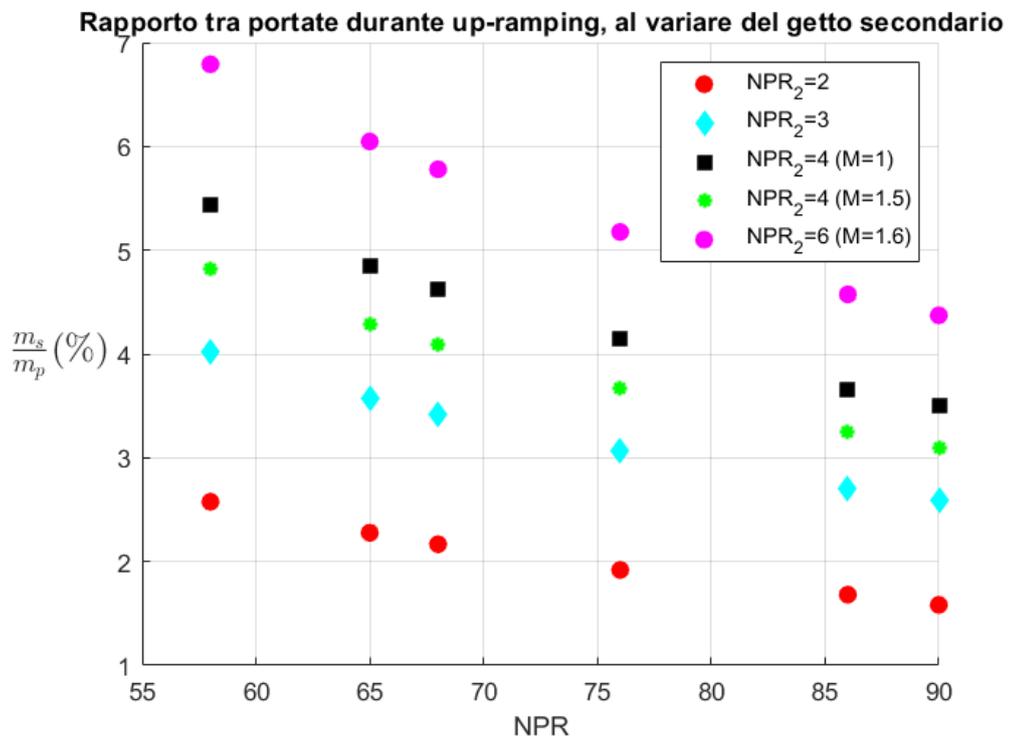


Figura 4.73: Variazione del rapporto tra portata secondaria e principale durante l'up-ramping, per tutte le configurazioni di getto secondario analizzate.

Dai grafici 4.72 e 4.73 si nota che, aumentando la portata del getto secondario, si ottiene un incremento dell' $NPR$  di transizione e uno spostamento a monte della separazione nella prima campana.

Viene infine proposta una tabella riassuntiva che illustra l'incremento percentuale dell' $NPR$  di transizione ottenuto grazie all'inserimento del getto secondario, con le diverse configurazioni analizzate.

Nella tabella è inoltre riportato il rapporto tra portata del getto secondario e quella del getto principale. Per la portata dell'ugello dual-bell è stato considerato il valore a  $NPR = 58$ , in quanto è indicativo del massimo rapporto di portata durante la fase di up-ramping con getto secondario attivo.

<b>Configurazione del getto secondario</b>	<b>NPR transizione</b>	<b>Variazione percentuale</b>	<b>Rapporto portate</b>
Senza getto secondario	68	0%	0%
$NPR_2 = 2$	82	20.6%	2.58%
$NPR_2 = 3$	86	26.5%	4%
$NPR_2 = 4, M = 1$	86	26.5%	5.4%
$NPR_2 = 4, M = 1.5$	86	26.5%	4.8%
$NPR_2 = 6, M = 1.6$	90	32.4%	6.8%

Tabella 4.1: Incremento dell' $NPR$  di transizione e rapporto tra portate per le diverse configurazioni di getto secondario analizzate.

# Capitolo 5

## Conclusioni

Nell'ambito di questa tesi sono state svolte simulazioni RANS stazionarie su un ugello dual-bell in scala ridotta, utilizzando il modello di turbolenza  $k - \omega$  SST con inclusione degli effetti di compressibilità. In una prima fase è stato simulato l'up-ramping dell'ugello mediante una sequenza di simulazioni stazionarie con un aumento graduale dell' $NPR$ , confrontando i risultati delle simulazioni con i dati sperimentali. Dal confronto è emersa una buona capacità delle simulazioni CFD di riprodurre i valori di pressione a parete nella zona di separazione durante il *sea-level mode* ( $NPR = 45.7$ ); tuttavia, l' $NPR$  di transizione previsto dalle simulazioni ( $NPR = 68$ ) risulta superiore al valore sperimentale ( $NPR = 50.5$ ).

In seguito, sono state effettuate simulazioni con l'inserimento di un getto secondario radiale, posto a valle dell'*inflection point*. I risultati hanno evidenziato una buona capacità del getto secondario di posticipare la transizione, con un incremento dell' $NPR$  di transizione fino al 33% rispetto al caso naturale. Tale efficacia cresce all'aumentare della pressione totale del getto secondario, a discapito di un maggiore incremento di portata, che arriva a raggiungere il 7% della portata principale. Tuttavia, anche con rapporti di portata inferiori al 3%, è stato possibile aumentare l' $NPR$  di transizione di circa il 20%.

Inoltre, a parità di pressione totale del getto secondario ( $NPR_2 = 4$ ), è stato osservato come nei casi di iniezione sonora o supersonica ( $M = 1.5$ ) non si evidenziano differenze significative nell' $NPR$  di transizione.

Si può quindi concludere che questa strategia di controllo attivo della separazione sia promettente e possa migliorare le prestazioni di un endoreattore.

Per sviluppi futuri si potrebbero svolgere delle simulazioni non stazionarie, al fine di prevedere con maggiore precisione l' $NPR$  di transizione, a causa dell'intrinseca non stazionarietà del fenomeno studiato. In aggiunta, potrebbe risultare utile condurre dei test sperimentali con l'inserimento del getto secondario, al fine di validare i risultati delle simulazioni CFD.

# Bibliografia

- [1] ANSYS Inc. *ANSYS Fluent User's Guide*. ANSYS Inc., 2024. Release 2024 R2.
- [2] ANSYS Inc. *ANSYS Fluent User's Guide*. ANSYS Inc., 2025. Release 2025 R1.
- [3] A Ferrero, E Martelli, F Nasuti, and D Pastrone. Parametric study of transition fluidic control in a dual-bell nozzle. In *Proceedings of the 9th European Conference for Aerospace Sciences. Lille, France, 27 June - 1 July, 2022*.
- [4] C. Foster and F Cowles. Experimental study of gas-flow separation in overexpanded exhaust nozzles for rocket motors. Jet propulsion laboratory california institute of technology, progress report no. 4-103, Pasadena, California, 05 1949.
- [5] Chloé Génin and Ralf Stark. Experimental study of dual bell nozzles. pages 1–2, 01 2007.
- [6] Emanuele Martelli, Francesca Scaramuzzino, and Francesco Nasuti. Secondary gas injection effect on dual-bell nozzle flow transition. In *Proceedings of the 9th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS 2022)*, 2022.
- [7] Ralf Stark and Chloé Génin. Sea-level transitioning dual bell nozzles. *CEAS Space J.*, 9(3), September 2017.
- [8] Ralf Stark and Gerald Hagemann. Current status of numerical flow prediction for separated nozzle flows. 01 2007.
- [9] Ralf Stark and Chloé Nürnberger-Génin. Side loads in dual bell nozzles, part i: Phenomenology. In *46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, Reston, Virginia, July 2010. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [10] S. B. Verma, A. Hadjadj, and O. Haidn. Unsteady flow conditions during dual-bell sneak transition. *Journal of Propulsion and Power*, 31(4):1–10, July 2015.

- [11] Jan Östlund. Flow processes in rocket engine nozzles with focus on flow separation and side-loads. Technical Report TRITA-MEK 2002:09, Royal Institute of Technology, Department of Mechanics, S-100 44 Stockholm, Sweden, 2002. pp. 5–7.
- [12] Jan Östlund. Flow processes in rocket engine nozzles with focus on flow separation and side-loads. Technical Report TRITA-MEK 2002:09, Royal Institute of Technology, Department of Mechanics, S-100 44 Stockholm, Sweden, 2002. pp. 10–13.
- [13] Jan Östlund. Flow processes in rocket engine nozzles with focus on flow separation and side-loads. Technical Report TRITA-MEK 2002:09, Royal Institute of Technology, Department of Mechanics, S-100 44 Stockholm, Sweden, 2002. pp. 28–46.