Agenzia nazionale per le nuove tecnologie, l'energia e lo sviluppo economico sostenibile

MINISTERO DELLA TRANSIZIONE ECOLOGICA

Large Eddy Simulation del bruciatore Romulus alimentato ad Idrogeno: morfologia e caratteristiche della fiamma

D. Cecere, E. Giacomazzi, N.M. Arcidiacono

Report RdS/PTR2021/292

LARGE EDDY SIMULATION DEL BRUCIATORE ROMULUS ALIMENTATO AD IDROGENO: MORFOLOGIA E CARATTERISTICHE DELLA FIAMMA (LA3.27)

D. Cecere, E. Giacomazzi, N.M. Arcidiacono

ENEA

Dicembre 2021

Report Ricerca di Sistema Elettrico

Accordo di Programma Ministero della Transizione Ecologica - ENEA
Piano Triennale di Realizzazione 2019-2021 - III annualità 2021
Obiettivo: *Sistema Elettrico*
Progetto: 1.2 Sistemi di accumulo, compresi elettrochimico e power to gas, e relative interfacce con le reti
Linea di attività: *LA3.27 Integrazione P2G/sistemi generazione elettrica innovativi: fuel-flexibility - studi sperimentali e numerici AGATUR/ROMULUS.*
Responsabile del Progetto: Giulia Monteleone, ENEA
Responsabile del Work package: Eugenio Giacomazzi, ENEA

Indice

SOMMARIO 3

1 INTRODUZIONE 4

2 DESCRIZIONE DELLE ATTIVITÀ SVOLTE E RISULTATI 5

2.1 CARATTERISTICHE DELLA SIMULAZIONE 5

2.2 ANALISI DEI RISULTATI 6

CONCLUSIONI 11

3 RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI 13

Sommario

In questo lavoro è stata effettuata una simulazione Large Eddy del combustore chiamato ROMULUS (laboratorio IPSE di ENEA Casaccia) alimentato con una miscela magra di Idrogeno ed Aria. IL bruciatore in questione in certe condizioni di alimentazione (condizioni sperimentate nel suddetto laboratorio) opera in condizioni di instabilità termoacustica dove le fluttuazioni di pressione determinate dalla fluidodinamica, ed il rilascio di calore della zona di combustione si accoppiano determinando una concentrazione di emissione sonora lungo alcune frequenze caratteristiche (782 Hz). Frequenze che abbiamo ritrovato all'interno del combustore (800 Hz) grazie al monitoraggio delle grandezze fluidodinamiche (su tutte la pressione) all'interno della camera di combustione. Si è utilizzato uno schema cinetico ridotto con 11 specie chimiche e specifico per la chimica dell'idrogeno in aria. Si sono evidenziati inoltre, attraverso l'analisi dei profili istantanei di ione OH, spegnimenti localizzati dovuti ad effetti di diffusività preferenziale dell'idrogeno che causa variazioni locali della composizione chimica e quindi del rapporto di equivalenza già basso (fiamma magra nel suo complesso) e quindi di fiamme che localmente sono meno resistenti agli effetti di strain di velocità legati alla turbolenza.

1 Introduzione

L'attenzione della ricerca si spostando sempre di più sull'utilizzo di combustibili quali l'idrogeno ed idrocarburi arricchiti con idrogeno per soddisfare la sempre maggiore richiesta di riduzione di emissioni inquinanti prodotte dai processi di combustione e dalla necessità di convertire l'eccesso di energia elettrica proveniente dalle fonti rinnovabili (eolico e solare in primis) sotto forma di energia chimica (power to gas). La combustione dell'idrogeno o di miscele di idrogeno e idrocarburi porta ad una riduzione della anidride carbonica emessa in atmosfera, ma ad un innalzamento delle temperature di combustione con conseguente produzione dei nocivi ossidi di azoto attraverso il meccanismo noto come *thermal path*. Quest'ultimo inconveniente può essere ovviato, bruciando queste miscele reagenti in grande eccesso d'aria, o combustione magra o contemporaneamente aggiungendo gas combusti (CO_2 ed H_2O) alla miscela di combustibile.

Infatti, l'aggiunta di idrogeno permette una estensione dei limiti di infiammabilità rispetto a quelli ottenibili dalle miscele con solo idrocarburi [1]. In questa situazione però, l'estrema diffusività in massa della molecola di idrogeno, dovuta alle sue piccole dimensioni, rispetto ai più pesanti idrocarburi e all'ossigeno, si traduce in un numero di Lewis (Le, definito come il rapporto tra la diffusione termica e quella in massa) minore dell'unità.

Questo tipo di miscele reagenti (Le<1) hanno come conseguenza l'insorgenza di diversi tipi d'instabilità: quella termodiffusiva, caratterizzata dalla formazione di corrugazioni di piccola scala (pochi spessori del fronte di fiamma che a pressione atmosferica è dell'ordine delle centina di micron) e di grande curvatura, che si protendono verso i prodotti di combustione; l'instabilità idrodinamica, simile nella forma delle corrugazioni del fronte di fiamma a quella termodiffusiva, ma di dimensioni maggiori (10-20 spessori di fiamma) e con un risvolto anche sul campo fluidodinamico in cui la fiamma è immersa.

Entrambe le instabilità, da un lato tendono ad aumentare la superficie del fronte di fiamma, dall'altro, la particolare forma rastremata delle corrugazioni del fronte (verso i prodotti di combustione) causa una migrazione del combustibile più leggero che porta ad una locale diminuzione del rapporto di equivalenza riducendo quindi l'intensità di combustione, fino alla conseguenza di spegnimenti localizzati.

Il primo effetto, se controllato, ha un importante risvolto ingegneristicamente benefico, nel senso che questo aumenta la quantità di combustibile convertito in energia termica nell'unità di tempo e quindi la richiesta di energia da parte dell'utilizzatore può essere soddisfatta attraverso la progettazione di macchine più compatte. In seconda analisi invece, causa un aumento degli incombusti rilasciati nell'atmosfera a causa dell'aumento di zone in cui la fiamma si spegne.

Altro tipo di fenomeno instabile e per il quale l'aggiunta di idrogeno può avere effetti amplificativi, è quello di tipo termoacustico, dove un'interferenza tra il rilascio di calore e le onde di pressione generate dalle fluttuazioni del rilascio di calore della combustione e modulate dalla geometria della camera di combustione, possa portare il sistema combustione-combustore ad avere oscillazioni della temperatura e della pressione tali da danneggiare la camera di combustione.

L'energia di queste oscillazioni è concentrata attorno ad alcune frequenze isolate. Al contrario, nel regime stabile di combustione, detto *rumore di combustione,* le fluttuazioni sono caratterizzate da un'emissione distribuita su un ampio intervallo di frequenze dove queste onde in un processo di mutua influenza perturbano la fiamma che allo stesso tempo agisce sull'acustica della camera stessa. In questo lavoro abbiamo simulato il bruciatore premiscelato ROMULUS, funzionante in una condizione magra (Θ=0.6) con combustibile Idrogeno/Aria e sottoposto ad instabilità termoacustiche.

2 Descrizione delle attività svolte e risultati

Nella linea di attività WP3-LA27 Integrazione P2G/sistemi generazione elettrica innovativi: fuel-flexibility - studi sperimentali e numerici AGATUR/ROMULUS è prevista la simulazione attraverso tecnica LARGE EDDY SIMULATION (attraverso il codice proprietario HEART) del bruciatore ROMULUS nelle condizioni sperimentali precedentemente studiate nella linea di attività WP3-LA25 e per le quali sono disponibili alcuni risultati relativi a misure LIF di radicali OH e le condizioni al contorno (velocità medie della miscela di H_2/Aria e fiamme pilota).

Questa sezione sarà quindi organizzata in questo modo: i) descrizione dell'apparato numerico e delle condizioni al contorno; ii) descrizione generale della morfologia della fiamma nelle condizioni suddette e valutazione sugli effetti dell'instabilità sulle caratteristiche della fiamma stessa.

2.1 Caratteristiche della simulazione

Nell'immagine riportata in Fig. 1a è rappresentato il bruciatore Romulus caratterizzato dalla camera di combustione in quarzo, lo slot rettangolare da cui fluisce il getto di miscela reagente (10x3 mm) e sul quale la fiamma premiscelata si ancora in maniera stabile. Al lato si notano le due griglie di fori circolari da cui esce la miscela reagente delle fiamme pilota e che manterranno la fiamma principale ancorata all'uscita dello slot.

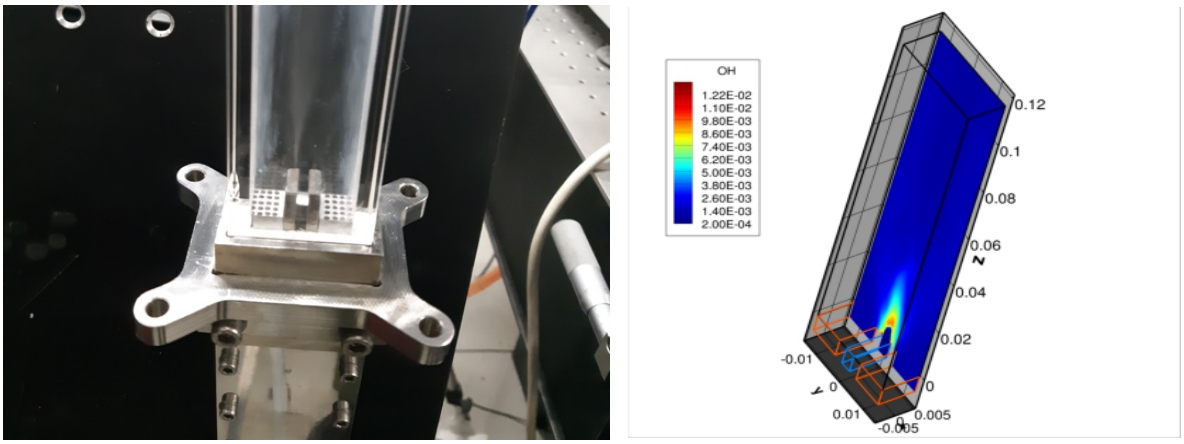

Figura 1 a) Immagine d'insieme del bruciatore; b) Edges delle Zone computazionali della simulazione;

In Figura 1b invece è riportatala configurazione computazionale utilizzata per la risoluzione delle equazioni di Navier-Stokes per fluidi compressibili e reattivi. Il campo fluidodinamico è suddiviso in 4 zone. La prima (edges in blu nella Fig.1b) rappresenta il canale attraverso il quale fluisce la miscela di H_2/Aria (Equivalence ratio pari a 0.6, corrispondente ad una fiamma magra e cioè ricca di ossidante), la velocità della miscela è di 21m/s ad una Temperatura di 300K, due canali laterali (edges in arancione nella Fig.1b) attraverso i quali fluiscono i gas combusti delle fiamme pilota stechiometriche di CH_4/Aria ad una temperatura di 1940K, velocità di 0.85 m/s e costituite sostanzialmente da CO_2 (Y=0.12), H_2O (Y=0.1), CO (Y=0.00047) ed il resto N_2. I due canali sono separati da pareti dello spessore di 3mm. All'ingresso della camera di combustione, nella zona di ingresso della miscela di combustibile è stata imposta turbolenza sintetica caratterizzata da una fluttuazione delle velocità pari al 20% della velocità media di ingresso (4m/s, questo dato è tipico di numeri di Reynolds Re=10000 circa, non essendo disponibili dall'esperimento dati relativi a profili di velocità e loro fluttuazioni ma solo le portate medie della miscela combustibile). Il numero di punti utilizzati per discretizzare ognuna delle tre direzioni spaziali della griglia computazionale è di 100x200x452 per la direzione x,y,z rispettivamente. Il combustore ha una dimensione nella direzione x di 0.01 m. Lo spessore della griglia presenta un massimo $2*10^{-4}$ m. In particolare, la griglia non presenta una distribuzione uniforme dei punti che sono più concentrati nella zona di iniezione del combustibile e diradati man mano

che si raggiunge l'uscita del combustore lungo la direzione z. La pressione di funzionamento è di 1 atmosfera. Sono state applicate condizioni di no-slip su tutte le pareti solide e condizioni al contorno non riflessive nella sezione di uscita dei gas combusti verso l'ambiente esterno (z=0.12 m).
Le simulazioni sono state eseguite utilizzando il codice proprietario HEART che risolve le equazioni di Navier-Stokes nella loro forma conservativa e compressibile attraverso un metodo esplicito (la soluzione al nuovo istante dipende solo ed esclusivamente dalla soluzione all'istante precedente) in particolare uno schema di avanzamento temporale Runge-Kutta di tipo Shu ed Osher [1], con un'accuratezza fino al terzo ordine sia spaziale che temporale. Per modellare il trasporto molecolare di massa si è adottata la formula di Hirschfelder e Curtiss per le miscele multicomponenti [3]. Il flusso diffusivo di massa dovuto all'effetto Soret (termoforetico) è tenuto in conto nelle equazioni. I coefficienti binari di diffusione delle specie chimiche sono calcolati attraverso la teoria cinetica dei gas così come la viscosità dinamica e la conduttività termica.
La cinetica chimica utilizzata per le reazioni dell'idrogeno con l'aria deriva da uno schema semplificato derivante da uno schema del Politecnico di Milano utilizzato per miscele di Syngas [2]. In questo caso, infatti, nonostante la simulazione riguardi una miscela H_2/aria bisogna tenere in conto dei prodotti di combustione delle fiamme pilota in particolare CO e CO_2 Lo schema adottato è costituito da 11 specie chimiche. Il passo di avanzamento temporale delle equazioni è di $5*10^{-9}$ s, limitato per questioni di stabilità relativi alla stiffness delle equazioni dovuta alla presenza di termini sorgenti nelle equazioni di trasporto delle specie chimiche e dell'energia totale. Il tempo totale simulato è pari a circa 0.01 s corrispondente a circa due tempi convettivi (tempo necessario alla miscela di combustibile a percorrere l'intera camera di combustione). Oltre alle portate di miscela combustibile e quella relativa alle fiamme pilota, i dati sperimentali hanno fornito all'uscita del combustore il segnale acustico nel tempo fornito da un microfono (misura integrale e non puntuale). Da questo segnale si è estratta una frequenza caratteristica legata ad instabilità di combustione pari a 782Hz. L'instabilità di combustione caratterizzata da questa frequenza è dovuta all'interazione tra la fiamma principale di H_2/Aria e le fiamme pilota laminari. Nella simulazione si è scelto di approssimare le fiamme pilota come un semplice plug flow di gas combusti e di associarvi una fluttuazione acustica pari proprio a quella trovata sperimentalmente. Differentemente, sarebbe stato necessario simulare nella zona d'ingresso delle fiamme pilota (zone 2 e 3 con edges arancioni nella figura 1b) tutta la struttura di fiamma laminare. Ora, poiché la fiamma laminare stechiometrica di CH_4/Aria ha uno spessore di fronte di fiamma (zona dello spazio fisico all'interno del quale la miscela CH_4/Aria reagisce e produce i gas combusti, con incremento della temperatura da quella ambiente a quella adiabatica di fiamma) dell'ordine di 0.250 mm, questo implica che nelle due zone di ingresso delle fiamme pilota, si sarebbe dovuta adottare una griglia molto fitta (con un delta di griglia dell'ordine di $1*10^{-5}$ m e quindi circa $1*10^{9}$ punti per le zone 2 e 3 della mesh) con un costo computazionale improponibile per una LES.

2.2 Analisi dei risultati

Le Figure 2 a-b mostrano due istantanee delle simulazioni del bruciatore Romulus con e senza l'eccitazione acustica a 782 Hz. Nelle due immagini sono è rappresentata l'isosuperficie di temperatura a T=1600 K colorata con la mass fraction di OH. Inoltre, nelle zone della griglia computazionale due e tre sono rappresentate due slices a z=-0.006m colorate con la quantità di moto lungo la direzione z, rappresentative delle fluttuazioni di velocità introdotte attraverso la turbolenza sintetica e che mostrano inoltre la dimensione delle strutture vorticose associate alla turbolenza in ingresso stessa.
Si nota come le isosuperfici di T siano diverse e che per la fiamma senza eccitazione acustica gli effetti delle pareti a x=±0.005 m siano molto evidenti (tendendo a schiacciare la isosuperficie di T verso le pareti stesse). Infatti, la isosuperficie di temperatura ha una struttura piramidale a base rettangolare (0.01m x 0.003 m corrispondente alla sezione di uscita della miscela di H_2/Aria) con un tip che si trova a circa 0.03 m e con gli spigoli che presentano curvature negative (concavità che si estende nella miscela fresca).

Si nota anche che in entrambi i casi la massima concentrazione di OH si trova sulla iso-superficie di temperatura che presenta curvatura positiva (concavità rivolta verso i gas combusti), questo in accordo con gli effetti di concentrazione di H_2 dovuti ad effetti di diffusività differenziale [4].

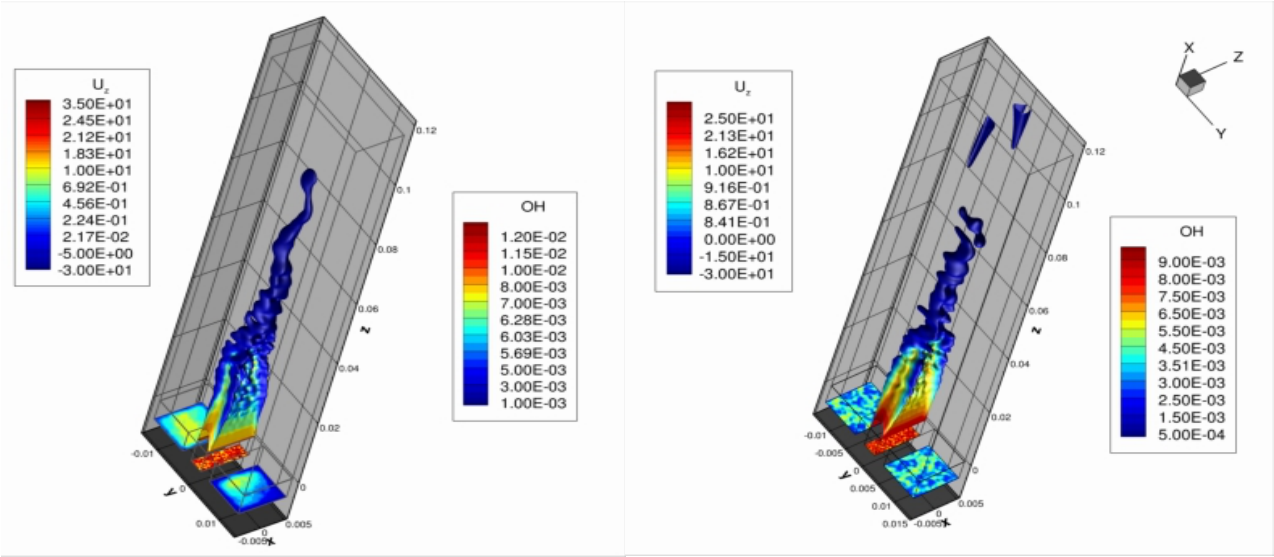

Figura 2 Iso-superficie di T colorata con la mass fraction di OH e slice a z=-0.006 m colorata con la quantità di moto in direzione z. a) Con forzante acustica b) Senza forzane acustica.

L'effetto della diffusività differenziale sulla posizione dei valori massimi di concentrazione di OH sulle curvature positive e l'effetto delle pareti sulla forma complessiva della fiamma si possono osservare più nel dettaglio nella Fig.3 dove vengono rappresentate le mass fraction di OH su due piani a y=0 e x=0 relativamente ad un campo fluidodinamico istantaneo.

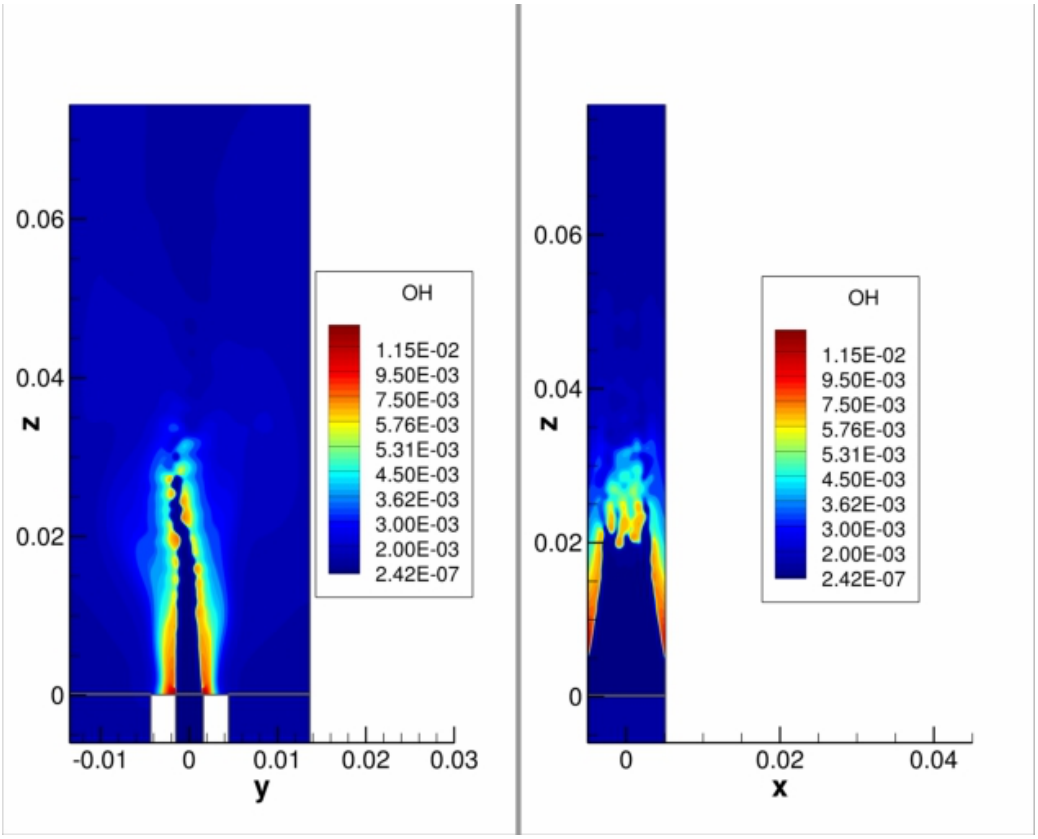

Figura 3 Sezioni di piani a x=0 m e y=0 m rispettivamente colorati con la mass fraction di OH.

La concentrazione di OH è massima appena all'uscita del flusso di miscela combustibile e, come si vede sempre dall'immagine di sinistra di Fig.3 nelle zone dove la curvatura del fronte di fiamma (zona caratterizzata da colori che vanno dall'arancione al rosso) presenta la concavità diretta verso i gas combusti (zona caratterizzata da colori intorno al blu sempre nella stessa figura).
Intorno a z=0 la concentrazione di OH è massima poiché in quella zona, a causa della presenza delle pareti, le velocità diminuiscono drasticamente, formandosi una zona di ricircolo con tempi di residenza più lunghi rispetto ad altre zone, e poiché la fiamma è sottoposta a strain più bassi, i valori di OH sono più alti. Man mano che si va verso altezze maggiori, il fronte di fiamma si assottiglia, essendo sottoposto a strain sempre più grandi (i gradienti di velocità crescono soprattutto quelli nella direzione y dove le velocità passano da valori pari a quelli di iniezione del combustibile a quelli delle fiamme pilota). Si può inoltre osservare come la presenza delle pareti in direzione x influenzi allo stesso modo la fiamma e la relativa concentrazione di OH. Vicino alle pareti la concentrazione risulta sempre più alta.
Se ci riferiamo ai risultati relativi ai campi medi (Fig.4/5) ottenuti su un tempo totale di circa 0.006 s osserviamo gli stessi andamenti per quanto riguarda le concentrazioni dei radicali OH.

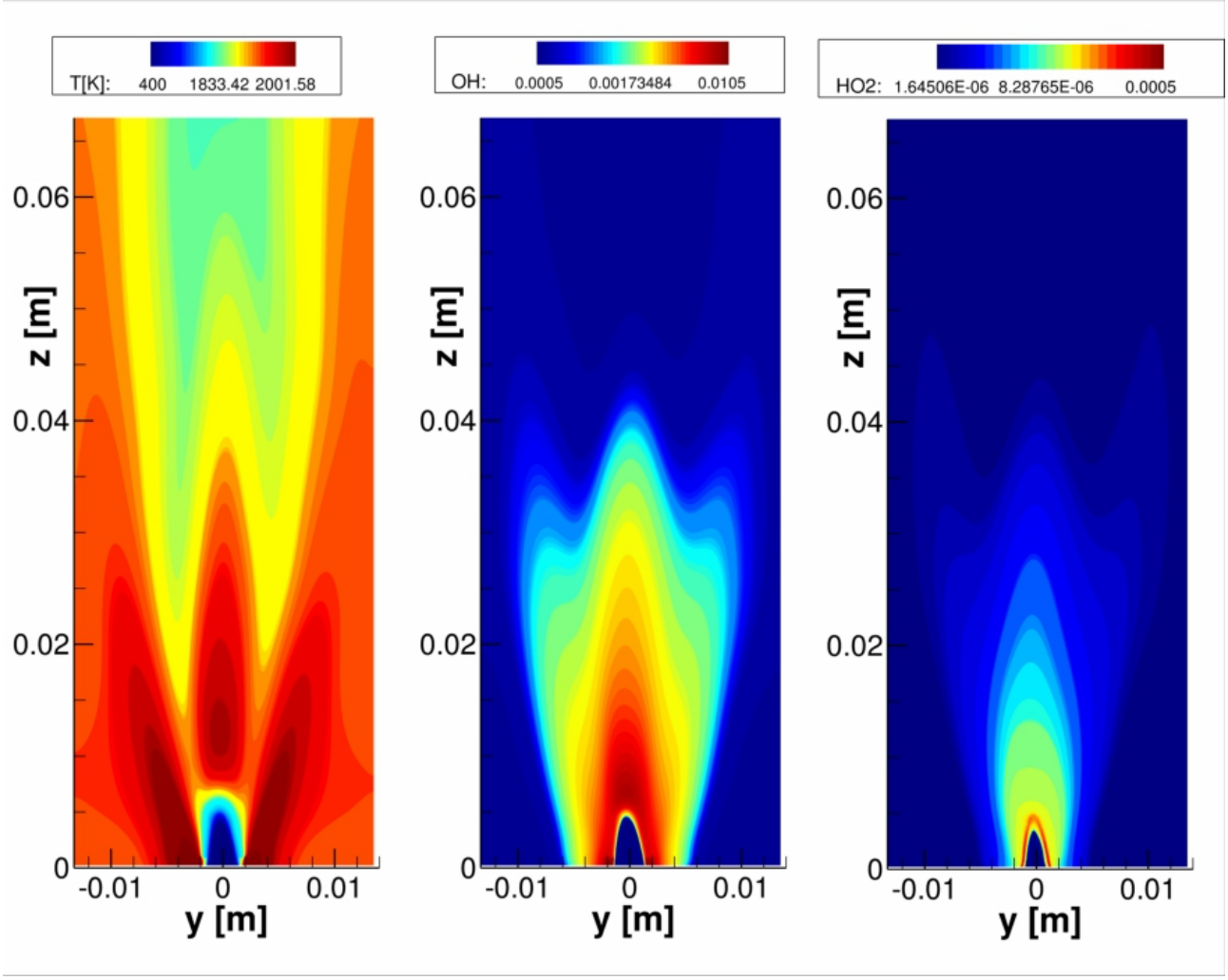

Figura 4 Campi medi di temperatura, OH mass fraction ed HO_2 nel piano x=0 m.

Per quanto riguarda i campi medi del radicale OH si nota a differenza dei capi istantanei un ispessimento del fronte di fiamma e la presenza di OH ad y maggiori man mano che la z aumenta. Questo è dovuto sostanzialmente a fenomeni di shedding della fiamma che quindi oscilla lungo la direzione y.
Sono stati fissati dei punti all'interno del dominio per i quali sono state conservate in funzione del tempo tutte le grandezze fluidodinamiche più importanti, nonché le concentrazioni delle specie chimiche. In totale sono stati collocati 12 punti di monitoraggio. I primi 4 sono stati collocati sulla retta intersezione dei piani

x= 0 m e y = 0 m ad altezze pari a z=0 m, z=0.025 m, z=0.05 m, z=0.12 m (sull'uscita della camera di combustione) gli altri su rette parallele all'asse z ed a y=0.003 m ed y=0.009 m ed alle stesse altezze.

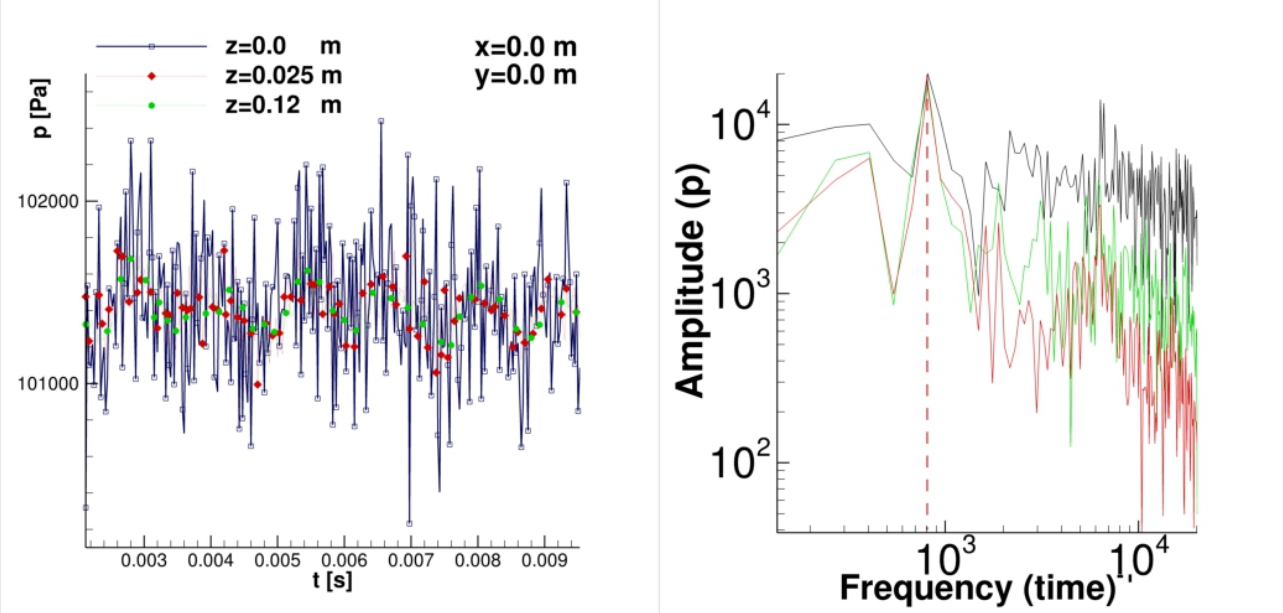

Figura 5. a) Fluttuazioni di pressione in tre punti di monitoraggio a diverse altezze z b) Corrispondenti trasformate di Fourier.

Come si nota dalla Figura 5a, dove sono rappresentate le fluttuazioni di pressione monitorate in funzione del tempo in tre specifici punti del dominio computazionale, le fluttuazioni di pressione sono dell'ordine dei 1000Pa subito all'uscita del condotto che trasporta la miscela combustibile e che si trova ad una temperatura di circa 298K (z=0 m).
Non appena si osserva l'andamento della stessa variabile in punti che si trovano ad altezze superiori (z=0.025 m e z=0.12 m) le fluttuazioni diminuiscono in intensità e diventano dell'ordine dei 300 Pa (dell'ordine dell'ampiezza delle fluttuazioni imposte all'ingresso delle fiamme pilota).
Questo è legato al fatto che per altezze superiori la temperatura aumenta, essendo associata alla presenza di gas combusti (vedi Fig.4a). Questo comporta una viscosità maggiore che attenua le oscillazioni di pressione.
Se, inoltre, osserviamo le trasformate di Fourier del segnale di pressione nel tempo (Fig.5b) si nota subito la presenza di un primo picco con ampiezza massima ad una frequenza di circa 800Hz. Questo picco coincide con la frequenza che abbiamo imposto alle fluttuazioni acustiche all'ingresso delle fiamme pilota.
È presente poi un altro picco intorno a 6000 Hz della stessa ampiezza ma solo per il punto di monitoraggio posizionato appena all'uscita del condotto di alimentazione del combustibile. Per altezze superiori questa ampiezza diminuisce di quasi un ordine di grandezza.
Questa frequenza è sicuramente legata alle dimensioni del condotto di immissione della miscela di combustibile. Se ci soffermiamo all'analisi di altri punti che sono posizionati lungo una retta parallela all'asse z ma ad x=0 m e y=0.009 m (quindi posizionati tutti in una zona dove a causa di forti zone di ricircolo sono presenti solo gas di combustione) notiamo che le fluttuazioni di pressione sono per tutti i punti dell'ordine di 300 Pa e la frequenza massima di queste fluttuazioni è pari a circa 800 Hz (evidenziata con una linea rossa tratteggiata verticale in Fig.5b e Fig6b). Per quanto riguarda le fluttuazioni di pressione nel piano di uscita della camera di combustione esse sono dell'ordine di 200 Pa quindi vengono smorzate all'interno della camera di combustione nel loro passaggio dall'ingresso delle fiamme pilota verso l'uscita del combustore. I dati sperimentali ottenuti tramite un microfono posizionato appena all'uscita della camera, rilevano delle fluttuazioni di circa 3Pa. Questo però non deve trarre in inganno poiché il microfono

non esegue una misura puntuale come quelle che sono riportate in figura 5 e 6 ma una misura integrale del segnale proveniente da un intero volume e quindi soggetto a fenomeni di interferenza che possono ridurre notevolmente le ampiezze delle onde acustiche. Ciò che invece il microfono dà come misura esatta è la frequenza di queste oscillazioni di pressione (782 Hz) che è molto vicina alla frequenza trovata tramite la simulazione LES anche all'uscita della camera di combustione (800 Hz).

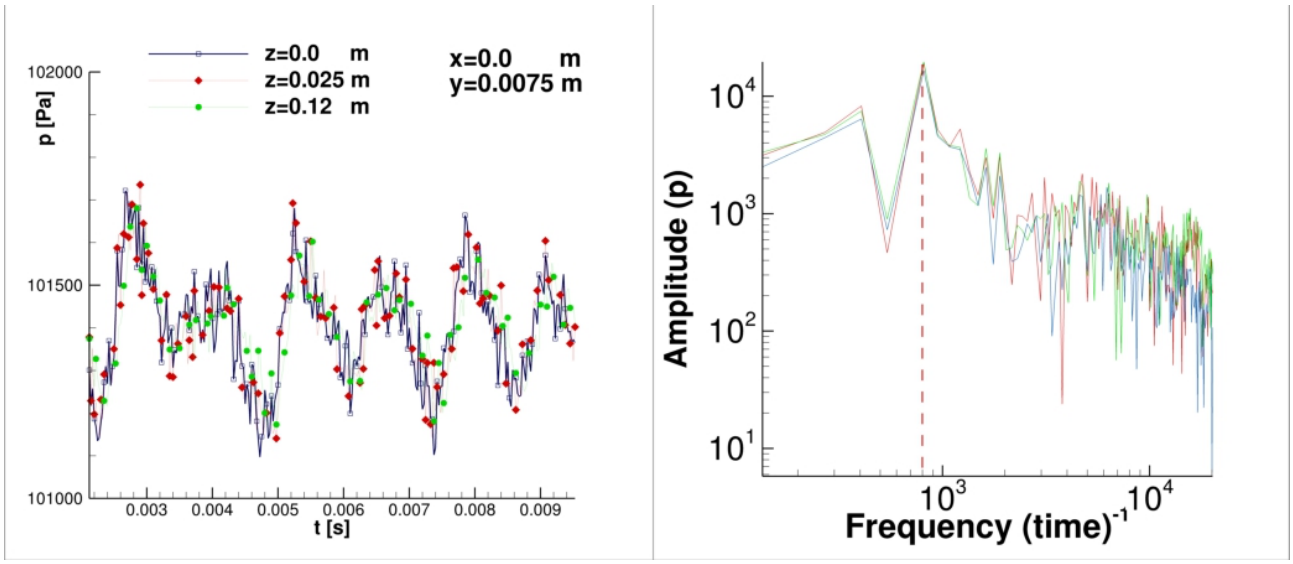

Figura 6. a) Fluttuazioni di pressione in tre punti di monitoraggio a diverse altezze z b) Corrispondenti trasformate di Fourier del segnale di pressione.

I dati sperimentali disponibili riguardano le portate medie della miscela combustibile e non l'entità delle fluttuazioni delle velocità all'ingresso del tubo centrale in camera di combustione.
Per questo motivo abbiamo deciso di simulare un ulteriore caso in cui le fluttuazioni delle velocità sono il doppio del caso precedente e corrispondenti al 40% della velocità media.

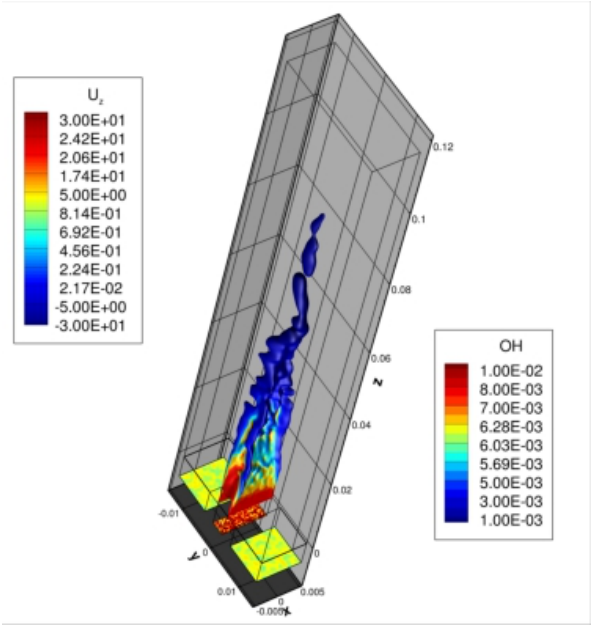

Figura 7. Isosuperficie di Temperatura a 1700 K colorata con la mass fraction di OH.

Il valore massimo della concentrazione di OH è inferiore del 15% rispetto al caso con minori fluttuazioni. Essendo aumentate le fluttuazioni di velocità sono aumentati i gradienti delle stesse e quindi il valore massimo degli strain a cui è sottoposta la fiamma che viene perciò stressata maggiormente dalla turbolenza. Questo si evidenzia bene anche in Fig.8 dove sono riportate la mass fraction di OH nei piani a x=0 m e y=0 m rispettivamente.

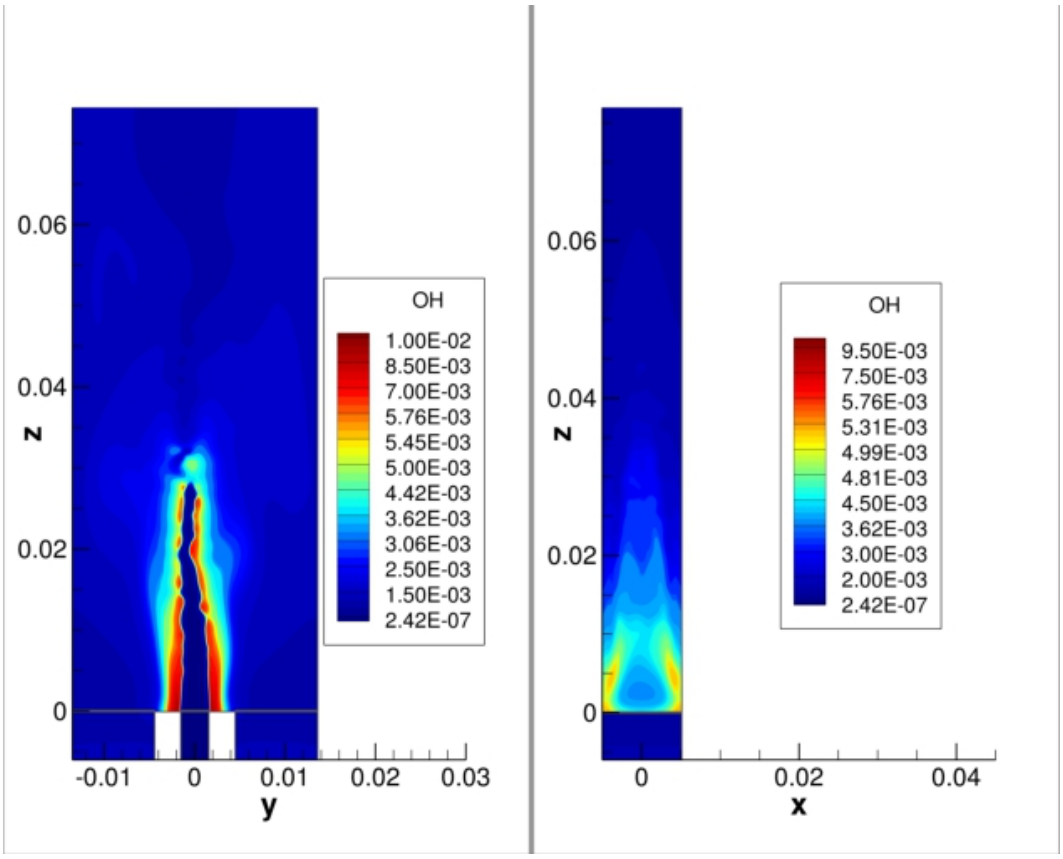

Figura 8 Sezioni di piani a x=0 m (sinistra) e y=0 (destra) m rispettivamente colorati con la mass fraction di OH.

Se si guarda allo spessore del getto freddo di combustibile, si nota che nel caso di maggiori fluttuazioni questo risulta essere più spesso (parte centrale blu in Fig.3a e Fig 8a). Questo si spiega con il fatto che le maggiori fluttuazioni tendono a creare zone appena all'uscita del tubo centrale con maggiori strain che tendono maggiormente a spegnere la fiamma, che invece tende a stabilizzarsi per valori (in valore assoluto) di y maggiori dove l'effetto sulle velocità delle pareti del tubo centrale sono più evidenti.

La Figura 8a (così come la Figura 3a) mostrano che la concentrazione del radicale OH assume una forma non continua nella zona del fronte di fiamma (spostandoci a z sempre maggiori) presentando delle interruzioni dove la curvatura del fronte tende ad aumentare (nelle figure corrispondenti, il colore rappresentativo della concentrazione di OH nella zona del fronte di fiamma passa dal rosso al giallo/celeste). Questo effetto è sicuramente dovuto al basso numero di Lewis che porta ad effetti di diffusività preferenziale con locali cambiamenti del rapporto di equivalenza della fiamma e quindi a locali spegnimenti della fiamma stessa (questo effetto è stato notato anche negli esperimenti attraverso la distribuzione del radicale OH tracciato dalla sua emissione stimolata LIF, Laser Induced Fluorescence).

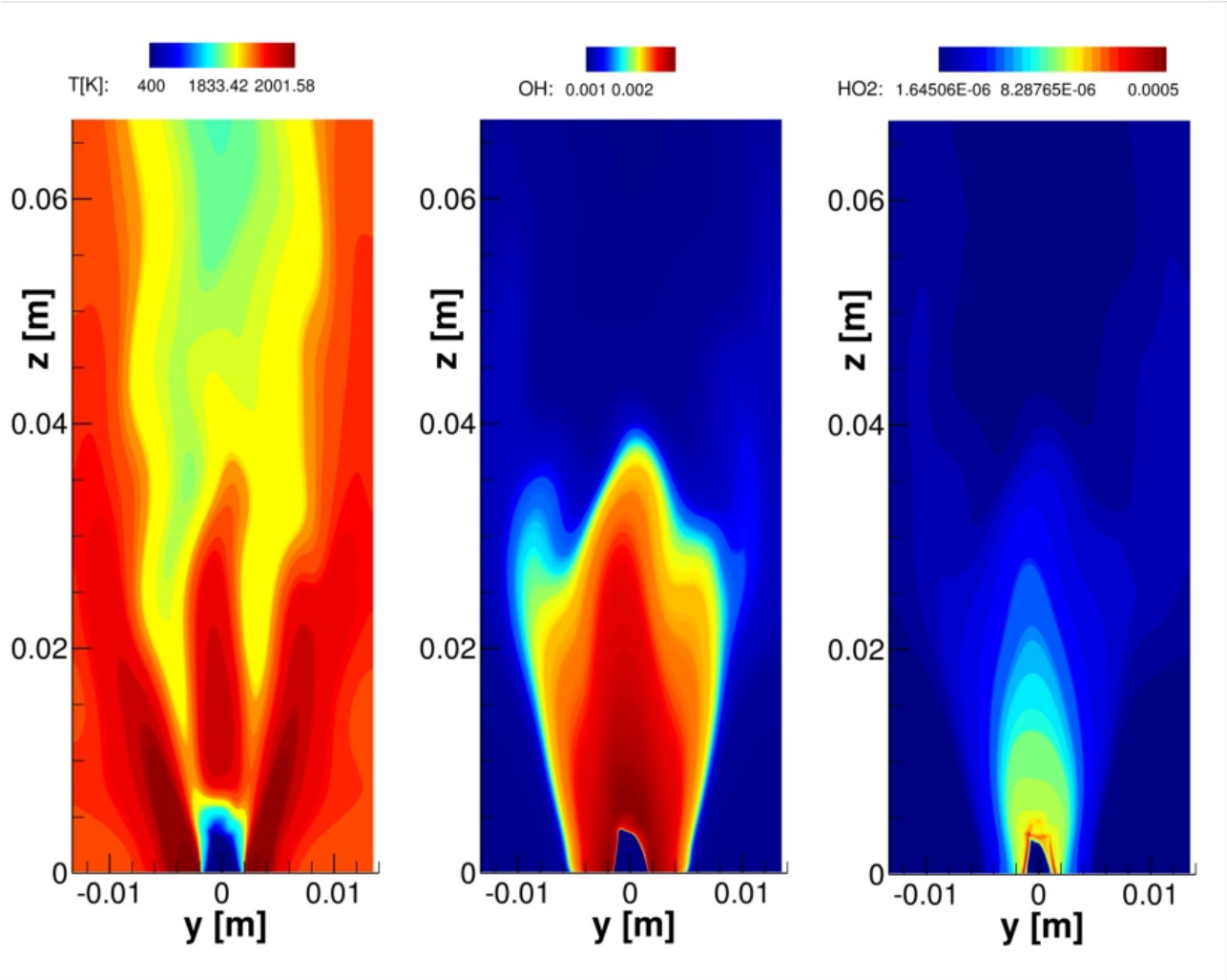

Figura 9 Campi medi di temperatura, OH mass fraction ed HO_2 nel piano x=0 m del caso con fluttuazioni di velocità pari al 40% della velocità media.

In Figura 9 sono riportate le medie temporali delle velocità, mass fraction di OH e di HO_2. A differenza del caso con il 20% di fluttuazioni di velocità si vede come la concentrazione massima di OH diminuisca ed i valori massimi si estendano anche per valori di |y| maggiori, questo in accordo con una apertura del getto maggiore dovuta a livelli di turbolenza più elevati. Questo dimostra l'importanza di ulteriori campagne sperimentali atte a determinare con accuratezza le fluttuazioni di velocità subito all'ingresso della camera di combustione, in modo da supportare le simulazioni con dati relativi alle condizioni al contorno del sistema di equazioni risolte e fittare meglio i casi sperimentali simulati.

Conclusioni

In questo lavoro è stata condotta una simulazione Large Eddy Simulation di un bruciatore denominato Romulus in cui viene bruciata una miscela magra di H_2/Aria con un rapporto di equivalenza pari a 0.6. A queste condizioni di funzionamento si è evidenziata la presenza all'interno del combustore e nella sua sezione di uscita, di fluttuazioni di pressione con una frequenza di 800 Hz (in buon accordo con il valore di 782 Hz rilevato nella campagna sperimentale). Come nel caso sperimentale, inoltre, sono state individuate aree di spegnimenti locali dovuti a fenomeni di diffusività preferenziale che alterano il rapporto di equivalenza locale rispetto a quello globale della fiamma rendendola più soggetta a fenomeni di instabilità.

3 Riferimenti bibliografici

[1] Kenneth K. Kuo, Principle of Combustion, J. Wiley, 2005.

[2] C.W.Shu, S. Osher, Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock-capturing schemes, J. Comput. Phys. 77 (1988) 439-471.

[3] Ranzi, E., Cavallotti, C., Cuoci, A., Frassoldati, A., Pelucchi, M., Faravelli, T., *New reaction classes in the kinetic modeling of low temperature oxidation of n-alkanes* (2015) Combustion and Flame, 162 (5), pp. 1679-1691, DOI: 10.1016/j.combustflame.2014.11.030.

[4] A. Ern, V. Giovangigli, Multicomponent transport algorithms, Lecture notes in physics, M24, Springer-Verlag, Heidelberg, 1994.

[5] D. Veynante, T. Poinsot, Theoretical and Numerical Combustion, R.T. Edwards, 2012.