

UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI GENOVA

Scuola Politecnica

Dipartimento di Ingegneria Meccanica, Energetica, Gestionale
e dei Trasporti (DIME)



**STUDIO NUMERICO DEL
RAFFREDDAMENTO TRAMITE UN
GETTO INSTAZIONARIO**

Relatore: Prof. Ing. Alessandro Bottaro

Correlatori: Prof. Piotr Doerffer, Ing. Pawel Flaszynski

Tesi di laurea magistrale di:

Alberto Giannoni

Anno accademico 2015/2016

Abstract

Impinging air jets are known to yield high local heat transfer and they are a well-established method for several applications. The current research is concerned with one of the possible techniques to enhance cooling effectiveness and heat transfer: using a pulsating jet rather than a steady one might guarantee some advantages in certain conditions. Some configurations were analyzed through CFD simulations in Ansys Fluent, to find out which is the one responsible for the highest enhancement. The diameter and the mean mass flow were fixed so Reynolds number is approximately 4500. Nozzle to plate distance H was varied from $H/D_u=4$ to $H/D_u=2$. The amplitude of oscillation was also optimized and simulations were run with two different values. For all these parameters many frequencies were tested starting from the 0 Hz (steady jet) to 550 Hz, which corresponds to Strouhal number up to 0.82.

Sommario

I getti gassosi, a causa del loro elevato livello di controllo dello scambio termico, sono comunemente impiegati in applicazioni sia di riscaldamento che di raffreddamento. Riuscire ad incrementare il livello di scambio termico può rappresentare un notevole vantaggio in molteplici applicazioni. Una delle tecniche meno studiate finora è quella che prevede la pulsazione del getto a diverse frequenze (diversi numeri di Strouhal). In particolare l'effetto del numero di Strouhal sull'efficacia dipende dalle altre variabili del sistema di impinging jet ma è stato mostrato come a certi valori possa portare considerevoli aumenti di prestazioni. Partendo da una geometria con diametro costante e da una portata massica media anch'essa costante (Re fissato a circa 4500), sono stati studiati numericamente, tramite Ansys Fluent, gli eventuali benefici che ottenibili da getti pulsanti con numeri di Strouhal molto alti, fino a 0.82, corrispondenti a frequenze di 550Hz. Gli effetti della frequenza sono stati valutati per distanze H tra getto e superficie variabili da $H/D_u=4$ fino ad $H/D_u=2$ e per ampiezze dell'oscillazione variabili tra due valori diversi.

Indice dei contenuti

Studio numerico del raffreddamento tramite un getto instazionario	II
Abstract	I
Sommario	II
Indice dei contenuti	III
Indice delle figure	V
Nomenclatura	VII
Capitolo 1 Jet Impingement.....	8
1.1 Introduzione	8
1.2 Caratteristiche del flusso.....	10
1.3 Caratteristiche di scambio termico	14
1.4 Turbolenza e suoi effetti	17
1.5 Tecniche per l'incremento dello scambio	21
1.5.1 Geometria dell'ugello.....	22
1.5.2 Swirl e aumento di vorticità	24
1.5.3 Getto pulsante	25
1.5.4 Conclusioni	25
Capitolo 2 Modellazione Fluidodinamica	27
2.1 Leggi di conservazione	27
2.1.1 Conservazione della massa	28
2.1.2 Conservazione della quantità di moto	29
2.1.3 Conservazione dell'energia	32
2.2 Turbolenza ed equazioni risolutive	33
2.2.1 Scale di turbolenza	34

2.2.2 Reynolds Average Navier-Stokes	37
2.2.3 Approssimazione di Boussinesq	40
2.3 Modello k- ω SST	41
Capitolo 3 Precedenti studi	46
Capitolo 4 Caso in esame	49
4.1 Precedente studio dell'Istituto	50
4.2 Geometria	52
4.3 Griglia spaziale	56
4.4 Definizione di velocità e portata fluttuante	60
4.5 Condizioni al contorno	63
4.6 Discretizzazione temporale	65
Capitolo 5 Risultati	68
5.1 Distanza ugello-superficie iniziale	69
5.1.1 Ampiezza iniziale	69
5.1.2 Ampiezza maggiore	86
5.2 Distanza ugello-superficie dimezzata	98
5.2.1 Ampiezza iniziale	98
5.2.2 Ampiezza maggiore	105
Capitolo 6 Conclusioni e sviluppi futuri	115
Bibliografia	117
Ringraziamenti	118

Indice delle figure

Figura 1.1 – Esempio di getto impattante	9
Figura 1.2 – Regioni di moto	11
Figura 1.3 - Decadimento di velocità.....	12
Figura 1.4 - Schema getto obliquo	13
Figura 1.5 - Instabilità in un getto libero	19
Figura 1.6 - Zone di ricircolo.....	20
Figura 1.7 - Schema di un orifizio con plenum	22
Figura 1.8 - Slot Jet	23
Figura 1.9 - Effetto "fontana".....	24
Figura 2.1 - Volume di controllo.....	28
Figura 2.2 - Volume di controllo quantità di moto.....	29
Figura 2.3 - Decomposizione di Reynolds	33
Figura 2.4 - Spettro di energia della turbolenza	35
Figura 2.5 – Varietà di scale di vortici in un getto turbolento	36
Figura 4.1 - Schema geometrico del primo studio effettuato.....	50
Figura 4.2 - Vista 2D del modello.....	51
Figura 4.3 – Modello vista 3D	53
Figura 4.4 - Geometria iniziale	54
Figura 4.5 - Dimensioni geometria ridotta	55
Figura 4.6 - Prima fase costruzione griglia	57
Figura 4.7 - Seconda fase costruzione griglia	58
Figura 4.8 - Interfaccia fra 3 zone differenti del dominio.....	59
Figura 4.9 - Oscillazione di velocità, $A=0.0003$	61
Figura 4.10 - Oscillazione di velocità, $A=0.00058$	62
Figura 4.11 - Schema c.c.	63
Figura 4.12- Periodo 100 Hz.....	65
Figura 5.1 - Sequenza temporale di variazione del campo di temperatura.....	71
Figura 5.2 - Contorni temperatura media alle varie frequenze	73
Figura 5.3 - Andamento della temperatura sull'asse del getto	74

Figura 5.4 - Sequenza temporale velocità assiale	74
Figura 5.5 - Contorni velocità assiale media alle varie frequenze	76
Figura 5.6 - Profili di velocità assiale media nella sezione del getto	77
Figura 5.7 - Contorni della vorticità alle varie frequenze.....	79
Figura 5.8 - Vorticità nel tempo, caso 550Hz	81
Figura 5.9 - Confronto Wall Shear Stress 0-550 Hz.....	82
Figura 5.10 - Wall Shear Stress medio al variare di x/D	83
Figura 5.11 - Wall Shear medio adimensionalizzato.....	84
Figura 5.12 - Efficacia per tutte le frequenze	86
Figura 5.13 - Contorni di temperatura media alle varie frequenze	88
Figura 5.14 - Andamento della temperatura sull'asse del getto.....	89
Figura 5.15 - Contorni della vorticità alle varie frequenze	91
Figura 5.16 - Confronto Wall Shear Stress 0-550 Hz	91
Figura 5.17 - Wall Shear Stress medio al variare di x/D	92
Figura 5.18 - Tasso di incremento del Wall Shear medio adimensionalizzato	93
Figura 5.19 - Efficacia per tutte le frequenze	94
Figura 5.20 - Tasso di incremento per $x < 1D$	95
Figura 5.21 - Tasso di incremento per $x < 2D$	95
Figura 5.22 - Tasso di incremento per $x < 5D$	96
Figura 5.23 - Contorni di temperatura media alle varie frequenze	99
Figura 5.24 - Andamento della temperatura sull'asse del getto	100
Figura 5.25 - Contorni della vorticità alle varie frequenze	102
Figura 5.26 - Confronto Wall Shear Stress 0-550 Hz.....	102
Figura 5.27 - Wall Shear Stress medio al variare di x/D	103
Figura 5.28 - Tasso di incremento del Wall Shear medio adimensionalizzato.....	104
Figura 5.29 - Efficacia per tutte le frequenze.....	104
Figura 5.30 - Contorni di temperatura media alle varie frequenze.....	106
Figura 5.31 - Andamento della temperatura sull'asse del getto.....	107
Figura 5.32 - Contorni della vorticità alle varie frequenze	109
Figura 5.33 - Confronto Wall Shear Stress 0-550 Hz.....	109
Figura 5.34 - Wall Shear Stress medio al variare di x/D	110
Figura 5.35 - Tasso di incremento di Wall Shear adimensionalizzato	111
Figura 5.36 - Efficacia per tutte le frequenze.....	111
Figura 5.37 - Tasso di incremento per $x < 1D$	112
Figura 5.38 - Tasso di incremento per $x < 2D$	113
Figura 5.39 - Tasso di incremento per $x < 5D$	113

Nomenclatura

Simbolo	Descrizione	Unità
Nu	Numero di Nusselt, hD_u/k	[-]
D_u	Diametro dell'ugello	[m]
h	Coefficiente di scambio termico convettivo	[W/m ² K]
\dot{q}	Flusso termico specifico	[W/m ²]
H/D_u	Distanza dell'ugello dalla superficie diviso per il diametro dello stesso	[-]
z/D_u	Distanza dalla superficie in direzione verticale diviso per il diametro dell'ugello	[-]
r/D_u	Distanza in direzione radiale dall'asse dell'ugello diviso per il diametro dello stesso	[-]
Re	Numero di Reynolds, VD_u/ν	[-]
St	Numero di Strouhal, fD_u/V	[-]
k_f	Coefficiente di scambio termico conduttivo (fluido)	[W/mK]
k	Coefficiente di scambio termico conduttivo (parete solida)	[W/mK]

CAPITOLO 1

JET IMPINGEMENT

1.1 Introduzione

Il termine “Jet Impingement” indica l’impatto di un getto, liquido o gassoso, su una superficie solida. Trova applicazione in una grande varietà di processi ingegneristici e industriali dal momento che permette di ottenere un efficace metodo di scambio di energia termica (poiché permette di avere elevati coefficienti locali di scambio termico) e di massa tra fluido e superficie. Alcune applicazioni tipiche riguardanti lo scambio termico sono:

- il raffreddamento di materiali come il vetro durante il processo di formazione
- l’asciugatura di prodotti tessili e cartacei
- il raffreddamento mirato su parti critiche e altamente sollecitate termicamente di turbine a gas per produzione di energia elettrica e di turbine per la propulsione aeronautica
- il raffreddamento di camere di combustione (liner)
- il raffreddamento di componenti elettronici
- il “deicing” (sghiacciamento) di componenti in ambito aeronautico

Applicazioni di scambio di massa riguardano ad esempio la rimozione di particelle superficiali mentre una completa conoscenza del fenomeno è fondamentale anche per la progettazione di aerei a decollo e atterraggio verticale (VTOL) che generano portanza

proprio dall'impatto di uno o più getti sul suolo. Per via delle numerose applicazioni il Jet Impingement ha ricevuto particolare attenzione di recente dalla comunità scientifica sebbene presenti numerose complessità dovute sia alla struttura del flusso dal punto di vista fluidodinamico, sia alla notevole dipendenza del fenomeno da una vasta varietà di parametri che ne condizionano efficienza e difficoltà costruttiva. In particolare questa difficoltà si riflette in caratteristiche di scambio termico altamente variabili. Ciononostante i vantaggi di questa tecnologia sono considerevoli: si raggiungono coefficienti di scambio termico fino a 3 volte superiori rispetto a quelli che si ottengono con un raffreddamento convettivo classico con flusso parallelo alla superficie, a parità di velocità massima.



Figura 1.1 – Esempio di getto impattante

Ciò avviene perché lo strato limite è più sottile ed inoltre il flusso, dopo l'impatto, tende a generare una certa turbolenza nel fluido circostante. Allo stesso modo dato un certo coefficiente di scambio termico, il Jet Impingement richiede un flusso fino a due ordini di grandezza inferiore rispetto al caso classico.

I vantaggi sono tanto maggiori quanto più la zona in cui è richiesto un efficiente scambio termico è circoscritta sebbene per avere una completa copertura di una superficie estesa si possa utilizzare una serie ("array") di getti multipli. Ci sono tuttavia degli svantaggi da considerare: per le superfici in movimento l'ugello del getto può dover essere posto ad una distanza tale (oltre 20 diametri) per cui il decadimento dell'energia cinetica del getto mentre si avvicina alla superficie è tale da ridurre il valore del numero di Nusselt Nu anche

di più del 20%. Inoltre le modifiche necessarie per poter avvalersi di questo processo possono indebolire la resistenza strutturale del materiale (motivo per cui si preferisce applicarlo agli statori delle turbine piuttosto che ai rotori).

Ad ogni modo per i costruttori di motori aeronautici ad esempio, è molto importante capire come aumentare l'efficienza di scambio termico (e quindi ridurre la portata d'aria richiesta) dal momento che l'aria necessaria viene, di norma, estratta dal compressore con inevitabile decremento del rendimento totale del motore. Per capire in quale modo si possa ottenere un aumento di rendimento di scambio occorre analizzare il fenomeno fluidodinamico e termico nel dettaglio.

1.2 Caratteristiche del flusso

Il getto impattante crea tre regioni differenti, come illustrato in figura 1.2. All'uscita dall'ugello presenta un profilo di velocità, di temperatura e una turbolenza che dipendono dalle caratteristiche di flusso a monte: per un condotto cilindrico il profilo di velocità che si avrebbe è di tipo parabolico.

Inizialmente si ha una zona di getto indisturbato ("free jet zone") che corrisponde alla regione in cui il flusso è indipendente dalla presenza della superficie solida dal momento che ne è ancora lontano. Qui i gradienti di velocità nel getto creano un trasporto lungo bordi che trasferisce quantità di moto lateralmente all'esterno, trascinando all'interno fluido aggiuntivo. In questo processo il getto perde energia e il profilo di velocità risulta allargato. La free jet zone è composta da una zona detta "potential core" e una zona di "shear layer". Nella zona di flusso a potenziale la velocità di uscita del getto si conserva perché questa regione, interna, non è ancora interessata dal trasferimento di momento e l'intensità di turbolenza è relativamente bassa. Una zona di *Shear Layer* è presente fra la zona potenziale e il fluido ambiente dove la turbolenza è relativamente alta e la velocità media è minore di quella in uscita dall'ugello. Lo *Shear Layer* trasporta fluido ambiente e causa l'allargamento del getto in direzione radiale fintantoché la zona potenziale cessa di

esistere e la velocità (lungo la linea d'asse del getto) comincia a diminuire mentre l'intensità di turbolenza aumenta.

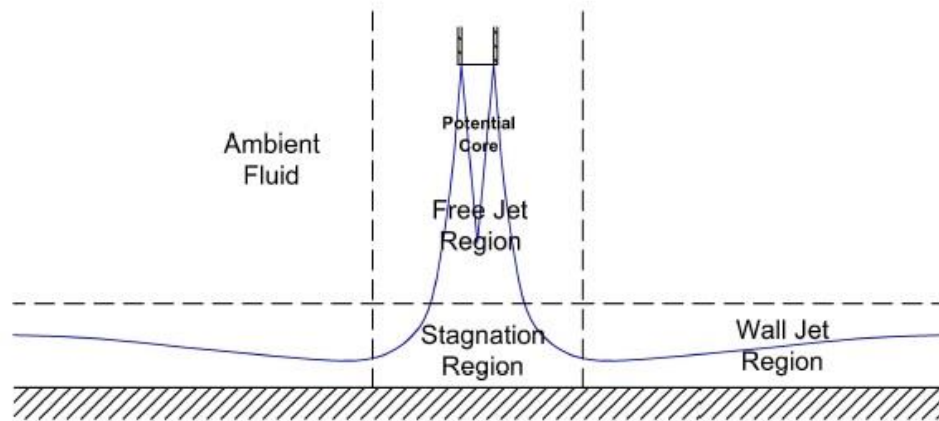


Figura 1.2 – Regioni di moto

La componente assiale di velocità diminuisce mentre il profilo radiale di velocità ricorda la forma di una gaussiana con la curva che diventa più larga e schiacciata più ci si allontana dall'ugello, come raffigurato in figura 1.3. Il termine della zona potenziale si può convenzionalmente far coincidere con il punto, sull'asse di simmetria, in cui la pressione dinamica (proporzionale al quadrato della velocità) rappresenta il 95% di quella iniziale. Va detto che la zona di getto libero può non esistere nel caso in cui il getto si trovi entro una distanza di 2 diametri dalla superficie target, poiché l'ugello sarebbe troppo vicino alla zona di elevata pressione statica che influenzerebbe il getto nell'immediata uscita dall'ugello. Nella zona di shear layer a certe condizioni possono nascere vortici in istanti alternati ai due lati dell'ugello (fenomeno del “vortex pairing”). Quando il flusso arriva alla parete perde velocità assiale e cambia direzione: si è nella zona di ristagno (“stagnation zone”) che generalmente si estende per 1-2 D al di sopra della superficie; essa ha un'estensione in direzione radiale dovuta all'allargamento del getto: all'interno di questa regione si trova il punto di ristagno in cui la velocità media è nulla e il flusso comincia ad esser deflesso verso i lati, lungo la parete solida. In questa regione si costituisce una zona ad elevata pressione statica che trasmette la presenza del muro a monte.

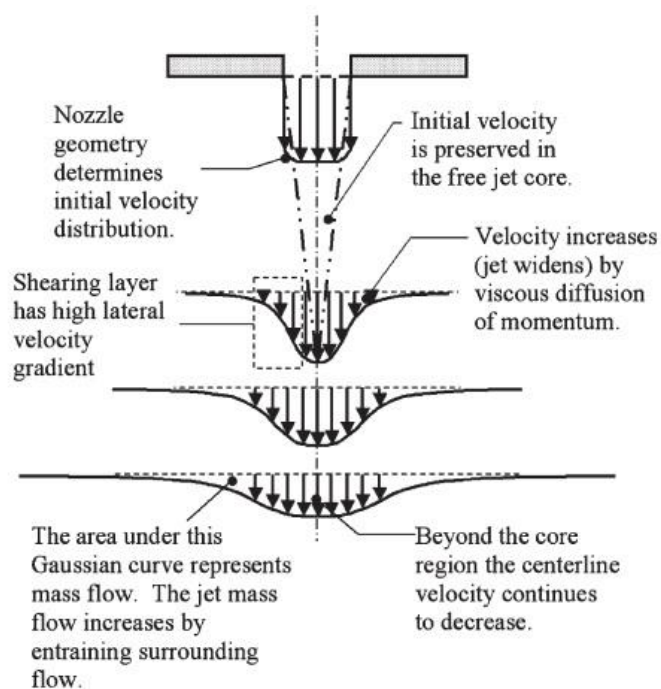


Figura 1.3 - Decadimento di velocità

Il flusso, che cambia direzione in modo non uniforme, genera grandi sforzi normali e tangenziali che influenzano in modo importante il trasporto locale delle grandezze. La configurazione che viene a crearsi stira i vortici del flusso e aumenta la turbolenza.

Infine si ha la zona di flusso lungo la parete, in cui il flusso procede lungo la parete creando uno strato limite (una zona adiacente alla parete in cui gli effetti viscosi e quindi i gradienti di velocità sono elevati) che inizia nella zona di ristagno, dove ha uno spessore generalmente inferiore all'1% del diametro dell'ugello. Il flusso qui è influenzato dai gradienti di velocità sia rispetto alla parete, in cui vige la “*no-slip condition*”, sia nei confronti del fluido ambiente esterno. Avanzando lungo la parete cresce, inglobando fluido ambiente. E' stato verificato che la lunghezza della zona a potenziale varia notevolmente se il flusso è piatto o completamente turbolento o per getto non confinato o semi-confinato (espressione con cui si intende un getto ai cui lati sono presenti due ulteriori pareti, parallele alla superficie principale, che è oggetto di investigazione): si allunga fino al 20% nel caso di getto semi-confinato perché si ha un riduzione del trascinamento di fluido ambiente.

Si può quindi affermare che la geometria del getto ha notevole influenza sullo scambio termico; ciò è dovuto all'influenza che l'ugello ha sul livello di turbolenza che interessa poi il flusso medio. In aggiunta la geometria dell'ugello condiziona il trascinamento di fluido ambiente, l'allargamento del getto e la lunghezza della zona potenziale.

In Figura 1.4 è schematizzato un getto impattante in direzione obliqua. Il centro geometrico è il punto definito dal prolungamento sulla superficie solida dell'asse dell'ugello: la direzione a monte è quella rivolta verso l'angolo acuto mentre quella di valle quella opposta, nella direzione del flusso principale. Alcuni studi su getti obliqui hanno evidenziato che il punto di ristagno non coincide con il centro geometrico ma tende ad esser posizionato verso monte. Il punto di massima pressione statica invece tende a spostarsi rispetto al punto di ristagno a seconda dell'inclinazione del getto: coincide con esso per angoli di circa 45° mentre è spostato per angoli minori, come 10° .

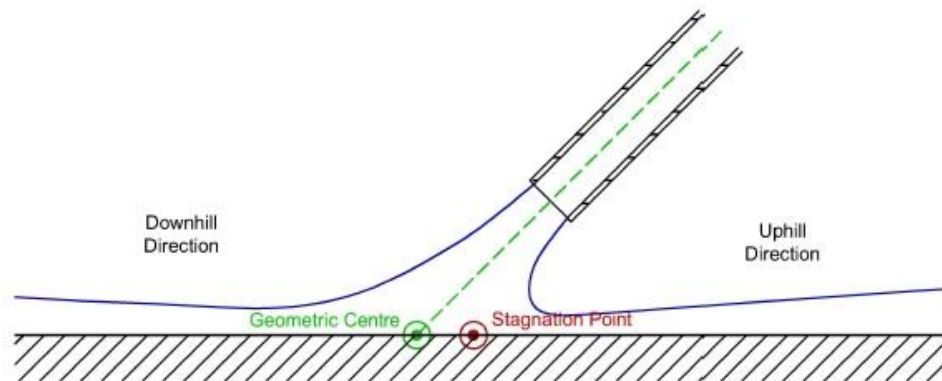


Figura 1.4 - Schema getto obliquo

Di conseguenza si può ragionevolmente affermare che anche l'inclinazione del getto giochi un ruolo fondamentale nella valutazione dello scambio termico per mezzo di Jet Impinging.

1.3 Caratteristiche di scambio termico

Il meccanismo di scambio termico dominante nel sistema è senz'altro la convezione fra superficie e flusso sia che si tratti di raffreddamento o di riscaldamento. Risulta quindi importante il valore del coefficiente di scambio termico convettivo h il quale dipende non solo dalle proprietà del fluido (viscosità dinamica, conduttività termica, densità, calore specifico) ma anche dalle particolari condizioni del sistema (geometria, velocità quindi regime di moto, rugosità).

Il valore di h , nella formulazione più generica di scambio convettivo tra un fluido e una parete solida, si ottiene eguagliando la legge di Newton con il postulato di Fourier (poiché si considera conduttivo lo scambio termico all'interfaccia gas-superficie per via della no-slip condition).

Risolvendo per h si ricava:

$$h = \frac{-k_f \frac{\partial T}{\partial n}}{T_w - T_{rif}} \quad (1.1)$$

h in genere varia lungo la direzione del flusso. Il valore di T_{rif} costituisce una grande incertezza: nel caso di fluidi limitati da una sola parete può essere posto uguale alla temperatura del fluido nella zona indisturbata, al di fuori dello strato limite; nella convezione entro condotti invece si definisce una temperatura media

$$T_{rif} = \frac{1}{A} \int T dA \quad (1.2)$$

che richiede la conoscenza del profilo di temperatura, ma non tiene comunque in considerazione la distribuzione di velocità. Fisicamente più corretta è la scelta di una T_{rif} ponderata i cui pesi sono dati dalle singole portate dei vari filetti di corrente con le rispettive velocità detta *temperatura di miscelamento adiabatico*.

$$T_{rif} = \frac{\int_A \rho \, cp \, T \, v \, dA}{\int_A \rho \, cp \, v \, dA} \quad (1.3)$$

In ogni caso per la (1.1) il valore di h è determinabile analiticamente solo se si conosce la distribuzione di temperatura nel mezzo, dal momento che $\frac{\partial T}{\partial n}$ è il gradiente di temperatura in direzione normale alla parete; occorre quindi risolvere l'equazione generale del trasporto di energia nel fluido. L'integrazione di quest'ultima equazione necessita della conoscenza della distribuzione della velocità, ottenibile, come noto, attraverso la soluzione delle equazioni di continuità, dell'equazione del moto e dell'equazione di stato che esprime la dipendenza dalla densità del mezzo dalla pressione e dalla temperatura.

La difficoltà nella risoluzione delle equazioni costitutive e le enormi complicazioni analitiche rendono in genere obbligatorio affrontare lo studio dello scambio convettivo con tecniche numeriche, prove sperimentali o entrambi.

Si può definire uno strato limite termico, in genere diverso da quello fluidodinamico, qualora un fluido ad una temperatura T_∞ scorra lungo una superficie a differente temperatura. Le particelle adiacenti alla parete assumono la stessa temperatura T_w e si sviluppa un profilo di temperatura tra la temperatura alla parete e quella lontano dalla superficie. Lo strato limite termico è quindi quella regione in cui le variazioni di temperatura in direzione normale sono significative; lo spessore di tale strato δ_t è definito come quella distanza dalla superficie per cui si ha:

$$T(y=\delta_t) - T_w = 0.99(T_\infty - T_w) \quad (1.4)$$

e cresce nella direzione del flusso.

Per dare un carattere più generale al singolo caso occorre procedere ad una adimensionalizzazione delle equazioni in modo da definire coefficienti che non dipendano dalle unità di misura ma che comprendano le caratteristiche geometriche e di moto del sistema, rendendo quindi la soluzione valida per ogni altro sistema geometricamente e dinamicamente equivalente. Dall'analisi dimensionale si ottengono i numeri di Reynolds Re , di Prandtl Pr e di Grashoff Gr ma il più importante è il già accennato numero di

Nusselt Nu (funzione di Gr Pr e Re), adimensionalizzazione del coefficiente h , che indica di quanto è esaltata la convezione rispetto alla conduzione ed è definito come:

$$Nu = \frac{h D_u}{k_f} \quad (1.5)$$

dove D_u è una qualsiasi grandezza caratteristica del sistema, in questo caso il diametro dell'ugello.

A seconda delle tecniche di misurazione e delle condizioni al contorno termiche, il coefficiente di scambio termico convettivo h può essere definito come in (1.6) o (1.7):

$$h = \frac{\dot{q}}{(T_w - T_{ad})} \quad (1.6)$$

$$h = \frac{\dot{q}}{(T_w - T_j)} \quad (1.7)$$

Il primo caso rappresenta il coefficiente di scambio termico con un flusso termico uniforme mentre il secondo vale sia per flusso termico uniforme alla parete sia per temperatura costante su di essa.

La procedura che si segue a livello sperimentale è quella di effettuare misurazioni dei coefficienti di dipendenza di Nusselt dagli altri parametri adimensionali dopodiché, con le misure di Re Pr (ed eventualmente Gr), si ricava Nu ed infine il ricercato valore di h . Il calcolo numerico invece prevede la risoluzione del campo di temperatura, da cui si ricava direttamente il valore di h (conoscendo la T_{rif}) ed infine Nu .

1.4 Turbolenza e suoi effetti

Il comportamento dei getti è tipicamente caratterizzato dal numero di Reynolds $Re=UD_u/v$ definito utilizzando la velocità media nel condotto, la viscosità cinematica e la lunghezza caratteristica, che è il diametro nel caso di ugello circolare o il diametro idraulico diversamente. A $Re<1000$ il regime di moto è laminare mentre a $Re=3000$ è completamente turbolento: la transizione avviene per un valore intermedio. La turbolenza ha un importantissimo effetto sugli scambi termici e di massa. I getti laminari possono essere trattati analiticamente ma lo scambio termico che garantiscono è minore rispetto a quelli turbolenti a parità di portata e perciò meno letteratura è disponibile a riguardo. A titolo di esempio un getto singolo circolare con $Re=2000$, $Pr=0.7$ e $H/D_u=6$ fornisce un $Nu=19$ sulla superficie mentre con $Re=100000$ si arriva a $Nu=212$, sulla stessa superficie. Il numero di Nusselt ha un massimo nel punto di ristagno: qui lo spessore dello strato limite è al suo minimo offrendo meno resistenza al flusso termico. Nu tende poi a diminuire al crescere della distanza dallo SP (*Stagnation Point*) per la crescita dello strato limite. Il Jet Impingement fornisce tra i più alti valori di Nu per flussi monofase.

Nella relazione

$$Nu = f\left(Re^b, \frac{H}{D_u}, \frac{r}{D_u}\right) \quad (1.8)$$

l'esponente b varia da 0.5 per basse velocità con bassa turbolenza a 0.85 nel caso di Re elevato con getto completamente turbolento. In particolare Nu cresce al crescere di Re (cioè della velocità) e al diminuire di $\frac{H}{D_u}$ e $\frac{r}{D_u}$. Le installazioni di getti per scambio termico adottano valori di $Re=4000\div 80000$ e di $H/D_u=2\div 12$. Tipicamente Nu aumenta al diminuire di H , cioè avvicinando la superficie all'uscita del getto, quindi un progettista tenderebbe a preferire il valore di H minore possibile tenendo conto della fattibilità di costruzione e dei vincoli fisici e di conseguenza scegliere il diametro adatto. Per turbomacchine di piccole dimensioni le schiere di ugelli hanno comunemente diametri compresi tra 0.2÷2 mm

mentre per grandi applicazioni industriali si arriva a valori di 5÷30mm. La dimensione del diametro è influenzata dalla lavorazione e dalle capacità di assemblaggio.

La turbolenza potrebbe esser generata a monte dell'ugello e trasportata nel flusso: ciò può derivare dalla configurazione del flusso o può esser indotto per aumentare i coefficienti di scambio inserendo alette o ostruzioni nel condotto dell'ugello.

Le caratteristiche del flusso a valle e di scambio termico dipendono sia dalla velocità media di uscita dall'ugello, sia dalle fluttuazioni della velocità nel tempo. La conoscenza di queste fluttuazioni e la capacità di modellarle considerando le scale di lunghezza sono di vitale importanza per la comprensione e il confronto delle prestazioni dei getti impattanti; i vortici infatti in base alla loro forza e dimensione modificano l'allargamento del getto, la lunghezza della zona potenziale e il coinvolgimento laterale di fluido.

Nella regione iniziale, sul bordo del getto, si hanno strati di fluido paralleli che si muovono rispettivamente a velocità diverse (i.e. "*free shear flow*" ossia flusso viscoso libero) dando luogo ad una prima fonte di turbolenza. Lo *shear layer* può essere inizialmente molto sottile ma tende ad ingrandirsi lungo l'asse del getto. Inoltre per alti valori di *Re* possono sorgere ulteriori instabilità dovute all'instabilità di Kelvin-Helmholtz: essa si verifica quando i diversi strati di un fluido (o due fluidi, con diversa densità e adiacenti) sono in moto relativo gli uni rispetto agli altri in presenza di perturbazioni, anche piccole.

Questo scompenso crea un'instabilità: l'ampiezza della perturbazione diventa sempre maggiore le particelle delle due diverse regioni si mescolano tra loro, formando dei vortici e facendo perdere definitivamente la configurazione presente all'inizio.

In figura 1.5 è raffigurato lo schema di moto che si osserva sperimentalmente ai bordi di un getto libero instabile. Per alti valori di *Re* gli effetti destabilizzanti delle forze che si generano possono prevalere sugli effetti stabilizzanti dovuti alla viscosità. La posizione dello *shear layer* e il suo profilo di velocità possono dar luogo ad oscillazioni nello spazio che si sviluppano nel tempo da un lato e dall'altro del getto. Le oscillazioni crescono più a valle dando luogo a vortici di larga scala ai bordi del getto ("vortici primari").

I vortici più grandi, portatori della maggior parte di energia, hanno una lunghezza caratteristica dell'ordine del diametro del getto e perdurano nel tempo finché in modo autonomo si rompono in strutture di dimensioni minori o quando incontrano strutture di flusso diverse a valle. I vortici di piccola scala sono responsabili della degradazione

dell'energia cinetica in calore. Il campo di pressione statica presente nella zona di ristagno interagisce coi vortici stirandoli e distorcendoli lateralmente ancor prima che essi arrivino alla parete inferiore.

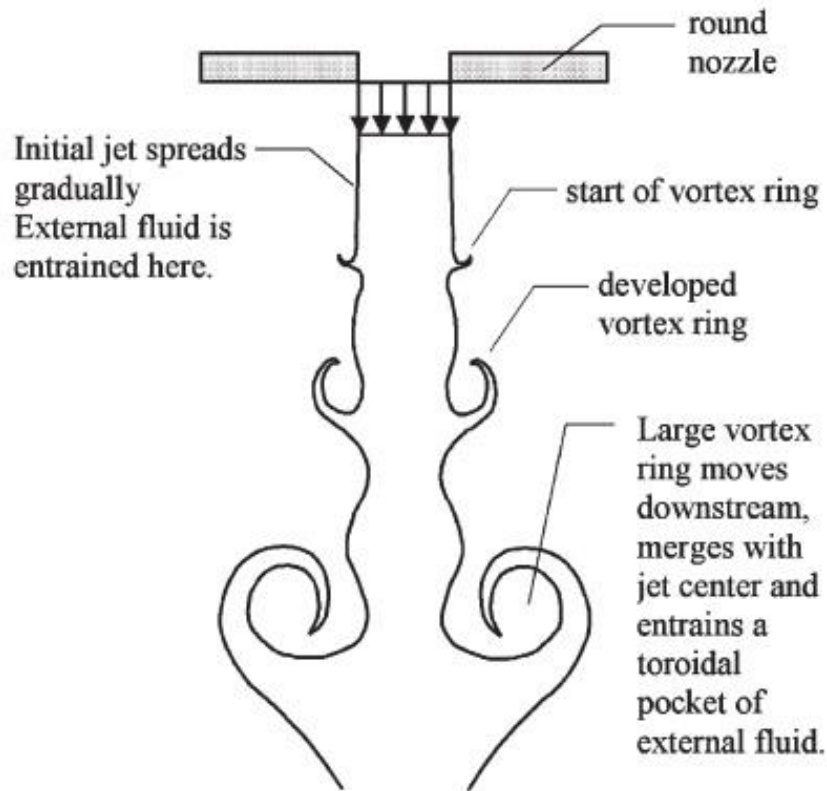


Figura 1.5 - Instabilità in un getto libero

Lo sviluppo della turbolenza influenza il profilo locale di Nu della regione di ristagno sulla superficie così come il modulo: per valori di $z/D_u > 5$, Nu ha un picco direttamente sull'asse del getto mentre a $z/D_u = 2 \div 4$ con bassa intensità di turbolenza, il massimo valore di Nu si ha nel range $0.4 < r/D_u < 0.6$ con un minimo locale in corrispondenza di $r=0$.

Nella zona di decadimento della velocità ("Decaying region") lo shear layer si estende attraverso l'asse del getto promuovendo ulteriore turbolenza ma su piccola scala: si formano piccoli vortici e "sacche" di turbolenza che originano un flusso turbolento disordinato a struttura caotica. I gradienti di pressione fanno curvare il flusso e le strutture di grande scala mentre la decelerazione del getto crea sforzi normali ("normal stresses") che aumentano la turbolenza. Analisi numeriche hanno dimostrato che il trasporto di massa

e lo scambio termico in questa regione sono dominati dai vortici di larga scala mentre nella regione a parete (maggiore r/D_0) dominano gli sforzi tangenziali (viscosità). Il flusso lungo la parete può subire transizione a turbolenza come fosse una corrente parallela ad una superficie, iniziando con strato limite in regime laminare e passando a turbolenza ad una certa posizione radiale lontano dall'asse del getto. Per getti turbolenti però il flusso che impatta la superficie ha già una turbolenza sufficiente e inoltre contiene grandi fluttuazioni nella componente di velocità normale alla parete per cui il fenomeno è molto diverso dalla corrente parallela alla superficie. La turbolenza di grande scala ha importanti ricadute sui coefficienti di scambio nella zona di ristagno e di flusso a parete: i vortici più grandi infatti formati nella zona di getto libero penetrano nello strato limite promuovendo lo scambio tra fluidi con differente energia cinetica e temperatura.

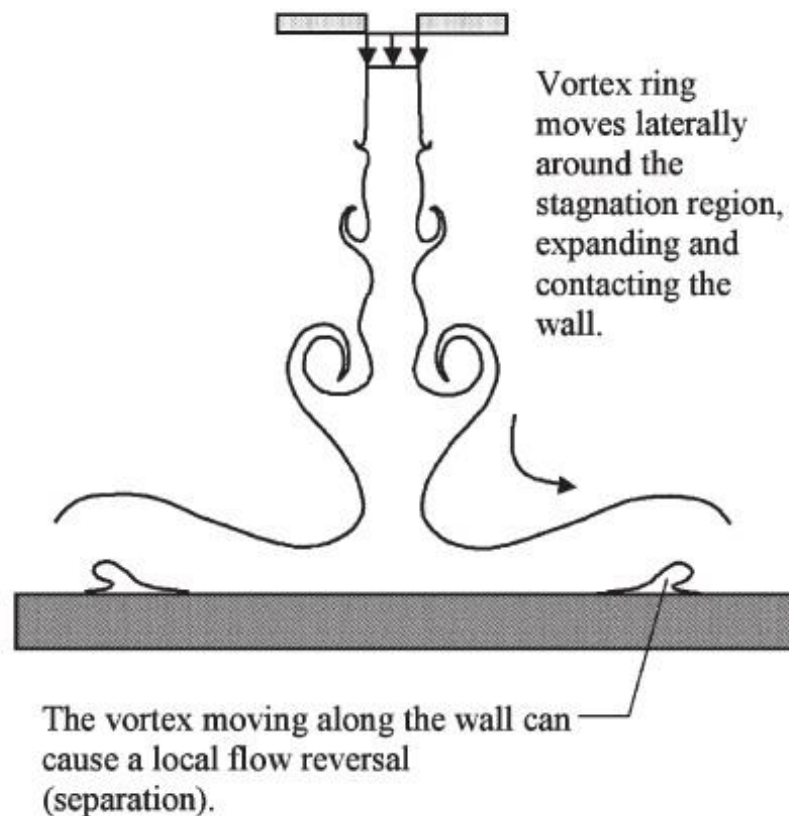


Figura 1.6 - Zone di ricircolo

La capacità dei vortici primari di “spaccare” lo strato limite incrementa lo scambio di massa e calore. Il flusso turbolento lungo la parete può favorire la creazione di vortici aggiuntivi (“vortici secondari”) poiché le fluttuazioni laterali/radiali di velocità e i gradienti di pressione correlati producono zone locali di flusso inverso lungo la superficie, che promuovono la separazione e la creazione di vortici secondari (fig 1.6).

I vortici secondari causano innalzamenti locali di scambi termici e di massa e, come i vortici primari, tendono a perdere energia cinetica e disgregarsi causando zone di più bassi scambi. Recenti studi mostrano che si genera un secondo picco nei coefficienti di scambio grazie ai vortici maggiori lungo la parete; la turbolenza in questa zona pare essere generata dall'aumento delle forze tangenziali dovuto alla regione di accelerazione immediatamente fuori dalla zona di ristagno. La posizione del picco secondario coincide con la zona a più alto valore di energia cinetica turbolenta k e ciò è in accordo col fatto che il massimo valore di Nu si ha in regioni con grande turbolenza fuori dalla *wall jet region* piuttosto che in regioni con elevata turbolenza solo nella regione vicina alla parete: questo permette di concludere che la turbolenza della regione esterna causa un'instazionarietà nello strato limite termico al di fuori della zona di ristagno.

Infine la distanza H/D_0 ha effetto sulla distanza di rottura dei vortici: per alti valori, i vortici maggiori si rompono quando raggiungono il termine della zona potenziale prima di impattare la superficie. Questo accade perché la dimensione dei vortici aumenta ma la loro forza diminuisce e quindi non si muovono abbastanza velocemente da evitare di esser inglobati dal flusso. Per bassi valori di H/D_0 invece i vortici si rompono dopo l'impatto con la superficie ad una data quota radiale r .

1.5 Tecniche per l'incremento dello scambio

Svariati metodi sono stati studiati al fine di ottenere un incremento di scambio termico da un Impinging Jet. Si analizzano nel seguito i principali.

1.5.1 Geometria dell'ugello

Si ritiene che la geometria dell'ugello abbia un significativo effetto sullo scambio termico a tal punto che molti studi sui getti impattanti forniscono risultati apparentemente contrastanti per via di lievi differenze geometriche. Per questo motivo molta ricerca è stata svolta sulle varie geometrie possibili. Un primo aspetto già evidenziato in precedenza è quello del confinamento del getto: un lungo condotto che impatta su una superficie aperta è detto non-confinato mentre un ugello ricavato in una superficie è detto semi-confinato.

Si possono avere tubi, canali o orifizi (minuscoli fori su superfici piane). L'utilizzo di una sorta di camera di calma ("plenum") sopra al foro (fig 1.7) serve a smorzare le oscillazioni di pressione, uniformare profili di temperatura e velocità e può essere un importante parte dell'installazione.

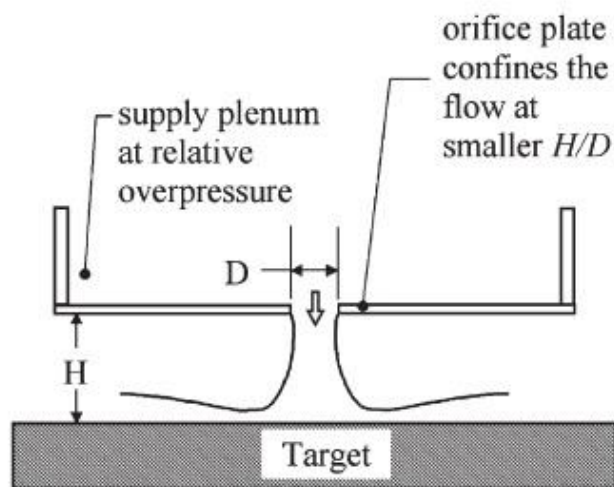


Figura 1.7 - Schema di un orificio con plenum

Un condotto rettangolare ("slot jet") permette di avere una distribuzione di scambi termici e di massa sul target che variano principalmente in una direzione quindi è un vantaggio quando è richiesta uniformità dei coefficienti di scambio ma presenta svantaggi strutturali rispetto ad una soluzione con condotti circolari in serie.

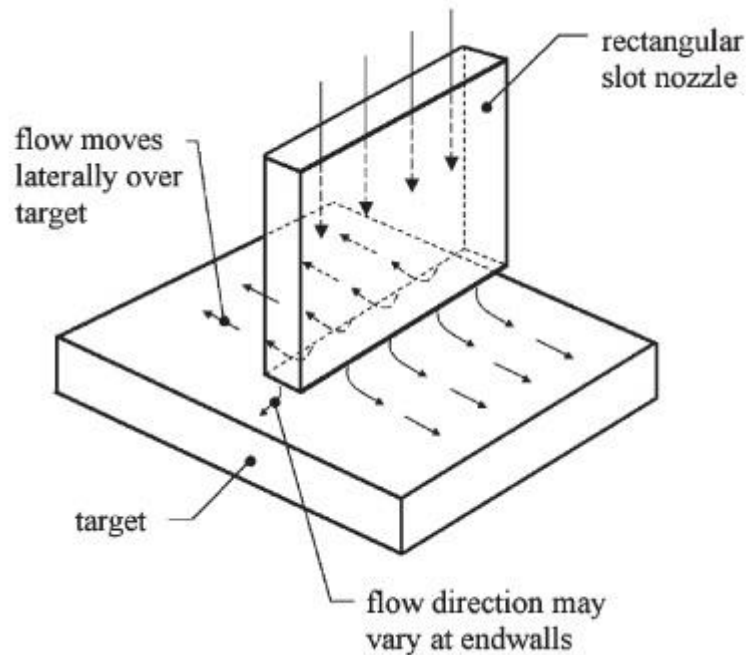


Figura 1.8 - Slot Jet

L'utilizzo di getti in serie per trattare un'intera superficie offre vantaggi in efficienza ed uniformità di scambi sia con geometrie slot che cilindriche: ad esempio con un ugello cilindrico singolo Nu può variare di un fattore 4÷5 passando da $r/D_u=0$ a $r/D_u=9$. La stessa variazione di r/D_u per una serie di getti ("array") risulta in un fattore 2 di variazione di Nu . Chiaramente lo sforzo costruttivo per un impianto con più getti in serie è maggiore. La distanza fra centri di due ugelli in una serie, p_{jet} determina l'interazione fra i getti: qualora risulta $p_{jet}/D_u < 2$ gli shear layer dei due getti interferiscono tra loro e si combinano. Il gradiente di velocità diminuisce in modulo riducendo la generazione di turbolenza e quindi la generazione dei vortici di grande scala. Sulla superficie i getti possono combinarsi creando un'altra zona di ristagno e portando via il flusso dalla parete con un effetto "fontana" che altera gli scambi locali. Nei casi in cui la fontana è lontana dal getto libero (grandi valori di p_{jet}/D_u) però la regione altamente turbolenta al di sotto può causare aumento dello scambio termico con valori simili a quelli della zona di ristagno.

L'interazione fra i getti negli array è influenzata anche dal rapporto fra la distanza ugello/superficie e il diametro H/D_u : per bassi valori l'effetto fontana può non verificarsi ma altre configurazioni di flusso indesiderate possono insorgere. Per valori maggiori di 1

invece si ha un effetto molto blando il che rende possibile affermare che l'intervallo in cui questo effetto si presenta degradando lo scambio termico risulta circa $0.25 < H/D_u < 1$.

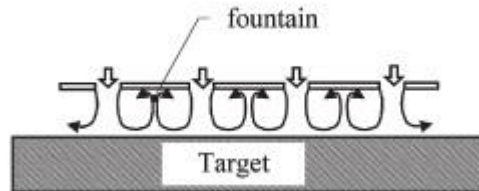


Figura 1.9 - Effetto "fontana"

In conclusione sperimentalmente si è mostrato come l'interazione sia molto ridotta per valori di $p_{jet}/D_u > 8$ e $H/D_u > 2$ mentre le interferenze indesiderate insorgono se questi valori diminuiscono; inoltre la combinazione fra getti risente maggiormente dei precedenti due parametri piuttosto che di Re .

1.5.2 Swirl e aumento di vorticità

Una possibile tecnica per incrementare lo scambio termico totale è quella di introdurre swirl vale a dire ricircolazioni indotte: un getto del genere ha una configurazione molto diversa da quella di un getto piano perché viene modificato l'allargamento del getto, le caratteristiche di turbolenza e l'intrappolamento del fluido esterno. Per valori di $H/D_u > 6$ gli effetti benefici dello swirl tendono ad andar persi ma per valori minori di 2 questo sistema permette di ottenere una distribuzione del numero di Nusselt più uniforme al costo di un valore di picco più contenuto. Per grandi valori di swirl lo scambio termico nella regione di ristagno può diminuire a causa della formazione di zone di ricircolazione.

Linguette solide possono essere installate all'interno dell'ugello per creare un aumento di strutture vorticosi. Esse hanno l'effetto di aumentare le instabilità secondarie e perciò sollecitare la rottura dei vortici verso la piccola scala. L'aggiunta di queste ostruzioni porta ad una diminuzione della zona potenziale perciò il picco del valore di scambio termico si ha per valori di H/D_u minori. Inoltre si registra un effetto negativo sull'uniformità dello scambio.

1.5.3 Getto pulsante

L'eccitazione del getto ha mostrato di avere le potenzialità per incrementare di molto lo scambio termico di un getto impattante. Ogni getto può possedere una frequenza naturale alla quale si formano e distaccano i vortici e si ritiene che questa frequenza influisca sulla distribuzione di scambio termico. L'eccitazione artificiale permette di controllare lo sviluppo dei vortici nel flusso e perciò fornisce la possibilità di incrementare lo scambio sulla superficie. Getti pulsanti generano configurazioni di vortici su grande scala attorno all'uscita dell'ugello dando luogo a strati limite instazionari sulla superficie che possono produrre coefficienti di scambio maggiori o minori a seconda della frequenza, dimensioni e numero di Reynolds.

In particolare se il getto è eccitato ad una frequenza minore di quella propria generalmente lo scambio termico è minore; se invece la frequenza di eccitazione è maggiore, allora anche lo scambio sarà superiore. Questa tecnica per l'incremento dello scambio è tra quelle studiate più di recente ed è proprio quella che si andrà ad investigare in questo lavoro, presentando dapprima alcuni studi effettuati con getti pulsanti e i risultati ottenuti.

1.5.4 Conclusioni

Lo scambio termico di un Impinging Jet dipende in modo sostanziale da molti parametri, fisici e operativi, in particolare la distanza dell'ugello dalla superficie target, Re e il diametro. Mentre gli improvvisi aumenti di turbolenza nella zona adiacente la parete spiegano la posizione e il modulo dei picchi di scambio termico, la letteratura fallisce nel fornire una spiegazione precisa del meccanismo che permette l'aumento dello scambio termico.

Di recente l'attenzione si è concentrata sul potenziale che hanno i vortici di aumentare il trasferimento di calore e sull'effetto che produce un'eccitazione artificiale su di essi, che può portare ad uno scambio termico medio superiore. Infine la condizione del flusso all'uscita dall'ugello è fortemente dipendente dalla geometria dello stesso, quindi ogni analisi è specifica per quella determinata geometria.

CAPITOLO 2

MODELLAZIONE FLUIDODINAMICA

In questo capitolo verrà affrontata la trattazione teorica che sta alle spalle della simulazione numerica, i cui risultati rappresentano il fulcro del lavoro. Si riporta dapprima un rapido riassunto delle equazioni costitutive che regolano il moto di un fluido qualsiasi, indicando di volta in volta quelle che sono state effettivamente risolte numericamente in relazione alle condizioni fisiche del problema di Jet Impinging, dopodichè si analizza la turbolenza (fenomenologia e modellazione) ed infine si approfondisce lo specifico modello di turbolenza utilizzato nel lavoro.

2.1 Leggi di conservazione

La struttura dettagliata di un campo di moto e la sua evoluzione nel tempo sono descritte da un sistema di equazioni differenziali alle derivate parziali che esprimono la conservazione di grandezze scalari quali la massa e l'energia, o vettoriali, quali la quantità di moto. Il fluido viene considerato un continuo. Per l'analisi fluidodinamica su scale di lunghezza macroscopiche (maggiori di $1 \mu\text{m}$) la struttura molecolare della materia e il suo moto possono essere ignorati e il comportamento del fluido viene descritto in termini di proprietà macroscopiche quali velocità, pressione, densità, temperatura e le loro derivate spaziali e temporali. In generale, se si considera una parte dello spazio compresa in un volume di controllo, il principio di conservazione di una grandezza Γ può essere espresso

nella forma: la portata di Γ in ingresso al volume di controllo meno la portata in uscita è pari alla variazione nel tempo di Γ nel volume di controllo. Ai termini di portata in ingresso ed in uscita possono affiancarsi termini di scambio attraverso la superficie che delimita il volume di controllo o termini di generazione all'interno del volume di controllo.

2.1.1 Conservazione della massa

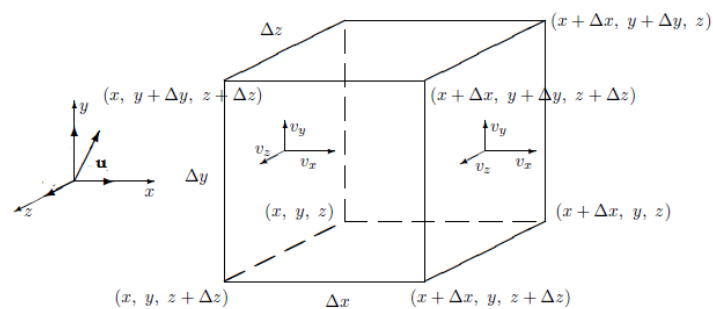


Figura 2.1 - Volume di controllo

Con riferimento alla figura 2.1, il bilancio di massa prevede che la variazione nel tempo della massa contenuta nel volume di controllo venga eguagliata alla somma di tutti i flussi, in ingresso e in uscita, lungo tutte le facce del volume di controllo. Senza riportare la dimostrazione completa l'equazione scalare che si ottiene è detta *equazione di continuità* e risulta:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2.1)$$

dove $\nabla \cdot$ rappresenta l'operatore divergenza definito come $(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z})$ e \mathbf{u} il vettore velocità di componenti u, v e w . L'equazione 2.1 rappresenta la conservazione della massa in un caso tridimensionale, instazionario per un fluido comprimibile.

Per un fluido incomprimibile (come un liquido) la densità è costante e pertanto la 2.1 diventa:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.2)$$

Questa condizione sostituisce l'equazione (2.1) per la densità; a causa di ciò gli schemi numerici per i fluidi incomprimibili sono notevolmente diversi da quelli usati per i fluidi comprimibili. Ad ogni modo in questo lavoro l'equazione di interesse è la 2.1 dal momento che il fluido è aria, quindi comprimibile con densità variabile.

2.1.2 Conservazione della quantità di moto

La quantità di moto è una grandezza vettoriale che si conserva nelle tre direzioni dando luogo ad una equazione vettoriale ovvero a tre equazioni scalari. Per ognuna delle direzioni, il principio di conservazione stabilisce che la variazione di quantità di moto nel volume di controllo è pari alla differenza tra la quantità di moto in ingresso e quella in uscita, più la somma di tutte le forze agenti sul volume di controllo. Lo schema del volume di controllo utilizzato per il bilancio di quantità di moto è mostrato in figura 2.2.

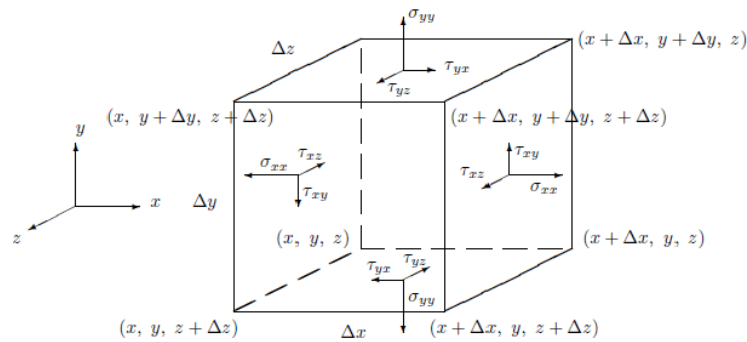


Figura 2.2 - Volume di controllo quantità di moto

Le forze agenti sul volume di controllo sono la forza di gravità, gli sforzi normali (come la pressione) e quelli tangenziali (sforzi viscosi). Nuovamente si riporta solo il risultato finale che si ottiene dal bilancio delle varie componenti, in questo caso per la componente x:

$$\frac{D(\rho u)}{Dt} = \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u \mathbf{u}) = -\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + \rho g_x \quad (2.3)$$

dove con $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}$ si intende la derivata materiale di una determinata grandezza rispetto al tempo seguendo una particella di fluido.

In forma vettoriale si può scrivere:

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \rho \mathbf{g} \quad (2.4)$$

con $\boldsymbol{\sigma}$ tensore degli sforzi.

Equazioni di Navier-Stokes

Per la soluzione dell'equazione di conservazione della quantità di moto, ossia per passare dall'equazione 2.4 alle ben note equazioni di Navier-Stokes, è necessario stabilire equazioni costitutive che mettano in relazione il tensore degli sforzi con il campo di velocità. Nei fluidi Newtoniani gli sforzi di taglio sono direttamente proporzionali alle derivate prime del campo di velocità. Si utilizzano quindi le leggi di Newton della viscosità in caso tridimensionale per fluido comprimibile che forniscono relazioni del tipo:

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (2.5)$$

Analoghe relazioni possono facilmente essere trovate per gli altri componenti del tensore degli sforzi. Per quanto riguarda gli sforzi normali si sfruttano le proprietà di simmetria e isotropia valide per i fluidi newtoniani e si giunge alla relazione

$$\sigma_{xx} = -p + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \lambda \nabla \cdot \mathbf{u} \quad (2.6)$$

dove il termine λ che moltiplica la divergenza della velocità è la cosiddetta viscosità secondaria che collega gli sforzi con la deformazione volumetrica. Per i gas una buona

approssimazione risulta $\lambda = \frac{2}{3}\mu$ mentre per i liquidi, in quanto incompressibili, la divergenza del vettore velocità si annulla e gli sforzi normali risultano uguali ai primi due termini soltanto. Inserendo le equazioni 2.5 e 2.6 per tutte le componenti dentro l'equazione vettoriale 2.4 si ricavano le tre componenti delle equazioni di Navier-Stokes nel caso, come in questo lavoro, in cui la viscosità non dipende dalla posizione ma solo dalla temperatura (relazione di Sutherland Cap. 4.5), tridimensionale, comprimibile, dipendente dal tempo (instazionario):

$$\frac{D(\rho u)}{Dt} = \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u \mathbf{u}) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 u + S_{Mx} \quad (2.7)$$

$$\frac{D(\rho v)}{Dt} = \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v \mathbf{u}) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \nabla^2 v + S_{My} \quad (2.8)$$

$$\frac{D(\rho w)}{Dt} = \frac{\partial \rho w}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho w \mathbf{u}) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \nabla^2 w + S_{Mz} \quad (2.9)$$

dove ∇^2 è l'operatore di Laplace (divergenza di gradiente).

In forma vettoriale risulta:

$$\frac{D(\rho \mathbf{u})}{Dt} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + S_M \quad (2.10)$$

dove S_M rappresenta il vettore di forze di volume (ad esempio la gravità) qualora non siano trascurabili. Le equazioni 2.2 e 2.10, semplificata per caso incompressibile, sono sufficienti per calcolare il moto di un fluido incompressibile.

Nel caso di fluidi comprimibili, come in questo lavoro, le equazioni precedenti non sono sufficienti a chiudere il sistema: le incognite sono 5 (ρ , p e le tre componenti di \mathbf{u}) mentre le equazioni sono soltanto 4 (l'equazione di continuità e le tre componenti di quella della quantità di moto).

Il sistema viene chiuso fornendo l'equazione di conservazione dell'energia e l'equazione di stato tra le variabili termodinamiche.

2.1.3 Conservazione dell'energia

L'energia per unità di massa contenuta in un elemento fluido è costituita dalla somma dell'energia interna, e , l'energia cinetica, $u^2/2$, e l'energia potenziale, gh . Il principio di conservazione dell'energia per un sistema in flusso rappresenta un'estensione del primo principio della termodinamica e può essere enunciato nella forma: la portata di energia in ingresso meno la portata in uscita più il calore ed il lavoro immesso nell'unità di tempo nel volume di controllo sono pari alla variazione nel tempo dell'energia contenuta nel volume di controllo. Si fornisce qui solo il risultato finale:

$$\frac{D(\rho e)}{Dt} = \frac{\partial \rho e}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho e \mathbf{u}) = -p \nabla \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot (k \nabla T) + \phi \quad (2.11)$$

Dove ϕ rappresenta la funzione di dissipazione che racchiude gli effetti dovuti agli sforzi viscosi ed e l'energia interna.

Equazione di stato

Tra le incognite si hanno 4 variabili termodinamiche p , ρ , e , T : relazioni tra queste possono essere introdotte nell'ipotesi di equilibrio termodinamico. In questo caso si può conoscere lo stato di una sostanza tramite due sole funzioni di stato. Se si usano ρ e T si hanno due equazioni di stato per p ed e . Nel caso di gas perfetto (ipotesi fatta in questo lavoro) valgono:

$$p = \rho RT \quad (2.12)$$

$$e = c_V T \quad (2.13)$$

Questa ipotesi quindi mantiene come incognite solo due funzioni di stato e, nel caso di fluido comprimibile, fornisce il legame tra l'equazione dell'energia e le conservazioni di massa e quantità di moto. Il collegamento si ha perché la densità può variare con la pressione e la temperatura nel campo di moto. Liquidi e gas a bassa velocità si comportano come fluidi incompressibili. Senza variazioni di densità non c'è collegamento fra l'equazione dell'energia e le conservazioni di massa e quantità di moto: si può quindi

risolvere il campo di moto senza bisogno dell'equazione dell'energia che, al contrario, è richiesta se il problema coinvolge un trasferimento di calore.

Riassumendo, nel caso più generico di fluido comprimibile, come in questo lavoro, le incognite sono le tre componenti di velocità, p , ρ , T ed e . Le equazioni a disposizione sono la conservazione della massa, della quantità di moto (3) ed energia più due equazioni di stato: con 7 incognite e 7 equazioni il sistema è matematicamente chiuso e può, teoricamente, esser risolto fornendo le opportune condizioni iniziali e al contorno.

2.2 Turbolenza ed equazioni risolutive

Tutti i fluidi che si incontrano nella pratica, anche i più semplici, diventano instabili oltre un certo numero di Reynolds. Quando questo eccede il cosiddetto valore critico Re_{crit} le forze di inerzia prevalgono su quelle viscosive ed il flusso non è più composto da strati adiacenti di fluido che scorrono l'uno sull'altro in maniera ordinata (flusso laminare) ma si instaura un regime di moto turbolento in cui la velocità e tutte le altre grandezze fluttuano continuamente nello spazio e nel tempo, in modo casuale e caotico: la turbolenza quindi è un fenomeno intrinsecamente instazionario. Considerando per brevità solo la velocità si introduce la cosiddetta *decomposizione di Reynolds*:

$$\mathbf{u}(t) = \mathbf{U} + \mathbf{u}(t)' \quad (2.14)$$

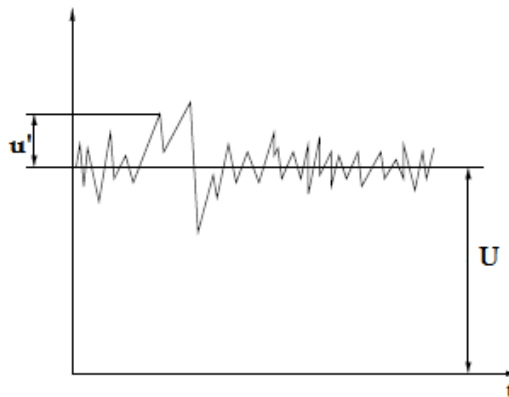


Figura 2.3 - Decomposizione di Reynolds

Ogni grandezza viene quindi decomposta in una parte media (U,V,W,P) e in una parte fluttuante, casuale e variabile nel tempo. Il flusso può quindi essere descritto in funzione delle sue proprietà medie e di alcuni parametri statistici delle fluttuazioni che verranno introdotti nel seguito.

Inoltre un moto turbolento presenta caratteristiche di imprevedibilità: una piccola incertezza riguardo alle condizioni iniziali sarà amplificata sino a rendere impossibile una precisa previsione deterministica dell'evoluzione.

Se in regime laminare il campo di moto può essere calcolato risolvendo numericamente (e talvolta anche analiticamente) le equazioni del cap. 2.1, senza ulteriori approssimazioni, nel regime turbolento vanno ricercati dei metodi per tener conto degli effetti della turbolenza.

Nei problemi ingegneristici la turbolenza è sempre un fenomeno tridimensionale, anche se la velocità o la pressione cambiano in una o due dimensioni soltanto; ciononostante esistono comunque situazioni di turbolenza bidimensionale, ad esempio l'atmosfera o la circolazione oceanica.

2.2.1 Scale di turbolenza

I vortici sono le strutture tipiche della turbolenza e hanno un ampio intervallo di lunghezze. Il movimento dei vortici è in grado di avvicinare particelle inizialmente distanti favorendo il miscelamento ed è per questo che un moto turbolento è in grado di favorire un efficace scambio di massa, quantità di moto ed energia molto più rapidamente che nel caso laminare.

In particolare i vortici più grandi interagiscono ed estraggono energia dal flusso medio (*Vortex Stretching*). Essi hanno una velocità caratteristica θ ed una lunghezza caratteristica ℓ dell'ordine del flusso medio e pertanto questi vortici sono dominati dagli effetti inerziali e non risentono di quelli viscosi. Il flusso medio svolge su questi vortici un'azione di stiramento che fornisce l'energia per mantenere la turbolenza. I vortici minori invece sono stirati da quelli maggiori e in misura minore dal flusso medio: in questo modo si trasmette

l'energia cinetica, verso i vortici minori, in un processo che viene chiamato *cascata di energia*. Tutte le proprietà fluttuanti possiedono energia in un ampio intervallo di lunghezze d'onda (o frequenze) come visibile in figura 2.3.

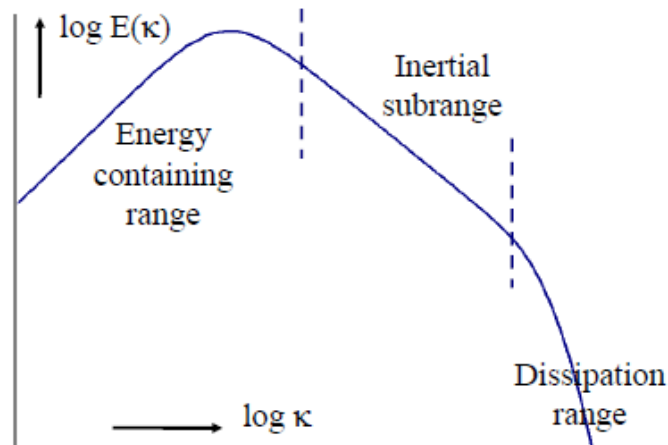


Figura 2.4 - Spettro di energia della turbolenza

L'energia è funzione del numero d'onda κ dove $\kappa = 2\pi/\lambda$ con λ lunghezza d'onda dei vortici. Si nota come i vortici maggiori (bassi numeri d'onda) siano quelli dotati di maggiore energia poiché l'acquisiscono dal flusso medio mentre i vortici minori (alti numeri d'onda) posseggono poca energia. Questi sono caratterizzati da un Re molto basso (ordine 1) e pertanto risentono in modo determinante degli effetti viscosi: a queste scale (scala detta di Kolmogorov) l'energia viene persa e degrada in calore. Dall'analisi dimensionale si ricava il rapporto fra le due scale:

$$\frac{\ell}{\eta} = Re^{-3/4} \quad (2.15)$$

ℓ generalmente dipende dalle condizioni al contorno del problema in quanto è una lunghezza tipica dello stesso: in questo lavoro il diametro dell'ugello.



Figura 2.5 – Varietà di scale di vortici in un getto turbolento

Dipendendo fortemente dal problema, la struttura dei vortici maggiori è altamente anisotropa cioè le fluttuazioni sono diverse nelle diverse direzioni (isotropia significa $u'=v'=w'$). La struttura dei vortici minori dipende invece solo da ν e da ε (tasso di dissipazione turbolenta) e non è collegata a variabili del problema per cui questi vortici sono isotropi. Anche le più piccole scale in un flusso turbolento sono comunemente molto più grandi di qualunque scala di lunghezza molecolare.

La scelta tra risoluzione completa e modellazione di un flusso turbolento si basa proprio sulla gestione dei vortici e delle varie scale. La soluzione diretta e completa delle equazioni per via numerica (*DNS-Direct Numerical Simulation*) è percorribile solo per valori limitati del numero di Reynolds e per geometrie semplici. Infatti, le esigenze computazionali sono proporzionali al numero di Reynolds alla terza potenza e diventano rapidamente troppo onerose per qualunque calcolatore esistente. L'alternativa comunemente utilizzata per la

soluzione del problema consiste nel mettere a punto metodi approssimati per la descrizione del campo di moto: se la semplificazione riguarda tutto il campo di moto e tutte le scale di lunghezza si adotta un approccio di tipo RANS (*Reynolds Average Navier-Stokes*), qualora invece si scelga una soluzione esatta per scale di lunghezza più grandi di un determinato valore e si modelli la turbolenza con scala più piccola di tale valore si parla di un approccio LES (*Large Eddy Simulation*). La prima tipologia, di interesse per questo lavoro, è descritta in questo capitolo.

2.2.2 Reynolds Average Navier-Stokes

Prima di scrivere le equazioni mediate, come già anticipato, vanno introdotte alcune grandezze statistiche per poter trattare le fluttuazioni turbolente. La schematizzazione di fig. 2.3 può essere applicata a qualsivoglia grandezza (densità, temperatura, pressione, velocità) che abbia un comportamento tempo-variante. Definendo genericamente una grandezza φ tale per cui risulti $\varphi(t) = \bar{\varphi} + \varphi'(t)$ possiamo calcolare:

- la media temporale

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \varphi(t) dt \quad (2.16)$$

- la media temporale delle fluttuazioni, nulla per definizione

$$\bar{\varphi}' = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \varphi'(t) dt \equiv 0 \quad (2.17)$$

- la varianza

$$\overline{(\varphi')^2} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} (\varphi')^2 dt \quad (2.18)$$

- il valore quadratico medio (RMS)

$$\varphi_{rms} = \sqrt{\overline{(\varphi')^2}} = \sqrt{\frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} (\varphi')^2 dt} \quad (2.19)$$

In particolare le varianze delle fluttuazioni di velocità $\overline{(u')^2}$, $\overline{(v')^2}$ e $\overline{(w')^2}$ sono grandezze molto importanti e dopo il processo di media temporale, saranno le responsabili della nascita di sforzi normali aggiuntivi dovuti alla turbolenza e motivo per cui si rende necessario un modello di turbolenza.

Introduciamo inoltre l'energia cinetica turbolenta e l'intensità di turbolenza

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (2.20)$$

$$T_i = \frac{(\frac{2}{3}k)^{1/2}}{U_{rif}} \quad (2.21)$$

dove k rappresenta l'energia cinetica per unità di massa contenuta nelle fluttuazioni in una data posizione.

La soluzione RANS si sceglie in quanto permette di ottenere in tempi accettabili ciò a cui di solito si è maggiormente interessati: coefficienti di scambio, campo medio di moto etc. L'operazione di media 2.16 è eseguita su un intervallo infinito, per flussi stazionari, oppure su un intervallo grande ma finito per flussi non stazionari in cui anche la media ha una variazione temporale, non è costante. La derivazione delle URANS (dove U sta per unsteady cioè instazionario) parte dalle equazioni 2.1 2.7-2.9 e 2.11 e si svolge in due passaggi:

- si applica la decomposizione di Reynolds a tutte le grandezze presenti scomponendole in parte media e parte fluttuante

- si effettua la media temporale in cui, avvalendosi delle proprietà della media di grandezze fluttuanti e loro somma, derivata o integrale, molte quantità si eliminano. Ciò che si ottiene, senza dimostrarlo, viene riportato di seguito

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{U}}) = 0 \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{U} \bar{\mathbf{U}}) = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + \mu \nabla^2 \bar{U} - \left[\frac{\partial (\overline{\rho u'^2})}{\partial x} + \frac{\partial (\overline{\rho u' v'})}{\partial y} + \frac{\partial (\overline{\rho u' w'})}{\partial z} \right] \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{V}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{V} \bar{\mathbf{U}}) = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial y} + \mu \nabla^2 \bar{V} - \left[\frac{\partial (\overline{\rho u' v'})}{\partial x} + \frac{\partial (\overline{\rho v'^2})}{\partial y} + \frac{\partial (\overline{\rho v' w'})}{\partial z} \right] \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{W}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{W} \bar{\mathbf{U}}) = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial z} + \mu \nabla^2 \bar{W} + \left[\frac{\partial (\overline{\rho u' w'})}{\partial x} + \frac{\partial (\overline{\rho v' w'})}{\partial y} + \frac{\partial (\overline{\rho w'^2})}{\partial z} \right] \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{\Phi}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\Phi} \bar{\mathbf{U}}) = \Gamma_\Phi \nabla^2 \bar{\Phi} - \left[\frac{\partial (\overline{\rho u' \phi'})}{\partial x} + \frac{\partial (\overline{\rho v' \phi'})}{\partial y} + \frac{\partial (\overline{\rho w' \phi'})}{\partial z} \right] \quad (2.26)$$

Queste equazioni sono le URANS per caso comprimibile in cui sono presenti le variazioni medie della densità mentre sono trascurate le sue fluttuazioni: sono ampiamente usate nei codici CFD commerciali e sono quelle che hanno riguardato il caso in esame in quanto non si è potuto considerare la densità costante, cosa che avrebbe semplificato di molto problema ed equazioni, per via di notevoli variazioni di temperatura. La 2.22 è un'equazione di trasporto generica valida per qualsiasi grandezza scalare (quindi anche la temperatura). Le equazioni ottenute sono simili nella forma a quelle di partenza sebbene al posto delle grandezze istantanee ora appaiono le medie. Tuttavia il processo di media temporale ha introdotto nuovi termini nelle 2.23-2.26 che rappresentano sforzi turbolenti aggiuntivi (detti *Sforzi di Reynolds*) e sono prodotti di fluttuazioni di velocità dovuti al trasferimento convettivo causato dai vortici della turbolenza. Focalizzandosi solo sulle equazioni mediate della quantità di moto si notano 6 sforzi di Reynolds, 3 normali e 3

tangenziali, che sono sempre non nulli. La quantificazione di questi sei termini (e di quelli nell'equazione scalare di trasporto) permette di chiudere il sistema: si rende necessario un modello di turbolenza che correli queste grandezze, punto per punto, a valori noti e calcolabili; tuttavia l'assenza di un modello universalmente valido obbliga di volta in volta a valutare quale dei modelli presenti sia più adatto per il caso in studio.

2.2.3 Approssimazione di Boussinesq

Fatta eccezione per il Reynolds Stress Model (RSM), che prevede un'equazione di trasporto aggiuntiva per ogni sforzo turbolento, tutti i più affidabili modelli di turbolenza per le URANS si basano su due ulteriori equazioni soltanto e sulla approssimazione di Boussinesq (1877).

Secondo l'ipotesi di Boussinesq vi è un'analogia tra le tensioni dovute alla turbolenza e gli sforzi viscosi (2.5) e la dissipazione dovuta alla turbolenza è direttamente dipendente dal campo medio. Si ha

$$\tau_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (2.27)$$

dove k è l'energia cinetica turbolenta definita in 2.20 mentre μ_t [Pa·s], detta viscosità turbolenta (eddy viscosity), non è una proprietà fisica del fluido ma del flusso e non può essere costante nel campo di moto, ma dipende dalla posizione. Questo appare evidente considerando che il profilo di velocità non ha derivata nulla alla parete, mentre alla parete devono essere nulle le tensioni di Reynolds (la velocità alla parete è nulla).

Con questa approssimazione si sposta l'attenzione dalla determinazione dei sei sforzi di Reynolds a due parametri, variabili punto a punto, μ_t e k , noti i quali si può risalire per la 2.27 agli sforzi turbolenti e chiudere il sistema.

Per completezza, dal momento che in questo lavoro si tratta anche l'equazione dell'energia, va introdotta una relazione analoga che permetta di modellare i termini turbolenti dovuti al trasporto di uno scalare (e.g. temperatura) in 2.26; si ha

$$-\overline{\rho u'_i \phi'} = \Gamma_t \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \quad (2.28)$$

in cui Γ_t è la diffusività turbolenta. Dal momento che il trasporto turbolento di quantità di moto calore o massa è dovuto allo stesso meccanismo, il miscelamento dei vortici, ci si può aspettare che Γ_t sia circa uguale a μ_t : questa assunzione è nota come analogia di Reynolds. Si definisce il numero di Prandtl/Schmidt

$$\sigma_t = \frac{\mu_t}{\Gamma_t} \quad (2.29)$$

circa uguale a 1 in molti codici CFD commerciali.

2.3 Modello k- ω SST

I modelli a viscosità turbolenta si basano in genere su ipotesi di diffusione per gradiente della quantità di moto poiché è proprio questo il significato fisico: la struttura turbolenta, il vortice, acquista quantità di moto da quelli circostanti ma, allo stesso tempo, ne cede ad altri. Ovviamente si può immaginare che le strutture turbolente non si comportino allo stesso modo: vortici grandi e lontani dalla parete hanno generalmente maggior capacità di trasmettere quantità di moto rispetto a quelli “schiacciati” a ridosso della parete. Il problema della definizione di un modello di viscosità turbolenta è quindi quello di cercare una lunghezza di scala e un tempo di scala (quindi anche una velocità), dipendenti dalla posizione del vortice stesso, entro i quali la struttura turbolenta rimane coerente.

I modelli algebrici forniscono direttamente la viscosità turbolenta in funzione delle variabili medie senza ricorrere a equazioni differenziali e, poiché sovente contengono parametri empirici, costituiscono modelli ad hoc per specifici problemi. Di maggiore generalità sono i modelli differenziali, in cui una o più grandezze caratteristiche della turbolenza (l'energia cinetica turbolenta o il tasso di dissipazione) sono ottenute risolvendo opportune equazioni di trasporto. Ciò consente di impostare bilanci di queste quantità in

cui figurano esplicitamente i termini di generazione, distribuzione, dissipazione. Lo scopo di un simile modo di operare è quello di ottenere equazioni di maggiore generalità, aventi minor dipendenza da assunzioni empiriche, a prezzo di una maggiore complessità e onere computazionale.

Il modello k - ω è uno di questi e risolve due equazioni ulteriori di trasporto: una per l'energia cinetica turbolenta k e una per la dissipazione specifica di turbolenza ω definita come

$$\omega = \varepsilon/k \quad (2.30)$$

in $[s^{-1}]$ dove ε è il tasso di dissipazione di energia cinetica turbolenta per unità di massa ossia la distruzione di energia cinetica turbolenta ad opera dei vortici minori nel contrasto con gli sforzi viscosi. Il modello nella sua formulazione originale è stato proposto da Wilcox nel 1988 e perfezionato nel 1993 e 1994. Per la turbolenza su larga scala si pone $\theta = k^{\frac{1}{2}}$, la scala di velocità, e $\ell = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon}$, la scala di lunghezza. L'analisi dimensionale e la 2.30 conducono all'espressione:

$$\mu_t = \rho\theta\ell = \frac{\rho k}{\omega} \quad (2.31)$$

I *Reynolds Stress* vengono calcolati dalla relazione di Boussinesq 2.27. Le equazioni di trasporto per k e per ω risultano:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho k \mathbf{U}) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + (2\mu_t S_{ij} \cdot S_{ji} - \frac{2}{3} \rho k \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \delta_{ij}) - \beta^* \rho k \omega \quad (2.32)$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \omega \mathbf{U}) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \nabla \omega \right] + \gamma_1 (2\rho S_{ij} \cdot S_{ji} - \frac{2}{3} \rho \omega \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \delta_{ij}) - \beta_1 \rho \omega^2 \quad (2.33)$$

Dove, in parole, il bilancio esprime: il tasso di variazione di k o ω + il trasporto di k o ω per convezione = il trasporto di k o ω per diffusione turbolenta più il tasso di produzione di k o ω – il tasso di dissipazione di k o ω . Le costanti del modello sono:

$\sigma_k = 2.0$	$\sigma_\omega = 2.0$	$\gamma_1 = 0.553$	$\beta_1 = 0.075$	$\beta^* = 0.09$
------------------	-----------------------	--------------------	-------------------	------------------

Inizialmente il modello ha attirato molto l'attenzione in quanto, a differenza del consolidato k - ϵ permette di ottenere ottimi risultati nelle regioni vicine a parete a basso Re: qui il valore di k è posto uguale a 0 mentre la dissipazione specifica di turbolenza ω tende ad infinito alla parete tuttavia si può specificare un valore molto grande ma finito in modo da ottenere valore nullo per μ_t , senza che questa supposizione influenzi il risultato. All'Inlet valori di k e ω vanno specificati mentre in Outlet si usa l'usuale condizione di "zero gradient" (gradiente normale nullo). La condizione al contorno più problematica del modello k - ω è il *free-stream* al di fuori dello strato limite: qui k tende a 0 e così anche ω . Dalla 2.31 però si osserva che μ_t sarebbe indeterminato perciò un valore molto piccolo di ω va specificato. Sfortunatamente però è stato dimostrato che la scelta, arbitraria, di questo valore tende ad influenzare attivamente i risultati del modello specialmente in problemi di aerodinamica esterna.

Da qui nasce il modello k - ω SST (Shear Stress Transport): Menter (1992) notò che i risultati del modello k - ϵ sono molto meno sensibili alla condizione arbitraria assunta in *free-stream* ma quel modello presenta maggiori problemi nella regione a parete. Questo lo portò a pensare ad un modello ibrido che sia sostanzialmente il k - ω nella regione prossima alla parete (il cosiddetto *Viscous Sublayer*) e lo standard k - ϵ nella regione completamente turbolenta [3]. I *Reynolds stress* e l'equazione di k sono i medesimi del modello k - ω di Wilcox, ciò che cambia è l'equazione per ω che viene derivata da quella per ϵ del modello k - ϵ , sostituendo $\epsilon=k\omega$:

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \omega \mathbf{U}) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 1}} \right) \nabla \omega \right] + \gamma_2 \left(2\rho S_{ij} \cdot S_{ji} - \frac{2}{3} \rho \omega \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \delta_{ij} \right) - \beta_2 \rho \omega^2 + 2 \frac{\rho}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_k} \frac{\partial \omega}{\partial x_k} \quad (2.34)$$

Sostanzialmente identica alla 2.33 eccetto per le costanti e per la presenza dell'ultimo termine che è un termine di diffusione aggiuntivo. Le costanti, ottimizzate sempre da Menter (2003) sulla base di sperimentazioni, valgono:

$\sigma_k = 1.0$	$\sigma_{\omega_1} = 2.0$	$\sigma_{\omega_2} = 1.17$	$\gamma_2 = 0.44$	$\beta_2 = 0.083$	$\beta^* = 0.09$
------------------	---------------------------	----------------------------	-------------------	-------------------	------------------

Per evitare l'insorgere di instabilità dovute al raccordo fra i valori calcolati della viscosità turbolenta dal k - ϵ nel *far field* e il k - ϵ così modificato nella regione a parete, si utilizza una funzione di raccordo, che vale 0 a parete e 1 nel flusso sviluppato, e permette di avere una transizione graduale assicurando un buon comportamento nella regione a parete abbinato alla solidità del k - ϵ nel *far field*, in modo stabile a livello numerico. L'utilizzo della formulazione $k - \omega$ nelle regioni prossime alla parete fino all'interno del substrato viscoso, fa sì che il $k - \omega$ SST possa essere usato come un modello Low-Reynolds. In un caso particolare come l'Impinging Jet in cui si hanno tre zone di flusso molto diverse (*free jet*, *stagnation region* e *wall jet region*) un modello ibrido è senz'altro la scelta migliore. Tra i modelli basati sulla viscosità turbolenta è quello che offre le maggiori prestazioni per flussi complessi, con forti gradienti di pressione avversa, getti e shear layers.

CAPITOLO 3

PRECEDENTI STUDI

In letteratura si trovano parecchi studi di Jet Impingement ma, vista la grande variabilità dei parametri sia di funzionamento che geometrici, spesso tutti questi studi differiscono gli uni dagli altri, dando risultati contrastanti. Tuttavia molti sono stati gli studi effettuati sui getti stazionari, (non pulsati) sia perché più semplici sia perché lo studio di quelli pulsati o intermittenti è stato per un certo tempo abbandonato, dopo che le prime prove con frequenze molto basse ($St=fD_w/U$ molto piccoli) avevano dato risultati peggiori rispetto ai getti classici. Solo negli ultimi anni la comunità scientifica è tornata ad analizzare, da un punto di vista sia numerico che sperimentale, i getti pulsanti andando ad ampliare il range di frequenze ed analizzando un più ampio intervallo di St . Risultati interessanti sono stati ottenuti a partire di valori di St maggiori di 0.2-0.25.

In [5] un numero di Strouhal fino a 0.025 viene testato con un ugello rettangolare con pulsazione intermittente on-off. Si mostra che un aumento di Re e della frequenza di pulsazione crea un incremento del numero di Nu mediato nel tempo.

In [6] gli autori testano numeri di Strouhal decisamente maggiori fino a 0.25. Si verifica che all'aumento di St corrisponde una crescita dell'interazione nella regione prossima a parete.

In [7] una analisi approfondita viene effettuata a St fissato pari a 0.26 variando distanza della parete, frequenza e ampiezza. Il numero di St scelto è quello considerato critico in quanto può presentare i vantaggi considerevoli. Si ottiene uno scambio termico maggiore

fino al 20% nei casi con distanza dalla superficie minore, rispetto a getto stazionario. Inoltre si mostra l'importanza che l'ampiezza di oscillazione ha nella generazione di vortici di dimensioni maggiori.

In questo lavoro, tuttavia, si sono voluti investigare gli effetti di Strouhal molto alti (fino a 0.82) e, riguardo a questi valori, gli studi già effettuati sono davvero pochi e spesso solo sperimentali. Questo perché generalmente si predilige analizzare il Jet Impingement ad alto Re , quindi alta velocità e per poter raggiungere valori di St elevati, le frequenze richieste diventerebbero eccessivamente alte.

L'unico studio simile a quello in esame è stato realizzato da T. Janetzke et al. (2015) [8] e ha previsto tramite tecniche sperimentali come PIV e di Oil Film la caratterizzazione del flusso di un getto a Re costante e pari a 7280 e lo studio dell'efficacia di raffreddamento al variare di St fino a 0.9. I risultati sperimentali ottenuti evidenziano come la pulsazione del getto possa portare a un decremento o ad un incremento dell'efficacia rispetto a getto non pulsato, a seconda di St . In quella configurazione e geometria un incremento massimo di quasi il 30% dell'efficacia si ottiene per St uguale a circa 0.82. Nel capitolo seguente si chiarirà quale è stata la configurazione adottata per lo studio e tutti i parametri chiave.

CAPITOLO 4

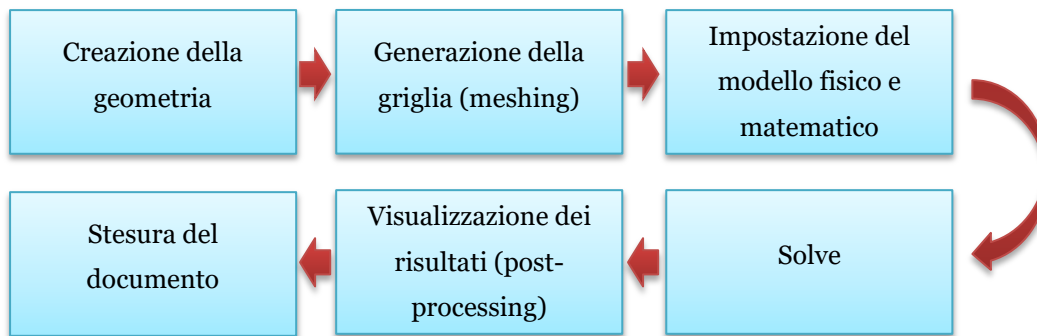
CASO IN ESAME

Lo studio è stato effettuato presso il centro di ricerca “IMP-PAN Instytut Maszyn Przepływowych - Polskiej Akademii Nauk” in Danzica, Polonia.

La scelta di studiare un dispositivo Impinging Jet si inserisce nell’ottica di una futura costruzione di un prototipo per lo studio a livello sperimentale del processo: lo studio CFD costituisce quindi un preliminare necessario per valutare la configurazione migliore, vantaggi e svantaggi prima di procedere alla realizzazione fisica del sistema, nel modo più efficace. In particolare, come visto nel capitolo 1, sono molti i parametri che influenzano il comportamento di un dispositivo per il raffreddamento di questo tipo: quello su cui si è concentrata maggiormente l’attenzione, in relazione anche ai vincoli per l’apparato sperimentale che sarà costruito in seguito, è la frequenza e il parametro ad essa legato, il numero di Strouhal

$$St = \frac{fD_u}{U} \quad (4.1)$$

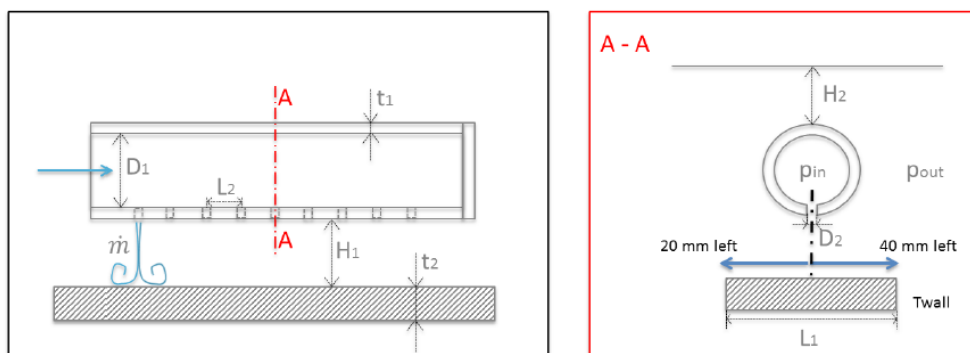
In sostanza quindi lo scopo del lavoro è stato quello di valutare la presenza o meno di una convenienza nell’imprimere una pulsazione al getto rispetto ad un getto classico non pulsato (St nullo) e stabilire eventualmente in quale configurazione geometrica e con quali condizioni al contorno si ha la convenienza massima. Come ogni lavoro di fluidodinamica computazionale le fasi da seguire sono ben definite e sono nel seguito schematizzate:



In questo capitolo si analizzano le prime tre fasi del procedimento evidenziando di volta in volta, per ogni fase, quelle che sono state le diverse variazioni al fine di ottimizzare il dispositivo. Prima però si presenta uno studio preliminare effettuato lo scorso anno nell'istituto.

4.1 Precedente studio dell'Istituto

Nell'istituto era già stato effettuato uno studio sull'efficacia di un eventuale pulsazione impressa ad un getto prima del suo impatto sulla superficie. Si riporta in seguito uno schema dell'impianto, con relativi valori geometrici.



Parameters of interest	Boundary conditions											Hand calculated estimated values		
	D1	D2	H1	H2	L1	L2	t1	t2	Re jet @118F	Twall	Tjet	Poutlet	Pressure ratio	Estimated jet flow
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	F	F	F	psia		pps
reference ,flat plate' case	20	0.9	4	7xD1	20+40	5	0.5	2	2500	700	118	3.15	~1.5 (to be adjusted to receive jet Re ~2500)	~7.56E-05

Figura 4.1 - Schema geometrico del primo studio effettuato

Nonostante la presenza di una serie di getti, è stato analizzato solamente il comportamento di uno di essi con ulteriore semplificazione di geometria assialsimmetrica, simulando quindi solo 1° di apertura del getto lungo la coordinata cilindrica θ . Ciò ha permesso senz'altro di risparmiare risorse computazionali in quanto semplifica di molto il dominio di calcolo senza nulla togliere alla veridicità della simulazione.

La raffigurazione della geometria costruita CAD è visibile in figura 4.2 insieme alle condizioni al contorno imposte. In ingresso è stata imposta una portata massica, temperature sono state stabilite per il flusso in entrata (freddo) e per la parete inferiore (calda). All'uscita è stata imposta una condizione sulla pressione relativa mentre la parete superiore viene considerata adiabatica.

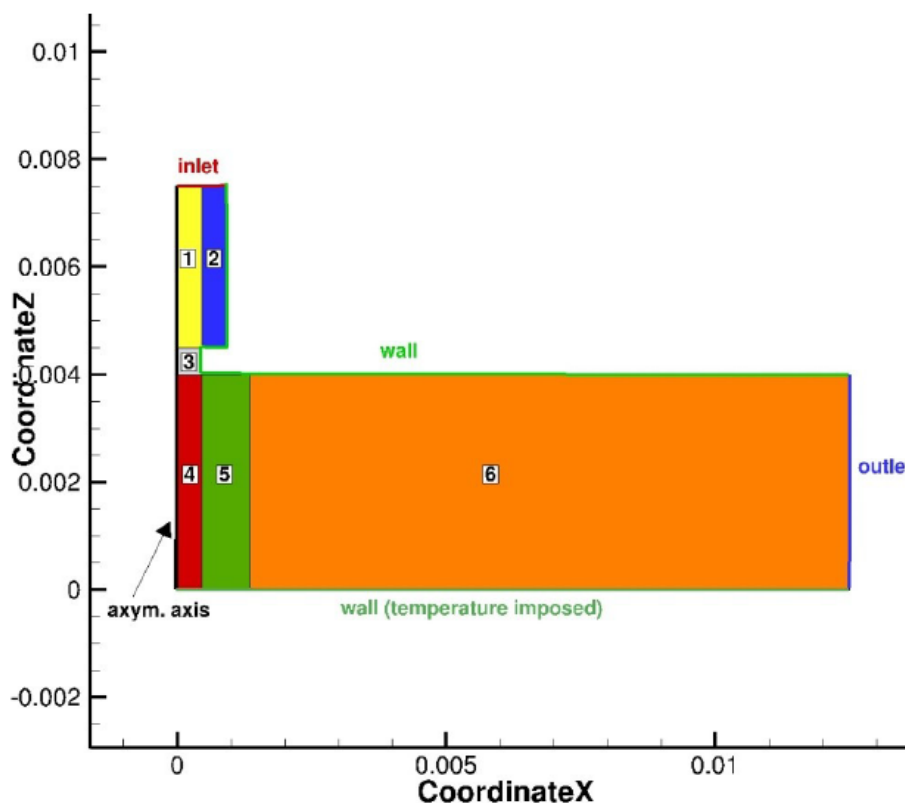


Figura 4.2 - Vista 2D del modello

$H = 0.004m$	$D = 0.0009m$	$v = 150m/s$	$P_{outlet} = 21720Pa$
--------------	---------------	--------------	------------------------

Tabella 1

Le simulazioni sono state effettuate variando la frequenza del getto in ingresso da 20 kHz a 150 kHz (in modo da ottenere $St=0.11$ a $St=0.82$), la distanza ugello-superficie (da 4mm a 2 mm) e il numero di Reynolds (aumentato di un fattore 4), mantenendo il diametro fissato a $D_u=0.9mm$. I risultati per questa configurazione non hanno mostrato vantaggi significativi né con $H/D_u=4$ né con $=2$. Qualche miglioramento degno di nota si è mostrato invece per valori di Re maggiori.

4.2 Geometria

Nella costruzione del caso ci si è ispirati alla geometria presentata in 4.1 tenendo presente però un aspetto: lo studio effettuato in precedenza rappresentava un esercizio piuttosto che un dispositivo reale. In questo caso invece si è dovuto innanzitutto stabilire dei vincoli, geometrici e di funzionamento, dettati dall'apparato sperimentale che si dovrà costruire. A seconda di quelli che sono i vincoli si è proceduto successivamente a valutare una portata (e quindi una velocità) che fornisse valori di Strouhal giudicati promettenti che, come si è visto nei precedenti studi (Cap. 3), sono nel range $0.4 \div 0.85$. Riuscire ad avere tali valori è importante e dipende da quali frequenze e velocità si adottano. E' molto difficile nella pratica pulsare un getto molto veloce con altissima frequenza (come nello studio in 4.1). Ecco perché dato che lo scopo del lavoro è analizzare l'effetto di St in un caso pratico si scelgono valori di velocità (quindi Re) decisamente più bassi.

Oltretutto data la grande dipendenza del fenomeno da tantissimi parametri, stabilire pochi ma ferrei vincoli è fondamentale per non perdersi in analisi inutili ma andare a variare solo quei valori che possono davvero essere modificati, al fine di ottimizzare il funzionamento.

Il primo e fondamentale vincolo è senz'altro il diametro dell'ugello che è stato fissato per tutte le analisi a $D_u = 10$ mm. Il diametro dell'ugello è un parametro molto sensibile per i dispositivi di Impinging Jet in quanto influenza la dimensione dei vortici maggiori. Un

altro vincolo è dato dalle frequenze di pulsazione del getto, decisamente più basse di quelle espresse in 4.1 e legate a quelle che potranno essere effettivamente adottate nell'apparato sperimentale, in particolare il limite è dovuto alla frequenza dell'attuatore che deve imprimere l'oscillazione alla portata entrante: sono state scelte quindi 0 Hz (getto non pulsato), 100Hz, 200Hz, 400Hz e 550Hz. Sulla scorta di questi parametri fissati "da progetto" sono state stabilite tutte le altre quantità, dalla portata alla distanza della parete inferiore fino all'ampiezza dell'oscillazione sinusoidale e sono state variate in modo da ottimizzare lo scambio termico ricercando la configurazione più conveniente, se esistente. Riassumendo quindi:

VINCOLI GEOMETRICI E DI FUNZIONAMENTO					
<i>Diametro ugello D_u [m]</i>	<i>Frequenze f [Hz]</i>				
0.01	0	100	200	400	550

Tabella 2

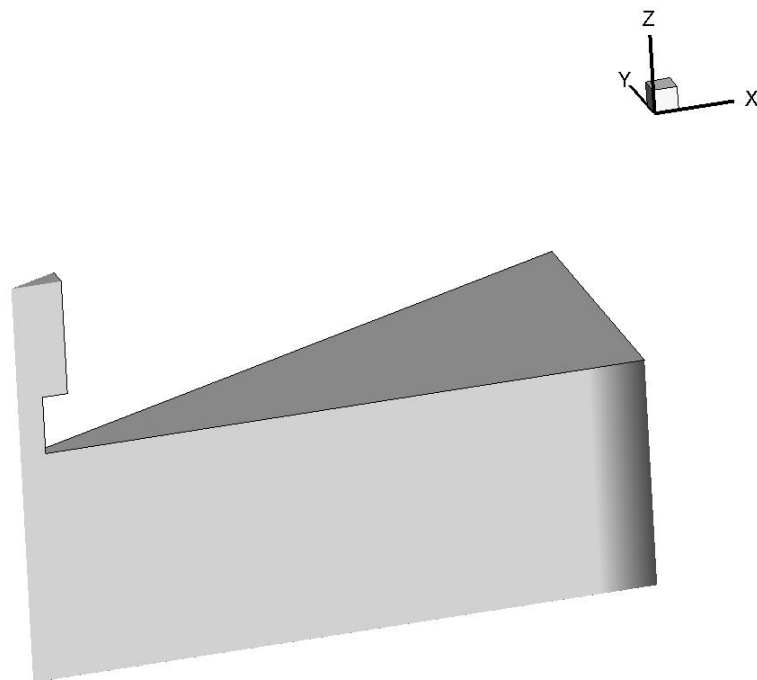


Figura 4.3 – Modello vista 3D

La geometria, creata in NUMECA, è 3D ma assialsimmetrica con una apertura lungo la coordinata θ di 1° che permette una semplificazione numerica evidente rispetto all'intera simulazione del dispositivo: le condizioni al contorno richieste per geometria assialsimmetrica in FLUENT verranno elencate nel Cap. 4.5. Il raggio dell'ugello è quindi raffigurato al posto del diametro intero. Per quanto riguarda le altre misure del dominio si riporta in Fig.4.4 lo schema lungo le coordinate radiale e assiale (x-z).

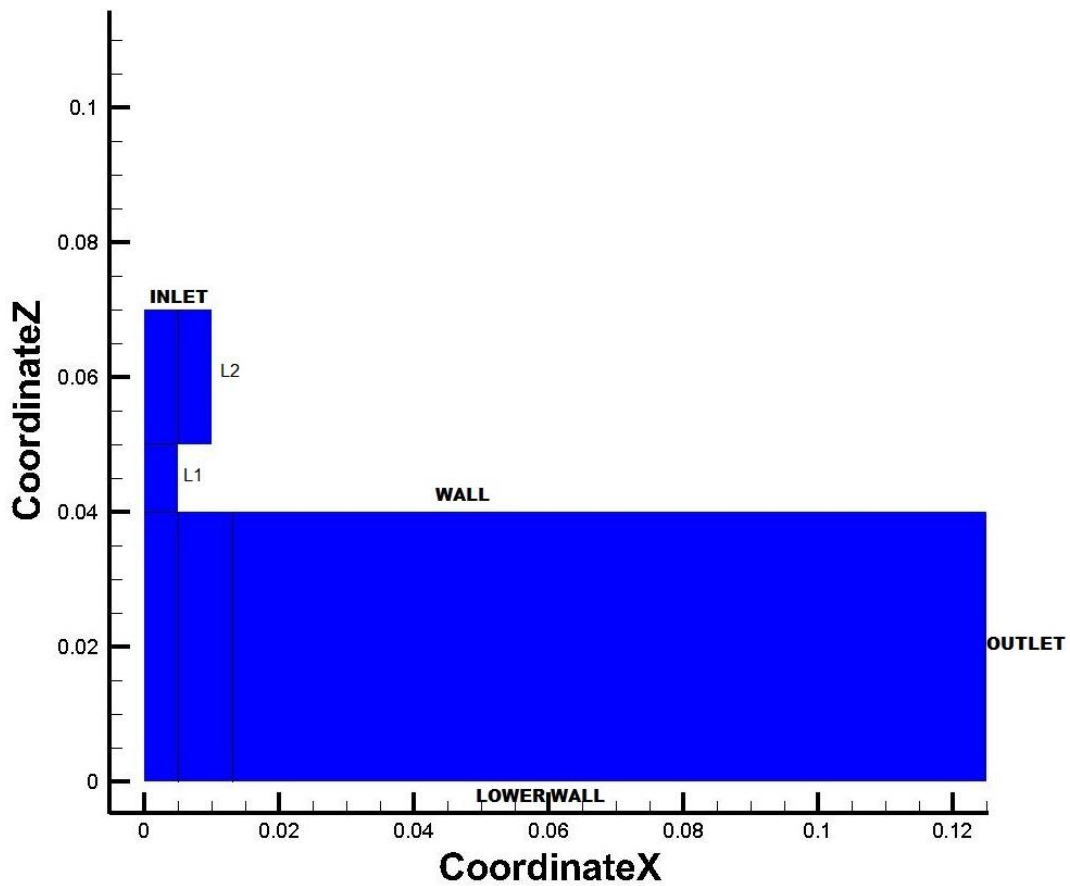


Figura 4.4 - Geometria iniziale

x -INLET [m]	Radius [m]	LowerWall [m]	z -L1 [m]	z -L2 [m]	H [m]
0.01	0.005	0.125	0.01	0.02	0.04

Tabella 3

Tra tutte le grandezza geometriche l'unica che modifica il comportamento di un Impinging Jet (oltre al diametro, che è fissato) è la distanza H , tra ugello e parete inferiore, e il relativo rapporto H/D_u ; non essendoci alcun vincolo su H si è provveduto ad indagare due configurazioni differenti. In Fig 4.4 il valore di H è di 40 mm quindi $H/D_u = 4$ mentre in Fig. 4.5 si è dimezzata tale distanza pertanto $H=20\text{mm}$ e $H/D_u = 2$. Nel seguito si vedrà perché questa distanza gioca un ruolo così importante. Tutte le altre lunghezze sono rimaste invariate e sono riportate in tabella 3. La lunghezza del Lower Wall, di 125 mm, avrebbe potuto essere aumentata dal momento che problemi all'outlet sono comuni nella simulazione CFD e spesso dipendono da una eccessiva vicinanza dell'uscita alla zona in cui si sviluppa il flusso che crea ad esempio problemi di flusso inverso. Tuttavia per limitare il numero di celle (Cap 4.3) e dal momento che l'interesse è rivolto solo alla zona di ristagno e a quella limitrofa, si è pensato di non eccedere con tale lunghezza.

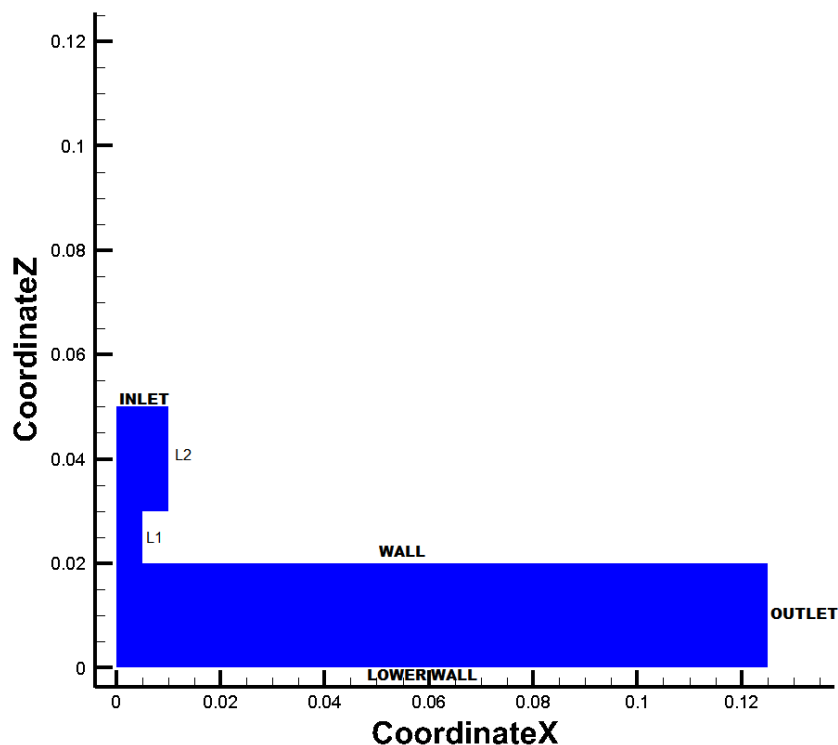


Figura 4.5 - Dimensioni geometria ridotta

Più importante è invece la lunghezza lungo Z L1: corrisponde a due volte il raggio quindi 0.01 m, come il diametro, ed è fondamentale come si vedrà nel prossimo capitolo per lo sviluppo di zone ad alta vorticità nel caso di getto pulsato.

<i>x-INLET [m]</i>	<i>Radius [m]</i>	<i>LowerWall [m]</i>	<i>z-L1 [m]</i>	<i>z-L2 [m]</i>	<i>H [m]</i>
0.01	0.005	0.125	0.01	0.02	0.02

Tabella 4

In conclusione quindi da un punto di vista puramente geometrico, l'unico parametro su cui è stata effettuata un'ottimizzazione è la distanza H, variata da 40mm a 20mm.

4.3 Griglia spaziale

Per quanto riguarda la mesh si è scelto una griglia di tipo strutturata (structured): la differenza principale fra una mesh structured ed una unstructured risiede nella forma delle celle. Una griglia strutturata presenta generalmente quadrati o rettangoli ortogonali nelle coordinate (i,j) in 2D ed esaedri ortogonali in (i,j,k) in 3D mentre una non strutturata è formata da triangoli in 2D e cunei o piramidi in 3D. In un caso 2D ad esempio ogni nodo di una mesh structured ha due indici i e j che sono unici: questo tipo di griglia ha molti vantaggi in termini di memoria e calcolo. Tuttavia può risultare difficile applicare questo approccio a geometrie complesse che mal si adatterebbero alla forma di queste celle. In questo caso però data la semplicità della geometria, che non presenta curve, si è scelta una griglia strutturata che è stata eseguita nel tool di Numeca Software dedicato a queste mesh, IGG AutoGrid.

La costruzione di una griglia di questo tipo è abbastanza agevole ma bisogna comunque prestare attenzione ad alcuni aspetti. Come visibile in Fig 4.4 il dominio di calcolo non è un blocco unico ma è diviso in 6 zone (contraddistinte dalle linee nere) le cui griglie sono indipendenti. La prima fase consiste nel decidere, per ogni zona, un numero di linee orizzontali e verticali per costruire un reticolo iniziale.

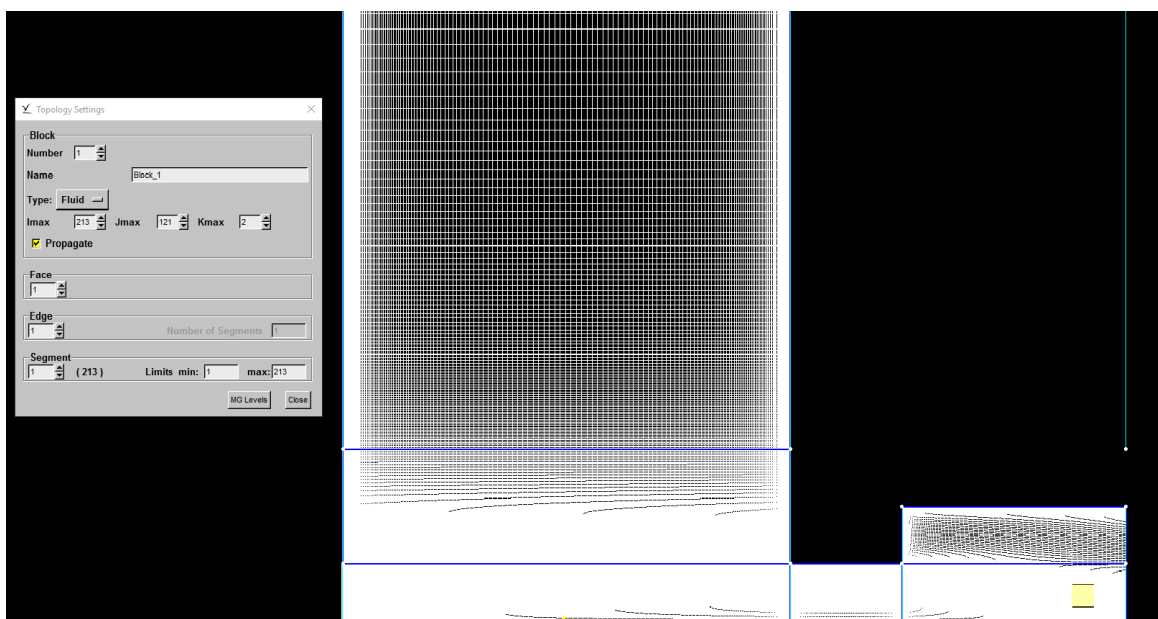


Figura 4.6 - Prima fase costruzione griglia

In Fig 4.6 si riporta questo passaggio per la zona 1 (quella in basso in corrispondenza della linea gialla). Sebbene il numero di linee possa essere scelto differente per ogni zona, è comunque conveniente che i vertici di celle adiacenti ma appartenenti a zone differenti siano coincidenti e pertanto in questa fase iniziale è bene scegliere un numero di linee uguale per tutte le zone adiacenti (in Fig 4.6 ad esempio il numero di linee verticali della zona 1, quella più in basso, dovrebbe essere uguale a quello di linee verticali delle zone 2 e 3 ossia quelle nella parte in alto della figura).

La seconda fase di costruzione di una griglia strutturata invece consiste nell'indicare direttamente la grandezza delle celle che si desidera (in metri) in corrispondenza dei bordi di ogni singola zona sia che sia un bordo reale del solido, sia che si tratti di un bordo di una zona adiacente ad un'altra. In questo ultimo caso è importante sottolineare come all'interfaccia tra due zone è bene cercare di ottenere dimensioni di celle non troppo diverse in modo da garantire un allargamento o un restringimento delle celle non troppo brusco ma più "liscio" possibile: ciò si ottiene giocando coi valori delle grandezze delle celle ai bordi. Va indicato inoltre quale deve essere l'aumento progressivo tra le celle ai bordi, di dimensione definita, e quelle successive verso l'interno. In Fig. 4.7 è riportata questa seconda fase. Si è detto che occorre avere un evitare un cambiamento repentino di

dimensioni fra celle di zone limitrofe e questa ha rappresentato la fase più delicata della costruzione della mesh: in Fig 4.8 si vede un ingrandimento dell'interfaccia fra tre zone. Il motivo per cui è così importante si nota nel post-processing e quindi ci si accorge di avere una mesh non accurata solo dopo aver lanciato la simulazione e aspettato la fine del calcolo. In un fenomeno così turbolento e dipendente dallo sviluppo dei vortici la rappresentazione della vorticità è molto importante: come tutte le grandezze derivate la vorticità è molto sensibile al raffinamento della griglia e può accadere che passaggi bruschi nelle dimensioni delle celle generino picchi di vorticità non reali. Pertanto un grande lavoro è stato fatto nelle zone di interfaccia tra le prime griglie create e quelle poi effettivamente utilizzate per il calcolo che si presenterà.

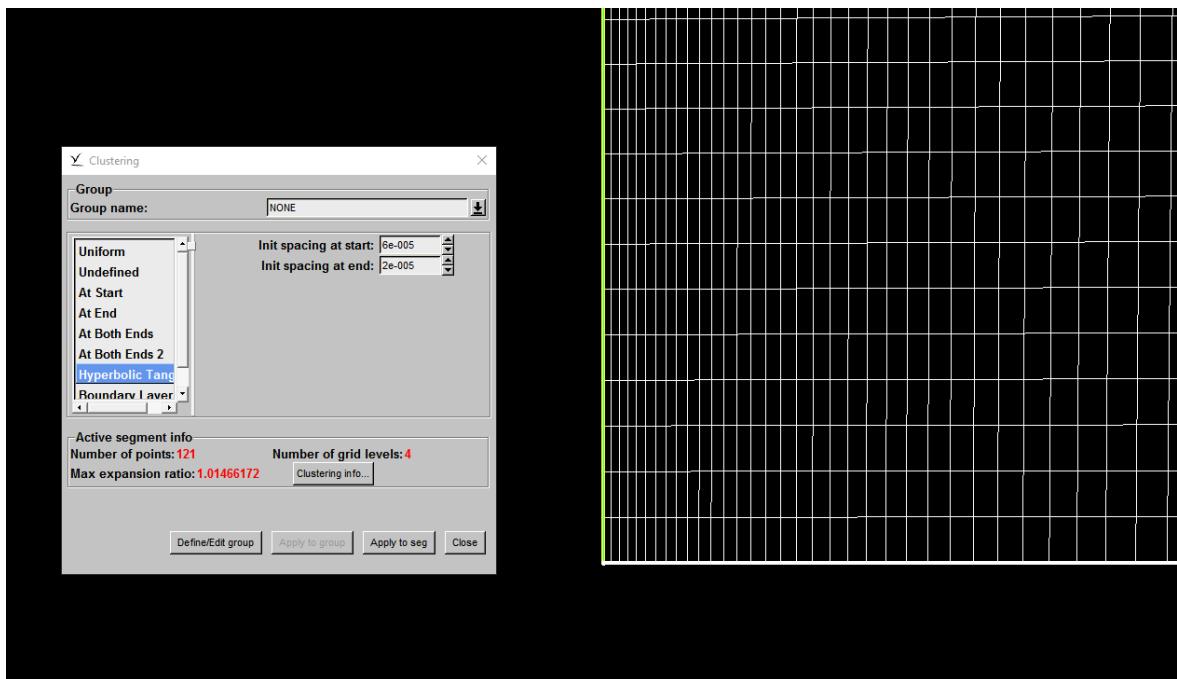


Figura 4.7 - Seconda fase costruzione griglia

Per i casi con medesima geometria, quindi con valore $H/D=4$ o in alternativa $H/D=2$, la griglia non è stata cambiata nonostante si sia variata la amplificazione dell'oscillazione (o in generale qualsiasi condizione al contorno), in modo da essere il più coerenti possibile nella trattazione. Ovviamente variando la geometria, mediante la diminuzione della distanza ugello-superficie, è stata necessaria una griglia diversa ma si è mantenuto le

medesime dimensioni delle celle ai bordi delle zone in modo da non stravolgere l'impostazione della griglia.

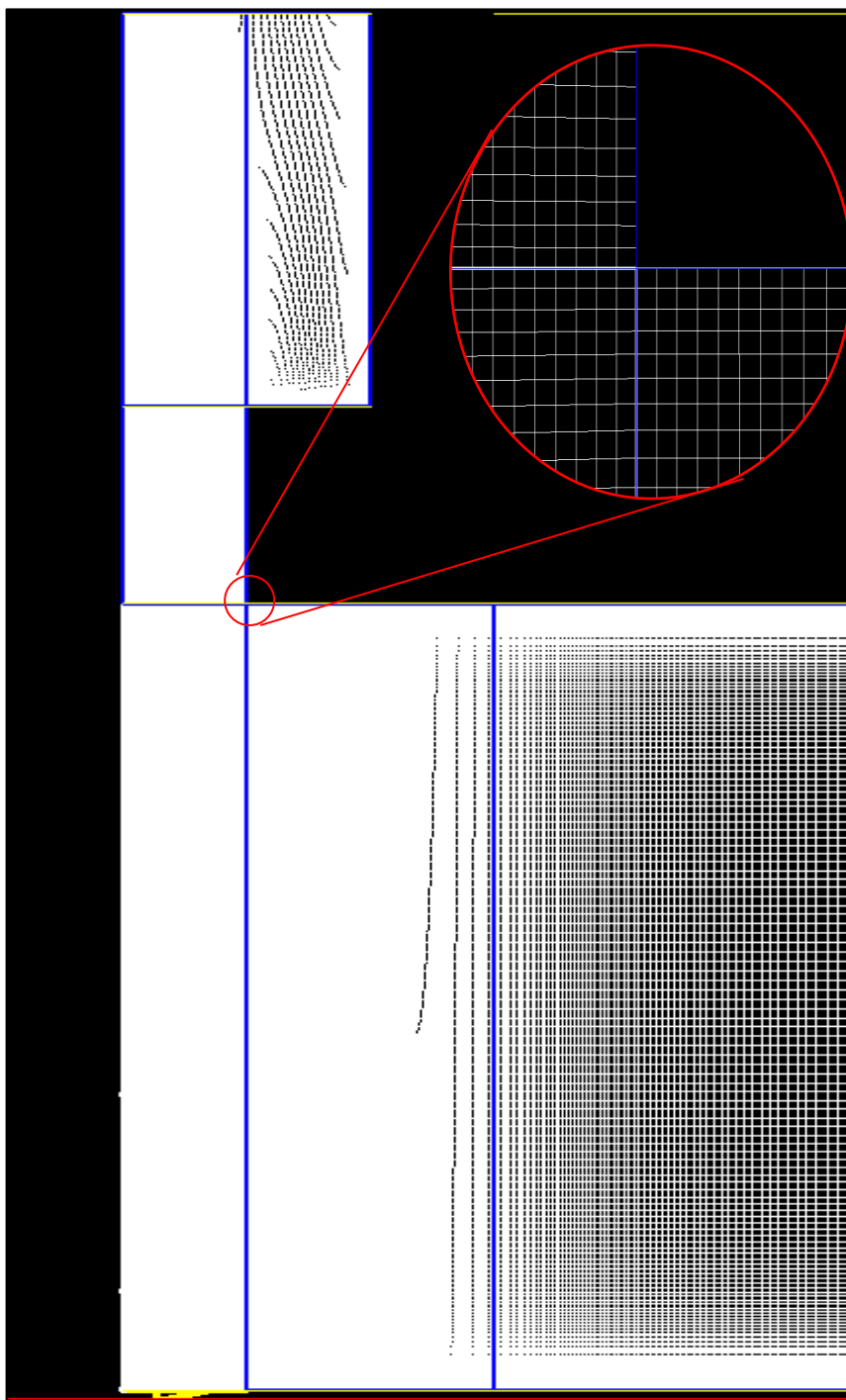


Figura 4.8 - Interfaccia fra 3 zone differenti del dominio

In conclusione per le due differenti geometrie, il numero totale di celle delle griglie è riportato in tabella 5.

H/D=4	H/D=2
148260	117684

Tabella 5

4.4 Definizione di velocità e portata fluttuante

Lo scopo del lavoro è quello di verificare se vi sia una effettiva convenienza nel raffreddare una determinata superficie calda con un getto di aria fredda pulsato piuttosto che stazionario. Pertanto una delle variabili del problema è rappresentata dal modo di pulsare della portata. In letteratura sono presenti principalmente esperimenti e prove effettuati con portata sinusoidale o intermittente (step). In questo caso si è deciso di utilizzare un approccio sinusoidale. Come portata massica è stato scelto un valore attraverso un'analisi parametrica che, a partire dai valori di diametro, viscosità e densità alle temperature tipiche del problema, fornisce valori di Reynolds turbolenti ma non eccessivamente alti, nell'intorno di 4000-5000 in modo da garantire un profilo di velocità turbolento all'uscita del getto. Va detto che per il Jet Impingement Re è uno dei parametri chiave e, maggiore è, più alto sarà lo scambio termico, quindi l'efficacia di raffreddamento. In questo caso tuttavia si sceglie un Re non eccessivamente alto, e costante, in quanto ciò di cui si vuole studiare l'effetto è la frequenza impressa al getto e nella realtà risulta difficile imprimere una frequenza sufficientemente alta ad un getto molto veloce (che permettere di ottenere valori di Strouhal elevati a cui si è interessati).

Re varia solo con la velocità essendo il diametro e la viscosità del flusso in ingresso fissati; fatta una stima della velocità opportuna (nella sezione dell'ugello) si è ricavata la portata ideale nella sezione in ingresso (che si ricorda ha diametro doppio rispetto a quello dell'ugello).

Il valore di portata massica adottato è pari a $m=0.0006$ kg/s. Dal momento che la geometria è assialsimmetrica e ne viene simulato solo un grado, ciò che realmente si imposta come condizione in ingresso è $1/360$ del valore sopra indicato, ossia 1.6×10^{-6} kg/s. Per questo

valore si ottiene analiticamente una velocità media in ingresso di 1.59 m/s nella direzione z, come testimoniato anche dalla figura 4.9 che risulta dalla simulazione, ed una velocità in corrispondenza dell'ugello di circa 6.5-7 m/s leggermente variabile con la frequenza come vedremo. Con questi valori il numero di Reynolds nella sezione dell'ugello è compreso tra 4000 e 5000.

Il valore di 1.59 m/s è quello che si ha per frequenza nulla (getto stazionario) ma quando si imposta una frequenza di oscillazione della portata, la velocità risulta fluttuante attorno a quel valore. L'ampiezza di tale oscillazione è stata un altro parametro variato, su cui sono state effettuate (come per H) simulazioni differenti: in un primo caso si è impostata un'ampiezza di oscillazione della portata pari alla metà della portata media (del caso stazionario) e quindi $A=0.0003$.

$$m = \frac{0.0006}{360} + \frac{A}{360} * \sin(t * 2\pi * f) \quad (4.2)$$

L'equazione 4.2 è quella che regola l'oscillazione sinusoidale della portata, quindi della velocità, al variare della frequenza. Si vede come nel caso stazionario, con frequenza nulla, la portata risulti costante e pari a 1.6×10^{-6} kg/s.

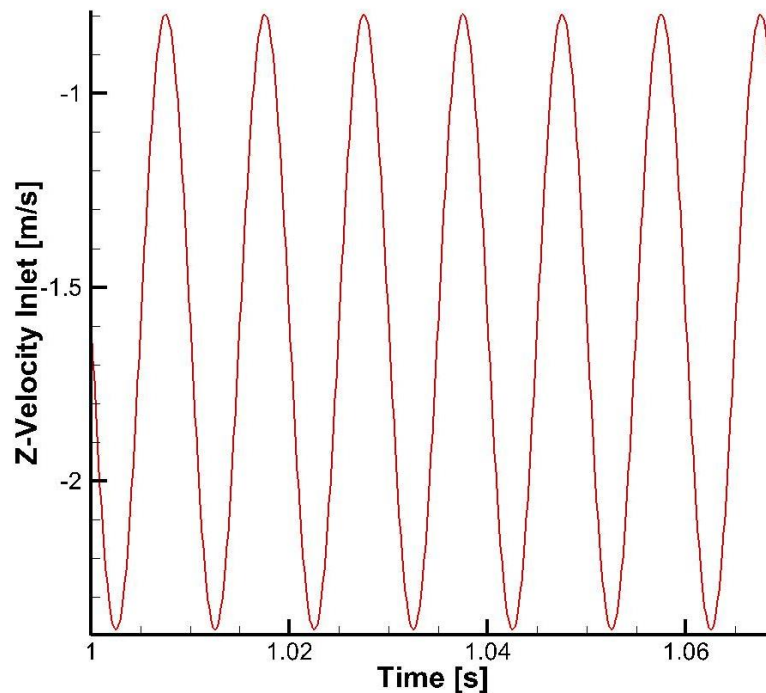


Figura 4.9 - Oscillazione di velocità, $A=0.0003$

In Fig 4.9 si riporta l'oscillazione di velocità nel caso di frequenza uguale a 100 Hz. I valori di velocità massimo e minimo, chiaramente uguali per tutte le frequenze, sono circa 0.8 e 2.4 m/s e sono negativi perché vanno nel senso opposto rispetto a come è definito l'asse z.

Altre simulazioni, per tutte le frequenze testate, sono state effettuate con ampiezza superiore, quasi doppia e pari a $A=0.00058$: non si è scelto un valore precisamente uguale alla portata massica media in quanto questo avrebbe annullato la portata quando il seno risulta uguale a -1 e ciò avrebbe potuto creare dei problemi numerici in ingresso con il rischio di una portata di "backflow". Come si vede da figura 4.10 la velocità in ingresso arriva praticamente ad annullarsi mentre la velocità massima in ingresso risulta di poco maggiore di 3.1 m/s; la velocità media invece non varia rispetto al caso precedente, come ovvio.

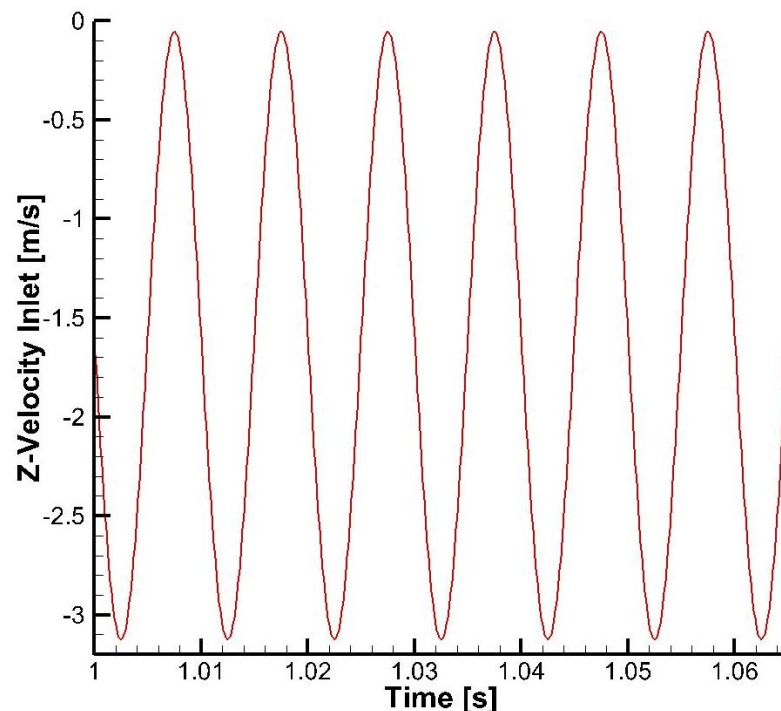


Figura 4.10 - Oscillazione di velocità, $A=0.00058$

Per impostare in Fluent una condizione al contorno di questo tipo bisogna fare uso di una UDF – *User Defined Function*. Una UDF è una funzione programmata dall'utente e scritta

in linguaggio C che può essere collegata al solver in Fluent. Sono uno strumento utile in quanto in Fluent non può esserci un'interfaccia per tutte le necessità e tramite una UDF si riesce a specificare condizioni al contorno particolari (come in questo caso), oppure termini sorgente o ancora particolari proprietà dei materiali, equazioni di trasporto aggiuntive e modelli fisici ad hoc. Per qualsiasi altra informazione sulle UDF si rimanda al manuale di Fluent [8]. In conclusione quindi dal punto di vista della condizione al contorno sulla portata in ingresso una ottimizzazione è stata effettuata sull'ampiezza dell'oscillazione della sinusoide.

4.5 Condizioni al contorno

Detto della condizione in ingresso riguardo la portata massica, si passa ora alla trattazione delle altre condizioni al contorno imposte in Fluent, che non sono state variate per tutte le simulazioni. Si ricorda che il modello di turbolenza adottato è il $k-\omega$ SST, descritto nel capitolo 2.3.

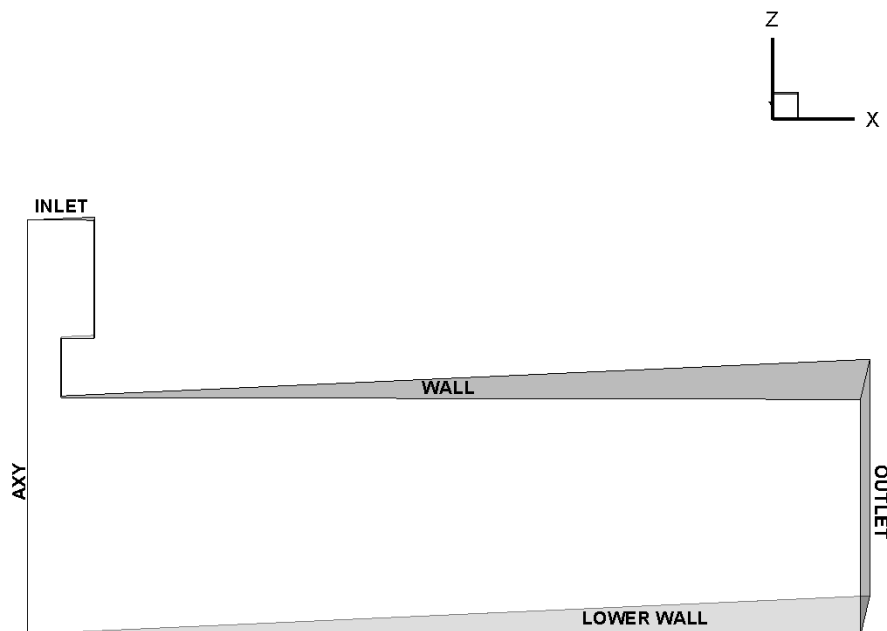


Figura 4.11 - Schema c.c.

Con riferimento alla figura 4.11 si ha:

- In *Inlet* una condizione di Mass Flow Inlet come descritto nel Cap 4.4 con una temperatura costante $T_{cold} = 293K$. Inoltre Turbulent Intensity uguale all'1% e Turbulent Viscosity ratio pari a 10
- In *Outlet* $T = T_{cold} = 293K$ e $p_{gauge} = 0 Pa$. Inoltre Turbulent Intensity uguale all'1% e Turbulent Viscosity ratio pari a 10
- Per il *Wall* una condizione di adiabaticità con Heat Flux imposto nullo e materiale acciaio ($\rho=8030kg/m^3$, $c_p=502.48 J/kgK$ e $k=16.3 W/mK$)
- Per il *Lower Wall*, sempre di acciaio, uno spessore pari a 2 mm ed una temperatura imposta $T_{hot} = 473K$
- In *Axy* e nei due piani *Sym* e *Sym_1* la condizione di simmetria.

Per il *Lower Wall* si considera un modello di conduzione 1D: la parete è spessa 2 mm e sul lato inferiore la temperatura è imposta e pari a 473K mentre la temperatura della parete superiore può ovviamente variare. La pressione operativa (Operating Pressure) è posta uguale alla pressione ambiente.

Tutte le proprietà sono state considerate variabili con la temperatura: il fluido in ingresso è aria la cui densità è certamente variabile con la temperatura e, per operare nella maggiore precisione possibile, si considerano anche le variazioni con la pressione per cui si sceglie la condizione di ideal-gas invece di incompressible-ideal-gas.

Il calore specifico $c_p=1006.43 J/kgK$ mentre $k=0.0242 W/mK$.

Per quanto riguarda la viscosità dinamica si ritiene valida la correlazione di Sutherland che collega la viscosità dinamica alla temperatura assoluta per un gas ideale, fornendo ottimi risultati in un ampio intervallo di temperature.

$$\mu = \mu_{ref} \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_{ref} + S}{T + S} \quad (4.3)$$

Dove per i valori di riferimento si sono considerati quelli di default:

$\mu_0[\frac{kg}{ms}]$	$T_0[K]$	$S[K]$
1.716×10^{-5}	273.15	110.4

Tabella 6

4.6 Discretizzazione temporale

Per quanto concerne la discretizzazione temporale è stato impostato un valore differente al variare delle frequenze. Si è considerato necessario rappresentare ogni oscillazione della portata (ogni periodo) con cento punti, di conseguenza il *timestep* scelto risulta più piccolo, maggiore è la frequenza. Nel caso in figura 4.12, 100 Hz, un periodo di oscillazione si ha in $1/100=0.01$ s quindi il *timestep* scelto è un centesimo di questo valore e quindi 10^{-4} . Allo stesso modo son stati valutati i valori per gli altri casi, che si riassumono in tabella 6.

100 [Hz]	200 [Hz]	400 [Hz]	550 [Hz]
10^{-4} s	5×10^{-5} s	2.5×10^{-5} s	1.81×10^{-5} s

Tabella 7

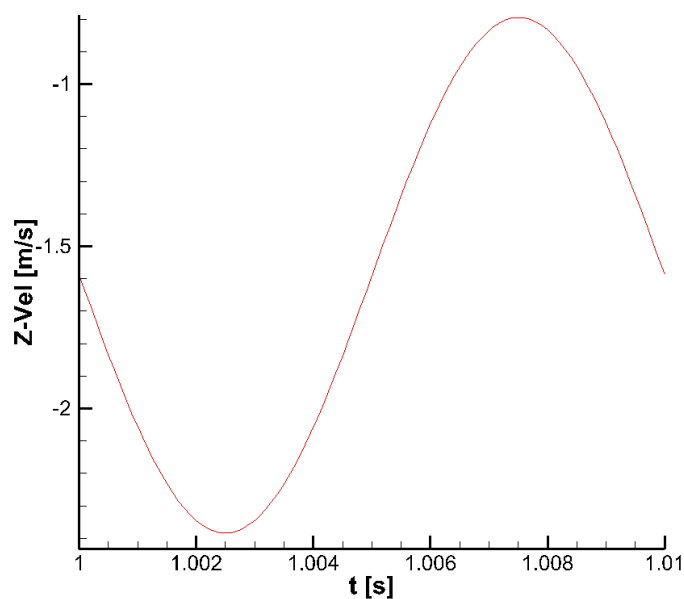


Figura 4.12- Periodo 100 Hz

Indipendentemente dalla frequenza invece sono state eseguite 15 iterazioni per ogni *timestep* e un totale di 40000 *timesteps*. Considerando che un *timestep* come detto è un centesimo di periodo, le simulazioni sono durate 400 periodi l'una.

Le simulazioni sono state svolte sul cluster dell'istituto, dotato di 20 nodi ognuno con 2xIntel Xeon E5345 (Quad-core) per un totale di 160 processori (8 per nodo).

CAPITOLO 5

RISULTATI

Prima di passare in rassegna i risultati ottenuti si rammenta che lo scopo del lavoro è quello di studiare l'esistenza di un effettivo vantaggio, a livello di scambio termico, di un getto pulsato rispetto ad un classico getto stazionario. In questo capitolo verranno esposti nell'ordine tutti i casi esaminati confrontandoli fra loro. Come è stato anticipato nei paragrafi precedenti l'ottimizzazione ha riguardato il numero di Strouhal (ossia la frequenza), l'ampiezza di oscillazione e la distanza *nozzle-to-plate* (H/D_u). Nella tabella sottostante si fa una panoramica delle varie simulazioni svolte.

	$H/D_u = 4$	$H/D_u = 2$
Ampiezza iniziale $A=0.0003$	<i>frequenze simulate [Hz]:</i> 0,100,200,400,550	<i>frequenze simulate [Hz]:</i> 0,100,200,400,550
Ampiezza maggiore $A=0.00058$	<i>frequenze simulate [Hz]:</i> 0,100,200,400,550	<i>frequenze simulate [Hz]:</i> 0,100,200,400,550

Tabella 8

Tutte queste simulazioni sono state calcolate in Fluent con uno schema di discretizzazione temporale del secondo ordine.

In realtà per entrambe le ampiezze nel solo caso $H/D_u = 4$ un primo calcolo è stato fatto con schema al primo ordine tuttavia per i casi già analizzati e anche per quelli con distanza ridotta si è ritenuto più idoneo passare al secondo ordine e ripetere i calcoli: per questo motivo questo parametro non rientra fra quelli citati come ottimizzati. L'abbandono dello schema al primo ordine è stato deciso perché, nonostante in molte situazioni sia sufficientemente accurato, in questo caso è richiesta una precisione massima in particolare per la rappresentazione della vorticità. Il ruolo svolto dai vortici, che sono fortemente dipendenti dal tempo nella loro formazione e disgregazione, è determinante per quest'applicazione ed è il motivo per cui un getto pulsato potrebbe rivelarsi conveniente: simularne accuratamente l'evoluzione è quindi imprescindibile. Pertanto non verranno riportati i risultati ottenuti con questo schema di calcolo.

5.1 Distanza ugello-superficie iniziale

Per primi si presentano i risultati ottenuti con $H/D_u = 4$: per tutti i numeri di Strouhal, dapprima all'ampiezza iniziale e successivamente con ampiezza maggiorata.

5.1.1 Ampiezza iniziale

L'ampiezza iniziale è metà della portata massica. Le simulazioni sono state effettuate con stessa griglia spaziale andando a variare nella definizione della UDF il valore di frequenza

$$m = \frac{0.0006}{360} + \frac{0.0003}{360} * \sin(t * 2\pi * f) \quad (5.1)$$

Per poter confrontare i risultati con il caso non pulsato si è dapprima inserito un valore di frequenza di 0Hz in modo da avere portata costante. La simulazione anche in questo caso è stata fatta tempo-variante, quindi scegliendo di risolvere le equazioni instazionarie, per tenere conto di eventuali strutture vorticose che avrebbero potuto formarsi all'uscita

dell'ugello nonostante la portata sia costante. Chiaramente i risultati del caso a 0Hz sono gli stessi per entrambe le ampiezze in quanto la portata non risente della variazione di ampiezza se la frequenza è nulla.

Imprimere una oscillazione ad un getto può essere sia conveniente sia sconveniente rispetto al caso non pulsato. Ciò è dovuto al fatto che, a livello teorico, si possono avere due azioni antitetiche dovute a tre effetti:

- il miscelamento maggiore fa sì che aria più calda proveniente dall'esterno venga convogliata nel getto, innalzandone la temperatura media rispetto al caso non pulsato, prima del suo impatto con la superficie
- a causa del miscelamento inoltre la velocità del getto risulta minore di quella del caso non pulsato perché aria ambiente viene convogliata nel getto
- i vortici impattanti, con i loro elevati valori di velocità locale, causano un'intensa interazione con lo strato limite sulla parete. Ciò porta ad un rinnovo dello strato limite fluidodinamico e termico, che dipende dal numero di Strouhal e dall'ampiezza di oscillazione. Paragonando i getti pulsati con quelli stazionari lo scambio termico può essere aumentato con maggiori gradienti di temperatura medi dello strato limite termico alla parete

I primi due aspetti sono senz'altro negativi per lo scambio termico mentre il terzo porta benefici. A seconda di quanto incidono e di come si combinano i vari effetti si possono quindi ottenere prestazioni inferiori o superiori rispetto al caso non pulsato e ciò dipende da ampiezza e frequenza (Strouhal) del flusso.

In Fig 5.1 si riporta la sequenza temporale di sviluppo di queste strutture vorticosi nel caso 100Hz in cui si vede chiaramente l'innalzamento della temperatura del getto dovuto al maggiore miscelamento e all'intrappolamento di aria più calda.

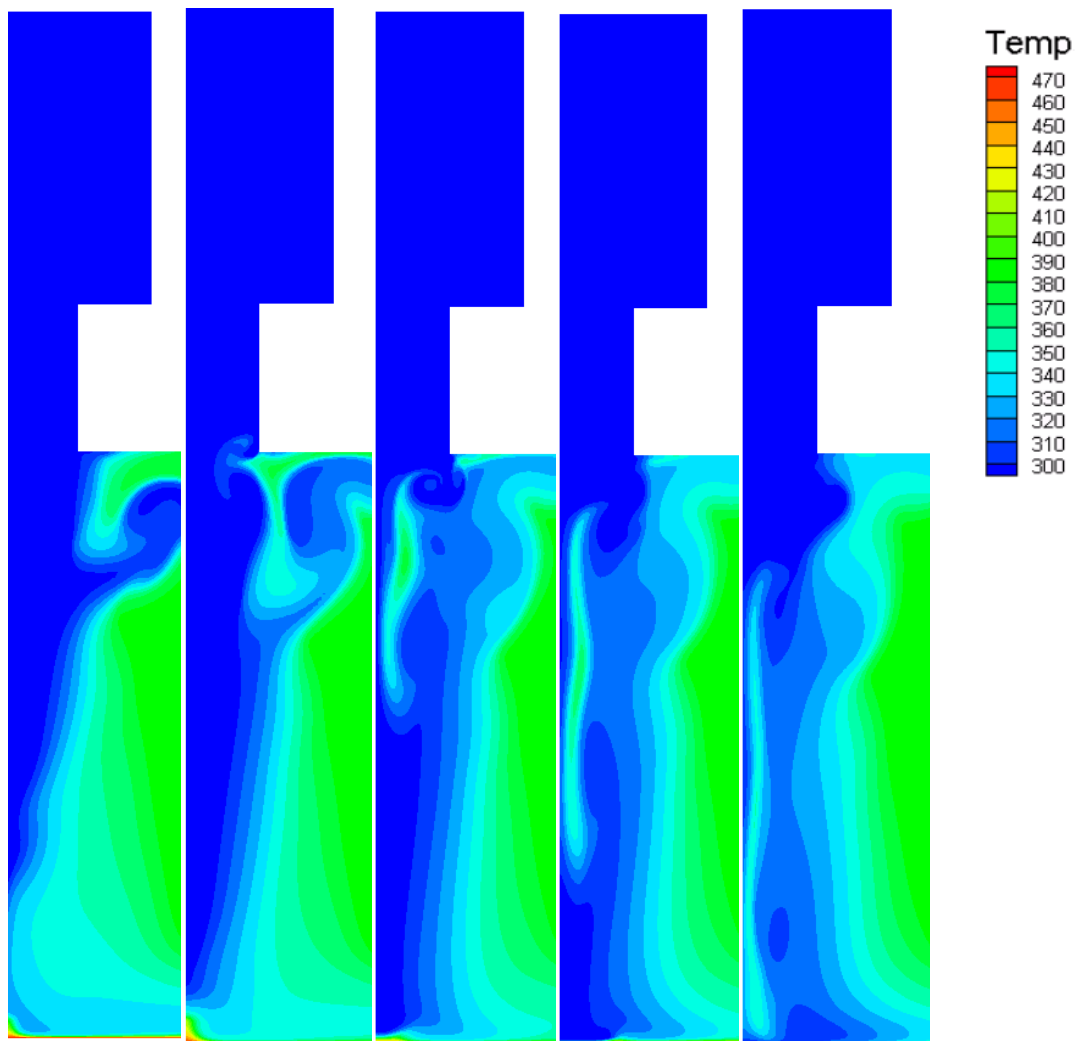
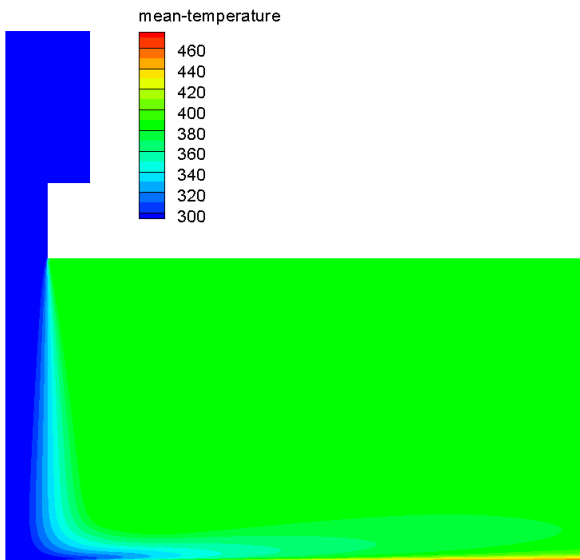


Figura 5.1 - Sequenza temporale di variazione del campo di temperatura

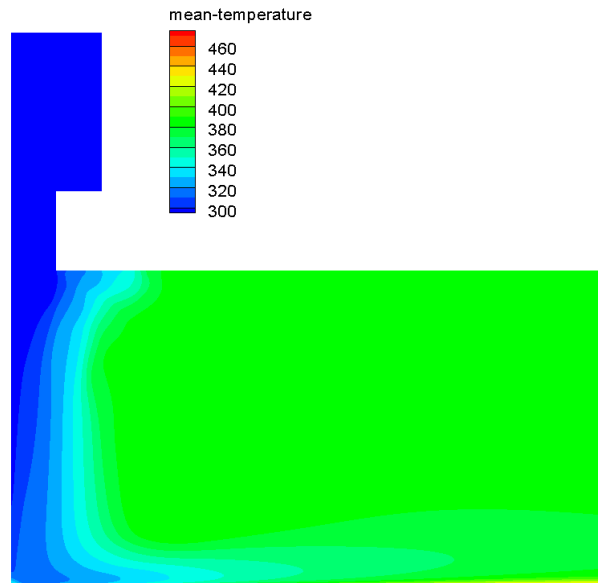
Per questo motivo la temperatura media dei getti pulsati è più alta di quella del getto a 0Hz come visibile in Fig. 5.2 dove si riportano i contorni delle temperature medie per tutte le frequenze, all'ampiezza iniziale. Le medie temporali, della temperatura ma anche di tutte le grandezze che verranno presentate nel seguito, sono state calcolate automaticamente in Fluent e il processo di “*averaging*” è iniziato dopo circa 200 periodi (20000 *timesteps*) necessari per avere una soluzione periodica.

Rispetto alla prima immagine, di getto non pulsato, le successive presentano zone con temperatura più alta nel getto, specialmente vicino alla zona di ristagno. Per i casi 100Hz e 200Hz l'effetto è più marcato e la temperatura media risulta più alta.

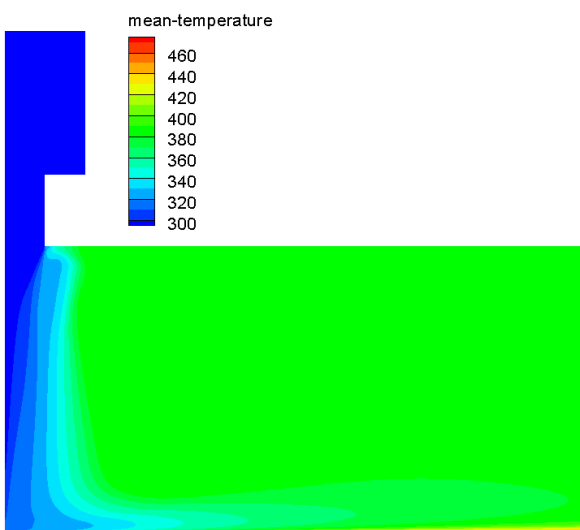
0Hz



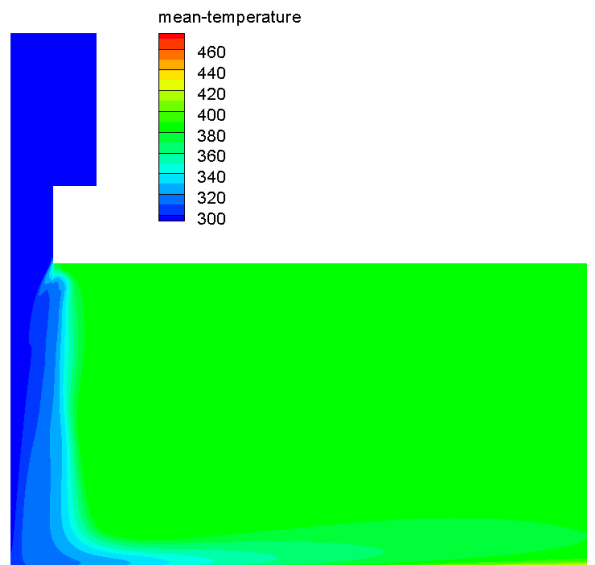
100Hz



200Hz



400Hz



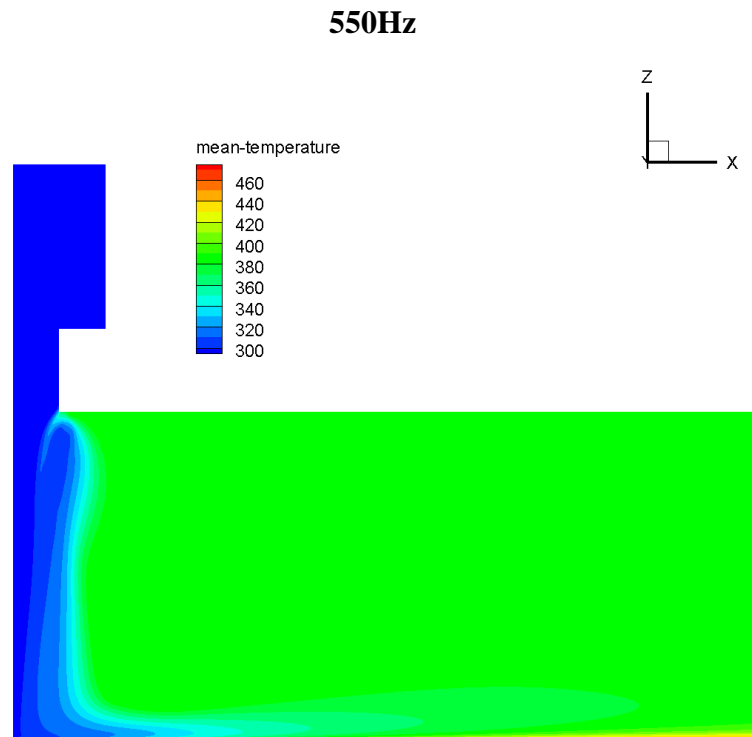


Figura 5.2 - Contorni temperatura media alle varie frequenze

In Fig.5.3 si riporta per la sola frequenza di 550Hz il confronto con getto non pulsato della temperatura media sull'asse del getto in vicinanza della regione di ristagno: ad una distanza pari a circa $1D$ dalla parete calda gli andamenti delle temperature cominciano a differire con un aumento della temperatura per il getto pulsato, segno che il miscelamento arriva a modificare il profilo di temperatura anche sull'asse del getto dopo una certa distanza, non solo nella parte più esterna.

Per quanto riguarda la velocità assiale (lungo z) media anch'essa varia tra getto pulsato e stazionario; nonostante la portata media sia la medesima infatti si nota come il miscelamento maggiore del caso pulsato generi un decremento più rapido della velocità del getto che impatta la parete contribuendo teoricamente a peggiorare lo scambio termico. Infatti lo scambio termico (Nu e h) sono direttamente collegati alla velocità del getto e anche l'efficacia di raffreddamento dipende fortemente da Re . Si riporta in Fig. 5.4 nuovamente uno sviluppo temporale del profilo di velocità, a titolo di esempio per il caso

100Hz e successivamente in Fig. 5.5 il confronto tra i profili di velocità medi lungo z, che certificano quanto suggerito dalla teoria.

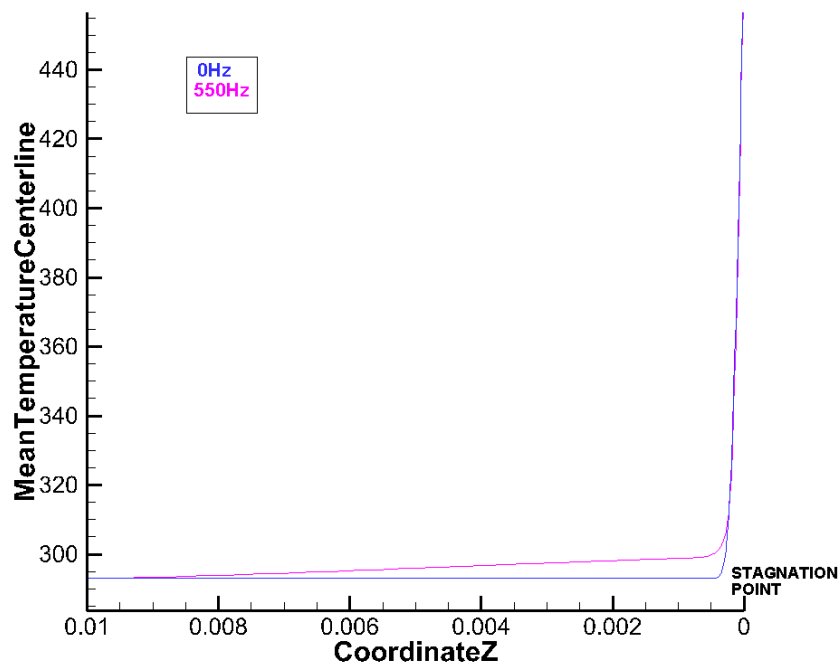


Figura 5.3 - Andamento della temperatura sull'asse del getto

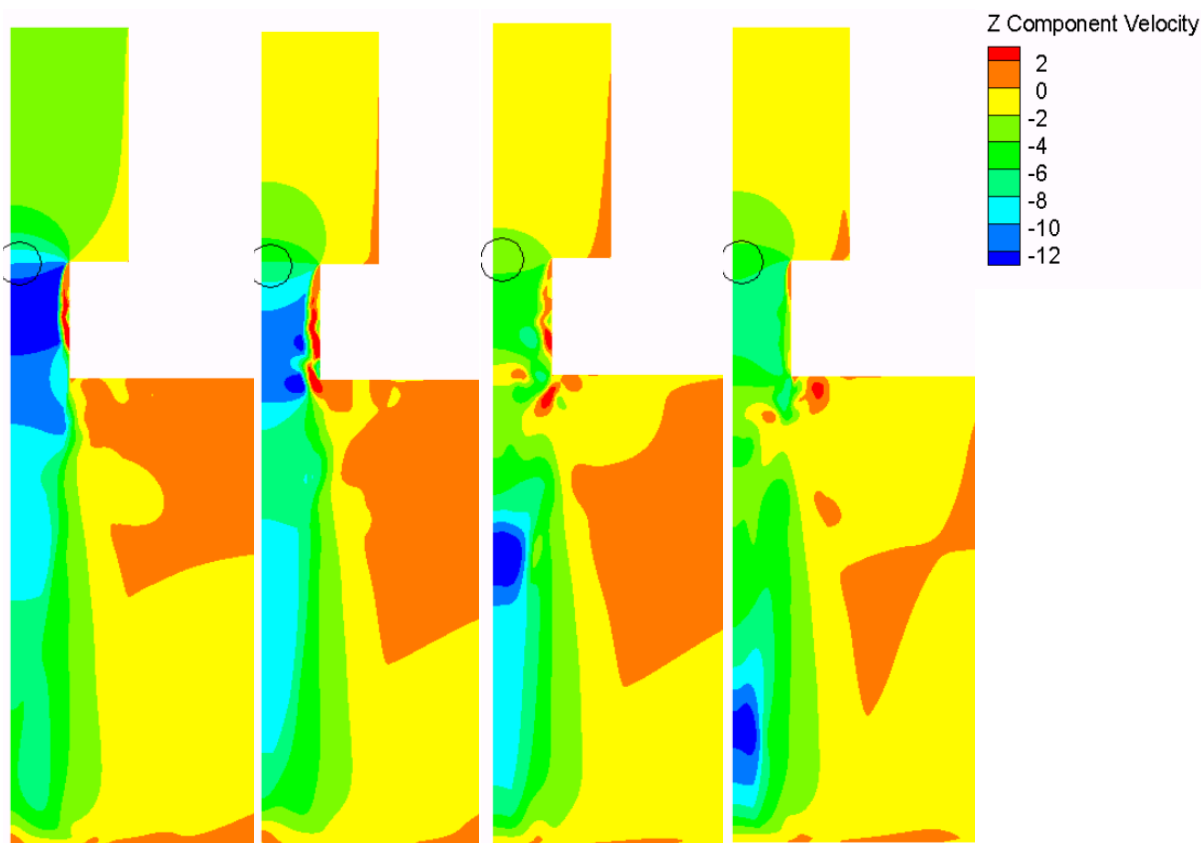
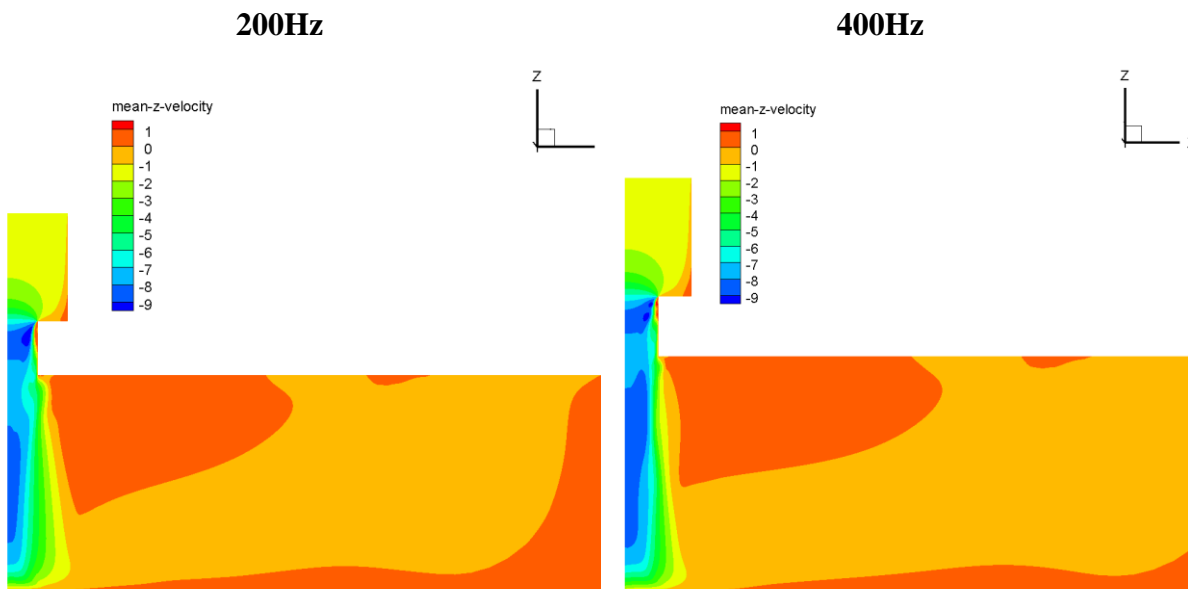
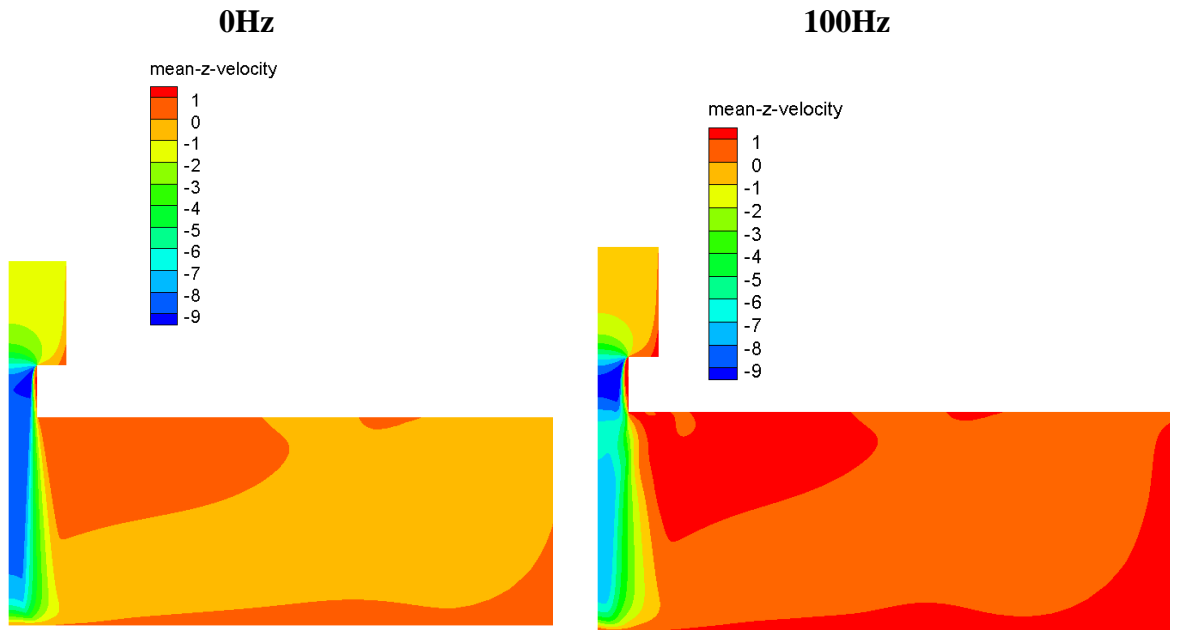


Figura 5.4 - Sequenza temporale velocità assiale



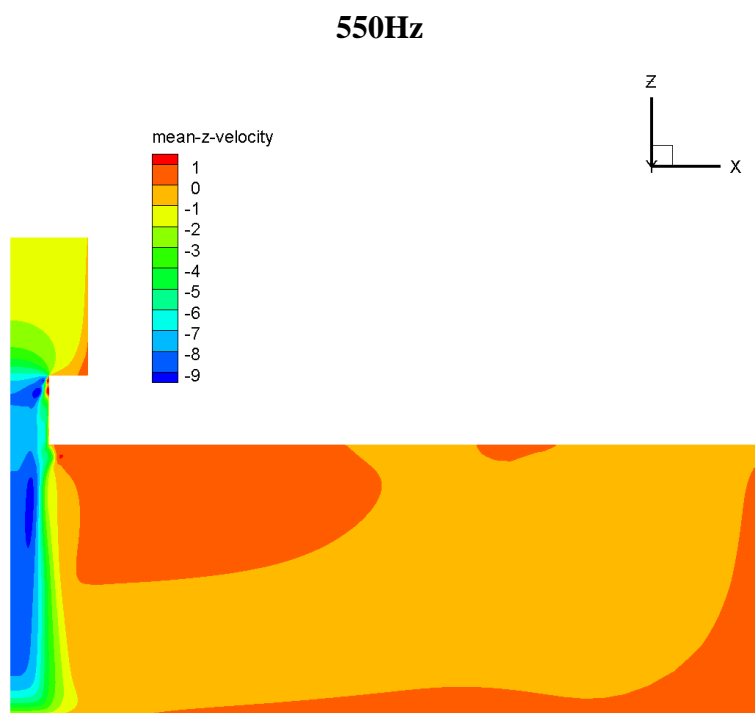


Figura 5.5 - Contorni velocità assiale media alle varie frequenze

I valori mediati di velocità lungo z quindi variano leggermente con le frequenze. Ciò accade anche nella sezione di uscita del getto laddove si è interessati a conoscere la velocità per il calcolo dei numeri di Strouhal e di Reynolds. Per questo motivo per ogni caso è stato necessario dapprima calcolare la media temporale di velocità e dopodichè sezionando con un piano in corrispondenza del getto eseguire una media spaziale, dall'asse al bordo dell'ugello. Si riportano in Fig. 5.6 i profili di velocità assiale nella sezione del getto ($z=0.04$ m) per i casi 0Hz e 550Hz. In corrispondenza di $x=0.005$ m, ossia il raggio dell'ugello, la velocità è nulla per la condizione di *no-slip* mentre verso la parte centrale si nota la differenza nelle forme e nei moduli di velocità dovuta alla pulsazione del getto.

Eseguendo le medie di quei profili si ricava il valore con cui calcolare St e Re che vengono riportati, per tutte le frequenze in tabella 8.

Quindi si è provato, come ci si poteva attendere, che gli effetti della pulsazione del flusso sono l'innalzamento della temperatura media del getto prima del suo impatto con la superficie e la diminuzione della sua velocità media.

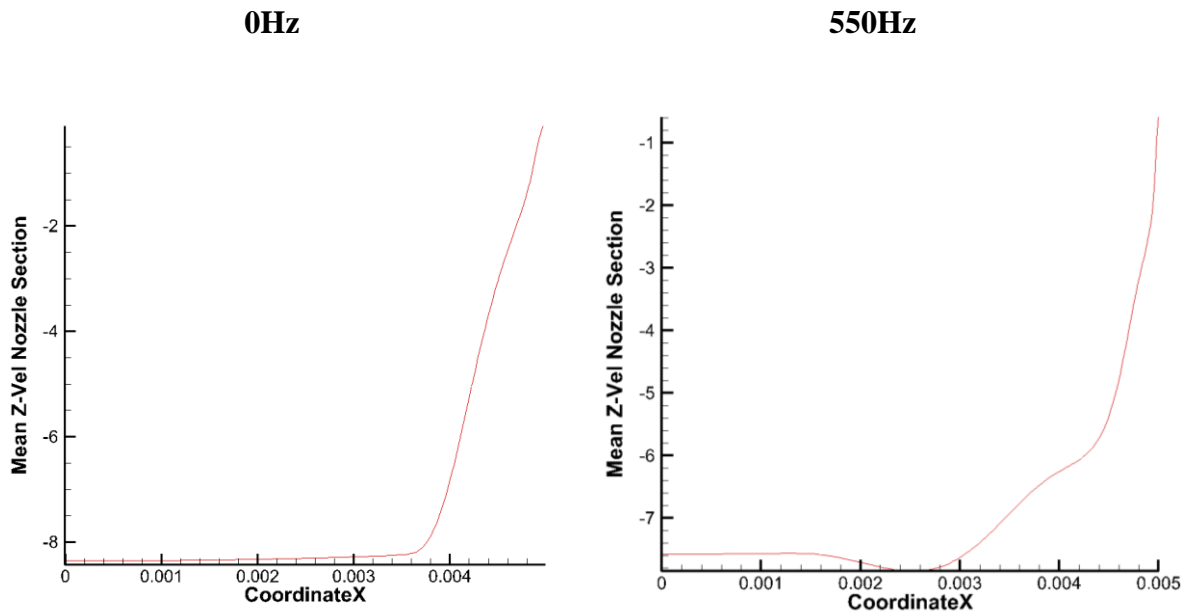


Figura 5.6 - Profili di velocità assiale media nella sezione del getto

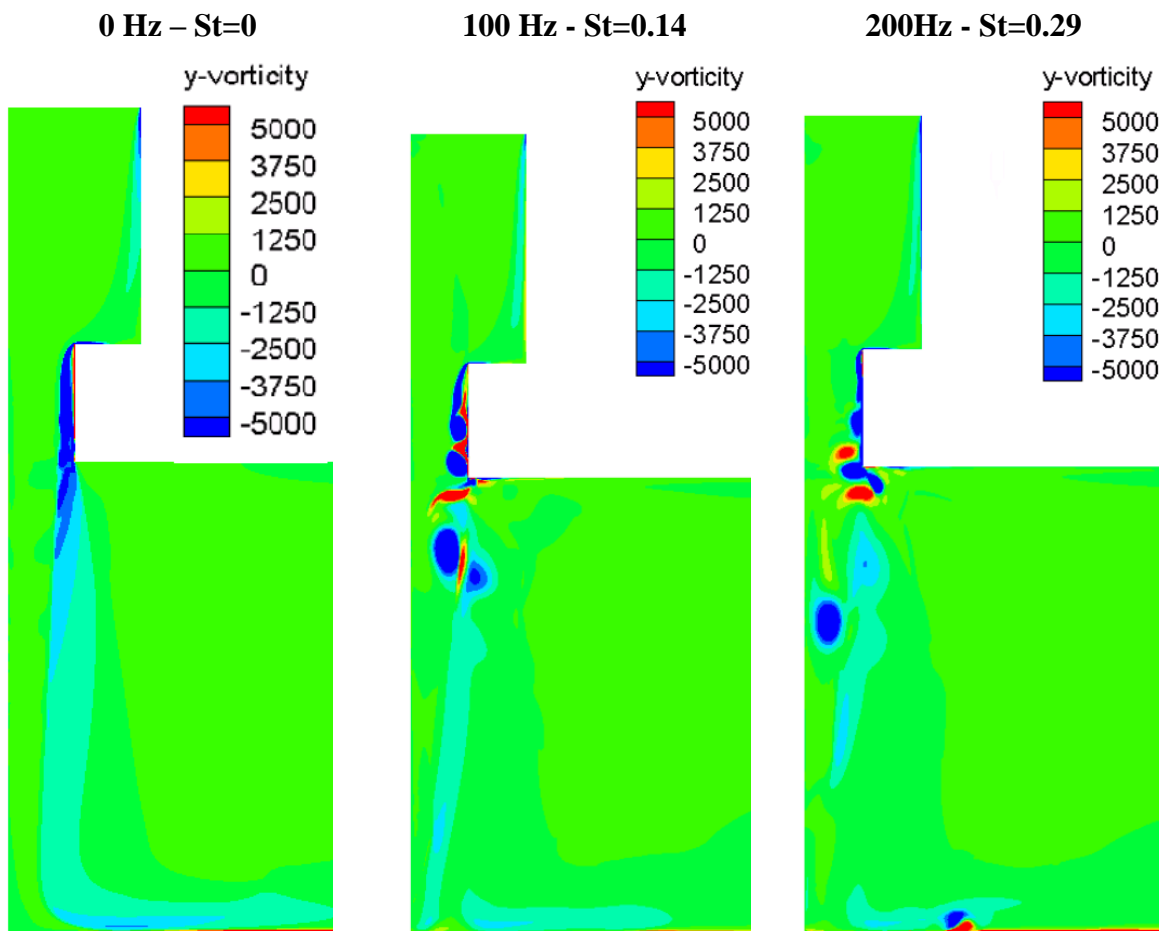
Frequenza [Hz]	V_{z-avg} [m/s]	St	Re
0	-7,26	0	4840
100	-7,13	0,14	4753,3
200	-6,85	0,29	4566,6
400	-6,95	0,57	4633,3
550	-6,92	0,794	4613,3

Tabella 9

Si tratta infine la vorticità. Come anticipato nel capitolo 4.3 per riuscire ad avere una rappresentazione fedele di questa grandezza è fondamentale adottare una griglia spaziale adeguata, con celle adiacenti di grandezze simili, senza variazioni troppo brusche. Ciò è importante in quanto la vorticità è una grandezza derivata e pertanto risente molto della qualità della mesh. In particolare trovandoci sul piano x-z, l'unica componente di vorticità che rimane è quella lungo l'asse y. In particolare è definita come:

$$\vec{\omega} = \left(\frac{\partial U}{\partial z} - \frac{\partial W}{\partial x} \right) \vec{y} \quad (5.2)$$

Lo scambio termico tra getto e superficie dipende fortemente dalle interazioni fra vortici e parete. Il motivo per cui può essere sensato pulsare il getto risiede nel fatto che si può da un lato accorciare il processo di formazione dei vortici rispetto alla frequenza con cui si generano nei getti stazionari in determinate condizioni (Vortex Pairing) e dall'altro renderli più forti cioè meno tendenti a disgregarsi, in modo da riuscire a raggiungere la parete calda: si è in grado quindi di controllare la frequenza con cui i vortici indotti impattano sulla superficie, generando un trasferimento maggiore di calore. Ogni volta che un vortice impatta sulla parete infatti si ha un picco di scambio termico di conseguenza maggiore è la frequenza di generazione e impatto di vortici e maggiore sarà lo scambio termico medio. In Fig. 5.7 si mostrano i contorni della vorticità per le varie frequenze.



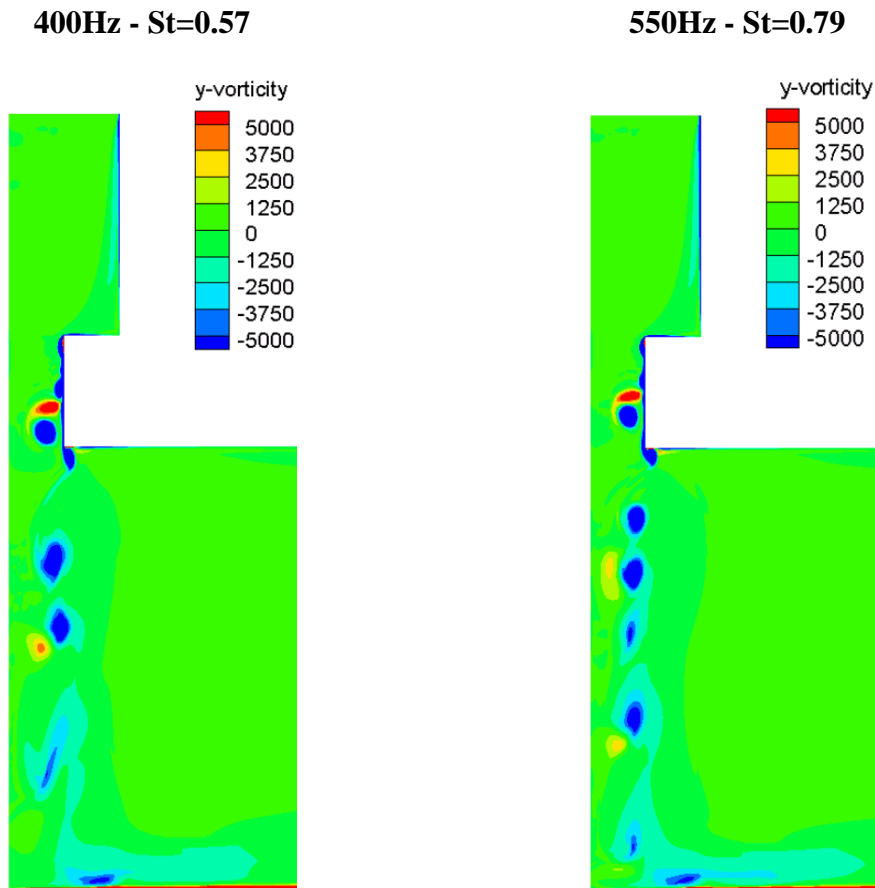
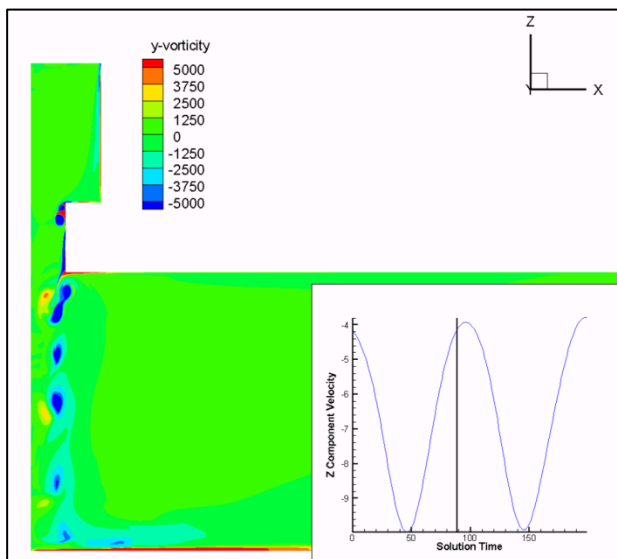
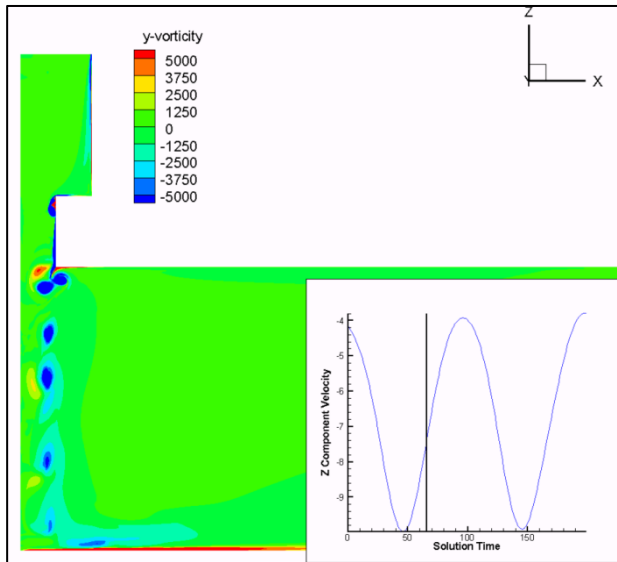
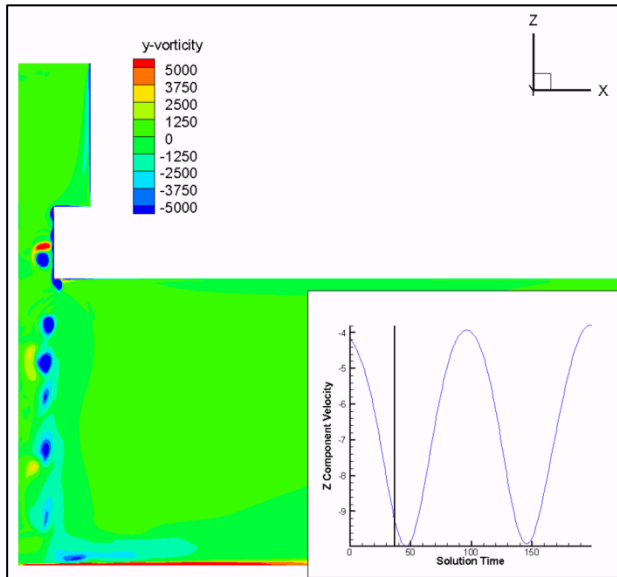


Figura 5.7 - Contorni della vorticità alle varie frequenze

Si nota come la vorticità per il caso di getto non pulsato, entro il range di valori impostato per tutti i casi (-5000÷5000), non sia praticamente presente ciò testimonia che pulsare il getto genera zone con valori di vorticità molto maggiori. Inoltre procedendo verso frequenze maggiori è evidente la crescita nel numero di strutture vorticosi generate: ciò accade perché a parità di intervallo di tempo, maggiore è la frequenza e più oscillazioni si avranno della portata. Ad ogni oscillazione corrisponde la creazione di un vortice come si vede dalla sequenza temporale in Fig. 5.8. E' chiaro quindi che nelle immagini sopra, che sono delle istantanee, maggiore è la frequenza e più saranno i vortici che si dirigono verso la parete nello stesso istante in cui altri vengono generati. In Fig. 5.8 si vede l'evoluzione dei vortici nel tempo per il caso con Strouhal massimo.



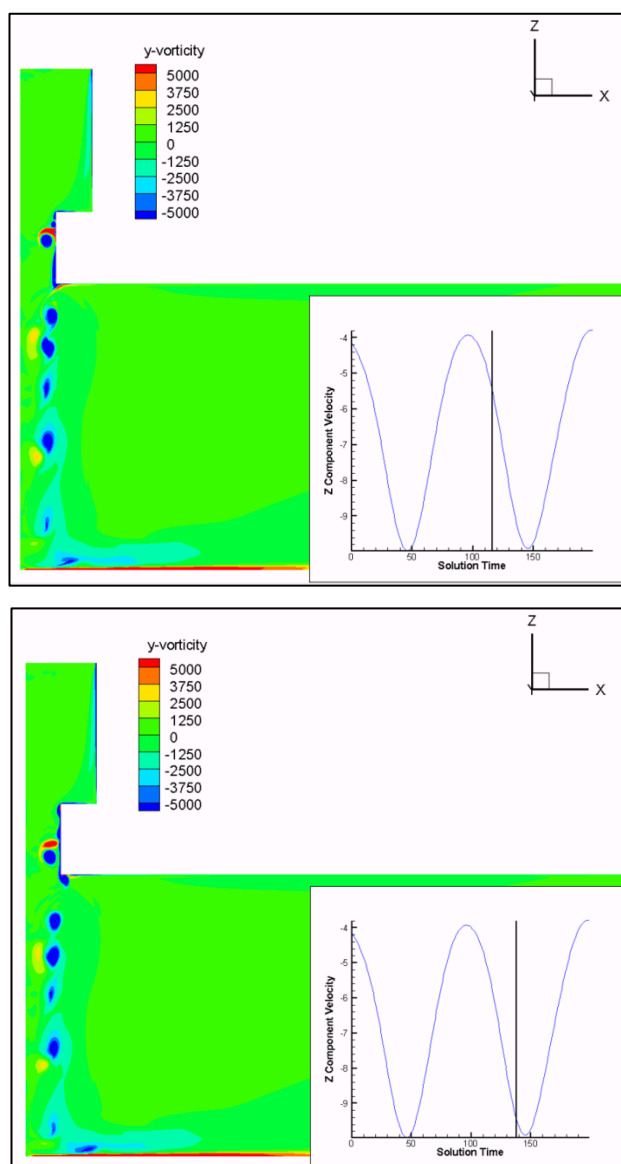


Figura 5.8 - Vorticità nel tempo, caso 550Hz

Il profilo di velocità nel tempo, riportato nel riquadro per ogni immagine si riferisce ad un punto posto nella sezione del getto. Si osserva ciò che si era anticipato nel cap. 4.2: un vortice si crea nella zona del restringimento dell'ugello ogni qualvolta che la velocità diminuisce. Superato il minimo di velocità, appena la velocità torna a crescere il vortice viene accelerato verso il basso fintanto che, una volta che la velocità torna a decrescere, si crea un nuovo vortice. Ecco spiegato perché maggiore è il numero di oscillazioni e maggiori saranno le strutture vorticosi create.

L'accelerazione del flusso in direzione radiale genera un incremento dello sforzo tangenziale di parete (*Wall Shear Stress*) che dipende dal gradiente di velocità normale alla parete e quindi beneficia di queste accelerazioni di velocità radiali. Il punto di ristagno (in cui il *Wall Shear Stress* è nullo) è quindi circondato da una zona ad elevato gradiente e quindi elevato *Wall Shear Stress* e ciò risulta vero anche per getti non pulsati. Maggiore è la vorticità, con i suoi elevati valori locali di velocità e maggiore sarà l'aumento di velocità radiale in corrispondenza della parete: i vortici portano vantaggi perché quando interagiscono con la parete causano un picco di sforzo tangenziale, che dipende dalla loro forza. Uno sforzo tangenziale elevato è auspicabile in quanto, per l'analogia di Reynolds, in convezione forzata è direttamente proporzionale allo scambio di calore (vale la relazione $\dot{q}_w \propto \tau_w$)

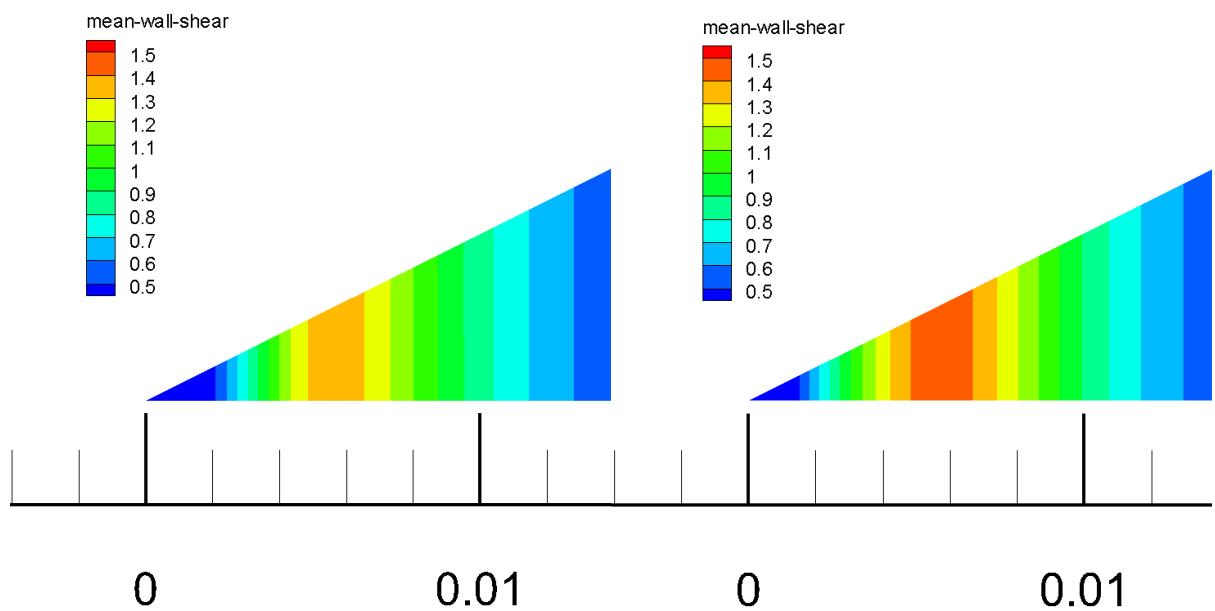


Figura 5.9 - Confronto Wall Shear Stress 0-550 Hz

L'andamento del *Wall Shear Stress* è fluttuante perché i vortici impattano a certi intervalli di tempo. Eseguendo le medie temporali si possono fare dei confronti. In Fig 5.9 si riportano i valori di sforzo tangenziale sulla parete inferiore per i due casi estremi $St=0$ e

$St=0.79$. Si nota come anche nel caso di getto non pulsato l'accelerazione del fluido poco lontano dalla zona di ristagno generi un incremento di sforzo e presumibilmente di scambio termico. In entrambi i casi inoltre questo effetto si protrae per una distanza dal punto di ristagno in direzione x lungo la parete inferiore a 2 diametri dell'ugello, in quanto la velocità allontanandosi ancora comincia a diminuire e così i gradienti normali al muro. Tuttavia se per entrambi è vero che il punto di ristagno ha ovviamente *Wall Shear Stress* nullo, si notano importanti differenze nei valori nella regione subito affianco: la generazione di vorticità, come si è visto in precedenza, genera dei picchi tali per cui il valore medio nella zona attorno a $x=0.005$ m (ossia ad una distanza dall'asse corrispondente esattamente al raggio dell'ugello) risulta più alto di quello del getto non pulsato, maggiore di circa 8%.

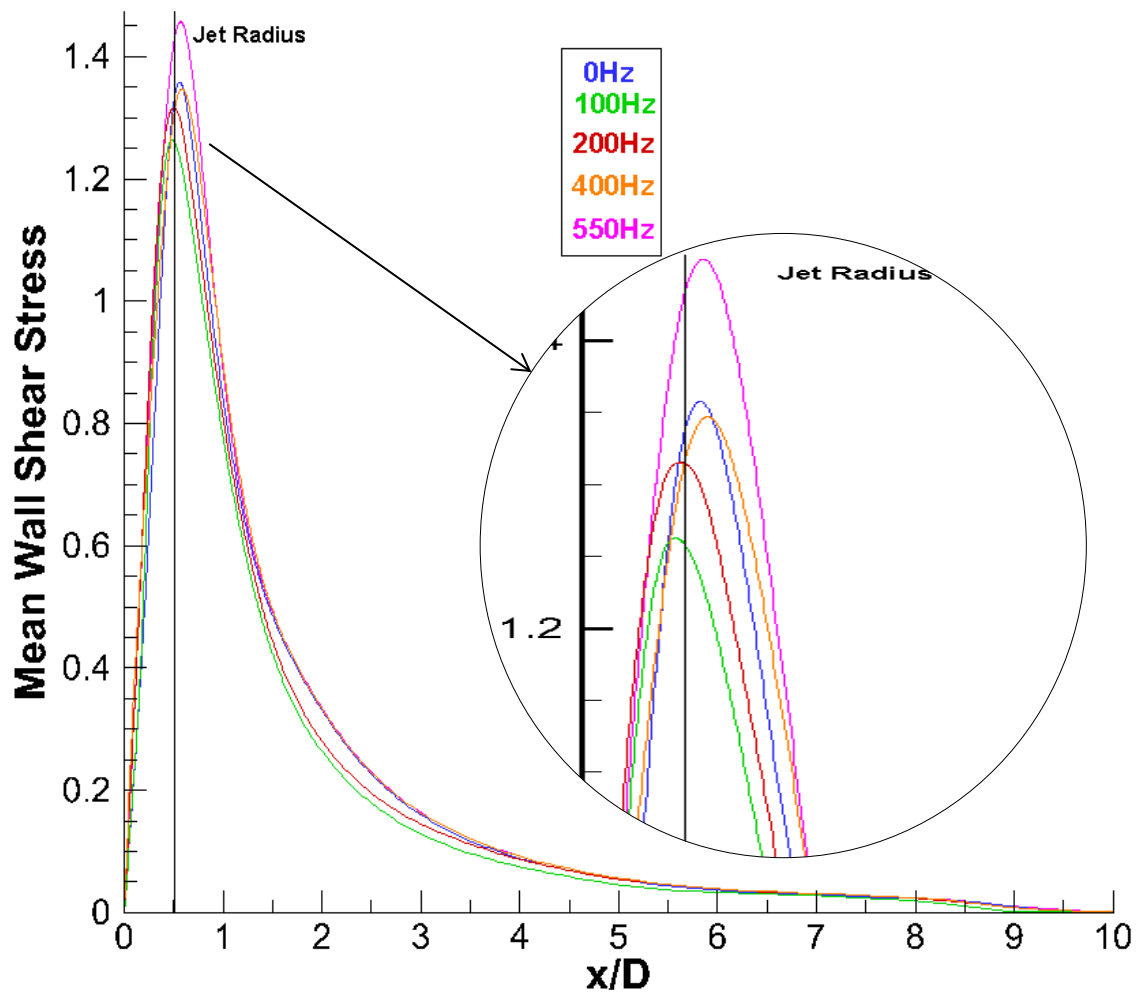


Figura 5.10 - Wall Shear Stress medio al variare di x/D

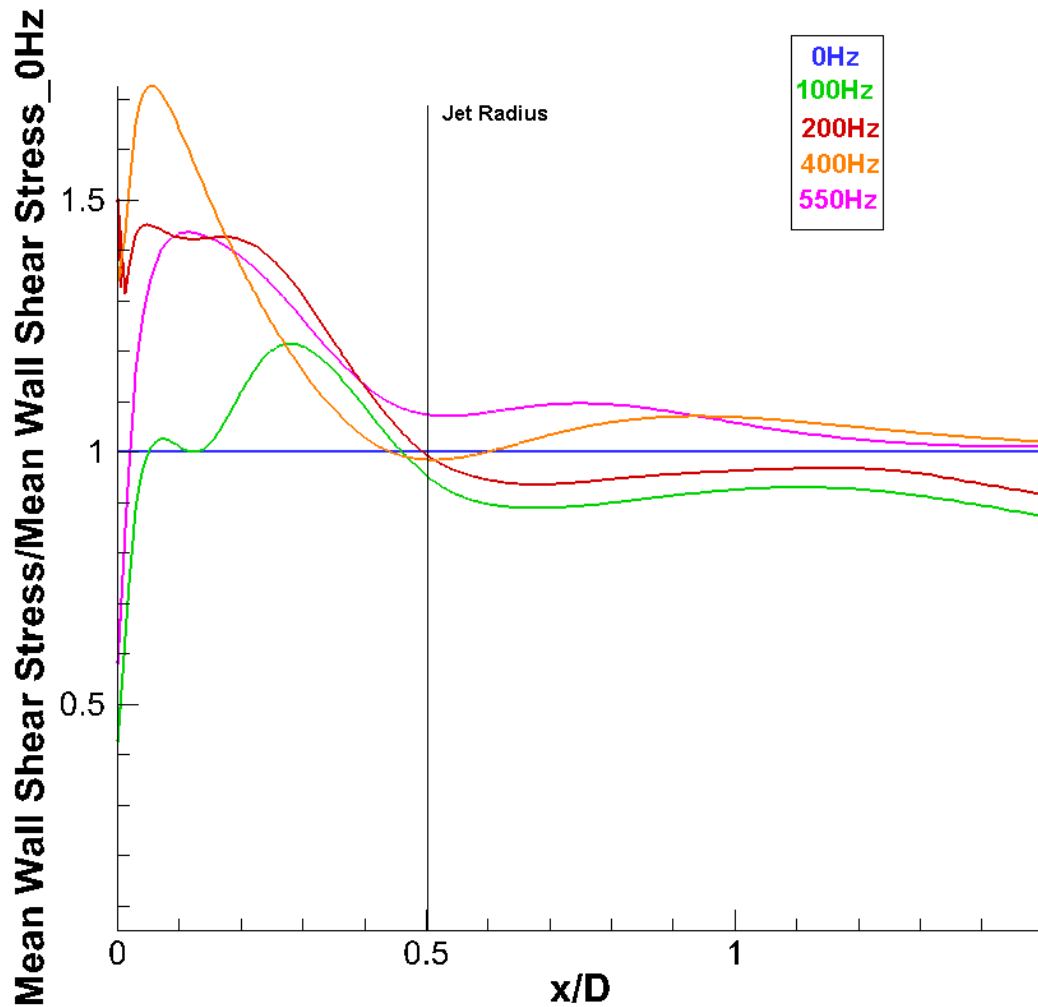


Figura 5.11 - Wall Shear medio adimensionalizzato

In Fig 5.11 i valori sono stati adimensionalizzati con quelli del getto non pulsato per visualizzarne le variazioni percentuali. Dal punto di vista dello sforzo tangenziale nella regione entro il raggio dell'ugello si hanno aumenti importanti a parità di distanza x dal punto di ristagno.

Quindi in conclusione il motivo per cui i vortici possono essere benefici per il fenomeno (in certe circostanze se sufficientemente grandi di modulo e dimensione) è che permettono un aumento del *Wall Shear Stress* a sua volta legato al calore trasmesso.

Questo effetto benefico dovuto alla vorticità deve però bilanciarsi con quelli negativi relativi a temperatura e velocità presentati in precedenza: a seconda di quale di questi prevale si avrà convenienza o meno.

Per valutare uno scambio termico si possono utilizzare svariati parametri che sono legati tra loro. Il coefficiente h di scambio termico o il numero di Nusselt, spesso utilizzati in relazione ai getti, sono fortemente dipendenti dai valori di riferimento (in particolare la temperatura media di riferimento da impostare come discusso in 1.3) che si inseriscono in Fluent e quindi, in mancanza di dati sperimentali non risulterebbero del tutto accurati. E' più indicato considerare i valori di flusso termico o di temperature calcolate in modo preciso dal programma. Dal momento che si tratta di un applicazione per il raffreddamento il parametro scelto è l'Effectiveness ossia l'efficacia di raffreddamento, in quanto più significativo per valutare le prestazioni e realizzare dei confronti tra le configurazioni, definita come:

$$\varepsilon = \frac{T_{HOT} - T_{WALL}}{T_{HOT} - T_{COLD}} \quad (5.3)$$

dove T_{HOT} e T_{COLD} sono le temperature della parete e del getto rispettivamente.

T_{WALL} invece è la temperatura media della parete superiore del muro: la temperatura istantanea è fluttuante perciò raggiunta una certa periodicità nelle fluttuazione si è provveduta a mediare la temperatura nel tempo in Fluent. Graficando l'effectiveness (le cui curve hanno gli stessi andamenti del calore scambiato essendo legata alla temperatura) si può andare a valutare se la somma degli effetti di cui si parlava in precedenza genera un saldo positivo o negativo di scambio termico rispetto al caso non pulsato. Innanzitutto si nota come per le frequenze più basse, nonostante un buon aumento di *shear stress* rispetto al caso non pulsato, sia sconveniente pulsare il getto in quanto la temperatura media del getto, più calda che negli altri casi, è l'effetto preponderante. Per le frequenze maggiori invece nel punto di ristagno l'effectiveness risulta maggiore di circa il 10% mentre un guadagno maggiore si ha allontanandosi dal punto di ristagno. Tutte le curve, anche per getto non pulsato, crescono procedendo verso il punto corrispondente al raggio laddove si è

visto cresce lo sforzo tangenziale, per poi diminuire e tendere a zero. Possiamo perciò constatare che con $H/D_u = 4$ con un'ampiezza pari al 50% della portata media si ha un incremento dello scambio termico solo per le frequenze più alte e comunque di entità modesta.

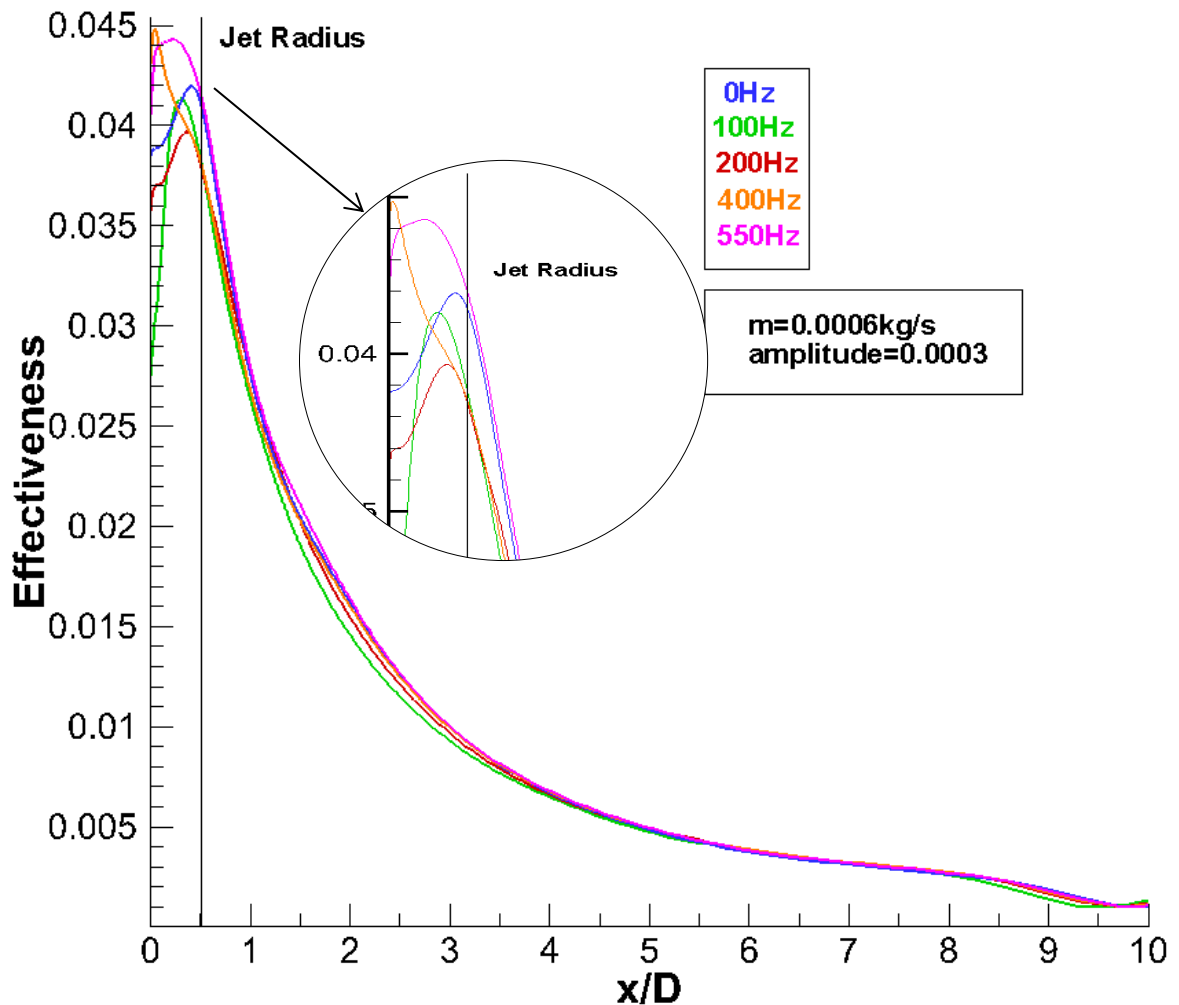


Figura 5.12 - Efficacia per tutte le frequenze

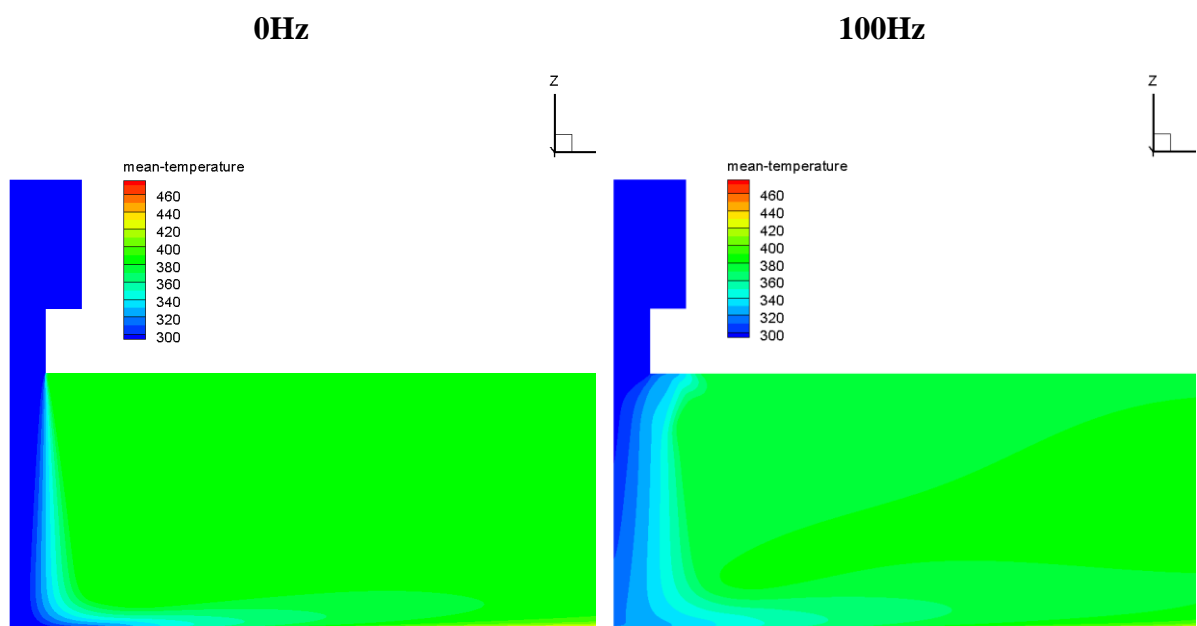
5.1.2 Ampiezza maggiore

La prima operazione che si è pensato di fare per aumentare questi valori è stata studiare se un raddoppio dell'ampiezza di oscillazione permettesse di avere vortici indotti di

dimensioni maggiori, che portassero ad avere sforzi tangenziali maggiori del getto stazionario anche per frequenze minori di 550Hz e che quindi garantissero un incremento di scambio termico su di una più ampia superficie, mantenendo invariate portata e distanza H/D_u . La portata massica nella UDF viene modificata rispetto alla 5.1 e diventa

$$m = \frac{0.0006}{360} + \frac{0.00058}{360} * \sin(t * 2\pi * f) \quad (5.4)$$

La possibilità che un'ampiezza maggiore fornisca vortici di più grandi dimensioni è vera in generale ma va comunque verificata in questa geometria come da verificare sono anche i vantaggi che potrebbero derivare da ciò. Infatti un'ampiezza maggiore causa un maggiore miscelamento con conseguente accresciuto intrappolamento di aria calda all'interno del getto: ciò che si ottiene per prima cosa è quindi un effetto negativo. In Fig 5.12 si riportano i profili di temperatura medi per questi nuovi casi. Si ricorda che ovviamente il caso non pulsato è il medesimo del capitolo precedente in quanto non affetto dall'accresciuta ampiezza. Confrontando, frequenza per frequenza, i valori con quelli in Fig 5.2 si nota come in prossimità del punto di ristagno la temperatura del getto con ampiezza maggiore sia più elevata.



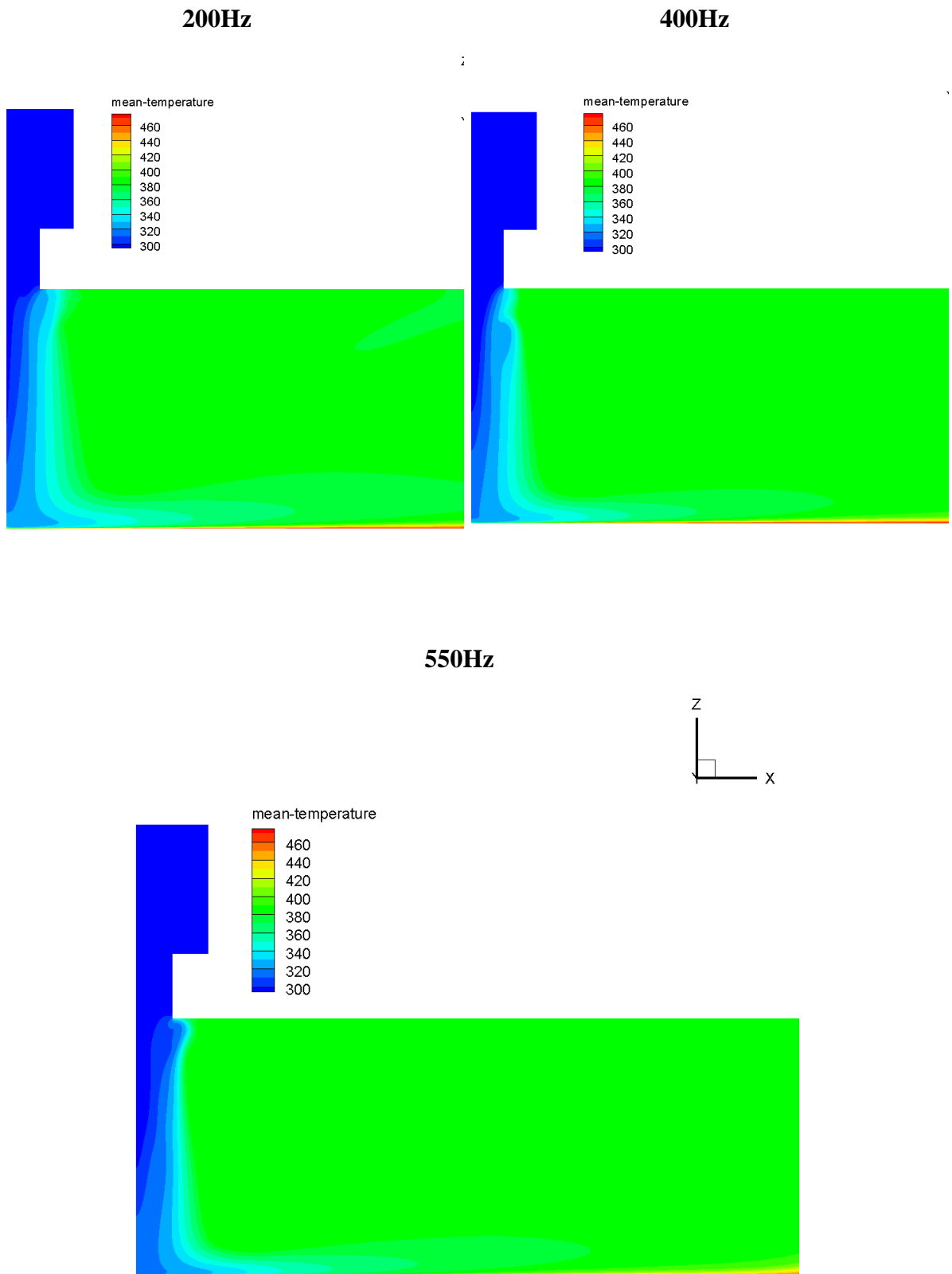


Figura 5.13 - Contorni di temperatura media alle varie frequenze

Per dare un'idea quantitativa si riporta in Fig 5.13, il grafico di confronto della temperatura sulla linea d'asse in prossimità della zona di ristagno per le frequenze 0 e 550Hz analogo a quello in Fig. 5.3.

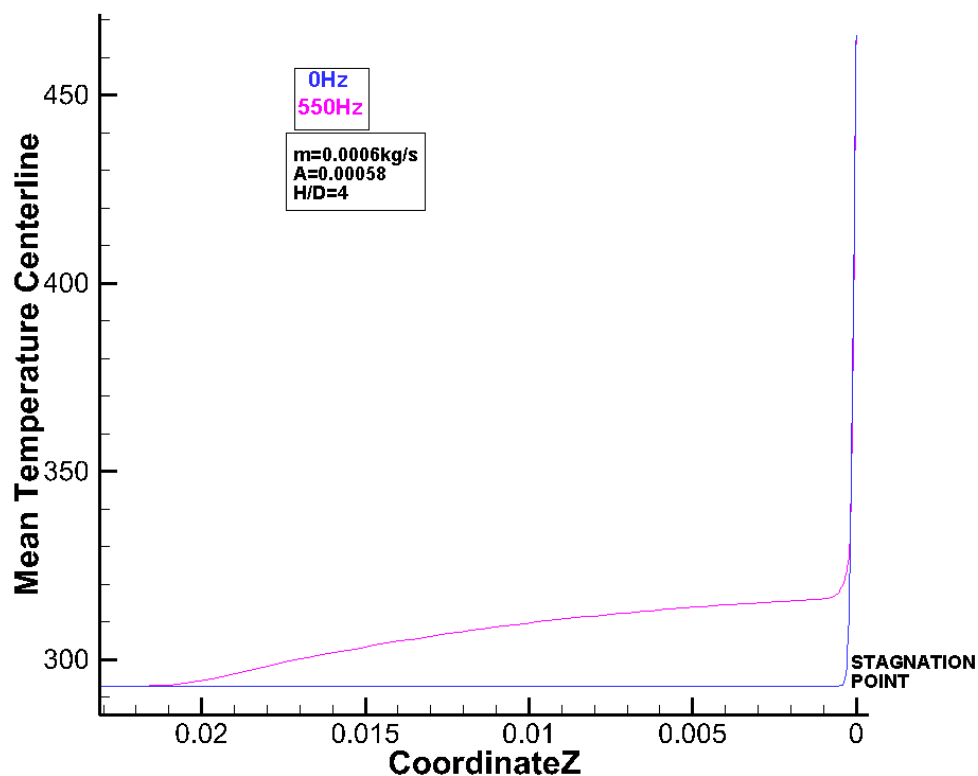


Figura 5.14 - Andamento della temperatura sull'asse del getto

Il delta di temperatura fra il getto non pulsato e quello a Strouhal massimo è molto aumentato rispetto a Fig 5.3 ed inoltre le temperature cominciano a discostarsi ad una distanza dal punto di ristagno di 2 diametri, doppia rispetto al caso precedente, sintomo che con ampiezza maggiore il miscelamento è tale che gli effetti si sentono prima sulla linea d'asse. In conclusione quindi si conferma ciò che si era anticipato: a parità di ampiezza, più la frequenza è bassa e più la temperatura del getto è alta; a parità di frequenza il confronto tra le diverse ampiezze testimonia che ad una maggiore ampiezza corrisponde una maggiore temperatura del getto impattante.

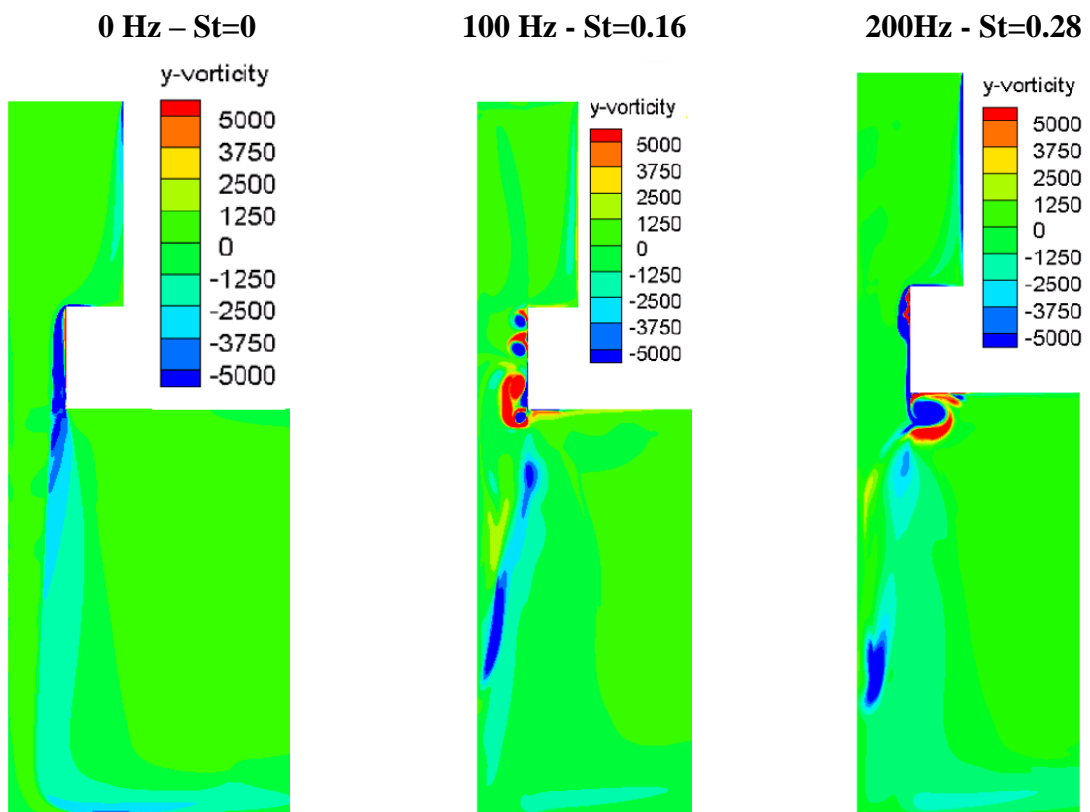
Per quanto riguarda le velocità vale il discorso fatto al capitolo precedente: a parità di ampiezza la velocità media del getto non pulsato è maggiore rispetto a quelli pulsati. Il

procedimento seguito per calcolare le velocità medie nella sezione, Re e St è lo stesso pertanto si riporta solo la tabella conclusiva con i valori.

Frequenza [Hz]	V_{z-avg} [m/s]	St	Re
0	-7,25	0	4833,3
100	-6,11	0,16	4073,3
200	-6,95	0,28	4633,3
400	-6,79	0,589	4526,6
550	-6,6	0,82	4400

Tabella 10

Ci si aspetta che il campo di vorticità evidenzi vortici di maggiori dimensioni e un conseguente aumento dello sforzo tangenziale.



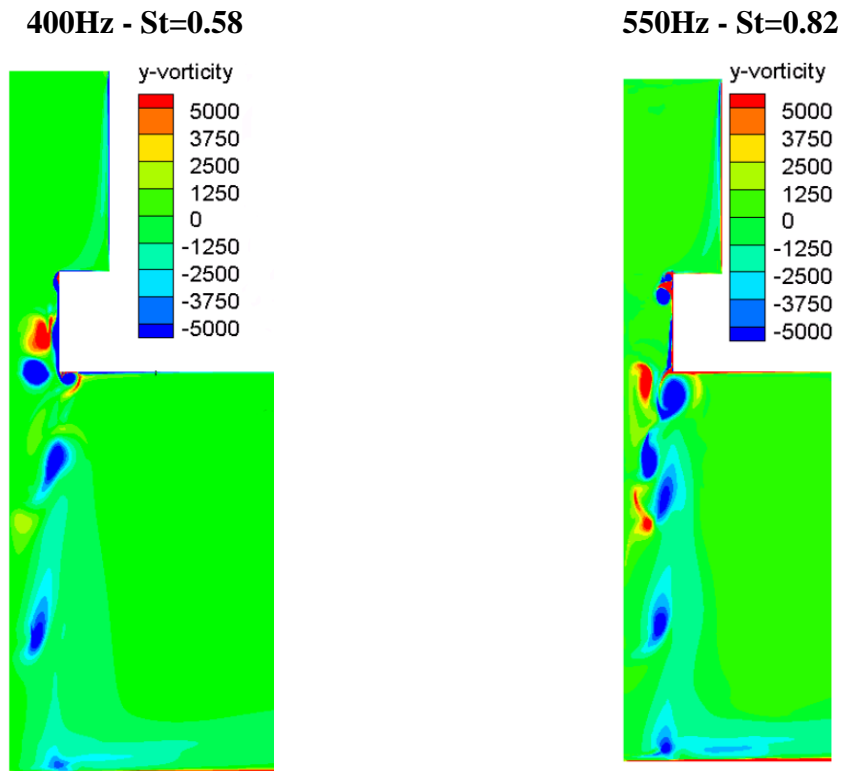


Figura 5.15 - Contorni della vorticità alle varie frequenze

Quello che si può effettivamente constatare è che l'aumento dell'ampiezza permette la formazione di vortici più grandi nella fase di diminuzione della portata (Fig. 5.8 b-c) che ora è più accentuata. In questo modo impattano sulla parete inferiore dei vortici maggiori e generano valori medi di *Wall Shear Stress* decisamente più alti in modulo.

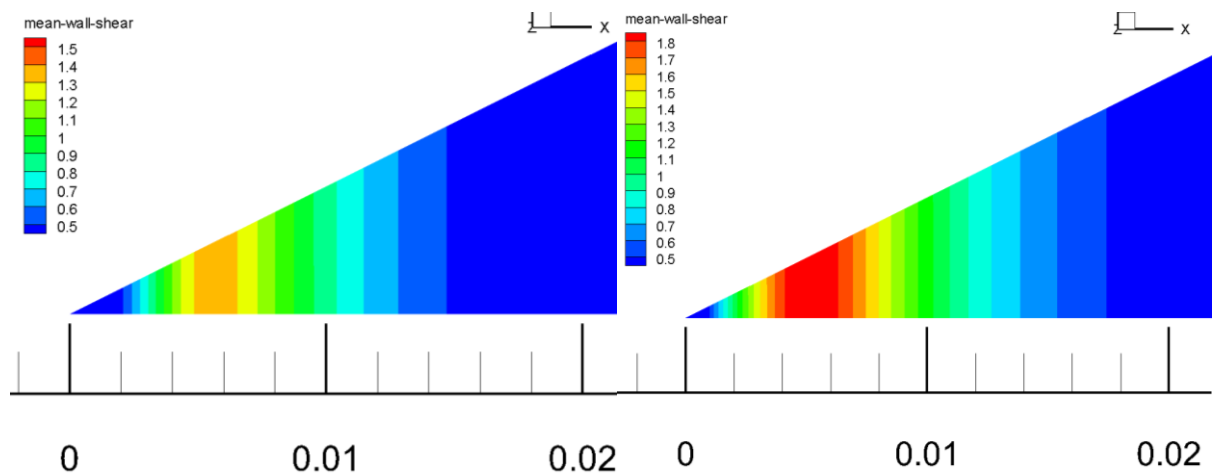


Figura 5.16 - Confronto Wall Shear Stress 0-550 Hz

I valori più alti inoltre si raggiungono su una superficie più estesa.

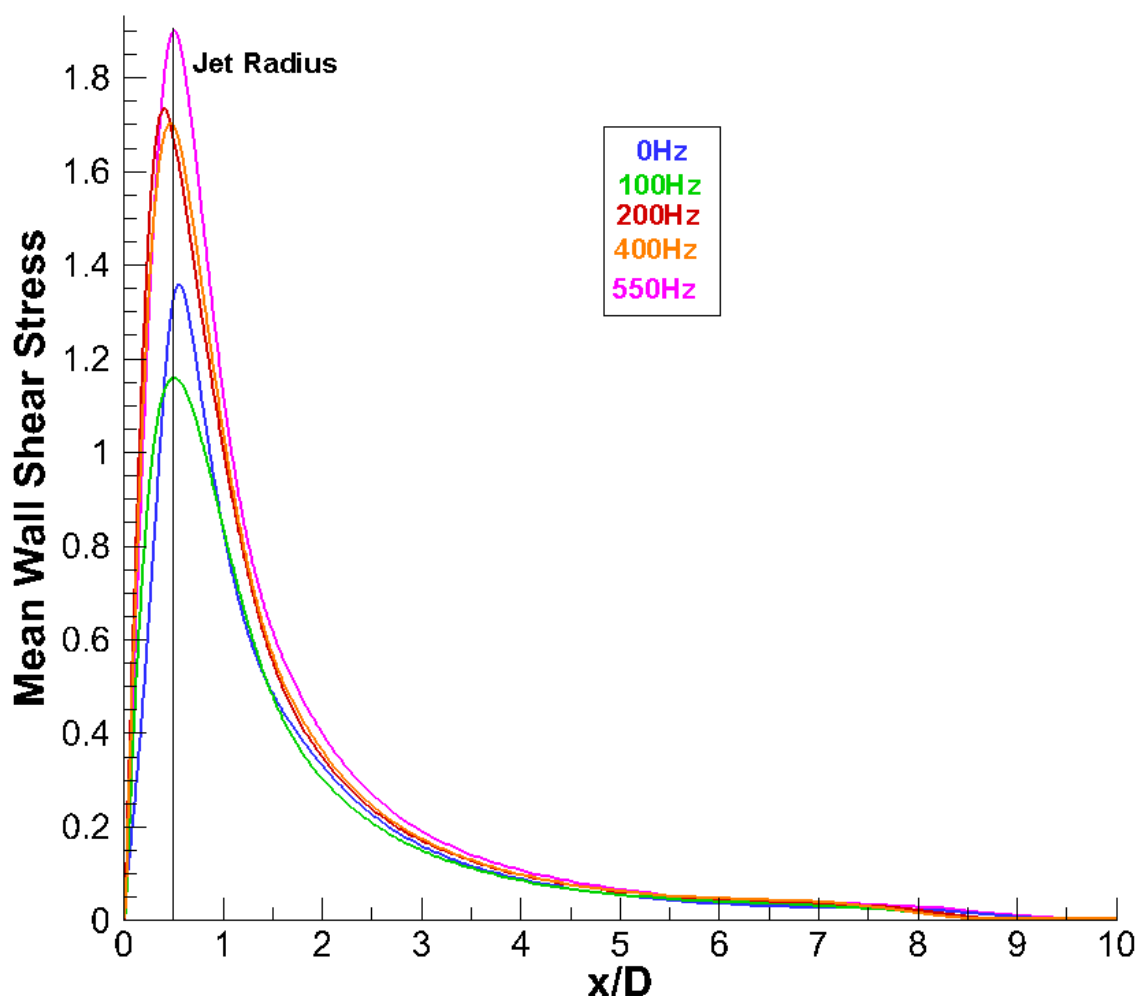


Figura 5.17 - Wall Shear Stress medio al variare di x/D

Lo sforzo tangenziale a parete, per i casi 200, 400 e 550 Hz è maggiore in modulo rispetto alle frequenze corrispondenti con ampiezza iniziale (Fig.5.10). Per il caso 100Hz la velocità media del getto è più bassa con ampiezza maggiore e ciò incide sulla velocità radiale del getto deviato dalla parete, motivo per cui il *Wall Shear Stress* medio risulta minore. Analizzando tuttavia le variazioni degli sforzi pulsati adimensionalizzati con quello non pulsato si nota come l'area in cui si ha una convenienza sia maggiore rispetto a prima, arrivando anche a oltre 1.5D dal punto di ristagno, sintomo che i vortici, più grandi, riescono a dare benefici su una area maggiore. Ad esempio per il caso a 200Hz valori

maggiori del 15% rispetto a getto non pulsato si hanno anche per una lunghezza di 1.5D mentre in precedenza si notava un rapporto unitario già da D/2. Per le frequenze più alte i valori, rispetto a 0Hz, non solo sono maggiori ma percentualmente il guadagno rispetto ai casi con ampiezza ridotta è ulteriormente aumentato.

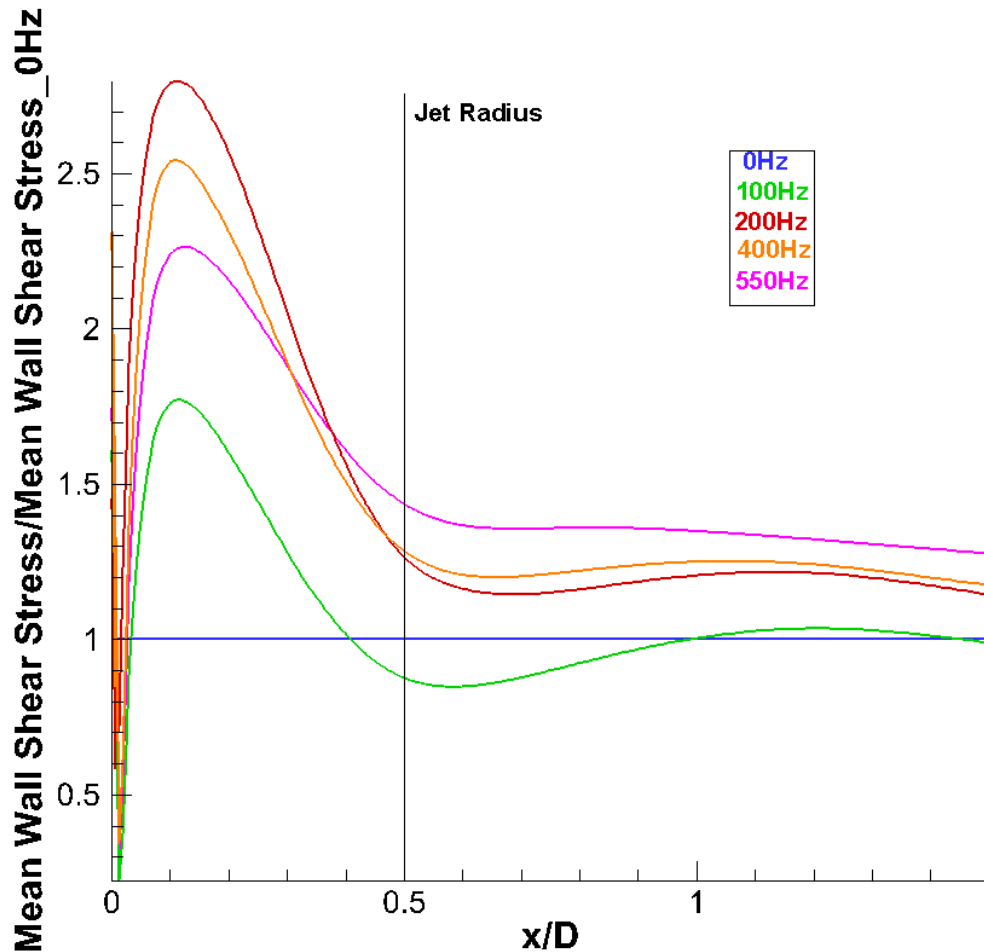


Figura 5.18 – Tasso di incremento del Wall Shear medio adimensionalizzato

Infine in Fig. 5.19 si analizza come in precedenza l'efficacia del raffreddamento al variare della coordinata radiale adimensionalizzata con il diametro. Rispetto al caso con oscillazione ridotta si nota che i massimi della curva si spostano verso sinistra, cioè verso il punto di ristagno. Ogni curva inoltre raggiunge valori decisamente più alti di quelli alle rispettive frequenze nel caso di ampiezza minore e all'aumentare di St corrisponde un aumento dell'Effectiveness massima raggiunta.

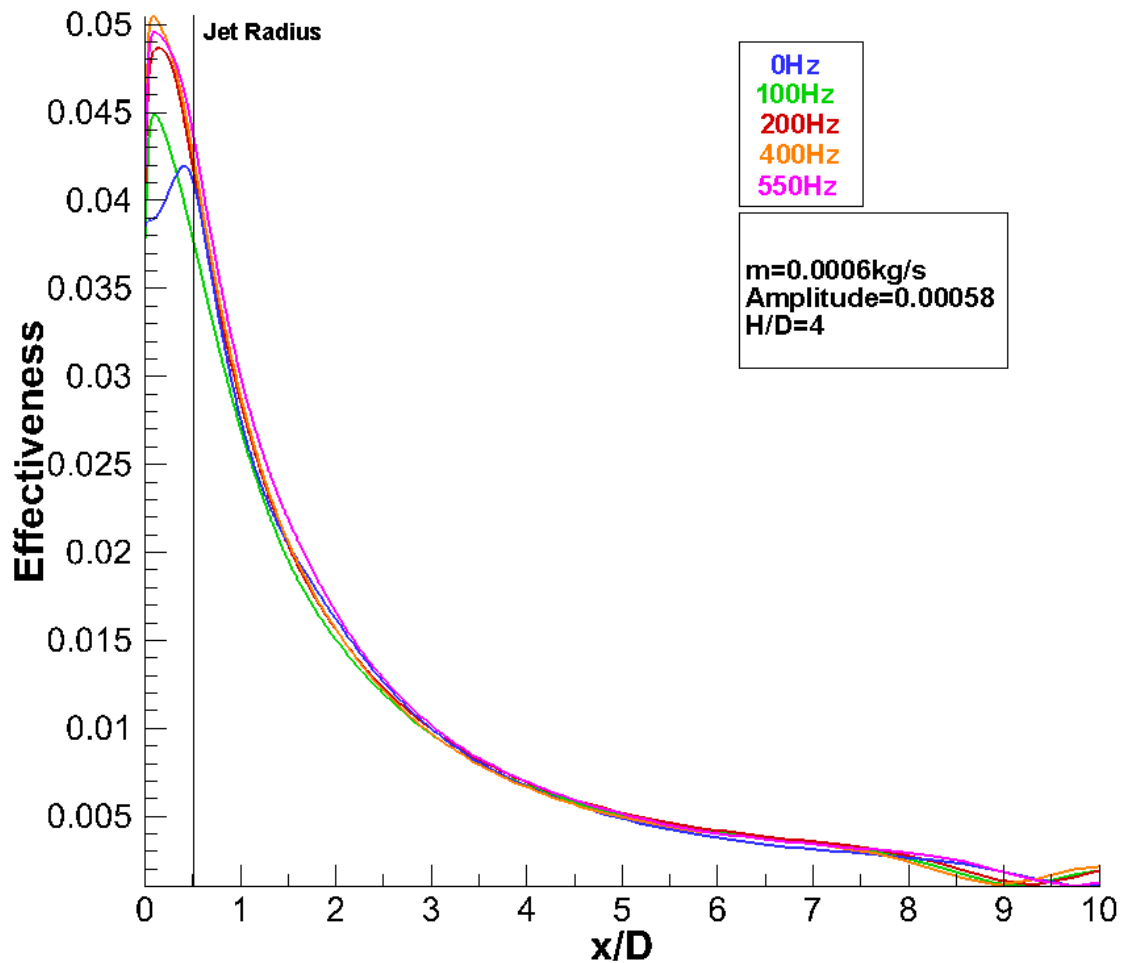


Figura 5.19 - Efficacia per tutte le frequenze

In realtà più che il valore di picco ciò che interessa per capire se vi sia convenienza nel pulsare o meno è la media dell'efficacia entro una certa distanza dal punto di ristagno. Infatti un getto pulsato presenta vantaggi non tanto nel punto di ristagno ma nella regione limitrofa. Si è pensato quindi di eseguire, per tutti gli St , delle medie spaziali dell'Effectiveness a determinate distanze dal punto di ristagno, rapportarle alla corrispondente media per getto non pulsato e riportare il valore ottenuto al variare di Strouhal per entrambe le ampiezze. La media è stata fatta per distanze radiali in direzione x corrispondenti a 1, 2, e 5 diametri. Ciò che si è ottenuto è raffigurato nelle tre figure seguenti.

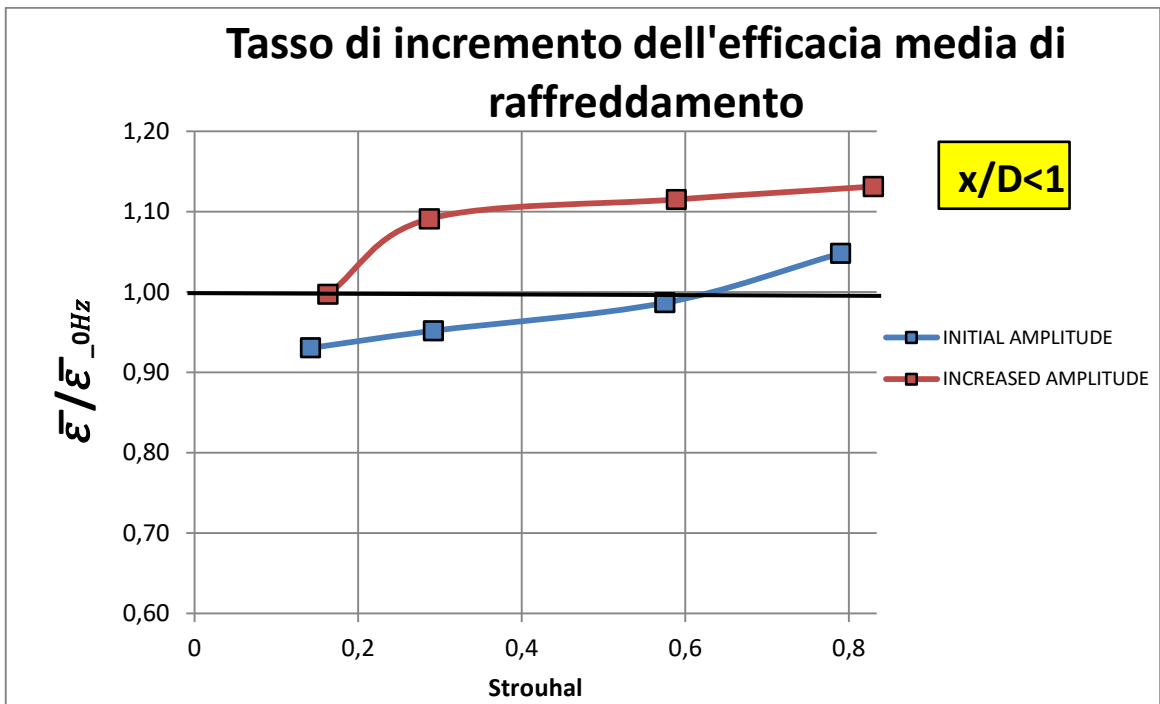


Figura 5.20 - Tasso di incremento per $x < 1D$

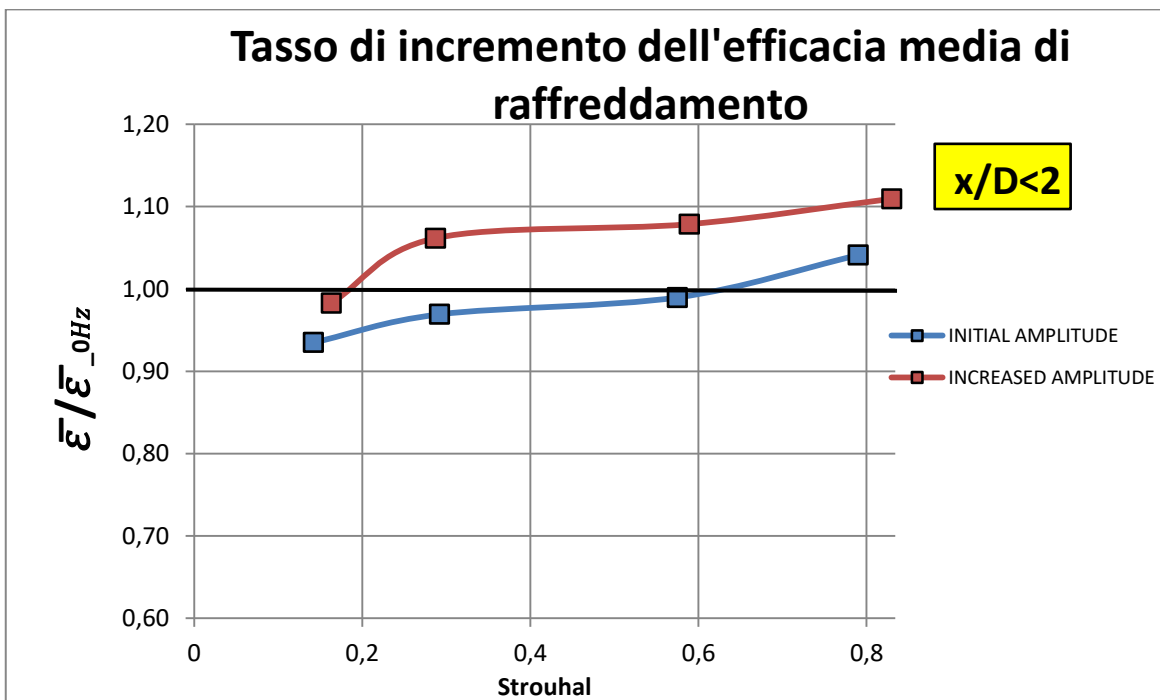


Figura 5.21 - Tasso di incremento per $x < 2D$

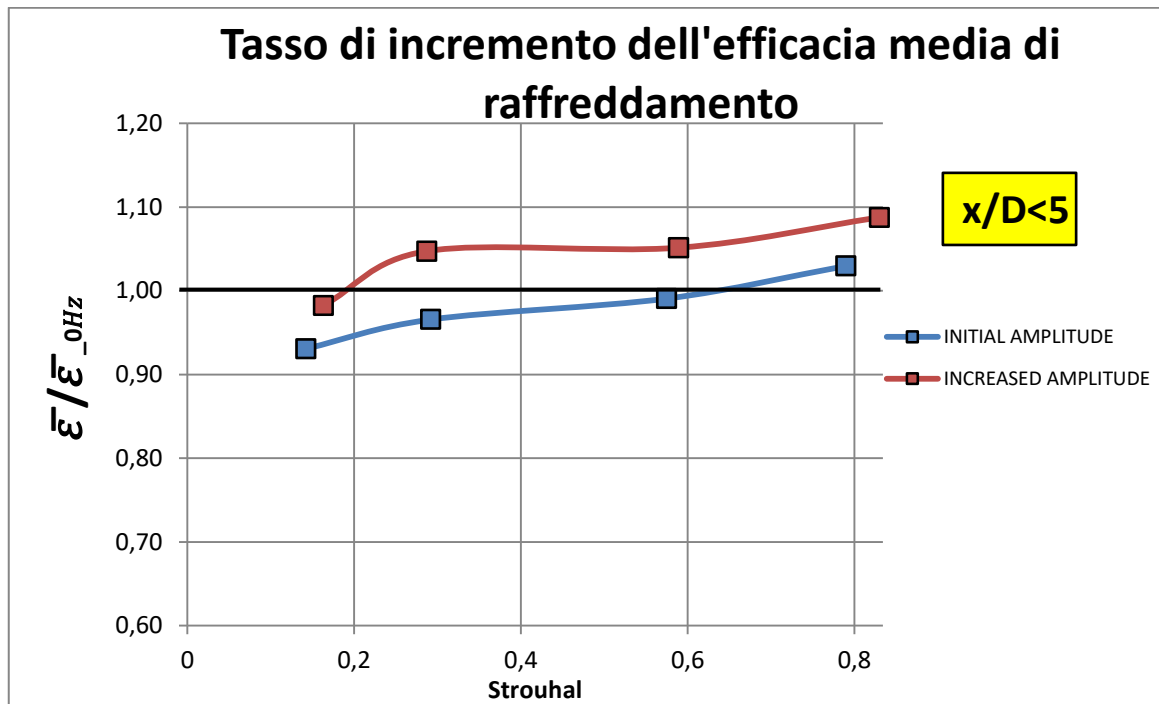


Figura 5.22 - Tasso di incremento per $x < 5D$

In tutti i casi si può constatare come le curve crescano al crescere di Strouhal e come l'aumento dell'ampiezza fornisca valori maggiori rispetto all'ampiezza iniziale, per tutte le zone considerate. Il caso più importante è senz'altro il primo in quanto questo metodo di raffreddamento si utilizza per zone circoscritte tuttavia gli altri due casi evidenziano come, seppur di entità minore, ci sia un guadagno rispetto al getto stazionario anche per distanze lontane dal punto di ristagno, in certe condizioni. Ricordando che si sta trattando il caso in cui $H/D_u = 4$, si nota come per un'ampiezza pari al 50% della portata media la convenienza rispetto al getto non pulsato si ha solo per numeri di St maggiori di 0.62 circa, valore in accordo con numerosi precedenti studi. Il massimo incremento, corrispondente al 5%, si ottiene per St più alto fra quelli testati. Scende al 4% e al 3% se ci si allontana dal punto di ristagno. Per quanto riguarda invece l'ampiezza maggiore, un valore superiore all'unità si ottiene già da St maggiore di circa 0.17 nel primo caso e 0.2 allontanandosi dal ristagno. Anche in questo caso l'incremento massimo di efficacia (quindi di scambio termico) si ottiene per St più alto e vale circa il 13%; scende al 11% e al 9% allontanandosi. Si può quindi affermare che una maggiore ampiezza permette di avere convenienza nell'utilizzo di getto pulsato a partire da frequenze molto minori rispetto all'ampiezza iniziale.

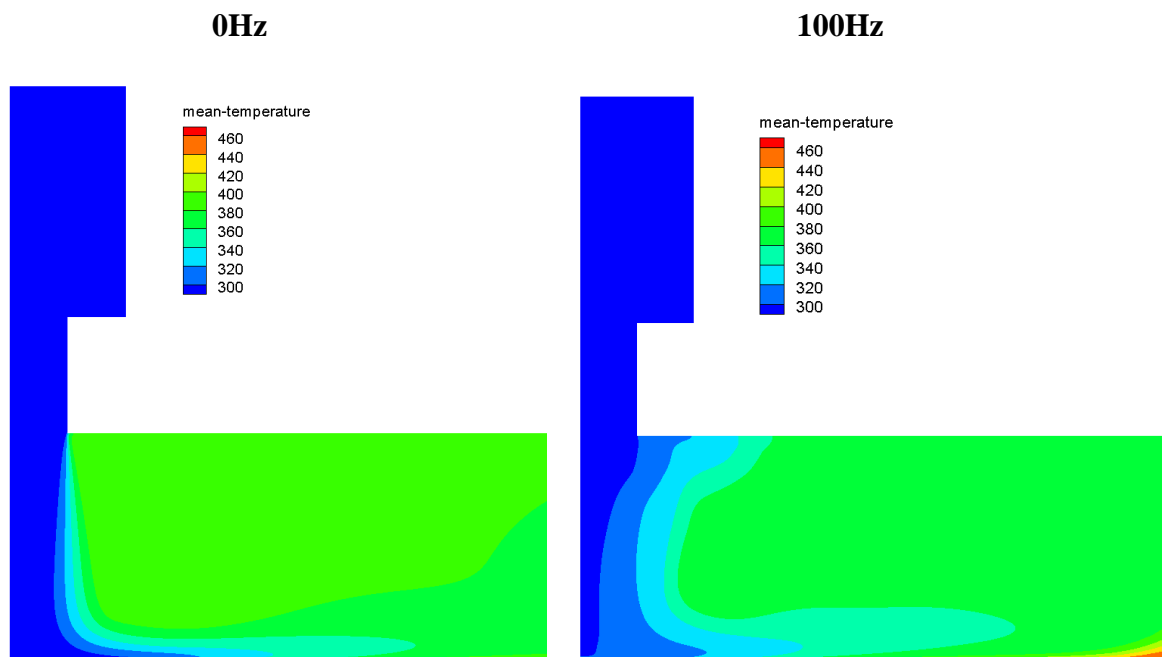
In Fig. 5.7 e 5.15 si nota come i vortici si indeboliscano avvicinando la parete, ossia perdono forza e tendono a disperdersi. Quindi per cercare di esaltare la forza con cui i vortici impattano sulla parete si è pensato successivamente di dimezzare la distanza fra ugello e superficie, ripetendo, con questa nuova configurazione, l'analisi per entrambe le ampiezze.

5.2 Distanza ugello-superficie dimezzata

La nuova geometria prevede una distanza H tra ugello e superficie di 20mm, da cui $H/D_u=2$.

5.2.1 Ampiezza iniziale

La prima analisi si è svolta con ampiezza pari al 50% della portata media. Come detto ci si aspetta un aumento dello sforzo tangenziale di parete ad opera dei vortici, in questo caso non ancora disgregati quando avviene l'impatto ed inoltre gli effetti di miscelamento agiscono su una distanza ora ridotta motivo per cui ci si aspetta che la temperatura media del getto sia minore rispetto quella riscontrata in precedenza.



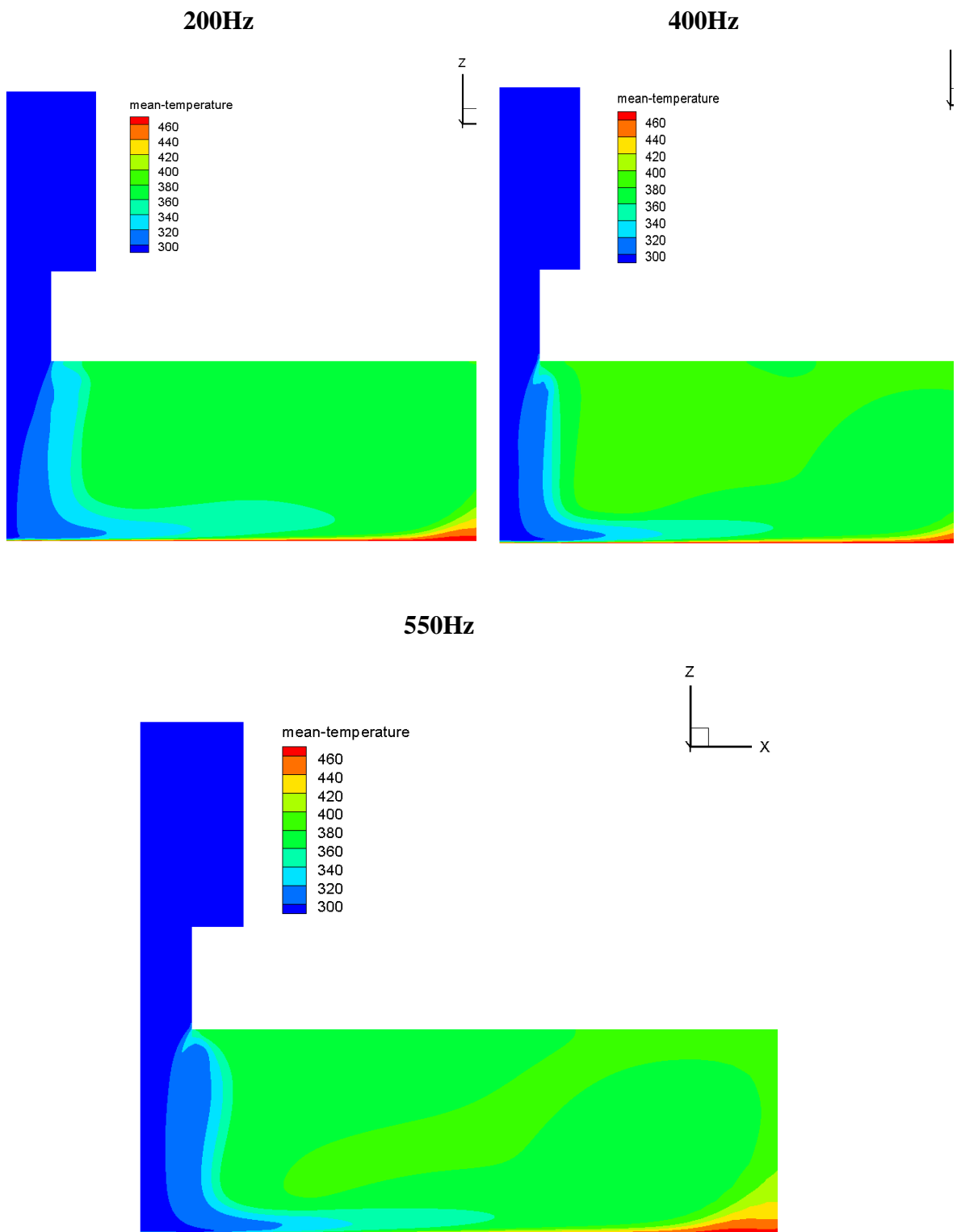


Figura 5.23 - Contorni di temperatura media alle varie frequenze

Come in precedenza alle frequenze minori si può constatare un miscelamento maggiore che porta ad avere vaste zone nel getto a temperatura più alta; questo effetto viene limitato per frequenze crescenti ma resta tuttavia vero che la temperatura media del getto pulsato risulta maggiore di quella del getto stazionario. Rispetto al caso precedente però il miscelamento agisce meno in profondità e andando a graficare la temperatura media della linea d'asse del getto al variare della distanza lungo l'asse dal punto di ristagno si nota come le temperature fra getto non pulsato e pulsato siano sostanzialmente le stesse; ciò non accadeva nel caso precedente (Fig. 5.3) in cui, a circa 1D di distanza dal punto di ristagno, la temperatura media del getto pulsato cominciava a scostarsi ed essere maggiore.

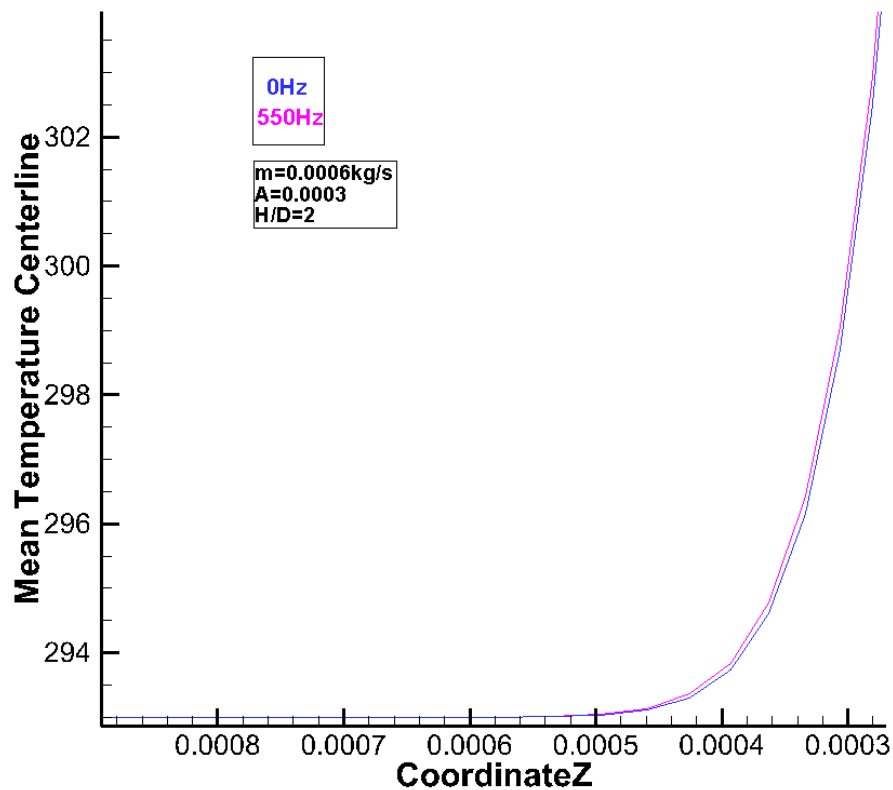


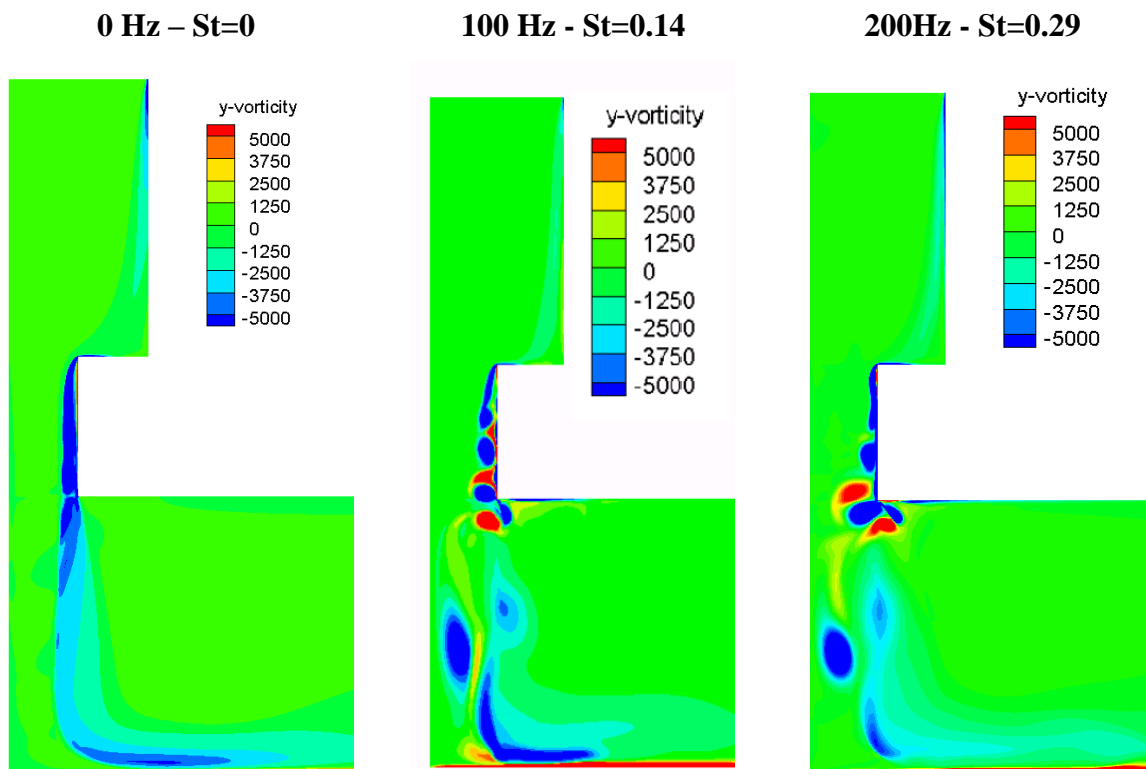
Figura 5.24 - Andamento della temperatura sull'asse del getto

Per quanto riguarda la velocità media del getto anche in questo caso si evidenzia una leggera diminuzione per tutti i getti pulsati ai diversi St, rispetto a quello stazionario. Nella tabella seguente vengono riportati i valori ricavati con relativi numeri di Strouhal e Reynolds.

Frequenza [Hz]	V_{z_avg} [m/s]	St	Re
0	-7,26	0	4840
100	-7,13	0,140	4753,333
200	-6,85	0,292	4566,667
400	-6,95	0,576	4633,333
550	-6,92	0,795	4613,333

Tabella 11

Il campo di vorticità mostra ciò per cui la riduzione della distanza è stata scelta: i vortici arrivano ad impattare la parete con un modulo maggiore di vorticità, senza disgregarsi come in precedenza per via della lunga distanza. Ciò significa che a parete interagiscono con lo strato limite, creando una maggiore accelerazione del fluido per via dei loro elevati valori di velocità locale e favorendo un miscelamento tra fluido caldo a ridosso della parete con quello più freddo proveniente dall'esterno.



400Hz - St=0.57

550Hz - St=0.79

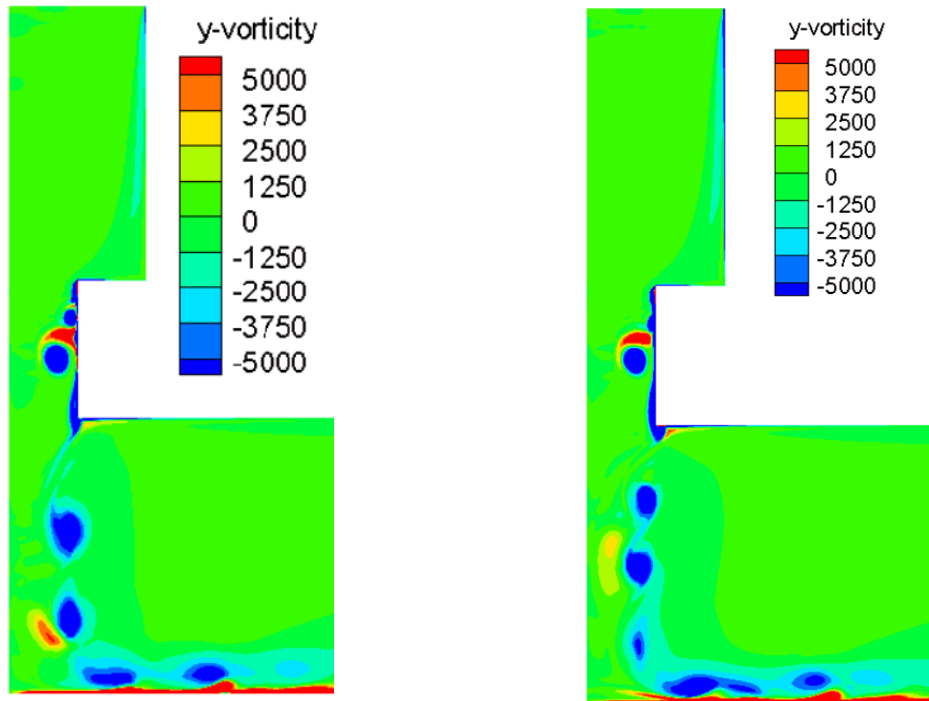


Figura 5.25 - Contorni della vorticità alle varie frequenze

Come conseguenza si osserva un aumento nei valori di sforzo tangenziale medio a parete rispetto alla configurazione precedente, anche per caso stazionario, poiché, seppur in assenza di vortici evidenti, in prossimità della parete vi è una zona a vorticità maggiore.

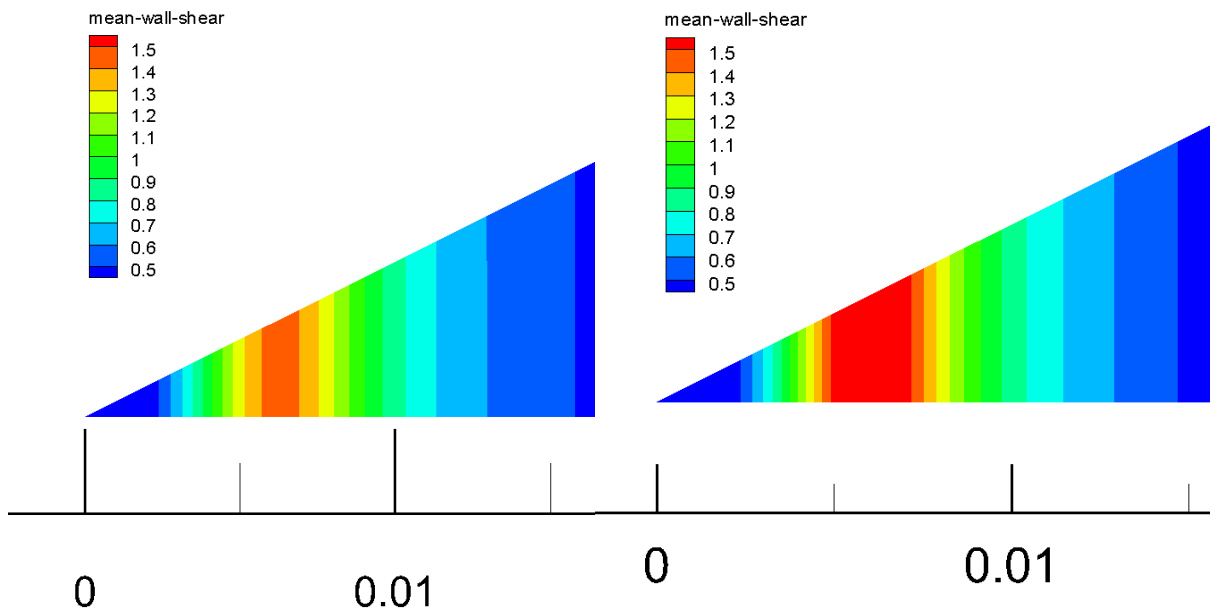


Figura 5.26 - Confronto Wall Shear Stress 0-550 Hz

In Fig. 5.27 si riportano i valori per tutti gli St al variare della coordinata radiale adimensionalizzata.

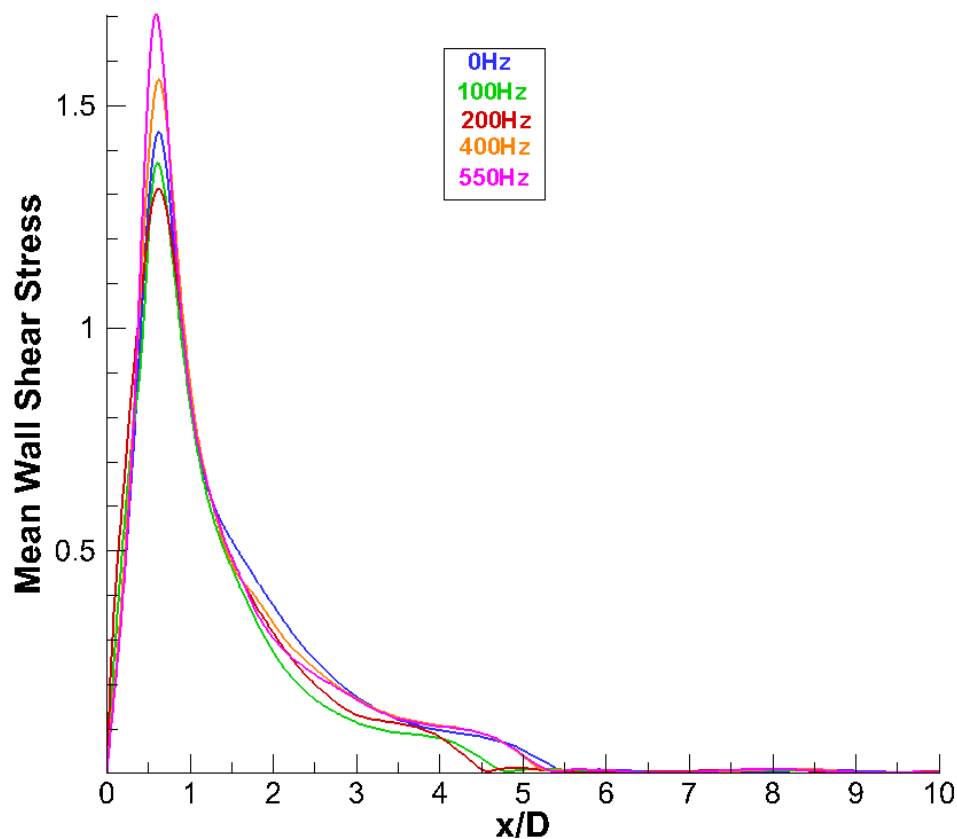


Figura 5.27 - Wall Shear Stress medio al variare di x/D

I valori massimi per ogni frequenza sono maggiori di quelli che si erano ottenuti con la geometria precedente. Andando a studiarne il rapporto con il getto non pulsato, ossia il tasso di incremento, si nota come le più grandi variazioni siano nell'area adiacente al punto di ristagno mentre allontanandosi da esso (a cominciare da una distanza di $0.5D$) il rapporto tende verso l'unità praticamente per tutte le frequenze con anche dei valori negativi, come accadeva per la geometria precedente con la stessa ampiezza. Quindi per avere zone più ampie in cui lo sforzo cresce grazie all'oscillazione del getto, il fattore chiave è l'ampiezza di oscillazione, non tanto la distanza ugello-superficie. Per quanto riguarda l'efficacia di raffreddamento i picchi massimi, non molto diversi da quelli ottenuti in precedenza, si posizionano alla distanza uguale al raggio dell'ugello. Per un'analisi approfondita si rimanda ai tassi di incremento che verranno discussi dopo la presentazione del caso con ampiezza maggiorata.

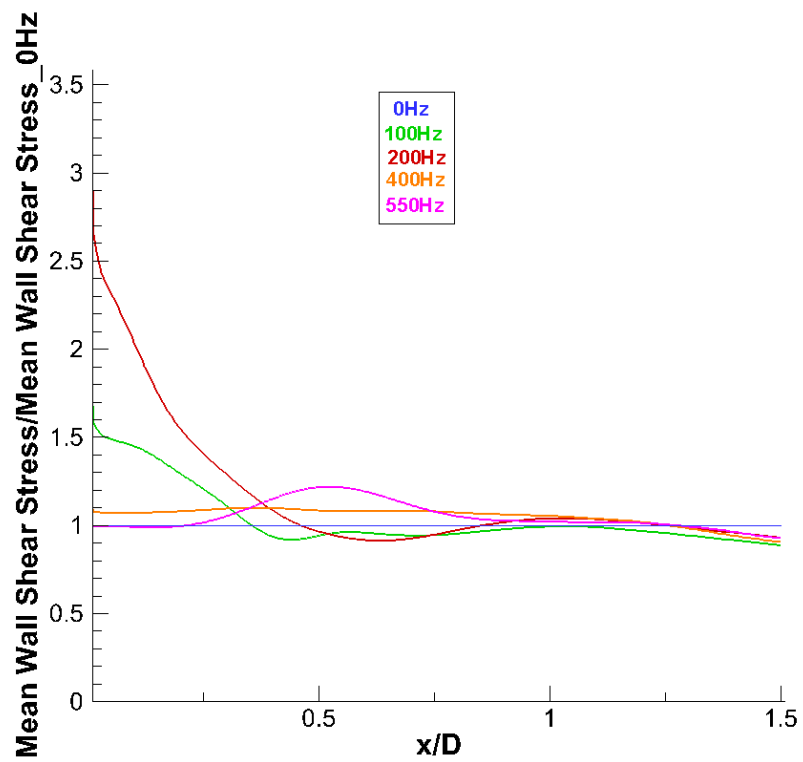


Figura 5.28 - Tasso di incremento del Wall Shear medio adimensionalizzato

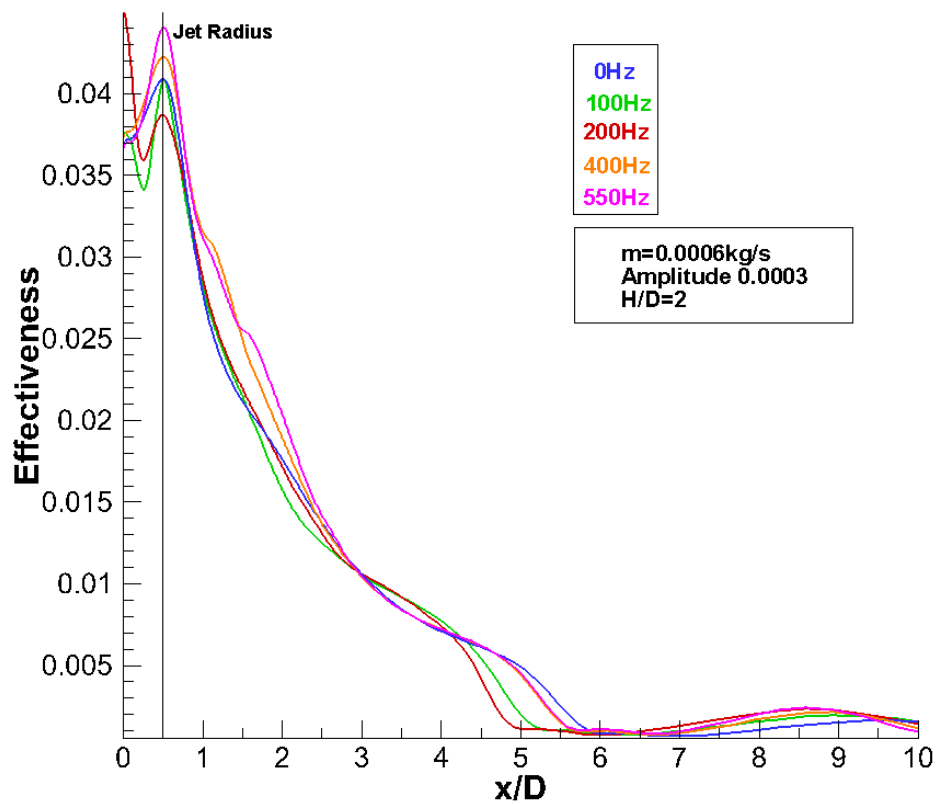
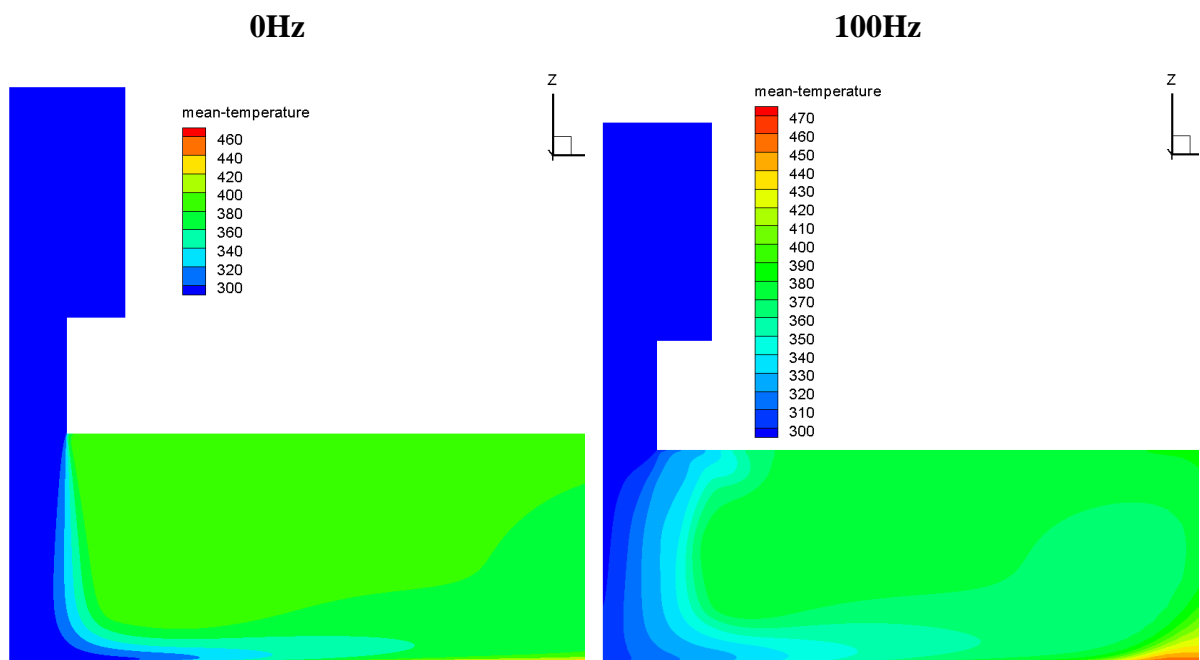


Figura 5.29 – Efficacia per tutte le frequenze

5.2.2 Ampiezza maggiore

L'ultima analisi riguarda la nuova configurazione con l'ampiezza massima, in modo da coniugare i vantaggi che si hanno con la vicinanza della parete inferiore a quelli derivanti dall'aver vortici di maggiori dimensioni. Quel che ci si può attendere è che dal punto di vista dello scambio termico questa sia la soluzione migliore possibile. Per prima cosa si presentano i campi di temperatura media nella zona del getto per le varie frequenze prese in esame. La maggiore ampiezza, come in precedenza, porta ad un maggiore miscelamento con conseguente aumento nella quantità di aria più calda convogliata nel getto rispetto al caso con ampiezza iniziale in 5.2.1. Tuttavia il miscelamento in questo caso è inferiore rispetto alla geometria precedente, anche con ampiezza iniziale, per via della minore distanza della superficie dal getto.



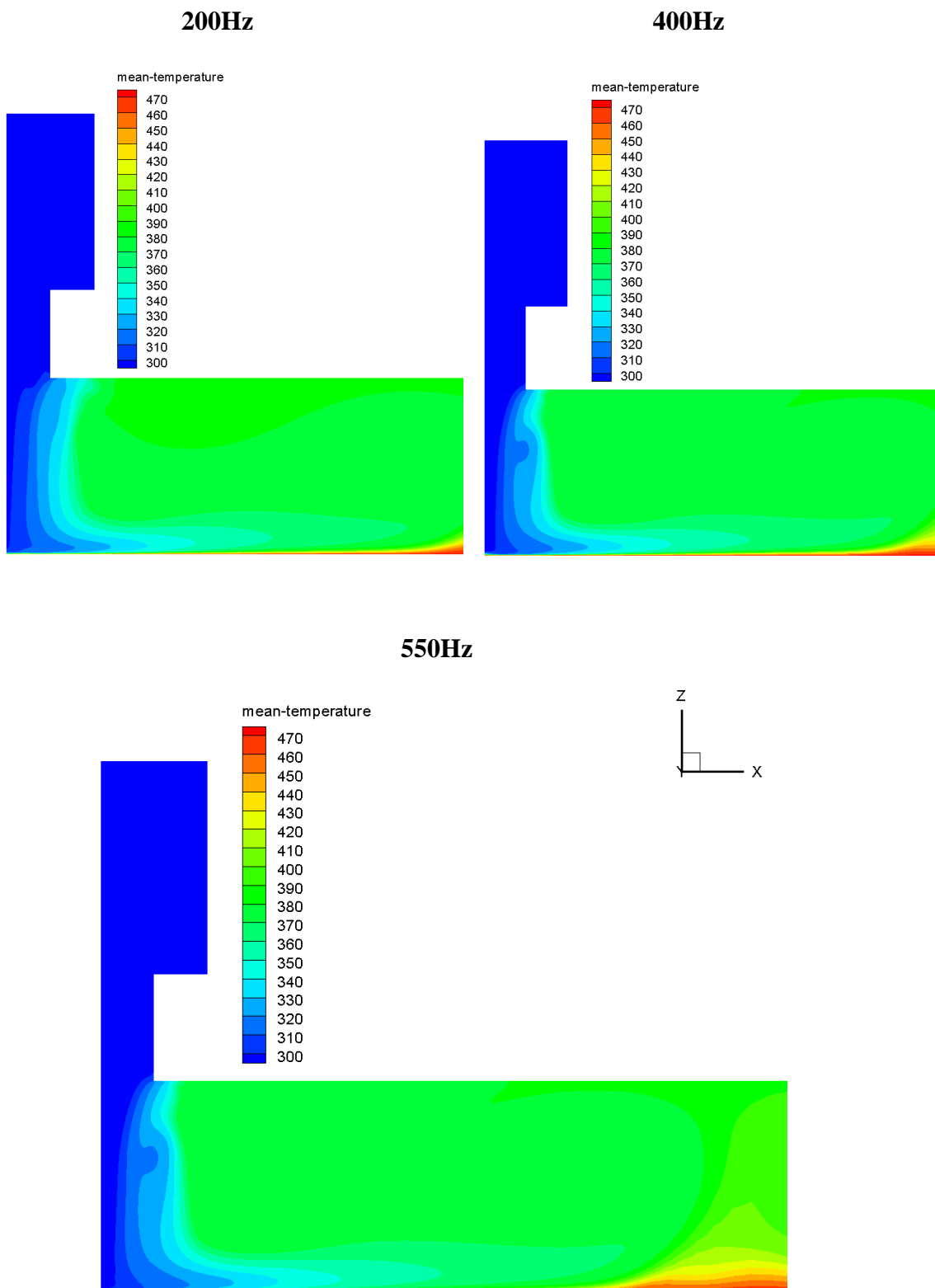


Figura 5.30 - Contorni di temperatura media alle varie frequenze

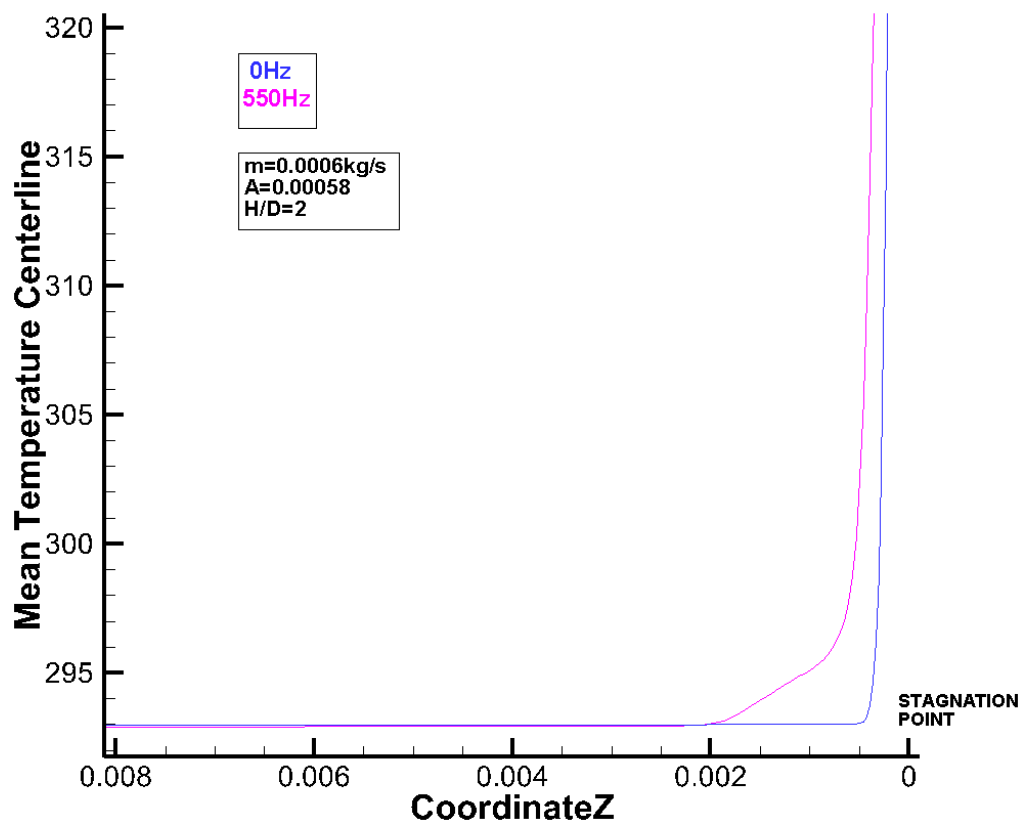


Figura 5.31 - Andamento della temperatura sull'asse del getto

In Fig. 5.31 si nota come l'andamento della temperatura media sull'asse per getto pulsato cominci a differire ad una certa distanza z dal ristagno da quello di getto stazionario, a differenza che in Fig. 5.24. Tuttavia le temperature si discostano a partire da 0.002mm, un valore molto inferiore rispetto a quelli visibili nelle analoghe figure del Cap 5.1. Quindi si può affermare che il getto è mediamente più caldo rispetto a quello con ampiezza ridotta ma è comunque più freddo rispetto ad entrambe le ampiezze del caso con $H/D=4$.

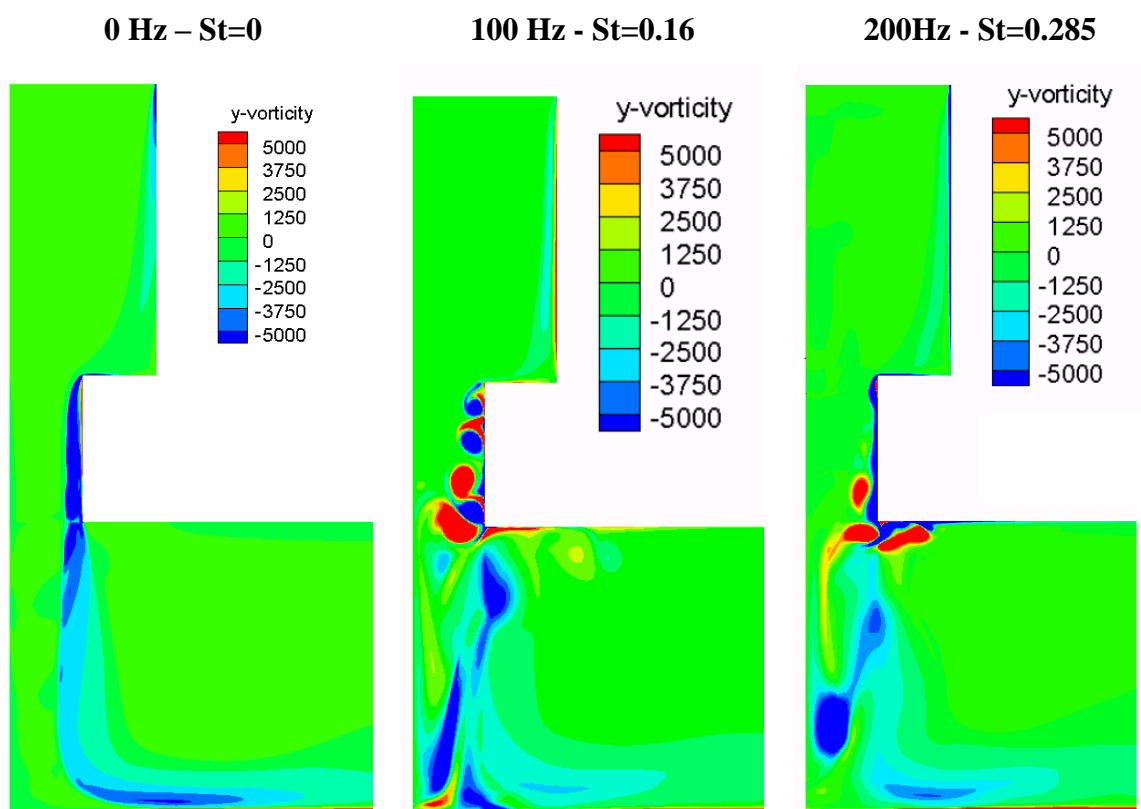
Frequenza [Hz]	V_{z_avg} [m/s]	St	Re
0	-7,26	0	4840
100	-6,33	0,158	4220
200	-7,02	0,285	4680
400	-6,79	0,589	4526,667
550	-6,58	0,826	4386,667

Tabella 12

In Tabella 12 sono riportati le velocità medie nell'ugello con relativi numeri di Strouhal e Reynolds per questo nuovo caso: nuovamente si evidenzia una velocità media del getto lievemente inferiore per i casi pulsati con conseguente relativo effetto negativo sullo scambio termico e sulla sua efficacia.

Analizzando il campo di vorticità di quest'ultimo caso si può constatare come vortici effettivamente di maggiori dimensioni vengano generati e impattino la parete creando grande miscelamento e importanti gradienti di velocità: ciò è visibile in modo chiaro nell'ultima delle istantanee di Fig. 5.32, relativa al caso con $St=0.82$. Si vede come il vortice in prossimità della parete generi zone caotiche con velocità molto diverse con conseguente beneficio in termini di sforzo tangenziale, quindi di scambio termico.

In Fig. 5.33 questo aumento risulta evidente a livello grafico, considerando anche la diversità della scala. Si raggiungono, con St più alto, valori di picco dello sforzo tangenziale mai raggiunti nelle prove effettuate sino ad ora e decisamente maggiori rispetto al caso non pulsato.



400Hz - $St=0.59$

550Hz - $St=0.82$

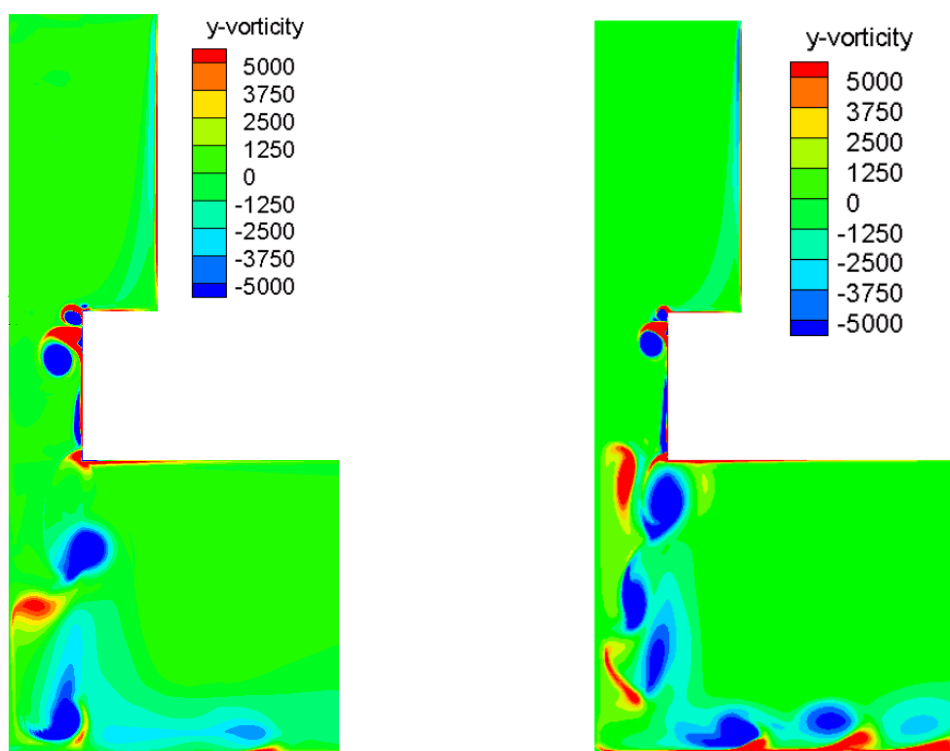


Figura 5.32 - Contorni della vorticità alle varie frequenze

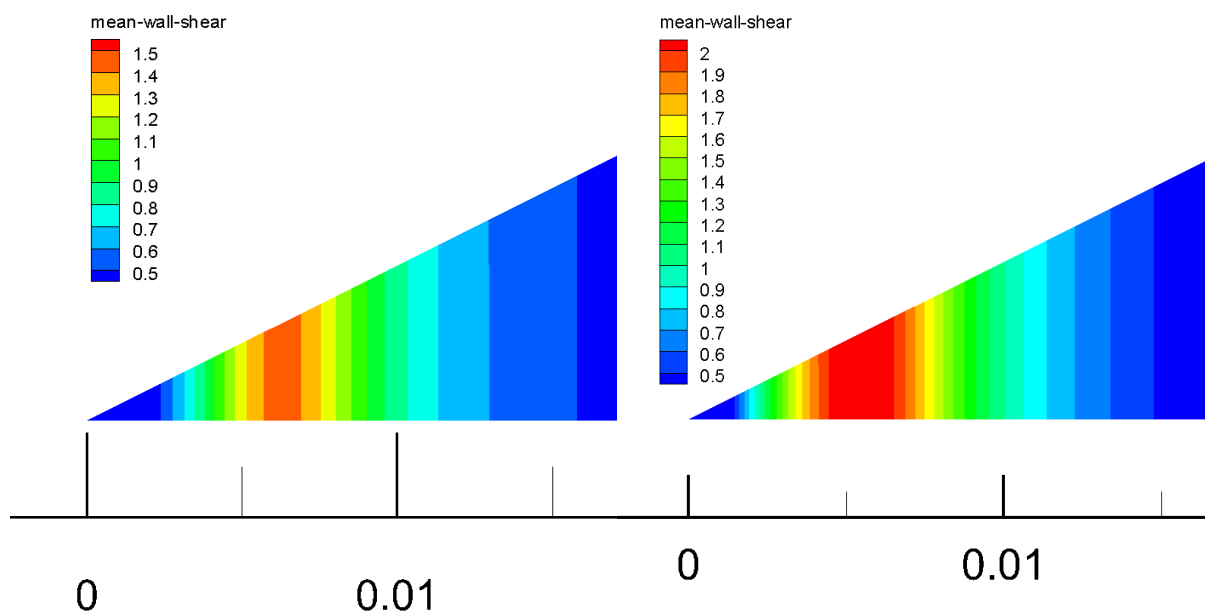


Figura 5.33 - Confronto Wall Shear Stress 0-550 Hz

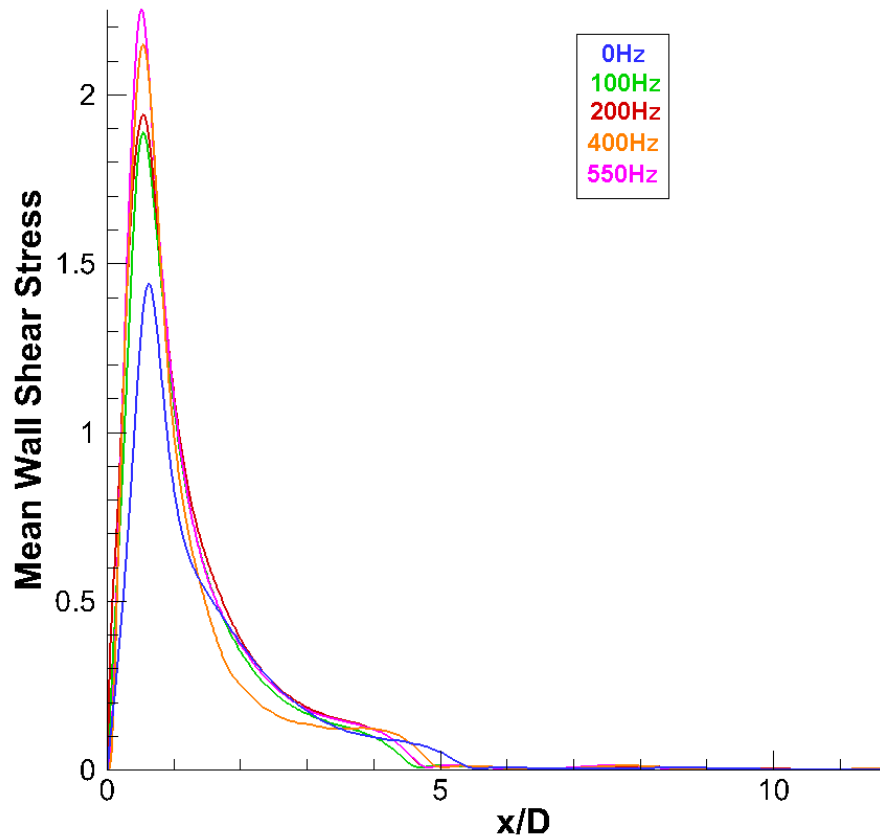


Figura 5.34 - Wall Shear Stress medio al variare di x/D

Rispetto a Fig. 5.27 i valori di Wall Shear medio sono più elevati per tutte le frequenze.

Andando ad osservare il tasso di incremento si nota come in questo caso sia stabilmente maggiore di 1.5 fino a $x/D=0.5$ e resti positivo per tutte le frequenze fino a circa $x=1.5D$, ciò significa che l'incremento di sforzo tangenziale perdura per un grande tratto lontano dal punto di ristagno per tutte le frequenze rendendo ipoteticamente vantaggioso il getto pulsato rispetto a quello stazionario anche a distanza.

L'efficacia di raffreddamento in Fig 5.36 mostra valori molto più alti di quelli raggiunti fino ad ora con i picchi che si sono spostati di poco verso il punto di ristagno. Fino a $x/D=2$ per ogni St si ottengono valori superiori rispetto al caso stazionario mentre successivamente le varie curve tendono a coincidere

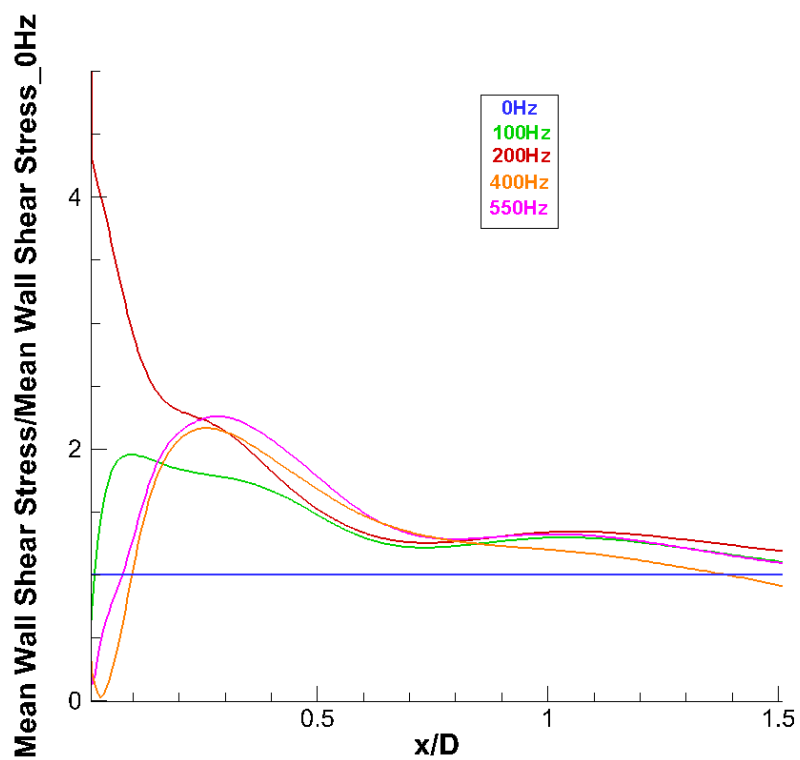


Figura 5.35 - Tasso di incremento di Wall Shear adimensionalizzato

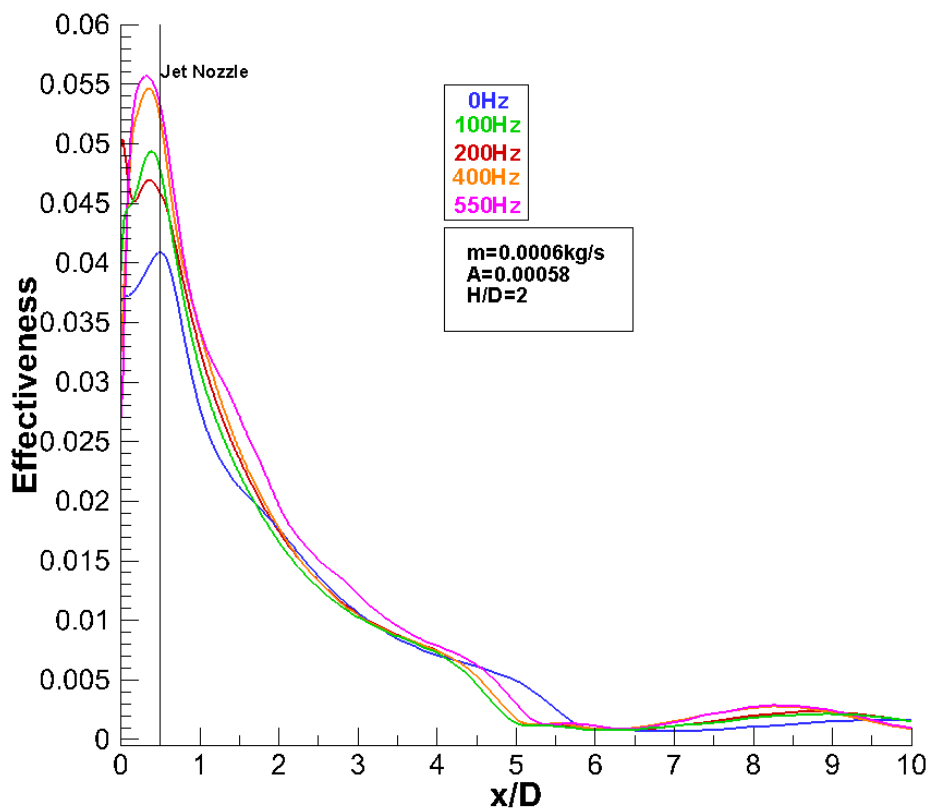


Figura 5.36 - Efficacia per tutte le frequenze

Infine come per la scorsa configurazione si analizzano gli incrementi di efficacia rispetto al getto stazionario, al variare di St , per entrambe le ampiezze analizzate. Dalla prima immagine si può constatare come in questa geometria per l'ampiezza iniziale, la frequenza con cui diventa conveniente pulsare il getto è quella per cui si ha St maggiore di 0.35 (precedentemente era 0.58) quindi avvicinare la superficie inferiore rende sensato pulsare il getto anche a frequenze minori, a parità di ampiezza. Nonostante questo non si hanno variazioni riguardo al guadagno massimo ottenibile con questa ampiezza che resta del 5% circa (a St massimo). Per ampiezza maggiore addirittura qualsiasi St (tra quelli analizzati) porta ad un incremento di efficacia minimo del 16%. L'incremento massimo si ottiene ancora per il valore di St maggiore e corrisponde ad un aumento del 26.5% dell'efficacia di raffreddamento (ossia di scambio termico) rispetto al caso non pulsato. Questo è senz'altro il risultato più importante del lavoro svolto. Inoltre questo valore si mantiene inalterato anche per x/D fino a 2 mentre scende ma resta maggiore del 20% ad una distanza di $5D$ dal punto di ristagno evidenziando come la convenienza a pulsare un getto con St nell'intorno di 0.8 ha importanti vantaggi non solo nella zona direttamente al di sotto del getto stesso.

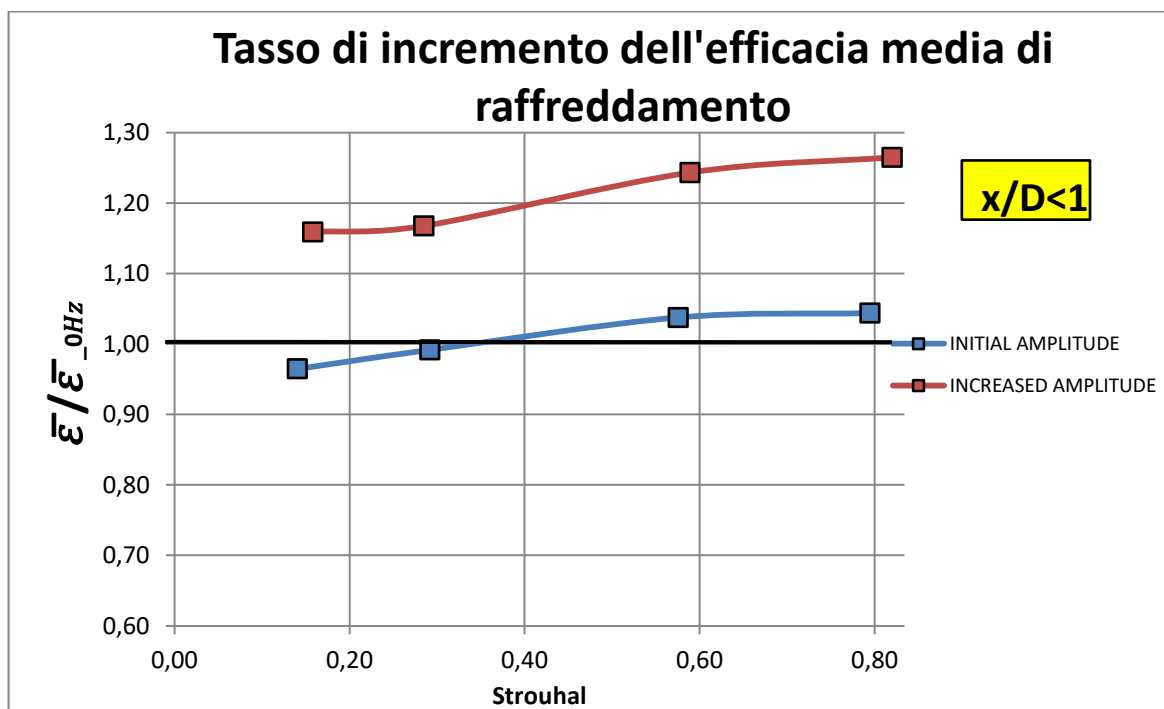


Figura 5.37 - Tasso di incremento per $x < 1D$

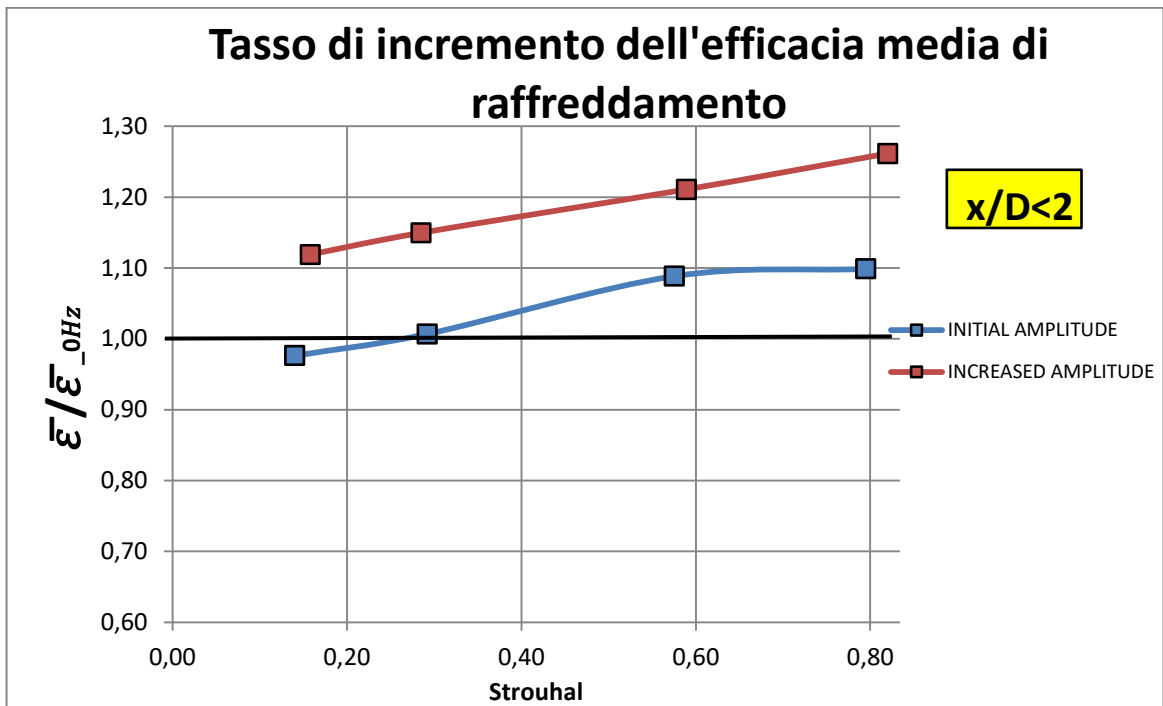


Figura 5.38 - Tasso di incremento per $x < 2D$

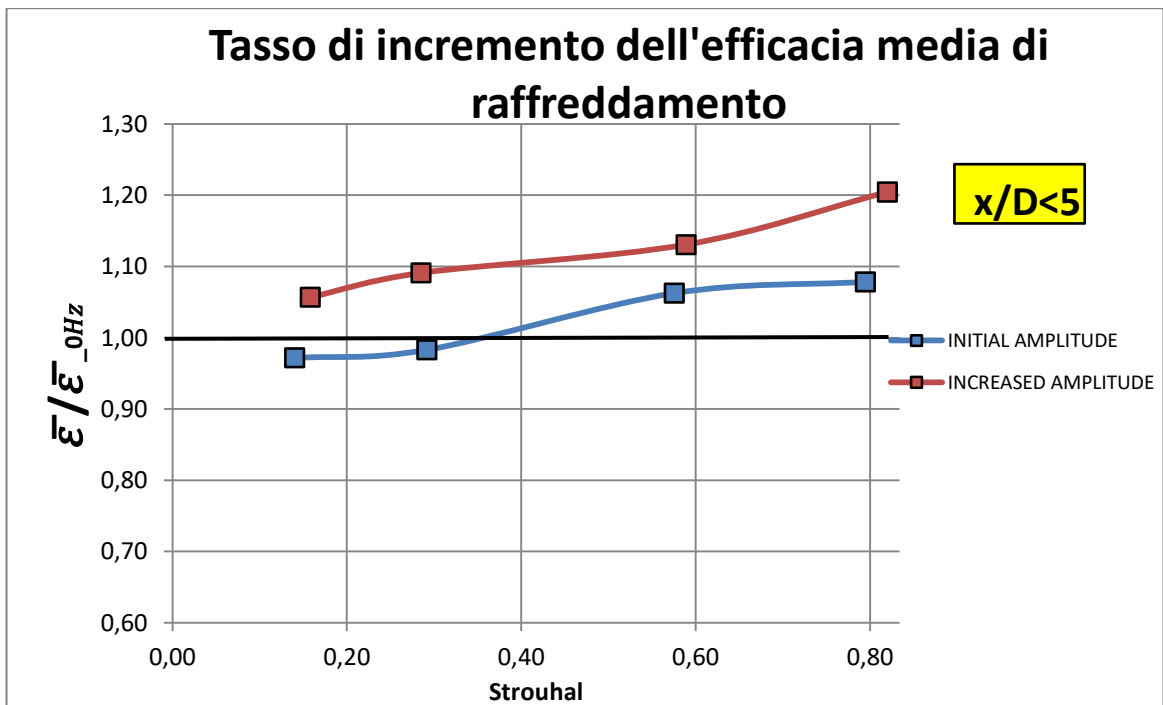


Figura 5.39 - Tasso di incremento per $x < 5D$

CAPITOLO 6

CONCLUSIONI E SVILUPPI FUTURI

L'oscillazione della portata a diverse frequenze in un meccanismo di Impinging Jet è stata presa in esame allo scopo di valutarne gli effetti in termini di efficacia di raffreddamento e di scambio termico. Ottenere incrementi di efficacia nel raffreddamento (o riscaldamento) è un elemento chiave in molti ambiti in quanto si potrebbe disporre delle stesse prestazioni di un getto stazionario con una minore portata. Si è mostrato come, con diametro dell'ugello e Re fissati, si possano ottenere considerevoli aumenti di efficacia di raffreddamento e quindi di scambio termico rispetto al caso non pulsato. E' stato verificato che la pulsazione di un getto può anche portare ad un decremento dello scambio termico e dell'efficacia rispetto ad un getto stazionario: a seconda dell'ampiezza e della distanza dalla parete i valori di St ai quali comincia a diventare conveniente questa tecnica variano. La configurazione che ha fornito i vantaggi più interessanti (efficacia maggiore del 26%) è stata individuata in quella con $H/D_u = 2$, massima ampiezza di oscillazione (96% della portata media) e numero di Strouhal=0.82; pertanto imprimere una certa frequenza alla portata di un getto si è rivelata una tecnica valida per l'aumento dello scambio termico, utilizzabile in svariate situazioni.

La crescita della potenza di calcolo dei computer permetterà in futuro di poter studiare, in tempi computazionali accettabili, il fenomeno tramite un'analisi DNS, evitando quindi le semplificazioni e gli errori insiti in una analisi di tipo RANS, anche con numeri di Reynolds elevati.

A livello pratico è noto come, disporre di un getto ad elevato Re , permetta di avere scambi termici più elevati con raffreddamenti maggiori. Tuttavia per raggiungere i valori necessari di St occorrerebbe disporre di frequenze molto più alte di quelle prese in esame: imprimere un'oscillazione ad altissima frequenza ad un getto molto veloce tuttavia al momento non è una affatto semplice da realizzare specialmente quando l'apparato deve essere poi utilizzato in spazi stretti o in applicazioni più spinte (come in quota). In futuro si potrebbe quindi verificare, a livello numerico e/o sperimentale, se i vantaggi trovati per elevati St in questo caso permangono anche per numeri di Reynolds ad esempio maggiori di 10000, in modo tale da ottenere un incremento rispetto a getto non pulsato ma partendo da valori di efficacia molto maggiori di quelli ottenuti nel caso in esame.

Bibliografia

1. N. Zuckerman and N. Lior, "Jet Impingement Heat transfer: Physics, Correlations and Numerical Modeling", *Advances in Heat Transfer* (2006), Volume 39, pp 565-631
2. H. Versteeg and W. Malalasekera, "An Introduction to Computational Fluid Dynamics"
3. F. R. Menter, "Two Equation Eddy Viscosity Turbulence Model for Engineering Applications", *AIAA Journal* (1994), Volume 32, no 8, pp 1598-1605
4. M. Bovo, "On the numerical modelling of impinging jets heat transfer"
5. X. Peng, Y. Boming, Q. Shuxia, A. Mujumdar, "Turbulent impinging jet heat transfer enhancement due to intermittent pulsation", *International journal of Thermal Sciences* (2010), Vol 49, pp 1247-1252
6. H. Medina, E. Benard and J. M. Early, "Effects of pulsation on the flow field of turbulent impinging jets", *AIAA Fluid Dynamics Conference* (2009)
7. K. Esmailpour, M. Hosseinalipour, B. Bozorgmehr, A. Mujumdar, "A Numerical Study of Heat Transfer in a Turbulent Pulsating Impinging Jet", *The Canadian Journal of Chemical Engineering* (2015), Volume 93, pp 959-969
8. T. Janetzke, W. Nitsche & J. Täge, "Experimental Investigations of Flow Field and Heat Transfer Characteristics due to Periodically Pulsating Impinging Air Jets", *Heat and Mass Transfer* (2008), Volume 45, pp 193-206
9. Fluent User Guide, <http://users.ugent.be/~mvbelleg/flug-12-0.pdf>
10. Tecplot User Manual, <https://www.scc.kit.edu/downloads/sca/tpum.pdf>

Ringraziamenti

Innanzitutto desidero ringraziare tutto lo staff dell'Istituto, che fin dal primo giorno mi ha accolto calorosamente facendomi sentire uno di famiglia. In particolare desidero ringraziare il Prof. Ing. Pawel Flaszynski per aver supervisionato il lavoro e per avermi fornito parecchi consigli durante questi sei mesi e l'Ing. Fernando Tejero che ha sopportato e risposto ad ogni mio quesito e senza il quale non sarei riuscito ad imparare molto delle cose per le quali sono veramente soddisfatto di aver fatto questa esperienza.

Ringrazio inoltre il Professor Bottaro sia per avermi fornito la preziosa opportunità di effettuare questo tirocinio in un istituto veramente valido sia per aver contribuito a redigere il lavoro al ritorno in Italia.

Vorrei ringraziare la mia famiglia per avermi permesso di portare a termine (finalmente!) questo percorso di studi e per avermi supportato in questi sei mesi all'estero ed in tutte le scelte difficili di questi anni. Vi voglio bene, davvero.

Non potranno mai leggerlo ma sono grato a Jasper e Quinni per avermi tenuto compagnia in quegli infiniti pomeriggi di studio e per avermi ascoltato ripetere svariate materie.

Il "grazie" più grande va alla mia bambina (B) che non mi ha mai fatto mancare una spalla su cui piangere nei momenti di sconforto o un "te l'avevo detto" dopo l'esito positivo di un esame. Non è da tutti accettare di passare sei mesi lontani ma tu hai capito che era un'esperienza importante per me e l'hai vissuta nel migliore dei modi. Ora guardando al passato possiamo essere molto fieri di averla superata brillantemente e credo di poter dire che ci ha reso ancora più uniti, se possibile. Non posso dilungarmi ulteriormente, altrimenti sarebbe un'altra tesi, ma sappi che questa laurea è in buona parte anche tua. Sei la cosa più preziosa che ho.

Dziękuję Alessandro per questi mesi passati in simbiosi e per avermi accompagnato in un'avventura che probabilmente non avrei vissuto allo stesso modo da solo. Ci siamo

divertiti tanto e, a parte il mio pessimismo cronico, credo che ci renderemo conto dell'importanza che questo viaggio ha avuto solo tra qualche tempo. So di esser stato pesante in certi momenti e ti chiedo scusa ma sai bene cosa si prova a vivere il Disagio. In fondo ti voglio bene, dai. DOBRA

Ringrazio gli amici di una vita per ogni momento sereno che mi hanno fatto passare tra i vari esami in questi ultimi anni contribuendo a farmi rilassare e staccare la spina. Spero davvero che da adesso le occasioni per stare insieme possano tornare ad aumentare.

Ringrazio lo "zi" (Ste?) che, nonostante sia passato al lato oscuro dell'Ingegneria, ha continuato ad avere un ruolo importante, dandomi consigli e ascoltando le mie continue lamentele. Non da ultimo sono state molto apprezzate le dritte sul tennis, ma quelle continueranno, lo sappiamo.

Ringrazio di cuore i ragazzi del Ghigno e tutti i compagni di Ingegneria che si sono susseguiti in questi anni coi quali ho condiviso gioie e dolori ma che in fondo sono stati gli unici in grado di capire a pieno tutte le difficoltà che rendono questo giorno un vero traguardo.

Infine desidero ringraziare tutte le persone, amici o semplici conoscenti, che hanno reso l'esperienza a Danzica davvero indimenticabile. Da Riccardo a tutti gli altri ho conosciuto persone splendide che spero di continuare a frequentare anche qui in Italia.