

POLITECNICO DI TORINO

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Aerospaziale



**Politecnico
di Torino**

TESI DI LAUREA MAGISTRALE

Studio numerico e sperimentale di un accenditore a risonanza per endoreattori

Relatori

PROF. DARIO PASTRONE
ING. ANTONIETTA CONTE
ING. ANDREA FERRERO
ING. FILIPPO MASSENI

Candidato

GIACOMO GEDDA

Anno Accademico 2021/2022

Sommario

Nel presente lavoro si effettua lo studio, tramite analisi sperimentali e numeriche, di un risonatore di Hartmann-Sprenger. Questo dispositivo, se investito da un getto sottospanso proveniente da un ugello, permette, in determinate condizioni, di ottenere un riscaldamento del gas al suo interno fino a una temperatura che può eccedere quella di ristagno del fluido. Grazie alla sua semplicità costruttiva, e dunque alla sua affidabilità, il risonatore può risultare una soluzione innovativa per la fabbricazione di accenditori per endoreattori; in particolare, esso può trovare applicazione in tutte quelle missioni che richiedono molteplici accensioni dei motori. Dopo una iniziale descrizione del principio di funzionamento del dispositivo e dei parametri che ne influenzano l'operatività, si riportano i risultati di prove sperimentali condotte per indagare l'effetto della rugosità interna della cavità sulle prestazioni del risonatore. In seguito, si effettua un resoconto delle principali scoperte sull'influenza di disturbi posti nel flusso in ingresso nel dispositivo, con particolare attenzione al caso dell'utilizzo di una spina inserita all'interno dell'ugello. Infine, per questa tipologia di ostacolo, vengono effettuate analisi CFD allo scopo di identificare eventuali miglioramenti nel riscaldamento ottenuto nella cavità.

Indice

Introduzione	7
1 Funzionamento del risonatore	9
1.1 Getto sonico sottoespanso	9
1.2 Le scoperte di Hartmann e Sprenger	11
1.3 Schema del risonatore e forme utilizzate	13
1.4 L'accenditore a risonanza	15
1.5 Principio e modalità di funzionamento	16
1.5.1 Jet Instability Mode	17
1.5.2 Jet Regurgitant Mode	17
1.5.3 Jet Screech Mode	20
1.6 Parametri che influenzano il risonatore	20
1.6.1 Effetto della distanza dall'ugello	21
1.6.2 Effetto del Nozzle Pressure Ratio	21
1.6.3 Effetto della pressione del gas entrante nell'ugello	21
1.6.4 Effetto del diametro dell'ugello	23
1.6.5 Effetto della lunghezza della cavità	24
1.6.6 Effetto della forma della cavità	25
1.6.7 Effetto della composizione del gas	27
1.6.8 Effetto del materiale della cavità	28
1.6.9 Altri effetti	29
2 Prove sperimentali sulla rugosità	31
2.1 Apparato sperimentale	31
2.2 Risultati per la cavità senza rugosità	33
2.3 Risultati per la cavità con la rugosità	41
2.4 Conclusioni sull'effetto della rugosità	47
3 Effetto di disturbi nel flusso	48
3.1 Filo posto trasversalmente rispetto al flusso	48

3.2	Forme poste tra ugello e cavità	49
3.3	Cilindro sottile sull'asse dell'ugello	52
3.4	Cilindro sottile sull'asse del risonatore	54
3.5	Moto di swirl introdotto a monte dell'ugello	55
3.6	Conclusioni sull'effetto dei disturbi	56
4	Cavità alimentata da ugello con spina: analisi CFD	57
4.1	Modello fisico	57
4.2	Dominio di calcolo	57
4.3	Griglia	59
4.4	Simulazioni effettuate	62
4.4.1	Simulazione per $s/d=3.5$, $NPR=8$, senza <i>needle</i>	62
4.4.2	Simulazione per $s/d=3$, $NPR=6$, senza <i>needle</i>	63
4.4.3	Simulazione per $s/d=3$, $NPR=6$, con <i>needle</i>	66
4.4.4	Simulazione per $s/d=3$, $NPR=5$, con <i>needle</i>	68
4.4.5	Simulazione per $s/d=3$, $NPR=5$, senza <i>needle</i>	71
4.4.6	Simulazione per $s/d=3$, $NPR=4$, senza <i>needle</i>	74
4.4.7	Simulazione per $s/d=3$, $NPR=4$, con <i>needle</i>	75
4.5	Conclusioni e possibili sviluppi futuri	76

Elenco delle figure

1.1	Struttura a celle di un getto sottoespanso	10
1.2	Dimensioni della prima cella al variare del valore di NPR	10
1.3	Andamento della pressione statica lungo l'asse del getto	11
1.4	Riempimento e svuotamento del bulbo usato da Hartmann	11
1.5	Cavità cilindrica usata da Hartmann	12
1.6	Apparato sperimentale di Hartmann per il risonatore cilindrico	12
1.7	Schema di un risonatore cilindrico	14
1.8	Alcune delle forme utilizzate per la cavità	14
1.9	L'accenditore a risonanza studiato per lo Space Shuttle Main Engine	15
1.10	L'accenditore a risonanza studiato da Lungu, Bauer e Haidn	16
1.11	JRM: riempimento, formazione dell'interfaccia, svuotamento	18
1.12	Risultati sperimentali di Sarohia e Back	19
1.13	Oscillazioni di pressione variando la pressione del gas entrante nell'ugello	22
1.14	Temperatura in funzione della pressione del gas entrante nell'ugello	22
1.15	Effetto della pressione del gas entrante nell'ugello sul riscaldamento	23
1.16	Effetto del rapporto tra i diametri della cavità e dell'ugello	23
1.17	Effetto della lunghezza del risonatore	24
1.18	Forma dell'onda misurata per due diverse lunghezze della cavità	24
1.19	Deterioramento delle prestazioni del risonatore oltre una certa lunghezza	25
1.20	Confronto tra cavità conica e cilindrica	26
1.21	Aggiunta di un prolungamento cilindrico al risonatore conico	26
1.22	Effetto della composizione del gas	28
1.23	Effetto del materiale per diversi rapporti lunghezza-diametro della cavità	29
2.1	Apparato sperimentale	31
2.2	Punta incandescente del risonatore	32
2.3	Cavità utilizzata	32
2.4	Cavità con rugosità	33
2.5	Temperatura al variare di NPR per la cavità senza rugosità a $s/d=2$	34
2.6	Temperatura al variare di NPR per la cavità senza rugosità a $s/d=3$	34

2.7	Temperatura al variare di NPR per la cavità senza rugosità a $s/d=3.5$. . .	35
2.8	Temperatura al variare di NPR per la cavità senza rugosità a $s/d=4$. . .	36
2.9	Risultati per la cavità senza rugosità	36
2.10	Punti di funzionamento della cavità senza rugosità	37
2.11	Contour plot della temperatura per la cavità senza rugosità	38
2.12	Spettro del segnale per $s/d=3$ e $NPR=9$, cavità senza rugosità	39
2.13	Spettro del segnale per $s/d=4$ e $NPR=6$, cavità senza rugosità	39
2.14	Spettro del segnale per $s/d=4$ e $NPR=7$, cavità senza rugosità	40
2.15	Temperatura al variare di NPR per la cavità con rugosità a $s/d=2$	41
2.16	Temperatura al variare di NPR per la cavità con rugosità a $s/d=3$	42
2.17	Temperatura al variare di NPR per la cavità con rugosità a $s/d=3.5$	43
2.18	Temperatura al variare di NPR per la cavità con rugosità a $s/d=3$	43
2.19	Risultati per la cavità con rugosità	44
2.20	Punti di funzionamento della cavità con rugosità	45
2.21	Contour plot della temperatura per la cavità con rugosità	46
2.22	Spettro del segnale per $s/d=4$ e $NPR=6$, cavità con rugosità	46
3.1	Ampiezza delle oscillazioni di pressione per diverse posizioni del filo	49
3.2	Cilindro cavo e ring trip	49
3.3	Seconda cavità con wing trip	49
3.4	Effetto della posizione del disturbo	50
3.5	Effetto della forma del disturbo	50
3.6	Ostacoli utilizzati da Brocher e Duport	51
3.7	Ugello con <i>needle</i> (dimensioni in mm)	53
3.8	Temperatura in funzione di NPR per il risonatore con <i>needle</i>	53
3.9	Risonatore di Hartmann con <i>stem</i>	54
3.10	Risonatore di Bauer, Hauser e Haidn con <i>stem</i>	55
3.11	<i>Swirl generator</i> da inserire a monte dell'ugello	55
4.1	Dominio di calcolo per il risonatore nella configurazione classica	58
4.2	Dominio di calcolo per il risonatore con <i>needle</i>	58
4.3	Dettaglio della geometria del <i>needle</i>	59
4.4	Dettaglio della transizione da griglia non strutturata a strutturata	61
4.5	Griglia ottenuta con l'algoritmo di Gmsh Frontal-Delaunay for Quads	61
4.6	Griglia in presenza della spina all'interno dell'ugello	62
4.7	Transitorio numerico della simulazione per $s/d=3.5$, $NPR=8$	63
4.8	Temperatura nel punto sonda, $s/d=3$ e $NPR=6$, configurazione classica	63
4.9	Pressione nel punto sonda, $s/d=3$ e $NPR=6$, configurazione classica	64
4.10	Mach per $s/d=3$, $NPR=6$, configurazione classica	65
4.11	Pressione per $s/d=3$, $NPR=6$, configurazione classica	65

4.12	Spettro del segnale delle Figure 4.8 e 4.9	66
4.13	Mach per $s/d=3$, NPR=6, con <i>needle</i>	66
4.14	Pressione per $s/d=3$, NPR=6, con <i>needle</i>	66
4.15	Temperatura nel punto sonda, $s/d=3$ e NPR=6, con <i>needle</i>	67
4.16	Pressione nel punto sonda, $s/d=3$ e NPR=6, con <i>needle</i>	67
4.17	Spettro del segnale delle Figure 4.15 e 4.16	68
4.18	Mach per $s/d=3$, NPR=5, con <i>needle</i>	69
4.19	Pressione per $s/d=3$, NPR=5, con <i>needle</i>	69
4.20	Temperatura nel punto sonda, $s/d=3$ e NPR=5, con <i>needle</i>	69
4.21	Pressione nel punto sonda, $s/d=3$ e NPR=5, con <i>needle</i>	70
4.22	Spettro del segnale delle Figure 4.20 e 4.21	70
4.23	Temperatura nel punto sonda, $s/d=3$ e NPR=5, configurazione classica	71
4.24	Pressione nel punto sonda, $s/d=3$ e NPR=5, configurazione classica	71
4.25	Spettro del segnale delle Figure 4.23 e 4.24	72
4.26	Mach per $s/d=3$, NPR=5, configurazione classica	73
4.27	Pressione per $s/d=3$, NPR=5, configurazione classica	73
4.28	Temperatura nel punto sonda, $s/d=3$ e NPR=4, configurazione classica	74
4.29	Pressione nel punto sonda, $s/d=3$ e NPR=4, configurazione classica	74
4.30	Mach per $s/d=3$, NPR=4, configurazione classica	75
4.31	Pressione per $s/d=3$, NPR=4, configurazione classica	75
4.32	Temperatura nel punto sonda, $s/d=3$ e NPR=4, con <i>needle</i>	76
4.33	Pressione nel punto sonda, $s/d=3$ e NPR=4, con <i>needle</i>	76

Introduzione

L'affidabilità è uno dei requisiti più importanti nel progetto dei sistemi di combustione per lanciatori. Nell'ambito dei razzi a propellenti liquidi, tra le più utilizzate combinazioni di combustibili e ossidanti [1] si annoverano idrogeno liquido / ossigeno liquido (soluzione adottata ad esempio nello Space Shuttle Main Engine [2]) e cherosene / ossigeno liquido (scelta per i motori del primo stadio del Saturn V [1]). Ciò che accomuna queste diverse miscele è il fatto di non essere ad accensione spontanea: occorre perciò utilizzare un opportuno componente, che prende il nome di accenditore, che ha il compito di innalzare la temperatura finché la combustione si autosostiene. In questi casi vengono spesso utilizzati sistemi di accensione elettrici [1], i quali hanno dimostrato alti livelli di affidabilità [3] ma portano alcuni svantaggi: principalmente problemi di isolamento dei cavi e interferenze, a cui si aggiunge una certa complessità del sistema stesso [4].

E' invece possibile fare a meno di un accenditore vero e proprio, eliminando gli aspetti negativi ad esso connessi, se si adotta una soluzione a propellenti cosiddetti ipergolici: in questo caso, infatti, combustibile e ossidante sono caratterizzati dalla proprietà di bruciare quando vengono semplicemente posti a contatto [1]. Un esempio di questa categoria di propellenti è dato dalla combinazione monometilidrazina / tetrossido di azoto, utilizzata per l'Orbital Maneuvering System dello Space Shuttle [5]. Tuttavia, anche i propellenti ipergolici presentano degli svantaggi: innanzi tutto, il fatto che basti porli a contatto per provocarne l'accensione rende estremamente critico il loro utilizzo e la loro operatività. Ne è un esempio l'incidente di Damascus (USA), in cui una perdita di propellente causò l'esplosione di un missile Titan [6]. A ciò si aggiungono inoltre problemi di tossicità e pericoli per la salute umana: nell'ambito del regolamento europeo REACH (Registration, Evaluation, Authorisation and Restriction of Chemicals), l'idrazina è stata classificata come "Substance of Very High Concern" in quanto cancerogena [7].

Per questi motivi negli ultimi decenni la comunità scientifica ha manifestato un crescente interesse verso nuovi sistemi di accensione altamente affidabili che offrano una risposta ai problemi propri degli accenditori elettrici e che, allo stesso tempo, si pongano come alternativa all'utilizzo dei propellenti ipergolici. In questo senso, l'accenditore a risonanza di Hartmann-Sprenger rappresenta una possibile soluzione per futuri motori per applicazioni spaziali; in particolare, le sue peculiarità potrebbero rivelarsi vantaggiose per missioni

in cui siano richieste molteplici accensioni dei motori, ad esempio allo scopo di condurre operazioni di rimozione di detriti orbitali [8].

I principali contributi allo studio di questo dispositivo, il suo principio di funzionamento e i parametri che ne influenzano l'operatività sono illustrati nel capitolo seguente.

Capitolo 1

Funzionamento del risonatore

1.1 Getto sonico sottoespanso

Il parametro fondamentale che governa il funzionamento di un ugello semplicemente convergente è il cosiddetto Nozzle Pressure Ratio (NPR), definito nel modo seguente:

$$NPR = \frac{p_n}{p_e} \quad (1.1)$$

Dove p_n è la pressione del gas entrante nell'ugello (e dunque equivalente alla pressione totale del getto uscente, ipotizzando che l'espansione sia isentropica) e p_e è la pressione statica dell'ambiente a valle [8]. Se il Nozzle Pressure Ratio si trova al di sotto di un valore critico [9], dato da (indicando con γ il rapporto dei calori specifici del gas):

$$NPR_{crit} = \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (1.2)$$

e pari a circa 1.9 per l'aria, si forma un getto subsonico; viceversa, se si impone un NPR superiore a quello critico, la gola dell'ugello diventa sonica e si ottiene un getto sottoespanso [10].

Il getto sottoespanso così generato è costituito da una sequenza di unità ripetute, chiamate celle, all'interno delle quali il flusso subisce compressioni ed espansioni; la forma di questa struttura può essere di due tipi, a seconda del valore di Nozzle Pressure Ratio [10]: per $1.9 < NPR < 3.4$ si osserva una diamond shock cell structure, mentre per $NPR > 3.4$ si manifesta una barrel shock cell structure, caratterizzata dalla presenza del cosiddetto "disco di Mach", un'onda d'urto normale all'asse del getto (Figura 1.1 [11]).

La posizione degli urti è determinata, oltre che dal valore di NPR, anche dal rapporto tra i calori specifici γ del gas [4].

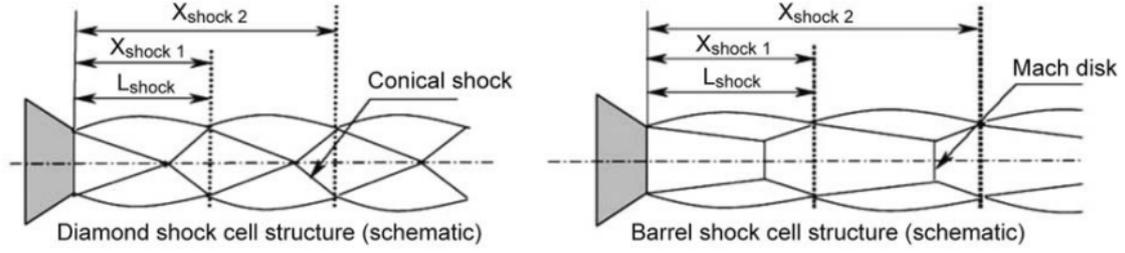


Figura 1.1. Struttura a celle di un getto sottoespanso [11]

Esistono in letteratura formule approssimate per calcolare la geometria del getto in funzione dei parametri sopra menzionati; un esempio è dato dalla seguente relazione [3], elaborata da Avduevskii e colleghi [12], che permette di stimare la posizione assiale del disco di Mach:

$$\frac{x_m}{d} = [0.8 + 0.085 \cdot (M_{exit} - 2.1)^2] \cdot M_{exit} \cdot (n - 0.5)^{0.5} \quad (1.3)$$

Dove x_m è la distanza del disco di Mach dall'ugello, d il diametro dell'ugello, M_{exit} il Mach alla sezione d'uscita dell'ugello e $n = p_{exit}/p_e$ il rapporto tra la pressione statica nella sezione d'uscita e quella dell'ambiente a valle. All'interno del parametro n vi è la dipendenza da NPR e γ sopra menzionata, infatti (indicando con p_n la pressione del gas entrante nell'ugello):

$$n = \frac{p_{exit}}{p_e} = \frac{p_n}{p_e} \cdot \frac{p_{exit}}{p_n} = NPR \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_{exit}^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}} \quad (1.4)$$

Dalle equazioni (1.3) e (1.4) si evidenzia che al crescere del valore di NPR cresce la distanza del disco di Mach dall'ugello; la stessa tendenza, più in generale, si manifesta per la lunghezza della prima cella del getto [3]. Ciò è confermato anche dal punto di vista sperimentale, come mostrato in Figura 1.2 [4].

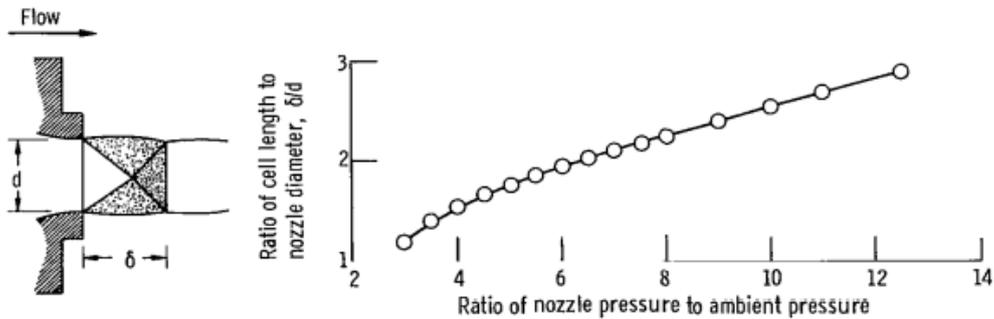


Figura 1.2. Dimensioni della prima cella al variare del valore di NPR [4]

L'aspetto di maggiore interesse del getto sottoespanso, però, è dato dall'andamento della pressione statica lungo il suo asse: essa presenta una forma oscillatoria, con oscillazioni

che vanno riducendosi di ampiezza man mano che la pressione del getto si equilibra con quella ambiente, come mostrato in Figura 1.3 [11].

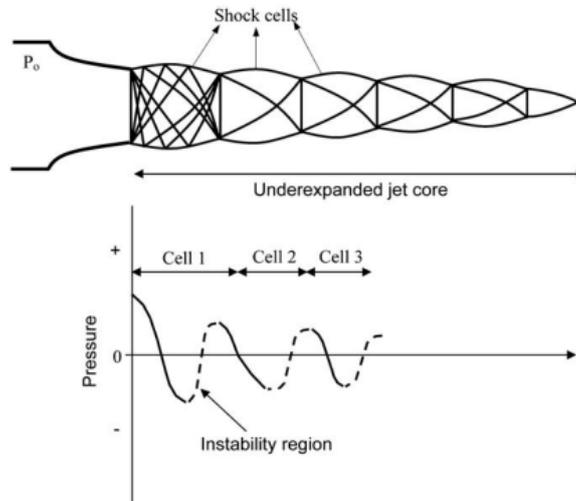


Figura 1.3. Andamento della pressione statica lungo l'asse del getto [11]

Le regioni del getto caratterizzate da una pressione crescente (rappresentata tratteggiata in Figura 1.3), in cui avviene una compressione del flusso, vengono chiamate in letteratura "regioni di instabilità" e giocano un ruolo cruciale nel funzionamento del risonatore scoperto da Hartmann.

1.2 Le scoperte di Hartmann e Sprenger

Il fisico danese Julius Hartmann scoprì che le regioni di instabilità del getto sottopanso possono essere utilizzate per produrre suoni [13]. Infatti, se si posiziona in uno di questi intervalli un bulbo come quello di Figura 1.4, esso si riempie e si svuota periodicamente del gas proveniente dal getto; il moto delle particelle di fluido che entrano ed escono dal bulbo produce un suono. Questo suono, riporta Hartmann, non appare all'udito come puro, bensì risulta "poco chiaro, [...] come una sirena".

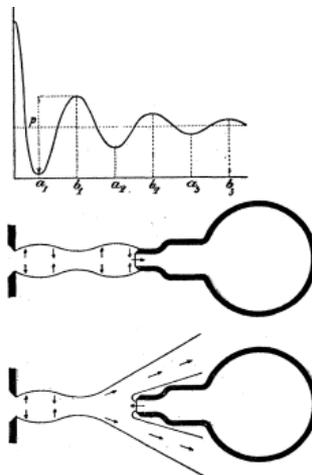


Figura 1.4. Riempimento e svuotamento del bulbo usato da Hartmann [13]

La durata del periodo in cui avviene il processo di riempimento e svuotamento del bulbo dipende dalle sue dimensioni, da quelle dell'imboccatura, dalla posizione del bulbo nell'intervallo di instabilità e dalla pressione del gas a monte dell'ugello. In particolare, il periodo risulta maggiore al crescere del volume del bulbo o al ridursi delle dimensioni dell'imboccatura.

Diverso è invece il caso in cui nella regione di instabilità venga posizionato un risonatore cilindrico [14] come quello di Figura 1.5.

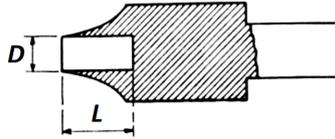


Figura 1.5. Cavità cilindrica usata da Hartmann [14]

L'apparato sperimentale da Hartmann utilizzato per questa seconda tipologia di misure è mostrato in Figura 1.6: la nuova cavità è scelta in modo da avere un diametro circa pari a quello dell'ugello e viene allineata all'asse del getto.

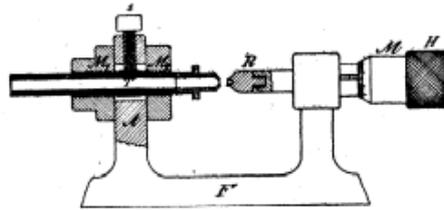


Figura 1.6. Apparato sperimentale di Hartmann per il risonatore cilindrico [13]

Questa volta viene prodotto un suono puro: il gas, in questo caso, oscilla prevalentemente secondo la frequenza fondamentale del risonatore. Dal momento che la cavità ha la forma di un tubo chiuso a un'estremità (dove, quindi, le particelle di fluido sono vincolate) e aperto all'altra (dove lo spostamento delle particelle è massimo), le onde longitudinali stazionarie che si instaurano devono soddisfare la relazione [15]:

$$L = (2N - 1) \cdot \frac{\lambda}{4} \quad \text{con } N = 1, 2, 3... \quad (1.5)$$

Dove L è la lunghezza del risonatore e λ la lunghezza d'onda delle oscillazioni. La lunghezza d'onda della fondamentale si ottiene ponendo $N = 1$ nell'equazione (1.5) ed è dunque pari a $\lambda = 4L$. Tuttavia, la relazione ottenuta da Hartmann [14] vi si discosta leggermente ed è data da:

$$\lambda = 4 \cdot (L + 0.3 \cdot D) \quad (1.6)$$

Dove D è il diametro del risonatore. Nell'equazione (1.6) si nota come la lunghezza d'onda della fondamentale non sia dettata esclusivamente dalla lunghezza del risonatore: ciò è dovuto al fatto che le oscillazioni si estendono in parte oltre l'imboccatura, di una

quantità che è proporzionale al diametro.

Per ottenere un suono ad alta frequenza occorre dunque costruire un risonatore corto, essendo lunghezza d'onda e frequenza legate dalla relazione $f = c/\lambda$, dove c è la velocità del suono nel fluido. Proprio la velocità del suono spiega il motivo per cui, con lo stesso risonatore, si registrano frequenze di oscillazione diverse utilizzando gas diversi; infatti, c è esprimibile come (applicando l'ipotesi di gas perfetto [16]):

$$c = \sqrt{\gamma \frac{R}{M} T} \quad (1.7)$$

Con γ rapporto dei calori specifici, R costante universale dei gas, M massa molare del gas e T temperatura assoluta del gas.

Hartmann, in effetti, rileva frequenze 3.8 volte più alte quando utilizza, nella stessa cavità, idrogeno al posto dell'aria; a parità di temperatura del gas, infatti (e tenendo conto che γ è lo stesso nei due casi, essendo l'idrogeno biatomico ed essendo l'aria costituita prevalentemente da gas biatomici), il rapporto tra le frequenze è dato da:

$$\frac{f_{H2}}{f_{aria}} = \frac{c_{H2}}{c_{aria}} = \sqrt{\frac{M_{aria}}{M_{H2}}} = 3.8 \quad (1.8)$$

Tuttavia, a rendere il risonatore un dispositivo di interesse per la costruzione di accendi-tori per applicazioni spaziali fu la scoperta, da parte di Herbert Sprenger, della presenza di un incremento di temperatura connesso alla condizione di risonanza [17], partendo da aria a temperatura ambiente [4]. In generale, infatti, l'utilizzo del risonatore permette il raggiungimento di temperature molto superiori quella di stagnazione del gas [3].

Il riscaldamento del fluido nel dispositivo è dovuto prevalentemente all'attrito con le pareti durante l'oscillazione e alle dissipazioni generate dalla presenza di onde d'urto che si propagano all'interno del risonatore [18]; maggiori dettagli su questo aspetto sono forniti nel paragrafo 1.5.

Va infine notato che la presenza di una temperatura non più uniforme all'interno del risonatore fa sì (dall'equazione (1.7)) che la velocità del suono non sia più uniforme, cosicché le formule (1.5) e (1.6) non rappresentano più esattamente i fenomeni che avvengono nella cavità. La frequenza associata al ciclo di funzionamento è sempre dell'ordine della prima frequenza longitudinale del risonatore, tuttavia i gradienti termici e altre non linearità impediscono di predire con certezza il suo esatto valore [19].

1.3 Schema del risonatore e forme utilizzate

I risonatori attualmente oggetto di studio da parte della comunità scientifica, seppure talvolta diversi nelle forme, seguono la medesima configurazione alla base del risonatore di Hartmann, come schematizzato in Figura 1.7 [8]. Vi è dunque sempre presente un ugello

da cui fuoriesce il getto sottoespanso; all'interno delle zone di instabilità di quest'ultimo viene posizionata la cavità, allineata all'asse del getto:

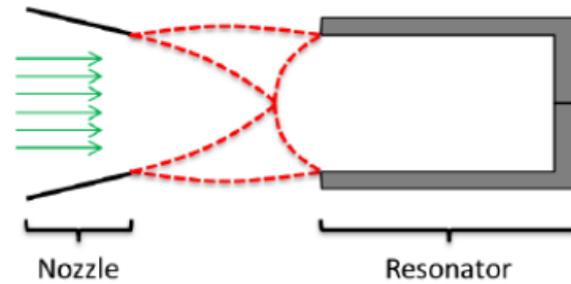


Figura 1.7. Schema di un risonatore cilindrico [8]

Diverse possono essere le forme utilizzate per il risonatore: accanto a quello cilindrico sperimentato da Hartmann, sono state proposte varianti che prevedono cavità coniche (tapered tube) oppure cavità costituite da più cilindri con un diametro che va via via riducendosi (stepped tube), come mostrato in Figura 1.8 [11]; la distinzione tra *Hartmann whistle* e *Hartmann-Sprenger Tube* viene chiarita nel paragrafo 1.5.2. La scelta di modificare la forma del risonatore è dettata dal fatto che in tal modo si modifica la frequenza propria di oscillazione del tubo; maggiori dettagli sugli effetti di lunghezza e forma nel funzionamento del risonatore sono forniti nei paragrafi 1.6.5 e 1.6.6.

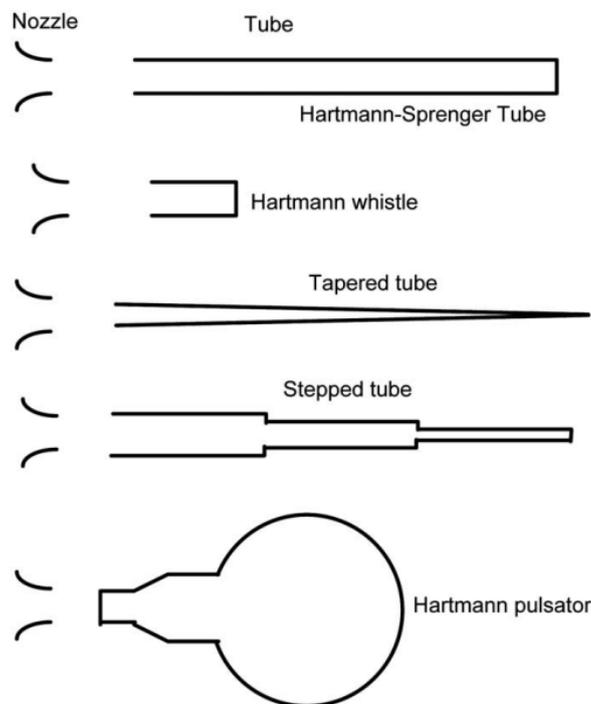


Figura 1.8. Alcune delle forme utilizzate per la cavità [11]

Scelta la forma della cavità, è possibile utilizzare il riscaldamento del gas dovuto alla condizione di risonanza per costruire un accenditore basato sul dispositivo di Hartmann-Sprenger.

1.4 L'accenditore a risonanza

Esistono diversi approcci per costruire un accenditore a risonanza; tra le soluzioni possibili, vi sono [20]:

- *Opposed fuel and oxidizer flow*: uno tra ossidante e combustibile viene introdotto nel risonatore, dove subisce un riscaldamento; l'altro propellente viene poi fatto fluire nella cavità tramite una valvola posta sul fondo del risonatore, ottenendo l'accensione della miscela.
- *Premixed fuel and oxidizer*: i propellenti vengono miscelati prima di entrare nel risonatore, dove subiscono un riscaldamento fino al punto di accensione.
- *Hot flow extraction*: una parte del gas caldo nel risonatore viene estratto e utilizzato per provocare l'accensione di una miscela al di fuori della cavità.
- *Surface heating*: il calore generato dal risonatore viene condotto dal materiale di cui è costituita la cavità e utilizzato per provocare l'accensione di una miscela al di fuori del dispositivo, a contatto con la superficie calda.

In un report della Rocketdyne del 1973 [20] venne studiato un accenditore a risonanza del tipo *opposed fuel and oxidizer flow* come alternativa all'accenditore elettrico per lo Space Shuttle Main Engine (Figura 1.9).

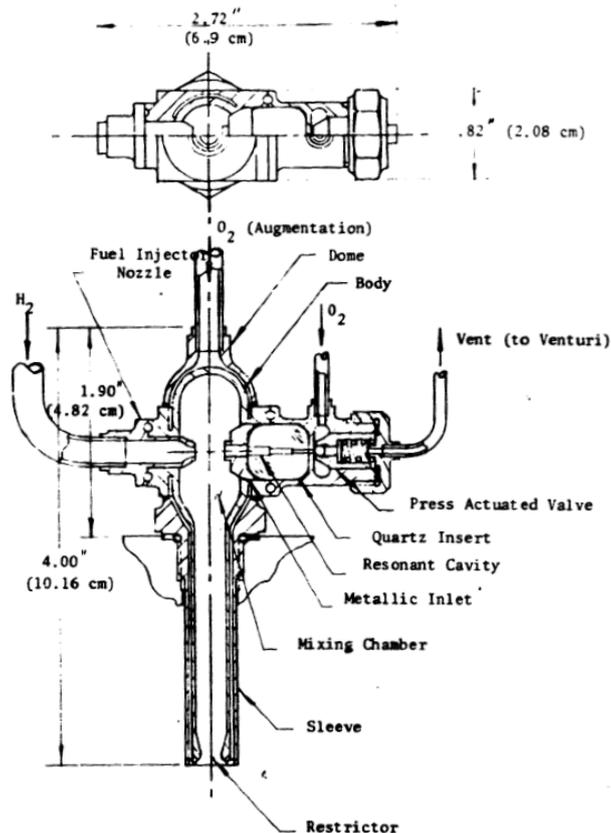


Figura 1.9. L'accenditore a risonanza studiato per lo Space Shuttle Main Engine [20]

Il risonatore di Figura 1.9 utilizza una *stepped cavity* come cavità risonante; dall'ugello sonico (*Fuel Injector Nozzle*) proviene il getto di idrogeno che entra nel risonatore e viene sottoposto a *resonant heating*. L'apertura di una valvola (*Pressure Actuated Valve*) provoca l'ingresso dell'ossigeno nella cavità e l'accensione della miscela, che brucia nella *Mixing Chamber*. Viene poi ulteriormente innalzata la temperatura con l'aggiunta di ulteriore ossigeno, che permette la fuoriuscita di una fiamma dall'ugello denominato *Restrictor*.

Questo accenditore risultò molto affidabile e capace di garantire un risparmio di peso di circa il 20% rispetto a quello elettrico.

Un altro esempio di accenditore a risonanza è fornito dal sistema studiato da Lungu, Bauer e Haidn [19] e rappresentato in Figura 1.10; in questo caso combustibile e ossidante percorrono due condotti disposti l'uno assialmente rispetto all'altro. Viene inoltre utilizzata una cavità a tronco di cono.

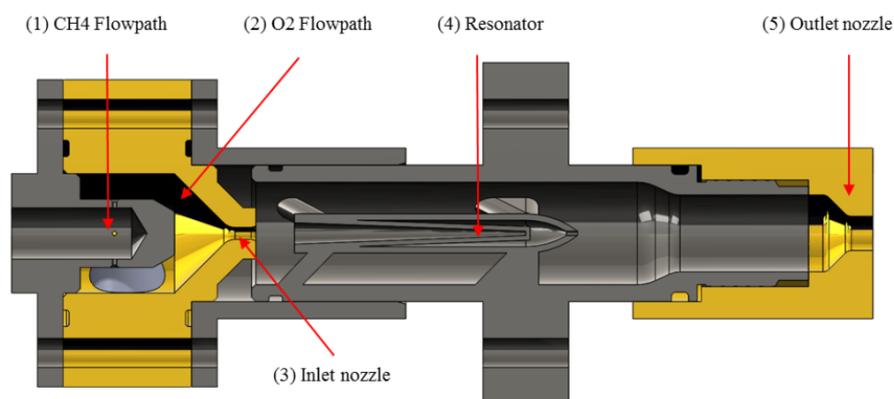


Figura 1.10. L'accenditore a risonanza studiato da Lungu, Bauer e Haidn [19]

In una fase iniziale viene introdotto nell'ugello di ingresso (*inlet nozzle*) l'ossigeno, in modo da produrre un getto diretto nel risonatore; all'interno di esso, il gas viene riscaldato tramite *resonant heating*. In seguito a questa fase, detta di preriscaldamento, viene aggiunto il metano tramite l'iniettore: la miscela viene condotta nella regione ad alta temperatura che si trova nella cavità, provocandone l'accensione. La fiamma ottenuta si propaga all'esterno del risonatore e fuoriesce dall'*outlet nozzle*.

Per poter progettare al meglio questi dispositivi, però, occorre studiare in dettaglio il meccanismo fisico che governa l'oscillazione del gas all'interno della cavità risonante e i suoi diversi regimi di funzionamento. Questi argomenti sono sviluppati nel paragrafo successivo.

1.5 Principio e modalità di funzionamento

Il lavoro di Virendra Sarohia e LLOYD Back [10], che hanno studiato il campo fluidodinamico e il riscaldamento in cavità risonanti a sezione quadrata, ha permesso di distinguere

tre diverse modalità operative; esse sono:

- Jet Instability Mode (JIM)
- Jet Regurgitant Mode (JRM)
- Jet Screech Mode (JSM)

1.5.1 Jet Instability Mode

Questa modalità di funzionamento si manifesta soltanto per valori di $NPR < NPR_{crit}$, ovvero quando l'ugello è subsonico. Il campo fluidodinamico è caratterizzato dalla presenza di vortici periodici che si staccano dall'uscita dell'ugello e aumentano di dimensione man mano che vengono trasportati a valle. Per effetto di questi vortici, si registrano deboli onde di compressione all'interno del risonatore. La frequenza di oscillazione del flusso f è governata dal numero di Strouhal, così definito:

$$St = \frac{f \cdot d}{U_j} \approx 0.3 \div 0.4 \quad (1.9)$$

Dove d è il diametro della sezione d'uscita dell'ugello e U_j la velocità media del flusso all'uscita dell'ugello. Questa modalità di funzionamento del risonatore non è di interesse per la costruzione di accenditori in quanto le deboli onde di compressione che si propagano nella cavità non provocano un aumento della temperatura del gas tale da favorire l'accensione di una miscela.

Se invece il Nozzle Pressure Ratio viene innalzato al di sopra di NPR_{crit} , si ottiene un getto sottoespanso e, a seconda del valore assunto dal parametro s/d (ovvero la distanza del risonatore dall'ugello rapportata al diametro della sezione d'uscita dell'ugello), si possono instaurare nella cavità o il Jet Regurgitant Mode o il Jet Instability Mode.

1.5.2 Jet Regurgitant Mode

Questa modalità di funzionamento è quella osservata da Hartmann nei suoi primi esperimenti ed è caratterizzata dal periodico riempimento e svuotamento della cavità; l'oscillazione del gas, come descritto nel paragrafo 1.2, avviene, in prima approssimazione, alla prima frequenza longitudinale del risonatore, che, per una cavità cilindrica, vale:

$$f = \frac{c}{4L} \quad (1.10)$$

Dove c è la velocità del suono e L la lunghezza del risonatore. Nella fase iniziale del ciclo, quella in cui la cavità si riempie, il getto si comporta come se non fosse presente il risonatore (ovvero come nel caso di *free jet*); l'ingresso del getto nel risonatore provoca la formazione di onde di compressione che, se la cavità è sufficientemente lunga, possono

compattarsi formando un'onda d'urto (ecco perchè, nella Figura 1.8, si distingue tra *Hartmann whistle* e *Hartmann-Sprenger Tube*, il quale è di lunghezza maggiore: nel secondo si ha la formazione di un'onda d'urto e per questo è possibile rilevare un notevole riscaldamento). Successivamente, l'urto viene riflesso dal fondo del risonatore e risale lungo la cavità, fermando il gas che si trova all'interno [19], finchè non arriva all'ingresso. In questa fase, la pressione nel risonatore è cresciuta fino al punto che il getto proveniente dall'ugello viene spinto a monte dal gas che inizia a fuoriuscire dalla cavità: dall'ingresso di quest'ultima parte infatti un'onda di espansione che viaggia lungo il risonatore, viene riflessa sul fondo e risale verso monte. Una volta arrivata all'imboccatura, la pressione all'interno del dispositivo è diminuita al punto che un nuovo ciclo può iniziare.

La Figura 1.11 mostra tre immagini ottenute con tecniche ottiche (che sfruttano il fatto che i cambiamenti di densità nel gas si traducono in variazioni nell'indice di rifrazione della luce [21]); vi sono rappresentati tre diversi istanti del Jet Regurgitant Mode. Nella prima si osserva la fase di riempimento della cavità: il flusso, che scorre da sinistra a destra nell'immagine, si comporta come se il risonatore non ci fosse, tant'è vero che si riconosce facilmente un getto con la struttura caratteristica di Figura 1.1.

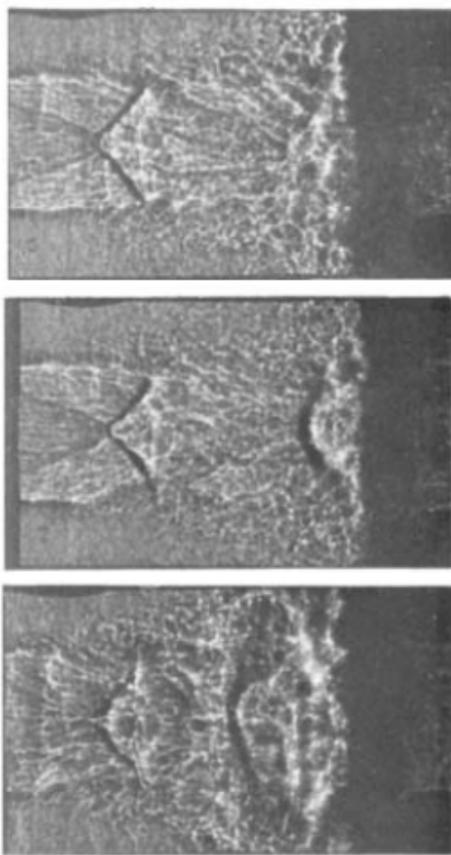


Figura 1.11. JRM: riempimento, formazione dell'interfaccia, svuotamento [10]

L'immagine al centro mostra l'inizio della formazione dell'interfaccia tra il gas proveniente dal getto e quello presente nella cavità, che sta cominciando a defluire dal risonatore;

la terza immagine, infine, rappresenta la fase di svuotamento completamente sviluppata. Come anticipato nel paragrafo 1.5.1, però, l'instaurarsi del JRM dipende dal valore assunto dal parametro s/d ; in particolare, per attivare il JRM associato alla prima cella del getto, la distanza dell'imboccatura del risonatore dall'ugello dev'essere maggiore della lunghezza della prima cella del getto indisturbato:

$$\frac{s}{d} > \left(\frac{x_s}{d}\right)_{freejet} \quad (1.11)$$

Dove s è la distanza del risonatore dell'ugello, d il diametro della sezione d'uscita dell'ugello e x_s la lunghezza della prima cella del getto. La relazione (1.11) discende dai risultati sperimentali ottenuti da Sarohia e Back e mostrati in Figura 1.12.

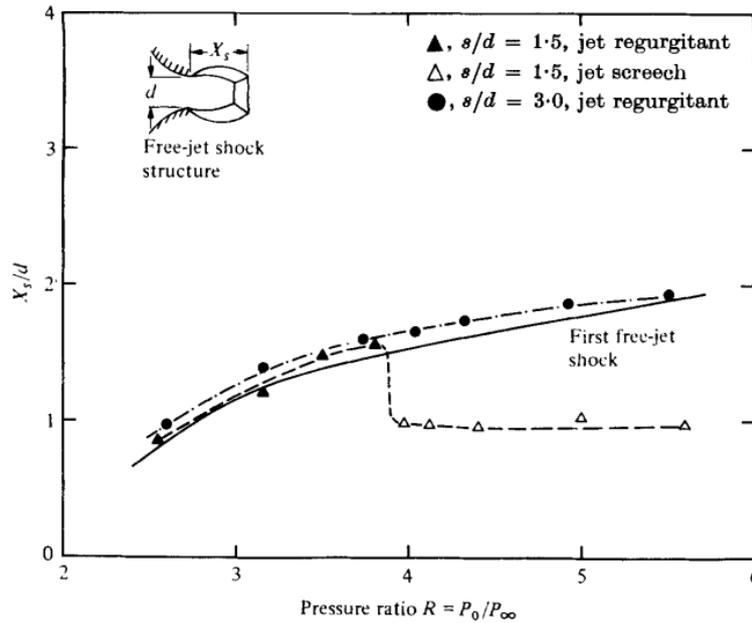


Figura 1.12. Risultati sperimentali di Sarohia e Back [10]

Risultati analoghi si ottengono se si analizza l'interazione tra la cavità e altre celle del getto successive alla prima.

A differenza del Jet Instability Mode, il Jet Regurgitant Mode, purchè il risonatore sia abbastanza lungo da assicurare la coalescenza delle onde di compressione a formare un'onda d'urto, permette il raggiungimento di temperature elevate all'interno della cavità. In particolare, il riscaldamento è garantito da una piccola quantità di gas che rimane sempre intrappolata all'interno del dispositivo per tutta la durata dei cicli di riempimento e svuotamento, subendo ripetute compressioni. Un altro fattore che permette di incrementare la temperatura è dato dall'attrito del gas contro le pareti della cavità. Tuttavia, esistono anche meccanismi che si oppongono all'innalzamento di temperatura: in particolare, il processo di svuotamento del risonatore è anche responsabile della rimozione di una parte del calore generato nella cavità. Lo stesso effetto è provocato anche dai processi convettivi tra il gas caldo rimasto intrappolato nella cavità e il fluido freddo, proveniente

dall'ugello, che entra nel dispositivo durante la fase di riempimento. Infine, una parte del calore generato viene anche scambiato tra la superficie del risonatore, riscaldata dal gas presente al suo interno, e l'ambiente esterno [18].

1.5.3 Jet Screech Mode

Il Jet Screech Mode, invece, si può instaurare, come mostrato in Figura 1.12 e come conseguenza della relazione (1.11), quando si ha:

$$\frac{s}{d} \leq \left(\frac{x_s}{d} \right)_{freejet} \quad (1.12)$$

Questa modalità operativa è caratterizzata dalla presenza di un urto davanti all'ingresso del risonatore, oscillante ad alta frequenza (Sarohia e Back hanno misurato, nel loro studio, valori fino a 20 KHz); in generale, le frequenze che si registrano per il Jet Screech Mode risultano molto superiori rispetto a quelle che caratterizzano il Jet Regurgitant Mode [19]. Inoltre, la frequenza di oscillazione dell'urto appare decrescere all'aumentare della distanza s del risonatore dall'ugello fissato il valore di NPR, mentre risulta crescere se, a distanza fissata, si fa aumentare il Nozzle Pressure Ratio. L'urto davanti alla cavità, che agisce come un pistone, provoca una serie di onde di compressione che si propagano nel risonatore; a differenza del Jet Regurgitant Mode, però, il gas che si trova all'interno della cavità rimane sempre quasi fermo: non si verifica il periodico svuotamento e riempimento del risonatore mostrato in Figura 1.11.

Anche il Jet Screech Mode permette di ottenere un significativo innalzamento della temperatura all'interno della cavità; i meccanismi che provocano il riscaldamento sono analoghi a quelli alla base del Jet Regurgitant Mode. Anche nel caso del Jet Screech Mode il flusso subisce compressioni (seppur di debole entità [19]) e dissipazioni per attrito, anche se queste ultime sono più contenute rispetto a quelle che si verificano nel JRM [18]. Per contro, il minor scambio di massa tra getto e gas presente nella cavità ha il vantaggio di ridurre le perdite di calore.

1.6 Parametri che influenzano il risonatore

Le grandezze che influenzano l'operatività del risonatore sono numerose e ciò rende lo studio di questo dispositivo particolarmente complesso; proprio per questo motivo, può capitare in taluni casi di imbattersi, consultando la letteratura, in risultati che paiono a prima vista contraddittori [19]. Un contributo significativo nell'analisi metodica dell'influenza delle diverse grandezze è dato dallo studio effettuato nel 1971 da Phillips e Pavli [4]. Nel dettaglio, i parametri di maggiore importanza nell'analisi del funzionamento del risonatore di Hartmann-Sprenger sono:

- distanza dall'ugello
- Nozzle Pressure Ratio
- pressione del gas entrante nell'ugello
- diametro dell'ugello
- lunghezza della cavità
- forma della cavità
- composizione del gas
- materiale della cavità
- presenza di ostacoli nel flusso

Le peculiarità di ciascuno di questi parametri sono illustrate nei paragrafi seguenti.

1.6.1 Effetto della distanza dall'ugello

Come illustrato nel paragrafo 1.1, fissati il gas e il valore di Nozzle Pressure Ratio è possibile determinare la geometria del getto sottoespanso uscente da un ugello semplicemente convergente. Alla luce di quanto osservato nel paragrafo 1.5, la scelta del parametro s/d (distanza del risonatore dall'ugello rapportata al diametro d'uscita dell'ugello) determina la presenza o meno di risonanza (a seconda del fatto che la cavità si trovi o meno nell'intorno delle cosiddette regioni di instabilità); nel primo caso, poi, la distanza della cavità dall'ugello determina anche la modalità di funzionamento del risonatore, che dipende dalla sua posizione rispetto alle celle del getto.

1.6.2 Effetto del Nozzle Pressure Ratio

Si tratta del caso duale rispetto al precedente: fissato il valore di s/d , la modifica del valore di Nozzle Pressure Ratio cambia le dimensioni e la forma delle celle del getto come descritto nel paragrafo 1.5: così facendo, si possono avvicinare o allontanare rispetto al risonatore le regioni di instabilità, che inducono la risonanza.

1.6.3 Effetto della pressione del gas entrante nell'ugello

Diverso è invece il caso in cui si fissano s/d e NPR e si varia la pressione del gas entrante nell'ugello. Dalle misure di Phillips e Pavli effettuate variando questo parametro, è possibile tracciare l'andamento delle oscillazioni di pressione sul fondo della cavità: esse risultano crescenti al crescere della pressione del gas entrante nell'ugello, secondo un andamento pressochè rettilineo, come mostrato in Figura 1.13.

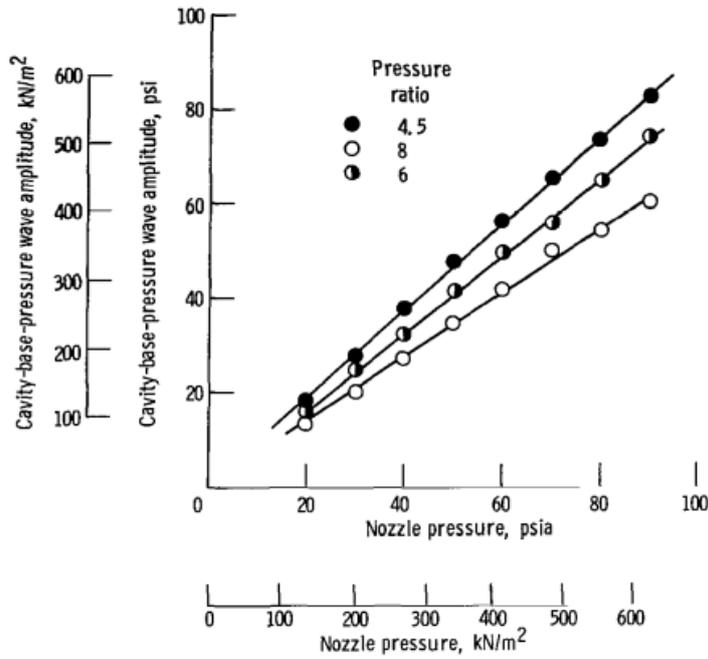


Figura 1.13. Oscillazioni di pressione variando la pressione del gas entrante nell'ugello [4]

Esaminando poi i valori di temperatura sul fondo del risonatore (Figura 1.14), si osserva che anche essi sono crescenti al crescere della pressione del gas entrante nell'ugello, ma stavolta in maniera non lineare. Allo stesso modo, utilizzando i risultati delle Figure 1.13 e 1.14, si può affermare che al crescere dell'ampiezza delle oscillazioni di pressione nella base della cavità cresce anche la temperatura registrata nella medesima regione, ma non in modo lineare.

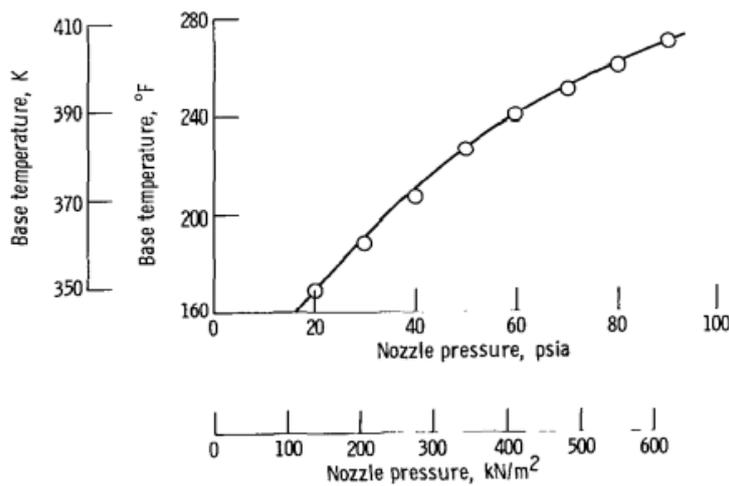


Figura 1.14. Temperatura in funzione della pressione del gas entrante nell'ugello [4]

Anche i risultati ottenuti da Lungu, Bauer e Haidn [8] (utilizzando però un ugello con anche un piccolo tratto divergente) confermano l'effetto benefico sul riscaldamento dato dall'incremento della pressione del gas entrante nell'ugello: mantenendo il valore di NPR pressochè costante, si osserva un incremento nelle temperature massime misurate, come

mostrato in Figura 1.15.

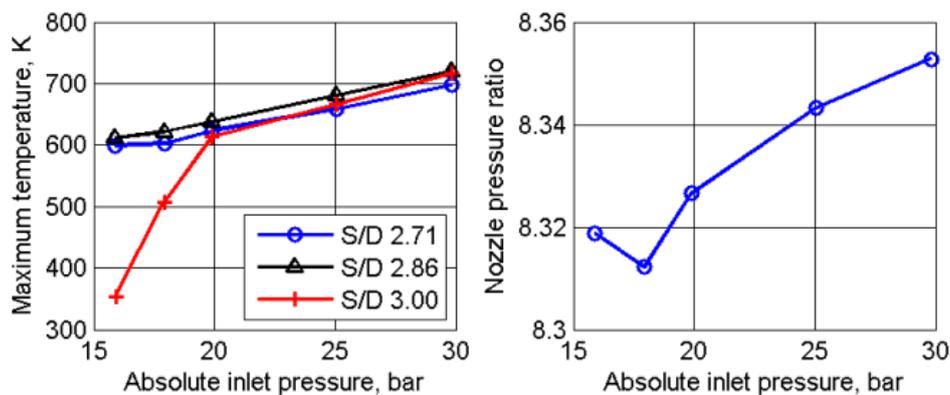


Figura 1.15. Effetto della pressione del gas entrante nell'ugello sul riscaldamento [8]

1.6.4 Effetto del diametro dell'ugello

Nei suoi primi esperimenti, Hartmann utilizzò una cavità con approssimativamente lo stesso diametro dell'ugello [13]. Lo studio condotto nel 1950 da Palmé [22] concluse che il diametro del risonatore dev'essere superiore a quello dell'ugello; in particolare, deve essere all'incirca pari al massimo diametro della struttura a celle del getto. Nel 1953, Monson e Binder [23] misurarono un picco nell'intensità delle onde sonore prodotte dalla cavità in corrispondenza di un rapporto tra i diametri del risonatore e dell'ugello pari a 1.27. Phillips e Pavli, utilizzando un risonatore con diametro pari a 0.635 cm (0.25 pollici), rilevarono un picco nelle temperature raggiunte alla base della cavità quando si utilizzava un ugello con diametro di uscita pari a 0.508 cm (0.20 pollici), come mostrato in Figura 1.16; ciò equivale dunque a un rapporto ottimale di 1.25 tra il diametro della cavità e quello dell'ugello.

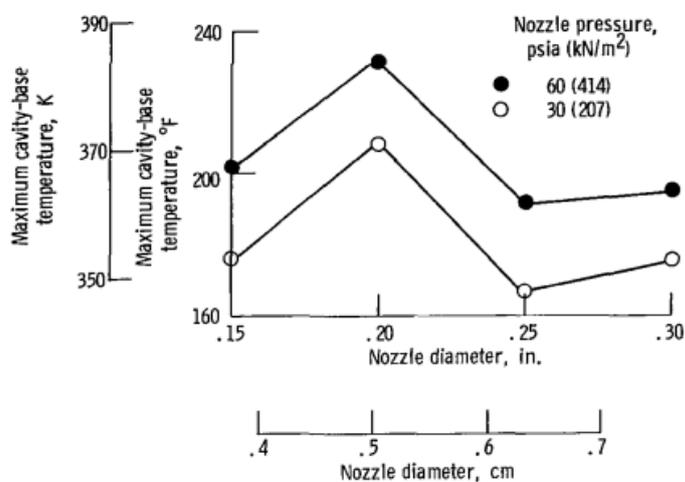


Figura 1.16. Effetto del rapporto tra i diametri della cavità e dell'ugello [4]

1.6.5 Effetto della lunghezza della cavità

Come anticipato nel paragrafo 1.5.2, la lunghezza della cavità determina la possibilità o meno che le onde di compressione che si propagano nel risonatore riescano a compattarsi formando un urto; in questo senso, l'aumento della lunghezza della cavità migliora l'operatività del dispositivo, come è possibile desumere dall'analisi di Figura 1.17 [4].

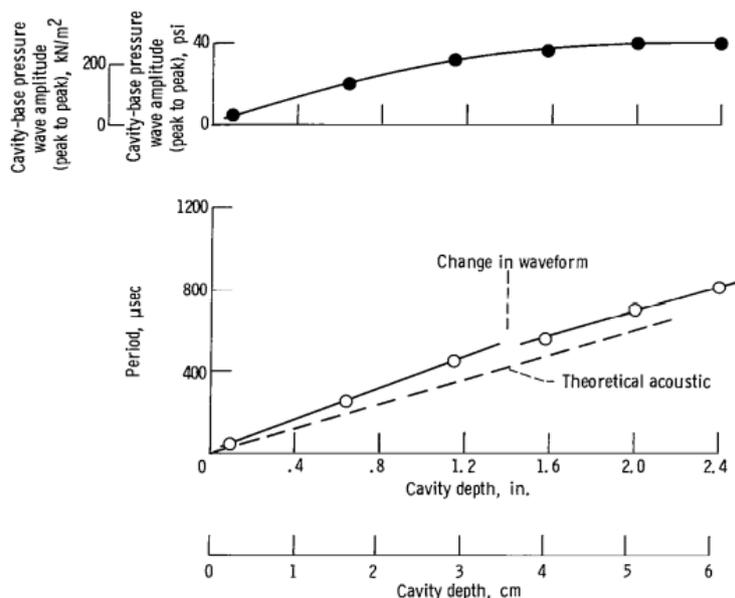


Figura 1.17. Effetto della lunghezza del risonatore [4]

Si nota infatti come al crescere della lunghezza del risonatore si registrino oscillazioni di pressione di ampiezza crescente sul fondo della cavità; anche il periodo dell'oscillazione risulta crescere all'aumentare della profondità del risonatore, seppur discostandosi leggermente dal suo valore teorico, coerentemente con quanto discusso nei paragrafi 1.2 e 1.5.2. Inoltre, a un certo valore di lunghezza (nel caso della cavità utilizzata da Phillips e Pavli, pari a 3.56 cm) corrisponde un cambiamento nella forma d'onda misurata, indice della formazione dell'onda d'urto nel risonatore (Figura 1.18).

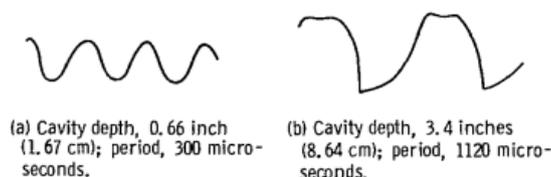


Figura 1.18. Forma dell'onda misurata per due diverse lunghezze della cavità [4]

Tuttavia, non vi sono vantaggi ad aumentare sempre di più la lunghezza della cavità; anzi, ad un certo punto le prestazioni iniziano a deteriorarsi (Figura 1.19):

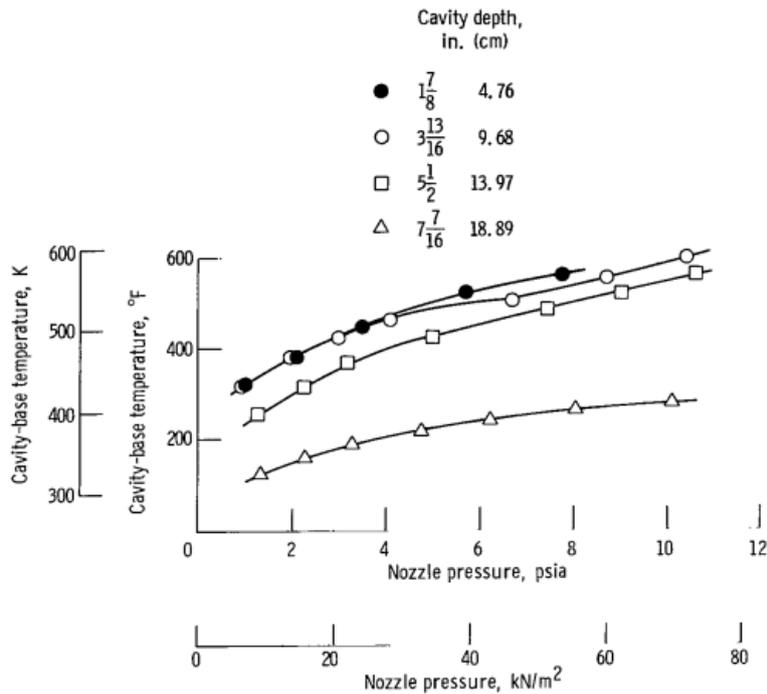


Figura 1.19. Deterioramento delle prestazioni del risonatore oltre una certa lunghezza [4]

Ciò è legato al fatto che, oltre certi valori di profondità del risonatore, l'ampiezza delle oscillazioni di pressione rilevate nella cavità aumenta di una quantità trascurabile rispetto all'aumento che si registra nel periodo del fenomeno, come mostrato in Figura 1.17. Un incremento nel periodo significa però che, a parità di energia immessa per ciclo, l'energia immessa nel risonatore per unità di tempo sarà inferiore [4]. A ciò si aggiunge, inoltre, il fatto che una cavità di maggiore lunghezza possiede anche una superficie maggiore lungo la quale possono avvenire gli scambi termici, sottraendo così maggior calore al gas presente all'interno.

1.6.6 Effetto della forma della cavità

Nel paragrafo 1.5.2 si è discusso come il Jet Regurgitant Mode sia caratterizzato da oscillazioni a una frequenza dell'ordine della frequenza propria del risonatore; in particolare, da un'analisi unidimensionale semplificata, che non tiene conto dell'effetto del riscaldamento, si ricava che per una cavità cilindrica questa frequenza è data dall'equazione (1.10). Ovviamente, per una cavità di forma diversa, la frequenza propria di oscillazione non sarà più la medesima. Per le stesse considerazioni esposte alla fine del paragrafo 1.6.5, la scelta della forma del risonatore ha dunque un effetto importante sul riscaldamento ottenuto: a parità di energia immessa nel risonatore per ciclo, una frequenza maggiore assicura maggiore energia immessa nell'unità di tempo.

I risultati sperimentali ottenuti nel 1970 da McAlevy e Pavlak mostrano che una cavità di forma conica (quella che in Figura 1.8 è definita *tapered tube*) presenta oscillazioni a una frequenza superiore del 50% rispetto a quella che caratterizza un risonatore cilindrico

della stessa lunghezza [24]. Dagli studi di Phillips e Pavli sulle prestazioni di una cavità conica, si evidenzia come questa garantisca un riscaldamento superiore rispetto a quella cilindrica, come mostrato in Figura 1.20.

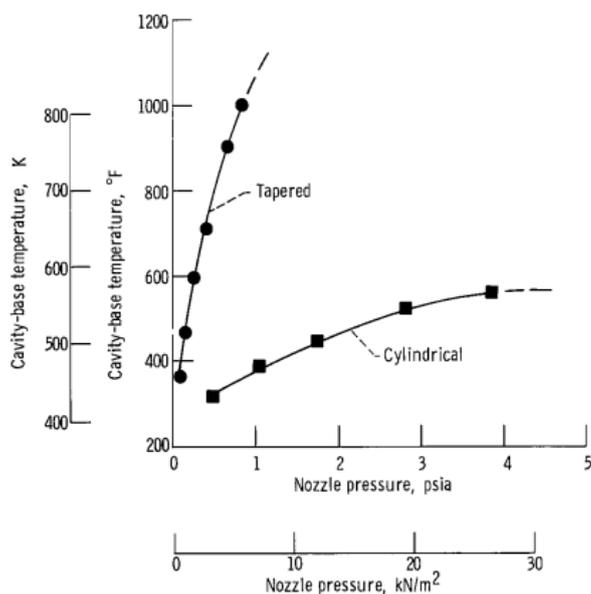


Figura 1.20. Confronto tra cavità conica e cilindrica [4]

Viceversa, l'aggiunta di un prolungamento di forma cilindrica a monte della cavità conica non appare conveniente in termini di temperature raggiunte, come si desume dall'analisi di Figura 1.21. Ciò è spiegabile col fatto che a questa seconda configurazione, caratterizzata da una lunghezza maggiore, corrisponde una frequenza di oscillazione più bassa [4].

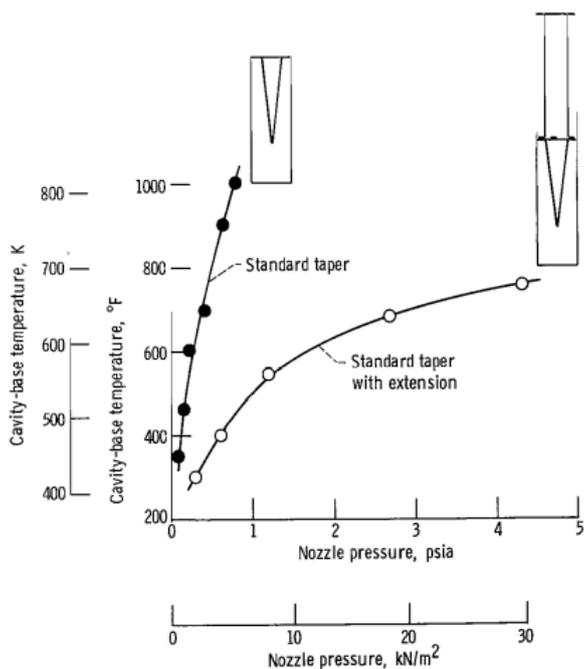


Figura 1.21. Aggiunta di un prolungamento cilindrico al risonatore conico [4]

Considerazioni analoghe possono essere effettuate quando si analizzano cavità costituite da più cilindri di diametro decrescente disposti in serie (le *stepped cavities* di Figura 1.8). Uno studio di Marchese e Rakowsky del 1973 mostra che questo tipo di cavità è in grado di garantire riscaldamenti più rapidi e temperature più elevate rispetto ai risonatori conici e cilindrici [25]. Secondo Bauer e Haidn, le migliori prestazioni dal punto di vista termico delle *tapered cavities* e delle *stepped cavities* rispetto alla configurazione cilindrica sono anche da ascrivere alla loro capacità di concentrare le onde d'urto che viaggiano nel risonatore [26].

Un'altra forma utilizzata in letteratura per il risonatore è il tronco di cono; la frequenza propria della cavità si ricava, in questo caso, risolvendo la seguente equazione [8]:

$$\frac{2\pi f_0}{c}L = \pi - \arctan\left(\frac{2\pi f_0}{c}x\right) \quad (1.13)$$

Dove L è la lunghezza della cavità, c la velocità del suono e x la lunghezza della parte troncata rispetto a un cono completo. In particolare, dati D_2 e D_1 , diametro dell'ingresso e del fondo della cavità, x si ottiene da:

$$x = L \frac{D_1}{D_2 - D_1} \quad (1.14)$$

Come anticipato nel paragrafo 1.2, però, gli effetti termici e le non linearità del fenomeno fanno sì che spesso i risultati sperimentali si discostino dalle previsioni teoriche: nello studio di Bauer, Lungu e Haidn [19], infatti, la cavità a tronco di cono non appare seguire la relazione (1.13), ma piuttosto mostra una frequenza propria prossima a quella di una cavità cilindrica, applicando la correzione dell'equazione (1.6).

Occorre, infine, precisare che le forme sopra citate sono tra le più utilizzate in letteratura, ma non sono le uniche: esistono infatti anche analisi inerenti a risonatori con geometrie più complesse, come quella esponenziale [11].

1.6.7 Effetto della composizione del gas

Nella sezione 1.2 si è mostrato come la velocità del suono, e dunque la frequenza delle oscillazioni, sia dipendente, a temperatura fissata, dalla massa molare del gas e dal rapporto tra i suoi calori specifici γ (equazione (1.7)); al variare della composizione del fluido immesso nel risonatore, è perciò possibile modificare la frequenza associata al fenomeno di risonanza.

Non sorprende dunque, alla luce delle considerazioni dei paragrafi 1.6.5 e 1.6.6, il fatto che Phillips e Pavli abbiano rilevato un riscaldamento maggiore utilizzando l'idrogeno (H_2 , massa molare 2 kg/Mol) rispetto ai risultati ottenuti con l'azoto (N_2 , massa molare 28 kg/Mol), come illustrato in Figura 1.22.

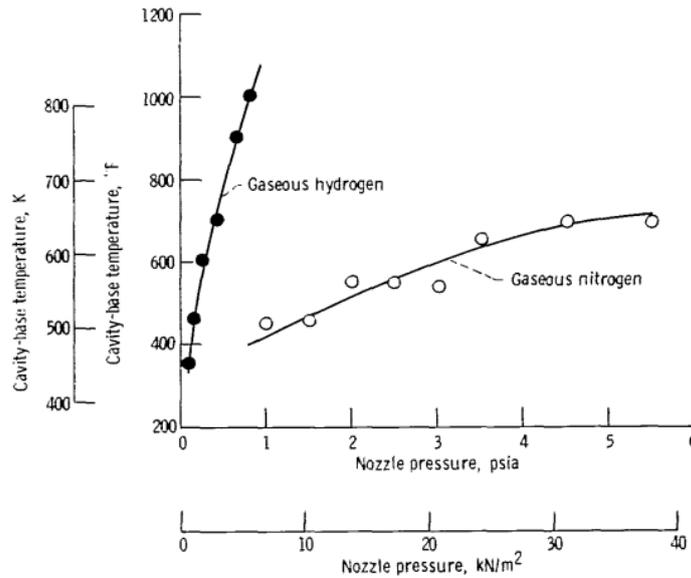


Figura 1.22. Effetto della composizione del gas [4]

All'idrogeno è infatti associata una velocità del suono maggiore, che si traduce in una frequenza di oscillazione più elevata, che a sua volta corrisponde a una maggiore quantità di energia immessa nel risonatore per unità di tempo (ragionando sempre a parità di energia immessa per ciclo).

1.6.8 Effetto del materiale della cavità

Per la fabbricazione del risonatore occorre in prima istanza, come è logico, selezionare materiali le cui proprietà termiche garantiscano la capacità di operare alle elevate temperature raggiunte nella cavità. Inoltre, come discusso nelle sezioni 1.5.2 e 1.5.3, gli scambi termici tra la superficie del risonatore e l'ambiente esterno sono uno dei meccanismi che contribuiscono alla rimozione di calore dalla cavità: per questo motivo appare anche conveniente scegliere materiali caratterizzati da un basso valore di conducibilità termica [4]. Tuttavia, risulta complicato trovare un materiale che sia contemporaneamente un buon isolante, sopravviva ad alte temperature e sia dotato della resistenza meccanica necessaria all'operatività dell'accenditore a risonanza [27].

In uno studio [27] del 1983 di Brocher e Ardissonne vengono confrontate le prestazioni di tre diversi materiali per la cavità risonante:

- DURESTOS, un materiale composito, costituito da fibre di amianto (il cui utilizzo è però oggi proibito dal regolamento REACH dell'Unione Europea [28]) e resina fenolica, isolante, ma con temperature massime di esercizio inferiori a quelle richieste per un accenditore;
- legno, che ha il vantaggio di possedere una bassa conducibilità termica (circa $0.05 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ a temperatura ambiente), ma può essere utilizzato per una sola

accensione;

- MACORTM, un materiale in vetroceramica adatto per applicazioni ad alta temperatura, ma con una conducibilità termica superiore a quella di legno e DURESTOS e caratterizzato da grande fragilità.

Le temperature registrate dagli autori per i diversi materiali al variare del rapporto tra lunghezza e diametro del risonatore L/D dimostrano come il miglior riscaldamento venga ottenuto per i materiali con minore conducibilità termica, come desumibile da Figura 1.23:

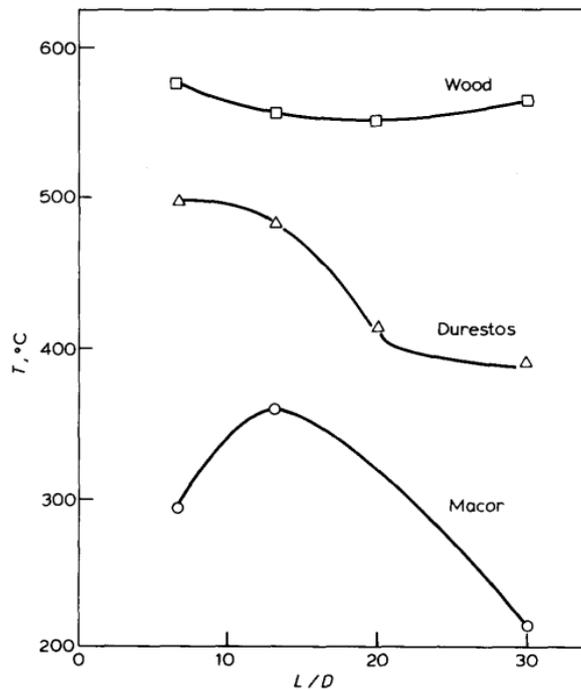


Figura 1.23. Effetto del materiale per diversi rapporti lunghezza-diametro della cavità [27]

Tra gli altri materiali citati in letteratura per la fabbricazione di cavità risonanti si segnala, oltre agli esempi sopra citati, anche l'utilizzo di metalli applicati alle tecniche di *additive manufacturing*: ne è un esempio la polvere di lega di cobalto, cromo e molibdeno (EOS MP1 Co-Cr) con cui è fabbricato il risonatore di Bauer e Haidn [26], capace di garantire elevate proprietà meccaniche a temperature oltre 1100 °C [29].

1.6.9 Altri effetti

Come mostrato nei paragrafi 1.5.2 e 1.5.3, il calore generato all'interno del risonatore si può ascrivere alla presenza di dissipazioni dovute ad onde d'urto e attrito del gas contro le pareti del dispositivo. In questo senso, potrebbe essere ragionevole pensare che, oltre a lunghezza, forma e materiale della cavità, anche la rugosità interna del risonatore possa modificarne l'operatività, accentuando i processi dissipativi responsabili dell'innalzamen-

to di temperatura. Allo scopo di verificare la correttezza di questa ipotesi, nel capitolo 2 vengono condotte prove sperimentali analizzando le prestazioni di una cavità con rugosità controllata.

Successivamente, nel capitolo 3, si studia l'effetto della presenza di disturbi nel flusso entrante nel risonatore basandosi sui risultati disponibili in letteratura; per una specifica configurazione scelta tra quelle presentate vengono, infine, effettuate delle analisi numeriche.

Capitolo 2

Prove sperimentali sulla rugosità

2.1 Apparato sperimentale

Le prove sono state condotte nel Laboratorio di Aerodinamica "Modesto Panetti" del Politecnico di Torino; l'apparato sperimentale utilizzato è mostrato in Figura 2.1.



Figura 2.1. Apparato sperimentale

La cavità, visibile sulla destra in Figura 2.1, è mantenuta in asse rispetto all'ugello grazie alla struttura in legno su cui è montata; quest'ultima è un blocco unico, proprio allo scopo di assicurare il corretto allineamento tra i due componenti, come prescritto in letteratura [18]. L'ugello può invece essere mosso assialmente, allontanandolo o avvicinandolo all'imboccatura del risonatore, permettendo così di analizzare l'effetto del parametro s/d (descritto nel paragrafo 1.6.1). L'aria compressa entrante nell'ugello è fornita da un serbatoio; variando la pressione del gas, è possibile valutare l'effetto del Nozzle Pressure Ratio (paragrafo 1.6.2) sul funzionamento.

Il riscaldamento ottenuto nella cavità è quantificato misurando la temperatura raggiunta dal metallo del risonatore tramite una termocoppia posizionata sulla base del dispositivo. La termocoppia è un sensore di temperatura basato sull'effetto Seebeck: quando due conduttori vengono giuntati in due punti che si trovano a temperature diverse, si crea

una corrente in prima approssimazione proporzionale alla differenza di temperatura, che risulta in tal modo misurabile [30]. Per garantire la ripetibilità e l'uniformità dei risultati ottenuti occorre che la termocoppia sia fissata sempre nella stessa posizione sul risonatore: ad ascisse diverse della cavità, infatti, si misurano temperature diverse (ad esempio, in prossimità dell'imboccatura vi sono maggiori scambi col gas freddo proveniente dall'ugello, come discusso nei paragrafi 1.5.2 e 1.5.3). Queste differenze di temperatura appaiono manifeste se si osservano le differenti colorazioni assunte dal metallo incandescente al variare della distanza assiale (Figura 2.2).



Figura 2.2. Punta incandescente del risonatore

Si è allora utilizzato un cappuccio costituito da una resina capace di resistere a temperature di oltre 1000 °C in cui posizionare la termocoppia; una volta inserito il cappuccio intorno al fondo del risonatore, il sensore di temperatura risulta sempre posizionato alla stessa distanza assiale. Tuttavia, nell'effettuare le prove sperimentali occorre tener conto del fatto che anche la resina è caratterizzata da una certa conducibilità termica: per questo motivo, inevitabilmente, le temperature misurate si discosteranno da quelle reali della superficie del risonatore. Infine, le onde sonore prodotte dalla cavità sono registrate tramite un microfono Logitech™ Dialog 320; come già rilevato da Hartmann [13], il suono acuto e ad alta intensità generato dal risonatore può essere dannoso per l'udito e occorre dunque utilizzare adeguate protezioni.

La cavità utilizzata ha una forma a tronco di cono; le sue quote (espresse in mm) sono mostrate in Figura 2.3:

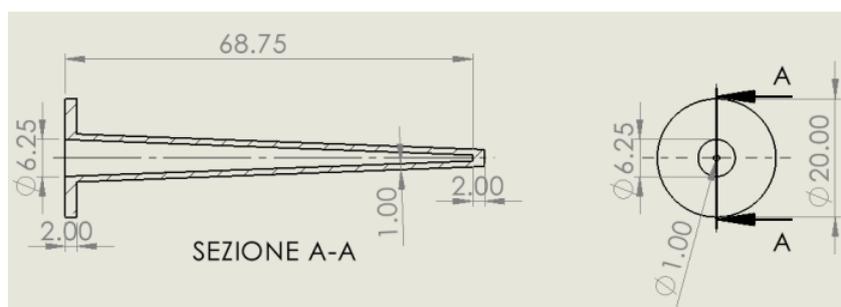


Figura 2.3. Cavità utilizzata [31]

Il risonatore è sostanzialmente la versione riscalata di quello utilizzato da Lungu, Bauer e Haidn [8]: quest'ultimo risulta, in lunghezza e diametro d'ingresso, circa 2.6 volte più piccolo di quello utilizzato nelle presenti prove sperimentali. Anche il rapporto tra diametro della cavità e diametro dell'ugello (quest'ultimo è pari a 3.5 mm) è scelto facendo riferimento al medesimo studio; a differenza, però, del *Type B nozzle* di Lungu, Bauer e Haidn, l'ugello selezionato per effettuare le prove è semplicemente convergente e non presenta nessun tratto divergente.

Il materiale con cui è fabbricata la cavità è Inconel™, una lega di nichel e cromo che, oltre a segnalarsi per la sua elevata resistenza alla corrosione, è particolarmente adatta ad operare ad alte temperature [32]; la forma desiderata per il risonatore è stata ottenuta tramite *additive manufacturing* e realizzata presso il Dipartimento di Scienza Applicata e Tecnologia (DISAT) del Politecnico di Torino.

Oltre alla cavità di Figura 2.3, se ne utilizza poi un'altra versione, sviluppata in un lavoro precedente [31] alla presente tesi, a cui viene aggiunta una rugosità controllata in una porzione della superficie interna del risonatore, come visibile in Figura 2.4.



Figura 2.4. Cavità con rugosità [31]

I risultati sperimentali inerenti al funzionamento dei due diversi tipi di cavità vengono presentati nei paragrafi seguenti.

2.2 Risultati per la cavità senza rugosità

Le prove vengono condotte variando il valore di NPR per diverse distanze della cavità dall'ugello e registrando la temperatura massima misurata dalla termocoppia; vengono ottenuti almeno tre punti per ogni diverso valore di s/d allo scopo di identificare la presenza di eventuali picchi di temperatura.

Per $s/d=2$ l'andamento misurato della temperatura al variare del Nozzle Pressure Ratio è mostrato in Figura 2.5: si osserva la presenza di un picco nell'intorno di $NPR=5$. Per $NPR=9.5$ e 8 non si rileva un significativo aumento di temperatura; abbassando ulteriormente il valore di NPR a 7 si manifesta invece la risonanza: la cavità produce un suono acuto e la temperatura sale considerevolmente, superando di oltre 250 K la temperatura ambiente. Il massimo valore ottenuto per $s/d=2$ è pari a 647 K.

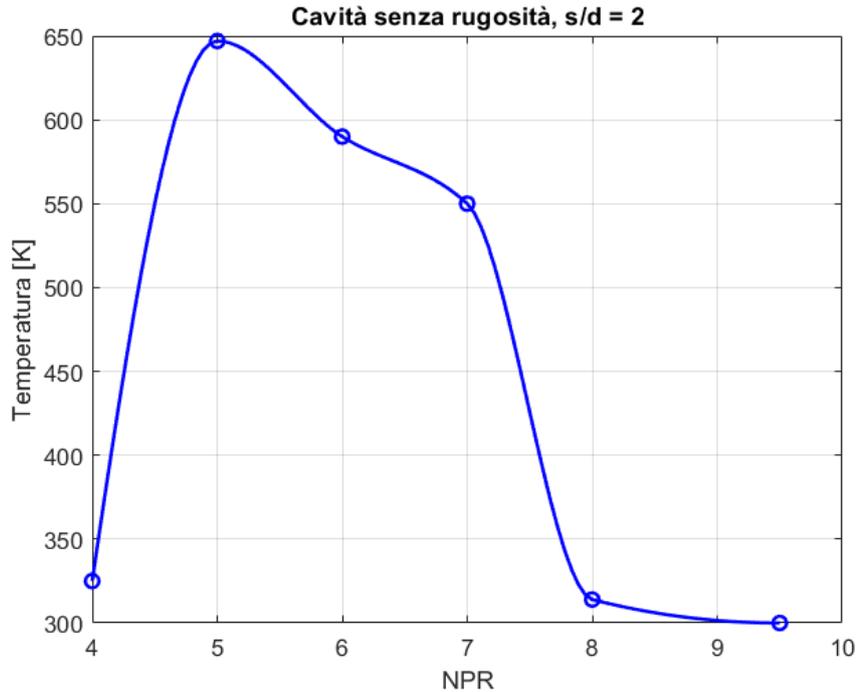


Figura 2.5. Temperatura al variare di NPR per la cavità senza rugosità a $s/d=2$

Aumentando poi la distanza tra risonatore e ugello, in modo da ottenere $s/d=3$, si riscontrano i seguenti risultati (Figura 2.6):

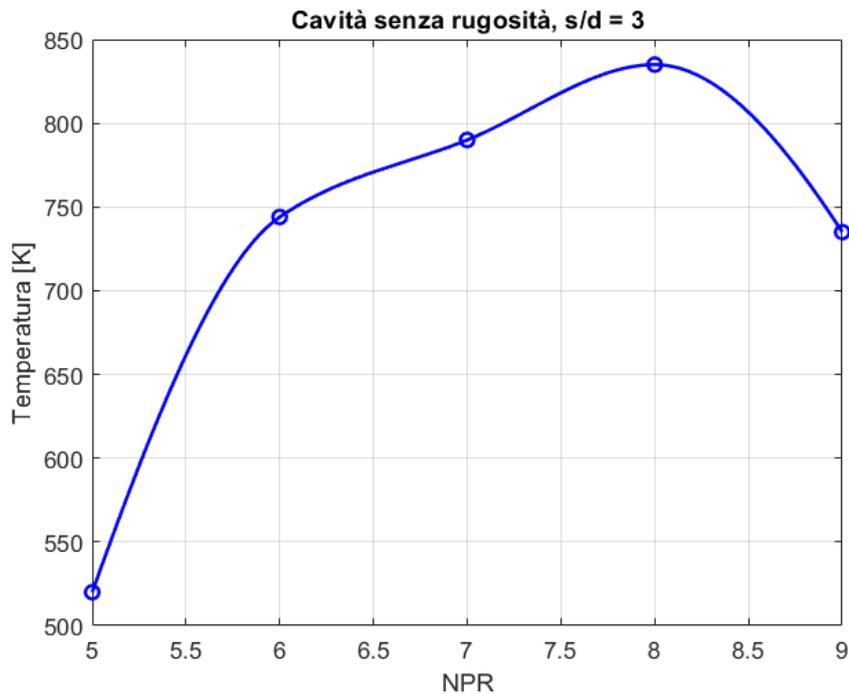


Figura 2.6. Temperatura al variare di NPR per la cavità senza rugosità a $s/d=3$

Questa volta si ottengono temperature mediamente più elevate di quelle mostrate in Figura 2.5, con un picco di 835 K raggiunto per $NPR=8$; la risonanza, inoltre, si manifesta a valori di Nozzle Pressure Ratio più elevati e in un intervallo un po' più ampio rispetto

al caso a $s/d=2$. Vi è invece un brusco crollo in corrispondenza di $NPR=5$, anche se la risonanza sembra permanere, dal momento che la temperatura rimane comunque oltre 200 K al di sopra del valore ambiente e la cavità continua ad emettere il caratteristico suono acuto.

Il riscaldamento ottenuto nella cavità appare ulteriormente migliorare se si aumenta ancora una volta la distanza tra ugello e risonatore, portandosi a un valore di s/d pari a 3.5 (Figura 2.7): in questo caso la temperatura massima registrata si ha per $NPR=9$ ed è pari a 874 K. Essa scende di poco se ci si sposta a $NPR=10$ (dove la termocoppia rileva 859 K), mentre mostra una diminuzione un po' più marcata a $NPR=8$, dove si misurano 822 K; si tratta, tuttavia, di un valore di pochissimo (meno del 2%) inferiore alla massima temperatura rilevata per $s/d=3$. Si può dunque concludere che, nell'intervallo di NPR considerato, la spaziatura $s/d=3.5$ fa registrare le temperature più alte fin qui ottenute.

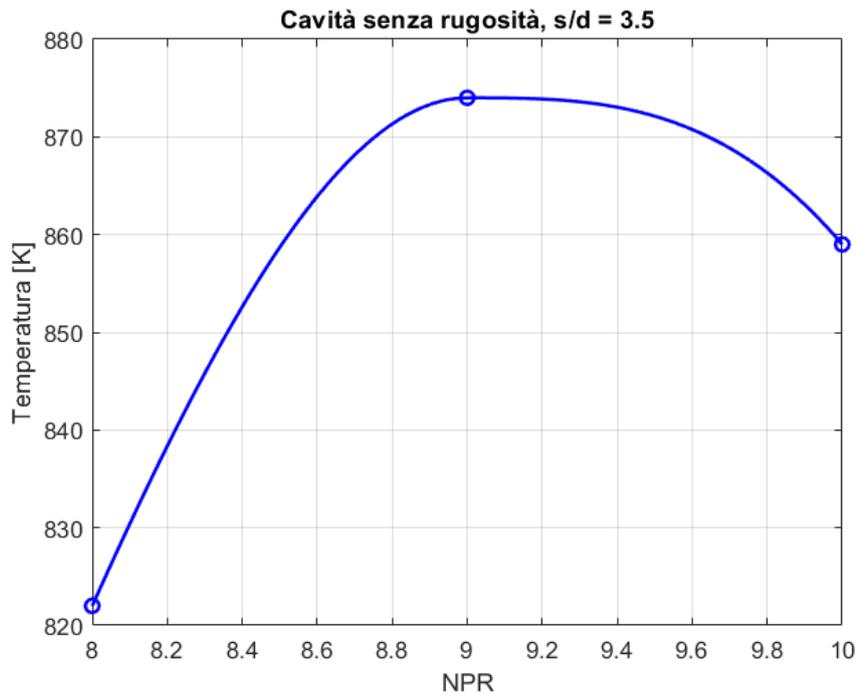


Figura 2.7. Temperatura al variare di NPR per la cavità senza rugosità a $s/d=3.5$

Infine, si allontana ulteriormente l'ugello dalla cavità, per un valore di s/d pari a 4; i risultati sono mostrati in Figura 2.8. Questa volta l'incremento della spaziatura tra ugello e risonatore non migliora il riscaldamento. Infatti, le temperature sono leggermente inferiori rispetto al caso a $s/d=3.5$: si riscontra un massimo, pari a 860 K, in corrispondenza di $NPR=8$. Inoltre il picco di temperatura, rispetto al caso di Figura 2.7, appare spostato verso valori di Nozzle Pressure Ratio più bassi. Infine, come per i casi a $s/d=3$ e $s/d=3.5$, anche per il caso a $s/d=4$ si manifesta la risonanza lungo tutto l'intervallo di NPR considerato.

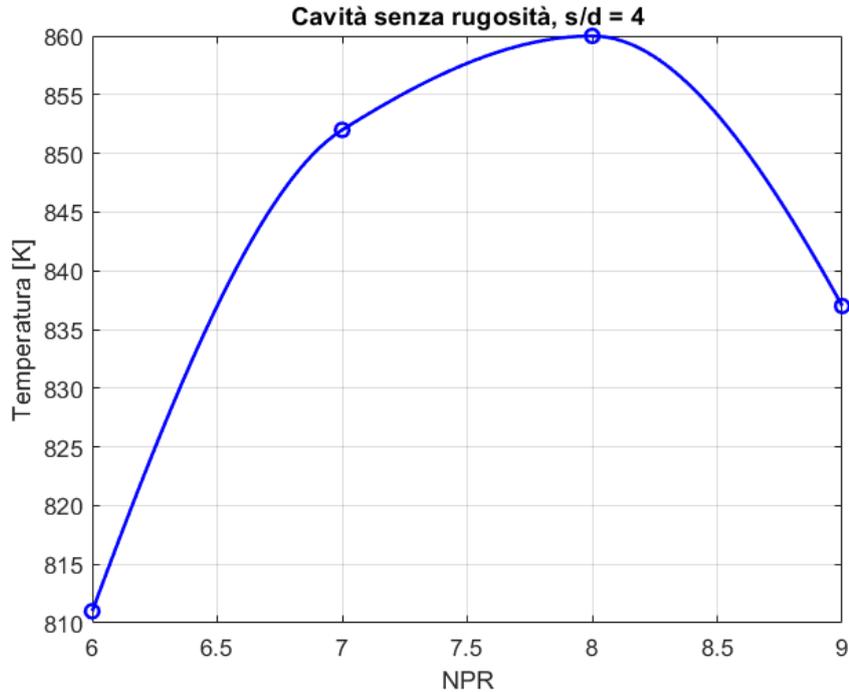


Figura 2.8. Temperatura al variare di NPR per la cavità senza rugosità a $s/d=4$

Può essere a questo punto utile, per confrontare i diversi andamenti di temperatura ottenuti ai diversi valori di s/d , raggruppare i grafici delle Figure 2.5, 2.6, 2.7 e 2.8 in un unico diagramma con un'unica scala; il risultato è mostrato in Figura 2.9.

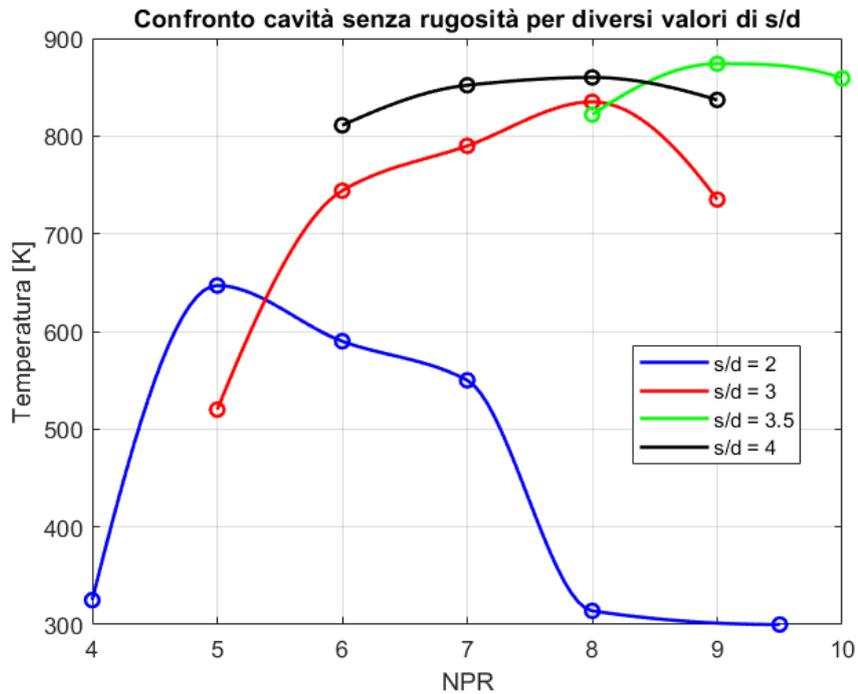


Figura 2.9. Risultati per la cavità senza rugosità

Dal confronto tra i risultati sperimentali, appare evidente che, per il risonatore utilizzato nelle prove, nell'intervallo di NPR considerato, la spaziatura $s/d=2$ non permette di

raggiungere le temperature che si registrano per $s/d=3, 3.5$ e 4 ; in particolare, in tutti questi altri casi si rileva un picco superiore a 800 K. Le temperature più basse ottenute nel caso a $s/d=2$ limitano la possibilità di utilizzare questa configurazione per compiere accensioni, per lo meno utilizzando l'aria. Ad esempio, infatti, la temperatura di autoignizione (ovvero la più bassa temperatura a cui avviene la combustione senza l'utilizzo di sorgenti esterne) per l'idrogeno in aria a pressione ambiente è di circa 400 °C [33] (673 K), superiore alla temperatura massima registrata per questa distanza tra risonatore e ugello (come mostrato in Figura 2.5). Appaiono dunque di maggiore interesse le altre spaziatore; tra di esse, come anticipato, quella a $s/d=3.5$ permette di raggiungere la temperatura più elevata misurata in questa prima serie di test. Tuttavia, ad essa è anche associato valore di NPR più elevato rispetto a quello in corrispondenza del quale si registrano i picchi per $s/d=3$ e 4 . In particolare, la configurazione a $s/d=4$ permette di raggiungere una temperatura massima di solo l'1.6% inferiore a quella che si ottiene con $s/d=3.5$ ma dovendo comprimere meno l'aria in ingresso nell'ugello (il picco si trova a $NPR=8$ anziché a $NPR=9$). Inoltre, la spaziatura a $s/d=4$ garantisce un andamento maggiormente "piatto" al variare di NPR rispetto al caso a $s/d=3$, garantendo temperature elevate per diversi valori di Nozzle Pressure Ratio: ciò appare vantaggioso per le applicazioni in cui l'accenditore a risonanza sia abbinato a un sistema *blowdown*, in cui la pressione dei propellenti diminuisce nel tempo [1]. Partendo dal grafico di Figura 2.9 è anche possibile tracciare un diagramma in tre dimensioni, in cui sugli assi si trovano i valori di s/d , NPR e temperatura, interpolando i dati ottenuti con una superficie rappresentativa dei punti di funzionamento del risonatore, come mostrato nella Figura 2.10:

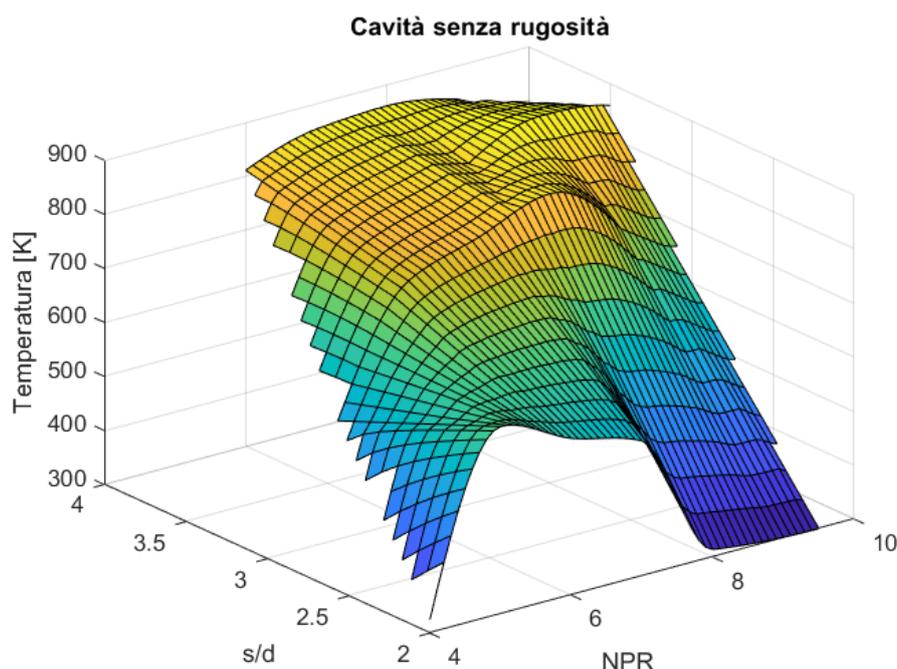


Figura 2.10. Punti di funzionamento della cavità senza rugosità

La medesima interpolazione si può rappresentare con un contour plot delle temperature raggiunte in funzione di s/d e NPR; questo grafico è rappresentato in Figura 2.11.

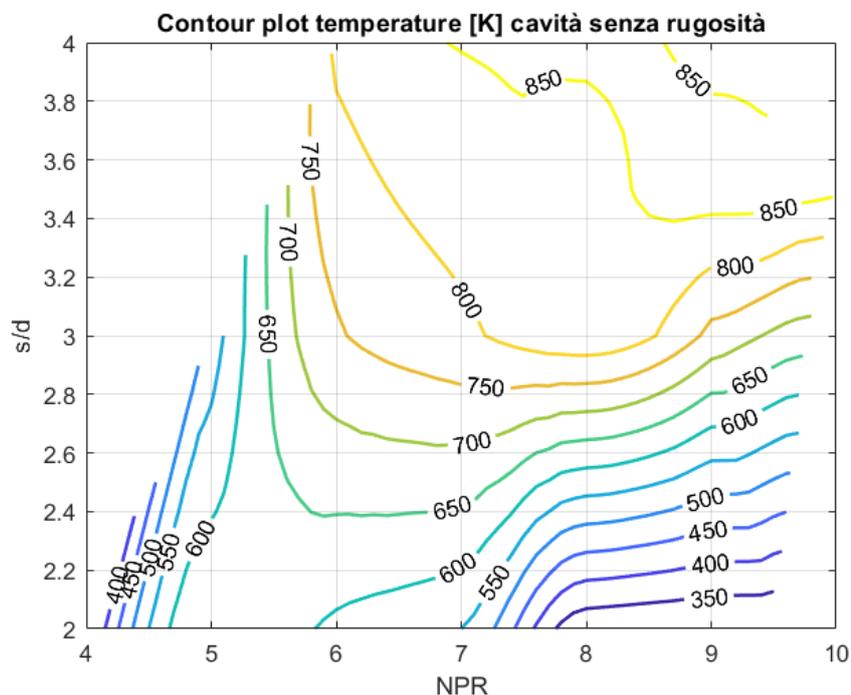


Figura 2.11. Contour plot della temperatura per la cavità senza rugosità

Il diagramma evidenzia come le temperature maggiori tra quelle registrate (dell'ordine dei 700 - 800 K) si raggiungano per valori di s/d superiori a 3 abbinati a valori di Nozzle Pressure Ratio maggiori di 6.

Infine, vengono riportati i risultati delle analisi dello spettro del segnale acustico prodotto dalla cavità; come discusso nelle sezioni 1.2 e 1.6.6, la predizione teorica della frequenza propria della cavità è complessa per la presenza di non linearità ed effetti termici. E' possibile utilizzare una stima della temperatura media del risonatore per calcolare un valor medio di velocità del suono da inserire nell'equazione (1.13), ma anche in questo caso vi sono grandi incertezze, a partire dal fatto che la temperatura misurata dalla termocoppia è quella della superficie metallica della cavità e non quella del gas all'interno, che è lecito aspettarsi che sia superiore.

Nel caso a $s/d=3$ e $NPR=9$, ad esempio, la temperatura misurata dalla termocoppia (come si vede da Figura 2.6) è di 735 K; volendo effettuare un calcolo approssimativo utilizzando questo valore (sapendo che la temperatura effettiva sul fondo della cavità è in realtà maggiore e quella all'ingresso è inferiore), si ottiene una frequenza propria di oltre 3000 Hz usando la relazione per il tronco di cono (1.13), oppure un valore di circa 1900 Hz utilizzando la formula per il cilindro (1.10) con la correzione dell'equazione (1.6) applicata al diametro di ingresso. Come osservato anche da Bauer, Lungu e Haidn [19], dall'analisi dei risultati sperimentali mostrati in Figura 2.12 sembra che il risonatore, seppur di forma troncoconica, segua un comportamento più simile a quello a quello di

una cavità cilindrica, per lo meno sulla base della stima spannometrica effettuata. Si nota infatti la presenza di un picco in prossimità dei 2000 Hz, oltre ad armoniche superiori a 4000, 6000, 8000 e 10000 Hz, di ampiezza decrescente al crescere della frequenza.

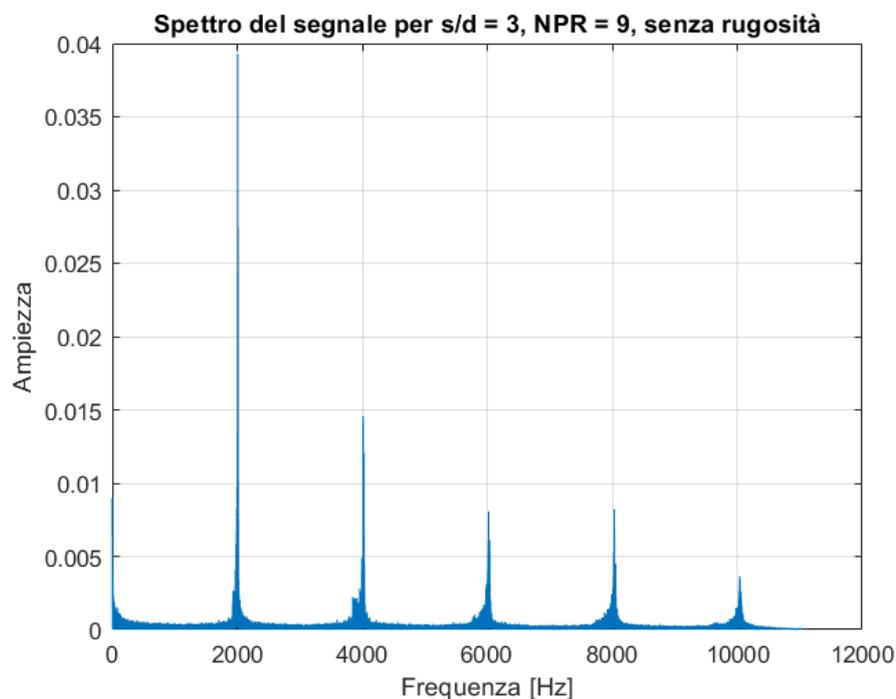


Figura 2.12. Spettro del segnale per $s/d=3$ e $NPR=9$, cavità senza rugosità

Cambiando invece la distanza tra ugello e risonatore, pari ora a $s/d=4$, e ponendo $NPR=6$, lo spettro del segnale ottenuto è quello mostrato in Figura 2.13.

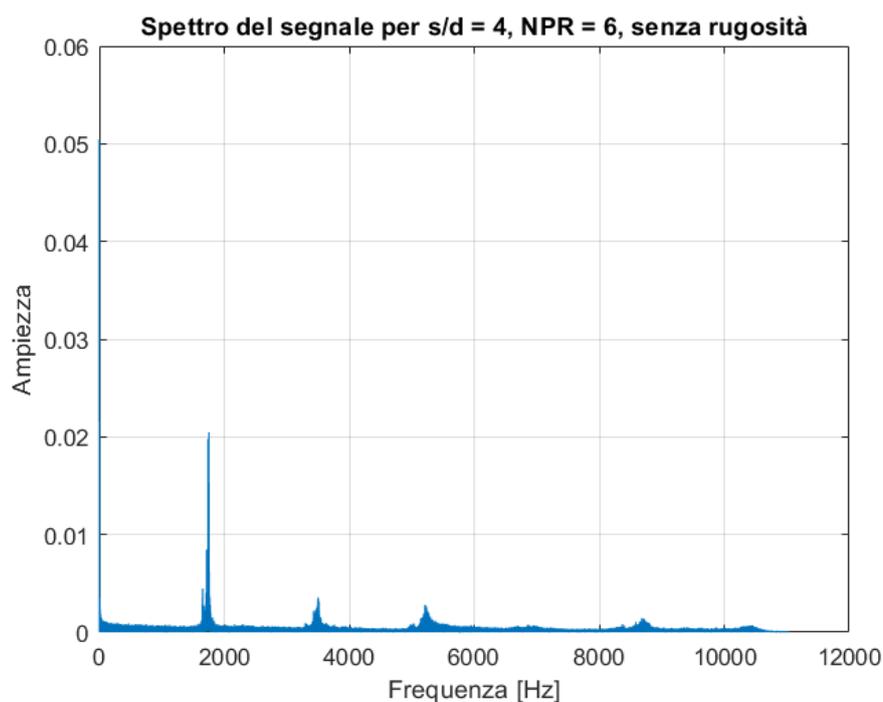


Figura 2.13. Spettro del segnale per $s/d=4$ e $NPR=6$, cavità senza rugosità

Sfruttando il medesimo ragionamento approssimato di cui sopra (sempre tramite l'equazione 1.10) e utilizzando la temperatura misurata in questa configurazione, pari a 811 K, si ritrova una frequenza propria di circa 2000 Hz: effettivamente, come mostrato dagli esperimenti, il picco del segnale emesso dalla cavità si colloca in prossimità di questo valore, mentre le armoniche superiori appaiono stavolta di intensità meno importante rispetto a Figura 2.12. Il fatto che l'oscillazione del fluido avvenga all'incirca alla prima frequenza longitudinale della cavità fa pensare che la modalità di funzionamento del risonatore in queste condizioni sia il Jet Regurgitant Mode, come illustrato nel paragrafo 1.5.2.

Infine, a parità di distanza, si misura lo spettro del segnale acustico prodotto dalla cavità dopo aver incrementato il valore di NPR, stavolta pari a 7; il risultato è riportato in Figura 2.14.

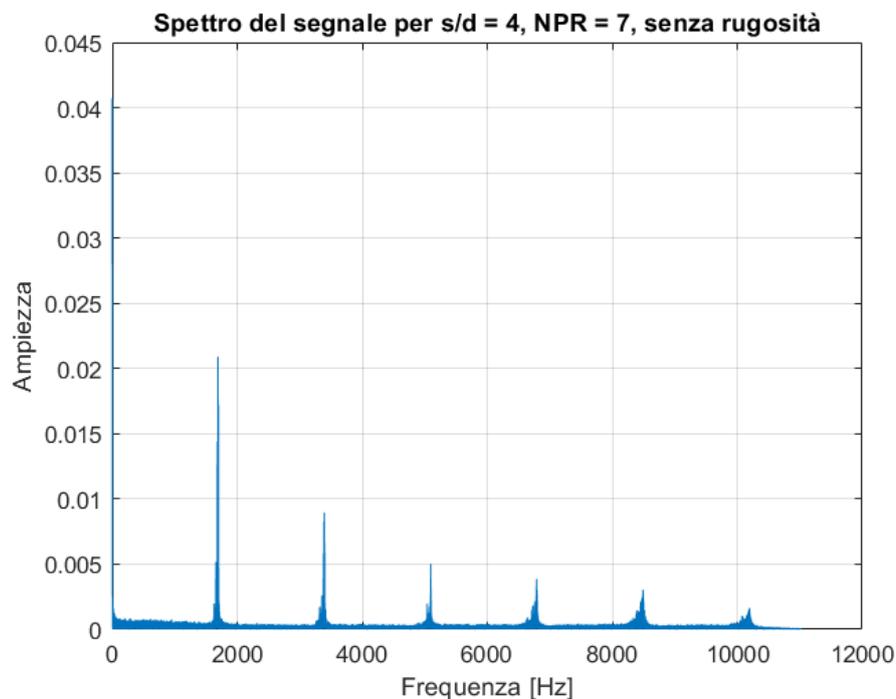


Figura 2.14. Spettro del segnale per $s/d=4$ e $NPR=7$, cavità senza rugosità

Ancora una volta si rileva il picco di temperatura nell'intorno dei 2000 Hz, coerentemente con il calcolo approssimato effettuabile tramite la formula 1.10. Stavolta, tuttavia, sembra che l'immissione di maggiore energia nel dispositivo, alimentato da un getto con una pressione totale superiore a quello del caso precedente, abbia provocato l'attivazione di armoniche superiori che non erano visibili in Figura 2.13.

In sintesi, dal confronto tra i grafici delle Figure 2.12, 2.13 e 2.14 è possibile concludere che in tutti e tre i casi si manifestano oscillazioni alla frequenza fondamentale della cavità; questa, almeno nelle configurazioni considerate, può essere in prima approssimazione predetta utilizzando la formula della frequenza propria di oscillazione di una cavità cilindrica e, nei tre casi analizzati, si attesta intorno ai 2000 Hz. La variazione dei parametri

s/d e NPR, cambiando la posizione della cavità relativamente alle regioni di instabilità del getto sottoespanso proveniente dall'ugello, provoca l'attivazione o meno di armoniche superiori alla fondamentale nel segnale risultante.

2.3 Risultati per la cavità con la rugosità

Vengono poi condotte prove ai medesimi valori di s/d e Nozzle Pressure Ratio considerati nel paragrafo precedente, ma stavolta per la cavità con l'aggiunta della rugosità; anche in questo caso, per ciascun valore di distanza tra ugello e cavità si registrano almeno tre misure, in modo da rilevare la presenza di picchi.

In Figura 2.15 è possibile osservare i risultati delle misure di temperatura effettuate per s/d=2; in particolare, si rileva un picco in corrispondenza di NPR=5 pari a 678 K, di poco superiore (circa il 5 %) rispetto al valore massimo misurato nelle stesse condizioni di distanza dall'ugello e Nozzle Pressure Ratio nel caso della cavità senza rugosità. L'entità del riscaldamento si abbassa sensibilmente a NPR=6 (dove la temperatura scende di oltre 100 K), mentre l'innalzamento di temperatura rispetto al valore ambiente che si ottiene a NPR=4 è pressochè trascurabile: in effetti, in questo punto di funzionamento non si manifesta la risonanza. Dal confronto tra i risultati di Figura 2.5 e 2.15 appare che, per s/d=2, l'inserimento della rugosità non ha provocato benefici degni di nota dal punto di vista del riscaldamento: le due temperature massime appaiono simili e in entrambi i casi si ottengono per NPR=5; inoltre, in entrambe le configurazioni si verifica la scomparsa del fenomeno di risonanza a NPR=4.

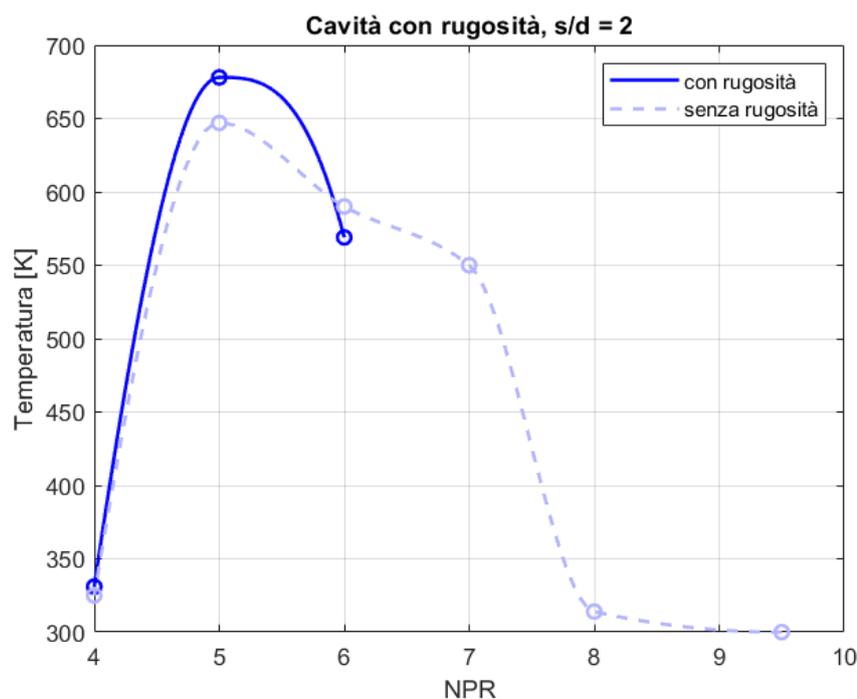


Figura 2.15. Temperatura al variare di NPR per la cavità con rugosità a s/d=2

Si analizza allora il caso della spaziatura $s/d=3$: i valori di temperatura misurati sono riportati nel grafico di Figura 2.16.

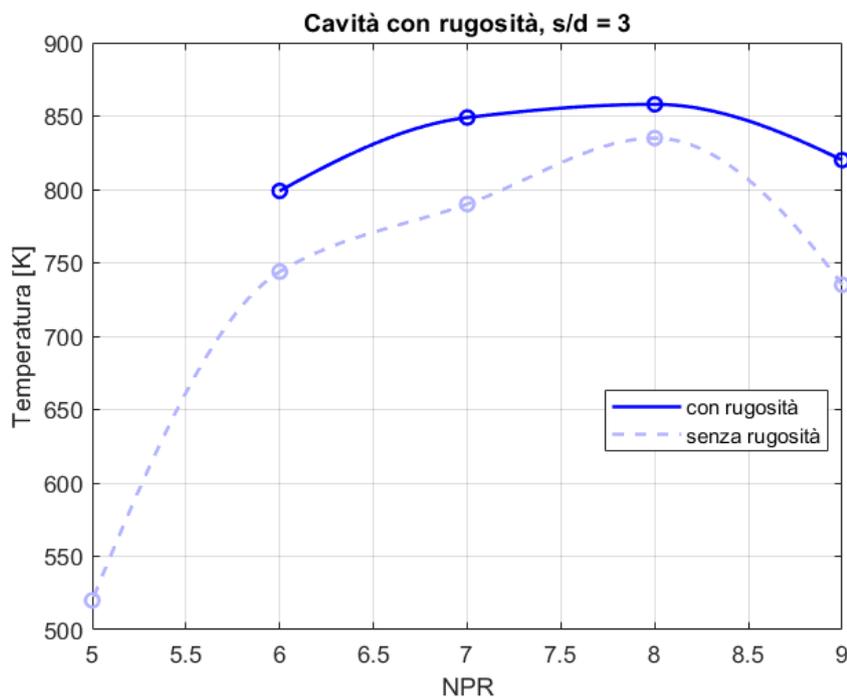


Figura 2.16. Temperatura al variare di NPR per la cavità con rugosità a $s/d=3$

La temperatura massima, pari a 858 K (superiore di appena il 3% rispetto al valore rilevato per la cavità senza rugosità), si misura in corrispondenza di $\text{NPR}=8$, lo stesso punto dove è presente il picco di Figura 2.6.

A $\text{NPR}=9$ si verifica un decremento di temperatura come nel caso della cavità senza rugosità, ma stavolta di entità molto più contenuta: se in Figura 2.6 si osserva una diminuzione di 100 K rispetto alla massima temperatura rilevata, la presenza della rugosità limita questo calo a 38 K.

Anche il decremento di temperatura a $\text{NPR}=7$ rispetto al picco risulta di entità minore se confrontato con la cavità liscia; tuttavia, anche in questo caso, si può concludere che i miglioramenti nel riscaldamento introdotti dalla rugosità non appaiono drastici.

Si passa poi all'analisi del caso a $s/d=3.5$ (Figura 2.17): si osserva un picco di temperatura, pari a 876 K, quando il Nozzle Pressure Ratio viene posto pari a 9. Nel caso della cavità senza rugosità, allo stesso NPR, si registrano 874 K; ciò permette di concludere che il nuovo risonatore, anche a questa distanza dall'ugello, non introduce nessun sostanziale miglioramento nel riscaldamento massimo raggiunto.

Addirittura, a $\text{NPR}=10$ in Figura 2.17 si osserva una riduzione di temperatura rispetto al picco che è di entità superiore nel caso in cui sia applicata la rugosità rispetto alla cavità liscia (Figura 2.7).

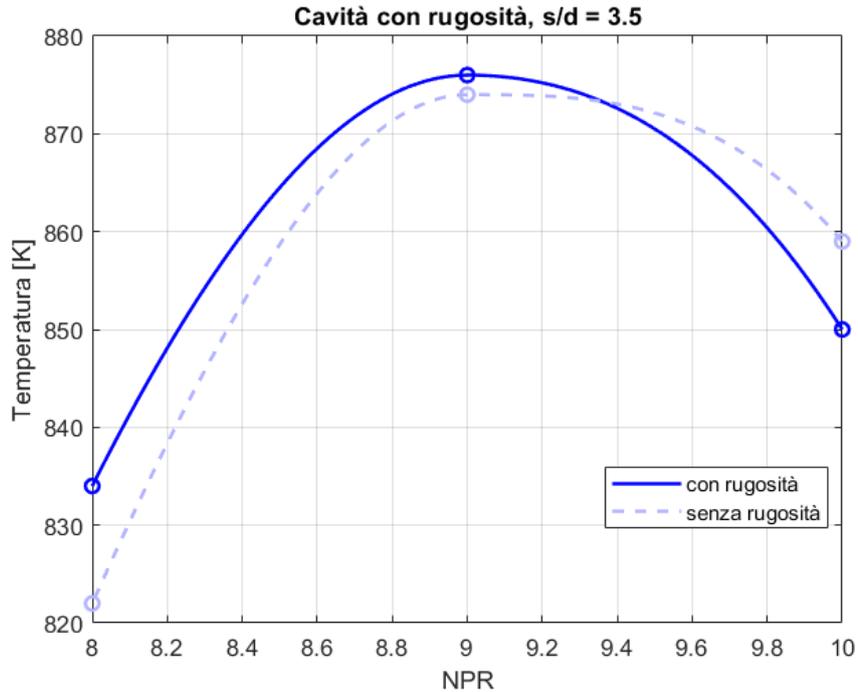


Figura 2.17. Temperatura al variare di NPR per la cavità con rugosità a $s/d=3.5$

Infine, si considera la distanza $s/d=4$ tra cavità e ugello; le temperature ottenute sono rappresentate in Figura 2.18.

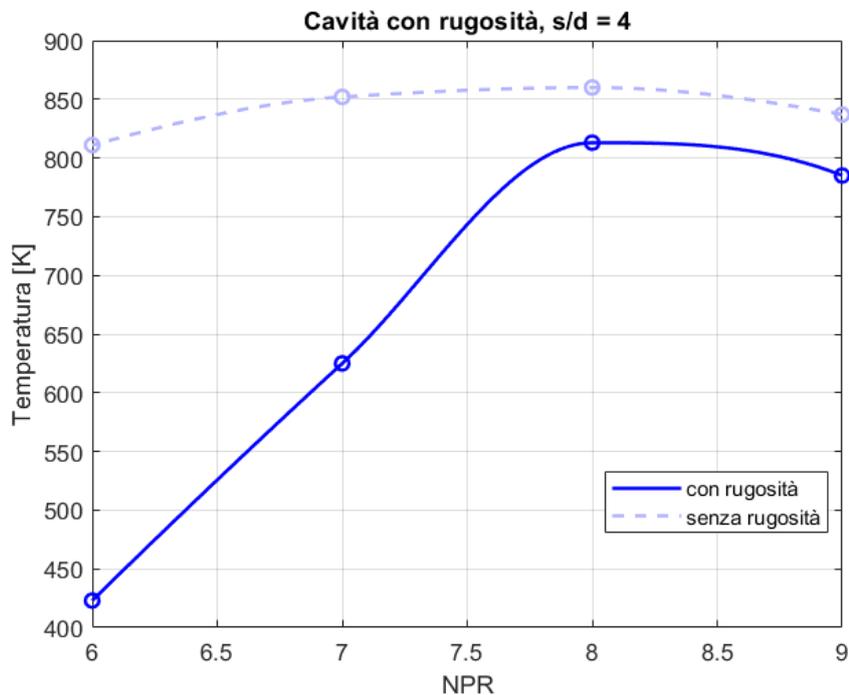


Figura 2.18. Temperatura al variare di NPR per la cavità con rugosità a $s/d=3$

Qui il picco, visibile a $NPR=8$, corrisponde a 813 K, valore più basso di 47 K rispetto al massimo ottenuto nella cavità liscia con la stessa spaziatura rispetto all'ugello. Inoltre, a differenza del risonatore senza rugosità, in corrispondenza di $NPR=7$ e $NPR=6$

si presenta un sensibile crollo nel riscaldamento all'interno della cavità: la temperatura scende rispettivamente a 625 K e 423 K, mentre nel caso della cavità liscia si mantiene sempre al di sopra degli 800 K per tutto l'intervallo di Nozzle Pressure Ratio considerato, da $\text{NPR}=6$ a 9.

Da queste considerazioni segue dunque che la distanza $s/d=4$ è quella per cui la rugosità offre i risultati peggiori: le temperature ottenute non sono in linea con quelle misurate nella cavità liscia, come osservato per le altre spazature tra ugello e risonatore, ma sono nettamente inferiori; in più, in questo caso, la cavità senza rugosità evita anche crolli improvvisi nel riscaldamento quando si varia il valore di NPR nell'intorno del picco.

Ancora una volta, i risultati dei grafici delle Figure 2.15, 2.16, 2.17 e 2.18 possono essere raggruppati in un unico diagramma, mostrato in Figura 2.19:

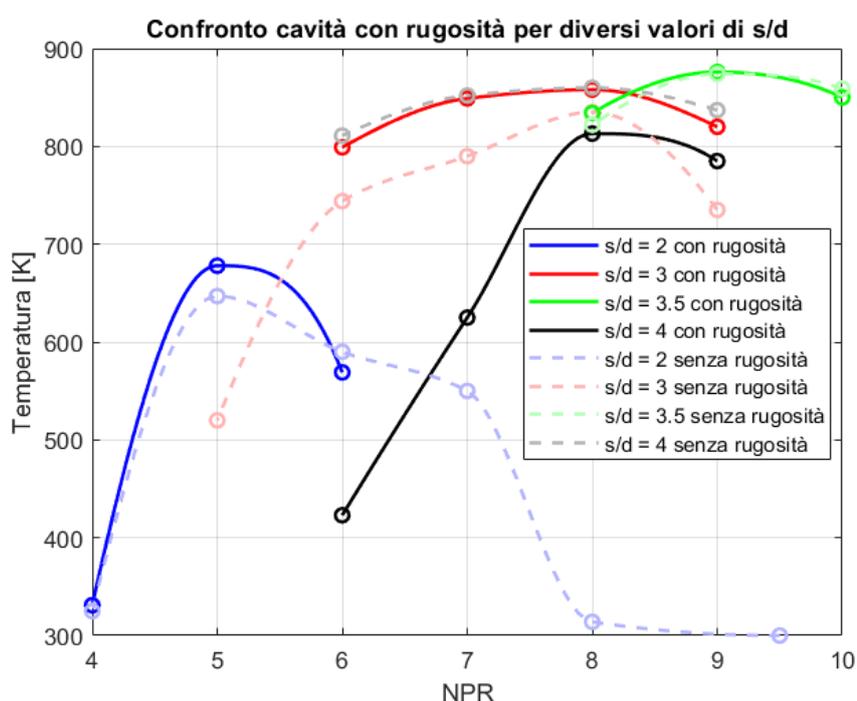


Figura 2.19. Risultati per la cavità con rugosità

Confrontando gli andamenti con quelli di Figura 2.9 appare ancor più evidente che con l'aggiunta della rugosità:

- per $s/d=2$ non si registrano sostanziali miglioramenti nelle temperature raggiunte;
- per $s/d=3$ il riscaldamento massimo resta pressochè invariato rispetto al caso liscio, ma a differenza di questo la temperatura rimane più stabile al variare del valore di NPR nell'intervallo considerato;
- per $s/d=3.5$ l'andamento della temperatura è quasi identico a quello osservato per il risonatore senza rugosità;

- per $s/d=4$ la presenza della rugosità produce temperature più basse rispetto al caso liscio e, a differenza di quest'ultimo, manifesta anche un crollo a $\text{NPR}=7$ e 6 .

Come per il caso liscio, è possibile interpolare questi risultati costruendo una superficie che rappresenti i punti di funzionamento del risonatore con rugosità (Figura 2.20); rispetto a quella mostrata in Figura 2.10, al netto di qualche dato sperimentale in meno per $s/d=2$, risulta evidente una sostanziale somiglianza nelle temperature raggiunte, a cui si aggiunge, nel caso di Figura 2.20, un brusco calo nel riscaldamento per NPR inferiore a 7 nell'intorno di $s/d=4$, come già discusso nell'analisi delle Figure 2.18 e 2.19.

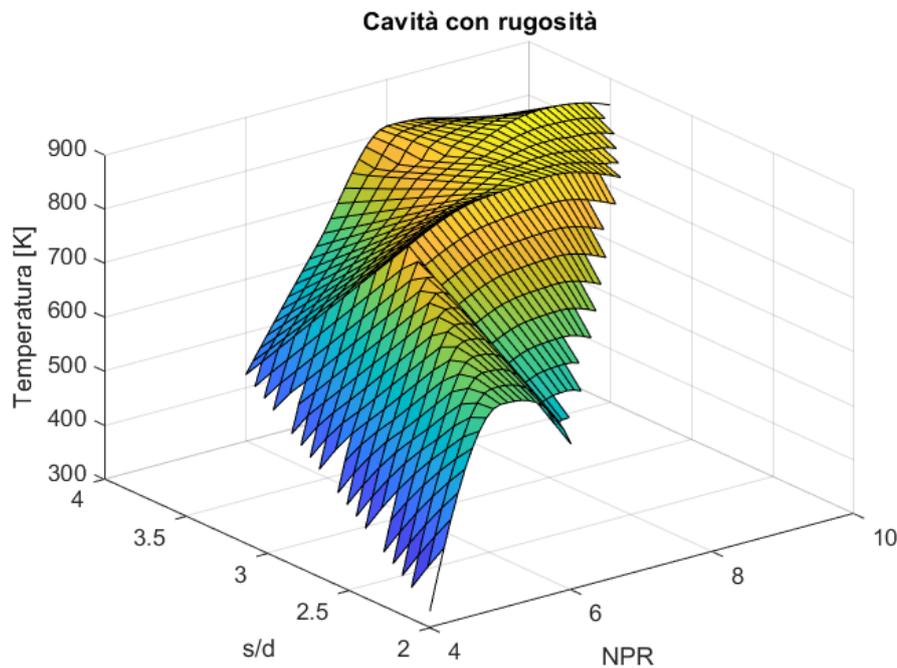


Figura 2.20. Punti di funzionamento della cavità con rugosità

Considerazioni analoghe possono essere effettuate osservando il contour plot della temperatura in funzione di s/d e NPR , mostrato in Figura 2.21.

Confrontando questo grafico con quello di Figura 2.11, si osserva che le temperature raggiunte con la cavità con la rugosità sono sostanzialmente analoghe a quelle osservate nel caso del risonatore liscio; cambiano, semmai, i valori di NPR e s/d a cui è associato il riscaldamento massimo, dal momento che la superficie interna del risonatore risulta modificata.

Se infatti per la cavità liscia si registrano le temperature più alte (dell'ordine dei 700 - 800 K) per s/d superiore a 3 e NPR maggiore di 6, in questo caso invece, se si fissa il Nozzle Pressure Ratio, ad esempio, a 7, il riscaldamento migliore si ottiene in un intervallo di distanze tra ugello e risonatore s/d compreso all'incirca tra 2.5 e 3.7.

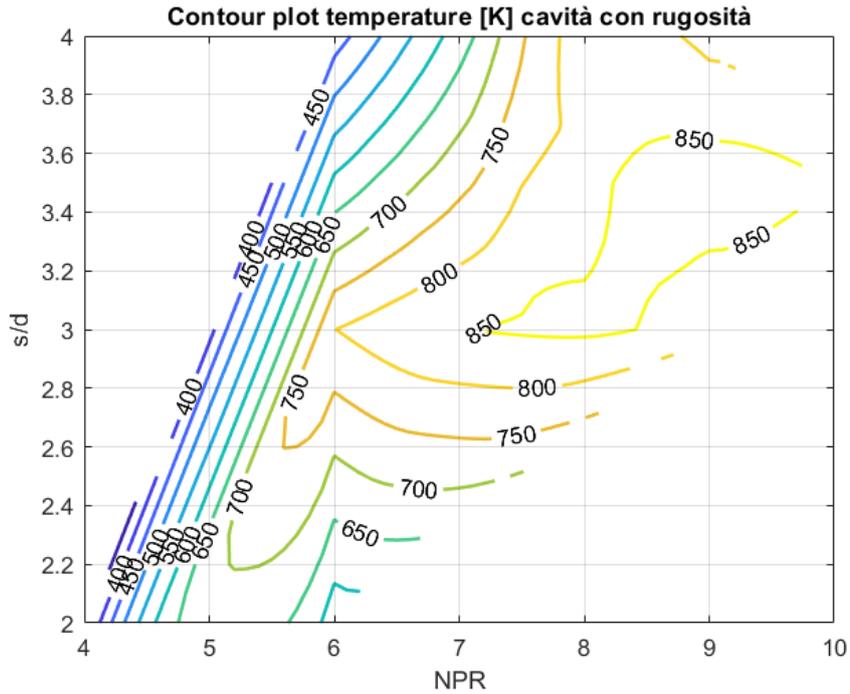


Figura 2.21. Contour plot della temperatura per la cavità con rugosità

Infine, per completare l'analisi sperimentale inerente alla cavità con rugosità, è possibile studiare come viene modificato lo spettro di frequenza ad essa associato; in particolare, in Figura 2.22 è riportato lo spettro del segnale acustico emesso dal risonatore per $s/d=4$ e $NPR=6$.

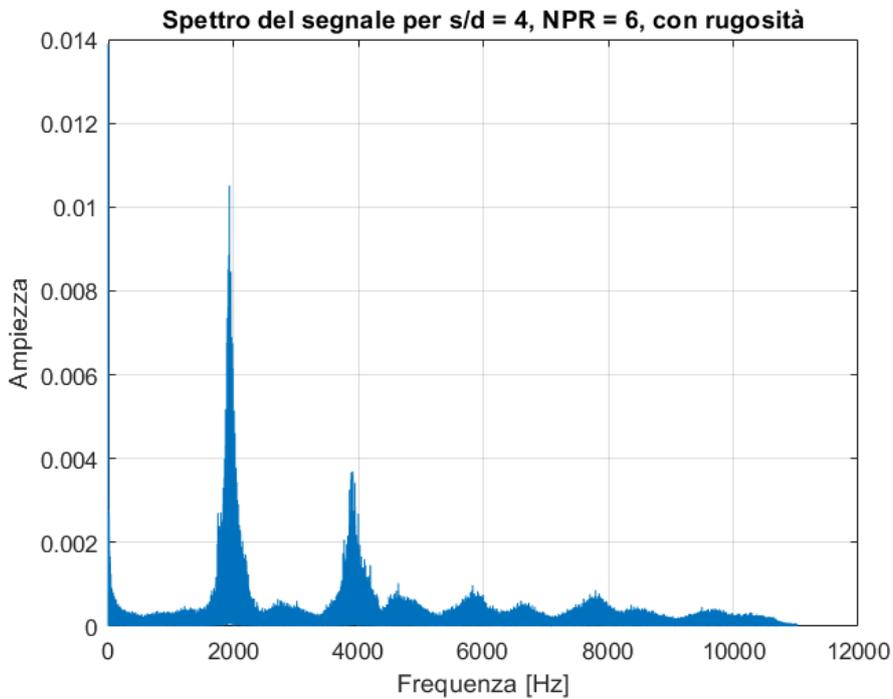


Figura 2.22. Spettro del segnale per $s/d=4$ e $NPR=6$, cavità con rugosità

Rispetto al caso analogo associato alla cavità liscia (Figura 2.13), si nota sempre il picco

della frequenza fondamentale in prossimità dei 2000 Hz; a differenza del risonatore senza rugosità, però, in questo caso risulta maggiormente evidente anche il picco associato alla prima armonica superiore. Inoltre, nel complesso, i picchi appaiono meno distinti e meno localizzati su una singola frequenza, quasi che la presenza della rugosità accentui l'entità della sorta di rumore di fondo che si rileva lungo tutto l'intervallo di frequenze rappresentate.

2.4 Conclusioni sull'effetto della rugosità

In base ai risultati esposti nel paragrafo 2.3 e alle considerazioni effettuate, risulta che l'aggiunta della rugosità alla cavità oggetto di studio non porta evidenti vantaggi nel riscaldamento rispetto al caso del risonatore liscio.

La modifica della rugosità della superficie interna del dispositivo produce effetti misurabili sperimentalmente, su tutti un diverso aspetto dello spettro del segnale acustico prodotto dalla cavità (Figure 2.22 e 2.13) e una diversa combinazione di valori di s/d e NPR associata alle temperature massime rilevate (Figure 2.21 e 2.11); per taluni valori di s/d si osserva un comportamento più stabile al variare del Nozzle Pressure Ratio, per altri invece l'aggiunta della rugosità provoca crolli di temperatura che non si manifestano nella cavità liscia (Figura 2.19). Inoltre, le temperature massime raggiunte in generale non si discostano in maniera significativa da quelle ottenute senza la rugosità. Si conclude dunque che quest'ultima non assicura benefici degni di nota per l'applicazione in un accenditore a risonanza.

Capitolo 3

Effetto di disturbi nel flusso

Verificata la mancanza di miglioramenti nell'accenditore con rugosità, si studia ora, come anticipato nel paragrafo 1.6.9, l'effetto della presenza di ostacoli di diverse forme nel flusso; essi possono essere inseriti all'interno dell'ugello, nel risonatore, oppure nella regione compresa tra i due componenti. In questo capitolo si riassumono i risultati disponibili in letteratura per diverse categorie di disturbi utilizzati; scelta una tra le configurazioni di maggiore interesse tra quelle analizzate, si effettuano poi, nel capitolo 4, analisi CFD allo scopo di verificare la presenza di eventuali miglioramenti nel funzionamento della cavità.

3.1 Filo posto trasversalmente rispetto al flusso

Nel suo articolo del 1954 [17], Herbert Sprenger, oltre a identificare la presenza di un incremento di temperatura nella cavità connesso alla condizione di risonanza, sosteneva che l'inserimento di un ostacolo tra l'ugello e il risonatore potesse incrementare le temperature massime raggiunte. Basandosi su questi risultati, nel 1970 Phillips e Pavli [4] condussero prove sperimentali con un filo d'acciaio posto trasversalmente rispetto al flusso nella regione compresa tra l'ugello e il risonatore, a diverse distanze dall'ingresso della cavità; il diametro del filo utilizzato ammontava a circa il 12% del diametro del risonatore. I risultati sono riportati in Figura 3.1. Come è possibile notare, la presenza del filo ha portato a misurare oscillazioni di pressione sul fondo della cavità di ampiezza inferiore rispetto al caso in cui l'ostacolo è assente. Come mostrato nel paragrafo 1.6.3, a una diminuzione dell'ampiezza di queste oscillazioni corrisponde un abbassamento del valore di temperatura registrata alla base della cavità; dunque l'introduzione del filo d'acciaio, stando ai risultati di Phillips e Pavli, porterebbe a un peggioramento delle prestazioni del dispositivo dal punto di vista del riscaldamento, contrariamente a quanto osservato da Sprenger. A causa della presenza di simili risultati discordanti in letteratura, dunque,

l'inserimento di un filo davanti all'imboccatura per il risonatore oggetto di studio della presente tesi non appare una strada vantaggiosa da seguire.

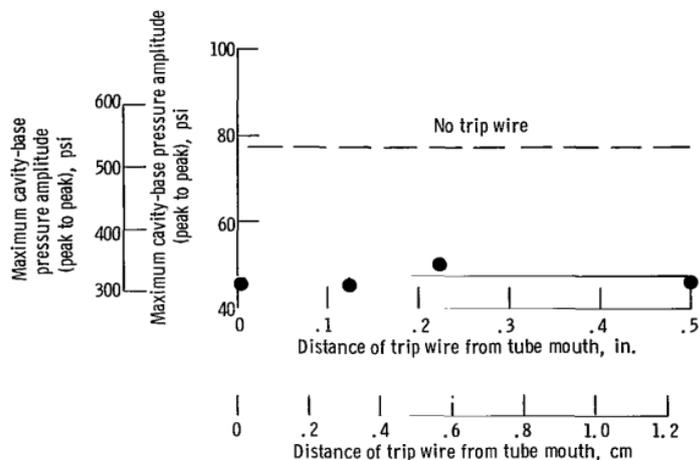


Figura 3.1. Ampiezza delle oscillazioni di pressione per diverse posizioni del filo [4]

3.2 Forme poste tra ugello e cavità

Un'altra possibile categoria di ostacoli è costituita da cunei, parallelepipedi, anelli, profili e altre forme inserite tra ugello e risonatore. In un lavoro del 1962 di Vrebalovich [34], viene analizzato il funzionamento di due diverse cavità: una cilindrica, in acciaio, e un'altra a sezione quadrata con pareti laterali in vetro e dotata, a differenza della precedente, di bordi appuntiti sulla sezione d'ingresso. Entrambe le tipologie di risonatori vengono inseriti in una galleria del vento supersonica a Mach 2.81 e vengono a turno abbinati a due tipi di disturbi posti di fronte all'imboccatura, uno di forma anulare (*ring trip*) e uno a forma di profilo (*wing trip*); le geometrie sono mostrate nelle Figure 3.2 e 3.3.

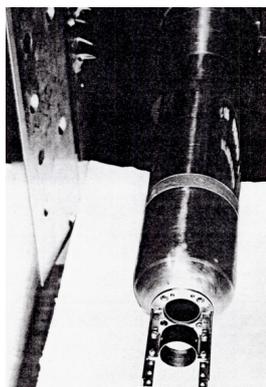


Figura 3.2. Cilindro cavo e ring trip [34]

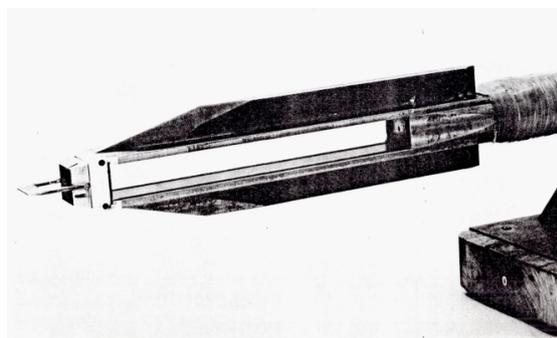


Figura 3.3. Seconda cavità con wing trip [34]

Quando il risonatore cilindrico, in assenza di ostacoli posti davanti all'imboccatura, viene investito dal flusso supersonico nella galleria del vento non si manifesta nessuna oscillazione di pressione nè incremento di temperatura all'interno della cavità. Questi fenomeni

vengono invece rilevati se viene inserito un disturbo come quelli sopra descritti di fronte al risonatore: in tal caso alla base della cavità si registra una temperatura al di sopra di quella di stagnazione del flusso.

Il riscaldamento raggiunto appare dipendente dalla distanza dell'ostacolo rispetto all'ingresso della cavità (la grandezza x_t che parametrizza le curve di Figura 3.4), per cui esiste una posizione ottima dove collocare il disturbo:

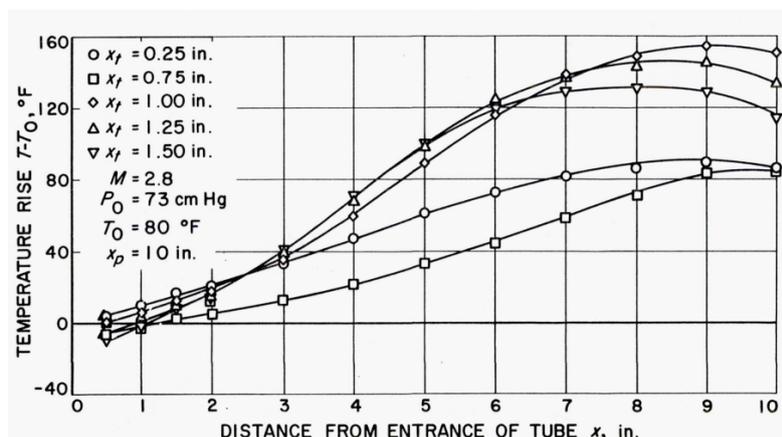


Figura 3.4. Effetto della posizione del disturbo [34]

Anche il tipo di ostacolo utilizzato (a seconda che si tratti di *ring trip* o *wing trip*) influenza la temperatura raggiungibile nel risonatore, come mostrato in Figura 3.5; in particolare, i riscaldamenti maggiori vengono ottenuti quando si utilizza il disturbo a forma di profilo.

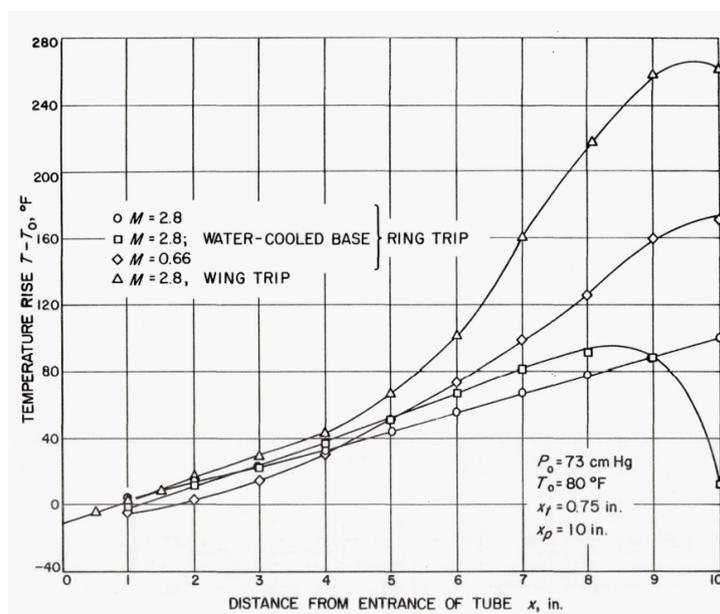


Figura 3.5. Effetto della forma del disturbo [34]

Invece, il risonatore con sezione quadrata (mostrato in Figura 3.3) presenta un comportamento differente: quando esso viene inserito nella galleria del vento, anche in assenza di disturbi, si manifestano al suo interno oscillazioni di pressione, che vengono ulteriormen-

te amplificate (con anche la comparsa di onde d'urto) se si inserisce un ostacolo davanti all'imboccatura della cavità. A differenza del risonatore cilindrico, quello a sezione quadrata, come detto, presenta bordi appuntiti sulla sezione d'ingresso: ciò fa concludere che anche la forma dell'imboccatura della cavità può indurre oscillazioni nel fluido, agendo da disturbo analogamente ai *trips* posti tra ugello e risonatore, seppur con effetti più contenuti. Anche in uno studio successivo, datato 1991, ad opera di Sobieraj e Szumowski [35], in cui viene analizzata una cavità cilindrica alimentata da un ugello semplicemente convergente, si conclude che la forma del bordo di ingresso della cavità ha un effetto importante sull'instaurarsi delle oscillazioni del gas e sulle temperature raggiunte nel risonatore; inoltre, essa influenza anche il passaggio da una modalità di funzionamento all'altra (da Jet Regurgitant a Jet Screech e viceversa). Al contrario, invece, la forma del bordo di uscita dell'ugello non sembra avere un impatto significativo sul funzionamento del dispositivo.

A completamento del lavoro di Vrebalovich si pongono, poi, i risultati ottenuti da Brocher e Duport nel 1988 [36], riferiti a una cavità a sezione quadrata immersa stavolta in un campo di moto subsonico. Anche in questo caso, si analizza l'effetto di ostacoli posti di fronte all'imboccatura del risonatore a diverse distanze; vengono utilizzati disturbi a forma di cuneo e di parallelepipedo, come mostrato in Figura 3.6:

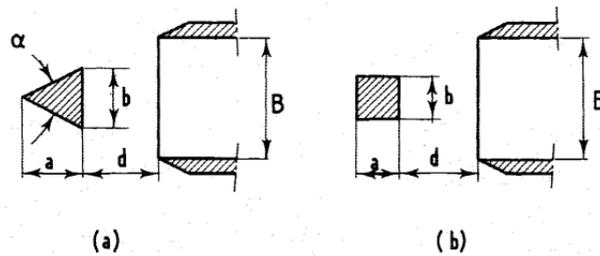


Figura 3.6. Ostacoli utilizzati da Brocher e Duport [36]

Tramite questi ostacoli si riescono a ottenere oscillazioni nella cavità anche a velocità subsoniche; l'origine di queste oscillazioni risiede nell'accoppiamento tra la scia che si sviluppa a valle del disturbo e le onde acustiche che si propagano nel risonatore. Più in dettaglio, al di sotto di una velocità chiamata "critica" le oscillazioni risultano irregolari e di ampiezza contenuta; una volta raggiunta la velocità critica, invece, esse diventano regolari e con ampiezza maggiore. Facendo ancora aumentare la velocità del flusso che investe il risonatore, l'ampiezza delle oscillazioni continua a crescere, ma in certi casi esse diventano instabili. L'intero processo appare quindi dettato da un numero di Strouhal critico così definito:

$$S_{crit} = \frac{f \cdot d}{U_{crit}} \quad (3.1)$$

Dove f è la frequenza propria di oscillazione del risonatore, d (come anche visibile in Figura 3.6) è la distanza tra il disturbo e la cavità e U_{crit} è la velocità critica sopra

discussa. Il meccanismo è dunque analogo al regime di funzionamento che, nella classificazione operata da Sarohia e Back [10], prende il nome di Jet Instability Mode (descritto nel paragrafo 1.5.1). Inoltre, nel caso dell'ostacolo a forma di cuneo, alcuni risultati di Brocher e Dupont fanno pensare che l'ampiezza delle oscillazioni misurate nel risonatore siano una funzione crescente dell'angolo α di Figura 3.6: se i vortici generati dalla scia a valle dei disturbi sono i responsabili dell'oscillazione del gas nella cavità, l'aumento dell'angolo del cuneo avrebbe dunque l'effetto di incrementare la loro intensità, facendo aumentare così l'ampiezza delle oscillazioni del gas nel risonatore. Proprio queste considerazioni sono alla base della scelta degli autori di effettuare prove utilizzando anche un disturbo a sezione quadrata come quello mostrato in Figura 3.6; questo nuovo ostacolo offre però prestazioni inferiori a quelle registrate nel caso del cuneo. Una possibile spiegazione per questo comportamento potrebbe essere il fatto che, nel caso dell'ostacolo a forma di parallelepipedo, il flusso in ingresso nella cavità risulti eccessivamente disturbato.

In sintesi, dai risultati disponibili in letteratura, si può dunque concludere che l'inserimento di un disturbo davanti all'imboccatura del risonatore è in grado di influenzare la comparsa del fenomeno di risonanza; anche la forma della sezione d'ingresso della cavità può determinare l'instaurarsi di oscillazioni, seppure di entità minore, all'interno del dispositivo.

3.3 Cilindro sottile sull'asse dell'ugello

In uno studio condotto nel 1970 da Brocher, Maresca e Bournay [37] viene proposto un modello semplificato per descrivere le oscillazioni del flusso nel risonatore, partendo dall'analisi di un getto subsonico diretto nella cavità. Secondo questo modello, le oscillazioni, a partire da quando si instaurano, se correttamente sostenute possono crescere progressivamente in ampiezza di ciclo in ciclo, fino a un valore limite; in caso contrario, le dissipazioni all'interno della cavità agiscono come smorzatori delle fluttuazioni di pressione. Per sostenere le oscillazioni occorre, secondo Brocher e colleghi, aiutare il tubo a svuotarsi nella fase del ciclo che segue l'iniziale compressione del gas all'interno della cavità: a tale scopo è conveniente ridurre l'energia del getto in prossimità del suo asse, modificando la distribuzione di pressione in direzione radiale. E' possibile ottenere questo effetto inserendo un cilindro sottile sull'asse dell'ugello, a valle del quale si genera una scia. Evidenze sperimentali raccolte dagli stessi autori mostrano che questo dispositivo presenta effetti benefici sulle oscillazioni nella cavità anche in presenza di un getto supersonico correttamente espanso.

A seguito di questi risultati, in un articolo di Brocher e Ardissonne del 1983 [27] si studiano le prestazioni di risonatori costituiti da cilindri in serie di diametri diversi (*stepped cavities*) in presenza di un elemento, chiamato *needle*, inserito all'interno dell'ugello, che

in questo caso assume una forma convergente-divergente. La geometria utilizzata da Brocher e Ardissonne è mostrata in Figura 3.7.

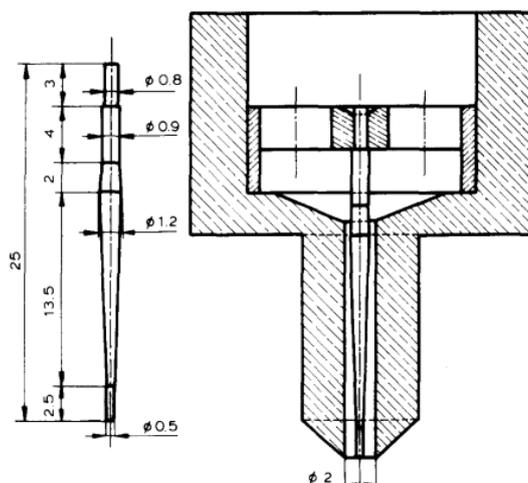


Figura 3.7. Ugello con *needle* (dimensioni in mm) [27]

Stando ai risultati degli autori, ottenuti mantenendo l'ugello adattato e facendovi fuoriuscire un getto supersonico, questo dispositivo permette, rispetto alla configurazione classica, un'operatività più stabile al variare del Nozzle Pressure Ratio; infatti, secondo Brocher e Ardissonne, in questa nuova configurazione il funzionamento della cavità è influenzato, più che dalla posizione rispetto alle zone di instabilità del getto, dall'interazione tra le onde di pressione che si propagano nel flusso e lo strato limite che si crea sulla spina all'interno dell'ugello. Da ciò risulta anche un diverso andamento della temperatura in funzione del valore di NPR (Figura 3.8):

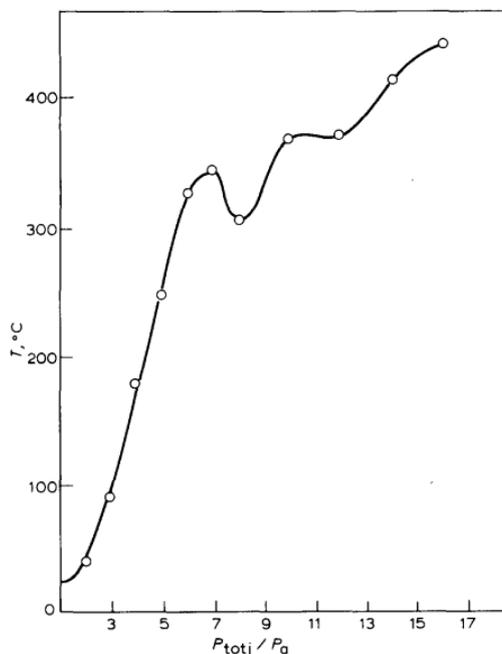


Figura 3.8. Temperatura in funzione di NPR per il risonatore con *needle* [27]

A differenza della configurazione classica, infatti, dove si manifestano picchi e valli a seconda della posizione della cavità all'interno delle celle del getto, l'aggiunta del *needle* fa sì che la temperatura risulti pressochè sempre crescente all'aumentare del Nozzle Pressure Ratio. La capacità del dispositivo di generare temperature elevate in un ampio intervallo di valori di NPR appare una peculiarità particolarmente adatta per l'applicazione in un accenditore per endoreattori, in quanto assicurerebbe la corretta operatività del dispositivo anche quando sia alimentato tramite un sistema *blowdown* [1], come già accennato nel capitolo 2.

Questa soluzione è stata ripresa successivamente, proprio per i suoi pregi in termini di stabilità, anche negli studi effettuati da Bauer e Haidn [26]: in una configurazione iniziale del loro accenditore l'immissione dei propellenti nel risonatore è effettuata tramite un iniettore coassiale, secondo un principio analogo al dispositivo di Figura 3.7.

3.4 Cilindro sottile sull'asse del risonatore

Già nel 1951 Hartmann [38] propose una modifica del dispositivo da lui inventato, accoppiando ugello e risonatore con uno stelo (*stem*) disposto assialmente all'interno dei due componenti, come mostrato in Figura 3.9 (dove la cavità è indicata con la lettera "O" e l'ugello con la lettera "N").

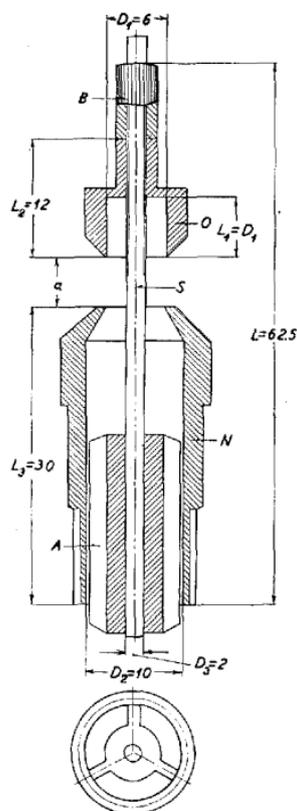


Figura 3.9. Risonatore di Hartmann con *stem* [38]

Rispetto alla configurazione classica analizzata da Hartmann nel 1922 [13] e descritta nel paragrafo 1.2, l’inserimento del cilindro sottile favorisce la comparsa delle oscillazioni all’interno della cavità in presenza di un getto subsonico.

Ulteriori studi sull’effetto dell’aggiunta di uno stelo, stavolta sul solo asse della cavità, sono stati effettuati da Bauer, Hauser e Haidn in un articolo del 2015 [39]; la geometria utilizzata dagli autori è riportata in Figura 3.10:

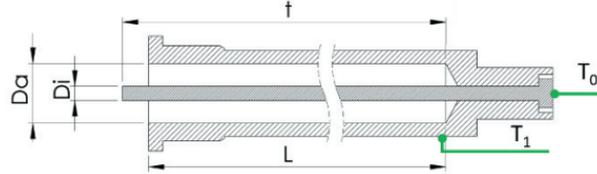


Figura 3.10. Risonatore di Bauer, Hauser e Haidn con *stem* [39]

Con, sempre in riferimento alla Figura 3.10, $Da/d = 1.25$ e $Di/d = 0.3$, indicando con d il diametro di uscita dell’ugello semplicemente convergente da cui proviene il getto che alimenta la cavità. Nel complesso, l’aggiunta dello stelo produce deboli miglioramenti nel riscaldamento raggiunto all’interno del dispositivo, senza però cambiare in modo drastico la dipendenza del funzionamento del risonatore dalla distanza dall’ugello a fissato NPR. Le temperature più alte sono ottenute quando il rapporto tra lunghezza dello stelo e lunghezza della cavità è pari a $t/L = 0.56$.

In generale, dunque, i miglioramenti introdotti da questa modifica non paiono particolarmente promettenti.

3.5 Moto di swirl introdotto a monte dell’ugello

Un altro disturbo che è possibile introdurre nel flusso che investe il risonatore, stavolta non nella forma di un componente fisico, è costituito dall’introduzione di un moto di swirl a monte dell’ugello. Il moto tangenziale aggiuntivo nel flusso può essere ottenuto tramite un componente analogo a quello rappresentato in Figura 3.11 e proposto da Bauer, Hauser e Haidn [39].

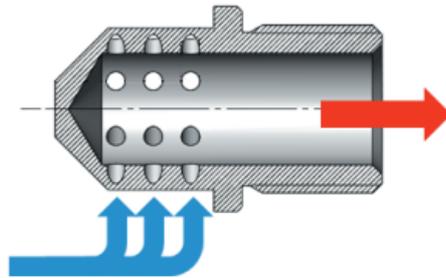


Figura 3.11. *Swirl generator* da inserire a monte dell’ugello [39]

Dalle osservazioni sperimentali di Bauer e colleghi si evince che in questo caso, nella fase di svuotamento della cavità, il flusso viene spinto molto più a monte; corrispondentemente, l'ampiezza delle oscillazioni di pressione risulta amplificata. L'approccio è dunque concettualmente simile a quello proposto da Brocher ed esposto nel paragrafo 3.3: per sostenere le oscillazioni è conveniente aiutare la cavità a svuotarsi.

L'aspetto negativo di questa soluzione, però, è il fatto che la velocità a cui avviene il riscaldamento risulta inferiore rispetto alla configurazione classica: ciò si verifica a causa del maggiore scambio di massa tra il flusso caldo all'interno della cavità e l'ambiente circostante.

3.6 Conclusioni sull'effetto dei disturbi

In conclusione, dall'analisi dei risultati disponibili in letteratura, risulta che i disturbi posti nel flusso che investe la cavità hanno effetti di diversa entità, talora contrastanti, come nel caso del filo posto trasversalmente rispetto alla direzione del getto (paragrafo 3.1). L'introduzione di uno stelo sull'asse del risonatore non sembra portare evidenti vantaggi, mentre l'inserimento di cunei, parallelepipedi e altre forme nella regione compresa tra ugello e cavità appare influenzare notevolmente il funzionamento del dispositivo. Il tipo di ostacolo che però desta maggiore interesse in vista di una applicazione a un accenditore per endoreattori è sicuramente la spina inserita all'interno dell'ugello (paragrafo 3.3), grazie alla stabilità che promette di ottenere nel funzionamento.

Allo scopo di verificare la comparsa di eventuali miglioramenti introdotti da questo componente nell'operatività del risonatore oggetto di studio nella presente tesi, nel capitolo successivo si conducono analisi CFD sulla nuova configurazione, confrontando i risultati con quelli che si ottengono in assenza del *needle*.

Capitolo 4

Cavità alimentata da ugello con spina: analisi CFD

In base alle considerazioni effettuate nel paragrafo 3.6, nel presente capitolo si conducono analisi CFD allo scopo di valutare la presenza di eventuali effetti benefici nel funzionamento del risonatore oggetto di studio in seguito all'aggiunta di una spina sull'asse dell'ugello che alimenta la cavità. Le geometrie e le griglie di calcolo sono generate tramite l'utilizzo del software Gmsh [40]; le simulazioni numeriche sono effettuate tramite un codice di ricerca [3] eseguito sul cluster LEGION del Politecnico di Torino. I risultati vengono poi visualizzati per mezzo del software VisIt.

4.1 Modello fisico

Il codice di ricerca implementa le equazioni di Navier-Stokes mediate alla Reynolds (*RANS: Reynolds-averaged Navier–Stokes equations*) nel caso di flusso comprimibile; il modello di turbolenza utilizzato è quello di Spalart-Allmaras. Per la parete metallica della cavità viene posta una condizione di irraggiamento, assumendo che lo spessore della parete sia ridotto e, dunque, la temperatura non cambi in maniera significativa attraverso di esso. Ulteriori dettagli sono disponibili in [3].

4.2 Dominio di calcolo

Dal momento che nel problema in esame il campo di moto è assialsimmetrico, è possibile risolvere numericamente le equazioni della fluidodinamica in un dominio bidimensionale, imponendo la condizione di simmetria sul suo asse.

In Figura 4.1 è mostrato il dominio di calcolo per il risonatore nel caso della configurazione classica; la sezione d'uscita dell'ugello semplicemente convergente è rappresentata

con raggio unitario e tutte le altre dimensioni sono riscalate rispetto ad essa, in modo da mantenere le proporzioni del risonatore come in Figura 2.3. La sezione di ingresso del dominio è localizzata a monte dell'ugello, mentre quella di uscita si trova oltre l'imboccatura del risonatore, al di sopra della cavità; in corrispondenza delle pareti solide sono tracciate linee che delimitano l'estensione della porzione di griglia deputata a discretizzare lo strato limite. Il dominio viene troncato superiormente sufficientemente lontano dall'asse di simmetria, in modo da poter identificare tutti i fenomeni fluidodinamici che si verificano nella regione compresa tra ugello e risonatore.

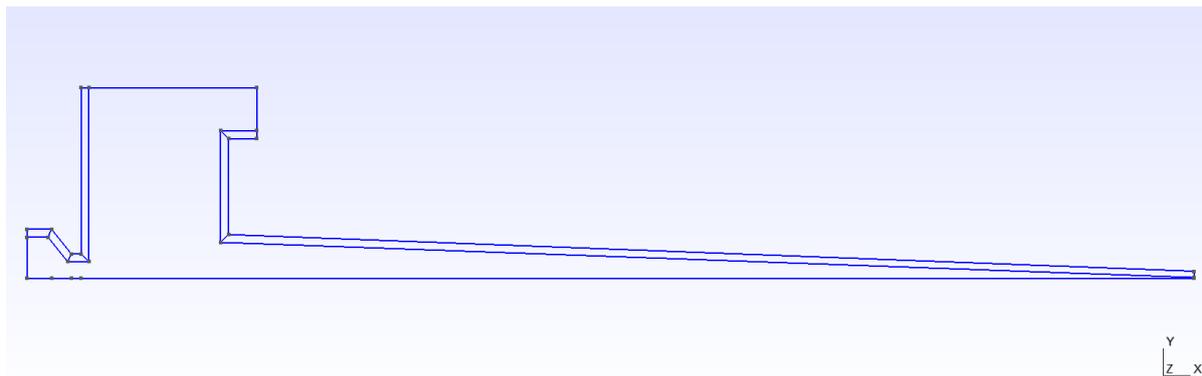


Figura 4.1. Dominio di calcolo per il risonatore nella configurazione classica

La medesima geometria viene poi modificata per costruire il dominio di calcolo per il risonatore con l'aggiunta della spina all'interno dell'ugello; le proporzioni del *needle* sono scelte in riferimento al dispositivo studiato da Brocher e Ardisson e rappresentato in Figura 3.7.

Il risultato ottenuto è mostrato in Figura 4.2; in Figura 4.3 è visibile il dettaglio della geometria del *needle*.

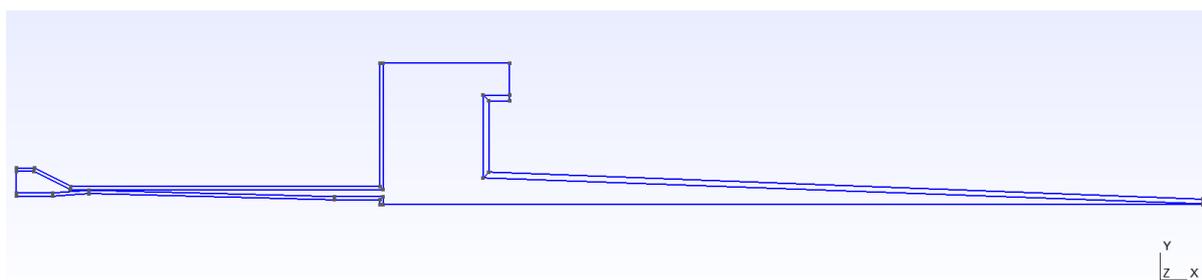


Figura 4.2. Dominio di calcolo per il risonatore con *needle*

La presenza della spina riduce l'area di gola dell'ugello, che ora non risulta più un cerchio di raggio unitario, bensì una corona circolare di raggio esterno pari a 1 e raggio interno pari a 0.6 (ovvero l'area è diminuita del 36% rispetto alla configurazione classica): ciò implica che anche la portata sarà ridotta della medesima quantità.

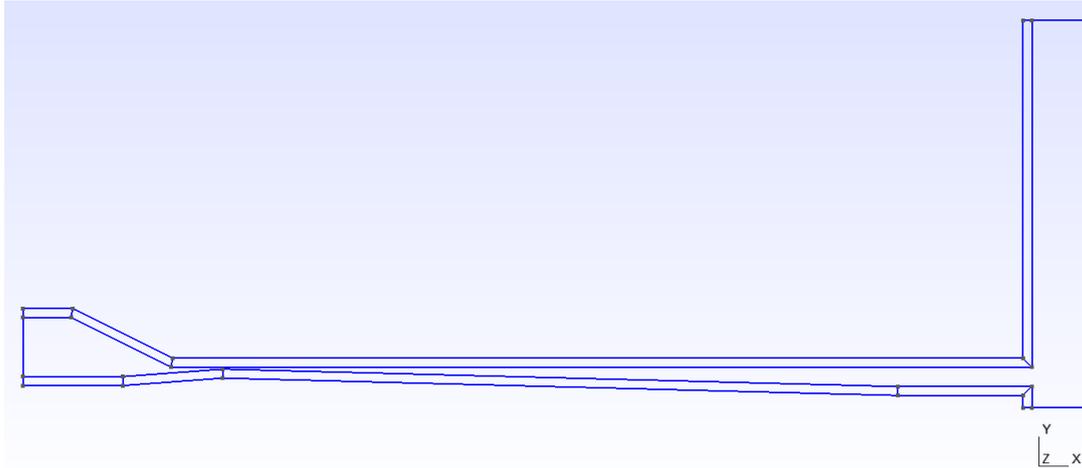


Figura 4.3. Dettaglio della geometria del *needle*

Definito il dominio nelle modalità sopra esposte, per poter risolvere numericamente le equazioni è necessario suddividerlo in elementi geometrici più semplici, come triangoli o quadrilateri: occorre, cioè, generare una griglia di calcolo.

4.3 Griglia

In generale, le griglie di calcolo possono essere di due tipi: *strutturate* e *non strutturate*. Le griglie strutturate presentano il vantaggio che i vertici degli elementi possono essere univocamente definiti tramite l'utilizzo di opportuni indici; al contrario, le griglie non strutturate richiedono l'utilizzo di una matrice di connettività per associare ogni elemento della griglia ai propri vertici. Grazie a questa peculiarità, solitamente un codice che utilizza una griglia strutturata, a parità di elementi, risulta maggiormente efficiente in quanto a memoria e tempi di calcolo rispetto a un algoritmo corrispondente che sfrutta una griglia non strutturata [41]; quest'ultima, però, presenta il vantaggio di essere maggiormente adattabile a domini di forma complessa e può essere raffinata localmente con facilità. Per domini come quelli rappresentati nelle Figure 4.1 e 4.2, dove la mesh deve soddisfare requisiti differenti all'interno e all'esterno dello strato limite (come sarà chiarito nel seguito), appare particolarmente conveniente una tipologia di griglia che abbinare regioni in cui essa è strutturata ad altra in cui è non strutturata, e che perciò viene definita *ibrida*.

Inoltre, dal momento che la qualità della mesh generata incide in maniera importante sull'accuratezza dei risultati della simulazione [41], occorre seguire alcune norme di buona pratica nella sua creazione. Nel dettaglio, uno dei requisiti più importanti da soddisfare è quello di *smoothness*: le dimensioni di celle adiacenti non devono variare in maniera improvvisa, bensì in modo graduale e continuo in tutte le direzioni. La singola cella, inoltre, deve essere distorta il meno possibile; questa caratteristica può essere misurata tramite i seguenti parametri:

- *aspect ratio*: è il rapporto tra le due dimensioni che caratterizzano la cella e deve, in generale, essere prossimo all'unità laddove non ci sia una direzione preferenziale in cui si manifestino i gradienti delle grandezze fluidodinamiche, mentre è accettabile utilizzare celle molto allungate (con *aspect ratio* elevato) nello strato limite, dove i gradienti in direzione normale alla parete sono più importanti rispetto a quelli lungo la parete;
- *skewness*: è la misura dell'angolo tra due lati adiacenti della cella e, nel caso di celle di forma quadrangolare, si deve avvicinare il più possibile a 90° .

In definitiva dunque, in base a tutte le considerazioni finora effettuate, la geometria complessa delle Figure 4.1 e 4.2 impone l'utilizzo di una griglia non strutturata per tassellare il dominio di calcolo; tuttavia, nello strato limite, dove il flusso, per via della condizione di tangenza a parete, è pressochè unidimensionale, ha senso scegliere una mesh strutturata, che ha il pregio di essere molto regolare e richiede minore sforzo computazionale. Inoltre, come anticipato, nella medesima regione è possibile utilizzare celle caratterizzate da un alto valore di *aspect ratio*, permettendo, a parità di numero di celle in direzione normale alla parete, di ridurre il numero in direzione tangenziale, dove la griglia può essere meno fitta. La dimensione ortogonale alla parete della prima cella è scelta stimando il parametro adimensionale y^+ che caratterizza lo strato limite turbolento [42] (ad esempio, per poter risolvere il sottostato viscoso serve $y^+ < 5$) ed è data dalla formula:

$$y = \frac{y_+ \nu}{u_\tau} \quad (4.1)$$

Dove ν è la viscosità cinematica del flusso e u_τ è definita nel modo seguente:

$$u_\tau = U \sqrt{\frac{C_f}{2}} \quad (4.2)$$

Con U velocità del flusso al di fuori dello strato limite e C_f coefficiente d'attrito, stimabile in funzione del numero di Reynolds. Queste considerazioni, strettamente connesse al modello di turbolenza utilizzato, sono state oggetto di un precedente studio [3].

Ottenuta la dimensione della prima cella, è possibile farla aumentare man mano che ci si allontana dalla parete (nella fattispecie, si utilizza un fattore di crescita pari a 1.08 per evitare brusche variazioni), finchè la cella diventa isotropa: a questo punto si fa terminare la porzione di griglia strutturata ed inizia quella non strutturata.

Questa transizione è mostrata in Figura 4.4. Inoltre, la particolare regolarità della porzione di mesh non strutturata in Figura 4.4 è ottenuta sfruttando l'algoritmo di Gmsh per la generazione di griglia che prende il nome di Frontal-Delaunay for Quads; questa discretizzazione, infatti, presenta una struttura che, in certe regioni, si avvicina quasi a quella di una mesh strutturata (Figura 4.5).

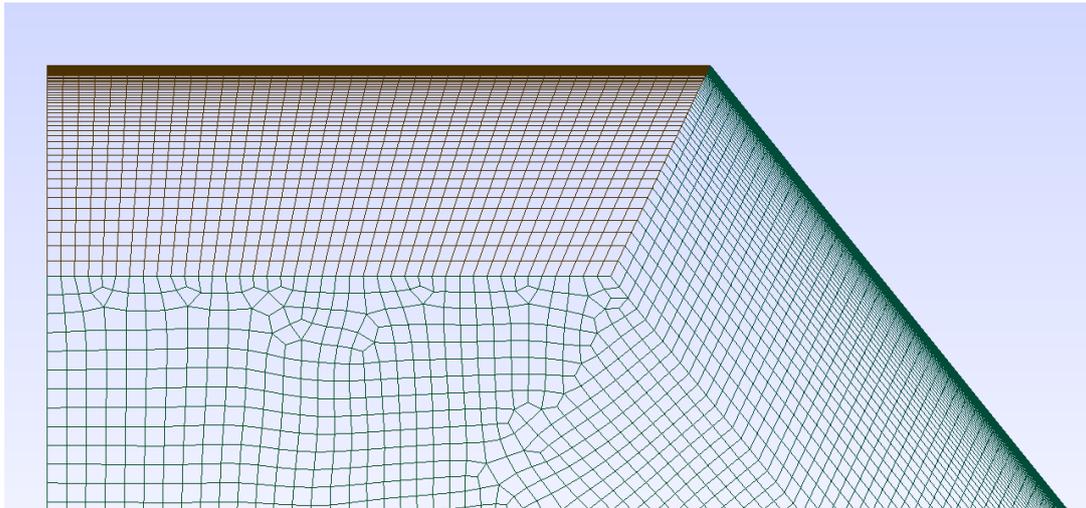


Figura 4.4. Dettaglio della transizione da griglia non strutturata a strutturata

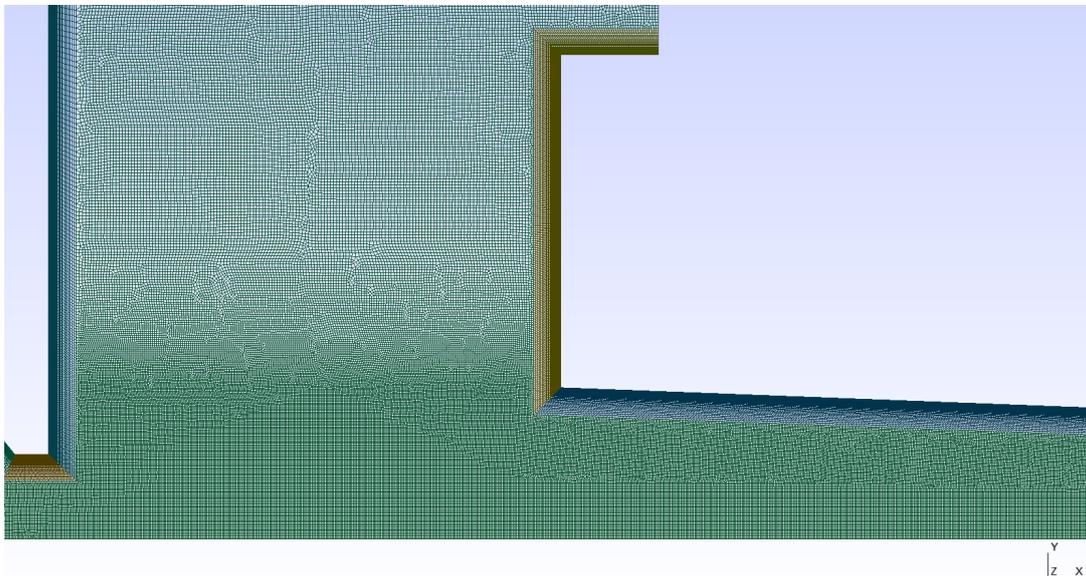


Figura 4.5. Griglia ottenuta con l'algoritmo di Gmsh Frontal-Delaunay for Quads

Dall'analisi di Figura 4.5 è inoltre possibile notare che la griglia costruita risulta più fitta in prossimità dell'asse del risonatore, dal momento che in questa regione si verificano i fenomeni fluidodinamici di maggiore interesse per il funzionamento della cavità; questo comportamento è ottenuto definendo in Gmsh un campo (*Field*) in cui le celle abbiano una dimensione diversa a seconda del fatto che si trovino al di sopra o al di sotto di una distanza di soglia (*Threshold*) rispetto a un elemento attrattore (nel caso oggetto di studio, l'asse del dispositivo).

Transizioni un po' più brusche tra griglia strutturata e non strutturata rispetto al caso di Figura 4.4 si verificano, invece, in presenza della spina all'interno dell'ugello, a causa del ridotto spazio disponibile in cui inserire gli strati limite: questi ultimi infatti, in questo caso, vengono inevitabilmente interrotti un po' prima che le celle diventino isotrope, come mostrato in Figura 4.6:

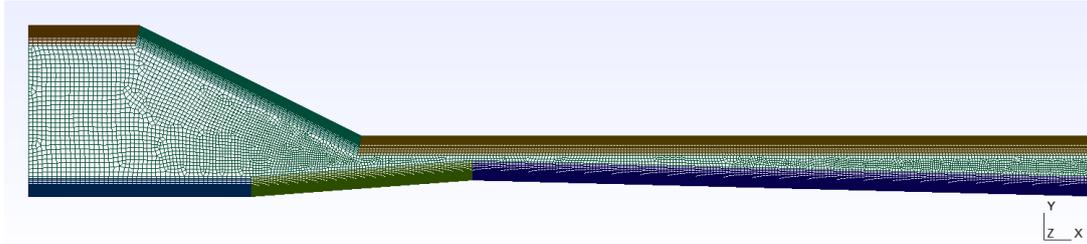


Figura 4.6. Griglia in presenza della spina all'interno dell'ugello

4.4 Simulazioni effettuate

Si riportano a questo punto i risultati delle simulazioni effettuate, le quali risultano utili sia, nel caso della configurazione classica del risonatore, per analizzare le somiglianze e le discrepanze tra le soluzioni numeriche e i risultati sperimentali del Capitolo 2, sia per valutare gli eventuali effetti benefici (descritti nel Capitolo 3) dati dalla presenza della spina all'interno dell'ugello.

La temperatura è rappresentata adimensionalizzata rispetto al valore di riferimento $T_{ref} = 300\text{ K}$ e il tempo rispetto al valore di riferimento $t_{ref} = L_{ref}/(\bar{R} \cdot T_{ref})^{1/2}$, con L_{ref} lunghezza di riferimento (presa pari al raggio della sezione d'uscita dell'ugello senza *needle*) e \bar{R} costante specifica del gas considerato (per l'aria secca pari a $287\text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \text{K}^{-1}$). Infine, la pressione è adimensionalizzata rispetto al valore di pressione totale del gas entrante nell'ugello.

4.4.1 Simulazione per $s/d=3.5$, $\text{NPR}=8$, senza *needle*

Si sceglie di effettuare una prima analisi per la configurazione classica nel caso in cui la distanza tra risonatore e ugello è pari a $s/d=3.5$, in quanto in corrispondenza di questa spaziatura (come riportato in Figura 2.9) si registrano le temperature più alte misurate sperimentalmente. In particolare, per la prima simulazione si imposta il valore di NPR a 8 (uno dei punti di funzionamento per cui si possiede il dato sulla temperatura misurata dalla termocoppia in laboratorio), in modo da poter confrontare i risultati numerici con quelli ottenuti tramite le prove sperimentali.

Tuttavia, ancor prima della conclusione del transitorio numerico, la temperatura in prossimità del fondo del risonatore appare nettamente superiore a quella misurata sperimentalmente (e visibile in Figura 2.7): dall'analisi di Figura 4.7 è possibile constatare la presenza di picchi che superano di oltre 6 volte il valore di riferimento (posto a 300 K), mentre la temperatura misurata in laboratorio ammonta a 822 K.

Per giustificare questa discrepanza si può ipotizzare che a valori così elevati di NPR si fornisce tanta energia al flusso che perdono di validità le ipotesi alla base del modello numerico, che prevede una chimica congelata. Si decide allora di effettuare le successive simulazioni a valori di Nozzle Pressure Ratio più bassi; poichè per $s/d=3.5$ non si dispone

di risultati sperimentali per NPR inferiore a 8, si sceglie di condurre le analisi CFD per $s/d=3$. Infatti, per questa distanza tra ugello e risonatore è stata verificata in laboratorio la presenza di riscaldamento nella cavità su un intervallo di NPR piuttosto ampio (come visibile in Figura 2.9).

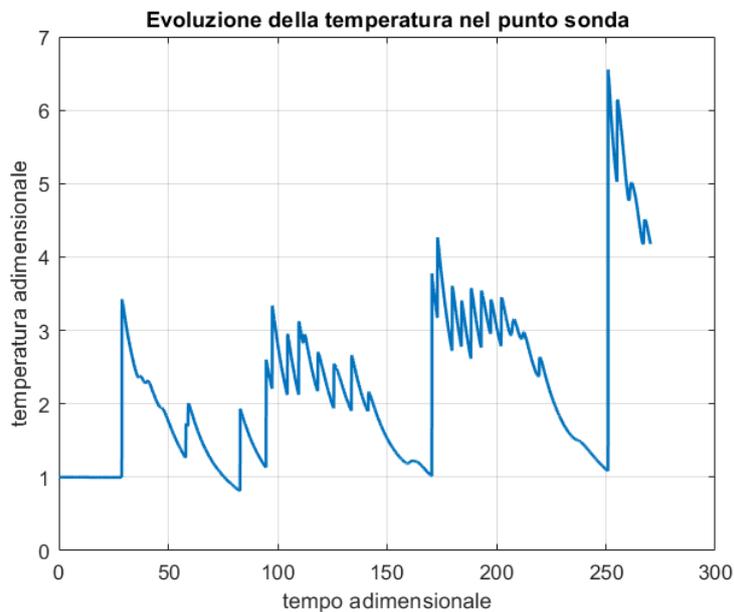


Figura 4.7. Transitorio numerico della simulazione per $s/d=3.5$, $NPR=8$

4.4.2 Simulazione per $s/d=3$, $NPR=6$, senza *needle*

Nelle Figure 4.8 e 4.9 è riportato l'andamento della temperatura e della pressione adimensionali nel punto sonda, in prossimità del fondo della cavità.

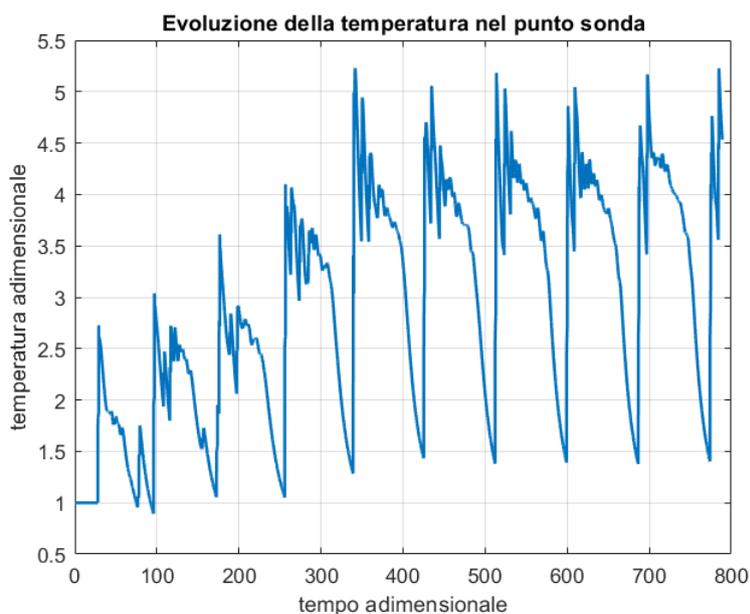


Figura 4.8. Temperatura nel punto sonda, $s/d=3$ e $NPR=6$, configurazione classica

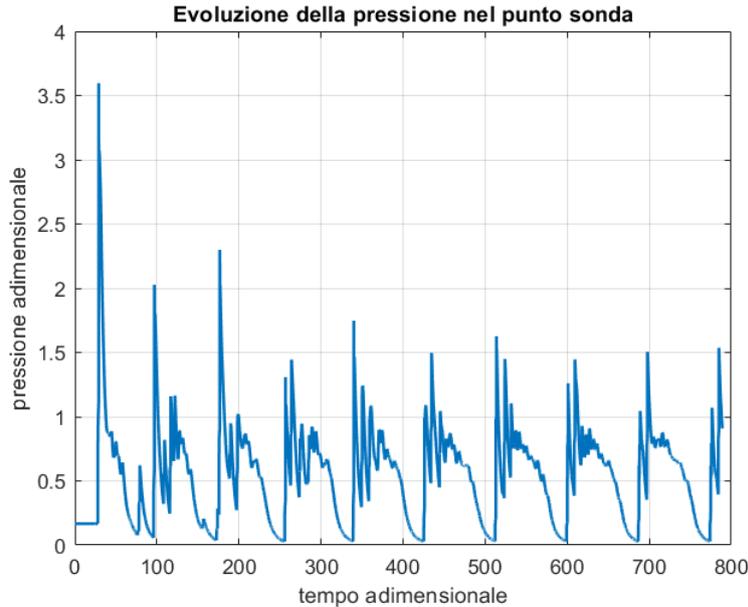


Figura 4.9. Pressione nel punto sonda, $s/d=3$ e $NPR=6$, configurazione classica

Il transitorio numerico appare concluso: temperatura e pressione nel punto sonda presentano oscillazioni piuttosto regolari. Considerando più periodi, si osserva che la temperatura media adimensionale si attesta intorno a 3.5128, quella massima intorno a 5.1836 e quella minima è pari a circa 1.3758. Questi valori corrispondono rispettivamente a 1053 K, 1555 K e 412 K. Se si tiene conto del fatto che l'analisi CFD calcola la temperatura oscillante del gas, mentre sperimentalmente si misura quella della superficie metallica del risonatore, che è caratterizzata da una certa inerzia termica, si conclude che, tra i risultati ottenuti numericamente, quello più significativo per effettuare un confronto è il valore di temperatura media. La temperatura del metallo misurata in laboratorio per $s/d=3$ e $NPR=6$ è pari a 744 K; la temperatura media del gas di 1053 K dunque si discosta da essa con un errore di circa il 41%. Occorre però ricordare che il metallo è molto conduttivo e, diversamente da quanto assunto per semplicità nel paragrafo 4.1, nel suo piccolo spessore ci possono essere grandi gradienti di temperatura tra la faccia a contatto col gas caldo e quella all'esterno; per di più, come anticipato nel Capitolo 2, anche la presenza del cappuccio per fissare la termocoppia influisce sulle temperature misurate in laboratorio. Grandi gradienti di temperatura sono, inoltre, presenti anche in direzione assiale, come già osservato durante le prove sperimentali: la punta del risonatore manifesta colorazioni che cambiano in pochi millimetri, passando da incandescente a non incandescente (Figura 2.2); in questo senso, dunque, una piccola differenza di posizionamento assiale tra la termocoppia utilizzata in laboratorio e la sonda numerica può portare a discrepanze nei risultati non trascurabili.

Il campo di moto associato a questi valori di s/d e NPR è mostrato nelle Figure 4.10 e 4.11, dove sono visibili i contour plot di Mach e pressione adimensionale (rappresentata in scala logaritmica) in un istante dell'oscillazione:

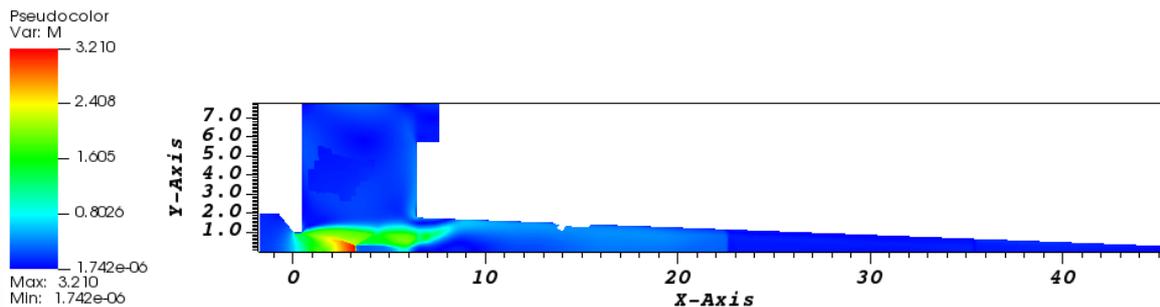


Figura 4.10. Mach per $s/d=3$, $NPR=6$, configurazione classica

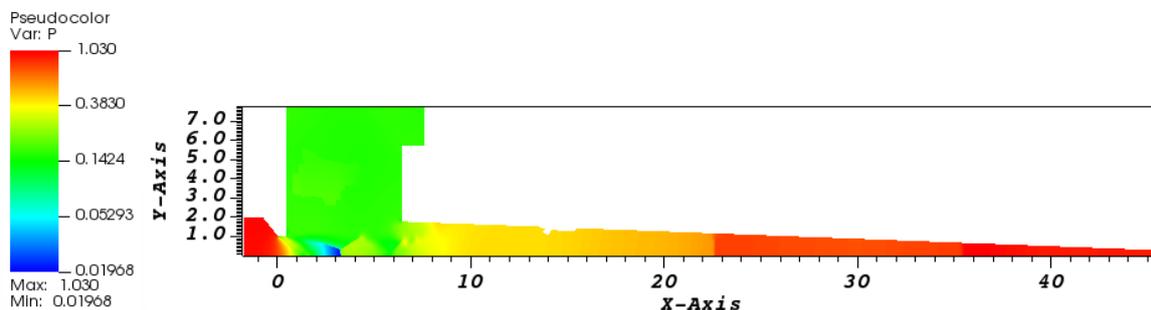


Figura 4.11. Pressione per $s/d=3$, $NPR=6$, configurazione classica

Nella Figura 4.10 si evidenzia la presenza di una regione supersonica in prossimità dell'asse del getto uscente dall'ugello, a valle della quale il flusso di colpo diventa subsonico a causa della presenza di un urto retto: si può dunque riconoscere la struttura del getto rappresentata in Figura 1.1. Inoltre, alla luce del valore di NPR , pari a 6, la presenza di una struttura del tipo *barrel shock* appare coerente con la classificazione di Sarohia e Back [10] descritta nel paragrafo 1.1. L'oscillazione del flusso, in questa istantanea del ciclo, coinvolge prevalentemente il gas presente vicino all'imboccatura del risonatore, mentre quello sul fondo della cavità appare pressochè a riposo. Inoltre, circa a metà della lunghezza del risonatore, come si vede dalla Figura 4.11, vi è una netta discontinuità nel valore di pressione adimensionale, che segnala la presenza di un urto nella cavità. Il campo fluidodinamico ottenuto porta a pensare, in base alle considerazioni dei paragrafi 1.5.2 e 1.5.3 (e vista anche l'assenza di un urto curvo e staccato di fronte al risonatore), che il funzionamento osservato corrisponda al Jet Regurgitant Mode.

Anche l'analisi dello spettro del segnale oscillatorio di temperatura e pressione delle Figure 4.8 e 4.9, mostrato in Figura 4.12, sembra avvalorare questa ipotesi, dal momento che si evidenzia un picco associato alla frequenza fondamentale del risonatore e altri picchi di ampiezza minore corrispondenti alle armoniche superiori.

Si procede a questo punto a un'analisi del campo fluidodinamico nel caso dei medesimi valori di s/d e NPR , ma stavolta con l'inserimento della spina sull'asse dell'ugello.

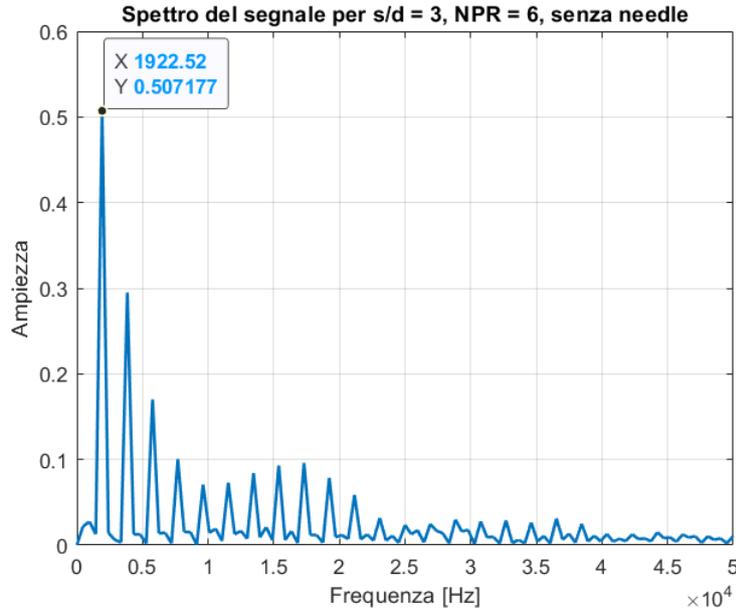


Figura 4.12. Spettro del segnale delle Figure 4.8 e 4.9

4.4.3 Simulazione per $s/d=3$, $NPR=6$, con *needle*

Il campo di moto ottenuto in questa nuova simulazione è mostrato nelle Figure 4.13 e 4.14, in cui, ancora una volta, è rappresentata un'istantanea del fenomeno oscillatorio:

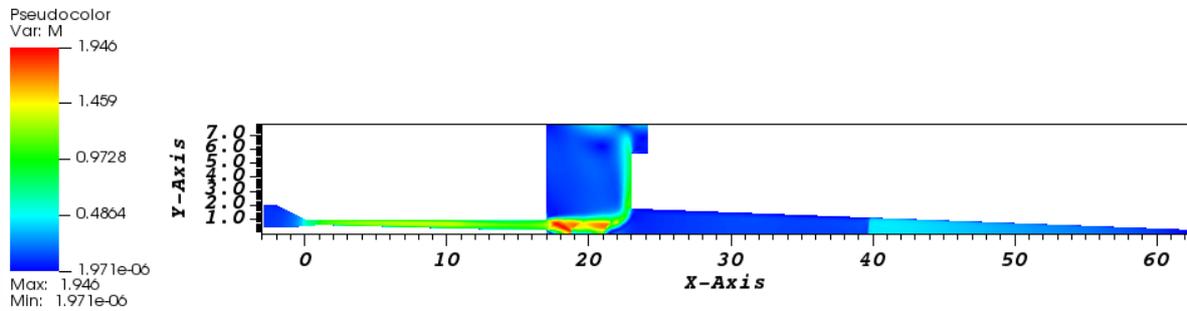


Figura 4.13. Mach per $s/d=3$, $NPR=6$, con *needle*

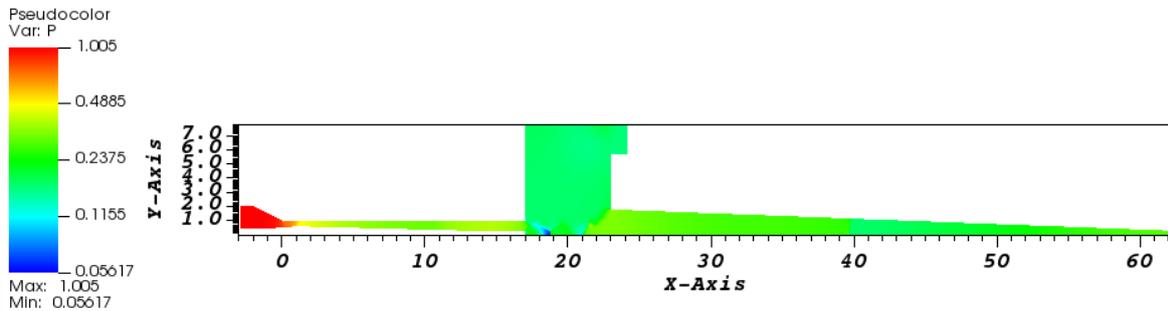


Figura 4.14. Pressione per $s/d=3$, $NPR=6$, con *needle*

Il campo appare differente rispetto al caso in cui la spina è assente: questa volta sembra visibile più di una cella del getto sottoespanso; inoltre, nella fase dell'oscillazione qui rappresentata, il flusso del getto non appare penetrare all'interno dell'ugello.

Osservando poi l'andamento di temperatura e pressione (Figure 4.15 e 4.16) nel punto sonda, localizzato sempre in prossimità del fondo della cavità, si rilevano, alla fine del transitorio numerico, oscillazioni analoghe, in quanto a forma e periodo, a quelle ottenute nel caso della configurazione classica, il che farebbe pensare che il regime di funzionamento del dispositivo sia il medesimo osservato nel paragrafo 4.4.2.

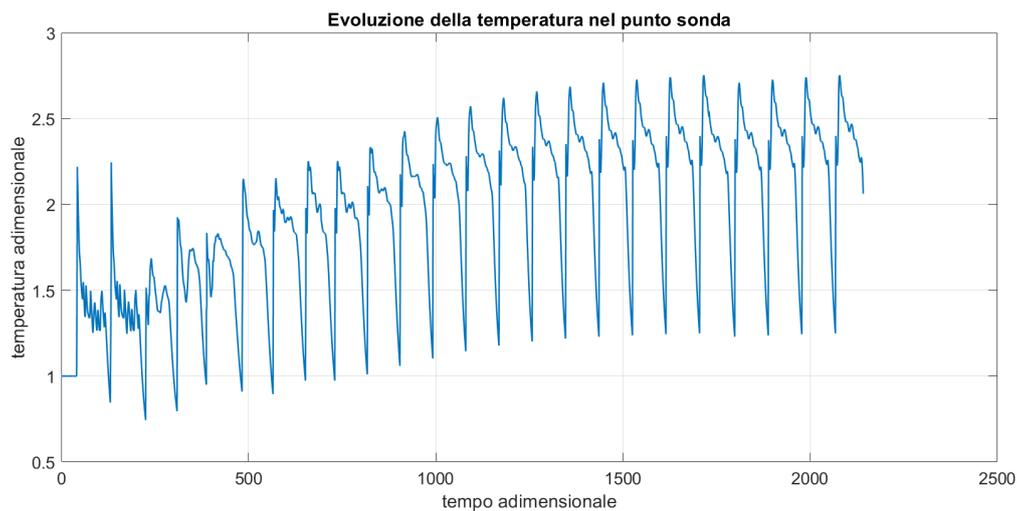


Figura 4.15. Temperatura nel punto sonda, $s/d=3$ e $NPR=6$, con *needle*

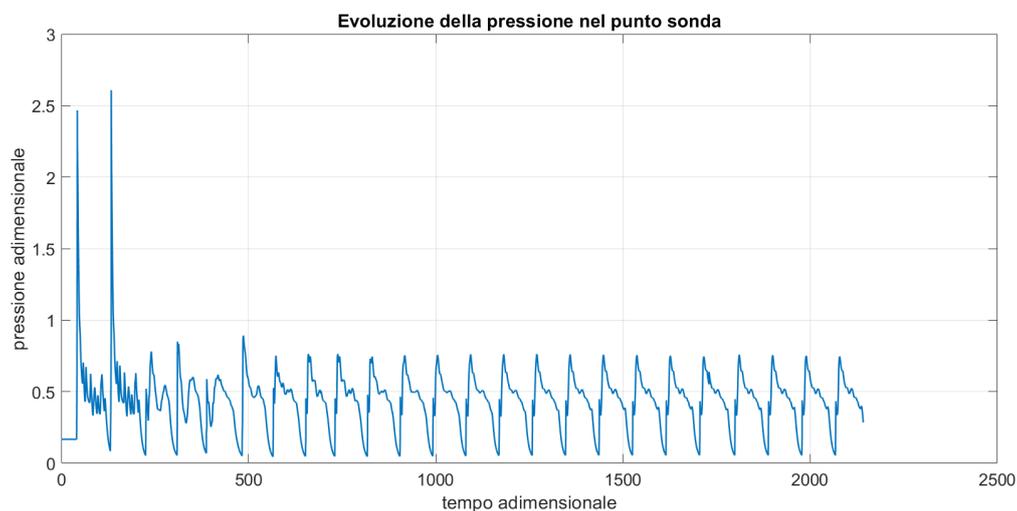


Figura 4.16. Pressione nel punto sonda, $s/d=3$ e $NPR=6$, con *needle*

Questa ipotesi è ulteriormente avallata dallo spettro del segnale oscillatorio rilevato nel punto sonda e mostrato in Figura 4.17: anche qui si rileva il solito picco in corrispondenza della fondamentale, seguito da quelli associati alle armoniche superiori.

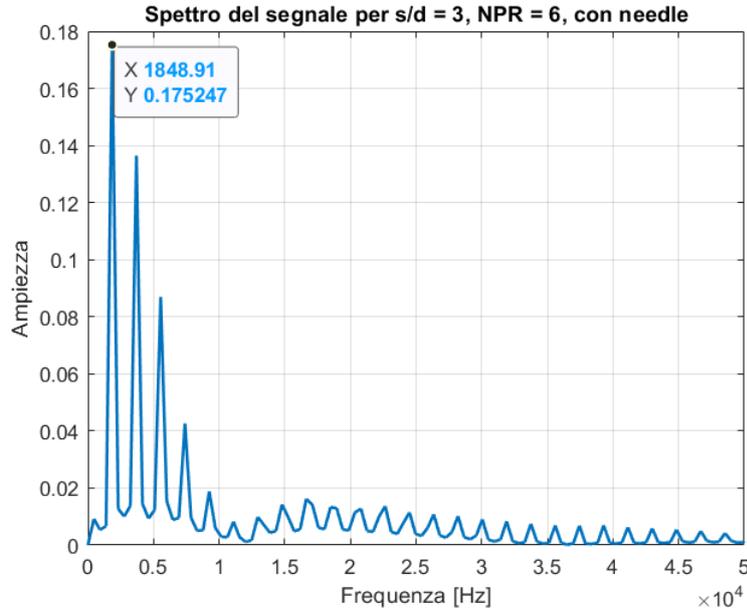


Figura 4.17. Spettro del segnale delle Figure 4.15 e 4.16

Tornando all'analisi delle Figure 4.15 e 4.16, la temperatura media adimensionale nel punto sonda si attesta intorno a 2.2525, quella massima intorno a 2.7533 e quella minima è circa pari a 1.2291. Questi valori corrispondono rispettivamente a 676 K, 826 K, 369 K. Se si confronta questo valore medio di temperatura con quello misurato nel caso senza *needle*, si osserva che vi è una riduzione di circa il 36%, sostanzialmente della stessa entità della diminuzione di area di passaggio (che, come anticipato nella sezione 4.2, nel modello di riferimento adimensionalizzato passa da un cerchio di raggio unitario a una corona circolare di raggio esterno unitario e raggio interno pari a 0.6).

Dunque, la conclusione che si trae dalle due simulazioni effettuate a $s/d=3$ e $NPR=6$ è che l'utilizzo della spina non appare conveniente perchè a fronte di una riduzione di portata si ha una diminuzione di temperatura di circa la stessa entità.

Tuttavia, come illustrato nel paragrafo 3.3, i vantaggi dovuti alla spina dovrebbero essere riscontrabili in una maggiore stabilità al variare della pressione: si decide allora di procedere a un'altra simulazione, sempre per $s/d=3$, ma stavolta con $NPR=5$, al fine di verificare se la presenza della spina permetta di evitare il crollo di temperatura misurato sperimentalmente in corrispondenza di questo valore di Nozzle Pressure Ratio e visibile in Figura 2.6. Se ciò accadesse, infatti, l'aggiunta della spina permetterebbe un miglioramento delle prestazioni del dispositivo. I risultati di questa analisi vengono esposti nel paragrafo successivo.

4.4.4 Simulazione per $s/d=3$, $NPR=5$, con *needle*

Osservando i contour plot di mach e pressione (sempre riferiti a un istante dell'oscillazione) ottenuti abbassando a 5 il valore di Nozzle Pressure Ratio, si nota una sostanziale

somiglianza nei campi di moto rispetto al caso del paragrafo precedente a NPR=6, come visibile dalle Figure 4.18 e 4.19:

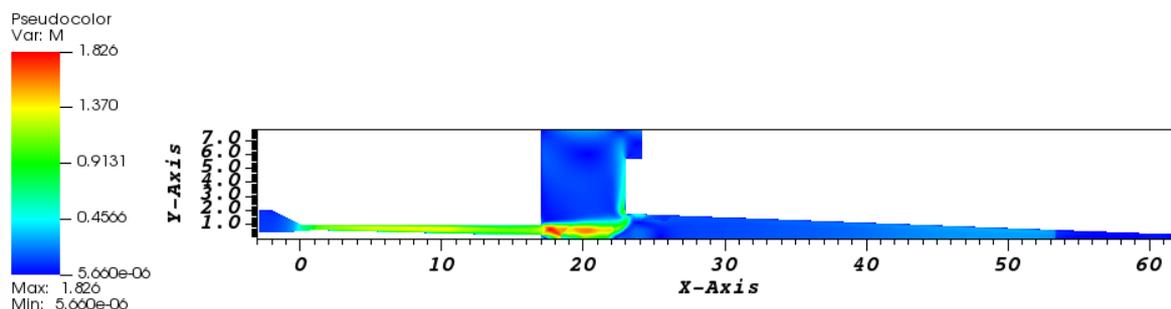


Figura 4.18. Mach per $s/d=3$, NPR=5, con *needle*

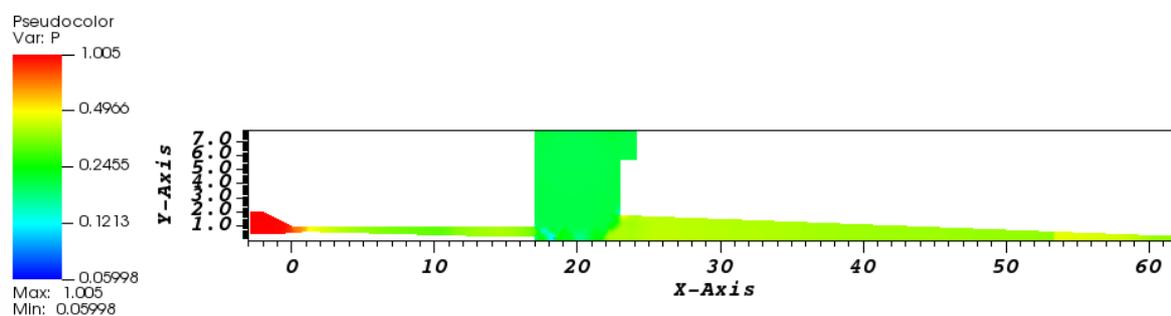


Figura 4.19. Pressione per $s/d=3$, NPR=5, con *needle*

Nelle Figure 4.20 e 4.21 sono invece riportati gli andamenti di temperatura e pressione in corrispondenza della sonda numerica; anche in questo caso, dopo un iniziale transitorio, si osservano oscillazioni all'incirca periodiche.

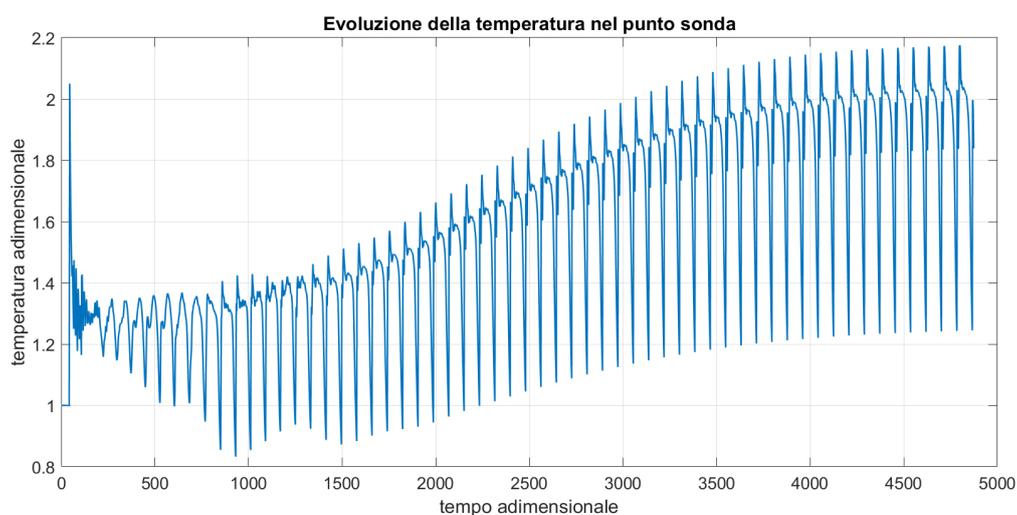


Figura 4.20. Temperatura nel punto sonda, $s/d=3$ e NPR=5, con *needle*

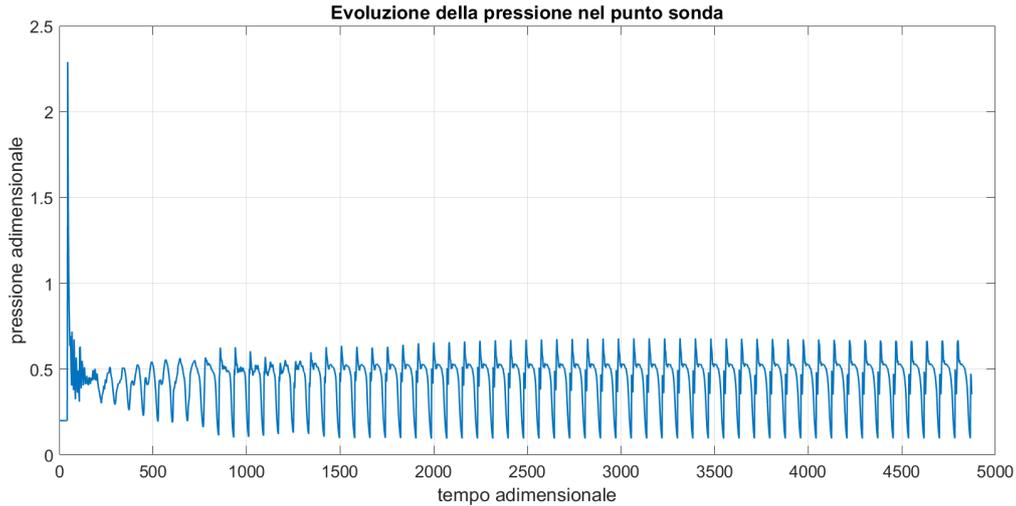


Figura 4.21. Pressione nel punto sonda, $s/d=3$ e $NPR=5$, con *needle*

Lo spettro di questi segnali oscillatori nel punto sonda (Figura 4.22) presenta, ancora una volta, una forma simile a quelli mostrati nelle Figure 4.12 e 4.17; ciò porta nuovamente a concludere che la cavità si trovi ad operare nel medesimo regime di funzionamento.

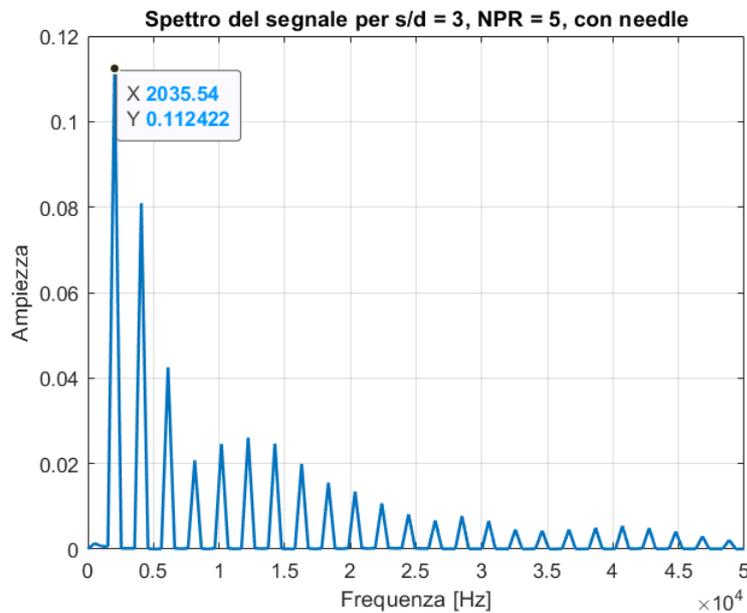


Figura 4.22. Spettro del segnale delle Figure 4.20 e 4.21

Dall'analisi delle Figure 4.20 e 4.21, si rileva un valore medio di temperatura adimensionale di circa 1.9118, un valore massimo di 2.1748 e uno minimo di 1.2379. Confrontando questo valore medio con quello ottenuto sempre con la spina nel caso a $NPR=6$, si riscontra una diminuzione di temperatura di circa il 15%; tuttavia, sperimentalmente (Figura 2.6), nel caso senza spina, passando da $NPR=6$ a $NPR=5$ si rileva un crollo di temperatura di oltre il 30% (si passa infatti da 744 K a 520 K).

Queste analisi numeriche sembrerebbero dunque confermare la capacità della spina di ren-

dere la temperatura più stabile al variare della pressione, come descritto nella sezione 3.3. Si decide allora, come ulteriore verifica, di completare l'analisi a NPR=5 eseguendo una simulazione nelle stesse condizioni per la configurazione classica, per verificare se anche i risultati numerici confermano le migliori prestazioni per il risonatore con *needle*.

4.4.5 Simulazione per $s/d=3$, NPR=5, senza *needle*

I risultati numerici ottenuti nel caso della configurazione classica per $s/d=3$ e NPR=5 appaiono però in contrasto con quanto ottenuto sperimentalmente: se i dati rilevati in laboratorio evidenziano un crollo nelle temperature ottenute (come riportato in Figura 2.6), l'andamento della temperatura restituito dall'analisi CFD (e visibile in Figura 4.23) mostra una tendenza opposta, con un riscaldamento non trascurabile.

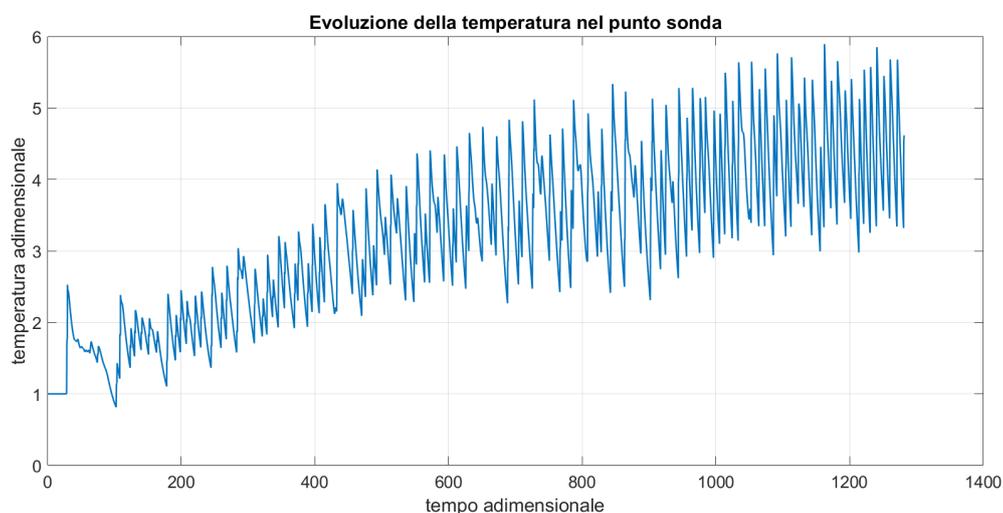


Figura 4.23. Temperatura nel punto sonda, $s/d=3$ e NPR=5, configurazione classica

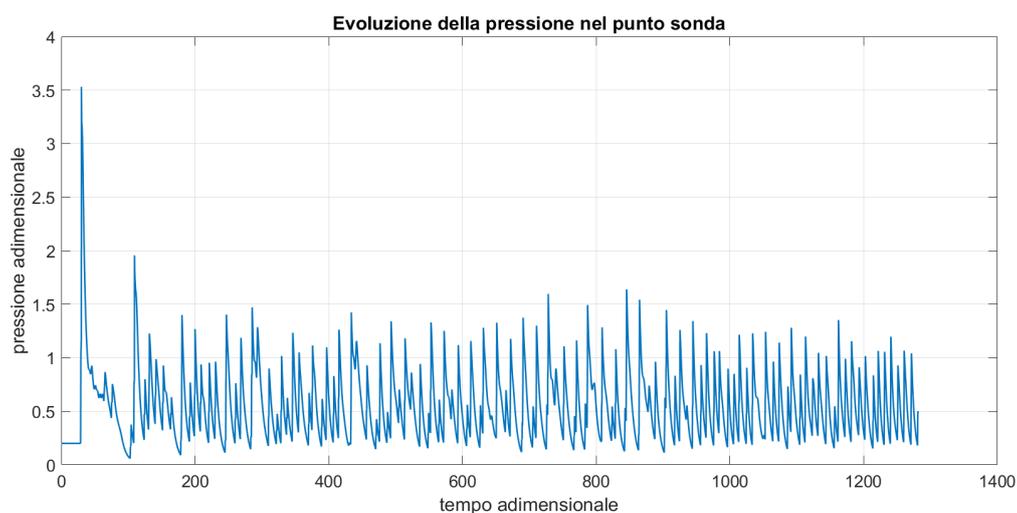


Figura 4.24. Pressione nel punto sonda, $s/d=3$ e NPR=5, configurazione classica

Addirittura, considerando le oscillazioni successive al transitorio numerico, si osserva un valore di temperatura media adimensionale superiore a 4 (corrispondente a 1200 K), dunque maggiore rispetto a quella ottenuta dalla simulazione per $s/d=3$ e $NPR=6$, in controtendenza rispetto ai valori ottenuti in laboratorio. Inoltre, come visibile anche dall'andamento della pressione (Figura 4.24), la forma delle oscillazioni appare profondamente diversa rispetto a quella riscontrata nei paragrafi precedenti: si osserva infatti una minore regolarità e una frequenza più elevata.

Ciò appare ancor più evidente osservando lo spettro dei segnali di temperatura e pressione rilevati nel punto sonda (Figura 4.25): non si manifesta più una serie di armoniche di ampiezza decrescente al crescere della frequenza, bensì una distribuzione molto meno regolare, caratterizzata da un picco a una frequenza superiore a quella registrata nei casi precedenti.

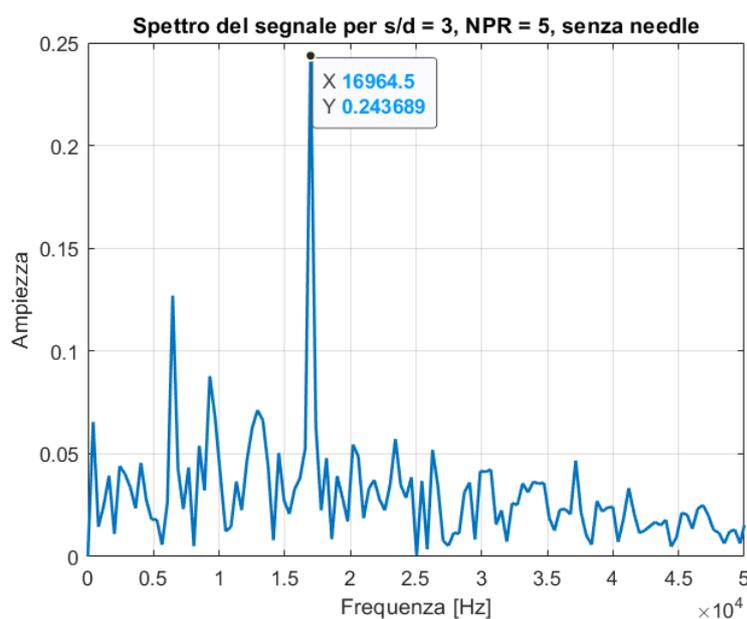


Figura 4.25. Spettro del segnale delle Figure 4.23 e 4.24

Anche l'analisi del campo di moto permette di notare differenze rispetto a quello delle Figure 4.10 e 4.11: i contour plot ottenuti per mach e pressione in un'istantanea dell'oscillazione sono mostrati nelle Figure 4.26 e 4.27. Diversamente al caso a $NPR=6$, si evidenzia la presenza non più di una sola discontinuità nel campo di pressione, ma di tante, ad indicare la presenza di diverse onde di compressione che viaggiano nella cavità. Inoltre, si segnala anche una discontinuità più netta in prossimità dell'ingresso della cavità, che pare suggerire la presenza di un urto in questa regione.

In definitiva, l'incremento di temperatura ottenuto dalla simulazione CFD sembra indicare la presenza del fenomeno di risonanza, a frequenze tuttavia maggiori rispetto a quelle osservate nei casi precedenti; questo fatto, unitamente al particolare campo fluidodinamico sopra discusso, farebbe pensare che il regime di funzionamento della cavità in queste condizioni sia il Jet Screech Mode. Se questa ipotesi fosse corretta, si potrebbe

concludere che l’inserimento della spina nell’ugello favorisce l’instaurarsi del Jet Regurgitant Mode (dal momento che le oscillazioni delle Figure 4.20 e 4.21 appaiono invece regolari e a minor frequenza); ciò sarebbe inoltre in accordo con l’ipotesi, formulata da Brocher e colleghi [37] e descritta nel paragrafo 3.3, secondo cui l’aggiunta di un cilindro sottile sull’asse del getto aiuta lo svuotamento della cavità. Questo svuotamento, come illustrato nei paragrafi 1.5.2 e 1.5.3, è caratteristico del Jet Regurgitant Mode, mentre nel Jet Screech Mode risulta di entità molto più contenuta.

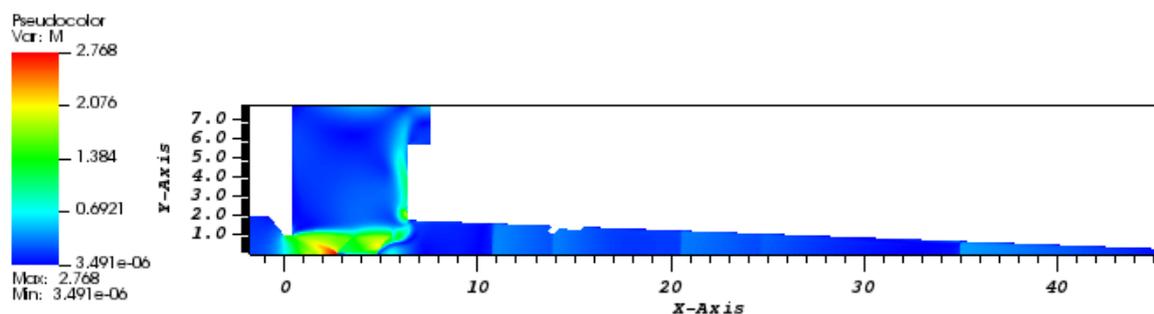


Figura 4.26. Mach per $s/d=3$, $NPR=5$, configurazione classica

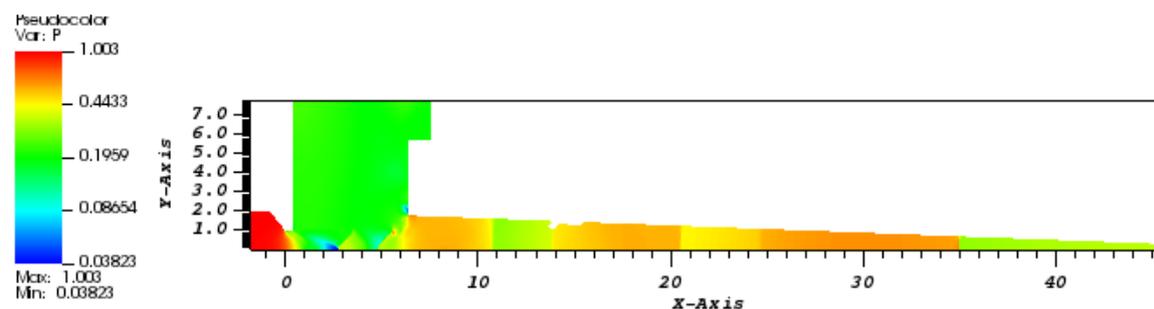


Figura 4.27. Pressione per $s/d=3$, $NPR=5$, configurazione classica

Resta però poco chiaro il motivo per cui sperimentalmente questo riscaldamento a $NPR=5$ non sia stato rilevato. Si può ipotizzare che il fenomeno scompaia modificando di poco i valori di s/d e Nozzle Pressure Ratio, vista la forte dipendenza del funzionamento del risonatore dalla posizione rispetto alle zone di instabilità del getto sottoespanso; senza dubbio vi è un certo grado di incertezza sugli effettivi valori di NPR delle misure sperimentali, che potrebbero essere di poco diversi da quelli della presente simulazione, rendendo il fenomeno non identificabile in laboratorio. Per confermare questa ipotesi (e, di conseguenza, l’ipotesi sul diverso regime di funzionamento della cavità in queste condizioni) occorrerebbe condurre ulteriori analisi dal punto di vista sperimentale. Per il momento, però, per concludere gli studi numerici, si effettuano ulteriori simulazioni a $NPR=4$ (valore per il quale non si dispone di dati dai test in laboratorio), cercando ulteriori prove sull’utilità della spina.

4.4.6 Simulazione per $s/d=3$, $NPR=4$, senza *needle*

Si effettua dunque un'analisi CFD a $s/d=3$ nella configurazione classica, abbassando però ulteriormente il Nozzle Pressure Ratio a 4; gli andamenti ottenuti per temperatura e pressione nel punto sonda sono riportati nelle Figure 4.28 e 4.29:

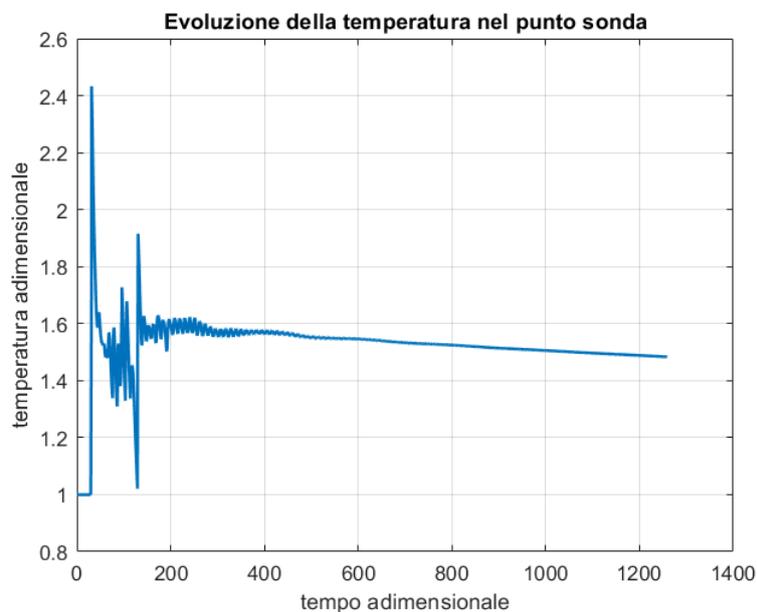


Figura 4.28. Temperatura nel punto sonda, $s/d=3$ e $NPR=4$, configurazione classica

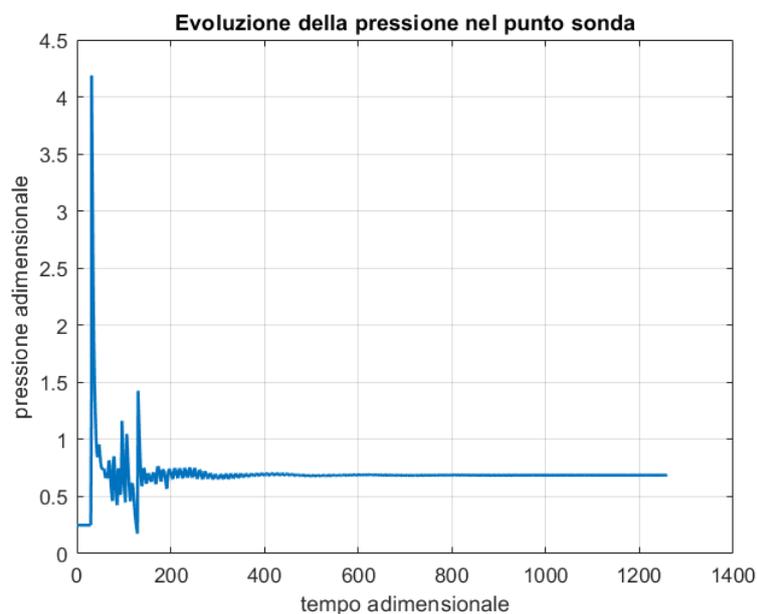


Figura 4.29. Pressione nel punto sonda, $s/d=3$ e $NPR=4$, configurazione classica

Come desumibile dalle Figure sopra riportate, in corrispondenza di questi valori di s/d e NPR , per la cavità con la configurazione classica, non si manifestano oscillazioni: la pressione appare pressochè piatta e la temperatura decrescente. Si conclude dunque che in queste condizioni non si manifesta il fenomeno della risonanza. Anche il campo di

moto risulta modificato: in particolare, dal contour plot della pressione di Figura 4.31 non appare presente nessun urto all'interno della cavità (diversamente da quanto si nota in Figura 4.11).

Ciò spiega l'assenza di riscaldamento all'interno della cavità osservato in Figura 4.28, dal momento che le dissipazioni dovute alle onde d'urto sono uno dei principali meccanismi responsabili dell'innalzamento della temperatura nel dispositivo, come descritto nei paragrafi 1.5.2 e 1.5.3.

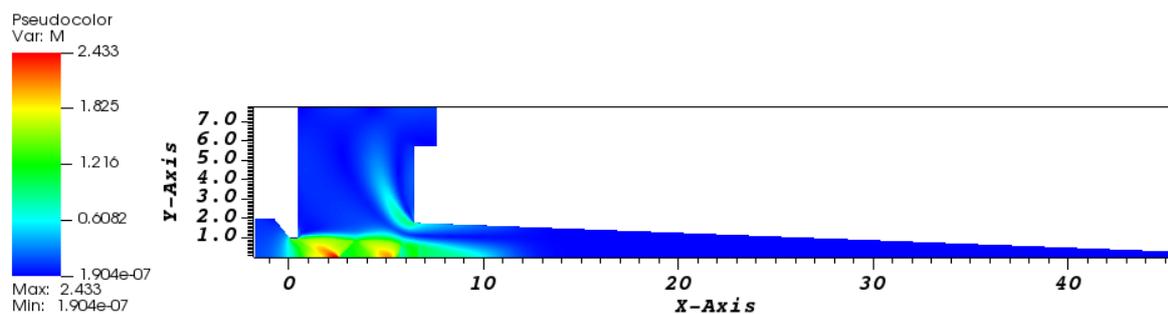


Figura 4.30. Mach per $s/d=3$, $NPR=4$, configurazione classica

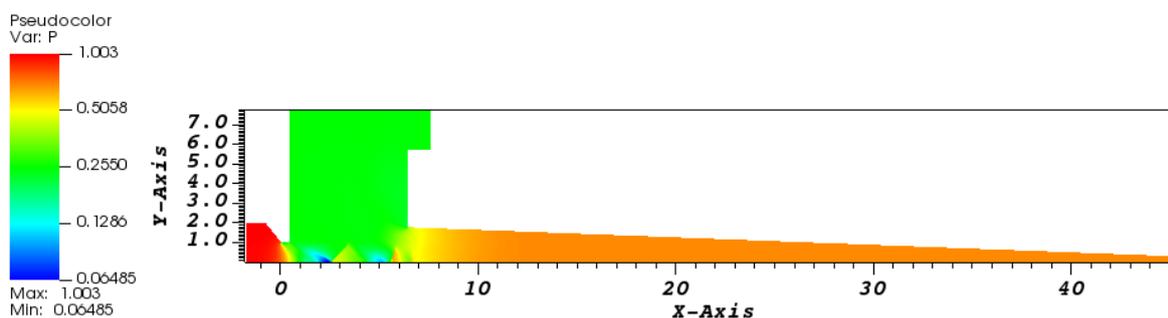


Figura 4.31. Pressione per $s/d=3$, $NPR=4$, configurazione classica

4.4.7 Simulazione per $s/d=3$, $NPR=4$, con *needle*

Se invece si analizza il funzionamento della cavità coi medesimi valori di s/d e NPR , ma stavolta con l'inserimento della spina all'interno dell'ugello, si ottengono, nel punto dove è localizzata la sonda numerica, gli andamenti di temperatura e pressione mostrati nelle Figure 4.32 e 4.33.

Dal confronto con i risultati del paragrafo precedente, si osserva che anche in questo caso non si manifestano oscillazioni di pressione e la temperatura appare decrescente: si conclude dunque che, nel caso in cui il Nozzle Pressure Ratio venga posto pari a 4, per $s/d=3$, l'aggiunta della spina non provoca nè vantaggi nè svantaggi nel funzionamento del dispositivo.

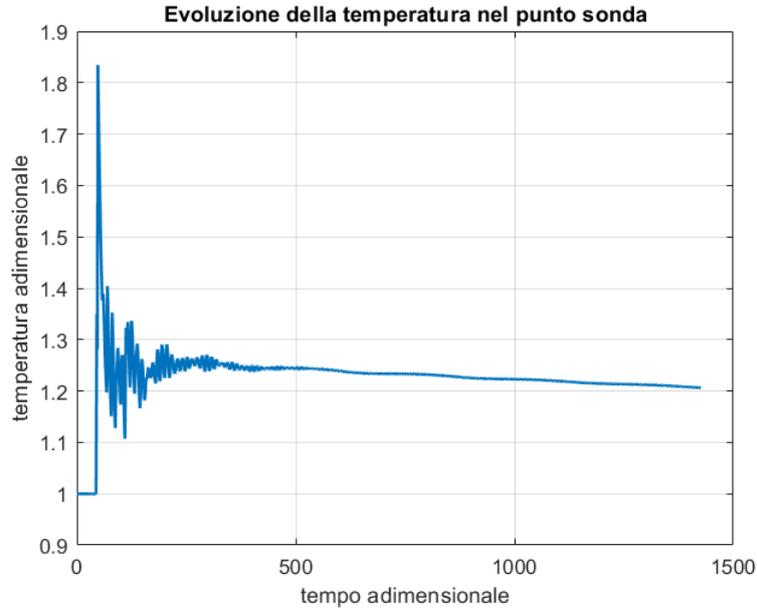


Figura 4.32. Temperatura nel punto sonda, $s/d=3$ e $NPR=4$, con *needle*

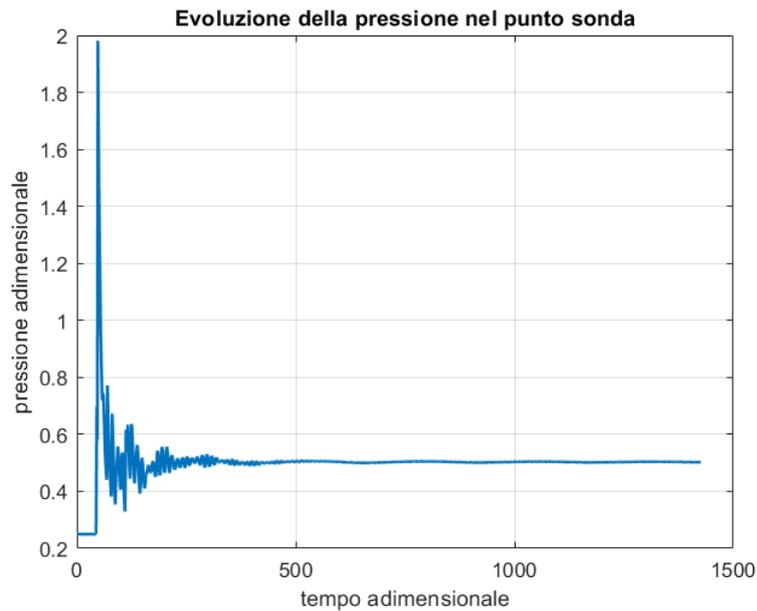


Figura 4.33. Pressione nel punto sonda, $s/d=3$ e $NPR=4$, con *needle*

4.5 Conclusioni e possibili sviluppi futuri

Dall'analisi dei risultati ottenuti tramite le simulazioni CFD, in merito ai vantaggi ottenibili tramite l'inserimento di una spina nell'ugello che alimenta il risonatore, è possibile trarre dunque le seguenti conclusioni:

- per $s/d=3$, nel passaggio da $NPR=6$ a $NPR=5$, l'utilizzo del *needle* permette di limitare il crollo di temperatura misurato sperimentalmente (e visibile in Figura 2.6), dunque sembra verificata la tendenza della spina a garantire un funzionamento

più stabile al variare del Nozzle Pressure Ratio, come descritto in letteratura e riportato nel paragrafo 3.3;

- per $s/d=3$, a $NPR=5$, la simulazione numerica per la configurazione classica restituisce però un valore inaspettatamente alto di temperatura, associato a oscillazioni a frequenza maggiore di quelle precedentemente osservate: si ipotizza, in attesa di future conferme, che questo regime di funzionamento sia un Jet Screech Mode non rilevato sperimentalmente (forse per incertezze nelle misure) e che l'aggiunta della spina favorisca dunque l'instaurarsi, almeno in queste condizioni, di oscillazioni riconducibili al Jet Regurgitant Mode;
- per $s/d=3$, a $NPR=4$, l'inserimento della spina non porta alcun miglioramento nel funzionamento del dispositivo, in quanto, nell'ambito delle simulazioni numeriche effettuate, sia la configurazione classica sia quella con *needle* non manifestano risonanza.

Dai punti precedenti emerge dunque la necessità, per meglio indagare l'effetto dell'aggiunta del *needle*, di abbinare ai risultati numerici sopra ottenuti nuove prove sperimentali utilizzando un ugello in cui venga posizionata una spina con una geometria analoga a quella oggetto di studio nel presente Capitolo. Lo scopo delle future misure dovrà essere, da un lato, quello di provare l'effettivo vantaggio in termini di stabilità al variare di NPR rilevato dalle analisi CFD e dall'altro quello di verificare l'ipotesi secondo cui il *needle* favorirebbe l'instaurarsi del Jet Regurgitant Mode, raccogliendo anche ulteriori dati sul funzionamento della cavità nella configurazione classica nell'intorno di $NPR=5$.

Bibliografia

- [1] G. P. Sutton and O. Biblarz. *Rocket Propulsion Elements, Seventh Edition*. John Wiley & Sons, 2001.
- [2] K. P. Van Hooser and D. P. Bradley. Space Shuttle Main Engine - The Relentless Pursuit of Improvement. *American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 2012.
- [3] A. Conte, A. Ferrero, and D. Pastrone. Preliminary study of a resonant igniter for rocket engines. *AIP Conference Proceedings 2293, 200007*, 2020.
- [4] B. R. Phillips and A. J. Pavli. Resonance Tube Ignition of Hydrogen-Oxygen Mixtures. *NASA Technical Note*, 1971.
- [5] J. C. Hooper and J. R. Riccio. Space Shuttle Aft Propulsion System Enhancements. *American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 1990.
- [6] R. Perkins. Accidental Nuclear War and Russell's Early Warning. *Russell: The Journal of Bertrand Russell Studies*, 2014.
- [7] European Chemicals Agency (ECHA). Inclusion of substances of Very High Concern in the Candidate List, 2011.
- [8] P. Lungu, C. Bauer, and O. Haidn. Design aspects and characterisation of a resonance igniter for oxygen/methane in-orbit propulsion systems. *8th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS)*, 2019.
- [9] A. Beccari. *Macchine*. CLUT, 1991.
- [10] V. Sarohia and L. H. Back. Experimental investigation of flow and heating in a resonance tube. *Journal of Fluid Mechanics*, 1978.
- [11] G. Raman and K. Srinivasan. The powered resonance tube: from Hartmann's discovery to current active flow control applications. *Progress in Aerospace Sciences*, 2009.

- [12] V. S. Avduevskii, A. V. Ivanov, I. M. Karpman, V. D. Traskovskii, and M. Y. Yudelovich. Flow in supersonic viscous underexpanded jet. *Fluid Dynamics*, 5, 1970.
- [13] J. Hartmann. On a new method for the generation of sound-waves. *Physical Review*, 20, 1922.
- [14] J. Hartmann and B. Trolle. A new acoustic generator. The air-jet-generator. *Journal of Scientific Instruments*, 4, 1927.
- [15] H. Kuttruff. *Acoustics. An Introduction*. Taylor & Francis, 2007.
- [16] J. D. Anderson. *Modern Compressible Flow, Third Edition*. McGraw-Hill, 2003.
- [17] H. Sprenger. On Thermal Effects in Resonance Tubes. *Mitteilungen aus dem Institut fuer Aerodynamik*, 1954.
- [18] A. K. Gupta. Numerical and Experimental Investigation of Resonance Igniter and Its Optimisation Using Genetic Algorithm. *American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 2020.
- [19] C. Bauer, P. Lungu, and O. J. Haidn. Numerical Investigation of a Resonance Ignition System. *8th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS)*, 2019.
- [20] L. Stabinsky. Analytical and Experimental Study of Resonance Ignition Tubes. Final Report. *Rocketdyne Division Rockwell International*, 1973.
- [21] W. Merzkirch. Density sensitive flow visualization. *Methods in Experimental Physics*, 18, 1981.
- [22] M. Palmé. Contribution à l'étude de la sirène de hartmann. *Nuovo Cimento*, 7, 1950.
- [23] H. O. Monson and R. C. Binder. Intensities Produced by Jet-Type Ultrasonic Vibrators. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 25, 1953.
- [24] R. F. McAlevy and A. Pavlak. Tapered Resonance Tubes: Some Experiments. *American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 1970.
- [25] V. P. Marchese and E. L. Rakowsky. A Fluidic Sounding Rocket Motor Ignition System. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 1973.
- [26] C. Bauer and O. J. Haidn. Design and Test of a Resonance Ignition System for Green In-Orbit Propulsion Systems. *American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 2016.

- [27] E. Brocher and J.-P. Ardissonne. Heating characteristics of a new type of Hartmann-Sprenger tube. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 1983.
- [28] European Chemicals Agency (ECHA). ANNEX XVII TO REACH – Conditions of restriction.
- [29] EOS GmbH. *EOS CobaltChrome MP1 - Material data sheet*, 2011.
- [30] D. Camuffo. Measuring temperature. In *Microclimate for Cultural Heritage, Third Edition*. Elsevier, 2019.
- [31] G. Panzarasa. Experimental study of a resonance igniter for rocket engines. Master’s thesis, Politecnico di Torino, 2021.
- [32] P. Varalakshmi, K. Upendar, M. Priya Ranjani, N. Rajesh Goud, and P. Arshad Khan. A Review Paper on Inconel alloys. *International Journal of Creative Research Thoughts*, 2020.
- [33] R. H. Perry, D. W. Green, and J. O. Maloney. *Perry’s Chemical Engineers’ Handbook, Seventh edition*. McGraw-Hill, 1997.
- [34] T. Vrebalovich. Resonance Tubes in a Supersonic Flow Field. *Jet Propulsion Laboratory Technical Report*, 1962.
- [35] G. B. Sobieraj and A. P. Szumowski. Experimental investigations of an underexpanded jet from a convergent nozzle impinging on a cavity. *Journal of Sound and Vibration*, 149, 1991.
- [36] E. Brocher and E. Duport. Resonance Tubes in a Subsonic Flowfield. *AIAA Journal*, 1988.
- [37] E. Brocher, C. Maresca, and M.-H. Bournay. Fluid dynamics of the resonance tube. *Journal of Fluid Mechanics*, 1970.
- [38] J. Hartmann and E. Trusdø. Synchronisation of air-jet generators with an appendix on the stem generator. *Matematisk-fysiske Meddelelser*, 26, 1951.
- [39] C. Bauer, M. Hauser, and O. J. Haidn. Investigation of Stabilization Effects in Hartmann-Sprenger Tubes, 2015.
- [40] C. Geuzaine and J.-F. Remacle. Gmsh: a three-dimensional finite element mesh generator with built-in pre- and post-processing facilities. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 79, 2009.
- [41] C. Hirsch. *Numerical Computation of Internal and External Flows: The Fundamentals of Computational Fluid Dynamics*. Butterworth-Heinemann, 2007.

[42] ANSYS Inc. Turbulence Modeling. In *Introduction to ANSYS FLUENT*, 2010.

Ringraziamenti

Computational resources provided by HPC@POLITO, which is a project of Academic Computing within the Department of Control and Computer Engineering at the Politecnico di Torino (<http://hpc.polito.it>)

Si ringraziano la professoressa Sara Biamino e il professor Giulio Marchese del Dipartimento di Scienza Applicata e Tecnologia (DISAT) del Politecnico di Torino per aver realizzato la cavità in *additive manufacturing*. Si ringraziano, infine, il signor Marco Grivet e l'Ing. Marco Cannata per aver fornito supporto nell'allestimento del setup sperimentale.