

UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI NAPOLI FEDERICO II
FACOLTA' DI INGEGNERIA
DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA MECCANICA PER L'ENERGETICA

ANTONIO DI NARDO

**OTTIMIZZAZIONE
TERMOFLUIDODINAMICA DI
SISTEMI INDUSTRIALI DI
POST-COMBUSTIONE**

**TESI DI DOTTORATO IN INGEGNERIA
DEI SISTEMI MECCANICI**

XVIII CICLO

UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI NAPOLI FEDERICO II

FACOLTA' DI INGEGNERIA

DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA MECCANICA PER L'ENERGETICA



TESI DI DOTTORATO

IN

INGEGNERIA DEI SISTEMI MECCANICI

XVIII CICLO

**Ottimizzazione termofluidodinamica di sistemi
industriali di post-combustione**

Tutor

Ch.mo Prof. Ing. Ciro Noviello

Dottorando

Ing. Antonio Di Nardo

Coordinatore

Ch.mo Prof. Ing. Raffaele Tuccillo

Autore: Antonio Di Nardo
DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA
MECCANICA PER L'ENERGETICA
via Claudio 21-80125 Napoli
tel. 0817683264 e-mail: adinardo@unina.it

Napoli 30/11/2005

INDICE

Capitolo 1. Introduzione.....	1
1.1. Introduzione alla post-combustione.....	2
1.2. Obiettivi.....	7
Capitolo 2. Modelli numerici.....	10
2.1. Modelli di turbolenza.....	11
2.2. Laminar flamelets model.....	18
2.2.1. La variabile frazione di miscelamento.....	25
2.2.2. Struttura e equazione delle flamelets.....	29
2.2.3. Flamelets stazionarie e in stazionarie.....	35
2.2.4. Teoria di percolazione.....	36
2.2.5. Diagramma di flusso per le simulazioni e schema cinetico.....	41
2.2.6. Applicabilità del modello e vantaggi.....	46
2.3. Modelli radiativi.....	47
2.3.1. Modello radiativo delle ordinate discrete.....	49
2.3.2. Modello per il coefficiente d'assorbimento.....	52
2.3.3. Vantaggi e limiti del modello DO.....	55
2.3.4. Modello radiativo del trasferimento discreto.....	56
2.3.5. Modello radiativo P-1.....	57
2.3.6. Modello radiativo Rosseland.....	59
2.3.7. Scelta del modello radiativo.....	60

Capitolo 3. Stabilizzazione della fiamma.....	62
3.1. Stabilizzazione con sistemi swirlanti.....	63
3.2. Stabilizzazione con bluff-body.....	71
Capitolo 4. Ottimizzazione fluidodinamica del divergente.....	79
4.1. Introduzione al problema.....	80
4.2. Impostazione delle simulazioni.....	81
4.3. Wall functions.....	83
4.4. Risultati.....	89
4.5. Conclusioni.....	102
Capitolo 5. Analisi dinamica del diverter.....	105
5.1. Descrizione del fenomeno.....	106
5.2. Impostazione delle simulazioni	109
5.2 Analisi dei risultati.....	110
Capitolo 6. Analisi numerica bidimensionale dei post-bruciatori.....	132
6.1. Descrizione delle configurazioni esaminate.....	133
6.2. Risultati tipologia 1.....	136
6.3. Risultati tipologia 2.....	138
6.4. Risultati tipologia 3.....	141
6.5. Ulteriori considerazioni.....	148
6.6. Diagrammi.....	151
Capitolo 7. Analisi numerica tridimensionale dei post-bruciatori.....	182
7.1. Simulazioni tridimensionali.....	183

7.2. Risultati.....	184
7.2.1. Risultati tipologia 1.....	184
7.2.2. Risultati tipologia 2.....	189
7.2.3. Risultati tipologia 3.....	194
7.2.4. Influenza dell'interasse dei fori.....	199
7.2.5. Influenza del diametro dei fori.....	206
7.2.6. Influenza delle dimensioni del bluff-body.....	212
7.2.7. Influenza della velocità dei gas comburenti.....	217
7.2.8. Influenza della schiera di bruciatori.....	219
7.2.9. Influenza del modello di turbolenza.....	223
7.3. Confronto.....	244
Capitolo 8. Sistemi proposti.....	247
8.1. Descrizione del sistema 1.....	248
8.1.1. Condizioni al contorno e modelli numerici.....	249
8.1.2. Risultati delle simulazioni.....	251
8.2. Descrizione del sistema 2.....	258
8.2.1. Condizioni al contorno e modelli numerici.....	260
8.2.2. Risultati delle simulazioni.....	260
8.3. Confronto.....	268
Bibliografia.....	272

CAPITOLO 1

INTRODUZIONE

1.1 Introduzione alla post-combustione

Negli impianti di cogenerazione si ha la produzione simultanea di energia elettrica e termica. La produzione di energia termica può essere incrementata indipendentemente da quella elettrica con l'ausilio di sistemi di post-combustione (fig. 1.1). Tali sistemi sono spesso incorporati nella caldaia a recupero e sistemati all'interno del condotto divergente di collegamento turbina a gas-caldaia. Per questo motivo sono solitamente chiamati *duct burners* [4]. L'ossigeno necessario è già contenuto nei gas scaricati dalla turbina. Negli impianti combinati forniscono la potenza addizionale necessaria a far fronte ai picchi di domanda. I *duct burners* trovano applicazione in tutti quei processi di riscaldamento diretto dell'aria, dove è richiesto il montaggio all'interno di condotti e particolarmente dove l'aria di combustione è disponibile ad elevate temperature con un basso contenuto di ossigeno. Negli impianti di incenerimento, i fumi contengono aria e vari componenti organici contaminanti. Questi ultimi sono eliminati per mezzo della combustione, effettuata con i post-bruciatori. I *duct burners* possono essere di due tipi:

1. In-line configuration
2. Grid configuration

Nel primo caso i classici bruciatori assiali sono adattati per l'installazione all'interno dei condotti. La testa del bruciatore è orientata in modo che la fiamma risulti coassiale al flusso di gas esausti provenienti dalla turbina. Questi tipi di bruciatore comportano maggiori perdite di carico, producono fiamme più lunghe e una distribuzione del calore più disuniforme. Sono più flessibili per bruciare combustibili liquidi e possono essere facilmente modificati per fornire aria dall'esterno. Spesso costituiscono una opzione meno costosa nel caso si voglia disporre di grosse potenze in condotti di dimensioni ridotte, per i quali non vi è a disposizione sufficiente spazio per l'installazione di elementi a griglia.

Nel secondo caso una serie di elementi che formano una fila di bruciatori sono inseriti ad intervalli verticali costanti, in modo da realizzare una griglia di bruciatori. Ogni fila è formata da un tubo di

adduzione del combustibile, dotato di alette, in modo che venga a crearsi un bluff-body. Il combustibile è scaricato da diversi fori praticati lungo il tubo, in direzione coassiale al flusso di gas esausti. Il bluff-body, investito dalla corrente di gas, crea una zona a bassa pressione a valle e la formazione di vortici di ricircolo che stabilizzano la fiamma. Se il combustibile adottato è liquido, viene addotto lateralmente, dal lato del condotto, parallelamente ai bluff-body (fig. 1.2). La fiamma sviluppata è più corta che nel caso di alimentazione a gas, permettendo una distanza inferiore per il posizionamento dei tubi della caldaia.

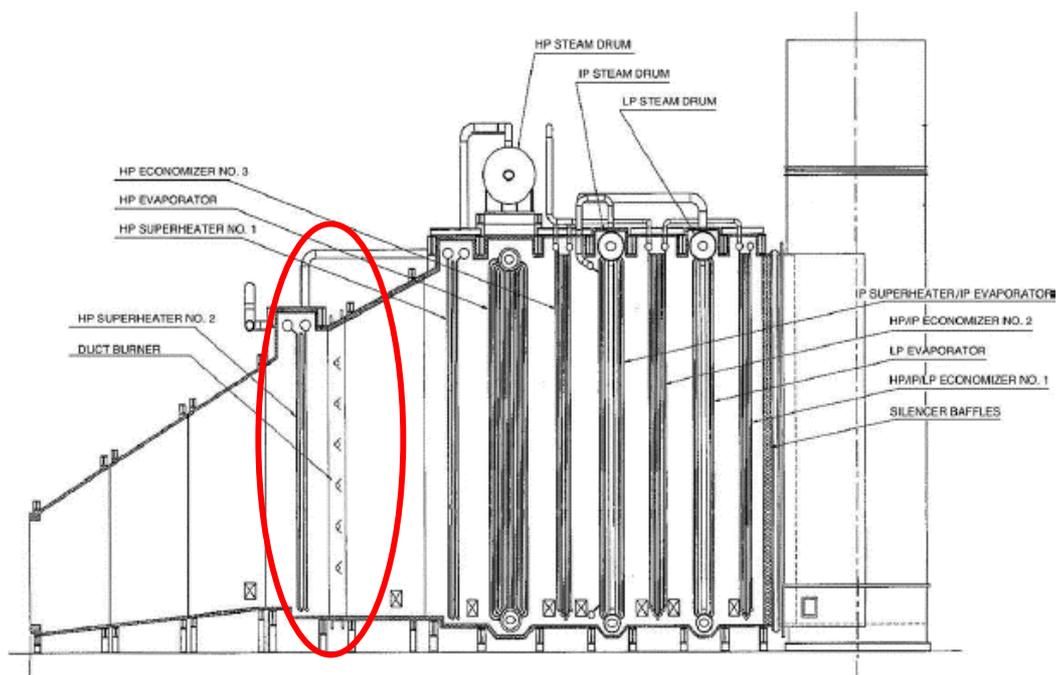


Fig. 1.1. Caldaia a recupero e post-bruciatori.

Nel caso in cui il motore primo è una turbina a gas il contenuto di ossigeno nei gas di scarico varia tra l'11% ed il 16%. Dopo la post-combustione il contenuto in ossigeno è generalmente superiore al 10%, il che significa che la portata di ossigeno nei fumi è di gran lunga sufficiente, se pur la concentrazione è più bassa rispetto all'aria ambiente. Le temperature dei gas scaricati dalla turbina sono dell'ordine dei 500-600°C. La bassa concentrazione di ossigeno e la temperatura elevata influenzano notevolmente la combustione. In particolare, per temperature e concentrazioni non

abbastanza alte, è necessario addurre aria dall'esterno per ottenere una combustione efficiente [4] (fig. 1.3).

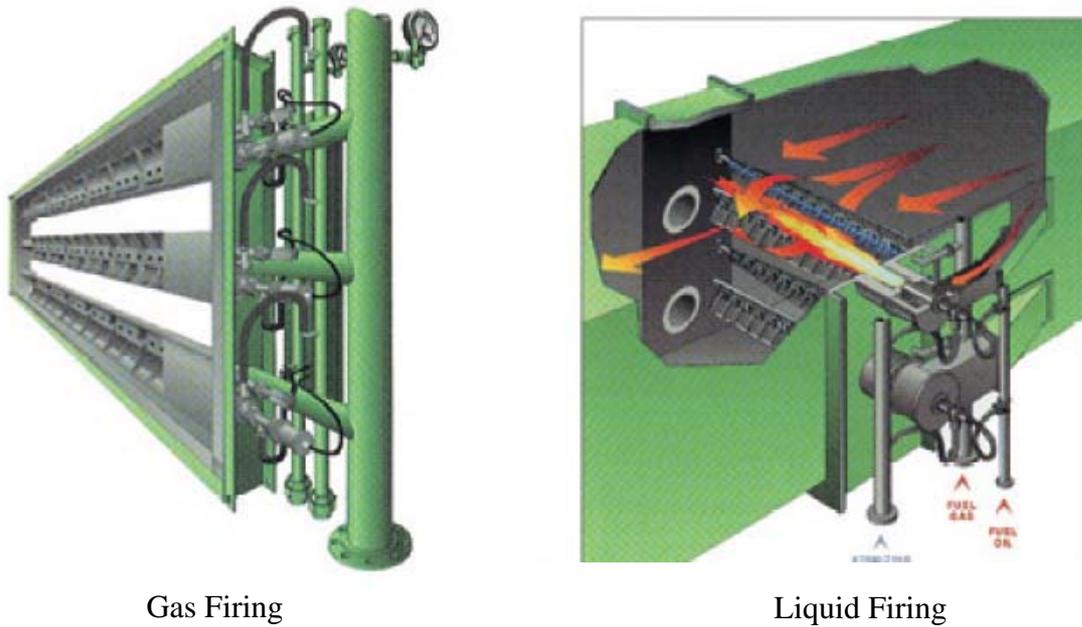


Fig. 1.2. Dettaglio post-bruciatori.

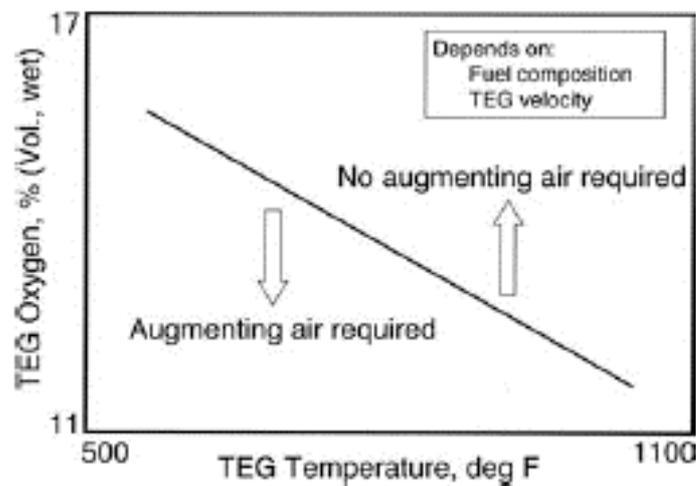


Fig. 1.3. Necessità di aria esterna.

La qualità della combustione dipende fortemente dalle caratteristiche fluidodinamiche del flusso di gas provenienti dalla turbina. È necessario che il flusso impatti sulle diverse file di bruciatori in maniera uniforme. Per garantire queste caratteristiche, a monte dei bruciatori, nel condotto

divergente, vengono inserite guide a vani o piatti forati, con lo scopo di uniformare e raddrizzare la corrente di gas esausti. I piatti forati comportano maggiori perdite di carico, ma le guide a vani possono andare incontro a fenomeni oscillatori [4]. La velocità del flusso deve essere sufficiente a garantire il miscelamento, ma non così grande da evitare l'ancoraggio della fiamma. Tipicamente le velocità sono comprese tra 5 e 30 m/s, con perdite di carico di 12 mmH₂O, per bruciatori a griglia, e tra 30 e 45 m/s, con perdite di 125 mmH₂O, per la configurazione *in-line* [4]. Quando è prevista la sola adduzione di aria dall'esterno, ragionando a parità di portata, essendo la temperatura più bassa, le velocità saranno dell'ordine di un terzo di quelle che si hanno con i gas esausti. Per cui anche i sistemi di uniformizzazione del flusso vanno progettati per funzionare adeguatamente in entrambe le situazioni. Se le velocità dovessero essere troppo basse, sarà necessario creare dei restringimenti di sezione, al fine di incrementarle. I diversi costruttori hanno sviluppato una grande varietà di post-bruciatori, nell'obiettivo di garantire una combustione efficiente ed il contenimento delle emissioni. Tipicamente hanno l'aspetto riprodotto in figura 1.4 [4]. Si nota il tubo di adduzione del gas combustibile, che viene scaricato da più fori disposti lungo il tubo. Il tubo è provvisto di alette che funzionano da bluff-body per l'ancoraggio e la stabilizzazione della fiamma. Il flusso di gas esausti investe il bruciatore, creando a valle una zona di ricircolo e bassa pressione.

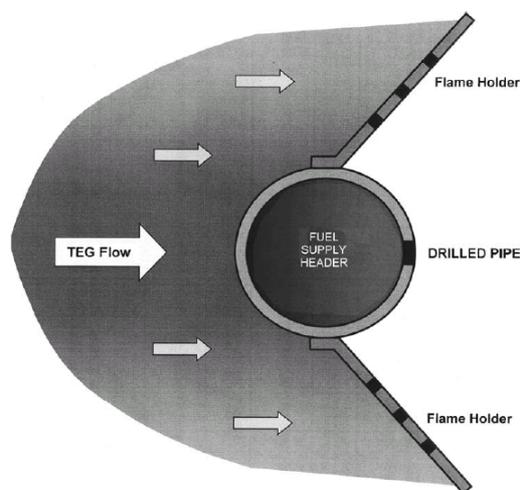


Fig. 1.4. Esempio di post-bruciatore.

Ciò comporta il miscelamento di combustibile e comburente, ed il ricircolo dei prodotti caldi funge da sorgente di ignizione per la miscela.

Dal punto di vista delle emissioni inquinanti, la bassa concentrazione di ossigeno e la conseguente bassa temperatura di fiamma, non favoriscono grosse formazioni di NO_x, ma sono invece favorevoli alla formazione di CO (fig. 1.5) [4].

Typical NO_x and CO Emissions from Duct Burners

Gas	NO _x (lb/10 ⁶ Btu Fired)	CO (lb/10 ⁶ Btu Fired)
Natural gas	0.10	0.04-0.08
Hydrogen gas	0.15	0.00
Refinery gas	0.1-0.15	0.03-0.08
Plant gas	0.11	0.04-0.01
Flexicoker gas	0.08	0.01
Blast furnace gas	0.03-0.05	0.12
Producer gas	0.05-0.1	0.08
Syn fuels	0.08-0.12	0.08
Propane	0.14	0.12
Butane	0.14	0.12

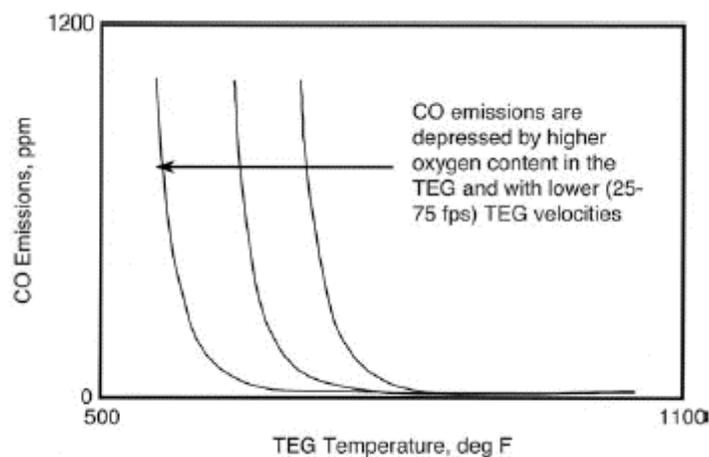


Fig. 1.5. Emissioni inquinanti.

Similmente, gli idrocarburi incombusti si formano quando il combustibile brucia in condizione di scarsa presenza di ossigeno.

1.2 Obiettivi

Le problematiche affrontate nella presente tesi sono sia di carattere fluidodinamico che di combustione. Nella parte introduttiva sono stati discussi gli aspetti legati sia all'ottimizzazione del flusso di gas esausti nel condotto divergente di collegamento turbina a gas-caldaia a recupero, sia le problematiche connesse alla tipologia di post-bruciatore.

Nel primo caso si è indagato sulla possibilità di ottenere un profilo di velocità uniforme a monte dei bruciatori, in maniera da garantirne un corretto funzionamento, attraverso l'introduzione all'imbocco del condotto divergente di un unico set di deviatori di flusso. Inizialmente l'indagine è stata condotta su una geometria di divergente di tipo tradizionale. Con l'obiettivo di raggiungere risultati ancora migliori, si è andati in cerca di una geometria innovativa. L'obiettivo è stato raggiunto, con l'individuazione di una particolare configurazione di condotto, in grado di garantire parametri prestazionali superiori.

I gas scaricati dalla turbina, possono essere inviati parzialmente o completamente alla caldaia a recupero. Nel primo caso una valvola detta diverter, solo parzialmente aperta, viene utilizzata per by-passare i gas e inviarli verso il primo camino. Per le portate e le velocità in gioco, il diverter è soggetto ad azioni dinamiche a carattere oscillatorio, generate dalla formazione ed il successivo distacco di vortici soprattutto dalla superficie in "ombra" dello stesso. La valutazione dell'andamento di tali azioni diventa elemento fondamentale per una corretta progettazione del sistema e degli annessi organi di movimentazione. Si è proceduto pertanto in questa direzione, sperimentando numericamente differenti situazioni al variare delle velocità e del grado di apertura del diverter.

Nel secondo caso si è proceduto al confronto di alcune tipologie di post-bruciatore, risultato di un'indagine sulle configurazioni disponibili sul mercato e di una pre-ottimizzazione delle stesse da noi effettuata. A partire dalle tipologie più semplici fino ad arrivare a quelle più sofisticate, sono state valutate meticolosamente le caratteristiche di funzionamento, in tutte le possibili condizioni. Al

termine di questa indagine è stato possibile individuare con precisione quale di queste prevale sulle altre, in termini di qualità e uniformità di comportamento nelle differenti situazioni.

Il contributo più innovativo e di maggiore originalità di questo lavoro, è senza dubbio da ricercare nella progettazione di sistemi avanzati di post-bruciatori. Un grosso sforzo è stato fatto nella individuazione di apparecchiature che unissero i vantaggi di forti incrementi di potenza, con contenute perdite di carico e ingombri modesti. In particolari sono stati progettati due sistemi di questo tipo. Per i dati di portata, composizione e temperatura dei gas di scarico dalla turbina a gas, si è sempre fatto riferimento a quelli di un impianto di cogenerazione a turbina a gas da 5 MW elettrici e 8 MW termici.

Un primo sistema rappresenta una evoluzione del sistema tradizionale di bruciatori a bluff-body. Si presenta comunque più compatto, in quanto permette, a differenza del sistema tradizionale descritto nell'introduzione, di eliminare il condotto divergente e soprattutto gli annessi dispositivi di uniformizzazione del flusso.

Il secondo sistema progettato è ancora più semplice. Si tratta in pratica di un condotto swirlante, con un'unica immissione di combustibile al centro. Anche in questo caso non c'è bisogno di condotto divergente e complessivamente, ha dimensioni inferiori rispetto a quello precedente.

Tutte le analisi sono state effettuate con l'ausilio di software CFD (computational fluid dynamics) [2, 23, 25, 36, 39, 50], utilizzando i più recenti modelli numerici di turbolenza, combustione e scambio termico. Le simulazioni sono state sempre condotte in regime instazionario. Il motivo è da ricercare nell'impossibilità di simulare in regime stazionario correttamente soprattutto alcuni dei diversi processi, per ragioni di stabilità e al fine di evitare la non convergenza della soluzione. In tutti quanti i casi comunque si è proseguito con le simulazioni fino all'ottenimento di condizioni di stabilità, valutate attraverso il monitoraggio delle grandezze fisiche più significative. C'è da dire inoltre che il regime instazionario consente di determinare, attraverso il campionamento delle grandezze nel tempo, i valori medi e delle fluttuazioni delle stesse.

Prima di presentare i risultati ottenuti, verranno esposti i punti fondamentali dei modelli utilizzati, più qualche dato sperimentale ricavato dalla letteratura.

CAPITOLO 2

MODELLI NUMERICI

2.1 Modelli di turbolenza

In luogo della risoluzione esatta delle equazioni di Navier-Stokes, è possibile utilizzare il metodo delle medie di Reynolds. In tal modo si introducono termini aggiuntivi nelle equazioni generali che hanno bisogno di essere modellati per ottenere un numero sufficiente di equazioni. Il metodo di Reynolds è adoperato dal modello k - ε e dalle sue varianti.

Nel seguito descriveremo il classico approccio al modello di flussi turbolenti [8, 20, 43]. Le equazioni generali che governano il moto di un fluido sono:

continuità della massa

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

conservazione della quantità di moto (flusso incompressibile):

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_k} (u_k u_i) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \mu \nabla^2 u_i \quad (2.1)$$

dove u_i è la generica componente di velocità, ρ è la densità, P è la pressione istantanea, μ è la viscosità. Utilizzando la decomposizione di Reynolds per la velocità, nelle componenti medie e fluttuanti:

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i$$

e sostituendo nell'equazione della quantità di moto, mediando i termini secondo le regole di Reynolds, si ottiene:

$$\rho \left[\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{u}_k \bar{u}_i) \right] = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} - \overline{\rho u'_i u'_k} \right) \quad (2.2)$$

Sottraendo l'ultima dalla (2.1), si ricava l'equazione di trasporto per la quantità di moto fluttuante:

$$\rho \left[\frac{\partial u'_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{u}_k u'_i) \right] = -\rho u'_k \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \nabla^2 u'_i - \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u'_i u'_k - \overline{\rho u'_i u'_k})$$

La quantità:

$$-\overline{\rho u'_i u'_k}$$

è una delle componenti del tensore simmetrico degli sforzi di Reynolds. Se si considerano le tre equazioni definite dalla (2.2) e l'equazione di continuità, si ha a disposizione un set di quattro equazioni nelle incognite velocità medie e pressione media, più i sei sforzi di Reynolds: il problema è dunque indeterminato. È necessario quindi sviluppare delle equazioni di trasporto per gli stress di Reynolds. Moltiplicando l'equazione di trasporto della quantità di moto fluttuante per la componente di velocità fluttuante u'_j :

$$\rho u'_j \left[\frac{\partial u'_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{u}_k u'_i) \right] = -\rho u'_j u'_k \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} - u'_j \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu u'_j \nabla^2 u'_i - u'_j \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u'_i u'_k - \overline{\rho u'_i u'_k})$$

e scambiando gli indici i e j si ha:

$$\rho u'_i \left[\frac{\partial u'_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{u}_k u'_j) \right] = -\rho u'_i u'_k \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} - u'_i \frac{\partial p}{\partial x_j} + \mu u'_i \nabla^2 u'_j - u'_i \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u'_j u'_k - \overline{\rho u'_j u'_k})$$

sommiamo le due equazioni precedenti, considerando che:

$$u'_j \frac{\partial p}{\partial x_i} + u'_i \frac{\partial p}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_k} (p u'_i \delta_{jk} + p u'_j \delta_{ik}) - 2 p s_{ij}$$

$$u'_i \frac{\partial u'_j}{\partial t} + u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \overline{u'_i u'_j}$$

$$u'_j \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_k u'_i}) + u'_i \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_k u'_j}) = \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_k u'_i u'_j})$$

in cui:

$$\overline{u'_i \frac{\partial}{\partial x_k} (u'_j u'_k)} = \overline{u'_j \frac{\partial}{\partial x_k} (u'_i u'_k)} = 0$$

$$s_{ij} = \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) / 2$$

$$u'_i \nabla^2 u'_j + u'_j \nabla^2 u'_i = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(u'_i \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} + u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \right) - 2 \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} = \nabla^2 u'_i u'_j - 2 \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}$$

$$u'_i \frac{\partial}{\partial x_k} (u'_j u'_k) + u'_j \frac{\partial}{\partial x_k} (u'_i u'_k) = \frac{\partial}{\partial x_k} (u'_i u'_j u'_k)$$

si ottiene:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho u'_i u'_j}) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_k \rho u'_i u'_j}) = & - \left(\overline{\rho u'_i u'_k} \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_k} + \overline{\rho u'_j u'_k} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \right) - \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{\rho u'_i u'_j u'_k}) - \\ & - \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{p u'_i \delta_{jk}} + \overline{p u'_j \delta_{ik}}) + 2 \overline{p s_{ij}} + \mu \nabla^2 \overline{u'_i u'_j} - 2 \mu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} \end{aligned}$$

L'equazione di trasporto per l'energia cinetica turbolenta, definita come:

$$k = \overline{u'_i u'_i} / 2$$

può ottenersi dall'ultima equazione ponendo $i=j$:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_k k}) = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i u'_k} \right) - \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{p u'_k}{\rho} \right) + \nu \nabla^2 k - \nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k}$$

I termini dell'equazione hanno una interpretazione fisica.

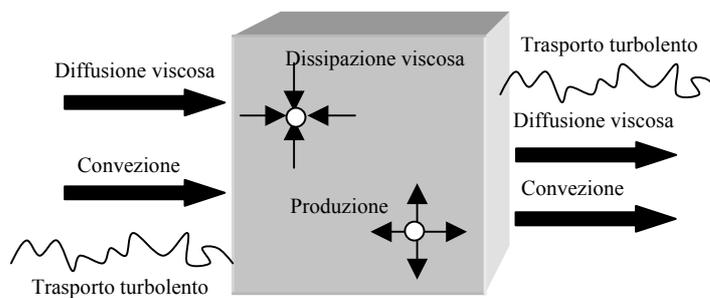


Fig. 2.1. Bilancio di energia cinetica turbolenta.

Il secondo termine a primo membro rappresenta l'energia cinetica turbolenta trasportata all'interno e all'esterno del volume di controllo dal moto medio. Il primo termine a secondo membro rappresenta la produzione di energia cinetica turbolenta: in genere si tratta di una quantità positiva (sorgente). Il secondo termine individua il trasporto di energia dalle fluttuazioni: se il flusso netto attraverso il volume di controllo è zero, questo contributo determina la redistribuzione dell'energia al suo interno. Il terzo termine rappresenta il lavoro delle forze di pressione fluttuanti, il quarto la diffusione viscosa e il quinto la dissipazione di energia in calore (ε).

L'ipotesi di Boussinesq [27] permette di legare gli sforzi di Reynolds ai gradienti medi di velocità:

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij}$$

Avendo eliminato il soprasedgno per le componenti medie.

L'ipotesi di Boussinesq è utilizzata dal modello $k-\varepsilon$. Il vantaggio di questo approccio sta nel basso costo computazionale della viscosità turbolenta μ_t . Nel caso del modello $k-\varepsilon$ due equazioni aggiuntive di trasporto sono richieste per k e per ε e μ_t è valutata in funzione di queste. Lo svantaggio derivante dall'adozione dell'ipotesi di Boussinesq consiste nell'assumere che μ_t sia una grandezza isotropa, il ché non è strettamente vero. Comunque i modelli che si basano sull'ipotesi di Boussinesq danno risultati in generale abbastanza buoni, non giustificando nella maggior parte dei casi l'adozione di altre teorie. Le principali differenze tra le varianti analizzate del $k-\varepsilon$ riguardano:

- Il metodo di calcolo della viscosità turbolenta.
- Il numero di Prandtl turbolento.
- I termini di produzione e distruzione nell'equazione di ε .

Il modello di turbolenza $k-\varepsilon$ [32, 34] attraverso la soluzione di due equazioni aggiuntive, permette di determinare velocità e scale caratteristiche in maniera indipendente. Negli anni è divenuto quello maggiormente utilizzato in ambito industriale per le sue doti di robustezza, economicità e accuratezza per una vasta gamma di situazioni. Si tratta di un modello semiempirico, basato sulle equazioni di trasporto dell'energia cinetica turbolenta k e della sua velocità di dissipazione ε . La prima è una equazione esatta mentre la seconda è ottenuta empiricamente, da considerazioni di carattere fenomenologico. Si assume che il flusso sia completamente turbolento e che la viscosità molecolare sia trascurabile. Ne esistono due varianti: il modello *RNG* [53] e il $k-\varepsilon$ *realizable* [45].

Il modello *RNG* deriva dall'applicazione di una rigorosa tecnica statistica chiamata teoria di rinormalizzazione di gruppo. È simile nella forma al modello standard, ma include i seguenti affinamenti:

- L'equazione di ε presenta un termine aggiuntivo che migliora l'accuratezza del modello per flussi rapidamente stirati.
- È prevista la presenza di swirl.
- Per il numero di Prandtl viene fornita una formula analitica, piuttosto che valori costanti, come avviene nel modello standard.

Mentre il modello standard è indirizzato ai casi che presentano alti numeri di Reynolds, il modello *RNG* fornisce una formula differenziale analitica per la viscosità effettiva, che dà conto degli effetti dei numeri di Reynolds più bassi.

Il modello *k- ε realizable* è relativamente recente e differisce da quello standard per due aspetti:

- Contiene una nuova formulazione per la viscosità turbolenta.
- Introduce una nuova equazione per ε .

Il termine *realizable* significa che il modello è capace di risolvere alcuni problemi di inconsistenza fisica circa gli sforzi di Reynolds.

Il modello *k- ω* [52] contiene delle modifiche per i casi a bassi numeri di Reynolds, compressibilità etc.. Una variante di quest'ultimo è il modello *SST k- ω* [37] per armonizzare l'accuratezza del *k- ω* in vicinanza delle pareti, con quella del *k- ε* per il flusso a distanza dalle pareti. Include le seguenti modifiche rispetto al modello standard:

- il modello *k- ω standard* e il modello *k- ε* sono entrambi moltiplicati per una funzione che vale uno nelle regioni in corrispondenza delle pareti, attivando così il *k- ω* e zero altrove, attivando il *k- ε* .
- l'equazione per ω è modificata
- c'è una diversa formulazione per la viscosità turbolenta
- le costanti sono differenti.

Queste modifiche lo rendono più versatile rispetto al modello standard.

Il modello degli *stress di Reynolds* [33] è uno dei più elaborati. Abbandonando l'ipotesi di turbolenza isotropa, il modello chiude le equazioni di Navier-Stokes risolvendo le equazioni per gli

stress di Reynolds, insieme all'equazione per la velocità di dissipazione. Ciò significa quindi risolvere sette equazioni in più. Siccome questo modello tiene conto degli effetti di curvatura, swirl, rotazione e rapide variazioni dello strain rate, offre grosse prestazioni per flussi complessi.

Il modello risolve le equazioni di trasporto per le grandezze medie, mentre tutte le scale di turbolenza sono modellate. Ciò riduce fortemente lo sforzo computazionale.

Il modello *LES* "Large eddy simulation", fornisce un approccio alternativo, in cui i vortici più grossi sono calcolati e non modellati, utilizzando un set di equazioni filtrate. Il filtraggio è essenzialmente una manipolazione delle equazioni di Navier-Stokes, al fine di rimuovere solo i vortici più piccoli della dimensione del filtro, assunto solitamente pari alla dimensione della mesh. Il processo di filtraggio introduce termini incogniti addizionali, che necessitano di essere modellati per ottenere la chiusura delle equazioni. Calcolando sempre di più la turbolenza e modellandone sempre di meno, l'errore introdotto si riduce (fig. 2.2). Bisogna tenere inoltre in considerazione il fatto che è più semplice modellare la turbolenza su piccola scala, in quanto tende ad essere più isotropa rispetto alle scale più grandi. Il modello *LES* appare un approccio molto promettente per gli studi di combustione. Molti flussi reagenti esibiscono instabilità dovute all'accoppiamento tra il rilascio di calore, il flusso e le onde acustiche, che questo modello riesce a cogliere. Permette allora una migliore descrizione dell'interazione combustione-turbolenza. Lo svantaggio è che richiede simulazioni tridimensionali e comporta un maggiore costo computazionale.

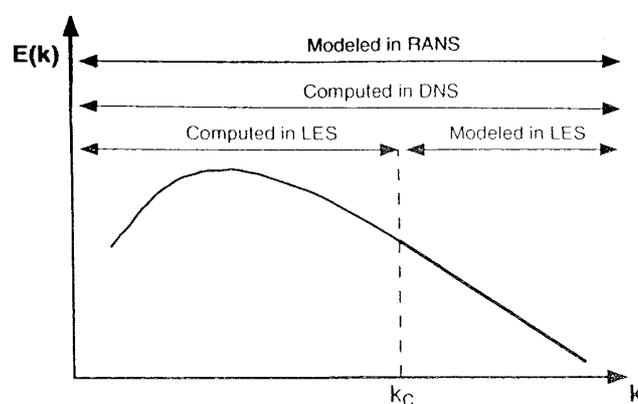


Fig. 2.2. Spettro di energia cinetica turbolenta.

2.2 Laminar flamelets model

Per flussi caratterizzati da alti numeri di Reynolds, l'ipotesi che si svolga un processo di rottura dei vortici più grandi in vortici di dimensioni minori, con trasferimento costante di energia, fino all'estinzione di questi a causa delle forze viscosive, costituisce la base per la chiusura dei modelli di turbolenza. La combustione richiede che combustibile e comburente siano miscelati a livello molecolare. Come questo avvenga, dipende dal meccanismo di miscelamento. Durante il processo di rottura dei vortici si verifica un aumento del gradiente di concentrazione all'interfaccia tra i reagenti e aumenta l'interdiffusione molecolare tra i vortici più piccoli. È meno chiaro invece come la combustione influenzi tale processo: siccome si concentra in strati più sottili della scala di Kolmogorov, si può assumere che questa non influenzi il flusso.

La combustione è la conversione dell'energia chimica in calore. Si consideri una miscela di n specie chimiche reagenti e si assuma che sia valida la legge dei gas ideali. La base per alcuni modelli di combustione sono le equazioni di bilancio dell'energia e delle specie chimiche [7, 11, 29, 31, 42, 51]. L'equazione di bilancio per la frazione massica delle specie i è:

$$\rho \frac{\partial Y_i}{\partial t} + \rho \mathbf{v} \cdot \nabla Y_i = -\nabla \cdot \mathbf{j}_i + \omega_i \quad (2.3)$$

dove $i=1,2,\dots,n$. In queste equazioni i termini sulla sinistra rappresentano la variazione nel tempo di Y_i e il termine convettivo. Il flusso diffusivo è il primo termine del secondo membro, ed è denotato da \mathbf{j}_i e l'ultimo termine ω_i è il termine di sorgente chimica. Il modo più semplice per esprimere il flusso diffusivo è:

$$\mathbf{j}_i = -\rho D_i \nabla Y_i \quad (2.4)$$

dove D_i è il coefficiente di diffusione di massa delle varie specie. Per semplicità si assume che D_i sia proporzionale alla diffusività termica:

$$D = \lambda / \rho c_p \quad (2.5)$$

in modo che il numero di Lewis:

$$Le_i = \lambda / (\rho c_p D_i) = D / D_i \quad (2.6)$$

sia costante. L'entalpia h viene definita come:

$$h = \sum_{i=1}^n Y_i h_i \quad (2.7)$$

Per gas ideali si può scrivere:

$$h_i = h_{i,ref} + \int_{T_{ref}}^T c_{pi}(T) dT \quad (2.8)$$

L'equazione di bilancio per l'entalpia si può ottenere dalla prima legge della termodinamica:

$$\rho \frac{\partial h}{\partial t} + \rho \mathbf{v} \cdot \nabla h = \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla p - \nabla \cdot \mathbf{j}_q + q_r \quad (2.9)$$

Qui i termini sulla sinistra rappresentano rispettivamente la variazione locale nel tempo di entalpia e il termine convettivo. È stato trascurato il termine di calore prodotto per dissipazione viscosa, a causa del flusso a bassa velocità. Non verrà considerato il secondo termine al secondo membro, in quanto siamo interessati ad esso solo nel caso di bassi numeri di Mach. Il primo termine del secondo membro può essere trascurato in fiamme aperte, dove la pressione è approssimativamente costante ed uguale alla pressione atmosferica. Il flusso di calore j_q include l'effetto del trasporto di entalpia dal flusso diffusivo j_i :

$$j_q = -\lambda \nabla T + \sum_{i=1}^n h_i j_i \quad (2.10)$$

L'ultimo termine rappresenta il calore trasmesso per irraggiamento. La pressione statica è ottenuta dall'equazione dei gas ideali.

$$p = \rho \frac{RT}{W} \quad (2.11)$$

R è la costante universale dei gas e W è il peso medio molecolare:

$$W = \left(\sum_{i=1}^n \frac{Y_i}{W_i} \right)^{-1} \quad (2.12)$$

Il peso molecolare delle specie i è denotato da W_i . Per completezza, la frazione molare X_i può essere convertita nella frazione massica Y_i usando:

$$Y_i = \frac{W_i}{W} X_i \quad (2.13)$$

Differenziando la (2.7) si ottiene:

$$dh = c_p dT + \sum_{i=1}^n Y_i dh_i \quad (2.14)$$

dove le (2.8) e (2.9) sono state usate. Se le (2.10), (2.14) e (2.4) sono inserite nell'equazione dell'entalpia (2.9) con il termine $v \cdot \nabla p$ rimosso, essa prende la forma:

$$\rho \frac{\partial h}{\partial t} + \rho v \cdot \nabla h = \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\frac{\lambda}{c_p} \nabla h \right) + q_r - \sum_{i=1}^n h_i \nabla \cdot \left[\left(\frac{\lambda}{c_p} - \rho D_i \right) \nabla Y_i \right] \quad (2.15)$$

L'ultimo termine scompare, se tutti i numeri di Lewis sono unitari. Ancora un'altra forma dell'equazione dell'energia è quella in termini della temperatura. Inserendo le (2.3), (2.10) e (2.14) nella (2.9) si ottiene:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p \mathbf{v} \cdot \nabla T = \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - \sum_{i=1}^n c_{p,i} j_i \cdot \nabla T - \sum_{i=1}^n h_i \omega_i + q_r \quad (2.16)$$

Se, per semplicità, i calori specifici $c_{p,i}$ sono tutti assunti uguali e costanti, la pressione costante e il calore trasferito per radiazione è trascurato, l'equazione della temperatura diventa:

$$\rho \frac{\partial T}{\partial t} + \rho \mathbf{v} \cdot \nabla T = \nabla \cdot (\rho D \nabla T) + \omega_r \quad (2.17)$$

Qui è stata utilizzata la (2.5) e il rilascio di calore dovuto alle reazioni chimiche è scritto come:

$$\omega_r = -\frac{1}{c_p} \sum_{i=1}^n h_i \omega_i \quad (2.18)$$

Questa forma dell'equazione della temperatura è simile a quella per le frazioni massiche delle specie i , che diventa con l'approssimazione (2.4):

$$\rho \frac{\partial Y_i}{\partial t} + \rho \mathbf{v} \cdot \nabla Y_i = \nabla \cdot (\rho D_i \nabla Y_i) + \omega_i \quad (2.19)$$

Quindi in seguito utilizzeremo il termine “scalare reattivo” per la frazione massica di tutte le specie reattive e la temperatura:

$$\psi = (Y_1, Y_2, \dots, Y_n, T) \quad (2.20)$$

Qui n è il numero di specie reattive. Per semplicità di notazione, l'equazione di bilancio per lo scalare reattivo ψ_i sarà scritta come:

$$\rho \frac{\partial \psi_i}{\partial t} + \rho \mathbf{v} \cdot \nabla \psi_i = \nabla \cdot (\rho D_i \nabla \psi_i) + \omega_i \quad (2.21)$$

dove $i=1,2,\dots,n+1$. La diffusività D_i ($i=1,2,\dots,n$) è la diffusività di massa per le specie e la diffusività termica D è D_{n+1} . Similarmente, ω_{n+1} è definito come ω_T . Il termine di sorgente chimica sarà scritto come:

$$\omega_i = \rho S_i \quad (2.22)$$

La velocità di reazione k in un meccanismo contenente r reazioni chimiche è:

$$\omega_k = k_{fk} \prod_{j=1}^n \left(\frac{\rho Y_j}{W_j} \right)^{v'_{jk}} - k_{bk} \prod_{j=1}^n \left(\frac{\rho Y_j}{W_j} \right)^{v''_{jk}} \quad (2.23)$$

Qui k_{fk} e k_{bk} sono rispettivamente i coefficienti di velocità della reazione verso destra e sinistra. In generale essi sono dipendenti dalla temperatura e possono anche essere dipendenti dalla pressione.

Gli esponenti v'_{jk} e v''_{jk} sono rispettivamente i coefficienti stechiometrici della reazione k nella direzione di avanzamento e arretramento. Il termine di sorgente chimica ω_i , che è la massa della specie i prodotta per unità di volume e di tempo, è la somma di tutte le k velocità del meccanismo:

$$\omega_i = W_i \sum_{k=1}^r v_{ik} \omega_k \quad (2.24)$$

Dove $v_{ik} = v''_{ik} - v'_{ik}$. La somma di tutti i termini di sorgente chimica si annulla:

$$\sum_{i=1}^n \omega_i = 0 \quad (2.25)$$

Usando la (2.24), la quantità di calore rilasciata in (2.16) può essere trasformata in:

$$-\sum_{i=1}^n h_i \omega_i = -\sum_{k=1}^r \sum_{i=1}^n v_{ik} W_i h_i \omega_k = \sum_{k=1}^r Q_k \omega_k \quad (2.26)$$

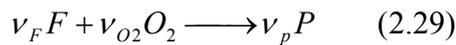
dove:

$$Q_k = -\sum_{i=1}^n \nu_{ik} W_i h_i \quad (2.27)$$

è il calore della reazione k . Segue che la quantità di calore rilasciata (2.18) può anche essere espressa come la somma del calore di tutte le reazioni chimiche:

$$\omega_T = \frac{1}{c_p} \sum_{k=1}^r Q_k \omega_k \quad (2.28)$$

Se è usato un meccanismo di reazioni elementari, il termine di sorgente chimica ω_i contiene i contributi di molte reazioni veloci. Questo conduce ad un sistema difficile di equazioni non lineari, la cui diretta integrazione in un modello di combustione turbolento è spesso ritenuto proibitivo. Per tale motivo c'è la necessità di semplificare il meccanismo cinetico, comunque, senza smarrire le più importanti informazioni chimiche contenute in esso. Parecchi metodi sono stati sviluppati in passato per ridurre il peso dei calcoli chimici da realizzare. Spesso è stato usato il modello della reazione globale ad uno-step fra combustibile e ossigeno:



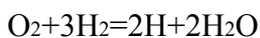
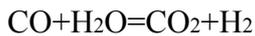
Con la velocità di reazione scritta come:

$$\omega = A \left(\frac{\rho Y_F}{W_F} \right)^{n_F} \left(\frac{\rho Y_{O_2}}{W_{O_2}} \right)^{n_{O_2}} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \quad (2.30)$$

dove A è il fattore pre-esponenziale, n_F e n_{O_2} sono ordini di reazione, ed E è l'energia di attivazione. Tutte queste quantità sono scelte empiricamente o sono semplicemente assegnate. Le equazioni dei termini di sorgente termica e chimica sono:

$$\omega_T = \frac{Q}{c_p} \omega \quad , \quad \omega_i = \nu_i W_i \omega \quad (2.31)$$

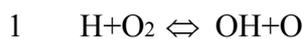
Un modello chimico più accurato per esempio considera un meccanismo di combustione aria-metano ridotto a quattro step, proposto da Peters e Williams. Questo è stato ottenuto introducendo le ipotesi di stato stazionario e parziale equilibrio nelle prime 17 reazioni elementari dello schema elaborato da Smooke. Le 4 reazioni globali sono:



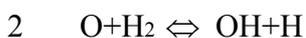
Le principali velocità che governano queste equazioni sono:

$$\omega_I = \omega_{11} \quad , \quad \omega_{II} = \omega_9 \quad , \quad \omega_{III} = \omega_5 \quad , \quad \omega_{IV} = \omega_1$$

che corrispondono alle reazioni elementari:



Siccome OH e O compaiono nelle velocità di queste reazioni, c'è bisogno di esprimere questi radicali in funzione delle specie rimanenti del meccanismo a 4 step. Attraverso l'assunzione di equilibrio parziale delle reazioni 2 e 3:



si ha:

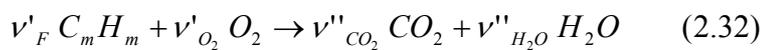
$$[\text{O}] = \frac{[\text{H}][\text{OH}]}{K_2[\text{H}_2]} \quad [\text{OH}] = \frac{[\text{H}_2\text{O}][\text{H}]}{K_3[\text{H}_2]}$$

In definitiva le velocità delle 4 reazioni principali sono:

$$\begin{aligned}\omega_I &= k_{11}[CH_4][H] \\ \omega_{II} &= \frac{k_{9f}}{K_3} \frac{[H]}{[H_2]} \left\{ [CO][H_2O] - \frac{1}{K_{II}} [CO_2][H_2] \right\} \\ \omega_{III} &= k_3[H][O_2][M] \\ \omega_{IV} &= k_{1f} \frac{[H]}{[H_2]^3} \left\{ [O_2][H_2]^3 - \frac{1}{K_{IV}} [H]^2[H_2O]^2 \right\}\end{aligned}$$

2.2.1 La variabile frazione di miscelamento

Una quantità molto importante nella descrizione della combustione non premiscelata è la “frazione della miscela” Z [9, 10, 40, 41]. Scriviamo l’equazione di reazione nel caso della completa combustione dell’idrocarburo C_mH_n :



i coefficienti di combustibile e ossigeno vengono definiti rispettivamente come ν'_{F} e $\nu'_{O_2} = (m+n/4)\nu'_{F}$. L’equazione di reazione lega la variazione della frazione di massa di ossigeno a quella di combustibile secondo:

$$\frac{dY_{O_2}}{\nu'_{O_2} W_{O_2}} = \frac{dY_F}{\nu'_{F} W_F} \quad (2.33)$$

dove i W_i sono i pesi molecolari. Per un sistema omogeneo questa equazione può essere integrata in:

$$\nu Y_F - Y_{O_2} = \nu Y_{F,u} - Y_{O_2,u} \quad (2.34)$$

dove $\nu = \nu'_{O_2} W_{O_2} / \nu'_{F} W_F$ è il rapporto stechiometrico di massa tra combustibile e ossigeno e il pedice u denota la condizione iniziale nella miscela incombusta. Le frazioni di massa Y_F e Y_{O_2} corrispondono al generico stato di combustione. Se le diffusività di ossigeno e combustibile sono

uguali, la (2.34) è valida anche per sistemi disomogenei come le fiamme diffuse. Le condizioni stechiometriche richiedono che il rapporto delle concentrazioni $[X_i] = \rho Y_i / W_i$ sia uguale al rapporto dei coefficienti stechiometrici:

$$\frac{[X_{O_2}]_u}{[X_F]_u} \Big|_{st} = \frac{\nu'_{O_2}}{\nu'_F} \quad (2.35)$$

o in termini di frazioni di massa:

$$\frac{Y_{O_2,u}}{Y_{F,u}} \Big|_{st} = \frac{\nu'_{O_2} W_{O_2}}{\nu'_F W_F} = \nu \quad (2.36)$$

In un sistema a due alimentazioni, la frazione di miscela è definita come il rapporto locale del flusso di massa originato dall'alimentazione di combustibile e quello totale:

$$Z = \frac{\dot{m}_1}{\dot{m}_1 + \dot{m}_2} \quad (2.37)$$

Sia il flusso di massa di combustibile che quello di ossidante contengono inerti. Se il sistema è omogeneo o si assumono diffusività uguali in un sistema disomogeneo, la frazione locale di massa $Y_{F,u}$ di combustibile nella miscela incombusta è la stessa frazione di Z come nel flusso iniziale:

$$Y_{F,u} = Y_{F,1} Z \quad (2.38)$$

dove $Y_{F,1}$ denota la frazione di massa di combustibile nel flusso iniziale. Allo stesso modo per l'ossigeno si può scrivere:

$$Y_{O_2,u} = Y_{O_2,2} (1 - Z) \quad (2.39)$$

sostituendo (2.38) e (2.39) nella (2.34) si ottiene:

$$Z = \frac{\nu Y_F - Y_{O_2} + Y_{O_2,2}}{\nu Y_{F,1} + Y_{O_2,2}} \quad (2.40)$$

in condizioni stechiometriche si ha:

$$\nu Y_F - Y_{O_2} = 0 \quad (2.41)$$

quindi la frazione di miscela diventa:

$$Z_{st} = \left[1 + \frac{\nu Y_{F,1}}{Y_{O_2,2}} \right]^{-1} \quad (2.42)$$

Esiste un modo più generale per definire una frazione di miscela. Mentre la massa delle specie chimiche varia a seguito della reazione, la massa degli elementi si conserva. Indicando con a_{ij} il numero di atomi dell'elemento j nella molecola i , la massa complessiva dell'atomo j nel sistema è:

$$m_j = \sum_{i=1}^n \frac{a_{ij} W_j}{W_i} m_i \quad (2.43)$$

quindi la frazione in massa dell'elemento j è:

$$Z_j = \frac{m_j}{m} = \sum_{i=1}^n \frac{a_{ij} W_j}{W_i} Y_i, \quad j = 1, 2, \dots, n_e \quad (2.44)$$

sommando la (2.3) per tutte le frazioni massiche Y_i si ottiene:

$$\rho \frac{\partial Z_j}{\partial t} + \rho v \cdot \nabla Z_j = -\nabla \cdot \left(\sum_{i=1}^n \frac{a_{ij} W_j}{W_i} j_i \right) \quad (2.45)$$

dove il termine di sorgente chimica si elimina:

$$\sum_{i=1}^n a_{ij} W_i v_{ik} = 0 \quad (2.46)$$

Pertanto la frazione in massa dell'elemento si conserva durante la combustione. Se si utilizza il coefficiente di diffusione binario e tutte le diffusività sono assunte uguali, $D_i=D$, l'equazione precedente diventa:

$$\rho \frac{\partial Z_j}{\partial t} + \rho v \cdot \nabla Z_j = \nabla \cdot (\rho D \nabla Z_j) \quad (2.47)$$

Definiamo Z_C , Z_H e Z_O le frazioni di massa degli elementi C , H e O , e W_C , W_H e W_O i pesi molecolari. Assumendo per semplicità di notazione il coefficiente stechiometrico della reazione globale (2.32) v'_F uguale ad uno, le frazioni di massa degli elementi sono:

$$\frac{Z_C}{mW_C} = \frac{Z_H}{nW_H} = \frac{Y_{F,u}}{W_F}, \quad Z_O = Y_{O_2,u} \quad (2.48)$$

Dalla (2.41) segue che la funzione:

$$\beta = \frac{Z_C}{mW_C} + \frac{Z_H}{nW_H} - 2 \frac{Z_O}{v'_{O_2} W_{O_2}} \quad (2.49)$$

si annulla in condizioni stechiometriche. Se si definisce Z nella forma normalizzata, tale che vari tra 0 e 1:

$$Z = \frac{\beta - \beta_1}{\beta_1 - \beta_2} \quad (2.50)$$

e si assume che le diffusività siano uguali, utilizzando le (2.47), (2.49) e (2.50), segue che l'equazione di bilancio di Z diventa:

$$\rho \frac{\partial Z}{\partial t} + \rho v \cdot \nabla Z = \nabla \cdot (\rho D \nabla Z) \quad (2.51)$$

2.2.2 Struttura e equazione delle flamelets

Le flamelets sono sottili strati reattivi-diffusivi racchiusi all'interno di un campo di flusso turbolento non reagente [6, 9, 10, 40, 41]. Il ramo inferiore della curva in fig. 2.3 corrisponde ad uno stato reattivo lento della combustione prima dell'ignizione, con un tempo di residenza piccolo. Se il tempo di residenza incrementa per un abbassamento della velocità, il numero di Damköhler (tempo caratteristico di flusso/tempo caratteristico chimico) incrementa fino all'ignizione nel punto **I**. Per valori più grandi di Da si verifica un passaggio immediato sul ramo superiore, rappresentativo delle condizioni di equilibrio. Se a questo punto si realizza un decremento del numero di Da , si giunge allo spegnimento rappresentato dal punto **Q**. Il ramo compreso tra i punti **I** e **Q** è caratteristico di condizioni di instabilità.

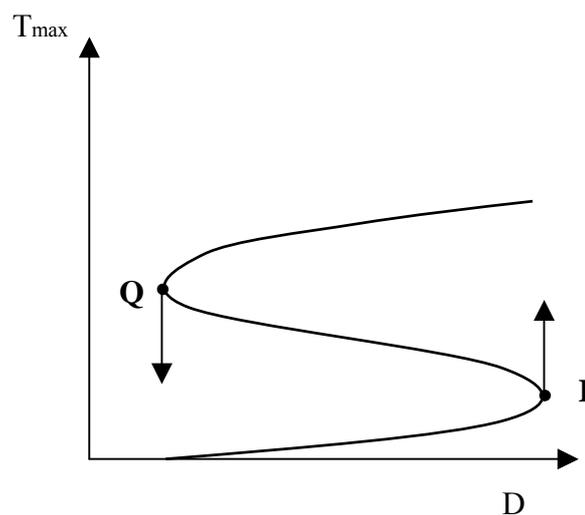


Fig. 2.3. Ignizione e quenching.

Se si confronta lo spessore della zona di reazione con la dimensione di Kolmogorov, si intuisce come il regime di moto all'interno sia laminare. Se al contrario, la turbolenza è molto intensa, i

vortici di Kolmogorov diventano più piccoli dello strato di reazione, distruggendo la struttura della flamelet. Sotto queste condizioni l'intera fiamma si estingue. L'equazione della flamelet descrive la struttura dello strato reattivo-diffusivo nella vicinanza della superficie della fiamma in funzione della frazione di miscela Z . Per la sua formulazione si parte da una trasformazione di coordinate, applicata alla superficie di fiamma che si suppone essere individuata dalla condizione $Z(x,t)=Z_{st}$. Nella trasformazione di coordinate come appare in fig. 2.4 la coordinata x_1 , definita come la normale alla superficie di fiamma, è rimpiazzata da una nuova variabile indipendente Z , e le coordinate x_2 e x_3 sono sostituite da Z_2 e Z_3 .

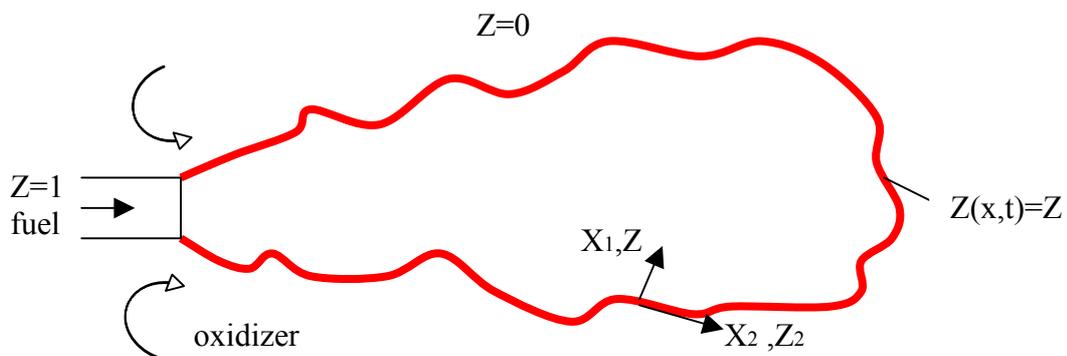


Fig. 2.4. Superficie di fiamma.

Il passo successivo, è quello di poter descrivere la zona di reazione, attraverso la sola coordinata normale Z , grazie al fatto che le derivate degli scalari reattivi nelle direzioni tangenziali sono trascurabili se confrontati con quelle nella direzione ortogonale alla superficie. Il modello delle flamelets per combustione non premiscelata, ha come punto di partenza la formulazione dell'equazione della frazione di miscela che determina il luogo della superficie di fiamma: questa equazione è la (2.51). Una volta conosciuta la soluzione di quest'ultima, la superficie di fiamma, si ottiene da:

$$Z(x,t) = Z_{st} \quad (2.52)$$

come appare in fig. 2.4. La struttura reattiva nella vicinanza della superficie di fiamma può essere descritta dall'equazione delle flamelets:

$$\rho \frac{\partial \psi_i}{\partial t} = \frac{\rho}{Le_i} \frac{\chi}{2} \frac{\partial^2 \psi_i}{\partial Z^2} + \omega_i \quad (2.53)$$

In questa equazione la velocità istantanea di dissipazione scalare è definita come:

$$\chi = 2D|\nabla Z|^2 \quad (2.54)$$

Sulla superficie di fiamma essa assume il valore χ_{st} . Il rapporto di dissipazione scalare gioca un ruolo molto importante nella combustione turbolenta non premiscelata. Esso ha le dimensioni dell'inverso di un tempo e perciò rappresenta l'inverso di un tempo di diffusione caratteristico. Consideriamo il luogo dei punti in cui $Z=Z_{st}$. Se la flamelet brucia, un incremento di χ_{st} , determina un aumento della cessione di calore per conduzione, da entrambi i lati, la conseguente diminuzione di temperatura e lo spostamento della zona di reazione verso valori più alti di Z (fig. 2.5). Se χ_{st} aumenta oltre un valore critico χ_q , la maggiore quantità di calore trasferita verso l'esterno non è bilanciata dal calore prodotto dalla reazione chimica e la flamelet si spegne. Questo comportamento è illustrato sempre in fig. 2.5. La combustione corrisponde al ramo superiore della curva, lo smorzamento è individuato dal punto Q, mentre il punto I individua la condizione di reignizione, ma che difficilmente si raggiunge nelle fiamme diffuse, in quanto il tempo di residenza dovrebbe essere troppo elevato (χ_{st} molto piccolo). In ogni caso sia l'ignizione iniziale che la reignizione necessitano di una sorgente. Il parametro χ_q si può interpretare come una grandezza cinetica descrivente gli effetti del non equilibrio nelle fiamme diffuse e in particolare individua una condizione di bilanciamento tra velocità di reazione e diffusione. Le equazioni delle flamelets sono valide nel caso che si svolga la combustione, in modo che la temperatura sia sufficientemente alta, che i radicali siano presenti e che lo strato di consumazione di combustibile sia sottile, ma anche per

gli strati non reattivi, dove la velocità di reazione è nulla. Durante le rapide transizioni tra questi due stati, corrispondenti all'ignizione e all'estinzione, il termine instazionario bilancia la velocità di reazione, mentre il termine di diffusione molecolare è trascurabile.

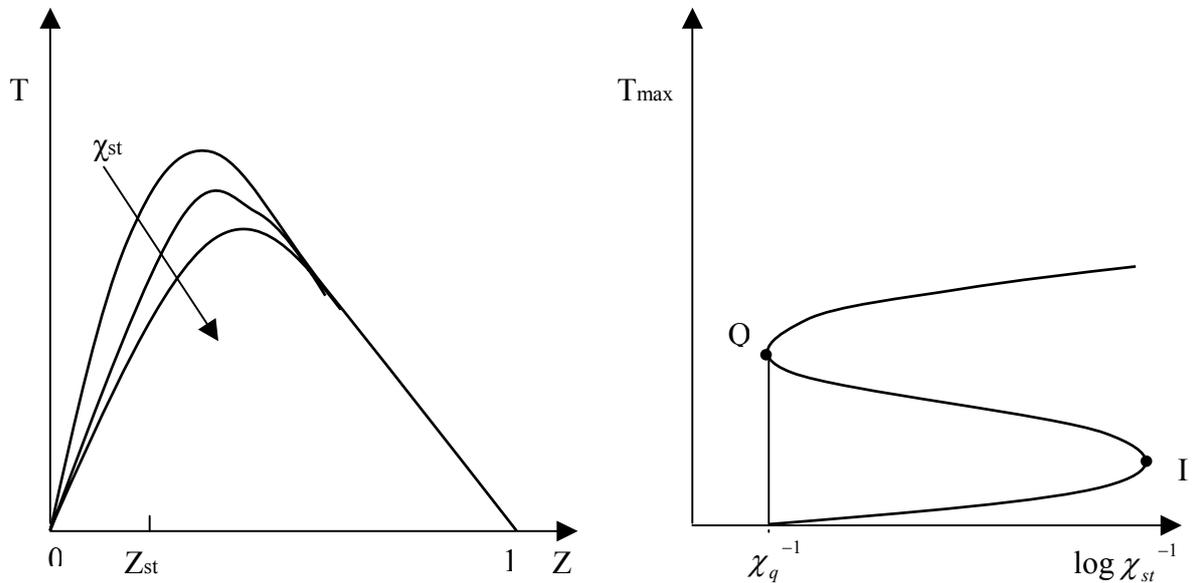


Fig. 2.5. Profilo di temperatura in funzione di χ .

Sia la frazione di miscela che la velocità di dissipazione scalare sono grandezze fluttuanti, pertanto occorre considerarne la distribuzione statistica. Se la probabilità congiunta:

$$\tilde{P}(Z, \chi_{st})$$

è nota e le equazioni stazionarie delle flamelets sono state risolte allo scopo di ricavare ψ_i in funzione di Z e di χ_{st} , la media di Favre di ψ_i si può ottenere come:

$$\tilde{\psi}_i(x, t) = \int_0^1 \int_0^\infty \psi_i(Z, \chi_{st}) \tilde{P}(Z, \chi_{st}; x, t) d\chi_{st} dZ \quad (2.55)$$

Se il termine instazionario non può essere trascurato la descrizione statistica diventa impraticabile.

Per questi motivi le equazioni sono mediate rispetto a tutti i possibili valori di χ_{st} , utilizzando il suo

valore medio condizionato. In luogo di χ_{st} , essendo χ funzione di Z e considerando la media di Favre, per Z e t fissati, si ha:

$$\tilde{\chi} = \frac{\langle \rho \chi | Z \rangle}{\langle \rho | Z \rangle} \quad (2.56)$$

Per cui l'equazione assume la forma:

$$\rho \frac{\partial \psi_i}{\partial t} = \frac{\rho}{Le_i} \frac{\tilde{\chi}_Z}{2} \frac{\partial^2 \psi_i}{\partial Z^2} + \omega_i \quad (2.57)$$

che risolta fornisce la soluzione:

$$\psi_i(Z, \tilde{\chi}_Z, t)$$

la cui media di Favre può essere ottenuta in ogni punto e per ogni istante da:

$$\tilde{\psi}_i(x, t) = \int_0^1 \psi_i(Z, \tilde{\chi}_Z, t) \tilde{P}(Z, x, t) dZ \quad (2.58)$$

I modelli di combustione non premiscelata turbolenta sono spesso basati sulla forma presunta della funzione di probabilità, definita funzione β :

$$\tilde{P}(Z; x, t) = \frac{Z^{\alpha-1} (1-Z)^{\beta-1}}{\int_0^1 Z^{\alpha-1} (1-Z)^{\beta-1} dZ} \quad (2.59)$$

I due parametri α e β sono relazionati alla media e varianza di Z :

$$\alpha = \tilde{Z} \left[\frac{\tilde{Z}(1-\tilde{Z})}{\tilde{Z}''^2} - 1 \right] \quad (2.60)$$

$$\beta = (1-\tilde{Z}) \left[\frac{\tilde{Z}(1-\tilde{Z})}{\tilde{Z}''^2} - 1 \right] \quad (2.61)$$

Come risulta dalle formule espresse è richiesta la conoscenza della media e della varianza di Z .

Mediando la (2.51) si può scrivere:

$$\bar{\rho} \frac{\partial \tilde{Z}}{\partial t} + \bar{\rho} \mathbf{v} \cdot \nabla \tilde{Z} = -\nabla \cdot (\overline{\rho v'' Z''}) \quad (2.62)$$

La diffusività molecolare D nella (2.51) è molto più piccola rispetto a quella turbolenta D_t , e perciò può essere trascurata nella (2.62). Siccome Z è uno scalare non reattivo, è valida l'assunzione che:

$$\overline{v'' Z''} = -D_t \nabla \tilde{Z} \quad (2.63)$$

L'equazione per la varianza è la seguente:

$$\bar{\rho} \frac{\partial \widetilde{Z''^2}}{\partial t} + \bar{\rho} \mathbf{v} \cdot \nabla \widetilde{Z''^2} = -\nabla \cdot (\overline{\rho v'' Z''^2}) + 2\bar{\rho} D_t (\nabla \tilde{Z})^2 - \bar{\rho} \tilde{\chi} \quad (2.64)$$

con:

$$\bar{\rho}^{-1} = \frac{1}{\bar{\rho}} = \int_0^1 \rho^{-1}(Z) \tilde{P}(Z) dZ \quad (2.65)$$

Nella (2.64) il rapporto di dissipazione scalare medio è definito come:

$$\tilde{\chi} = 2D |\nabla \tilde{Z}|^2 \quad (2.66)$$

E viene modellato come:

$$\tilde{\chi} = c_x \frac{\tilde{\varepsilon}}{\bar{k}} \widetilde{Z''^2} \quad (2.67)$$

dove c_x è una costante. Una formulazione dell'equazione dell'entalpia che tenga conto del calore trasmesso per irraggiamento o della variazione di pressione, può essere ottenuta mediando la (2.15):

$$\bar{\rho} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial t} + \bar{\rho} \mathbf{v} \cdot \nabla \tilde{h} = \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} D_t \nabla \tilde{h}) + \bar{q}_R \quad (2.68)$$

2.2.3 Flamelets stazionarie e instazionarie

In passato è stata largamente utilizzata l'equazione nella forma stazionaria. A questo scopo sono disponibili librerie di profili per diversi modelli chimici e distribuzioni statistiche, parametrizzate in funzione di χ_{st} . L'ipotesi utilizzata consiste nell'assumere che la velocità di dissipazione scalare vari lentamente, in modo tale che i profili della flamelet abbiano tempo sufficiente per adattarsi. Invece nel caso in cui χ vari velocemente, il termine instazionario deve essere preso in considerazione [3]. Definiamo il seguente tempo caratteristico lagrangiano:

$$t = \int_0^x \frac{1}{\tilde{u}(x|Z = Z_{st})} dx \quad (2.69)$$

il quale tiene conto della storia della flamelet. In aggiunta, consideriamo il seguente tempo caratteristico di diffusione:

$$t_\chi = \frac{(\Delta Z)^2}{\tilde{\chi}_{st}} \quad (2.70)$$

che rappresenta il tempo richiesto agli scambi di massa e energia all'interno di uno spazio di spessore ΔZ , che può essere considerato pari allo spessore di fiamma. Se questo tempo è piccolo rispetto a quello lagrangiano, la flamelet è capace di seguire le rapide variazioni di χ e il termine instazionario è trascurabile (fig. 2.6). È stato visto che fino a trenta diametri dall'uscita ciò è vero, dopodiché t_χ cresce rapidamente e il termine instazionario deve essere mantenuto.

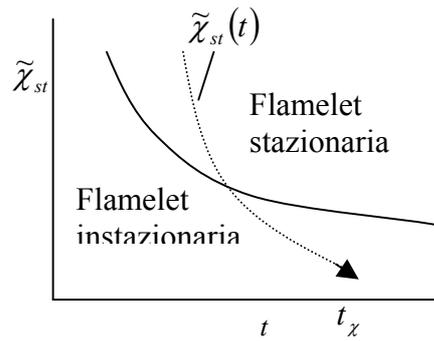


Fig. 2.6. Flamelets stazionarie e instazionarie.

2.2.4 Teoria di percolazione

La frazione di flamelets bruciabili, cioè caratterizzate da $\chi_{st} < \chi_q$, è data da:

$$p_b = \int_0^{\chi_q} \tilde{P}_\chi(\chi_{st}) d\chi_{st} \quad (2.71)$$

Mentre la frazione di volume in cui $Z < Z_{st}$ è espressa dalla relazione:

$$p_c = \int_0^{Z_{st}} \tilde{P}(Z) dZ \quad (2.72)$$

In cui P è la densità di probabilità. La probabilità p_b misura la capacità delle flamelets di bruciare se è disponibile una sorgente di ignizione [41]. Ci si aspetta allora che oltre alle flamelets che bruciano ce ne siano altre potenzialmente bruciabili ma distaccate dalle prime e incombuste. Una teoria che tiene conto di questa situazione è quella di percolazione, che descrive la conduzione di corrente tra due piani affacciati, connessi da una rete elettrica. Quando aumenta in maniera casuale il numero di interruzioni lungo la rete, fino ad un valore di probabilità critica, (pari a 0,25 per un sistema tridimensionale e 0,5 per uno bidimensionale) non vi è globalmente passaggio di corrente. Seguendo tali ragionamenti è possibile spiegare lo spegnimento delle flamelets. La superficie caratterizzata da $Z = Z_{st}$ è un sistema bidimensionale. Lo spegnimento locale avviene quando $\chi_{st} > \chi_q$.

Nei punti in cui ciò si verifica si creano delle buche nella fiamma distribuite in maniera casuale. Per un sistema così fatto si è calcolato $p_{crit}=0,718$. In definitiva, la propagazione della fiamma lungo la superficie stechiometrica è possibile se la frazione di flamelets bruciabili p_b è maggiore di p_{crit} . La teoria della percolazione considera sistemi omogenei in quiete. In un flusso turbolento, quando la velocità del fluido supera quella di propagazione della fiamma, che si muove in direzione opposta, si ha un effetto di spegnimento locale, che si può considerare come una nuova buca nella rete.

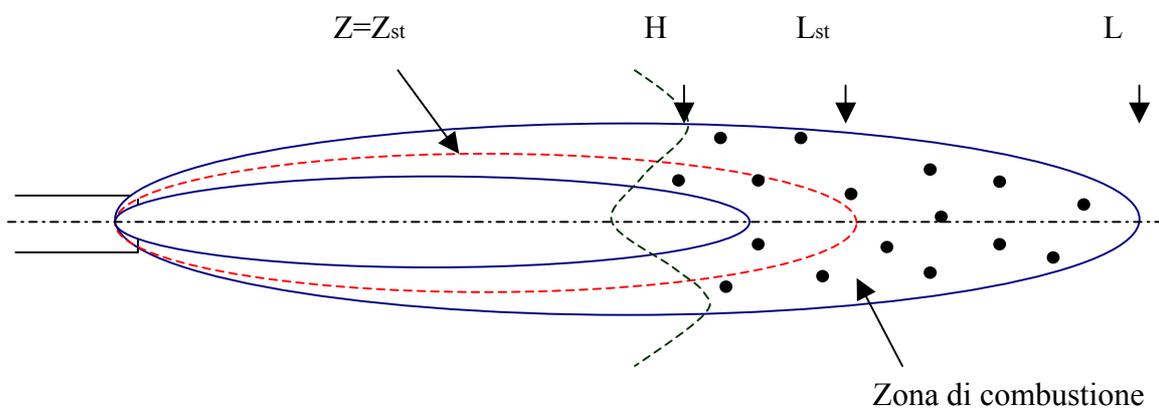


Fig. 2.7.

Il verificarsi di tale evento è caratterizzato da una probabilità p_u . In conclusione la fiamma rimane stabile se $p_b p_u > p_{crit} = 0,718$. Tenendo conto del fatto che χ cresce fino a $x/d \sim 10$ e poi decresce come $(x/d)^{-4}$, un comportamento analogo è da aspettarsi per p_b . La velocità del fluido decresce come $(x/d)^{-1}$ per cui p_u segue lo stesso andamento. La probabilità p_c è vicina a uno nella zona ricca di combustibile e decresce fino a zero oltrepassando $Z=Z_{st}$. In fig. 2.7 la curva ondulata tratteggiata individua la condizione $p_b p_u = 0,718$, le due curve solide $p_c = 0,25$ e $0,75$. L'intersezione delle tre curve determina la zona di combustione. L'altezza di sollevamento è essenzialmente individuata dallo smorzamento locale delle flamelets, mentre la parte di fiamma rimanente si spiega con la teoria della percolazione. All'interno della regione della combustione p_{bu} e p_c non sono uguali ad uno e quindi esistono gruppi di flamelets incombuste. Questo effetto aumenta all'aumentare della velocità del flusso e l'altezza di stabilizzazione si sposta più a valle. L'abbassamento della

temperatura agisce sulla densità e su Z , conducendo la lunghezza di fiamma ad un valore minimo. Il blowout completo avviene quando la regione combustibile si riduce eccessivamente. La descrizione fisica del meccanismo di stabilizzazione in termini di propagazione di fiamma premiscelata o di “diffusion flamelets quenching”, viene di seguito analizzato. Tutto dipende dalle fluttuazioni di Z intorno a Z_{st} e da χ_{st} . Occorre preventivamente introdurre il concetto di abbassamento della temperatura nella zona di reazione.

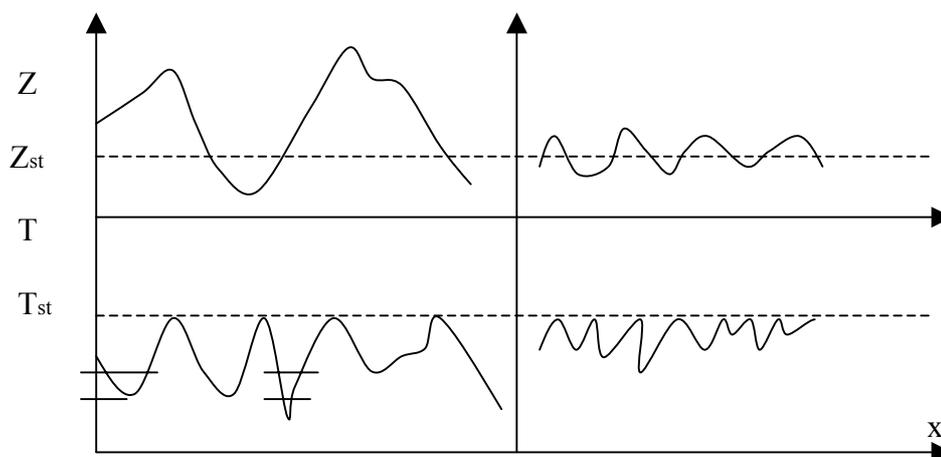


Fig. 2.8. Fluttuazioni di temperatura e di Z .

Osservando la fig. 2.8 si nota come, a parità di χ_{st} , se le fluttuazioni di Z sono elevate (varianza grande Z'^2), pure le fluttuazioni di temperatura sono elevate e localmente si scende al di sotto di un valore di temperatura caratteristico (crescente con χ_{st}), con la conseguente separazione delle flamelets. Viceversa, se le fluttuazioni sono piccole, la zona di reazione si presenta continua e del tipo premiscelato (fig. 2.9). Per concludere, si vede che Z'^2 e χ_{st} decrescono a partire da $x/d \sim 10$, perciò è plausibile una struttura di fiamma del tipo flamelets più a monte e del tipo premiscelato più a valle. Nella combustione non premiscelata, al contrario di quella premiscelata, non esiste una velocità di combustione caratteristica e quindi uno spessore di fiamma che individui una lunghezza caratteristica. Esiste comunque una velocità di deformazione a , localmente imposta dal flusso, che rappresenta l'inverso di un tempo caratteristico.

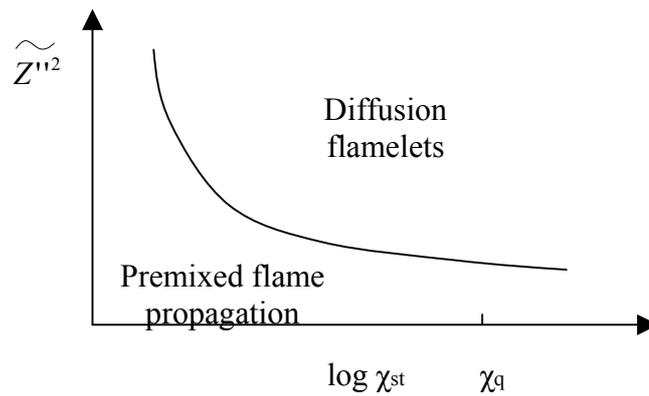


Fig. 2.9.

Questa può essere utilizzata insieme al coefficiente di diffusione D_{st} per definire uno spessore di diffusione locale:

$$l_D = \left(\frac{D_{st}}{a} \right)^{1/2} \quad (2.73)$$

Esiste inoltre il gradiente della frazione di miscela $|\nabla Z|_{st}$ che lega l_D , definito nello spazio fisico, allo spessore di diffusione $(\Delta Z)_F$ definito nello spazio della frazione di miscela:

$$(\Delta Z)_F = |\nabla Z|_{st} l_D \quad (2.74)$$

Utilizzando la definizione:

$$\chi_{st} = 2D_{st} |\nabla Z|_{st}^2 \quad (2.75)$$

è possibile porre:

$$(\Delta Z)_F = \left(\frac{\chi_{st}}{2a} \right)^{1/2} \quad (2.76)$$

In aggiunta a $(\Delta Z)_F$ definiamo lo spessore della zona di reazione $(\Delta Z)_R$, immaginando che sia formato dall'insieme dello strato di consumazione del combustibile e da quello di ossidazione. Siccome l'ultimo è molto più grande, è in definitiva quello che determina $(\Delta Z)_R$. Si dimostra che:

$$\frac{(\Delta Z)_R}{(\Delta Z)_F} = \varepsilon_q \left(\frac{\chi_{st}}{\chi_q} \right)^{1/4} \quad (2.77)$$

con $\varepsilon_q=0,16$. Possiamo considerare un criterio di validità del concetto laminar flamelet per le fiamme diffuse turbolente. A questo scopo occorre che lo spessore di reazione sia di dimensioni più piccole della scala di Kolmogorov $\eta=(\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$:

$$l_R = \frac{(\Delta Z)_R}{|\nabla Z|_{st}} < \eta \quad (2.78)$$

Inoltre poiché:

$$\chi_q = \frac{Z_{st}^2(1-Z_{st})^2}{t_F} \quad (2.79)$$

$$D_{st}t_F = l_F^2 \quad (2.80)$$

trascurando Z_{st} rispetto all'unità e ponendo $(\Delta Z)_F=2Z_{st}$, si ha:

$$\varepsilon_q l_F \left(\frac{8}{at_F} \right)^{1/4} < \eta \quad (2.81)$$

È appropriato per questa stima porre la velocità di deformazione pari al tempo caratteristico di Kolmogorov t_η per ottenere:

$$8\varepsilon_q^4 Ka < 1 \quad (2.82)$$

$$Ka = t_F / t_n = l_F^2 / \eta^2 \quad (2.83)$$

2.2.5 Diagramma di flusso per le simulazioni e schema cinetico

In particolare, nel software adottato, il diagramma di flusso che descrive la sequenza del calcolo è riportato in figura 2.10:

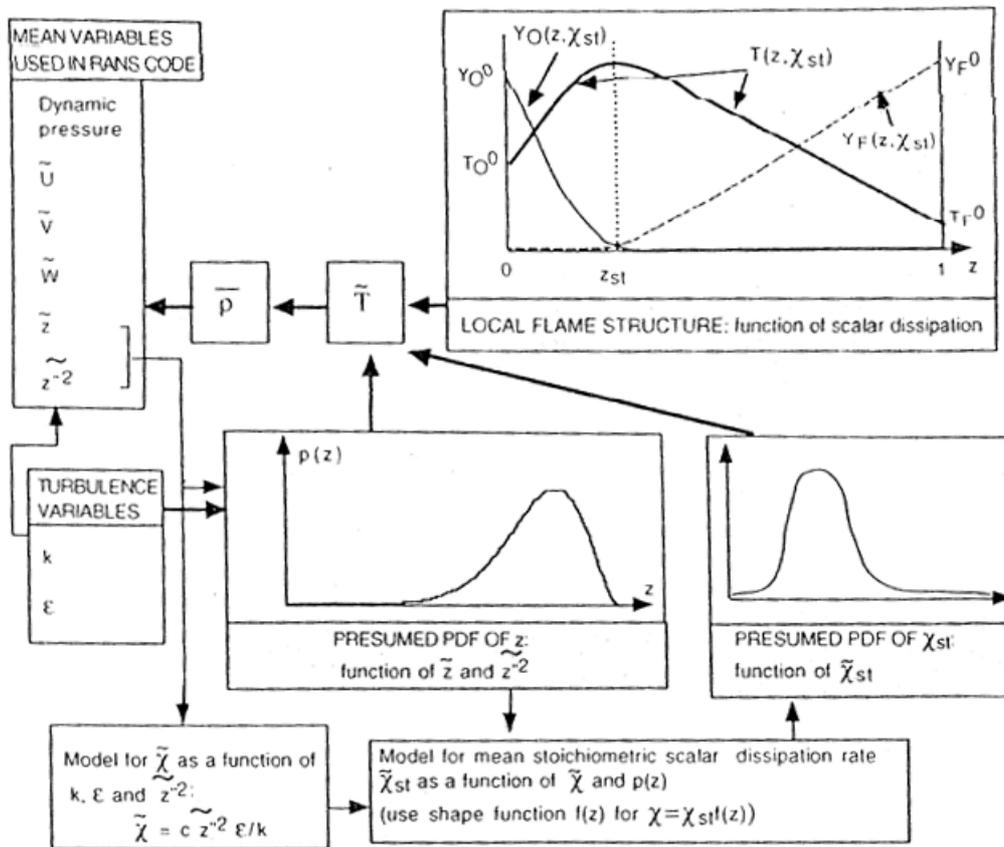


Fig. 2.10. Diagramma di flusso.

Lo schema cinetico adottato per la generazione della libreria delle flamelets è il seguente:

ELEMENTS

C H O N

END

SPECIES

CH4 CH3 H O2 HO2 H2 O OH H2O CH2O HCO CO CO2 CH3O N2

H2O2 N

END

THERMO

END

REACTIONS CAL/MOLE

! units are moles, cubic centimeters, seconds, Kelvins and
calories/mole.

CH4+M=CH3+H+M	1.E+17	0.00	86000.0
CH4+O2=CH3+HO2	7.9E+13	0.00	56000.0
CH4+H=CH3+H2	2.2E+04	3.00	8750.0
CH4+O=CH3+OH	1.6E+06	2.36	7400.0
CH4+OH=CH3+H2O	1.6E+06	2.10	2460.0
CH2O+OH=HCO+H2O	7.53E+12	0.00	167.0

CH2O+H=HCO+H2	3.31E+14	0.00	10500.0	
CH2O+M=HCO+H+M	3.31E+16	0.00	81000.0	
CH2O+O=HCO+OH	1.81E+13	0.00	3082.0	
HCO+OH=CO+H2O	5.E+12	0.00		0.0
HCO+M=H+CO+M	1.6E14	0.00	14700.0	
HCO+H=CO+H2	4.E+13	0.00		0.0
HCO+O=OH+CO	1.E+13	0.00		0.0
HCO+O2=HO2+CO	3.E+12	0.00		0.0
CO+O+M=CO2+M	3.2E+13	0.00	-4200.0	
CO+OH=CO2+H	1.51E+07	1.30	-758.0	
CO+O2=CO2+O	1.6E+13	0.00	41000.0	
CH3+O2=CH3O+O	7.E+12	0.00	25652.0	
CH3O+M=CH2O+H+M	2.4E+13	0.00	28812.0	
CH3O+H=CH2O+H2	2.E+13	0.00		0.0
CH3O+OH=CH2O+H2O	1.E+13	0.00		0.0
CH3O+O=CH2O+OH	1.E+13	0.00		0.0
CH3O+O2=CH2O+HO2	6.3E+10	0.00	2600.0	
CH3+O2=CH2O+OH	5.2E13	0.00	34574.0	

CH3+O=CH2O+H	6.8E+13	0.00	0.0
CH3+OH=CH2O+H2	7.5E+12	0.00	0.0
HO2+CO=CO2+OH	5.8E+13	0.00	22934.0
H2+O2=2OH	1.7E+13	0.00	47780.0
OH+H2=H2O+H	1.17E+09	1.30	3626.0
H+O2=OH+O	2.2E+14	0.00	16800.0
O+H2=OH+H	1.8E+10	1.00	8826.0
H+O2+M=HO2+M	2.1E+18	-1.00	0.0
H2O/21./ H2/3.3/ N2/0./ O2/0./			
H+O2+O2=HO2+O2	6.7E+19	-1.42	0.0
H+O2+N2=HO2+N2	6.7E+19	-1.42	0.0
OH+HO2=H2O+O2	5.E+13	0.00	1000.0
H+HO2=2OH	2.5E+14	0.00	1900.0
O+HO2=O2+OH	4.8E+13	0.00	1000.0
2OH=O+H2O	6.E+08	1.30	0.0
H2+M=H+H+M	2.23E+12	0.50	92600.0
H2O/6./ H/2./ H2/3./			
O2+M=O+O+M	1.85E+11	0.50	95560.0

H+OH+M=H2O+M	7.5E+23	-2.60	0.0
H2O/20./			
H+HO2=H2+O2	2.5E+13	0.00	700.0
HO2+HO2=H2O2+O2	2.E+12	0.00	0.0
H2O2+M=OH+OH+M	1.3E+17	0.00	45500.0
H2O2+H=HO2+H2	1.6E+12	0.00	3800.0
H2O2+OH=H2O+HO2	1.E+13	0.00	1800.0
END			

Con questo schema si modella il termine sorgente delle equazioni della frazioni di massa. Le equazioni della flamelet per specie e temperatura, sono risolte nel caso della configurazione a getti contrapposti (fig. 2.11). Si costruisce pertanto una libreria che riporta le frazioni di massa delle specie in funzione della media e la varianza di Z e dello scalar dissipation rate medio stechiometrico. Nel software utilizzato, si assume l'indipendenza statistica dello scalar dissipation rate e della frazione di miscela; per il primo si assume una densità di probabilità del tipo funzione doppio delta, dipendente da media e varianza, e per la seconda la funzione beta già descritta, dipendente dalla media e dalla varianza di Z . Il valore medio dello scalar dissipation rate è determinato con la (2.67).

Per la varianza invece si assume un valore costante (è comune assumere un valore nullo). Il valore medio stechiometrico è modellato in funzione del valore medio e della densità di probabilità della frazione di miscela. Nel caso di non adiabaticità, le frazioni di massa delle specie, sono anche funzione del calore trasmesso ma per semplicità si assumono indipendenti. Durante la simulazione

il software risolve allora solo le equazioni del moto, la continuità ed eventualmente l'energia. Tutto il resto è già stato valutato nella fase di preprocessing.

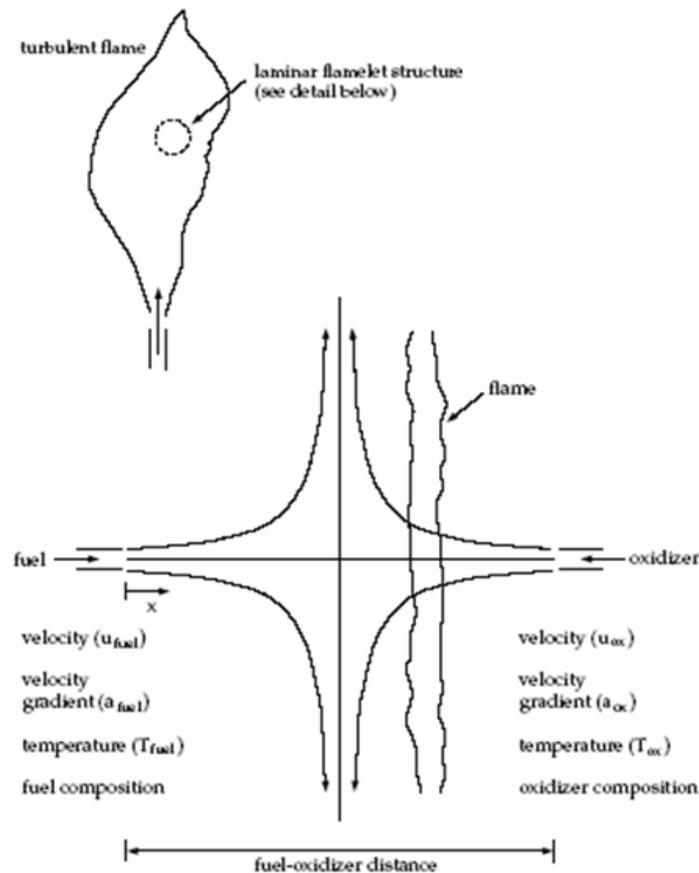


Fig. 2.11. Getti contrapposti per la generazione delle flamelets.

2.2.6 Applicabilità del modello e vantaggi

Nei modelli di combustione dove gli effetti di non equilibrio sono importanti, l'assunzione di equilibrio locale può portare a risultati non realistici. Rientrano in questa tipologia di casi, la modellazione delle zone ricche di combustibile, dei fenomeni di sollevamento e spegnimento della fiamma. Il vantaggio del modello delle fiamme laminari è che può essere considerata una cinetica chimica molto dettagliata ed il fatto che tutti i fenomeni chimici coinvolti possono essere preprocessati e tabulati, offre incredibili risparmi in termini di costi computazionali. Siccome si assume che la fiamma risponda istantaneamente allo strain imposto dal flusso, il modello non riesce

a descrivere adeguatamente fenomeni fortemente di non equilibrio, quali ignizione, estinzione e chimica molto lenta (formazione di NOx).

2.3 Modelli radiativi

Nelle simulazioni effettuate in condizioni non adiabatiche si è fatto uso del modello radiativo delle ordinate discrete. Si procede pertanto ad una breve descrizione di tale modello.

L'equazione di trasferimento radiativo (RTE) per un mezzo assorbente, emittente o disperdente nella posizione \mathbf{r} lungo la direzione \mathbf{s} è [28, 36]:

$$\frac{dI(\mathbf{r}, \mathbf{s})}{ds} + (a + \sigma_s) \cdot I(\mathbf{r}, \mathbf{s}) = an^2 \frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_0^{4\pi} I(\mathbf{r}, \mathbf{s}') \cdot \Phi(\mathbf{s} \cdot \mathbf{s}') \cdot d\Omega' \quad (2.84)$$

dove:

\mathbf{r} = vettore posizione

\mathbf{s} = vettore direzione

\mathbf{s}' = vettore direzione disperdente

s = lunghezza del percorso

a = coefficiente d'assorbimento

n = indice di rifrazione

σ_s = coefficiente di dispersione

σ = costante di Stefan-Boltzmann ($5.672 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$)

\mathbf{I} = intensità radiativa totale, che dipende dalla posizione (\mathbf{r}) e direzione

(\mathbf{s})

\mathbf{T} = temperatura locale

Φ = funzione di fase

Ω' = angolo solido

$(a + \sigma_s)$ è lo spessore ottico o l'opacità del mezzo. L'indice di rifrazione n è importante quando si considera l'irraggiamento in un mezzo semi-trasparente. L'equazione 2.84 viene fuori da un bilancio energetico, a tale proposito si guardi la figura 2.12 che illustra il processo di trasferimento di calore per irraggiamento. Il primo termine a primo membro rappresenta l'aliquota di variazione dell'intensità radiativa totale, mentre il secondo termine rappresenta l'aliquota di intensità assorbita dal mezzo. Il primo termine a secondo membro invece rappresenta l'intensità rifratta dal mezzo, infine il secondo termine è l'intensità dispersa.

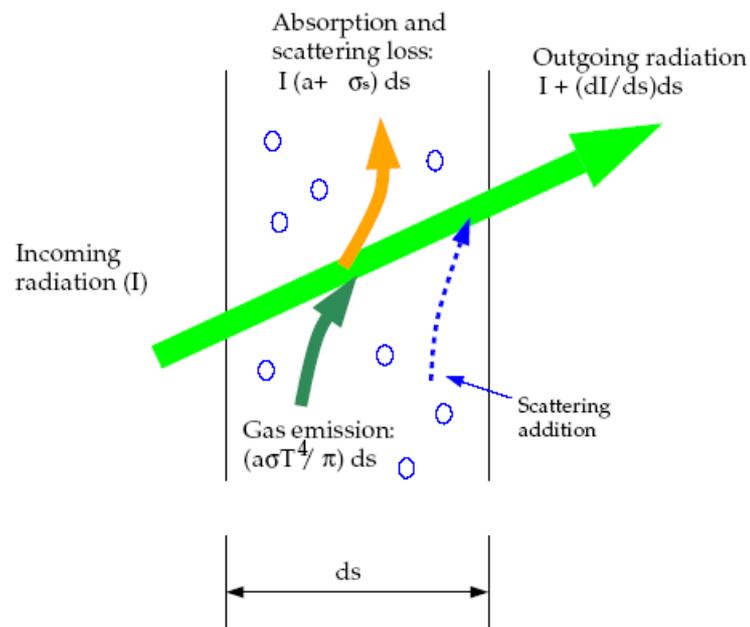


Fig. 2.12. Bilancio di energia.

I modelli radiativi richiedono il coefficiente di assorbimento a come dato d'ingresso. Il coefficiente di assorbimento a e quello di dispersione σ_s possono essere costanti, il coefficiente di assorbimento a può anche essere funzione della concentrazione locale di H_2O e CO_2 , della lunghezza del percorso

e della pressione totale [28]. E' possibile avere anche un modello che prevede la somma pesata di gas grigi per la determinazione di un coefficiente di assorbimento variabile. L'implementazione del modello delle ordinate discrete può trattare le radiazioni in un mezzo semi-trasparente.

2.3.1 Modello radiativo delle ordinate discrete (DO)

Il modello radiativo delle ordinate discrete [17, 48] risolve le equazioni per il trasferimento radiativo (RTE) per un numero finito di angoli solidi discreti, ciascuno collegato a un vettore direzione \mathbf{s} fisso nel sistema di riferimento Cartesiano (x,y,z) . La precisione nella scelta della discretizzazione angolare è fatta dall'utente. Il modello *DO* non calcola il tracciato dei raggi, però utilizza le equazioni di trasporto per ottenere l'intensità di radiazione nelle coordinate spaziali (x,y,z) . Tale modello risolve tante equazioni di trasporto per quante sono le direzioni \mathbf{s} . Il metodo di soluzione è identico a quello usato per le equazioni del flusso e dell'energia.

L'implementazione nel software utilizzato sfrutta una variante conservativa del modello delle ordinate discrete, chiamato schema dei volumi finiti, e la sua estensione alle maglie non strutturate.

Il modello *DO* abbraccia l'intero intervallo di spessori ottici e permette di risolvere problemi che spaziano da radiazioni tra superfici fino ai problemi di irraggiamento presenti nella combustione.

Esso permette anche di ottenere la soluzione in un mezzo semi-trasparente. Il costo computazionale è modesto per discretizzazioni angolari tipiche e la quantità di memoria richiesta è modesta.

L'implementazione è limitata o alle radiazioni grigie o a quelle non grigie usando un modello a banda grigia. Risolvere un problema con una fitta discretizzazione angolare può comportare un intenso lavoro del CPU.

Il modello *DO* permette di includere gli effetti di una seconda fase discreta sulle radiazioni. In questo caso, si trascureranno tutte le altre sorgenti di dispersione nella fase gassosa.

Il contributo della fase relativa al particolato appare nella RTE (equazione di trasferimento radiativo) come:

$$\frac{d(I_{s_i})}{dx_i} + (a + a_p + \sigma_p)I(r, s) = an^2 \frac{\sigma T^4}{\pi} + E_p + \frac{\sigma_p}{4\pi} \int_0^{4\pi} I(r, s') \Phi(s \cdot s') d\Omega' \quad (2.85)$$

dove a_p è il coefficiente di assorbimento equivalente dovuto alla presenza del particolato ed è dato dall'equazione:

$$a_p = \lim_{V \rightarrow 0} \sum_{n=1}^N \varepsilon_{pn} \frac{A_{pn}}{V} \quad (2.86)$$

ε_{pn} e A_{pn} sono rispettivamente l'emittenza e l'area proiettata. La sommatoria è sulle N particelle presenti nel volume V .

L'emittenza equivalente E_p è data dall'equazione:

$$E_p = \lim_{V \rightarrow 0} \sum_{n=1}^N \varepsilon_{pn} A_{pn} \frac{\sigma T_{pn}^4}{\pi V} \quad (2.87)$$

dove T_{pn} è la temperatura delle particelle n .

Il software permette di realizzare un modello radiativo non-grigio usando un modello a banda grigia. Le RTE per l'intensità spettrale $I_\lambda(r, s)$ possono essere scritte come:

$$\frac{dI_\lambda(r, s)}{ds} + (a_\lambda + \sigma_s)I_\lambda(r, s) = a_\lambda n^2 I_{b\lambda} + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_0^{4\pi} I_\lambda(r, s') \Phi(s \cdot s') d\Omega' \quad (2.88)$$

dove λ è la lunghezza d'onda, a_λ è il coefficiente di assorbimento spettrale e $I_{b\lambda}$ è l'intensità del corpo nero data dalla funzione di Planck. Si assume che il coefficiente di dispersione, la funzione di

fase di dispersione e l'indice di rifrazione n siano indipendenti dalla lunghezza d'onda nella presente implementazione.

L'implementazione *DO* non-grigia divide lo spettro di radiazioni in N bande di lunghezza d'onda, che non è necessario che siano contigue o uguali in ampiezza. Gli intervalli di lunghezza d'onda sono forniti dall'utente e corrispondono a valori nel vuoto ($n=1$). L'RTE è integrata lungo ciascun intervallo di lunghezze d'onda, portando alle equazioni di trasporto per la quantità $I_\lambda \Delta\lambda$, che è l'energia radiante contenuta nella banda di lunghezza $\Delta\lambda$. Si assume che il comportamento in ciascuna banda sia grigio.

L'emissione del corpo nero nella banda di lunghezza d'onda per unità di angolo solido è scritta come:

$$F(0 \rightarrow n\lambda_2 T) - F(0 \rightarrow n\lambda_1 T) n^2 \sigma T^4 / \pi \quad (2.89)$$

dove $F(0 \rightarrow n\lambda T)$ è la frazione di energia radiante emessa da un corpo nero nell'intervallo di lunghezze d'onda da 0 a λ alla temperatura T in un mezzo di indice di rifrazione n , λ_1 e λ_2 sono le lunghezze d'onda ai confini della banda. Il software allora risolve $4N_\theta \times N_\phi \times N$ equazioni di intensità in due dimensioni e $8N_\theta \times N_\phi \times N$ equazioni di intensità in tre dimensioni (con N_θ e N_ϕ , numero di suddivisioni azimutale e orizzontale). I problemi relativi alla discretizzazione angolare e alla pixelation restano gli stessi del caso grigio.

Quindi l'intensità totale $\mathbf{I}(\mathbf{r}, \mathbf{s})$ in ogni direzione \mathbf{s} nella posizione \mathbf{r} è computata usando l'equazione:

$$I(\mathbf{r}, \mathbf{s}) = \sum_k I_{\lambda_k}(\mathbf{r}, \mathbf{s}) \Delta\lambda_k \quad (2.90)$$

dove la sommatoria è sulle bande di lunghezza d'onda.

L'implementazione non grigia nel programma di calcolo è rivolta all'impiego con un mezzo interposto con un coefficiente d'assorbimento spettrale a_λ che varia in modo graduale lungo le bande spettrali, ma varia poco all'interno della banda. Il vetro, per esempio, mostra un comportamento di banda di questo tipo. La corrente implementazione non modella il comportamento dei gas come il biossido di carbonio o il vapore d'acqua, che assorbono ed emettono energia a numeri d'onda distinti. La modellazione d'irraggiamento di gas non-grigio è ancora un campo in evoluzione. Comunque, alcuni ricercatori hanno usato modelli a banda-grigia per descrivere il comportamento dei gas approssimando i coefficienti d'assorbimento all'interno di ciascuna banda come valori costanti [24]. L'implementazione non-grigia è compatibile con tutti i modelli con i quali quella grigia del modello *DO* può essere usata. Così, è possibile includere dispersione, anisotropia, mezzo semitrasparente e effetti del particolato. La somma pesata di gas-grigi (*WSGGM*) non può essere usata per specificare il coefficiente d'assorbimento in ogni banda. L'implementazione permette di specificare l'emittenza spettrale alle pareti: si assume che l'emittenza sia costante all'interno di ciascuna banda.

2.3.2 Modello per il coefficiente d'assorbimento

Il modello di somma pesata di gas-grigi (*WSGGM*) è un ragionevole compromesso fra il modello super semplificato di gas-grigio e un modello completo che tiene conto delle bande d'assorbimento particolari. L'ipotesi di base del *WSGGM* è che l'emittenza totale lungo il percorso s possa essere scritta come:

$$\varepsilon = \sum_{i=0}^I a_{\varepsilon,i}(T) [1 - \exp(-k_i p s)] \quad (2.91)$$

dove gli $a_{\varepsilon,i}$ sono i fattori di emittenza pesati per gli i -esimi gas-grigi fittizi, la quantità in parentesi è la i -esima emittenza del gas-grigio fittizio, k_i è il coefficiente d'assorbimento dell' i -esimo gas grigio, p è la somma delle pressioni parziali di tutti i gas assorbenti e s è la lunghezza del percorso. I valori di $a_{\varepsilon,i}$ e k_i dipendono dalla composizione del gas, e $a_{\varepsilon,i}$ dipende anche dalla temperatura [19, 47, 49]. Quando la pressione totale non è uguale a 1 atm, regole di scala sono usate per k_i (vedere l'equazione 2.97).

Per $i=0$ al coefficiente d'assorbimento è assegnato un valore pari a zero per tenere conto delle finestre nello spettro fra le regioni spettrali di alto assorbimento ($\sum_{i=1}^I a_{\varepsilon,i} \leq 1$) e il fattore di peso per $i=0$ è valutato da:

$$a_{\varepsilon,0} = 1 - \sum_{i=1}^I a_{\varepsilon,i} \quad (2.92)$$

La dipendenza dalla temperatura di $a_{\varepsilon,i}$ può essere approssimata da una funzione qualsiasi, ma la più comune approssimazione è:

$$a_{\varepsilon,i} = \sum_{j=1}^J b_{\varepsilon,i,j} T^{j-1} \quad (2.93)$$

I coefficienti $b_{\varepsilon,i,j}$ e k_i sono stimati sulla base di risultati sperimentali [19, 47, 49]. Il coefficiente d'assorbimento α della parete può essere approssimato in un modo simile, ma per semplificare il problema, si assume che $\varepsilon = \alpha$ [38]. Questa ipotesi è valida a meno che il mezzo sia otticamente spesso e la temperatura della parete differisca considerevolmente dalla temperatura del gas.

Dal momento che i coefficienti $b_{\varepsilon,i,j}$ e k_i sono funzioni lentamente variabili di ps e T , si possono assumere costanti per un ampio intervallo di valori di questi parametri. Questi coefficienti costanti

sono tabellati per diverse pressioni relative del CO₂ e H₂O vapore, assumendo che la pressione totale p_T sia 1 atm. I valori di questi coefficienti in tali tabelle sono validi per $0.001 \leq ps \leq 10.0$ atm-m e $600 \leq T \leq 2400$. Per $T \geq 2400$ K si utilizzano altri tipi di tabelle. Se $k_i ps$ è molto minore di uno per tutte le i , l'equazione (2.91) si semplifica così:

$$\varepsilon = \sum_{i=0}^I a_{\varepsilon,i} k_i ps \quad (2.94)$$

Confrontando l'equazione (2.94) con il modello di gas-grigio con coefficiente d'assorbimento a , si può vedere che lo scambio d'intensità di radiazioni lungo il percorso s nel *WSGGM* è esattamente lo stesso di quello nel modello di gas-grigio dove il coefficiente d'assorbimento per il *WSGGM* è:

$$a = \sum_{i=0}^I a_{\varepsilon,i} k_i p \quad (2.95)$$

che non dipende da s . Nel caso generale a è stimato come:

$$a = -\ln(1 - \varepsilon)/s \quad (2.96)$$

dove l'emittenza ε per il *WSGGM* è computata usando l'equazione (2.91), e a è computato come definito dall'equazione (2.96) e dipende da s , rispecchiando la natura non-grigia dell'assorbimento delle radiazioni termiche nei gas molecolari. L'equazione (2.95) è usata quando $s \leq 10^{-4}$ m e l'equazione (2.96) è usata per $s \geq 10^{-4}$ m. Si noti che per $s \approx 10^{-4}$, i valori di a previsti dalle equazioni (2.95) e (2.96) sono praticamente identici (poiché l'equazione (2.96) si riduce all'equazione (2.95) al limite di s tendente ad un valore molto piccolo).

Il software permette di specificare s come grandezza caratteristica di cella o come lunghezza media del fascio. Il modello basato sulla lunghezza media del fascio è adatto se si ha un mezzo quasi omogeneo e si è interessati maggiormente allo scambio radiativo fra pareti e zona racchiusa. Si può specificare la lunghezza media del fascio o farlo computare dal programma. Se si è principalmente interessati allo scambio di calore radiativo fra celle adiacenti (e.g. la distribuzione di radiazioni nelle vicinanze di un calorifero), che è molto comune per mezzi otticamente spessi, la dimensione caratteristica di cella risulta più adatta. Si noti che il valore di a previsto dal *WSGGM* basato sulla dimensione di cella caratteristica può essere dipendente dalla griglia, se s è piccolo. Tale dipendenza, comunque, non influenzerà necessariamente la distribuzione di temperatura prevista poiché l'energia radiativa è proporzionale a T^4 . L'approccio con dimensioni di celle caratteristiche può dare una migliore distribuzione di temperatura, mentre l'approccio con la lunghezza media del fascio può dare flussi più accurati ai contorni.

Quando $p_T \neq 1$ atm il *WSGGM*, come detto prima, assume che p_T -pressione totale (statica) del gas sia uguale a 1 atm. Nei casi in cui p_T sia diverso da uno (combustione ad alte temperature) vi sono delle regole per introdurre delle correzioni. Quando $p_T \leq 0.9$ atm o $p_T \geq 1.1$ atm i valori di k_i nelle equazioni (2.95) e (2.96) sono così riscritti:

$$k_i \rightarrow k_i p_T^m \quad (2.97)$$

dove m è un termine dimensionale, che dipende dalle pressioni parziali e dalle temperature T dei gas assorbenti, così come per p_T

2.3.3 Vantaggi e limiti del modello DO

Riassumendo, il modello *DO* abbraccia l'intero intervallo di spessori ottici (aL) e permette di risolvere problemi che spaziano da radiazioni tra superfici fino a problemi di irraggiamento presenti

nella combustione. Permette anche di ottenere la soluzione in un mezzo semi-trasparente. Il costo di calcolo è modesto per discretizzazioni angolari tipiche. Risolvere un problema con una fitta discretizzazione angolare può provocare un intenso lavoro del CPU.

L'implementazione è limitata o alle radiazioni grigie o a quelle non grigie usando un modello a banda grigia.

2.3.4 Modello radiativo del trasferimento discreto (DTRM)

La maggiore ipotesi del *DTRM* [12, 44] è che la radiazione uscente da un elemento di superficie in una certa ampiezza di angolo solido possa essere approssimata da un singolo raggio.

Il vantaggio del *DTRM* è triplice: si tratta di un modello relativamente semplice, si può aumentare la precisione incrementando il numero di raggi e si applica ad un vasto range di spessori ottici.

Presenta però le seguenti limitazioni:

- Il *DTRM* assume che tutte le superfici siano diffuse, ciò significa che la riflessione della radiazione incidente sulla superficie è isotropa rispetto all'angolo solido.
- Non sono inclusi gli effetti della dispersione
- L'implementazione assume radiazione grigia
- Risolvere un problema con un grosso numero di raggi è un grosso lavoro per il CPU.

L'equazione per lo scambio d'intensità radiativa del *DTRM*, dI , lungo un percorso ds può essere scritta come:

$$\frac{dI}{ds} + aI = \frac{a\sigma T^4}{\pi} \quad (2.98)$$

dove:

a = coefficiente d'assorbimento del gas

I = intensità

T = temperatura locale del gas

σ = costante di Stefan-Boltzmann ($5.672 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$)

Si assume che l'indice di rifrazione sia unitario. Il *DTRM* integra l'equazione (2.98) lungo una serie di raggi emanati dalle pareti a contorno.

Se a è costante lungo il raggio, allora $I(s)$ si può stimare come:

$$I(s) = \frac{\sigma T^4}{\pi} (1 - \exp[-as]) + I_0 \exp[-as] \quad (2.99)$$

dove I_0 è determinata dalle condizioni a contorno. La sorgente di energia nel fluido dovuta all'irraggiamento è computata sommando la variazione dell'intensità lungo il percorso di ciascun raggio tracciato attraverso il volume di controllo del fluido.

La tecnica di tracciare i raggi usata nel *DTRM* può fornire una previsione del trasferimento di calore radiativo tra superfici senza il calcolo esplicito del fattore di vista. L'accuratezza del modello è limitata principalmente dal numero di raggi tracciati e dalla griglia computazionale.

2.3.5 Modello radiativo P-1

Il modello radiativo *P-1* [16, 44] è il caso più semplice del modello più generale *P-N*, che è basato sull'espansione dell'intensità delle radiazioni in una serie ortogonale di armoniche sferiche. Il modello *P-1* ha molti vantaggi in più del modello *DTRM*. Per il modello *P-1*, l'RTE (equazione 2.84) è un'equazione di diffusione, che è semplice da risolvere con una piccola richiesta del CPU. Il modello include gli effetti della dispersione. Per applicazioni sulla combustione, dove gli spessori ottici sono grossi, il modello *P-1* lavora ragionevolmente bene. Inoltre tale modello può facilmente essere applicato a geometrie complicate. Quando si usa il modello *P-1* si deve porre attenzione ai seguenti limiti:

- Come per il modello *DTRM* anche il modello *P-I* assume che tutte le superfici siano diffuse. L'implementazione assume la radiazione grigia.
- Ci può essere una perdita di precisione in dipendenza della complessità della geometria se lo spessore ottico è piccolo.
- Il modello *P-I* tende a sopravvalutare i flussi radiativi provenienti da sorgenti o pozzi di calore localizzati.

Come già detto, tale modello è basato sull'espansione dell'intensità delle radiazioni I in una serie ortogonale di armoniche sferiche. Se si conservano solo i primi quattro termini della serie, si ottiene la seguente equazione per il flusso radiativo q_r :

$$q_r = -\frac{1}{3(a + \sigma_s) - C\sigma_s} \cdot \nabla G \quad (2.100)$$

dove a è il coefficiente d'assorbimento, σ_s è il coefficiente di dispersione, G è la radiazione incidente e C è il coefficiente della funzione di fase lineare anisotropa.

Dopo l'introduzione del parametro:

$$\Gamma = \frac{1}{(3(a + \sigma_s) - C\sigma_s)} \quad (2.101)$$

l'equazione (2.100) si riduce a:

$$q_r = -\Gamma \cdot \nabla G \quad (2.102)$$

l'equazione di trasporto per G è:

$$\nabla(\Gamma \cdot \nabla G) - aG + 4a\sigma T^4 = 0 \quad (2.103)$$

dove σ è la costante di Stefan-Boltzmann. Combinando le equazioni (2.103) e (2.102) si ottiene la seguente equazione:

$$-\nabla q_r = aG - 4a\sigma T^4 \quad (2.104)$$

L'espressione di $-\nabla q_r$ può essere direttamente sostituita nell'equazione dell'energia per tenere conto delle sorgenti (o pozzi) di calore dovuti alle radiazioni.

2.3.6 Modello radiativo Rosseland

L'approssimazione Rosseland [46] o di diffusione per la radiazione è valida quando il mezzo è otticamente spesso ($(a + \sigma_s) \cdot L$ molto maggiore di 1), ed è raccomandato per l'utilizzo in quei problemi in cui lo spessore ottico è maggiore di 3. Esso si può derivare dalle equazioni del modello $P-I$, con alcune approssimazioni.

Il modello Rosseland ha due vantaggi in più del modello $P-I$. Poiché esso non risolve un'equazione di trasporto extra per la radiazione incidente (come fa il modello $P-I$), il modello Rosseland è più veloce del modello $P-I$ e richiede meno memoria.

Come per il modello $P-I$, il flusso di calore radiativo in un mezzo grigio può essere approssimato dall'equazione (2.102):

$$q_r = -\Gamma \cdot \nabla G \quad (2.105)$$

dove Γ è data dall'equazione (2.101). Il modello radiativo Rosseland differisce dal modello $P-I$ nel fatto che tale modello assume che l'intensità sia l'intensità del corpo nero alla temperatura del gas.

(Il modello $P-I$ in realtà calcola le equazioni di trasporto per G). Così $G = 4\sigma T^4$. Sostituendo questo valore di G nell'equazione (2.105) si ottiene:

$$q_r = -16\sigma\Gamma T^3 \nabla T \quad (2.106)$$

Poiché il flusso di calore radiativo ha la stessa forma della legge della conduzione di Fourier, è possibile scrivere:

$$q = q_c + q_r \quad (2.107)$$

$$q = -(k + k_r) \cdot \nabla T \quad (2.108)$$

$$k_r = 16\sigma\Gamma T^3 \quad (2.109)$$

dove k è la conducibilità termica e k_r è la conducibilità radiativa. La relazione (2.107) è usata nell'equazione dell'energia per determinare il campo di temperatura.

2.3.7 Scelta del modello radiativo

Per alcune problematiche un modello radiativo può essere più adatto di altri. Quando si sceglie che modello radiativo usare, si considerano i seguenti parametri:

- Spessore ottico: lo spessore ottico aL è un buon indicatore per la scelta del modello da usare. L è una lunghezza caratteristica all'interno del dominio. Per una camera di combustione, per esempio, L rappresenta il diametro di questa. Se aL è molto maggiore di 1 i modelli da scegliere sono o il $P-I$ o il modello Rosseland. Il modello $P-I$ è tipicamente usato per spessori ottici maggiori di 1. Per spessori ottici maggiori di 3 il modello di Rosseland è più

economico e più efficiente. I modelli *DTRM* e *DO* si utilizzano in ogni intervallo di spessori ottici, ma sono sostanzialmente più costosi. Per problemi con spessori ottici aL minori di 1 solo i modelli *DTRM* e *DO* sono adatti.

- Dispersione ed emittanza: i modelli *P-I*, Rosseland e *DO* tengono conto della dispersione, mentre il *DTRM* la trascura. Inoltre, dal momento che il modello Rosseland usa come condizione una striscia di temperature sulle pareti, esso è insensibile all'emittanza delle stesse.
- Effetti del particolato: solo i modelli *P-I* e *DO* tengono conto dello scambio radiativo fra gas e particolato.
- Mezzo semitrasparente e contorni speculari: il modello *DO* permette di trattare la riflessione speculare e il calcolo dell'irraggiamento in un mezzo semitrasparente come il vetro.
- Radiazioni non grigie: solo il modello *DO* permette di trattare radiazioni non grigie usando un modello a banda grigia.
- Sorgenti di calore localizzate: nei problemi con sorgenti di calore localizzate, il modello *P-I* può sopravvalutare i flussi radiativi. Il modello *DO* è probabilmente il più adatto per valutare le radiazioni in questo caso, sebbene anche il modello *DTRM*, con un sufficientemente numero di raggi, sia accettabile.

CAPITOLO 3

STABILIZZAZIONE DELLA

FIAMMA

3.1 Stabilizzazione con sistemi swirlanti

Per swirlatore si intende un sistema capace di conferire al getto coassiale di aria una componente tangenziale di velocità [5]. Con questo accorgimento si genera all'uscita del bruciatore un forte vortice di forma toroidale. L'interazione tra vortice e jet centrale è responsabile di una maggiore stabilità della fiamma, che può attribuirsi a diversi fattori:

- 1) L'aggiunta dello swirl induce un aumento della velocità di combustione alla base della fiamma sollevata a causa dell'incremento delle fluttuazioni nelle velocità locali di un fattore tre e l'azione del flusso vorticoso crea larghe zone di premiscelazione.
- 2) Il vortice funziona da sorgente di calore in quanto spinge i prodotti caldi della combustione a mescolarsi con i reagenti parzialmente premiscelati. Ne deriva pertanto un aumento del tempo di residenza, durante il quale combustibile, aria e prodotti possono coesistere: ciò rappresenta un importante fattore di stabilità. Si può però anche osservare come un eccessivo swirl diventi un fattore destabilizzante a causa dell'eccessivo richiamo di aria fredda dall'esterno.
- 3) Lo swirl crea dei punti di ristagno alle estremità a monte e a valle del vortice, funzionanti da punti d'attacco per la fiamma.

Riportiamo di seguito gli esperimenti condotti da Feikema, Chen e Driscoll [22] riguardanti l'effetto dello swirl. L'apparato sperimentale è ben visibile in figura 3.1. Tre differenti diametri (d_F) per il bruciatore sono stati provati 0,48 0,22 0,34 cm, con tre differenti combustibili: metano, una miscela con 67% di metano e 33% di idrogeno in volume ed una miscela con 45% di metano e 55% di idrogeno. Il rapporto d_F/d_A viene mantenuto costante. Il numero di swirl S viene definito come:

$$S = \frac{\int_{d_{F,0}/2}^{d_A/2} (\rho r u_\theta u_z) \cdot 2\pi r dr}{\int_{d_{F,0}/2}^{d_A/2} \rho \cdot (u_z^2 - u_\theta^2 / 2) \cdot 2\pi r dr \cdot d_A / 2}$$

Con z si è indicata la direzione assiale e con ϑ la direzione tangenziale. Si sono riscontrate tre tipi di fiamme: sollevata, tipo jet e corta. Il primo tipo si presenta blu alla base e ciò indica una buona miscelazione, con una altezza di sollevamento costante e indipendente dalla velocità del combustibile e si stabilizza subito a valle della zona di ricircolazione.

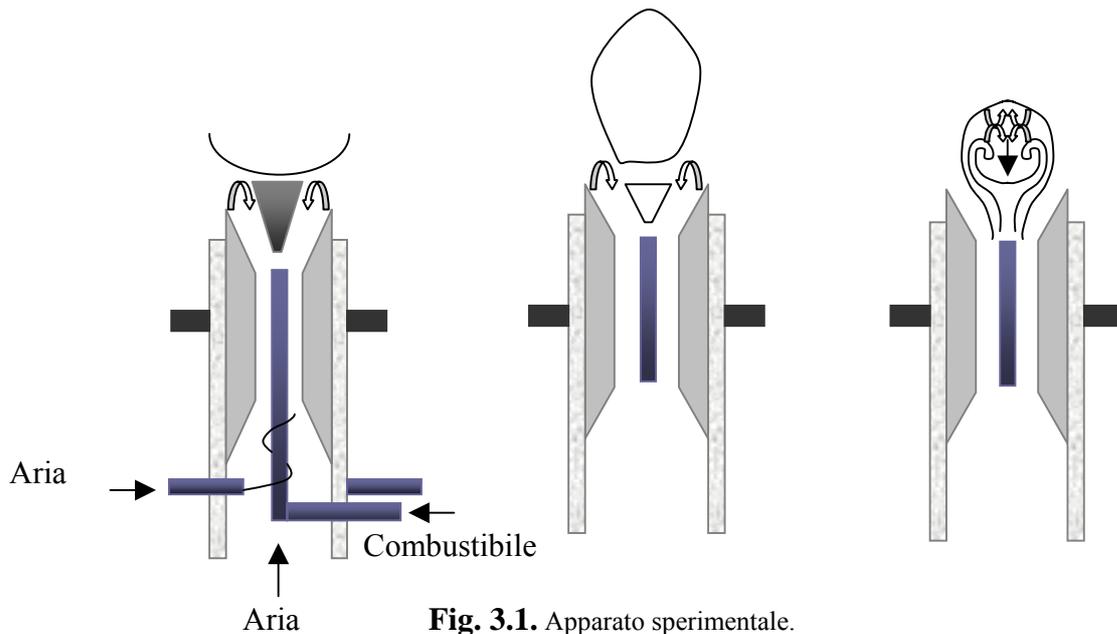


Fig. 3.1. Apparato sperimentale.

Il secondo tipo di fiamma si spegne prima che si possa raggiungere un apprezzabile sollevamento quando la velocità del jet supera un certo valore. Il terzo tipo di fiamma presenta una forte ricircolazione, appare sempre di colore blu e si spegne solo se la velocità del jet viene ridotta troppo. I limiti di spegnimento, per la dimensione intermedia del bruciatore, sono visibili in figura 3.2. La regione di stabilità assume la forma di una penisola, crescente con S in dimensioni, indicando che il blowout si raggiunge sia aumentando la velocità del jet al disopra di valori critici, che riducendola al disotto di determinati valori. Tutte le curve intersecano l'asse verticale ad $U_F=61,7\text{m/s}$, valore di spegnimento relativo al caso di assenza del getto d'aria. Si vede chiaramente come esista una velocità massima per l'aria, oltre la quale si perde la stabilità e come questa aumenti con S . Per $S=0$ l'azione dell'aria ha un effetto destabilizzante, infatti la massima velocità del combustibile sostenibile scende a 40 m/s . Comunque fiamme caratterizzate da S piccoli hanno

una stabilità inferiore rispetto a quelle in aria ferma, in quanto l'effetto destabilizzante del flusso d'aria, prevale su quello stabilizzante dello swirl. Notiamo come invece, un S sufficiente, determini un incremento di U_F sostenibile di circa cinque volte, passando da 61,7 m/s a 298 m/s. Tutto ciò rende possibile ottenere un aumento della potenza termica senza aumentare il diametro del tubo del jet.

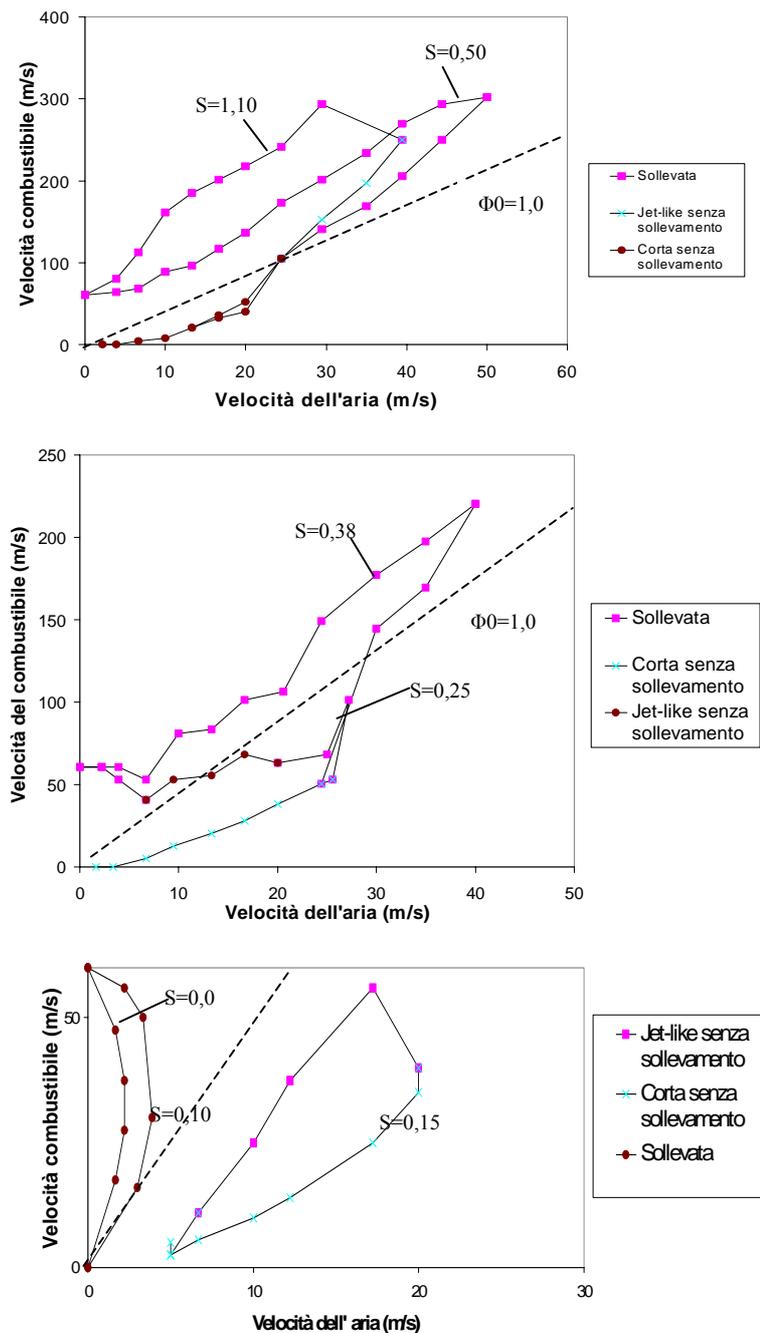


Fig. 3.2. Limiti di spegnimento $dA=2,22$ cm, $dF=0,34$ cm, metano.

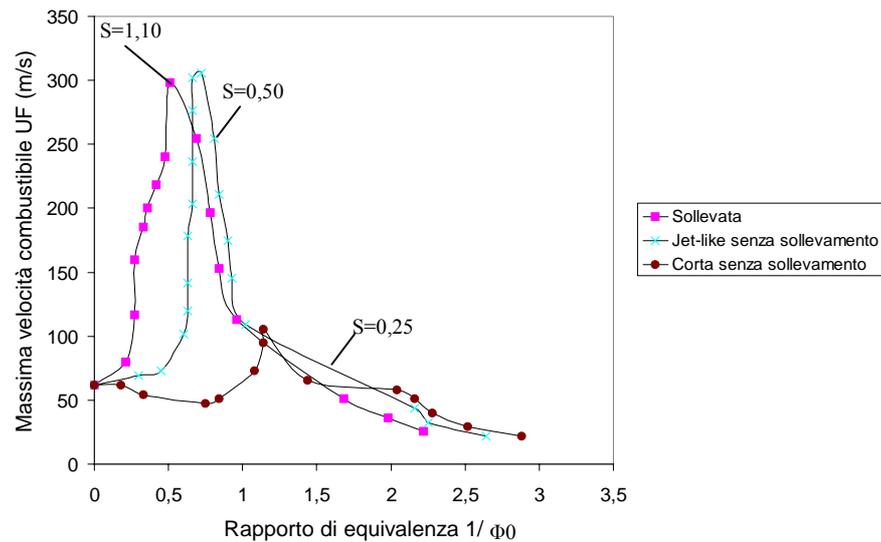


Fig. 3.3. Limiti di spegnimento.

La figura 3.3 riporta in altro modo il limite di spegnimento della fiamma in funzione di $1/\Phi_0$ ($\Phi_0 = \text{aria}/\text{comb.}/(\text{aria}/\text{comb.})_{st}$). Per miscele ricche e S alti esiste un valore di $1/\Phi_0$ per cui U_F è massima. Tale valore si aggira intorno a 0,5. Per miscele povere il miglior valore di $1/\Phi_0$ si attesta intorno a 2. La spiegazione può essere trovata nel fatto che per miscele ricche la fiamma trae beneficio dal forte mescolamento prodotto dallo swirl, mentre per miscele povere la fiamma si estingue a causa di un'eccessiva rapidità di miscelazione. L'influenza del diametro del bruciatore sulla stabilità della fiamma si può osservare confrontando le figure 3.2, 3.4, 3.5.

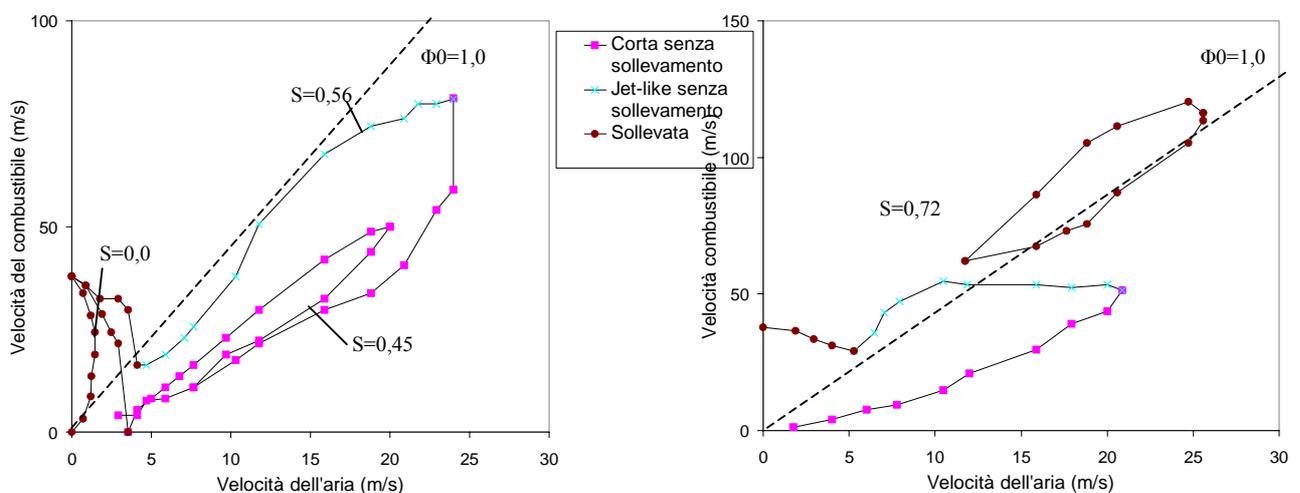


Fig. 3.4. Limiti di spegnimento $dA=1,44$ cm, $dF=0,22$ cm, metano.

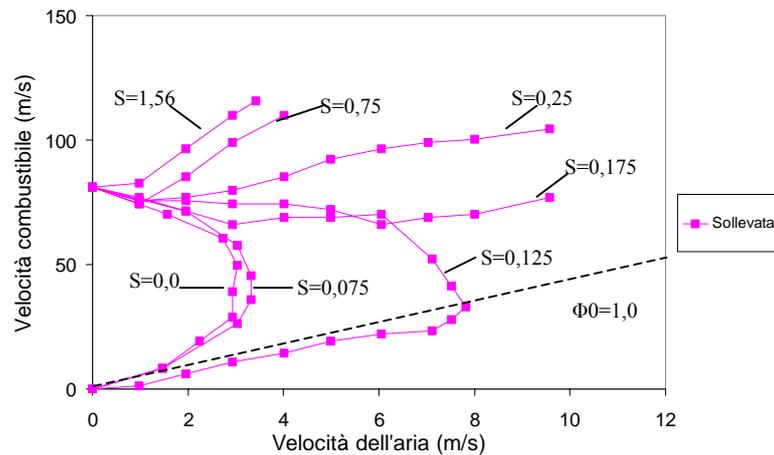


Fig. 3.5. Limiti di spegnimento $dA=3,14$ cm $dF=0,48$ cm, metano.

La velocità di spegnimento per un bruciatore senza flusso coassiale di aria, cresce all'aumentare del diametro. L'aggiunta di idrogeno ha un effetto positivo, visto che U_F massima cresce all'aumentare della quantità di idrogeno. Tutte le fiamme caratterizzate da $S=0$, sono stabili solo per miscele ricche, mentre le sole fiamme di miscele povere stabili sono caratterizzate da $S \neq 0$. Sappiamo che la presenza dello swirl provoca una riduzione di velocità lungo l'asse (U_j velocità sull'asse centrale in assenza di swirl):

$$U_{cl}(z) = U_j(z) - U_v(z) \quad (3.1)$$

$U_v(z)$ rappresenta la velocità indotta dalla vorticità associata allo swirl (figura 3.6). Assumendo che:

$$U_v \sim U_{RZ} b / 2\pi z \quad U_{RZ} \sim U_\theta \cdot U_{\theta,c} \quad U_\theta = U_A S \quad (3.2)$$

$U_{\theta,c}$ è la velocità angolare critica richiesta per creare una zona di ricircolazione, il cui raggio b è proporzionale a d_A . Utilizzando la teoria di Broadwell relativa alla condizione di blowout si ottiene:

$$(U_{cl} / \delta) \cdot (S_l^2 / \alpha_s) = Da_B^{-1} \quad (3.3)$$

Essendo:

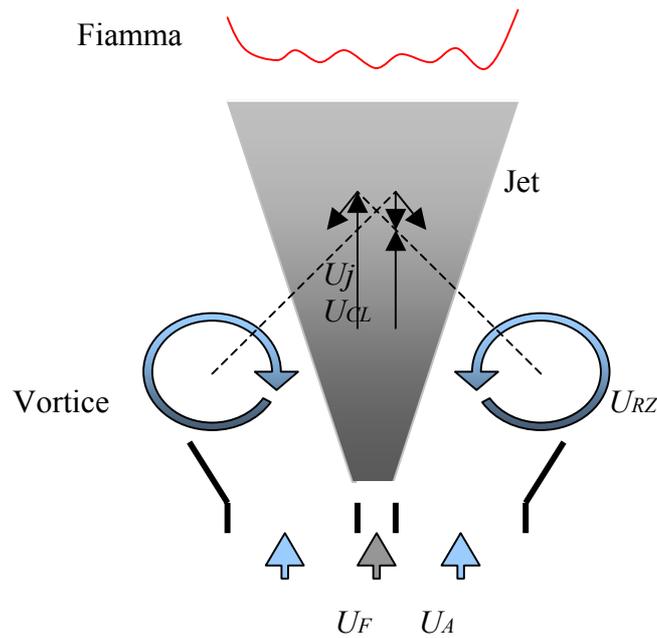


Fig. 3.6. Interazione jet-vortice.

$$U_j \propto U_F (d_F / z) (\rho_F / \rho_A)^{1/2} \quad (3.4)$$

$$\delta \propto z$$

$$Da_B^{-1} = \frac{(1 + \psi)^2}{4,8} \left(\frac{\rho_F}{\rho_A} \right)^{1/2} \frac{\alpha_F}{\alpha_S} \quad (3.5)$$

δ è il diametro locale del jet, ψ è il rapporto stechiometrico aria-combustibile, α_F è la diffusività termica del combustibile, α_S quella della miscela stechiometrica alla temperatura di fiamma, c_1 è una costante pari a circa 1,5, S_l è la velocità di combustione laminare. Sostituendo nella (3.3) le relazioni precedenti:

$$\frac{U_F / d_F}{S_l^2 / \alpha_F} Da_B = 1 + \frac{(U_A S - U_{g,C}) / d_A}{S_l^2 / \alpha_F} Da_B c_1 (d_A / d_F)^2 \quad (3.6)$$

Confrontando la relazione (3.6) presentata con i dati sperimentali in fig. 3.7 e 3.8 si vede come esista un buon accordo e come la presenza dello swirl abbia un effetto stabilizzante.

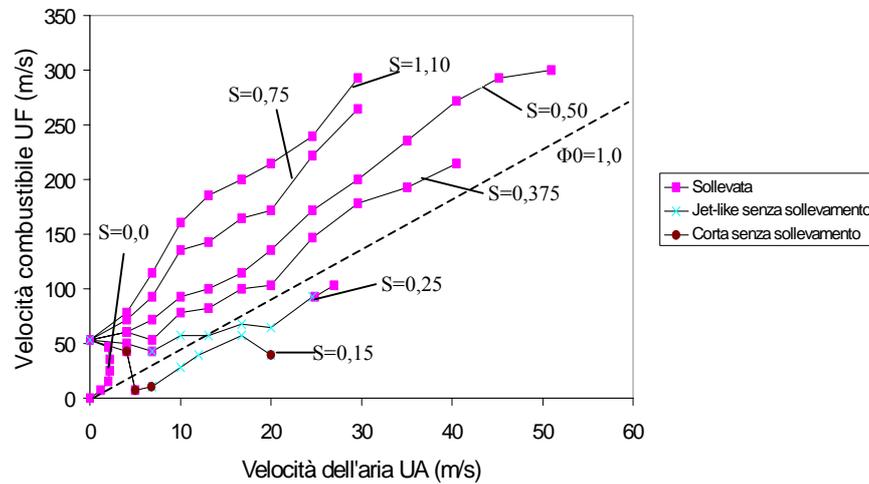


Fig. 3.7. Limiti di spegnimento $dA=2,22$ cm, $dF=0,34$ cm, metano.

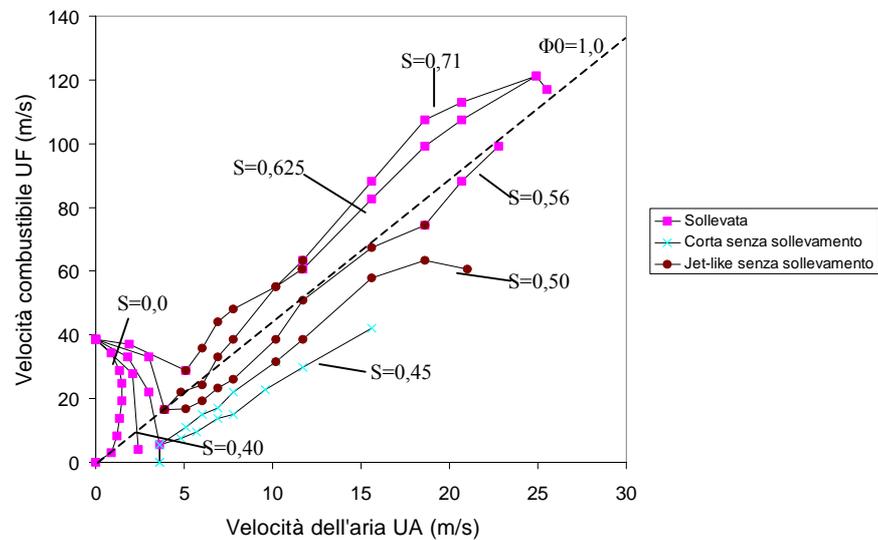


Fig. 3.8. Limiti di spegnimento $dA=1,44$ cm, $dF=0,22$ cm, metano.

Al fine di valutare l'effetto del numero di swirl sulla stabilità di fiamme diffuse sollevate, citiamo anche gli studi di M. S. Cha, D. S. Lee e S. H. Chung [13]. Gli esperimenti sono condotti con un debole swirl in modo da ottenere un legame tra non-swirl e forte swirl. Tale effetto viene generato dalla rotazione dell'ugello. Il combustibile impiegato è propano. Dagli esperimenti effettuati risulta

che l'altezza di sollevamento H_L diminuisce all'aumentare della velocità di rotazione N , per un fissata velocità del jet U_o (fig. 3.9). H_L cresce quasi linearmente con U_o . Lo spegnimento avviene per H_L decrescenti per N crescenti. La figura 3.10 diagramma l'andamento di H_L in funzione di N con U_o fissato. La relazione è pressoché lineare.

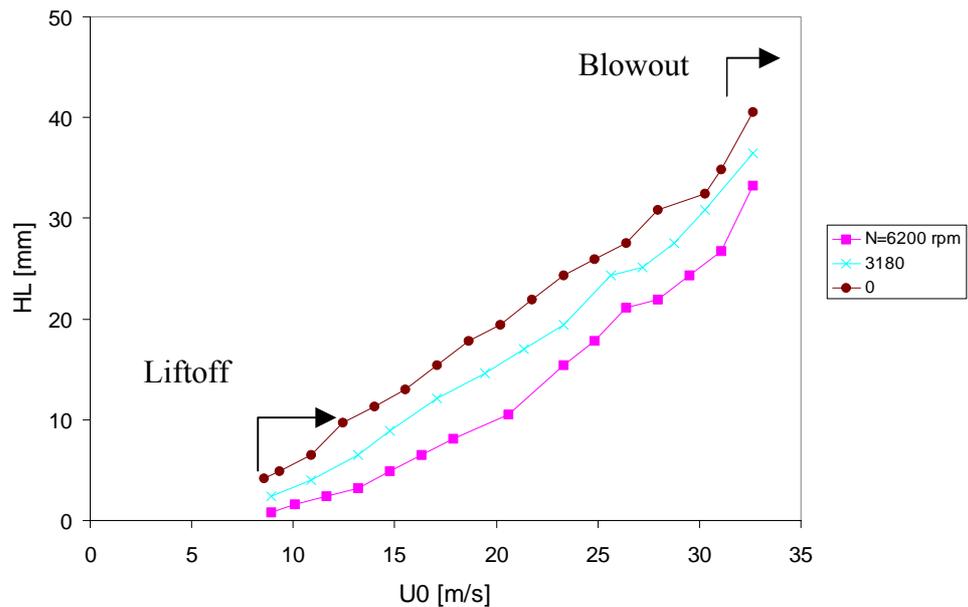


Fig. 3.9. Altezza di sollevamento $d=1,09$ mm.

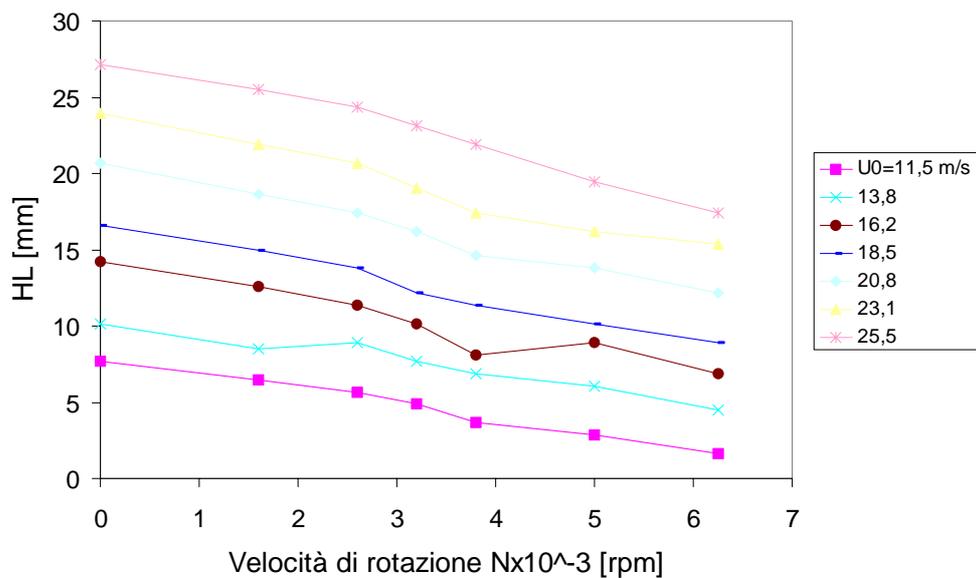
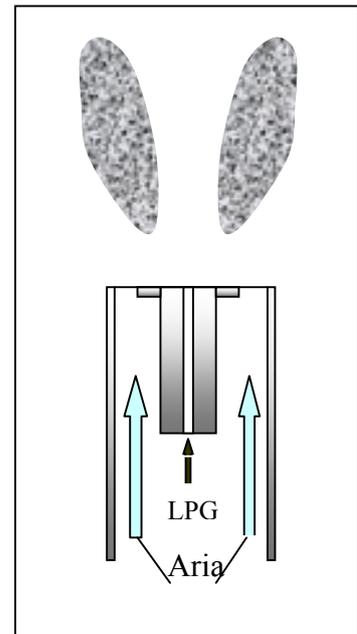


Fig. 3.10. Altezza di sollevamento $d=1,09$ mm.

3.2 Stabilizzazione con bluff-body

Il bluff-body è un sistema di stabilizzazione per bruciatori con getto di aria concentrico a quello di combustibile. E' desiderabile che il getto di aria penetri all'interno del getto di combustibile formando una regione di ricircolo a bassa velocità nella scia del bluff-body. In questo modo una fiamma stabile viene a formarsi all'uscita del bruciatore, agendo da pilota: la zona di ricircolazione calda fornisce una sorgente di ignizione continua, ritardando l'estinzione locale e rallentando il flusso, nel caso di forti velocità del jet. La configurazione del sistema sperimentale di cui riportiamo i risultati [15] è rappresentata in fig. 3.11.

Il diametro del disco D_b varia fra 30 35 40 e 45 mm, mentre il diametro esterno D_a è tenuto costante a 55,1 mm. Il combustibile utilizzato è composto da 53,81 % di propano e 34,49 % di butano. In fig. 3.12 si riporta l'andamento della componente assiale della velocità media e fluttuante dell'aria in corrispondenza dell'uscita: l'alta intensità di turbolenza alle estremità è probabilmente dovuta alle oscillazioni delle velocità, associate alla separazione del flusso allo spigolo del disco. A seconda delle velocità del combustibile U_f e dell'aria U_a , sono possibili diverse configurazioni di fiamma (fig. 3.13). La stabilità di fiamma



non è un fenomeno critico per velocità del combustibile relativamente basse (<10 m/s) e questo implica che il tempo caratteristico del flusso è molto più alto di quello chimico o, equivalentemente, che il numero di Damköhler è grande. Il comportamento della fiamma è principalmente controllato dal campo fluidodinamico in particolare dal rapporto $\gamma = (U_a - U_{a,0}) / U_f$, dove $U_{a,0}$ è la velocità determinata dall'intersezione delle linee confine tra i regimi II e III con l'asse delle ordinate. Fisicamente rappresenta il limite al disotto del quale il getto di aria è troppo debole per modificare il getto centrale, causando la mancanza di una zona chiusa di ricircolazione. Il regime I (recirculation

zone flame) si ottiene quando la velocità del combustibile è troppo bassa per consentirgli di oltrepassare la zona di ricircolazione creata dall'aria, che lo trascina verso il bluff-body. Quando il combustibile possiede una quantità di moto più grande di quella dell'aria, riesce a superare la zona vorticoso, trasportando con se una parte dell'aria e dando luogo al regime III (jet-like flame).

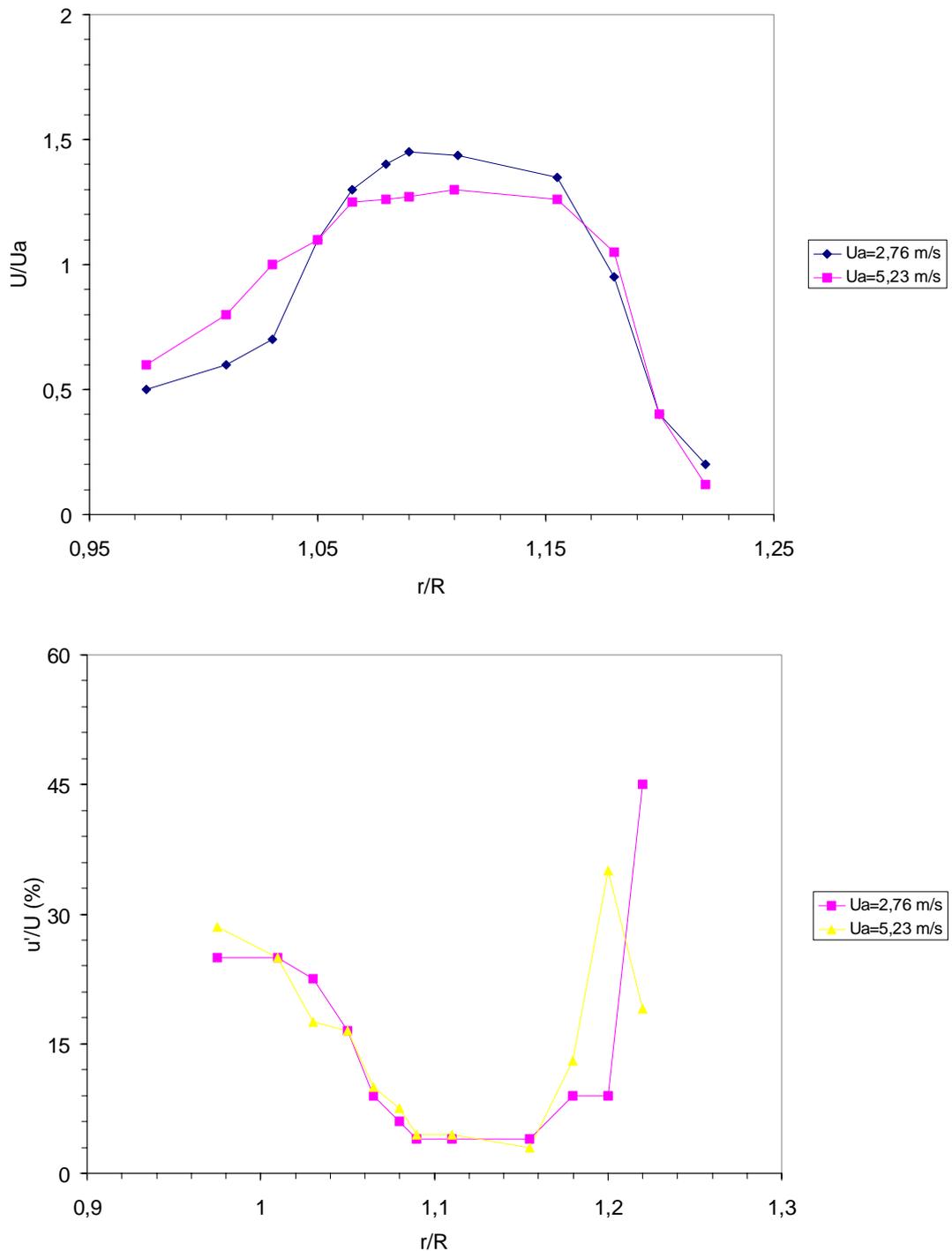


Fig. 3.12. Componenti medie e fluttuanti di velocità $Db=45$ mm.

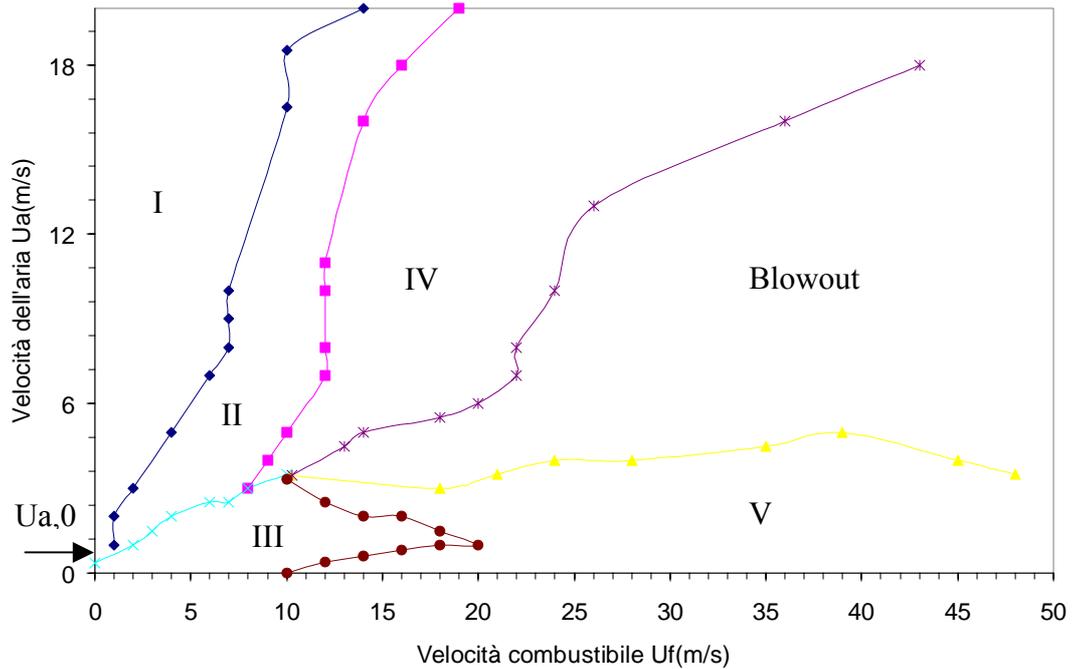


Fig. 3.13. Tipi di fiamma.

Il campo di moto adiacente al bluff-body è dominato dai vortici d'aria e una insufficiente quantità di combustibile rimane catturata per poter raggiungere il limite di infiammabilità. Se le due quantità di moto sono comparabili la combustione avviene sia nella zona di ricircolazione e sia a valle, con un collo intermedio blu (regime II central-jet dominated flame). E' possibile definire due valori, quasi costanti, di γ , che individuano il confine tra i regimi I e II (γ_u -limit), e tra i regimi II e III (γ_l -limit). La dipendenza di entrambi da D_b/D_a è mostrata in figura 3.14.

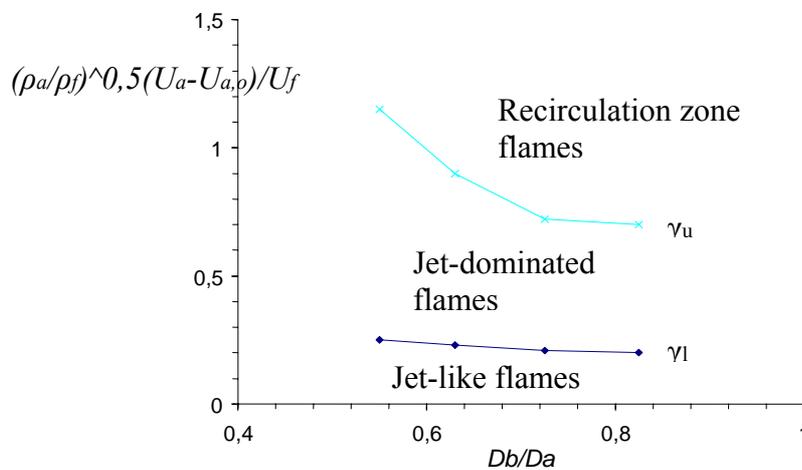


Fig. 3.14. Limiti tra i regimi I-II e II-III.

L'importanza di γ come parametro fluidodinamico, può essere capita se si considera che la zona di ricircolazione è dominata dal trasporto turbolento. I valori di γ_u aumentano velocemente al diminuire di D_b : ciò è attribuibile al fatto che la ricircolazione diminuisce in dimensioni al crescere di D_b , in modo che valori piccoli di U_f sono sufficienti a consentire al jet centrale di superarla. I valori di γ_l decrescono lentamente all'aumentare di D_b : ciò significa che la capacità del jet di avanzare è più o meno bilanciata dall'aumento del flusso d'aria. Comunque, quando si utilizza un disco di grosse dimensioni, è sufficiente una piccola velocità dell'aria a catturare la combustione all'interno del vortice e la stabilità è migliorata. I regimi II e III possono divenire instabili quando la velocità del combustibile eccede certi valori. In particolare la fiamma relativa al III si solleva immediatamente e si stabilizza a valle della zona di ricircolazione. Per ciò che riguarda la fiamma relativa al regime II, si verifica uno spegnimento temporaneo del collo blu intermedio, con transizione al regime IV (partially quenched flame). Entrambe le fiamme IV e V possono spegnersi se la velocità del combustibile viene incrementata ulteriormente. L'isteresi può essere osservata solo nel caso di fiamma sollevata, con la riduzione della velocità del combustibile a valori però più bassi di quelli di lift-off, per una velocità costante dell'aria, fino ad avere il riattacco al bruciatore. Per velocità più alte di 1,7 m/s la fiamma sollevata non si riattacca ma si spegne direttamente. Analizziamo la transizione III–V. Come evidenzia la figura 3.13, la velocità di passaggio U_f presenta un valore massimo 21 m/s, per $U_a = 1,3$ m/s. Per U_a diversi da 1,3 m/s, la velocità di transizione diminuisce. E' stato trovato che il sollevamento inizia attraverso una locale estinzione della fiamma nei punti in cui l'estremità della zona di ricircolazione si mescola con il jet centrale, continua con un suo accrescimento e spegnimento della parte rimasta attaccata, per l'intenso mescolamento turbolento. Fondamentale nel fenomeno è la forte interazione tra il flusso vorticoso d'aria entrante e il jet di combustibile, come risulta pure dai valori massimi delle fluttuazioni di velocità (fig. 3.15). Una volta che si è avuta la locale estinzione, a seguito della forte turbolenza, è più difficile che si ricrei una zona di reazione continua, piuttosto che il sollevamento della base. La

figura 3.16 dà conto dell'andamento dell'altezza di sollevamento con U_f : come si vede per un jet puro l'andamento è quasi lineare.

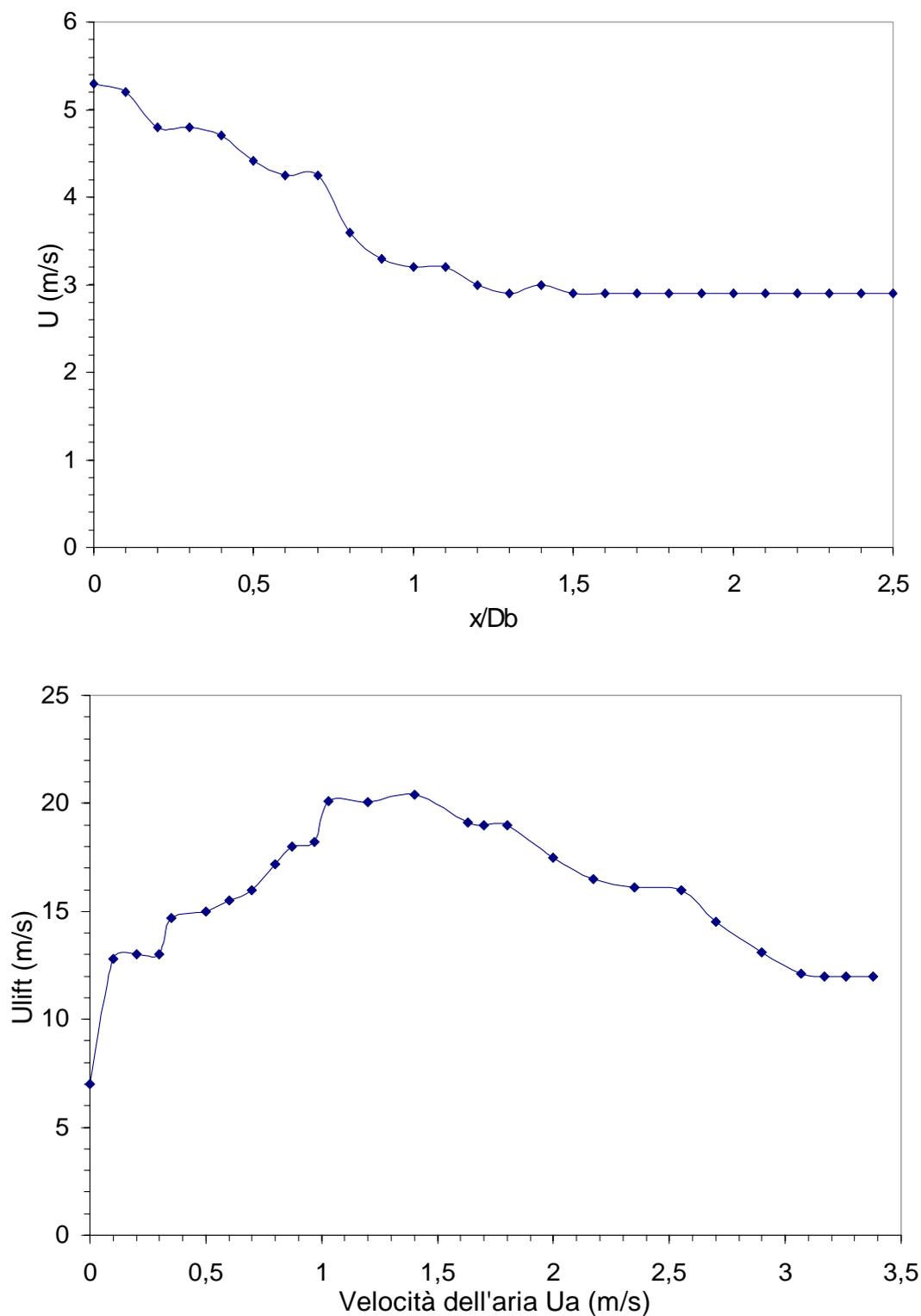


Fig. 3.15. $U_a=1,37$ m/s $U_f=4,1$ m/s $Db=35$ mm Jet-like flame.

La larghezza della zona di ricircolazione adimensionalizzata L_r/D_b , in assenza di combustibile, cresce con U_a fino ad un massimo (in corrispondenza di $U_{a,c}$). Un comportamento analogo si ha in presenza del jet centrale. Per $U_a > U_{a,c}$, le dimensioni della ricircolazione diminuiscono debolmente, fino a mantenersi costanti e l'estinzione avviene nella stessa posizione: aumentando ancora la velocità dell'aria diminuisce la velocità massima per il combustibile sostenibile dalla fiamma. Si registra una certa insensibilità di L_r/D_b con U_f , in quanto il fronte di fiamma ostacola il trasferimento della quantità di moto tra aria e combustibile. L'altezza della base subito dopo la transizione, H_c , è legata ad L_r . Al crescere di U_a , H_c aumenta indipendentemente da U_f (fig. 3.17). Questo suggerisce che la stabilità di una fiamma sollevata è più influenzata dal flusso d'aria che da quello di combustibile.

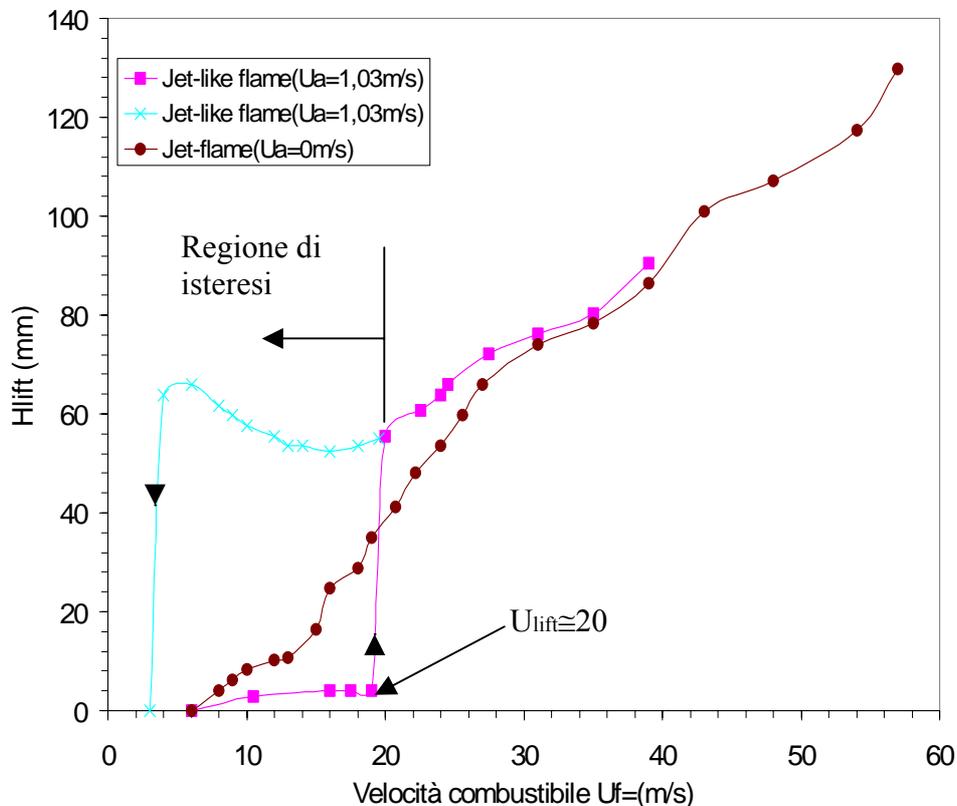


Fig. 3.16. Altezza di sollevamento $D_b=45$ mm.

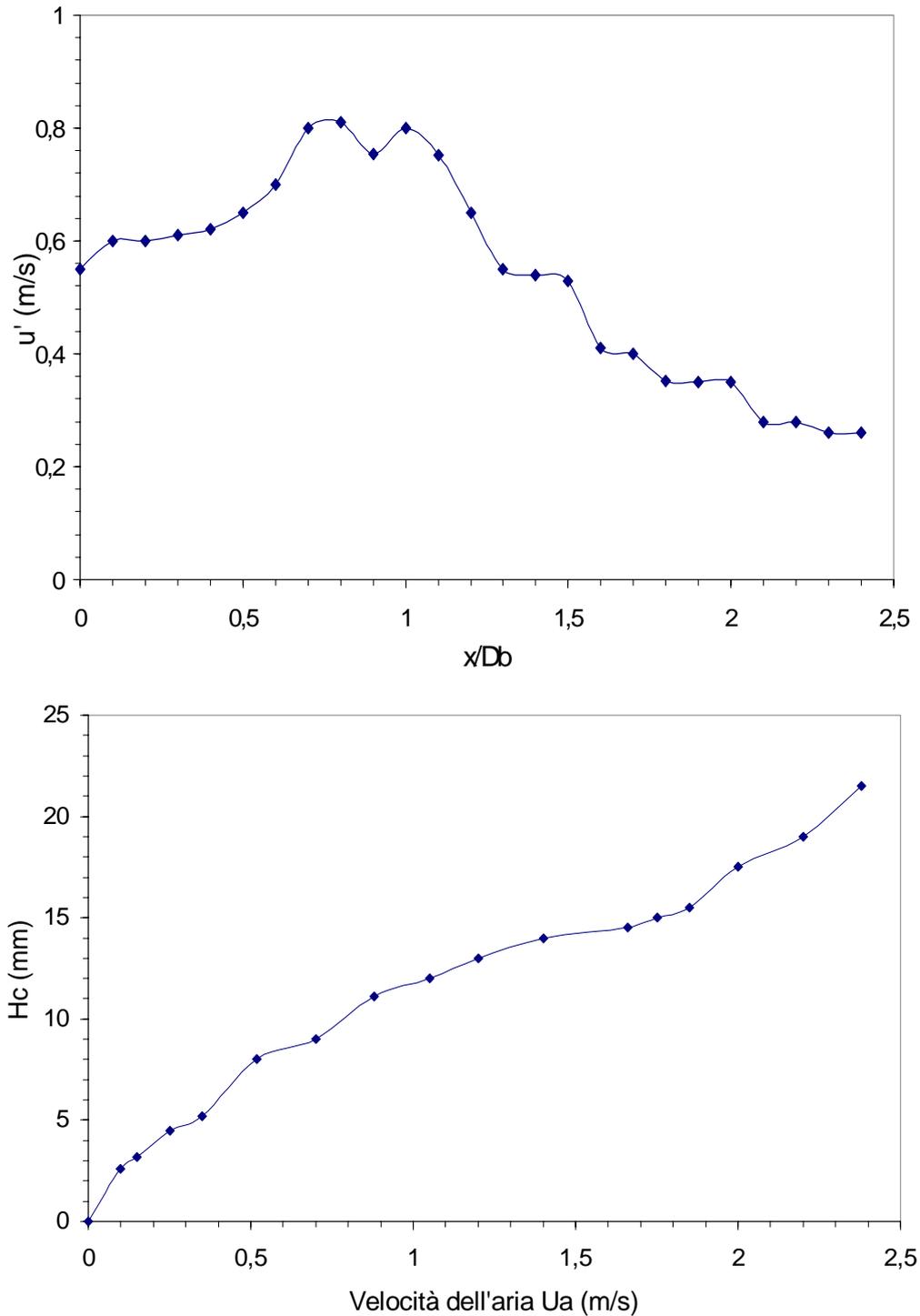


Fig. 3.17. Altezza della base dopo la transizione $Db=45$ mm.

La stabilità della fiamma jet-like è governata dall'estinzione locale nei punti in cui lo strato esterno del vortice d'aria incontra il fronte di fiamma. Come detto, la condizione operativa ottimale si ha in corrispondenza della massima estensione della ricircolazione. Per le jet-dominated flames lo spegnimento locale del collo blu può essere ritardato dalla presenza di combustione nella zona di

ricircolazione, che serve da sorgente di ignizione: ciò si ottiene aumentando l'ostruzione del disco.

La stabilità è così migliorata.

CAPITOLO 4

OTTIMIZZAZIONE

FLUIDODINAMICA DEL

DIVERGENTE

4.1 Introduzione al problema

Al fine di ottenere una combustione efficiente è necessario che la corrente di gas esausti investa i bruciatori in maniera che il profilo di velocità sia il più uniforme possibile lungo la sezione dell'intero condotto [4]. Solo così i bruciatori della griglia si trovano ad operare tutti nelle stesse condizioni ed il flusso, con le sue caratteristiche di uniformità, determina a valle di essi condizioni ottimali per la combustione, con la formazione di vortici di ricircolo simmetrici rispetto all'asse dei bruciatori. Per raggiungere lo scopo vengono inseriti all'interno del condotto divergente sistemi quali piatti forati o guide a vani.

Il nostro lavoro è consistito nel valutare numericamente gli effetti dell'inserimento all'imbocco del condotto di deviatori di flusso, di numero e dimensioni variabili. Sono state prese in esame le due geometrie per il divergente riportate nelle figure 4.1 e 4.2.

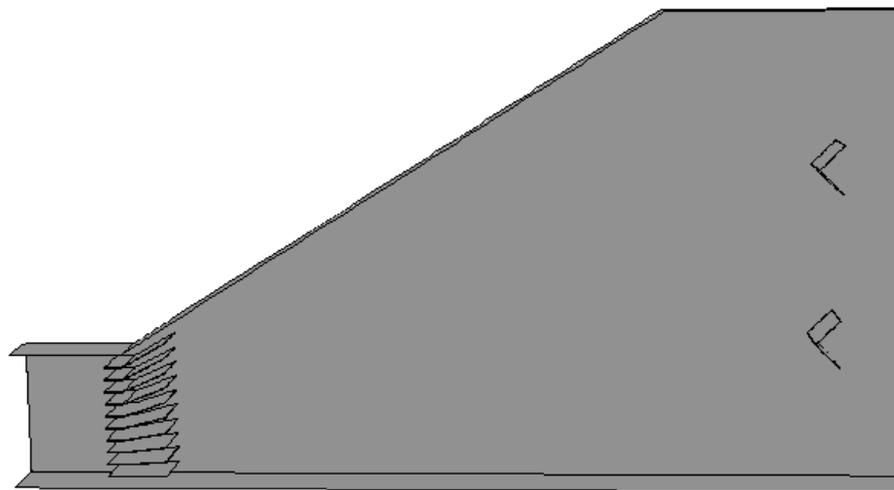


Fig. 4.1. Divergente A.

Le caratteristiche dimensionali sono riportate in tabella 4.1.

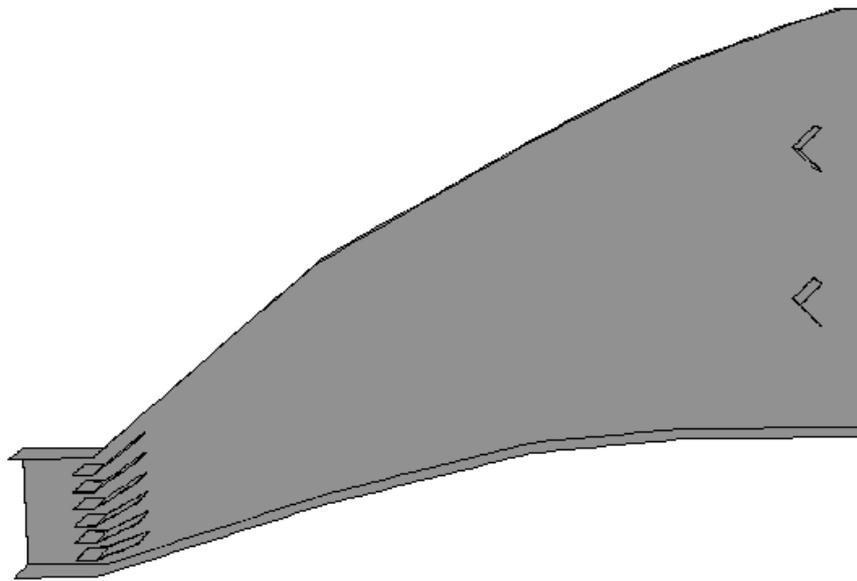


Fig. 4.2. Divergente B.

Tab. 4.1

Geometria	Sezione iniziale (m²)	Sezione finale (m²)	Lunghezza a (m)
A1	1x1	1x4	5.5
A2	1x1	1x4	6.5
B1	1x1	1x4	6.5

4.2 Impostazione delle simulazioni

Le simulazioni sono state condotte in regime transitorio fino ad ottenere la stabilità del fenomeno, su geometrie tridimensionali. Si è utilizzata una griglia di calcolo strutturata, infittita intorno ai deviatori e alle pareti, dove ci si aspettano i gradienti più forti, con un totale di circa 300000 celle.

Essendo il problema simmetrico rispetto al piano longitudinale passante per la mezzeria, si è limitato lo studio solo a metà condotto.

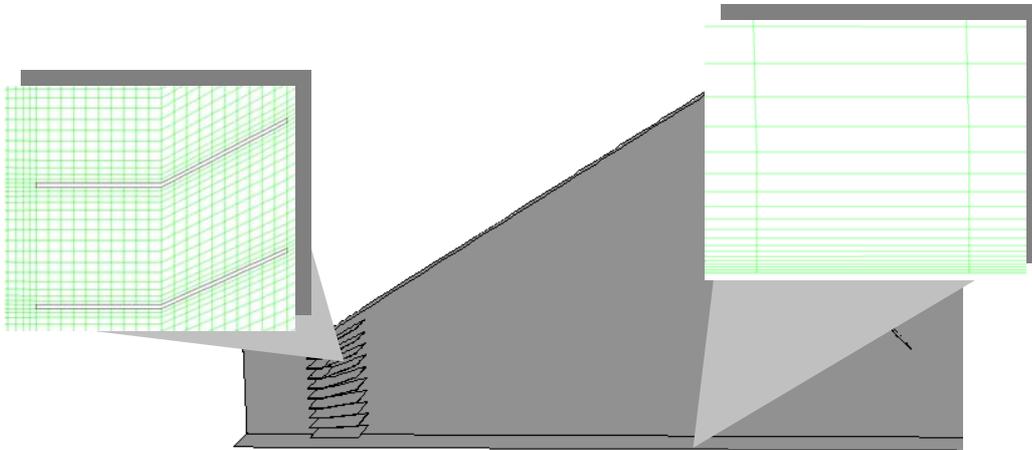


Fig. 4.3. Dettaglio della griglia di calcolo.

Per le velocità in gioco, gli angoli di divergenza e il tipo di problema ci si aspetta un campo di moto turbolento, che è stato trattato con i modelli $k-\varepsilon$ e degli *stress di Reynolds*. La simulazione del flusso in corrispondenza delle pareti solide è stata condotta con l'utilizzo delle *non equilibrium wall functions* [30]: si tratta di funzioni per la velocità, la temperatura e la turbolenza, che tengono conto dell'effetto dei gradienti di pressione, utili per esempio nel caso di distacco del flusso. Trattamenti diversi avrebbero richiesto infittimenti della griglia inaccettabili.

La composizione del flusso è: O_2 14.27 % H_2O 7.50% CO_2 2.92% N_2 75.31 % in volume, a 794 K. Il comportamento è stato valutato a 25 e 15 m/s considerando l'effetto della forza di gravità. Le perdite di carico nella caldaia a recupero hanno effetto anche sul campo di moto a monte, quindi nel divergente, dal punto di vista dell'andamento del profilo di velocità e dell'aderenza alle pareti. Per tenerne conto, abbiamo simulato la caldaia immaginando che fosse infinitamente sottile e che nel passaggio attraverso questa "superficie", il flusso subisse le stesse perdite che avrebbe subito se fosse stata simulata anche la caldaia per intero. Si assume la caduta di pressione proporzionale all'energia cinetica, attraverso un coefficiente kl :

$$\Delta p = kl * \rho v^2 / 2 \quad (4.1)$$

Il coefficiente kl è stato scelto tale che la caduta di pressione fosse pari a 200 mmH₂O a $v=25$ m/s.

4.3 Wall functions

I flussi turbolenti sono significativamente influenzati dalla presenza delle pareti [14]. Il campo di velocità è alterato dalla condizione di no slip sulle pareti. Anche la turbolenza risulta alterata per via di una riduzione delle fluttuazioni in vicinanza delle pareti ed un aumento nella regione più esterna, per l'incremento della produzione di energia cinetica turbolenta, dovuta ai forti gradienti di velocità media. I modelli numerici utilizzati incidono fortemente sulla fedeltà dei risultati. Numerosi esperimenti hanno dimostrato che il flusso in corrispondenza delle pareti può essere suddiviso in tre strati aventi differenti caratteristiche.

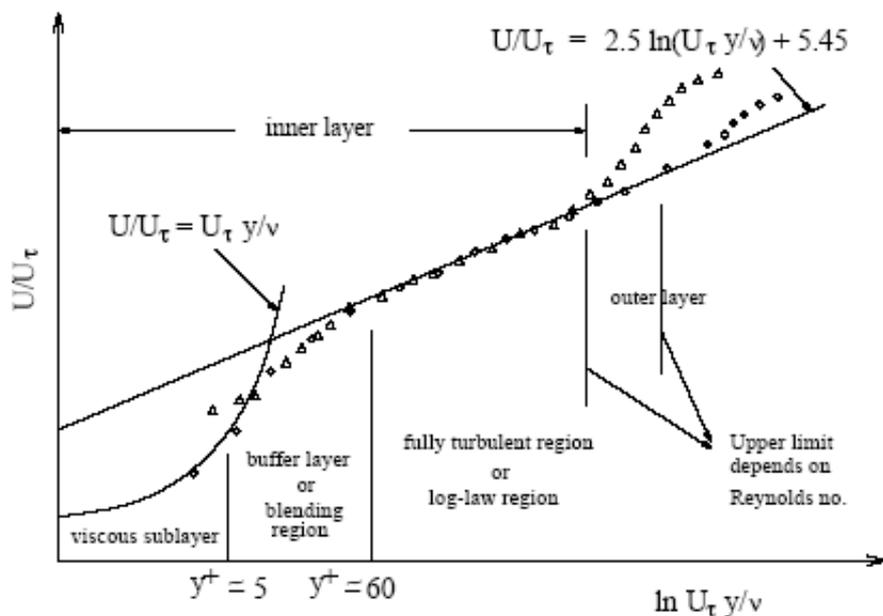


Fig. 4.4. Suddivisione dello strato limite.

Nel primo strato, immediatamente adiacente alla parete, detto anche sottostrato viscoso, il fluido si muove con moto quasi laminare, e la viscosità molecolare gioca un ruolo predominante nei confronti della quantità di moto, trasferimento di calore e massa. Nello strato più esterno invece, chiamato strato turbolento, è la turbolenza a giocare un ruolo predominante. Esiste infine uno strato intermedio in cui la viscosità molecolare e la turbolenza assumono pari importanza. La figura 4.4 mostra tale suddivisione in un diagramma semilogaritmico.

Tradizionalmente vi sono due approcci che consentono di modellare questi fenomeni. In un primo approccio, le equazioni del moto non sono risolte in questa zona, ma sono disponibili delle funzioni che consentono di collegare la regione esterna completamente turbolenta, dove invece sono risolte, e la regione in cui si fa sentire l'effetto della viscosità molecolare. In un secondo approccio i modelli di turbolenza sono modificati e le equazioni sono risolte anche in questa regione, utilizzando una griglia di calcolo sufficientemente fitta.

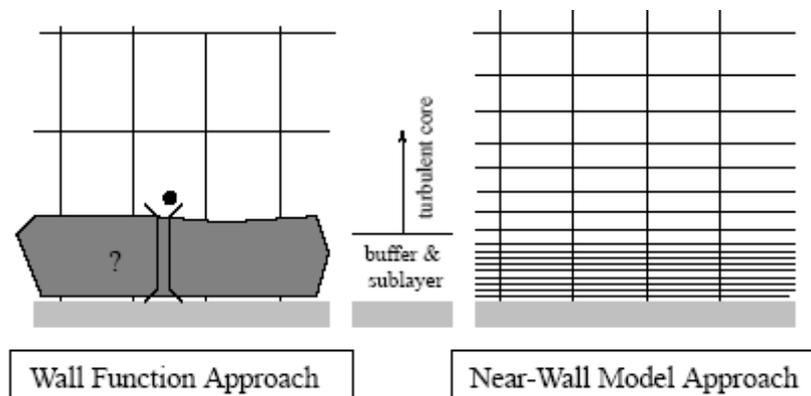


Fig. 4.5. Wall function.

Le funzioni già dette comprendono:

- Formule per la velocità media e la temperatura
- Formule per le grandezze turbolente

Esistono due tipi di funzioni

- Standard

➤ Di non equilibrio

Le funzioni standard [35] per la velocità sono:

$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*)$$

$$U^* \equiv \frac{U_P C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{\tau_w / \rho} \quad (4.2)$$

$$y^* \equiv \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_P^{1/2} y_P}{\mu}$$

k = costante di von Karman (= 0.42)

E = costante empirica (= 9.793)

U_P = velocità media al punto P

k_P = energia cinetica turbolenta al punto P

y_P = distanza del punto P dalla parete

μ = viscosità dinamica

La legge logaritmica della velocità è valida per $30 < y^* < 60$. In FLUENT [25] si assume valida per $y^* > 11.225$. Quando la griglia di calcolo è tale che $y^* < 11.225$ per le celle adiacenti alla parete, viene applicata la relazione lineare:

$$U^* = y^* \quad (4.3)$$

L'analogia di Reynolds tra quantità di moto e energia, fornisce leggi simile per la temperatura media:

➤ Legge lineare per il sottostrato conduttivo, in cui la conduzione è importante

➤ Legge logaritmica per la regione turbolenta

Lo spessore di questi strati termici è differente in generale da quelli fluidodinamici, prima detti, in dipendenza del numero di Prandtl.

$$T^* \equiv \frac{(T_w - T_P) \rho c_p C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{\dot{q}} = \begin{cases} \text{Pr } y^* + \frac{1}{2} \rho \text{Pr} \frac{C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{\dot{q}} U_P^2 & (y^* < y_T^*) \\ \text{Pr}_t \left[\frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) + P \right] + \\ \frac{1}{2} \rho \frac{C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{\dot{q}} \{ \text{Pr}_t U_P^2 + (\text{Pr} - \text{Pr}_t) U_c^2 \} & (y^* > y_T^*) \end{cases} \quad (4.4)$$

$$P = 9.24 \left[\left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \right)^{3/4} - 1 \right] \left[1 + 0.28 e^{-0.007 \text{Pr}/\text{Pr}_t} \right]$$

k_f = conducibilità termica del fluido

ρ = densità del fluido

c_p = calore specifico

q = flusso termico alla parete

T_P = temperatura della cella adiacente la parete

T_w = temperatura della parete

Pr = numero di Prandtl molecolare ($\mu c_p / k_f$)

Pr_t = numero di Prandtl turbolento (0.85 alla parete)

$A = 26$ (costante di Van Driest)

$k = 0.4187$ (costante di von Karman)

$E = 9.793$

U_c = velocità media $y^* = y_T^*$

Nei modelli k - ε e degli *stress di Reynolds* l'equazione per k è risolta in tutto il dominio di calcolo, con la condizione sulla parete che:

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0 \quad (4.5)$$

dove n è la normale alla superficie.

La produzione di energia cinetica turbolenta G_k e la sua dissipazione ε alla parete, che sono i termini sorgenti nella equazione di k , sono assunte uguali, in base all'ipotesi di equilibrio locale:

$$G_k \approx \tau_w \frac{\partial U}{\partial y} = \tau_w \frac{\tau_w}{\kappa \rho C_\mu^{1/4} k_P^{1/2} y_P} \quad (4.6)$$

e ε valutato come:

$$\varepsilon_P = \frac{C_\mu^{3/4} k_P^{3/2}}{\kappa y_P} \quad (4.7)$$

Le condizioni al contorno per tutte queste variabili non devono essere fornite, va vengono valutate dalle varie funzioni.

Le funzioni standard funzionano abbastanza bene in una grande varietà di casi. Comportano però problemi di accuratezza quando si è in presenza di forti gradienti di pressione e in situazioni di non equilibrio.

In aggiunta alle funzioni standard sono disponibili anche le funzioni di non equilibrio [30]. Gli elementi chiave di queste sono:

- La legge logaritmica per la velocità media è sensibilizzata ai gradienti di pressione
- Il concetto dei due strati è utilizzato per valutare il budget di energia cinetica turbolenta (G_k , ε)

Per la velocità abbiamo:

$$\frac{\tilde{U} C_{\mu}^{1/4} k^{1/2}}{\tau_w / \rho} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(E \frac{\rho C_{\mu}^{1/4} k^{1/2} y}{\mu} \right)$$

$$\tilde{U} = U - \frac{1}{2} \frac{dp}{dx} \left[\frac{y_v}{\rho \kappa \sqrt{k}} \ln \left(\frac{y}{y_v} \right) + \frac{y - y_v}{\rho \kappa \sqrt{k}} + \frac{y_v^2}{\mu} \right] \quad (7)$$

$$y_v \equiv \frac{\mu y_v^*}{\rho C_{\mu}^{1/4} k_P^{1/2}}$$

in cui y_v è lo spessore del sottostrato viscoso e $y_v^* = 11.225$. Si assume allora che lo strato limite sia formato da due strati, un sottostrato viscoso e uno strato completamente turbolento. Si ha quindi che:

$$\tau_t = \begin{cases} 0, & y < y_v \\ \tau_w, & y > y_v \end{cases} \quad k = \begin{cases} \left(\frac{y}{y_v} \right)^2 k_P, & y < y_v \\ k_P, & y > y_v \end{cases} \quad \epsilon = \begin{cases} \frac{2\nu k}{y^2}, & y < y_v \\ \frac{k^{3/2}}{C_{\ell} y}, & y > y_v \end{cases} \quad (8)$$

dove $C_{\ell} = \kappa C_{\mu}^{-3/4}$ e y_v , è lo spessore dimensionale del sottostrato viscoso. A questo punto, la produzione e la dissipazione di k , possono essere calcolate come media volumetrica di Gk e ϵ , sulle celle adiacenti le pareti. Per griglie strutturate, in particolare, si ottiene:

$$\overline{Gk} \equiv \frac{1}{y_n} \int_0^{y_n} \tau_t \frac{\partial U}{\partial y} dy = \frac{1}{\kappa y_n} \frac{\tau_w^2}{\rho C_{\mu}^{1/4} k_P^{1/2}} \ln \left(\frac{y_n}{y_v} \right)$$

$$\overline{\epsilon} \equiv \frac{1}{y_n} \int_0^{y_n} \epsilon dy = \frac{1}{y_n} \left[\frac{2\nu}{y_v} + \frac{k_P^{1/2}}{C_{\ell}} \ln \left(\frac{y_n}{y_v} \right) \right] k_P \quad (9)$$

dove y_n è l'altezza della cella.

Grazie alla capacità di tenere conto degli effetti dei gradienti di pressione e l'allontanamento dalle condizioni di equilibrio, le funzioni di non equilibrio sono raccomandate per essere usate in flussi complessi, in cui si verificano separazioni, impatti e dove le grandezze turbolente variano rapidamente.

4.4 Risultati

Circa il modello di turbolenza ci si è accorti che il modello più sofisticato degli *stress di Reynolds* forniva risultati differenti dal $k-\varepsilon$, pertanto ci si è orientati verso il primo.

Al termine di ciascuna prova sono stati registrati gli andamenti dei profili di velocità in corrispondenza della sezione a monte dei bruciatori, riportata in tutte le figure. Questi sono stati poi confrontati con il profilo "ideale" di figura 4.6, pari alla velocità media, calcolando la media degli scarti tra i due. Ciò si è reso necessario per esprimere la bontà del risultato ottenuto con un valore numerico, e poter confrontare in definitiva le diverse soluzioni esaminate. Nelle tabelle 4.2 e 4.3 sono riassunti i risultati di tutte le prove eseguite.

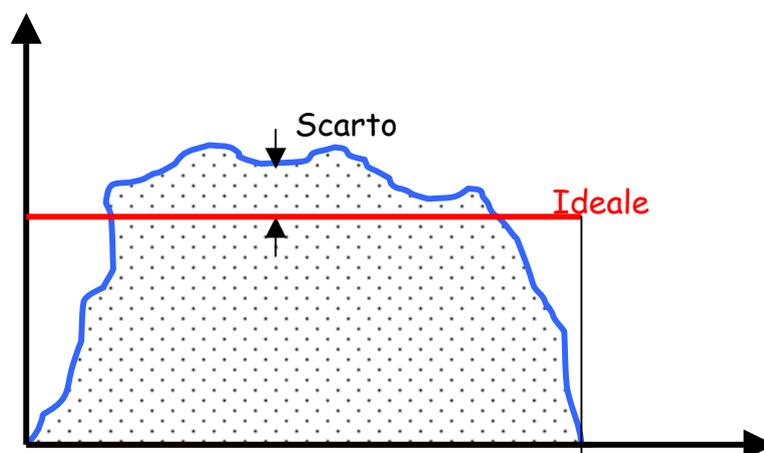


Fig. 4.6. Profilo ideale di velocità.

Si è partiti dalla configurazione A1, di lunghezza 5.5 m, con 9 deviatori da 0.60 m (test A1.1 fig. 4.7-4.9). In questo caso anche alle alte velocità, il flusso non riesce a rimanere aderente alle pareti del condotto, creando due zone di ricircolo nella parte superiore ed in quella inferiore. Per cui si è provato ad aumentare la lunghezza dei deviatori fino ad 1.00 m, riducendo il numero a 8 (test A1.2 fig. 4.10-4.12). La situazione migliora, infatti il fattore di uniformità passa da 2.65 a 1.32, per v25, e da 2.11 a 1.64, per v15. Rimangono però i distacchi del flusso.

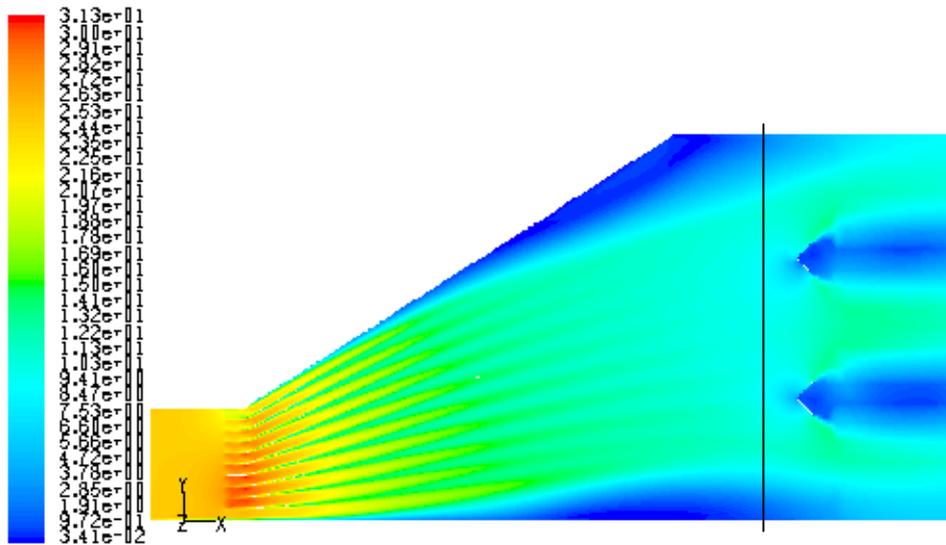


Fig. 4.7. Profilo di velocità media test A1.1 v25.

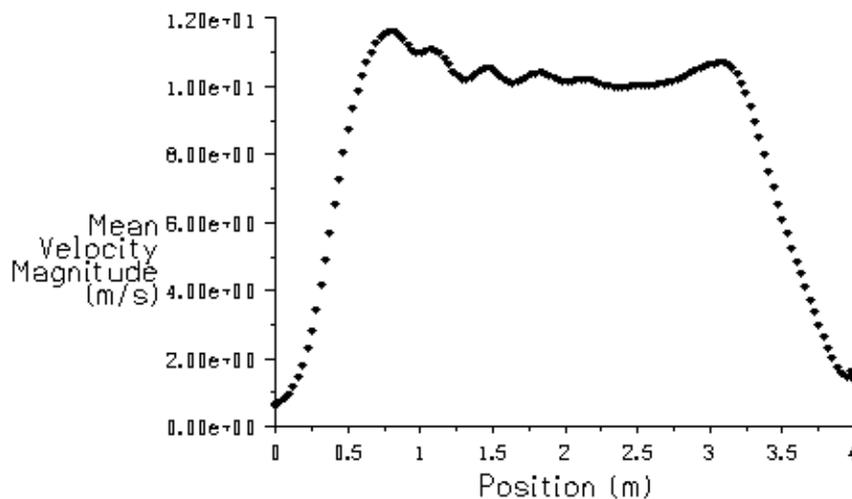


Fig. 4.8. Profilo di velocità media test A1.1 v25.

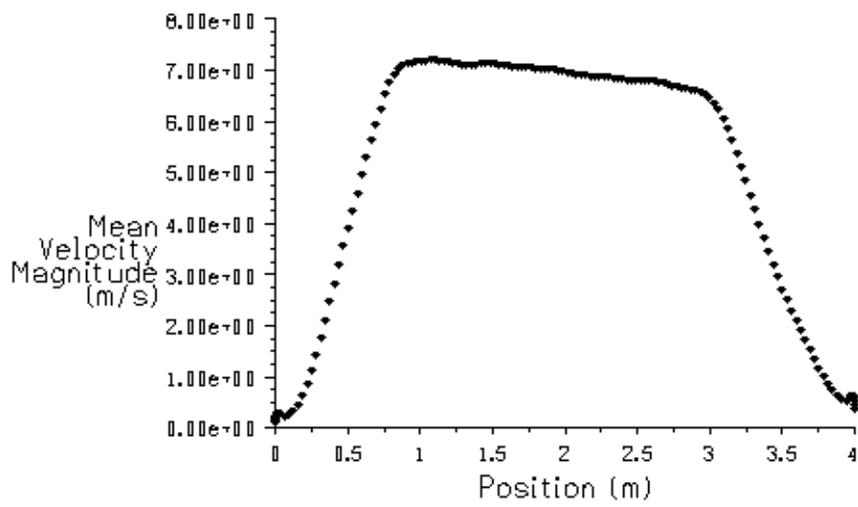


Fig. 4.9. Profilo di velocità media test A1.1 v15.

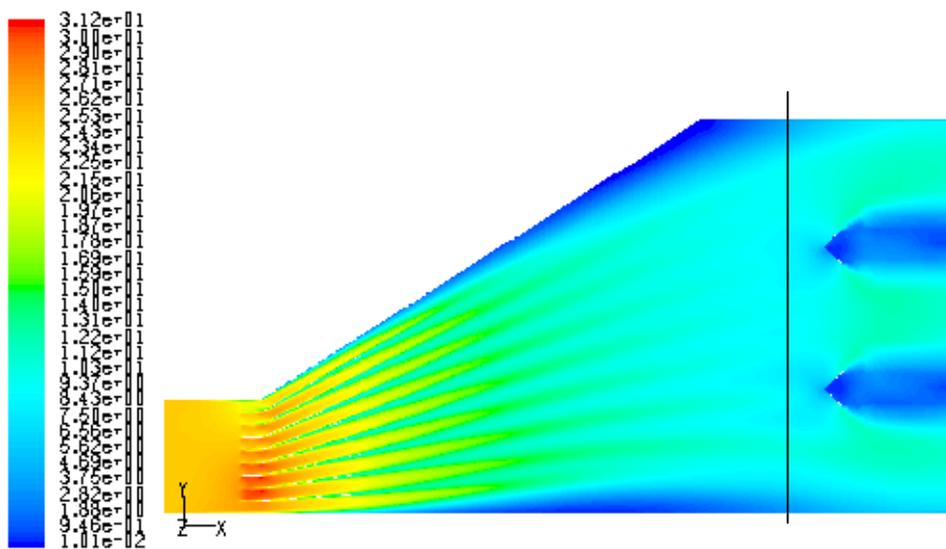


Fig. 4.10. Profilo di velocità media test A1.2 v25.

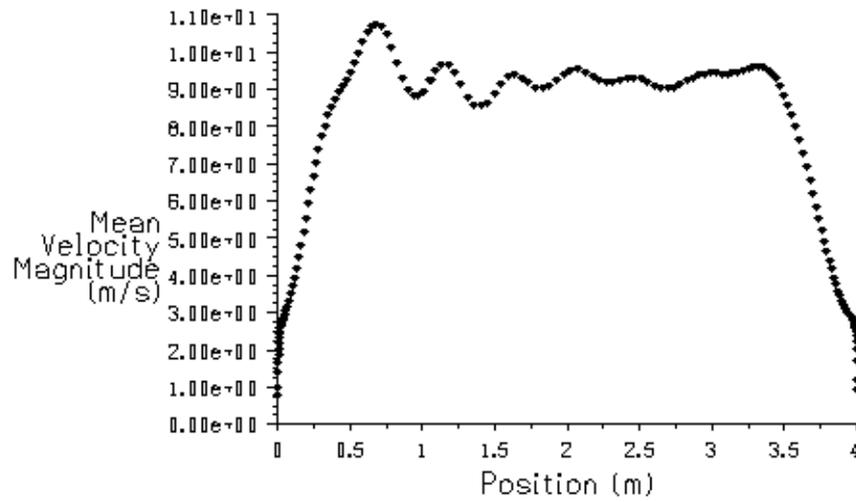


Fig. 4.11. Profilo di velocità media test A1.2 v25.

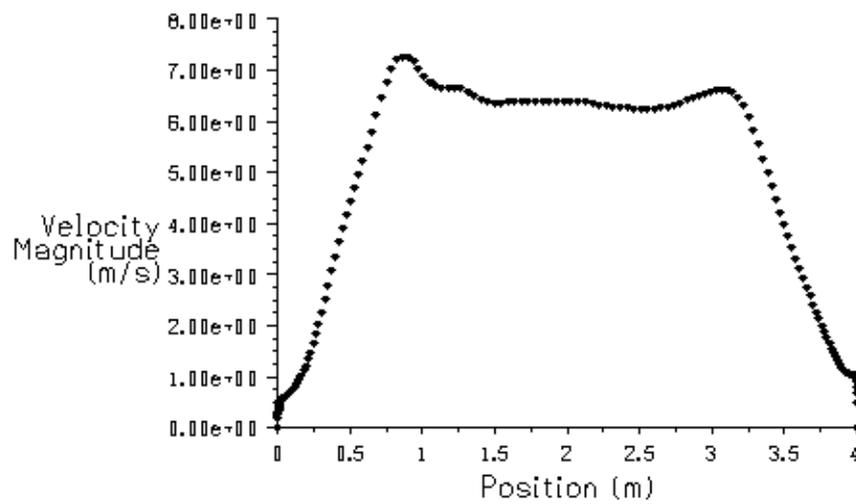


Fig. 4.12. Profilo di velocità media test A1.2 v15.

Con la sperimentazione numerica si è andati poi alla ricerca di una geometria che potesse servire meglio allo scopo. Dopo vari tentativi, è stata individuata la geometria B, che ha il pregio di realizzare una apertura iniziale del flusso ridotta grazie al minore angolo di apertura complessivo. È necessario però creare un certo dislivello tra ingresso e uscita, dell'ordine di grandezza di 1.00 m.

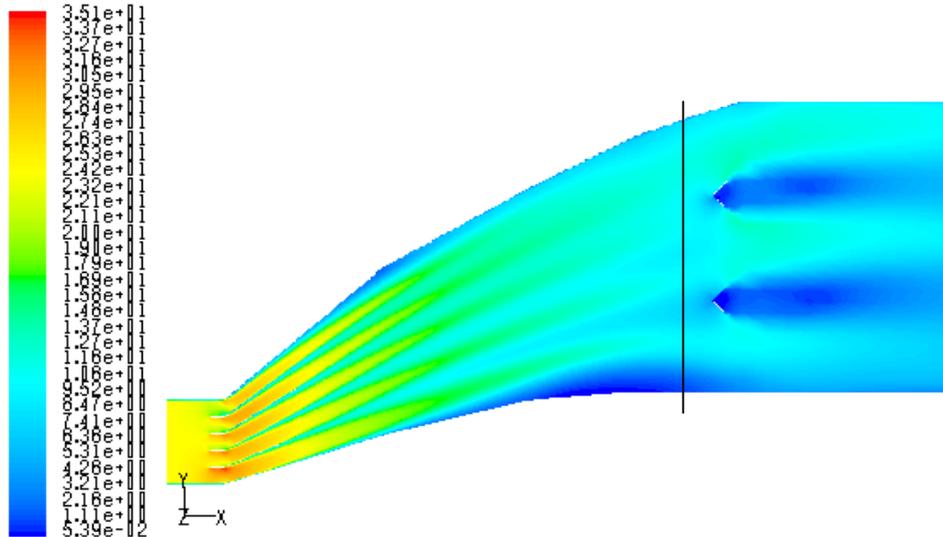


Fig. 4.13. Profilo di velocità media test B1.2 v25.

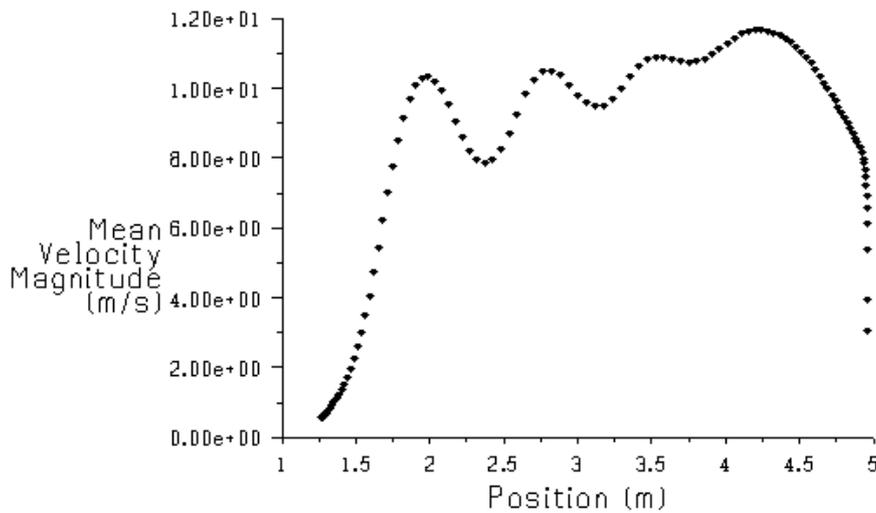


Fig. 4.14. Profilo di velocità media test B1.2 v25.

Nel caso di 6 deviatori da 0.40 m (test B1.1), il flusso si distacca completamente dalla parete inferiore del condotto, ma incrementando la lunghezza ad 1.00 m con soli 4 deviatori (test B1.2 fig. 4.13-4.15), si riesce già ad avere un profilo abbastanza regolare, con fattori di uniformità di 1.85 e 1.53, per v_{25} e v_{15} , rispettivamente. Si tratta di risultati buoni, che si avvicinano molto a quelli del test A1.2, ma ottenuti con la metà dei deviatori. Si verifica comunque un certo distacco nella parte inferiore, subito prima dei bruciatori.

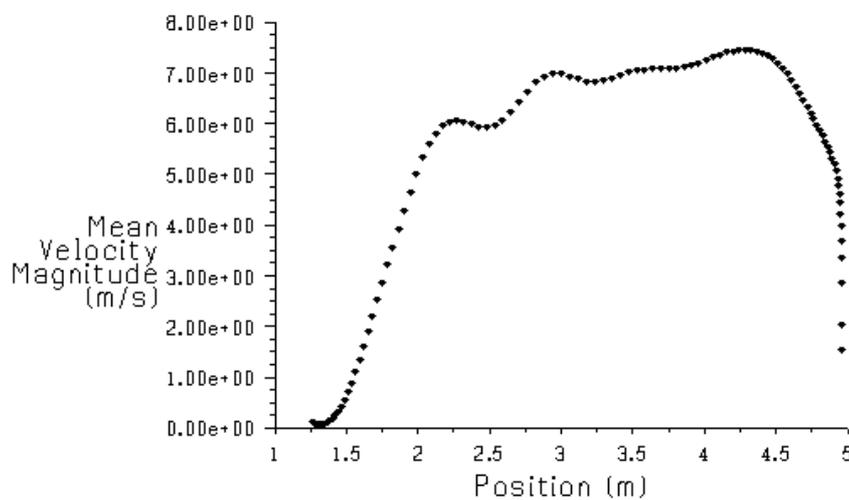


Fig. 4.15. Profilo di velocità media test B1.2 v_{15} .

Con un minor numero di deviatori si risente però in misura maggiore dell'effetto scia causato da ciascun deviatore.

Se si porta il numero di deviatori a 6, sempre di lunghezza 1.00 m (test B1.3 fig. 4.16-4.18), si ottiene un risultato migliore rispetto a tutti quelli descritti in precedenza, con fattori di uniformità di 0.82 e 0.45 e con la scomparsa di ogni formazione vorticoso.

I tentativi successivi (test B1.4 e B1.5) in cui si è provato a ridurre la lunghezza dei 6 deviatori a 0.65 m e a ridurre il numero a 5, a pari lunghezza, non hanno dato risultati migliori.

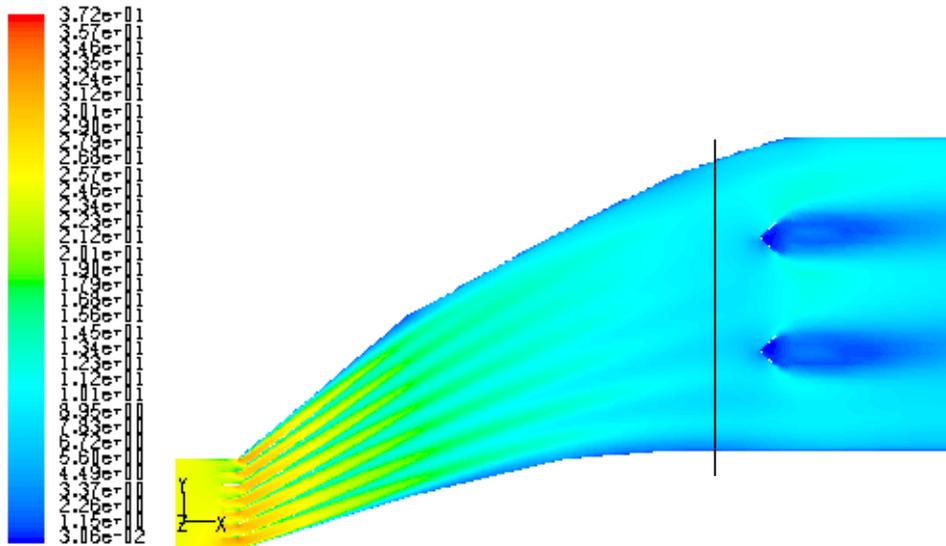


Fig. 4.16. Profilo di velocità media test B1.3 v25.

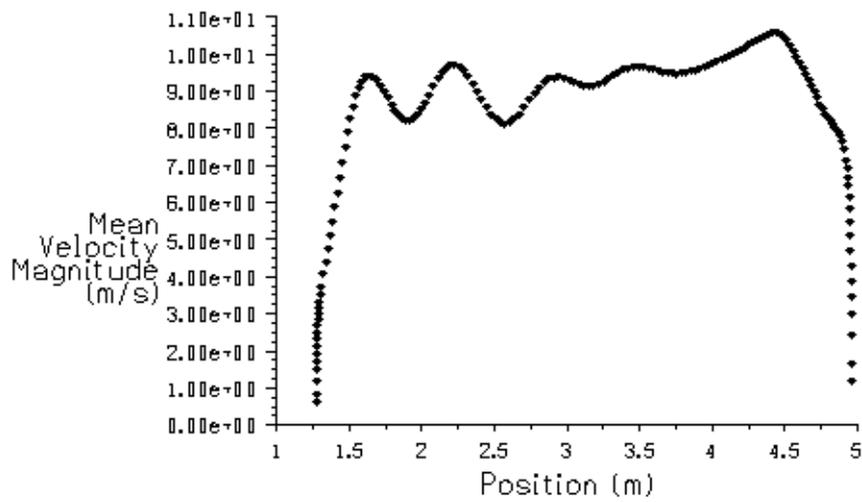


Fig. 4.17. Profilo di velocità media test B1.3 v25.

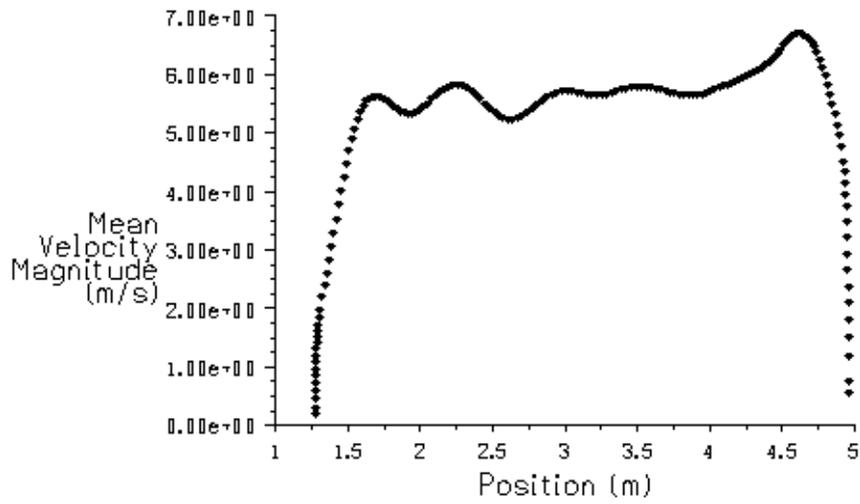


Fig. 4.18. Profilo di velocità media test B1.3 v15.

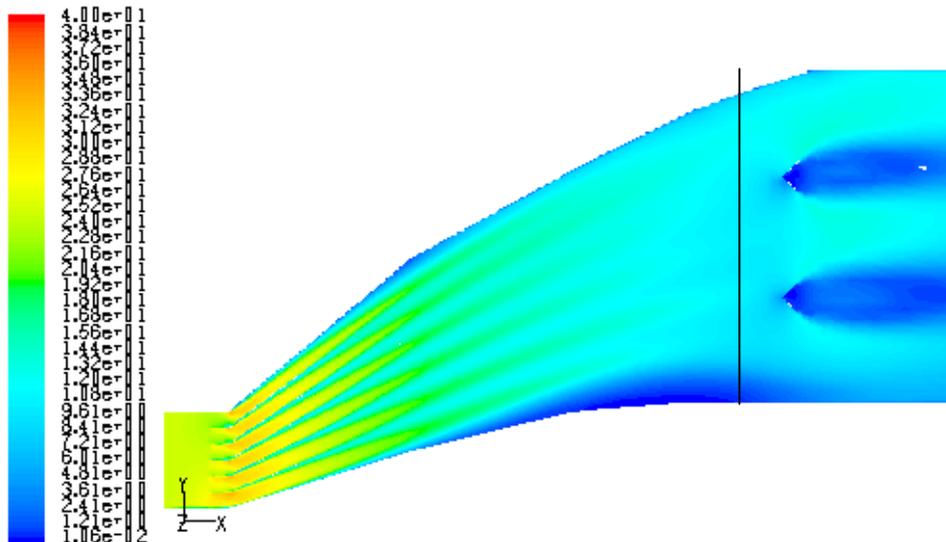


Fig. 4.19. Profilo di velocità media test B1.5 v25.

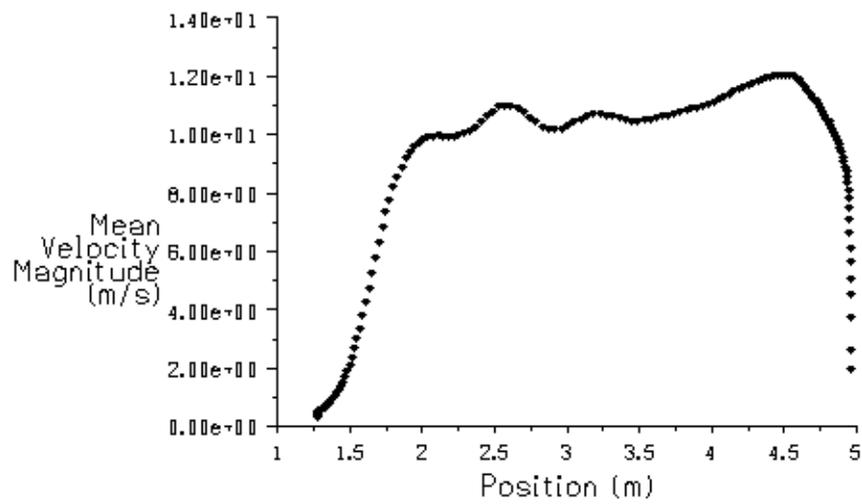


Fig. 4.20. Profilo di velocità media test B1.5 v25.

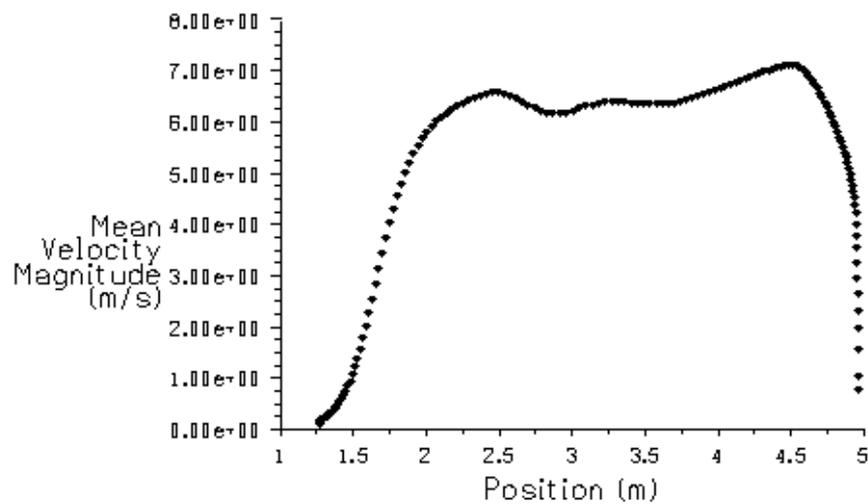


Fig. 4.21. Profilo di velocità media test B1.5 v15.

Per un confronto corretto tra le due configurazioni A1 e B1, si è reso necessario effettuare delle prove sulla configurazione tipo A1, aumentandone la lunghezza a 6.5 m, uguale alla lunghezza della B1. Nelle figure 4.22-4.24 sono riportati i risultati del test A2.1, con 8 deviatori da 1.00 m. Il profilo che si ricava è abbastanza soddisfacente, se pur c'è un forte rallentamento laterale della corrente, senza distacco, nonostante il maggior numero di deviatori rispetto al test B1.3.

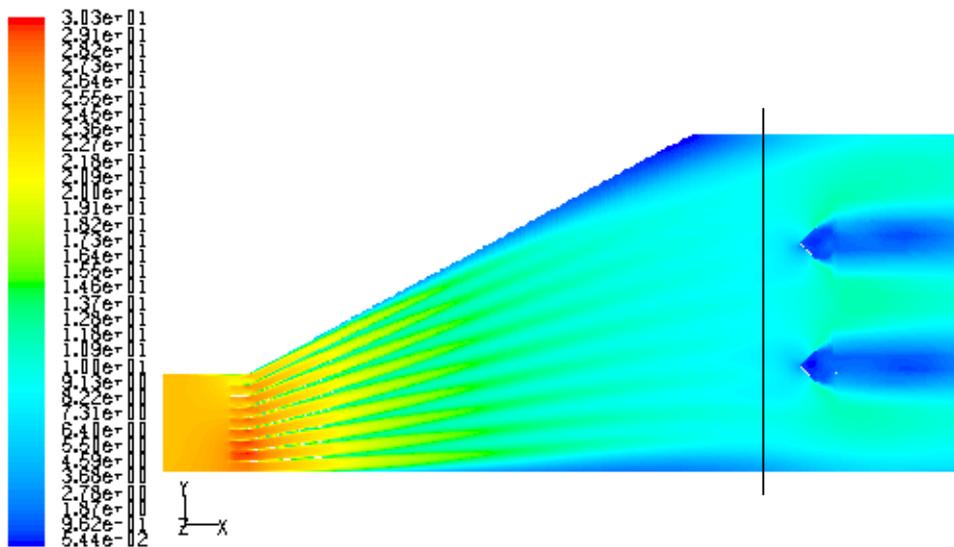


Fig. 4.22. Profilo di velocità media test A2.1 v25.

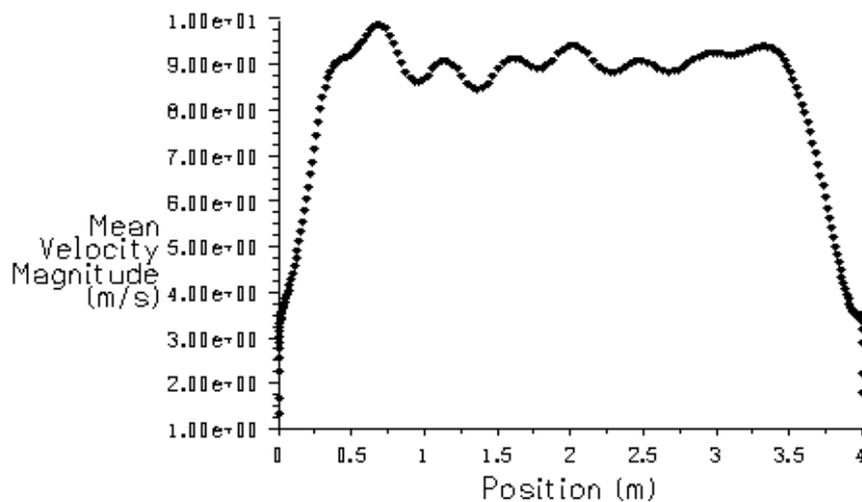


Fig. 4.23. Profilo di velocità media test A2.1 v25.

I fattori di uniformità valgono 1.05 e 0.56, contro 0.82 e 0.45 della B1.3.

Anche in questo caso, una riduzione di lunghezza a pari numero o di numero a pari lunghezza, comporta un peggioramento dei profili (test A2.2 A2.3).

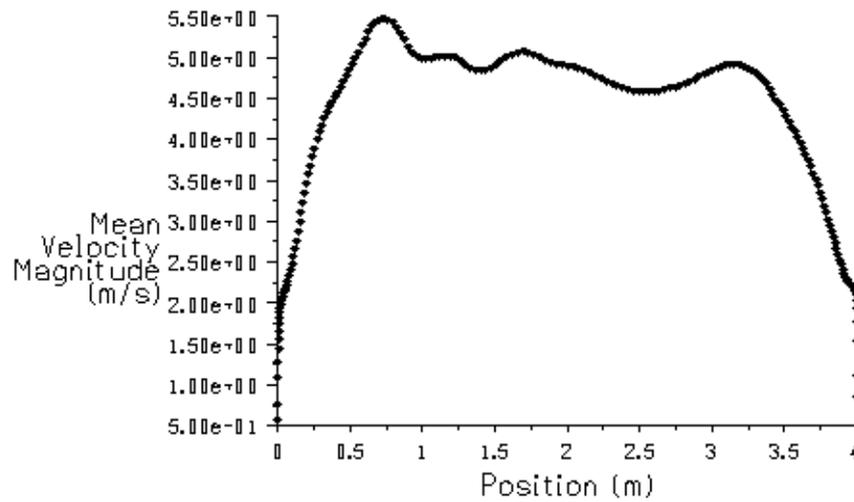


Fig. 4.24. Profilo di velocità media test A2.1 v15.

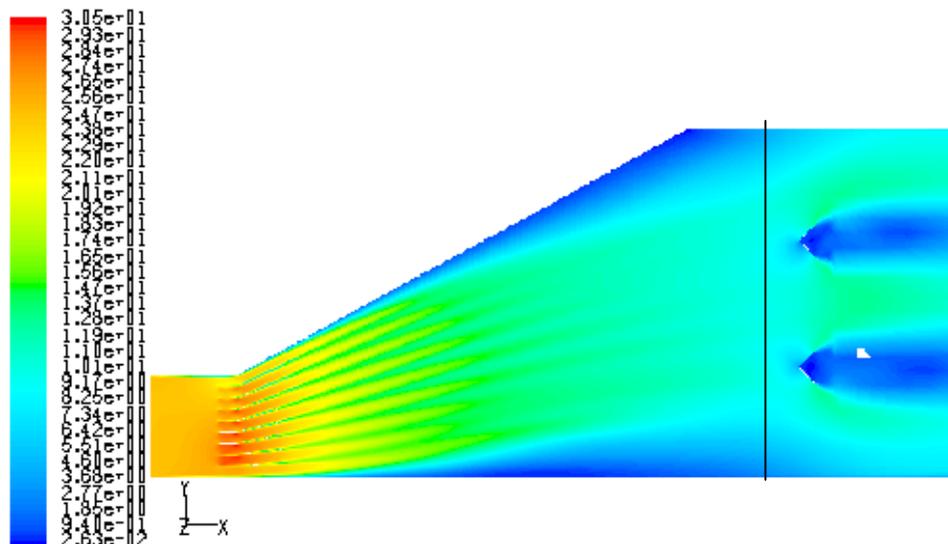


Fig. 4.25. Profilo di velocità media test A2.2 v25.

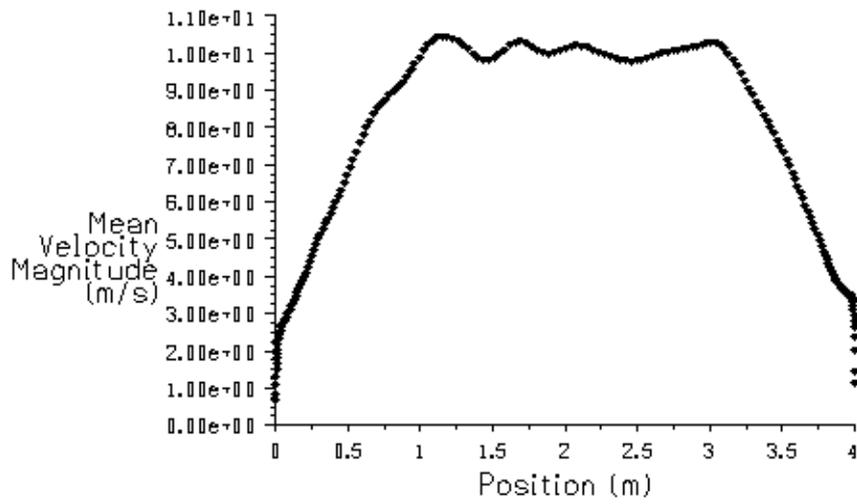


Fig. 4.26. Profilo di velocità media test A2.2 v25.

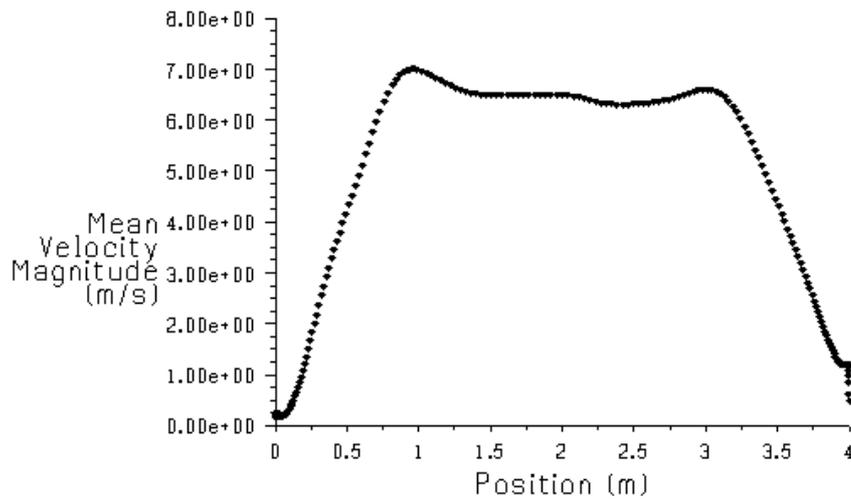


Fig. 4.27. Profilo di velocità media test A2.2 v15.

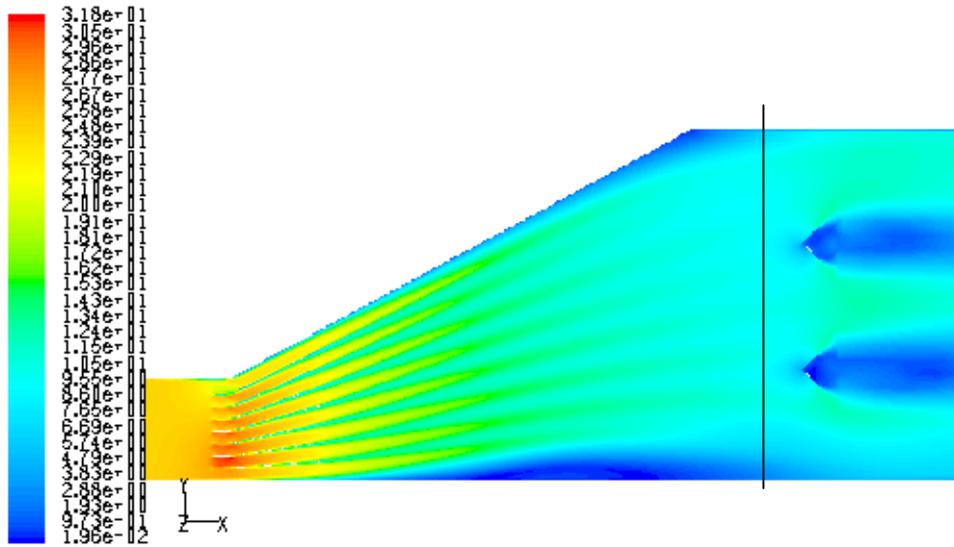


Fig. 4.28. Profilo di velocità media test A2.3 v25.

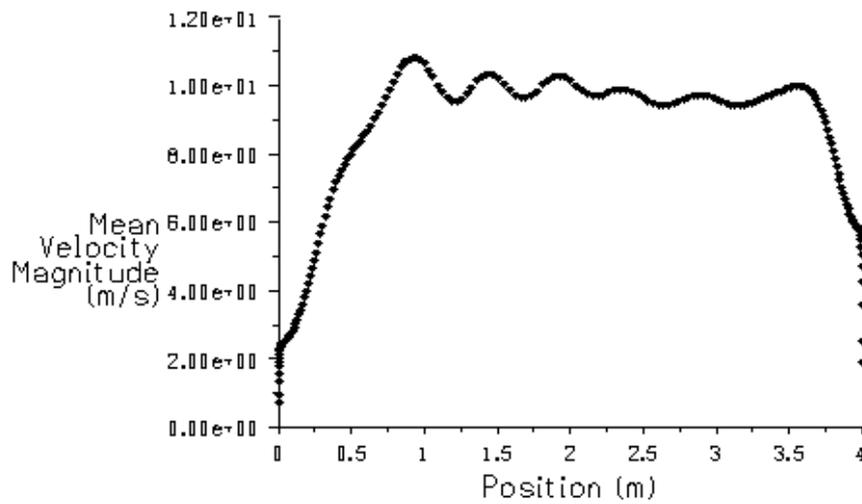


Fig. 4.29. Profilo di velocità media test A2.3 v25.

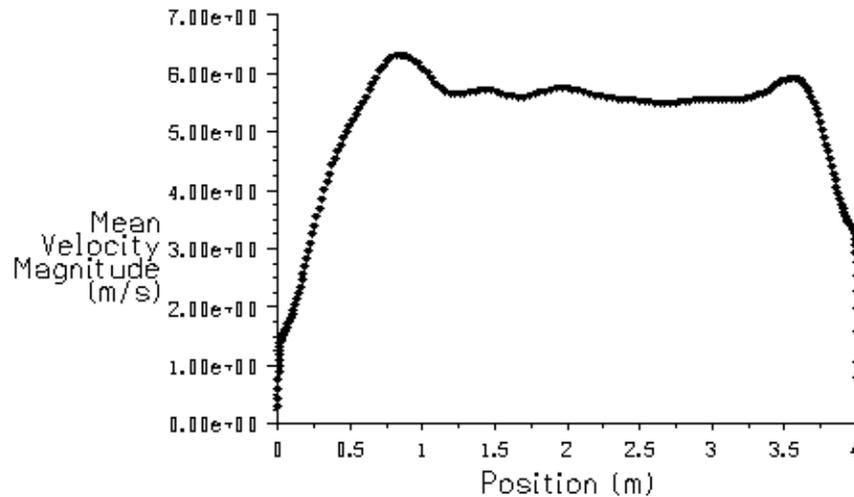


Fig. 4.30. Profilo di velocità media test A2.3 v15.

4.5 Conclusioni

In conclusione, le diverse simulazioni effettuate consentono di attribuire alla configurazione tipo B prestazioni superiori rispetto a quella di tipo A. In particolare, il minore angolo di divergenza iniziale dell'intero condotto, consente di adottare un più basso numero di deviatori. Inoltre nella tipologia B si riescono ad eliminare completamente le formazioni vorticosi causate dal distacco del flusso dalle pareti del condotto, anche alle velocità più basse, quando cioè l'inerzia della corrente è minore ed è pertanto facilitata la separazione dello strato limite. Da un punto di vista di perdite energetiche, non si riscontrano sostanziali differenze. In ogni caso, a meno di forti distacchi, si ottiene quasi sempre una simmetria delle linee di flusso subito a valle dei bruciatori (fig. 4.31). Per cui è, in definitiva, possibile riuscire nell'intento di ottenere un profilo di velocità ottimale a monte dei bruciatori anche con l'adozione di un unico set di deviatori disposti all'imbocco del condotto, senza la necessità di installare diverse piastre forate o guide a vani lungo lo stesso, con la conseguente riduzione delle perdite di carico. Lo studio effettuato fornisce delle linee guida nella progettazione dei condotti divergenti. Chiaramente, a seconda degli spazi a disposizione e quindi

della lunghezza del condotto, e delle sezioni di ingresso e uscita, la soluzione ottimale va ricercata di volta in volta. Cosa che, con l'ausilio della fluidodinamica numerica, risulta estremamente comoda, economica e veloce.

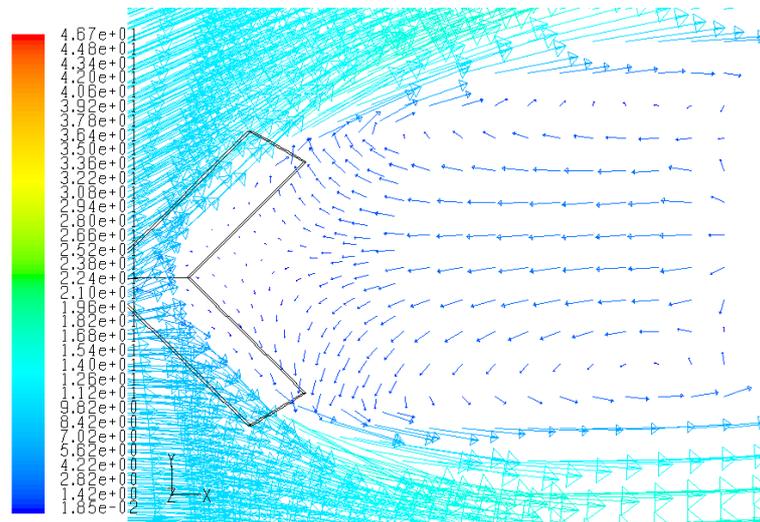


Fig. 4.31. Simmetria del flusso sui bruciatori.

Tab. 4.2.

Test v25	Air foils number	Air foils length (m)	Uniformity factor	Vortex	Total press. losses (Pa)
A1.1	9	0.60	2.65	2	75.33
A1.2	8	1.00	1.32	2	74.25
B1.1	6	0.40	-	-	-
B1.2	4	1.00	1.85	1↓	87.54
B1.3	6	1.00	0.82	-	88.34
B1.4	6	0.65	-	-	-
B1.5	5	1.00	1.87	1↓	92.55

A2.1	8	1.00	1.05	-	67.40
A2.2	8	0.50	1.93	2	74.40
A2.3	7	1.00	1.28	1↓	76.21

Tab. 4.3.

Test v15	Air foils number	Air foils length (m)	Uniformity factor	Vortex	Total press. losses (Pa)
A1.1	9	0.60	2.11	2	14.60
A1.2	8	1.00	1.64	2	15.04
B1.1	6	0.40	-	-	-
B1.2	4	1.00	1.53	1↓	19.40
B1.3	6	1.00	0.45	-	57.16
B1.4	6	0.65	-	-	-
B1.5	5	1.00	1.21	1↓	57.89
A2.1	8	1.00	0.56	-	49.17
A2.2	8	0.50	1.60	2	51.26
A2.3	7	1.00	0.67	1↓	52.55

CAPITOLO 5

ANALISI DINAMICA DEL

DIVERTER

5.1 Descrizione del fenomeno

Negli impianti di cogenerazione l'energia contenuta nei gas di scarico può essere utilizzata tutta o in parte, secondo le esigenze dell'utenza, inviando la corrente gassosa per intero alla caldaia a recupero, o by-passandone una parte, per mezzo di un sistema chiamato diverter, posto allo scarico della turbina. Il sistema descritto è visibile in figura 1. Il diverter è costituito da un setto azionato da un servomotore, ed è posizionabile a diversi gradi di apertura. Il grado di tenuta è finalizzato a fornire risposte a diverse esigenze:

1. Lato camino: la tenuta deve minimizzare le fughe di gas ad alta temperatura, con effetti diretti sul rendimento dell'impianto e a volte indiretti per il soddisfacimento delle leggi ambientali.
2. Lato HRSG: la tenuta deve assicurare l'assenza di fughe di gas ad alte temperature verso la caldaia, in modo da garantire un buon livello di sicurezza per il personale coinvolto in eventuali attività di manutenzione a valle del diverter.

Un problema non secondario è quello delle perdite di carico. Perdite eccessive di pressione comportano l'incremento della pressione allo scarico della turbina, con sicuro peggioramento del rendimento dell'impianto. Se gli accorgimenti utilizzabili non sono molti nel caso di apertura parziale, qualcosa in più può essere fatta nel caso di chiusura totale verso la caldaia. In queste condizioni il flusso di gas è costretto a subire una deviazione di 90° per dirigersi verso il camino, il che comporta una distribuzione del flusso nel gomito con l'interessamento di una sezione di efflusso pari a solo il 50 % circa di quella a disposizione, con conseguenti consistenti perdite di carico. La soluzione potrebbe essere quella di prevedere il setto in posizione inclinata nella condizione di massima chiusura, in modo da accompagnare meglio la corrente di gas, magari servendosi anche di guide a vani, appositamente installate (fig. 5.2).

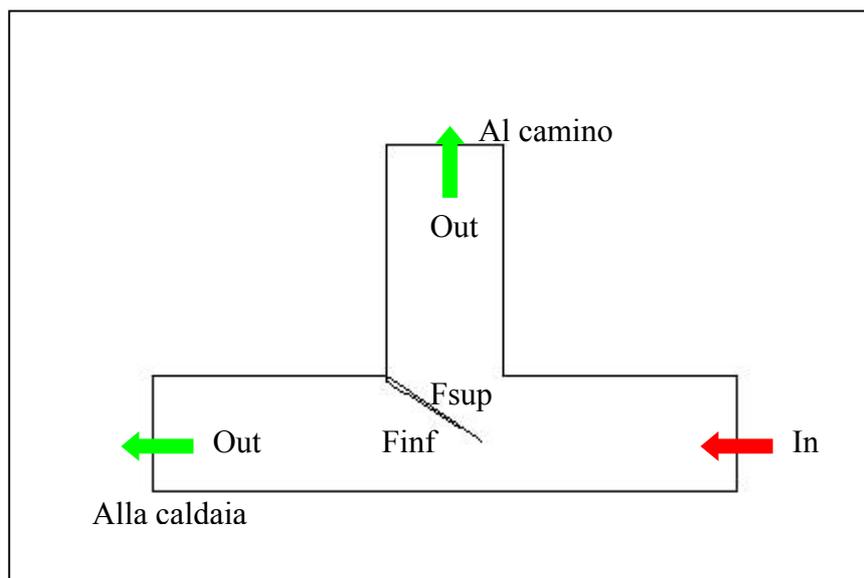


Fig. 5.1. Diverter.

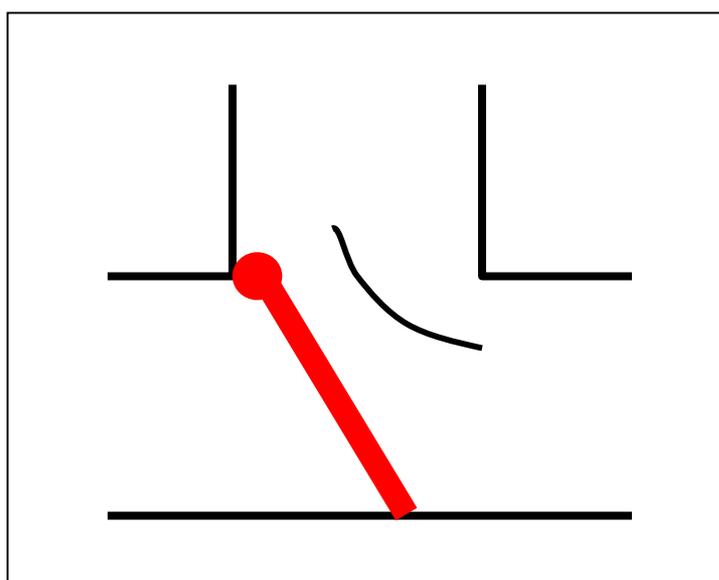


Fig. 5.2. Accorgimenti per ridurre le perdite di carico.

Il setto, detto anche lama, è rivestito da entrambi i lati di elementi flessibili che assicurano la tenuta. Le problematiche tecniche della lama sono fondamentalmente correlate alle variazioni di temperatura a cui è soggetta, sia nelle condizioni di avviamento impianto che durante i diversi posizionamenti in esercizio.

Due tipologie di movimento della lama risultano da tempo consolidate nell'ambito delle valvole diverter: il tipo conosciuto come *Bascule Bridge* ed il tipo *Toggle Linkage* (fig. 5.3). Il tipo *Bascule*

è stato largamente usato nel passato ed è tuttora una scelta preferibile per valvole con sezioni di passaggio inferiori a 8 mq. Un unico albero ruota su due cuscinetti posti prossimi all'estremità. Ad esso il servocomando è collegato opportunamente in funzione della tipologia del servocomando stesso. In questa tipologia, al fine di compensare le difficoltà di un contatto continuo e corretto degli elementi flessibili con le battute del corpo valvola, gli stessi devono necessariamente presentare adeguata flessibilità con conseguente maggiore sensibilità alle vibrazioni dovute all'alta velocità e turbolenza del flusso, fenomeni sempre maggiori responsabili delle rotture a fatica. Il tipo *Toggle Linkage* opera mediante due alberi ed è ormai indicato per sezioni di passaggio superiori agli 8 mq. Quello all'estremità funge praticamente solo da cerniera, mentre l'altro è collegato al servocomando. Questa tipologia di movimento consente l'utilizzo di elementi flessibili caratterizzati da maggiore rigidità e quindi con maggiore capacità di assorbire forti pressioni distribuite.

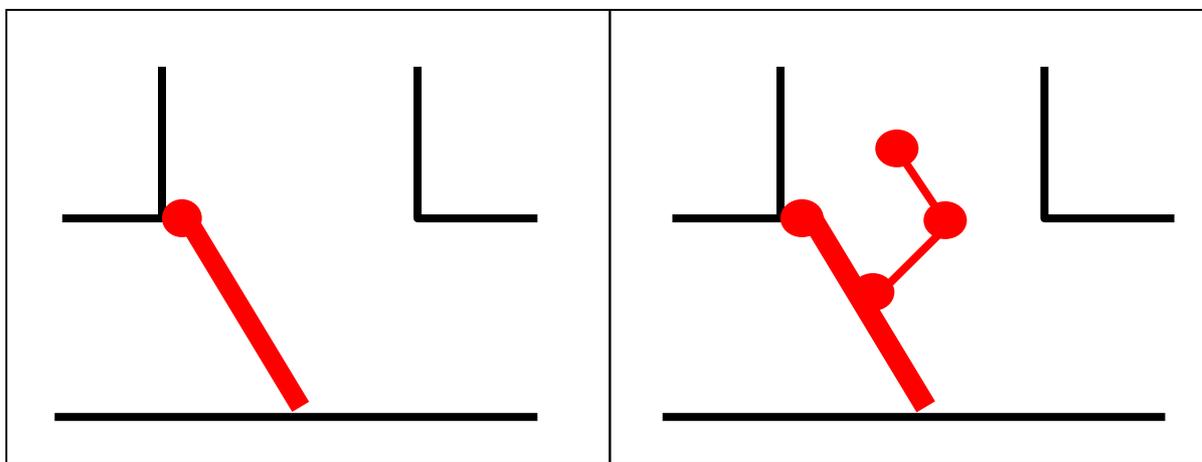


Fig. 5.3. Bascule Bridge e Toggle Linkage.

La valvola diverter, per le sue specifiche caratteristiche di costruzione adatte ad ampi campi dimensionali, consente in linea generale l'impiego di tutte le tipologie di servocomandi normalmente utilizzati per le valvole industriali e definibili nel tipo pneumatico, elettrico ed

idraulico. Le esigenze alle quali il servocomando deve rispondere possono essere riassunte in: capacità di coppia, tempi di manovra e strumentazione a bordo disponibile.

Il flusso gassoso impattando sul setto esercita delle azioni dinamiche variabili periodicamente. Ciò è dovuto alla formazione ed al distacco di vortici dalle superfici antistante e retrostante (fig. 5.4, 5.7). Tali azioni sollecitano il setto ed il servomotore con forze risultanti ad andamento periodico (fig. 5.6) che possono indurre oscillazioni pericolose, se le frequenze si avvicinano ad una delle frequenze naturali del sistema o più probabilmente sollecitare il sistema a fatica. Il corretto dimensionamento dell'intero sistema non può pertanto prescindere dalla conoscenza degli andamenti temporali di tali sollecitazioni. Si sono allora effettuate simulazioni numeriche per angoli di apertura di 25° - 35° - 45° (valutato rispetto all'asse orizzontale), con velocità di efflusso in ingresso di 10-30-50 m/s.

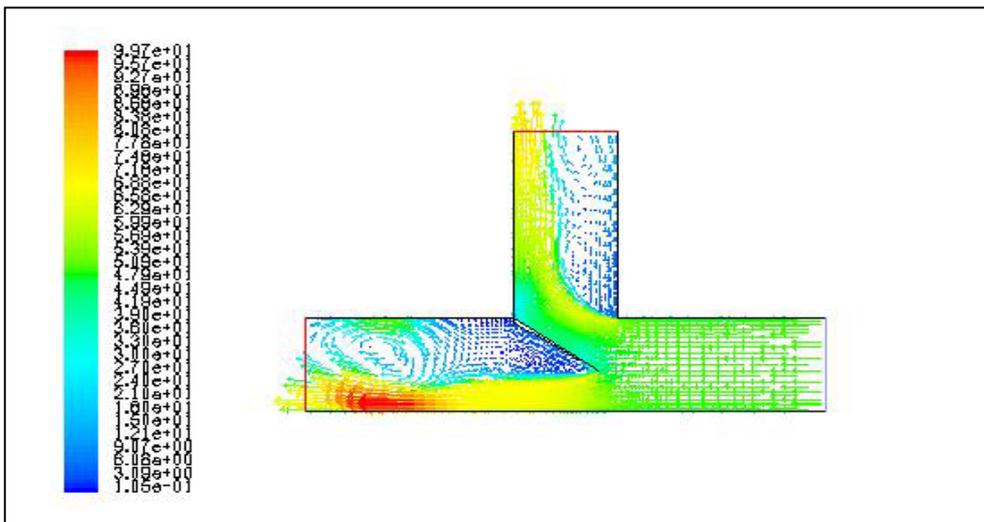


Fig. 5.4. Vettori velocità (m/s).

5.2 Impostazione delle simulazioni

Le simulazioni sono state condotte in regime transitorio su una geometria tridimensionale (fig. 5.5), sistema adiabatico, fino ad ottenere la stabilità del fenomeno, valutata monitorando gli

andamenti dell'integrale della pressione statica sulle facce superiore ed inferiore del setto. Si è adottato il metodo di risoluzione accoppiata delle equazioni per prevenire eccessive oscillazioni di pressione di natura "numerica", con formulazione implicita, su una griglia di calcolo molto fine (fig. 5.5). Il numero di Courant è stato posto cautelativamente pari a 0.5. Trattandosi di un fenomeno per il quale interessa valutare gli andamenti temporali di varie grandezze, l'utilizzo di modelli di turbolenza di tipo RANS ($k-\varepsilon$, $k-\omega$, RSM) avrebbe dato risultati incoerenti con la realtà fisica, si è adottato pertanto il modello di turbolenza LES , che permette di seguire propriamente l'evoluzione temporale del fenomeno.



Fig. 5.5. Griglia di calcolo.

5.3 Analisi dei risultati

Durante il corso delle simulazioni è stato monitorato, per un intervallo di tempo dell'ordine di 15 secondi, l'integrale della pressione sulle due facce del setto, per ricavare l'andamento del modulo della risultante. Inoltre è stato registrato l'andamento della pressione in alcuni punti distribuiti sulle

superfici superiore ed inferiore del setto, in maniera da avere, istante per istante, il profilo di pressione sulle due superfici, e poter ricavare il baricentro di tale profilo, che rappresenta, in ultima analisi, il punto di applicazione della risultante delle forze. In realtà il profilo è costruito partendo dai valori su punti giacenti sullo stesso piano. Sarebbe invece stato utile l'andamento su tutta la superficie, per determinare correttamente la posizione del baricentro.

Trattandosi di funzioni di tipo oscillante, è stato necessario analizzare i dati attraverso la trasformata rapida di Fourier (FFT). In questo modo si è in grado di determinare le frequenze delle armoniche componenti il segnale di partenza.

Si riportano nelle figure seguenti (fig. 5.6-5.37) i risultati dell'analisi condotta.

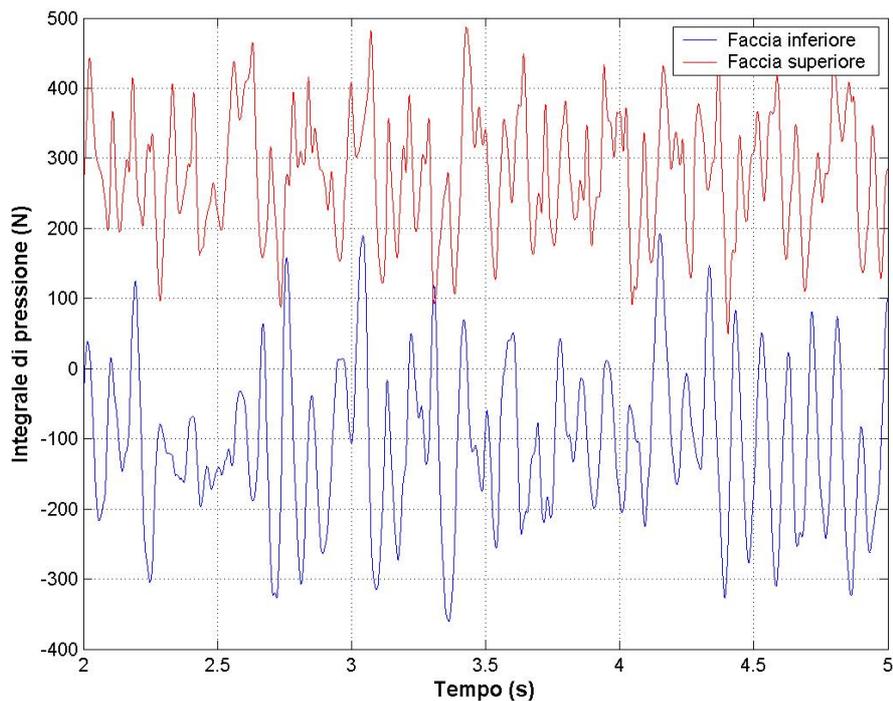


Fig. 5.6. Andamenti delle forze per $\alpha=35^\circ$ $v=50$ m/s.

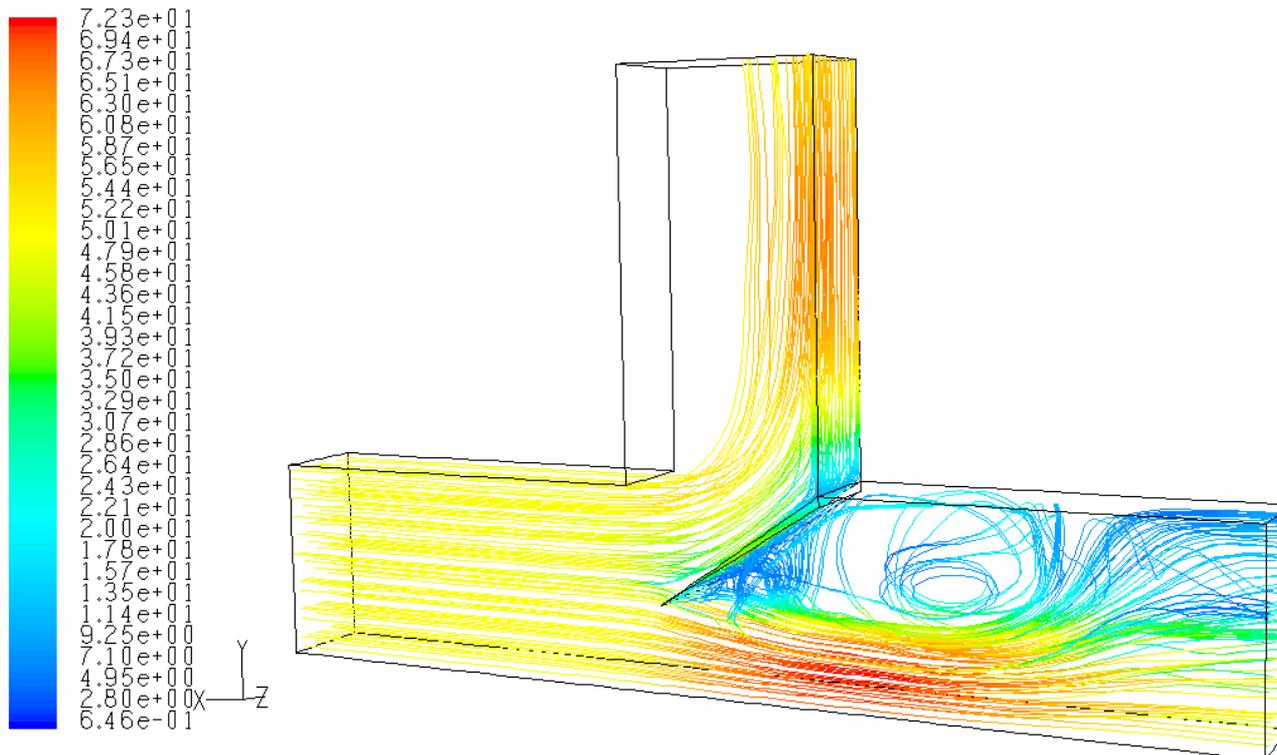


Fig. 5.7. Linee di flusso (m/s) per $\alpha=35^\circ$ $v=50$ m/s.

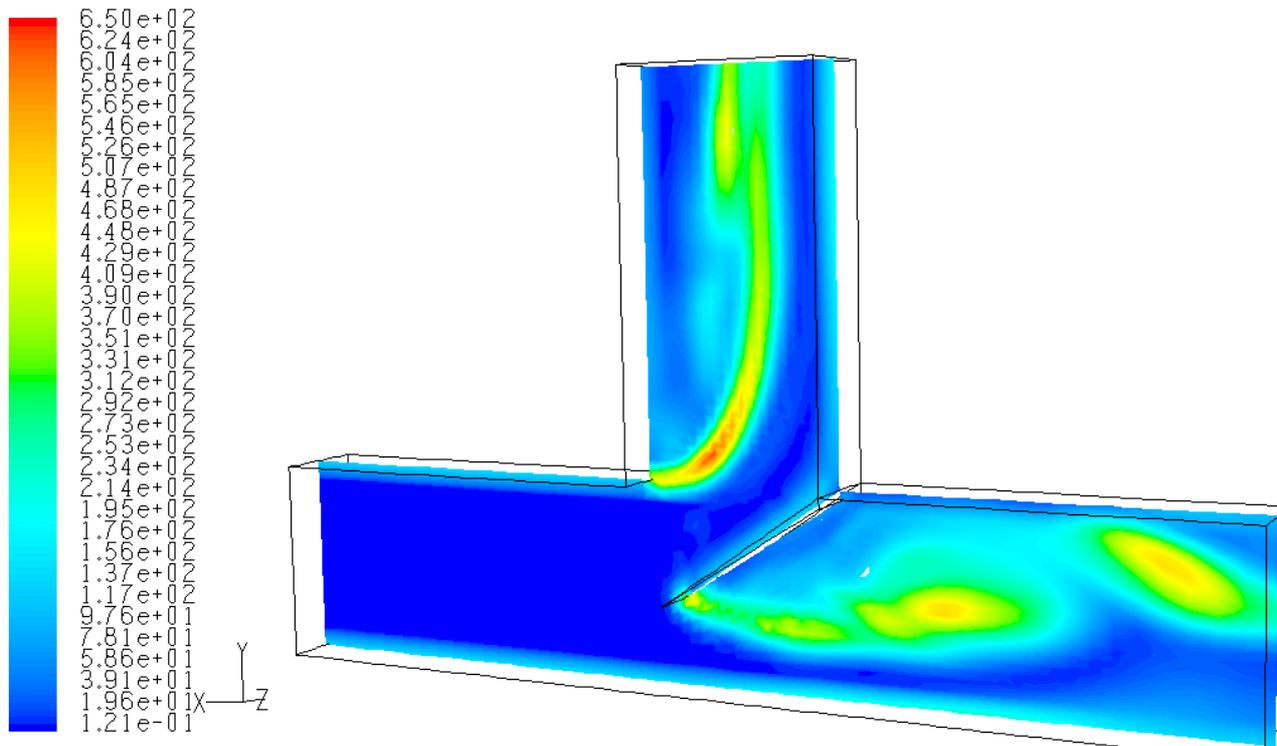


Fig. 5.8. Vorticità ($\nabla \times \vec{V}$ 1/s) per $\alpha=35^\circ$ $v=50$ m/s.

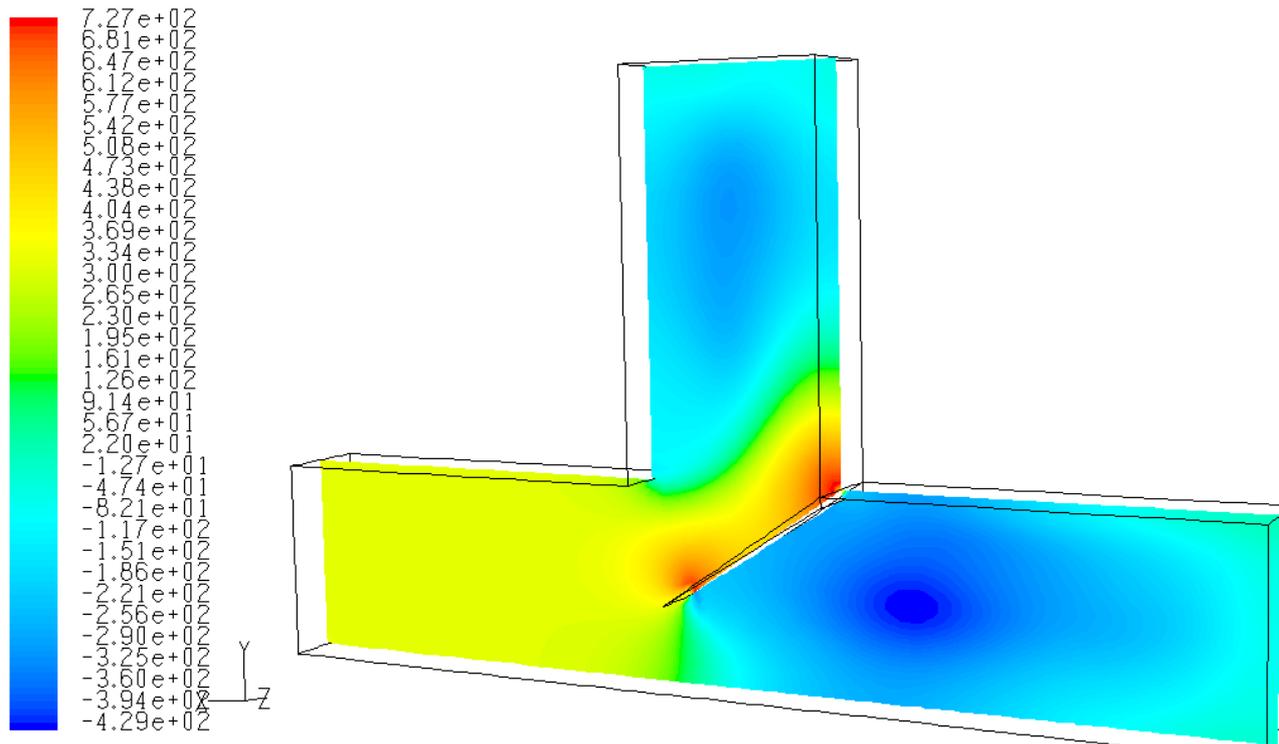


Fig. 5.9. Pressione statica (Pa) per $\alpha=35^\circ$ $v=50$ m/s.

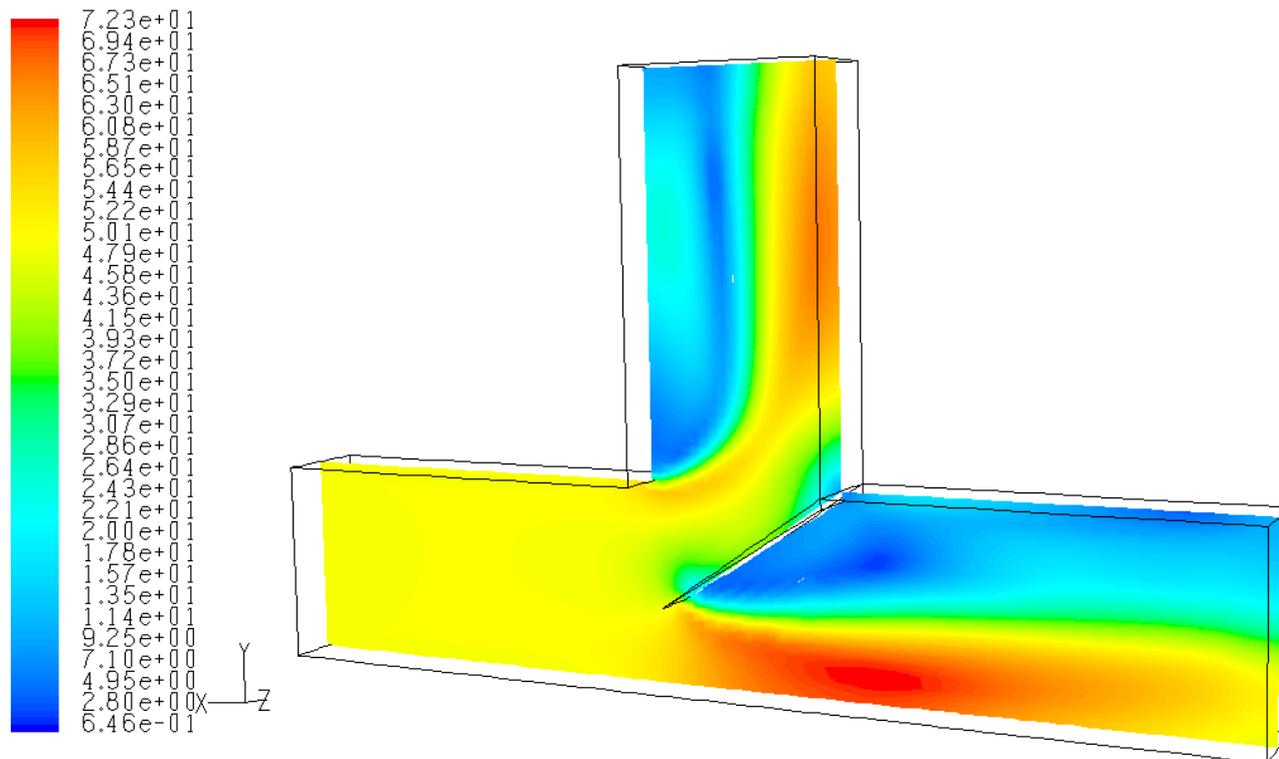


Fig. 5.10. Velocità (m/s) per $\alpha=35^\circ$ $v=50$ m/s.

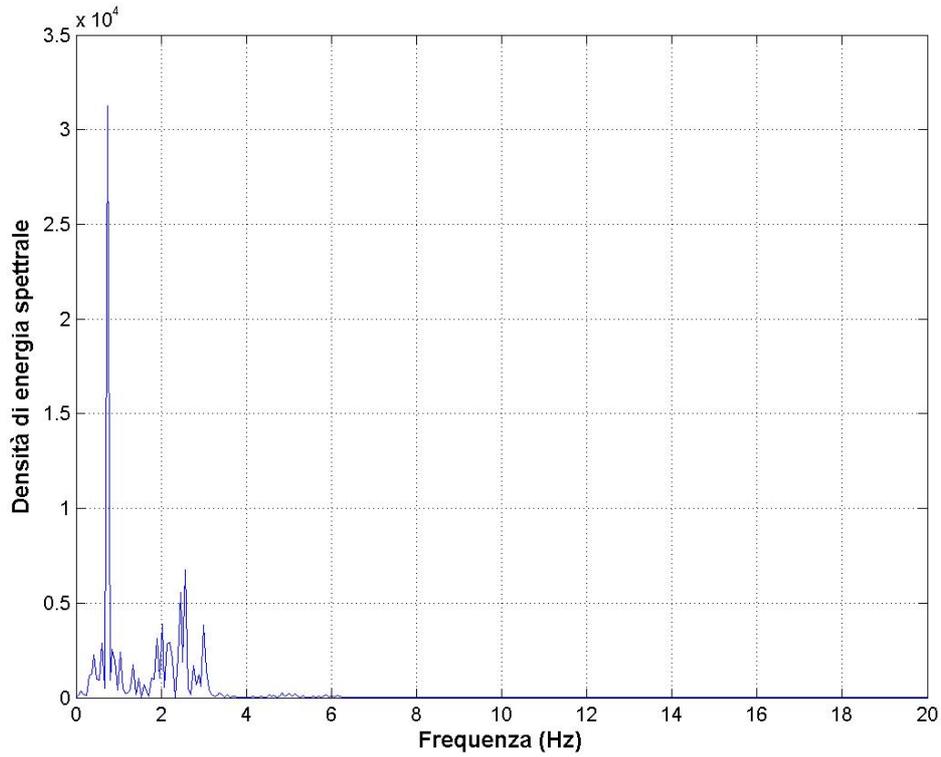


Fig. 5.11. Analisi FFT per l'integrale di pressione sulla faccia inferiore $\alpha=25^\circ$ $v=10$ m/s.

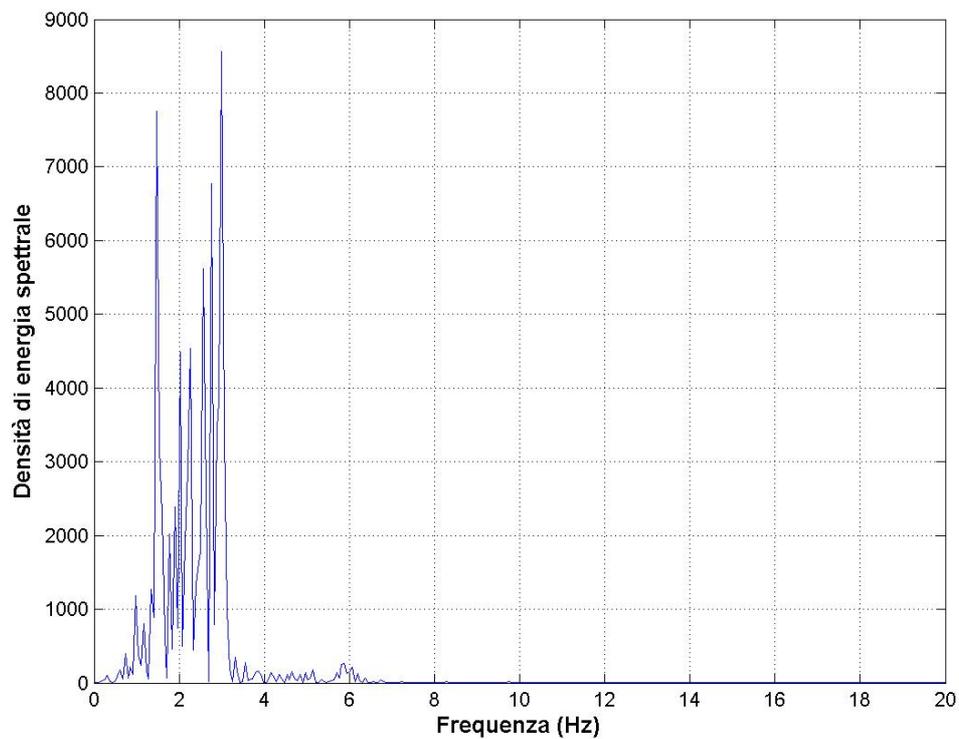


Fig. 5.12. Analisi FFT per l'integrale di pressione sulla faccia superiore $\alpha=25^\circ$ $v=10$ m/s.

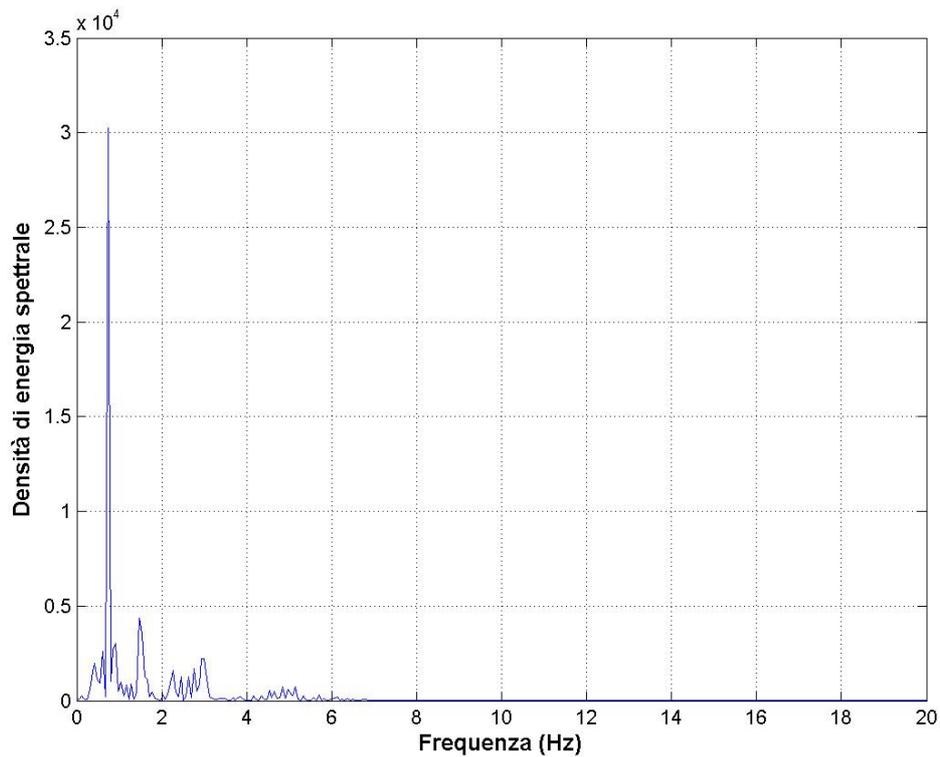


Fig. 5.13. Analisi FFT per la somma dell'integrale di pressione sulle facce inferiore e superiore $\alpha=25^\circ$ $v=10$ m/s.

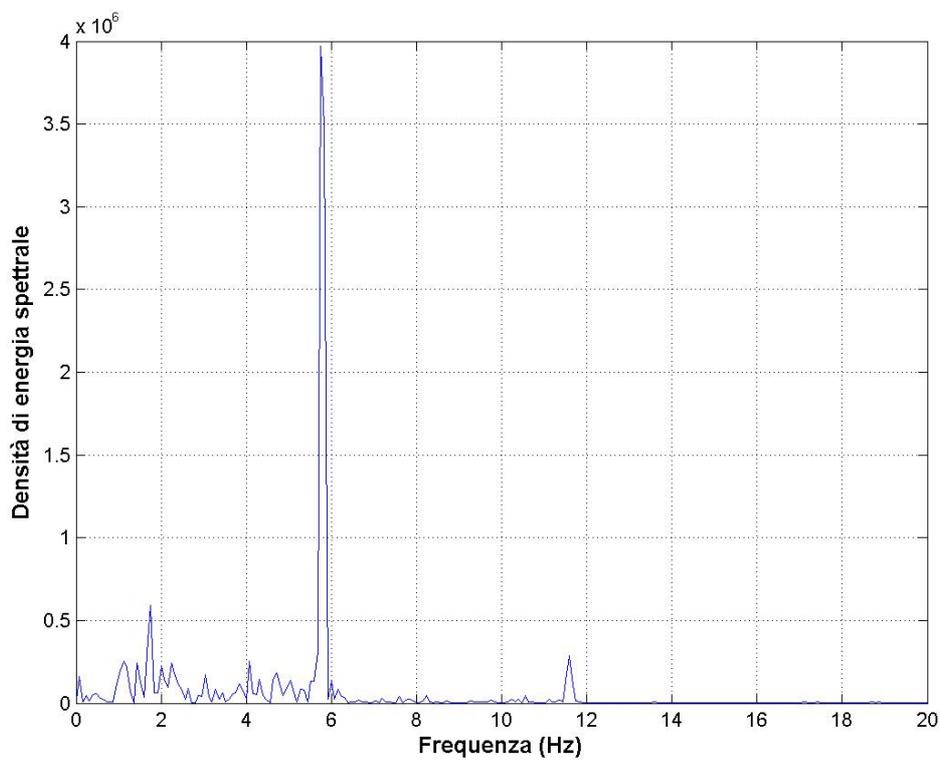


Fig. 5.14. Analisi FFT per l'integrale di pressione sulla faccia inferiore $\alpha=25^\circ$ $v=30$ m/s.

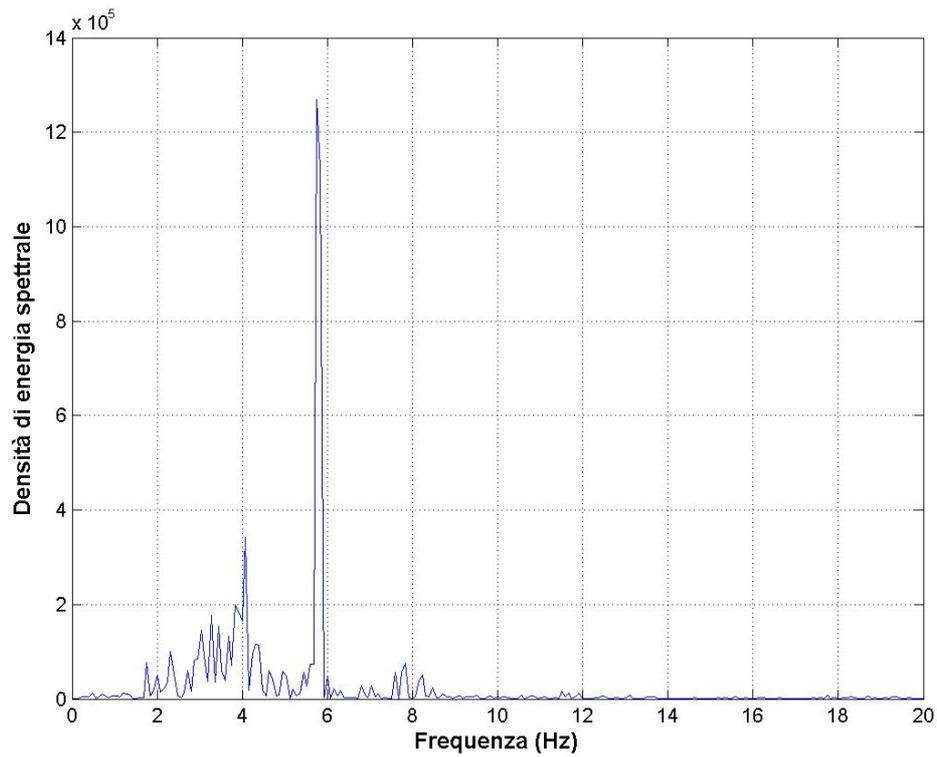


Fig. 5.15. Analisi FFT per l'integrale di pressione sulla faccia superiore $\alpha=25^\circ$ $v=30$ m/s.

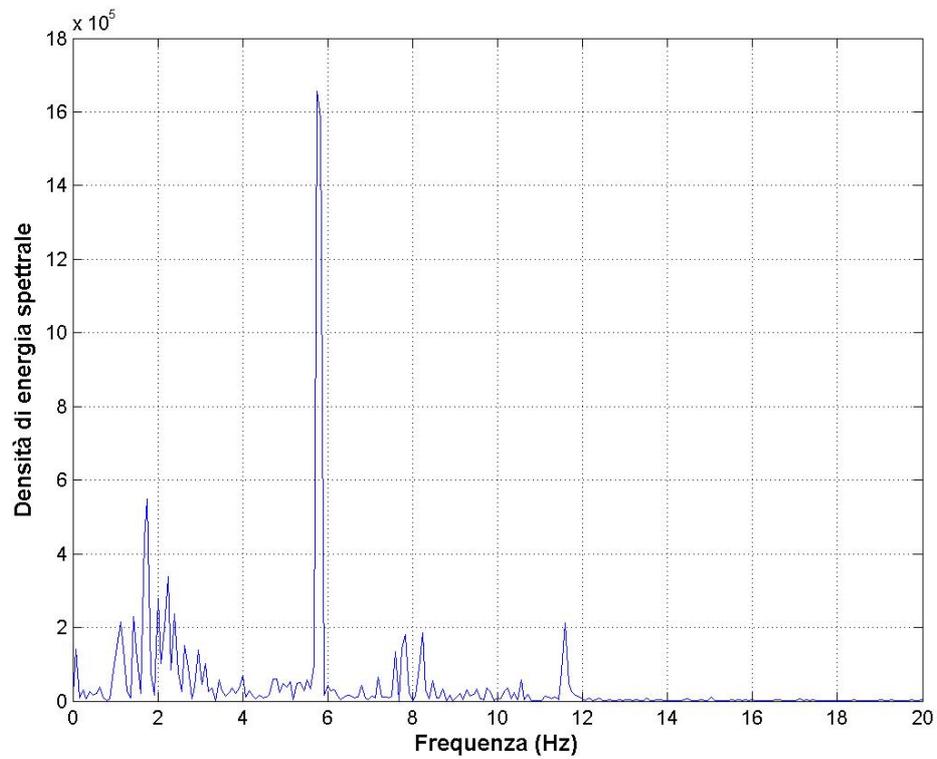


Fig. 5.16. Analisi FFT per la somma dell'integrale di pressione sulle facce inferiore e superiore $\alpha=25^\circ$ $v=30$ m/s.

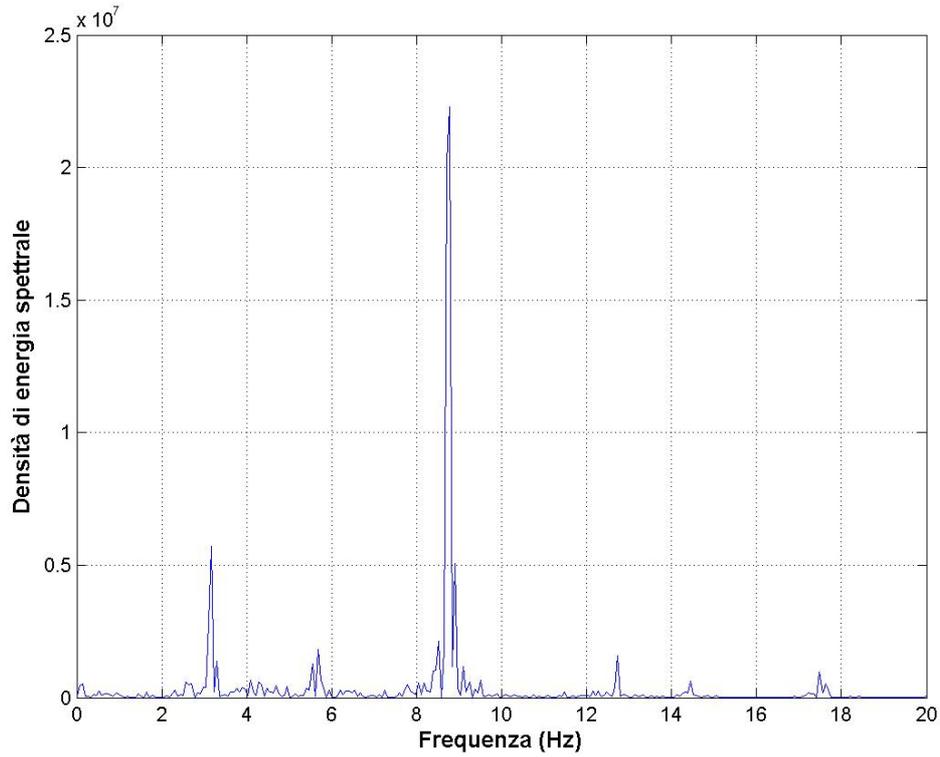


Fig. 5.17. Analisi FFT per l'integrale di pressione sulla faccia inferiore $\alpha=25^\circ$ $v=50$ m/s.

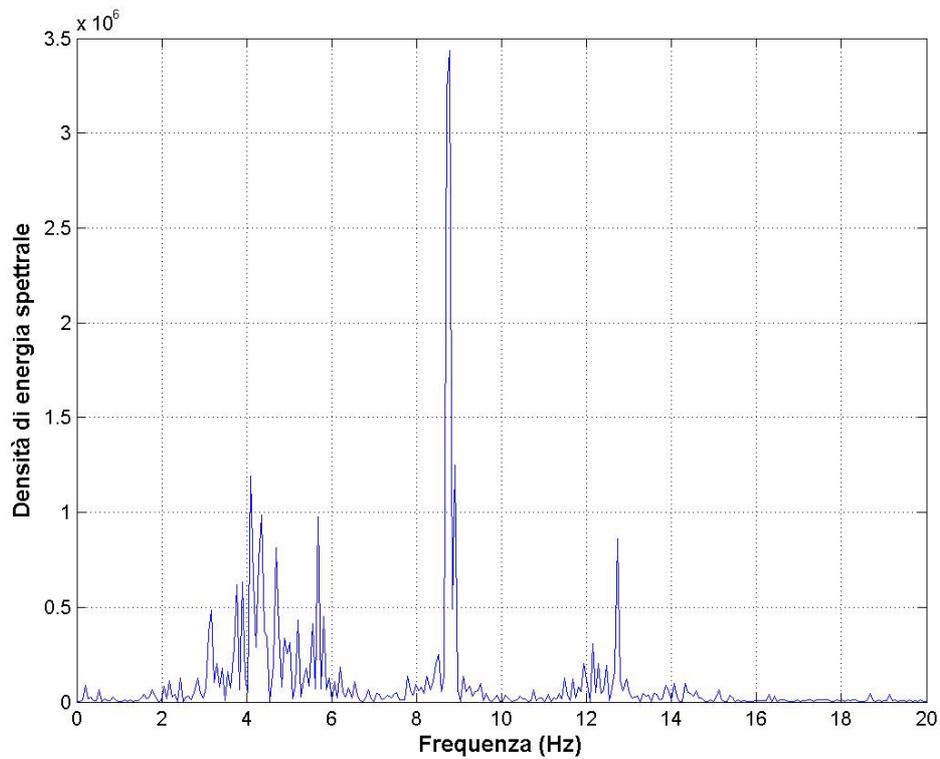


Fig. 5.18. Analisi FFT per l'integrale di pressione sulla faccia superiore $\alpha=25^\circ$ $v=50$ m/s.

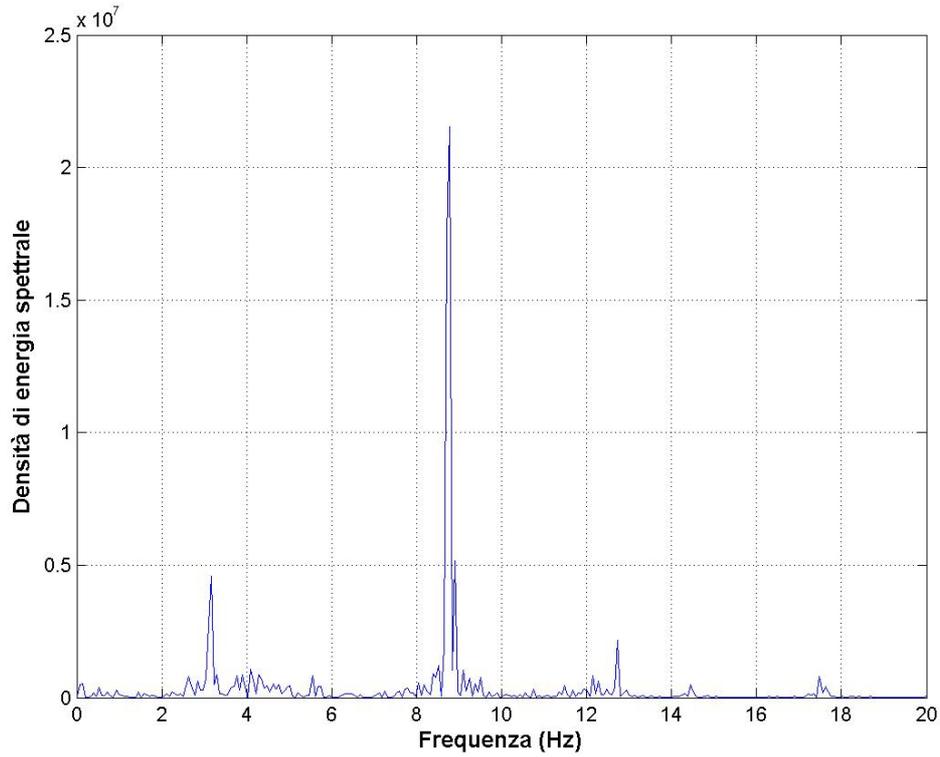


Fig. 5.19. Analisi FFT per la somma dell'integrale di pressione sulle facce inferiore e superiore $\alpha=25^\circ$ $v=50$ m/s.

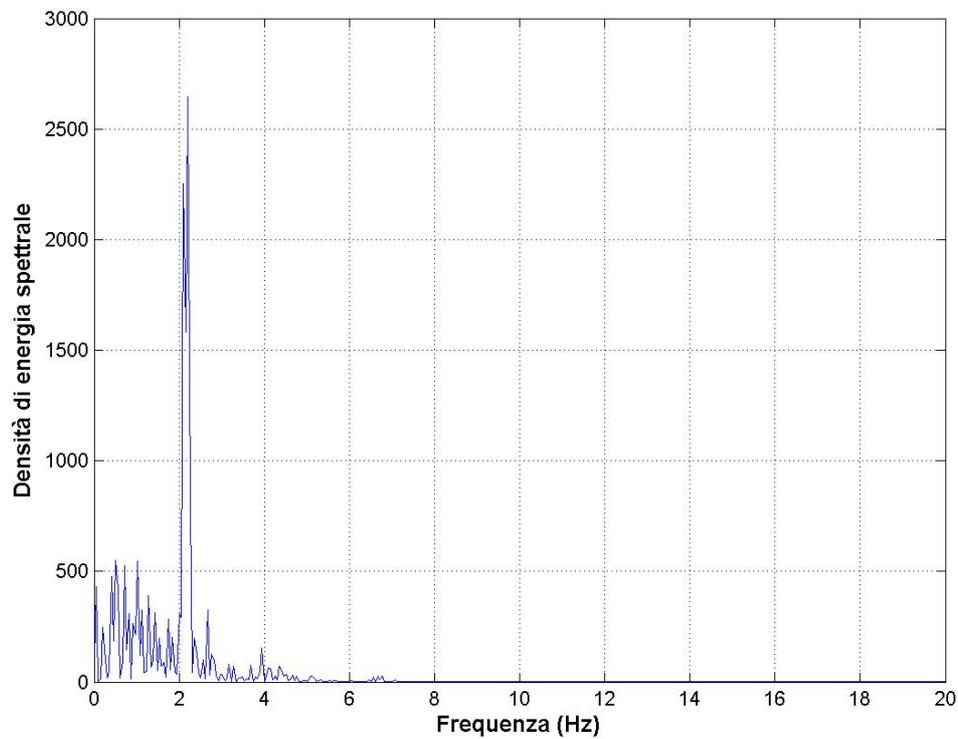


Fig. 5.20. Analisi FFT per l'integrale di pressione sulla faccia inferiore $\alpha=35^\circ$ $v=10$ m/s.

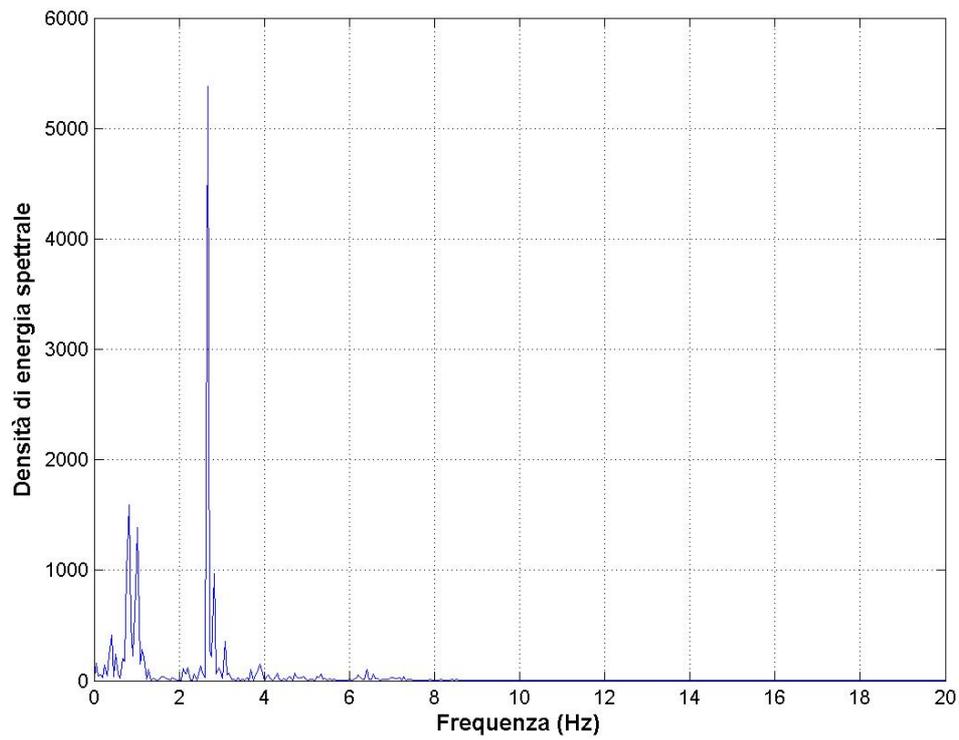


Fig. 5.21. Analisi FFT per l'integrale di pressione sulla faccia superiore $\alpha=35^\circ$ $v=10$ m/s.

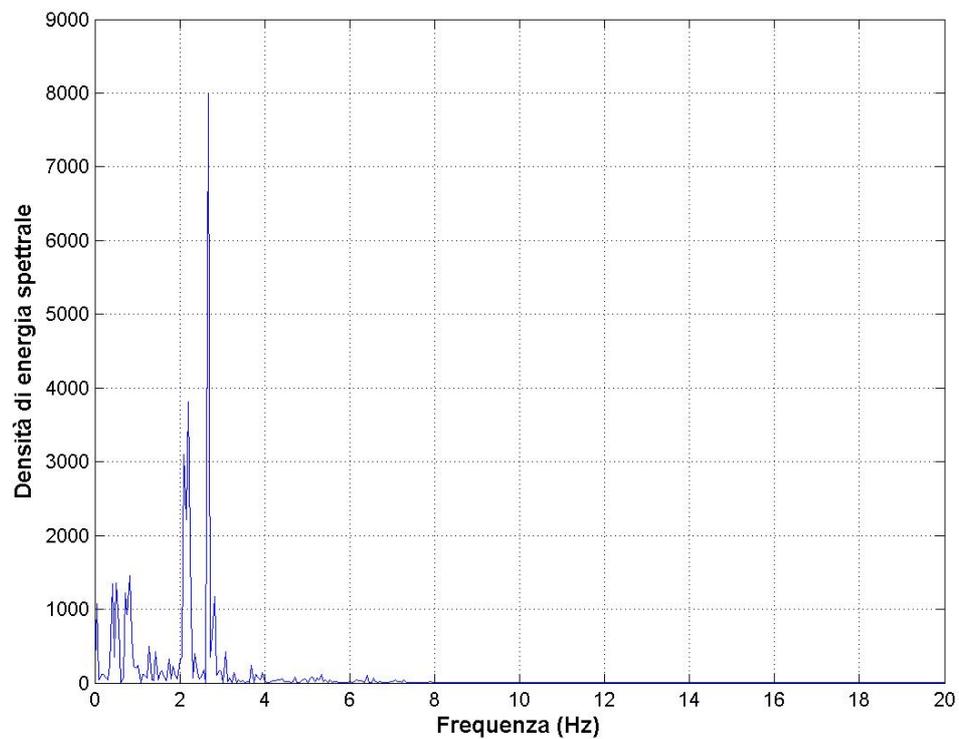


Fig. 5.22. Analisi FFT per la somma dell'integrale di pressione sulle facce inferiore e superiore $\alpha=35^\circ$ $v=10$ m/s.

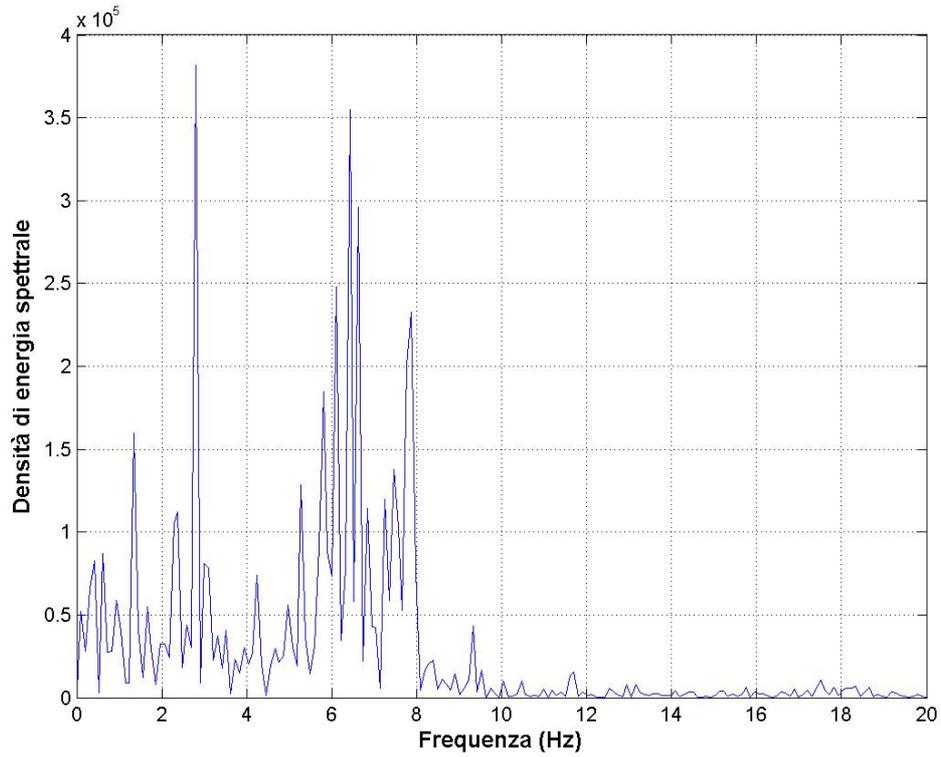


Fig. 5.23. Analisi FFT per l'integrale di pressione sulla faccia inferiore $\alpha=35^\circ$ $v=30$ m/s.

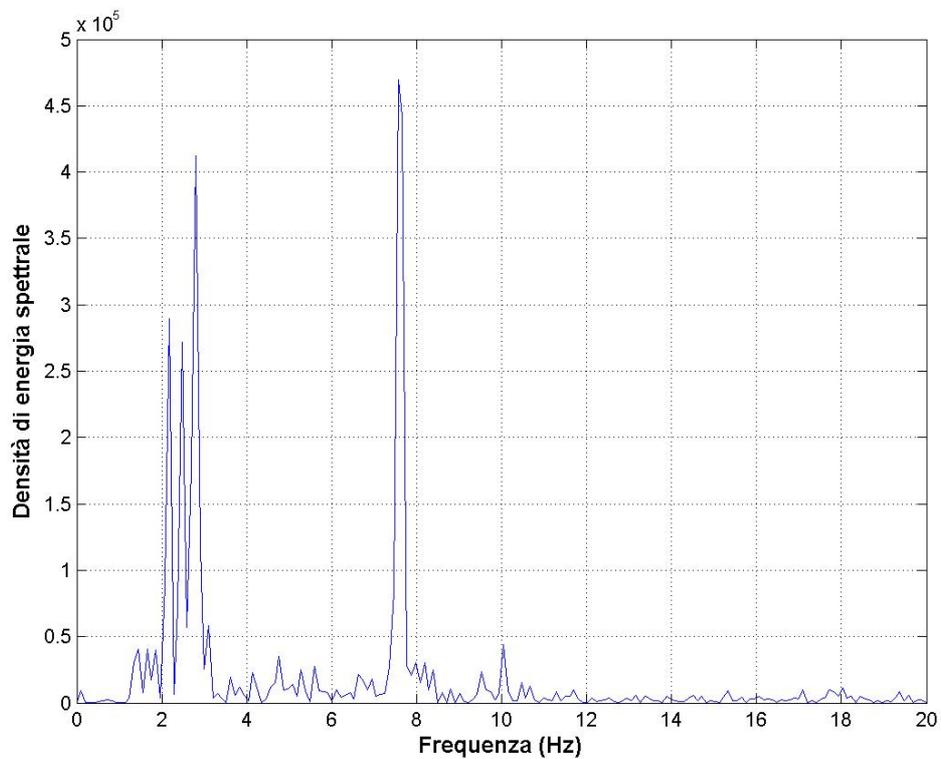


Fig. 5.24. Analisi FFT per l'integrale di pressione sulla faccia superiore $\alpha=35^\circ$ $v=30$ m/s.

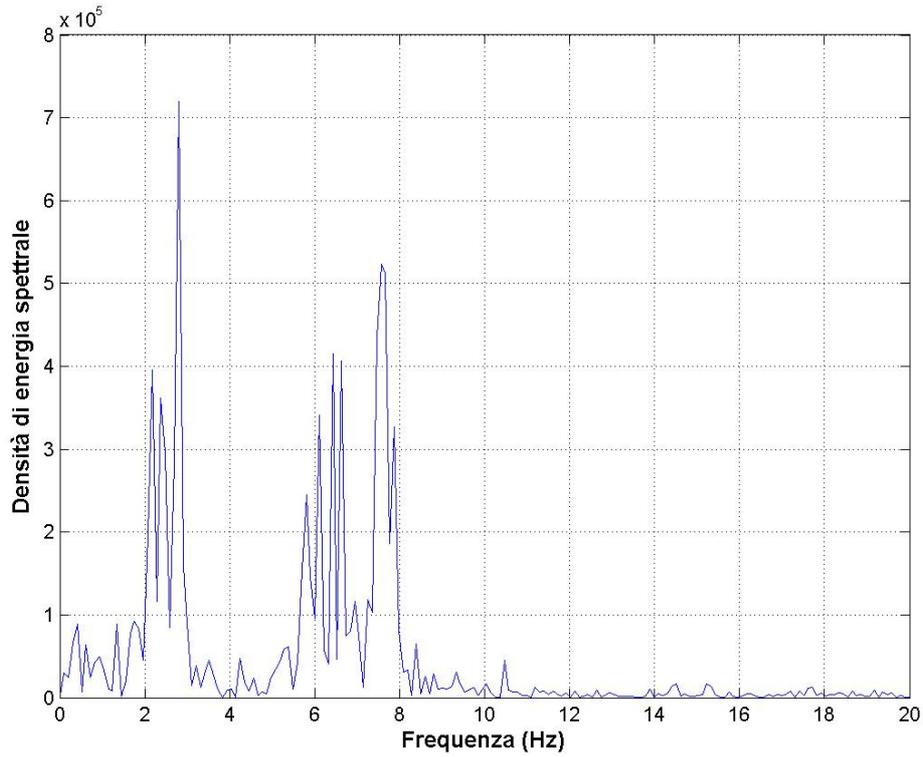


Fig. 5.25. Analisi FFT per la somma dell'integrale di pressione sulle facce inferiore e superiore $\alpha=35^\circ$ $v=30$ m/s.

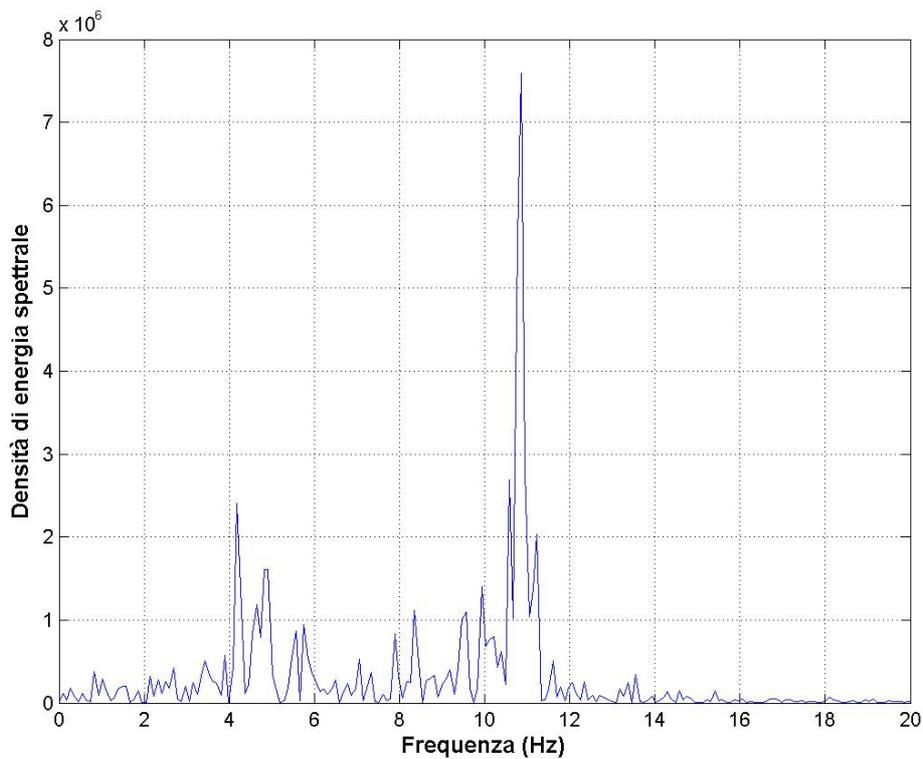


Fig. 5.26. Analisi FFT per l'integrale di pressione sulla faccia inferiore $\alpha=35^\circ$ $v=50$ m/s.

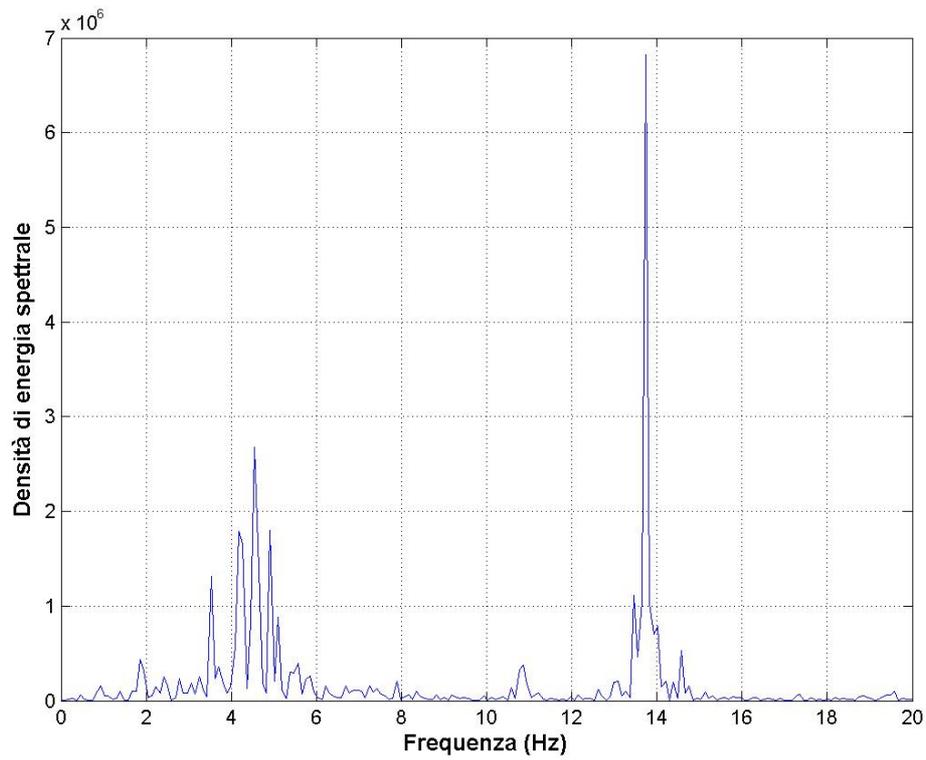


Fig. 5.27. Analisi FFT per l'integrale di pressione sulla faccia superiore $\alpha=35^\circ$ $v=50$ m/s.

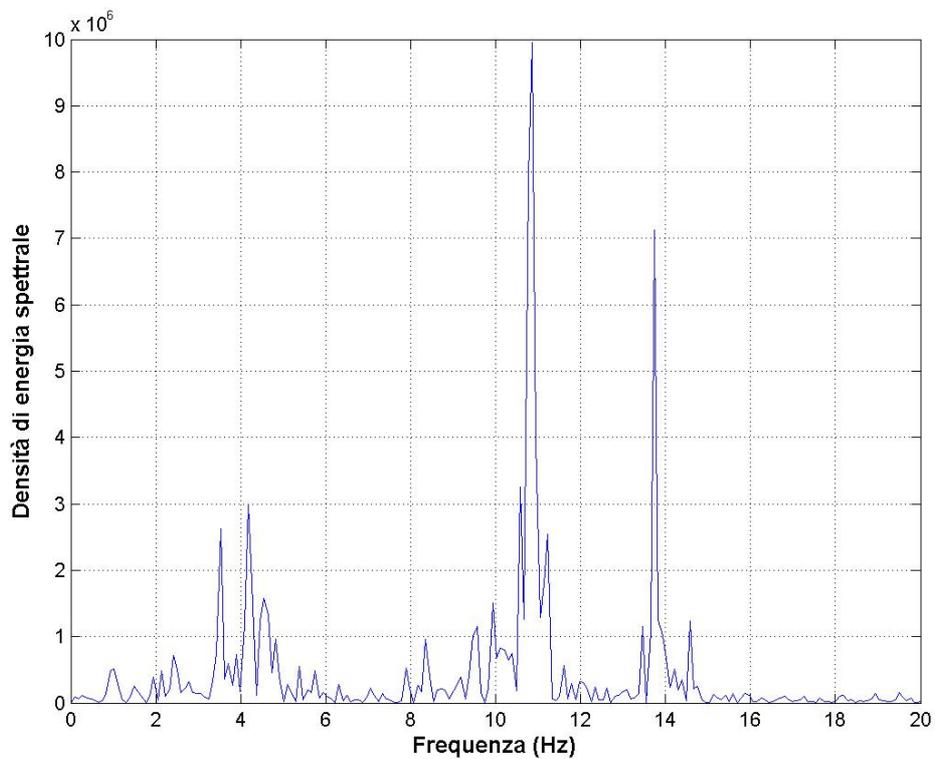


Fig. 5.28. Analisi FFT per la somma dell'integrale di pressione sulle facce inferiore e superiore $\alpha=35^\circ$ $v=50$ m/s.

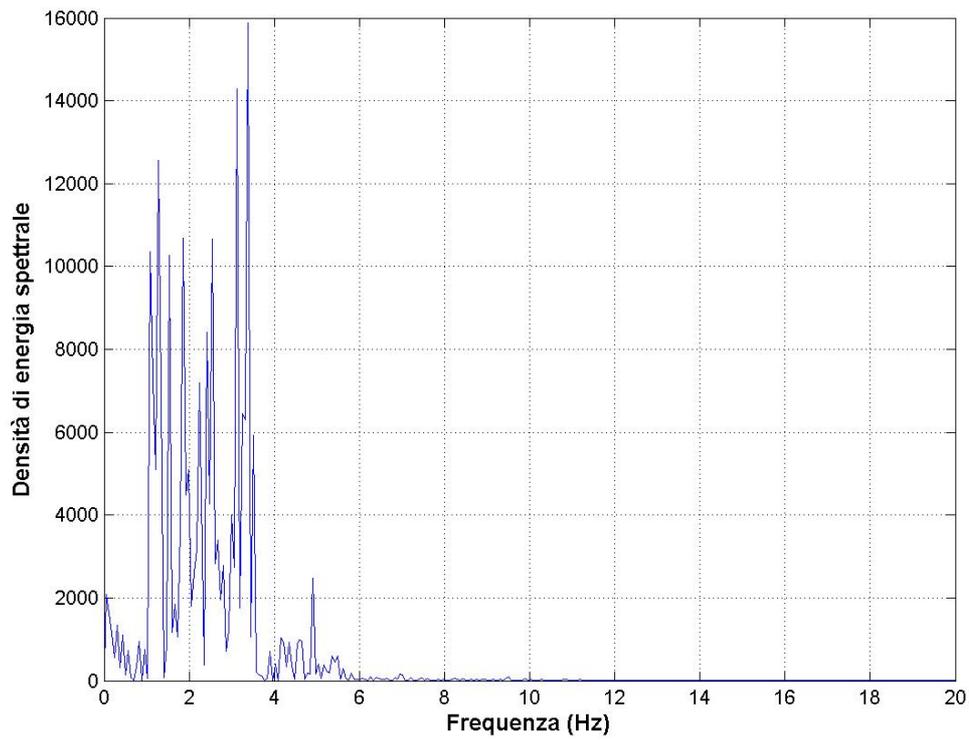


Fig. 5.29. Analisi FFT per l'integrale di pressione sulla faccia inferiore $\alpha=45^\circ$ $v=10$ m/s.

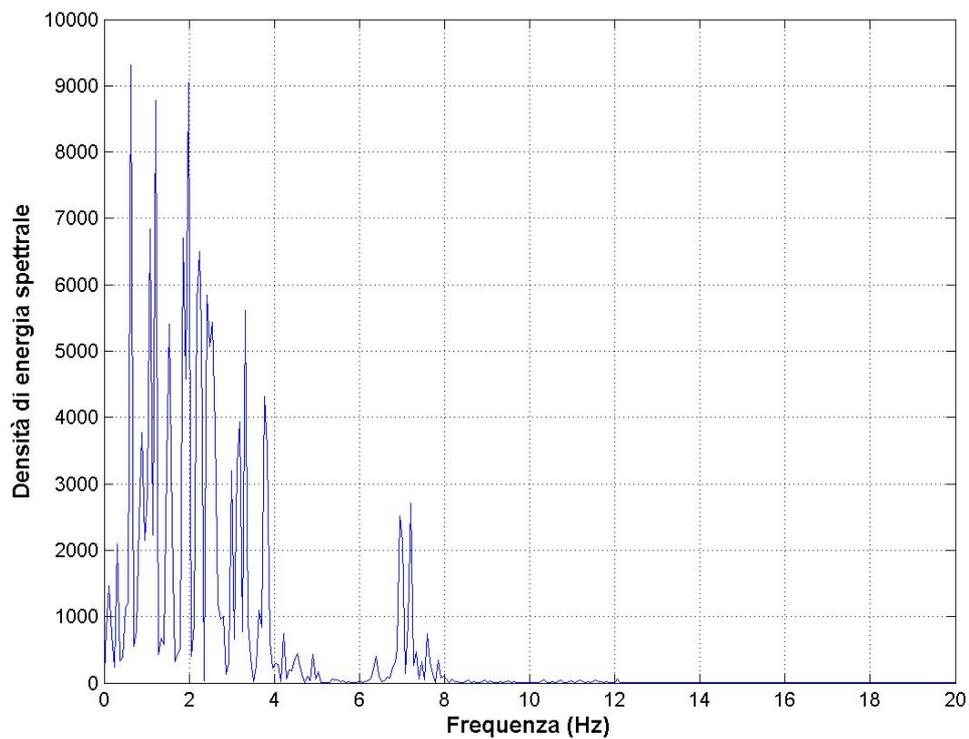


Fig. 5.30. Analisi FFT per l'integrale di pressione sulla faccia superiore $\alpha=45^\circ$ $v=10$ m/s.

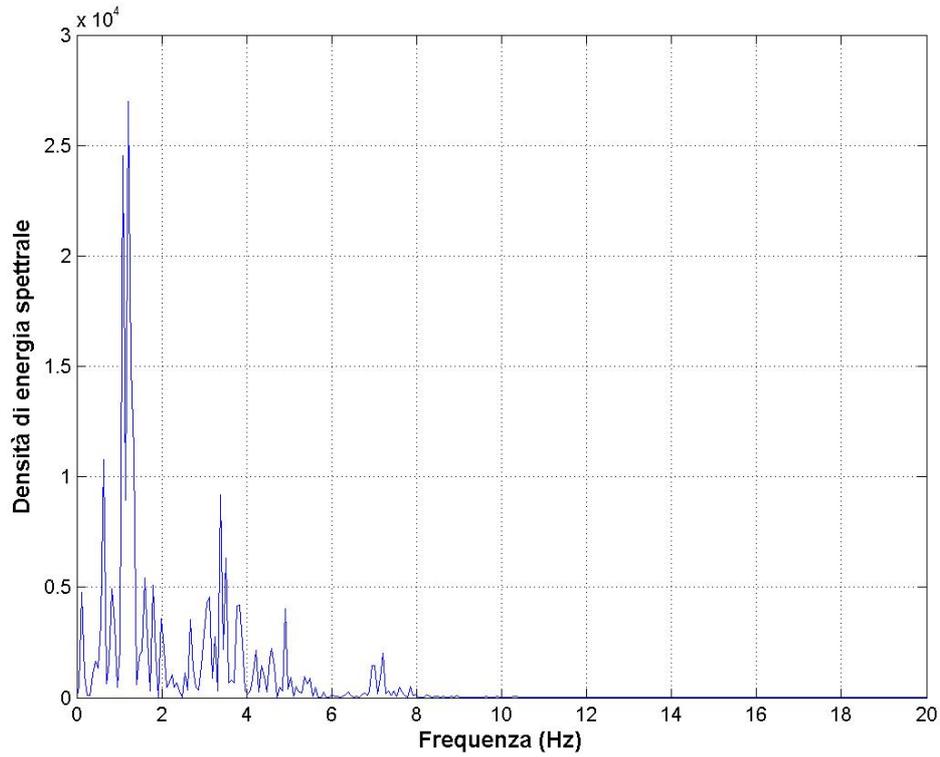


Fig. 5.31. Analisi FFT per la somma dell'integrale di pressione sulle facce inferiore e superiore $\alpha=45^\circ$ $v=10$ m/s.

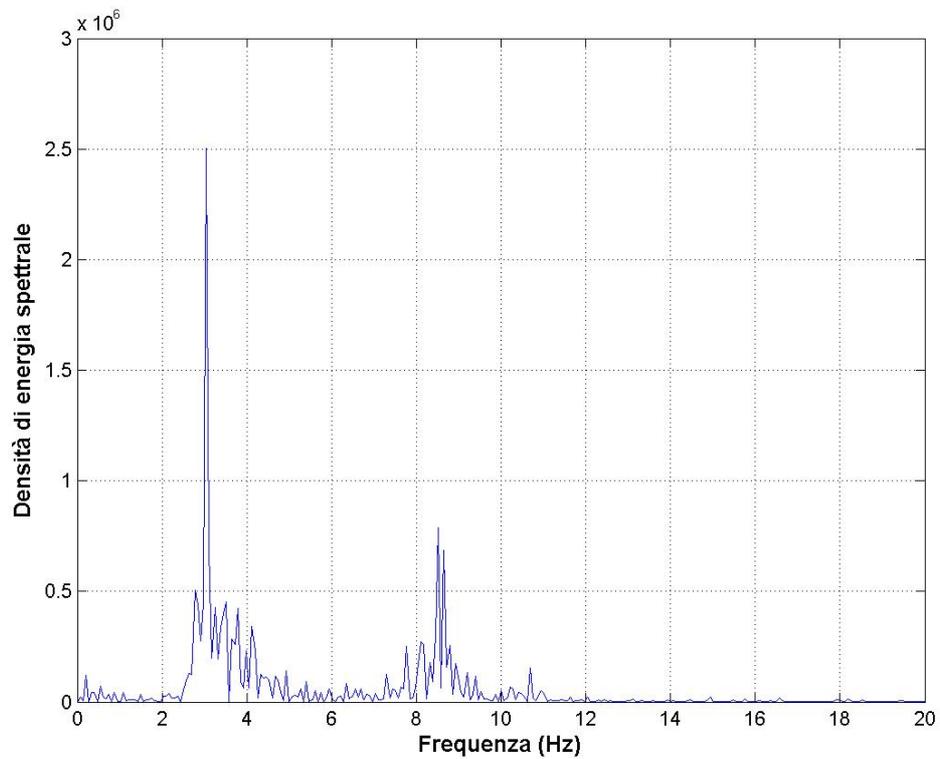


Fig. 5.32. Analisi FFT per l'integrale di pressione sulla faccia inferiore $\alpha=45^\circ$ $v=30$ m/s.

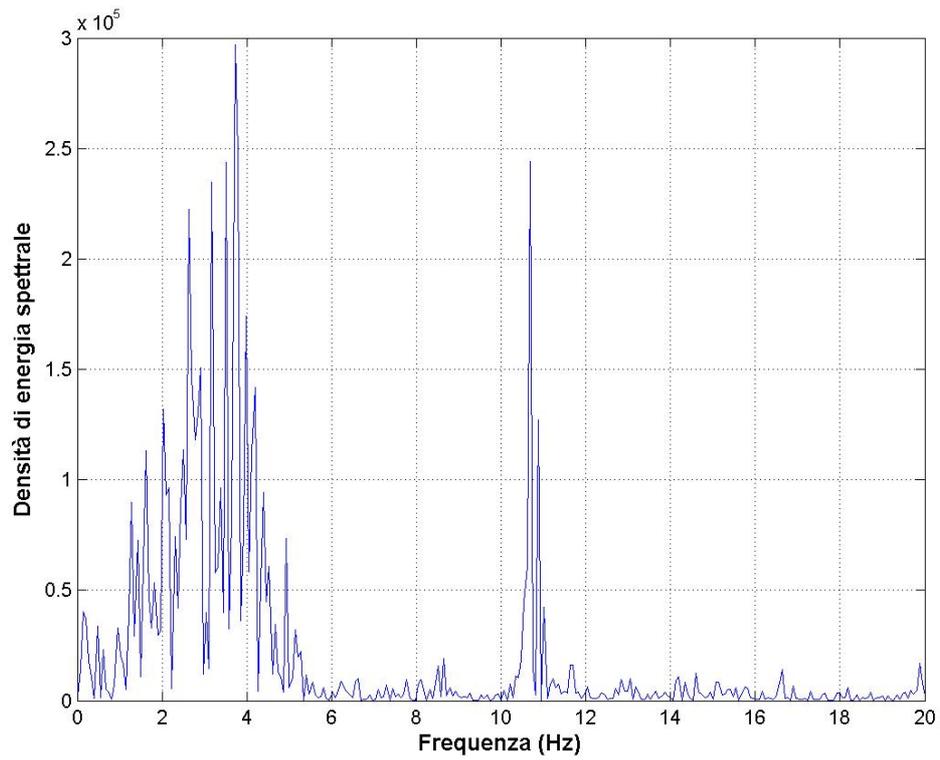


Fig. 5.33. Analisi FFT per l'integrale di pressione sulla faccia superiore $\alpha=45^\circ$ $v=30$ m/s.

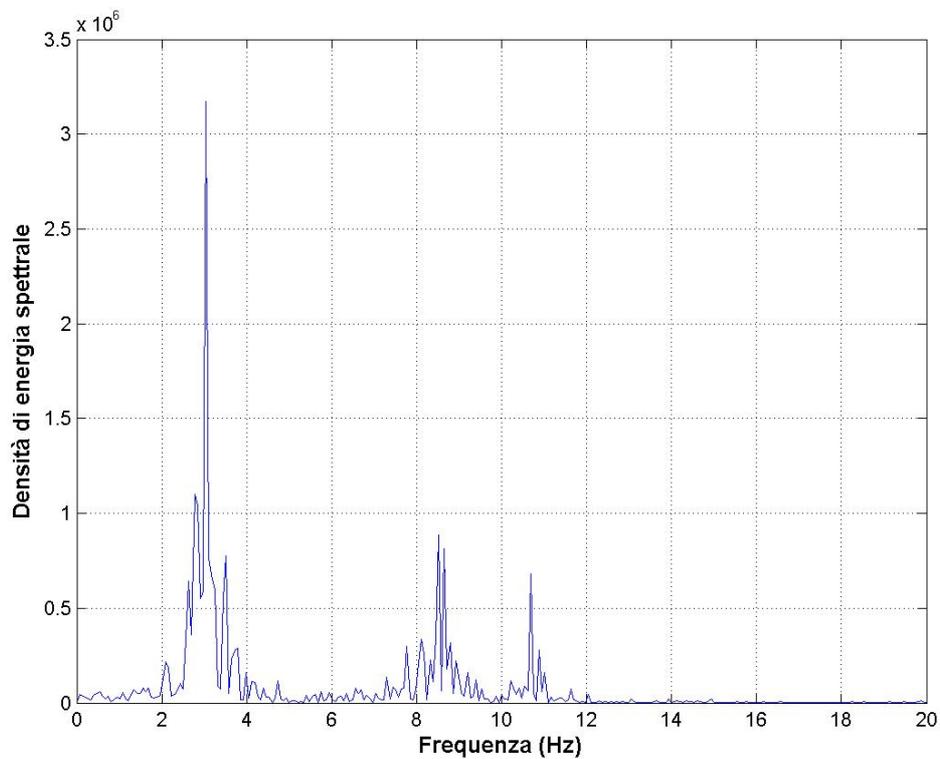


Fig. 5.34. Analisi FFT per la somma dell'integrale di pressione sulle facce inferiore e superiore $\alpha=45^\circ$ $v=30$ m/s.

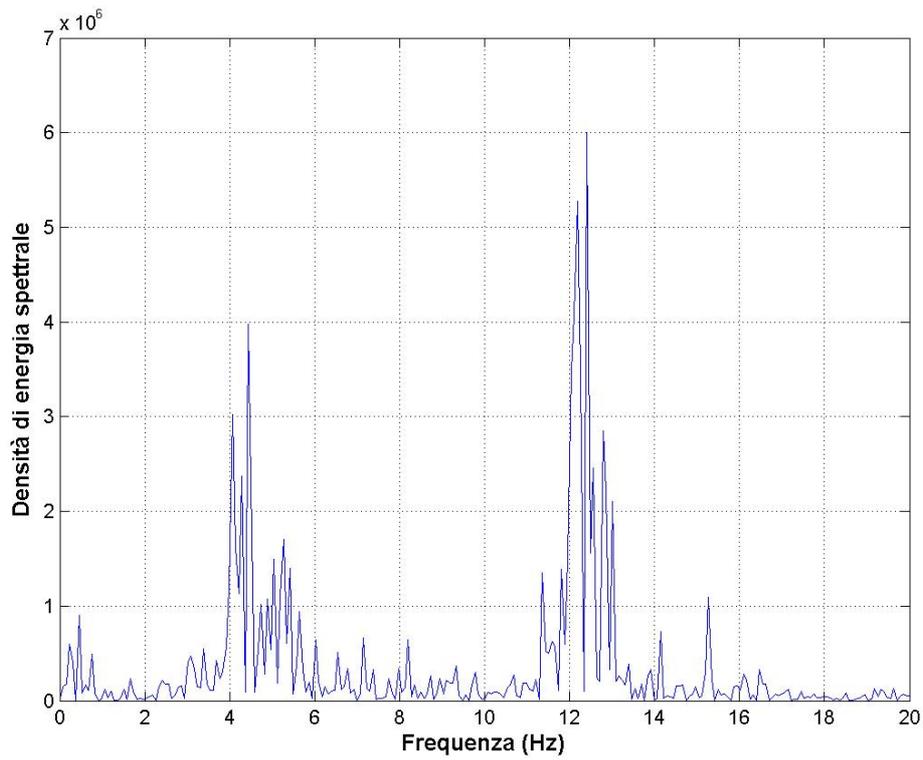


Fig. 5.35. Analisi FFT per l'integrale di pressione sulla faccia inferiore $\alpha=45^\circ$ $v=50$ m/s.

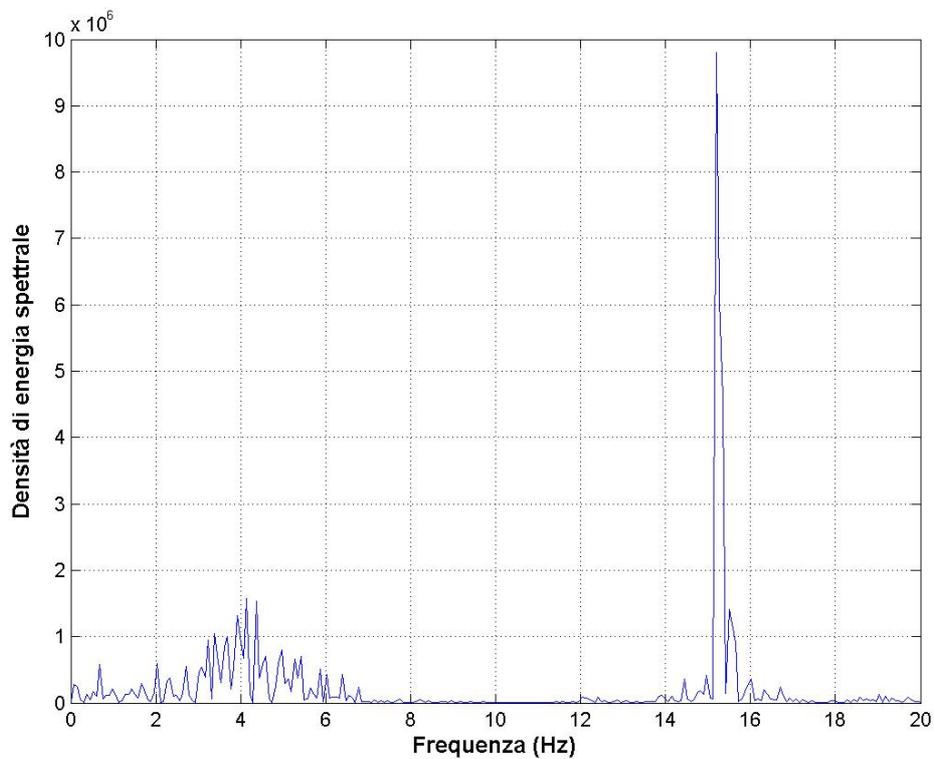


Fig. 5.36. Analisi FFT per l'integrale di pressione sulla faccia superiore $\alpha=45^\circ$ $v=50$ m/s.

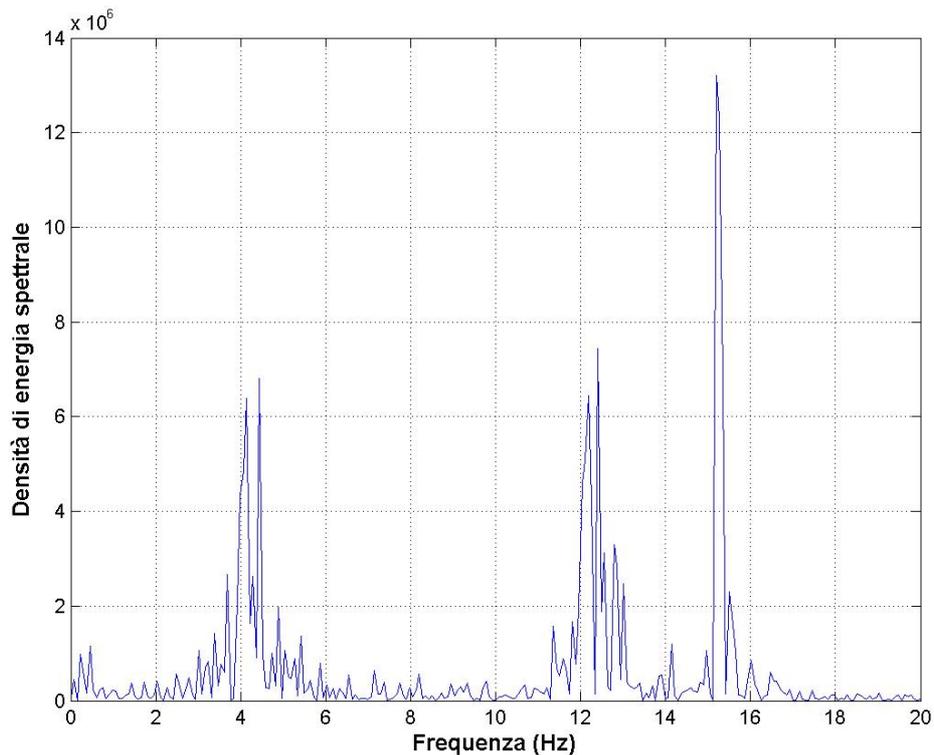


Fig. 5.37. Analisi FFT per la somma dell'integrale di pressione sulle facce inferiore e superiore $\alpha=45^\circ$ $v=50$ m/s.

In figura 5.8 è graficata la vorticità del flusso, definita come il rotore del vettore velocità $\nabla \times \vec{V}$, che dà conto della curvatura delle linee di flusso. Nei diagrammi delle figure 5.11-5.37 sono stati riportati i risultati dell'analisi effettuata con la trasformata di Fourier, sui dati registrati nel corso delle simulazioni, riguardanti l'andamento del modulo delle forze sulle facce inferiore e superiore, nonché della risultante delle due. In alcuni dei casi esaminati non si riesce ad individuare nettamente un unico valore di frequenza, ma ne esiste più di uno. Comunque, una prima conclusione è che le frequenze di oscillazione di tali forze, aumentano all'aumentare delle velocità di prova, fino a raggiungere anche valori massimi di 15 Hz. Non si riesce invece a stabilire quale sia precisamente l'influenza dell'angolo di apertura. Per la velocità di 50 m/s si sperimenta un incremento delle frequenze all'aumentare dell'angolo, mentre per 10 e 30 m/s non si evidenzia un particolare trend.

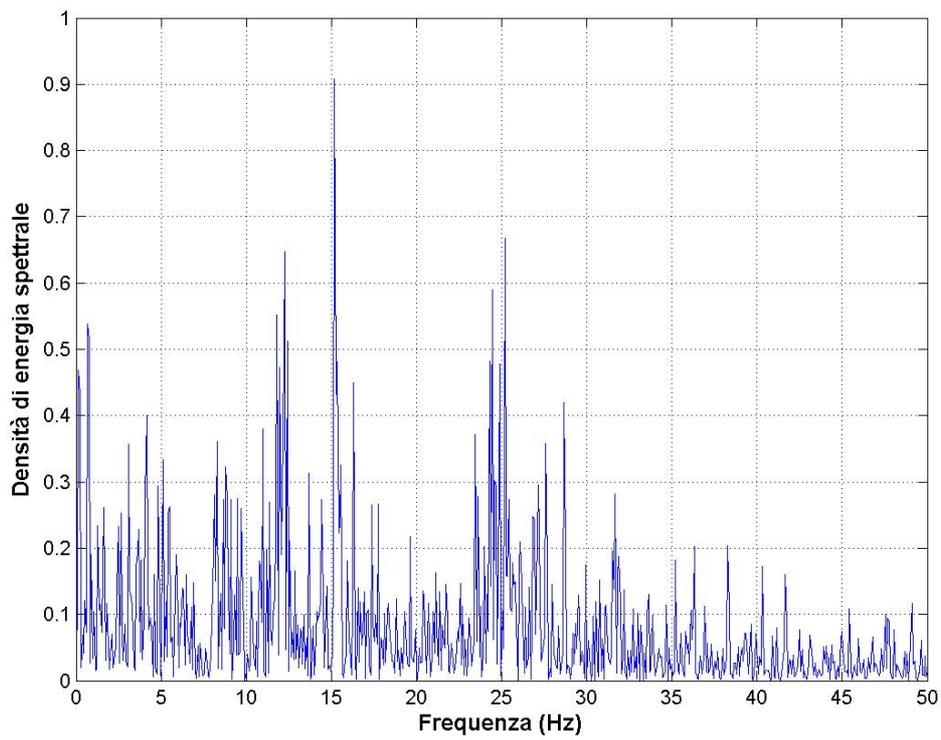


Fig. 5.38. Analisi FFT per il punto di applicazione della risultante sulla faccia inferiore $\alpha=45^\circ$ $v=50$ m/s.

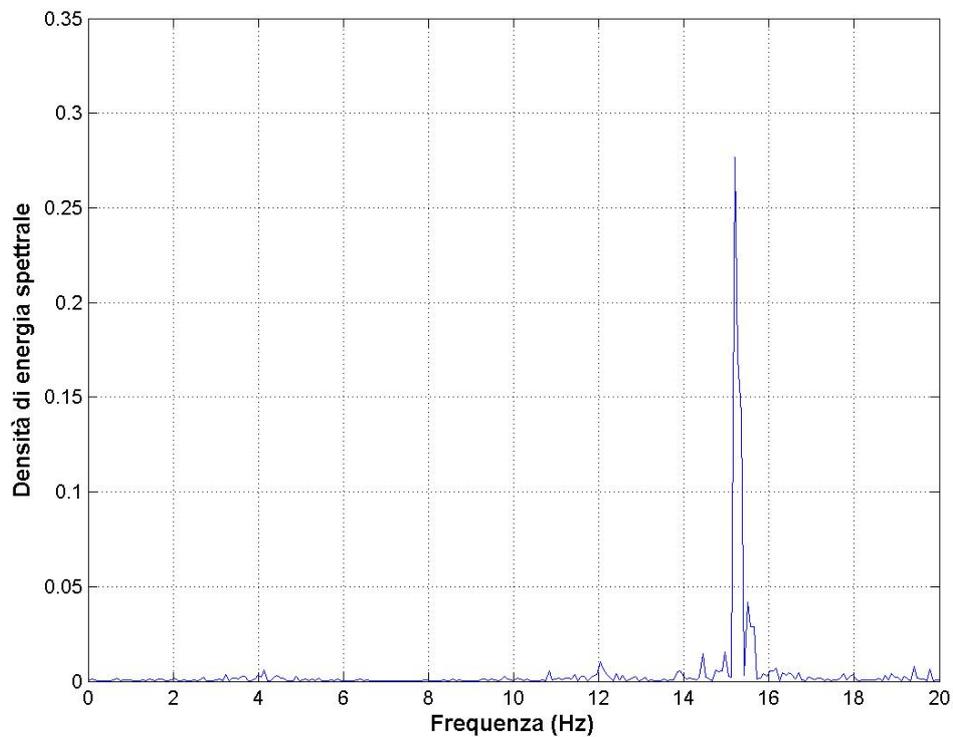


Fig. 5.39. Analisi FFT per il punto di applicazione della risultante sulla faccia superiore $\alpha=45^\circ$ $v=50$ m/s.

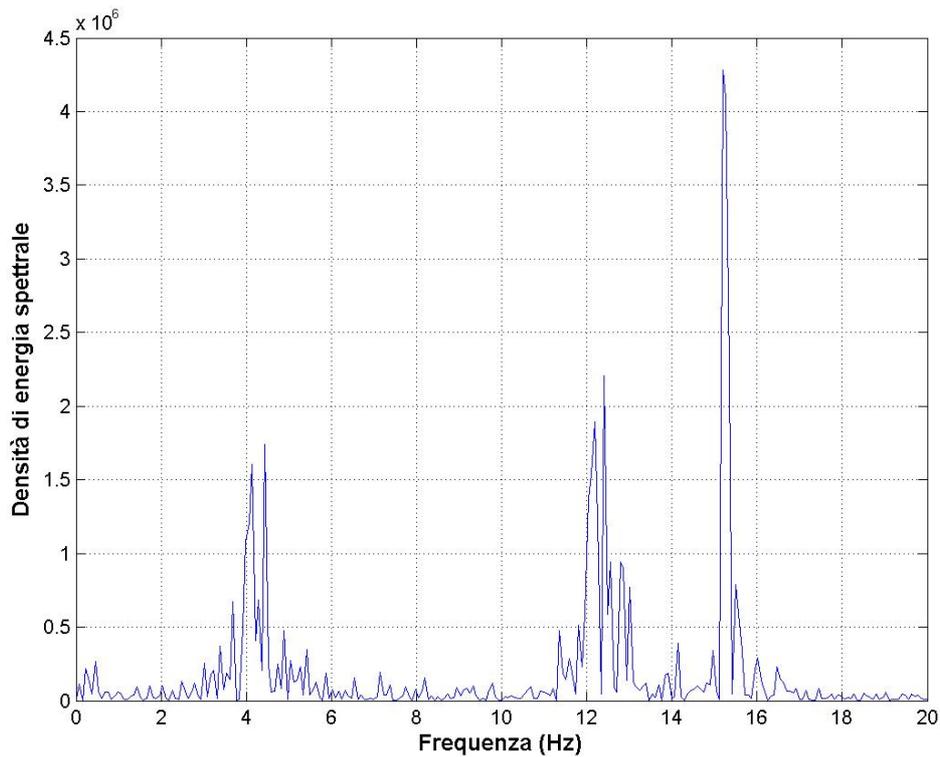


Fig. 5.40. Analisi FFT per il momento risultante $\alpha=45^\circ$ $v=50$ m/s.

Tab. 5.1.

Test	Pm Finf (Pa)	RMS Pm Finf (Pa)	Pm Fsup (Pa)	RMS Pm Fsup (Pa)	Portata HRSG (%)	Perdite Pt inf (Pa)	Perdite Pt sup (Pa)	Frequenza Risultante (Hz)
α 25 v10	-8.85	8.02	13.88	6.51	60	26.02	30.65	≈ 1
α 25 v30	-66.67	122.76	130.47	69.21	72	165.11	207.49	≈ 6
α 25 v50	-199.60	294.32	349.99	139.73	67	209.37	374.25	≈ 9
α 35 v10	-12.55	7.36	22.04	6.45	54	28.22	29.02	≈ 2
α 35 v30	-69.72	76.99	202.01	66.03	50	317.96	244.51	$\approx 2,6-8$
α 35 v50	-241.20	237.75	552.72	179.98	50	550.85	491.49	$\approx 11,14$
α 45 v10	-4.35	10.8	32.36	9.24	35	37.75	32.02	≈ 1
α 45 v30	-27.18	107.73	283.51	57.84	27	382.37	311.45	$\approx 3,9-11$
α 45 v50	-80.37	285.25	791.08	195.73	42	877.86	572.79	$\approx 4,12,15$

Circa le oscillazioni del punto di applicazione della risultante (fig. 5.38, 5.39), si può affermare che queste sembrano non dare nessun contributo e nessuna frequenza aggiuntiva al momento risultante

valutato rispetto al fulcro del setto (fig. 5.40), in confronto alle oscillazioni del modulo della forza risultante prima descritte.

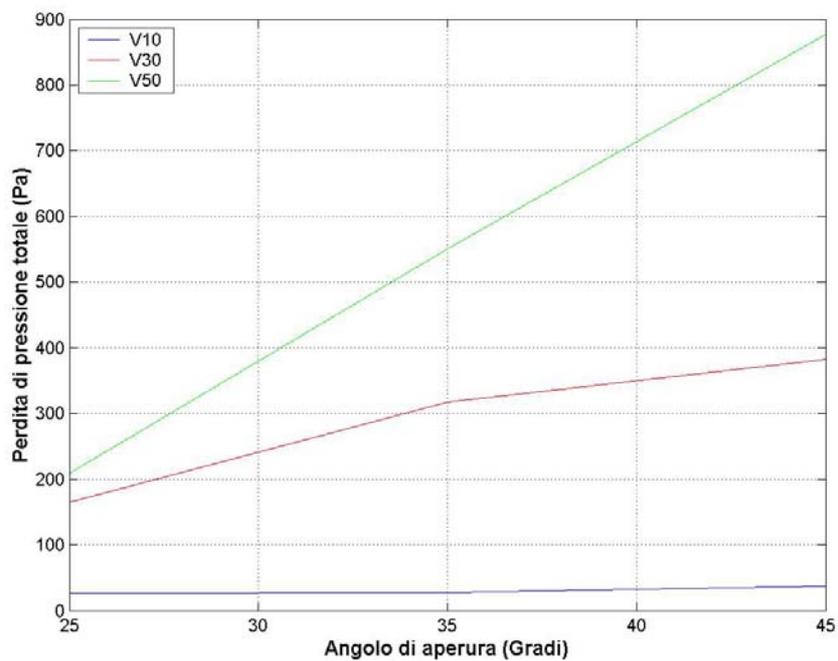


Fig. 5.41. Perdita di pressione totale ramo inferiore.

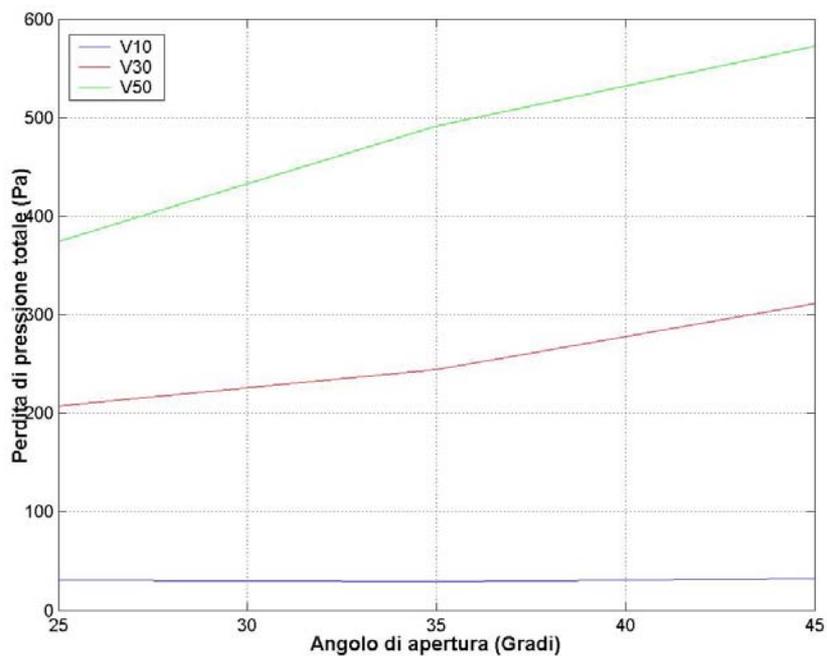


Fig. 5.42. Perdita di pressione totale ramo superiore.

In tabella 5.1 sono anche riassunti i dati di pressione media, con relativo RMS, i valori di portata verso la caldaia espressi in percentuale, le perdite di pressione totale (fig. 5.41, 5.42) nei due rami ed un riassunto delle frequenze della forza risultante sul setto.

Per il range di velocità e angoli di apertura esaminati, l'andamento della portata verso la caldaia varia linearmente con l'angolo.

Il campo di moto instaurato mostra principalmente caratteristiche di bidimensionalità (fig. 5.8), anche se ad un esame attento delle linee di flusso, si può notare che i vortici non sono perfettamente piani. Ciò conforta la scelta di adottare una griglia 3D, per altro obbligata con il modello di turbolenza utilizzato.

CAPITOLO 6

ANALISI NUMERICA

BIDIMENSIONALE DEI POST-

BRUCIATORI

6.1 Descrizione delle configurazioni esaminate

La parte forse più cospicua della tesi ha avuto per oggetto la ricerca ed il successivo confronto, di alcune configurazioni di post-bruciatori. Nella fase iniziale si è condotta una indagine sulle tipologie di bruciatori disponibili sul mercato, dalla quale si sono individuate fondamentalmente le tre tipologie rappresentate nelle figure successive (6.1, 6.2, 6.3).

1. La prima configurazione scelta è di tipo semplice, con bluff-body a V a 45 e 60°.
2. La seconda configurazione presenta rispetto alla prima un canale di passaggio per il comburente, ricavato all'interno del bluff-body.
3. La terza configurazione possiede un bluff-body con feritoie longitudinali.

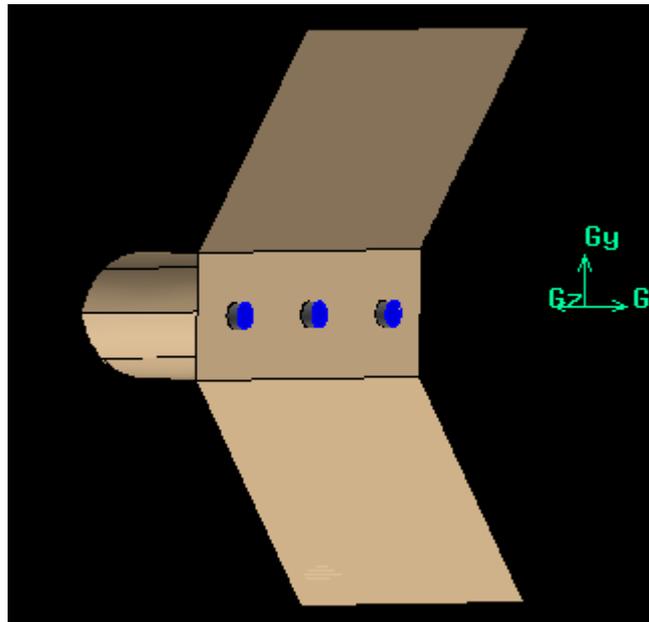


Fig. 6.1. Tipologia 1.

Gli accorgimenti adottati nella seconda e terza tipologia, evoluzioni della prima, hanno lo scopo di aumentare l'efficacia del miscelamento prodotto e nel contempo, garantendo il passaggio di parte del comburente, di raffreddare il bluff-body e evitare che venga investito direttamente dalla fiamma.

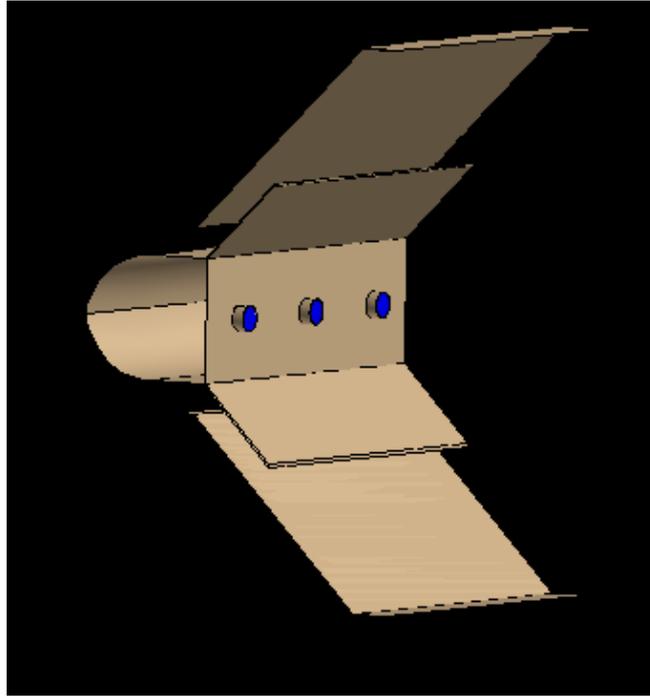


Fig. 6.2. Tipologia 2.

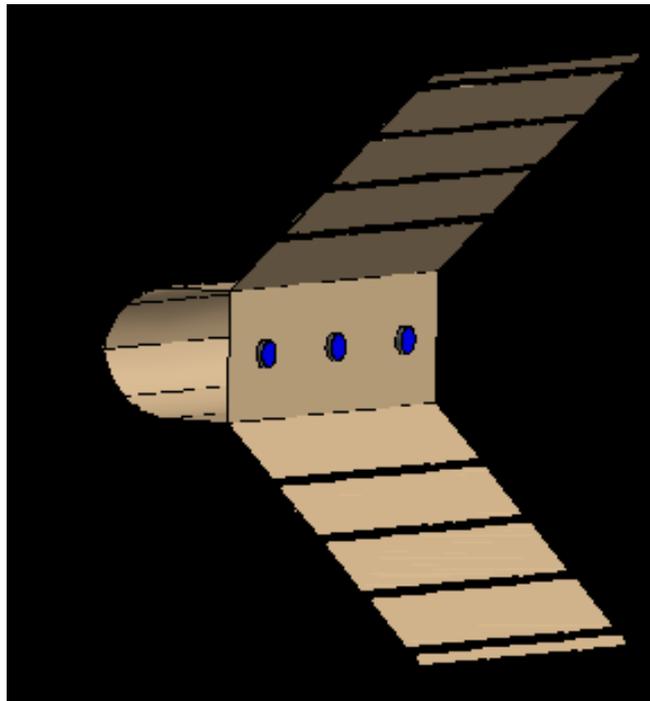


Fig. 6.3. Tipologia 3.

Una volta individuate grossolanamente le tre tipologie, non avendo a disposizione dati dimensionali, è stato condotto uno studio ed una ottimizzazione iniziale al fine di caratterizzare

dimensionalmente i bruciatori scelti. Per fare questo, si sono effettuate una serie di simulazioni su bruciatore singolo invece che in schiera e griglie di calcolo bidimensionali, imponendo come condizione al contorno un flusso comburente uniforme a monte.

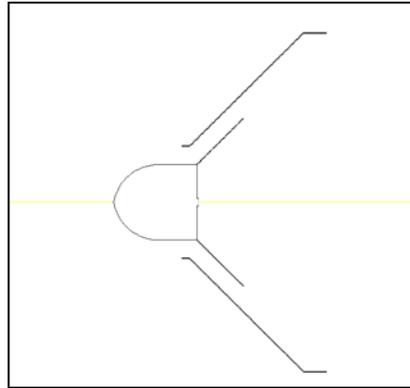


Fig. 6.4. Simmetria del problema termofluidodinamico.

Sfruttando la simmetria del problema allora è stato possibile simulare solo la metà superiore del sistema (fig. 6.4). Riassumiamo i modelli e le impostazioni delle simulazioni [18, 21, 26]:

- Turbolenza: modello degli stress di Reynolds.
- Combustione: modello delle fiamme laminari.
- Sistema adiabatico.
- Trattamento sulle pareti: standard wall functions.
- Regime instazionario.

Si è arrivati quindi alle tre configurazioni definitive, per le quali si riportano alcuni risultati desunti dall'indagine effettuata. Si è reso necessario eseguire le simulazioni in regime instazionario per problemi di stabilità del processo. Al termine è stato effettuato il campionamento statistico al fine di ricavare i valori medi e le fluttuazione delle grandezze fisiche. I gas esausti comburenti, alla temperatura di 794 K, hanno la seguente composizione (in massa): H₂O 4,1% N₂ 74% O₂ 17,5% CO₂ 4,4%

Il combustibile è metano a temperatura ambiente.

6.2 Risultati tipologia 1

Le prime simulazioni sono state effettuate su una geometria di bruciatore molto semplice per avere una prima panoramica generale del fenomeno. L'ingombro trasversale è pari a 450 mm circa, con angolo di inclinazione del bluff-body di 45° , con foro di adduzione del combustibile di 10 mm.

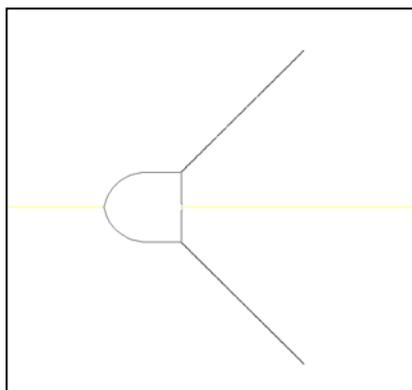


Fig. 6.5. Tipologia 1.

Le simulazioni sono state condotte con velocità del combustibile e della corrente comburente di 10 m/s in regime transitorio. Ci siamo preoccupati in prima battuta di valutare il campo fluidodinamico in modo da avere informazioni sulle dinamiche di miscelamento. Al passare del tempo il flow pattern si modifica e le strutture vorticosi si spostano all'interno del dominio di calcolo. Nelle figure è rappresentato il campo di velocità e temperatura medio.

La dimensione del bluff-body è tale da generare una depressione sufficiente da garantire il richiamo del metano verso il bruciatore nella zona immediatamente all'uscita, con la presenza di una prima estesa zona di ricircolo. Proseguendo nel verso del moto si nota la formazione di altre strutture vorticosi, una centrale e una più a valle, delle quali la centrale è più intensa.

Siccome il bluff-body non è forato, inizialmente il miscelamento si realizza a partire dal bordo esterno del bruciatore. La fiamma appare più larga, mentre le temperature massime raggiunte sono di circa 1650°C .

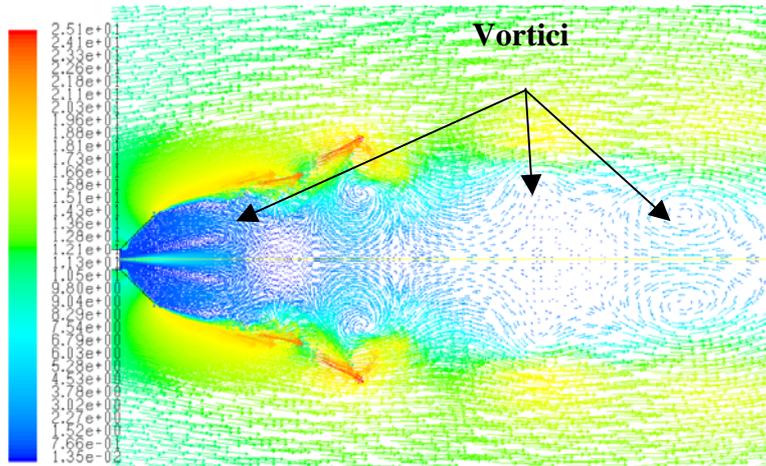


Fig. 6.6. Vettori velocità (m/s).

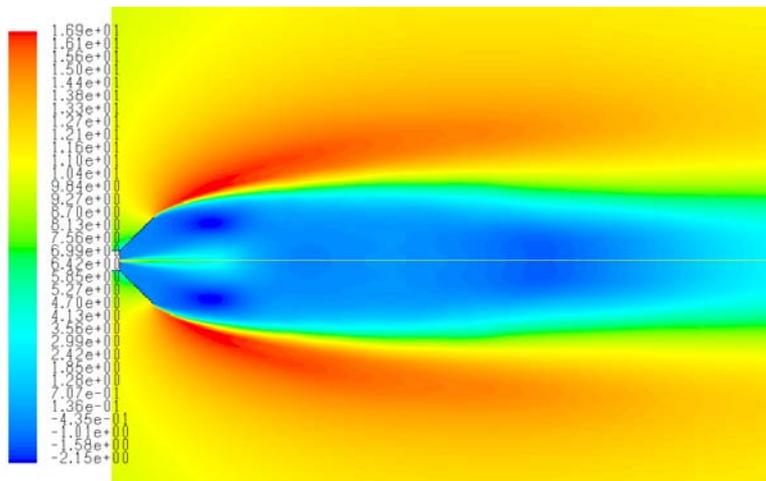


Fig. 6.7. Velocità assiale (m/s).

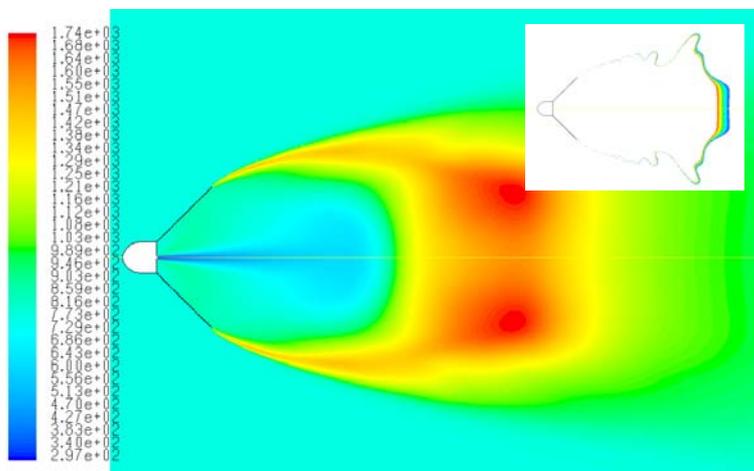


Fig. 6.8. Temperature (K).

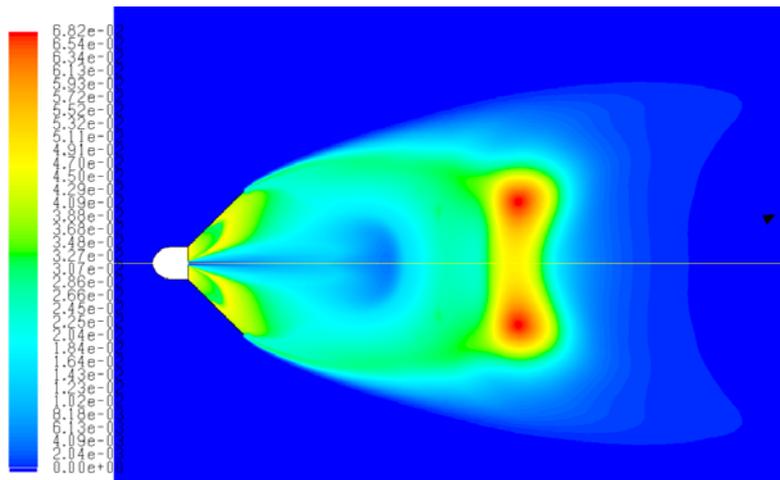


Fig. 6.9. Frazione di massa di CO.

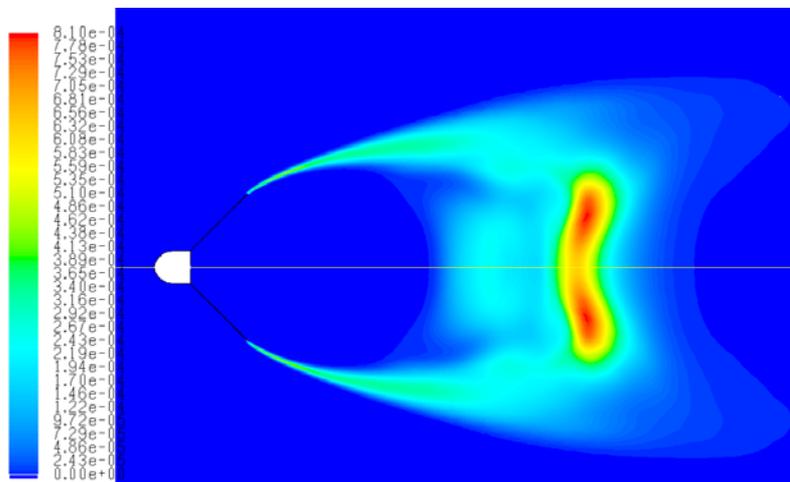


Fig. 6.10. Frazione di massa di OH.

6.3 Risultati tipologia 2

La seconda configurazione analizzata è rappresentata nelle sue linee essenziali in figura 6.11. Il bluff-body è costituito da un doppio strato in maniera da creare un canale di prima adduzione di comburente. L'ingombro è sempre fissato in 450 mm, l'angolo di inclinazione è 45° mentre le velocità di prova sono di 10 m/s sia per il combustibile che per il comburente.

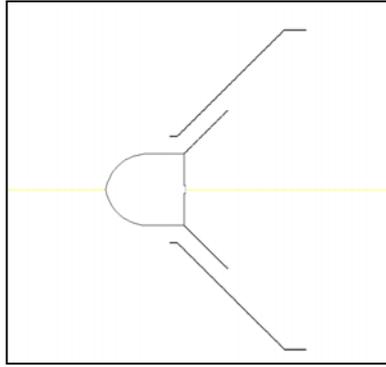


Fig. 6.11. Tipologia 2.

Si possono individuare anche in questo caso tre zone di ricircolo, con quella iniziale più intensa attaccata al bruciatore (fig. 6.12). La dimensione dei canali è sufficiente ad addurre la quantità di comburente necessaria ad avviare la reazione. Infatti questa comincia proprio in corrispondenza dello sbocco dei canali in cui si riscontra una composizione circa stechiometrica (fig. 6.14).

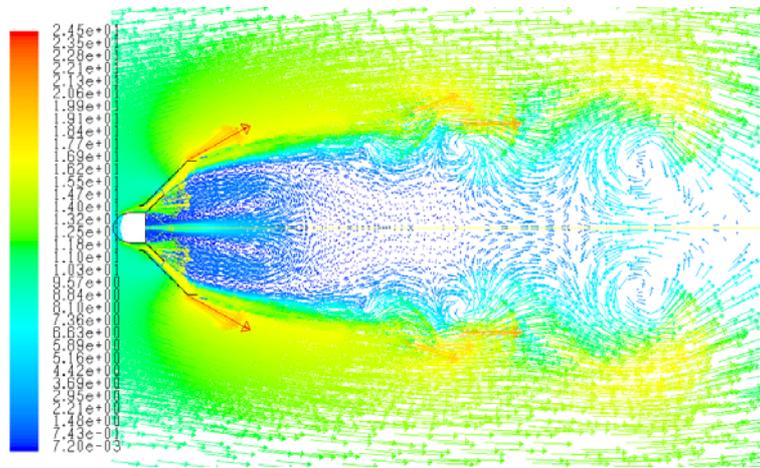


Fig. 6.12. Vettori velocità (m/s).

Le temperature massime raggiunte sono di 1700 K e la zona di reazione più intensa è posta a circa 0.7 m a valle del bruciatore, come si evince anche dalle figure 6.15 e 6.16. Le dimensioni ottimali del canale sono state individuate nella misura di 20 mm. Dimensioni più grandi, riducono eccessivamente l'effetto bloccante del bluff-body, mentre dimensioni più piccole portano i risultati verso quelli della tipologia 1.

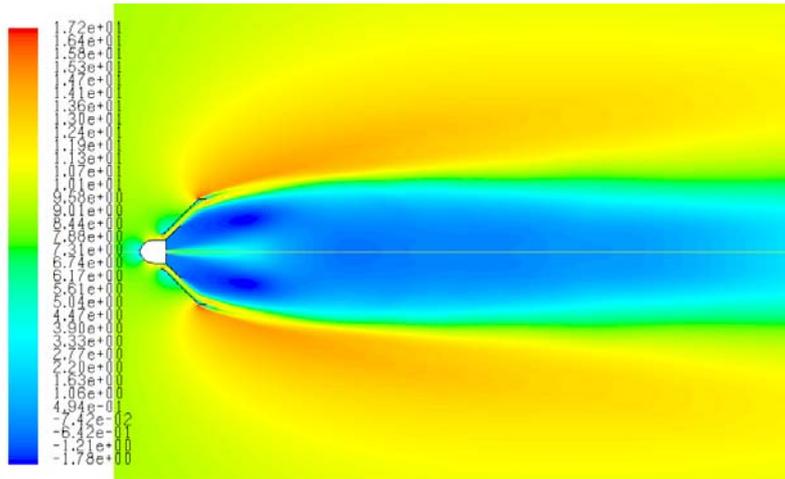


Fig. 6.13. Velocità assiale (m/s).

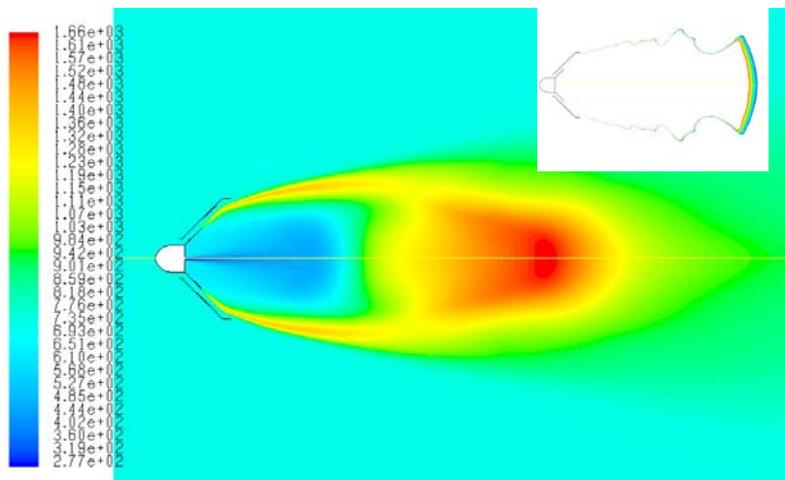


Fig. 6.14. Temperature (K).

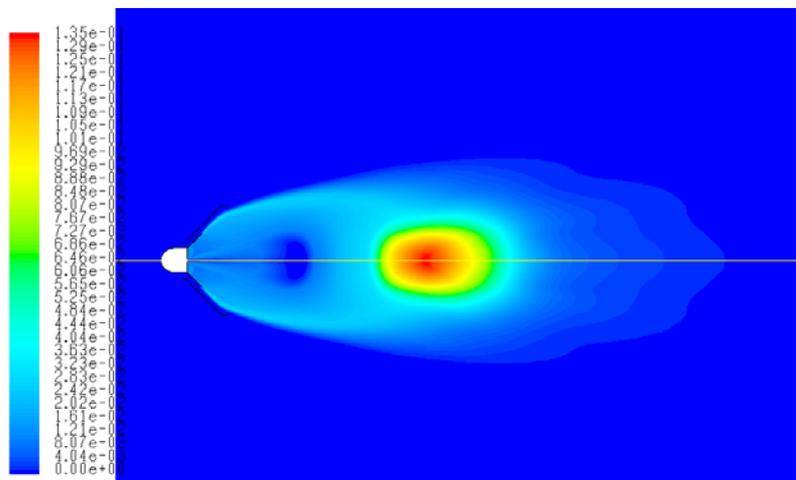


Fig. 6.15. Frazione di massa di CO.

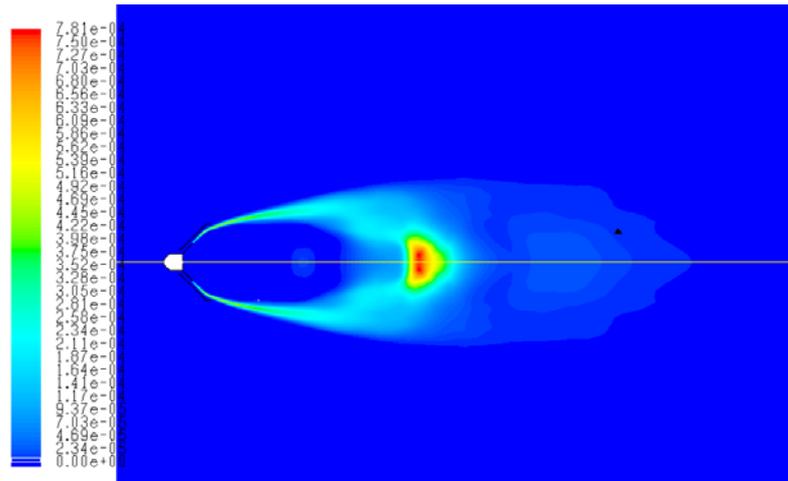


Fig. 6.16. Frazione di massa di OH.

6.4 Risultati tipologia 3

Nell'analizzare la configurazione del post-bruciatore con bluff-body forato si è partiti sempre dal fissare l'ingombro dello stesso in circa 450 mm. Sono state effettuate diverse simulazioni variando di volta in volta il numero e la dimensione delle feritoie, l'angolo di apertura del bluff-body, le velocità di combustibile e comburente. Le dimensioni delle feritoie utilizzate nel seguito sono 1,5 mm, 10mm, 5mm e l'angolo di apertura è 45° . Il diametro del foro di adduzione del metano è 10 mm. Siamo partiti dallo studio della configurazione riportata in figura 6.17, in cui sono presenti cinque feritoie da 10 mm su entrambi i lati e con $v_{fuel}=10$ m/s e $v_{ex}=10$ m/s. Cominciamo con il discutere il campo di moto instauratosi a valle del bruciatore. Dalle figure 6.18 e 6.19 si vede come, per le velocità fissate, la dimensione del bluff-body e delle feritoie siano tali da generare una depressione sufficiente da garantire il richiamo del metano verso il bruciatore nella zona immediatamente all'uscita, con la presenza di una prima estesa zona di ricircolo.

Proseguendo nel verso del moto si nota la formazione di altre numerose ed intense strutture vorticose, in cui le velocità assumono valori dell'ordine di 5 m/s in senso opposto alla corrente principale.

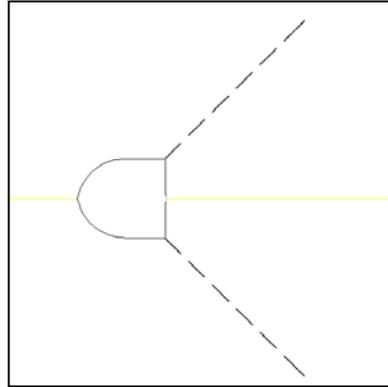


Fig. 6.17. Configurazione con fori $d=10\text{mm}$.

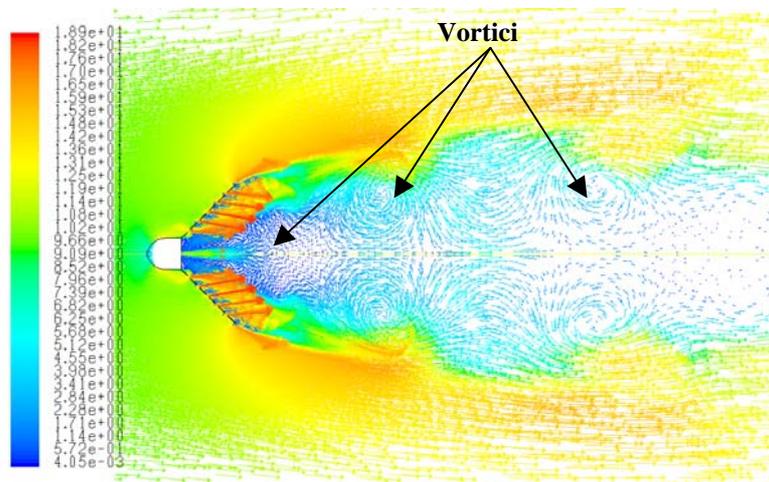


Fig. 6.18. Vettori velocità (m/s).

La presenza delle feritoie fa sì che esistano zone con composizione all'interno dei limiti di infiammabilità già all'interno del bluff-body dell'ordine del millimetro, che si accrescono man mano più a valle. Dal campo di temperatura e dal contorno stechiometrico (figura 6.20) è evidente una fiamma abbastanza corta e regolare. A conferma di ciò, si nota la completa consumazione del combustibile dato che a breve distanza quasi tutto il CO (figura 6.21) si è ossidato a CO_2 .

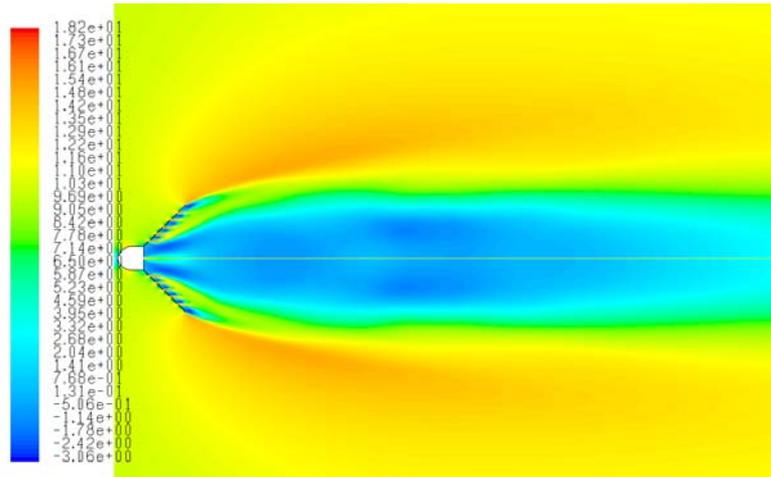


Fig. 6.19. Velocità assiale (m/s).

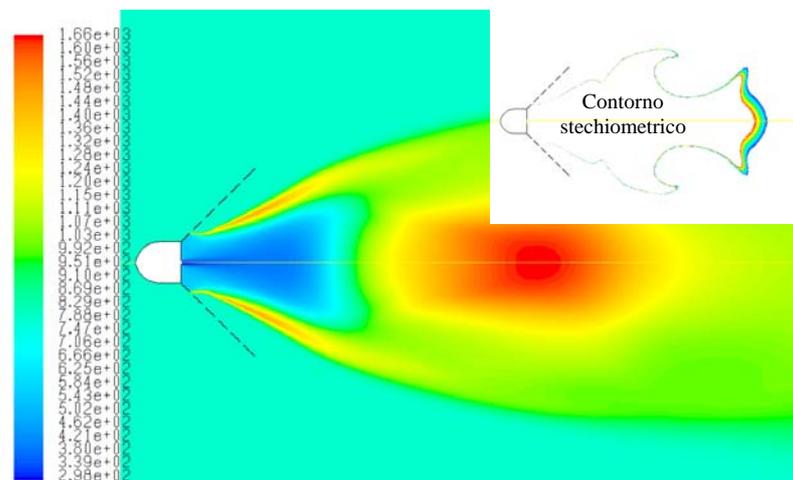


Fig. 6.20. Temperature (K).

Le temperature massime raggiunte sono di circa 1700 K, relativamente basse a causa della bassa concentrazione d'ossigeno. La presenza dei radicali OH o CH_3 è indice dello svolgimento della reazione, per cui individuare le zone (figura 6.22) in cui sono presenti è uno dei modi con cui è possibile marcare le zone di ossidazione.

Le simulazioni effettuate con gli stessi valori di velocità, per la configurazione con lo stesso numero di feritoie del caso precedente e delle dimensioni di 15 mm (figura 6.23a), e per quella con 17 feritoie da 5 mm (figura 6.23b), hanno dato risultati meno soddisfacenti.

Anche nel secondo caso la maggior superficie forata determina un minor ricircolo, seppur migliore rispetto al caso precedente nella zona d'uscita, ma ancora l'estensione della scia di metano è notevole.

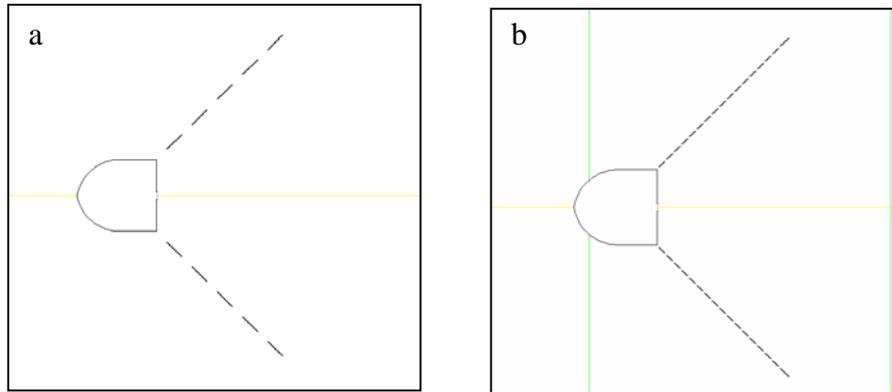


Fig. 6.23.

Un problema riscontrato nei casi precedenti è l'azione negativa svolta dalle aperture vicine all'ingresso del combustibile: il flusso che li attraversa non consente alla corrente di combustibile di riavvolgersi a di creare così un primo intenso ricircolo, che è poi quello più importante ai fini del miscelamento e della stabilità. Pertanto si sono provate altre soluzioni, spostando le feritoie più lontano; in particolare la configurazione analizzata è rappresentata in figura 6.24.

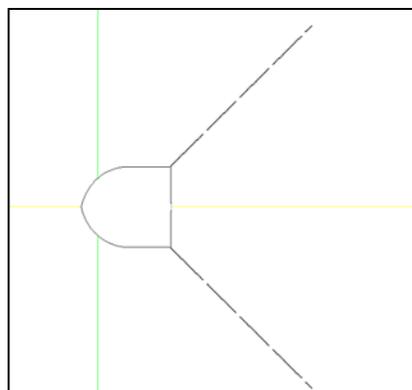


Fig. 6.24. Tipologia 3 definitiva.

Dai risultati si nota come si formi una fiamma più compatta. Le dimensioni e il numero delle feritoie sono tali da garantire una sufficientemente bassa pressione dietro il bluff-body ed allo stesso tempo un sufficiente ingresso di comburente per un buon miscelamento già a breve distanza. Infatti la fiamma è più ancorata al bruciatore con le reazioni più intense che si sviluppano più vicino al bluff-body.

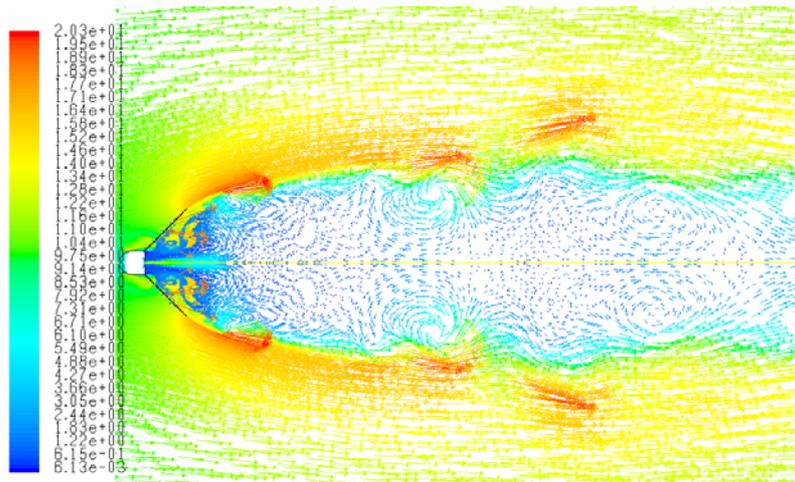


Fig. 6.25. Vettori velocità (m/s).

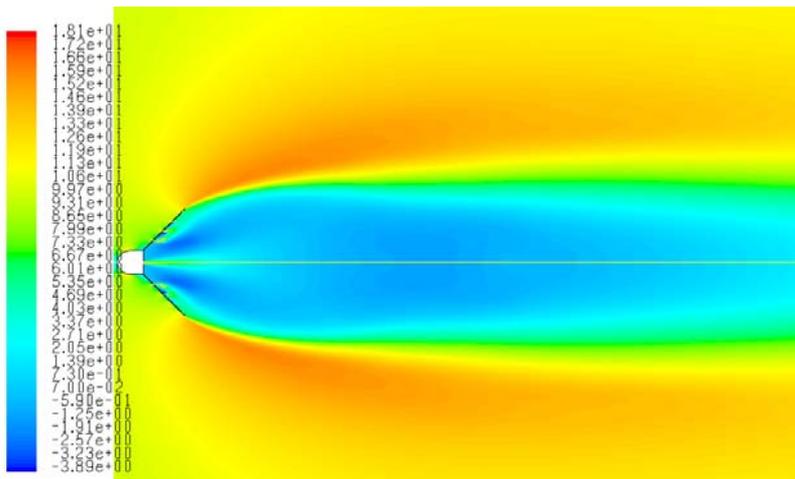


Fig. 6.26. Velocità assiale (m/s).

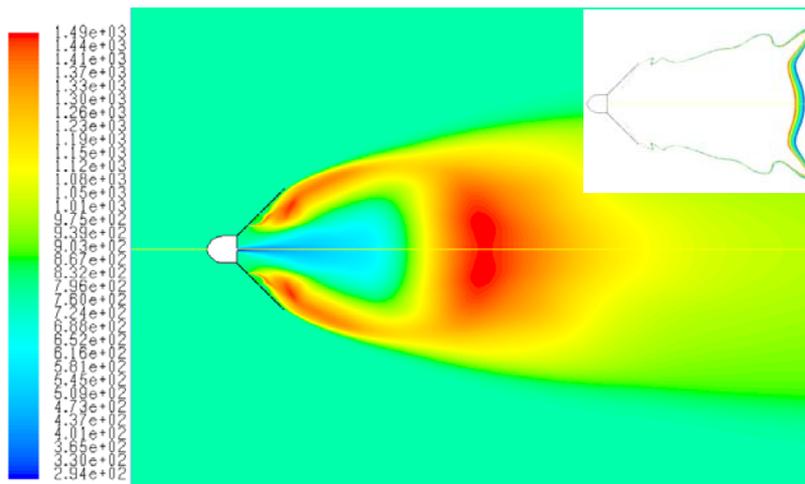


Fig. 6.27. Temperature (K).

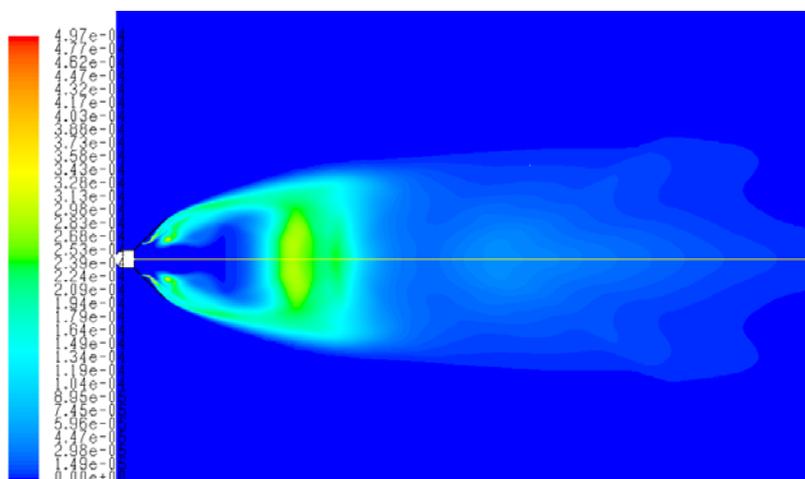


Fig. 6.28. Frazione di massa di OH.

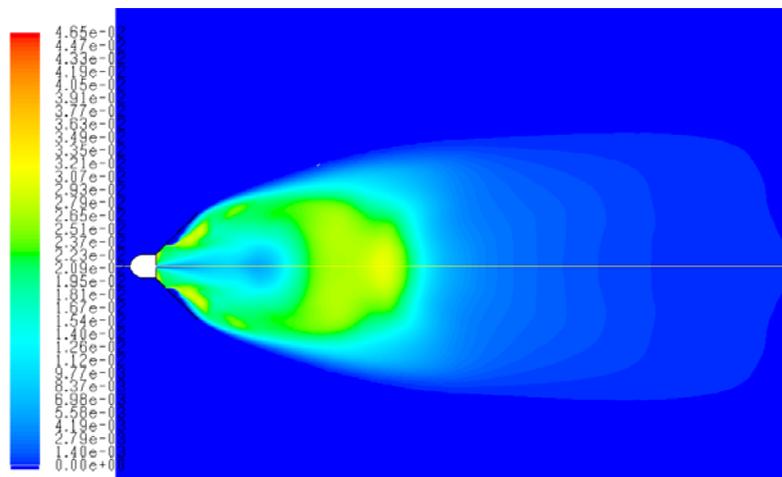


Fig. 6.29. Frazione di massa di CO.

6.5 Ulteriori considerazioni

A questo punto si è reso necessario valutare le prestazioni delle tre configurazioni, al variare della velocità di combustibile e comburente. Sono state allo scopo effettuate diverse prove fissando la velocità del flusso di gas esausti a valori di 10 e 20 m/s e per ognuno di essi si è progressivamente aumentata la velocità del metano. Dai risultati ricavati (figure 6.30-6.35) si può concludere che per velocità del comburente di 10 m/s, la velocità del combustibile può essere incrementata fino a circa 15 m/s. Nel caso invece di $v_{ex}=20$ m/s, già aumenti superiori al 25%, a partire da 20 m/s, della velocità del combustibile comportano l'instabilità. Ciò si spiega con la considerazione che se il combustibile possiede una energia cinetica eccessiva, l'effetto di ricircolo del bluff-body non è sufficiente a frenarlo efficacemente. Di conseguenza il miscelamento è ritardato e la fiamma appare molto allungata. Nelle pagine seguenti si riportano alcuni diagrammi significativi delle varie prove realizzate.

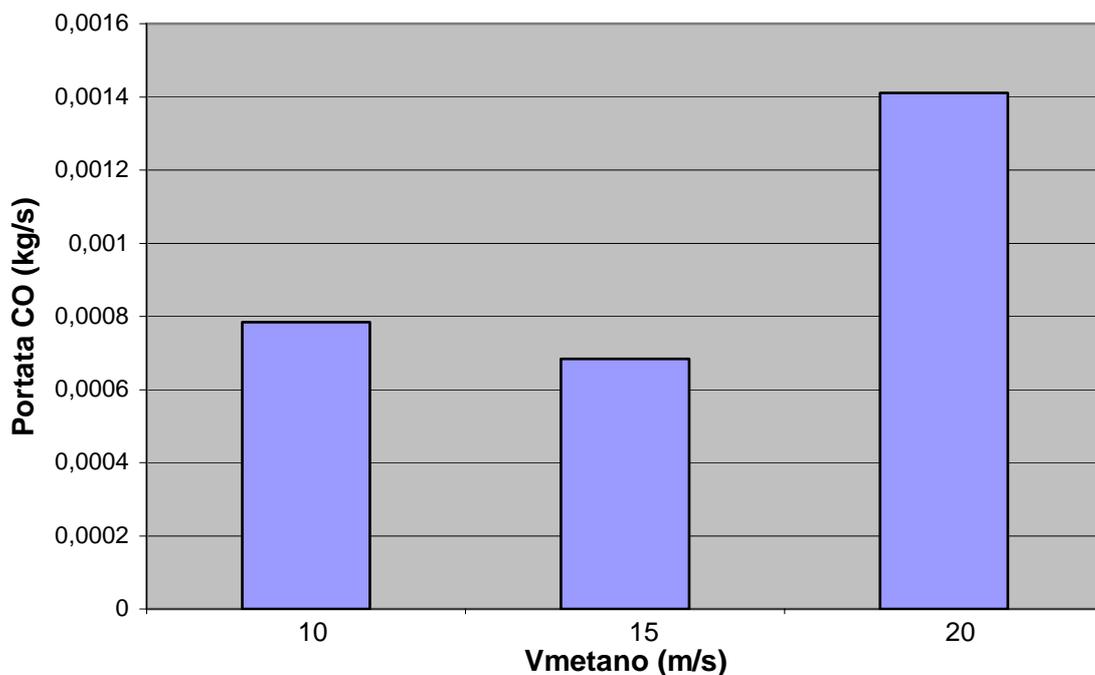


Fig. 6.30. Andamento della portata di CO configurazione 1 $v_{ex}=10$ m/s.

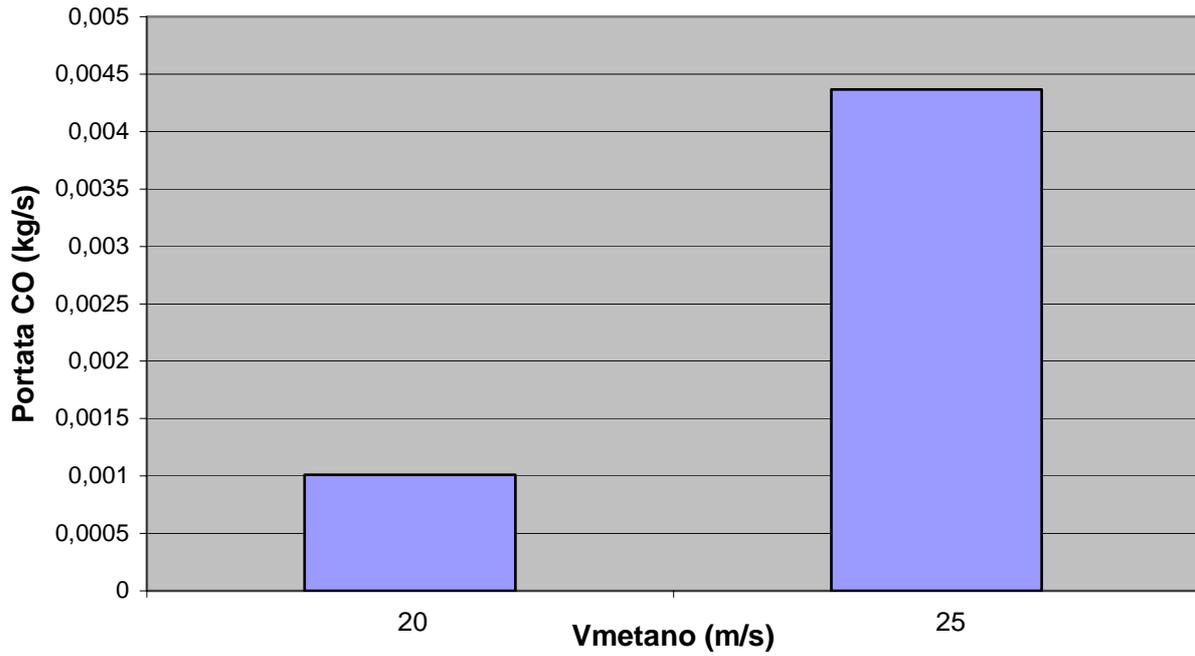


Fig. 6.31. Andamento della portata di CO configurazione 1 $v_{ex}=20$ m/s.

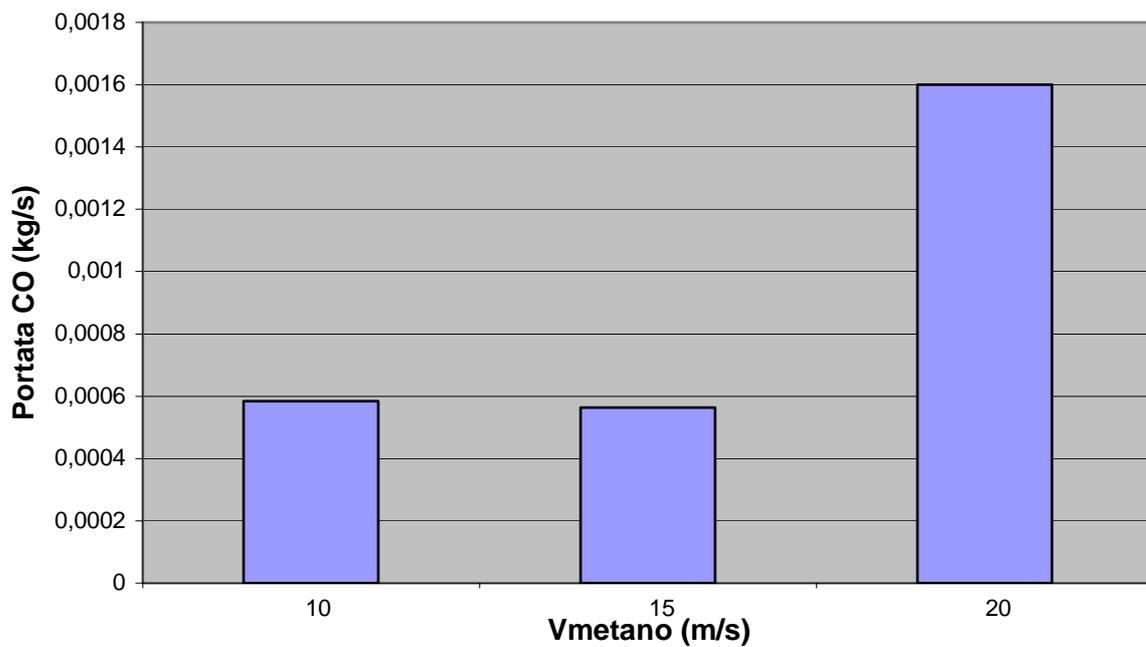


Fig. 6.32. Andamento della portata di CO configurazione 2 $v_{ex}=10$ m/s.

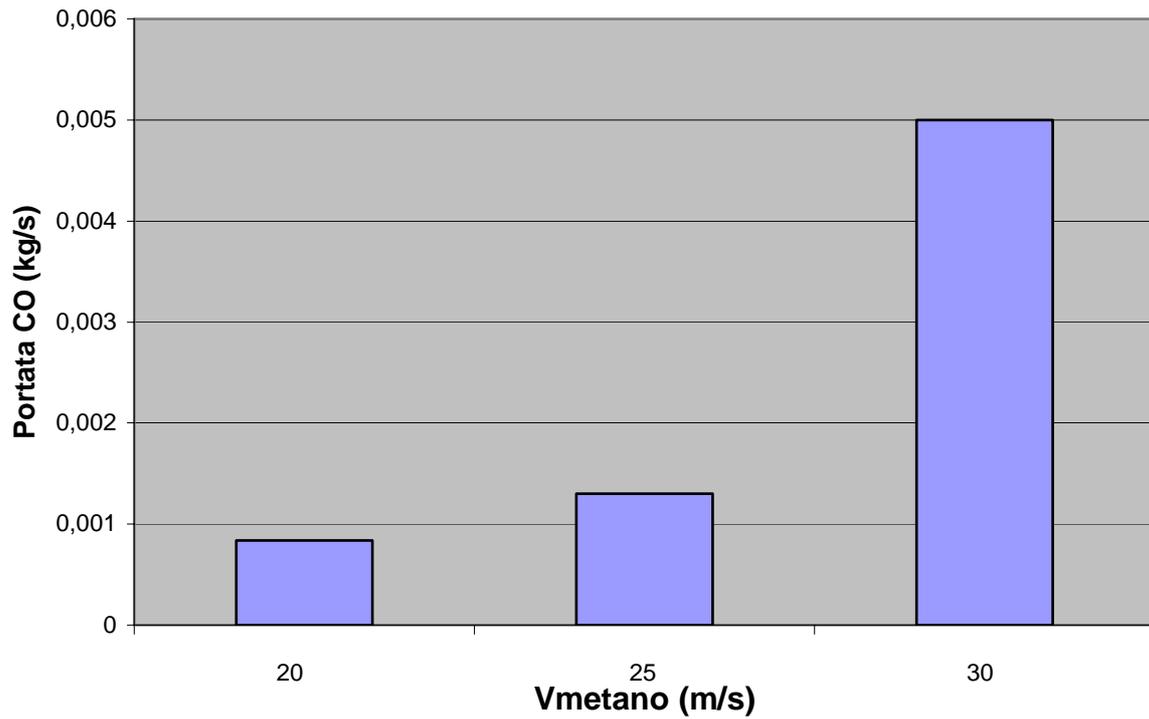


Fig. 6.33. Andamento della portata di CO configurazione 2 $v_{ex}=20$ m/s.

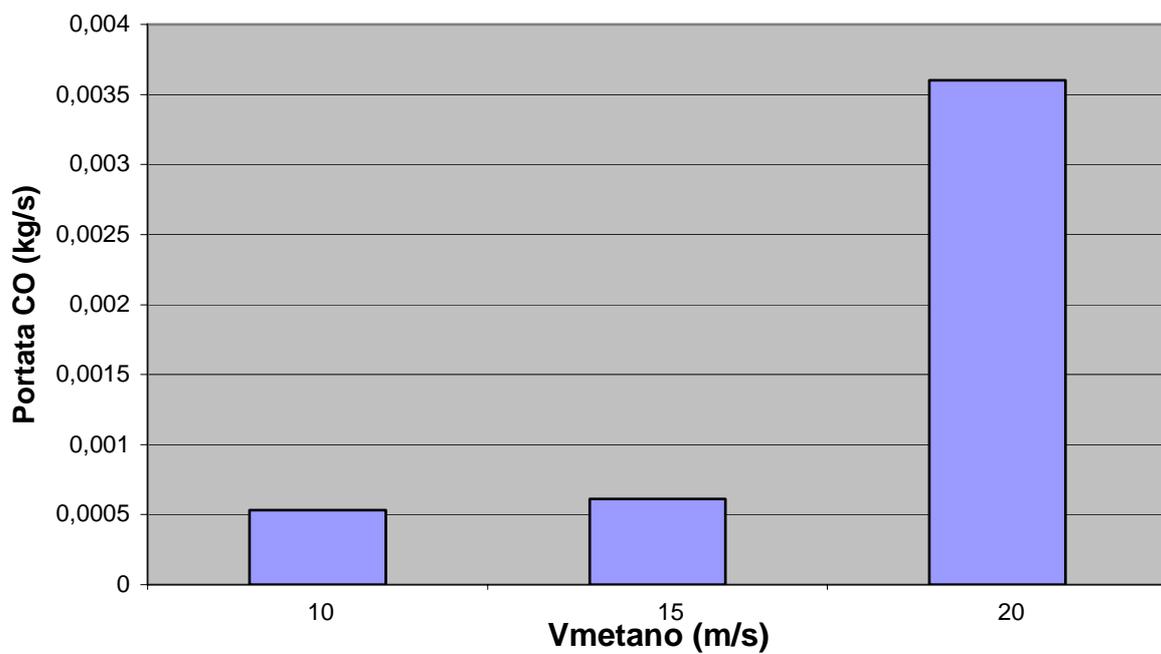


Fig. 6.34. Andamento della portata di CO configurazione 3 $v_{ex}=10$ m/s.

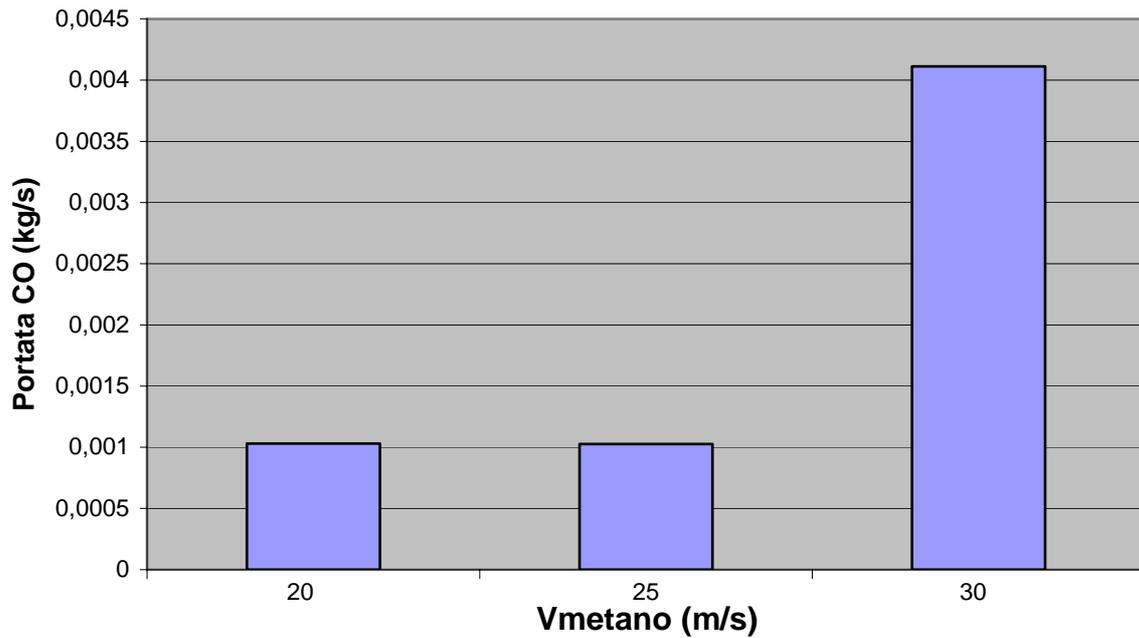
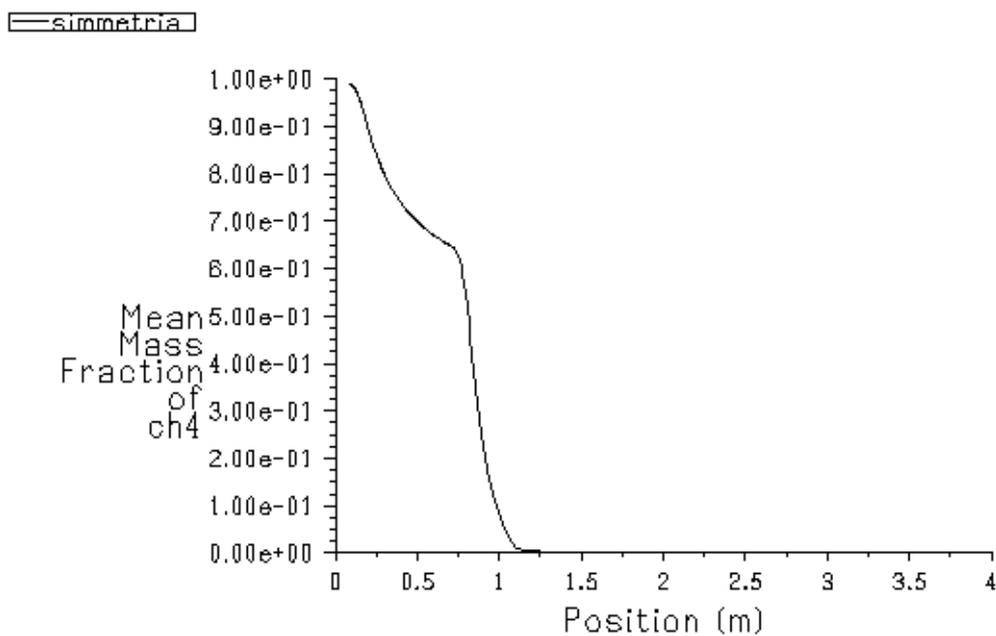


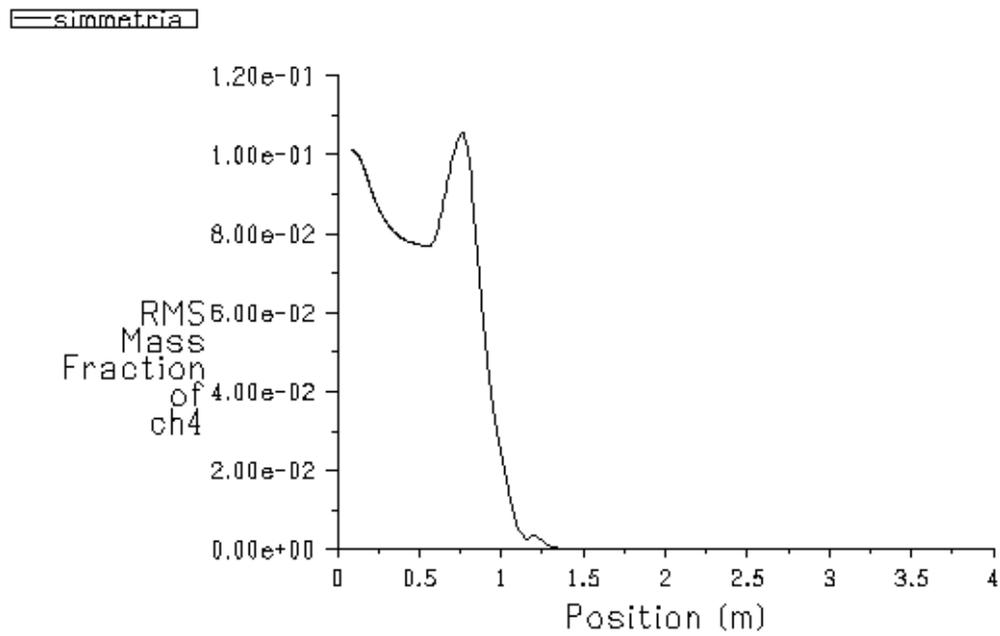
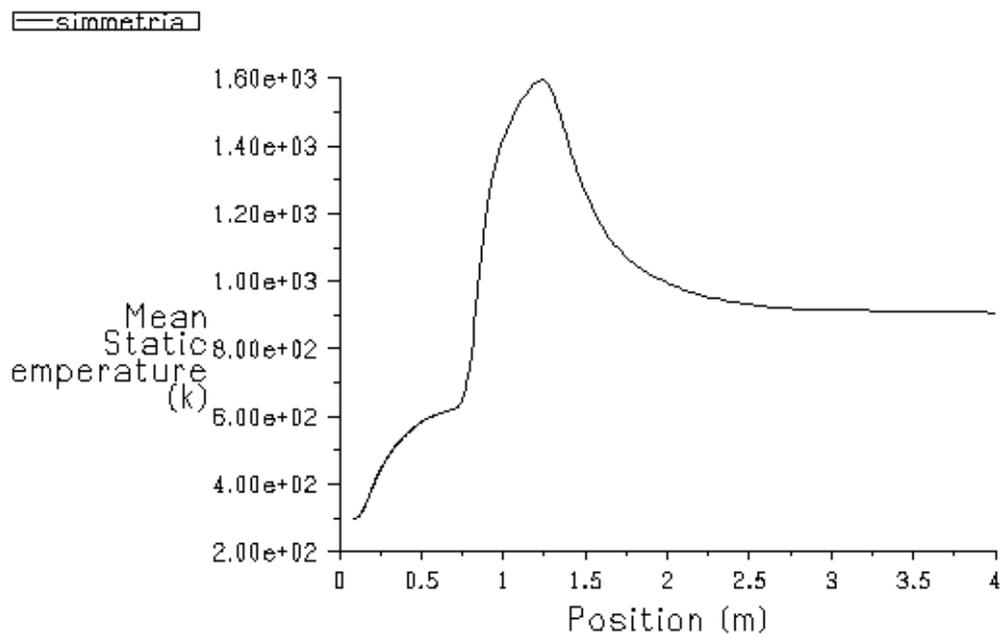
Fig. 6.35. Andamento della portata di CO configurazione 3 $v_{ex}=20$ m/s.

6.6 Diagrammi

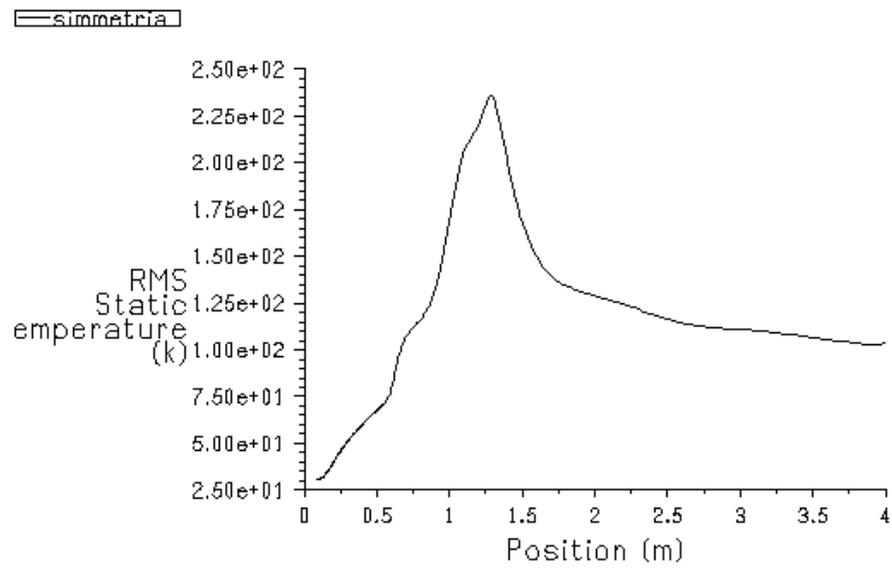
Diagrammi tipologia 1 $v_{ex}=10$ m/s $v_f=10$ m/s



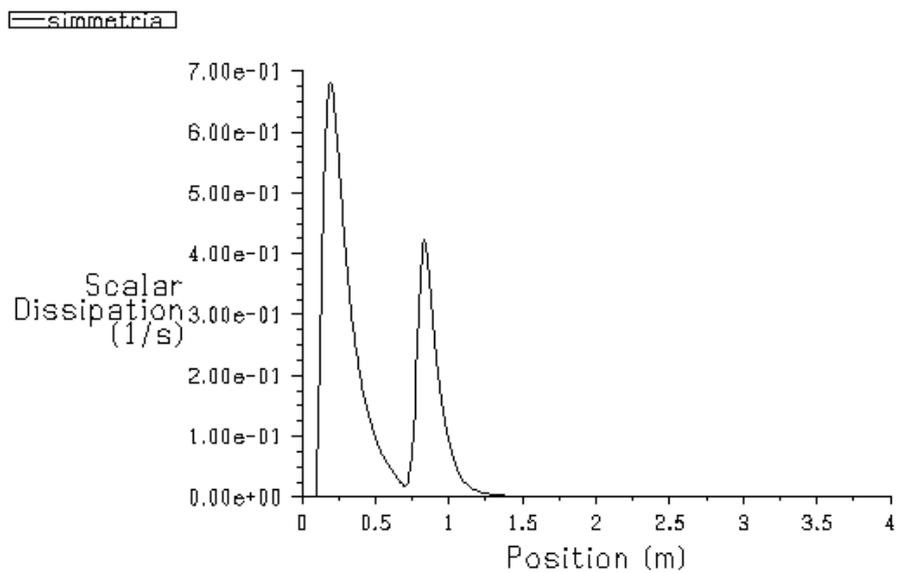
Profilo assiale frazione di massa media di CH_4 .

Profilo assiale RMS frazione di massa di CH_4 .

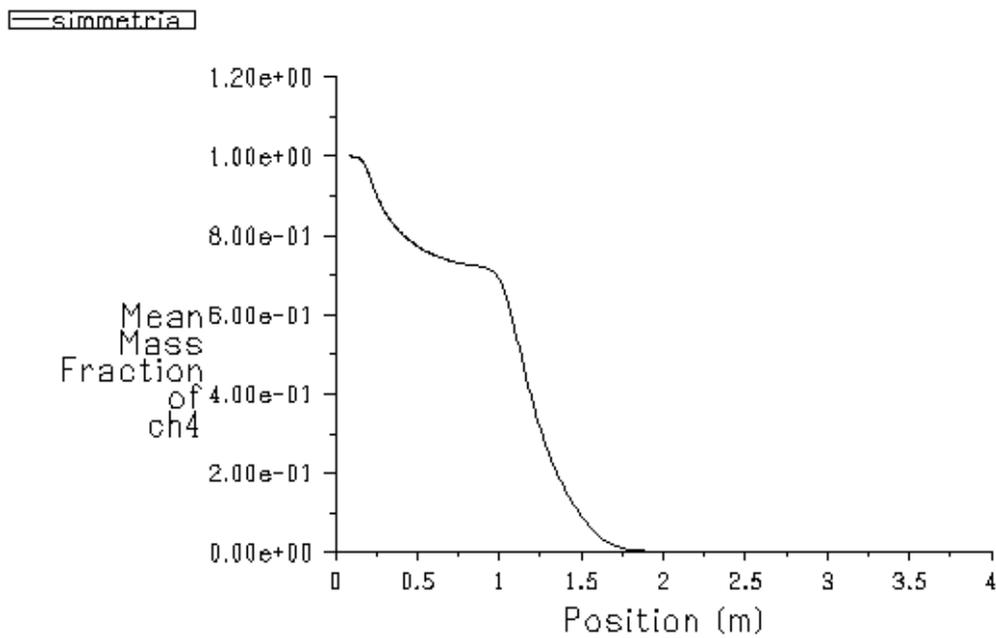
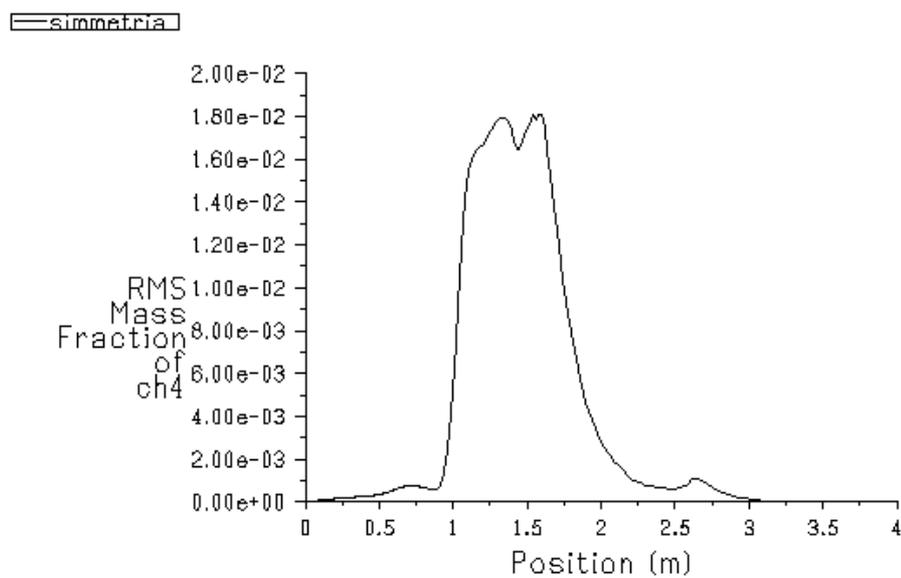
Profilo assiale temperatura media.

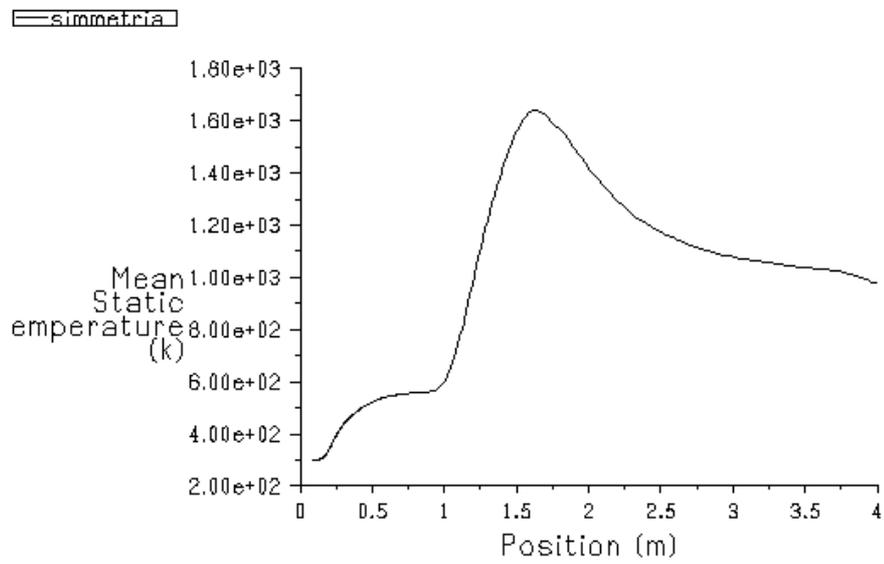


Profilo assiale RMS temperatura.

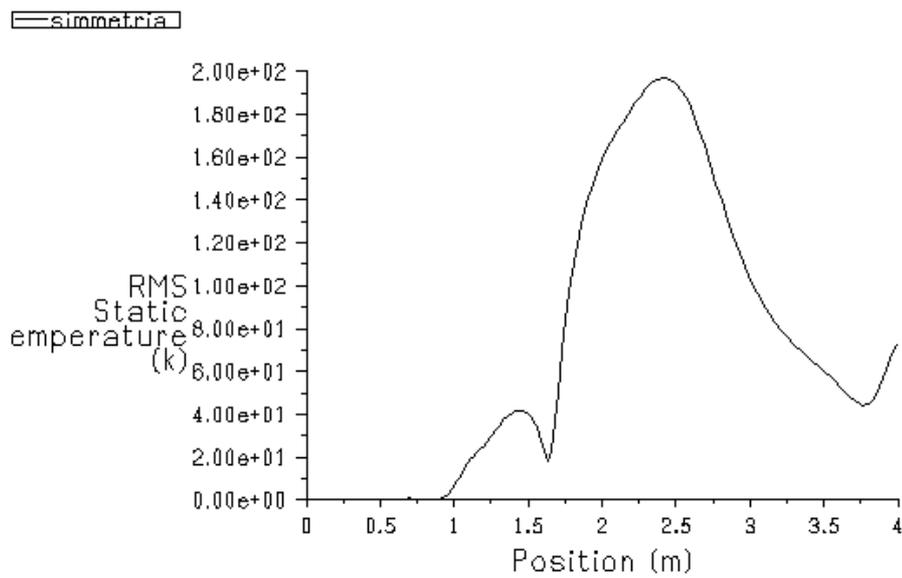


Profilo assiale scalar dissipation rate.

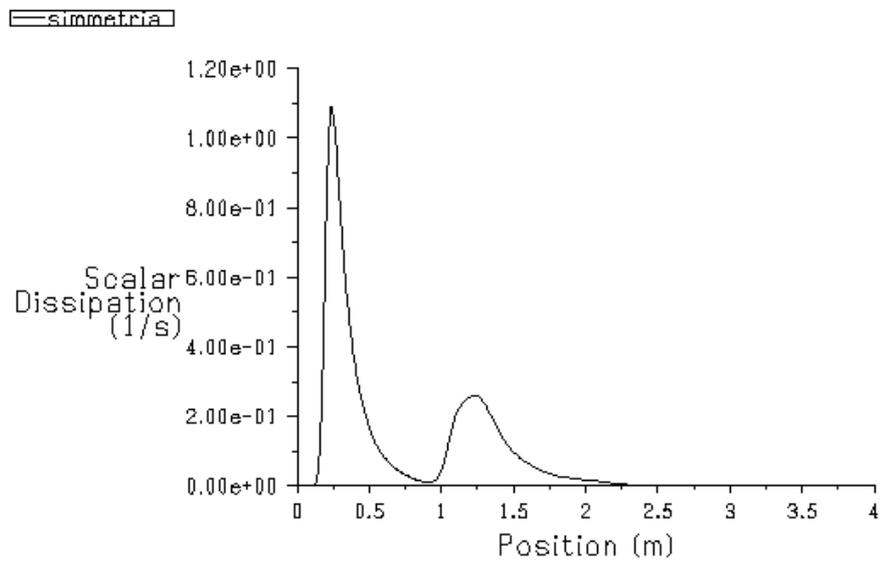
Diagrammi tipologia 1 $v_{ex}=10$ m/s $v_f=20$ m/sProfilo assiale frazione di massa media di CH₄.Profilo assiale RMS frazione di massa di CH₄.



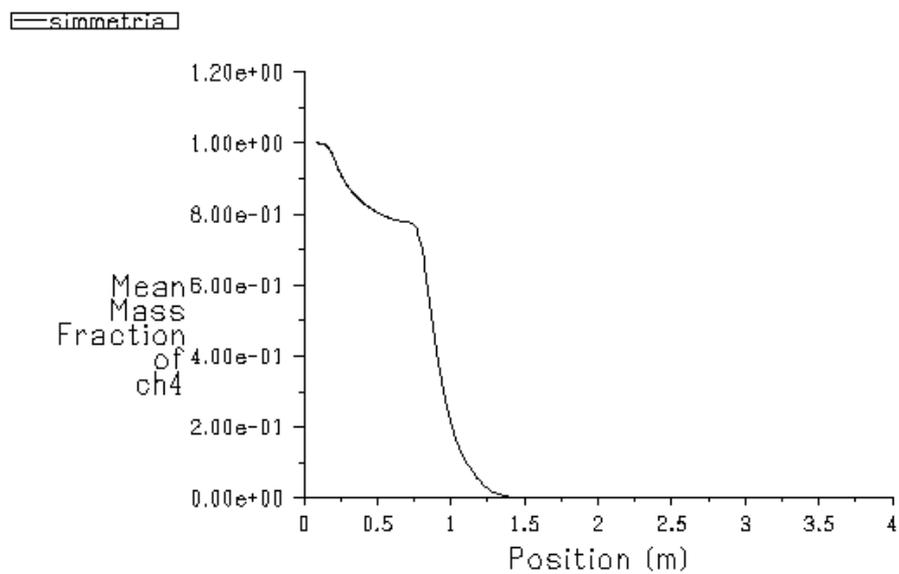
Profilo assiale temperatura media.

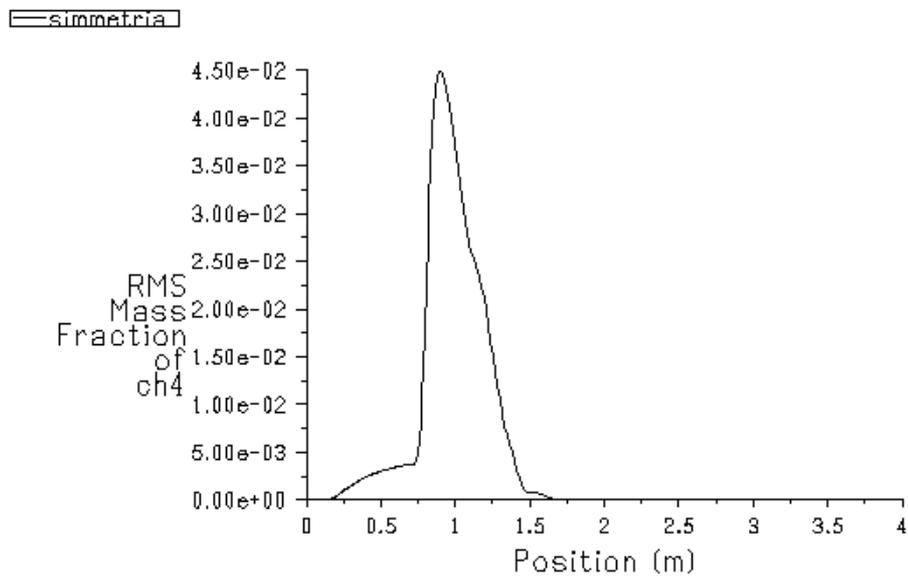
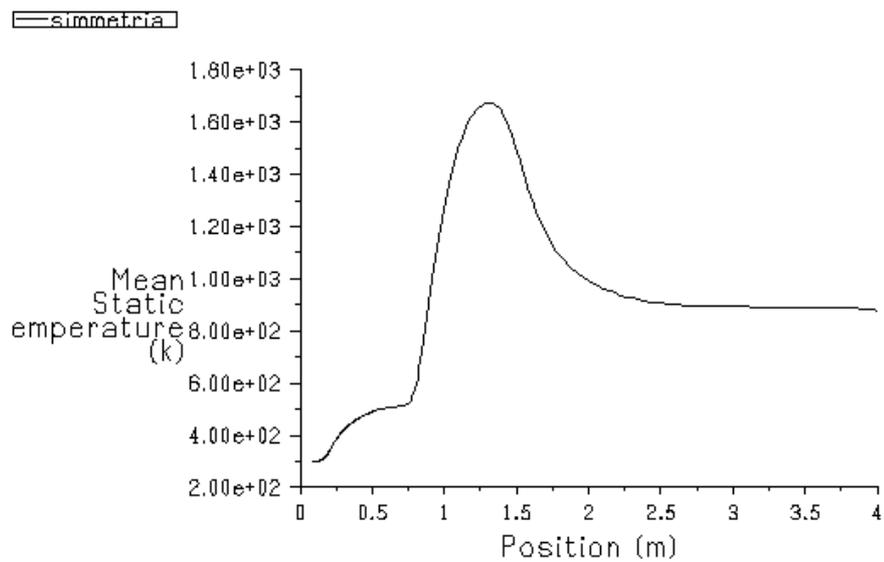


Profilo assiale RMS temperatura.

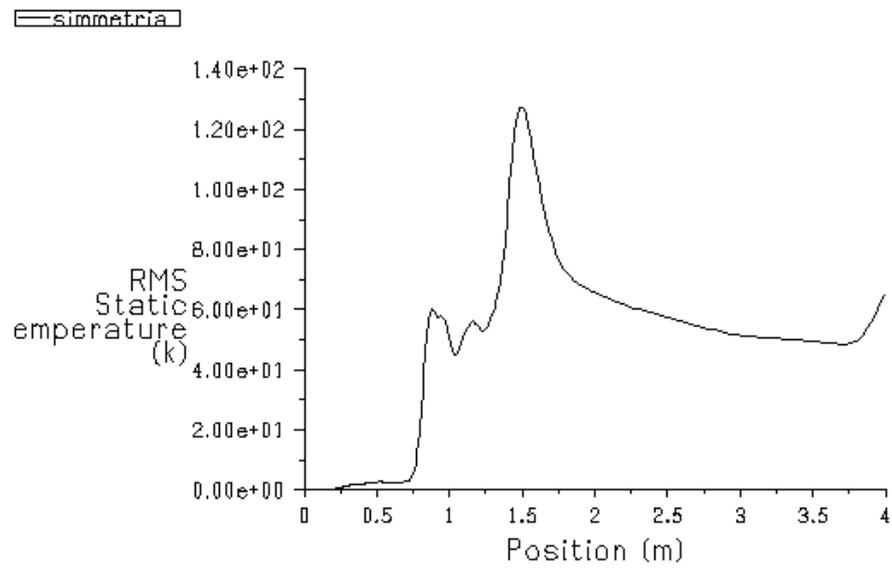


Profilo assiale scalar dissipation rate.

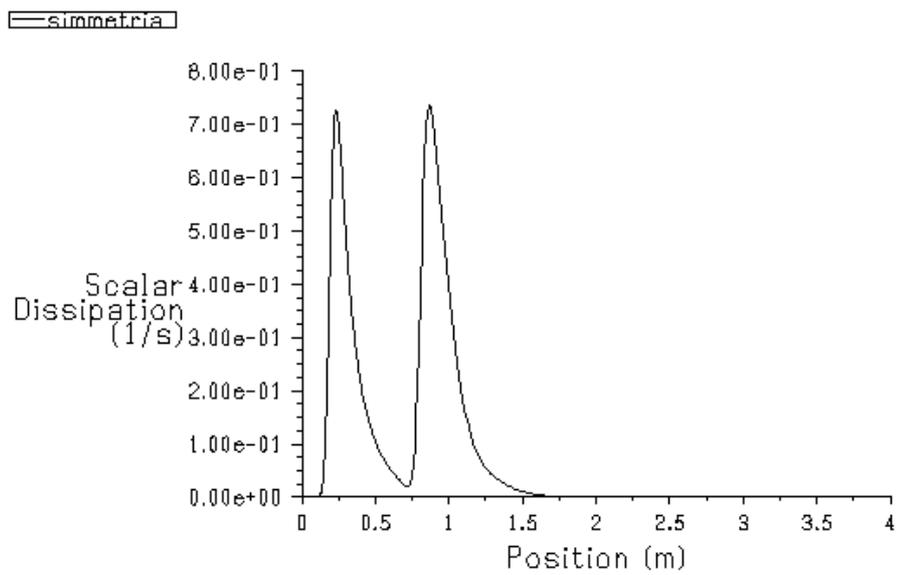
Diagrammi tipologia 1 $v_{ex}=20$ m/s $v_f=20$ m/sProfilo assiale frazione di massa media di CH₄.

Profilo assiale RMS frazione di massa di CH_4 .

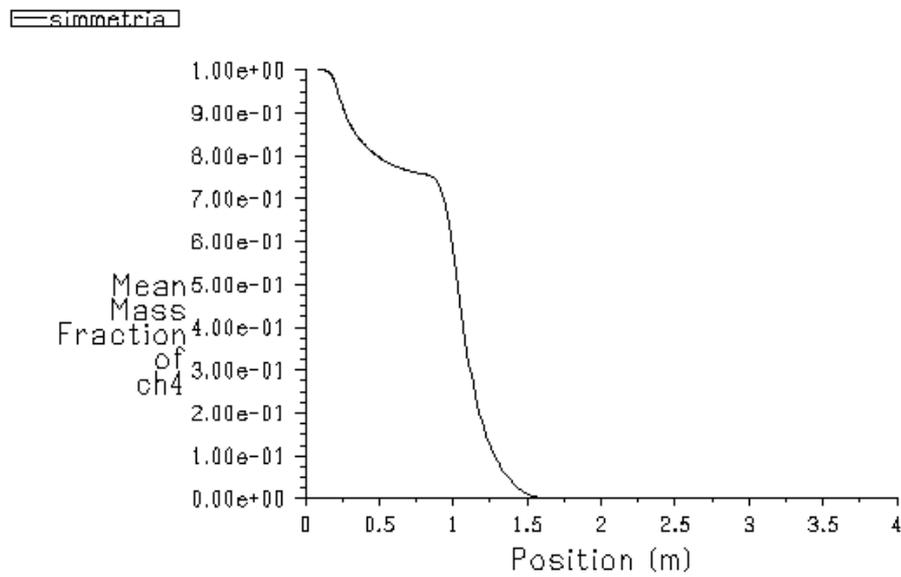
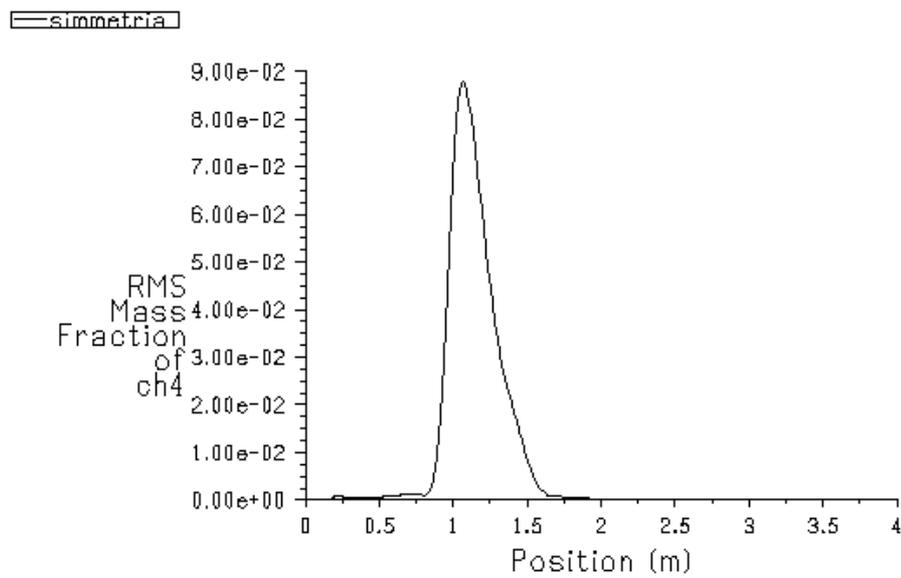
Profilo assiale temperatura media.

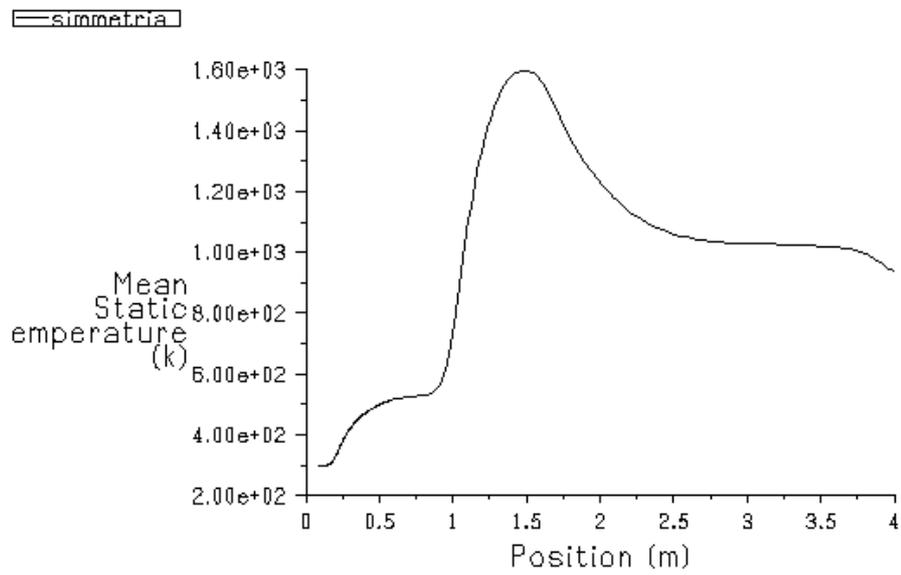


Profilo assiale RMS temperatura.

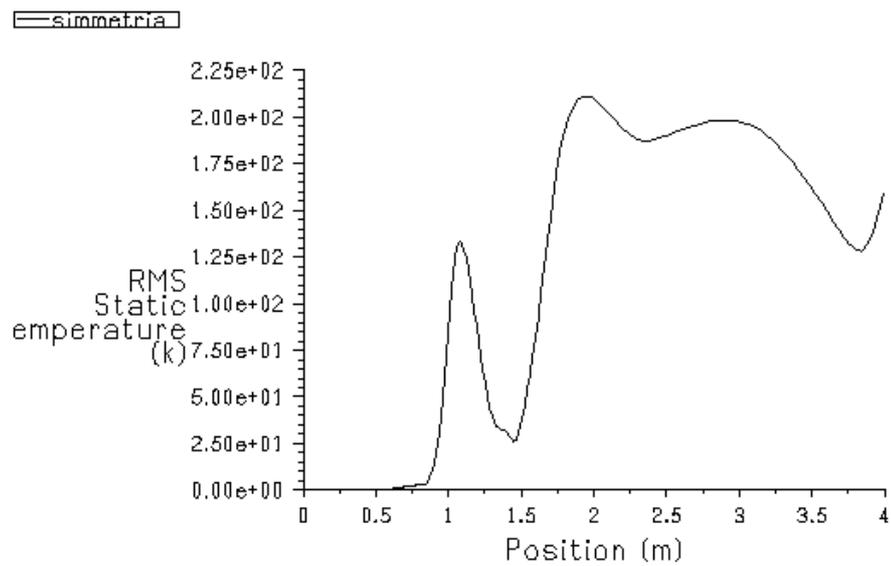


Profilo assiale scalar dissipation rate.

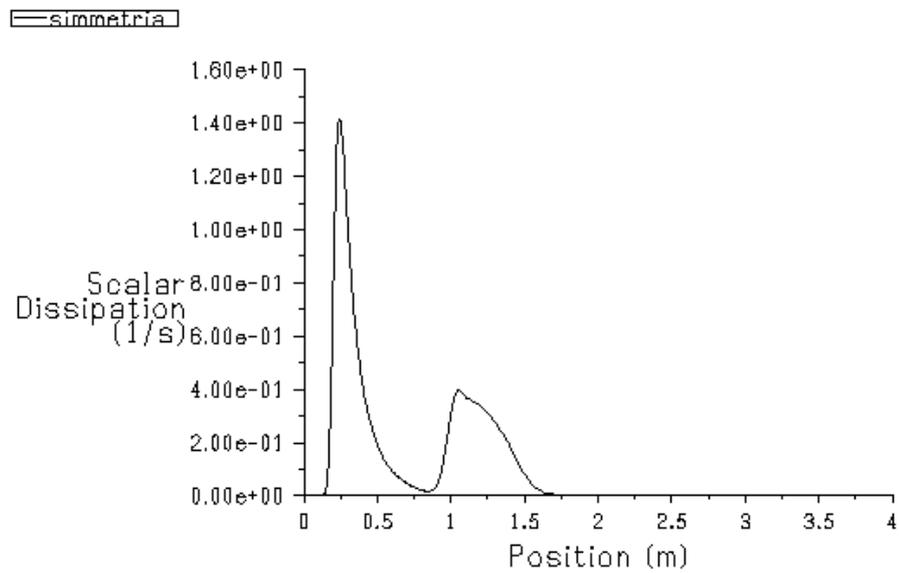
Diagrammi tipologia 1 $v_{ex}=20$ m/s $v_f=30$ m/sProfilo assiale frazione di massa media di CH_4 .Profilo assiale RMS frazione di massa di CH_4 .



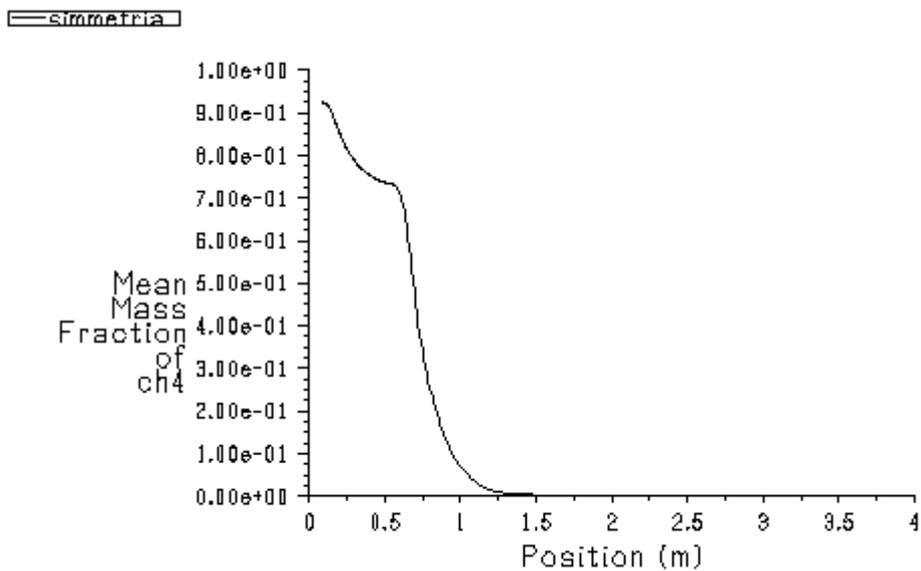
Profilo assiale temperatura media.

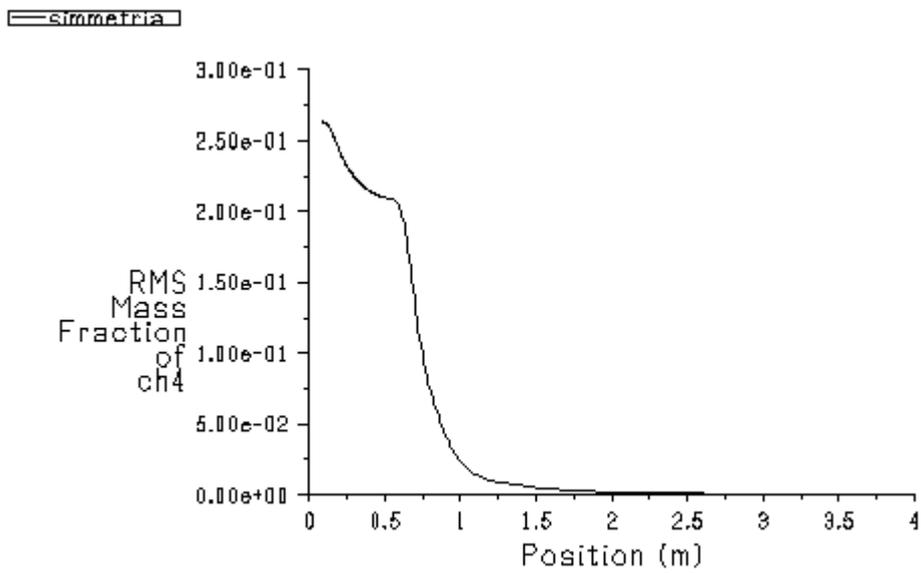
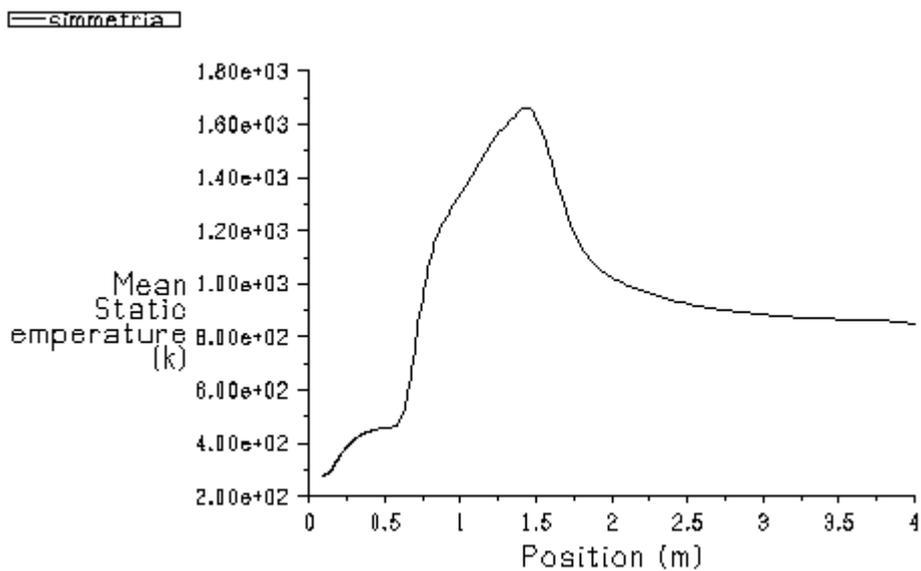


Profilo assiale RMS temperatura.

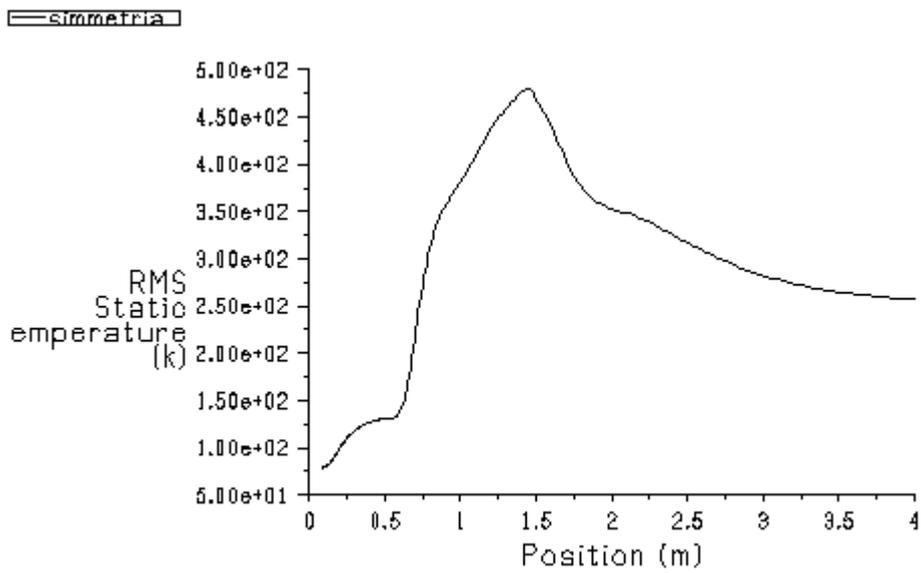


Profilo assiale scalar dissipation rate.

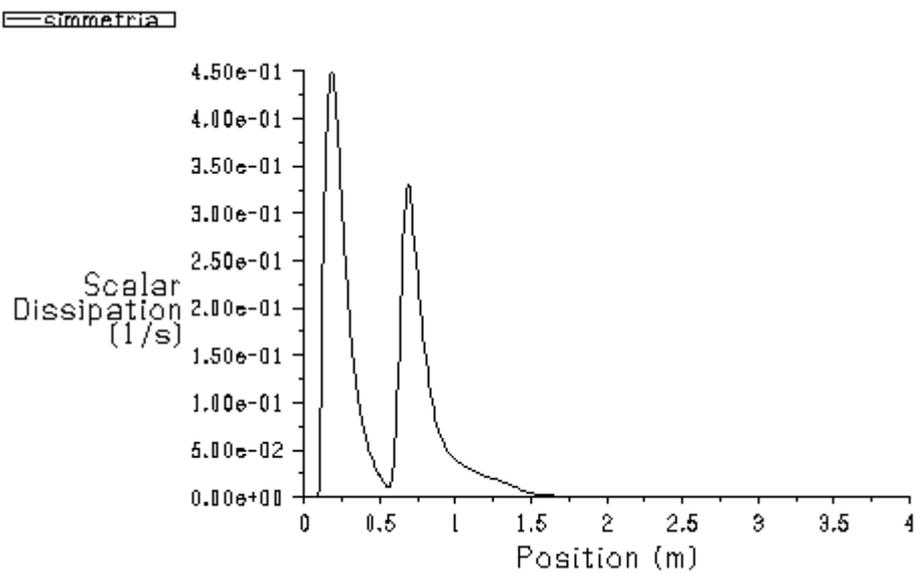
Diagrammi tipologia 2 $v_{ex}=10$ m/s $v_f=10$ m/sProfilo assiale frazione di massa media di CH₄.

Profilo assiale RMS frazione di massa di CH₄.

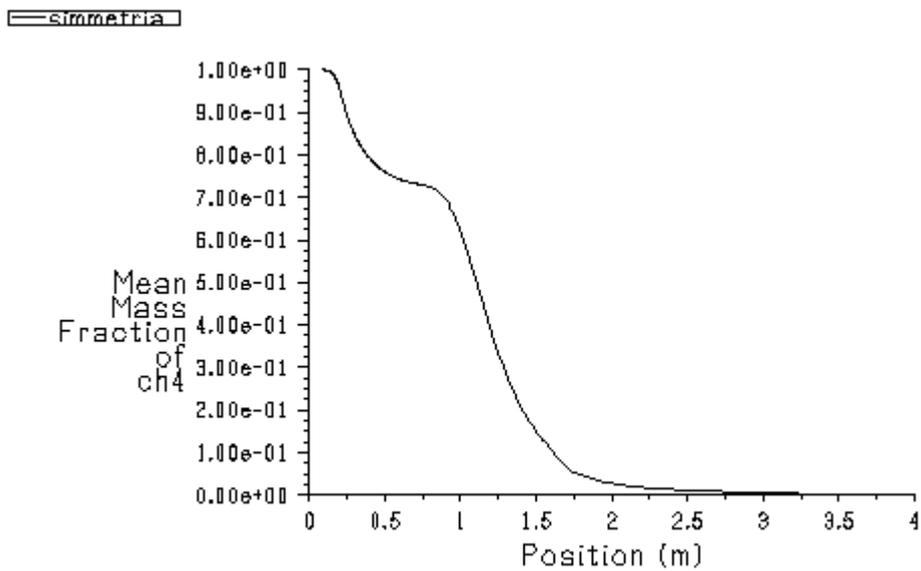
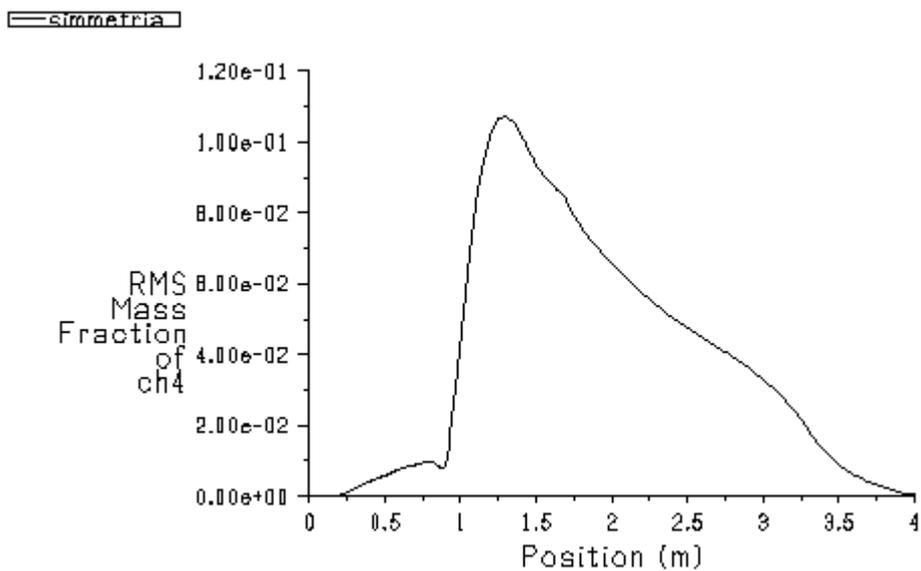
Profilo assiale temperatura media.

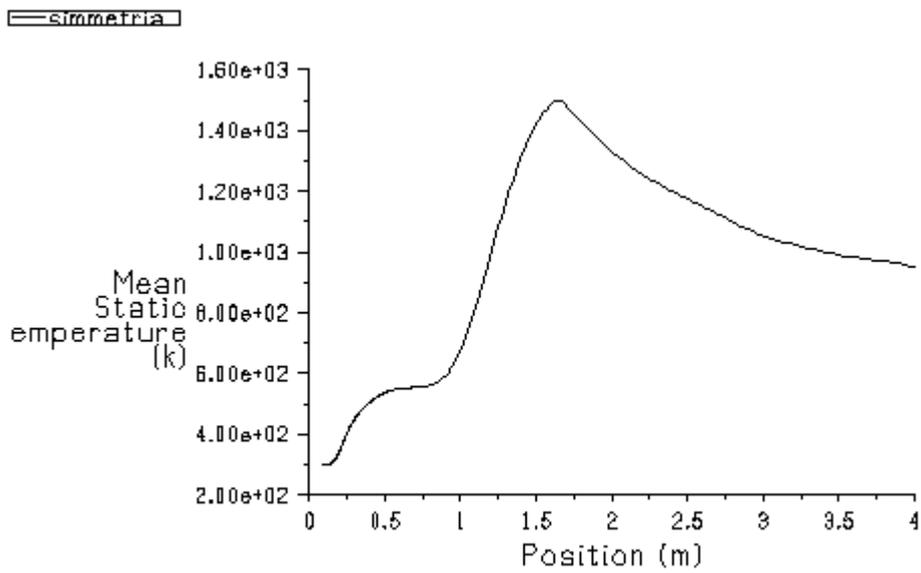


Profilo assiale RMS temperatura.

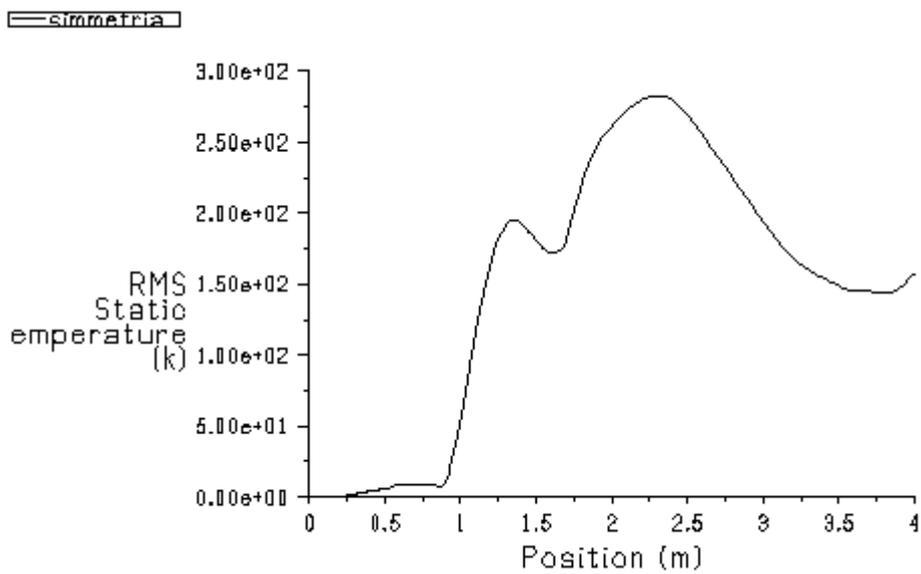


Profilo assiale scalar dissipation rate.

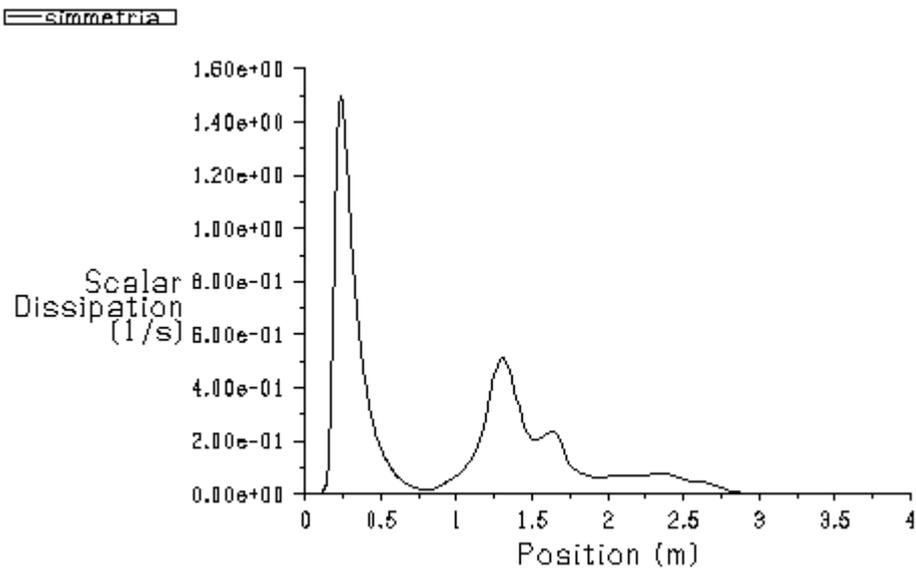
Diagrammi tipologia 2 $v_{ex}=10$ m/s $v_f=20$ m/sProfilo assiale frazione di massa media di CH_4 .Profilo assiale RMS frazione di massa di CH_4 .



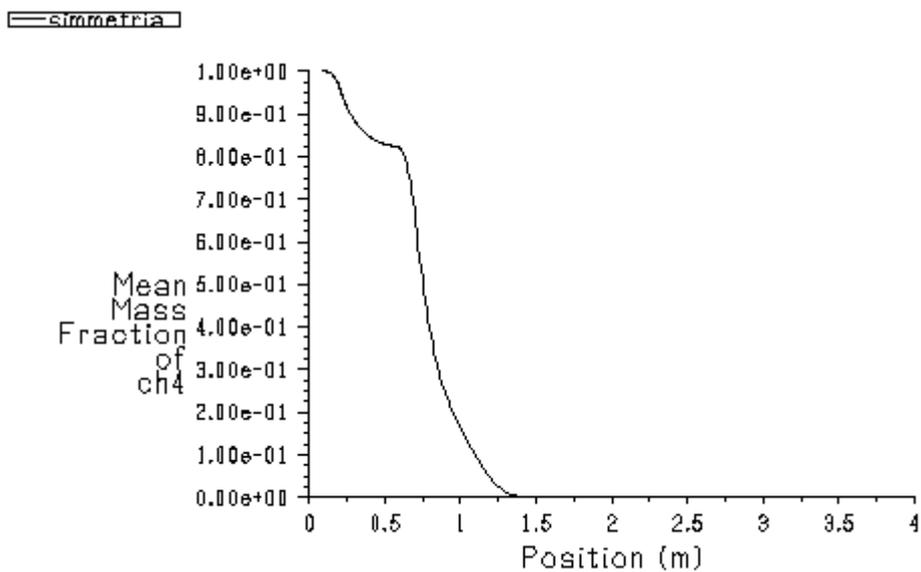
Profilo assiale temperatura media.

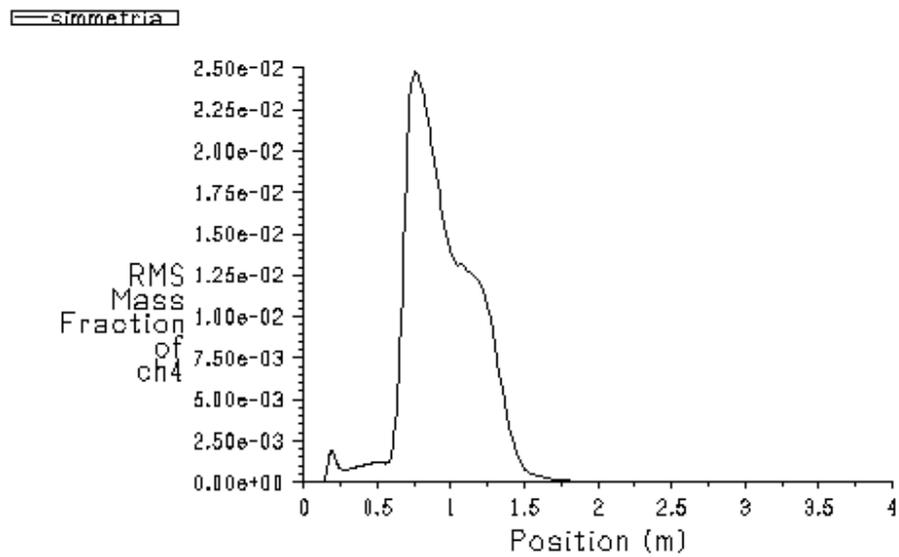
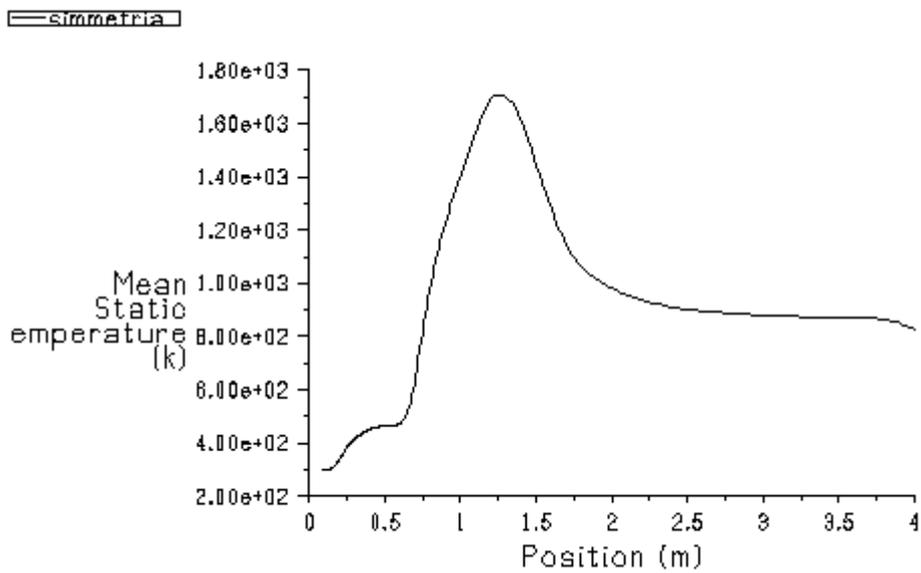


Profilo assiale RMS temperatura.

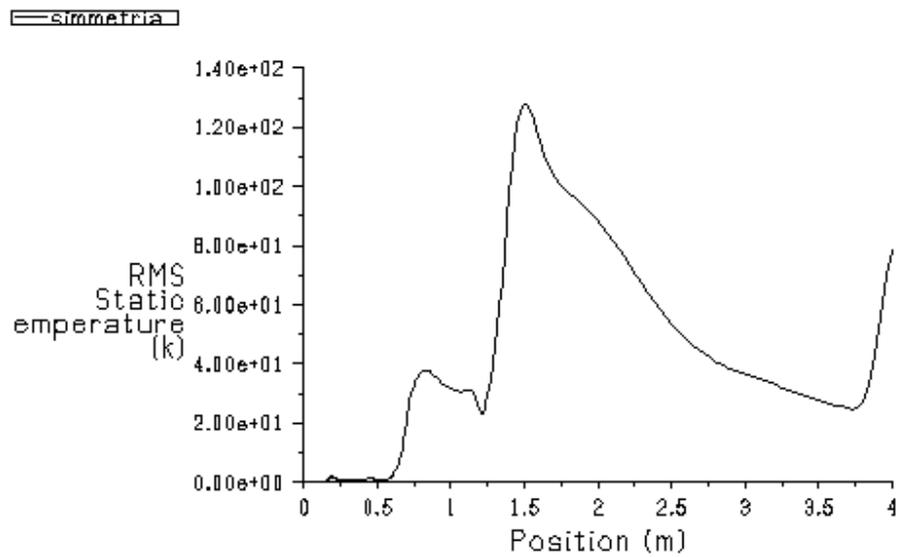


Profilo assiale scalar dissipation rate.

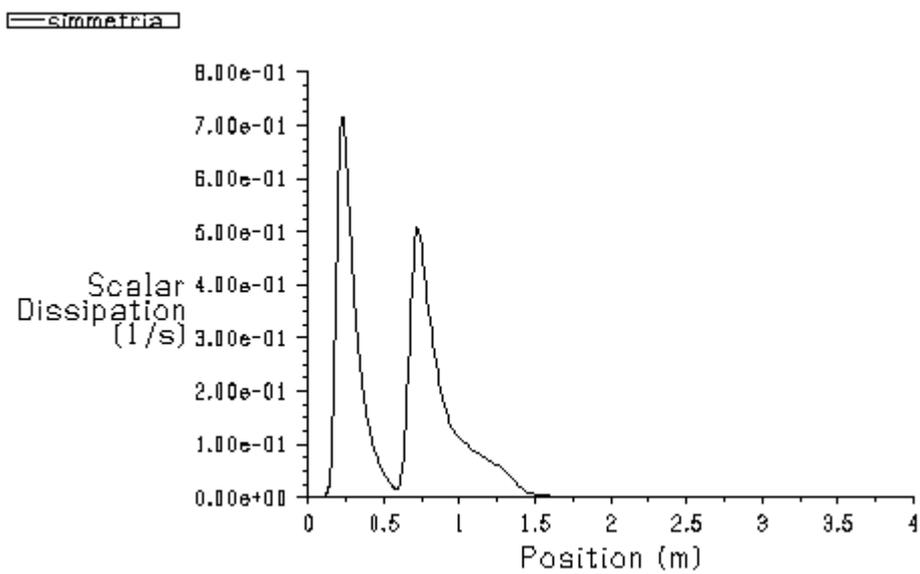
Diagrammi tipologia 2 $v_{ex}=20$ m/s $v_f=20$ m/sProfilo assiale frazione di massa media di CH₄.

Profilo assiale RMS frazione di massa di CH_4 .

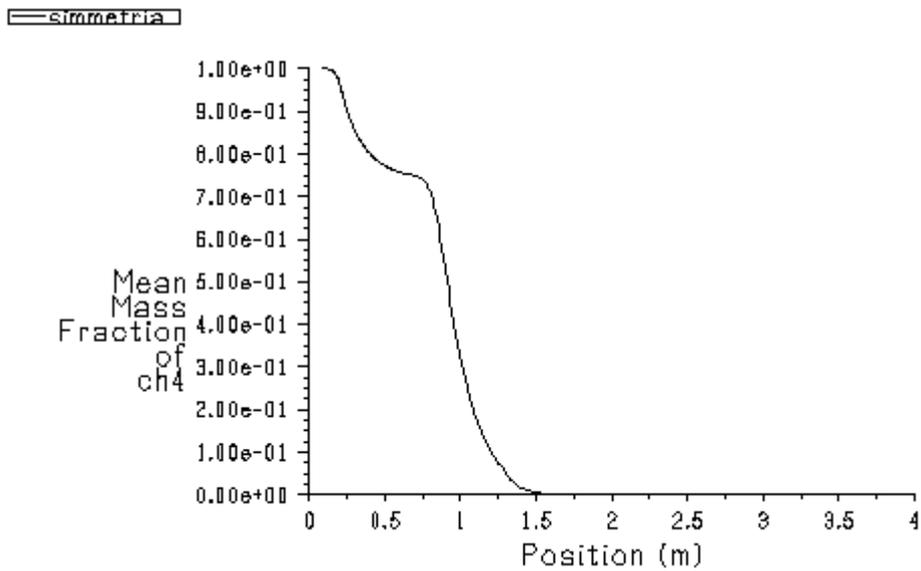
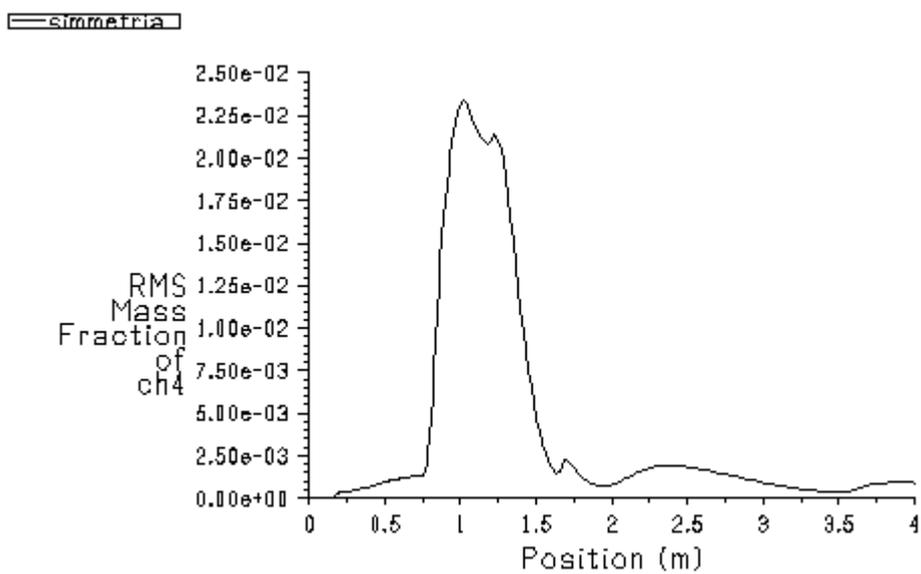
Profilo assiale temperatura media.

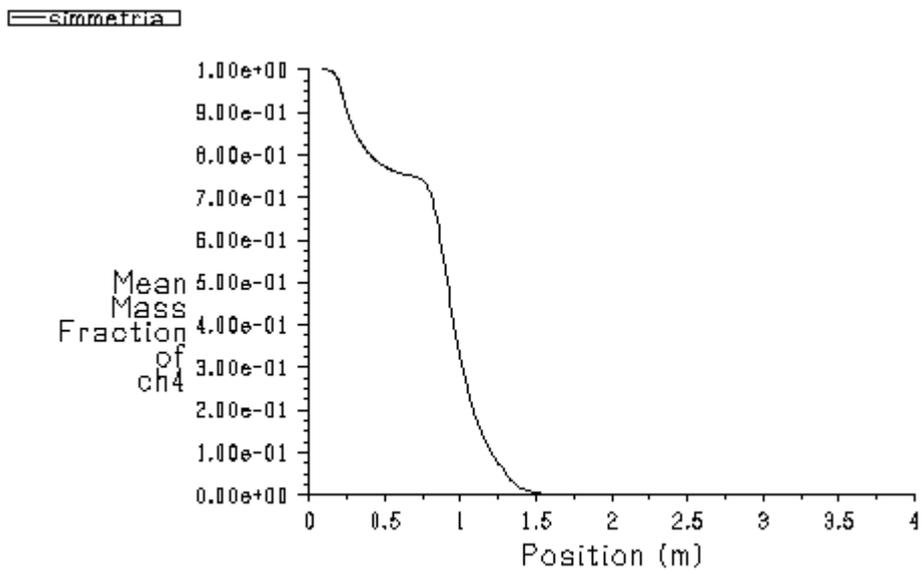


Profilo assiale RMS temperatura.

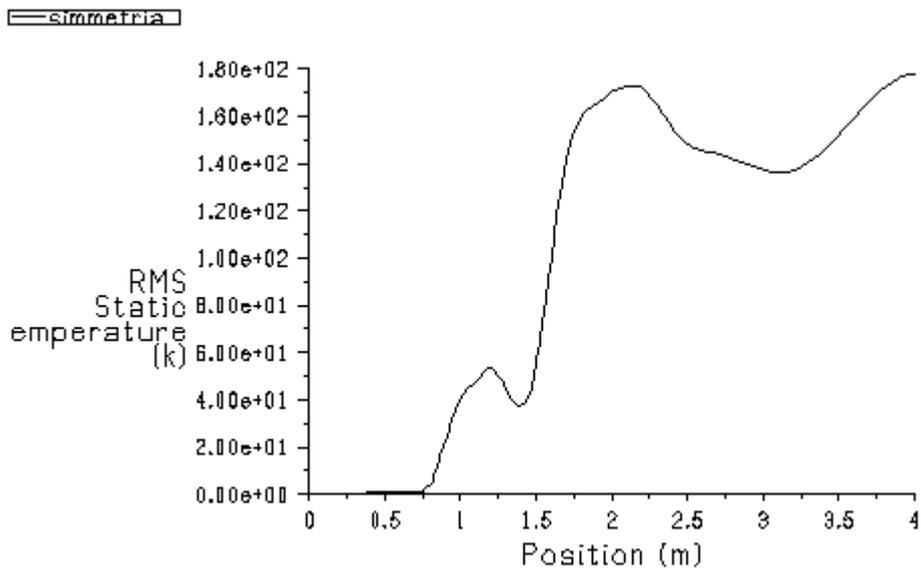


Profilo assiale scalar dissipation rate.

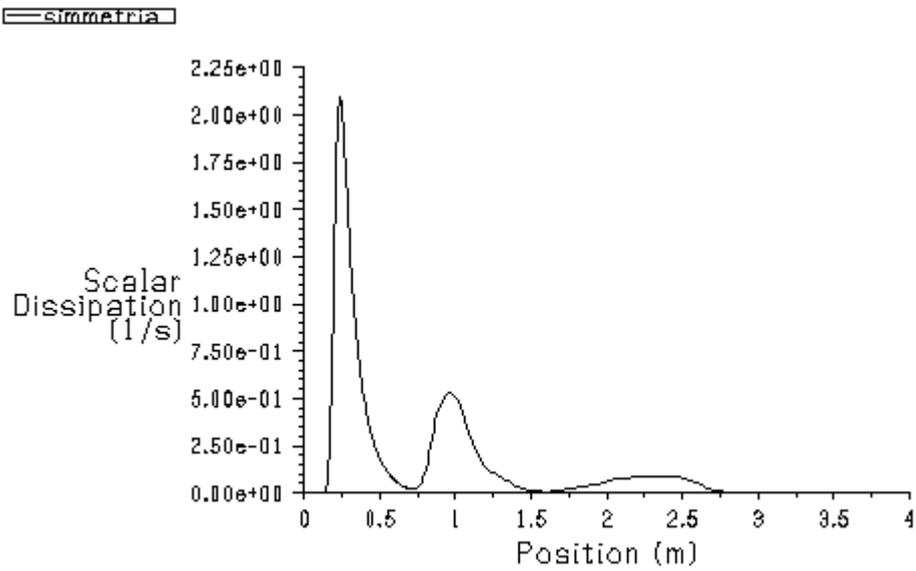
Diagrammi tipologia 2 $v_{ex}=20$ m/s $v_f=30$ m/sProfilo assiale frazione di massa media di CH_4 .Profilo assiale RMS frazione di massa di CH_4 .



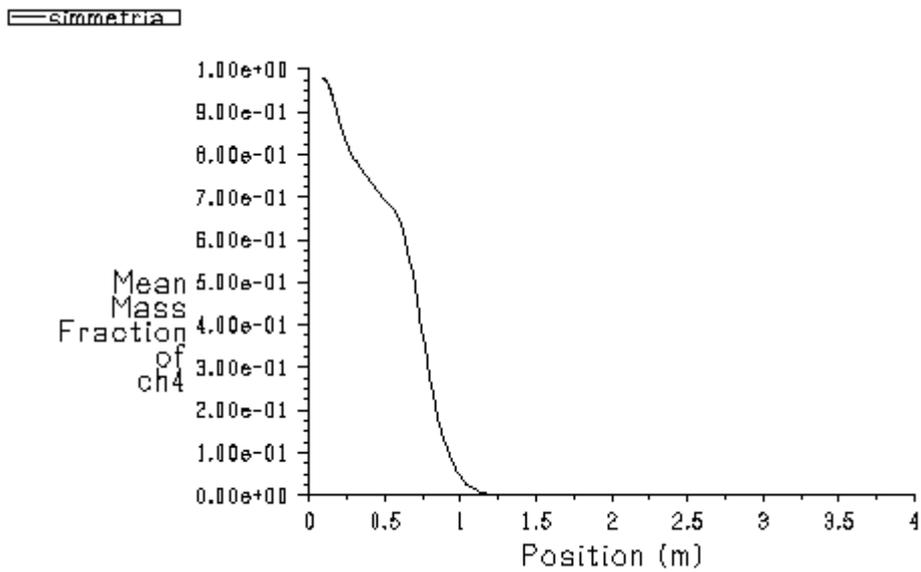
Profilo assiale temperatura media.

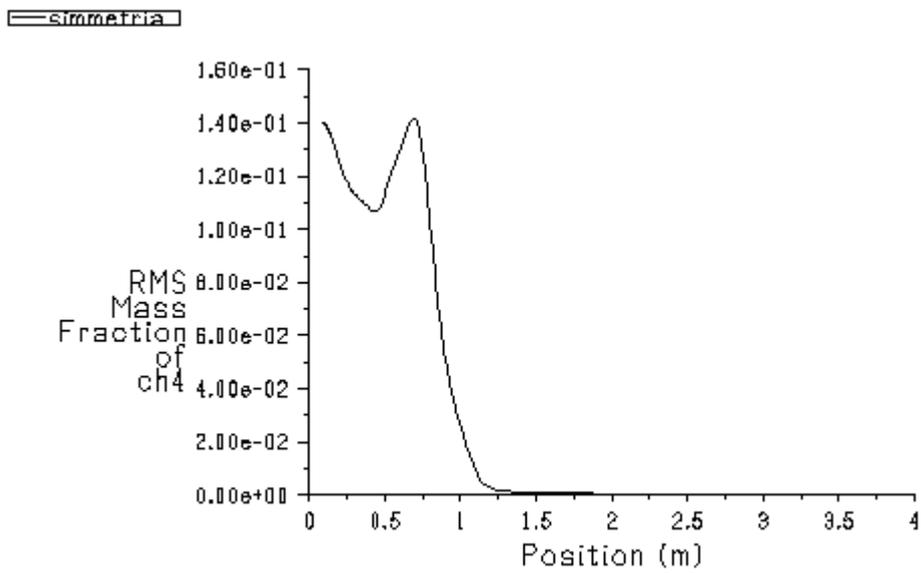
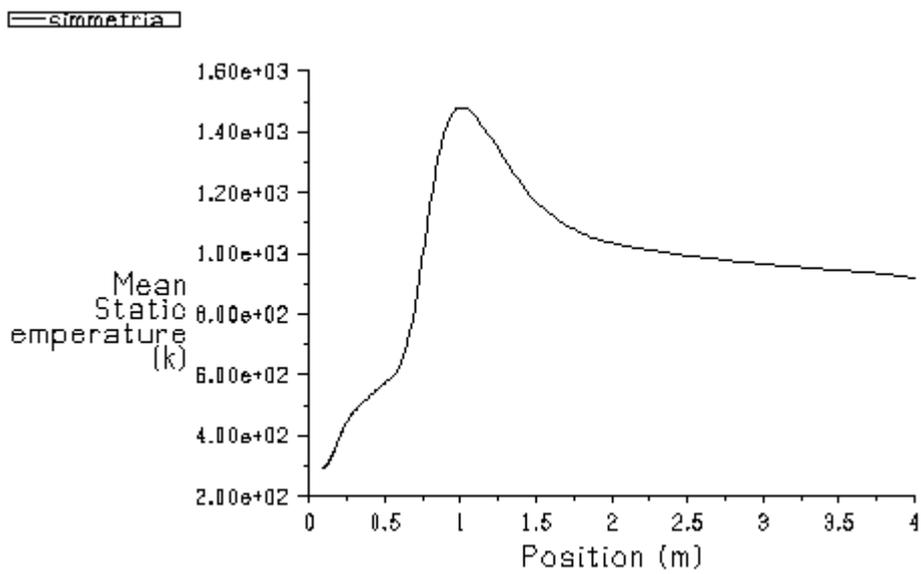


Profilo assiale RMS temperatura.

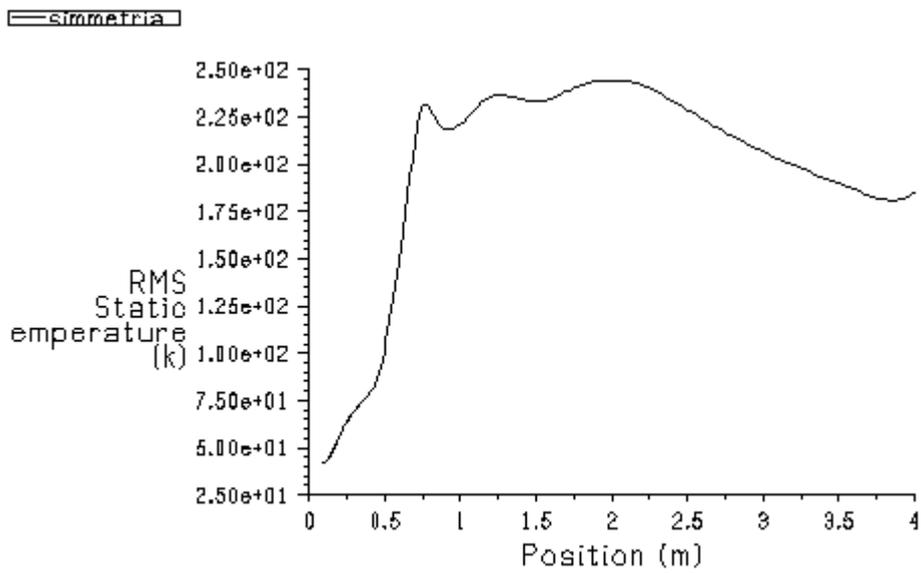


Profilo assiale scalar dissipation rate.

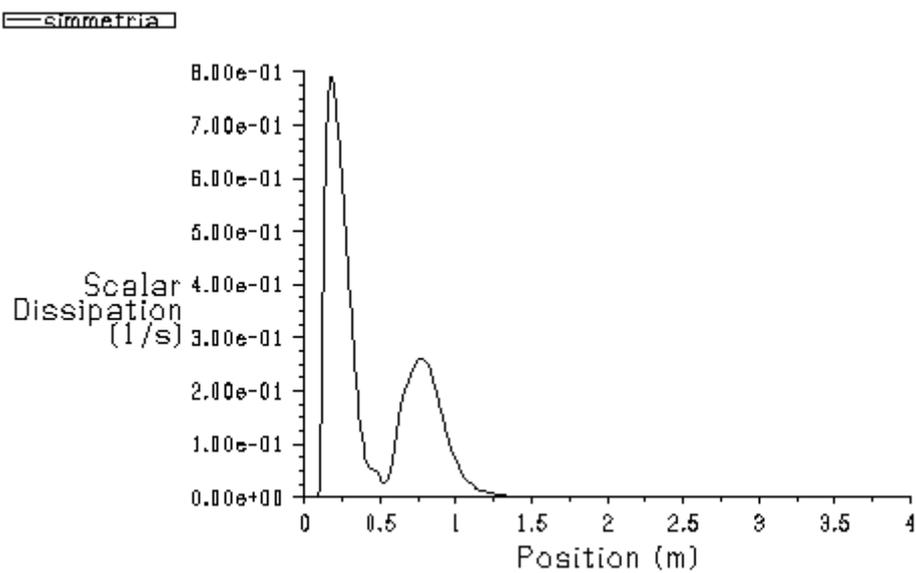
Diagrammi tipologia 3 $v_{ex}=10$ m/s $v_f=10$ m/sProfilo assiale frazione di massa media di CH₄.

Profilo assiale RMS frazione di massa di CH_4 .

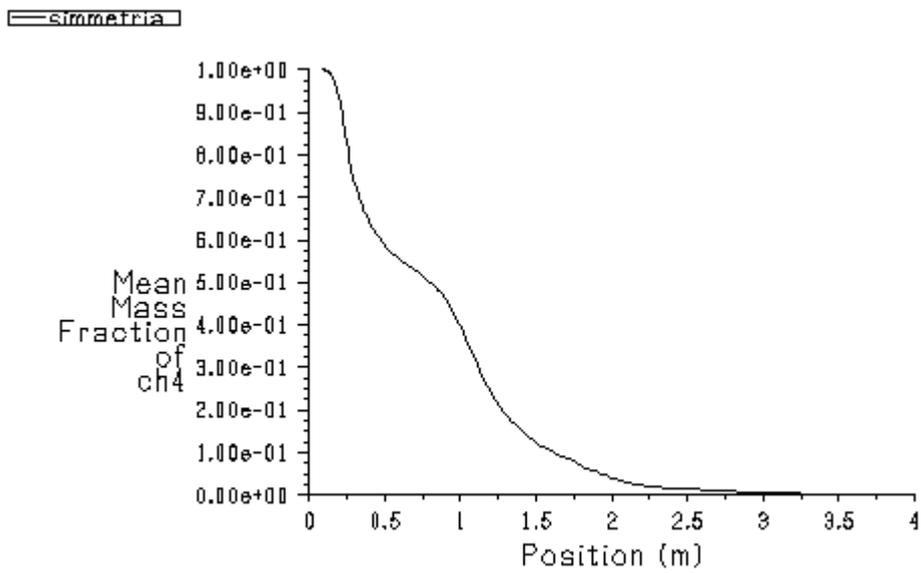
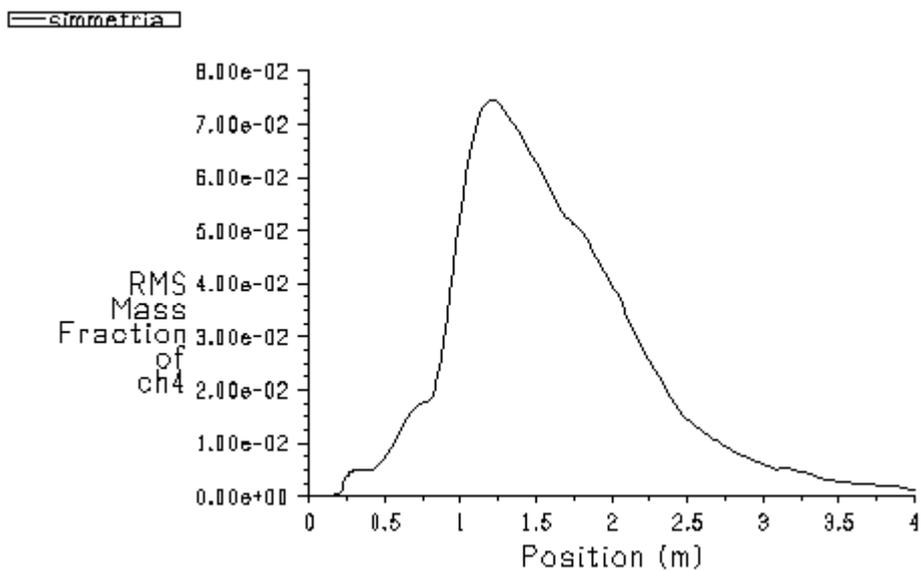
Profilo assiale temperatura media.

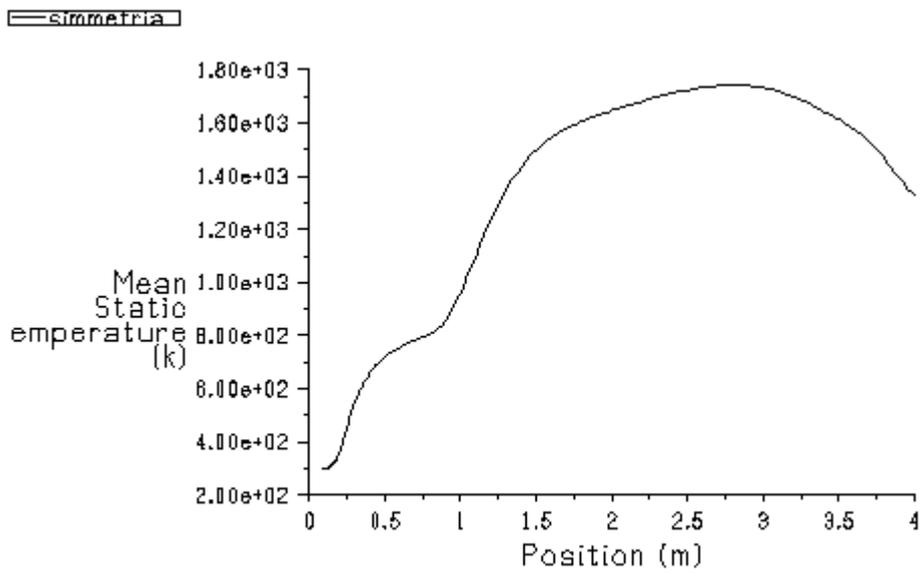


Profilo assiale RMS temperatura.

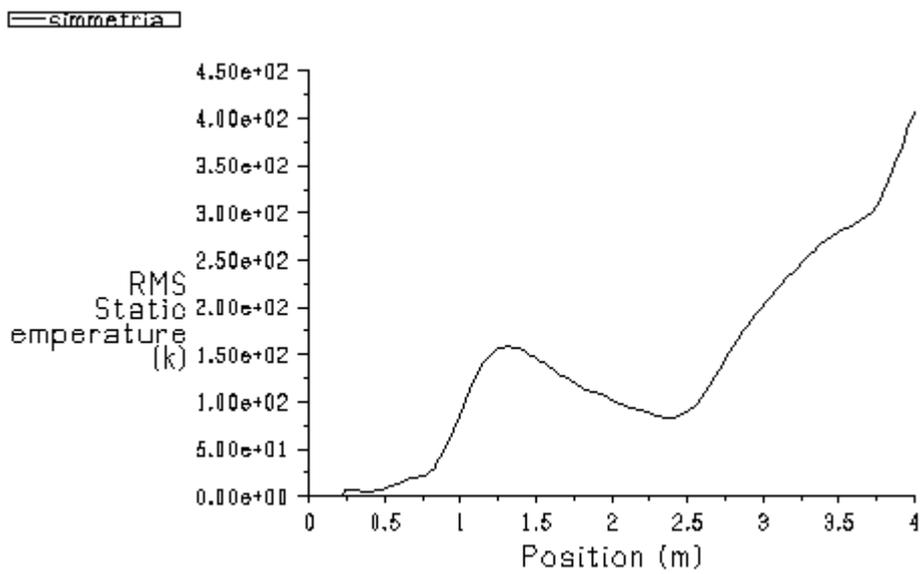


Profilo assiale scalar dissipation rate.

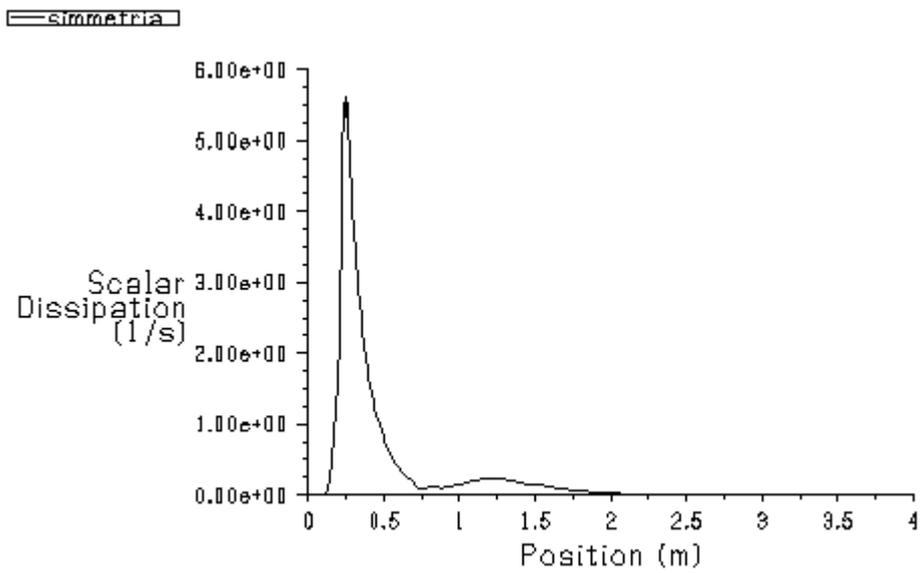
Diagrammi tipologia 3 $v_{ex}=10$ m/s $v_f=20$ m/sProfilo assiale frazione di massa media di CH_4 .Profilo assiale RMS frazione di massa di CH_4 .



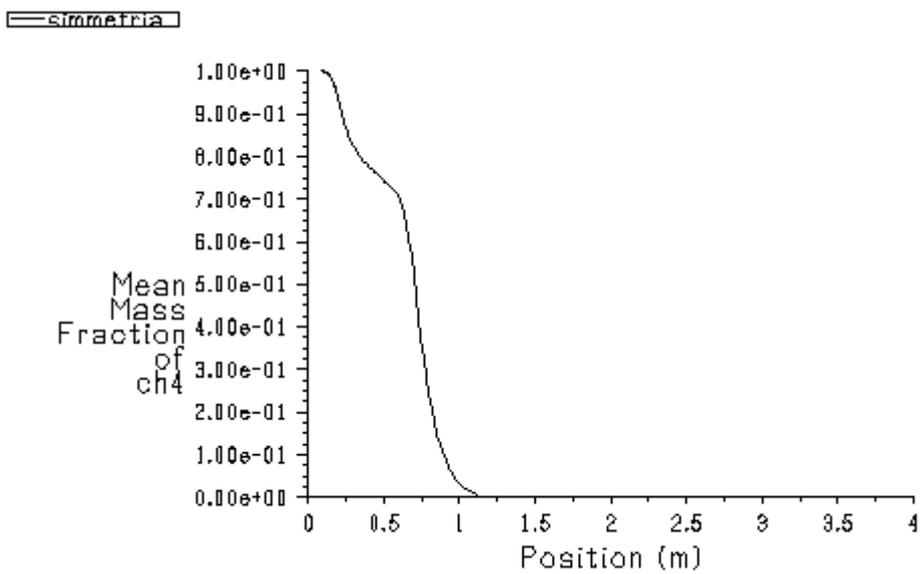
Profilo assiale temperatura media.

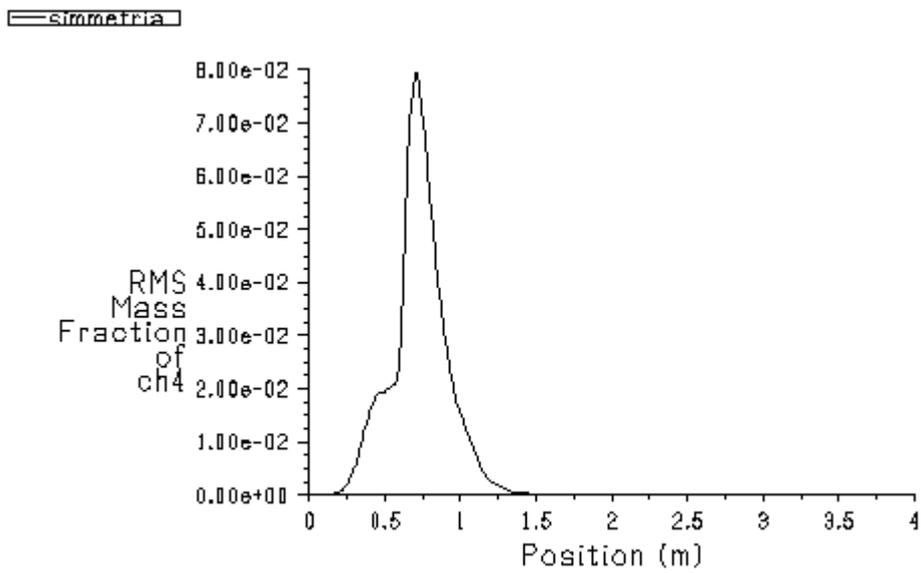
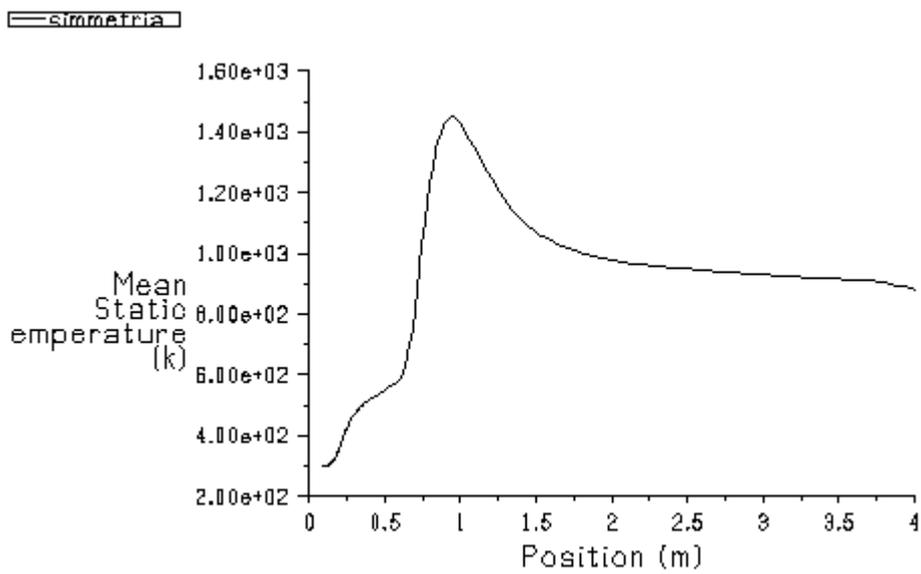


Profilo assiale RMS temperatura.

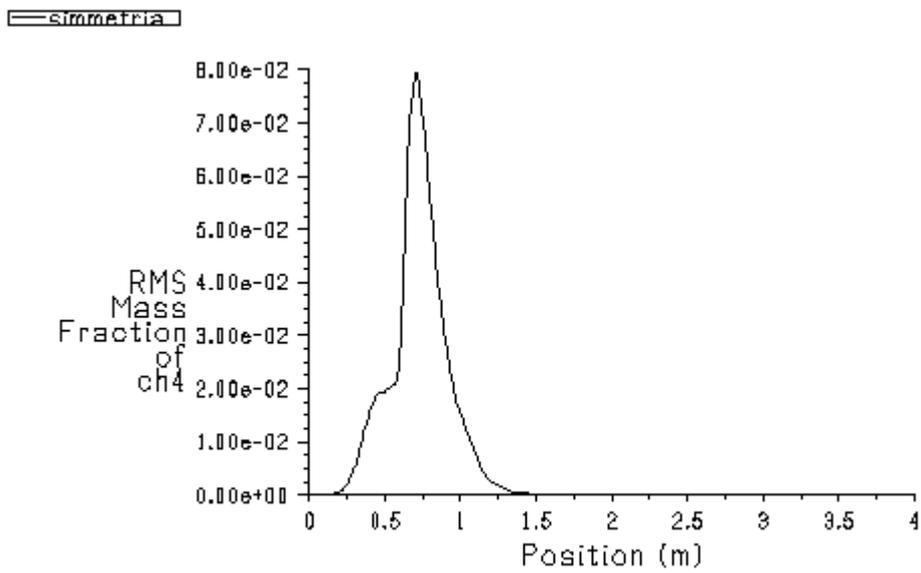


Profilo assiale scalar dissipation rate.

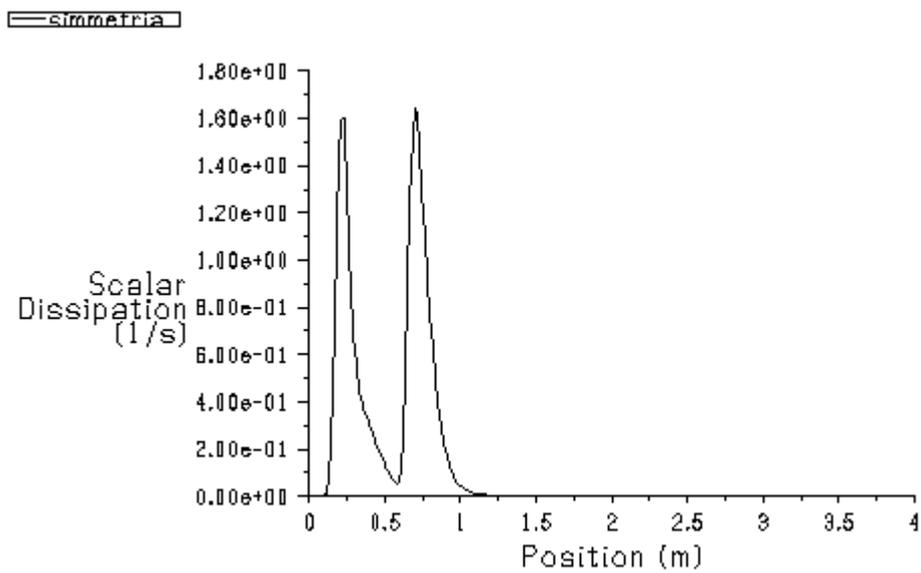
Diagrammi tipologia 3 $v_{ex}=20$ m/s $v_f=20$ m/sProfilo assiale frazione di massa media di CH₄.

Profilo assiale RMS frazione di massa di CH_4 .

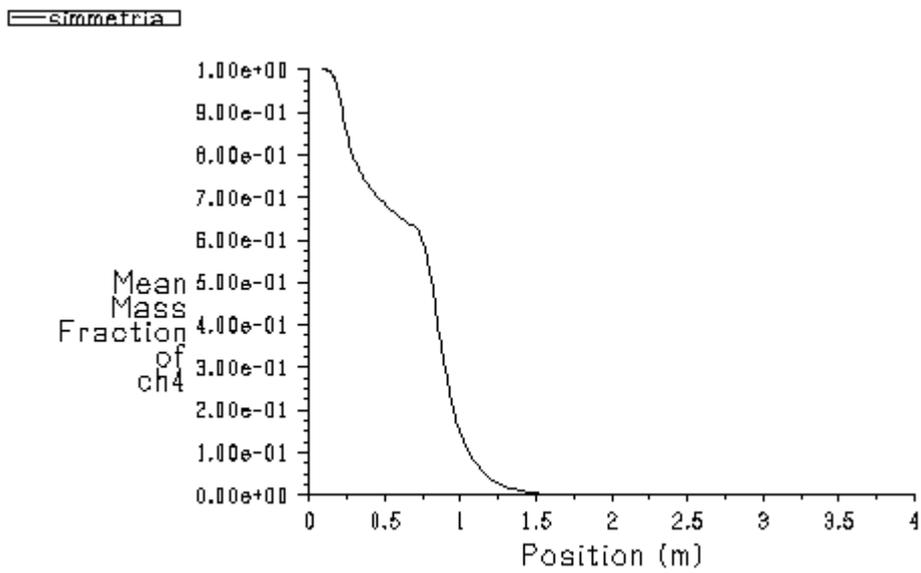
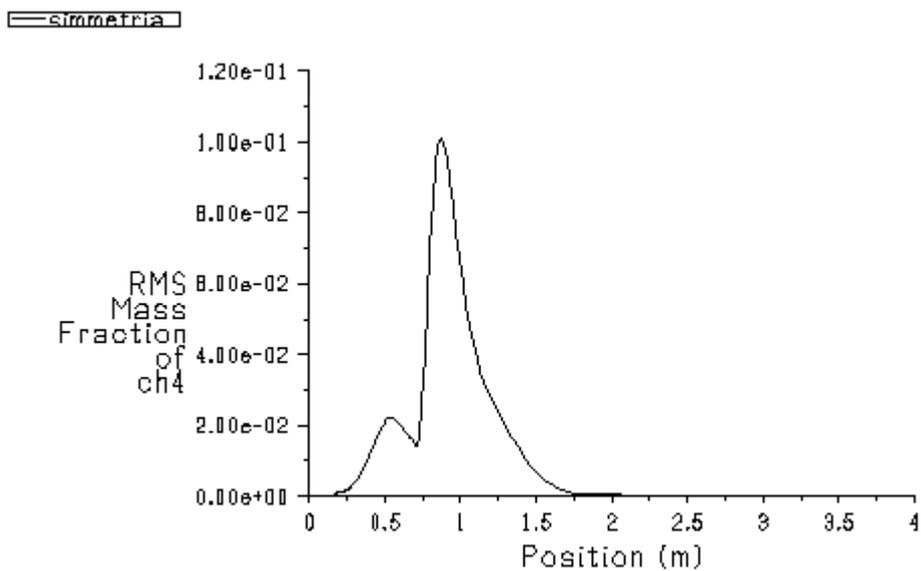
Profilo assiale temperatura media.

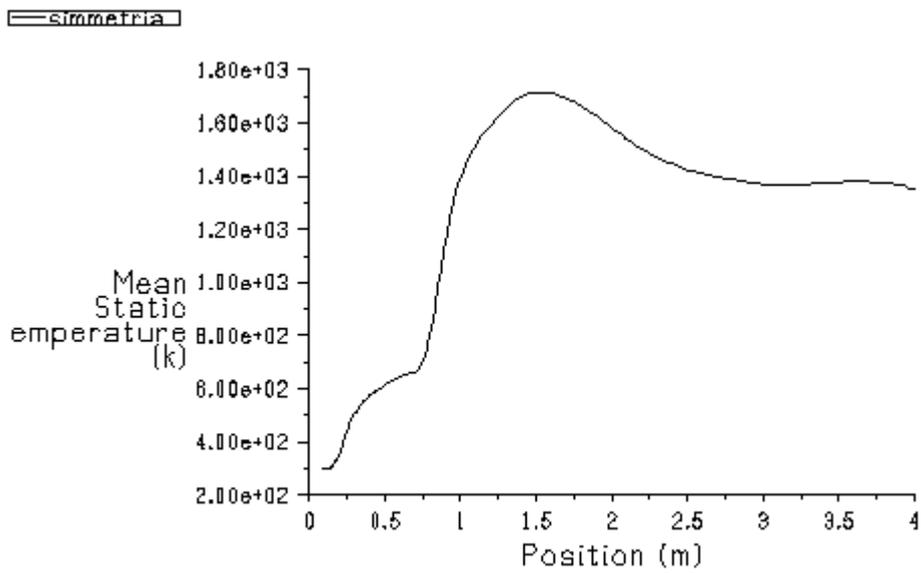


Profilo assiale RMS temperatura.

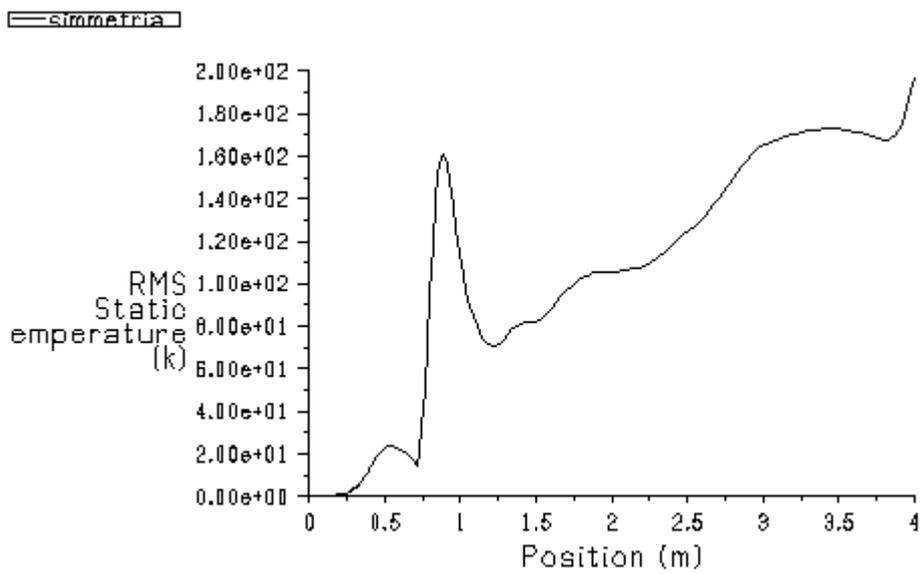


Profilo assiale scalar dissipation rate.

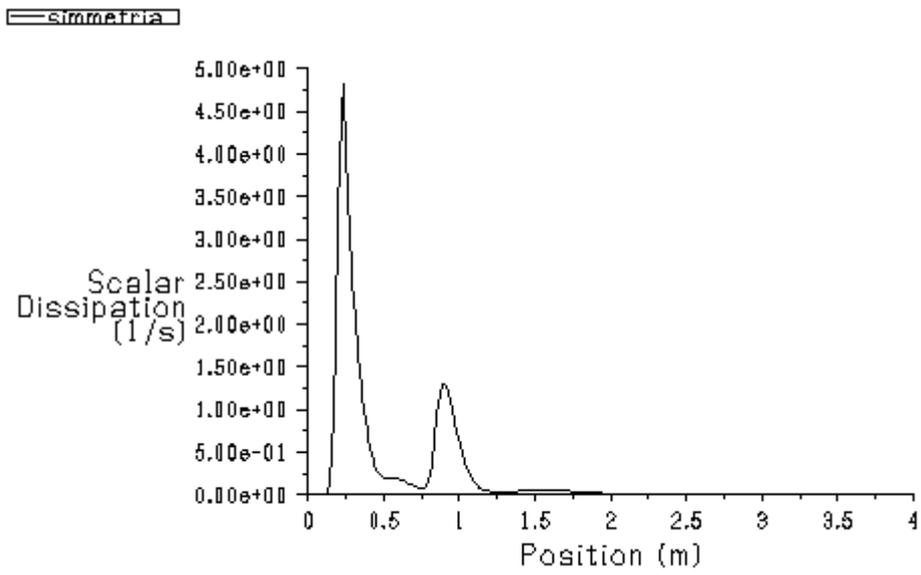
Diagrammi tipologia 3 $v_{ex}=20$ m/s $v_f=30$ m/sProfilo assiale frazione di massa media di CH_4 .Profilo assiale RMS frazione di massa di CH_4 .



Profilo assiale temperatura media.



Profilo assiale RMS temperatura.



Profilo assiale scalar dissipation rate.

CAPITOLO 7

ANALISI NUMERICA

TRIDIMENSIONALE DEI POST-

BRUCIATORI

7.1 Simulazioni tridimensionali

Le simulazioni condotte in regime bidimensionale sono state molto utili per la comprensione del comportamento dei diversi tipi di bruciatore analizzati. Il problema principale però delle simulazioni bidimensionali realizzate è il considerare implicitamente che il combustibile venga immesso per tutta la lunghezza del bruciatore, che rappresenta la terza dimensione non considerata, quando nella realtà invece, i fori di immissione sono ad una certa distanza l'uno dall'altro. Questo fa sì che la quantità immessa di combustibile sia eccessiva, e che le velocità di immissione sostenibili siano molto più basse. Inoltre si trascura l'effetto tridimensionale della turbolenza. È stato necessario allora procedere con simulazioni tridimensionali, dalle quali è stato anche possibile valutare l'effetto della distanza dei fori di immissione. Per contenere il numero di celle di calcolo, è stato ristretto il dominio di calcolo ad una porzione di bruciatore su una singola fila, per una profondità comprendente un numero limitato di fori, imponendo condizioni di simmetria sulle superfici laterali del dominio, trascurando quindi l'effetto parete del condotto. Inoltre anche in questo caso si è simulata solo la metà superiore del bruciatore. I modelli adottati sono [18, 21, 26]:

- Turbolenza: modello $k-\varepsilon$.
- Combustione: modello delle fiamme laminari.
- Sistema adiabatico.
- Trattamento sulle pareti: standard wall functions.
- Regime instazionario.

Si è reso necessario eseguire le simulazioni in regime instazionario per problemi di stabilità del processo. Al termine è stato effettuato il campionamento statistico al fine di ricavare i valori medi e le fluttuazione delle grandezze fisiche. I gas esausti comburenti, alla temperatura di 794 K, hanno la seguente composizione (in massa): H₂O 4,1% N₂ 74% O₂ 17,5% CO₂ 4,4%

Il combustibile è metano a temperatura ambiente.

7.2 Risultati

Inizialmente i fori sono stati posti ad una distanza di 100 mm, l'ingombro del bluff-body è di 450 mm. Le simulazioni relative ai tre paragrafi seguenti sono state condotte mantenendo fissa la velocità dei gas esausti a 20 m/s e incrementando progressivamente quella del combustibile.

7.2.1 Risultati tipologia 1

I risultati relativi alla configurazione 1 sono rappresentati nelle figure 7.1-7.14. Il bluff-body riesce a generare un forte effetto di ricircolo con la formazione di due coppie di strutture vorticosi, una immediatamente all'uscita ed un'altra più a valle. Anche alle alte velocità di immissione, la fiamma risulta pertanto estremamente compatta ed assicura il completo svolgimento della reazione. Tutto ciò però, se gradito da un punto di vista di qualità della fiamma, comporta forti sollecitazioni termiche sul bruciatore, investito in pieno dalla stessa. Incrementando la velocità del combustibile cresce il vortice iniziale e si formano altre coppie di vortici, in particolare una in corrispondenza dello spigolo ed un'altra in fondo. Il bruciatore appare quindi poco sensibile agli incrementi di velocità del combustibile, come si evince anche dalle figure 7.2 e 7.11, in cui si può notare che il contorno stechiometrico si discosta di poco.

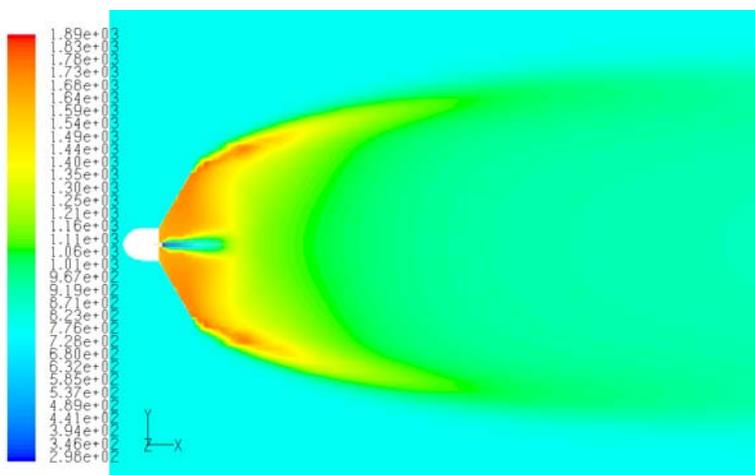


Fig. 7.1. Temperature (K) $v_{ex}=20$ m/s $v_f=20$ m/s.

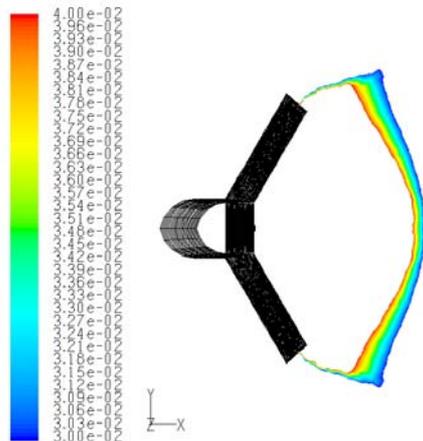


Fig. 7.2. Contorno stechiometrico $v_{ex}=20$ m/s $v_f=20$ m/s.

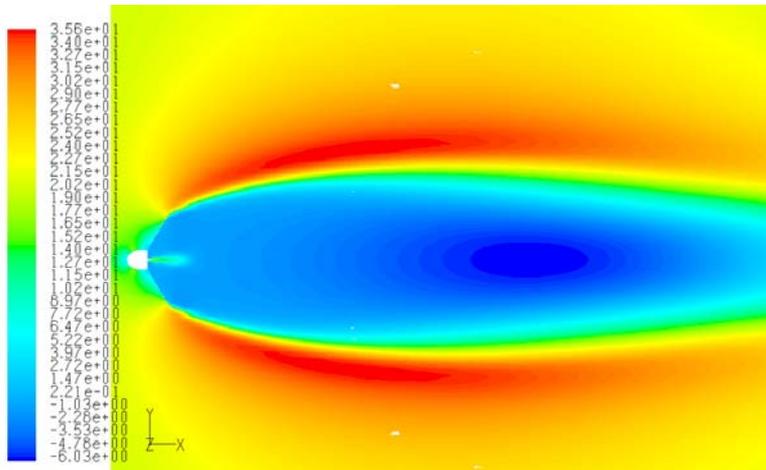


Fig. 7.3. Velocità assiale (m/s) $v_{ex}=20$ m/s $v_f=20$ m/s.

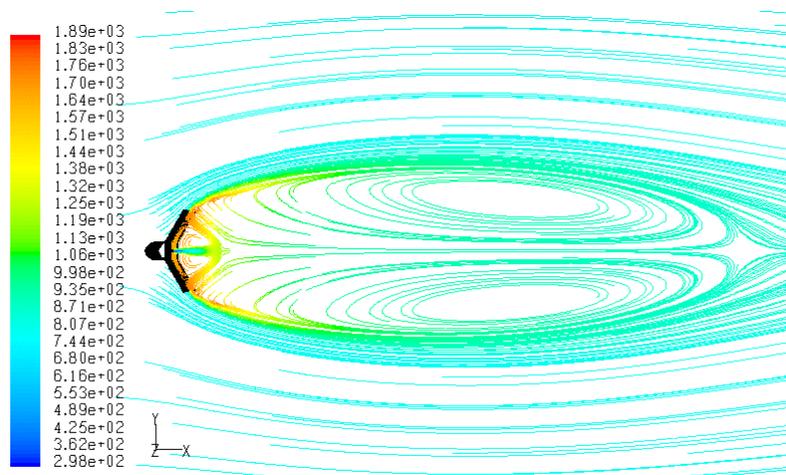


Fig. 7.4. Linee di flusso (K) $v_{ex}=20$ m/s $v_f=20$ m/s.

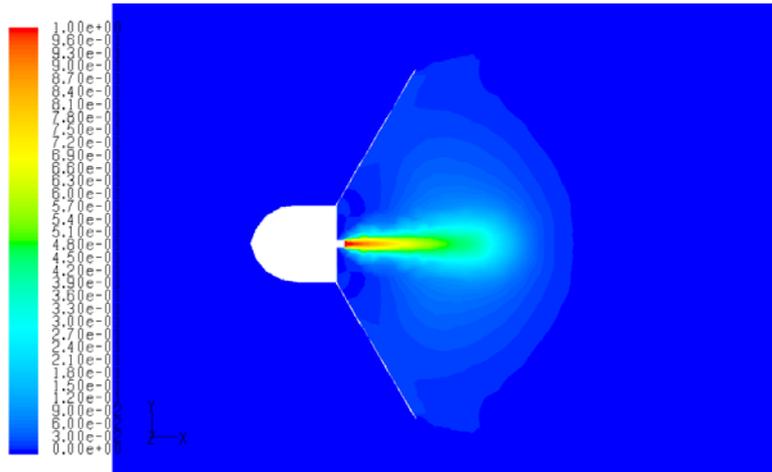


Fig. 7.5. Frazione di massa di CH₄ $v_{ex}=20$ m/s $v_f=20$ m/s.

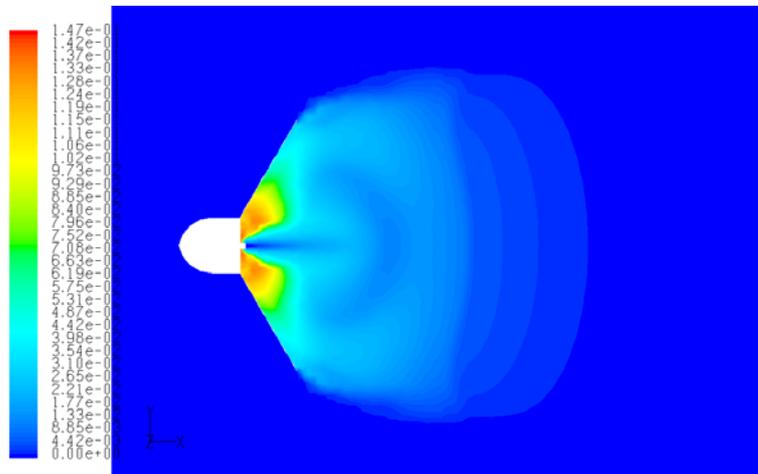


Fig. 7.6. Frazione di massa di CO $v_{ex}=20$ m/s $v_f=20$ m/s.

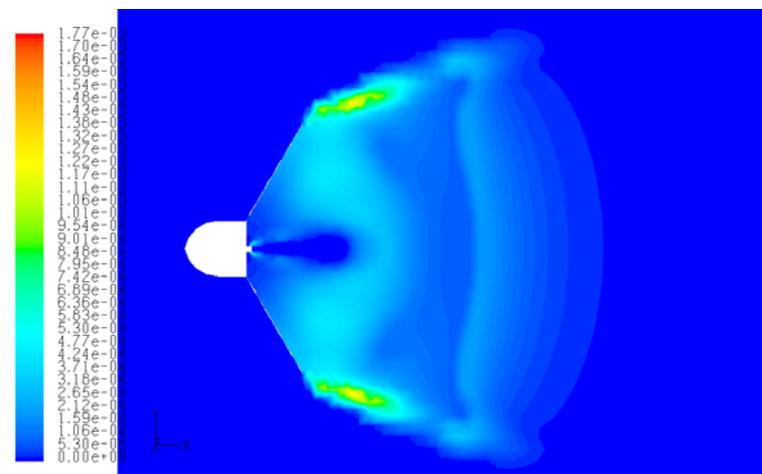


Fig. 7.7. Frazione di massa di OH $v_{ex}=20$ m/s $v_f=20$ m/s.

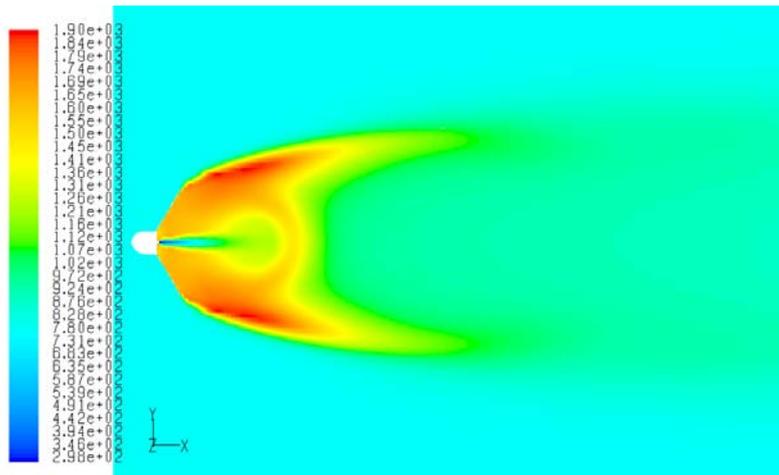


Fig. 7.8. Temperature (K) $v_{ex}=20$ m/s $v_f=80$ m/s.

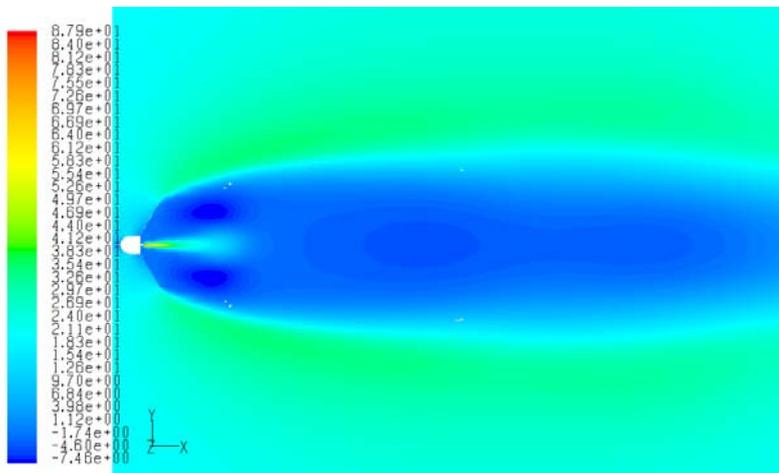


Fig. 7.9. Velocità assiale (m/s) $v_{ex}=20$ m/s $v_f=80$ m/s.

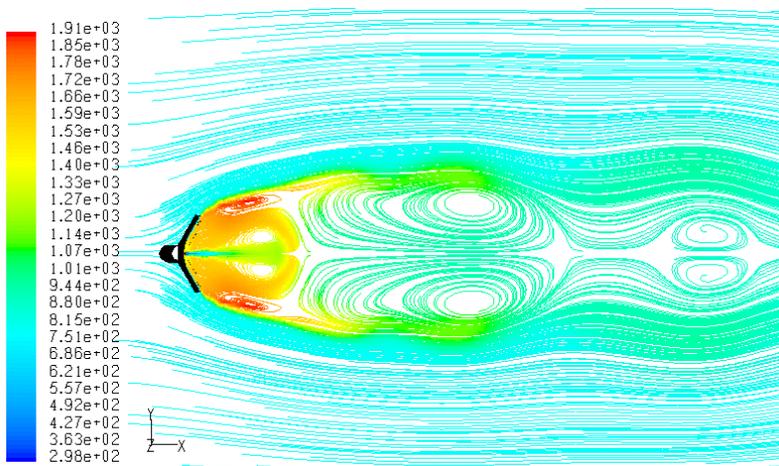


Fig. 7.10. Linee di flusso (K) $v_{ex}=20$ m/s $v_f=80$ m/s.

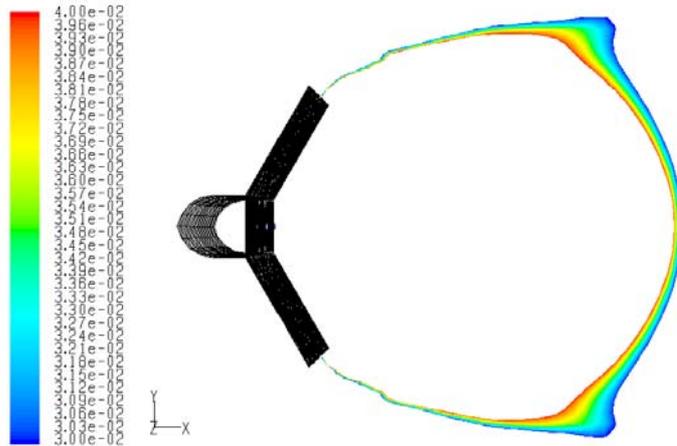


Fig. 7.11. Contorno stechiometrico $v_{ex}=20$ m/s $v_f=80$ m/s.

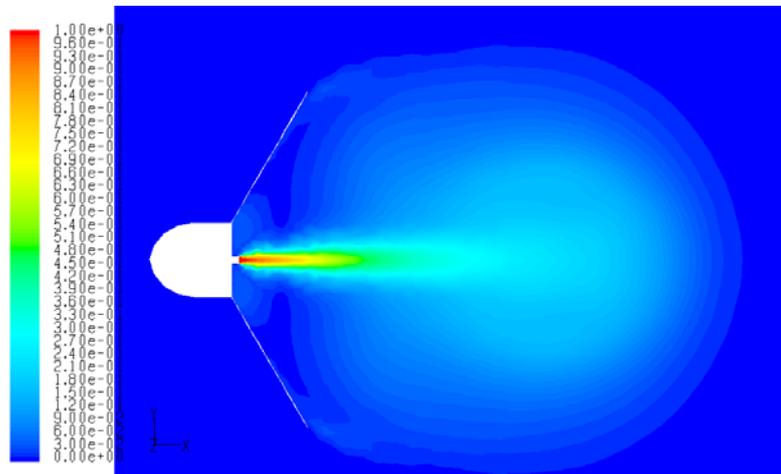


Fig. 7.12. Frazione di massa di CH₄ $v_{ex}=20$ m/s $v_f=80$ m/s.

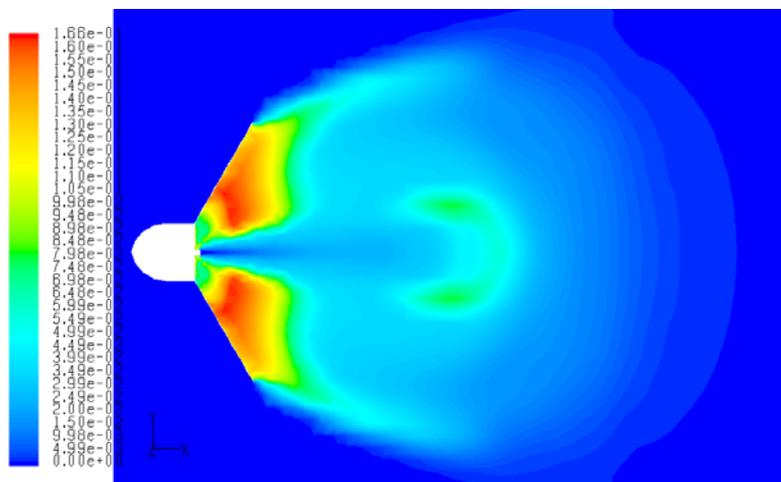


Fig. 7.13. Frazione di massa di CO $v_{ex}=20$ m/s $v_f=80$ m/s.

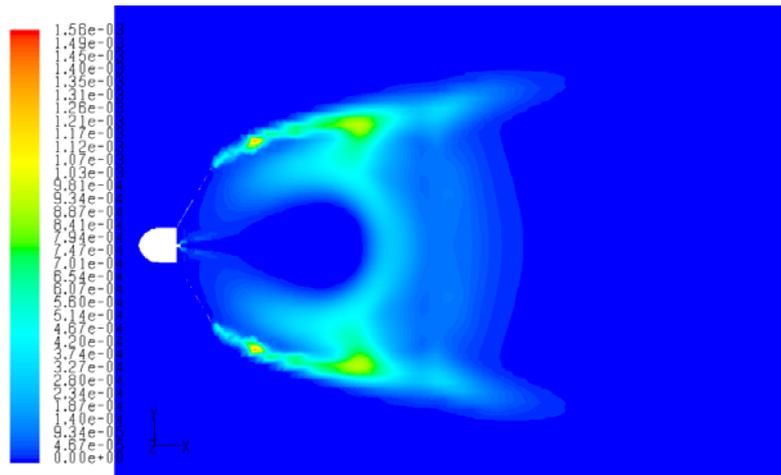


Fig. 7.14. Frazione di massa di OH $v_{ex}=20$ m/s $v_f=80$ m/s.

7.2.2 Risultati tipologia 2

Ben diversa è la situazione per la seconda e terza configurazione. In particolare per la seconda, la presenza del canalino comporta un passaggio di comburente attraverso il bruciatore, che riduce sensibilmente l'ancoraggio della fiamma, che risulta molto più allungata (fig. 7.15), attraverso la riduzione dell'effetto di ricircolo. Ciò è molto più evidente quando si incrementa la velocità di immissione (fig. 7.22) allorquando non si riesce ad ottenere il completamento della combustione, come dimostrano le figure 7.22-7.28. Sono anche qui evidenti due coppie di strutture vorticosi del tipo precedente, per basse velocità di immissione, che appaiono molto più stirate nel verso del flusso ed una terza coppia vicino lo spigolo a velocità di immissione più alte.

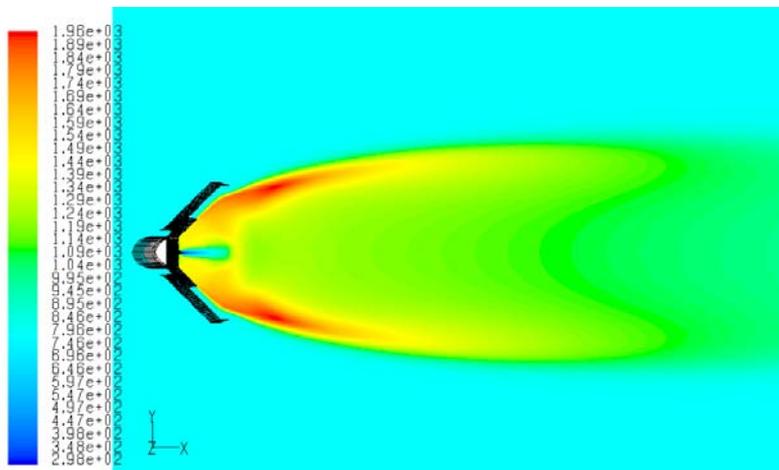


Fig. 7.15. Temperature (K) $v_{ex}=20$ m/s $v_f=20$ m/s.

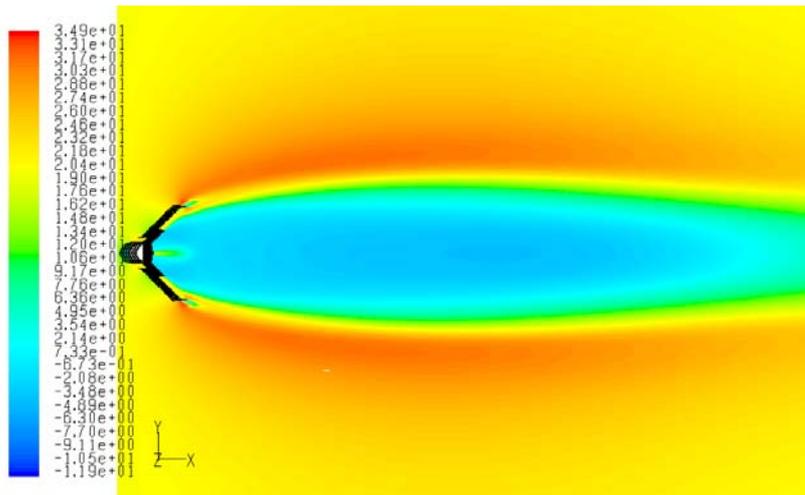


Fig. 7.16. Velocità assiale (m/s) $v_{ex}=20$ m/s $v_f=20$ m/s.

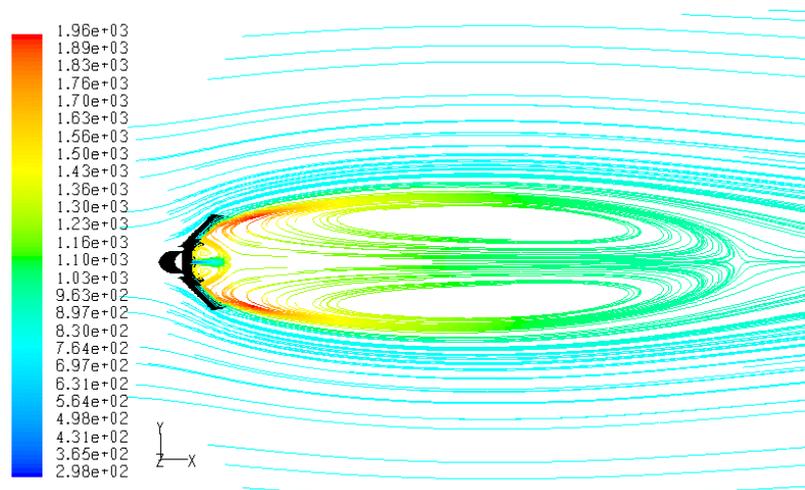


Fig. 7.17. Linee di flusso (K) $v_{ex}=20$ m/s $v_f=20$ m/s.

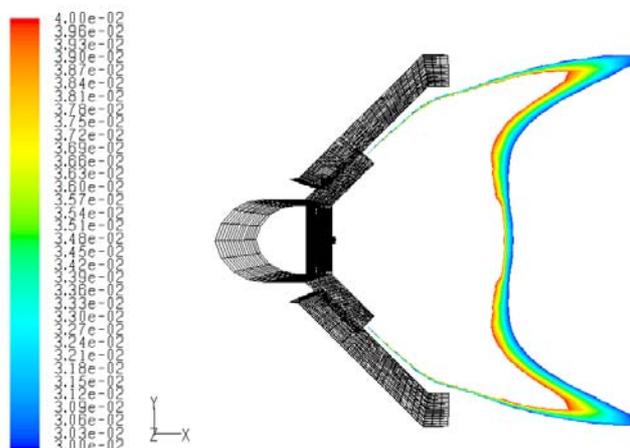


Fig. 7.18. Contorno stechiometrico $v_{ex}=20$ m/s $v_f=20$ m/s.

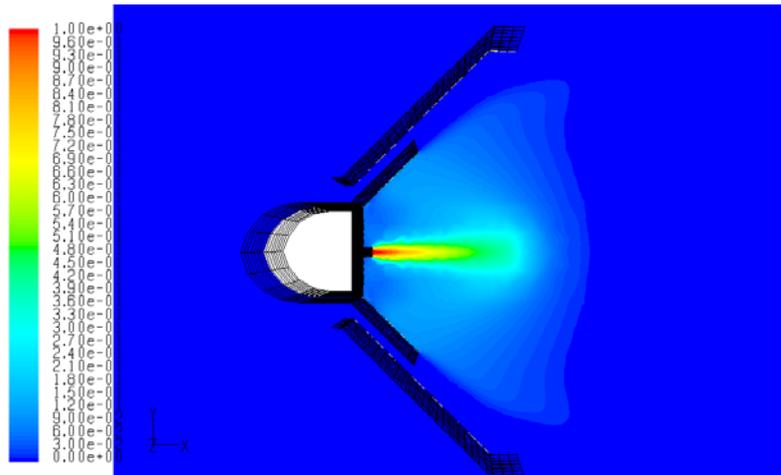


Fig. 7.19. Frazione di massa di CH₄ $v_{ex}=20$ m/s $v_f=20$ m/s.

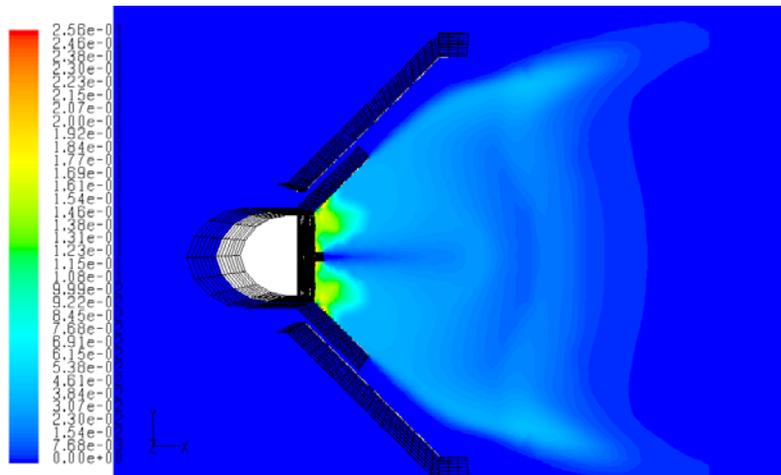


Fig. 7.20. Frazione di massa di CO $v_{ex}=20$ m/s $v_f=20$ m/s.

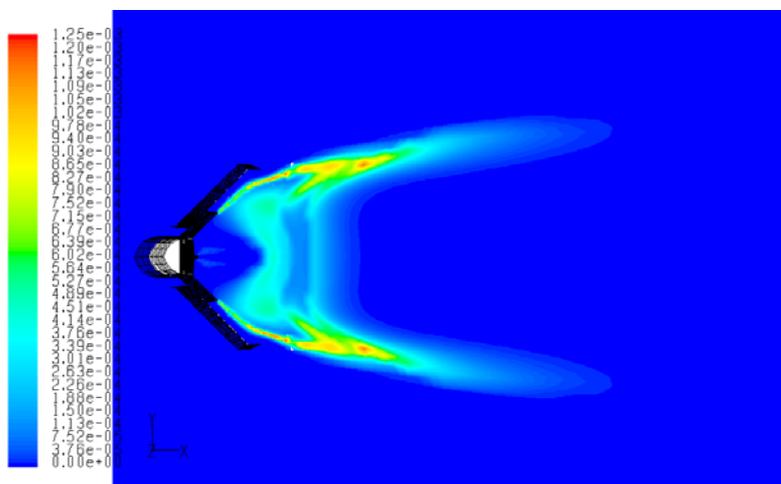


Fig. 7.21. Frazione di massa di OH $v_{ex}=20$ m/s $v_f=20$ m/s.

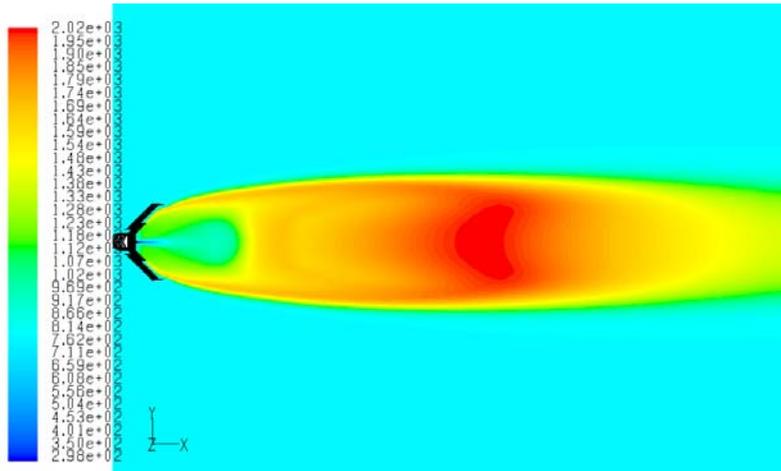


Fig. 7.22. Temperature (K) $v_{ex}=20$ m/s $v_f=80$ m/s.

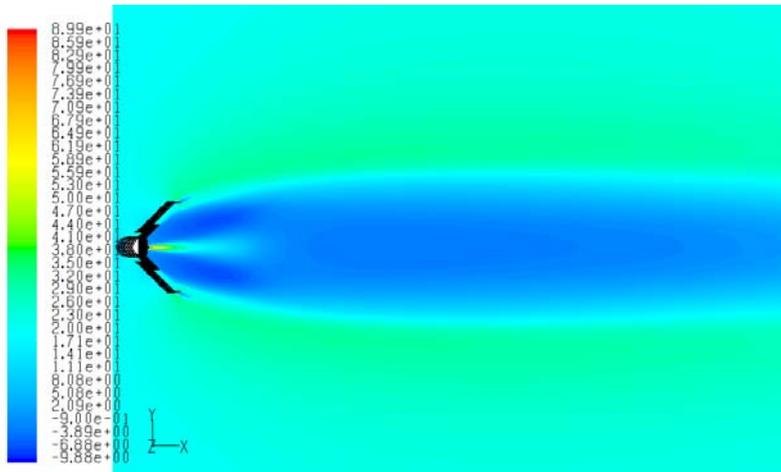


Fig. 7.23. Velocità assiale (m/s) $v_{ex}=20$ m/s $v_f=80$ m/s.

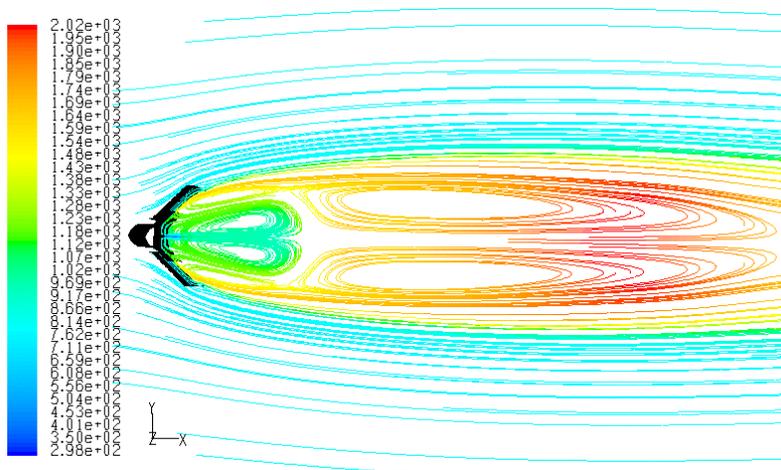


Fig. 7.24. Linee di flusso (K) $v_{ex}=20$ m/s $v_f=80$ m/s.

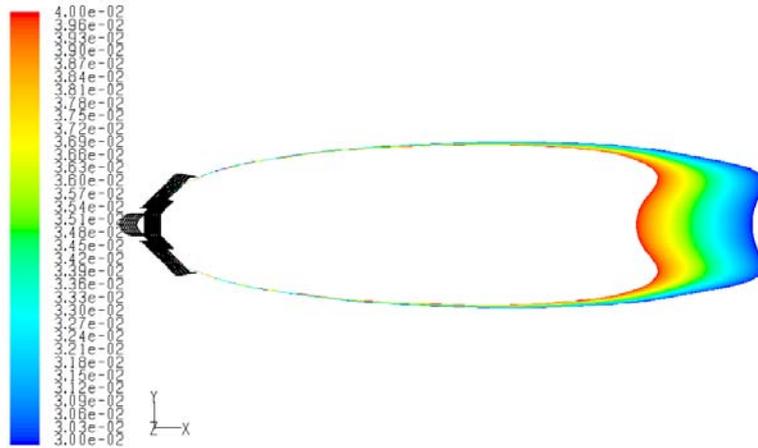


Fig. 7.25. Contorno stechiometric $v_{ex}=20$ m/s $v_f=80$ m/s.

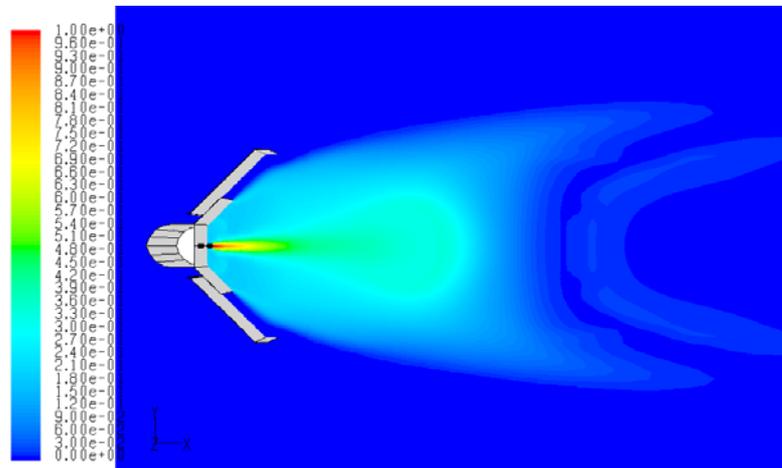


Fig. 7.26. Frazione di massa di CH_4 $v_{ex}=20$ m/s $v_f=80$ m/s.

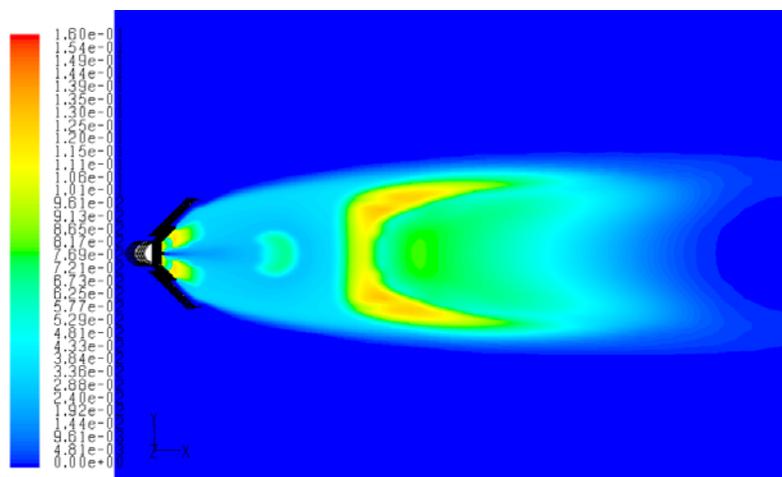


Fig. 7.27. Frazione di massa di CO $v_{ex}=20$ m/s $v_f=80$ m/s.

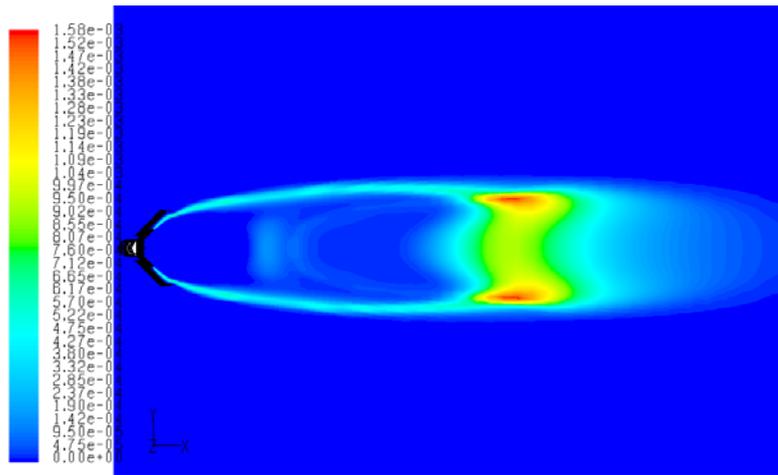


Fig. 7.28. Frazione di massa di OH $v_{ex}=20$ m/s $v_f=80$ m/s.

7.2.3 Risultati tipologia 3

Anche nel caso della terza configurazione i fori praticati sul bluff-body riducono fortemente l'effetto bloccante caratteristico della prima configurazione, ma risulta comunque maggiore che nel caso della seconda. Ne risulta complessivamente un migliore miscelamento. Ciò è testimoniato anche dal fatto che la reazione si completa, anche a velocità di immissione elevate. A differenza della tipologia 2, la fiamma riesce a rimanere più ancorata al bruciatore, anche nelle condizioni limite, pur non investendolo direttamente.

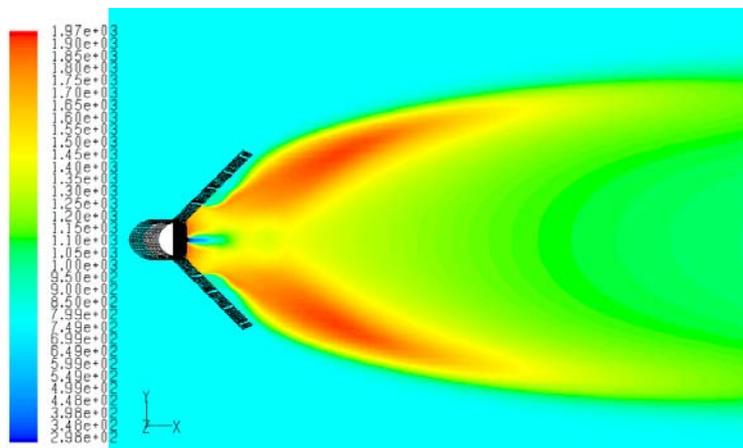


Fig. 7.29. Temperature (K) $v_{ex}=20$ m/s $v_f=20$ m/s.

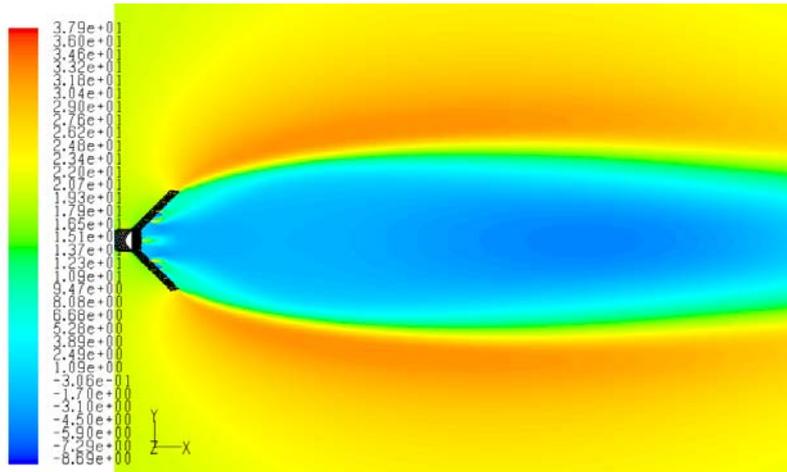


Fig. 7.30. Velocità assiale (m/s) $v_{ex}=20$ m/s $v_f=20$ m/s.

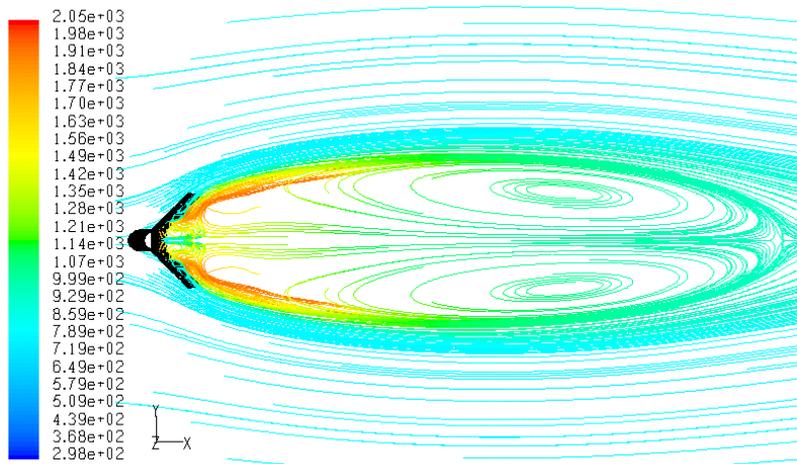


Fig. 7.31. Linee di flusso (K) $v_{ex}=20$ m/s $v_f=20$ m/s.

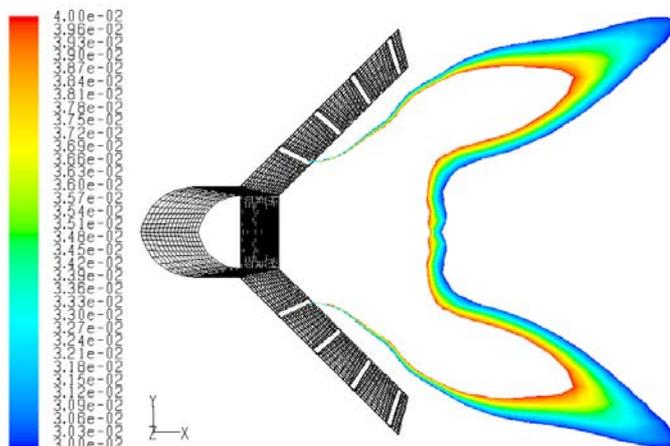


Fig. 7.32. Contorno stechiometrico $v_{ex}=20$ m/s $v_f=20$ m/s.

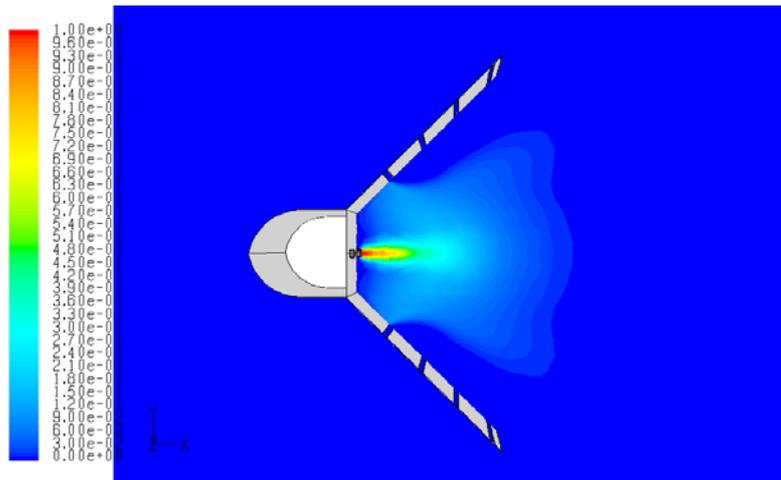


Fig. 7.33. Frazione di massa di CH₄ $v_{ex}=20$ m/s $v_f=20$ m/s.

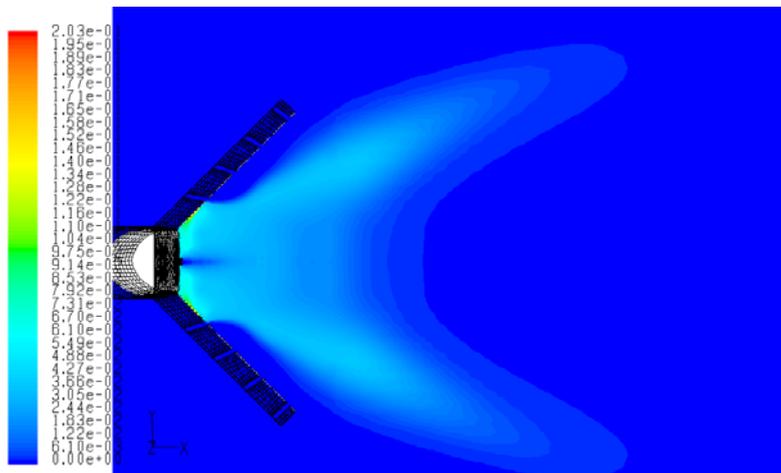


Fig. 7.34. Frazione di massa di CO $v_{ex}=20$ m/s $v_f=20$ m/s.

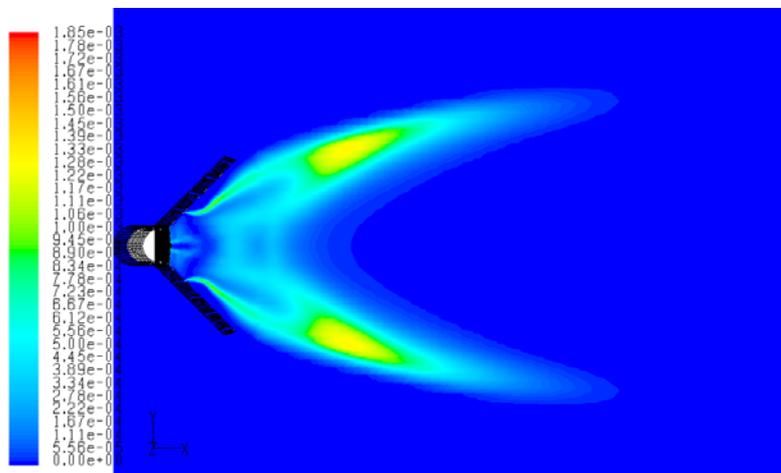


Fig. 7.35. Frazione di massa di OH $v_{ex}=20$ m/s $v_f=20$ m/s.

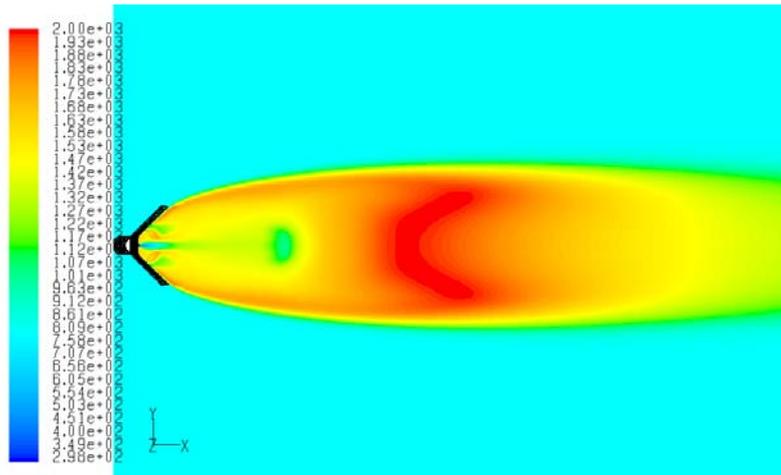


Fig. 7.36. Temperature (K) $v_{ex}=20$ m/s $v_f=80$ m/s.

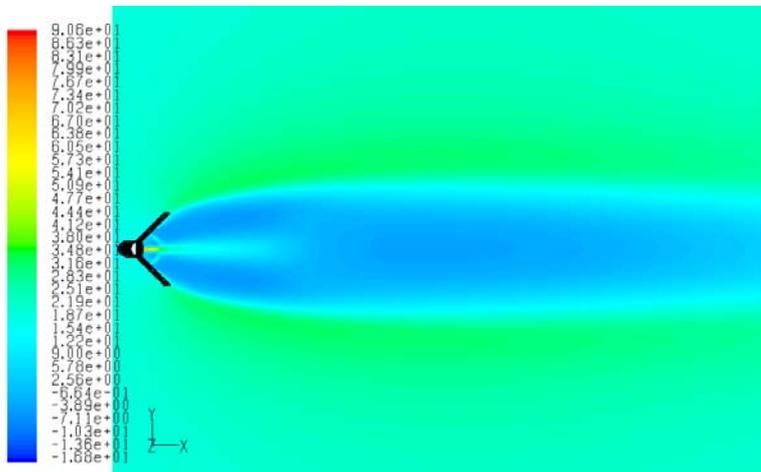


Fig. 7.37. Velocità assiale (m/s) $v_{ex}=20$ m/s $v_f=80$ m/s.

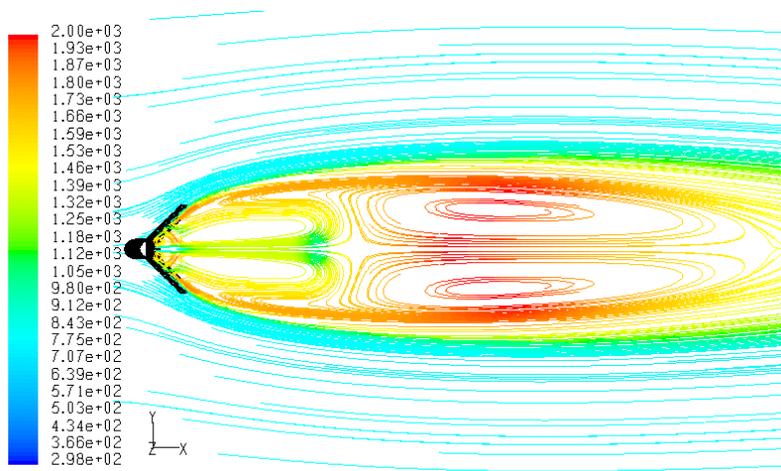


Figura 7.38. Linee di flusso (K) $v_{ex}=20$ m/s $v_f=80$ m/s.

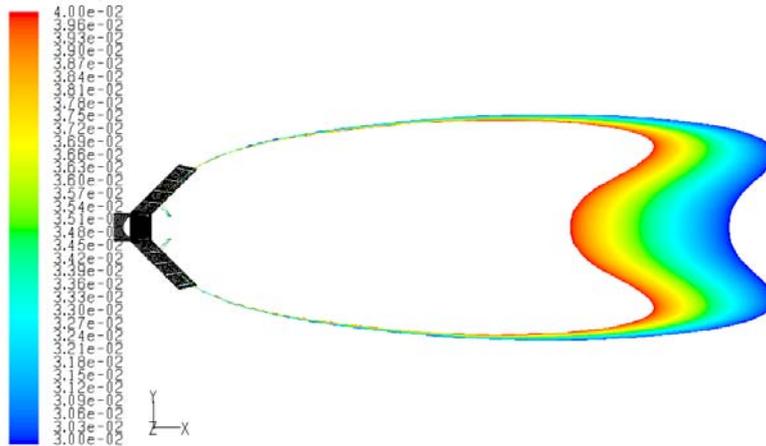


Fig. 7.39. Contorno stechiometrico $v_{ex}=20$ m/s $v_f=80$ m/s.

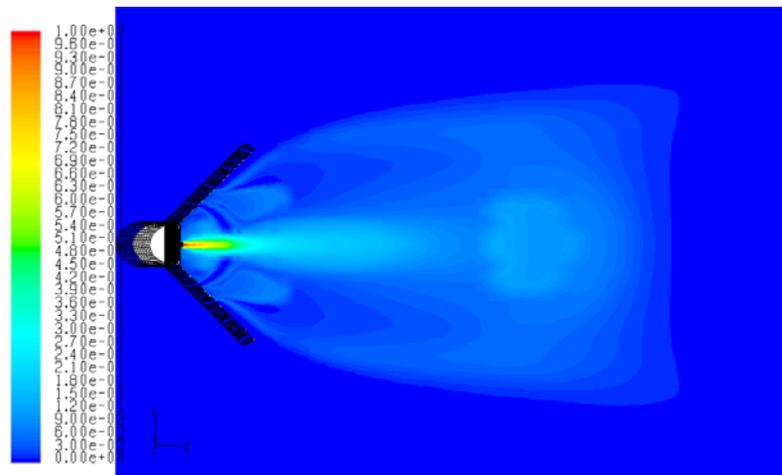


Fig. 7.40. Frazione di massa di CH₄ $v_{ex}=20$ m/s $v_f=80$ m/s.

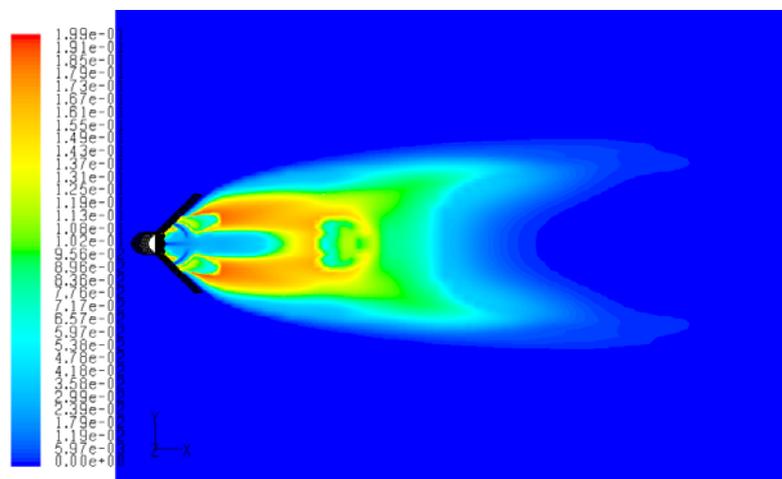


Fig. 7.41. Frazione di massa di CO $v_{ex}=20$ m/s $v_f=80$ m/s.

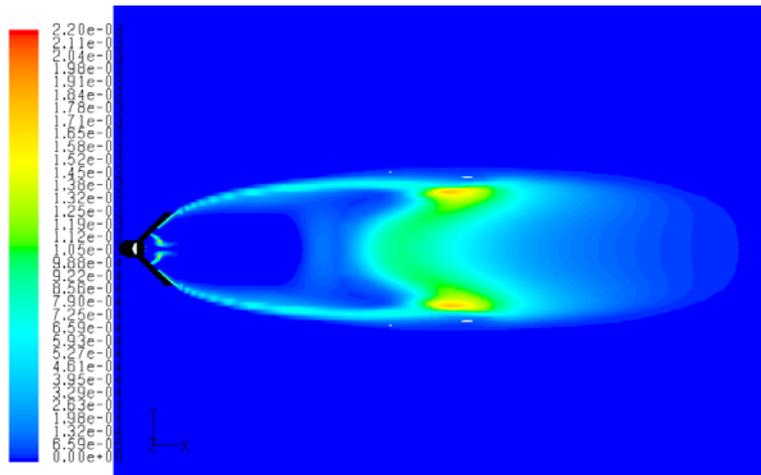


Fig. 7.42. Frazione di massa di OH $v_{ex}=20$ m/s $v_f=80$ m/s.

7.2.4 Influenza dell'interasse dei fori

Uno dei parametri fondamentali nella descrizione del comportamento delle configurazioni analizzate è la distanza dei fori di immissione, che, evidentemente, a pari velocità, determina la quantità di combustibile immessa per unità di lunghezza. Per cui altre simulazioni sono state effettuate riducendo tale distanza da 100 a 25 mm, con velocità di 20 m/s per il comburente e 40 m/s per il combustibile.

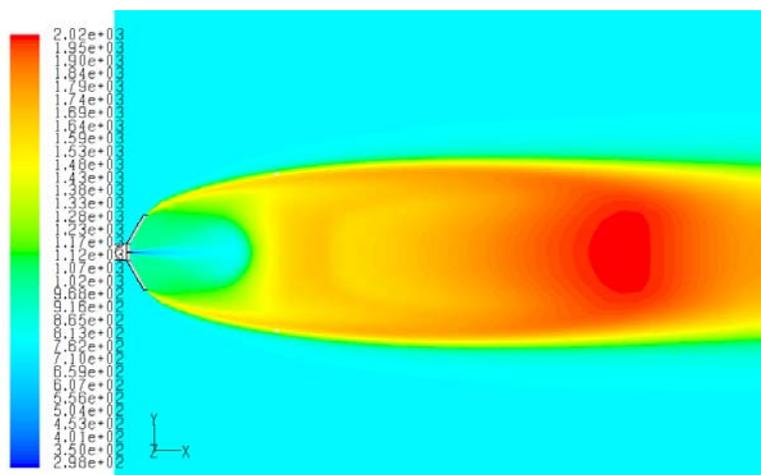


Fig. 7.43. Temperature (K) T1.

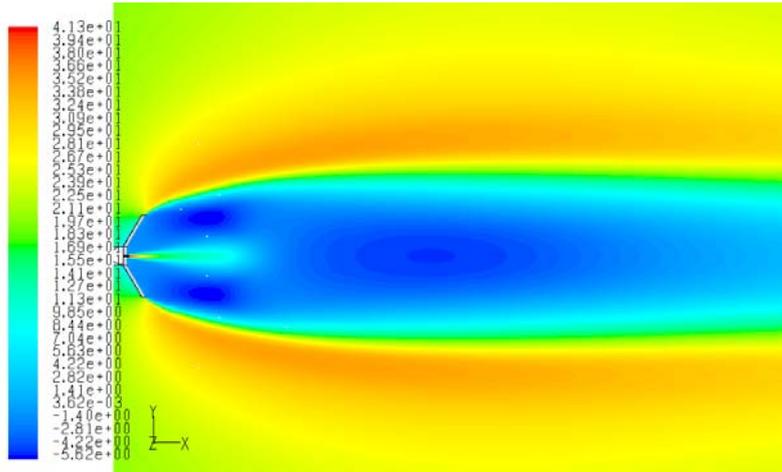


Fig. 7.44. Velocità assiale (m/s) T1.

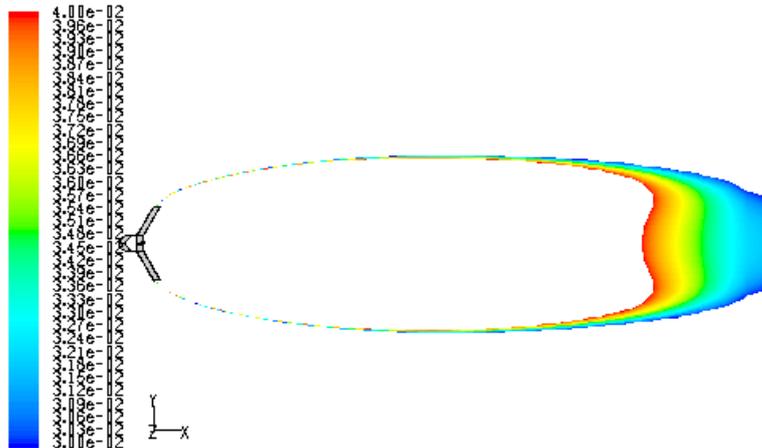


Fig. 7.45. Contorno stechiometrico T1.

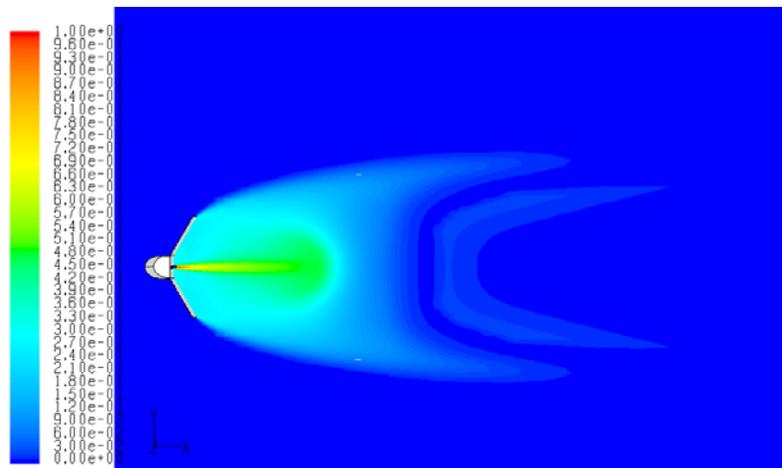


Fig. 7.46. Frazione di massa di CH_4 T1.

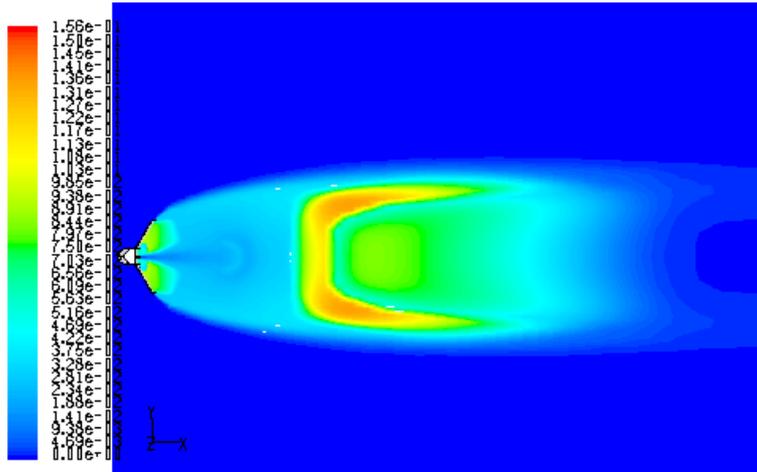


Fig. 7.47. Frazione di massa di CO T1.

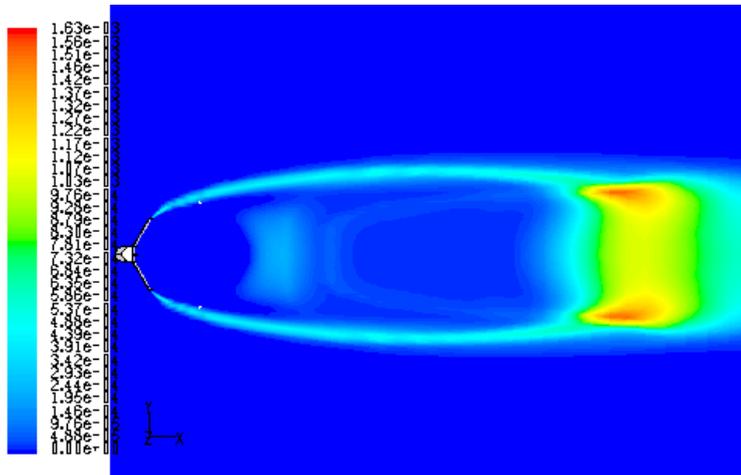


Fig. 7.48. Frazione di massa di OH T1.

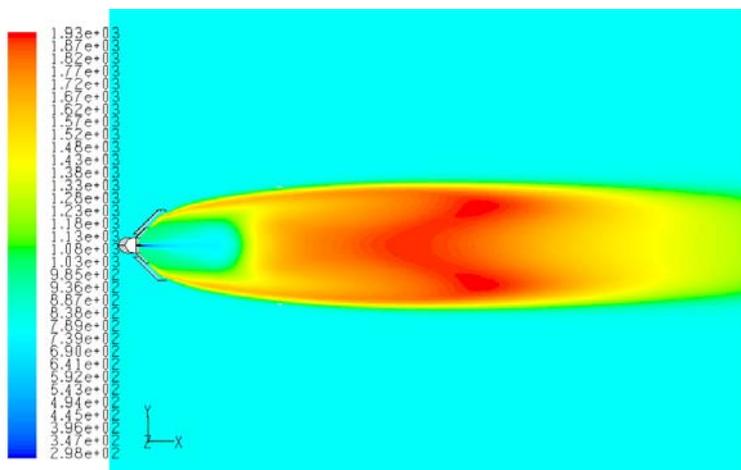


Fig. 7.49. Temperature (K) T2.

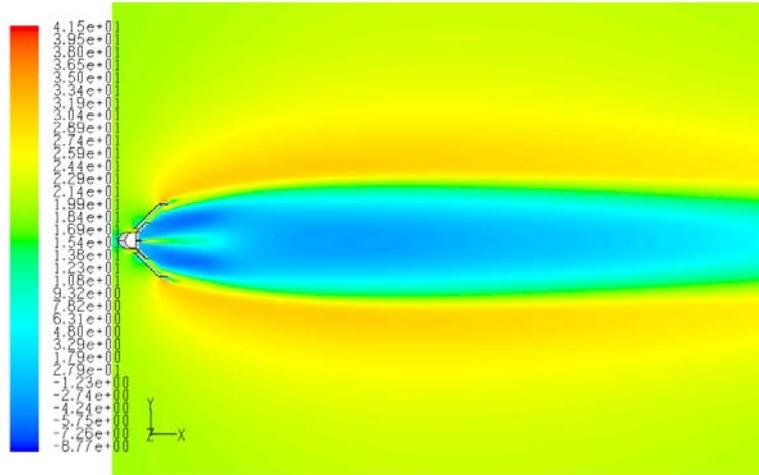


Fig. 7.50. Velocità assiale (m/s) T2.

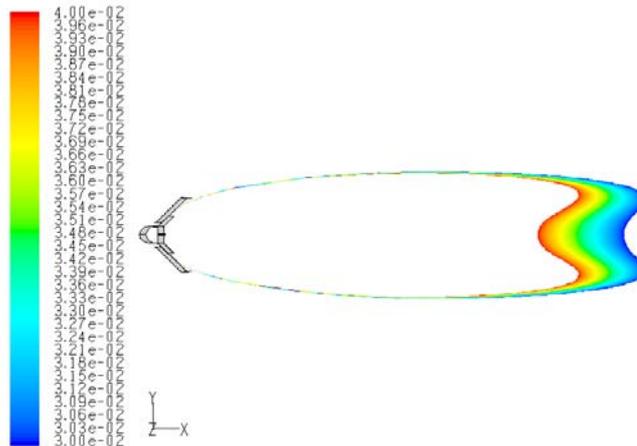


Fig. 7.51. Contorno stechiometric T2.

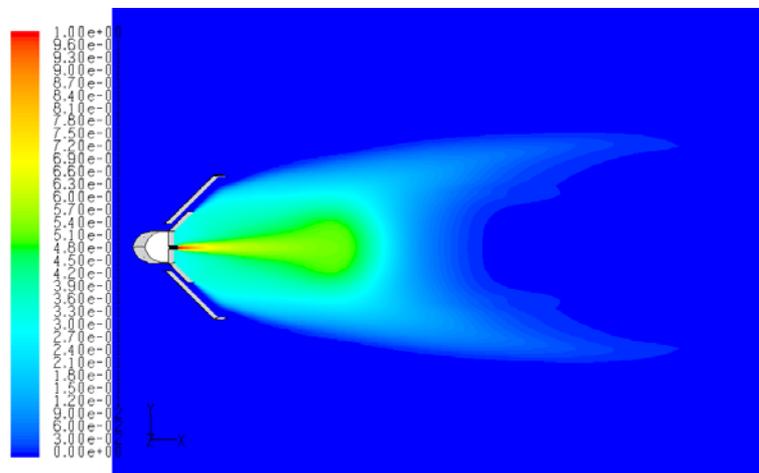


Fig. 7.52. Frazione di massa di CH_4 T2.

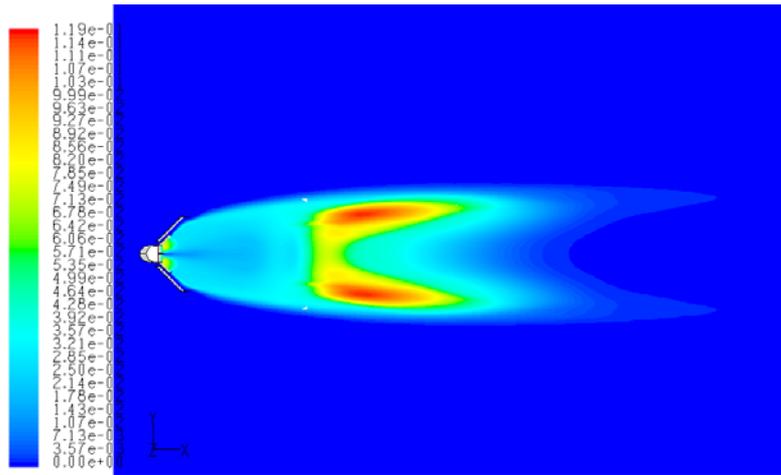


Fig. 7.53. Frazione di massa di CO T2.

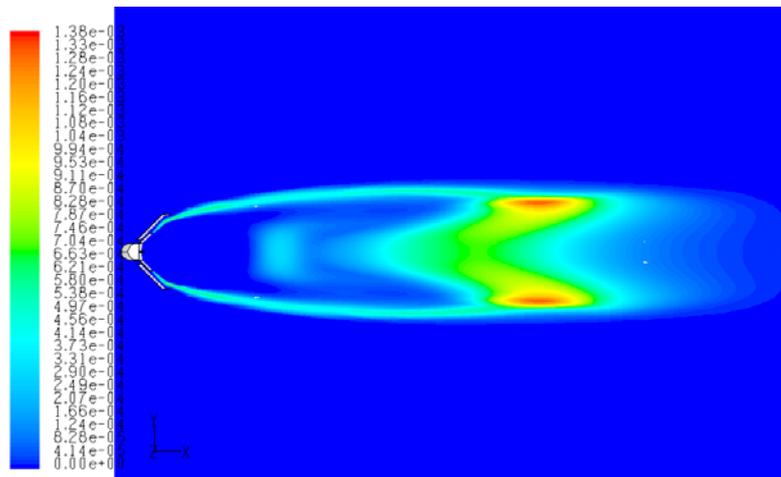


Fig. 7.54. Frazione di massa di OH T2.

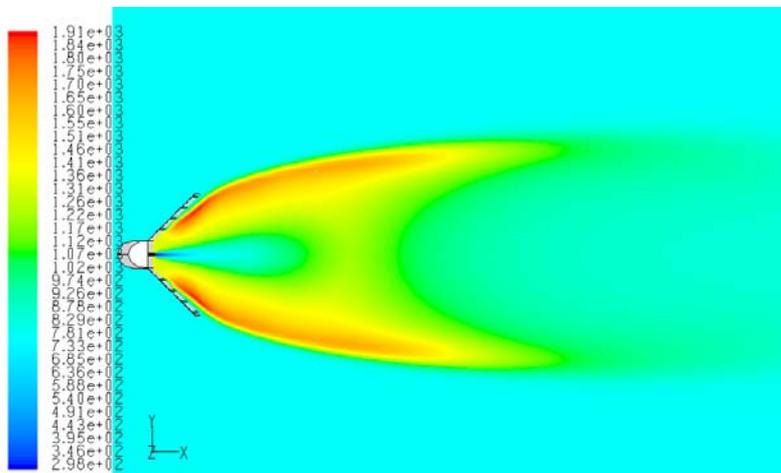


Fig. 7.55. Temperature (K) T3.

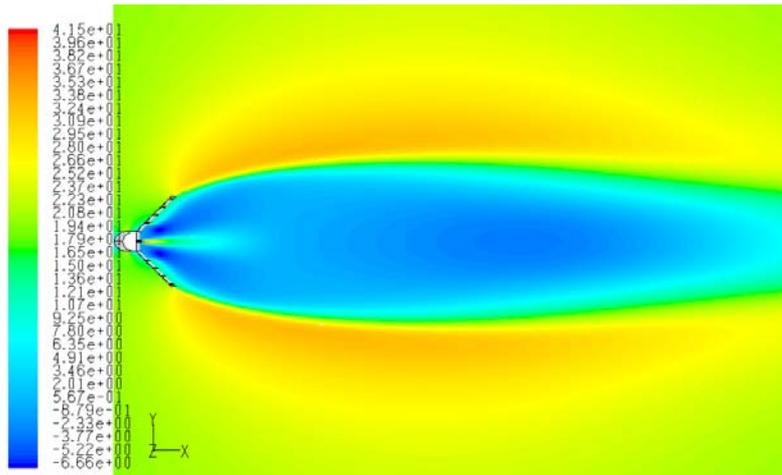


Fig. 7.56. Velocità assiale (m/s) T3.

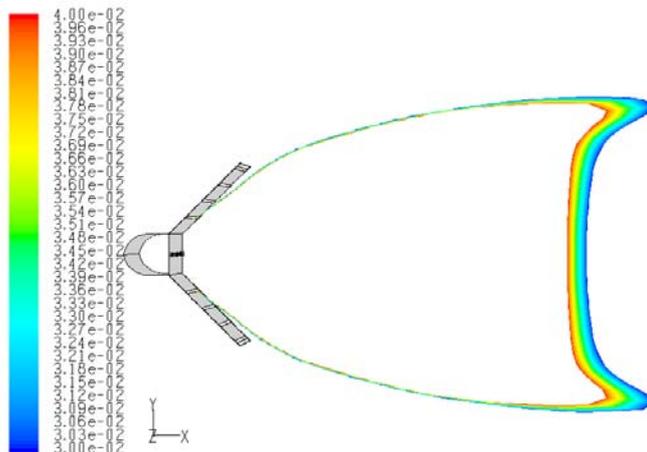


Fig. 7.57. Contorno stechiometrico T3.

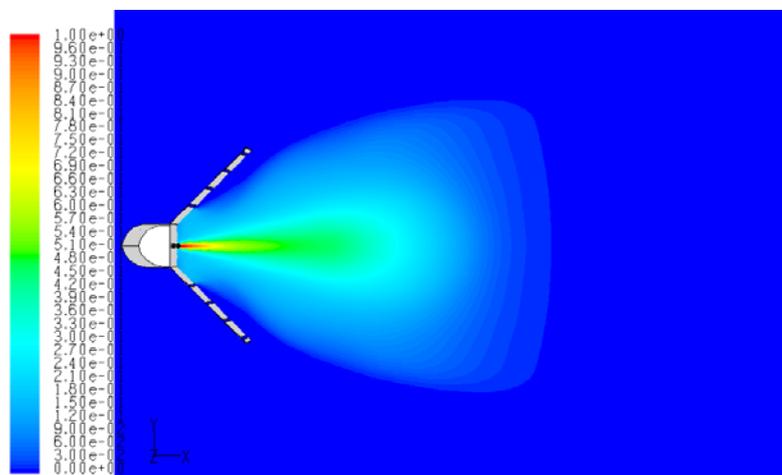


Fig. 7.58. Frazione di massa di CH_4 T3.

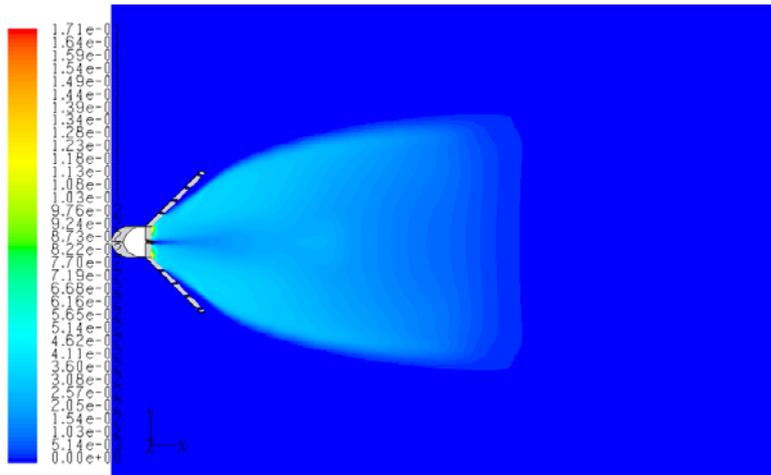


Fig. 7.59. Frazione di massa di CO T3.

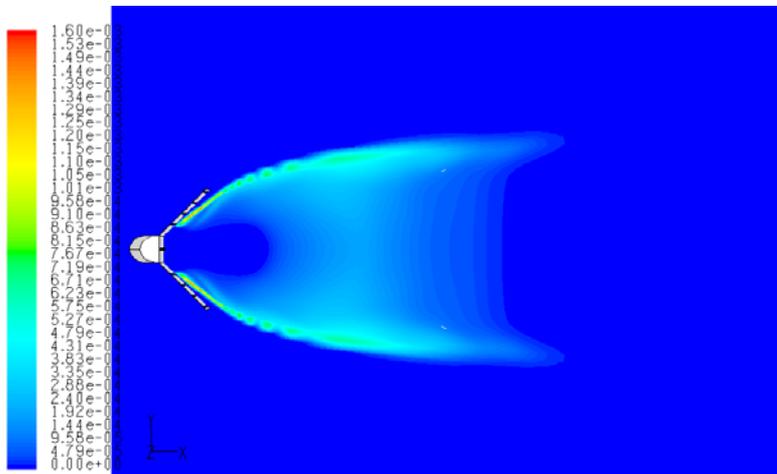


Fig. 7.60. Frazione di massa di OH T3.

A conclusione di questo set di simulazioni è possibile affermare che con una maggiore e più uniforme immissione di combustibile, la situazione si inverte: la configurazione 3 funziona molto meglio della 1 e della 2, che a sua volta funziona meglio della 1 (fig. 7.43-7.60). Questo risultato mostra chiaramente che la tipologia 3 è in grado di realizzare un ottimo compromesso tra le due esigenze contrapposte di un rapido miscelamento e nel contempo di un efficace effetto bloccante.

7.2.5 Influenza del diametro dei fori

Abbiamo visto nei paragrafi 7.2.1-7.2.3, come le tre configurazioni si comportino al variare della velocità di immissione del metano. In particolare siamo partiti da una velocità di 20 m/s, incrementando successivamente quest'ultima fino a 80 m/s. Vogliamo ora valutare l'influenza sulla struttura della fiamma delle dimensioni dei fori di adduzione. La dimensione dei fori infatti è un parametro importante in quanto permette di regolare la quantità di metano immessa e la corrispondente velocità di immissione: aumentando il diametro dei fori è possibile ridurre la velocità di adduzione a parità di portata, ove ce ne si bisogno per questioni di stabilità di fiamma e viceversa. Sono state condotte allora una serie di simulazioni sulle geometrie dei paragrafi 7.2.1-7.2.3, semplicemente raddoppiando il diametro dei fori, che risultano pertanto di 20 mm, mantenendo costante la portata immessa e riducendo quindi la velocità di immissione a 20 m/s. I risultati andranno pertanto confrontati con quelli dei paragrafi 7.2.1-7.2.3, per $v_{fuel}=80$ m/s.

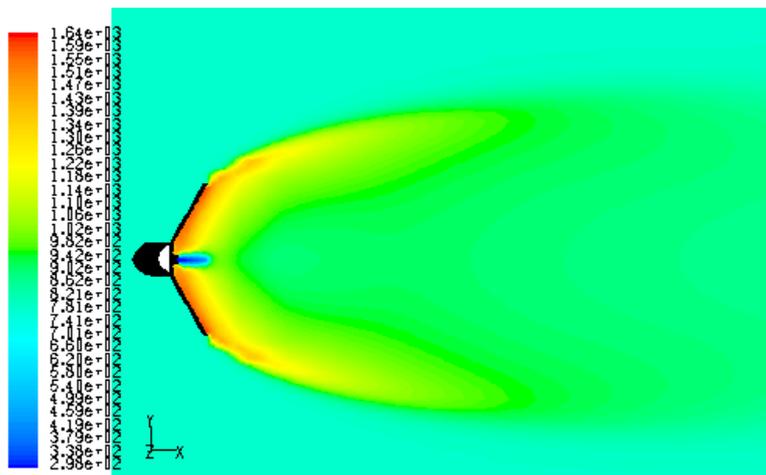


Fig. 7.61. Temperature (K) configurazione 1.

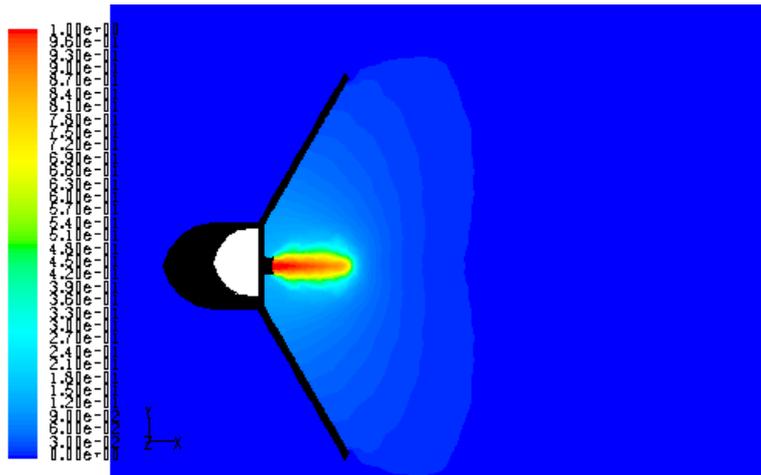


Fig. 7.62. Frazione di massa di CH₄ configurazione 1.

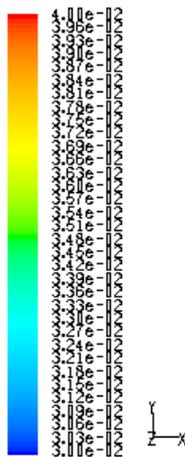


Fig. 7.63. Contorno stechiometrico configurazione 1.

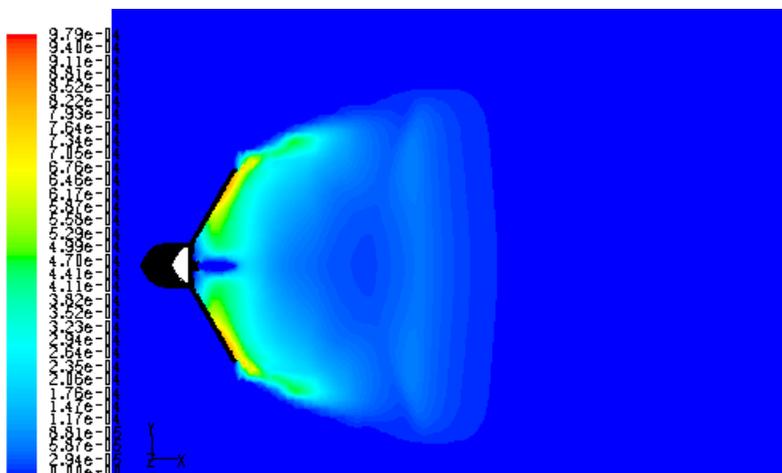


Fig. 7.64. Frazione di massa di OH configurazione 1.

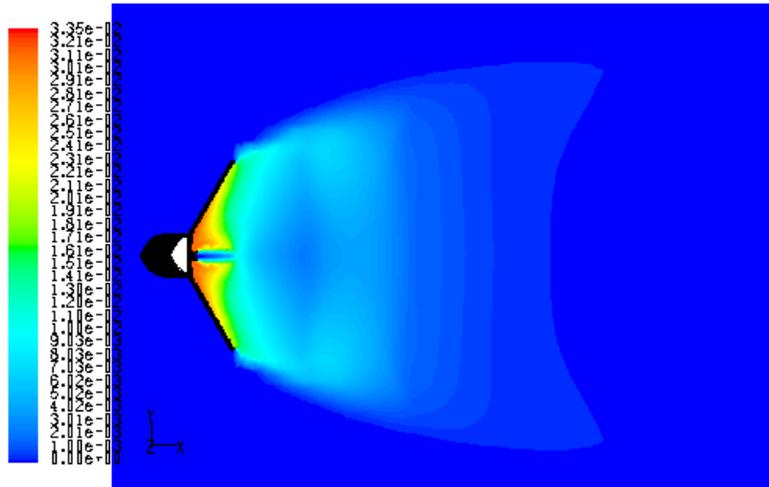


Fig. 7.65. Frazione di massa di CO configurazione 1.

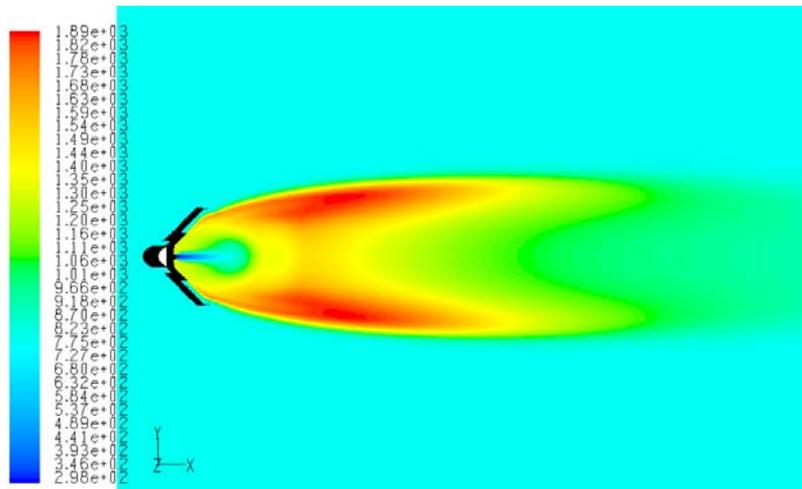


Fig. 7.66. Temperature (K) configurazione 2.

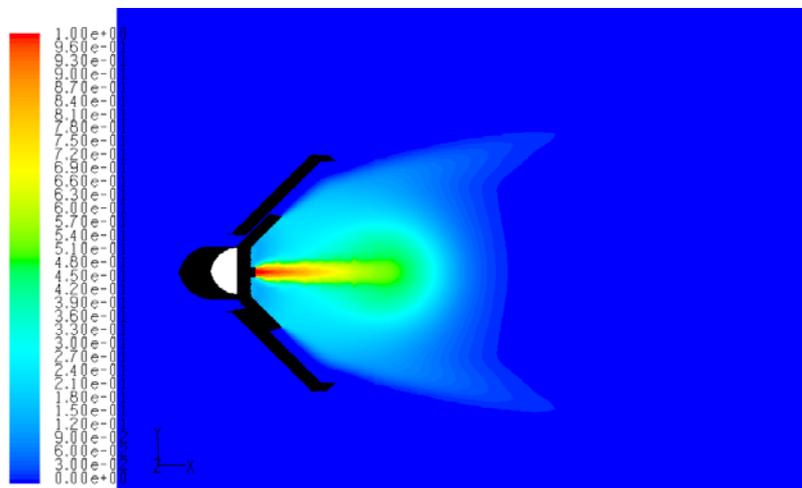


Fig. 7.67. Frazione di massa di CH₄ configurazione 2.

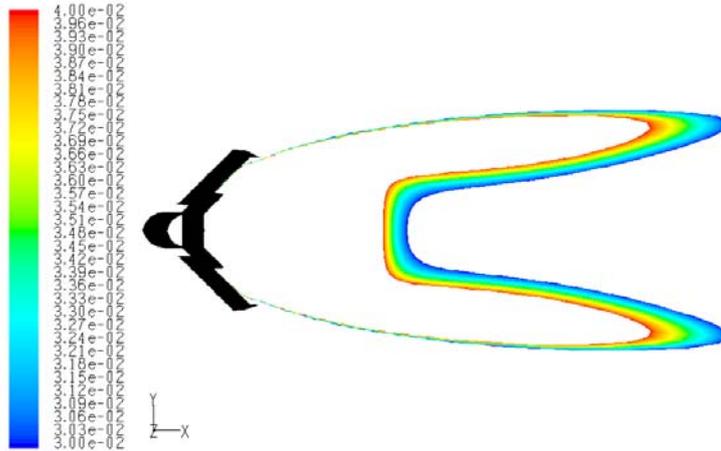


Fig. 7.68. Contorno stechiometric configurazione 2.

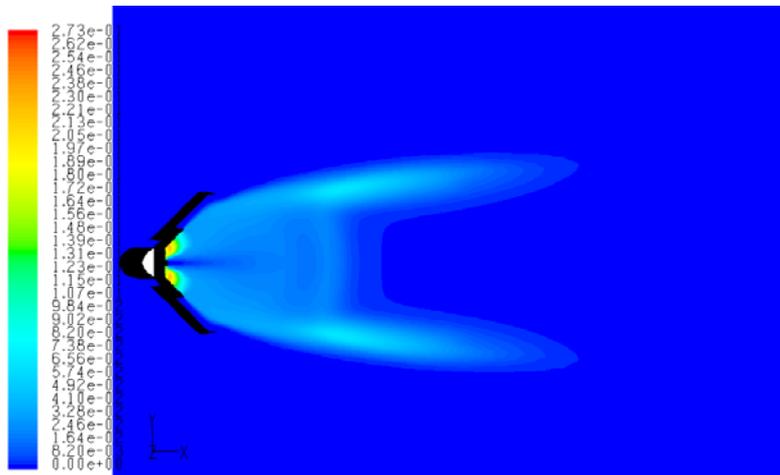


Fig. 7.69. Frazione di massa di CO configurazione 2.

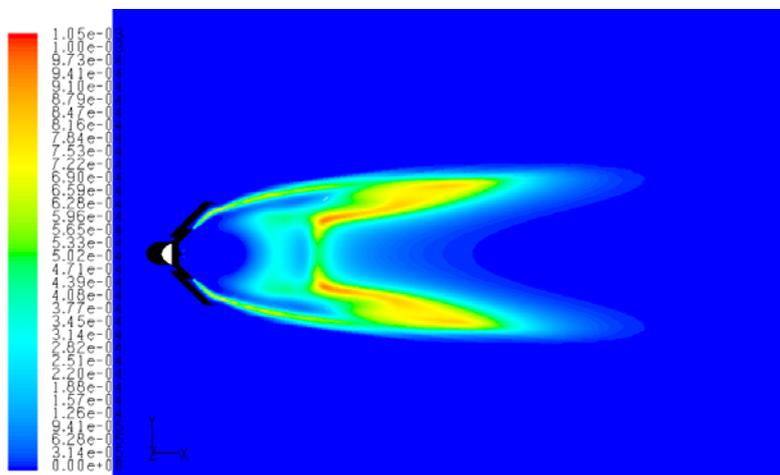


Fig. 7.70. Frazione di massa di OH configurazione 2.

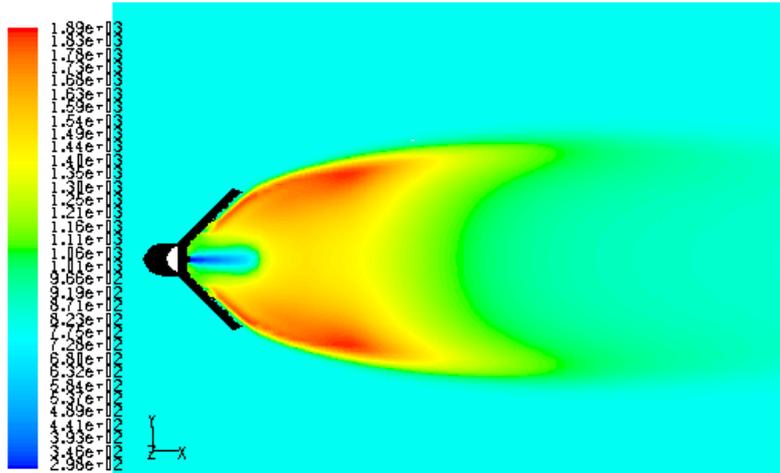


Fig. 7.71. Temperature (K) configurazione 3.

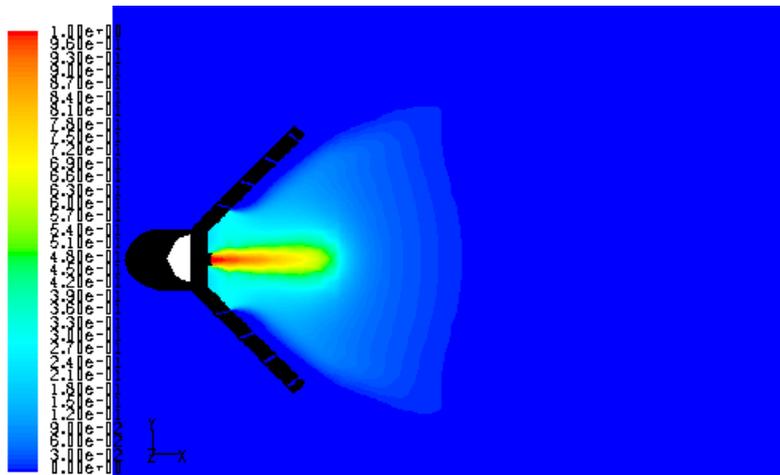


Fig. 7.72. Frazione di massa di CH_4 configurazione 3.

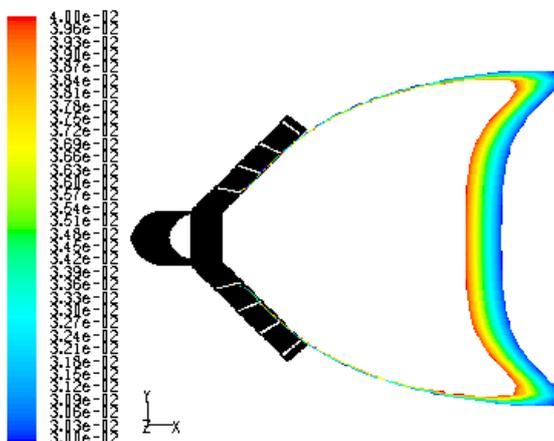


Fig. 7.73. Contorno stechiometrico configurazione 3.

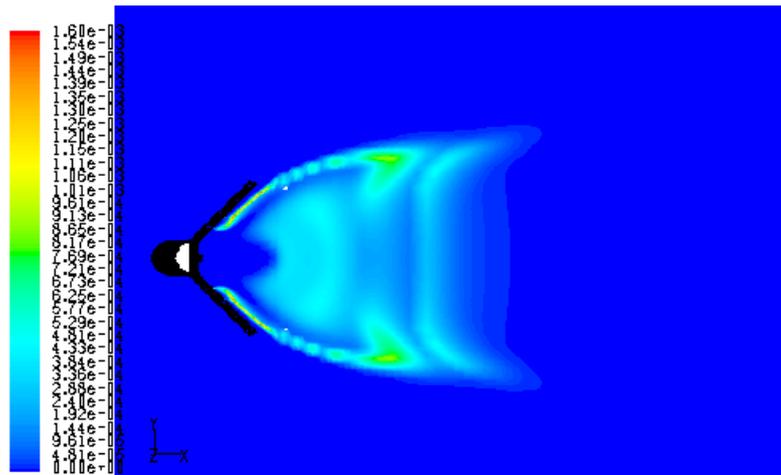


Fig. 7.74. Frazione di massa di OH configurazione 3.

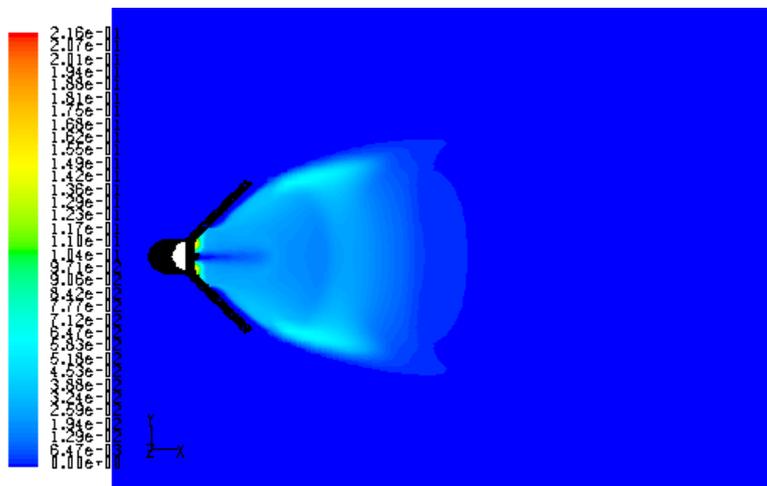


Fig. 7.75. Frazione di massa di CO configurazione 3.

Dalle figure possiamo dedurre che l'incremento di diametro e la conseguente riduzione di velocità, incide molto favorevolmente sulla qualità delle fiamme ottenute. I buoni risultati sono da attribuirsi all'incremento dell'effetto bloccante causato dal bluff-body, che riesce a frenare maggiormente il flusso di combustibile, avente una minore energia cinetica. Infatti in tutti quanti i casi si osserva una notevole riduzione della lunghezza della fiamma, come si evince dalle figure precedenti, in particolare da quelle che rappresentano il contorno stechiometrico. Di conseguenza la fiamma è meno stirata, più stabile e la combustione si completa più velocemente. Per cui in questa situazione

è possibile incrementare notevolmente l'energia prodotta per unità di lunghezza del bruciatore, potendo incrementare la velocità, e quindi la portata di combustibile, di immissione.

7.2.6 Influenza delle dimensioni del bluff-body

Valutiamo ora l'influenza, sul comportamento delle tre configurazioni di bruciatore, della riduzione della sezione trasversale del bluff-body. In particolare riferiamoci alle geometrie del paragrafo 7.2.4, con le stesse velocità di prova: $v_{ex}=20$ m/s e $v_{fuel}=40$ m/s e con una sezione trasversale dei bruciatori di 200 mm. Per le configurazioni 2 e 3 si riduce, proporzionalmente alla riduzione del bluff-body, la dimensione del canalino e la sezione trasversale delle feritoie, rispettivamente. Confrontando i risultati ottenuti con quelli del paragrafo 7.2.4, per la configurazione 1 si può notare addirittura qualche miglioramento in termini di lunghezza di fiamma che, per grandi linee, sostanzialmente rimane invariata. Ciò è probabilmente dovuto ad un più veloce miscelamento delle due correnti, che si riesce a realizzare con un bluff-body più piccolo.

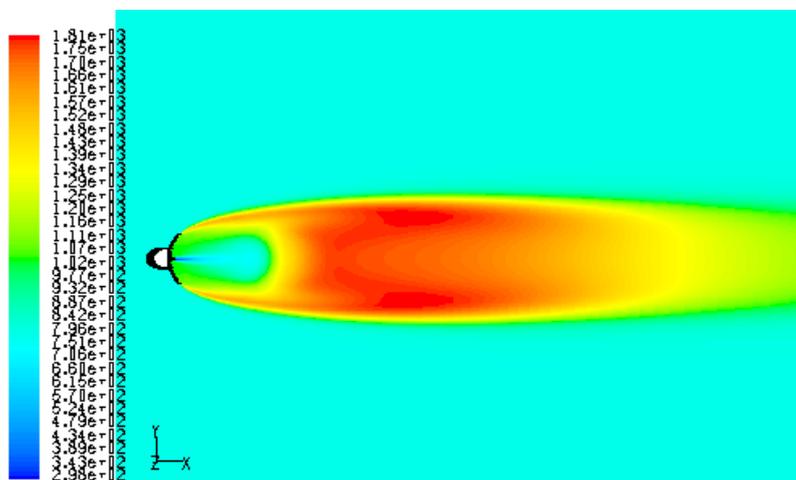


Fig. 7.76. Temperature (K) configurazione 1.

Per la configurazione 2 la situazione peggiora invece nettamente rispetto al caso precedente, forse a causa della eccessiva quantità di comburente che attraversa il canalino, in rapporto all'effetto frenante prodotto dal bluff-body.

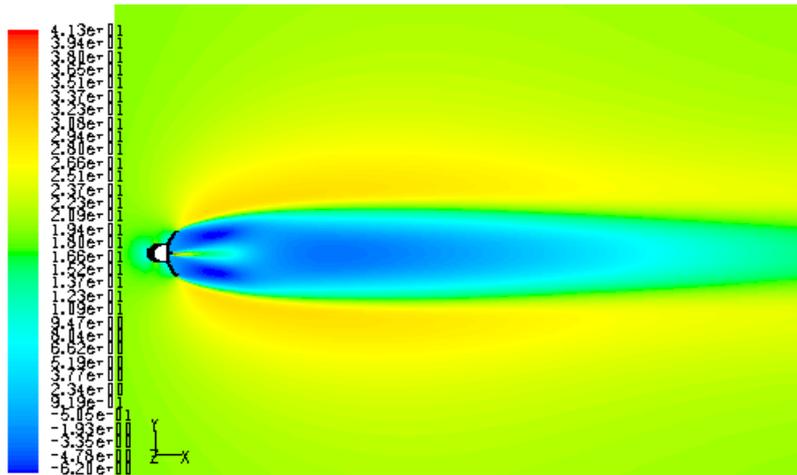


Fig. 7.77. Velocità assiale configurazione 1.

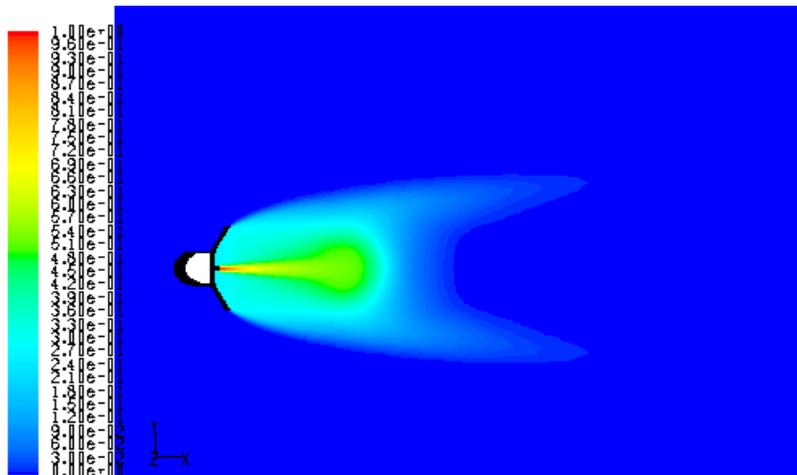


Fig. 7.78. Frazione di massa di CH_4 configurazione 1.

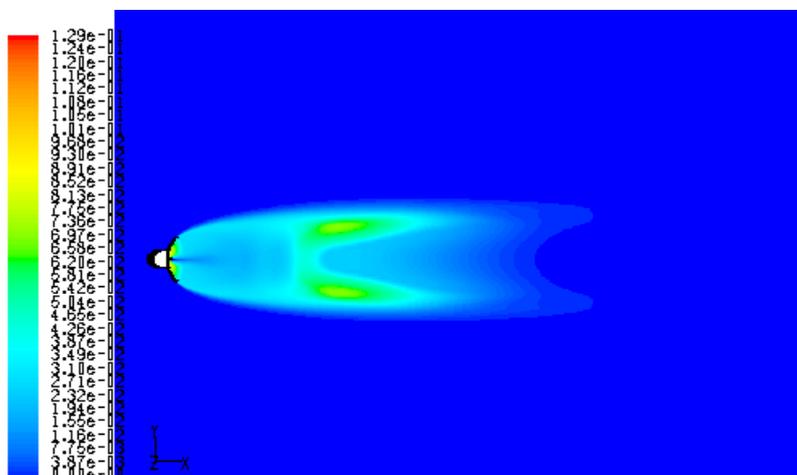


Fig. 7.79. Frazione di massa di CO configurazione 1.

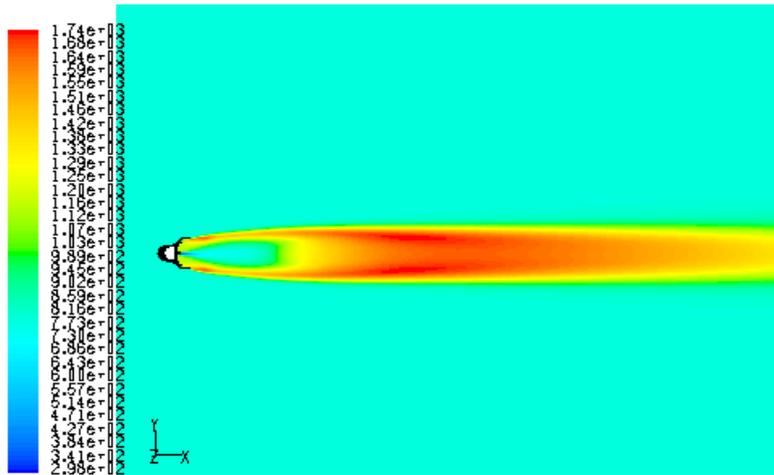


Fig 7.80. Temperature (K) configurazione 2.

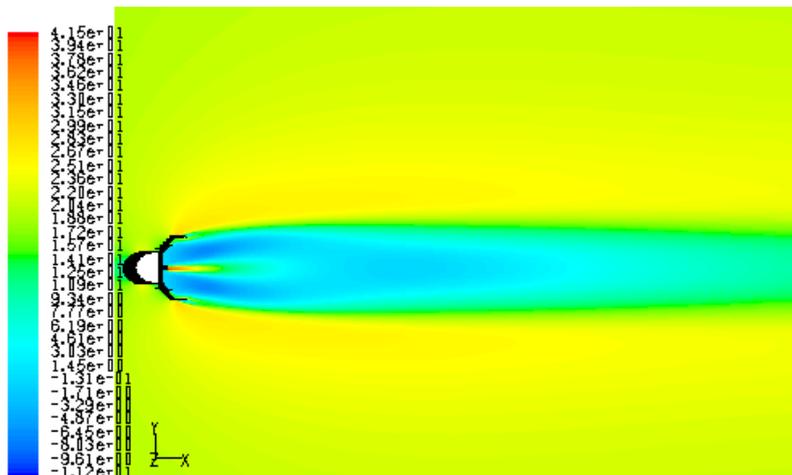


Fig. 7.81. Velocità assiale configurazione 2.

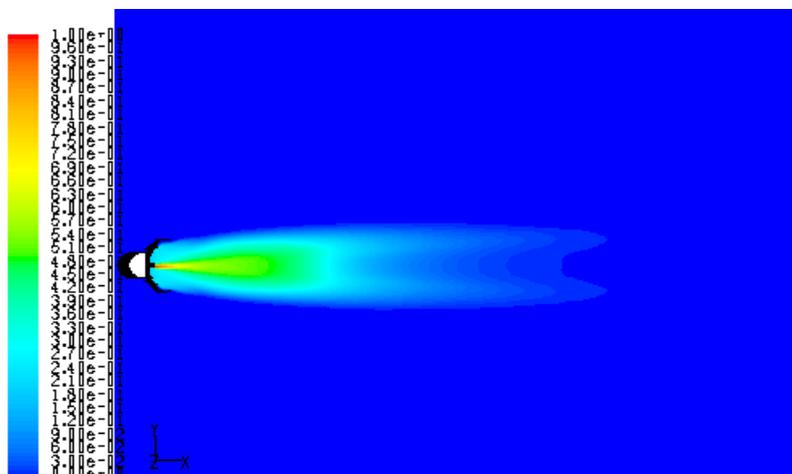


Fig. 7.82. Frazione di massa di CH_4 configurazione 2.

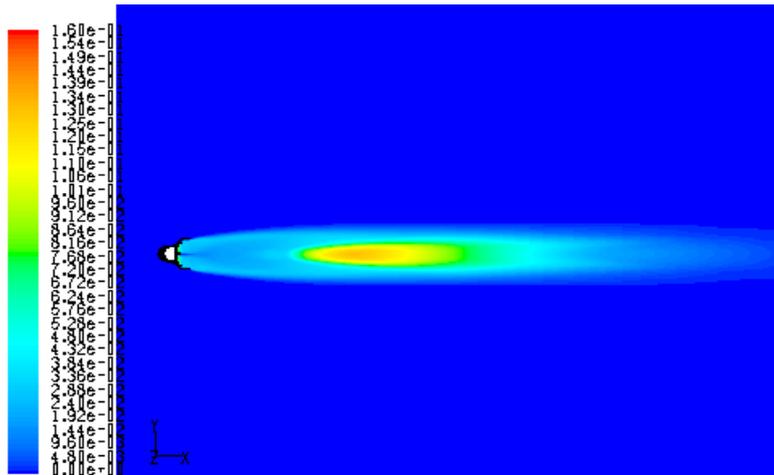


Fig. 7.83. Frazione di massa di CO configurazione 2.

Per quel che riguarda la configurazione 3, si può affermare che il comportamento del bruciatore rimane pressoché invariato in termini di lunghezza di fiamma. Si nota comunque un lieve peggioramento nel senso che la reazione si sviluppa più a valle rispetto al caso con bluff-body più grande, in cui si concentrava molto più vicino al bruciatore.

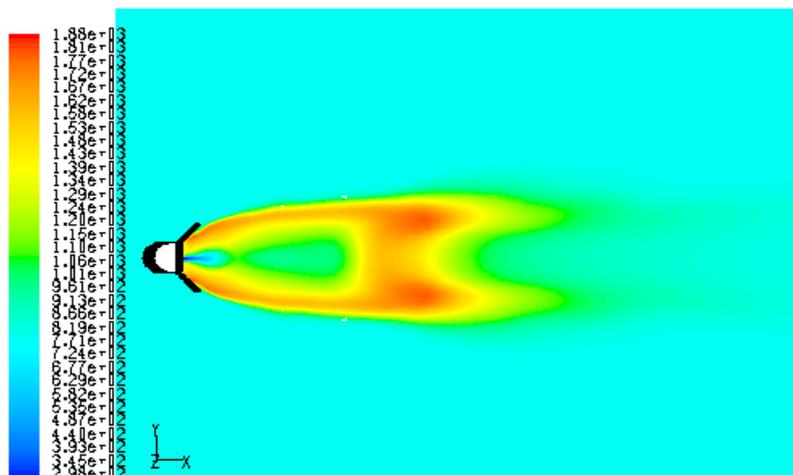


Fig. 7.84. Temperature (K) configurazione 3.

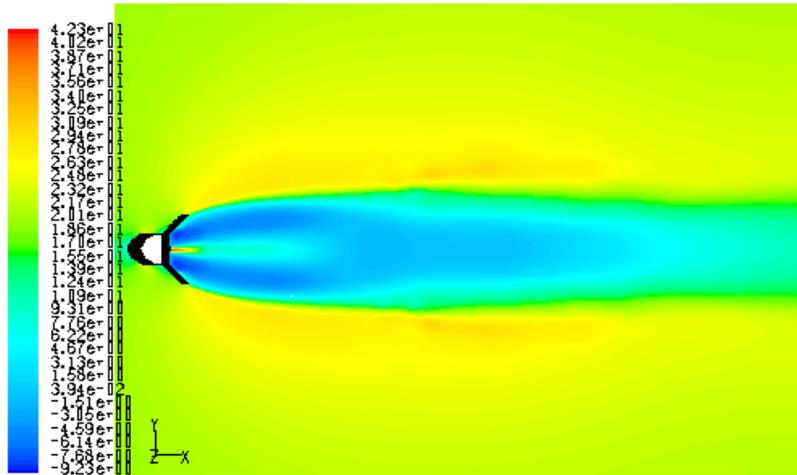


Fig. 7.85. Velocità assiale configurazione 3.

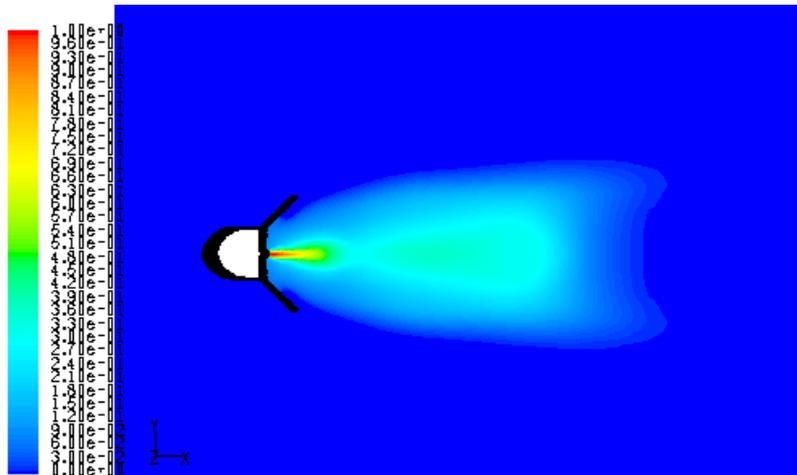


Fig. 7.86. Frazione di massa di CH₄ configurazione 3.

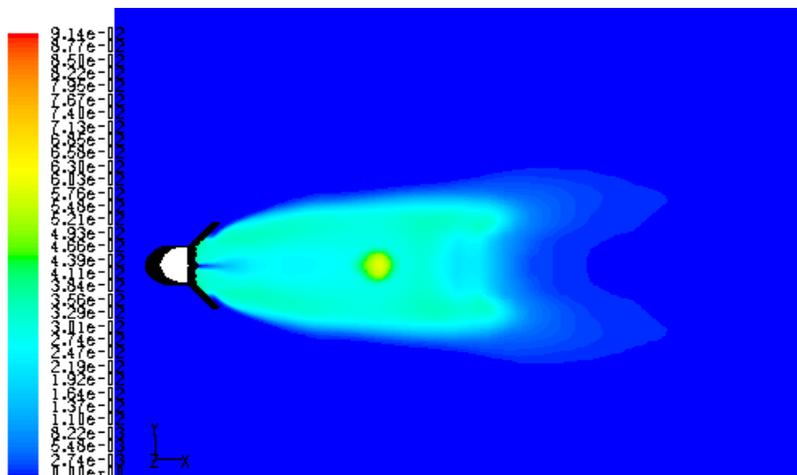


Fig. 7.87. Frazione di massa di CO configurazione 3.

7.2.7 Influenza della velocità dei gas comburenti

Fino a questo punto la velocità del comburente è stata mantenuta fissa a 20 m/s. E' importante valutare l'incidenza di questo parametro. Allo scopo si sono realizzate delle simulazioni, riducendo questa velocità a 10 m/s (da confrontare con i risultati del paragrafo 7.2.5). Come era ovvio attendersi, si verifica in tutti i casi una riduzione dell'effetto frenante, con fiamme più lunghe, fatta eccezione per la tipologia 2, che mantiene un comportamento abbastanza costante, attribuibile al canalino, che la rende meno sensibile alla variazione di questo parametro.

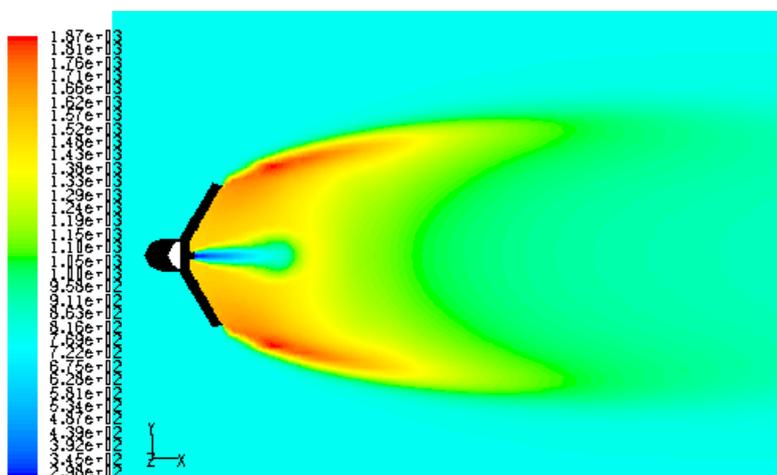


Fig. 7.88. Temperature (K) configurazione 1.

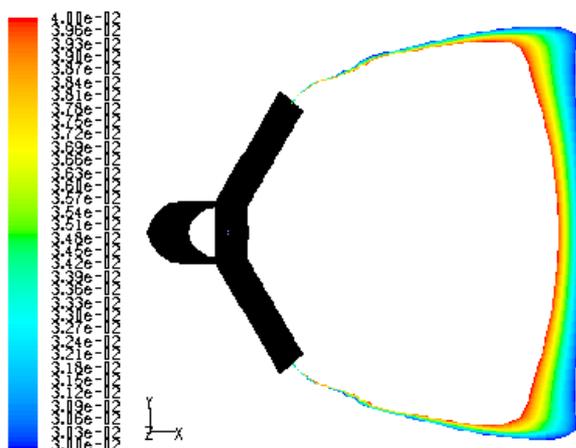


Fig. 7.89. Contorno stechiometrico configurazione 1.

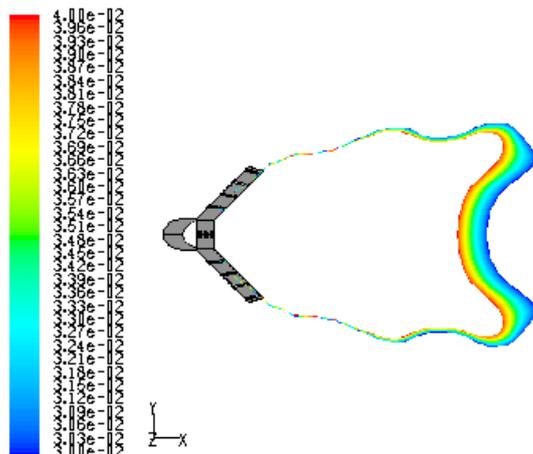


Fig. 7.93. Contorno stechiometrico configurazione 3.

7.2.8 Influenza della schiera di bruciatori

Le simulazioni fin qui effettuate e i risultati presentati, si riferiscono a situazioni in cui è stata presa in considerazione una singola fila di bruciatori, immersa in un condotto di dimensioni trasversali abbastanza più grandi della sezione trasversale del bluff-body. Ciò è stato fatto allo scopo di svincolarsi, in un primo momento, dall'influenza delle pareti del condotto e delle file adiacenti di bruciatori, sul campo di moto. La distanza tra le diverse file di bruciatori può infatti essere molto variabile, in dipendenza della sezione trasversale complessivamente a disposizione, a parità di potenza, o dell'incremento di potenza richiesto, che determina il numero di immissioni di combustibile. Si vuole adesso valutare l'influenza sulla fiamma prodotta da una fila di bruciatori, delle file vicine. Sono allora state effettuate delle simulazioni su tutte e tre le configurazioni, disponendo le file ad una distanza di un metro. Le velocità di prova adottate sono 20 m/s per il combustibile e 10 m/s per il comburente. La sezione trasversale del bluff-body è 450 mm, i fori di immissione sono di 20 mm di diametro, disposti ad una distanza di 100 mm. I risultati sono riportati nelle figure successive. Questi vanno confrontati con i risultati del paragrafo 7.2.7, con bruciatori ad una sola fila e velocità del comburente di 10 m/s. Non si notano sostanziali differenze se non per il fatto che la fiamma appare più stretta a causa del veloce flusso comburente laterale, che la confina praticamente solo nella zona d'ombra creata dal bluff-body, impedendole di aprirsi e peggiorando

leggermente il miscelamento. Discorso a parte va fatto per la configurazione 2: addirittura la fiamma migliora rispetto ai casi di fila singola.

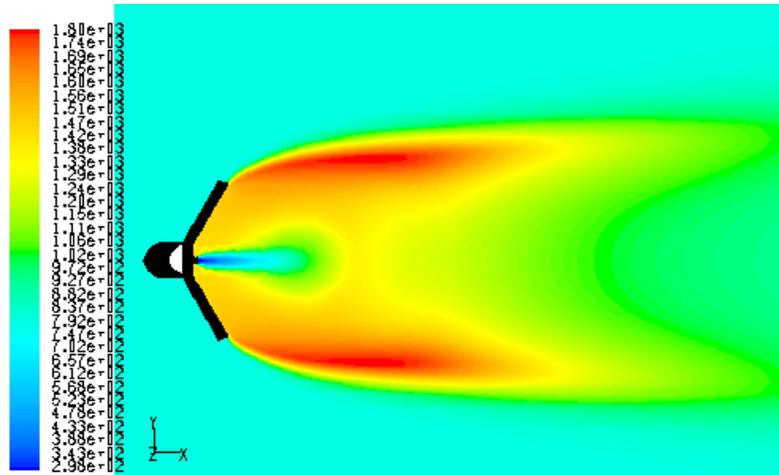


Fig. 7.94. Temperature (K) configurazione 1.

Ciò probabilmente è da attribuire alla presenza del canalino di passaggio del comburente, che contribuisce a creare una situazione particolare nel flusso comburente, per cui è meno sentito allora l'effetto della corrente comburente laterale.

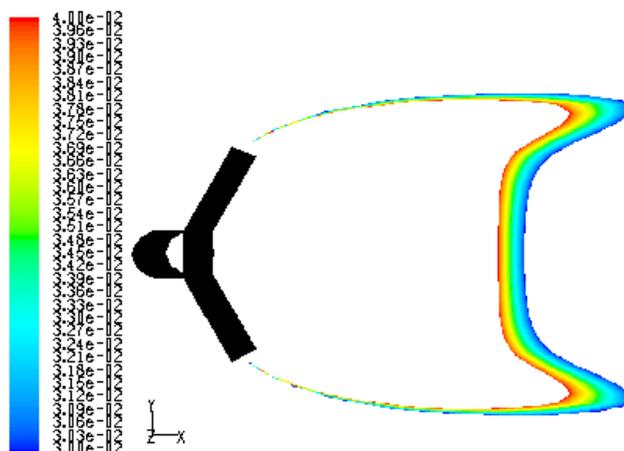


Fig. 7.95. Contorno stechiometrico configurazione 1.

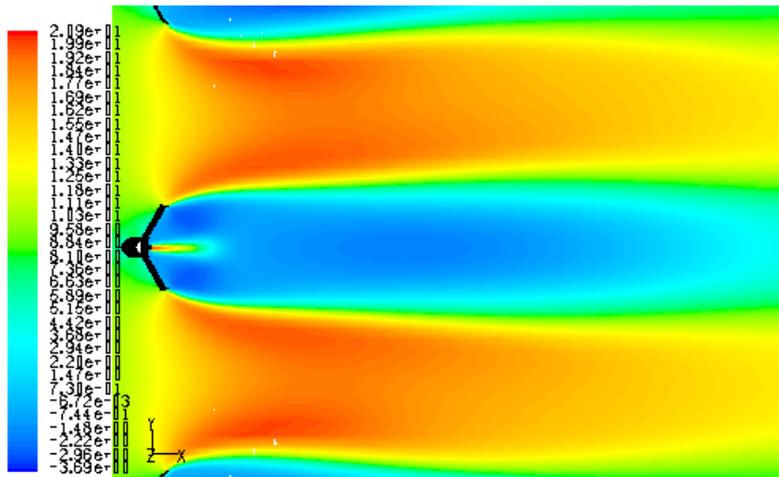


Fig. 7.96. Velocità assiale (m/s) configurazione 1.

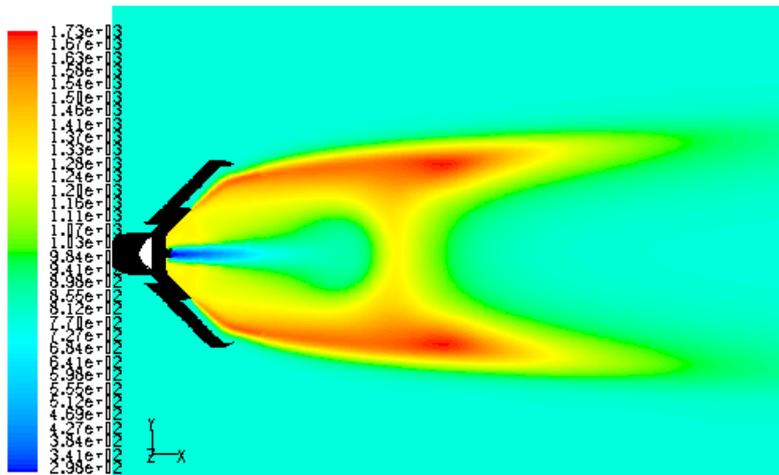


Fig. 7.97. Temperature (K) configurazione 2.



Fig. 7.98. Contorno stechiometrico configurazione 2.

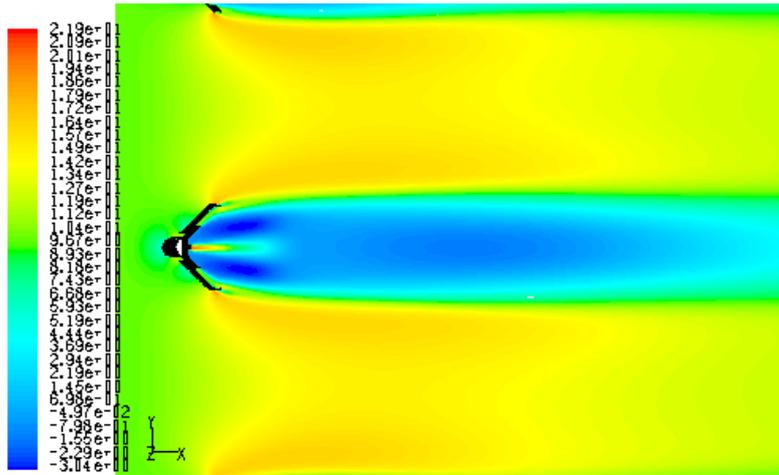


Fig. 7.99. Velocità assiale (m/s) configurazione 2.

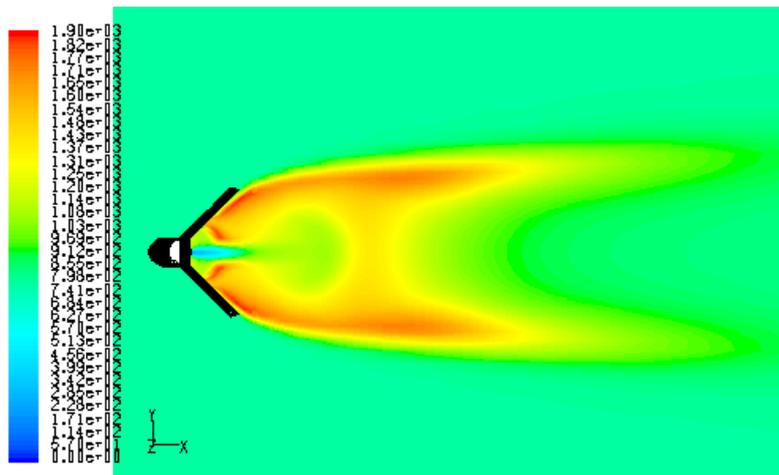


Fig. 7.100. Temperature (K) configurazione 3.

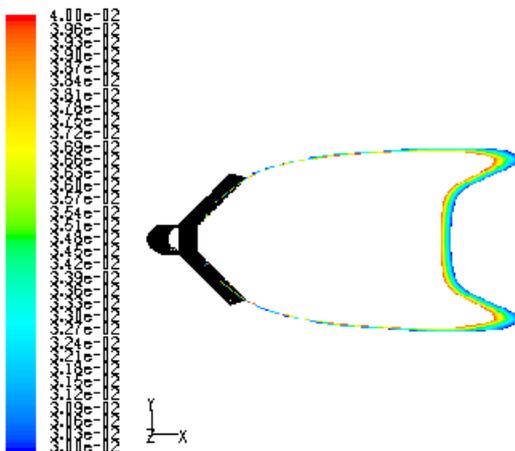


Fig. 7.101. Contorno stechiometrico configurazione 3.

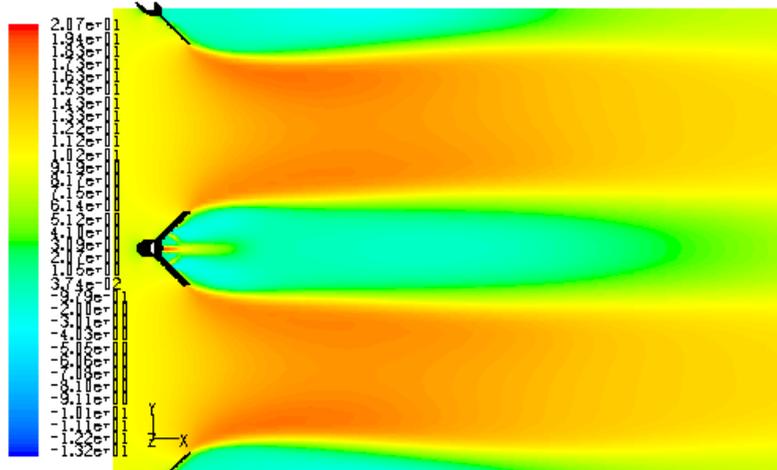


Fig. 7.102. Velocità assiale (m/s) configurazione 3.

7.2.9 Influenza del modello di turbolenza

Nelle pagine successive procederemo ad un confronto dei diversi modelli di turbolenza, per le configurazioni 1 e 2, per $v_{ex}=v_{fuel}=20$ m/s, diametro fori=200 mm, interasse fori=100 mm, sezione trasversale bruciatore=450 mm. Non avendo a disposizione dati sperimentali, prenderemo come riferimento i risultati delle simulazioni realizzate con il modello degli *stress di Reynolds*, che è quello più accurato.

I risultati riportati nelle figure successive mostrano chiaramente come in entrambi i casi, il modello $k-\omega$ si avvicini di più al *RSM* di quanto non faccia il $k-\epsilon$. Più in dettaglio possiamo evincere dalle figure che il modello *RSM* le distribuzioni di temperatura e le frazioni di massa delle specie sono molto più uniformi che negli altri casi. Per la configurazione 2, $k-\omega$ e *RSM* danno delle distribuzioni molto simili tra loro, mentre si notano differenze rispetto al $k-\epsilon$. Nel caso della configurazione 1 invece anche con il $k-\omega$ i risultati si discostano abbastanza dal *RSM*.

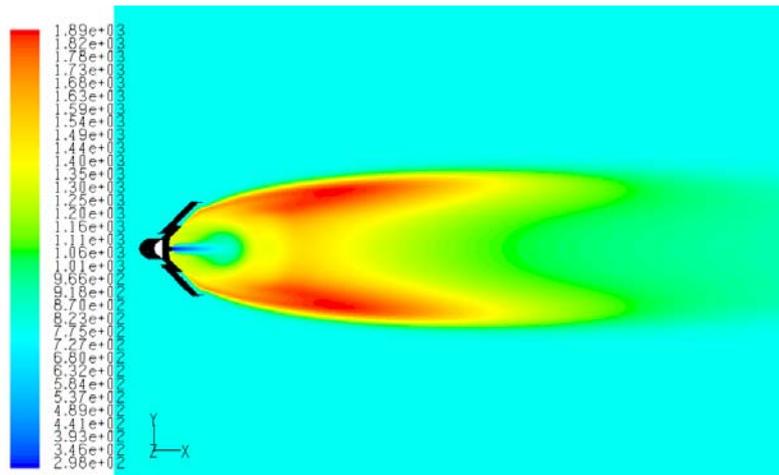


Fig. 7.103. Temperature (K) $k-\varepsilon$ configurazione 2.

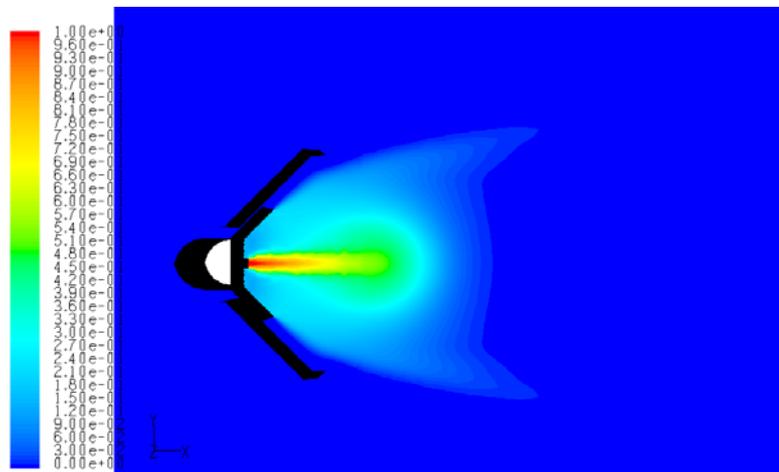


Fig. 7.104. Frazione di massa di CH_4 $k-\varepsilon$ configurazione 2.

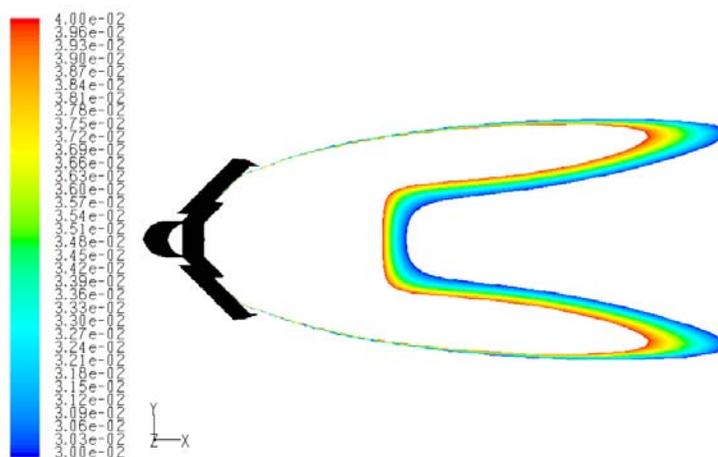


Fig. 7.105. Contorno stechiometrico $k-\varepsilon$ configurazione 2.

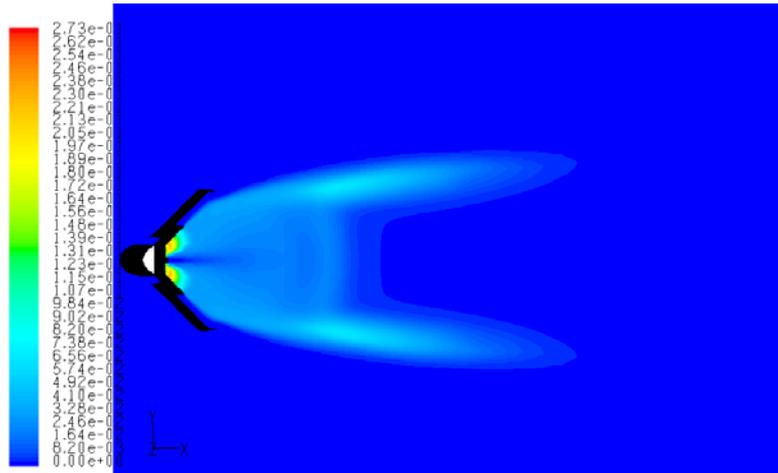


Fig. 7.106. Frazione di massa di CO $k-\varepsilon$ configurazione 2.

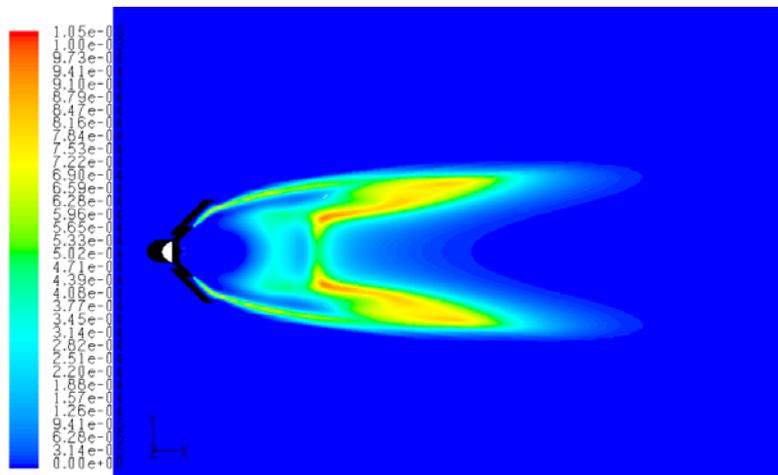


Fig. 7.107. Frazione di massa di OH $k-\varepsilon$ configurazione 2.

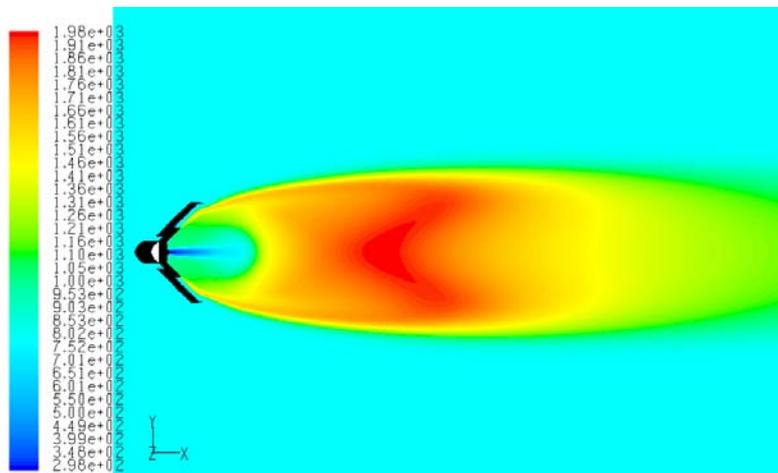


Fig. 7.108. Temperature (K) $k-\omega$ configurazione 2.

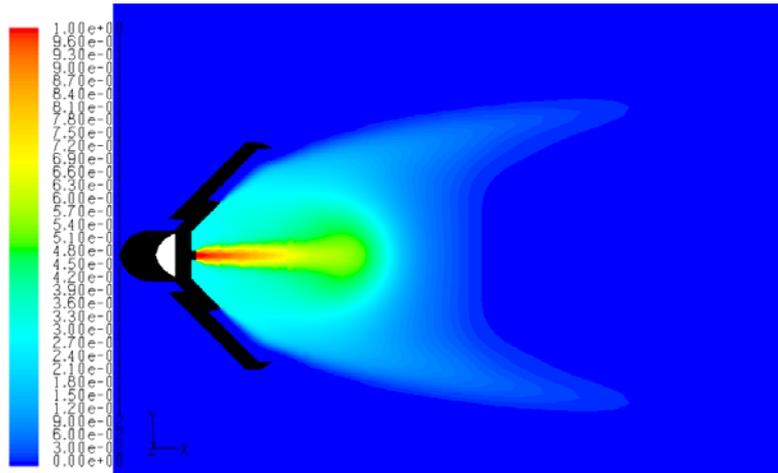


Fig. 7.109. Frazione di massa di CH₄ $k-\omega$ configurazione 2.

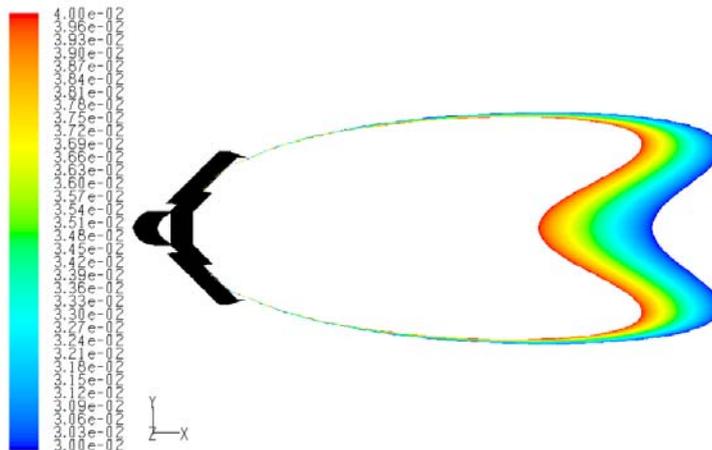


Fig. 7.110. Contorno stechiometrico $k-\omega$ configurazione 2.

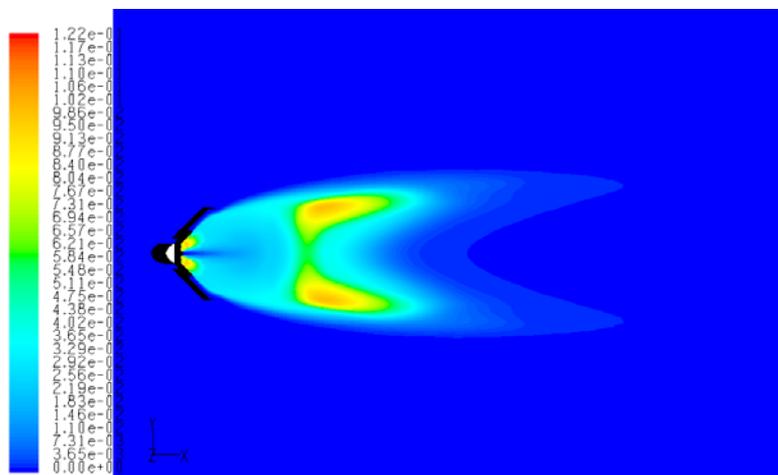


Fig. 7.111. Frazione di massa di CO $k-\omega$ configurazione 2.

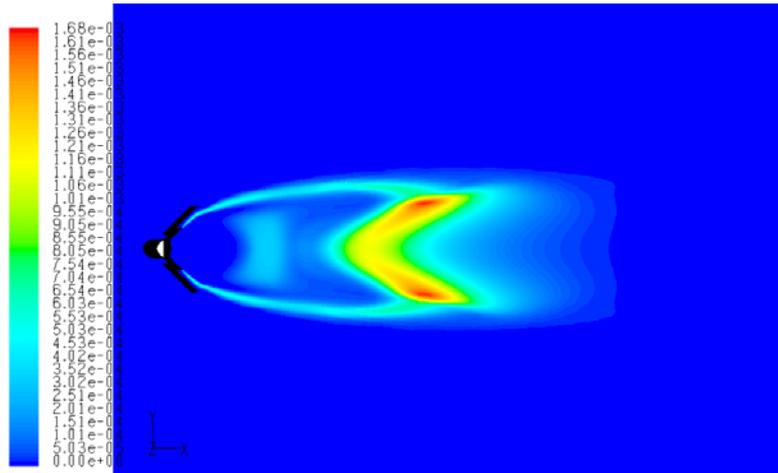


Fig. 7.112. Frazione di massa di OH $k-\omega$ configurazione 2.

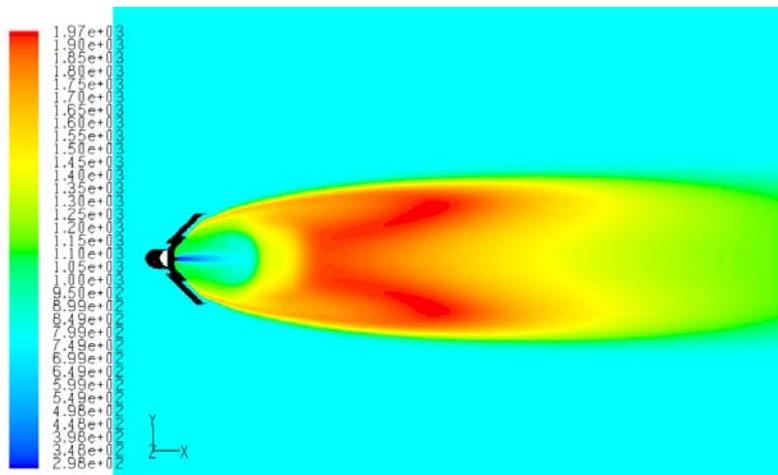


Fig. 7.113. Temperature (K) RSM configurazione 2.

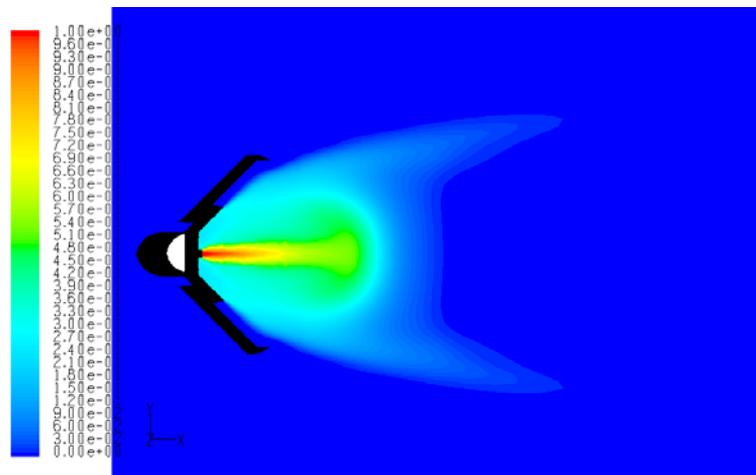


Fig. 7.114. Frazione di massa di CH₄ RSM configurazione 2.

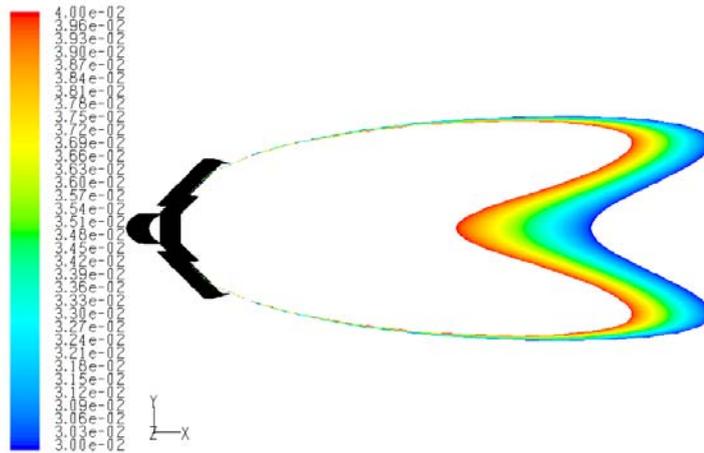


Fig. 7.115. Contorno stechiometrico *RSM* configurazione 2.

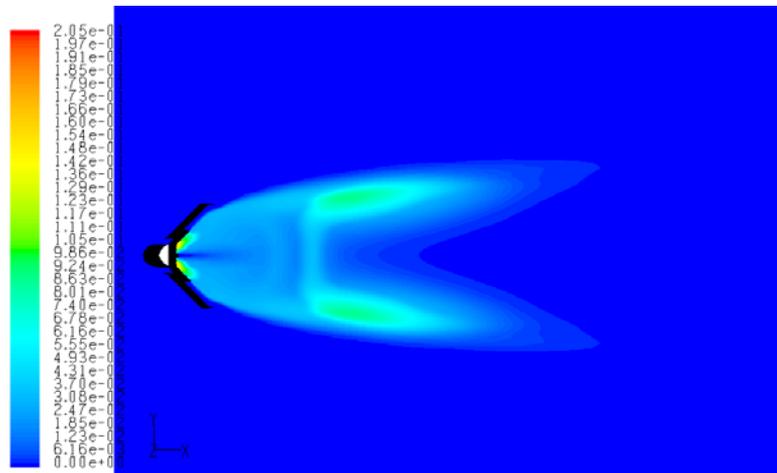


Fig. 7.116. Frazione di massa di CO *RSM* configurazione 2.

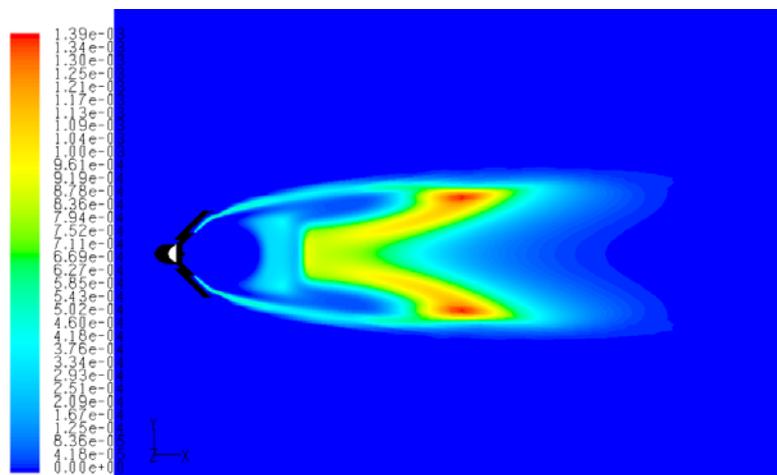


Fig. 7.117. Frazione di massa di OH *RSM* configurazione 2.

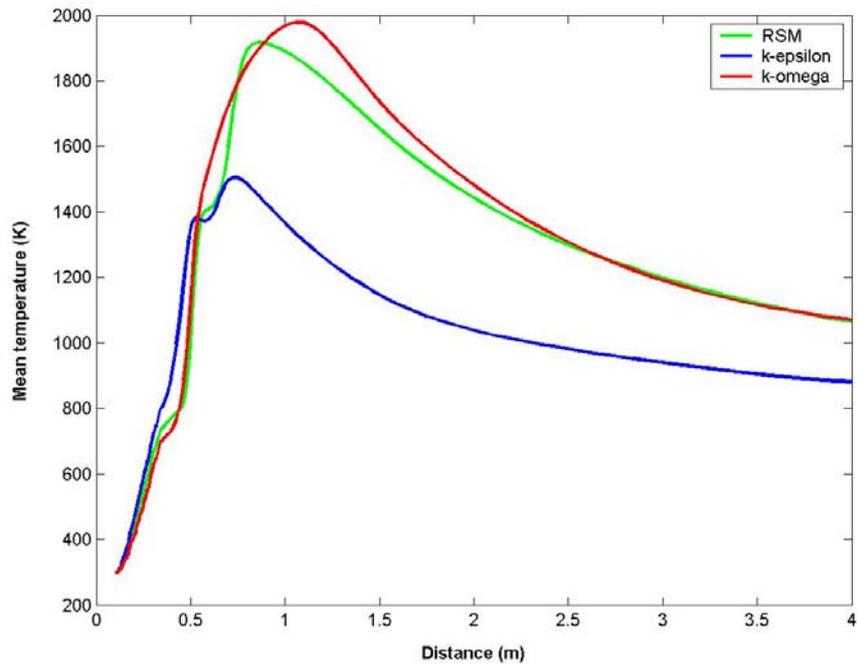


Fig. 7.118. Confronto profilo assiale della temperatura media configurazione 2.

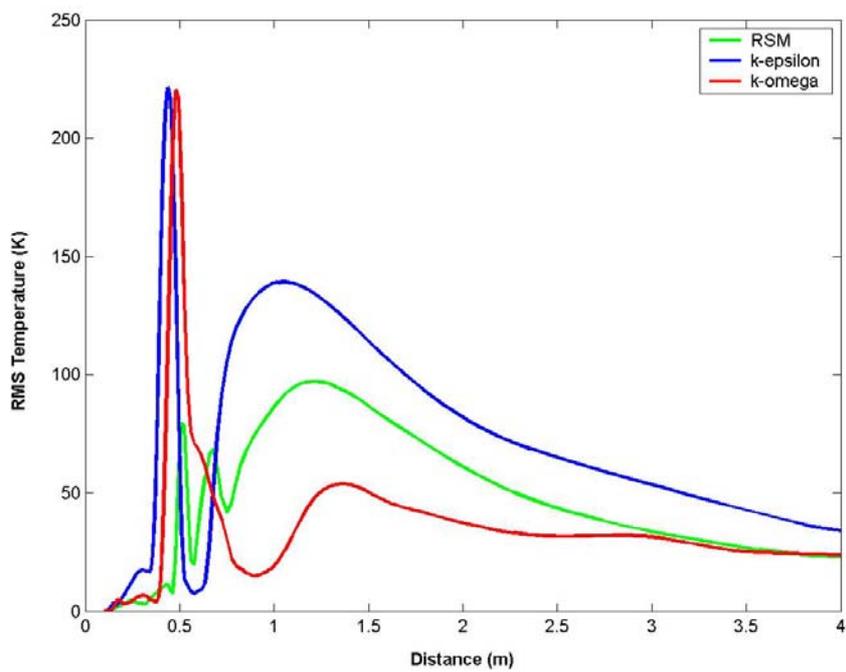


Fig. 7.119. Confronto profilo assiale di RMS della temperatura configurazione 2.

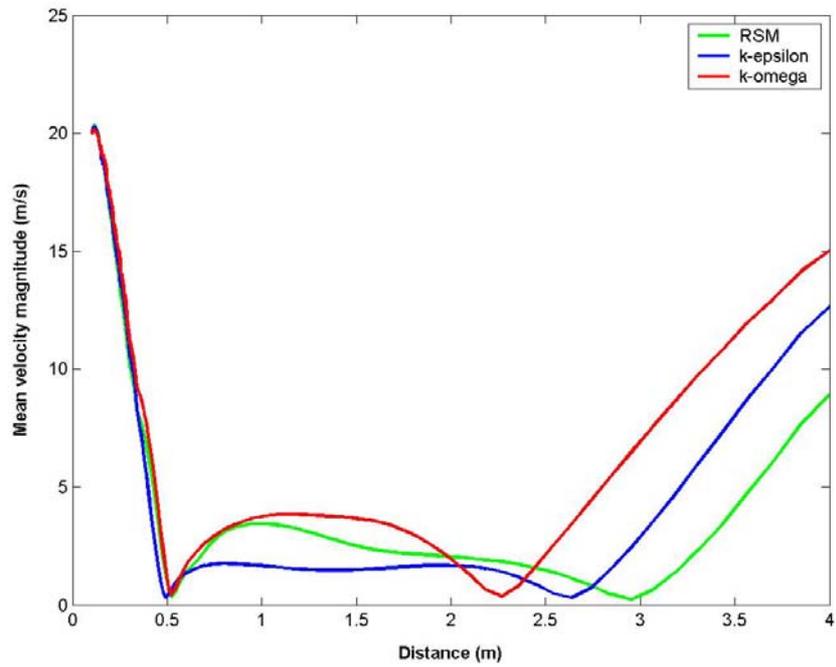


Fig. 7.120. Confronto profilo assiale della velocità media configurazione 2.

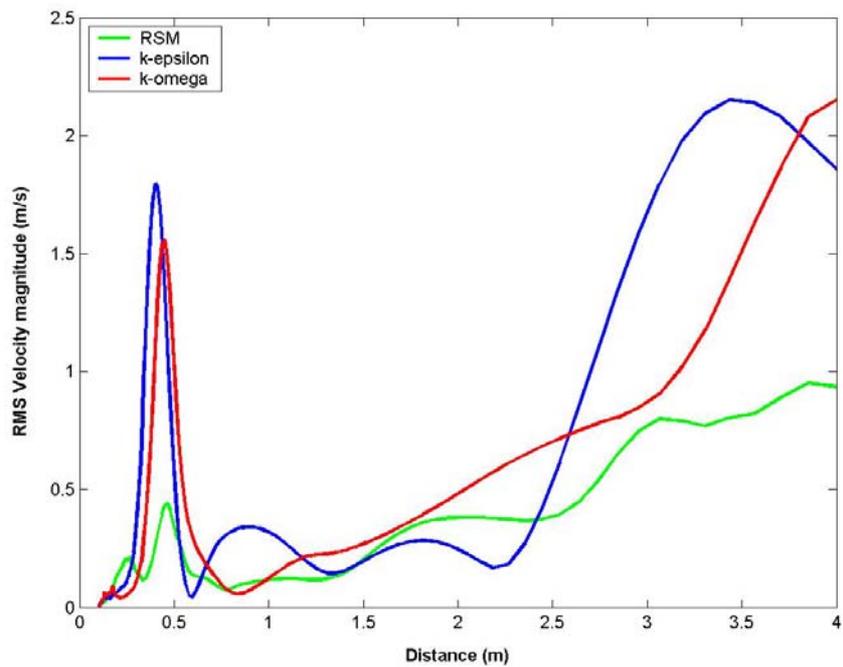


Fig. 7.121. Confronto profilo assiale di RMS della velocità configurazione 2.

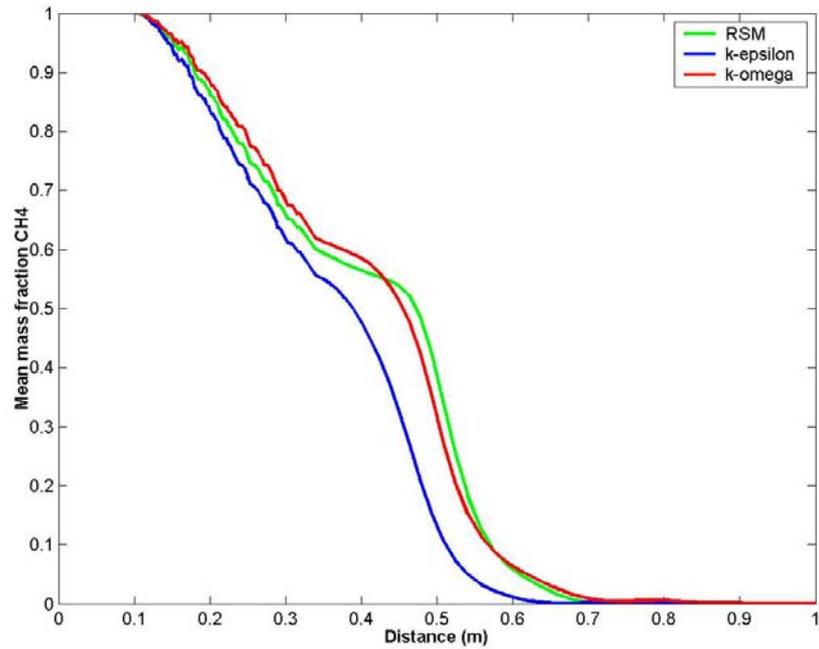


Fig. 7.122. Confronto profilo assiale della frazione di massa media di CH₄ configurazione 2.

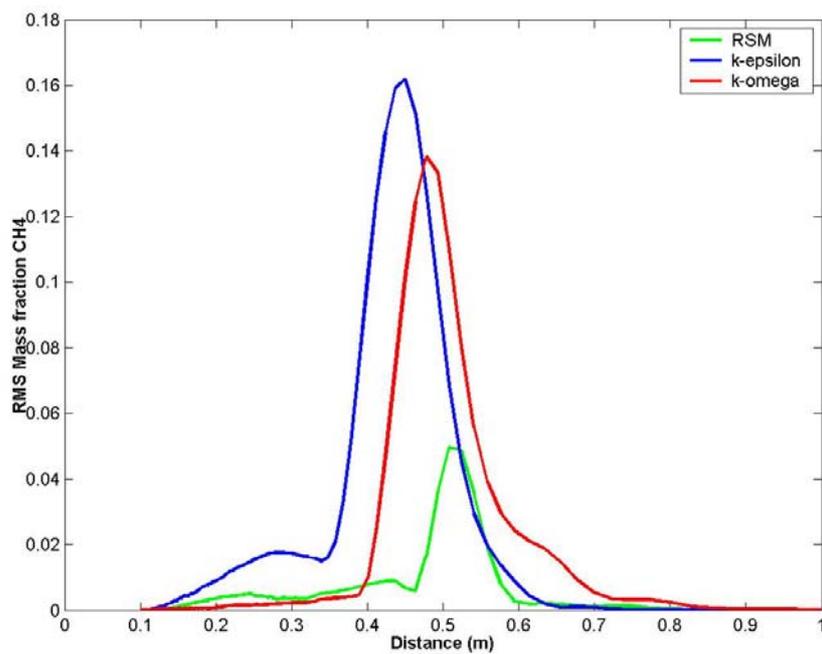


Fig. 7.123. Confronto profilo assiale di RSM frazione di massa di CH₄ configurazione 2.

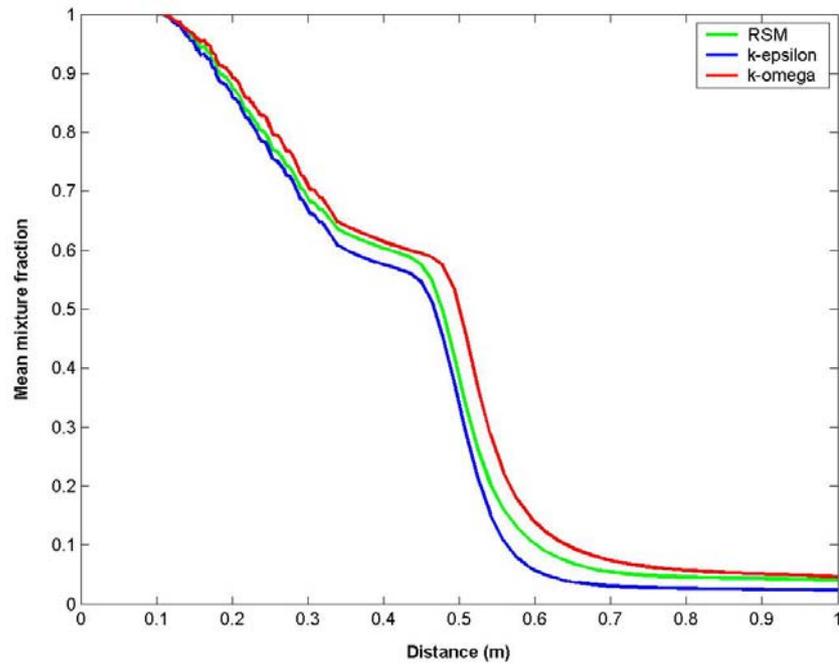


Fig. 7.124. Confronto profilo assiale della frazione di miscela media configurazione 2.

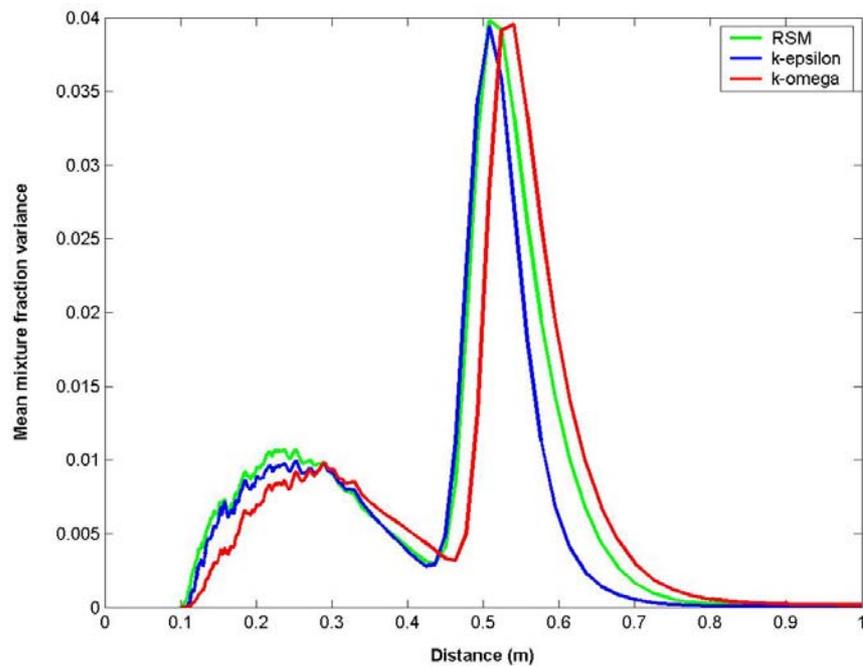


Fig. 7.125. Confronto profilo assiale della varianza della frazione di miscela media configurazione 2.

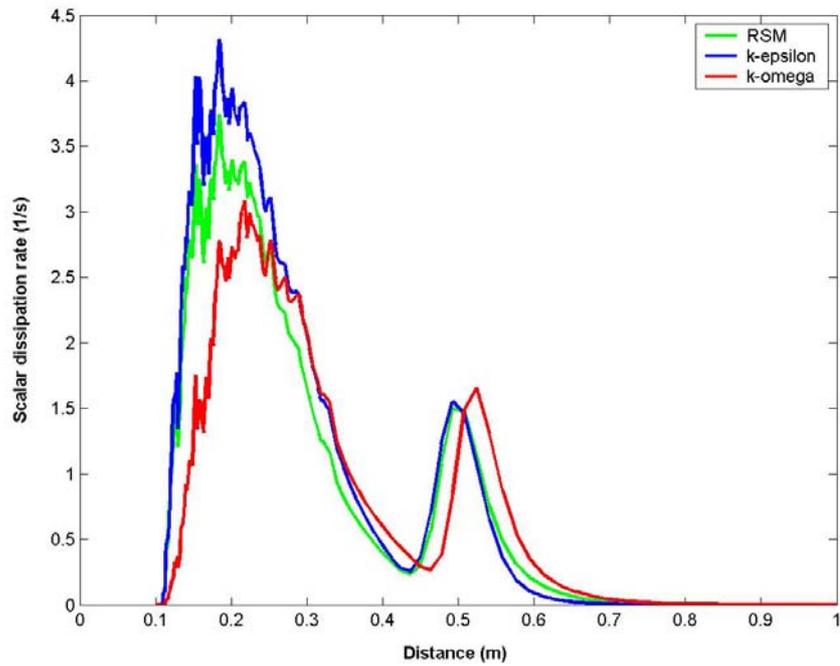


Fig. 7.126. Confronto profilo assiale della velocità di dissipazione scalare configurazione 2.

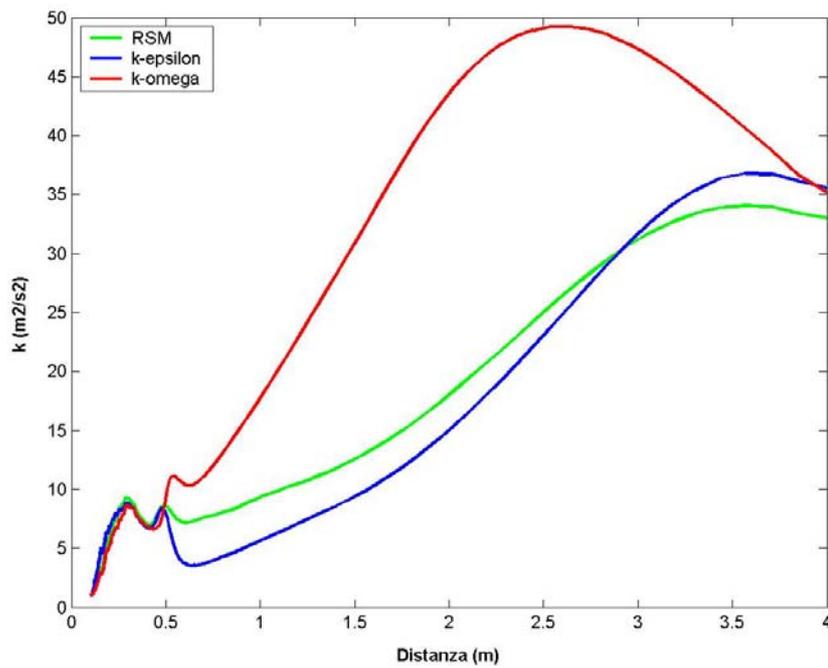


Fig. 7.127. Confronto profilo assiale dell'energia cinetica turbolenta configurazione 2.

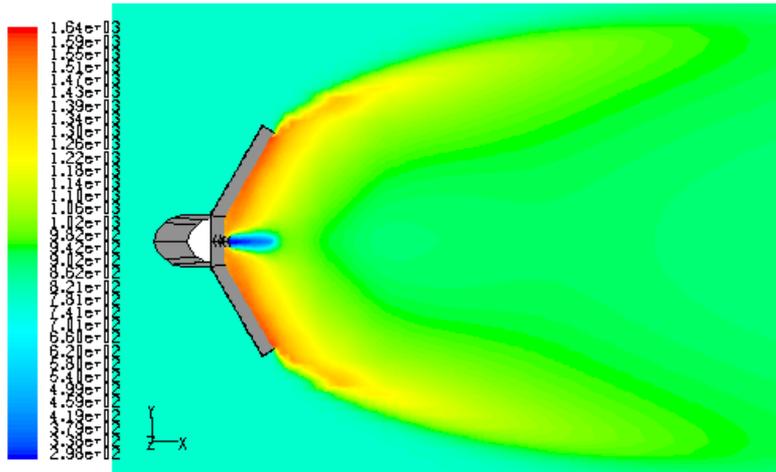


Fig. 7.128. Temperature (K) $k-\varepsilon$ configurazione 1.

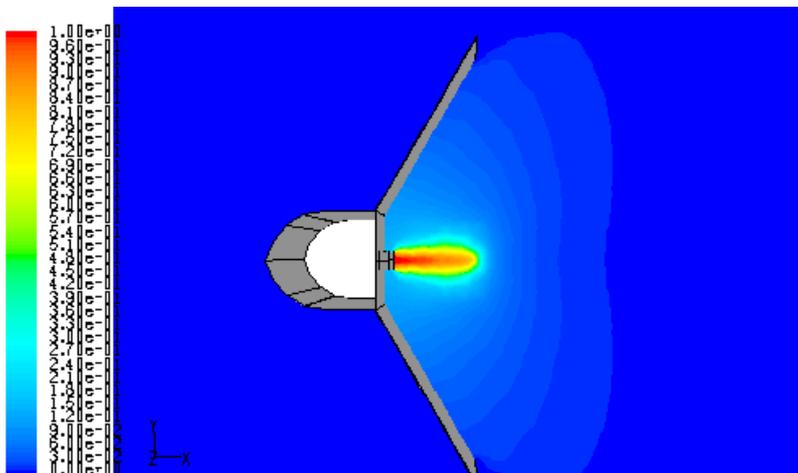


Fig. 7.129. Frazione di massa di CH_4 $k-\varepsilon$ configurazione 1.

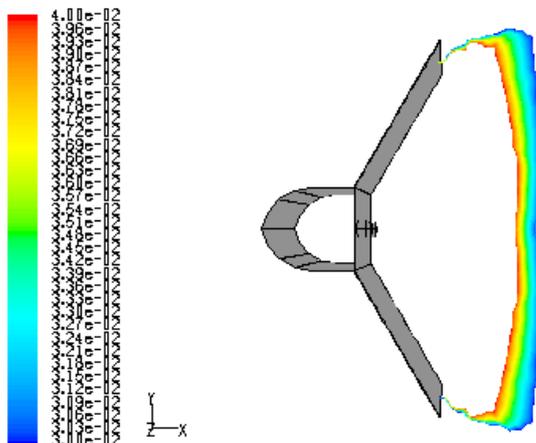


Fig. 7.130. Contorno stechiometrico $k-\varepsilon$ configurazione 1.

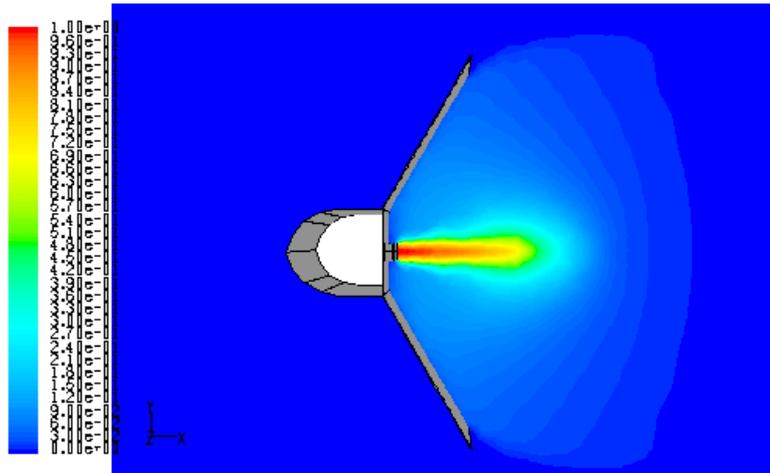


Fig. 7.134. Frazione di massa di CH_4 k - ω configurazione 1.

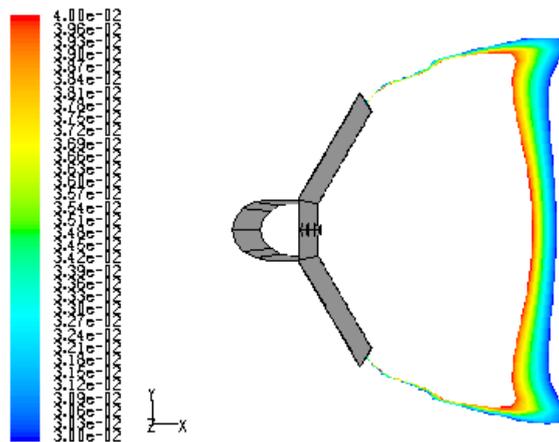


Fig. 7.135. Contorno stechiometrico k - ω configurazione 1.

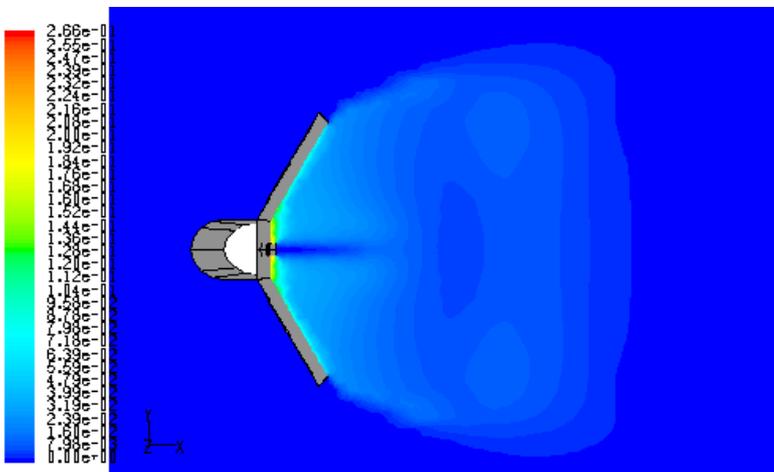


Fig. 7.136. Frazione di massa di CO k - ω configurazione 1.

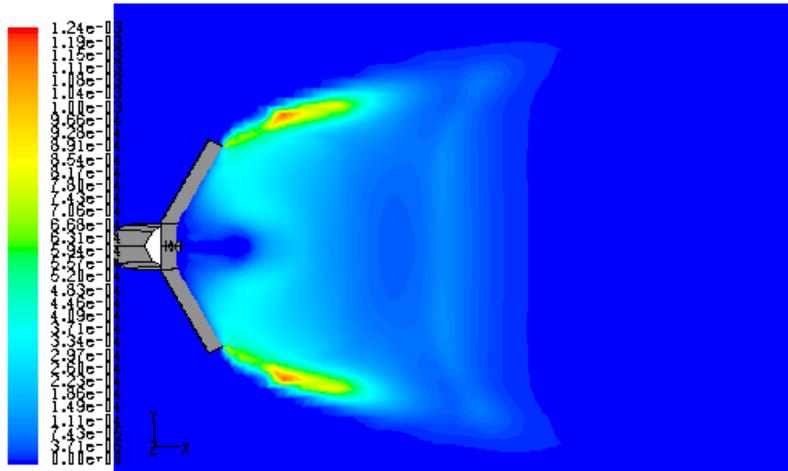


Fig. 7.137. Frazione di massa di OH $k-\omega$ configurazione 1.

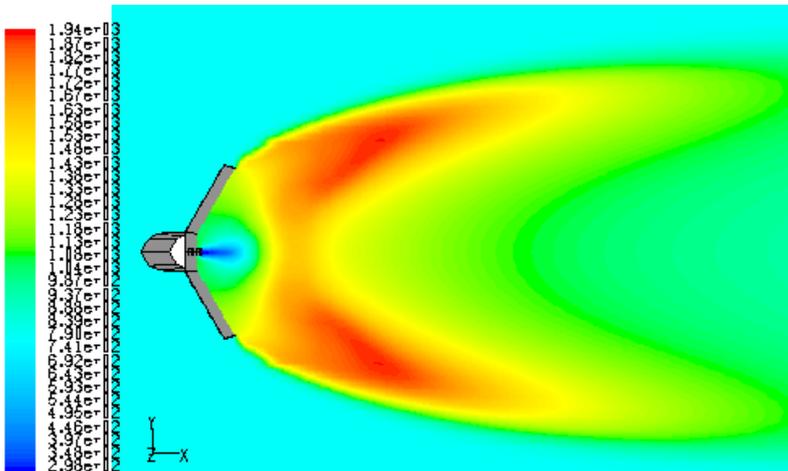


Fig. 7.138. Temperature (K) RSM configurazione 1.

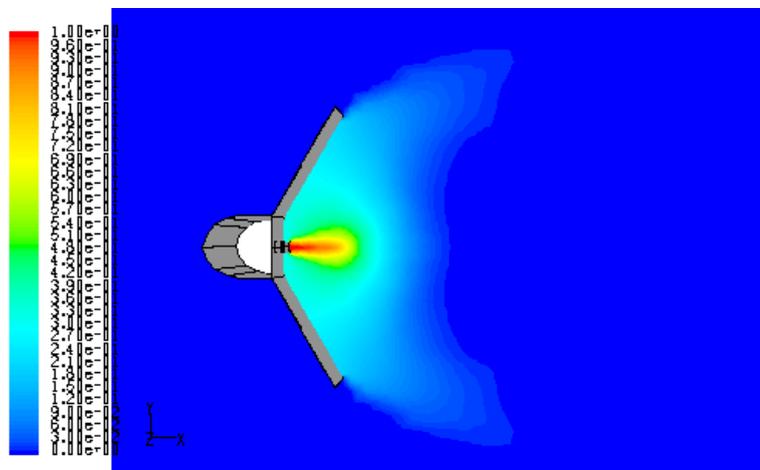


Fig. 7.139. Frazione di massa di CH₄ RSM configurazione 1.

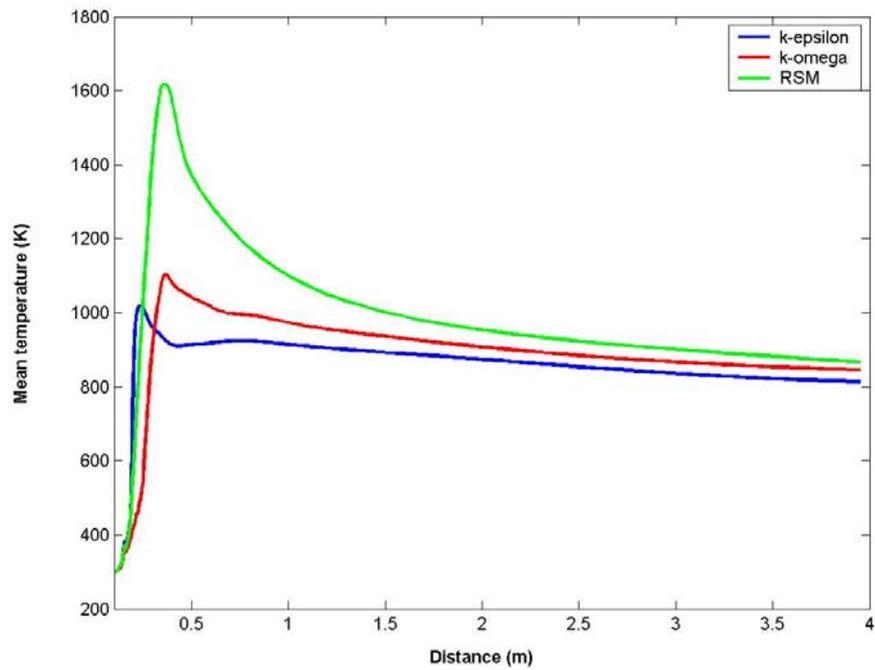


Fig. 7.143. Confronto profilo assiale della temperatura media configurazione 1.

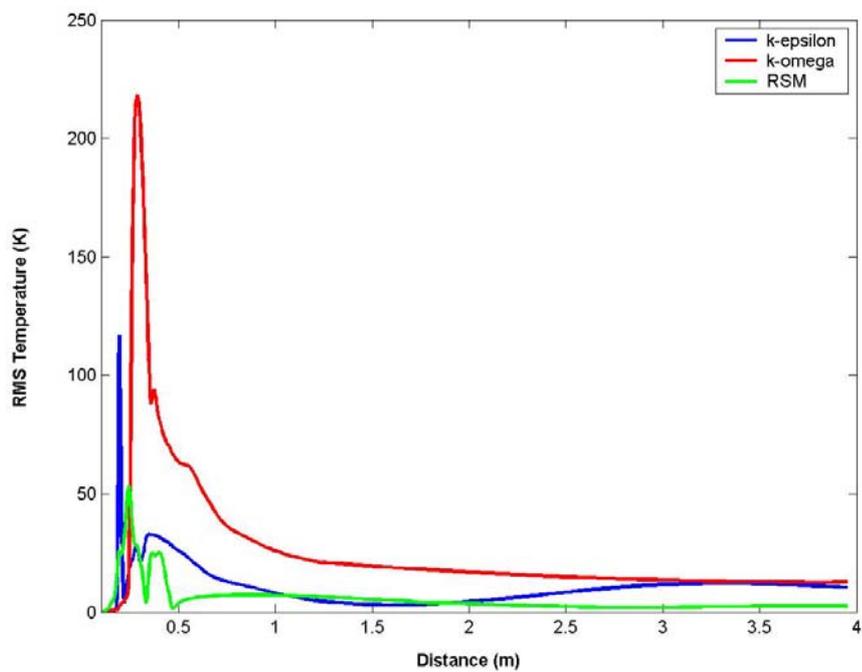


Fig. 7.144. Confronto profilo assiale di RMS della temperatura configurazione 1.

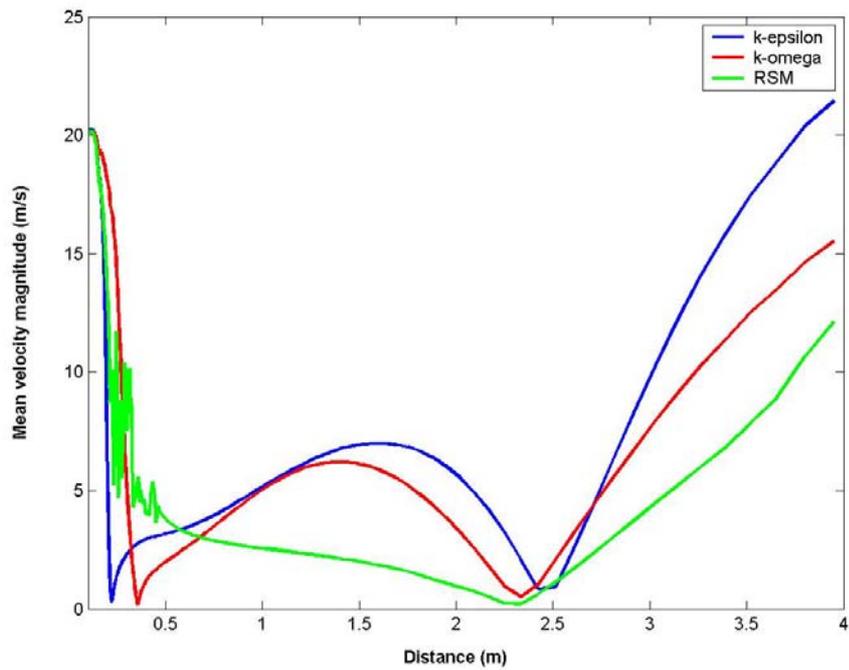


Fig. 7.145. Confronto profilo assiale della velocità media configurazione 1.

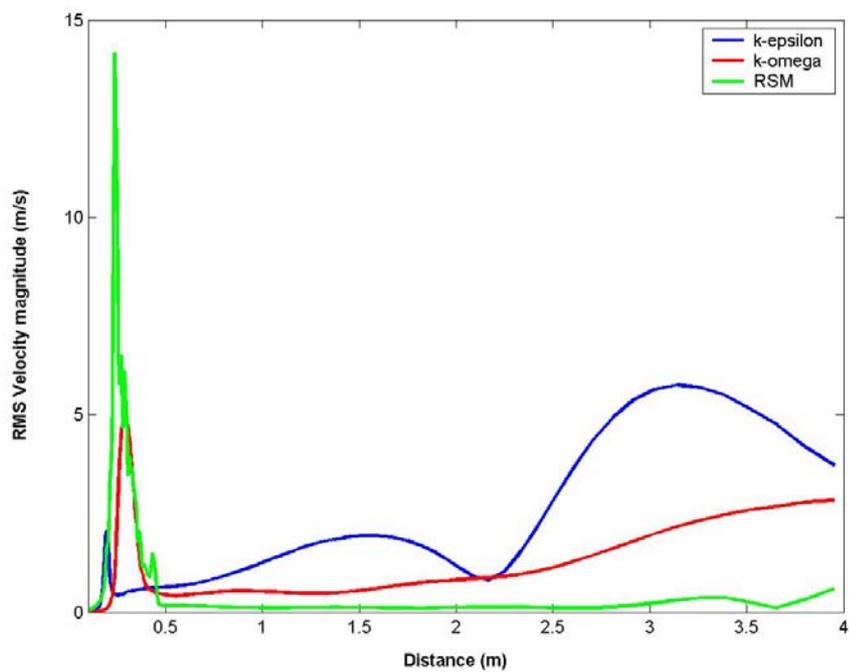


Fig. 7.146. Confronto profilo assiale di RMS della velocità configurazione 1.

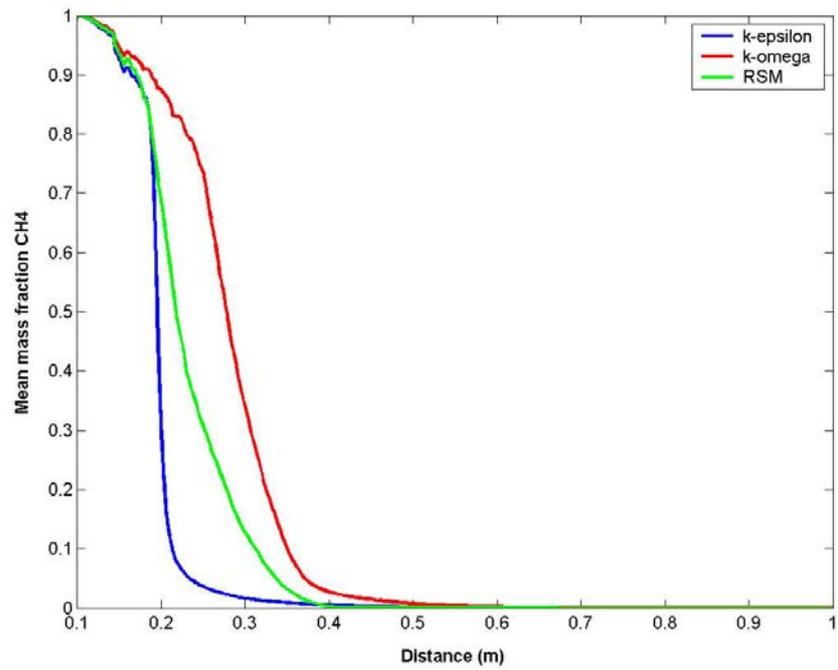


Fig. 7.147. Confronto profilo assiale della frazione di massa media di CH₄ configurazione 1.

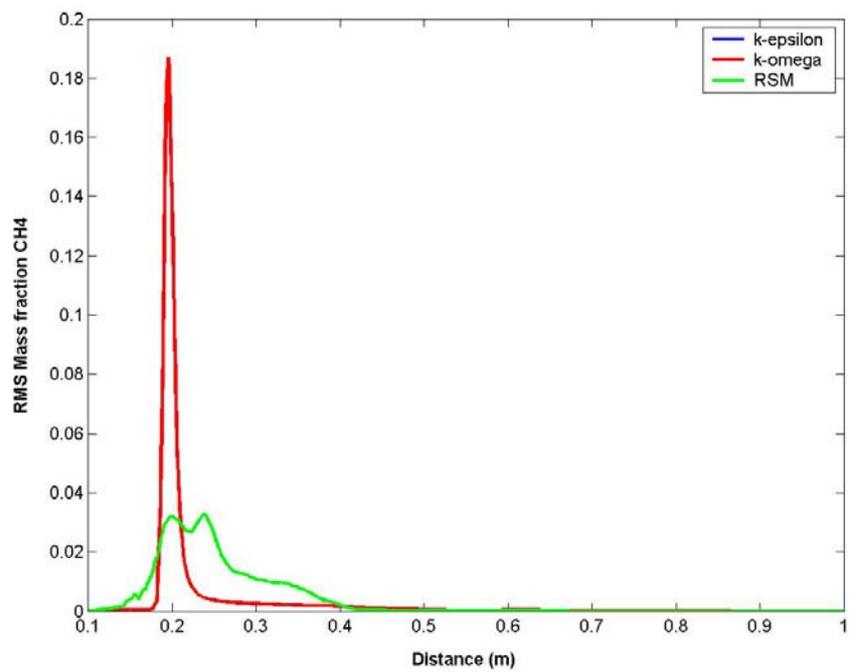


Fig. 7.148. Confronto profilo assiale di RSM frazione di massa di CH₄ configurazione 1.

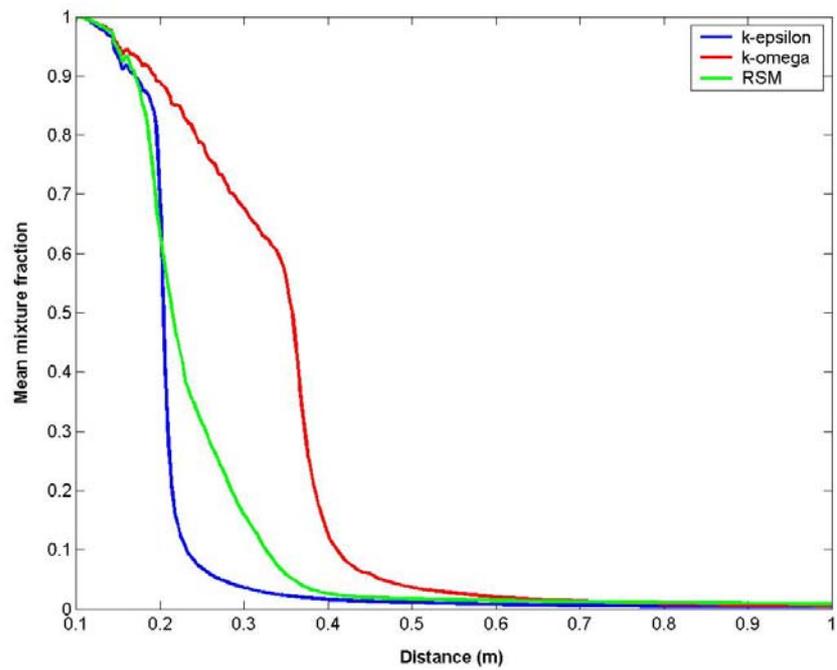


Fig. 7.149. Confronto profilo assiale della frazione di miscela media configurazione 1.

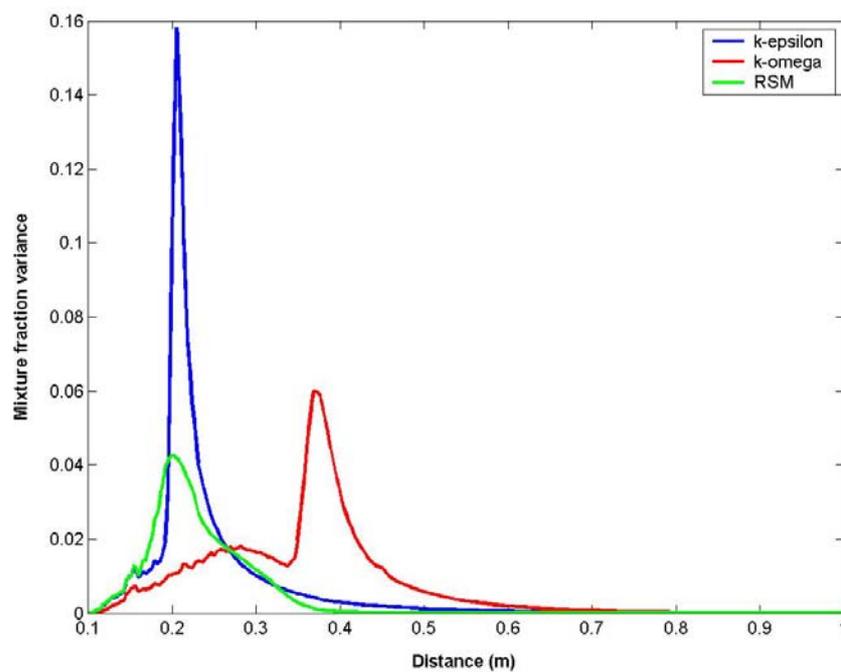


Fig. 7.150. Confronto profilo assiale della varianza della frazione di miscela media configurazione 1.

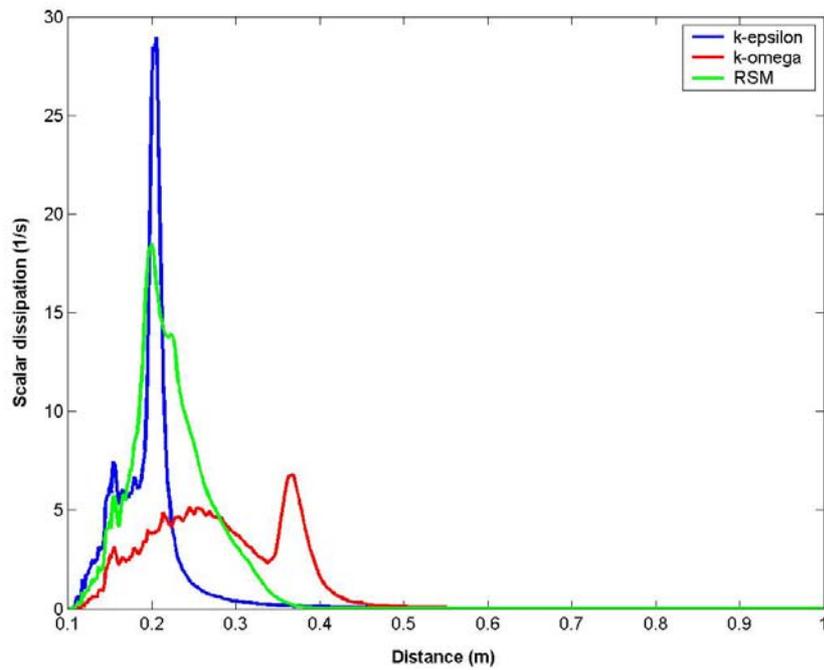


Fig. 7.151. Confronto profilo assiale della velocità di dissipazione scalare configurazione 1.

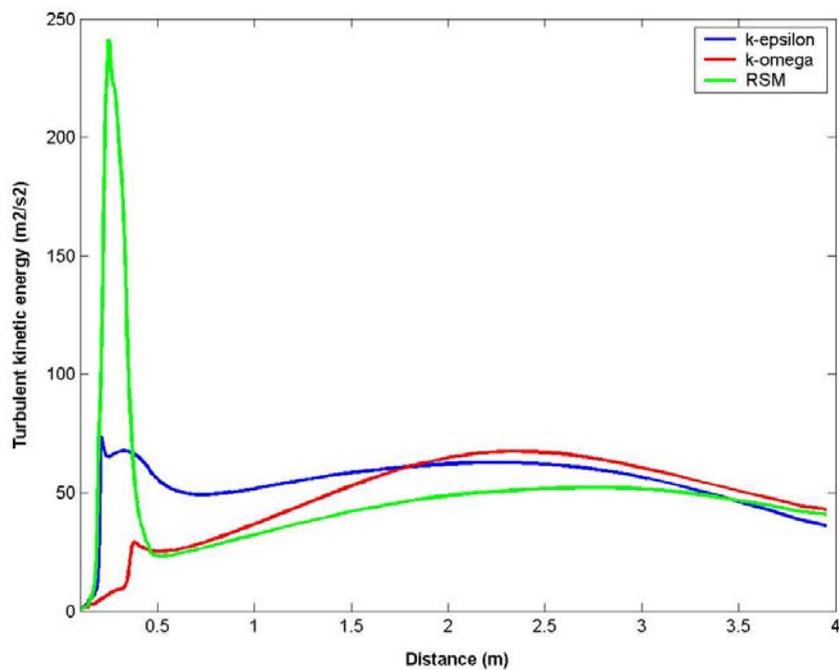


Fig. 7.152. Confronto profilo assiale dell'energia cinetica turbolenta configurazione 1.

7.3 Confronto

Nelle pagine precedenti è stata effettuata una analisi abbastanza approfondita sul comportamento di tre tipologie di post-bruciatore. Queste, come detto, sono il risultato di una indagine riguardante i diversi tipi disponibili sul mercato, dei quali, non conoscendo le caratteristiche dimensionali, è stata effettuata una ottimizzazione iniziale, mediante simulazioni bidimensionali.

Le successive simulazioni tridimensionali hanno dato dei risultati dai quali è possibile trarre conclusioni abbastanza precise. Al fine di avere un quadro generale sulle proprietà dei diversi tipi, è stato necessario sperimentare sull'influenza dei diversi parametri in gioco: velocità di combustibile e comburente, dimensioni del bluff-body, diametro dei fori. Sul complesso delle prove effettuate, si può senz'altro affermare che la tipologia 3 è quella che risponde meglio nelle diverse condizioni di funzionamento analizzate. In particolare le fiamme ricavate appaiono migliori per forma, lunghezza, distanza dal bruciatore e emissioni per unità massa di combustibile bruciato (fig. 7.153-7.157). La tipologia 1 o produce fiamme che investono in pieno il bruciatore o non è capace di realizzare un sufficiente miscelamento, producendo fiamme troppo lunghe e combustione incompleta. La tipologia 2 ha invece un comportamento intermedio tra le due.

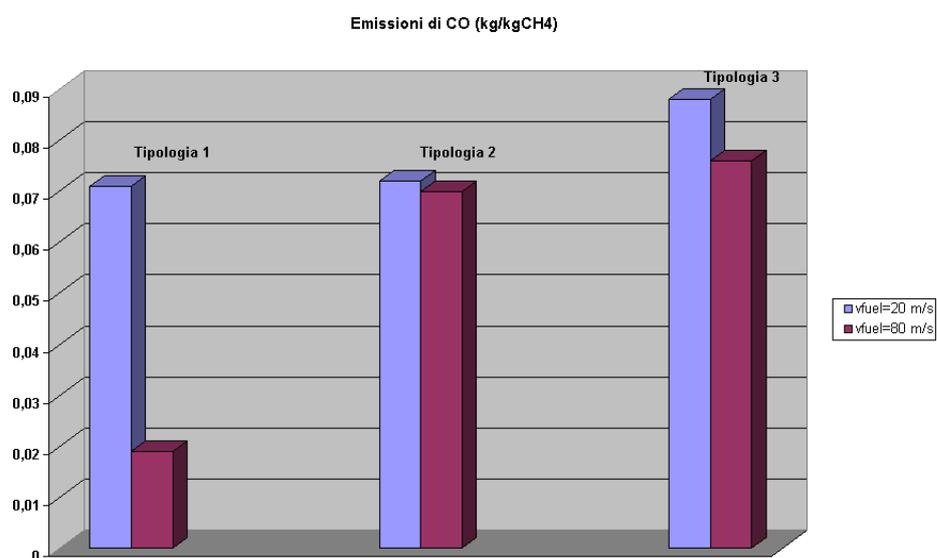


Fig. 7.153. Emissioni di CO, test par. 7.2.1-7.2.3.

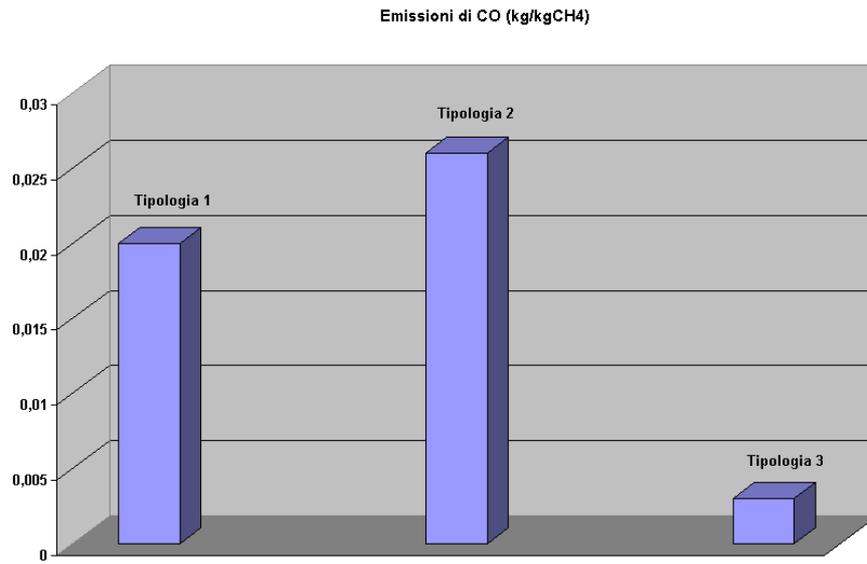


Fig. 7.154. Emissioni di CO, test par. 7.2.4.

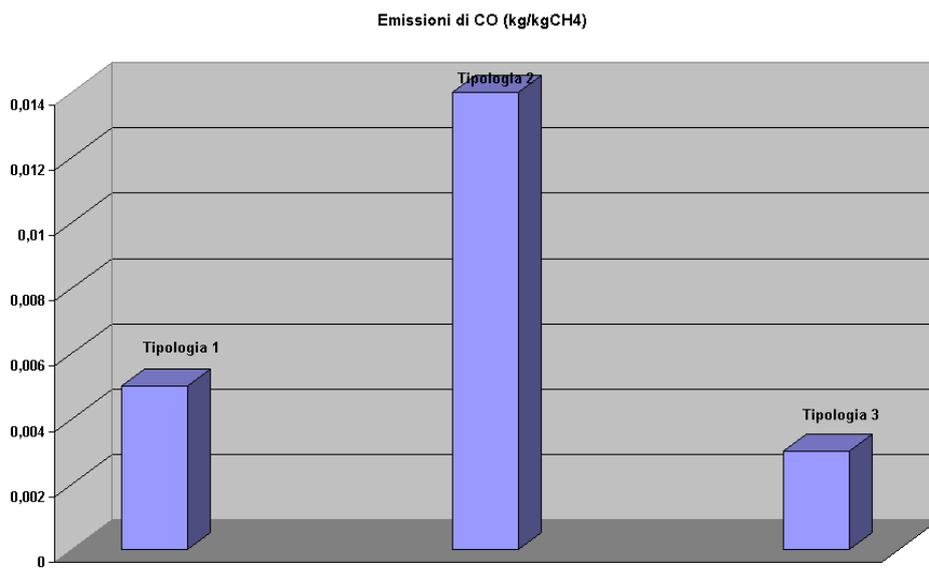


Fig. 7.155. Emissioni di CO, test par. 7.2.5.

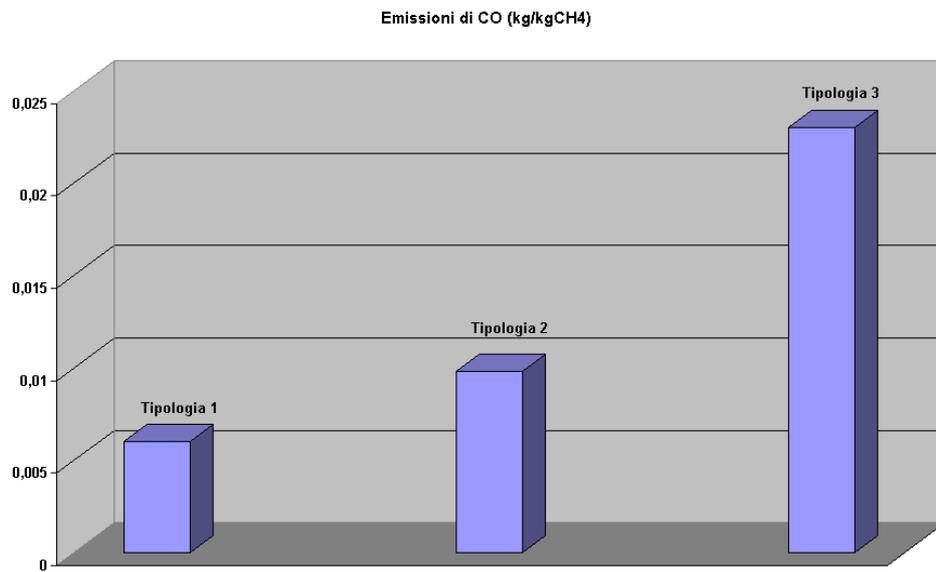


Fig. 7.156. Emissioni di CO, test par. 7.2.7.

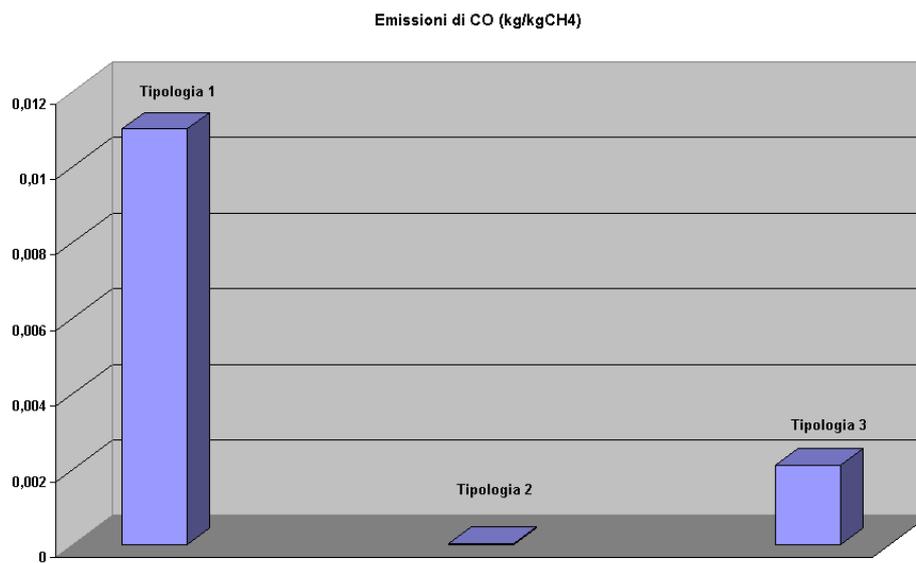


Fig. 7.157. Emissioni di CO, test par. 7.2.8.

CAPITOLO 8

SISTEMI PROPOSTI

8.1 Descrizione del sistema 1

Uno dei problemi dei sistemi di post-combustione è quello di ottenere grossi incrementi di potenza dell'ordine del 100% e più. Ciò è dovuto alla necessità di inserire all'interno del condotto divergente, evidentemente di sezione limitata, un gran numero di bruciatori. Essendo la sezione del condotto pari a quella della caldaia a recupero sussistono perciò difficoltà a raggiungere lo scopo prefisso. Si è pensato allora al modo di aumentare la superficie disponibile all'iniezione di combustibile, contenendo nello stesso tempo gli spazi occupati. Si è cercato comunque di ottenere questi incrementi di potenza senza ulteriore adduzione di ossigeno. Per bruciare forti quantità di combustibile, senza aggiunta di comburente, è naturalmente necessario fare in maniera che quest'ultimo si misceli molto bene con tutta la corrente di gas esausti, con opportuni sistemi di stabilizzazione della fiamma, per esempio bluff-body capaci di indurre un consistente bloccaggio. Inevitabilmente ci sarà un incremento delle perdite di carico.

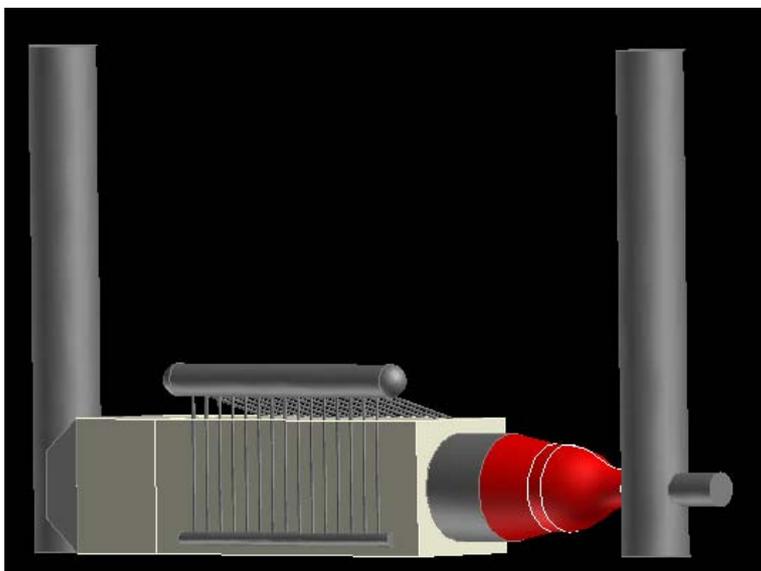


Fig. 8.1. Visione d'insieme.

Dalle figure 8.1 e 8.2 è visibile il sistema progettato. Esso è costituito da un corpo centrale e da un corpo esterno, accoppiati in modo da realizzare un condotto a sezione di corona circolare crescente.

Ciò permette di rallentare la corrente dei gas combusti, di ricavare una sezione sufficiente all'inserimento di un gran numero di bruciatori e di garantire che la corrente dei gas di scarico rimanga aderente alle pareti del condotto, senza peraltro l'utilizzo di deviatori o raddrizzatori. Il flusso si suddivide in due parti, per mezzo di un setto, una per ogni corona di bruciatori. Aumentando la sezione dei bluff-body e quindi il rapporto sezione bluff-body/sezione totale (bloccaggio), è possibile incrementare la potenza ottenuta, incrementando la portata di combustibile, grazie al maggiore effetto di ricircolo.

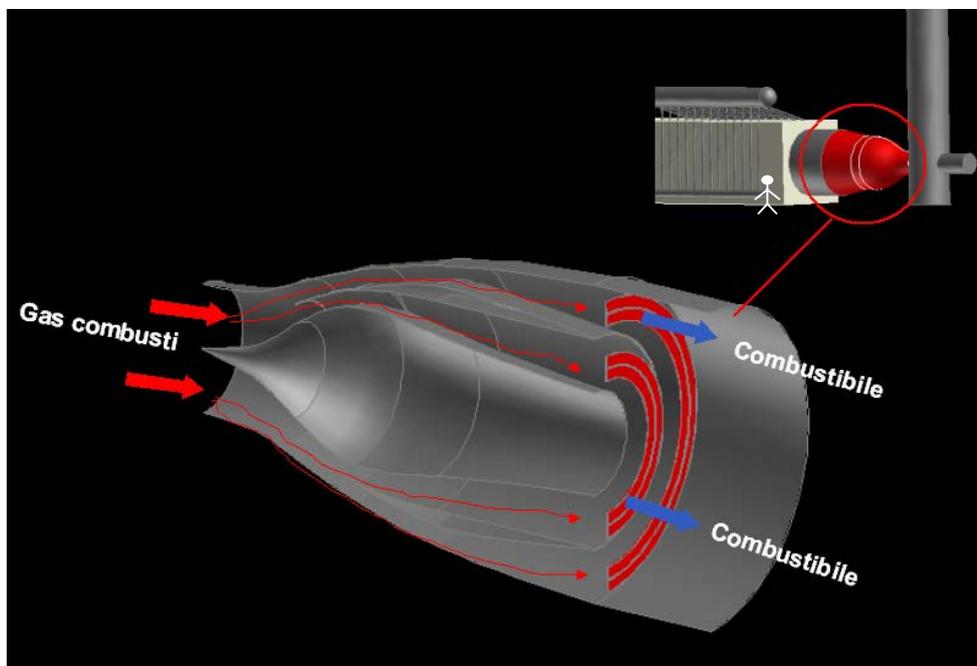


Fig. 8.2. Sistema 1, sezione.

8.1.1 Condizioni al contorno e modelli numerici

Per la simmetria assiale del problema è stato possibile condurre le simulazioni su una geometria piana (fig. 8.3, 8.4), individuata dalla sezione del condotto, delimitata dall'asse di simmetria, con griglia strutturata. La portata di gas combusti in ingresso è pari a 20 kg/s a 794 K, mentre quella di metano è variabile. Le simulazioni sono state condotte in regime transitorio non adiabatico. È stato considerato quindi lo scambio termico radiativo all'interno del condotto, immaginando che le pareti dello stesso, a valle dei bruciatori, fossero tappezzate da tubi vaporizzatori alla temperatura di 500

K. Il modello radiativo adottato è il modello delle ordinate discrete “do”, mentre il gas è stato modellato come una miscela ideale di gas grigi. I modelli adottati per la turbolenza e per la combustione, sono quello degli stress di Reynolds e quello delle laminar flamelets. La composizione dei gas e lo schema cinetico sono gli stessi di tutti i casi precedenti.

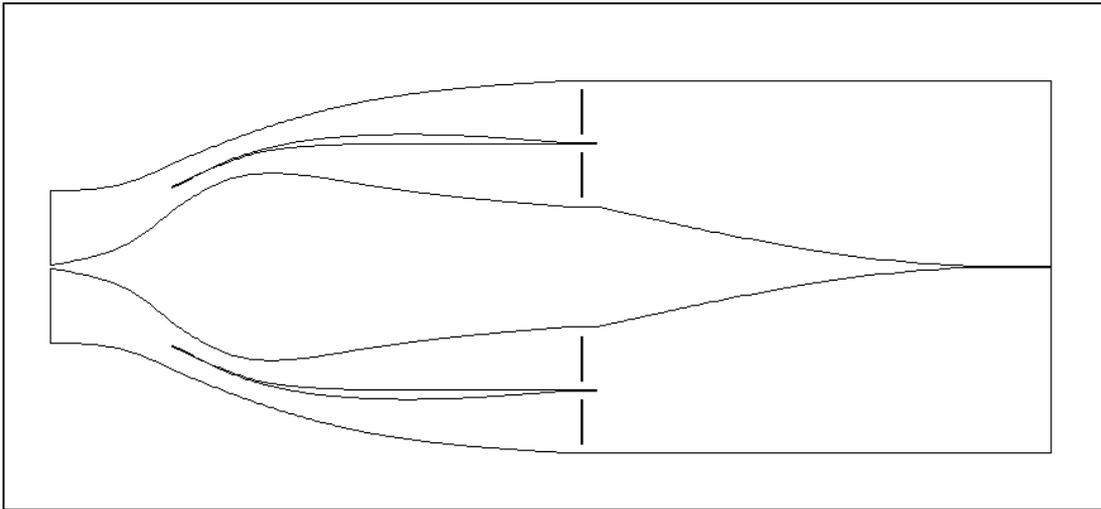


Fig. 8.3. Sistema 1, sezione.

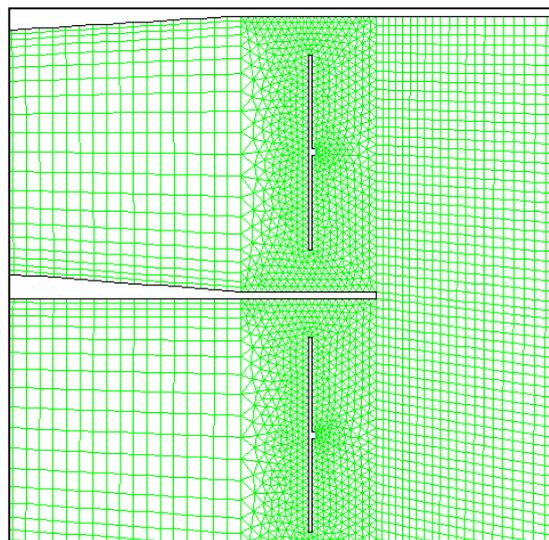


Fig. 8.4. Sistema 1, sezione.

8.1.2 Risultati delle simulazioni

Tralasciamo l'indagine preliminare, in cui si è proceduto all'ottimizzazione dell'intera geometria, per quel che riguarda lunghezza del condotto, rapporto di crescita della sezione di passaggio dei gas combusti provenienti dalla turbina, posizione e numero dei bruciatori, dimensione della sezione in cui questi sono collocati. Si è quindi arrivati alla geometria rappresentata nelle figure precedenti, in cui abbiamo un condotto lungo 3,5m (fino alla zona dei bruciatori), diametro iniziale di 1m e finale di 2m. Successivamente si è rivolta l'attenzione all'ottimizzazione della forma e delle dimensioni dei bruciatori. Si è partiti dal semplice bluff-body di forma piatta delle dimensioni di 200 mm, con adduzione di combustibile lungo tutta la circonferenza. In fase preliminare sono stati effettuati vari tentativi al fine di individuare la velocità di immissione, e di conseguenza la portata di combustibile, che garantissero i migliori risultati in termini di qualità della fiamma e incombusti.

Tab. 8.1.

Test	Fuel velocity (m/s)	Power (kW)	Bluff-body diameter (m)	Blockage	Total pressure losses (Pa)	CO flow rate (kg/s)
1	5	15000	0.19	0.60	500	0.928e-3
2	6	18000	0.19	0.60	500	1.11e-3
3	7	20000	0.19	0.60	500	2.26e-3
4	5	15000	0.29	0.70	640	0.500e-4
5	7	20000	0.29	0.70	640	1.45e-3
6	8	25000	0.29	0.70	640	5.01e-3
7	5	15000	0.19	0.46	187	11.4e-3

In tabella 8.1 sono riassunti i dati più significativi delle indagini effettuate.

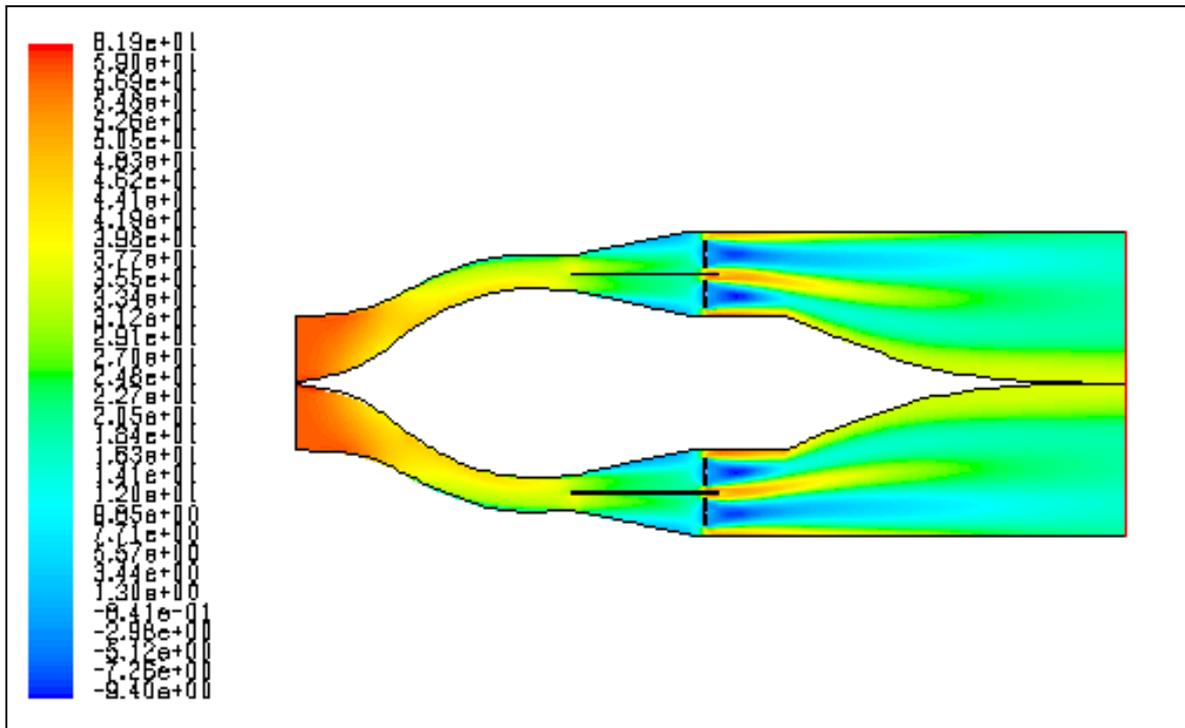


Fig. 8.5. Velocità assiale (m/s).

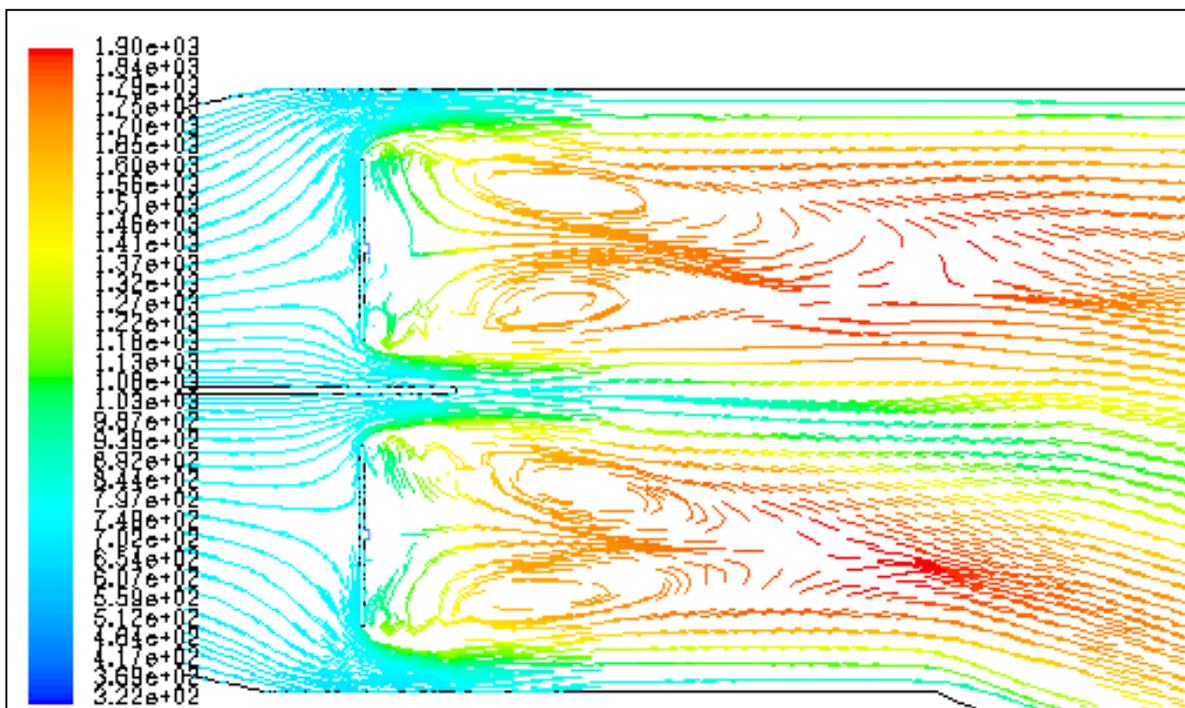


Fig. 8.6. Linee di flusso (K).

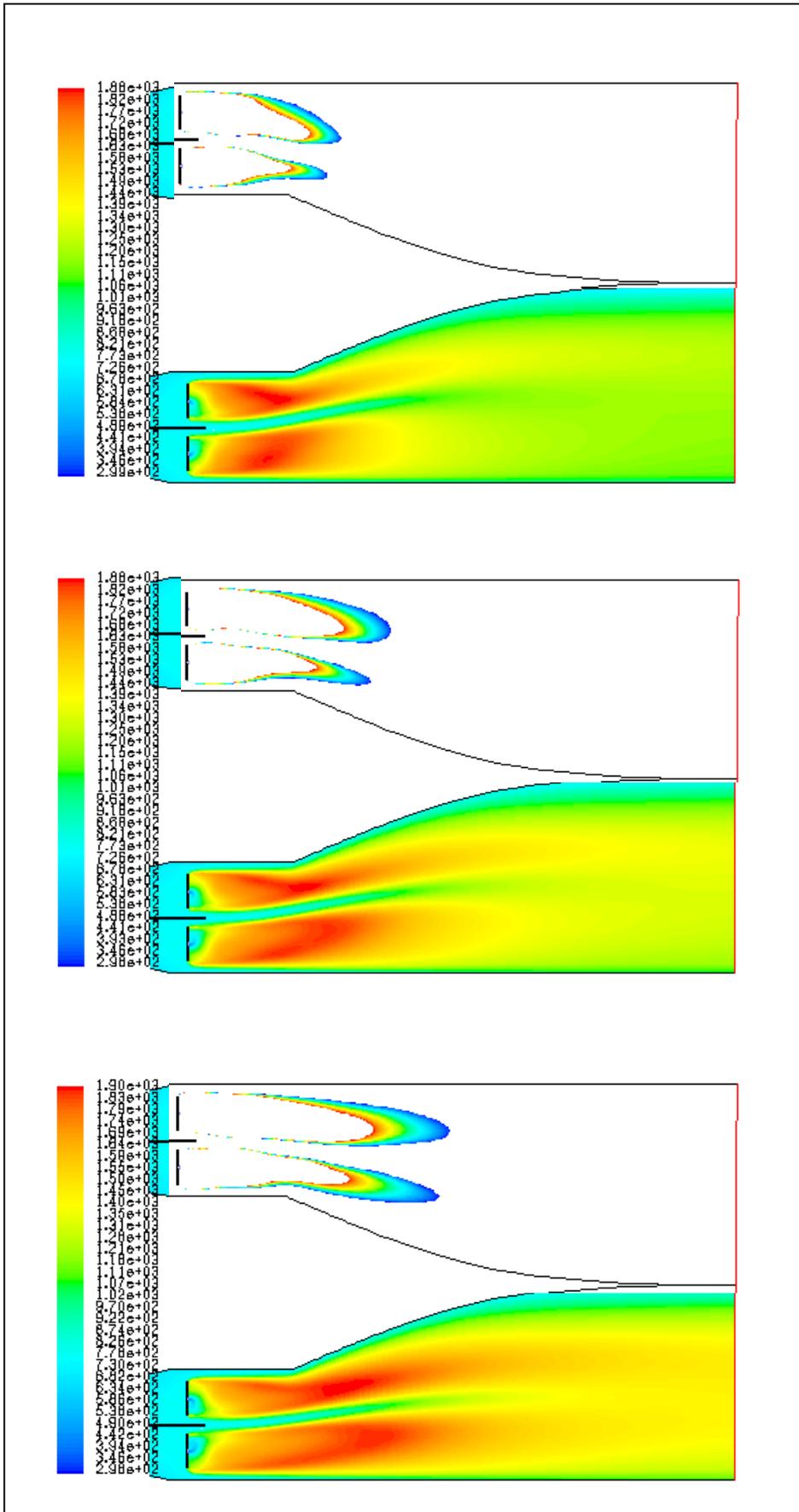


Fig. 8.7. Temperature e Contorno stechiometrico test 1,2,3.

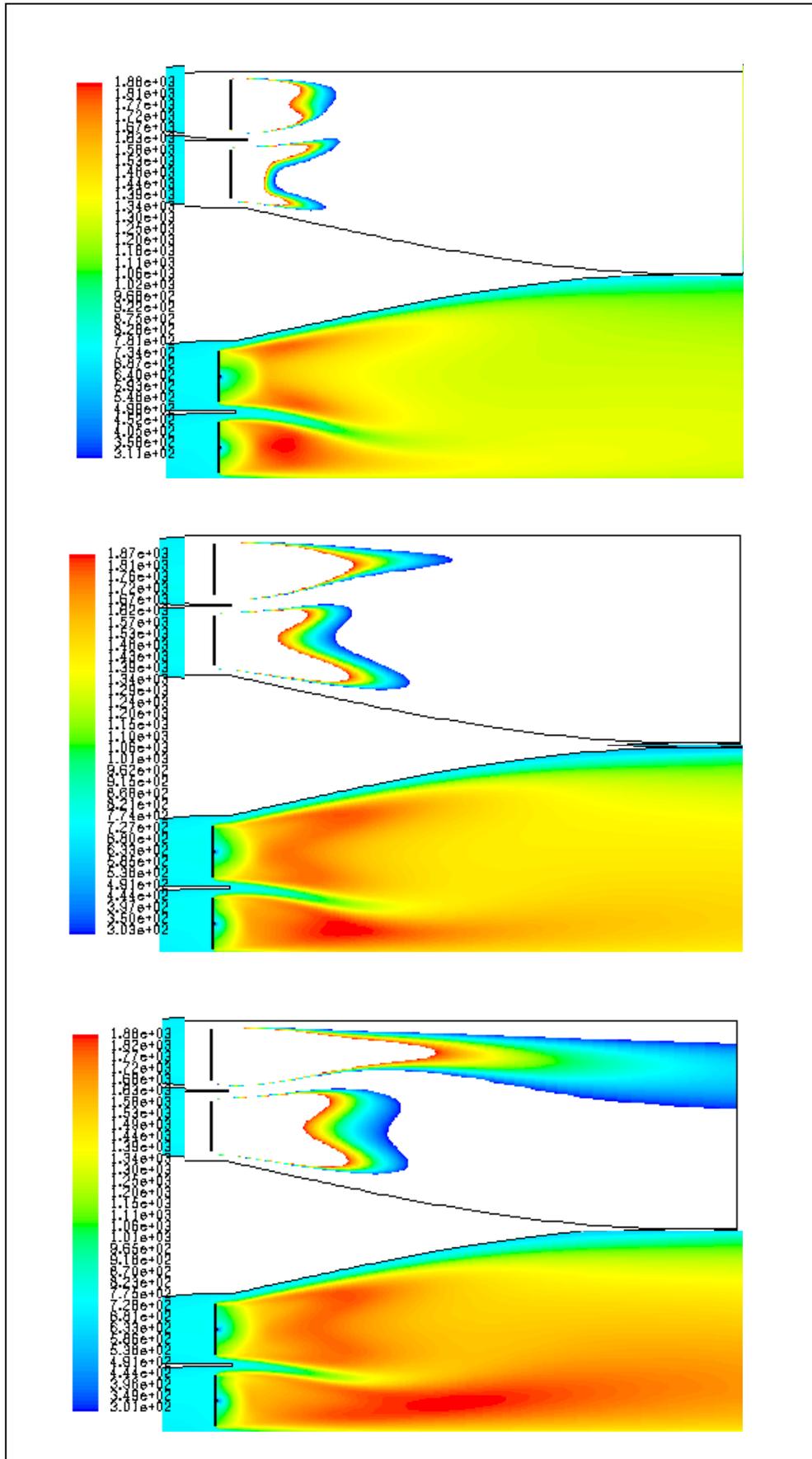


Fig. 8.8. Temperature e contorno stechiometrico test 4,5,6.

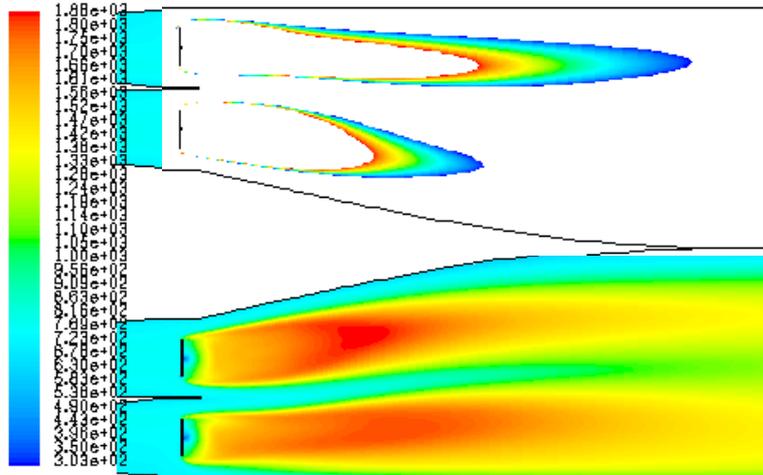


Fig. 8.9. Temperature e contorno stechiometrico test 7.

Nelle figure precedenti si notano il campo di moto, di temperatura e il contorno stechiometrico. Una delle caratteristiche peculiari di questo sistema è la buona uniformità del campo di temperatura all'uscita. Nelle figure 8.10 e 8.11 abbiamo chiaro l'andamento ed il livello medio dei flussi termici su parete, per diverse potenze di post-combustione. Sono stati anche valutati i flussi termici sui bruciatori. Ne risulta una crescita all'aumentare della potenza, da un minimo di 100 ad un massimo di 130 kW/m². Le perdite di carico dipendono dal bloccaggio, e vanno da 187 Pa fino a 640 Pa, per un bloccaggio variabile da 0.46 a 0.29. Da un punto di vista delle emissioni, i sistemi con bloccaggio maggiore, a pari potenzialità, consentono minori emissioni di CO. L'adozione di un bluff-body a V (a parità di dimensioni trasversali) consente di ridurre le perdite di carico a 394 Pa, ma la portata di combustibile massima per mantenere le stesse emissioni di CO dei casi precedenti, si riduce notevolmente. Anche i tentativi di utilizzare bluff-body forati non portano a miglioramenti, nel senso che il bluff-body piatto permette potenze sempre più elevate. E' superfluo porre l'accento sul fatto che riducendo le dimensioni del bluff-body si riducono le perdite di carico e l'incremento di potenza.

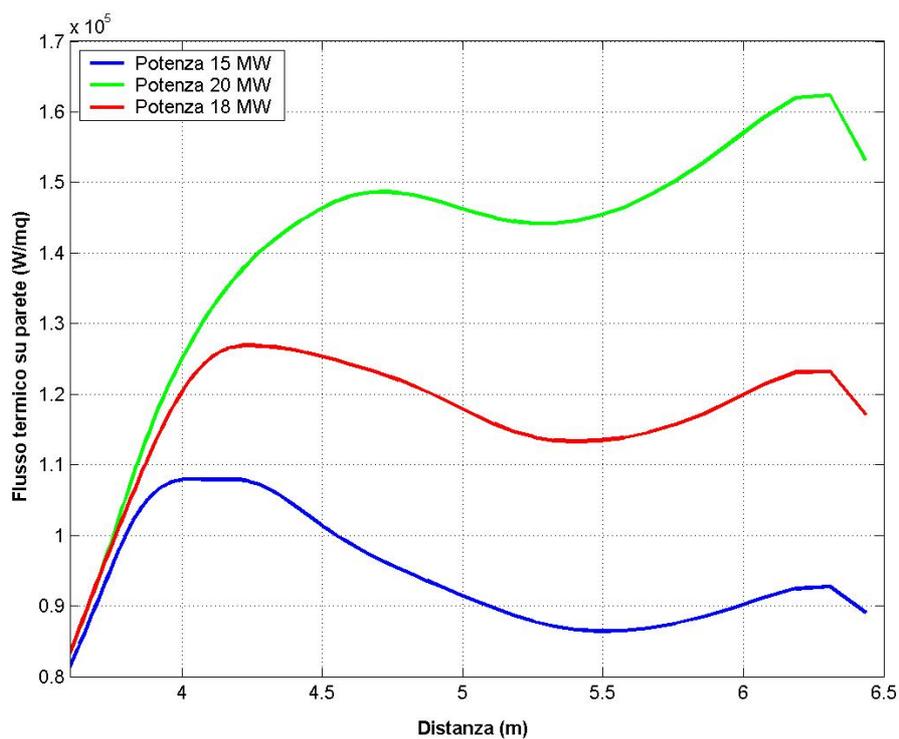


Fig. 8.10. Flussi termici test 1,2,3.

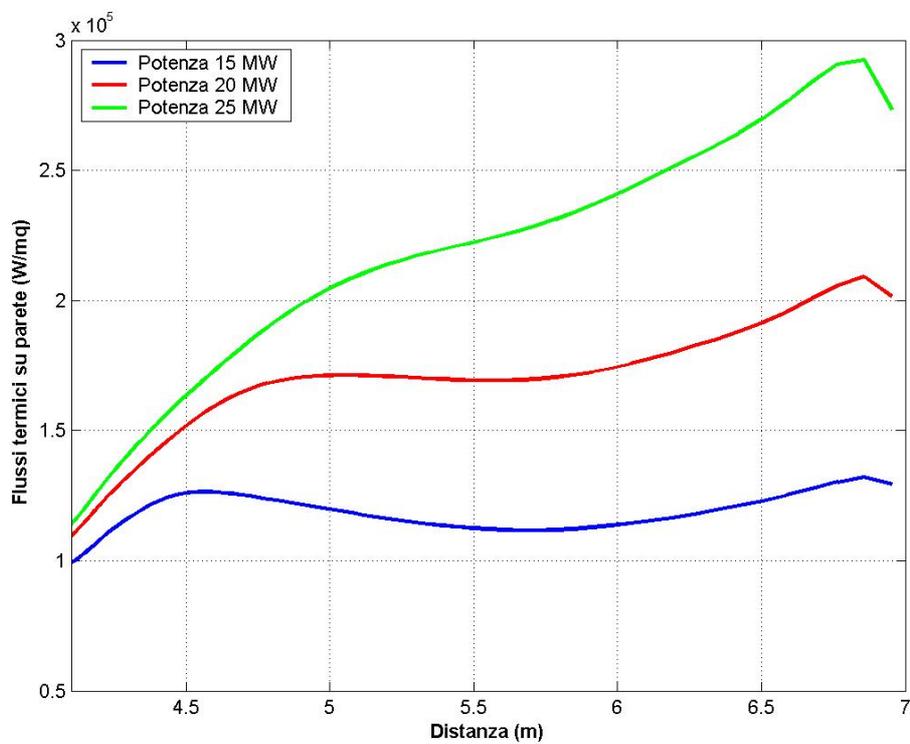


Fig. 8.11. Flussi termici test 4,5,6.

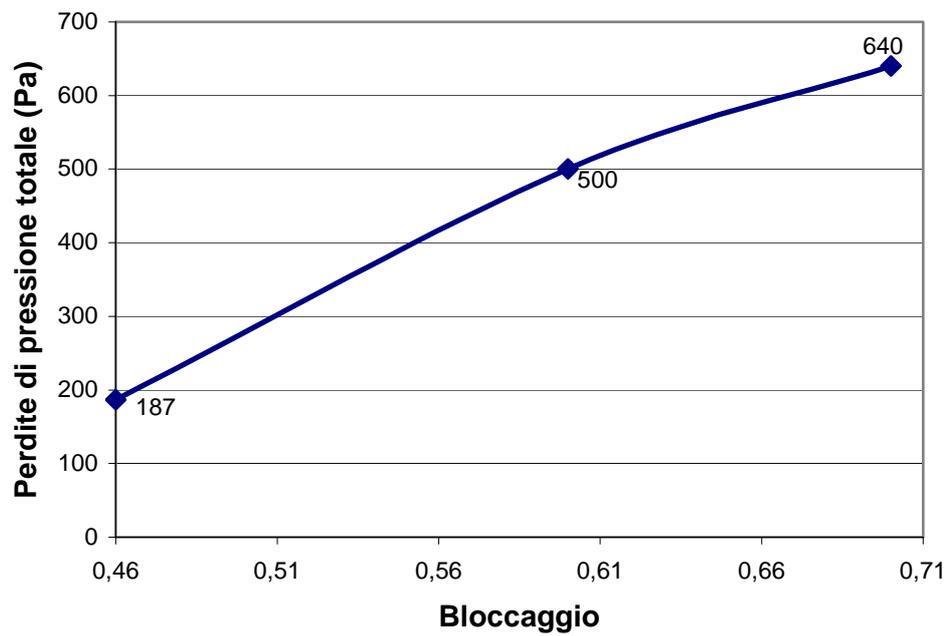


Fig. 8.12. Perdite di pressione totale.

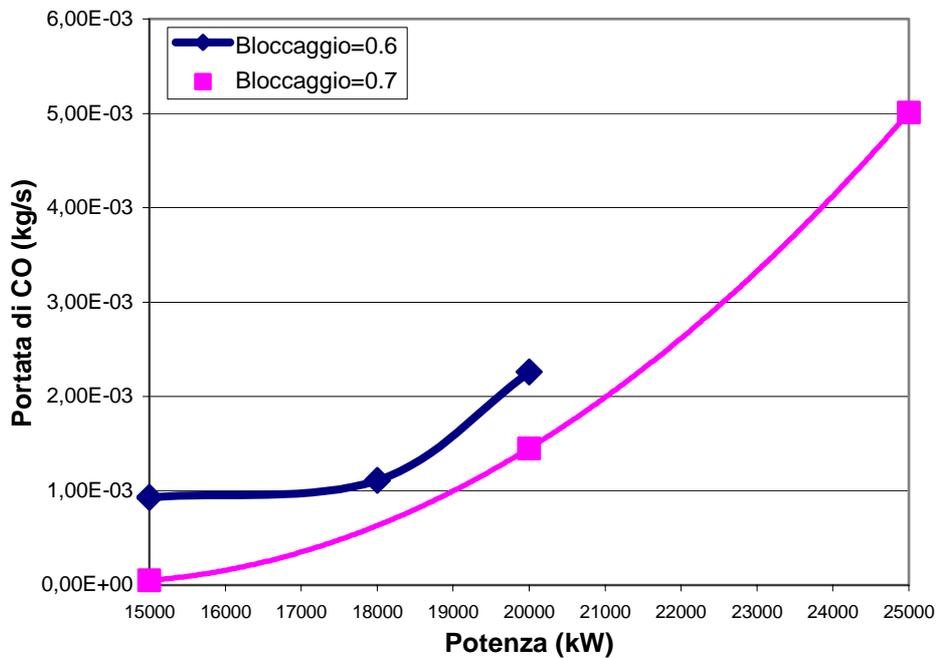


Fig. 8.13. Emissioni di CO.

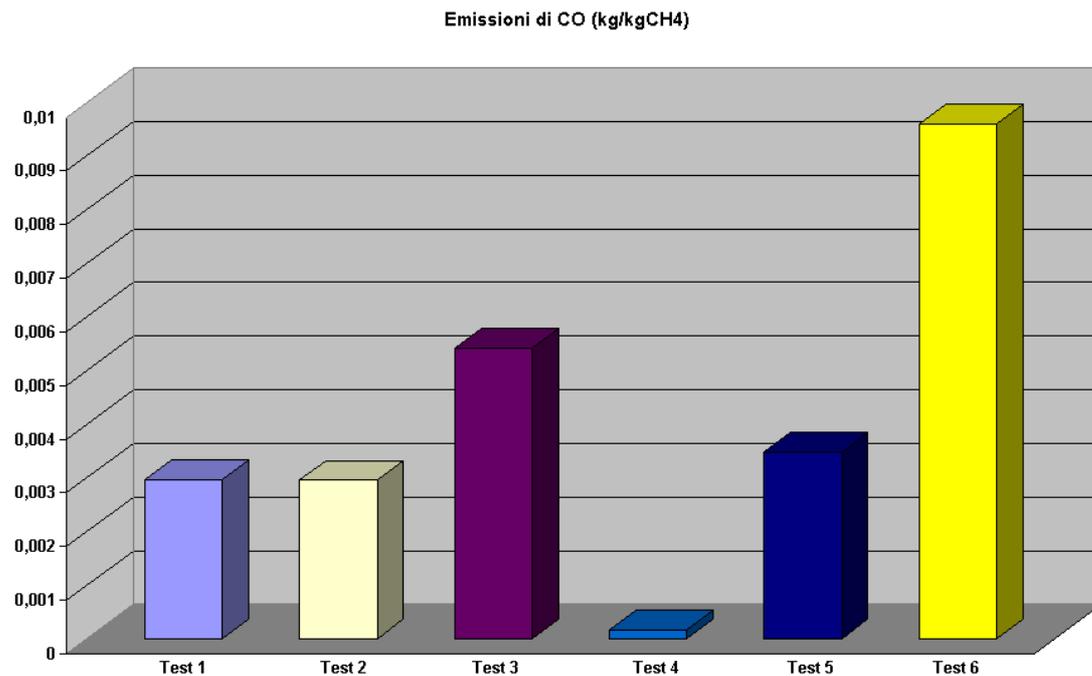


Fig. 8.14. Emissioni di CO.

8.2 Descrizione del sistema 2

Il sistema 1 proposto presenta pertanto il vantaggio di consentire forti incrementi di potenza, ma comporta inevitabilmente consistenti perdite di carico. Si è allora cercata qualche altra configurazione che potesse soddisfare contemporaneamente le esigenze di incremento di potenza con contenute perdite di carico.

A questo proposito si è indagato sull'opportunità di realizzare un sistema di post-combustione costituito da un unico bruciatore, e quindi da un'unica fiamma, provvisto di un sistema swirlante i gas comburenti, provenienti dalla turbina (fig. 8.15). Il sistema è formato nelle sue parti da un condotto di collegamento tra scarico turbina e ingresso swirlatore, con l'immissione del combustibile disposta centralmente ad esso. Lo swirlatore esaminato ha un diametro esterno variabile nelle diverse prove da 1.50 a 2 m ed un diametro interno di 0.6 m, pari alle dimensioni del

condotto di adduzione del metano, è lungo 2 m ed è provvisto di 12 palette opportunamente sagomate al fine di ottenere l'effetto desiderato, le cui superfici hanno generatrici radiali (fig. 8.16).

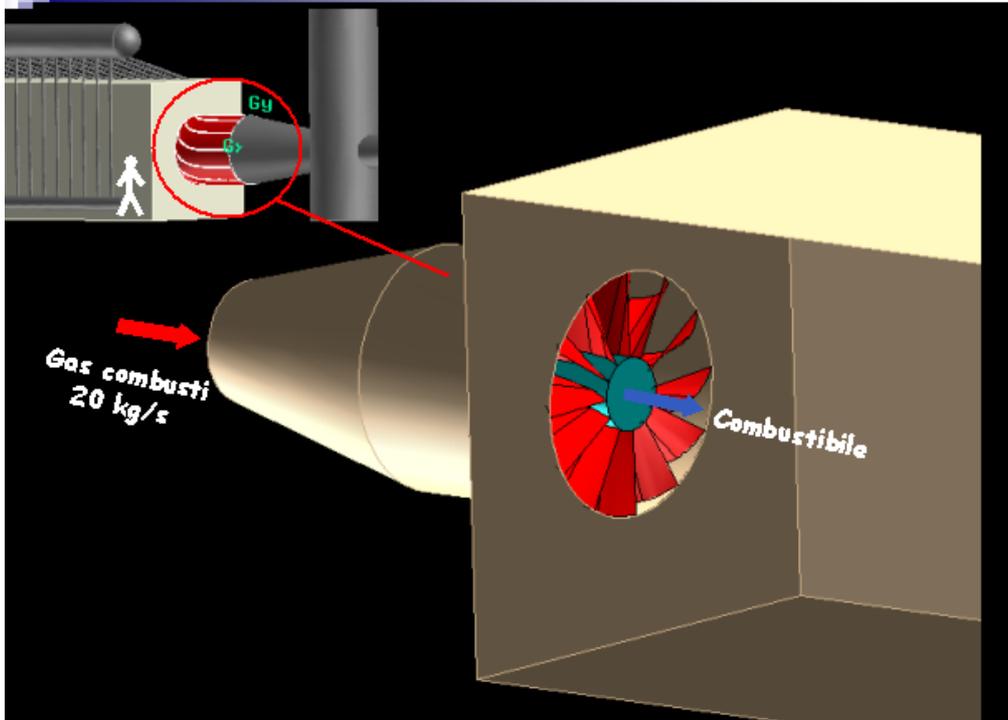


Fig. 8.15. Sistema 2 sezione.

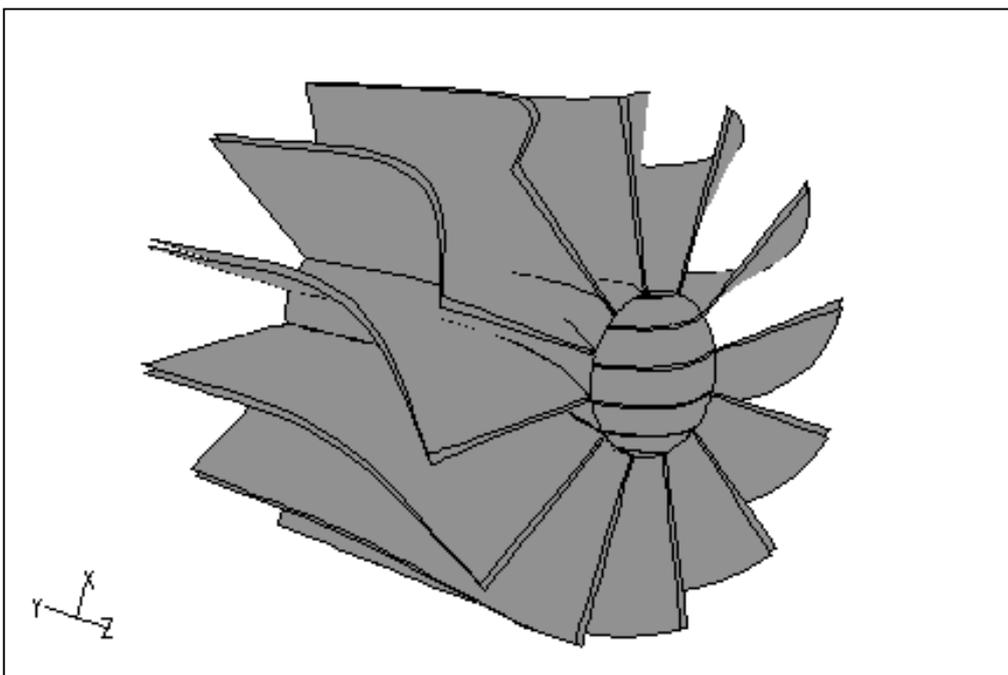


Fig. 8.16. Dettaglio swirlatore.

La dimensione del foro di adduzione del combustibile è abbastanza grande, ma è stata dettata dall'esigenza di avere velocità di immissione basse, per non disturbare l'effetto di richiamo del flusso, prodotto dal sistema, e quindi l'intero flow pattern.

Il vantaggio di questo sistema è che si riduce il tutto ad un semplice swirlatore, con ingombri e costi ridotti.

8.2.1 Condizioni al contorno e modelli numerici

Le simulazioni sono state condotte utilizzando gli stessi modelli numerici usati per il sistema 1. Sono uguali anche la portata e la temperatura dei gas combusti in ingresso e la temperatura di parete. Stavolta però si è adottata una griglia tridimensionale strutturata, ottenuta tagliando il dominio reale con due piani formanti un angolo di 60° (fig. 8.17), sui quali sono state imposte condizioni di periodicità. La quantità di combustibile è stata man mano incrementata fino al raggiungimento di condizioni critiche per la stabilità. Essendoci un forte richiamo di massa verso il bruciatore, è stato necessario imporre le eventuali condizioni di reverse flow sulla superficie di uscita. In particolare si è imposta una temperatura di 1000 K, non molto alta in via cautelativa.

8.2.2 Risultati delle simulazioni

I primi risultati ottenuti sono abbastanza soddisfacenti (riassunti in tab.8.2). Infatti si riescono ad ottenere incrementi di potenza paragonabili a quelli del sistema precedente con perdite di carico molto inferiori.

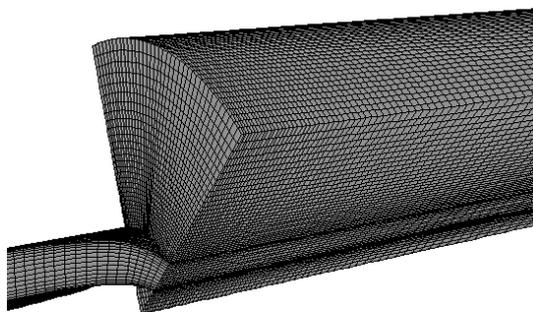


Fig. 8.17. Griglia di calcolo.

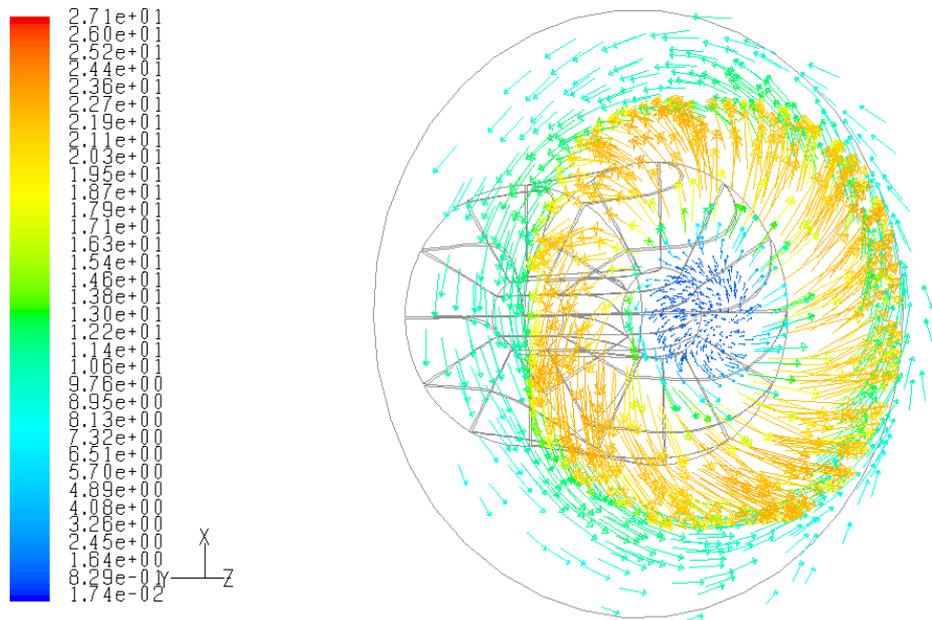


Fig. 8.18. Vettori velocità.

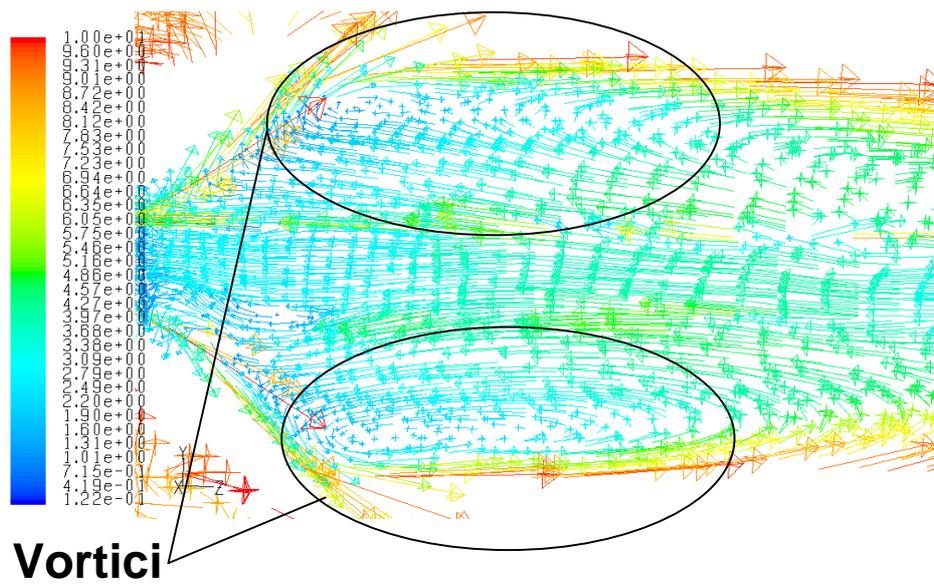


Fig. 8.19. Vettori velocità (direzione assiale).

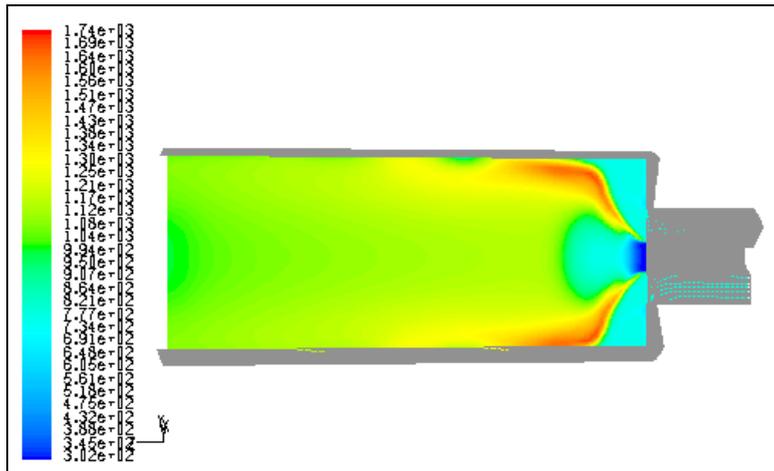


Fig. 8.22. Temperature (K) test 1.

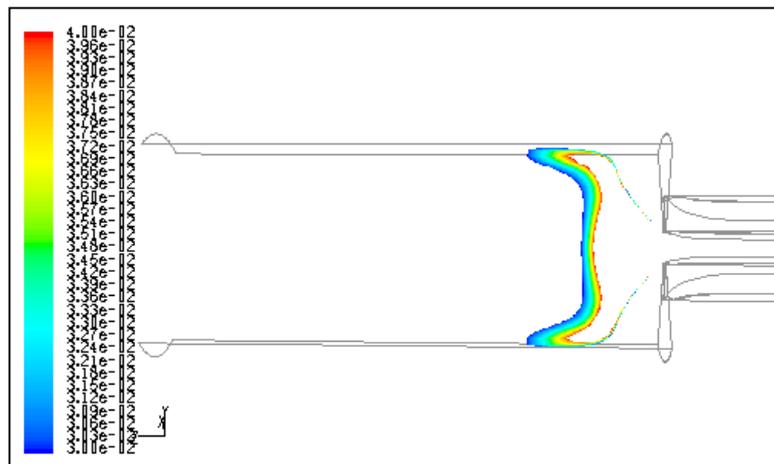


Fig. 8.23. Contorno stechiometrico test 1.

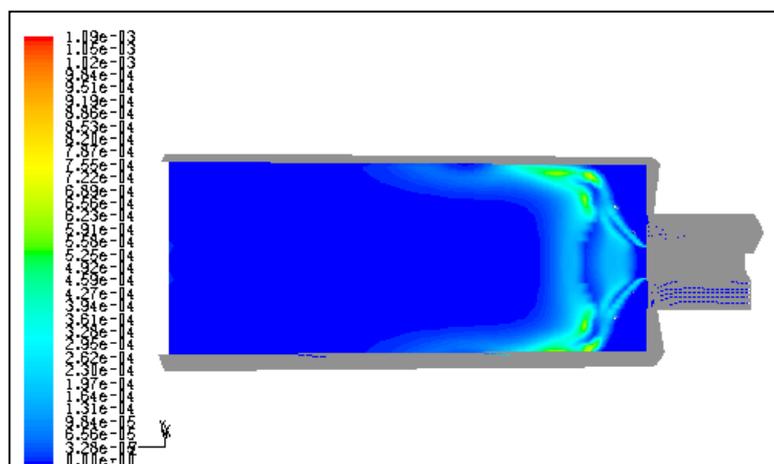


Fig. 8.24. Frazione di massa di OH test 1.

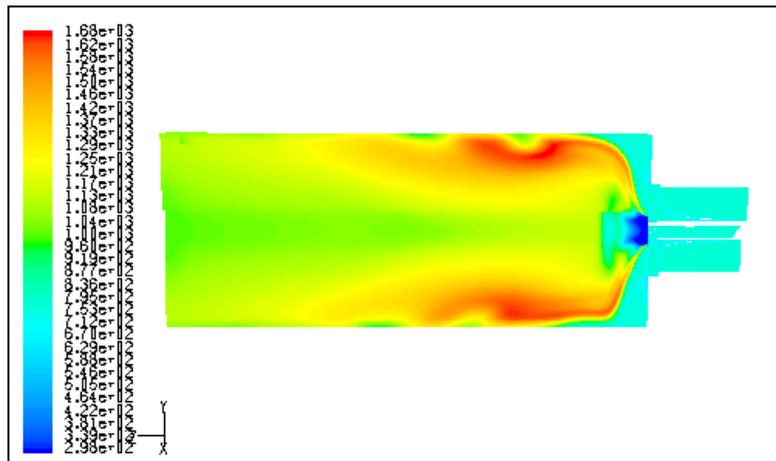


Fig. 8.25. Temperature (K) test 2.

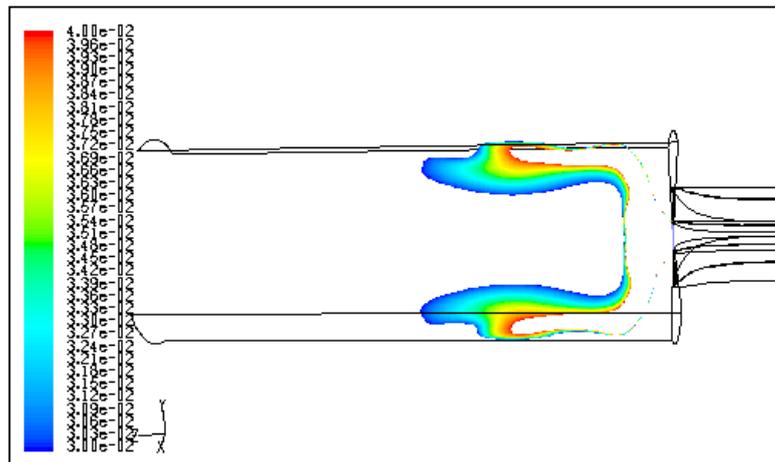


Fig. 8.26. Contorno stechiometrico test 2.

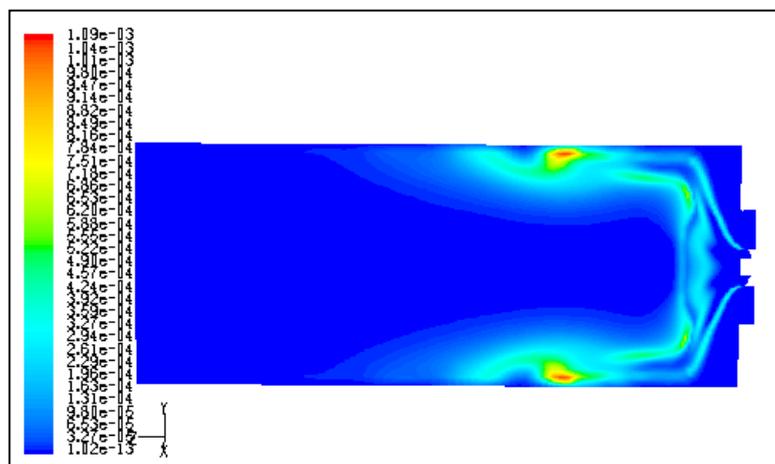


Fig. 8.27. Frazione di massa di OH test 2.

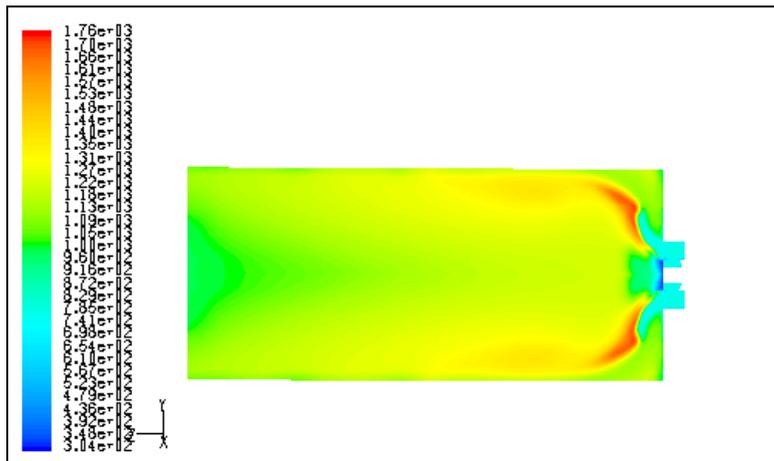


Fig. 8.28. Temperature (K) test 3.

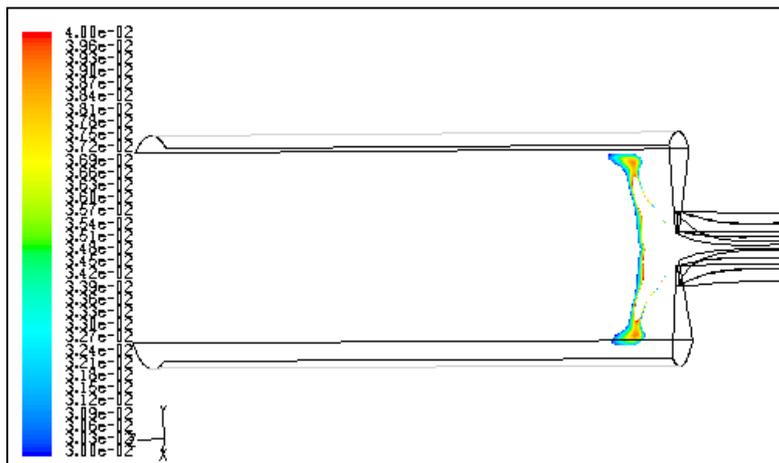


Fig. 8.29. Contorno stechiometrico test 3.

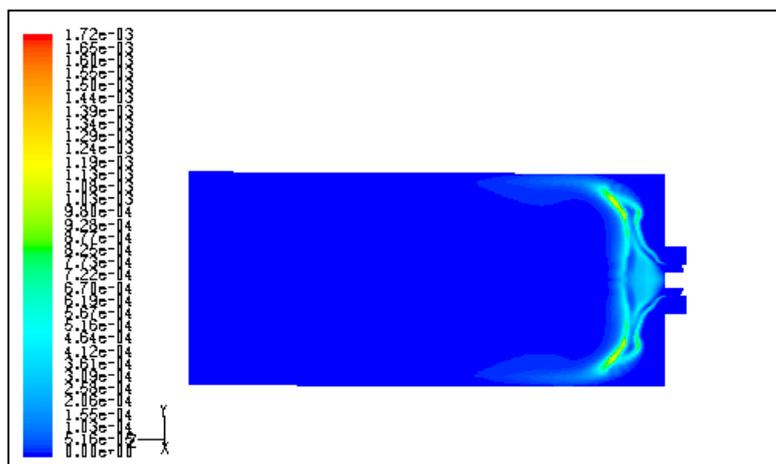


Fig. 8.30. Frazione di massa di OH test 3.

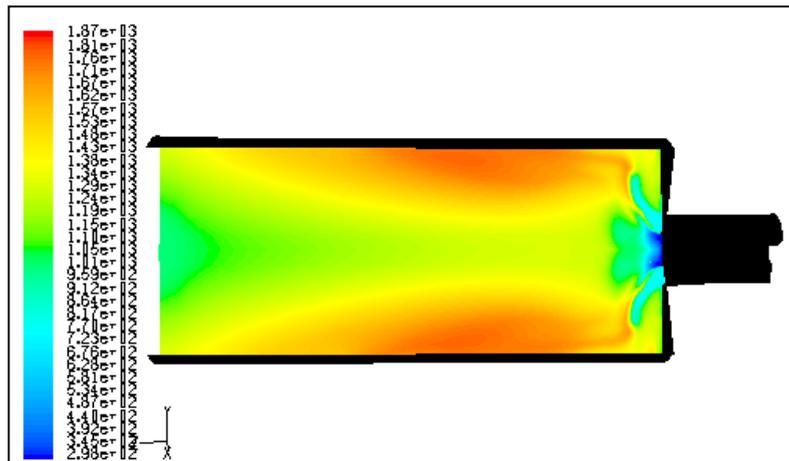


Fig. 8.31. Temperature (K) test 4.

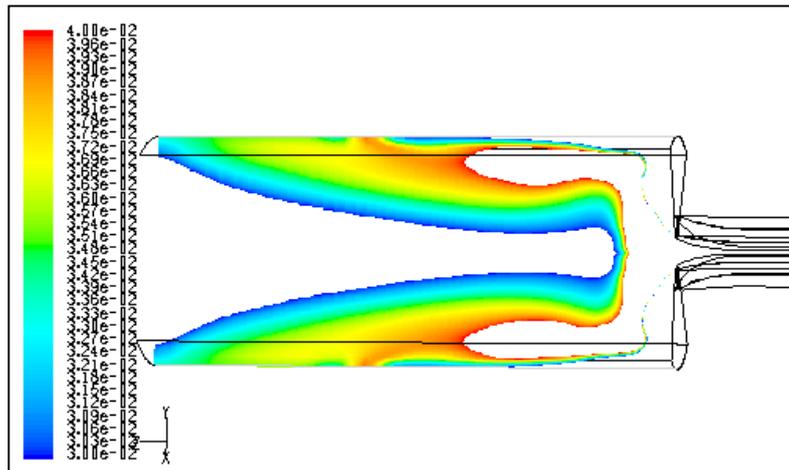


Fig. 8.32. Contorno stechiometrico test 4.

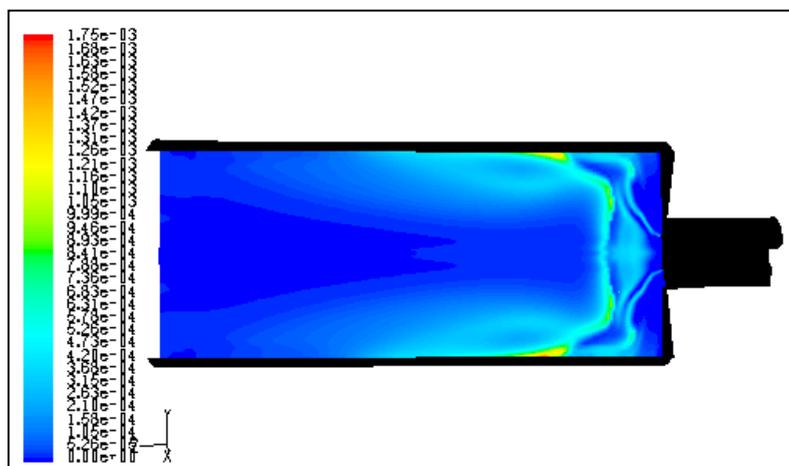


Fig. 8.33. Frazione di massa di OH test 4.

Addirittura a pari potenza si hanno minori emissioni. Per ricavare però notevoli incrementi di potenza, occorre imporre numeri di swirl molto alti, che comportano perdite di carico maggiori di quelle del sistema 1, a pari potenza. Il numero di swirl per le diverse simulazioni è stato valutato con le relazioni:

$$N_s = \frac{G\varphi}{RGx} \quad (8.1)$$

$$G\varphi = \int_0^R (Wr) \rho U 2\pi r dr$$

$$Gx = \int_0^R U \rho U 2\pi r dr + \int_0^R p 2\pi r dr$$

in cui R è il raggio. Il numero di swirl varia a seconda della sezione in cui viene calcolato. Nei vari vasi esaminati è stato valutato a 0.10 m dall'uscita dello swirlatore. Dalle figure precedenti (fig. 8.19) si nota chiaramente la formazione del vortice toroidale all'uscita dello swirlatore che agisce da stabilizzatore della fiamma, favorendo il miscelamento di combustibile e comburente e dei prodotti caldi con la miscela fresca ancora non accesa. Al crescere del numero di swirl, l'intensità del vortice cresce e la fiamma si schiaccia sempre di più verso l'ingresso. Le grosse dimensioni dello swirlatore rispetto alle dimensioni della camera di combustione, comportano inevitabilmente la formazione di un vortice toroidale molto allungato e la presenza di elevate temperature in vicinanza delle pareti: un problema che deve essere tenuto in considerazione, magari evitando di disporre tubi immediatamente all'uscita e sostituendoli con materiali opportuni.

Tab. 8.2.

Test	V fuel (m/s)	V exhaust (m/s)	Power (kW)	Ns	CO flow rate (kg/s)	Pressure losses (Pa)
1	2	18.5	16000	0.66	0.0012	130
2	2	25	16000	0.42	-	200
3	2	46.6	16000	2.00	-	950
4	5	46.6	40000	2.00	0.0003	950

Quindi un fattore importante sul campo di moto instaurato, è la dimensione della sezione trasversale della camera di combustione. Si è potuto osservare infatti come, aumentando il rapporto sezione camera di combustione/sezione swirlatore, a pari geometria dello stesso, incrementa il numero di swirl del campo di moto ottenuto.

I flussi radiativi su parete sono rappresentati in figura 8.34. Nell'analizzare il diagramma, occorre comunque tenere in conto l'effetto del maggiore o minore riflusso dalla superficie di uscita del dominio di calcolo, con la condizione di reverse flow di temperatura di 1000 K imposta.

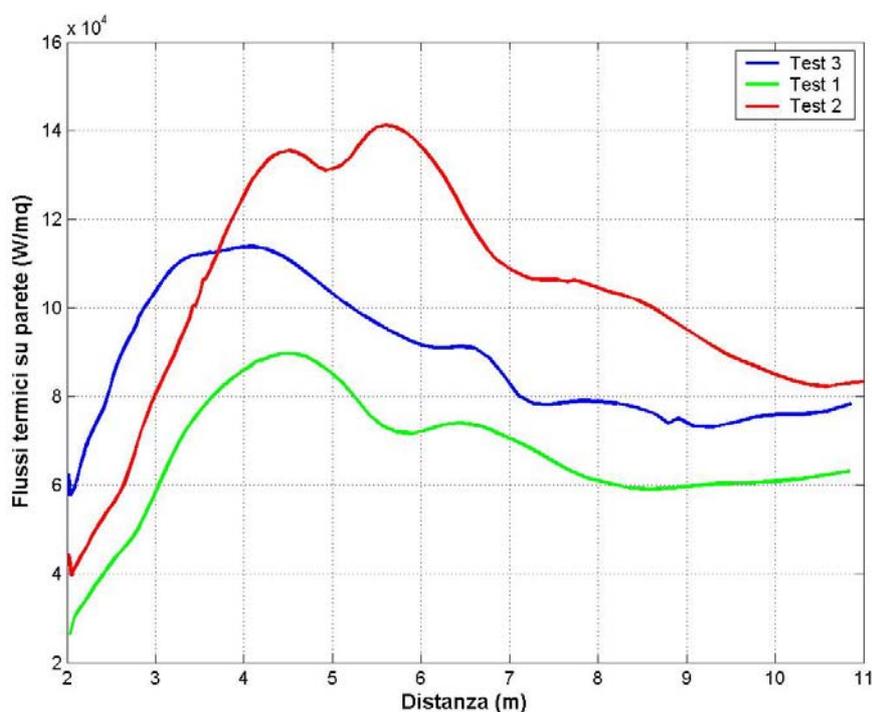


Fig. 8.34. Flussi termici su parete.

8.3 Confronto

Se si confrontano i sistemi 1 e 2, si nota subito la notevole semplicità del secondo rispetto al primo. Infatti per il sistema 1 occorre realizzare le strutture interna ed esterna opportunamente sagomate, in modo che una volta accoppiate guidino il flusso nella maniera voluta. La maggiore

complessità risalta anche dal punto di vista del numero di parametri progettuali (dimensione sezione finale, dimensione sezione di inserimento dei bruciatori, dimensione dei bluff-body, bloccaggio), ognuno dei quali andrebbe ottimizzato caso per caso. Per il sistema 2 invece i parametri progettuali da tenere in conto sono, essenzialmente, il diametro esterno dello swirlatore, che determina la velocità di ingresso del comburente, ed il numero di swirl da imporre. Come abbiamo già osservato comunque il sistema 1 offre migliori prestazioni quando si sale di potenza, tanto che le perdite di carico risultano inferiori a quelle del sistema 2. Il sistema 1 è sicuramente molto più modulabile, visto che si può avere in funzione una corona di bruciatori per volta oppure, utilizzando una immissione più puntuale piuttosto che uniforme lungo la corona, si può realizzare il sistema di adduzione del combustibile in modo da alimentare solo alcuni punti delle corone, distribuiti in maniera uniforme, per una ottimale parzializzazione. Per il sistema 2 c'è da dire che avere una sola fiamma di così grande potenza può certamente comportare dei problemi, ed appare comunque poco modulabile.

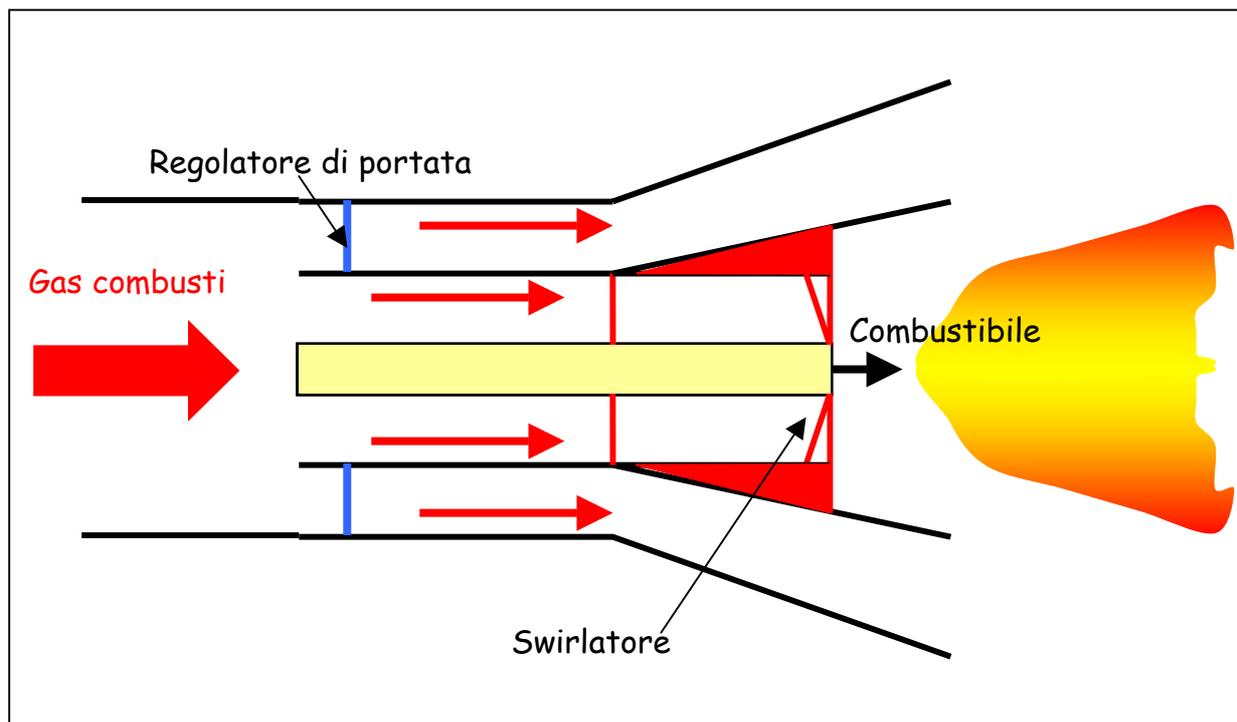


Fig. 8.35. Regolazione sistema 2.

Anche se con qualche semplice accorgimento è facile aggirare l'ostacolo. Per esempio nelle figure 8.35-8.37 è rappresentata una apparecchiatura che prevede l'aggiunta di un regolatore di portata. A pieno carico il regolatore è chiuso, lascia quindi passare i gas comburenti, e viene addotta la massima quantità di combustibile, mentre a carico parziale, il regolatore è parzialmente aperto e viene addotta solo la portata di combustibile desiderata. Questi accorgimenti permettono complessivamente una maggiore flessibilità nell'esercizio del sistema 2, rispetto al caso in cui tutta la portata dei gas di scarico dalla turbina fosse inviata al condotto swirlante.

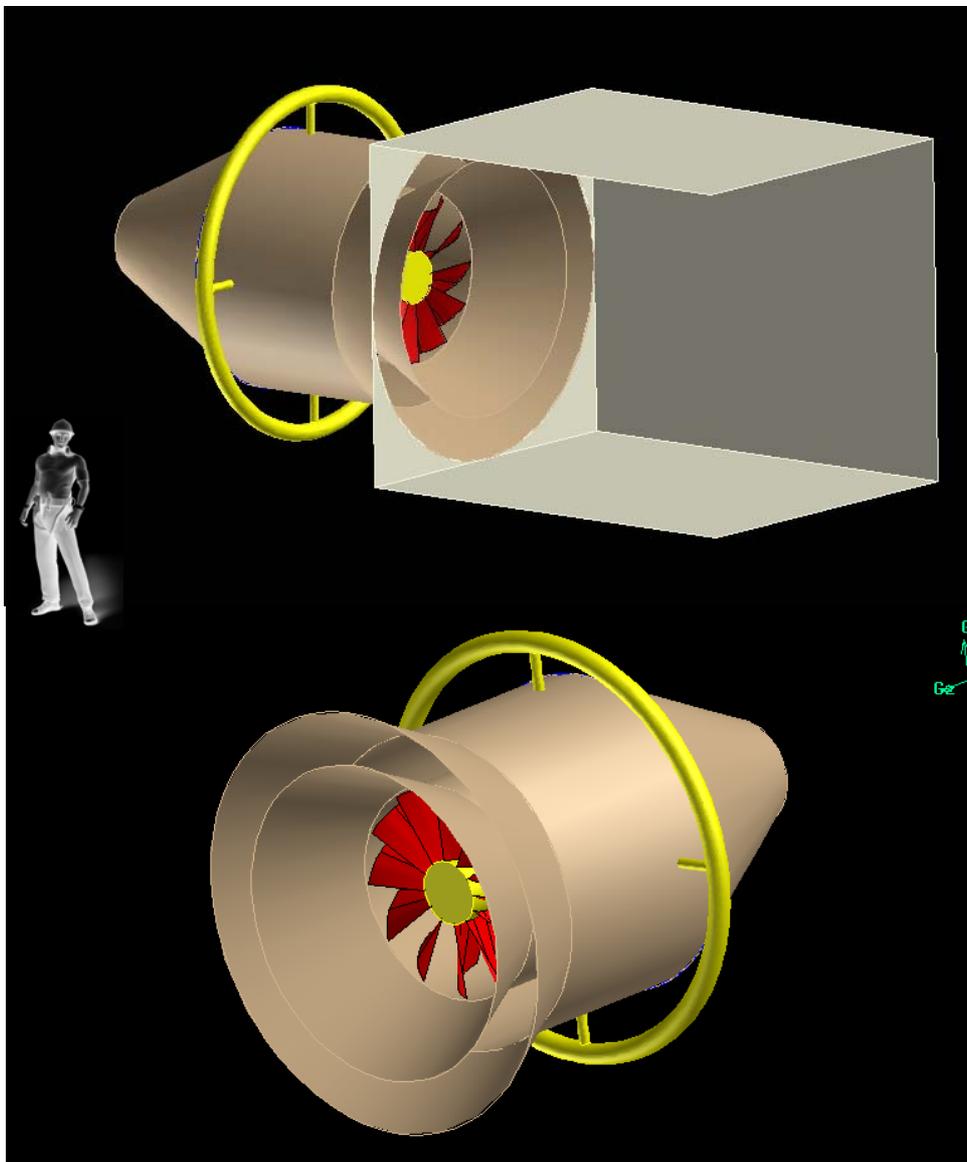


Fig. 8.36. Sistema 2 modificato, dettagli.

La parte di flusso bypassata viene diretta verso le pareti della camera di combustione, fungendo così da protezione per i tubi vaporizzatori.

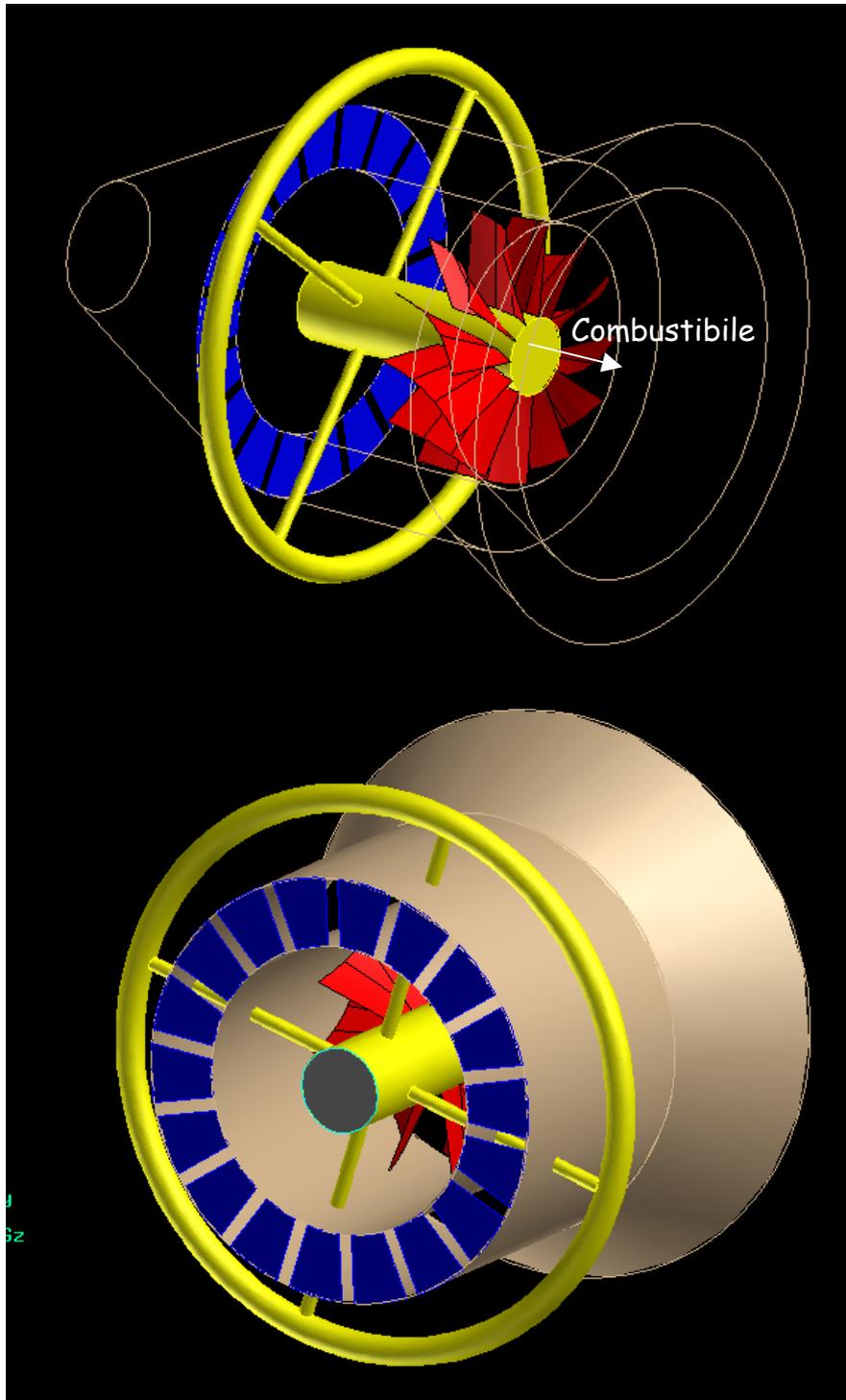


Fig. 8.37. Sistema 2 modificato, dettagli.

BIBLIOGRAFIA

1. Amoresano A., Chiummo G., Di Nardo A., Langella G., *Sui parametri progettuali di generatori di vapore a recupero in impianti di cogenerazione con postcombustione*, Congresso ATI 2003 S. Martino di Castrozza.
2. Anderson D. A., Tannehill J. C., Pletcher R. H., *Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer*, Hemisphere Publishing Corporation, 1984.
3. Barlow R. S., Chen J. Y., *On transient flamelets and their relationship to turbulent methane-air jet flames*, 24th Symp. (Int.) on Combustion, The combustion Institute, Pittsburgh, 231-237, 1992.
4. Baukal C. E. jr, *Industrial Burners Handbook*, CRC Press, 2003.
5. Beer J. M., Chigier N. A., *Combustion Aerodynamics*, Krieger, 1983.
6. Bilger R. W., *The structure of turbulent non premixed flames*, 22nd Symp. (Int.) on Combustion, The combustion Institute, Pittsburgh, 475-488, 1988.
7. Bilger R. W., *Turbulent diffusion flames*, Ann. Rew. Fluid Mech., 21, 101, 1989.

8. Bradshaw P., Cebeci T., Whitelaw J. H., *Engineering Calculation Methods for Turbulent Flows*, Academic Press, London, 1981.
9. Bray K. N., Peters N., *Laminar flamelets in turbulent flames*, *Turbulent Reacting Flow*, 63-113, Academic Press, 1994.
10. Bray K. N., Peters N., *Laminar Flamelets in Turbulent Flames*, In P. A. Libby and F. A. Williams, editors, *Turbulent Reacting Flows*, pages 63-114. Academic Press, 1994.
11. Burke S. P., Schuman T. E. W., *Diffusion Flames*, *Industrial and Engineering Chemistry*, 20, 998-1005, 1928.
12. Carvalho M. G., Farias T. , Fontes P. , *Predicting Radiative Heat Transfer in Absorbing, Emitting, and Scattering Media Using the Discrete Transfer Method*, In W.A. Fiveland et al., editor, *Fundamentals of Radiation Heat Transfer*, volume 160, pages 17-26. ASME HTD, 1991.
13. Cha M. S., Lee D. S. e Chung S. H., *Combustion and Flame* 117:636-645.
14. Chen H. C., Patel V. C., *Near-Wall Turbulence Models for Complex Flows Including Separation*, *AIAA Journal*, 26(6):641-648, 1988.
15. Chen Y., Chang C., Pan K., Yang J., *Combustion and Flame* 115:51-65, 1998.

16. Cheng P., *Two-Dimensional Radiating Gas Flow by a Moment Method*, AIAA Journal, 2:1662-1664, 1964.
17. Chui E. H., Raithby G. D., *Computation of Radiant Heat Transfer on a Non-Orthogonal Mesh Using the Finite-Volume Method*, Numerical Heat Transfer, Part B, 23:269-288, 1993.
18. Chiummo G., Di Nardo A., Giammartini S., Mongiello C., Noviello C., *Parametrical analysis on a exhaust gas-methane burner in steady-state conditions: a post-combustion case*, European Combustion Meeting "ECM2005" Belgium.
19. Coppalle A., Vervisch P., *The Total Emissivities of High-Temperature Flames*, Combustion and Flame, 49:101-108, 1983.
20. Davies J. T., *Turbulence Phenomena*, Academic Press New York and London, 1972.
21. Di Nardo A., Langella G., Mongiello C., *Analisi delle prestazioni di bruciatori per post-combustione*, Congresso ATI 2005 Roma.
22. Feikema D., Chen R. H. e Driscoll J. F., *Combustion and Flame* 80:135-195, 1990.
23. Fletcher C.A.J., *Computational Techniques for Fluid Dynamics volume 1 and 2*, Springer Verlag, Berlin, 1988.

24. Fiveland W. A., Jamaluddin A. S., *Three-Dimensional Spectral Radiative Heat Transfer Solutions by the Discrete Ordinates Method*, HTD Vol. 106, Heat Transfer Phenomena in Radiation, Combustion and Fires, pp. 43-48, 1989.
25. FLUENT User's Guide. Fluent.Inc, 2000.
26. Gran I. R., Magnussen B. F., *A numerical study of a bluff-body stabilized diffusion flame. part 2. influence of combustion modeling and finite-rate chemistry*, Combustion Science and Technology, 119:191, 1996.
27. Hinze J. O., *Turbulence*, McGraw-Hill Publishing Co., New York, 1975.
28. Hottel H. C. e Sarofim A. F., *Radiative transfer*, McGraw-Hill, New York, 1967.
29. Jones W. P., Whitelaw J. H., *Calculation Methods for Reacting Turbulent Flows: A Review*, Combust. Flame, 48:1-26, 1982.
30. Kim S. E., Choudhury D., *A Near-Wall Treatment Using Wall Functions Sensitized to Pressure Gradient*, In *ASME FED Vol. 217, Separated and Complex Flows*. ASME, 1995.
31. Kuo K.K., *Principles of Combustion*, John Wiley and Sons, New York, 1986.
32. Launder B. E., *Advanced turbulent models for industrial applications*, Turbulence and Transition modeling, 193-192, Kluwer Academic Publishers, 1996.

33. Launder B. E., Reece G. J., Rodi W., *Progress in the Development of a Reynolds-Stress Turbulence Closure*, J. Fluid Mech., 68(3):537-566, April 1975.
34. Launder B. E., Spalding D. B., *Lectures in Mathematical Models of Turbulence*, Academic Press, London, England, 1972.
35. Launder B. E., Spalding D. B., *The Numerical Computation of Turbulent Flows*, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 3:269-289, 1974.
36. McAdams W. H., *Heat transmission*, McGraw-Hill, New York, 1958.
37. Menter F. R., *Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications*, AIAA Journal, 32(8):1598-1605, August 1994.
38. Modest M. F., *The Weighted-Sum-of-Gray-Gases Model for Arbitrary Solution Methods in Radiative Transfer*, J. Heat Transfer, 113:650-656, 1991.
39. Pantakar S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere Publishing Corporation, 1980.
40. Peters N., *Progress in Energy and Combustion Science* 10:319-339, 1984.
41. Peters N., *Twentieth-Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute Pittsburgh, pp 353-360, 1984.
42. Peters N., *Turbulent Combustion*, Cambridge University Press, 2000.

43. Pope S. B., *Turbulent Flows*, Cambridge University Press, 2000.
44. Shah N. G., *A New Method of Computation of Radiant Heat Transfer in Combustion Chambers*, PhD thesis, Imperial College of Science and Technology, London, England, 1979.
45. Shih T.H., Liou W. W., Shabbir A. , Yang Z. , Zhu J., *A New $k-\varepsilon$ Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows - Model Development and Validation*, *Computers Fluids*, 24(3):227-238, 1995.
46. Siegel R., Howell J. R., *Thermal Radiation Heat Transfer*, Hemisphere Publishing Corporation, Washington D.C., 1992.
47. Smith T. F., Shen Z. F., Friedman J. N., *Evaluation of Coefficients for the Weighted Sum of Gray Gases Model*, *J. Heat Transfer*, 104:602-608, 1982.
48. Raithby G. D., Chui E. H., *A Finite-Volume Method for Predicting a Radiant Heat Transfer in Enclosures with Participating Media*, *J. Heat Transfer*, 112:415-423, 1990.
49. Rhine J.M., Tucker R.J., *Modelling of Gas-Fired Furnaces and Boilers*, British Gas, McGraw-Hill, New York, 1991.
50. Versteeg H. K., Malalasekera W., *An introduction to computational fluid dynamics The finite volume method*, Longman, 1995.

-
51. Warnatz J., Maas U., Dibble R. W., *Combustion*, Springer, Berlin, 2001.
52. Wilcox D. C., *Turbulence Modeling for CFD*, DCW Industries, Inc., La Canada, California, 1998.
53. Yakhot V., Orszag S. A., *Renormalization Group Analysis of Turbulence: I. Basic Theory*, Journal of Scientific Computing, 1(1):1-51, 1986.

