

Politecnico di Torino

DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA MECCANICA E AEROSPAZIALE

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Meccanica



TESI DI LAUREA MAGISTRALE

**Analisi CFD dell'iniezione, del miscelamento
e della combustione in un motore a gas naturale
ad iniezione diretta**

Relatore:

Ing. Daniela Misul

Correlatore:

Ing. Mirko Baratta

Candidato:

Fabio Zardinoni

Anno Accademico 2017-2018

A mia madre e a mio padre

Sommario

Questo lavoro fa parte di un'attività di ricerca svolta al Politecnico di Torino da parte di un *team* composto da studenti di Ingegneria di 2° livello e dottorandi, sotto la supervisione dei professori E. Spessa, D. Misul e M. Baratta. In particolare questa attività è parte del lavoro svolto dal Politecnico di Torino all'interno del progetto GasOn. GasOn è un progetto europeo finalizzato allo sviluppo di nuove tecnologie per motori a combustione interna in grado di aumentare drasticamente l'efficienza motore al fine di ridurre del 20% le emissioni di CO₂ e soddisfare gli standard emissivi proposti dalle future normative sempre più severe. Il progetto GasOn mira a realizzare questi obiettivi attraverso lo sviluppo di motori monocarburanti alimentati a gas naturale compresso (CNG)/biometano, grazie al minor contenuto di carbonio presente in quest'ultimo rispetto, ad esempio, alla benzina. L'intero progetto è strutturato in diverse parti, denominate *Work Package*, ognuna raggruppante a sua volta diverse tecnologie, tra cui: *Variable Valve Actuator* (VVA), *boosting* avanzato, rapporto di compressione variabile, combustione diluita e miglioramento nell'*after-treatment*. In particolare questa tesi ha preso parte al *Work Package* numero 4 (WP4). Questo coinvolge Renault, IFPEN, Continental ed il Politecnico di Torino, ed è dedicato alla diluizione di carica e al controllo della temperatura dei gas in uscita.

Questo lavoro di tesi focalizza la sua attenzione sul comportamento dell'iniezione e della combustione del motore GasOn, attraverso la fluidodinamica computazionale (CFD - *Computational Fluid Dynamics*). Parte centrale del lavoro è stata la calibrazione del modello CFD, più precisamente dei modelli di accensione, combustione ed iniezione, rispetto a dati ottenuti da prove sperimentali svolte da IFPEN. In seguito è stato eseguito il *post-processing* dei risultati in 2D e 3D, in modo da analizzare l'influenza dell'iniezione sulla miscelazione e sulla turbolenza. Questo è stato analizzato attraverso l'esecuzione di simulazioni con strategie di anticipo e di posticipo di iniezione a carico parziale ed a pieno carico (*early injection* e *late injection* rispettivamente). Nell'ultima parte di questo lavoro di tesi sono state effettuate delle analisi aggiuntive, focalizzate sull'effetto di rottura della miscelazione a causa del posticipo di iniezione ad alte velocità/carico parziale ed a pieno carico.

Abstract

This work is part of a research activity carried out at the Politecnico di Torino by a team composed of master and PhD students, under the supervision of Professors E. Spessa, D. Misul and M. Baratta. In particular, this activity is part of task of the Politecnico di Torino within the GasOn project. GasOn is a European project aimed at developing new technologies for internal combustion engines that can drastically increase engine efficiency in order to reduce CO₂ emissions by 20% and meet the emission standards proposed by the future increasingly stringent regulations. The GasOn project aims to achieve these objectives through the development of mono-fuel engines powered by compressed natural gas (CNG)/biomethane, thanks to the lower carbon content present in it respect to petrol for instance. The entire project is structured in different parts, called Work Packages, each grouping different technologies, including: Variable Valve Actuator (VVA), advanced boosting, variable compression ratio, diluted combustion and related improved after treatment. In particular this thesis took part in the Work Package number 4 (WP4). This involves Renault, IFPEN, Continental and the Politecnico di Torino, and is dedicated to charge dilution and exhaust gas temperature management.

This thesis work focuses its attention on the injection and combustion behaviour of GasOn engine through computational fluid dynamics (CFD). The central part of the work has been the calibration of the CFD model, more precisely of the ignition, combustion and injection models, compared to data obtained from experimental tests carried out by IFPEN. Following this, the post-processing of the results in 2D and 3D have been performed, in order to analyze the influence of the injection on mixing and turbulence. This behaviour has been analyzed by performing simulations of early and late injection strategies at low and full load. In the last section of this thesis, some additional analysis has been reported focusing on the mixing breakdown effect due to late injection at high speeds/low and full loads.

Indice

1	Introduzione	1
1.1	Progetto GasOn	1
1.2	Cosa è la fluidodinamica computazionale	3
1.3	Equazioni di Navier-Stokes	4
1.3.1	Principio di conservazione della massa	4
1.3.2	Principio di conservazione della quantità di moto	5
1.3.3	Principio di conservazione dell'energia	6
1.4	Metodi di discretizzazione	7
1.5	Procedura di risoluzione dell'algoritmo	9
1.5.1	Algoritmo PISO	10
2	Modellazione della turbolenza e della combustione	12
2.1	Modello di turbolenza	12
2.1.1	Reynolds Averaged Navier-Stokes: RANS	15
2.1.2	Modello turbolento per il tensore degli stress di Reynold: $\kappa - \varepsilon$	16
2.1.3	Laminar flame speed (LFS)	18
2.1.4	Laminar Premixed Flames	18
2.1.5	Metodi per stimare LFS	22
2.2	Modello di accensione: ISSIM	24
2.3	Modello di combustione	26
2.3.1	Ipotesi di flamlet	29
2.3.2	Combustione Turbolenta: Modello G-equation	29
2.3.3	Calcolo della velocità di fiamma turbolenta	31
2.3.4	Modello ECFM	31
2.3.5	Modello di stretch turbolento	32
2.3.6	Definizione della velocità di reazione	32
2.3.7	Trasporto della densità superficiale di fiamma	33
3	Gestione della mesh su CONVERGE	35
3.1	Fixed embeddings	36
3.2	Adaptive mesh refinement	37
4	Layout e impostazioni del modello di simulazione	41
4.1	Impostazioni numeriche	42
4.2	Impostazioni della griglia	42

5 Risultati e conclusioni	45
5.1 Risultati modello "premixed"	45
5.1.1 1500X32 Homogeneous	55
5.1.2 4500X14 Homogeneous	60
5.2 Risultati modello con iniettore	64
5.2.1 1500X32 Homogeneous vs EI vs LI	65
5.2.2 4500X14 Homogeneous vs LI	73
5.2.3 4500X14 LI vs 5500X14 LI vs 6500X14 LI	77
5.3 Lavori futuri	82
Appendici	83
A Notazione di Einstein	83
Bibliografia	86
Sitografia	87

Elenco delle figure

1.1	<i>Struttura organizzativa progetto GasOn [1].</i>	2
1.2	<i>Legge di conservazione della massa, interpretazione grafica [6]</i>	5
1.3	<i>Semplice dominio a tre celle in una dimensione [7]</i>	8
1.4	<i>Ordine di soluzione delle equazioni del trasporto su CONVERGE [7].</i>	9
2.1	<i>Confronto tra diversi approcci di turbolenza [10].</i>	13
2.2	<i>Spettro di energia di turbolenza in funzione del numero d'onda [10]. .</i>	13
2.3	<i>Media del tempo per un flusso staticamente costante (a sinistra) e media dell'insieme per un flusso instabile (a destra) [11].</i>	15
2.4	<i>Il Bruciatore Bunsen (a sinistra) e l'equilibrio cinematico per una fiamma costante ed obliqua [16].</i>	19
2.5	<i>Propagazione della fiamma laminare sferica in una bomba a combustione [16].</i>	20
2.6	<i>Struttura di una fiamma laminare magra [16].</i>	21
2.7	<i>Schema elettrico semplificato del sistema induttivo [7].</i>	25
2.8	<i>Schematizzazione del fronte di fiamma sferico all'interno la camera di combustione di un motore ed identificazione dei parametri che definiscono la geometria di fiamma [18].</i>	27
2.9	<i>Definizione dell'ipotesi di flamelet [10].</i>	29
2.10	<i>Schema della cella computazionale del modello ECFM-3Z [29].</i>	31
2.11	<i>Approccio schematico per realizzare il modello ECFM-3Z [7].</i>	32
2.12	<i>Densità superficiale di fiamma, interpretazione grafica [10].</i>	33
3.1	<i>Evoluzione di una bomboletta spray a combustione. Questa griglia è stata generata con AMR ed in particolare (a) 0.5, (b) 1.0 e (c) 2.0 millisecondi dopo l'inizio della simulazione. La colonna di sinistra mostra solo la griglia, mentre la colonna di destra mostra i valori della griglia e della temperatura (il nero rappresenta una temperatura di circa 2800 K) per i tempi corrispondenti. Questo caso presenta una temperatura ambiente di 1000 K, una densità ambientale di 14.8 kg/m³, un diametro dell'orifizio di 0.180 mm ed una pressione di iniezione di 136 MPa [7].</i>	39
4.1	<i>Layout del modello di simulazione.</i>	41
4.2	<i>Impostazioni griglia.</i>	44

5.1	<i>1500X32: Intake phase. Confronto tra i dati ricavati dal sensore di pressione presente nella bocca di aspirazione con quelli ricavati dai sensori presenti nei singoli cilindri.</i>	46
5.2	<i>4500X14: Intake phase. Confronto tra i dati ricavati dal sensore di pressione presente nella bocca di aspirazione con quelli ricavati dai sensori presenti nei singoli cilindri.</i>	46
5.3	<i>1500X32: Exhaust phase. Confronto tra i dati ricavati dal sensore di pressione presente nella bocca di scarico con quelli ricavati dal sensore presente nel cilindro 4b.</i>	47
5.4	<i>4500X14: Exhaust phase. Confronto tra i dati ricavati dal sensore di pressione presente nella bocca di scarico con quelli ricavati dal sensore presente nel cilindro 4b.</i>	48
5.5	<i>1500X32 vs Experimental Data. Pressione.</i>	49
5.6	<i>1500X32 vs Experimental Data. Compressione ciclo 1.</i>	49
5.7	<i>1500X32 vs Experimental Data. Compressione ciclo 2.</i>	50
5.8	<i>1500X32 vs Experimental Data. Combustione ciclo 1.</i>	50
5.9	<i>1500X32 vs Experimental Data. Combustione ciclo 2.</i>	51
5.10	<i>1500X32 vs Experimental Data. Media di rilascio del calore.</i>	51
5.11	<i>4500X14 vs Experimental Data. Pressione.</i>	52
5.12	<i>4500X14 vs Experimental Data. Compressione ciclo 1.</i>	52
5.13	<i>4500X14 vs Experimental Data. Compressione ciclo 2.</i>	53
5.14	<i>4500X14 vs Experimental Data. Combustione ciclo 1.</i>	53
5.15	<i>4500X14 vs Experimental Data. Combustione ciclo 2.</i>	54
5.16	<i>4500X14 vs Experimental Data. Media di rilascio del calore.</i>	54
5.17	<i>1500X32 vs Experimental Data. Pressione.</i>	56
5.18	<i>1500X32 vs Experimental Data. Compressione ciclo 1.</i>	56
5.19	<i>1500X32 vs Experimental Data. Compressione ciclo 2.</i>	57
5.20	<i>1500X32 vs Experimental Data. Compressione ciclo 3.</i>	57
5.21	<i>1500X32 vs Experimental Data. Combustione ciclo 1.</i>	58
5.22	<i>1500X32 vs Experimental Data. Combustione ciclo 2.</i>	58
5.23	<i>1500X32 vs Experimental Data. Combustione ciclo 3.</i>	59
5.24	<i>1500X32 vs Experimental Data. Media di rilascio del calore.</i>	59
5.25	<i>4500X14 vs Experimental Data. Pressione.</i>	60
5.26	<i>4500X14 vs Experimental Data. Compressione ciclo 1.</i>	61
5.27	<i>4500X14 vs Experimental Data. Compressione ciclo 2.</i>	61
5.28	<i>4500X14 vs Experimental Data. Compressione ciclo 3.</i>	62
5.29	<i>4500X14 vs Experimental Data. Combustione ciclo 1.</i>	62
5.30	<i>4500X14 vs Experimental Data. Combustione ciclo 2.</i>	63
5.31	<i>4500X14 vs Experimental Data. Combustione ciclo 3.</i>	63
5.32	<i>4500X14 vs Experimental Data. Media di rilascio del calore.</i>	64
5.33	<i>1500X32 Homogeneous vs LI vs EI. Pressione.</i>	66
5.34	<i>1500X32 Homogeneous vs LI vs EI. O₂.</i>	67
5.35	<i>1500X32 Early Injection. Frazione di metano, "equivalence ratio" e TKE all'inizio dell'iniezione.</i>	67
5.36	<i>1500X32 Late Injection. Frazione di metano, "equivalence ratio" e TKE all'inizio dell'iniezione.</i>	68
5.37	<i>1500X32 Homogeneous vs LI vs EI. CH₄.</i>	68

5.38	<i>1500X32 Homogeneous vs LI vs EI. Tumble.</i>	69
5.39	<i>1500X32 Homogeneous vs LI vs EI. Tumble.</i>	69
5.40	<i>1500X32 Early Injection. Frazione di metano, "equivalence ratio" prima dell'inizio di accensione.</i>	70
5.41	<i>1500X32 Late Injection. Frazione di metano, "equivalence ratio" prima dell'inizio di accensione.</i>	70
5.42	<i>1500X32 Homogeneous vs LI vs EI. Velocità di fiamma.</i>	71
5.43	<i>1500X32 Homogeneous vs LI vs EI. u'.</i>	71
5.44	<i>1500X32 Homogeneous vs LI vs EI. TKE.</i>	72
5.45	<i>1500X32 LI vs EI. CoV e f_f.</i>	72
5.46	<i>4500X14 Homogeneous vs LI. Pressione.</i>	73
5.47	<i>4500X14 Homogeneous vs LI. O_2.</i>	74
5.48	<i>4500X14 Homogeneous vs LI. CH_4.</i>	74
5.49	<i>4500X14 Homogeneous vs LI. Tumble.</i>	75
5.50	<i>4500X14 Homogeneous vs LI. Frazione di metano, "equivalence ratio" prima dell'inizio di accensione.</i>	75
5.51	<i>4500X14 Homogeneous vs LI. Velocità di fiamma.</i>	76
5.52	<i>4500X14 Homogeneous vs LI. u'.</i>	76
5.53	<i>4500X14 Homogeneous vs LI. TKE.</i>	77
5.54	<i>4500X14 LI vs 5500X14 LI vs 6500X14 LI. Pressione.</i>	78
5.55	<i>4500X14 LI vs 5500X14 LI vs 6500X14 LI. Media di rilascio del calore.</i>	78
5.56	<i>4500X14 LI vs 5500X14 LI vs 6500X14 LI. CoV.</i>	79
5.57	<i>4500X14 LI vs 5500X14 LI vs 6500X14 LI. f_f.</i>	79
5.58	<i>4500X14 LI vs 5500X14 LI vs 6500X14 LI. Velocità di fiamma.</i>	80
5.59	<i>4500X14 LI. Frazione di metano, "equivalence ratio" prima dell'inizio di accensione.</i>	80
5.60	<i>5500X14 LI. Frazione di metano, "equivalence ratio" prima dell'inizio di accensione.</i>	81
5.61	<i>6500X14 LI. Frazione di metano, "equivalence ratio" prima dell'inizio di accensione.</i>	81

Elenco delle tabelle

2.1	<i>Vantaggi e Svantaggi dei metodi DNS, LES e RANS</i>	14
2.2	<i>Costanti modello $k - \varepsilon$.</i>	18
2.3	<i>Valori specifici delle costanti di Gülder per il Metano $k - \varepsilon$.</i>	23
4.1	<i>Impostazioni numeriche.</i>	42
4.2	<i>Fixed embeddings.</i>	43
4.3	<i>Impostazioni AMR</i>	43
5.1	<i>1500x32.</i>	55
5.2	<i>4500x14.</i>	60
5.3	<i>1500x32 Homogeneous vs LI vs EI.</i>	65
5.4	<i>4500x14 Homogeneous vs LI.</i>	73
5.5	<i>4500x14 LI vs 5500x14 LI vs 6500x14 LI.</i>	77

Capitolo 1

Introduzione

1.1 Progetto GasOn

Con il fine di realizzare una mobilità ecosostenibile in Europa, i veicoli futuri destinati al trasporto, sia quelli urbani che quelli destinati a lunghe distanze, dovranno evolversi e dovranno essere molto più efficienti a partire dal 2020. Questi obiettivi potranno essere ottenuti attraverso l'adozione di diverse azioni concrete, quali: il miglioramento dell'aerodinamicità del veicolo, la riduzione del peso dello stesso e la modifica dei modelli di guida. Oltre a questi contributi, bisognerà migliorare anche l'efficienza energetica del *powertrain* (motore). Questo perché a partire dal 2030, più del 65% di tutti i veicoli per il trasporto su strada sarà alimentato da motori a combustione interna (ICE – *Internal Combustion Engines*) con l'uso di combustibili liquidi e, di conseguenza, gli ICE dovranno diventare termodinamicamente più efficienti. Dallo stesso anno, inoltre, i combustibili rinnovabili dovrebbero coprire il 25% della richiesta energetica per il trasporto stradale, mentre si prevede che fino al 2030 la maggior parte dei carburanti sarà molto simile a quella oggi in commercio (gasolio e benzina) e saranno costituiti da miscele di combustibili fossili con quantità crescenti di componenti derivati da biomasse. Ciò implica che i futuri ICE dovranno far fronte alla variazione della qualità del carburante. Ulteriore obiettivo da raggiungere oltre il 2020 è la riduzione del 20% di CO₂ emessa. Con il progressivo aumento dell'efficienza del motore, dato dall'evoluzione tecnologica dello stesso, l'uso di combustibili alternativi a basso contenuto di carbonio, come il Gas Naturale (NG – *Natural Gas*), avrà un ruolo fondamentale per accelerare il processo di de-carbonizzazione destinato ai veicoli per trasporto su strada, che in Europa è mirato con un orizzonte temporale fissato al 2050. Il NG risulta essere un'opzione strategica per soddisfare gli elementi chiave sopra citati, in quanto risulta essere:

- un'opzione valida a medio/lungo termine per diversificazione energetica e per la minor dipendenza dal petrolio grezzo, grazie a riserve globalmente più ampie ed una migliore distribuzione geopolitica;
- un combustibile intrinsecamente più pulito con il più basso contenuto di carbonio ed emissioni di CO₂ allo scarico, in grado quindi di ridurre fortemente le emissioni di gas serra e di fornire un contributo significativo al miglioramento della qualità dell'aria con la riduzione delle emissioni di NO_x, particolato e promotori di ozono;

- una soluzione strutturalmente più economica grazie al basso costo della produzione, del trasporto e della distribuzione;
- un bene strategico che supporta la progressiva diversificazione dai combustibili fossili con l'uso di bio-metano e idrogeno, prodotti da fonti rinnovabili o biomasse.

Per soddisfare gli obiettivi sopra citati, come si può osservare dalla Figura 1.1 (WP – *Working Package*), il progetto GasOn mira a sviluppare diverse tecnologie basate sull'integrazione del sistema ad iniezione diretta (DI – *Direct Injection*) per raggiungere un obiettivo comune. Tali tecnologie sono: lo sviluppo di un avanzato azionamento a valvole variabile (VVA – *Variable Valves Actuation*), un sistema di *boosting* avanzato (il che implica una nuova tecnologia al turbocompressore), un rapporto di compressione variabile (VCR – *Variable Compression Ratio*), lo sviluppo di una combustione magra e/o di una combustione con una diluizione di carica ed il controllo della temperatura dei gas combusti.

Ulteriori informazioni sul progetto, insieme all'elenco delle organizzazioni partecipanti, può essere trovato sul sito web di GasOn, all'indirizzo <http://www.gason.eu/>.

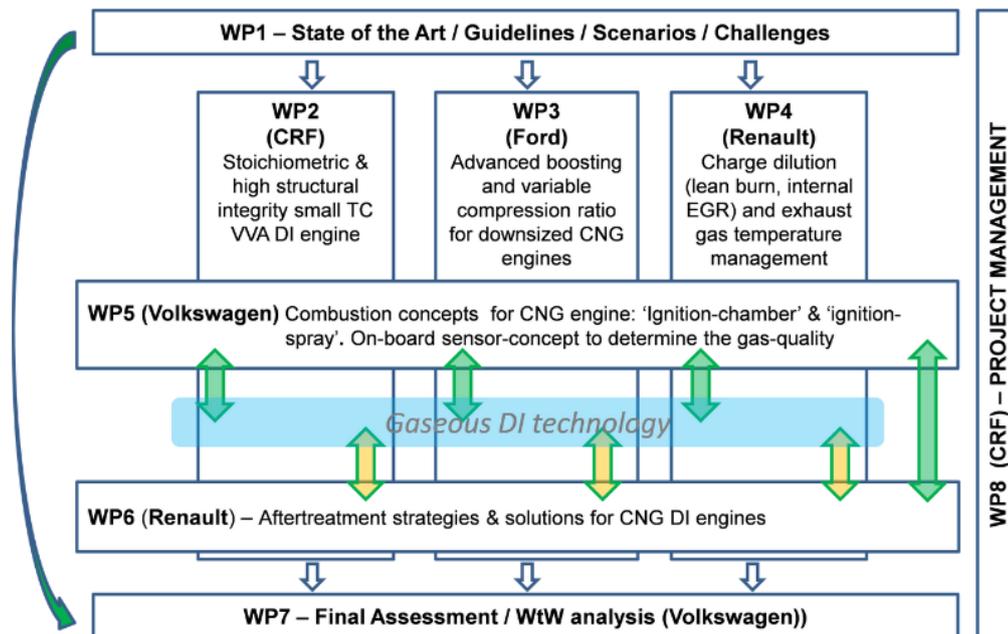


Figura 1.1: Struttura organizzativa progetto GasOn [1].

In particolare, questo lavoro di tesi ha preso parte nel settore WP4, quello dedicato allo sviluppo di una combustione magra ed alla tecnica dell'EGR. La tecnica EGR è utilizzata per ridurre le emissioni di NO_x , una famiglia di composti chimici che prende parte alla produzione di smog, piogge acide e di ozono troposferico. La loro produzione è dovuta principalmente alle alte temperature raggiunte durante la fase di combustione.

In particolare, questo lavoro di tesi focalizza la sua attenzione sul comportamento dell'iniezione e della combustione del motore GasOn, attraverso la fluidodinamica computazionale (CFD - *Computational Fluid Dynamics*).

1.2 Cosa è la fluidodinamica computazionale

"La fluidodinamica computazionale o numerica è un metodo che utilizza l'analisi numerica e algoritmi per risolvere e analizzare i problemi di fluidodinamica mediante l'utilizzo del computer" [2].

Fino agli anni Settanta lo studio della fluidodinamica era soprattutto teorico, essendo di fatto impossibile la risoluzione analitica o numerica delle equazioni che ne reggono i relativi fenomeni fisici. A partire da quel periodo, la fluidodinamica si è divisa in due strade parallele: la fluidodinamica classica e quella numerica. La fluidodinamica classica presuppone lo studio analitico e fornisce modelli di problemi le cui equazioni sono spesso non lineari. La fluidodinamica numerica affronta squisitamente la risoluzione numerica dei problemi posti dalla fluidodinamica classica [3]. Alla base della CFD ci sono quindi equazioni e modelli matematici che necessitano di essere risolti per produrre risultati. Le equazioni che governano la fluidodinamica sono conosciute da 150 anni circa e prendono il nome di equazioni di Navier-Stokes, le quali risultano essere equazioni differenziali. Tali equazioni non possono essere risolte analiticamente se non in casi speciali (casi semplici, ad esempio flussi laminari e geometrie semplici). Per ottenere una soluzione numericamente approssimata, si deve usare un metodo di discretizzazione che approssimi tali equazioni differenziali in equazioni algebriche, le quali possono essere risolte su un computer. Le approssimazioni sono fatte su domini di piccole dimensioni nello spazio e/o nel tempo, quindi la soluzione numerica fornisce risultati in posizioni discrete nello spazio e nel tempo. Per quanto la precisione dei dati sperimentali dipenda dalla qualità degli strumenti utilizzati, l'accuratezza delle soluzioni numeriche dipende dalla qualità delle discretizzazioni utilizzate [4]. Nella pratica, questo strumento di simulazione virtuale è in grado di fornire risposte coerenti con la realtà, in tempi e costi decisamente ridotti rispetto a quanto necessario per realizzare la sperimentazione fisica. È questo infatti uno dei principali motivi che rende la CFD un mezzo estremamente vantaggioso in sede di analisi progettuale: essa permette di eseguire, in maniera relativamente semplice e, in ogni caso, sempre più semplice rispetto all'indagine reale, parametrizzazioni per differenti configurazioni iniziali, sia per geometrie, che per condizioni al contorno, consentendo di valutare le risposte dei componenti in esame a condizioni operative vicine alla realtà fisica. Un altro grande vantaggio della CFD è l'indipendenza rispetto al fattore di scala: questo permette l'eliminazione dei problemi, a volte molto importanti o di difficile e costosa risoluzione, di visualizzazione dei parametri fluidodinamici nella simulazione su prototipi reali. Il modello geometrico da analizzare al computer viene realizzato definendo le superfici che racchiudono il dominio di fluido da esaminare. La Fluidodinamica Computazionale è quindi considerata una delle applicazioni principali del Calcolo ad Alte Prestazioni (HPC – *High Performance Computing*) ed è per questo che costituisce uno strumento indispensabile per i progettisti ed i ricercatori nei settori aeronautico, automobilistico, motoristico, elettronico, spaziale, navale, dell'industria di processo, dell'energia e dell'ambiente, dell'industria degli elettrodomestici e della bioingegneria [3].

1.3 Equazioni di Navier-Stokes

Questo paragrafo fornirà una panoramica sulle equazioni governanti nella fluidodinamica computazionale. In generale queste equazioni sono leggi di conservazione, quindi sono date in forma integrale o in quella differenziale, rispettivamente:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho \phi d\Omega + \int_{S=\partial\Omega} \rho \phi \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS = \int_{\Omega} s d\Omega, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \phi) + \nabla \cdot (\rho \phi \mathbf{u}) = s, \quad (1.2)$$

dove Ω rappresenta un volume considerato, S il bordo dello stesso, ϕ una grandezza intensiva conservata, ρ la densità della stessa, $\mathbf{u}(x, t)$ il vettore della velocità euleriana in un generico punto ed s la sorgente per unità di volume della quantità considerata. Le equazioni (1.1), (1.2) sono del tutto equivalenti da un punto di vista matematico, ma non lo sono qualora si operi una discretizzazione numerica delle equazioni. In particolare, la forma (1.2) viene detta forma conservativa (o divergente) [5].

Queste leggi di conservazione possono essere ricavate attraverso: un approccio chiamato Lagrangiano, il quale si fonda sul concetto di elemento materiale, ovvero si basa sullo studio delle traiettorie delle singole particelle, identificate solitamente dalle loro coordinate iniziali, analizzando le variazioni delle loro proprietà fisiche; oppure attraverso un approccio chiamato Euleroiano, dove le proprietà del campo di moto vengono definite in funzione del tempo t e dalla posizione nello spazio x rispetto ad un sistema di riferimento cartesiano iniziale di assi x_1, x_2, x_3 , ovvero si fissa un volume di controllo e si osservano le variazioni delle proprietà fisiche per ogni data posizione all'interno dello stesso [5]. Quest'ultimo è quello comunemente adottato nella meccanica dei fluidi, in quanto non è semplice seguire una data porzione di fluido lungo il suo percorso. Di seguito si analizzano i tre principi di conservazione che risultano essere parte centrale di qualsiasi codice CFD.

1.3.1 Principio di conservazione della massa

La legge di conservazione della massa, nota anche come equazione di continuità, postula che la massa del fluido non cambi con il moto del volume di controllo (CV - *Control Volume*). Tale equazione può essere scritta come:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho d\Omega + \int_{S=\partial\Omega} \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS = 0. \quad (1.3)$$

Con riferimento all'equazione (1.1) si ha $\phi = 1$ ed il termine a destra dell'uguale pari a zero, in quanto la massa complessiva si conserva sempre. Il primo termine integrale rappresenta la variazione della massa all'interno del volume di controllo, mentre il secondo integrale rappresenta la massa trasportata dalla velocità e prende il nome di termine di trasporto. La forma espressa dall'equazione (1.3) viene denominata

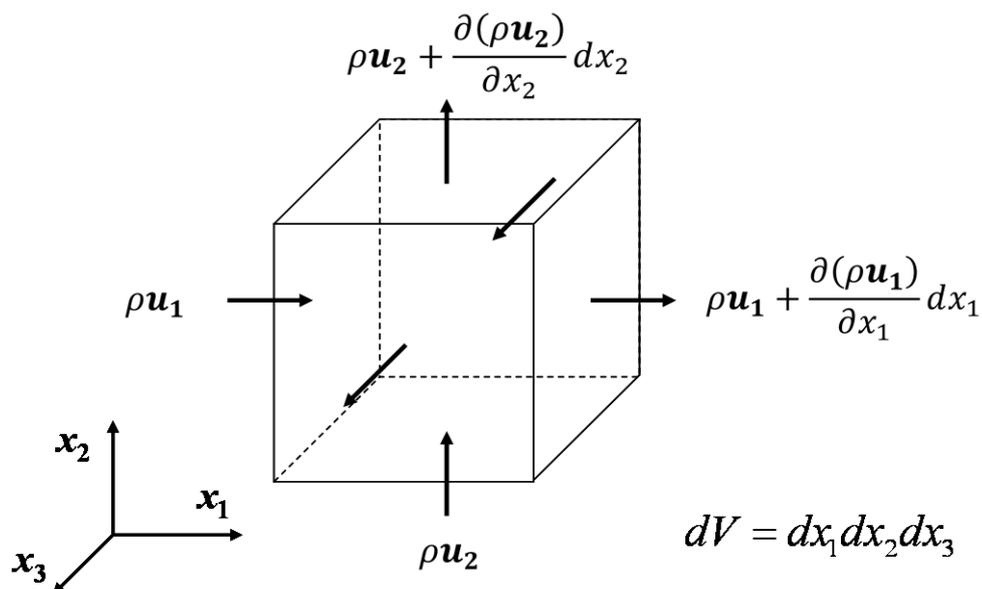


Figura 1.2: Legge di conservazione della massa, interpretazione grafica [6]

forma integrale. La stessa può essere scritta in forma differenziale considerando il bilancio di massa relativo ad un prisma elementare di lati dx_1, dx_2, dx_3 (vedi Figura 1.2) oppure introducendo il teorema di Gauss, scrivendo così il termine di trasporto sotto forma di un integrale di volume piuttosto che di superficie. In questo modo i due integrali risultano estesi allo stesso volume, il CV, e potendo sostituire la derivata temporale con l'operatore integrale, in quanto il CV non cambia nel tempo, l'equazione (1.3) può essere scritta anche come:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0. \quad (1.4)$$

1.3.2 Principio di conservazione della quantità di moto

La quantità di moto è una quantità vettoriale definita come il prodotto della densità e della velocità. Il principio di conservazione della quantità di moto postula che la derivata totale della quantità di moto associata al volume materiale Ω sia uguale in ogni istante alla risultante delle forze esterne ad esso applicate. Procedendo come nel paragrafo precedente, tale principio può essere scritto come:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho \mathbf{u} d\Omega + \int_{S=\partial\Omega} \rho \mathbf{u} \times \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS = \sum_i \mathbf{f}_i, \quad (1.5)$$

dove il simbolo \times indica il prodotto vettoriale, quindi il secondo termine dell'equazione è un tensore. Partendo da sinistra a destra, i tre termini indicano rispettivamente:

la variazione della quantità di moto, il termine di trasporto della quantità di moto ed il termine sorgente. Quest'ultimo risulta essere dato dalla sommatoria di più forze:

- forze di superficie, definite per unità di superficie e applicate alle particelle fluide che costituiscono S (forze di pressione e tensore degli sforzi);
- forze di massa, definite per unità di massa ed applicate alle particelle fluide contenute in Ω (la forza peso, le forze di Cariolis, le forze elettromagnetiche e così via).

Uno dei problemi legato alla risoluzione dell'equazione è il non poter scrivere il termine sorgente in funzione delle variabili del sistema (ρ, \mathbf{u}) . Affinché questo termine possa essere espresso in funzione delle variabili dipendenti, si introducono delle assunzioni, le quali ovviamente generano errori. Una delle assunzioni più utilizzate è quella di considerare i fluidi Newtoniani, ovvero fluidi che obbediscono alla legge di viscosità di Newton, quindi fluidi il cui tensore di viscosità è costante. In questo caso il tensore degli sforzi $\bar{\boldsymbol{\sigma}}$ (forze di superficie) può essere scritto come la sommatoria del tensore di pressione, del tensore normale e del tensore di taglio, il quale è espresso come funzione della velocità:

$$\bar{\boldsymbol{\sigma}} = -p\bar{\mathbf{I}} + \mu \left[\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T - \frac{2}{3}(\nabla \cdot \mathbf{u}) \cdot \bar{\mathbf{I}} \right]. \quad (1.6)$$

L'equazione (1.5) diventa allora:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho \mathbf{u} d\Omega + \int_{S=\partial\Omega} \rho \mathbf{u} \times \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS = \int_{S=\partial\Omega} \bar{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \mathbf{n} dS + \int_{\Omega} \rho \mathbf{b} d\Omega, \quad (1.7)$$

dove il vettore \mathbf{b} rappresenta le forze di massa. Così come la legge di conservazione della massa, attraverso il teorema di Gauss, la legge di conservazione della quantità di moto può essere scritta nella forma differenziale:

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \times \mathbf{u}) = \nabla \cdot \bar{\boldsymbol{\sigma}} + \rho \mathbf{b}. \quad (1.8)$$

1.3.3 Principio di conservazione dell'energia

La conservazione dell'energia è retta dal primo principio della termodinamica. Si tratta di una legge di natura empirica riguardanti gli scambi energetici di un sistema continuo. Si considera dunque l'energia totale e_{tot} :

$$e_{tot} = e_i + e_k = e_i + \frac{1}{2} \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}, \quad (1.9)$$

dove e_i rappresenta l'energia interna, e_k l'energia cinetica. Il principio di conservazione dell'energia postula che la somma della variazione dell'energia immagazzinata

in Ω e del flusso di energia che attraversa il contorno S uguagli la variazione netta di energia trasferita all'interno del volume di controllo Ω per effetto del flusso di calore e del lavoro delle forze esterne [5]. Tale principio può essere scritto come:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho e_t d\Omega + \int_{S=\partial\Omega} \rho e_t \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS = \\ = \int_{S=\partial\Omega} \bar{\boldsymbol{\sigma}} \cdot (\mathbf{n} \cdot \mathbf{u}) dS + \int_{\Omega} \rho \mathbf{b} \cdot \mathbf{u} d\Omega - \int_{S=\partial\Omega} \mathbf{q} \cdot \mathbf{n} dS . \end{aligned} \quad (1.10)$$

Così come le leggi di conservazione prima descritte, attraverso il teorema di Gauss, il principio di conservazione dell'energia può essere scritta nella forma differenziale:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(e_i + \frac{1}{2} \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} \right) + \nabla \cdot \left[\rho \left(e_i + \frac{1}{2} \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} \right) \mathbf{u} \right] = \\ = -\nabla \cdot \mathbf{q} - \nabla \cdot (\bar{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \mathbf{u}) + \rho \mathbf{b} \cdot \mathbf{u} . \end{aligned} \quad (1.11)$$

Adottando la definizione di derivata totale ed utilizzando l'equazione della quantità di moto, l'equazione (1.11) diventa:

$$\rho \frac{De_i}{Dt} = -\nabla \cdot \mathbf{q} - p \nabla \cdot \mathbf{u} - \boldsymbol{\tau} : (\nabla \mathbf{u}) , \quad (1.12)$$

dove τ è la viscosità del tensore degli sforzi. Una versione semplificata dell'equazione (1.12) è ottenuta trascurando gli effetti della compressibilità e del riscaldamento viscoso. Il risultato è anche noto come *equazione del calore*:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p \mathbf{u} \cdot \nabla T = \nabla \cdot (k \nabla T) , \quad (1.13)$$

dove c_p è il calore specifico a pressione costante, k il coefficiente di conduttività termica.

1.4 Metodi di discretizzazione

Esistono diverse tecniche di discretizzazione: differenze finite, elementi finiti, volumi finiti; tutte queste sono adatte per applicazioni specifiche. Nella fluidodinamica computazionale il più usato risulta essere il metodo dei volumi finiti. Alla base dei metodi ai volumi finiti, vi è l'idea di decomporre il dominio spaziale in un numero finito di "volumi elementari", detti celle, i cui vertici definiscono i confini del dominio piuttosto che i punti nodali. I punti nodali sono posizionati al centro delle celle ed all'interno di essi sono definite le più importanti proprietà del fluido. Il metodo dei volumi finiti può essere usato per risolvere numericamente la forma integrale delle leggi di conservazione. Un vantaggio di questo metodo è che conserva le quantità trasportate attraverso celle a forme regolari ed irregolari. Per comprendere gli input

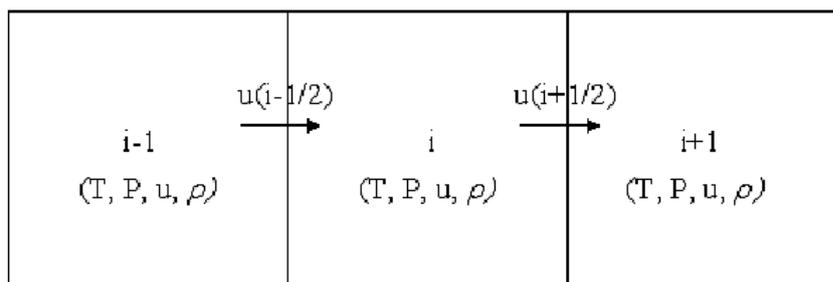


Figura 1.3: Semplice dominio a tre celle in una dimensione [7]

del metodo a volumi finiti. Si consideri il semplice dominio computazionale a tre celle mostrato nella Figura 1.3. Si consideri ora l'equazione del trasporto:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial u \phi}{\partial x} = 0 . \quad (1.14)$$

La stessa equazione può essere scritta nella forma integrale:

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \phi d\Omega + \int_{S=\partial\Omega} \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} \phi dS = 0 , \quad (1.15)$$

dove Ω è il volume della cella, S è la superficie, \mathbf{n} il tensore normale ad essa. Come detto in precedenza, i metodi a volume finito risolvono la forma integrale delle equazioni di conservazione invece della forma differenziale. La forma integrale dell'equazione è risolta sommando i flussi sulle facce delle celle. In CONVERGE tutti i valori sono collocati e memorizzati al centro della cella, come mostrato nella Figura 1.3. Pertanto, per risolvere la forma integrale dell'equazione, la velocità e ϕ devono essere interpolati sulla superficie della cella. Esistono diverse opzioni per ottenere il valore della superficie della cella. Un'opzione è mediare i due valori di cella adiacenti e posizionarli sulla superficie, il che si traduce in una superficie ϕ :

$$\phi_{i+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}\phi_i + \frac{1}{2}\phi_{i+1} , \quad (1.16)$$

$$\phi_{i-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}\phi_i + \frac{1}{2}\phi_{i-1} . \quad (1.17)$$

Un altro metodo è denominato *upwind*, che mostra una superficie ϕ :

$$\phi_{i+\frac{1}{2}} = \phi_i , \quad (1.18)$$

$$\phi_{i-\frac{1}{2}} = \phi_{i-1} . \quad (1.19)$$

Questo è un metodo che assicura la convergenza della soluzione, ma, purtroppo, la sua accuratezza è solo del primo ordine e, inoltre, introduce un effetto di diffusione falso, spesso definito come diffusione numerica [7].

1.5 Procedura di risoluzione dell'algoritmo

Gli schemi di soluzioni numeriche sono spesso indicati con i termini: espliciti o impliciti. Quando le variabili dipendenti possono essere calcolate in termini di quantità conosciute si dice che il calcolo sia esplicito. Quando le variabili dipendenti sono definite da insiemi accoppiati di equazioni ed è necessaria una matrice o una tecnica iterativa per ottenere la soluzione, il metodo numerico è definito implicito. Nella fluidodinamica computazionale, le equazioni dominanti sono non lineari ed il numero di variabili sconosciute è in genere molto ampio. In queste condizioni, quindi, le equazioni formulate implicitamente sono quasi sempre risolte usando tecniche iterative. Le iterazioni vengono utilizzate per far avanzare una soluzione attraverso una sequenza di passaggi da uno stato iniziale ad uno stato finale convergente. Nonostante siano più costosi, più complessi da programmare e richiedano un maggiore sforzo computazionale in ciascuna fase della soluzione, i metodi di soluzione impliciti sono maggiormente scelti, inoltre, per l'uso di *time-step* più grandi ed una maggiore stabilità [8].

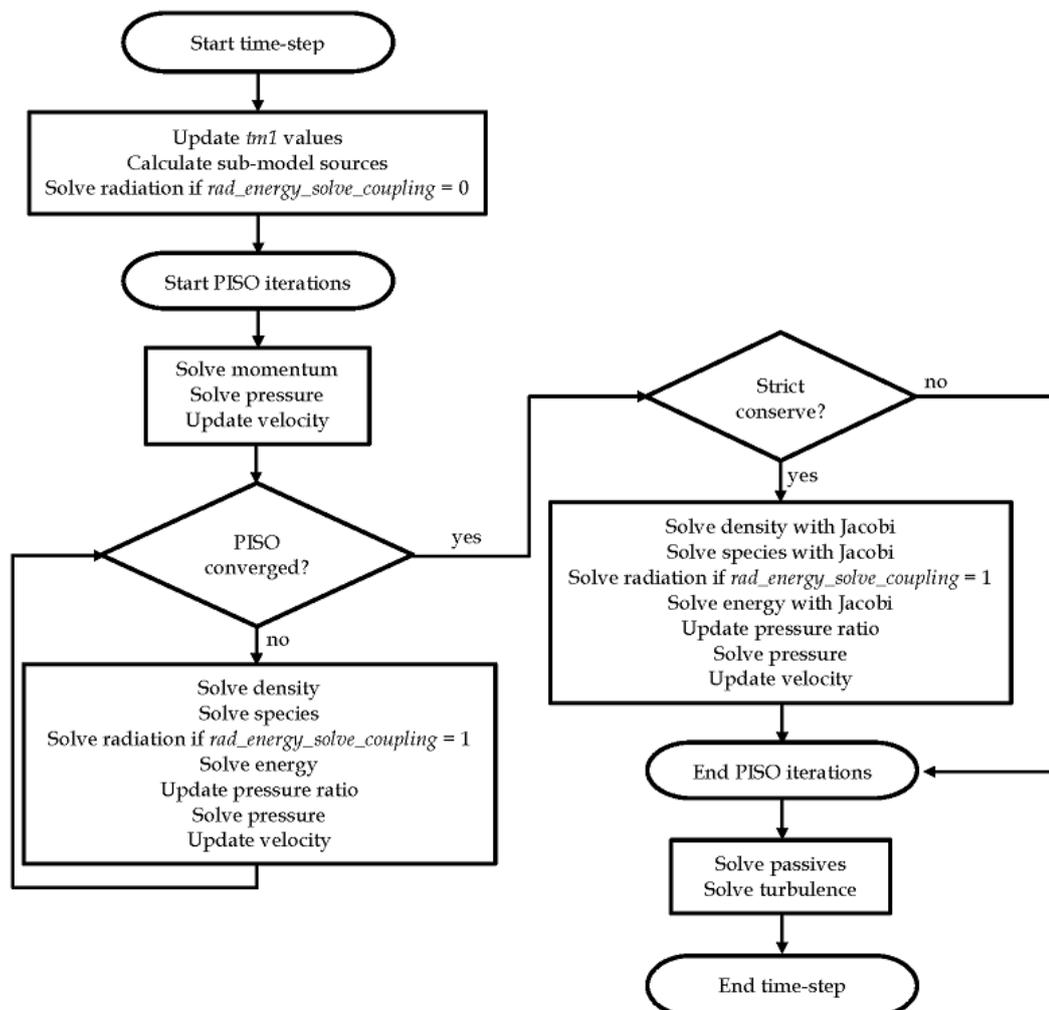


Figura 1.4: Ordine di soluzione delle equazioni del trasporto su CONVERGE [7].

1.5.1 Algoritmo PISO

Per la corretta configurazione dei parametri di simulazione è importante comprendere l'ordine in cui sono risolte le equazioni del trasporto. Come si può notare dalla Figura 1.4, in CONVERGE l'accoppiamento delle equazioni è controllato dall'algoritmo PISO. L'acronimo PISO sta per *Pressure Implicit with Splitting of Operators*. L'algoritmo inizia con un'ipotesi predittiva per risolvere l'equazione della quantità di moto in modo implicito o semi-implicito:

$$\frac{\rho^n u_i^*}{dt} - \frac{\rho^n u_i^n}{dt} = -\frac{\partial p^n}{\partial x_i} + H_i^* , \quad (1.20)$$

dove H è la somma del termine sorgente, l'apice n indica il valore della variabile alla precedente iterazione e $*$ indica il valore più aggiornato (più $*$ ci sono, più il valore è aggiornato). Si noti che l'equazione è scritta secondo la notazione di Einstein (vedi Appendice A). La prima correzione può essere scritta come:

$$\frac{\rho^* u_i^{**}}{dt} - \frac{\rho^n u_i^n}{dt} = -\frac{\partial p^*}{\partial x_i} + H_i^* . \quad (1.21)$$

Ora, sottraendo l'equazione 1.20 dall'equazione 1.21 si ottiene:

$$\frac{\rho^* u_i^{**}}{dt} - \frac{\rho^n u_i^*}{dt} = -\frac{\partial}{\partial x_i} (P^* - P^n) . \quad (1.22)$$

Mettendo in evidenza $\rho^* u_i^{**}$ risulta:

$$\rho^* u_i^{**} = -dt \frac{\partial}{\partial x_i} (P^* - P^n) + \rho^n u_i^* \quad (1.23)$$

e sostituendo quest'ultima relazione all'interno dell'equazione di conservazione della massa si ha:

$$\frac{\rho^* - \rho^n}{dt} = -\frac{\partial \rho^* u_i^{**}}{\partial x_i} + S , \quad (1.24)$$

dove S indica le sorgenti implicite ed esplicite. Sostituendo l'equazione 1.23 all'interno dell'equazione 1.24 si ottiene la seguente relazione:

$$\frac{\rho^* - \rho^n}{dt} = dt \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_i} (P^* - P^n) - \frac{\partial \rho^n u_i^*}{\partial x_i} + S . \quad (1.25)$$

Scrivendo la densità in funzione della pressione attraverso il rapporto di compressione ϕ (equazione di stato):

$$\rho^* = P^* \phi^n \quad (1.26)$$

e sostituendo l'equazione 1.26 nell'equazione 1.25 si ottiene la correzione della pressione, nella forma:

$$\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_i} (P^* - P^n) - \frac{(P^* - P^n) \phi^n}{dt^2} = \left(\frac{\partial \rho^n u_i^*}{\partial x_i} - S \right) \frac{1}{dt}. \quad (1.27)$$

Una volta risolta l'equazione 1.27, si può correggere la velocità attraverso l'equazione 1.22. Il ciclo viene così ripetuto finché la tolleranza (tol) non risulti soddisfatta:

$$\frac{|u_i^{**} - u_i^*|}{|u_i^{**}|} > tol \quad (1.28)$$

ed il numero di iterazioni sia inferiore ad un numero massimo definito dall'utente [7].

Capitolo 2

Modellazione della turbolenza e della combustione

2.1 Modello di turbolenza

Esistono due differenti stati di flusso, facilmente indicabili e distinguibili: flusso laminare e flusso turbolento. I flussi laminari sono caratterizzati da campi di velocità che variano senza alcun intoppo nello spazio e nel tempo, in cui le singole “lamine” (fogli) si spostano l’una sull’altra senza generare correnti trasversali. Questi flussi si generano quando la viscosità del fluido è sufficientemente grande da smorzare eventuali perturbazioni del flusso, causabili da imperfezioni del bordo o da altre irregolarità. A questi flussi corrisponde un numero di Reynold dal valore basso/medio. Al contrario, i flussi turbolenti sono caratterizzati da ampie fluttuazioni (più o meno casuali) di velocità e di pressione, sia nello spazio che nel tempo. Queste fluttuazioni sono generate da instabilità crescenti fino al raggiungimento di interazioni non lineari, le quali trasformano le fluttuazioni in vortici sempre più fini, che a loro volta vengono dissipati in calore attraverso l’intervento della viscosità. I flussi turbolenti si manifestano con valori alti del numero di Reynold. Il processo di combustione prende posto nella categoria del flusso turbolento, il quale risulta maggiormente influenzato dalla fase di aspirazione e successivamente dalla fase di compressione. La struttura e la propagazione del fronte di fiamma (fortemente influenzata dalla turbolenza) sono di grande importanza per la comprensione della modellazione della combustione. Struttura e propagazione sono il risultato di una forte relazione tra reazione chimica, processi di trasporto di diffusione di massa e conduzione del calore, moto del fluido. Per tenere conto dell’interazione tra il processo di combustione ed il fenomeno della turbolenza, quindi per risolvere le equazioni del flusso in regime turbolento, si possono tenere in considerazione tre differenti procedure: *Reynolds Averaged Navier-Stokes* (RANS), *Large Eddies Simulations* (LES) e *Direct Numerical Simulations* (DNS). Vantaggi e svantaggi di queste tre differenti procedure sono riportati in Tabella 2.1. In breve:

- DNS: in questo metodo le equazioni di Navier-Stokes vengono risolte senza l’utilizzo di alcun modello per i moti turbolenti. Viene quindi catturata ogni interazione presente tra turbolenza e combustione. Fondamentalmente DNS funziona come un sensore ad alta frequenza, misura cioè tutte le fluttuazioni

della quantità in esame (vedi Figura 2.1) e presenta elevati costi dal punto di vista computazionale (numerico) e di conseguenza in termini di tempo.

- LES: in questo metodo si classificano, secondo una specifica scala, i vortici di turbolenza; quelli con dimensioni più grandi sono calcolati esplicitamente dal risolutore fluidodinamico, mentre quelli sotto un certo valore di scala (k_c in Figura 2.2) necessitano di un modello di *sub-grid* affinché i loro effetti possano essere considerati nella combustione.
- RANS: in questo metodo le grandezze non risultano più istantanee, ma sono mediate in un certo intervallo temporale, sufficientemente piccolo rispetto ai fenomeni che si vogliono seguire, ma sufficientemente grande rispetto ai disturbi della turbolenza. Questo metodo consente una notevole riduzione dei tempi di calcolo, in quanto le scale del moto mediato risultano molto più grandi di quelle delle fluttuazioni turbolenti. Questo metodo richiede però dei modelli di turbolenza [9].

In questo lavoro di tesi si analizzerà in dettaglio soltanto l'approccio RANS, in quanto è il metodo usato nella parte pratica della tesi stessa.

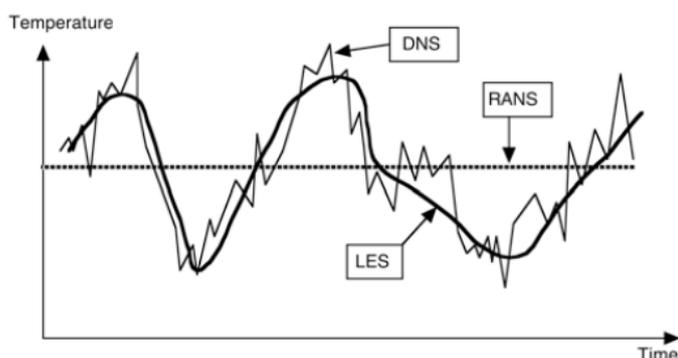


Figura 2.1: Confronto tra diversi approcci di turbolenza [10].

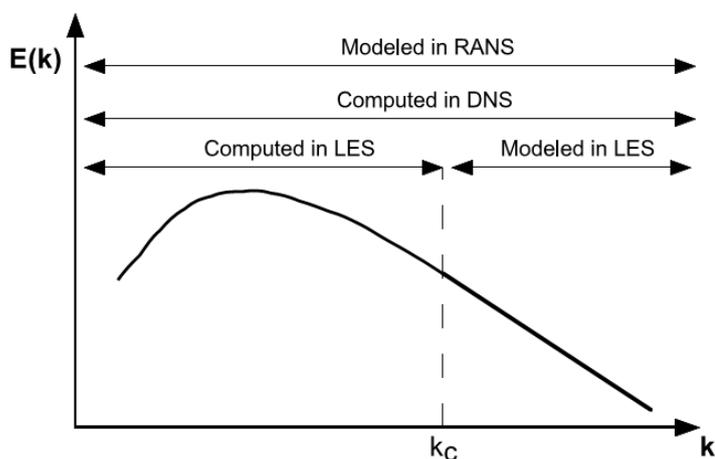


Figura 2.2: Spettro di energia di turbolenza in funzione del numero d'onda [10].

Metodo	Vantaggi	Svantaggi
DNS	<ul style="list-style-type: none"> • Non è richiesto l'uso di un modello di turbolenza; • la precisione è limitata solo dalle capacità computazionali; • possono fornire dati di riferimento non disponibili attraverso gli esperimenti (come ad esempio l'instabile velocità 3D ed i campi scalari). 	<ul style="list-style-type: none"> • Limitato a flussi a bassi numeri di Reynold e con geometrie relativamente semplici; • elevati costi di calcolo computazionale; • il numero tipicamente "più grande possibile" dei punti della griglia viene utilizzato senza un'adeguata valutazione della convergenza.
LES	<ul style="list-style-type: none"> • Solo le piccole scale richiedono la modellazione; • costo computazionale molto più economico del DNS; • vengono fatte previsioni non stazionarie del flusso, il che implica la disponibilità per un certo periodo temporale delle informazioni sugli eventi estremi; • progettato in maniera corretta, dovrebbe consentire numeri di Reynolds tendenti ad infinito; • si può ottenere l'accuratezza desiderata raffinando la griglia numerica. 	<ul style="list-style-type: none"> • L'ipotesi di base richiede l'indipendenza delle piccole scale (non risolte) dalle condizioni al contorno (importanti per la geometria del flusso); • costoso per alcune applicazioni ingegneristiche; • la teoria del filtraggio e della turbolenza delle piccole scale richiede ancora lo sviluppo di geometrie complesse e flussi altamente anisotropi.
RANS	<ul style="list-style-type: none"> • Basso costo computazionale; • può essere utilizzato per geometrie di flusso estremamente complesse; • se combinato con informazioni empiriche, può essere estremamente utile per parametrizzare il comportamento vicino alle pareti. 	<ul style="list-style-type: none"> • Solo i fenomeni di flusso costante possono essere esplorati sfruttando appieno la riduzione computazionale; • sono richiesti modelli di turbolenza; • modelli di turbolenza più accurati generano insiemi di equazioni estremamente complessi.

Tabella 2.1: Vantaggi e Svantaggi dei metodi DNS, LES e RANS

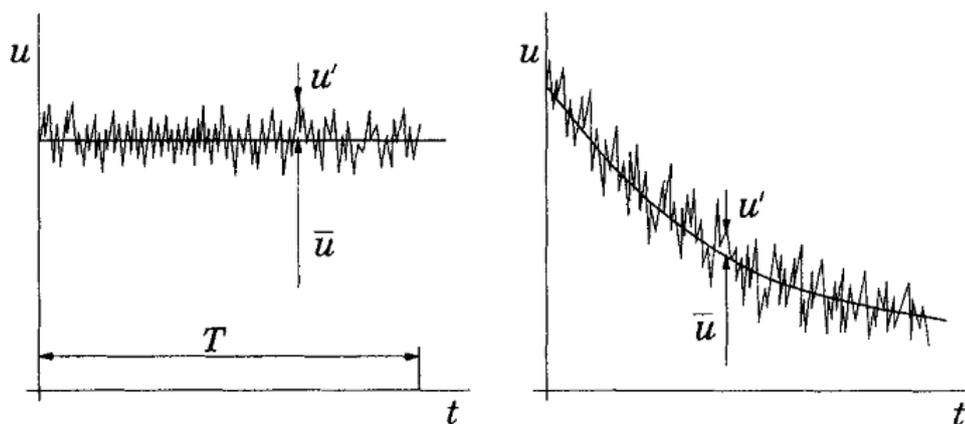


Figura 2.3: Media del tempo per un flusso staticamente costante (a sinistra) e media dell'insieme per un flusso instabile (a destra) [11].

2.1.1 Reynolds Averaged Navier-Stokes: RANS

In un flusso costante staticamente, ogni variabile può essere scritta come la somma di un valore mediato nel tempo ed una fluttuazione sul valore stesso:

$$\phi(x_i, t) = \bar{\phi}(x_i) + \phi'(x_i, t) , \quad (2.1)$$

con

$$\bar{\phi}(x_i) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \phi(x_i, t) dt , \quad (2.2)$$

dove t è il tempo e T è l'intervallo medio. Questo intervallo deve essere grande rispetto alla scala temporale tipica delle fluttuazioni, ovvero si è interessati al limite di $T \rightarrow \infty$ (vedi Figura 2.3). Se T fosse abbastanza grande, ϕ non dipenderebbe dall'istante in cui viene avviata la media. Qualora il flusso sia instabile, la media del tempo non potrà essere utilizzata e dovrà essere sostituita dalla media dell'insieme. Questo concetto è visibile in Figura 2.3:

$$\bar{\phi}(x_i) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^N \phi(x_i, t) , \quad (2.3)$$

dove N è il numero di membri dell'insieme e deve essere abbastanza grande da eliminare gli effetti delle fluttuazioni. Questo tipo di media può essere applicato a qualsiasi flusso.

Si usa il termine RANS per indicare uno qualsiasi di questi processi di mediazione. Dall'equazione (2.2) segue che $\phi = 0$. Quindi, la media di qualsiasi termine lineare nell'equazione di conservazione fornisce semplicemente lo stesso identico termine per la quantità mediata. Da un termine non lineare quadratico otteniamo due termini, il prodotto della media ed una covarianza:

$$\overline{u_i \phi} = \overline{(\bar{u}_i + u'_i)(\bar{\phi} + \phi')} = \bar{u}_i \bar{\phi} + \overline{u'_i \phi'}. \quad (2.4)$$

L'ultimo termine è zero soltanto se le due quantità non sono correlate; questo è raro nel caso di flussi turbolenti e, di conseguenza, le equazioni di conservazione contengono termini come $\overline{\rho u'_i u'_j}$ (*Reynold stresses*) e $\overline{\rho u'_i \phi'}$ (*Turbolent scalar flux*). Questi non possono essere rappresentati esclusivamente in termini di quantità medie. Le equazioni di continuità e di conservazione della quantità di moto possono, per flussi incomprimibili ed in assenza delle forze di massa, essere scritte in accordo con la notazione di Einstein (si veda appendice A):

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j + \overline{\rho u'_i u'_j} \right) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_i}, \quad (2.6)$$

dove il termine $\bar{\tau}_{ij}$ rappresenta i componenti del tensore degli sforzi viscosi mediato:

$$\bar{\tau}_{ij} = \mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (2.7)$$

Alla fine, l'equazione mediata di una quantità scalare può essere scritta come:

$$\frac{\partial(\rho \bar{\phi})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho \bar{u}_j \bar{\phi} + \overline{\rho u'_j \phi'} \right) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_j} \right). \quad (2.8)$$

La presenza dei *Reynolds stresses* e del *turbolent scalar flux*, all'interno delle leggi di conservazione, significa che queste ultime contengono più variabili di quante siano le equazioni. Affinché le equazioni possano essere considerate “chiuso”, sono necessarie alcune approssimazioni, che solitamente sono date dallo scrivere le quantità sopra citate in termini di quantità medie. Queste approssimazioni sono denominate “modelli turbolenti” in ingegneria o “parametrizzazioni” nella geoscienza [11].

2.1.2 Modello turbolento per il tensore degli sforzi di

Reynold: $\kappa - \varepsilon$

Per “chiudere” le equazioni sopra introdotte è necessario introdurre un modello di turbolenza. Per vedere quale possa essere un modello ragionevole, si nota che, nei flussi laminari, l'energia dissipata e le leggi di conservazione di massa, della quantità di moto e dell'energia normali alle linee di corrente, risultano mediate dalla viscosità. È naturale allora pensare che l'effetto della turbolenza possa essere rappresentato da un aumento della viscosità. In accordo con le ipotesi di Boussinesq [12],[13], il

tensore degli sforzi di Reynold, dato da $\widetilde{\bar{\rho}u''_i u''_j}$ può essere modellato dal tensore degli sforzi viscoso nella forma dei fluidi Newtoniani:

$$\widetilde{\bar{\rho}u''_i u''_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \right) + \frac{2}{3} \bar{\rho} k, \quad (2.9)$$

dove:

μ_t : è la viscosità dinamica turbolenta;

δ_{ij} : è il simbolo di Kronecker:

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{se } i = j \\ 0 & \text{se } i \neq j \end{cases}; \quad (2.10)$$

k è l'energia cinetica turbolente:

$$k = \frac{1}{2} \sum_{k=0}^3 \widetilde{u''_i u''_j}. \quad (2.11)$$

Il problema a questo punto risulta essere il calcolo della viscosità dinamica turbolenta μ_t . Questo è proprio il compito del modello $k - \varepsilon$, un modello a due equazioni proposta da Jones e Launder [14], basato sull'energia cinetica turbolenta (k) ed il suo grado di dissipazione (ε). La viscosità dinamica è calcolata come:

$$\mu_t = \bar{\rho} C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (2.12)$$

k e ε vengono calcolati attraverso le seguenti equazioni di trasporto:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + P_k - \bar{\rho} \varepsilon, \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k + C_{\varepsilon 2} \bar{\rho} \frac{\varepsilon^2}{k}, \quad (2.14)$$

dove P_k è espresso attraverso la relazione:

$$P_k = -\widetilde{\bar{\rho}u''_i u''_j} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}. \quad (2.15)$$

Il tensore degli sforzi di Reynold che appare nel termine P_k è calcolato attraverso l'equazione (2.9). Nella Tabella 2.2 sono invece riportate le costanti utilizzate nel modello, insieme ai valori di solito adottati per queste [11]. In CONVERGE si utilizza un'estensione del modello $k - \varepsilon$, ovvero il modello $k - \varepsilon$ RNG (RNG - *Renormalized Group*) proposto da Yakhot ed altri [15], in cui lo scopo è fondamentalmente quello di considerare più di una lunghezza vorticoso di scala che contribuisca alla diffusione della turbolenza. Per dettagli più approfonditi sul modello e sulle sue peculiarità è consigliata la lettura del manuale di CONVERGE.

C_μ	0.9
σ_k	1.0
σ_ε	1.3
$C_{\varepsilon 1}$	1.44
$C_{\varepsilon 2}$	1.92

Tabella 2.2: Costanti modello $k - \varepsilon$.

2.1.3 Laminar flame speed (LFS)

Uno dei parametri alla base dei modelli della combustione è la velocità di fiamma laminare (LFS – *Laminar Flame Speed*). La fiamma è il risultato di una reazione chimica autosufficiente che si verifica all’interno di una regione dello spazio chiamata “fronte di fiamma”, una zona in cui la miscela incombusta viene riscaldata e trasformata in prodotti. Il fronte di fiamma è strutturato in due regioni: una zona di preriscaldamento ed una zona di reazione. Nella zona di preriscaldamento, la temperatura della miscela incombusta viene incrementata principalmente per conduzione termica dalla zona di reazione: all’interno di questa prima regione non si manifestano reazioni significative e non vi è rilascio di energia. La zona di reazione invece è quella regione in cui iniziano le reazioni chimiche esotermiche e si raggiunge l’equilibrio termico dei gas bruciati. LFS è una proprietà della miscela di combustibile. È la velocità alla quale la fiamma si propaga in una miscela premiscelata incombusta a valle del fronte di fiamma. La velocità di combustione laminare è data da:

$$S_L = \frac{dm_b/dt}{A_f \rho_u}, \quad (2.16)$$

dove la frazione di massa bruciata dm_b/dt è determinata dall’incremento di pressione nel cilindro, A_f è la superficie della fiamma e ρ_u è la densità della miscela incombusta.

2.1.4 Laminar Premixed Flames

La principale proprietà di una fiamma premiscelata è la capacità di propagare in direzione normale a sé stessa con una velocità di combustione che, in prima approssimazione, dipende dai parametri termo-chimici del gas premiscelato che segue la fiamma. In un flusso costante di gas premiscelato, una fiamma si propagherà attraverso quest’ultimo finché non raggiungerà una condizione di stabilità, in modo tale che, localmente, la velocità del flusso in direzione normale alla fiamma possa essere uguale alla velocità di combustione. Il classico dispositivo utilizzato per generare una fiamma laminare premiscelata è il bruciatore Bunsen mostrato in Figura 2.4 [16]. In Figura 2.4 è illustrato anche l’equilibrio cinematico di una fiamma obliqua costante. Il vettore velocità v_u del flusso in arrivo dalla miscela incombusta (pedice u) è diviso in due componenti: un vettore tangente alla fiamma ($v_{t,u}$) ed un vettore normale al fronte della stessa ($v_{n,u}$).

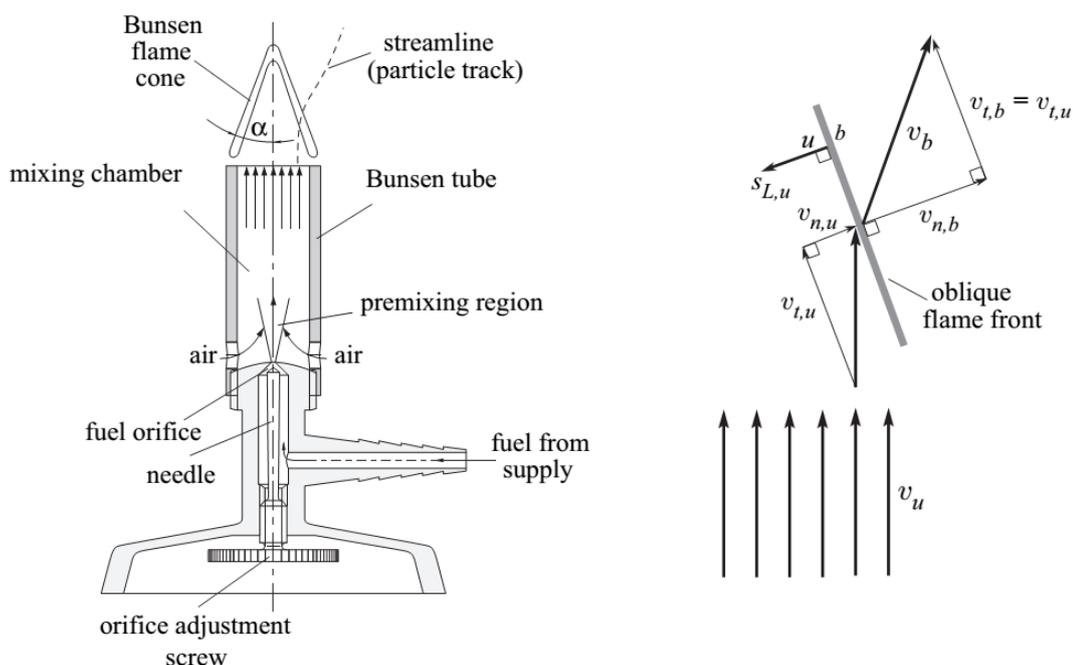


Figura 2.4: Il Bruciatore Bunsen (a sinistra) e l'equilibrio cinematico per una fiamma costante ed obliqua [16].

A causa dell'espansione termica all'interno del fronte di fiamma, la componente normale del vettore velocità aumenta, in quanto la densità del flusso ρv_n deve essere la stessa sia per la miscela incombusta che per quella bruciata:

$$(\rho v_n)_u = (\rho v_n)_b, \quad (2.17)$$

$$v_{n,b} = v_{n,u} \frac{\rho_u}{\rho_b}. \quad (2.18)$$

La componente tangenziale della velocità $v_{t,u}$ non è influenzata dall'espansione del gas e quindi rimane invariata:

$$v_{t,b} = v_{t,u}. \quad (2.19)$$

La somma vettoriale dei due componenti del vettore velocità all'interno del gas bruciato (Figura 2.4) genera quindi un vettore v_b , avente una direzione deviata dal flusso di miscela incombusta. Inoltre, poiché con questo dispositivo il fronte di fiamma risulta stazionario, la velocità di combustione ($S_{L,u}$) deve uguagliare la velocità di flusso della miscela incombusta in direzione normale al fronte di fiamma, ovvero:

$$S_{L,u} = v_{n,u}. \quad (2.20)$$

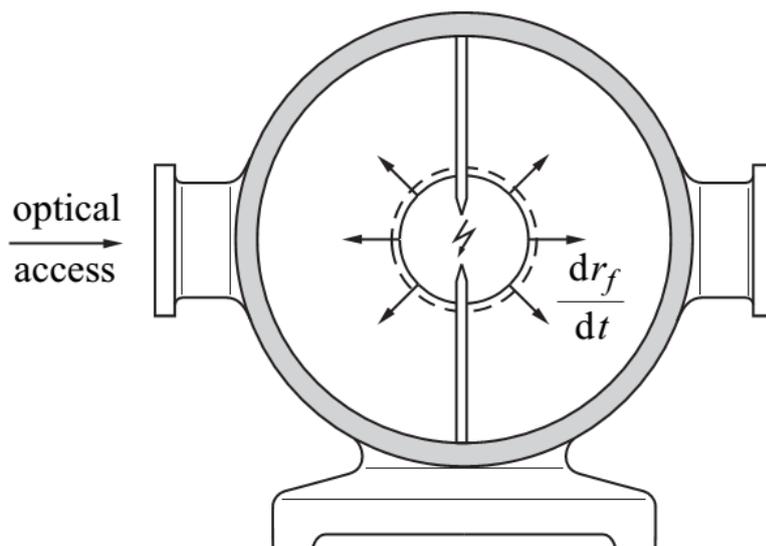


Figura 2.5: Propagazione della fiamma laminare sferica in una bomba a combustione [16].

Indicando con α il cono di fiamma del Bunsen (vedi Figura 2.4), la componente normale del vettore velocità può essere scritta secondo la relazione:

$$v_{n,u} = v_{n,u} \text{sen}(\alpha) \quad (2.21)$$

e di conseguenza si ottiene:

$$S_{L,u} = v_u \text{sen}(\alpha) . \quad (2.22)$$

Ciò consente di determinare sperimentalmente la velocità di combustione, misurando quindi l'angolo del cono α ma con l'ipotesi che la velocità di flusso v_u sia uniforme all'uscita del tubo. In caso contrario, l'angolo di fiamma varia con la distanza radiale, in quanto la velocità di combustione $S_{L,u}$ è essenzialmente costante.

Un altro esempio di dispositivo sperimentale utilizzato per misurare la velocità di fiamma laminare è la *Combustion Bomb* (bomba a combustione - vedi Figura 2.5), all'interno della quale viene generata una fiamma per mezzo di una scintilla centrale. Si ha quindi la propagazione sferica di una fiamma che può essere rilevata otticamente attraverso l'utilizzo di finestre di quarzo. Di conseguenza si può registrare la propagazione della fiamma dr_f/dt . In questo caso il fronte di fiamma non è stazionario. Se si considerano le velocità del flusso radiale positive nel verso del centro della sfera, allora bisognerà sottrarre la velocità del fronte di fiamma nell'equilibrio di massa del flusso:

$$\rho_u \left(v_u - \frac{dr_f}{dt} \right) = \rho_b \left(v_b - \frac{dr_f}{dt} \right) . \quad (2.23)$$

Sul fronte di fiamma, l'equilibrio cinematico tra i vettori di velocità di propagazione, velocità di flusso e velocità di combustione rispetto alla miscela incombusta è:

$$\frac{dr_f}{dt} = v_u + S_{L,u} \quad (2.24)$$

e, similmente, il bilancio cinematico relativo alla miscela di gas combusta è:

$$\frac{dr_f}{dt} = v_b + S_{L,b} . \quad (2.25)$$

Combinando le equazioni (2.23) e (2.34) si ottiene:

$$\frac{dr_f}{dt} = \frac{\rho_u}{\rho_u - \rho_b} v_u = v_u + S_{L,u} . \quad (2.26)$$

Questa velocità è indotta dall'espansione dei gas dietro il fronte di fiamma. Inoltre segue che la velocità di propagazione di fiamma è correlata alla velocità di combustione $S_{L,u}$ da:

$$\frac{dr_f}{dt} = \frac{\rho_u}{\rho_b} S_{L,u} . \quad (2.27)$$

Il confronto tra le equazioni (2.25) e (2.26) mostra che la velocità di combustione rispetto al gas combusto risulta maggiore della velocità di combustione rispetto al gas incombusto di un fattore ρ_u/ρ_b .

In Figura 2.6 è mostrata la struttura 1D della fiamma laminare magra. È un modello di base per comprendere come avviene l'interazione della fiamma con i gas incombusti. In primo luogo, i gas vengono riscaldati in una zona di preriscaldamento (*preheat zone*) e successivamente raggiungono la cosiddetta zona di reazione

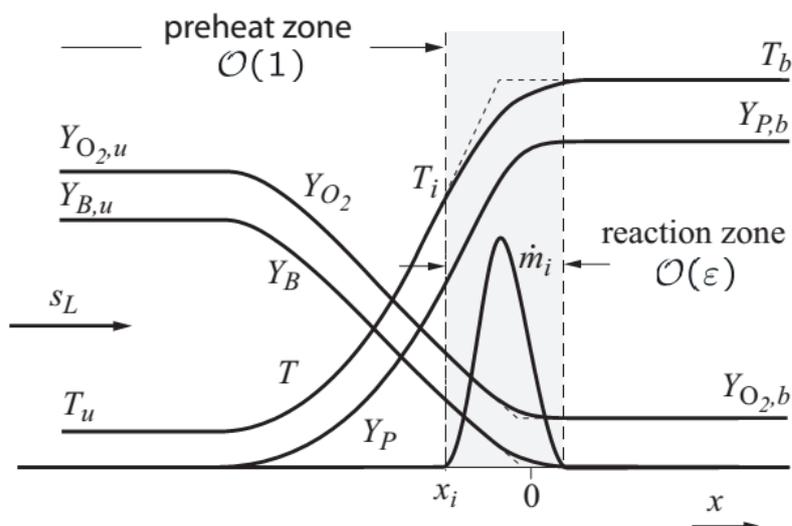


Figura 2.6: Struttura di una fiamma laminare magra [16].

(*reaction zone*), come descritto precedentemente. In quest'ultima zona i reagenti si trasformano in gas combustibili, i quali, a loro volta, vengono depositati nello strato di ossidazione (non menzionato in figura). Questo modello è importante per capire il concetto di spessore di fiamma; quando il flusso diventa turbolento, l'increspatura del fronte di fiamma influenza il trasferimento di calore e di massa tra i gas combustibili ed incombustibili. Per una descrizione più dettagliata del modello fare riferimento a [16].

2.1.5 Metodi per stimare LFS

Generalmente, vengono utilizzati due diversi metodi per prevedere la velocità di fiamma laminare:

1. Leggi di Potenze

Le leggi di potenza si suddividono, a loro volta, in due differenti approcci:

a. Metghalchi and Keck

Il primo approccio consiste nel calcolare LFS attraverso la relazione di Metghalchi and Keck [17]

$$S_L = S_{L,0} \frac{T_u^\alpha}{T_0} \frac{P^\beta}{P_0}, \quad (2.28)$$

dove T_0 e P_0 sono rispettivamente la temperatura e la pressione di riferimento ($T_0 = 298 \text{ K}$ e $P_0 = 1 \text{ atm}$), T_u è la temperatura della miscela non bruciata, mentre $S_{L,0}$, α e β sono costanti in funzione del combustibile dato, del rapporto di equivalenza e della frazione di carburante bruciata. Queste ultime per propano, isoottano e metanolo sono date da:

$$\alpha = 2.18 - 0.8(\phi - 1), \quad (2.29)$$

$$\beta = -0.16 + 0.22(\phi - 1), \quad (2.30)$$

$$S_{L,0} = B_m - B_\phi(\phi - \phi_m)^2, \quad (2.31)$$

dove ϕ_m è il rapporto di equivalenza, $S_{L,0}$ è la velocità laminare di fiamma di riferimento e B_m è il massimo valore di quest'ultima [18]. Queste relazioni non risultano essere adatte per il *Natural Gas*, che è il combustibile utilizzato nel motore d'interesse alla parte pratica di questo lavoro di tesi. Quindi, nei lavori precedentemente effettuati è stata adottata inizialmente una relazione modificata proposta da Gülder.

b. Gülder

Il secondo approccio prevede l'utilizzo della relazione proposta da Gülder [19]:

$$S_L = S_{L,0} \frac{T_u^\alpha}{T_0} \frac{P^\beta}{P_0} (1 - 2.1Y_{dil}), \quad (2.32)$$

dove Y_{dil} è la frazione della specie diluita e $S_{L,0}$, α e β sono dati rispettivamente dalle seguenti equazioni:

$$S_{L,0} = \omega \phi^\eta \exp \left[-\xi (\phi - 1.075)^2 \right], \quad (2.33)$$

$$\alpha = \alpha_{ref} - 0.8(\phi - 1), \quad (2.34)$$

$$\beta = \beta_{ref} + 0.22(\phi - 1), \quad (2.35)$$

con ω , ξ e η costanti fornite dall'utente per il carburante e l'ossidante utilizzati nella simulazione. In Tabella 2.3 è possibile vedere il valore di queste costanti relative al Metano.

ω	0.4220
η	0.150
ξ	5.18
α	2
β	-0.5

Tabella 2.3: Valori specifici delle costanti di Gülder per il Metano $k - \varepsilon$.

2. Meccanismi cinetici

Questo metodo prevede la descrizione passo per passo di ciò che avviene a livello molecolare. Descrive lo stato di transizione, l'ordine in cui i legami si formano e si rompono ed anche la velocità di ogni passo. Il coefficiente di velocità di reazione per ogni specie (k) è definita dalla relazione:

$$k_k = A_k T^{\eta_k} \exp \left(-\frac{E_k}{RT} \right), \quad (2.36)$$

dove A è il fattore di frequenza, T la temperatura, η l'esponente pre-esponenziale di quest'ultima, R la costante dei gas, E l'energia di attivazione. I meccanismi chimici cinetici vengono definiti per la diversa composizione del carburante e, inoltre, dipendono dal numero di specie definite e dalle sotto-reazioni di ciascuna specie. Per ridurre il tempo computazionale dei meccanismi cinetici e

per migliorare l'accuratezza del modello di Gülder, questo lavoro di tesi utilizza LFST (*Laminar Flame Speed Table*), una tabella creata da un collega [20] attraverso l'utilizzo del software DARS¹ e dei meccanismi cinetici stessi, con il fine di calcolare anticipatamente la velocità laminare di fiamma per diverse complesse composizioni di *Natural Gas*. La tabella è stata usata in CONVERGE attraverso una funzione definita dall'utente. È possibile trovare una descrizione più dettagliata del modello appena presentato nel seguente lavoro di tesi [20].

2.2 Modello di accensione: ISSIM

Il modello ISSIM (*Imposed Stretch Spark Ignition Model*) utilizza lo stesso circuito elettrico descritto dal modello di accensione AKTIM (*Arc and Kernel Tracking Ignition Model*) [21] (vedi Figura 2.7). Lo scopo principale del modello ISSIM è simulare la velocità di reazione data dalla densità superficiale di fiamma (FSD – *Flame Surface Density*) a partire dal momento dell'accensione. Il circuito primario include la batteria e l'induttanza primaria. Quando l'interruttore è aperto, l'energia viene immagazzinata nell'induttanza primaria. Alla candela viene trasferito circa il 60% dell'energia [22], mentre la quota rimanente di quest'ultima viene dissipata nell'induttanza secondaria. Il modello ISSIM considera solo la parte secondaria del sistema induttivo di accensione. La “vita” della scintilla è strutturalmente suddivisa in tre parti. La *breakdown phase* (fase di rottura) e l'*arc phase* (fase ad arco), che tipicamente durano meno di un microsecondo, prendono in considerazione un deposito istantaneo di energia nel gas, E_{bd} , che risulta essere dato dalla relazione:

$$E_{bd} = \frac{V_{bd}^2}{C_{bd}^2 d_{ie}}, \quad (2.37)$$

dove V_{bd} è la tensione di rottura (tensione per cui la scintilla scarica la sua energia, ricavata dalla legge di Paschen [23]), C_{bd} è una costante e d_{ie} è la distanza interelettrica degli input dell'utente.

La *glow phase* (fase di bagliore: la scintilla della candela è fisicamente visibile), che può durare alcuni millisecondi, è modellata risolvendo il circuito elettrico ODE (*Ordinary Differential Equations*). Durante questa fase, la tensione della scintilla V_{ie} è data dalla relazione:

$$V_{ie}(t) = V_{cf} + V_{af} + V_{gc}, \quad (2.38)$$

dove V_{cs} è la tensione di rottura del catodo, V_{af} è la tensione di rottura dell'anodo e V_{gc} è la tensione della colonna di gas. La corrente nel circuito secondario è data dall'equazione:

$$i_s = \sqrt{\frac{2E_s}{L_s}}, \quad (2.39)$$

¹DARS è uno strumento autonomo di simulazione, disponibile in commercio per la gestione 0D e 1D e per l'analisi delle reazioni chimiche.

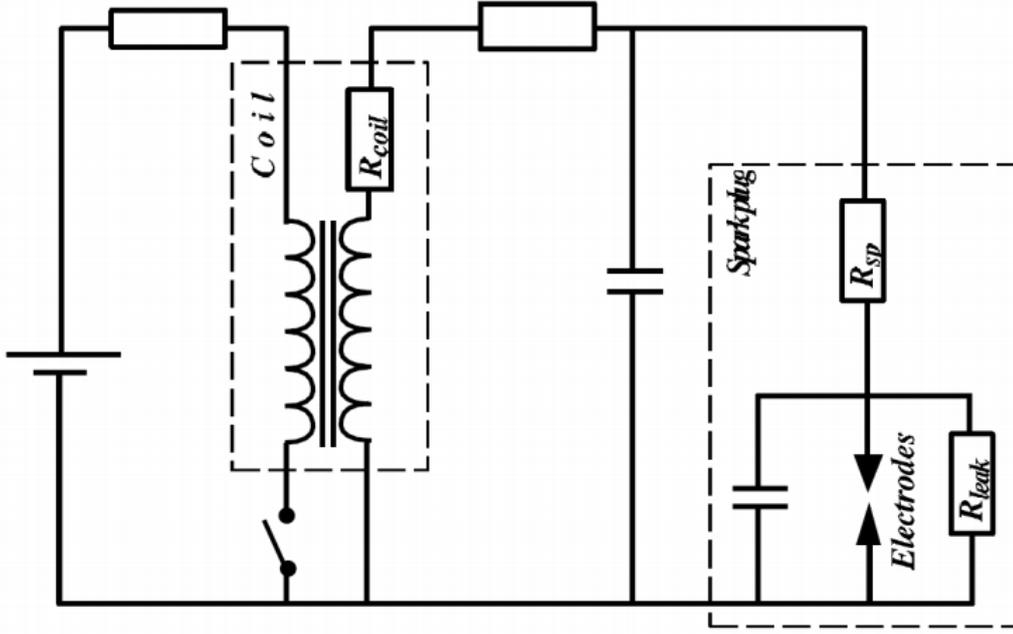


Figura 2.7: Schema elettrico semplificato del sistema induttivo [7].

dove L_s è l'induttanza secondaria ed E_s è l'energia associata, data da:

$$\frac{\partial E_s(t)}{\partial t} = -R_s i_s^2(t) - V_{is} i_s(t) . \quad (2.40)$$

Quando la tensione della scintilla raggiunge la tensione di rottura (ovvero, $V_{ie} > V_{bd}$), il gas inizia a reagire e diventa conduttivo. Inizialmente la lunghezza della fiamma è uguale allo spinterometro definito dall'utente:

$$l_{spk}(t = 0) = d_{ie} . \quad (2.41)$$

Successivamente la scintilla viene allungata dalla convezione e dal moto turbolento del flusso. La lunghezza totale della scintilla è data da:

$$l_{spk} = l_{spk}^{mean} \Xi_{spk} , \quad (2.42)$$

dove la lunghezza media della scintilla è data dalla seguente relazione:

$$\frac{dl_{spk}^{mean}}{dt} = 2u_{conv} , \quad (2.43)$$

nella quale u_{conv} indica la convezione media, mentre l'increspatura della scintilla (*spark wrinkling*) risulta data dall'equazione:

$$\frac{d\Xi_{spk}}{dt} = K_t , \quad (2.44)$$

dove K_t considera l'effetto della rugosità di turbolenza.

L'energia totale ricevuta dal gas, E_{ign} , è data dalla somma dell'energia ricevuta dalla *breakdown phase* (E_{bd}) e dall'energia ricevuta durante la *glow phase*:

$$E_{ign} = 0.6E_{bd} + \int_{t_{spk}}^t V_{gc} i_s dt . \quad (2.45)$$

Se E_{ign} risulta più grande dell'energia critica E_{crit} , avviene l'accensione. L'energia critica è data dalla relazione:

$$E_{crit} = 4 \frac{\gamma}{1 - \gamma} l_{spk} p \pi \delta_L^2 , \quad (2.46)$$

dove δ_L è lo spessore della fiamma e γ è il rapporto di capacità termica del gas.

2.3 Modello di combustione

Fino ad ora si è introdotto il concetto di velocità di fiamma laminare. In questa sezione si introdurranno modelli di turbolenza di fiamma per poi introdurre la combustione premiscelata turbolenta. La combustione richiede la miscelazione a livello molecolare del carburante e dell'ossidante, che è funzione della turbolenza. La miscelazione molecolare tra combustibile ed ossidante avviene nell'interfaccia tra i piccoli vortici creati dalla turbolenza.

L'interesse sulla velocità di fiamma laminare ha due principali obiettivi: il primo è dato dall'usare questa velocità per caratterizzare il tempo delle reazioni chimiche della miscela attraverso il numero di Damkohler, che in accordo con Tan e Reitz [24] è dato dalla relazione:

$$D_a = \frac{\tau_T}{\tau_L} = \left(\frac{l_t}{\delta_L} \right) \left(\frac{S_L}{u'} \right) \quad (2.47)$$

con

$$\delta_L = \frac{(\lambda/c_p)_o}{(\rho S_L)_u} , \quad (2.48)$$

$$l_t = c_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} , \quad (2.49)$$

dove λ è la conduttività molecolare, il pedice o indica un valore di cella ed il pedice u indica un valore della regione incombusta. Il secondo è una conseguenza data dalla struttura della fiamma, ovvero a lamine sottili ed increspate, le quali si propagano alla velocità di combustione laminare.

La fiamma è avviata dalla scintilla della candela e durante il suo sviluppo si allontana da essa. Si definisce superficie del fronte di fiamma A_f una superficie sferica

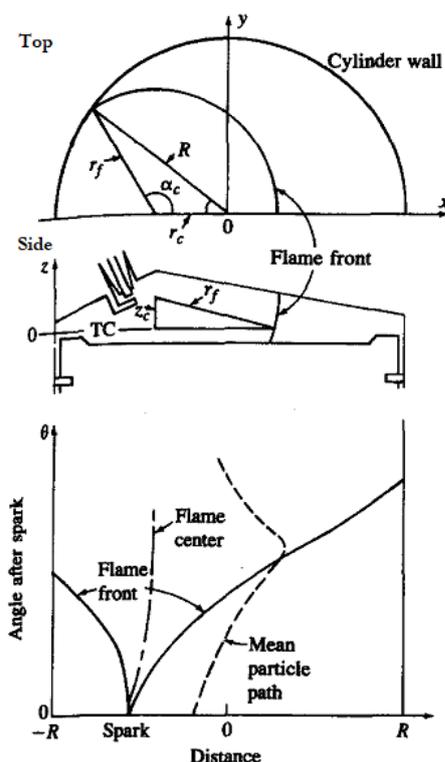


Figura 2.8: Schematizzazione del fronte di fiamma sferico all'interno la camera di combustione di un motore ed identificazione dei parametri che definiscono la geometria di fiamma [18].

di raggio r_f , coincidente con il bordo antecedente il fronte di fiamma all'interno della camera di combustione e, di conseguenza, si indica con V_f il volume acceso, ovvero il volume antecedente il fronte di fiamma. Con r_b si definisce invece il raggio della miscela di gas combusti, ovvero il raggio della superficie sferica che conterrebbe, dietro di esso, tutta la miscela di gas combusti appunto. Di conseguenza il volume di gas combusti è dato dalla relazione:

$$V_b(r_b, r_c, \alpha_c, z_c) = V_b(p, \theta) , \quad (2.50)$$

dove r_c , α_c e z_c sono le coordinate del centro di fiamma, come mostrato in Figura 2.8. La superficie sferica combusta A_b è data dalla seguente relazione (analitica):

$$A_b = \frac{\partial V_b(r_b, r_c, \alpha_c, z_c)}{\partial r_b} . \quad (2.51)$$

La superficie laminare combusta A_L , è l'area superficiale che la fiamma avrebbe se bruciasse esclusivamente con velocità di fiamma laminare, ed è data dalla seguente relazione:

$$A_L = \frac{dm_b/dt}{\rho_u S_L} , \quad (2.52)$$

dove m_b è la massa di gas combustibili bruciata, ρ_u è la densità della miscela incombusta e S_L è la velocità laminare di fiamma (vedi i Sottoparagrafi 2.1.3 e 2.1.5).

Si possono definire inoltre differenti tipologie di velocità. La velocità di espansione media del fronte di fiamma (u_f) è data dalla relazione:

$$u_f = \frac{dA_S/dt}{L_S}, \quad (2.53)$$

dove A_S è l'area "d'ombra" di fiamma (visibile fotograficamente come un'area nera) racchiusa dalla circonferenza che maggiormente riesce ad inglobare quest'ultima, L_S è la lunghezza d'arco di questa circonferenza "migliore" ed è data dalla seguente relazione:

$$L_S = \frac{\partial A_S}{\partial r_f}. \quad (2.54)$$

La velocità media di espansione dei gas combustibili (u_b) è data da:

$$u_b = \frac{\partial V_b/\partial t}{A_b}. \quad (2.55)$$

Questa è considerata con una posizione fissata del pistone, in quanto sono di interesse solo le variazioni di volume di gas combusto dovuto alla combustione.

La velocità di combustione S_b è definita dalla relazione:

$$S_b = \frac{dm_b/dt}{\rho_u A_b}. \quad (2.56)$$

La velocità media dei gas sul fronte di fiamma u_g è:

$$u_g = u_b - S_b. \quad (2.57)$$

Combinando le equazioni (2.52) e (2.56) si ottiene la relazione:

$$S_b A_b = S_L A_L. \quad (2.58)$$

La differenza tra u_b e S_b è quindi la velocità del gas incombusto u_g subito dopo il fronte di fiamma. L'effetto della propagazione di fiamma, nel campo di flusso in una miscela incombusta, davanti alla fiamma stessa è molto importante, in quanto è proprio la turbolenza davanti al fronte di fiamma che determina la velocità di combustione locale. La combustione, anche in assenza di turbolenza, è un processo intrinsecamente complesso che coinvolge una vasta gamma di tempi chimici e scale di lunghezza. Alcuni dei fenomeni chimici avvengono in tempi brevi su strati sottili e risultano associati a frazioni molto grandi di massa, temperatura e gradienti di densità. La descrizione di questi fenomeni chimici può richiedere migliaia di reazioni chimiche che portano di conseguenza a notevoli difficoltà numeriche. La turbolenza

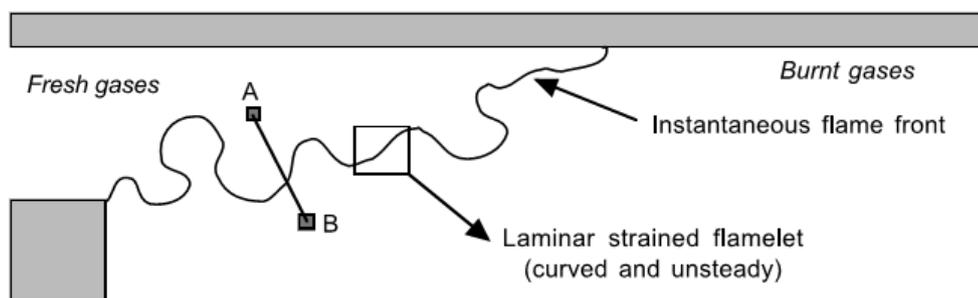


Figura 2.9: Definizione dell'ipotesi di flamelet [10].

stessa è probabilmente il fenomeno più complesso della meccanica dei fluidi non reagente. La combustione turbolenta è, quindi, un risultato dell'interazione bilaterale tra chimica e turbolenza. Quando la fiamma interagisce con un flusso turbolento, questo viene modificato a causa dei grandi cambiamenti di viscosità cinematica ed alle variazioni di temperatura. D'altra parte la turbolenza altera la struttura della fiamma, migliorandone le reazioni chimiche ma anche, in casi estremi, inibendola completamente, ovvero portandola allo spegnimento.

2.3.1 Ipotesi di flamlet

Sotto l'ipotesi dei *flamlet*, le reazioni chimiche sono così veloci da poter considerare il flusso composto da due parti, carica fresca e gas combust. Le due parti sono separate da uno strato sottile che può essere immaginato come costituito da piccoli elementi aventi il ruolo di fiamme laminari (come descritto nel paragrafo precedente). *Un flusso premiscelato reagente e turbolento si definisce in regime di flamlet quando una linea immaginaria collega un qualsiasi punto A (presente all'interno della miscela di gas incombusti) ad un altro punto B (presente all'interno dei prodotti della combustione), incrociando (almeno) un fronte di fiamma attivo* (vedi Figura 2.9) [20]. Il modo in cui la turbolenza interagisce con questi piccoli elementi di fiamma può produrre il cosiddetto *quenching effect*. Questo effetto si verifica quando perturbazioni esterne (ad esempio perdite di calore o allungamenti aerodinamici) sono così forti da ridurre la velocità di reazione ad un valore trascurabile o, in alcuni casi, da sopprimere il processo di combustione. I *flamlets* vengono presi in considerazione solamente in assenza dell'effetto di spegnimento poiché, in presenza di quest'ultimo, parte della carica fresca si miscela con i gas combust senza partecipare alla combustione e, in questa situazione, la descrizione del flusso reagente diventa molto più complessa.

2.3.2 Combustione Turbolenta: Modello G-equation

Come già descritto all'inizio di questo capitolo, il processo di combustione non è un processo laminare, bensì turbolento. Esso può essere descritto in termini di velocità di fiamma turbolenta S_T , la quale, in accordo con i dati sperimentali (Abdel-

Gayed and Bradley [25], Abdel-Gayed et al [26] e Gülder [27]) o le analisi teoretiche (*Renormalization Group Theory*, Yakhot et al. [15]), può essere espressa dalla relazione:

$$\frac{S_T}{S_L} = 1 + \alpha \left(\frac{u'}{S_L} \right)^n, \quad (2.59)$$

dove α e n sono due costanti del modello vicine all'unità e u' è la radice quadrata media delle fluttuazioni di velocità (*RMS velocity - The Root Mean Square velocity*). La propagazione del fronte di fiamma viene descritta in termini di "*G-equation*". Questo modello si basa sul presupposto che la combustione premiscelata e turbolenta avvenga nell'intorno dei *flamlet* e nella sottile zona di reazione. Con questa ipotesi, il fronte di fiamma turbolento può essere tracciato risolvendo la media (e possibilmente la variazione) di uno scalare non reattivo, G [28]:

$$\frac{\rho \tilde{G}}{\partial t} + \frac{\partial \rho \tilde{u}_i \tilde{G}}{\partial x_i} = -D'_t k \left| \frac{\partial \tilde{G}}{\partial x_i} \right| + \rho_u S_T \left| \frac{\partial \tilde{G}}{\partial x_i} \right|, \quad (2.60)$$

$$\frac{\rho \tilde{G}''^2}{\partial t} + \frac{\partial \rho \tilde{u}_i \tilde{G}''^2}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho D_t \frac{\partial \tilde{G}''^2}{\partial x_i} \right) + 2\rho D_t \frac{\partial \tilde{G}}{\partial x_i} \frac{\partial \tilde{G}}{\partial x_i} - c_s \rho \tilde{G}''^2 \frac{\varepsilon}{k}, \quad (2.61)$$

dove S_T è la velocità di fiamma turbolenta, ρ_u è la densità della carica fresca, k è l'energia cinetica turbolenta, ε è la dissipazione turbolenta e c_s è una costante fornita dall'utente. L'ultimo termine sul lato destro dell'equazione (2.60) è attribuito al tasso medio di massa turbolenta bruciata. Il primo termine dell'equazione (2.60) spiega l'influenza della curvatura sul fronte di fiamma. La curvatura media del fronte di fiamma può essere data dalla relazione:

$$k = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial \tilde{G}}{\partial x_i} \left| \frac{\partial \tilde{G}}{\partial x_i} \right| \right). \quad (2.62)$$

I termini turbolenti di diffusione, quando la varianza di G è risolta, sono dati dalla relazione:

$$D_t = \frac{c_\mu}{S_C} \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (2.63)$$

mentre quando la varianza di G non è risolta, sono dati dall'equazione:

$$D'_t = \sqrt{c_s \frac{k}{2 S_c} G''^2} \quad (2.64)$$

oppure

$$D'_t = \frac{c_\mu}{S_C} \frac{k^2}{\varepsilon}. \quad (2.65)$$

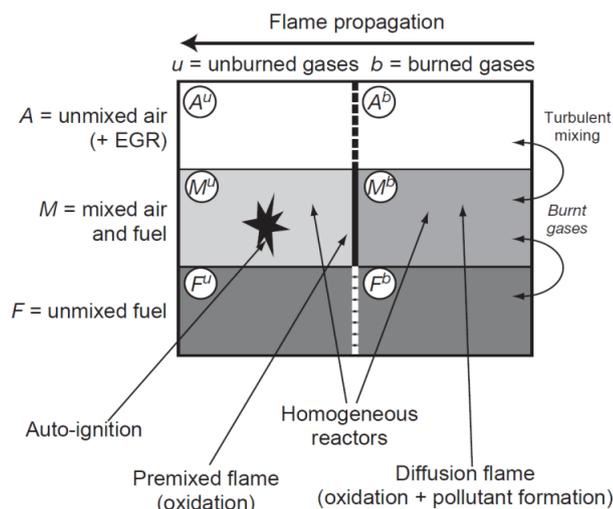


Figura 2.10: Schema della cella computazionale del modello ECFM-3Z [29].

2.3.3 Calcolo della velocità di fiamma turbolenta

Il monitoraggio del fronte di fiamma turbolento richiede la definizione di velocità di fiamma turbolenta, S_T . Per i modelli di turbolenza RANS, si utilizza la seguente relazione per il calcolo della velocità di fiamma turbolenta:

$$S_T = S_L + u' \left\{ -\frac{a_4 b_3^2}{2b_1} D_a + \left[\left(\frac{a_4 b_3^2}{2b_1} D_a \right)^2 + a_4 b_3^2 D_a \right]^{1/2} \right\}, \quad (2.66)$$

dove u' è la radice quadrata media della velocità di fluttuazione turbolenta, S_L è la velocità di fiamma laminare, a_4 , b_1 e b_3 sono costanti di modellazione e D_a è il numero di Damkoher (vedi equazione (2.47)).

2.3.4 Modello ECFM

ECFM è il modello utilizzato per la parte pratica di questo lavoro di tesi. ECFM (*Extended Coherent Flamelet Model*) è un modello basato sul trasporto della densità superficiale di fiamma (Σ), la quale consente la simulazione della propagazione di fiamma (PF – *Propagation Flame*) nei motori con accensione a scintilla, nonché l'accensione automatica (AI – *Auto Ignition*) e la formazione di inquinanti anche in casi altamente stratificati. Per tener conto sia dei processi di miscelazione sia della diffusione di fiamma (DF – *Flame Diffusion*) ogni cella computazionale è divisa in 3 zone: una zona di combustibile puro, una zona di aria pura (comprendente la presenza di EGR) ed una zona mista. Questa caratteristica consente di tenere in considerazione le tre modalità di combustione principali (AI, PF e DF). Questo modello deriva dal modello CFM (*Coherent Flamelet Model*) introdotto da Marble e Broadwell [30] e si basa sull'idea che la fiamma turbolenta è un insieme di singoli elementi (*flamelet*) che si comportano come fiamme laminari. Per determinare la densità superficiale di fiamma, l'ECFM utilizza il rapporto di equivalenza (carburante/aria) nella carica fresca, la composizione (inclusi anche i gas residui) e la

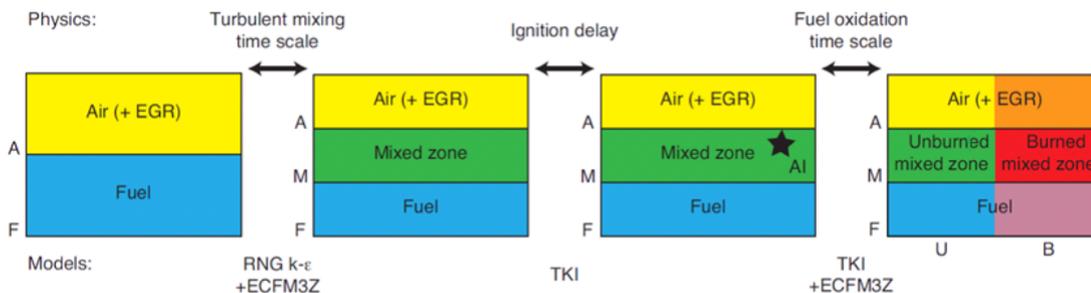


Figura 2.11: Approccio schematico per realizzare il modello ECFM-3Z [7].

temperatura vicino alla fiamma. La densità superficiale di fiamma viene utilizzata per descrivere su larga scala la stratificazione combusti/non combusti.

2.3.5 Modello di stretch turbolento

Il modello utilizzato per questo lavoro sul software CONVERGE è il modello ITNFS (*The Intermittent Turbulent Net Flame Stretch*). Questo modello mostra come la turbolenza intermittente influenzi la distribuzione dello stiramento stesso lungo il fronte di fiamma. Il modello ITNFS è una libreria dello *stretch* di fiamma ed è stata costruito da Meneveau e Poinot [31]. Viene inoltre utilizzato un metodo di adattamento di curva per implementare la libreria. Lo *stretch* turbolento (K_t) è dato dalla relazione:

$$\frac{K_t}{\varepsilon/k} = ITNFS_{factor} \cdot f\left(\frac{u'}{S_L} \frac{L}{\delta_L}\right), \quad (2.67)$$

dove ε è la dissipazione turbolenta, k è l'energia cinetica turbolenta, $u' = \sqrt{(2k/3)}$ è la radice quadrata media della velocità di fluttuazione turbolenta, S_L è la velocità di fiamma laminare, L è la scala di lunghezza integrale, δ_L è lo spessore della fiamma laminare.

2.3.6 Definizione della velocità di reazione

ECFM definisce la velocità di reazione (media) come una funzione della densità superficiale di fiamma (Σ):

$$\bar{\omega}_\theta = \rho_0 \langle S_c \rangle_s \Sigma, \quad (2.68)$$

dove ρ_0 è la densità della carica fresca e $\langle S_c \rangle$ è la velocità media di consumo dei *flamlets* lungo la superficie. La densità superficiale di fiamma [$1/m$] misura le circonvoluzioni del fronte di fiamma. Un valore di densità superficiale di fiamma elevato implica un'alta velocità di reazione turbolenta. Il principale vantaggio di questo metodo è quello di separare gli aspetti chimici, incorporati all'interno della velocità

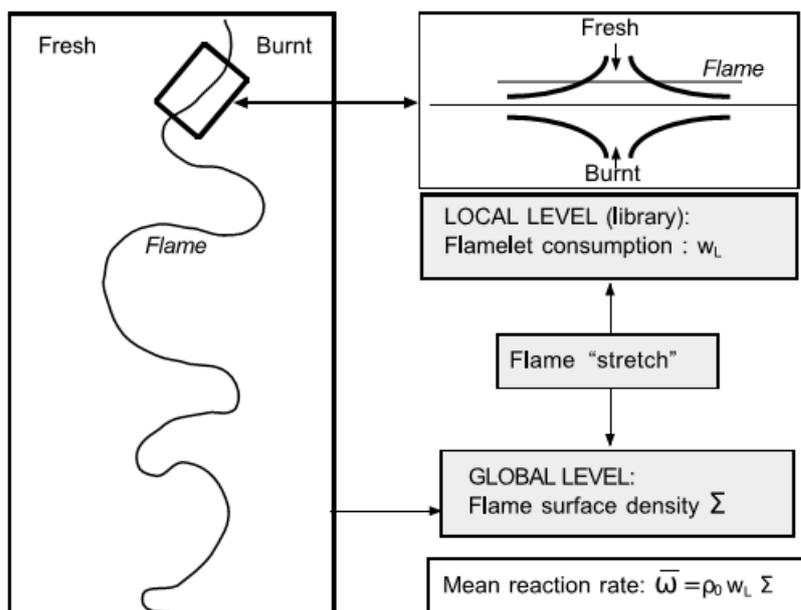


Figura 2.12: Densità superficiale di fiamma, interpretazione grafica [10].

media di fiamma, dalle interazioni turbolenti/di combustione modellate dalla densità superficiale di fiamma. Un'interpretazione grafica è data in Figura 2.12. S_c può essere calcolato attraverso il modello suggerito da Giovangigli V. e Smooke M. [32]. La velocità media di consumo dei *flamelets* può essere data dalla seguente relazione:

$$\langle S_c \rangle_s = \int_0^{+\infty} S_c(k) p(k) dk, \quad (2.69)$$

dove $p(k)$ è la possibilità di avere la velocità di *stretch* k sulla superficie di fiamma. Un'altra relazione proposta da Bray K.N.C.[33] collega la velocità media di consumo dei *flamelets* alla velocità di fiamma laminare attraverso un unico coefficiente, chiamato *stretch factor*, il quale considera l'effetto dello spegnimento:

$$\langle S_c \rangle_s = I_0 S_L^0. \quad (2.70)$$

2.3.7 Trasporto della densità superficiale di fiamma

La densità superficiale di fiamma (Σ) è determinata attraverso la seguente equazione di trasporto:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial u_i \Sigma}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu}{S_c} \frac{\partial (\Sigma / \bar{\rho})}{\partial x_i} \right) + (P_1 + P_2 + P_3) \Sigma - D + P_k, \quad (2.71)$$

dove:

- μ : è la viscosità laminare;

- S_C : è il numero di Schmidt;
- $P_1 = (\alpha K_t)$: è la produzione superficiale di fiamma data dallo *stretch* turbolento [con $\alpha = \text{constant for turbulent stretch}$ (nome parametro in CONVERGE: *cfm_stretch_alpha*)];
- $P_2 = \left(\frac{2}{3} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} \right)$: modella gli effetti dell'espansione termica di fiamma e la curvatura della stessa;
- $P_3 = \left(\frac{2}{3} \bar{S}_L \frac{1-\bar{c}}{\bar{c}} \Sigma \right)$: è la produzione della dilatazione del flusso medio;
- $D = \left(\beta \bar{S}_L \frac{\Sigma^2}{1-\bar{c}} \right)$: è una distruzione dovuta al consumo;
- P_k : è il termine sorgente (come la scintilla della candela);
- \bar{s}_L : è la velocità di fiamma laminare;
- \bar{c} : è la variabile di progresso di massa;
- \bar{v} : è la variabile di progresso di volume.

Capitolo 3

Gestione della mesh su CONVERGE

Una corretta scelta della *mesh* (griglia) risulta di fondamentale importanza in qualsiasi calcolo CFD. Questa scelta influenza sia l'accuratezza che l'affidabilità dei risultati ed, inoltre, il tempo necessario per il completamento di una simulazione. Più la griglia sarà affinata, maggiore sarà l'accuratezza; ciò comporta però un aumento del numero di celle formanti la griglia e, di conseguenza, il tempo (strettamente legato al costo) necessario per una simulazione. Di solito si cerca un *trade-off* ottimale tra le due problematiche. La *mesh* potrebbe, inoltre, produrre errori o una non buona accuratezza nell'algoritmo di discretizzazione, come ad esempio la diffusione numerica, che è, a seconda dello schema di discretizzazione spaziale, linearmente o quadraticamente proporzionale alla dimensione della griglia. Ciò è dovuto all'approssimazione della prima derivata spaziale (termine di convezione), che può essere vista dalla serie di Taylor come:

$$\phi(x) = \phi(x_0) + \frac{\partial\phi}{\partial x}(x_0)(x - x_0) + \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2}(x_0)(x - x_0)^2 + o[(x - x_0)^3] . \quad (3.1)$$

Quindi, scrivendo la derivata prima con approssimazione al primo ordine:

$$\frac{\phi(x) - \phi(x_0)}{x - x_0} = \frac{\partial\phi}{\partial x}(x_0) + \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2}(x_0)(x - x_0) + o[(x - x_0)^2] \quad (3.2)$$

si ha che l'errore:

$$\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2}(x_0)(x - x_0) + o[(x - x_0)^2] \quad (3.3)$$

risulta essere direttamente proporzionale alla grandezza della cella $x - x_0$. Queste circostanze portano allora ad avere un'adeguata conoscenza del sistema in esame, proprio per ottenere una corretta ottimizzazione della *mesh*. Si cercano così i "punti critici" della geometria, quei punti nei quali è preferibile impostare un miglioramento della *mesh* (rendendola più fine); in questi punti solitamente accade un particolare fenomeno del sistema, come ad esempio l'iniezione o l'accensione in un motore a combustione interna. CONVERGE si occupa di costruire la griglia in modo automatico, consentendo all'utente di scegliere la dimensione di base della stessa. Questa griglia

sarà poi tagliata dove sono posizionati i confini (*boundaries*) del sistema in esame, scartando così la parte di *mesh* al di fuori degli stessi. Gli strumenti principali per il controllo della griglia sono denominati: *fixed embeddings* ed *adaptive mesh refinement* (AMR). Entrambi sono basati sullo stesso meccanismo di ridimensionamento della griglia:

$$dx = \frac{dx_{base}}{2^{grid\ scaling}}, \quad (3.4)$$

dove con dx si indica la dimensione della griglia ridimensionata e con dx_{base} la dimensione di partenza della griglia. CONVERGE lavora con la cosiddetta *two-to-one connectivity* (connessione due ad uno) tra celle. Questo significa che ogni lato di una cella può confinare al massimo con due lati per ogni dimensione, ovvero una faccia di una cella può toccare al massimo quattro facce di altre quattro celle. Questo è fatto per migliorare la discretizzazione del modello fisico. Questa limitazione si traduce nel fatto che ogni cella, caratterizzata da un certo valore di *grid scaling*, può essere affiancata da celle aventi lo stesso valore oppure scalato di una unità. Esempio:

$$grid\ scaling\ della\ cella\ * = x \quad \Rightarrow \quad grid\ scaling\ delle\ celle\ adiacenti = \begin{cases} x \\ x \pm 1 \end{cases}$$

3.1 Fixed embeddings

I *fixed embeddings* sono usati per rendere più fine la griglia in una posizione specifica all'interno del dominio. Possono essere impostati in modo che siano permanenti nel tempo o attivi solo in intervalli definiti. Questo è molto utile per migliorare la precisione della soluzione, rifinando così la *mesh* dove e quando necessario. Per esempio, si pensi alla modellazione del fenomeno di accensione di un motore SI (*Spark-Ignition*) in una simulazione CFD: la regione in cui avviene lo scocco della scintilla è molto piccola ed, inoltre, l'intervallo temporale in cui si manifesta interessa un numero non elevato di angoli di manovella. Analogo ragionamento può essere fatto per il processo di iniezione. Questi sono alcuni dei motivi per cui i *fixed embeddings* sono una funzione necessaria per la *mesh*: migliorare la precisione di risoluzione senza sprecare tempo e risorse computazionali. L'espressione utilizzata per calcolare la dimensione della griglia è data dall'equazione (3.4); l'utente deve quindi specificare un valore per il parametro *grid scaling* ed indicare inoltre il tipo di *fixed embeddings* desiderato:

- **Boundary Embedding:** questa funzione è pensata appositamente per modellare il flusso vicino alle pareti del volume di controllo. Consente all'utente di aumentare la risoluzione della griglia vicino ad ogni superficie specificata. L'esempio più comune, quando si modellano i motori a combustione interna, è dato dai *boundary embeddings* vicino le valvole. Specialmente durante la fase

di funzionamento di queste (apertura/chiusura valvole), questa funzione può essere molto utile per rilevare il comportamento del flusso in modo più accurato. I *boundary embeddings* seguiranno in modo automatico il movimento delle superfici a cui sono assegnati. Il parametro da specificare è lo spessore del *layer*;

- ***Sphere Embedding***: questa funzione fornisce celle più raffinate in una regione sferica. I parametri richiesti sono centro e raggio. La zona in cui è maggiormente utilizzata, almeno in questo lavoro di tesi, è l'intorno delle candele. Fornisce quindi una ridotta dimensione delle celle solo dove necessario e risulta impostata per essere attivata e disattivata ciclicamente in funzione del *spark timing*;
- ***Cylinder Embedding***: molto simile alla precedente, ma fornisce semplicemente una diversa geometria. I parametri richiesti sono il centro ed il raggio delle due basi del cilindro. Si può notare che, fornendo due diverse dimensioni di raggio, si potrebbe ottenere anche una regione a forma di cono troncato;
- ***Nozzle and Injector Embedding***: sono funzioni simili e/o complementari, progettate per le simulazioni di motori a combustione interna ad iniezione diretta. Sono utili per impostare il perfezionamento della *mesh* nelle zone in cui sono presenti uno o più ugelli. Con la parola chiave “ugello” il software raffinerà la griglia in prossimità di un singolo getto, mentre con la parola chiave “iniettore” raffinerà la griglia nelle regioni vicine a ciascun ugello dell'iniettore. La geometria dell'area da affinare è a forma di cono troncato. I parametri da specificare sono il raggio di apertura circolare dell'ugello (base più piccola del cono), il raggio della base più larga del cono, la lunghezza dello stesso e, in caso di utilizzo della parola chiave “ugello”, anche il numero di ugelli in cui è necessario raffinare la *mesh*.
- ***Box Embedding***: questa funzione fornisce celle più raffinate in una regione avente la forma di un parallelepipedo. I parametri richiesti sono il centro dello stesso e la metà della lunghezza in tre direzioni diverse;
- ***Region Embedding***: serve a raffinare un'intera regione. Per farlo basta fornire l'ID della regione ed il grado di raffinatezza (*grid scaling*). [34]

3.2 Adaptive mesh refinement

Adaptive mesh refinement (AMR), come definito dal nome, è un meccanismo automatico di rifinitura basato su condizione di fluttuazione e movimento, come la temperatura e/o la velocità. Questa opzione è utile per simulare con precisione fenomeni complessi come la propagazione della fiamma o il flusso ad alta velocità, senza rallentare inutilmente la simulazione andando a raffinare un'intera area. Questo algoritmo aggiunge una più alta risoluzione della griglia (*embedding*) dove il flusso non è sufficientemente risolto o dove la sottogriglia (*sub-grid*) è troppo grande (cioè dove il gradiente di una variabile di campo specifica è più alto). Per uno

scalare, il valore di *sub-grid* può essere scritto come la differenza tra il valore della variabile fisica attuale e quello della variabile appena calcolata:

$$\phi' = \phi - \bar{\phi}, \quad (3.5)$$

dove ϕ è il valore attuale della generica variabile, $\bar{\phi}$ il valore di quella risolta e ϕ' il valore scalare della *sub-grid*. La *sub-grid* (ϕ') di un qualsiasi scalare, in accordo con [35], può essere espressa attraverso le seguenti serie (infinite), che riguardano le derivate spaziali di ϕ e $\bar{\phi}$:

$$\begin{aligned} \phi' = & -\alpha_{[k]} \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial x_k \partial x_k} + \frac{1}{2!} \alpha_{[k]} \alpha_{[l]} \frac{\partial^4 \phi}{\partial x_k \partial x_k \partial x_l \partial x_l} + \\ & - \frac{1}{3!} \alpha_{[k]} \alpha_{[l]} \alpha_{[m]} \frac{\partial^6 \phi}{\partial x_k \partial x_k \partial x_l \partial x_l \partial x_m \partial x_m} + \dots \end{aligned} \quad (3.6)$$

Ovviamente nessun computer è in grado di gestire serie infinite; questo è il motivo per cui CONVERGE prende in considerazione, come approssimazione, solo il primo termine dell'equazione (3.6), quindi:

$$\phi' \cong -\alpha_{[k]} \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial x_k \partial x_k}, \quad (3.7)$$

con $\alpha_{[k]} = dx_k^2/24$. All'utente viene dunque richiesto un valore di soglia per ogni variabile da impostare, affinché si inneschi l'AMR. Queste soglie sono usate nel seguente modo: ogni volta che il campo di *sub-grid* di una particolare variabile, calcolata attraverso l'equazione (3.7), risulti essere più elevato della rispettiva soglia, il software andrà a raffinare la *mesh*. Al contrario, se la scala di *sub-grid* dovesse andare al di sotto di un quinto del valore della soglia, allora l'*embedding* sarà rimosso. Un'ulteriore opzione nelle impostazioni dell'*adaptive mesh refinement* è il parametro *amr_min_cells*. Questo parametro è utilizzato per mantenere il numero di celle al di sopra del valore specificato dall'utente. Quindi, se all'attivazione dell'AMR il numero di celle risultasse inferiore a questo valore, CONVERGE posizionerebbe gli *embeddings* anche qualora le soglie non dovessero essere superate. *Adaptive mesh refinement* è sicuramente uno strumento molto potente e molto utile. Sfortunatamente non è ancora perfetto e porta anche qualche inconveniente:

- Troppe celle: l'abuso dell'AMR potrebbe portare ad avere un numero enorme di celle nel dominio computazionale. Questo risulta essere appunto un problema in termini di risorse computazionali e di tempo, poiché molte celle implicano enormi matrici (ottenute dalla discretizzazione delle equazioni governanti) e ciò, a sua volta, implica maggior bisogno di risorse computazionali per risolvere i sistemi lineari (data la loro dimensione) e/o più tempo. Per governare questo problema, il software fornisce un parametro che l'utente dovrà impostare previo utilizzo dell'AMR: *amr_max_cells*. Questo parametro rappresenta il numero più alto di celle che possano essere create. Qualora si raggiungesse questo limite, CONVERGE interromperebbe l'*embedding*, aumentando successivamente il valore della soglia scelta dall'utente in modo che l'AMR non venga più attivato;

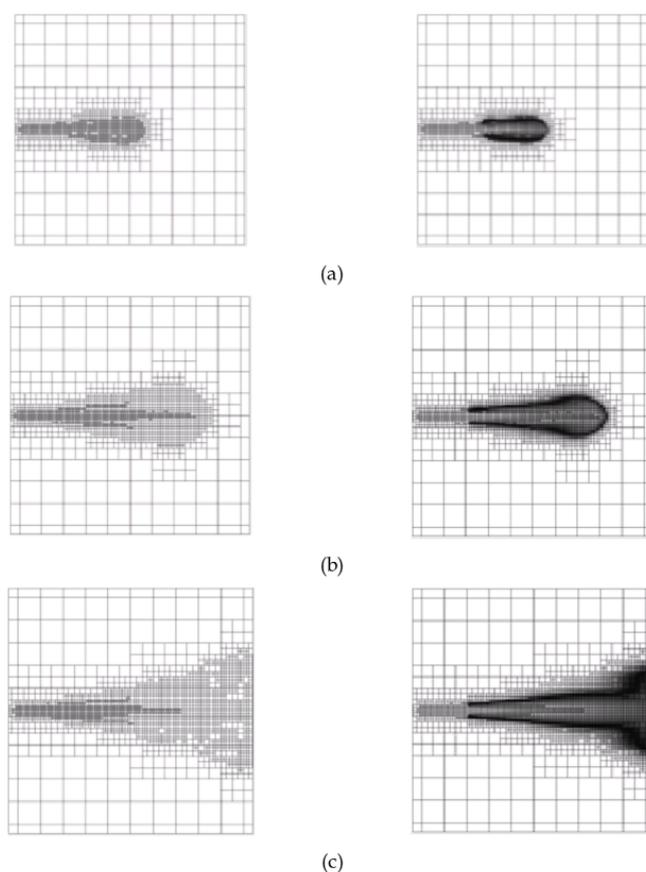


Figura 3.1: Evoluzione di una bomboletta spray a combustione. Questa griglia è stata generata con AMR ed in particolare (a) 0.5, (b) 1.0 e (c) 2.0 millisecondi dopo l'inizio della simulazione. La colonna di sinistra mostra solo la griglia, mentre la colonna di destra mostra i valori della griglia e della temperatura (il nero rappresenta una temperatura di circa 2800 K) per i tempi corrispondenti. Questo caso presenta una temperatura ambiente di 1000 K, una densità ambientale di 14.8 kg/m^3 , un diametro dell'orifizio di 0.180 mm ed una pressione di iniezione di 136 MPa [7].

- Restrizioni y^+ : questo è un parametro delle *laws-of-the-wall* (leggi della parete). In alcune simulazioni, le condizioni del flusso possono essere tali che le grandezze di scala della *sub-grid* vicino alle pareti innestino l'AMR. Comunque, le caratteristiche del flusso vicino alle pareti potrebbero non essere di interesse. Quando CONVERGE rifinisce la griglia vicino ad una parete, il numero totale delle celle aumenta, il che potrebbe impedire ulteriori affinamenti della griglia in prossimità del flusso dalle caratteristiche rilevanti. Inoltre, l'eccessivo raffinamento vicino ad una parete potrebbe incrementare il numero delle celle al di sopra del parametro *amr_max_cells*, impedendo così un'ulteriore affinamento. Per evitare questa problematica, CONVERGE include un'opzione per le restrizioni y^+ : consente all'utente di selezionare il corretto valore di obiettivo per il parametro y^+ , in modo che l'AMR agisca con lo scopo di ottenere la giusta dimensione delle celle della griglia in prossimità delle pareti specificate.

La Figura 3.1 mostra un'immagine di *post-processing* di una griglia generata con l'uso dell'AMR. Si può notare che le celle vengono aggiunte solo quando e dove necessarie, il che riduce significativamente il tempo di calcolo rispetto ad una simulazione con *fixed embeddings* o con una dimensione di base della *mesh* più fine.

Capitolo 4

Layout e impostazioni del modello di simulazione

Le simulazioni sono state sviluppate in funzione del layout mostrato in Figura 4.1

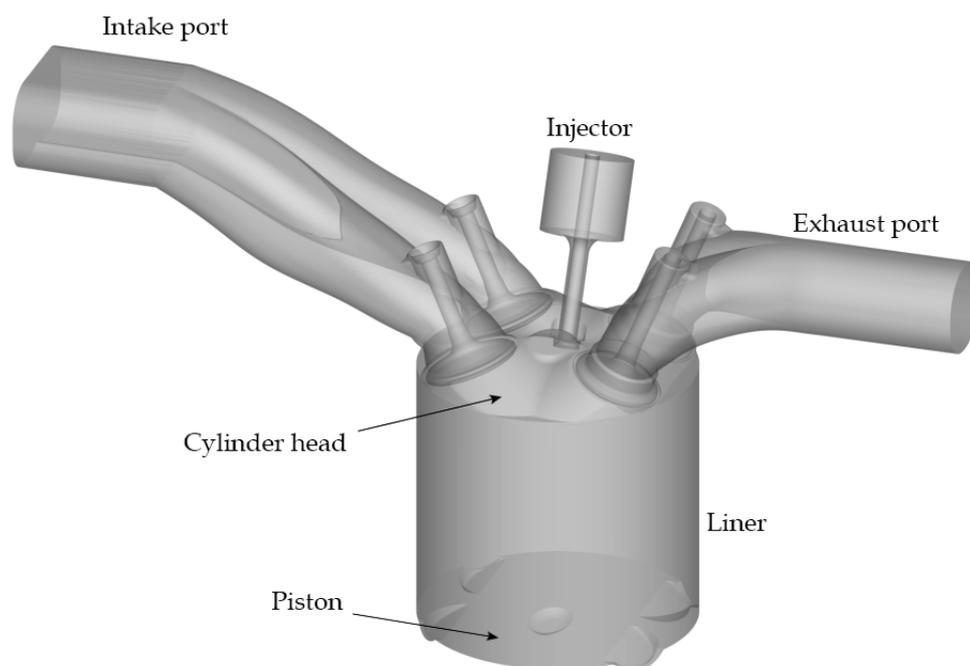


Figura 4.1: Layout del modello di simulazione.

È un motore multicilindro ad iniezione diretta, ad accensione comandata, alimentato a gas naturale, di cui il singolo cilindro risulta avere cilindrata inferiore a 0,5 L. Come prima ipotesi si è sostituita l'iniezione con delle condizioni al contorno, ovvero si è assunta l'aspirazione di una carica perfettamente premiscelata (aria + combustibile), per il settaggio del modello base (vedi Capitolo 5). Inoltre, le lunghezze delle luci di aspirazione e di scarico sono state settate in base alla posizione esatta in cui il trasduttore del motore (utilizzato nelle prove sperimentali) abbia

Min. PISO Iteration	2
Max. PISO iterations	9
PISO tolerance	1e-3
Flux blending fraction in momentum equation	0.5
Flux blending fraction elsewhere	1
Flux blending fraction in turbulence	0.5
Convergence tolerance for momentum equation	1e-05
Convergence tolerance for pressure equation	1e-08
Convergence tolerance for density equation	1e-04
Convergence tolerance for momentum equation	1e-05
Convergence tolerance for turbulent kinetic energy equation	1e-03
Convergence tolerance for turbulent dissipation rate equation	1e-03
Convergence tolerance for the unit turbulent dissipation equation	1e-03
Convergence tolerance for the radiation transport equation	1e-08
Implicit factor	1

Tabella 4.1: *Impostazioni numeriche.*

acquisito il segnale di pressione, in modo da rendere le condizioni al contorno più realistiche.

4.1 Impostazioni numeriche

Le principali impostazione numeriche sono riassunte in Tabella 4.1. Come già descritto precedentemente, l'algoritmo utilizzato per l'accoppiamento delle equazioni è il PISO (è possibile vederne una schematizzazione in Figura 1.4). *Flux blending* è un'indicazione dell'ordine di approssimazione del flusso convettivo nelle equazioni di trasporto: 0.5 indica l'approssimazione di secondo ordine, 1 indica l'approssimazione di primo ordine (*upwind*). Vi è la possibilità di utilizzare anche valori intermedi, come ad 0.75, il quale indica di conseguenza l'approssimazione di primo ordine e mezzo.

4.2 Impostazioni della griglia

La dimensione scelta per la griglia di base è 4 mm. Inoltre sono stati impostati alcuni *fixed embeddings* ed è stata utilizzata l'opzione *adaptive mesh refinement*. I *fixed embeddings* sono riportati in Tabella 4.2, dove viene inoltre indicato il modo in cui CONVERGE gestisca gli stessi (vedi Paragrafo 3.1). Gli *Sphere Embeddings* attorno alla candela, denominati *Spark 1* e *Spark 2*, differiscono l'uno dall'altro in dimensione. In Tabella 4.3 sono riportate le impostazioni adottate per l'*adaptive mesh refinement*. In Figura 4.2 è visibile un'interpretazione grafica delle impostazioni. In questa immagine, la graduazione di colore rappresenta la concentrazione di gas naturale, quindi il cambiamento in funzione dello spazio, dà un'idea della frazione di combustibile iniettata (andando dal blu al rosso si ha un aumento di concentrazione di gas naturale).

Place	Type	Temporal type	Grid scaling factor
Cylinder	cylinder	permanent	2
Cylinder head	boundary	cyclic (720 cad)	3
Cylinder liner	boundary	permanent	3
Exhaust seat	boundary	cyclic (720 cad)	3
Exhaust valve angle	boundary	permanent	2
Exhaust valve bottom	boundary	permanent	3
Exhaust valve top	boundary	cyclic (720 cad)	3
Injector	cylinder	cyclic (720 cad)	4
Intake port	boundary	permanent	2
Intake seat	boundary	cyclic (720 cad)	3
Intake valve angle	boundary	permanent	3
Intake valve bottom	boundary	permanent	3
Intake valve top	boundary	cyclic (720 cad)	3
Piston	boundary	permanent	3
Spark 1	sphere	cyclic (720 cad)	3
Spark 2	sphere	cyclic (720 cad)	3

Tabella 4.2: Fixed embeddings.

	Place	Timing control type	Grid scaling factor	Sub-grid criterion
Velocity	Cylinder	Permanent	4	0.3
	Intake Port	Cyclic (720 cad)	3	1.0
	Exhaust Port	Cyclic (720 cad)	3	1.0
	Injecor	Cyclic (720 cad)	3	1.0
Temperature	Cylinder	Permanent	3	2.5
	Intake Port	-	-	-
	Exhaust Port	-	-	-
	Injecor	-	-	-
CH₄	Cylinder	Cyclic (720 cad)	3	0.001
	Intake Port	-	-	-
	Exhaust Port	-	-	-
	Injecor	-	-	-

Tabella 4.3: Impostazioni AMR

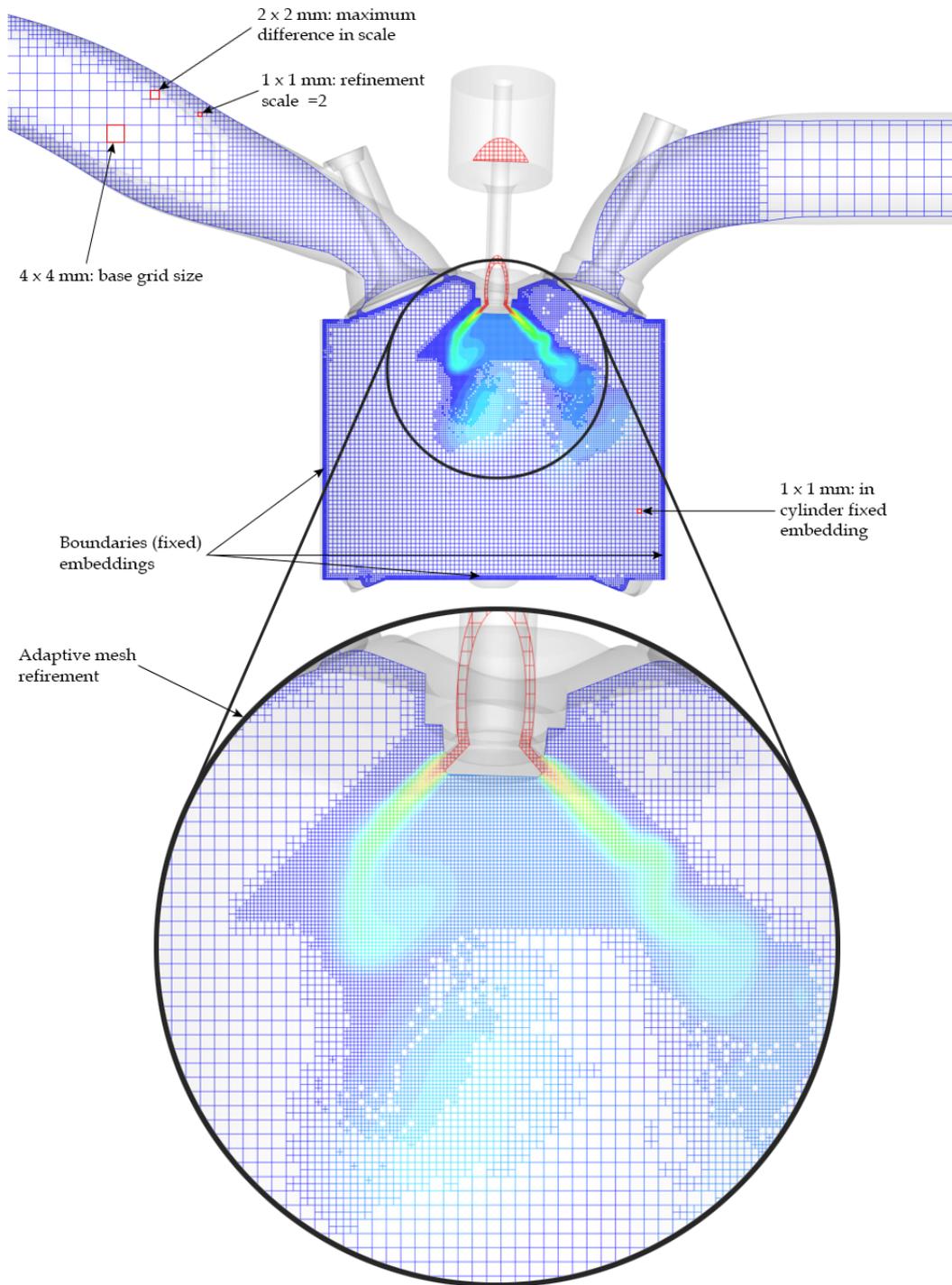


Figura 4.2: Impostazioni griglia.

Capitolo 5

Risultati e conclusioni

Questo lavoro di tesi è il proseguimento di lavori svolti da alcuni miei colleghi per il progetto GasOn. Quando questo lavoro è iniziato, eravamo già in possesso del modello CAD (fornitoci da altri partecipanti al progetto) e del modello CFD (preparato dai miei colleghi). Nella pratica sono stati calibrati alcuni punti di funzionamento del motore (*velocità* X *carico*), con il fine di analizzare l'influenza dell'iniezione sulla miscelazione e sulla turbolenza in un motore, le cui caratteristiche sono illustrate nel Capitolo 4. In particolare, i casi trattati sono:

- 1500x32
- 4500x14
- 5500x14
- 6500x14

Per ragione di *privacy* tutti i risultati presenti in questo lavoro sono stati normalizzati.

5.1 Risultati modello "premixed"

La prima parte della tesi consiste nella validazione del modello CFD in funzione di dati sperimentali ottenuti da enti terzi. Come prima ipotesi esemplificativa si è considerato un modello CFD privo di iniettore, in cui, durante la fase di aspirazione, venisse introdotta nel cilindro una miscela omogenea di aria e combustibile. Successivamente è stato utilizzato questo modello esemplificativo per la validazione del modello CFD provvisto di iniettore. I dati sperimentali comprendevano i valori di pressione misurati da tre differenti sensori posizionati in tre differenti parti del motore (per ogni singolo cilindro), rispettivamente nella bocca di aspirazione, nel cilindro e nella bocca di scarico. In particolare è stato confrontato l'andamento di pressione ricavato dal sensore posto nella bocca di aspirazione con l'andamento di pressione ricavato dal sensore presente nei singoli cilindri (durante la stessa fase: *intake phase*), in modo da identificare il cilindro su cui svolgere le analisi. Tale

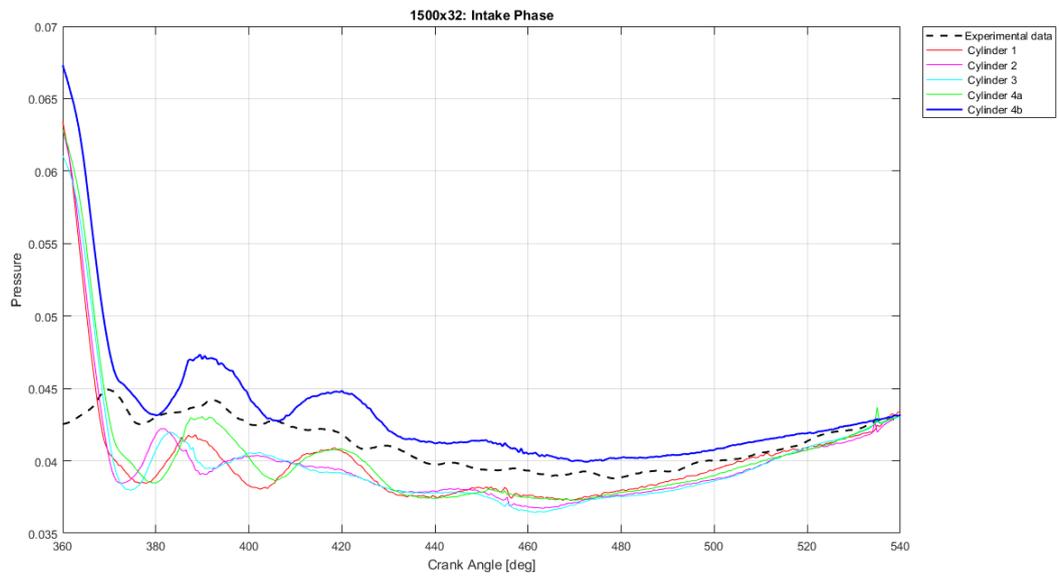


Figura 5.1: 1500X32: Intake phase. Confronto tra i dati ricavati dal sensore di pressione presente nella bocca di aspirazione con quelli ricavati dai sensori presenti nei singoli cilindri.

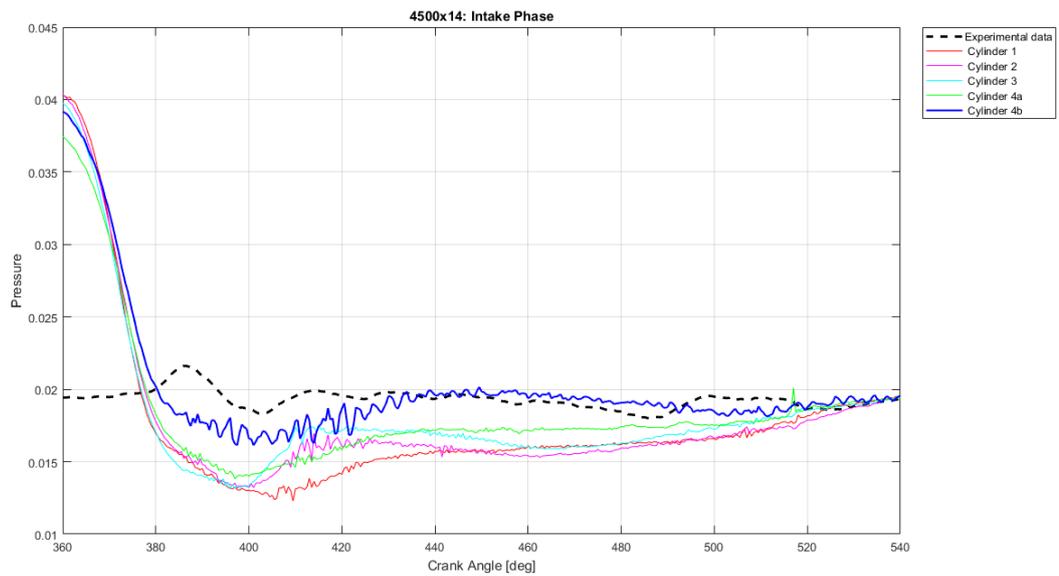


Figura 5.2: 4500X14: Intake phase. Confronto tra i dati ricavati dal sensore di pressione presente nella bocca di aspirazione con quelli ricavati dai sensori presenti nei singoli cilindri.

procedura è stata svolta per i punti di funzionamento 1500X32 e 4500X14 ed è rappresentata in Figura 5.1 ed in Figura 5.2. Come è possibile notare dalle immagini gli andamenti di pressione sono confrontabili con quelli del cilindro 4b, il quale, a sua volta, è stato scelto per la validazione del modello CFD. Successivamente è stato confrontato l'andamento di pressione misurato del sensore presente nella bocca di

scarico con quello misurato dal sensore presente nel cilindro scelto (4b), anche in questo caso durante la stessa fase: *exhaust phase*. I valori delle pressioni ricavati dal sensore presente nella bocca di scarico presentavano valori negativi, dati dalla pressione di riferimento rispetto la quale questi venivano calcolati. È stata quindi calcolata una media della differenza dei due andamenti, la quale è stata successivamente sommata ai valori di pressione nella bocca di scarico affinché questi potessero essere confrontati con i valori di pressione durante la fase di scarico del cilindro 4b. I risultati sono mostrati in Figura 5.3 ed in Figura 5.4.

Una volta identificato il cilindro di riferimento è stato effettuato un primo tentativo di validazione del modello CFD, imponendo come condizioni al contorno i dati sperimentali e come parametri di settaggio del modello quelli ottenuti da alcuni miei colleghi in lavori precedenti a questo, per un motore monocilindro. Nelle Figure 5.5, 5.6, 5.7, 5.8, 5.9, 5.11, 5.12, 5.13, 5.14, 5.15, vengono confrontati gli andamenti di pressione dei punti *1500X32* e *4500X14* con quello dei dati ottenuti sperimentalmente. Un ulteriore grafico, che solitamente è utile per la validazione di un modello di combustione CFD simile a questo, è quello della curva di rilascio di calore apparente (HRR - *Heat Release Rate*). L'HRR può essere valutato in diversi modi ed in questo lavoro di tesi abbiamo scelto il metodo di Brunt [36]. Fondamentalmente si basa sulla seguente relazione per valutare il rapporto tra la capacità termica specifica a pressione costante e quella a volume costante, per una miscela formata da aria-carburante:

$$k = 1.338 - 6 \cdot 10^{-5}T + 10^{-8}T^2 . \quad (5.1)$$

Per valutare la temperatura si può utilizzare una legge costitutiva della miscela

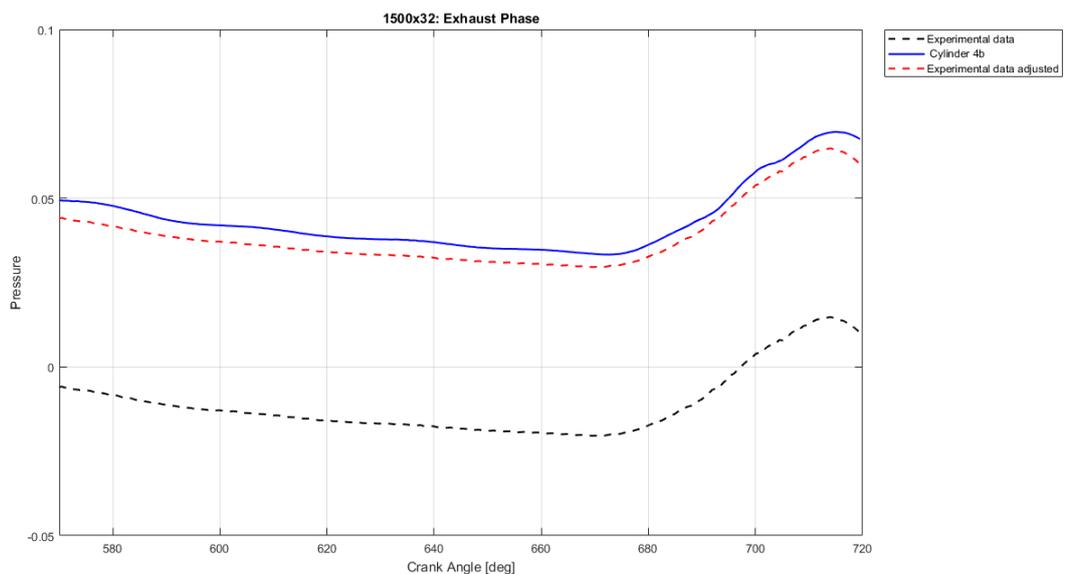


Figura 5.3: *1500X32: Exhaust phase. Confronto tra i dati ricavati dal sensore di pressione presente nella bocca di scarico con quelli ricavati dal sensore presente nel cilindro 4b.*

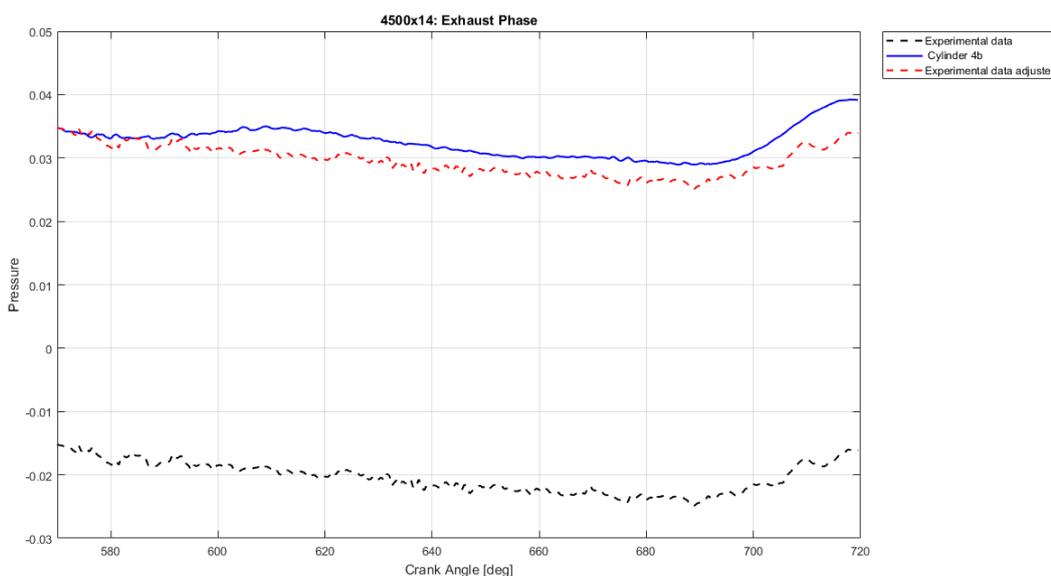


Figura 5.4: *4500X14: Exhaust phase. Confronto tra i dati ricavati dal sensore di pressione presente nella bocca di scarico con quelli ricavati dal sensore presente nel cilindro 4b.*

stessa, come ad esempio la legge dei gas ideali, con la costante specifica data dalla media (ponderata in massa) della costante dell'aria e quella del combustibile. In questo modo la temperatura dipende esclusivamente dalla pressione presente nel volume imposto dalla geometria del motore. Una volta definita k con l'equazione 5.1, si può calcolare la velocità di rilascio di calore (HRR) attraverso il primo principio della termodinamica:

$$\frac{dQ}{d\Theta} = \frac{k}{k-1}pdV + \frac{1}{k-1}Vdp . \quad (5.2)$$

L'equazione 5.2 viene quindi integrata nel tempo, il che significa che in ogni grado di angolo di manovella viene fissata la velocità di rotazione, in modo da ottenere la curva di rilascio del calore indipendente dalla velocità temporale. Precedentemente tale curva è stata definita *apparente* in quanto risulta essere una stima del calore effettivamente ottenuto dalla combustione del carburante, poichè vi è anche la presenza di perdite di calore. Inoltre, l'HRR può essere rappresentato in maniera normalizzata, impostando così il suo valore massimo ad 1. Questo è utile quando bisogna prestare attenzione in maniera più dettagliata alla frazione di massa di combustibile bruciata. In Figura 5.10 ed in Figura 5.16 sono rappresentate le curve della media di rilascio di calore per i punti *1500X32* e *4500X14*. In esse viene anche rappresentato il *target* all'interno del quale deve ricadere il 50% della massa bruciata.

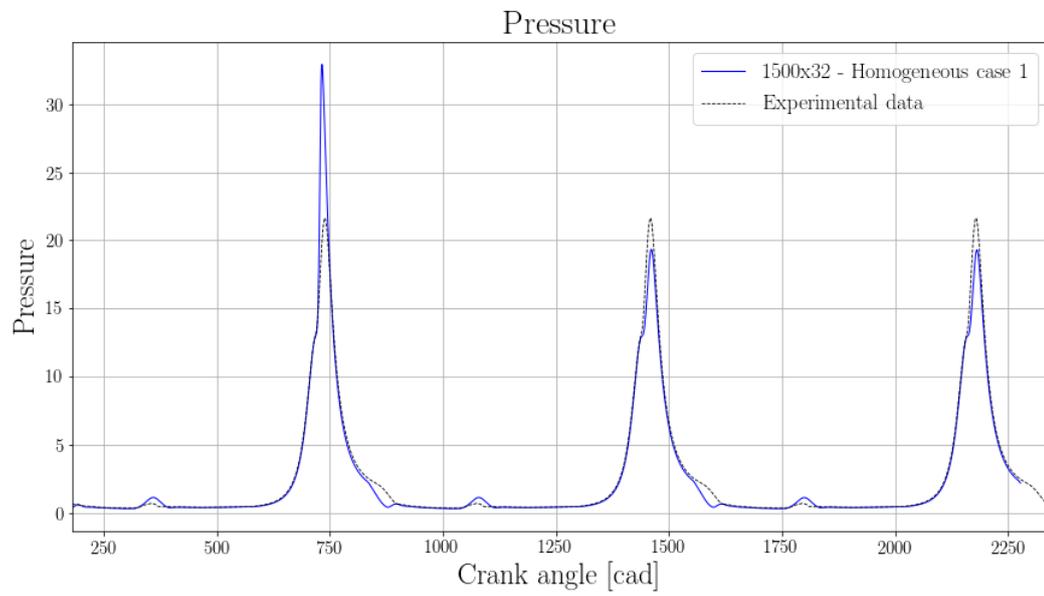


Figura 5.5: *1500X32 vs Experimental Data. Pressione.*

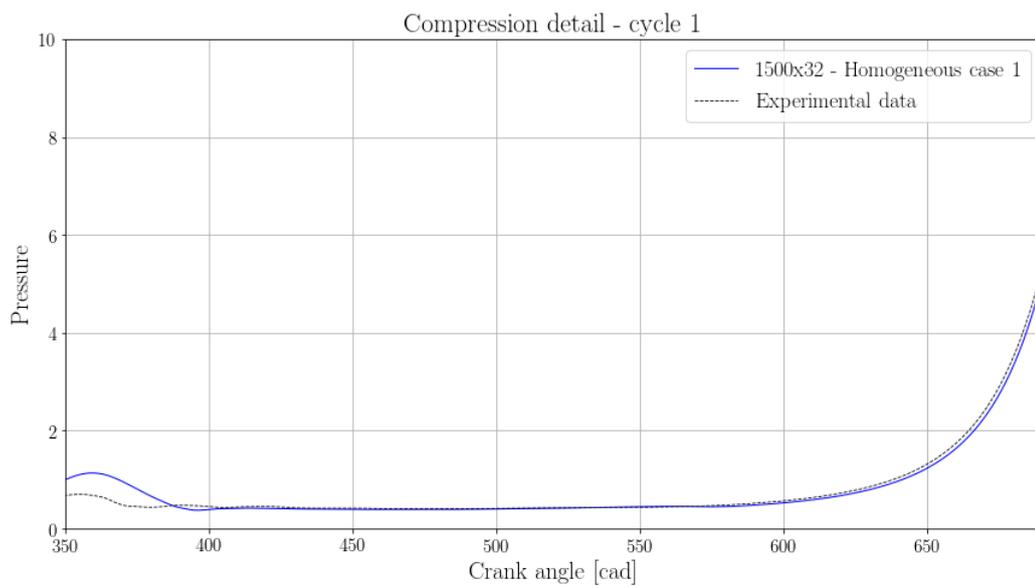


Figura 5.6: *1500X32 vs Experimental Data. Compressione ciclo 1.*

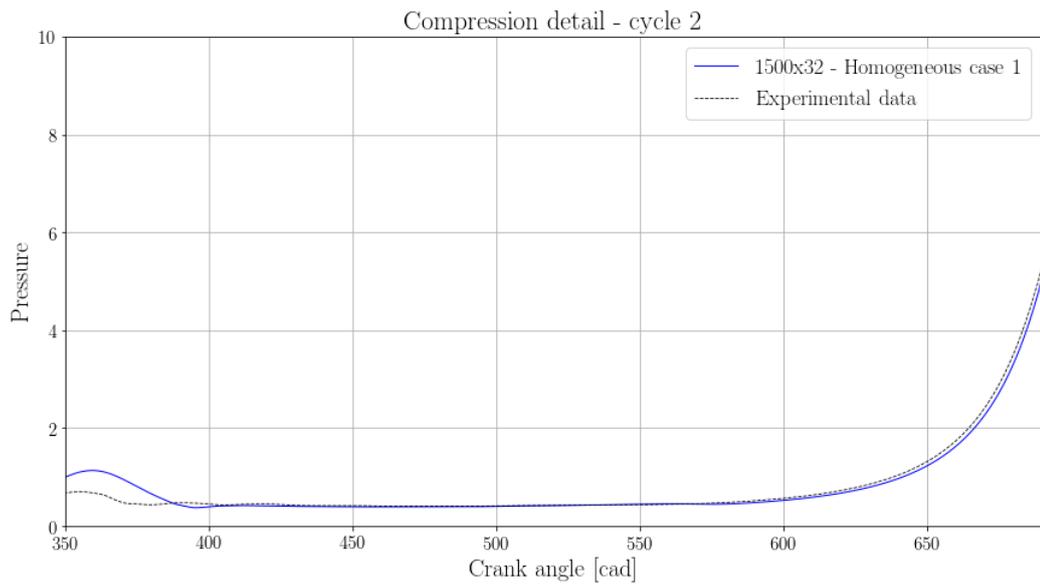


Figura 5.7: 1500X32 vs Experimental Data. Compressione ciclo 2.

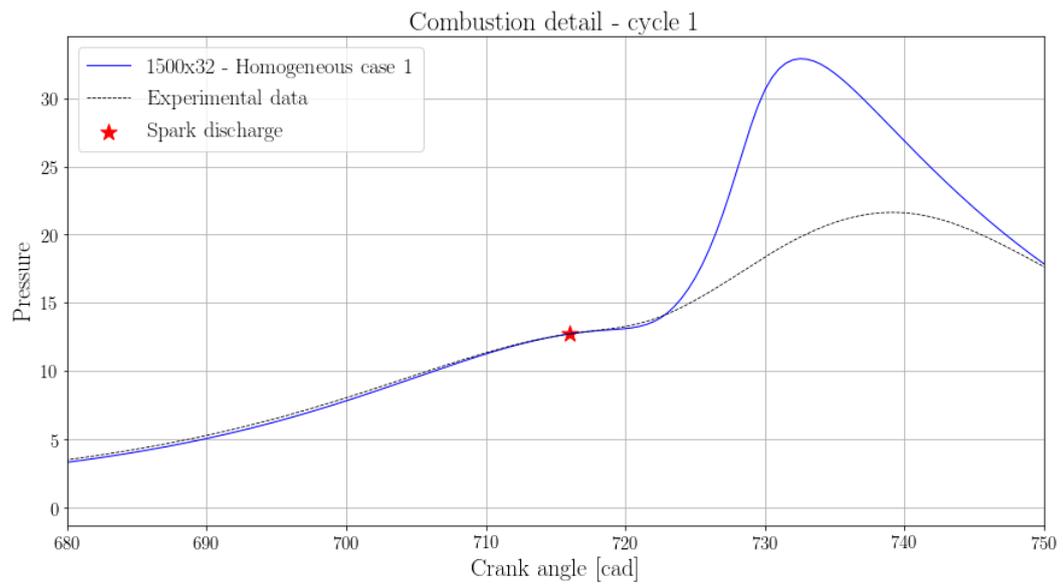


Figura 5.8: 1500X32 vs Experimental Data. Combustione ciclo 1.

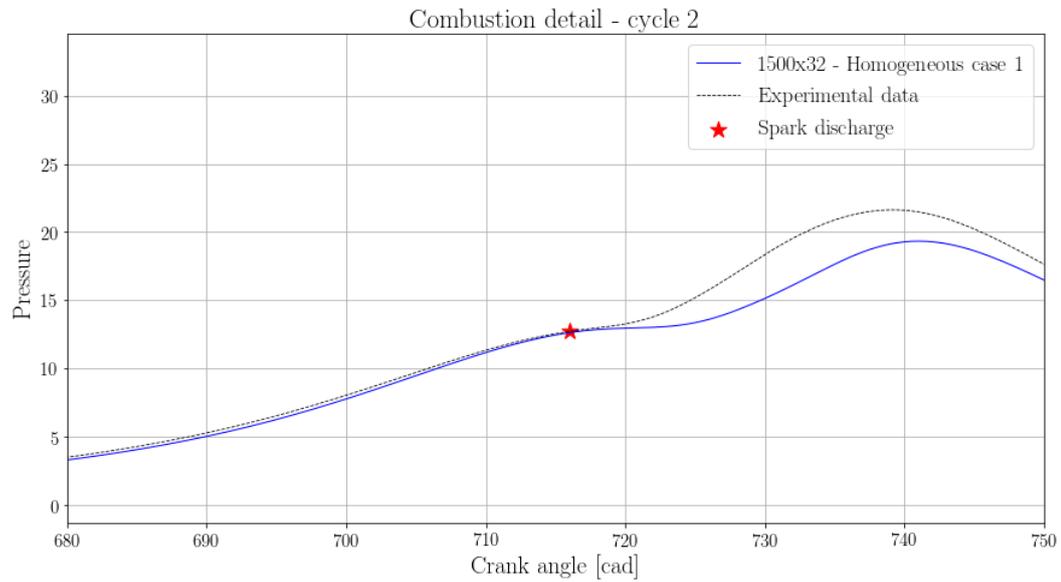


Figura 5.9: *1500X32 vs Experimental Data. Combustione ciclo 2.*

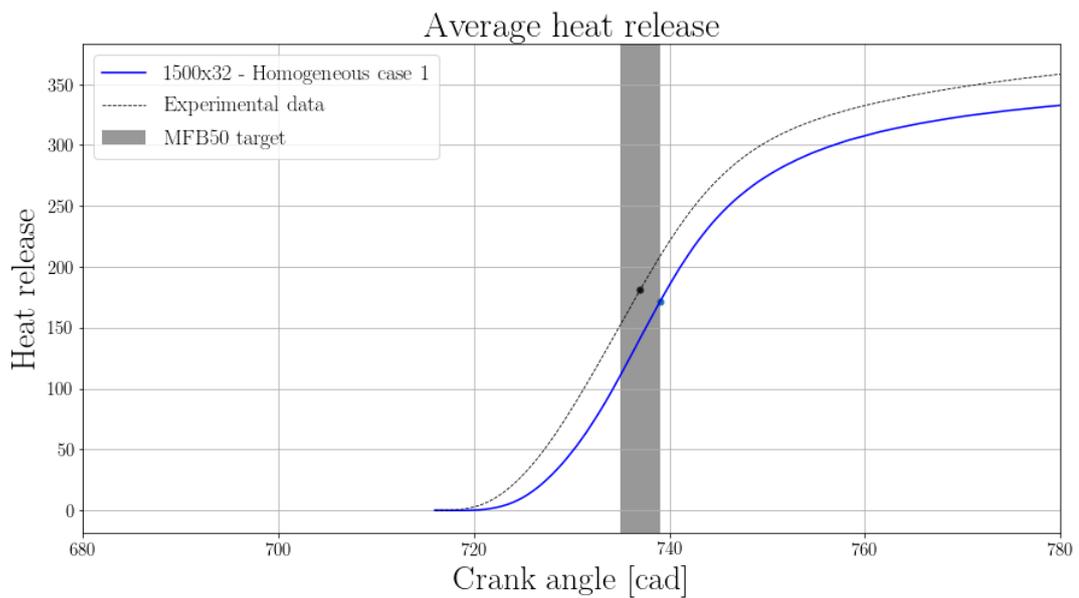


Figura 5.10: *1500X32 vs Experimental Data. Media di rilascio del calore.*

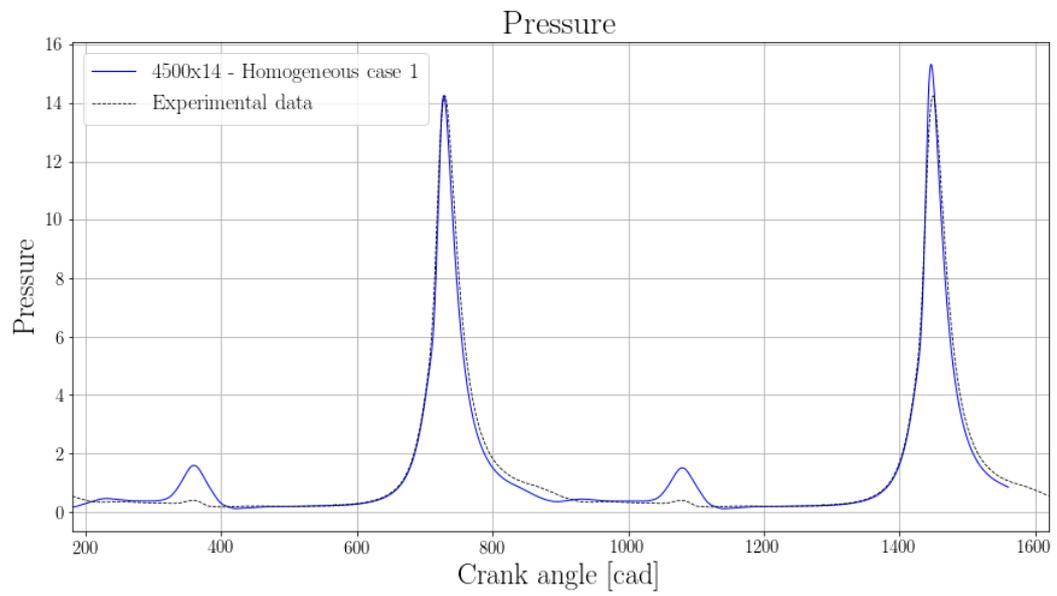


Figura 5.11: *4500X14 vs Experimental Data. Pressione.*

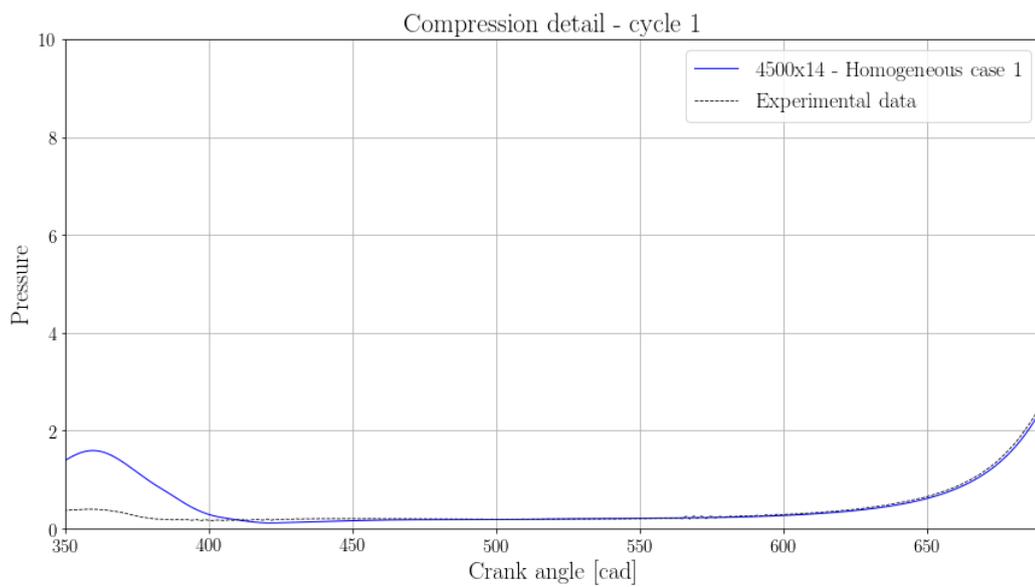


Figura 5.12: *4500X14 vs Experimental Data. Compressione ciclo 1.*

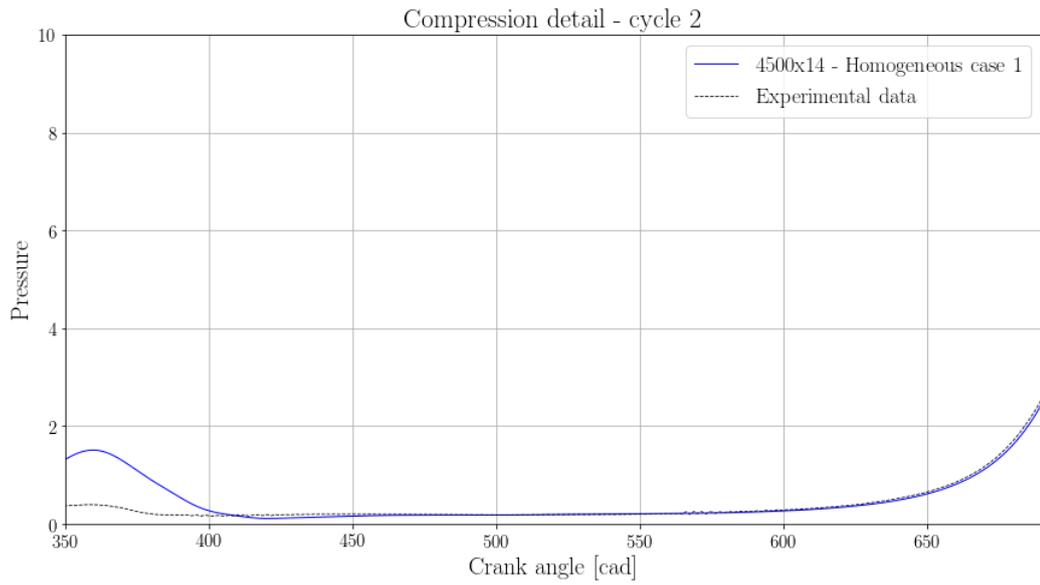


Figura 5.13: *4500X14 vs Experimental Data. Compressione ciclo 2.*

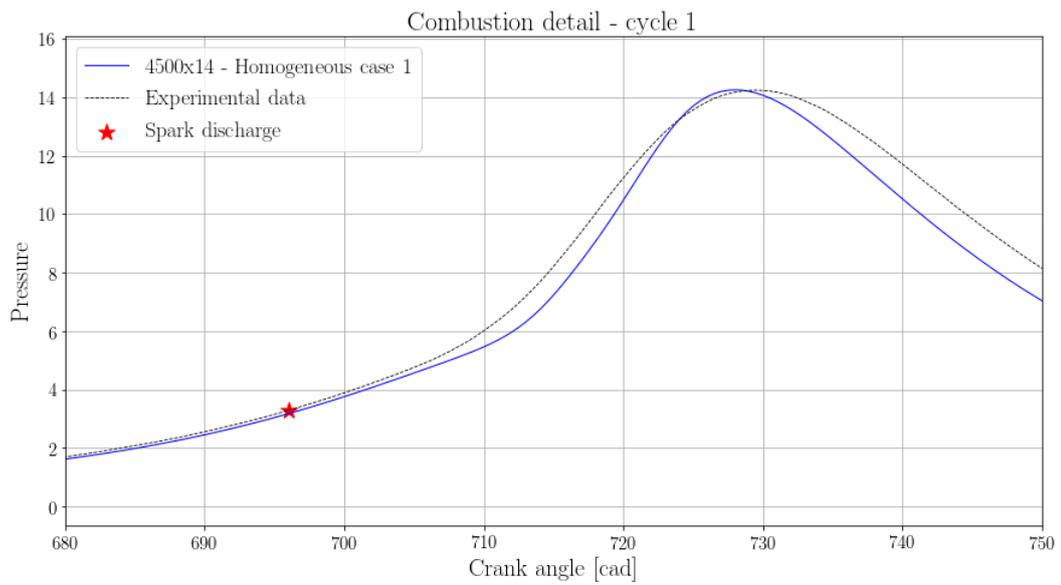


Figura 5.14: *4500X14 vs Experimental Data. Combustione ciclo 1.*

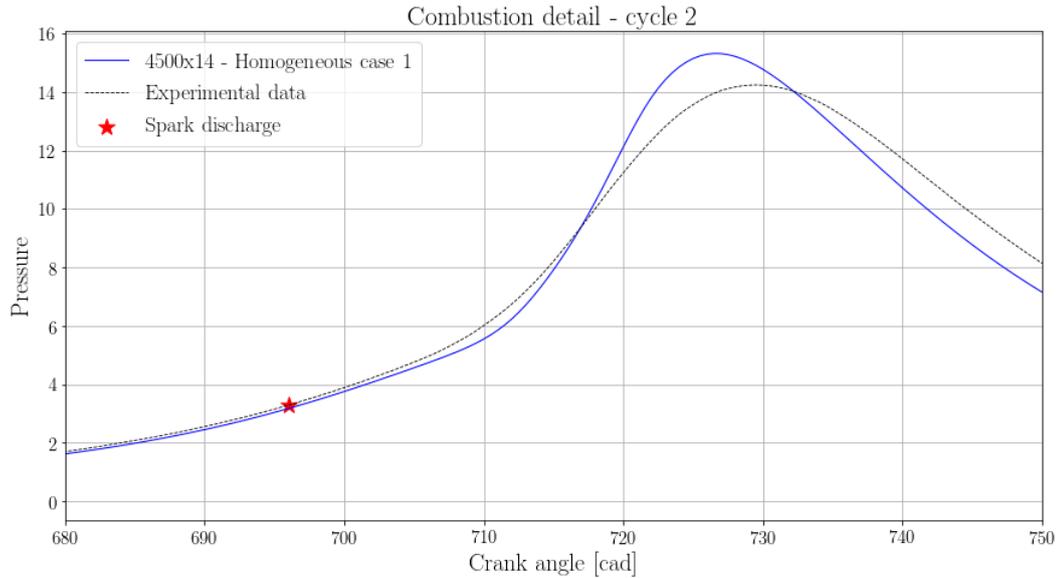


Figura 5.15: *4500X14 vs Experimental Data. Combustione ciclo 2.*

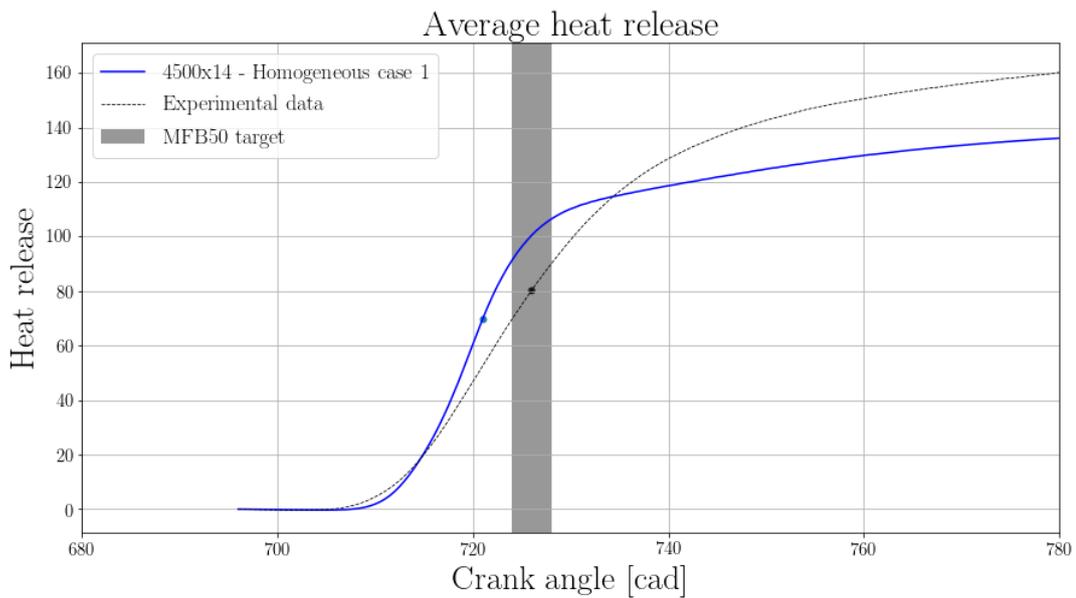


Figura 5.16: *4500X14 vs Experimental Data. Media di rilascio del calore.*

Nelle immagini vengono riportati più di un ciclo motore per ottenere un risultato stabile, eliminando le condizioni iniziali imposte dall'utente. Come si può osservare dalle immagini, gli andamenti di pressione e dell'HRR non combaciano. Come prima operazione sono state modificate l'apertura e la chiusura della valvola di scarico, affinché le fasi di aspirazione e di scarico dei dati numerici potessero essere simili a quelle dei dati sperimentali (è visibile una non omogeneità dei due andamenti durante le due fasi appena citate in Figura 5.5 per *1500X32* ed in Figura 5.11 per *4500X14*). In seguito, affinché i due andamenti potessero combaciare in ogni singola parte, sono stati modificati alcuni parametri fondamentali per il processo di combustione ed in particolare: *ISSIM initial wrinkling factor* (vedi equazioni 2.42

ed equazioni 2.44), l'*ECFM turbulent stretch constant* (vedi parametro P_1 nell'equazione 2.71) e lo SA (*Spark Advance*).

Il *wrinkling factor* è un parametro che entra in gioco solo nella fase di accensione. Un aumento del valore di questo porta ad una maggiore increspatura del nucleo di fiamma e, di conseguenza, maggiore sarà l'area attraverso il quale si propagherà la fiamma stessa ed, inoltre, maggiore sarà anche il picco di pressione raggiunto durante la combustione. Viceversa, diminuendo il suo valore, si avrà un minor valore di pressione durante la combustione. Essendo un parametro che compare durante la fase di accensione, si può notare come l'incremento di pressione, che invece può essere notato durante tutta la fase di combustione, sia dovuto solo all'effetto di amplificazione della stessa nella primissima parte, subito dopo la scarica della scintilla. Variando il *wrinkling factor* la pendenza della curva della velocità di rilascio di calore non varia significativamente, il che significa che influenza in piccola parte l'HRR, il quale risulta invece molto influenzato dalla variazione dello SA (più verrà ritardata l'accensione, maggiore sarà la pendenza dell'HRR).

α (*turbulent stretch constant*) è invece un coefficiente moltiplicativo presente nell'equazione di trasporto della densità superficiale di fiamma (vedi equazione 2.71) e, quindi, un aumento di questo porta ad un maggiore valore di pressione durante tutta la fase di combustione. Anche in questo caso, diminuendo il valore di α si avrà un minore valore di pressione. Questo è un parametro che tende ad accelerare la fase combustione e, di conseguenza, un piccolo aumento del valore di α provoca un piccolo incremento della pendenza della curva dell'HRR.

Nei Paragrafi 5.1.1 e 5.1.2 sono riportati i risultati per la validazione dei punti motore *1500X32* e *4500X14*, considerando all'aspirazione una miscela omogenea di aria e combustibile in funzione dei parametri appena descritti.

5.1.1 1500X32 Homogeneous

In Tabella 5.1 vengono rappresentati alcuni dei casi di simulazione effettuati in funzione della variazione dei parametri di validazione descritti precedentemente (dove l'ultimo elencato rappresenta il caso definitivo). Nelle Figure 5.17, 5.18, 5.19, 5.20, 5.21, 5.22, 5.23, 5.24, sono invece rappresentati i risultati ottenuti.

	SA	α	w. f.	Intake Temperature [°C]
case 1	4	1.0	2	297
case 2	4	0.9	2	297
case 3	4	0.8	2	297

Tabella 5.1: *1500x32*.

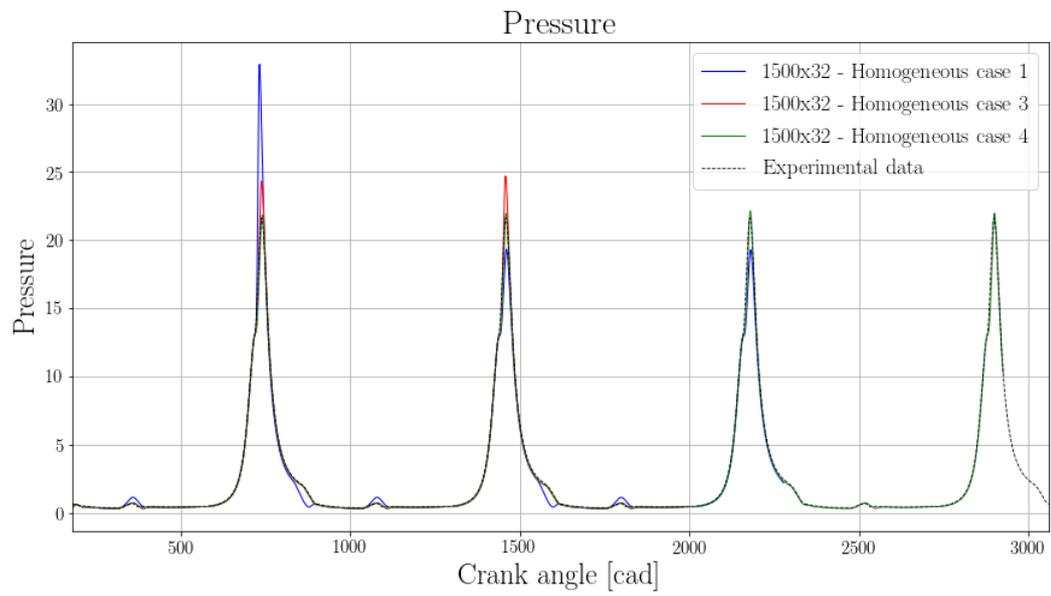


Figura 5.17: *1500X32 vs Experimental Data. Pressione.*

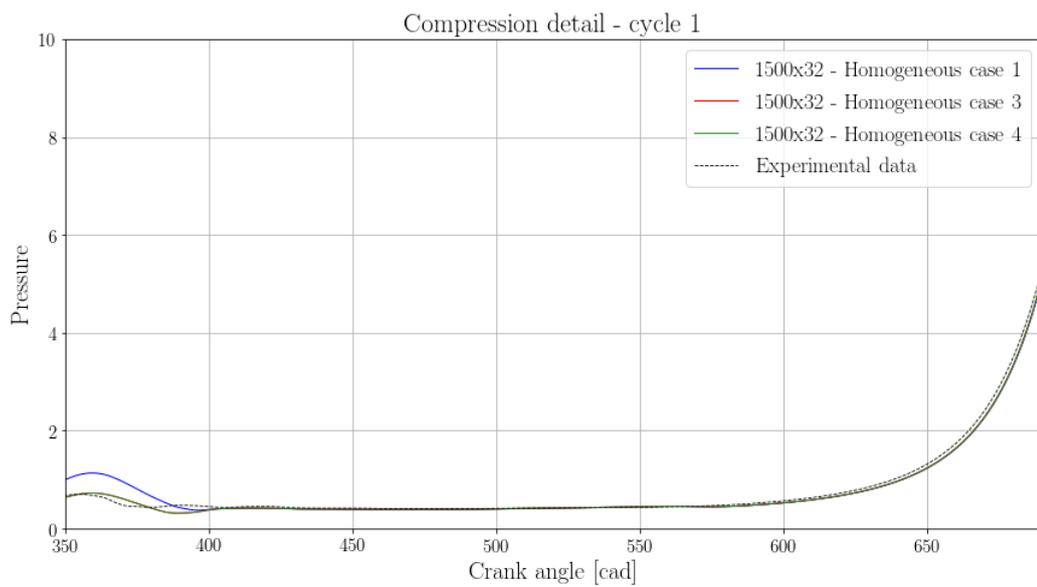


Figura 5.18: *1500X32 vs Experimental Data. Compressione ciclo 1.*

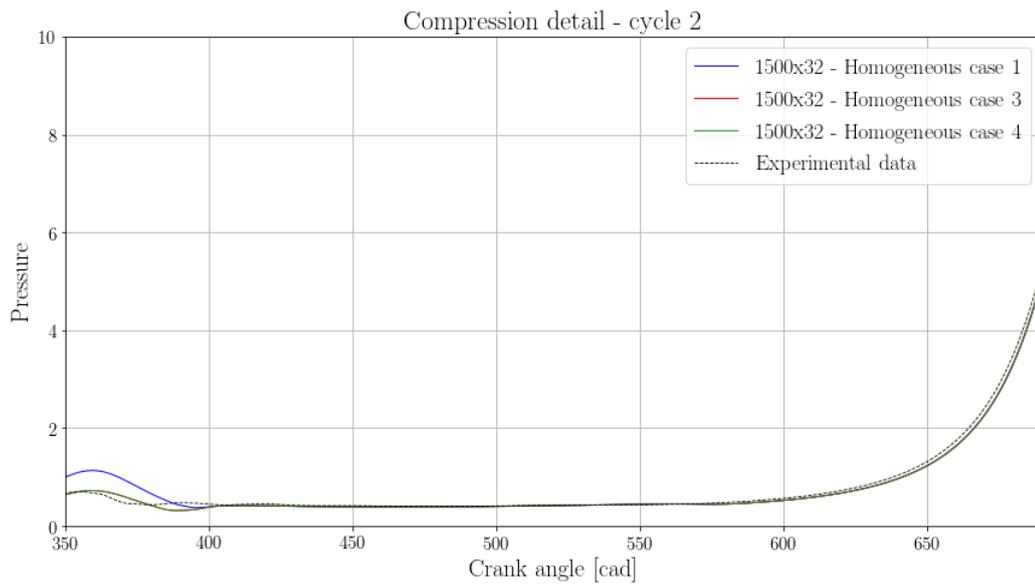


Figura 5.19: *1500X32 vs Experimental Data. Compressione ciclo 2.*

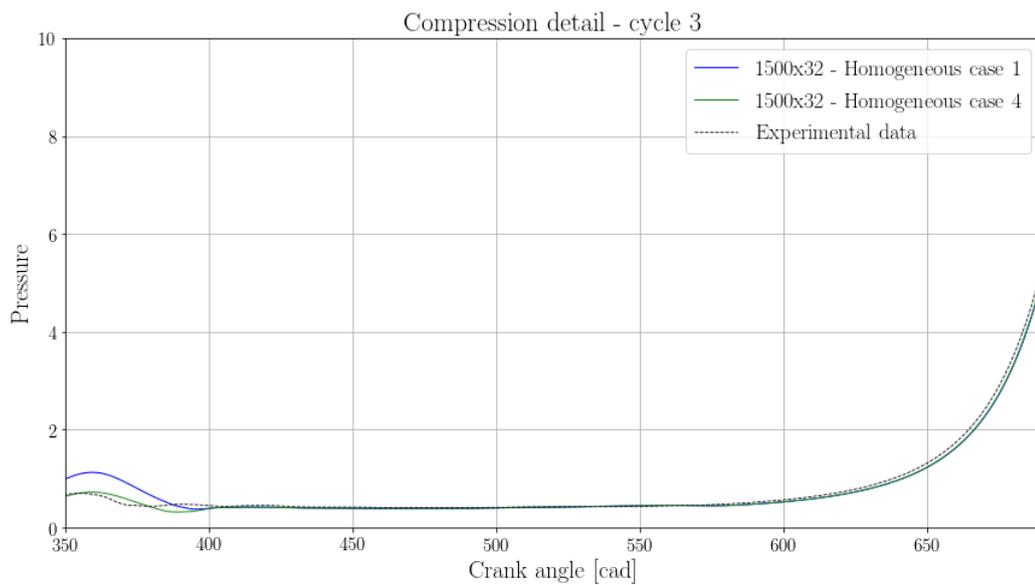


Figura 5.20: *1500X32 vs Experimental Data. Compressione ciclo 3.*

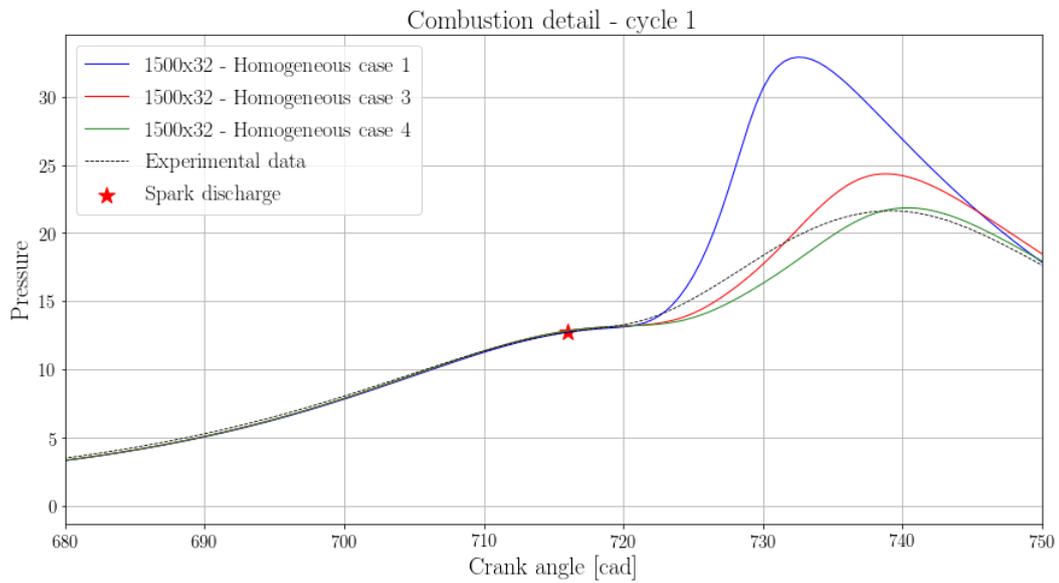


Figura 5.21: 1500X32 vs Experimental Data. Combustione ciclo 1.

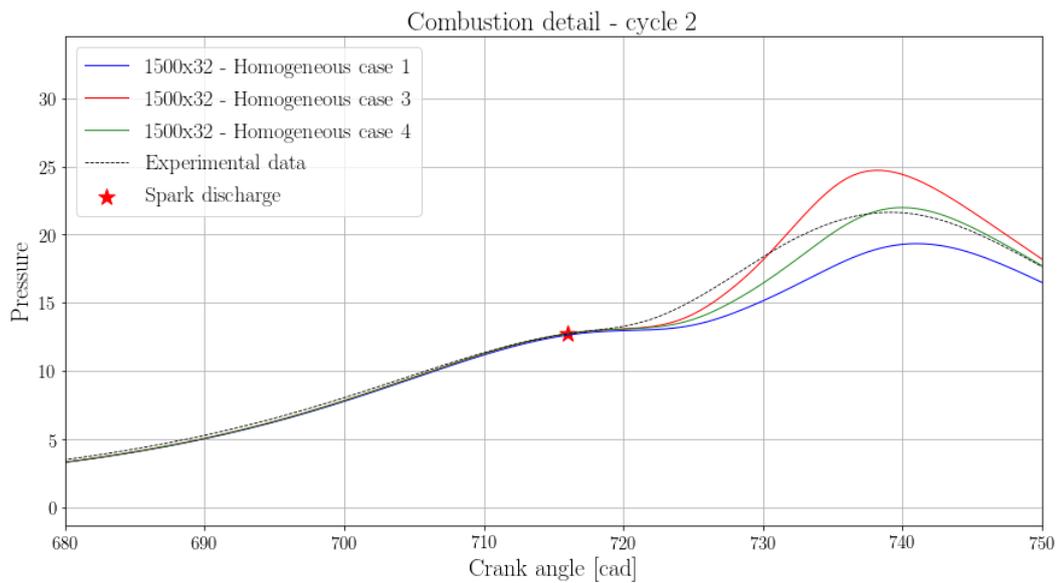


Figura 5.22: 1500X32 vs Experimental Data. Combustione ciclo 2.

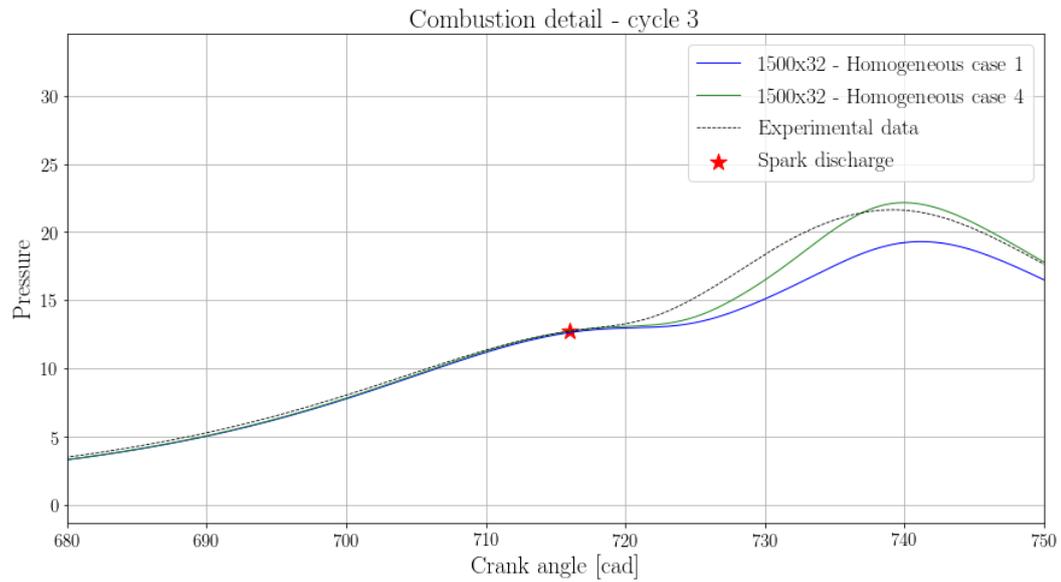


Figura 5.23: 1500X32 vs Experimental Data. Combustione ciclo 3.

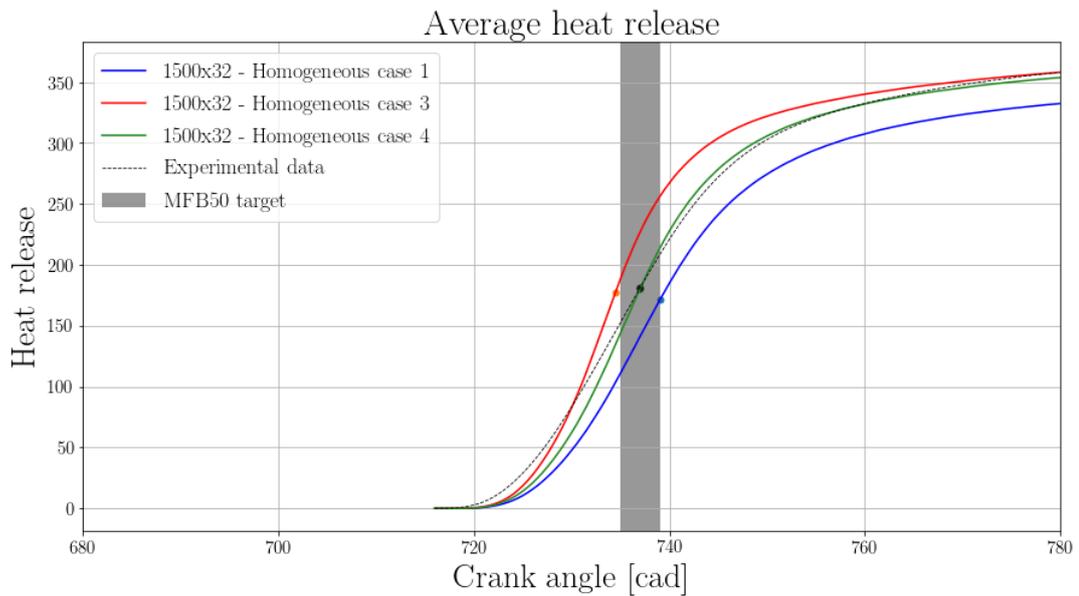


Figura 5.24: 1500X32 vs Experimental Data. Media di rilascio del calore.

5.1.2 4500X14 Homogeneous

Per il punto di funzionamento 4500x14 sono state modificate, inoltre, alcune condizioni al bordo, affinché la fase di espansione dei dati numerici e quella dei dati sperimentali combaciassero. In Tabella 5.2 vengono rappresentati alcuni dei casi di simulazione effettuati in funzione della variazione dei parametri di validazione descritti precedentemente (dove l'ultimo elencato rappresenta il caso definitivo). Nelle Figure 5.25, 5.26, 5.27, 5.28, 5.29, 5.30, 5.31, 5.32, sono rappresentati invece i risultati ottenuti.

	SA	α	w. f.	Intake Temperature [°C]
case 1	24	1.7	2	315
case 4	24	1.7	2	315
case 7	24	0.7	2	315
case17	28	0.4	3	320

Tabella 5.2: 4500x14.

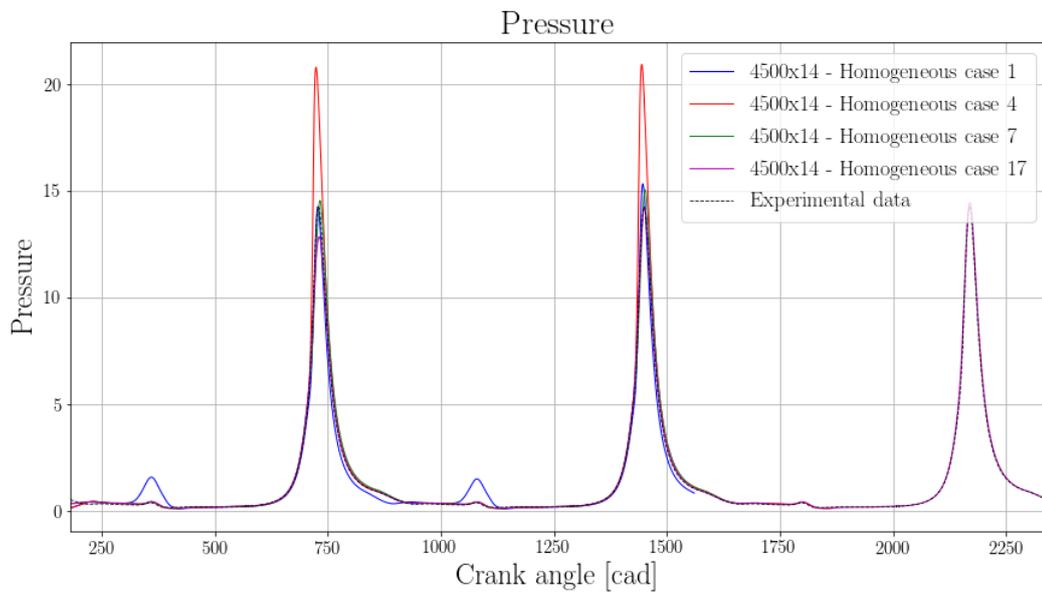


Figura 5.25: 4500X14 vs Experimental Data. Pressione.

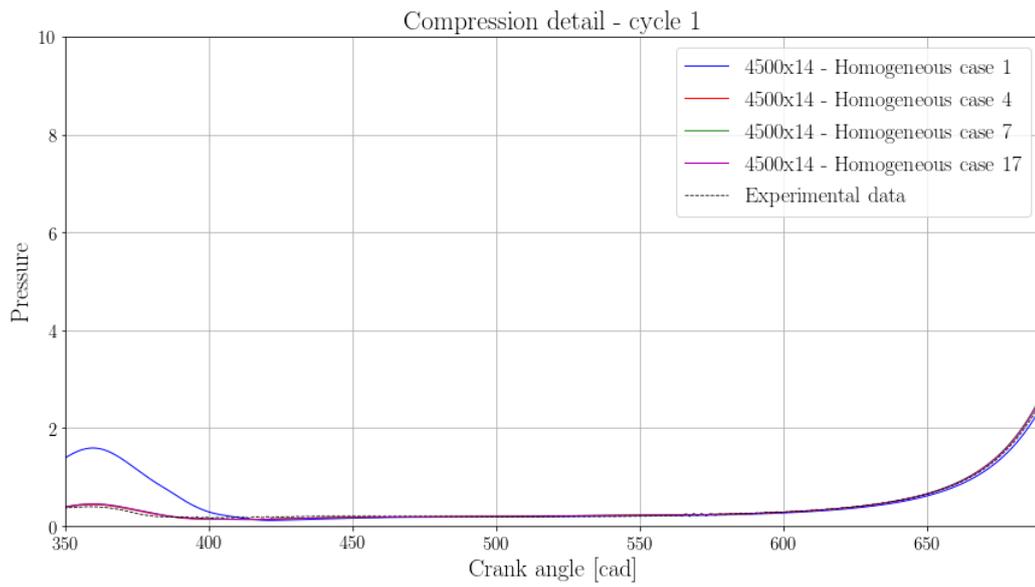


Figura 5.26: *4500X14 vs Experimental Data. Compressione ciclo 1.*

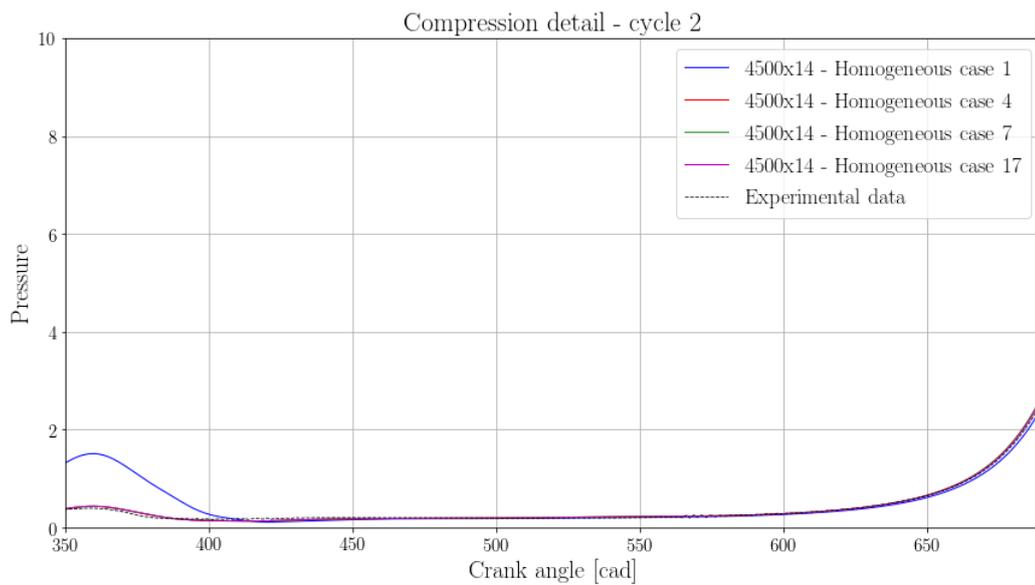


Figura 5.27: *4500X14 vs Experimental Data. Compressione ciclo 2.*

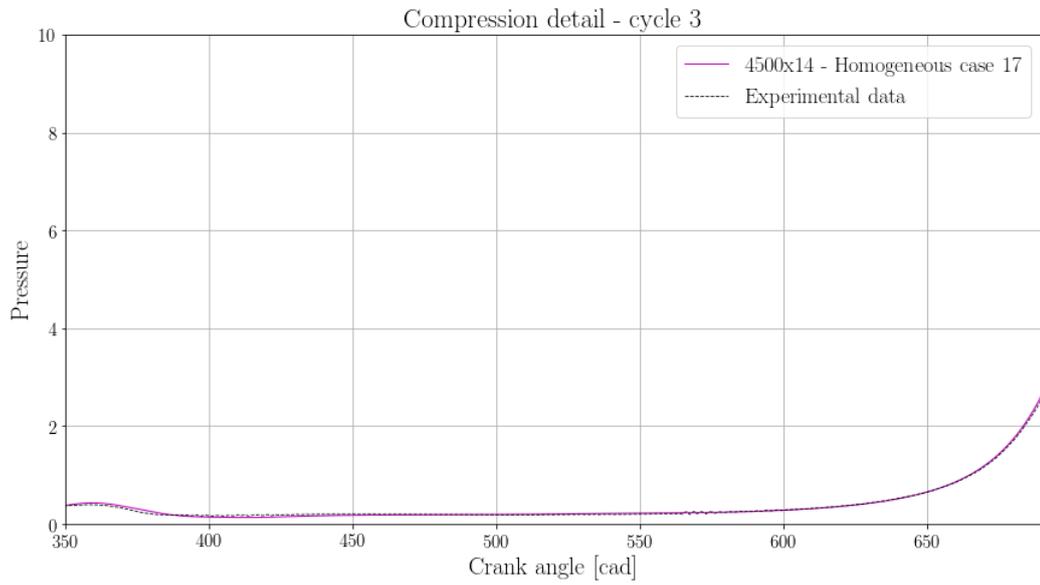


Figura 5.28: *4500X14 vs Experimental Data. Compressione ciclo 3.*

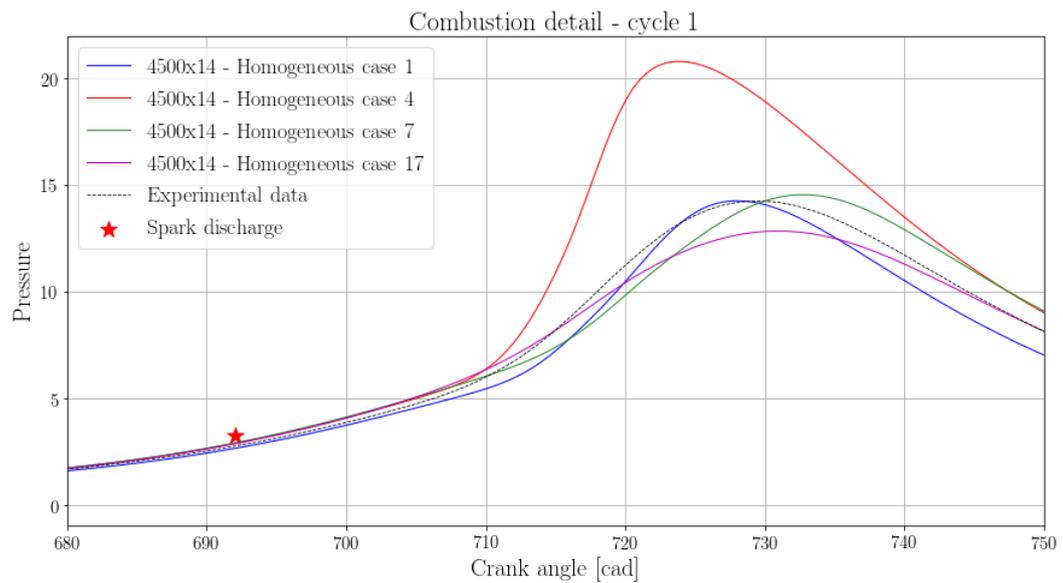


Figura 5.29: *4500X14 vs Experimental Data. Combustione ciclo 1.*

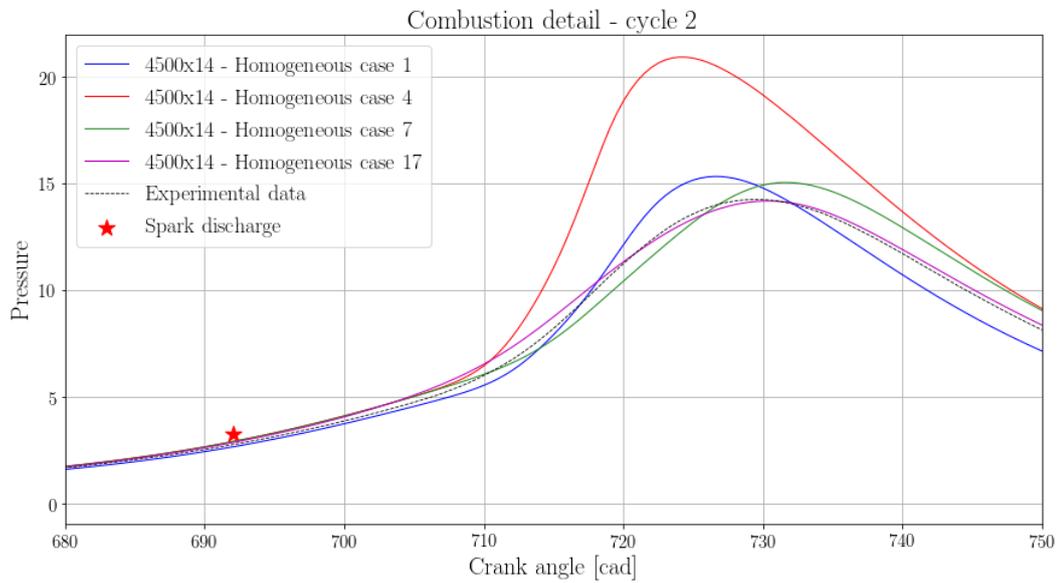


Figura 5.30: *4500X14 vs Experimental Data. Combustione ciclo 2.*

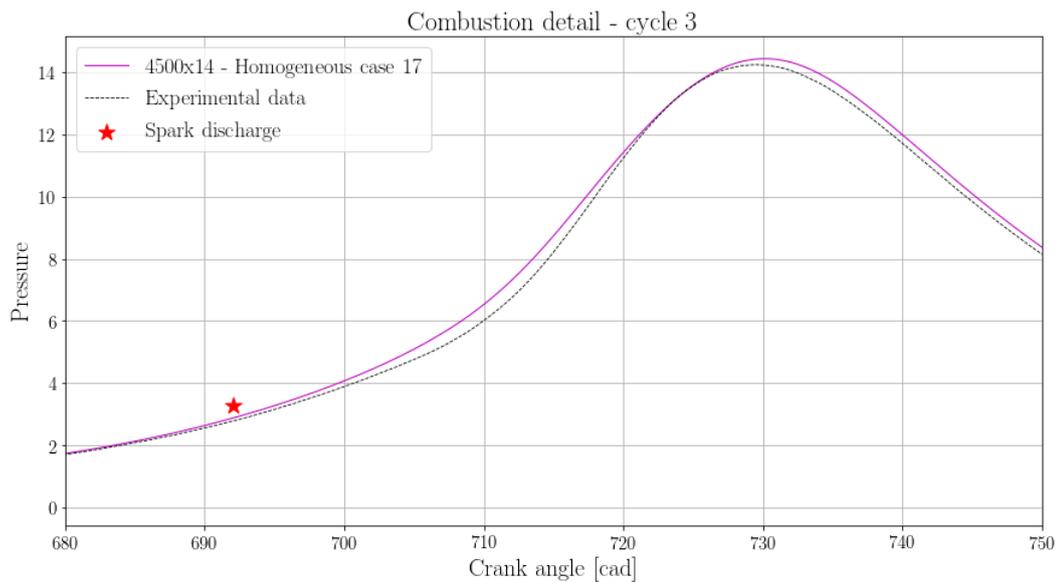


Figura 5.31: *4500X14 vs Experimental Data. Combustione ciclo 3.*

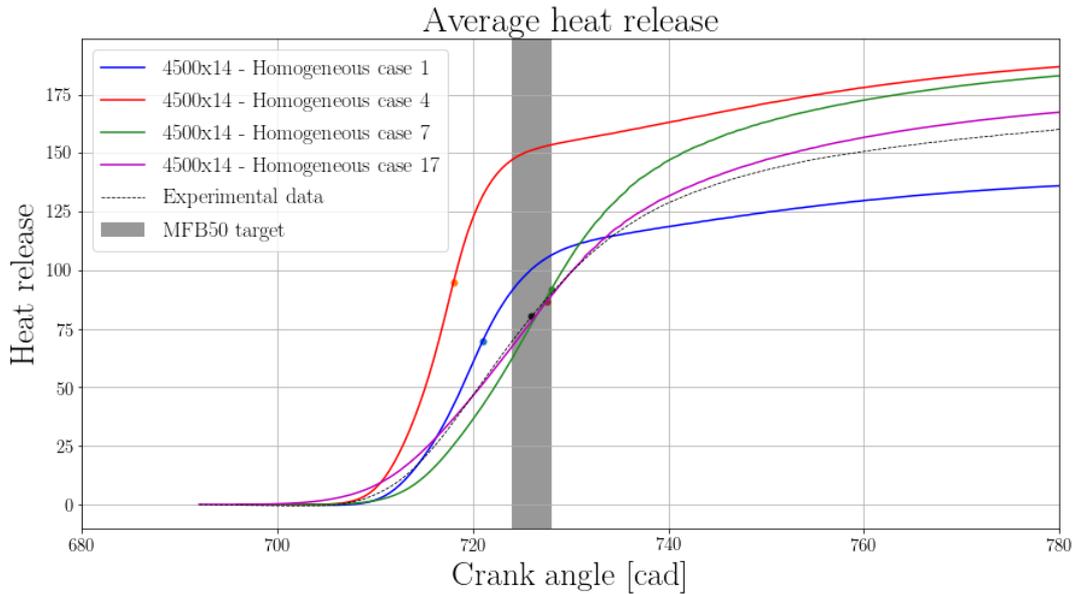


Figura 5.32: *4500X14 vs Experimental Data. Media di rilascio del calore.*

5.2 Risultati modello con iniettore

Come anticipato precedentemente, una volta definito il modello "*premixed*" (modello con aspirazione di miscela omogenea), si è effettuata la validazione del modello provvisto di iniettore per entrambi i punti di funzionamento appena visti, utilizzando gli stessi parametri di validazione. Sono state studiate due differenti strategie di iniezione:

- anticipo di iniezione (EI - *Early Injection*);
- posticipo di iniezione (LI - *Late Injection*).

È stato studiato l'intervallo di iniezione (*injection timing*) affinché la combustione potesse avvenire con $\lambda = 1$ e, successivamente, sono stati osservati e studiati alcuni parametri di turbolenza e di miscelazione per osservare l'effetto che l'iniezione potesse avere su questi. In particolare:

- il moto *Tumble*: moto della carica fresca all'interno del cilindro, avente asse di rotazione in direzione dell'asse y (considerato positivo con rotazione in senso orario, negativo con rotazione in senso antiorario); questo influenza in maniera significativa la velocità di combustione e di conseguenza la velocità di fiamma (*flame speed*);
- u' : la radice quadrata media della fluttuazione della velocità turbolenta (vedi equazioni 2.59, 2.66), data dalla relazione:

$$u' = \sqrt{(u_{flu})^2}, \quad (5.3)$$

dove u_{flu} è la fluttuazione della velocità turbolenta; u' influenza la velocità di

fiamma e l'energia cinetica turbolenta (TKE - *Turbulent Kinetic Energy*, vedi equazione 2.67), secondo la relazione:

$$k = \frac{2}{3}u'^2 ; \quad (5.4)$$

- *CoV*: *Coefficient of Variation*, intesa come la variazione della frazione di metano durante la fase di combustione;
- f_f : *flammable fraction*, data dalla seguente relazione:

$$f_f = \frac{\text{mass of fuel included in the flammable fraction}}{\text{total mass of fuel}} . \quad (5.5)$$

Si è poi vista l'influenza che alcuni di questi parametri potessero avere sulle prestazioni del motore. Per concludere, si è cercata la velocità di rotazione massima alla quale il motore potesse arrivare e sono stati introdotti due ulteriori punti di funzionamento, *5500X14* e *6500X14*, poi confrontati con *4500X14*. Nei paragrafi successivi vengono riportati i risultati ottenuti con opportune osservazioni.

5.2.1 1500X32 Homogeneous vs EI vs LI

In questo paragrafo sono riportati i risultati ottenuti per il punto di funzionamento *1500X32* e, in particolare, vengono confrontati i risultati del caso "*premixed*" con quelli dei casi provvisti di strategia di iniezione (*late injection* ed *early injection* rispettivamente).

In tabella 5.3 sono elencati alcuni dei parametri utilizzati in queste simulazioni.

Come è possibile notare dalla Figura 5.33 vi è una sostanziale differenza nel picco di pressione raggiunto durante la fase di combustione dei due casi simulati. Si è cercato, quindi, di comprendere il motivo. In Figura 5.34 si noti come nella simulazione del caso con anticipo di iniezione si aspiri meno aria; ciò perchè, con l'anticipo, l'iniezione avviene durante la fase di aspirazione dell'aria (contrariamente al caso con strategia *late injection*) e, quindi, il getto di combustibile iniettato sottrae volume a disposizione dell'aria all'interno del cilindro (si veda Figura 5.35 e Figura 5.36). Conseguenza di ciò è una maggior quantità di combustibile iniettato nel caso di iniezione ritardata (si veda Figura 5.37).

L'iniezione influisce in maniera significativa anche sul moto *Tumble* per entrambe le strategie di iniezione; in particolare distrugge il moto principale (vortice principale)

	SA	Injection Timing [CAD]	Intake Valve Lift [CAD]
1500x32 - Homogeneous	4	-	385 - 584
1500x32 - Late Injection	4	590 - 613	385 - 584
1500x32 - Early Injection	4	444 - 466	385 - 584

Tabella 5.3: *1500x32 Homogeneous vs LI vs EI.*

in vortici dalle dimensioni più piccole e rotanti in senso contrario (vedere Figura 5.38). In Figura 5.39, invece, si nota come l'iniezione, sia per il caso di anticipo di iniezione sia per il caso di posticipo della stessa, porti ad un crollo del *trend* del moto *Tumble*, il che significa una maggiore importanza dei vortici rotanti in senso antiorario (il cui verso fa assumere al moto un valore negativo); i risultati rappresentati mostrano un buon livello di turbolenza ($Tumble = 0$ implica stessa importanza dei vortici rotanti in senso orario ed antiorario). Un buon livello di turbolenza conduce all'ottenimento di una miscela abbastanza omogenea poco prima dello SA (visibile in Figura 5.40 ed in Figura 5.41) ed una maggiore velocità di fiamma (visibile in Figura 5.42). Quest'ultima porta ad ottenere un maggiore valore della radice quadrata media della fluttuazione della velocità turbolenta (u') in prossimità dello SA e, di conseguenza, un maggior valore dell'energia cinetica turbolenta (TKE) (vedere la relazione 5.4 e le Figure 5.43, 5.44).

Dalla Figura 5.45 è possibile notare come il CoV e la f_f , per entrambe le strategie di iniezione, abbiano valori simili in prossimità dello SA; questo significa che il maggior valore di picco di pressione raggiunto nel caso di posticipo di iniezione sia dovuto esclusivamente alla maggior quantità di TKE presente prima dello SA.

In conclusione, si è rilevato che il posticipo di iniezione porti a maggiori prestazioni del motore.

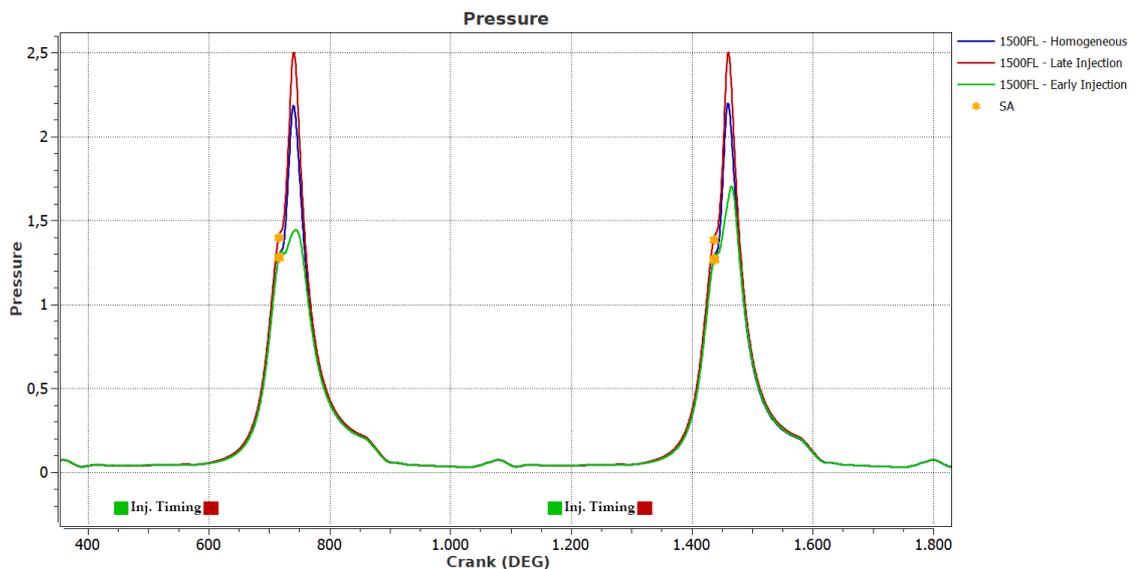


Figura 5.33: 1500X32 Homogeneous vs LI vs EI. Pressione.

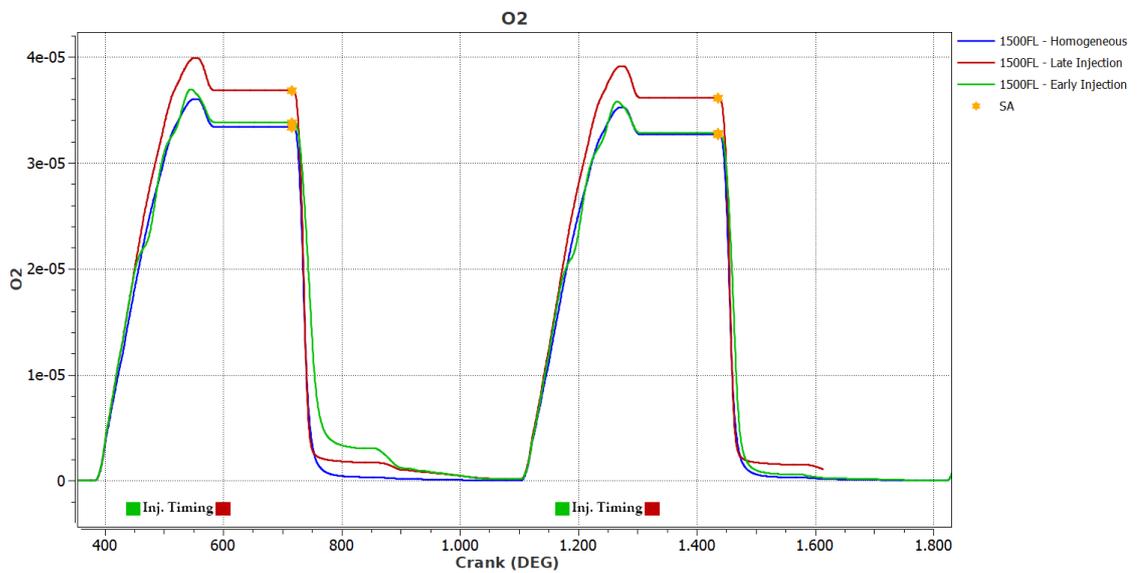


Figura 5.34: 1500X32 Homogeneous vs LI vs EI. O₂.

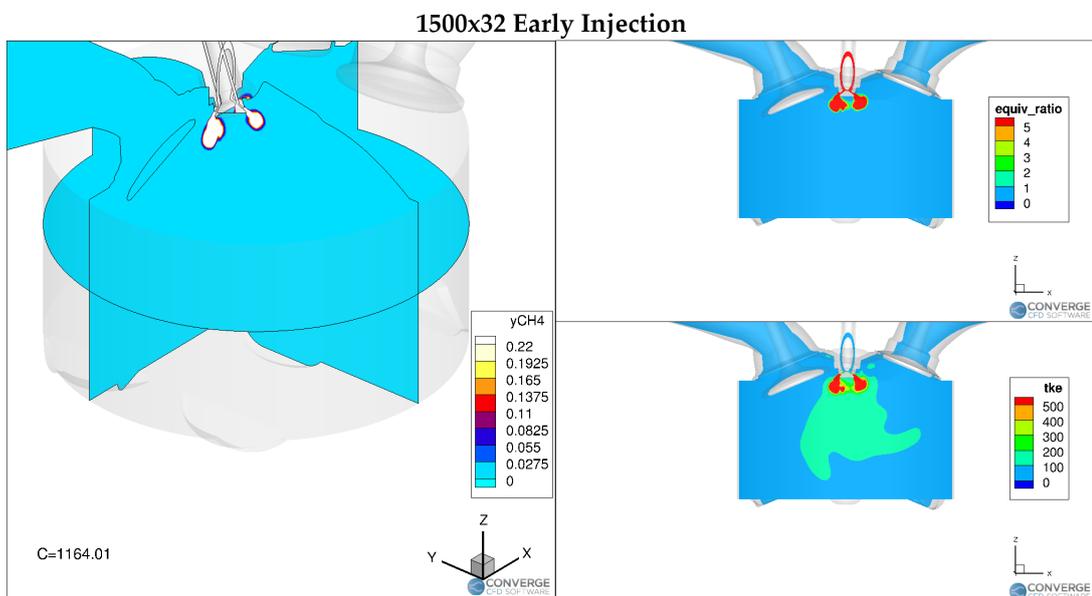


Figura 5.35: 1500X32 Early Injection. Frazione di metano, "equivalence ratio" e TKE all'inizio dell'iniezione.

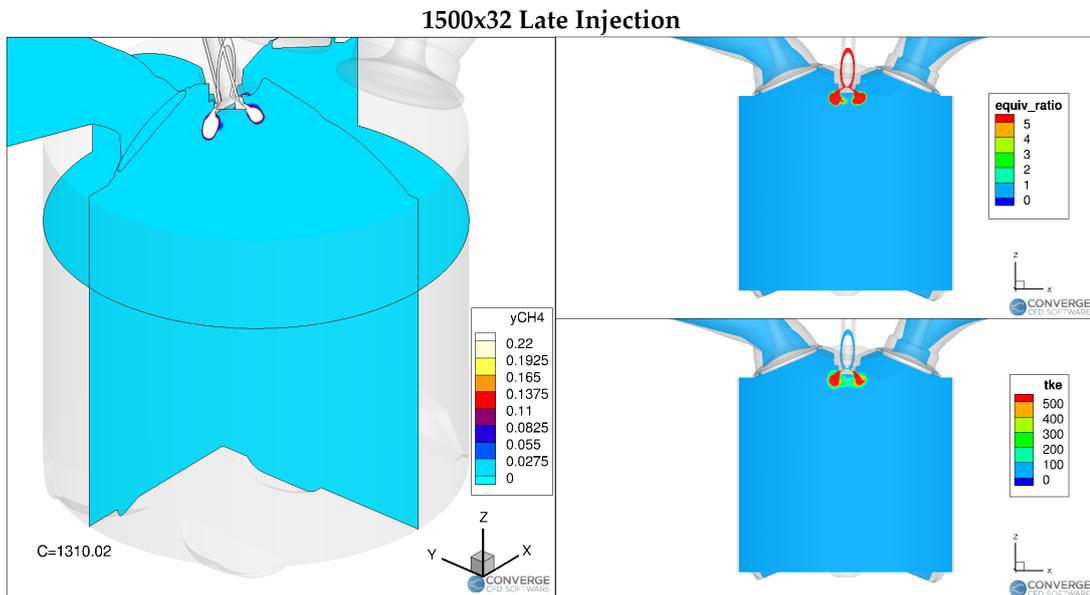


Figura 5.36: 1500X32 Late Injection. Frazione di metano, "equivalence ratio" e TKE all'inizio dell'iniezione.

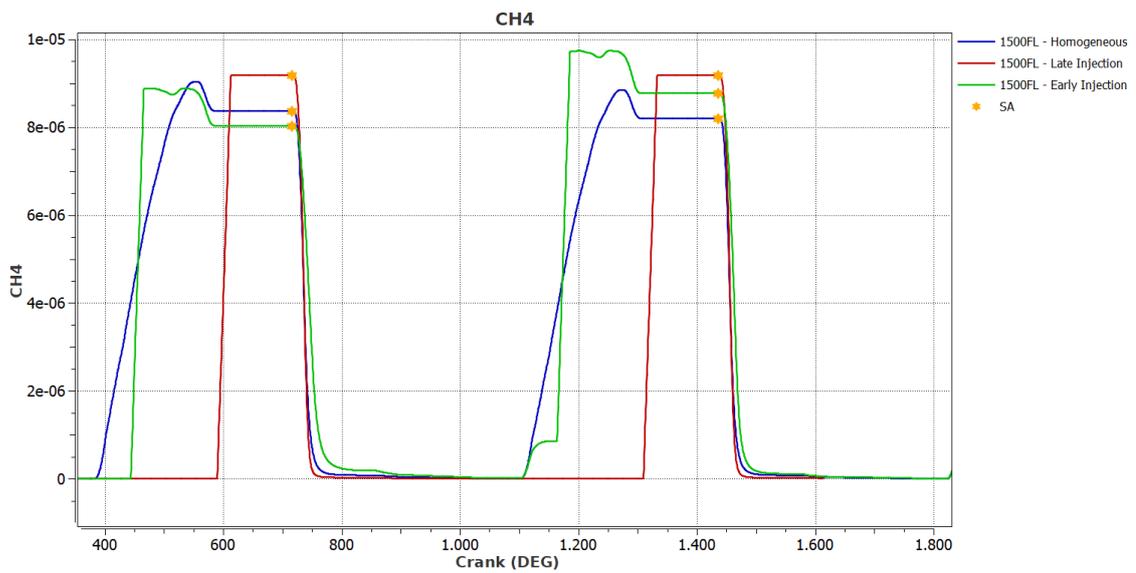


Figura 5.37: 1500X32 Homogeneous vs LI vs EI. CH₄.

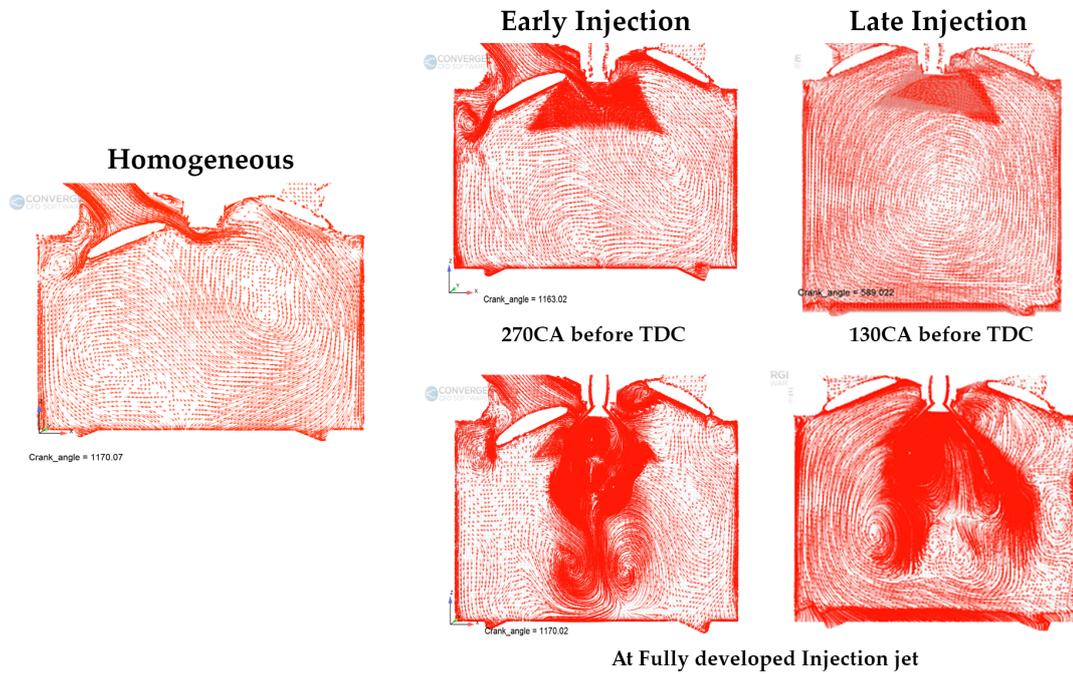


Figura 5.38: 1500X32 Homogeneous vs LI vs EI. Tumble.

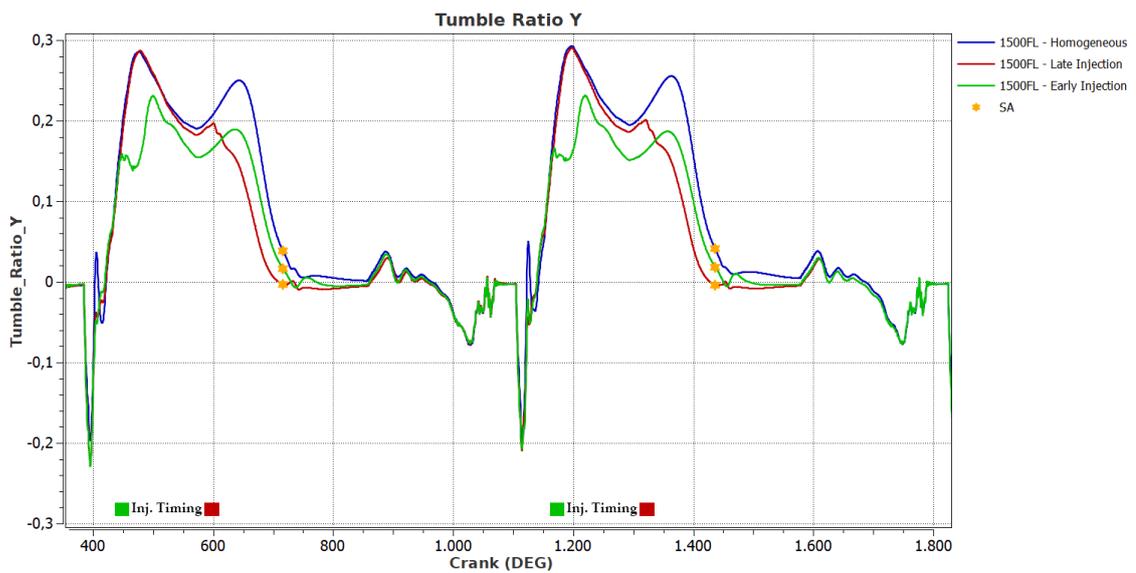


Figura 5.39: 1500X32 Homogeneous vs LI vs EI. Tumble.

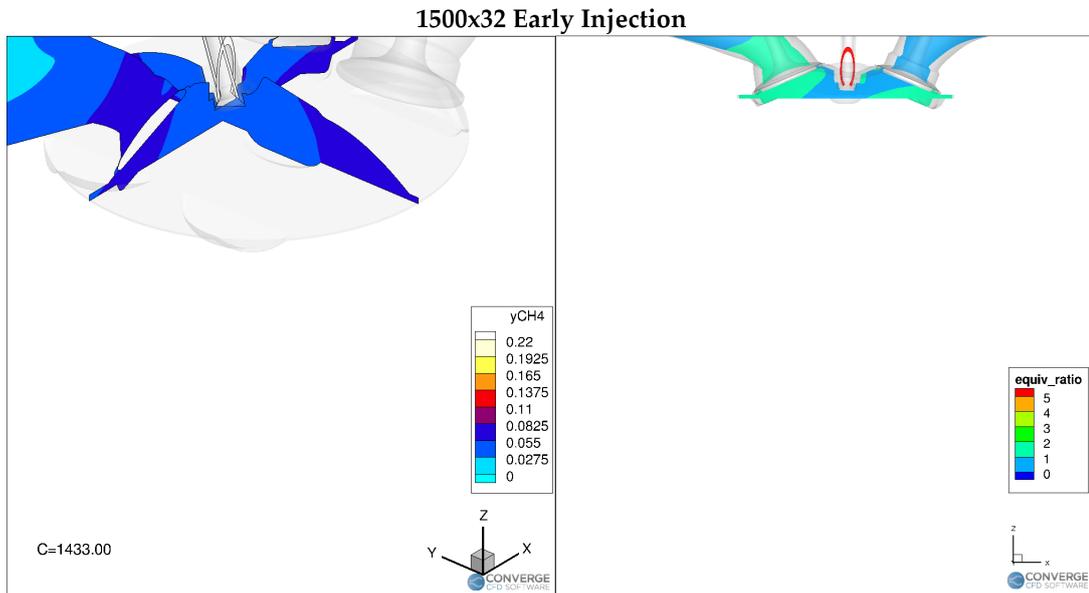


Figura 5.40: *1500X32 Early Injection. Frazione di metano, "equivalence ratio" prima dell'inizio di accensione.*

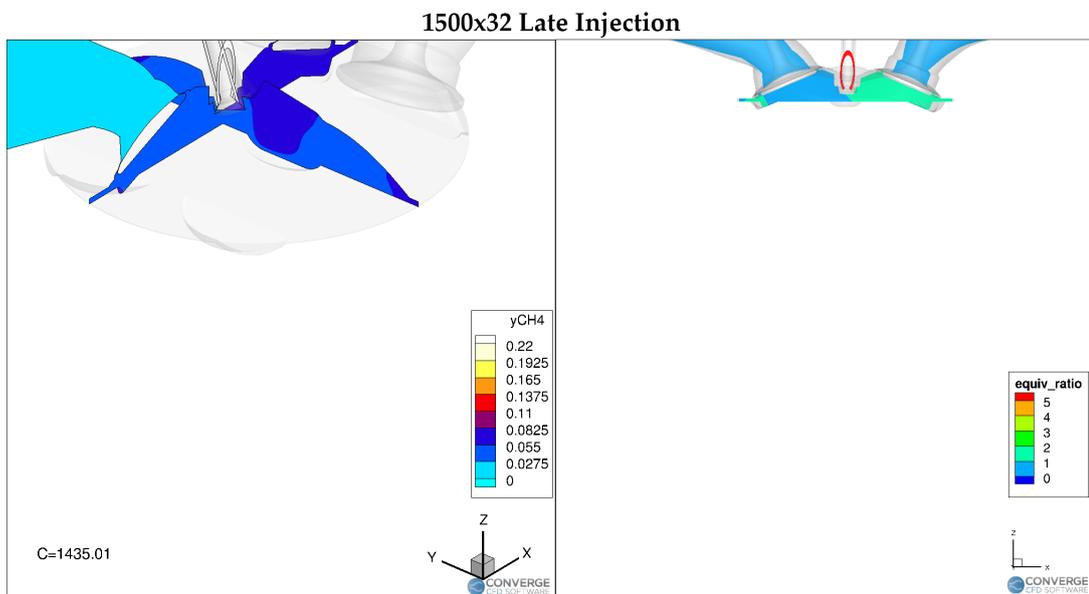


Figura 5.41: *1500X32 Late Injection. Frazione di metano, "equivalence ratio" prima dell'inizio di accensione.*

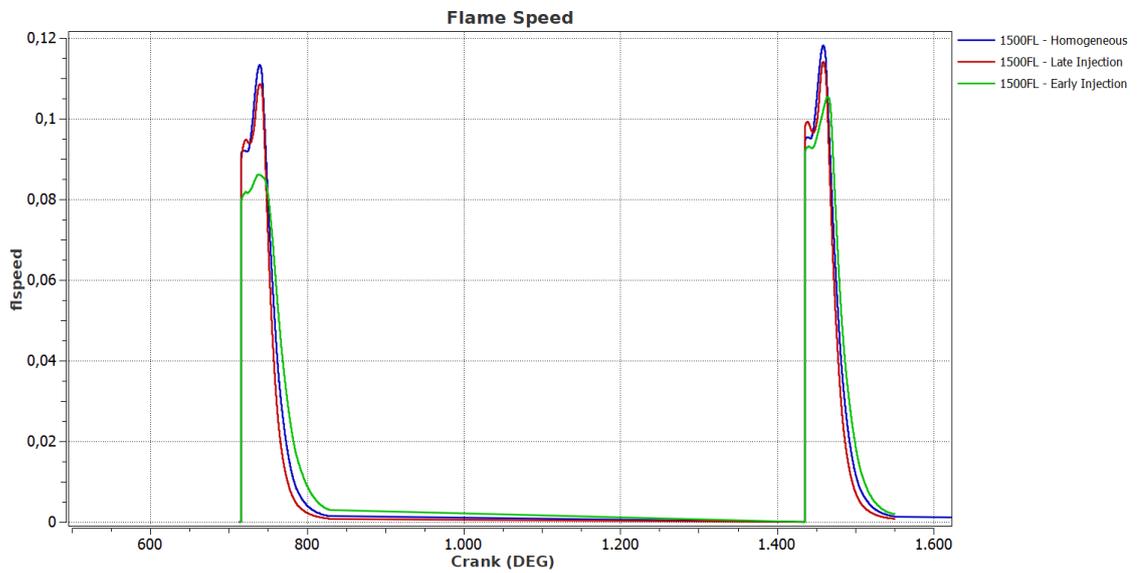


Figura 5.42: 1500X32 Homogeneous vs LI vs EI. Velocità di fiamma.

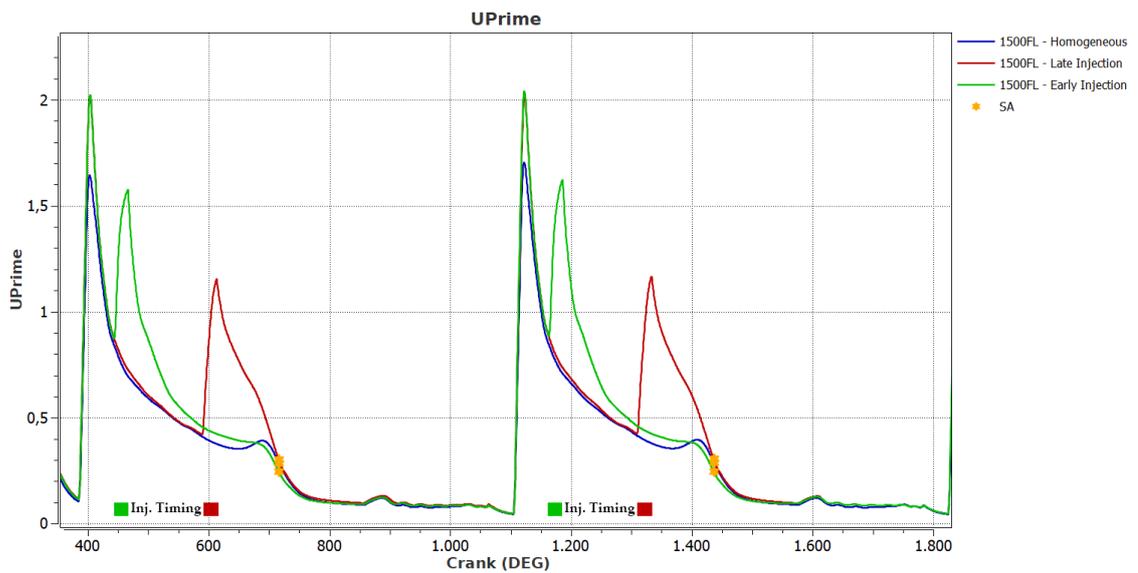


Figura 5.43: 1500X32 Homogeneous vs LI vs EI. u' .

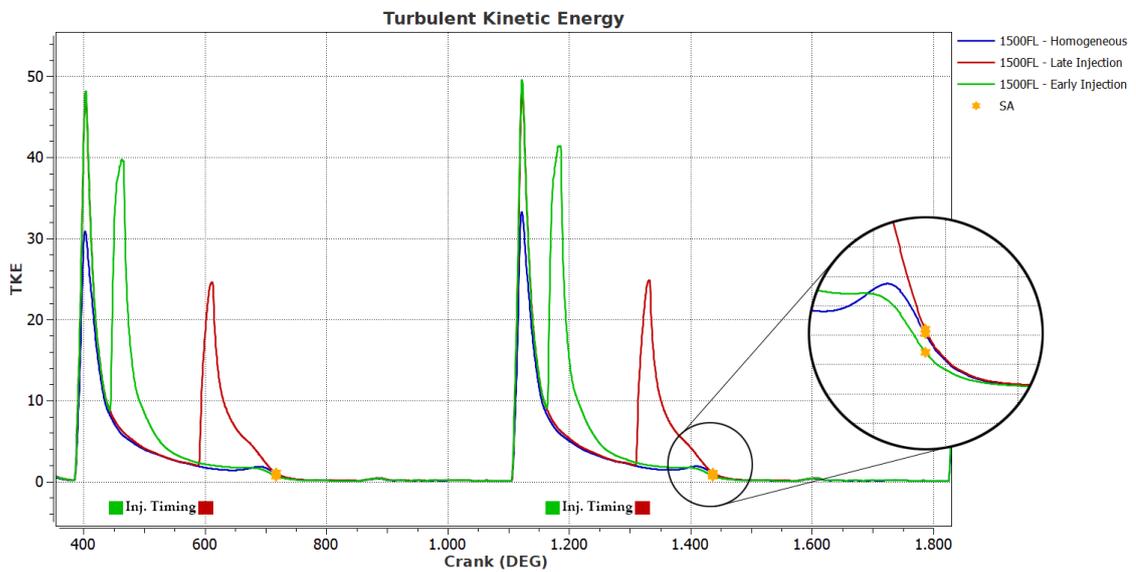


Figura 5.44: 1500X32 Homogeneous vs LI vs EI. TKE.

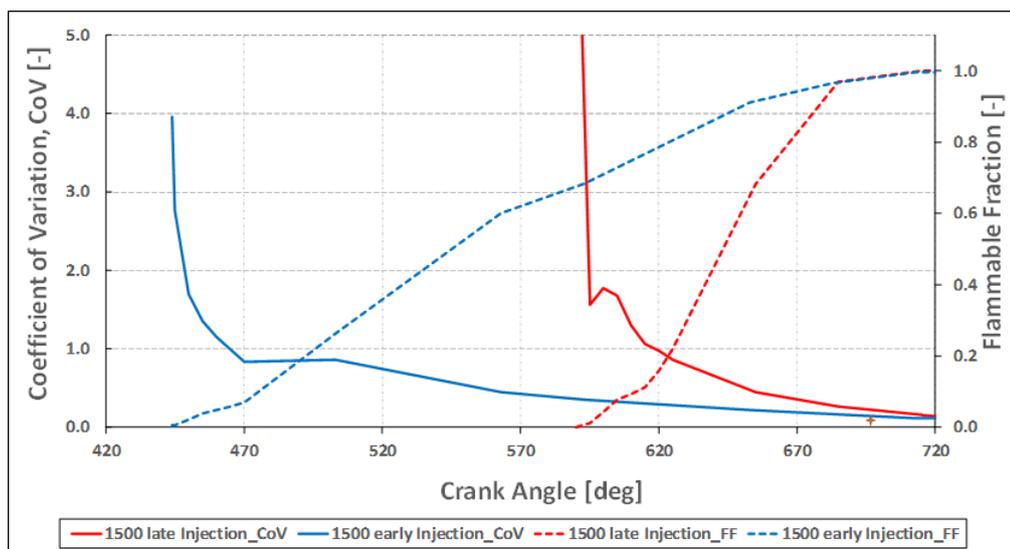


Figura 5.45: 1500X32 LI vs EI. CoV e f_f .

5.2.2 4500X14 Homogeneous vs LI

In questo paragrafo, dati i risultati ottenuti per il punto di funzionamento precedente, sono riportati i risultati ottenuti per il punto di funzionamento *4500X14*, confrontando i risultati del caso "*premixed*" con quelli del caso provvisto di strategia *late injection* (vedi Figure 5.46, 5.47, 5.48, 5.49, 5.50, 5.51, 5.52, 5.53). In tabella 5.4 sono elencati alcuni dei parametri utilizzati in queste simulazioni.

	SA	Injection Timing [CAD]	Intake Valve Lift [CAD]
4500x14 - Homogeneous	28	-	385 - 584
4500x14 - Late Injection	24	590 - 624	385 - 584

Tabella 5.4: *4500x14 Homogeneous vs LI.*

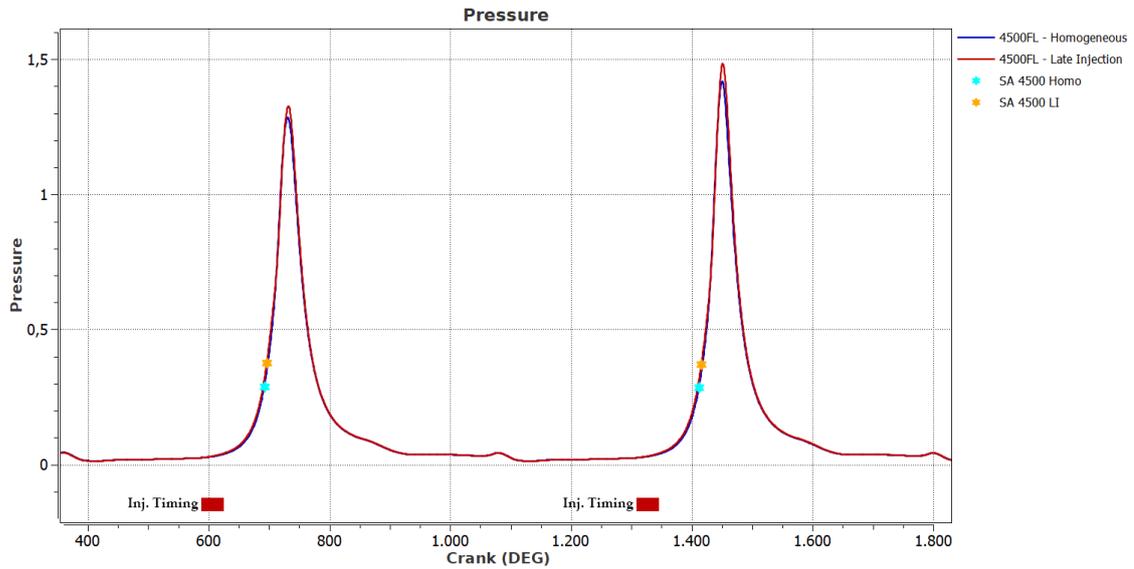


Figura 5.46: *4500X14 Homogeneous vs LI. Pressione.*

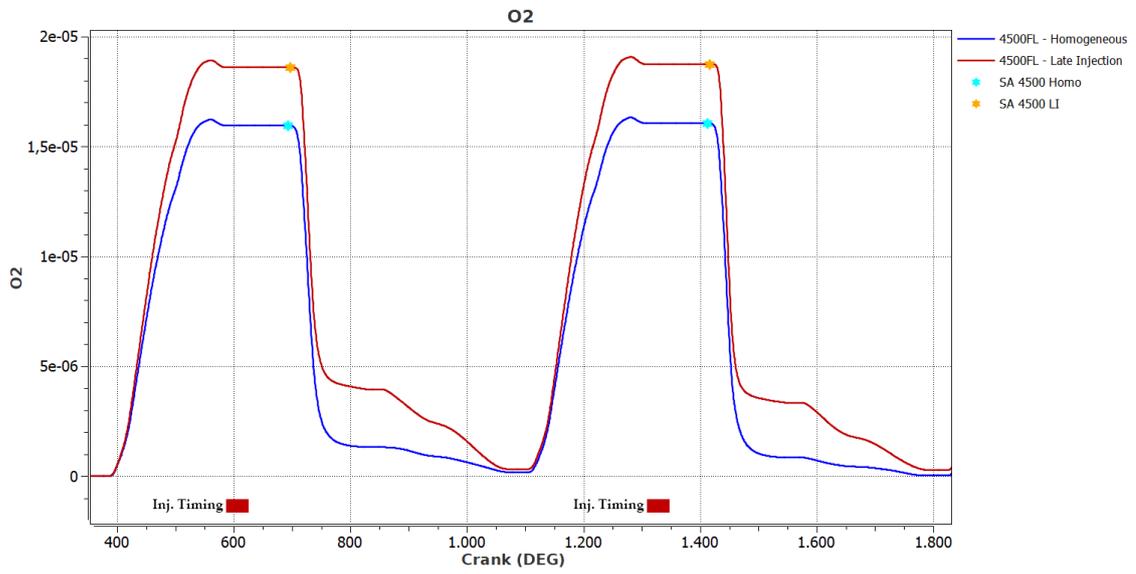


Figura 5.47: 4500X14 Homogeneous vs LI. O_2 .

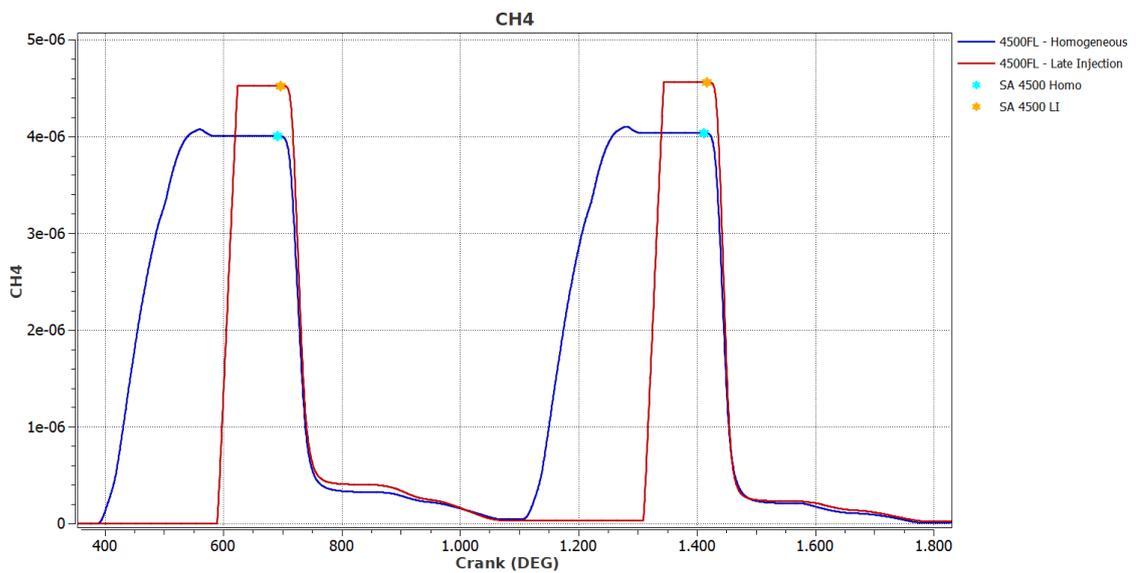


Figura 5.48: 4500X14 Homogeneous vs LI. CH_4 .

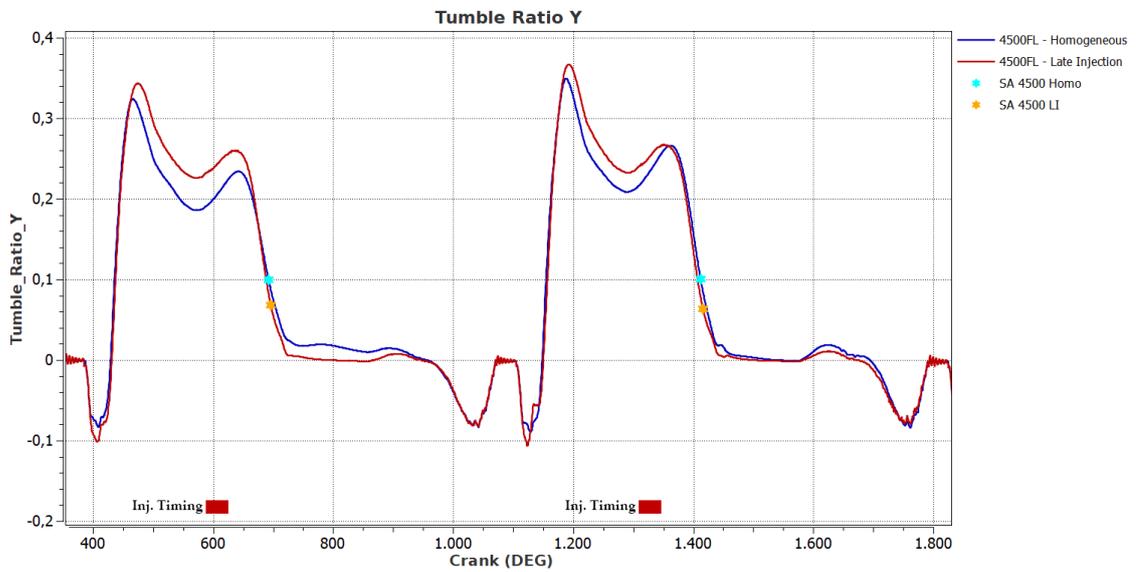


Figura 5.49: 4500X14 Homogeneous vs LI. Tumble.

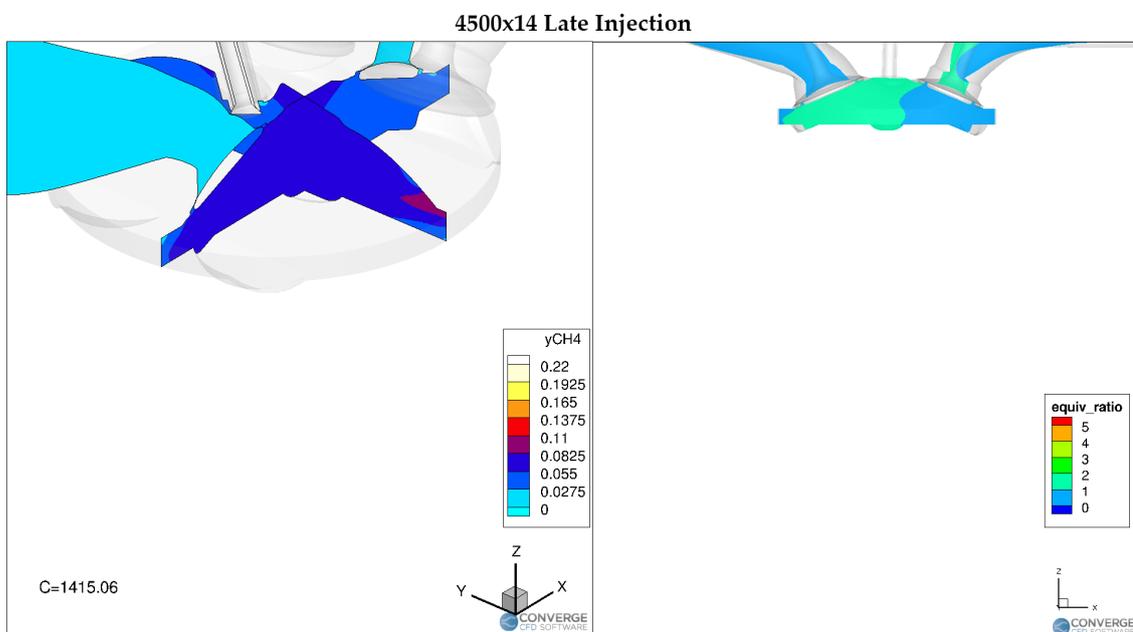


Figura 5.50: 4500X14 Homogeneous vs LI. Frazione di metano, "equivalence ratio" prima dell'inizio di accensione.

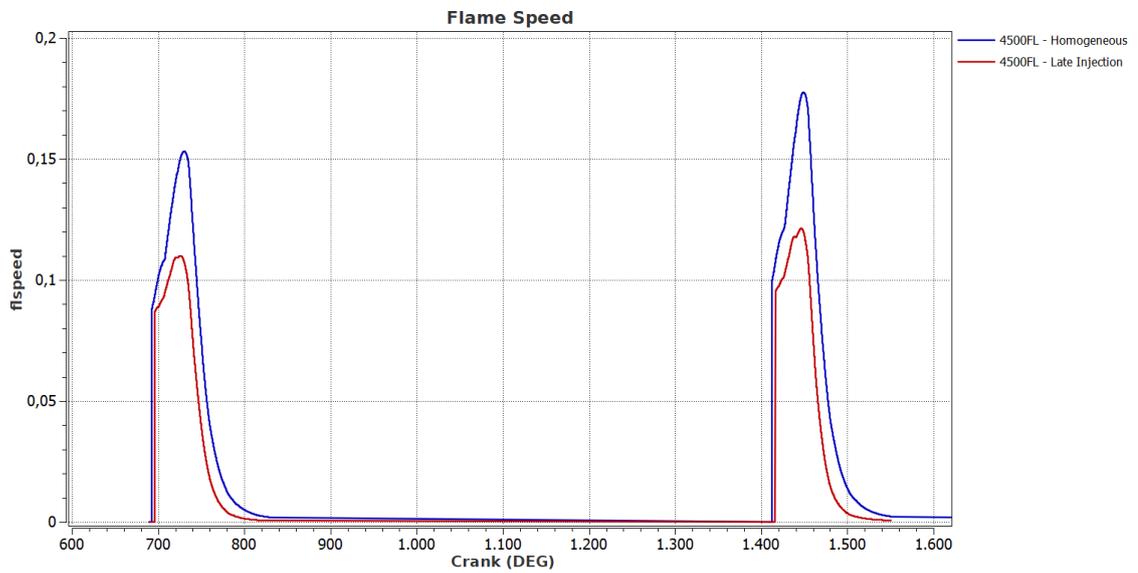


Figura 5.51: 4500X14 Homogeneous vs LI. Velocità di fiamma.

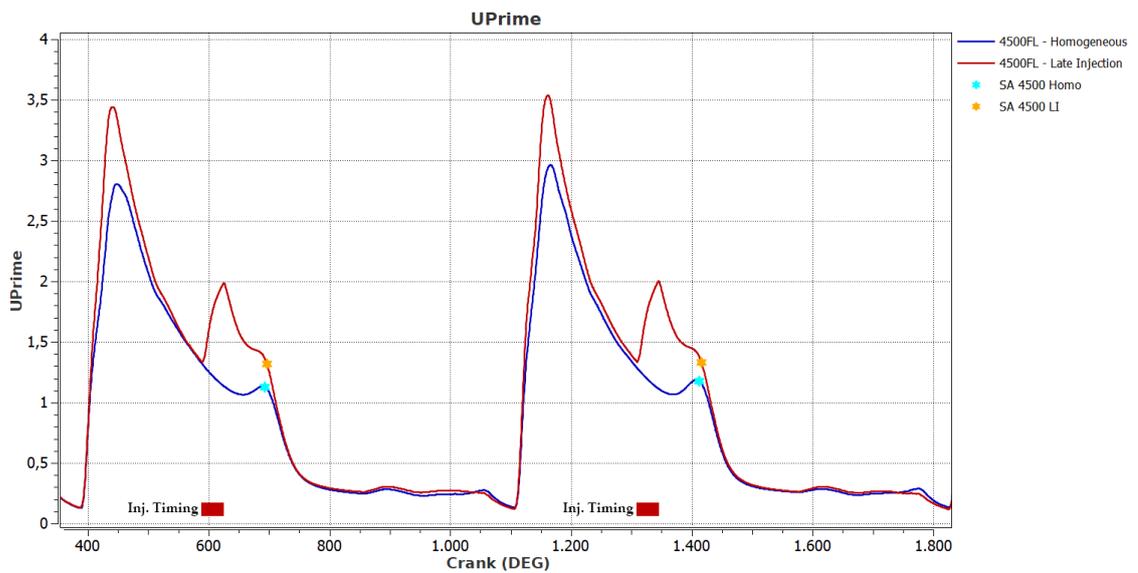


Figura 5.52: 4500X14 Homogeneous vs LI. u' .

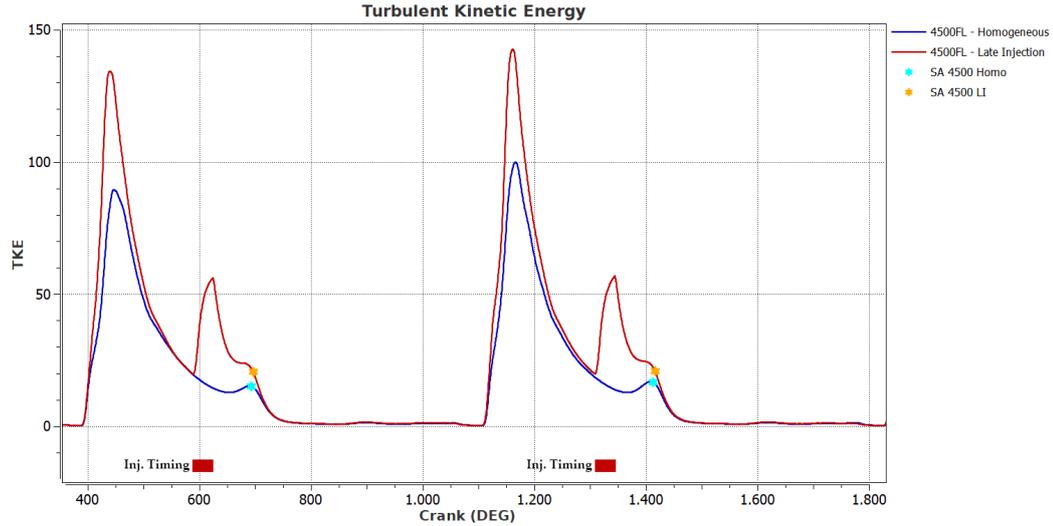


Figura 5.53: 4500X14 Homogeneous vs LI. TKE.

5.2.3 4500X14 LI vs 5500X14 LI vs 6500X14 LI

In questo paragrafo si è cercato di identificare la velocità massima di rotazione alla quale il motore potesse funzionare correttamente. In tabella 5.5 sono elencati alcuni dei parametri utilizzati in queste simulazioni. Come illustrato in Figura 5.54, aumentando la velocità di rotazione e modificando lo SA affinché l'HRR combaciasse (vedi Figura 5.55), si è raggiunto quasi lo stesso andamento di pressione visto per il punto di funzionamento 4500X14. Si è notata però una continua diminuzione del trend del CoV e della f_f (vedi Figura 5.56 e Figura 5.57); ciò è dovuto al minor tempo fisico a disposizione per la miscelazione della carica, il che porta ad una maggiore probabilità di non omogeneità di miscela poco prima dello SA. Questo è visibile in Figura 5.58, dove, per il punto di funzionamento 6500X14, si può riscontrare un primo incremento della velocità di fiamma ed un immediato decremento della stessa, dovuto al fatto che il fronte di fiamma non riesca a trovare una miscela sufficientemente omogenea. Questo è reso graficamente più comprensibile nelle Figure 5.59, 5.60, 5.61. La non omogeneità di carica può variare da ciclo a ciclo, diventando, inoltre, sempre più importante e facendo insorgere così la possibilità di *misfiring* (mancata accensione della carica). In conclusione, quindi, l'eccessivo aumento della velocità di rotazione del motore può portare a delle problematiche (ovvero la rottura di miscelazione) e, nel nostro caso, il massimo valore che questa può assumere è di 5500 rpm.

	SA	Injection Timing [CAD]	Intake Valve Lift [CAD]
4500x14 - Late Injection	28	590 - 624	385 - 584
5500x14 - Late Injection	30	590 - 634	385 - 584
6500x14 - Late Injection	34	590 - 644	385 - 584

Tabella 5.5: 4500x14 LI vs 5500x14 LI vs 6500x14 LI.

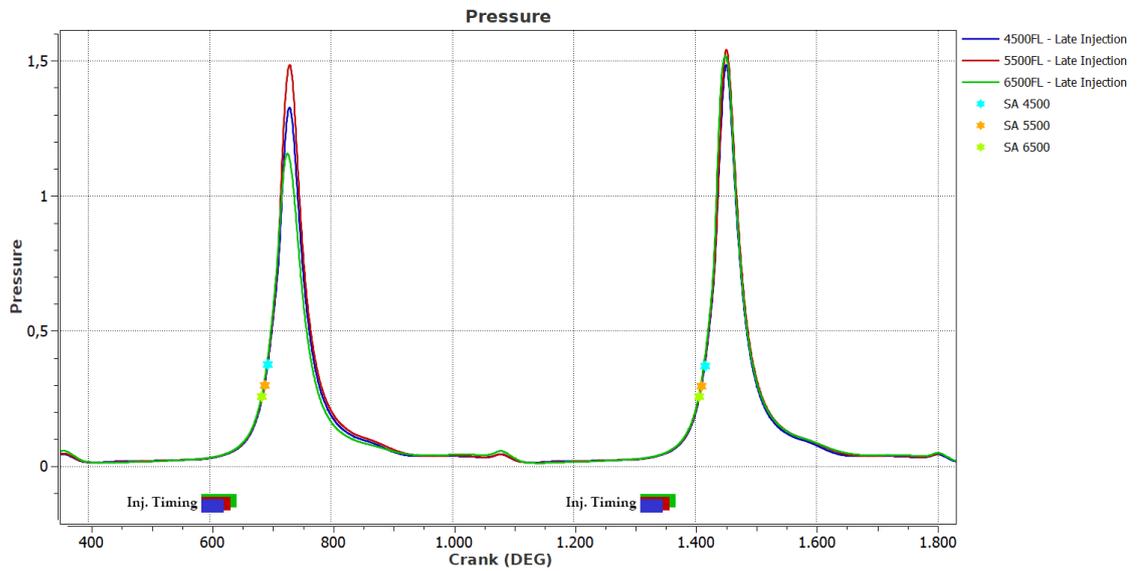


Figura 5.54: 4500X14 LI vs 5500X14 LI vs 6500X14 LI. Pressione.

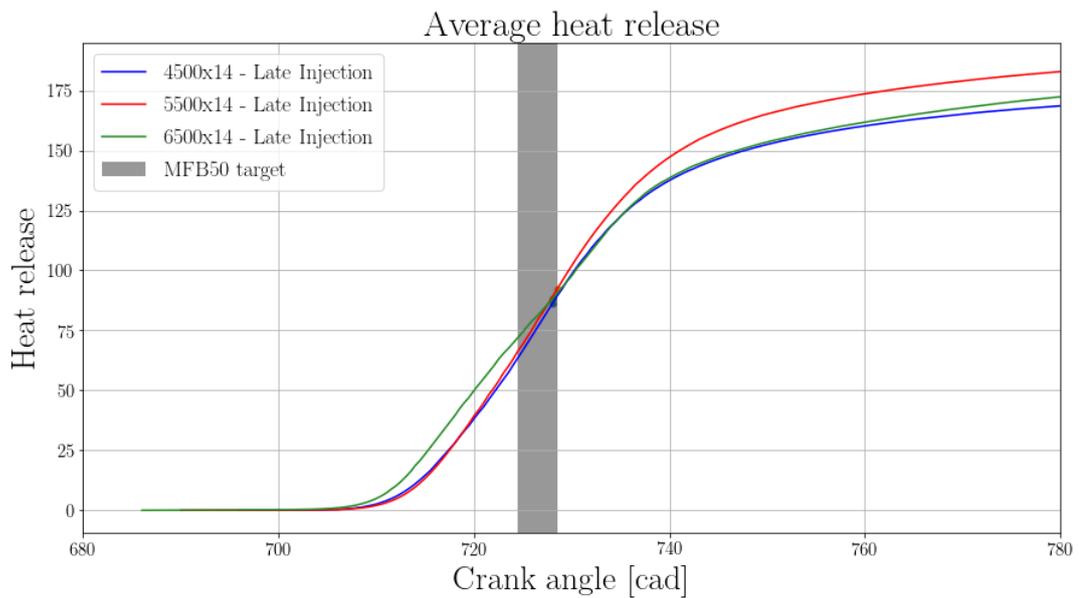


Figura 5.55: 4500X14 LI vs 5500X14 LI vs 6500X14 LI. Media di rilascio del calore.

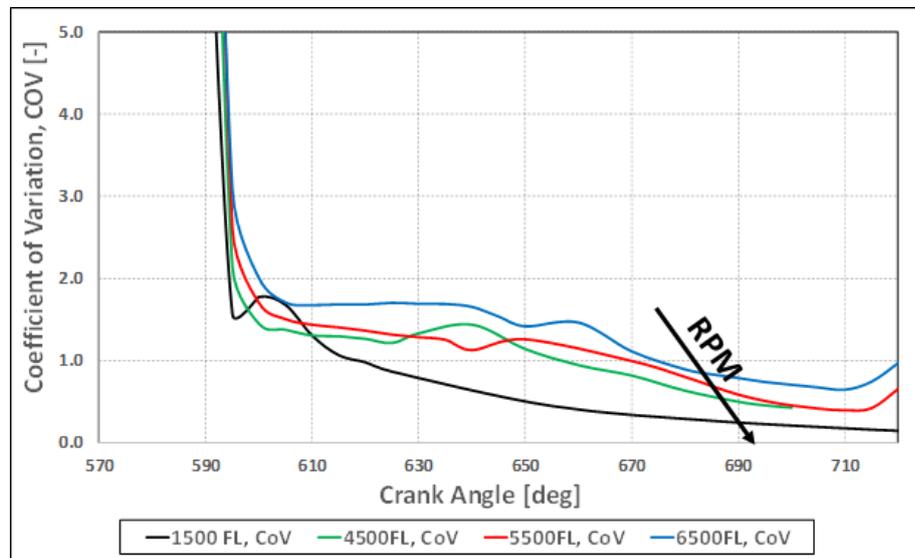


Figura 5.56: 4500X14 LI vs 5500X14 LI vs 6500X14 LI. CoV.

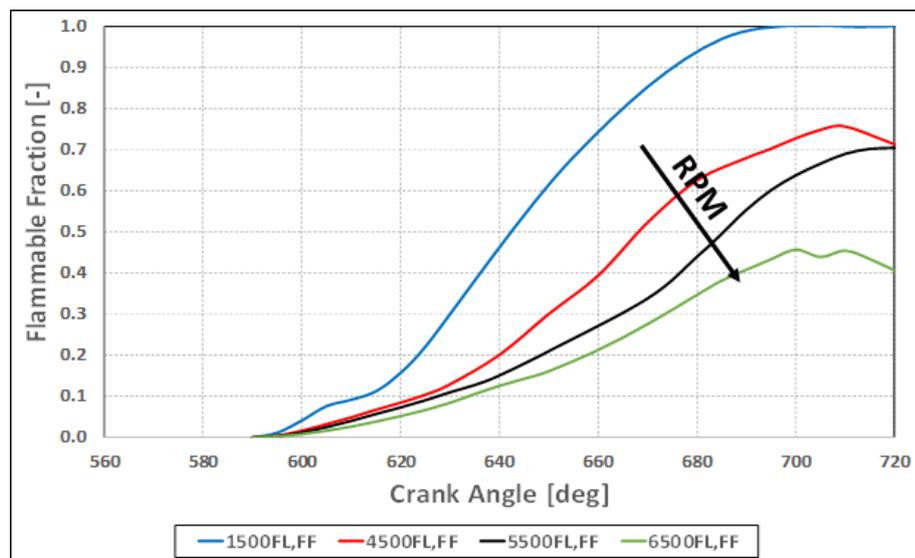


Figura 5.57: 4500X14 LI vs 5500X14 LI vs 6500X14 LI. ff.

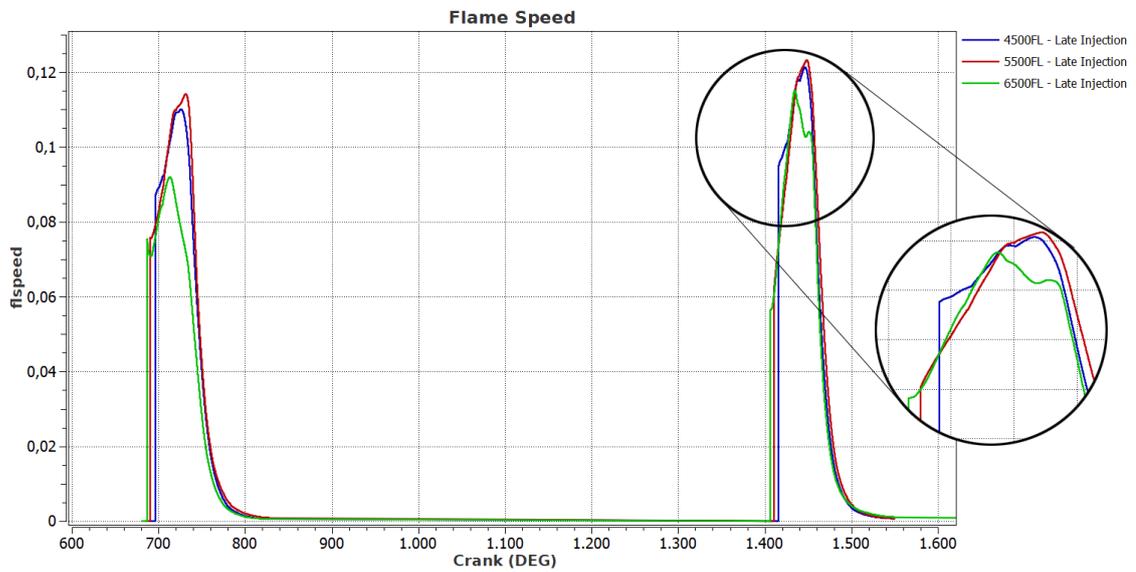


Figura 5.58: 4500X14 LI vs 5500X14 LI vs 6500X14 LI. Velocità di fiamma.

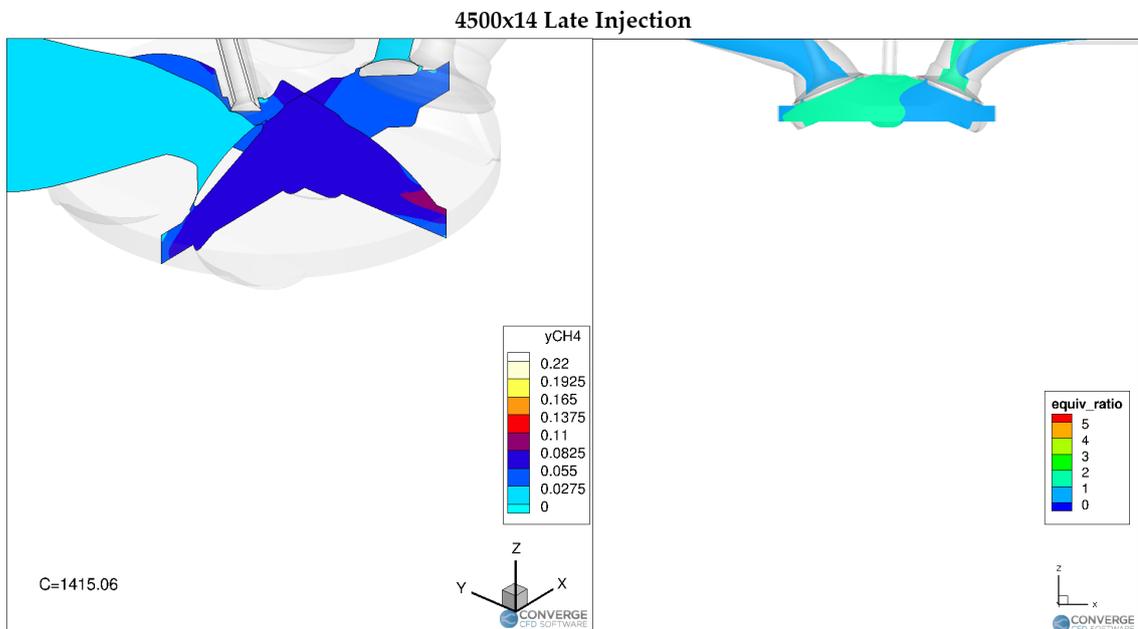


Figura 5.59: 4500X14 LI. Frazione di metano, "equivalence ratio" prima dell'inizio di accensione.

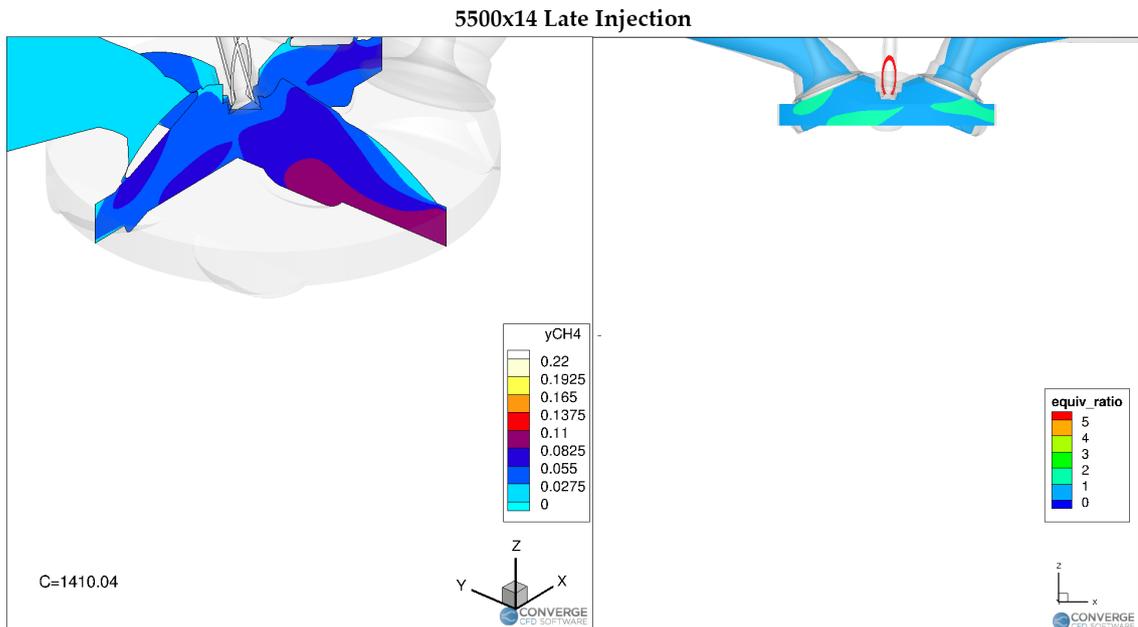


Figura 5.60: 5500X14 LI. Frazione di metano, "equivalence ratio" prima dell'inizio di accensione.

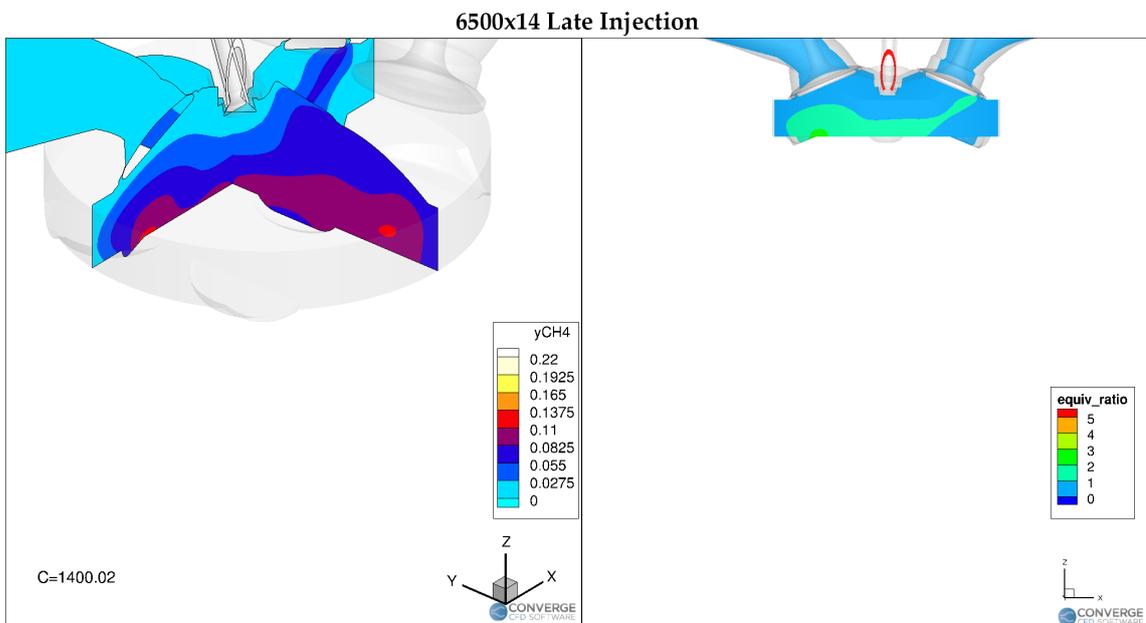


Figura 5.61: 6500X14 LI. Frazione di metano, "equivalence ratio" prima dell'inizio di accensione.

5.3 Lavori futuri

Questo lavoro di tesi, come eposto precedentemente, è attività consolidata di un certo numero di progetti, tra cui il progetto GasOn: un progetto vasto e strutturato in differenti *Work Package*, ognuno raggruppante a sua volta differenti tecnologie. Dai risultati ottenuti e mostrati nei paragrafi precedenti, si è riuscito a comprendere come la disposizione dell'iniettore (posizione ed inclinazione) all'interno della camera di combustione possa portare a delle limitazioni ad elevate velocità di rotazione. Tra queste troviamo:

- la non omogeneità di miscela prima dell'inizio di accensione;
- la distruzione del moto *Tumble*.

Per ovviare a queste, sviluppi futuri possono prevedere un differente posizionamento del sistema di iniezione. Un esempio potrebbe consistere nel posizionare l'iniettore sulla parete verticale della camera di combustione, in modo che l'iniezioni favorisca il moto *Tumble* (ottenendo così valori più elevati di questo) e non porti alla distruzione dello stesso in moti dalle dimensioni più piccole, con l'aggiunta di una miscelazione più omogenea ad elevati numeri di giri.

In aggiunta a ciò, ulteriori lavori futuri prevedono anche l'utilizzo di idrogeno come combustibile di supplemento al gas naturale per estendere il grado limite di EGR trovato in lavori precedenti a questo ed, infine, l'utilizzo di combustibili differenti da quelli trattati fino ad ora.

Appendice A

Notazione di Einstein

"La notazione di Einstein, o convenzione di sommatoria, è una notazione convenzionale sintetica per rappresentare le sommatorie. Secondo questa convenzione, quando un indice di una variabile appare più volte in una formula significa che la formula contiene una sommatoria nell'indice ripetuto, con l'indice variabile tra tutti i possibili valori che esso può assumere." [37]

Esempio:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial u_i}{\partial x_i}. \quad (\text{A.1})$$

Quindi la divergenza di \mathbf{u} è semplicemente indicata da $\frac{\partial u_i}{\partial x_i}$. Il gradiente della stessa variabile, la cui definizione non include alcuna sommatoria, è invece scritto come:

$$\nabla \mathbf{u} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j}. \quad (\text{A.2})$$

Nessun indice appare due volte, quindi nessuna sommatoria è nascosta in questo termine. Un altro esempio può essere dato dal prodotto vettoriale:

$$\{u_1, u_2, \dots, u_n\} \cdot \begin{Bmatrix} v_1 \\ v_2 \\ \vdots \\ v_3 \end{Bmatrix} = \sum_{i=1}^3 u_i v_i = u_i v_i. \quad (\text{A.3})$$

Questa notazione è estremamente utile quando ci si trova a derivare quelle equazione nelle quali, di solito, è necessario combinare operatori vettoriali come divergenze e gradienti. Si può dimostrare che se le relazioni venissero scritte attraverso la notazione di Einstein, allora varrebbero tutte le regole di derivazione valide nella matematica 0D. È quindi possibile passare dalla forma classica di un'espressione alla sua forma di Einstein e tornare quindi indietro una volta eseguita l'operazione corretta. Ecco un piccolo esempio:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) &= \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + u_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i} = \\ &= \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho = \frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Bibliografia

- [3] Marco Capozzi. *Introduzione alla fluidodinamica computazionale e al metodo dei volumi finiti*. <http://www.adepron.it/>.
- [4] W. Malalasekera e H. K. Versteeg. *An Introduction to Computational Fluid Dynamics*. Pearson Prentice Hall, 2010.
- [5] Stefano Lanzoni. *Le equazioni della meccanica dei fluidi*. Dipartimento di Ingegneria Idraulica, Marittima e Geotecnica Università di Padova, inedito.
- [7] Richards K. J., Senecal P. K. e Pomraning E. *CONVERGE Manual (v2.3)*. Convergent Science, 2016.
- [10] Thierry Poinso e Denis Veynante. *Theoretical and numerical combustion*. R. T. Edwards, 2005.
- [11] M. Perić e J. H. Ferziger. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer, 2002.
- [12] J.O. Hinze. *Turbulence*. New-York: McGraw-Hill, 1975.
- [13] Henk Tennekes e John L. Lumley. *A First Course in Turbulence*. The MIT Press, 1972.
- [14] W.P. Jones e B.E. Launder. «The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence». In: *International Journal of Heat and Mass Transfer*. ScienceDirect, 1972.
- [15] V. Yakhot et al. «Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique». In: *Physics of Fluids A Fluid Dynamics*. 1992.
- [16] Norbert Peters. *Combustion Theory*. RWTH Aachen University: CEFRC Summer School Princeton, 2010.
- [17] M. Metghalchi e J. C. Keck. *Burning Velocities of Mixtures of Air and Methanol, Isooctane and Indolene at High Pressures and Temperatures*. Combustion e Flame, 1982.
- [18] John B. Heywood. *Internal Combustione Engine Fundamentals*. McGraw-Hill, 1988.
- [19] Ömer L. Gülder. «Correlations of Laminar Combustion Data for Alternative S.I. Engine Fuels». In: *SAE - The Engineering Resource For Advancing Mobility 841000* (1984).

-
- [20] Prashant Goel. «3D-CFD Simulation of the Combustion Process in a NG Engine by Adopting a LFS Submodel from Detailed Kinetic Mechanism». Tesi Sperimentale. Politecnico di Torino - Dipartimenti di Ingegneria Meccanica ed Aerospaziale, 2017.
- [21] J-M. Duclos e O. Colin. «Arc and Kernel Tracking Ignition Model for 3D Spark-Ignition engine calculations». In: *COMODIA conference, Nagoya* (2001).
- [22] Dean Verhoeven. «Spark Heat Transfer Measurements in Flowing Gases». In: *SAE - The Engineering Resource For Advancing Mobility 952450* (1995).
- [23] R. Reinman e M. Akram. «Spark energy deposition studies». In: *Journal of Physics* (1998).
- [24] Z. Tan e R. Reitz. «Modeling Ignition and Combustion in Spark Ignition Engines Using a Level Set Method». In: *SAE - The Engineering Resource For Advancing Mobility 2003-01-0722* (2003).
- [25] R. G. Abdel-Gayed e D. Bradley. «Combustion regimes and the straining of turbulent premixed flames». In: *Combustion and Flame* (1989).
- [26] R. G. Abdel-Gayed et al. «Lewis number effects on turbulent burning velocity». In: *Symposium (International) on Combustion*: (1985).
- [27] Ömer L. Gülder. «Turbulent premixed flame propagation models for different combustion regimes». In: *Symposium (International) on Combustion*: (1991).
- [28] J. Ewald e N. Peters. «A Level Set Based Flamelet Model for the Prediction of Combustion in Spark Ignition Engines». In: *15th International Multidimensional Engine Modeling Users Group Meeting* (2005).
- [29] Serkan Duyar. «Division of Heat and Power Technology SE-100 44 STOC-KHOLM Modeling diesel combustion in heavy duty engine using detailed chemistry approach and CFD». Master of Science Thesis. KTH School of Industrial Engineering e Management Energy Technology, 2014.
- [30] F.E. Marble e J.E. Broadwell. «Technical Report». In: *Journal of physics* (1977). TRW-9-PU - Purdue University.
- [31] C. Meneveau e T. Poinso. «Stretching and Quenching of Flamelets in Premixed Turbulent Combustion». In: *Combustion and Flame* (1991).
- [32] V. Giovangigli e M. Smooke. «Extinction of Strained Premixed Laminar Flames With Complex Chemistry». In: *Combustion Science and Technology* (1987).
- [33] K. N. C. Bray. «Studies of the Turbulent Burning Velocity». In: *Proceedings of the Royal Society Mathematical and Physical Sciences* (1990).
- [34] Giorgio Decostanzi. «Diluted combustion characterization in a high performance NG engine by means of CFD simulation». Tesi Sperimentale. Politecnico di Torino - Dipartimenti di Ingegneria Meccanica ed Aerospaziale, 2017.
- [35] K. W. Bedford e W. K. Yeo. «Conjunctive Filtering Procedures in Surface Water Flow and Transport». In: *Conference paper, St Petersburg Beach, FL* (1993).

- [36] F.J. Brunt Michael e L. Emtage Andrew. «Evaluation of Burn Rate Routines and Analysis Error». In: *SAE - The Engineering Resource For Advancing Mobility 970037* (1997).

Sitografia

- [1] *Homepage Progetto GasOn*. URL: <http://www.gason.eu/>.
- [2] *Fluidodinamica computazionale - Wikipedia, l'enciclopedia libera*. 2018. URL: https://it.wikipedia.org/wiki/Fluidodinamica_computazionale.
- [6] *Continuity Equation*. 2012. URL: <http://www.continuummechanics.org/continuityequation.html>.
- [8] *Implicit Vs. Explicit Numerical Methods*. URL: <https://www.flow3d.com/resources/cfd-101/numerical-issues/implicit-versus-explicit-numerical-methods/>.
- [9] *Equazioni di Navier-Stokes mediate - Wikipedia, l'enciclopedia libera*. 2008. URL: https://it.wikipedia.org/wiki/Equazioni_di_Navier-Stokes_mEDIATE.
- [37] *Notazione di Einstein*. URL: <http://elenaferretti.people.ing.unibo.it/e-learning/notazione%20di%20einstein.html>.

Ringraziamenti

Innanzitutto desidero ringraziare i relatori del mio lavoro di tesi, la Prof.ssa Daniela Misul e il Prof. Mirko Baratta, attraverso i quali ho avuto l'opportunità di partecipare al progetto GasOn. Li ringrazio per i preziosi insegnamenti, per l'infinita disponibilità, per il costante supporto ed incoraggiamento datomi nel periodo di lavoro dedicato a questa tesi.

Desidero ringraziare il dottorando Prashant Goel per l'immensa pazienza mostrata nei miei confronti e per il grosso aiuto datomi in questi mesi.

In seguito vorrei ringraziare il mio collega Moein Amirmostofian per i suoi consigli e per l'amicizia creatasi ed, inoltre, vorrei ringraziare colui con il quale ho convissuto per 3 anni e che, ad oggi, posso definire come un fratello, Gianmario De Blasio.

Desidero, inoltre, ringraziare in maniera particolare i miei genitori, senza i quali non sarei la persona che sono oggi. Li ringrazio per i numerosi sacrifici, per essere stati sempre al mio fianco seppur a poco più di 1000 km di distanza, ma soprattutto per aver fatto realizzare la mia persona.

Ringrazio anche tutti i miei familiari, chi c'è e chi vorrei ci fosse ancora, poiché ognuno rappresenta un tassello della mia vita.

Un doveroso ringraziamento va anche alla mia fidanzata Nicoletta per l'amore mostratomi in questi anni. La ringrazio per avermi aiutato a superare le difficoltà presentatesi durante il percorso di studi e per avermi sopportato più che supportato durante la parte finale di questo.

Vorrei, inoltre, ringraziare i miei amici, nonché la mia seconda famiglia, "La ballotta". Li ringrazio per essermi stati accanto ed avermi incitato quotidianamente.

Un ringraziamento speciale va anche ai miei colleghi universitari, senza i quali questo percorso di studi non sarebbe stato così straordinario.

Infine, desidero ringraziare anche tutte le persone conosciute a Torino e che, in un modo o nell'altro, sono entrate nella mia vita arricchendola sempre più.