

POLITECNICO DI MILANO

SCUOLA DI INGEGNERIA INDUSTRIALE E DELL'INFORMAZIONE



Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria della Prevenzione e Sicurezza
nell'Industria di Processo

**STUDIO DEI RILASCI DI METANO AD ALTA PRESSIONE DA FORI DI
GRANDE DIAMETRO CON IL SUPPORTO DELLA CFD**

Relatore: Prof.ssa Valentina Busini

Correlatori: Ing. Giovanni Romano

Dott. Paolo Tombini

Alberto Taccori

Matricola n. 925462

Anno Accademico 2020-2021

POLITECNICO DI MILANO

SCUOLA DI INGEGNERIA INDUSTRIALE E DELL'INFORMAZIONE



CFA POLITECNICO
MILANO 1863
Lab
Chimica Fisica Applicata

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria della Prevenzione e Sicurezza
nell'Industria di Processo

**STUDIO DEI RILASCI DI METANO AD ALTA PRESSIONE DA FORI DI
GRANDE DIAMETRO CON IL SUPPORTO DELLA CFD**

Relatore: Prof.ssa Valentina Busini

Correlatori: Ing. Giovanni Romano

Dott. Paolo Tombini

Alberto Taccori

Matricola n. 925462

Anno Accademico 2020-2021

Sommario

Indice delle Figure.....	7
Indice delle Tabelle.....	9
Capitolo 1 Introduzione	25
1.1 Contesto normativo.....	25
1.2 Stato dell'arte.....	25
1.2.1 Tipologie di getti.....	26
1.2.2 Struttura di un getto.....	30
1.2.3 Diametro equivalente.....	32
Modello di Birch 1984	34
Modello di Evan & Moodie	35
Modello di Birch 1987	36
Modello di Sand	37
Modello di Harstad.....	38
Resoconto dei modelli precedenti	39
1.2.4 Sourcebox.....	39
1.2.5 Modelli per lo studio dei getti	41
1.3 Scopo del lavoro	41
Capitolo 2 Materiali e metodi.....	43
2.1 Fluidodinamica Computazionale	43
2.2 Equazioni RANS	45
2.2.1 Modelli di turbolenza delle RANS.....	46
2.3 ANSYS® Software.....	47
Capitolo 3 Risultati e Discussione	49
3.1 Problema fisico	49
3.2 Modello di convalida (Novembre et al.)	49

3.2.1	Geometria	50
3.2.2	Griglia di calcolo	51
3.2.3	Solutore numerico (CFX)	53
3.3	Confronto dei risultati	55
3.4	Simulazione incompressibile con il modello di Birch	66
3.5	Influenza con un ostacolo sferico	69
3.5.1	Geometria	70
3.5.2	Griglia di calcolo	70
3.5.3	Solutore numerico (CFX)	71
3.5.4	Risultati delle simulazioni.....	71
Capitolo 4	Conclusioni.....	79
	Bibliografia e sitografia	81

Indice delle Figure

Figura 1.1_1: Struttura di un getto moderatamente sottoespanso.	28
Figura 1.2_2: Struttura di un getto altamente sottoespanso.	29
Figura 1.3_3: Struttura di un getto estremamente sottoespanso.	29
Figura 1.4_4: Suddivisione del getto secondo Awbi [14].	30
Figura 1.5_5: Suddivisione del getto secondo Hamid & Wilmoth.	31
Figura 1.6_6: Approccio dello pseudodiametro.	33
Figura 1.7_7: Andamento del rapporto di pressione rispetto al rapporto tra D_{eq} e D_e	39
Figura 1.8_8: Il concetto di source box per la simulazione della fase supersonica di rilascio [24].	40
Figura 1.9_9: Frequenza annuale per le perdite all'interno di determinati intervalli di dimensioni del foro e per una serie delle dimensioni delle apparecchiature.	42
Figura 2.1_10: Fasi principali di un modello CFD.	44
Figura 2.2_11: Differenza tra l'approccio DNS, LES e RANS.	45
Figura 3.1_12: Geometria di Novembre et al.	50
Figura 3.2_13: Dettaglio dell'ugello nella geometria di Novembre et al.	50
Figura 3.3_14: Rappresentazione della mesh Martani_1 nel caso di convalida per $P = 10$ bar g.	52
Figura 3.4_15: Rappresentazione delle named selection.	53
Figura 3.5_16: Confronto tra i valori di frazione massica per $P = 10$ bar g.	55
Figura 3.6_17: Confronto tra i valori di velocità lungo l'asse del getto per $P = 10$ bar g.	55
Figura 3.7_18: Struttura del getto ($P = 10$ bar g) con andamento del numero di Mach.	56
Figura 3.8_19: Confronto tra i getti di metano rispetto alle impostazioni di tabella 3.6.	58
Figura 3.9_20: Confronto tra le velocità lungo l'asse z rispetto alle impostazioni di tabella 3.6.	58
Figura 3.10_21: Andamento della frazione massica rispetto all'asse z nelle simulazioni 13 e 16.	59
Figura 3.11_22: Andamento della velocità lungo l'asse z nelle simulazioni 13 e 16.	59
Figura 3.12_23: Getto di una simulazione in cui non si vede il disco di Mach.	60
Figura 3.13_24: Getti delle simulazioni 42 (125 bar g) e 49 (50 bar g).	61
Figura 3.14_25: Residui di una simulazione con il valore di timescale troppo grande.	61
Figura 3.15_26: Residui di una simulazione con il valore di timescale troppo piccolo.	62
Figura 3.16_27: Confronto tra i valori di frazione massica per $P = 50$ bar g.	63

Figura 3.17_28: Confronto tra i valori di frazione massica per $P = 125$ bar g.	63
Figura 3.18_29: Confronto tra la simulazione 18 (in cui non sono presenti i parametri di compressibilità) e la simulazione 48 (in cui sono stati inseriti).....	65
Figura 3.19_30: Rappresentazione del getto a $P = 10$ bar g.....	65
Figura 3.20_31: Rappresentazione del getto a $P = 50$ bar g.....	66
Figura 3.21_32: Rappresentazione del getto a $P = 125$ bar g.....	66
Figura 3.22_33: Confronto tra i valori di frazione massica tra simulazione comprimibile e incomprimibile $P = 10$ bar g.	67
Figura 3.23_34: Confronto tra i valori di frazione massica tra simulazione comprimibile e incomprimibile $P = 50$ bar g.	68
Figura 3.24_35: Confronto tra i valori di frazione massica tra simulazione comprimibile e incomprimibile $P = 125$ bar g.	68
Figura 3.25_36: Serbatoio sferico di 6000 m ³ contenente GPL.....	69
Figura 3.26_37: Dominio delle simulazioni con ostacolo sferico.	70
Figura 3.27_38: Dettaglio della face sizing dell'ostacolo.	71
Figura 3.28_39: Confronto della frazione massica tra le simulazioni comprimibili.....	72
Figura 3.29_40: Nube potenzialmente infiammabile per un getto a 10 bar g con ostacolo sferico (simulazione comprimibile).	73
Figura 3.30_41: Nube potenzialmente infiammabile per un getto a 125 bar g con ostacolo sferico (simulazione comprimibile).....	73
Figura 3.31_42: Getto di metano incomprimibile a 10 bar g con ostacolo.....	74
Figura 3.32_43: Differenza della frazione massica tra getto comprimibile e incomprimibile del caso a 10 bar g con ostacolo.	74
Figura 3.33_44: Energia cinetica turbolenta del getto comprimibile (a destra) e incomprimibile (a sinistra) del caso a 10 bar g con ostacolo.	76
Figura 3.34_45: Velocità lungo l'asse del getto comprimibile (a destra) e incomprimibile (a sinistra) del caso a 10 bar g con ostacolo.....	77
Figura 3.35_46: Forma della nube di metano potenzialmente infiammabile a 10 bar g con ostacolo sferico comprimibile (destra) e incomprimibile (sinistra).	78

Indice delle Tabelle

Tabella 1.1_1: Limiti di infiammabilità della miscela aria-metano.....	32
Tabella 3.1_2: Caratteristiche generiche delle “ <i>line bodies</i> ” rispetto al diametro del rilascio D_e	51
Tabella 3.2_3: Lunghezza delle “ <i>line bodies</i> ”	51
Tabella 3.3_4: Parametri della <i>mesh</i> Martani_1 utilizzati per P =10 bar g.	51
Tabella 3.4_5: condizioni al contorno della simulazione di convalida.....	54
Tabella 3.5_6: Condizioni del getto secondo Novembre [18].	54
Tabella 3.6_7: X_{MACH} del lavoro di Novembre confrontati con quelli stimati dell’equazione (32)	56
Tabella 3.7_8: Impostazioni delle simulazioni 12, 13, 14, 15, 16.	57
Tabella 3.8_9: Parametri della <i>mesh</i> Taccori_1.	60
Tabella 3.9_10: Parametri della <i>mesh</i> Taccori_1.	64
Tabella 3.10_11: Named selection dell’ostacolo.....	70
Tabella 3.11_12: condizioni al contorno della simulazione con l’ostacolo.	71

Sommario

I rilasci incidentali di metano ad alta pressione costituiscono delle problematiche molto rilevanti nell'ambito della sicurezza industriale. La principale conseguenza deriva dal fatto che, essendo il metano una sostanza infiammabile, dopo la formazione di una nube, potrebbe innescarsi dando origine a un *jet fire* (se l'innescamento è immediato) oppure un *flash fire* (se l'innescamento è ritardato).

In letteratura si trovano un gran numero di articoli che si occupano di getti ad alta pressione; tuttavia, la maggior parte di essi riguardano dei piccoli diametri di rottura, dell'ordine del pollice, formatosi ad esempio da un fenomeno corrosivo [43].

Altri casi industriali, che verranno trattati in questo lavoro di tesi, riguardano dei fori più grandi, creati, ad esempio, in seguito all'urto con macchine utensili in movimento.

Nel campo della sicurezza industriale esistono varie metodologie per andare a stimare la dimensione di queste nubi. Per modellare il fenomeno in maniera appropriata l'unico modo possibile è quello di utilizzare gli strumenti di Fluidodinamica Computazionale (CFD). Nello specifico si è deciso di utilizzare il pacchetto software ANSYS.

Accidental high pressure methane releases are very important problems in the industrial safety field. The main consequence comes from the fact that, being methane a flammable substance, after the formation of a cloud, it could ignite giving rise to a jet fire (if the ignition is immediate) or a flash fire (if the ignition is delayed).

In the literature there are many articles dealing with high pressure jets; however, most of them concern small breaking diameters, of the order of the inch, formed for example by a corrosive phenomenon [43]. Other industrial cases, which will be dealt with in this thesis work, concern larger holes, created for example by an impact resulting from moving mechanical equipment.

In the industrial safety field there are various methodologies to estimate these clouds size. To model the phenomenon appropriately, the only possible way is to use Computational Fluid Dynamics (CFD) tools. Specifically, it was decided to use the ANSYS software package.

STUDIO DEI RILASCI DI METANO AD ALTA PRESSIONE DA FORI DI GRANDE DIAMETRO CON IL SUPPORTO DELLA CFD

Alberto Taccori

Politecnico di Milano

Dipartimento di Chimica, Materiali e Ingegneria Chimica "Giulio Natta"

Sommario

I rilasci incidentali di metano ad alta pressione costituiscono delle problematiche molto rilevanti nell'ambito della sicurezza industriale. La principale conseguenza deriva dal fatto che, essendo il metano una sostanza infiammabile, dopo la formazione di una nube, potrebbe innescarsi dando origine a un *jet fire* (se l'innesco è immediato) oppure un *flash fire* (se l'innesco è ritardato). In letteratura si trovano un gran numero di articoli che si occupano di getti ad alta pressione; tuttavia, la maggior parte di essi riguardano dei piccoli diametri di rottura, dell'ordine del pollice, formatosi ad esempio da un fenomeno corrosivo [1]. Altri casi industriali, riguardano dei fori più grandi, creatosi ad esempio a partire da un urto derivante da apparecchiature meccaniche in movimento. Lo scopo di questo lavoro è quello di andare a trovare una metodologia appropriata per modellare questa tipologia di getti. L'unico modo possibile è quello di utilizzare gli strumenti di Fluidodinamica Computazionale (CFD). Nello specifico si è deciso di utilizzare il pacchetto software ANSYS.

1.Introduzione

1.1 Contesto normativo

Sempre più spesso, anche a causa dello sviluppo di nuove tecnologie, le normative della sicurezza, in particolare della sicurezza industriale, risultano essere sempre più stringenti.

L'insieme di queste norme, più in generale di tutte quelle riguardanti gli aspetti della sicurezza, sottolineano l'importanza dei modelli matematici. Essi, infatti, sono in grado di stimare in maniera più realistica lo scenario incidentale oggetto di studio.

1.2 Stato dell'arte

In fisica un getto è il flusso di un fluido che fuoriesce ad alta velocità da un ugello.

A partire dal 1839 de Saint-Venant e Wantzel si sono occupati di getti. In seguito, la loro importanza ha caratterizzato l'ambito aerospaziale, principalmente i gas di scarico e i pennacchi di aerei e razzi [2]. Al giorno d'oggi si può dire che la struttura dei getti in pressione è ben nota [2], tuttavia, nonostante la mole di studi pubblicati, ci sono ancora degli

aspetti poco conosciuti o ignorati del tutto [2].

Per quanto riguarda la loro importanza, i getti di metano ad alta pressione si collocano principalmente nelle aziende *Oil & Gas* [3].

1.2.1 Tipologie di getti

La prima distinzione che viene fatta riguarda i getti liberi (*free jets*) e i getti che impattano contro ostacoli (*impinging jets*) di cui fanno parte anche i getti che impattano contro una il terreno (*wall jets*). Un'altra importante classificazione esposta da Franquet et al. [2] divide il getto in funzione della sua turbolenza:

- Getti moderatamente sottoespansi;
- Getti altamente sottoespansi;
- Getti estremamente sottoespansi (Figura 1).

Questa distinzione viene fatta principalmente in funzione del coefficiente η_0 che rappresenta il rapporto tra la pressione alle condizioni di stoccaggio (P_0) e la pressione alle condizioni ambientali (P_∞).

Figura 1: Struttura di un getto estremamente sottoespanso.

All'interno di questo lavoro tutti i getti presi in considerazione saranno del terzo tipo.

1.2.2 Struttura di un getto

Un getto, in funzione di alcuni fattori, può essere diviso in zone.

La trattazione più nota è quella di Abdol-Hamid e R. Wilmoth [4] (Figura 2). Essa considera tre zone:

Nearfield zone;

Transition zone;

Farfield zone.

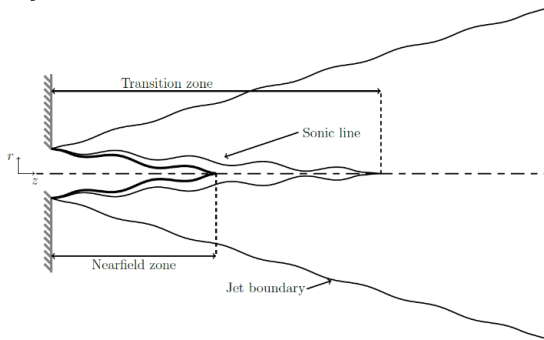


Figura 2: Suddivisione del getto secondo Hamid & Wilmoth.

La **zona iniziale**, chiamata anche *Nearfield Zone*, è suddivisa a sua volta in due sottozone: la regione centrale (*core region*) e la regione dello strato miscelato (*mixing layer region*). Nella prima sottozona, il flusso del getto è isolato dal fluido circostante e il suo comportamento è dominato dagli effetti di comprimibilità. Nella *core region*, invece, gli effetti della turbolenza inducono uno scambio tra il getto e l'ambiente [2].

Nella **zona di transizione**, *Transition Zone*, la variazione delle variabili del getto, sia longitudinalmente, che radialmente del getto sono ridotte, permettendo una migliore miscelazione tra i due fluidi; *l'entrainment* di aria ambiente porta ad uniformare il campo di pressione.

Nella **zona finale** (*Farfield Zone*), infine, il getto è completamente espanso e il flusso sviluppato; la pressione, la temperatura e la velocità raggiungono la cosiddetta similarità [2].

1.2.3 Diametro equivalente

Tra gli studi più importanti dei getti, ci si è posto il problema di andare a caratterizzare la diminuzione di concentrazione lungo l'asse del getto. La concentrazione di riferimento utilizzata è l'LFL ovvero il limite inferiore d'infiammabilità, oltre la quale una sostanza ad una data temperatura, è infiammabile.

Tra i pionieri di questo studio viene ricordato Birch che all'interno di un suo articolo [5] ha ricavato un'espressione (1) correlando la frazione molare media lungo l'asse del getto utilizzando come fluido il gas naturale [3].

$$\bar{\eta} = \frac{k d_0}{z + a} \left(\frac{\rho_a}{\rho_g} \right)^{1/2} \quad (1)$$

k = costante sperimentale di decadimento lungo l'asse del getto

d_0 = diametro dell'orifizio (reale, nel caso di rilasci subsonici; equivalente nel caso di rilasci supersonici)

z = distanza a valle

a = distanza dall'origine virtuale

ρ_a = densità dell'aria ambiente

ρ_g = densità del gas fuoriuscito (valutata a T e P ambientali)

Si evince in questo modo come un getto sonico o supersonico, grazie all'introduzione di un diametro equivalente (D_{eq}), possa essere ricondotto ad un getto subsonico, traslato di una lunghezza pari a quella che era stata definita *potential core region* [6] (Figura 3).

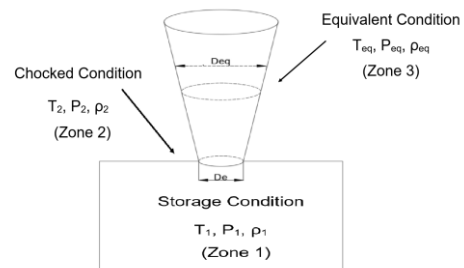


Figura 3: Approccio dello pseudodiametro.

In figura 4 è possibile notare come, in base al modello equivalente utilizzato, a parità di η_0 è possibile ottenere un rapporto tra diametro

equivalente (D_{eq}) e diametro effettivo (D_e) sensibilmente diverso.

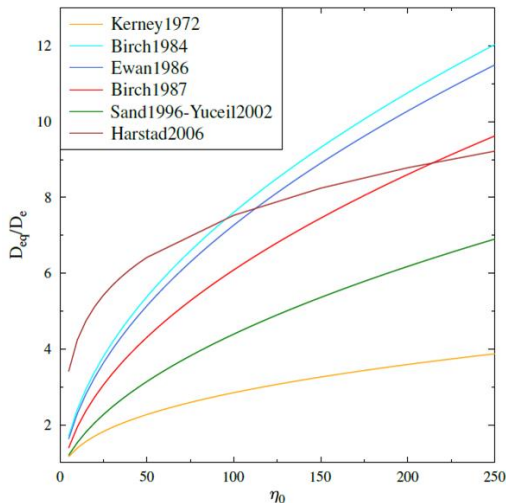


Figura 4: Andamento del rapporto di pressione η_0 rispetto al rapporto tra D_{eq} e D_e .

1.2.4 Sourcebox

Una metodologia alternativa al diametro equivalente sviluppata nel 2015 al Politecnico di Torino viene denominata *Source Box*.

Questo modello ibrido considera separatamente la fase di rilascio e la fase di dispersione; quest'ultima viene simulata con la CFD utilizzando un approccio incompressibile [7]. La prima fase, invece, è considerata evolversi all'interno di una *source box* (Figura 5) e come tale è studiata, ancora con la CFD, in questo caso risolvendo un campo di moto comprimibile. I risultati in termini di concentrazioni e velocità vengono quindi calcolati con il modello e definiti per i punti che giacciono sulla superficie della *source box*.

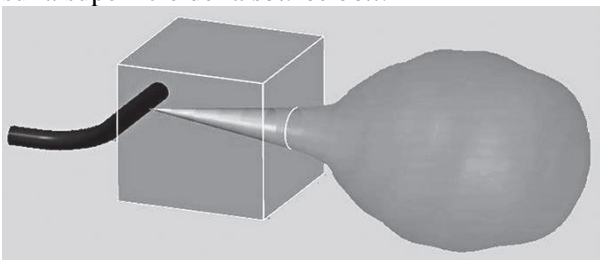


Figura 5: Il concetto di *source box* per la simulazione della fase supersonica di rilascio [7].

1.2.5 Modelli per lo studio dei getti

Gli strumenti matematici disponibili per modellizzare il comportamento di un getto possono essere classificati essenzialmente in tre tipologie [8]:

- **Modelli Gaussiani:** Sono i modelli più semplici, utilizzano delle semplici formulazioni che permettono di stimare solo la zona più lontana dal rilascio, quella in cui gli effetti gravitazionali e inerziali si sono esauriti. Sono utilizzate per avere un primo valore di *screening*.

- **Modelli Integrali (o a tubo di flusso):** garantiscono una previsione più accurata, con un costo computazionale ragionevole, semplificando le equazioni di Navier-Stokes in equazioni differenziali ordinarie. Il loro limite principale risiede nel fatto che non sono in grado di considerare ostacoli e geometrie complesse, potendoli quindi solo applicare in campi aperti.

- **Fluidodinamica Computazionale:** la *Computational Fluid Dynamics* (CFD) rappresenta la più accurata classe di modelli, in cui le equazioni di Navier-Stokes (conservazione della quantità di moto) e le equazioni di bilancio materiale ed energetico, vengono risolte numericamente accoppiando appropriati modelli di turbolenza, portando ad un sistema di equazioni differenziali alle derivate parziali. Ogni scenario e geometria complessa possono essere riprodotti; gli svantaggi principali sono la conoscenza richiesta all'utente e il costo computazionale molto elevato.

1.2.6 Scopo del lavoro

Nei recenti studi sui getti di metano, ci si è focalizzati nello studio degli *impinging jets*, in particolare modo rispetto ad ostacoli che si possono trovare di fronte al getto, come serbatoi cilindrici, sferici, superfici verticali, sia dalla possibile interazione con il terreno.

Generalmente, all'interno di questi studi, sono stati considerati dei diametri di rottura piccoli, dell'ordine del pollice, formatosi ad esempio da un fenomeno corrosivo [1].

Altri casi industriali, che verranno trattati in questo lavoro di tesi, riguardano dei fori più grandi, creatosi ad esempio a partire da un urto derivante

da apparecchiature meccaniche in movimento. Lo scopo del presente lavoro è quello di caratterizzare una metodologia operativa sull'utilizzo della CFD per queste casistiche industriali.

2. Materiali e Metodi

2.1 Fluidodinamica Computazionale

La fluidodinamica computazionale o CFD (*Computational Fluid Dynamics*) è un metodo che utilizza l'analisi numerica e algoritmi per risolvere dei problemi di fluidodinamica.

L'approccio della CFD alla soluzione di un problema può essere diviso in quattro fasi:

- Identificazione del problema;
- *Pre-processing*;
- Risoluzione delle equazioni;
- *Post-processing*.

Dopo la fase di identificazione, nella prima fase vera e propria, l'utilizzatore definisce il dominio computazionale, la costruzione della griglia di calcolo (*mesh*) e le condizioni al contorno. Queste informazioni vengono quindi inviate al risolutore, il quale risolve le equazioni desiderate, fornendo la soluzione al problema. Infine, i risultati delle simulazioni potranno essere visualizzati e analizzati tramite grafici o modelli durante la fase di *post-processing* [9].

Il principale utilizzo della CFD è quello di risolvere le equazioni di Navier-Stokes e le equazioni a esse collegate. Esistono quindi diversi metodi per risolvere queste equazioni e poiché generalmente sono operazioni dall'elevato costo computazionale, si sono sviluppati approcci via via più raffinati basati su modelli:

Direct Numerical Simulation (Simulazione Numerica Diretta: DNS): è la classe più accurata delle simulazioni con un altissimo grado di dettaglio. Data l'elevata accuratezza risulta anche essere la classe che ha bisogno di un costo computazionale ad oggi proibitivo, e quindi raramente utilizzata per affrontare problemi industriali;

Large Eddy Simulation (LES): consiste nel calcolare numericamente il comportamento delle scale turbolente più grandi e modellare opportunamente le scale più piccole. Fornisce risultati più accurati delle RANS e ha al contempo

un costo computazionale notevolmente inferiore a quello della DNS, per questo motivo è un metodo in forte sviluppo.

Reynolds Averaged Navier-Stokes (Equazioni mediate alla Reynolds: RANS): si basano sull'assunzione che si possa vedere il moto turbolento come formato da un moto medio e da una sua fluttuazione nel tempo. È una delle metodologie più utilizzate nell'ambito della sicurezza industriale. Tutte le simulazioni presenti in questo lavoro sono basate sull'approccio RANS.

2.2 Equazioni RANS

Nel momento in cui ci si imbatte in un problema di un flusso turbolento, bisognerebbe risolvere le equazioni di Navier-Stokes complete partendo dall'equazione di continuità, accoppiata con le equazioni di quantità di moto, energia e specie, con l'aggiunta di alcune equazioni costitutive, come la legge di Fick e le Equazioni di Stato (*Equation of State*, EOS). Tuttavia, questo sistema di equazioni non è possibile risolverlo analiticamente se non per problemi relativamente semplici. Quindi, l'unica strada per riuscire a descrivere matematicamente questo tipo di problemi è quella numerica.

La trattazione secondo la media di Reynolds consiste nello scomporre le variabili delle equazioni di Navier-Stokes in due parti, un termine medio e un termine legato alle fluttuazioni:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (2)$$

ϕ = valore istantaneo di una proprietà del fluido

$\bar{\phi}$ = valore medio di una proprietà del fluido

ϕ' = fluttuazione di una proprietà del fluido

Quando le espressioni delle variabili decomposte vengono inserite dentro le equazioni di Navier-Stokes si ottengono quindi le Equazioni di Navier-Stokes mediate secondo Reynolds, cioè le RANS.

2.2.1 Modelli di turbolenza della RANS

In ambito industriale, i problemi fluidodinamici vengono risolti generalmente utilizzando i modelli di turbolenza a due equazioni.

I principali sono:

Standard k- ϵ (SKE): si basa su due equazioni di trasporto: per l'energia cinetica turbolenta (k) e per il tasso di dissipazione turbolento (ϵ). Si basa, inoltre, sull'ipotesi che il flusso sia completamente

turbolento e che l'effetto della viscosità molecolare sia trascurabile. È il più usato per calcolare una prima soluzione di screening.

Realizable k- ϵ (RKE): è un modello che differisce dal precedente, in quanto contiene un'espressione alternativa riguardante la viscosità turbolenta e un'equazione modificata del rateo di dissipazione.

Ha alcuni vantaggi rispetto ad altri modelli k- ϵ : predice più accuratamente la velocità di spargimento sia dei getti piani che circolari, inoltre, è in grado di fornire migliori prestazioni per flussi che coinvolgono rotazione, strato limite, sottoposti a forti gradienti di pressione, separazione e ricircolo.

Standard k- ω (SKW): si basa sulle equazioni di trasporto dell'energia cinetica turbolenta (k) e del rateo di dissipazione specifico (ω).

Quest'ultimo termine rappresenta il rapporto tra ϵ e k. Questa equazione può essere integrata in tutto lo strato limite fino alla parete, dando come risultato una accurata previsione dei flussi aderenti a tali pareti.

Shear Stress Transport k- ω (SST): è un modello ottenuto dalla combinazione tra un SKE per zone ad alti numeri di Reynolds e un SKW per quelle a bassi numeri di Reynolds, risultando un modello ibrido che combina i vantaggi dei due precedenti per essere idoneo ad una larga classe di situazioni fluidodinamiche.

All'interno di questo lavoro si è utilizzato questo modello di chiusura.

2.3 ANSYS® Software

Per effettuare le simulazioni fluidodinamiche di questo lavoro è stato utilizzato il pacchetto software Ansys® 19.1.

Come riportato precedentemente in un problema di CFD si possono identificare quattro fasi distinte:

- per la fase di identificazione del problema, non è necessario utilizzare nessun software;
- per la fase di *pre-processing* sono stati utilizzati: ANSYS® *Design Modeller* per la costruzione della geometria, ANSYS® *Meshing* per la griglia di calcolo, ANSYS® *CFX-Pre* per la configurazione dell'analisi;
- come solutore vero e proprio è stato utilizzato ANSYS® *CFX-Solver*;
- per l'analisi dei risultati (post-processing) è stato utilizzato ANSYS® *CFD-Post*.

Infine, come interfaccia, tutte le operazioni sono state impostate ed eseguite per mezzo di ANSYS® Workbench 19.1.

3. Risultati e Discussione

3.1 Problema fisico

Questo lavoro di tesi riguarda la realizzazione di un modello 3D, utilizzando la fluidodinamica computazionale, di un getto di metano ad alta pressione e grandi diametri di rottura.

Diverse sono state le fasi di studio:

1. Inizialmente è stata fatta una ricerca bibliografica accurata in cui è stato individuato un articolo [10] che riguardasse un caso simile a quello trattato;
2. Sono state replicate le simulazioni del sopracitato articolo, adattando alcuni dati fondamentali non presenti nello stesso, e sono stati confrontati i risultati;
3. È stato confrontato il modello del getto comprimibile [10] con un caso identico utilizzando l'approccio del diametro equivalente di Birch [5];
4. Infine, è stato considerato un ostacolo sferico e sono stati confrontati i risultati tra la simulazione comprimibile e incomprimibile.

3.2 Modello di convalida (Novembre et al.)

Si tratta di un articolo scritto nel 2006 da un gruppo di ricerca di EniTecnologie S.p.A. in collaborazione con la Prof.ssa Colombo del Politecnico di Milano. È stato preso in considerazione solo il caso del getto di metano ad alta pressione presente nel capitolo 3.2 dello stesso articolo.

Il caso considera quattro set di pressioni: 10, 50, 125, 250 bar g.

3.2.1 Geometria

Il dominio computazionale, originariamente cilindrico, di raggio 40 m e lunghezza 120 m, è stato realizzato come un quarto di cilindro (Figura 6).

Anche l'ugello di rilascio (*nozzle*) è stato realizzato come un quarto di cilindrico di diametro 0.546 m.

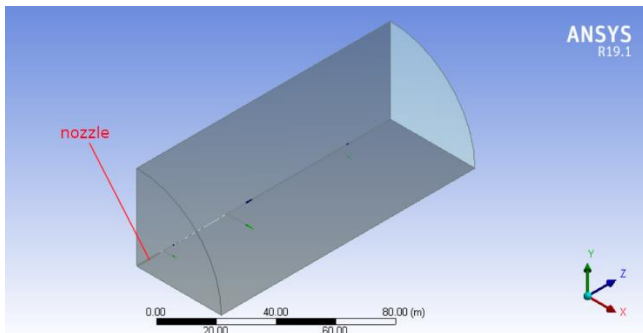


Figura 6: Geometria di Novembre et al.

Per riuscire a realizzare in maniera adeguata la griglia di calcolo (*mesh*), introdotta nel capitolo successivo, sono state create delle “*line bodies*” denominate rispettivamente: “*core*”, “*far1*”, “*far2*”.

3.2.2 Griglia di calcolo

La griglia di calcolo rappresenta le celle o gli elementi in cui risolvere le equazioni di conservazione.

Per tutti i valori di pressione considerati (10, 50, 125 bar g), si è deciso di utilizzare la *mesh* considerata da Martani [11] (Tabella 1).

Tabella 1: Parametri della mesh di Martani [11].

	Jet	core	Far1	Far2
inlet				
Cell sizing [m]	0,015	0,015	0,022	0,03
Growth rate	1,075	1,075	1,10	1,15

La griglia di calcolo riprodotta utilizzando questo schema è rappresentata in figura 7.

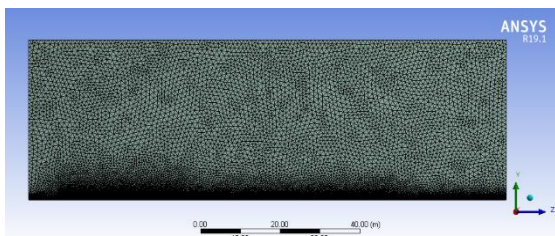


Figura 7: Rappresentazione della mesh nel caso di convalida.

3.2.3 Solutore numerico (CFX)

Le simulazioni CFD sono state effettuate con il software ANSYS CFX R19.1®. Durante questa fase sono state inserite tutte le informazioni necessarie per la risoluzione delle equazioni di Navier-Stokes.

In tabella 2 sono rappresentate le condizioni del getto del lavoro di Novembre et al. [10].

Tabella 2: Condizioni del getto secondo Novembre.

T_0	P_0	T_∞	P_∞	PM	De
[K]	[bar g]	[K]	[bar g]	[kg/mol]	[m]
353	10, 50, 125	300	0	0.016	0.546

Le *Navier-Stokes* sono state risolte utilizzando l’approccio RANS (*advection scheme: high resolution, turbulence numerics: first order*), come modello di chiusura delle equazioni è stato utilizzato il modello $k-\omega$ SST.

3.3 Confronto dei risultati

Sono stati confrontati i dati di frazione massica (Figure 8, 9, 10) e velocità lungo l’asse z (Figura 11), distanza dal primo disco di Mach (X_{MACH}).

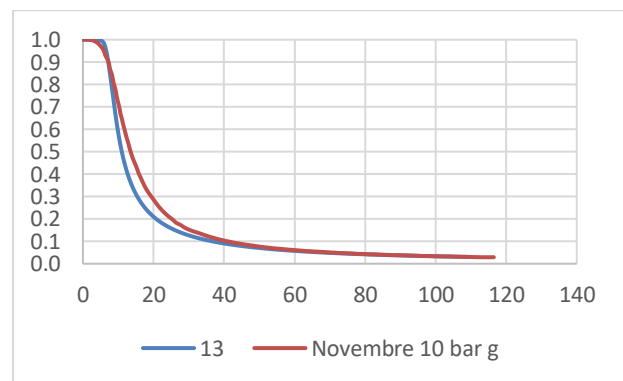


Figura 8: Confronto dei valori di frazione massica tra la simulazione comprimibile a 10 bar g e Novembre.

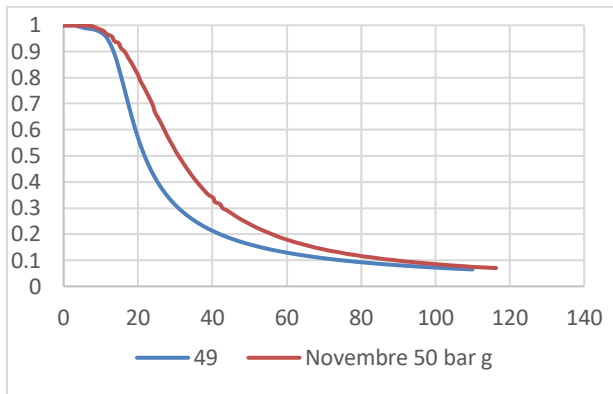


Figura 9: Confronto dei valori di frazione massica tra la simulazione comprimibile a 50 bar g e Novembre.

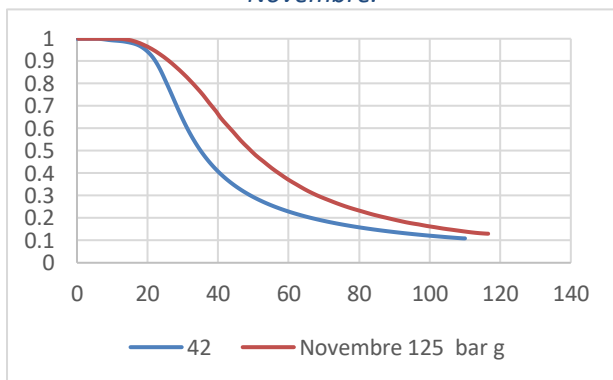


Figura 10: Confronto dei valori di frazione massica tra la simulazione comprimibile a 125 bar g e Novembre.

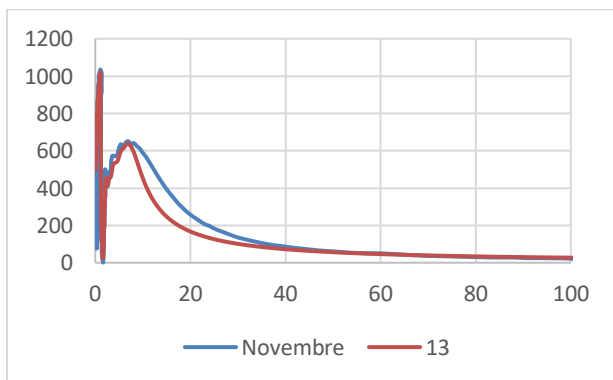


Figura 11: Confronto dei valori di velocità lungo z tra la simulazione comprimibile a 10 bar g e Novembre.

Sia l'andamento della frazione massica lungo l'asse z, sia l'andamento delle velocità lungo l'asse z sono sovrapponibili qualitativamente con i grafici di

Novembre.

Per i primi tre grafici la differenza cresce al crescere della pressione.

L'ultimo confronto è stato fatto con la distanza dall'ugello al primo disco di Mach.

Essa può essere stimata secondo l'equazione (3) come confermato dal lavoro di Franquet et al. [2][4].

$$X_{Mach} = 0.645 D_e \sqrt{\frac{P_0}{P_\infty}}$$

(3)

Già [10] verificò questa formula con i dati CFD trovando un variazione percentuale inferiore al 5%. Nel presente lavoro sono stati confermati tali risultati.

Impostando le simulazioni in comprimibile senza modificare altri parametri le stesse non arrivavano a convergenza.

È stato quindi necessario impostare un parametro fondamentale: il *timescale*.

Il *timescale* è un parametro che viene utilizzato per spostare la soluzione verso la convergenza.

Se il *timescale* è troppo grande, i residui si muovono a dente di sega, il che può addirittura portare al fallimento della soluzione (Figura 12).

Se il *timescale* è troppo piccolo, la convergenza sarà molto lenta e la soluzione potrebbe non essere completamente accurata o non arrivare mai alla fine (Figura 13).

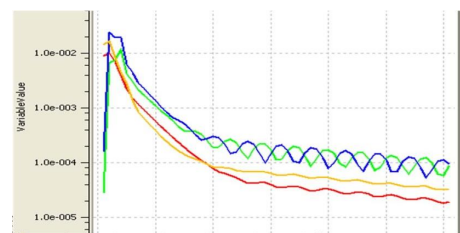


Figura 12: Residui di una simulazione con il valore di timescale troppo grande.

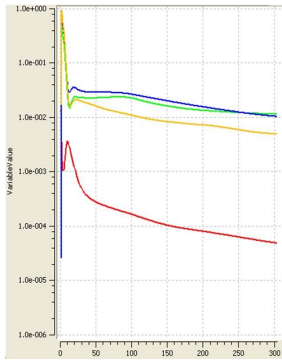


Figura 13: Residui di una simulazione con il valore di timescale troppo piccolo.

Più precisamente, nel caso in esame, è stato necessario considerare il *local timescale*, ovvero un parametro usato quando si hanno scale di velocità locali molto diverse [12].

A seguito di alcune prove si è utilizzato il fattore di *local timescale* pari ad 1.

In realtà per portare la simulazione a convergenza si è dovuto utilizzare uno scalino in funzione del numero di iterazioni:

- dalla 1° a 100°, *timescale* = 0.0001;
- dalla 101° alla 400°, *local timescale* fattore = 1;
- dalla 401° alla 500°, *timescale* = 0.01;
- dalla 501° a convergenza, *timescale* = 0.1.

Di seguito vengono riportate getto (Figura 14) e nubi di metano (Figura 15) per la simulazione a 10 bar g.

Per quanto riguarda il getto, esso risponde alle caratteristiche dei getti estremamente sottoespansi (Figura 1).

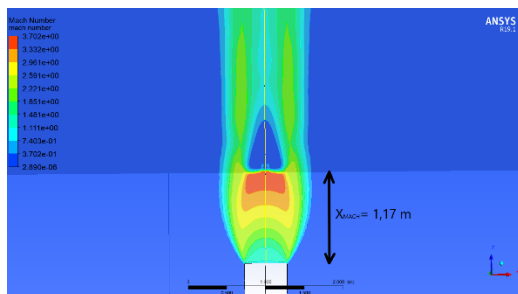


Figura 14: Struttura del getto (P= 10 bar g) con andamento del numero di Mach.

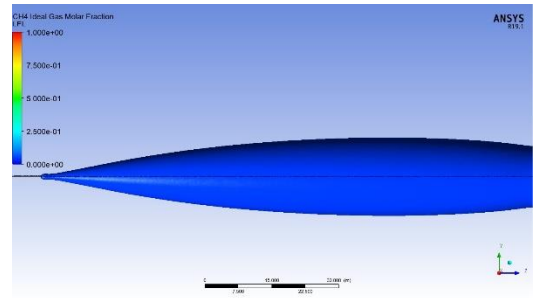


Figura 15: Rappresentazione del getto a P = 10 bar g.

3.4 Simulazione incompressibile con il modello di Birch

Si è deciso quindi di valutare gli stessi casi di Novembre [10] con un modello incompressibile come quello utilizzato da Birch [5] e si sono confrontate le differenze.

Il modello ideato da Birch considera una sorgente virtuale posta ad una distanza in cui si vede il primo disco di Mach (X_{MACH}) come riportato nel capitolo 1.2.3.

Il diametro della sorgente virtuale è ricavato dall'equazione (4):

$$\frac{D_{eq}}{D_e} = \sqrt{C_D \frac{p}{p_\infty} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}} \quad (4)$$

Per cui inserendo una P = 10 bar g e considerando le stesse condizioni utilizzate fino ad ora (Tabella 2) si ottiene un D_{eq} pari a 1,33 m, un D_{eq} pari a 2,87 m per il caso di P = 50 bar g, un D_{eq} pari a 4,52 m per il caso di 125 bar g.

I risultati delle tre simulazioni sono rappresentati in figure 16, 17, 18.

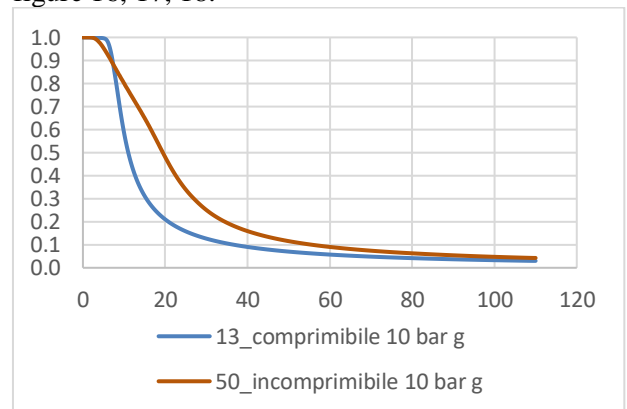


Figura 16: Confronto tra i valori di frazione massica tra simulazione comprimibile e incomprimibile $P = 10 \text{ bar g}$.

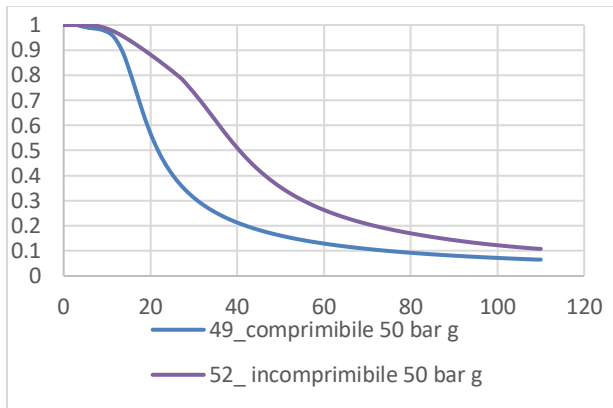


Figura 17: Confronto tra i valori di frazione massica tra simulazione comprimibile e incomprimibile $P = 50 \text{ bar g}$.

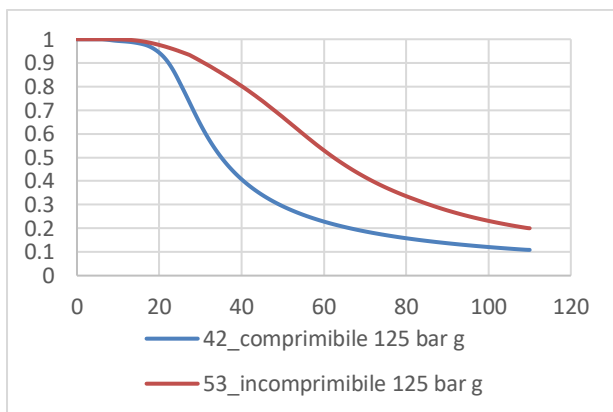


Figura 18: Confronto tra i valori di frazione massica tra simulazione comprimibile e incomprimibile $P = 125 \text{ bar g}$.

Da notare e sottolineare inoltre che le curve sono state ottenute considerando la sorgente equivalente nella stessa posizione di quella reale, mentre dovrebbe essere posizionata a una distanza dall'ugello reale pari al disco di Mach, come riportato dall'equazione (3), quindi le curve del caso comprimibile dovrebbero essere spostate a destra del valore corrispondente.

Anche in questo caso maggiori sono le P , maggiori sono le differenze tra i due casi in esame.

3.5 Influenza con un ostacolo sferico

All'interno di un comune impianto industriale, è facile riscontrare che apparecchiature, strutture o immobili possono trovarsi in prossimità di una ipotetica sorgente di un getto ad alta pressione [13]. Nel presente lavoro si è deciso di considerare un ostacolo sferico come il caso considerato da Carminati e Parisi [14]. Nella fattispecie si è deciso di utilizzare il diametro della sfera utilizzato per la loro analisi preliminare pari a 2.788 m posizionata a 10 m dalla sorgente. Un esempio di serbatoio sferico è rappresentato in figura 19.



Figura 19: Serbatoio sferico di 6000 m³ contenente GPL.

3.5.1 Geometria

È stata considerata la stessa geometria del caso di Novembre [10], con l'aggiunta di un quarto di sfera di $D = 2.788 \text{ mm}$ rappresentante l'ostacolo (Figura 20).

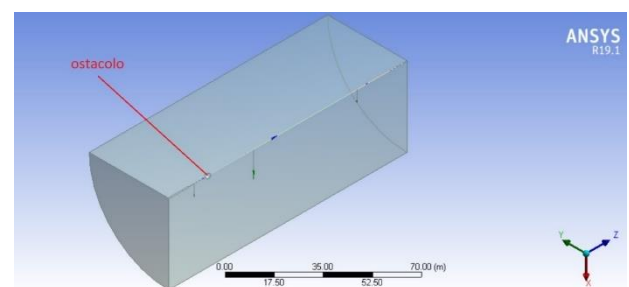


Figura 20: Dominio delle simulazioni con ostacolo sferico.

3.5.2 Griglia di calcolo

È stata considerata la *mesh* già denominata

Martani_1 (Tabella 1) con l'aggiunta di una *face sizing* (Figura 21) avente le seguenti caratteristiche:

	<i>ostacolo</i>
<i>Cell sizing [m]</i>	0,022
<i>Growth rate</i>	1,1

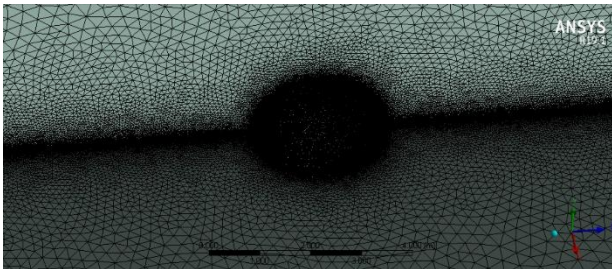


Figura 21: Dettaglio della *face sizing* dell'ostacolo.

3.5.3 Solutore numerico (CFX)

Anche in questo caso sono state settate le stesse impostazioni del caso di Novembre [10], con l'aggiunta della nuova *named selection* relativa all'ostacolo.

3.5.4 Risultati delle simulazioni

Per le simulazioni con l'ostacolo sono stati scelti due casi limite di pressione: 10 bar g e 125 bar g. Inizialmente sono state fatte le simulazioni comprimibili andando ad utilizzare il local timescale con il gradino, come espresso nel paragrafo 3.3.

La nube prodotta, in termini di LFL (4,3 % mol) e UFL (16,8 % mol), è rappresentata in figura 22 per il caso a 10 bar g e 23 per 125 bar g.

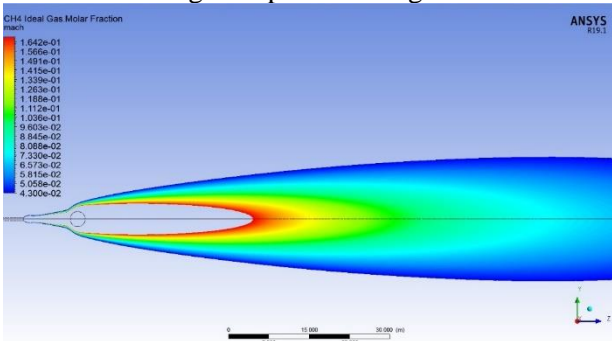


Figura 22: Nube potenzialmente infiammabile per un getto a 10 bar g con ostacolo sferico (simulazione comprimibile).

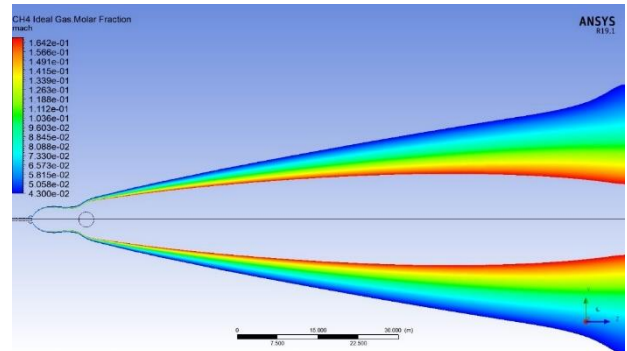


Figura 23: Nube potenzialmente infiammabile per un getto a 125 bar g con ostacolo sferico (simulazione comprimibile).

In seguito, sono state fatte le simulazioni incomprimibili con il metodo di Birch [5].

Per poter visualizzare la nube completa, si è deciso di aumentare il dominio da 120 m, inizialmente considerato da Novembre [10] a 300 m. Lo stesso è stato fatto per il caso comprimibile.

I valori di frazione massica ottenuti tra il caso comprimibile ed il caso incomprimibile, per $P = 10$ bar g, sono rappresentati in figura 24.

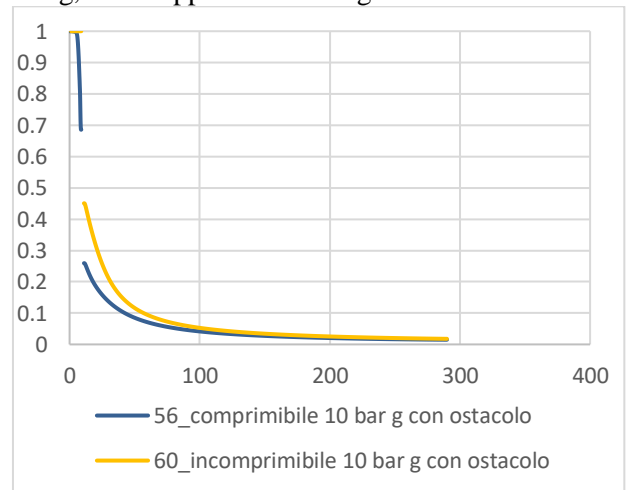


Figura 24: Differenza della frazione massica tra getto comprimibile e incomprimibile del caso a 10 bar g con ostacolo.

Da sottolineare che, per via del metodo di Birch [5], il getto incomprimibile è stato spostato, in direzione dell'ostacolo, di una distanza pari alla vista del primo disco di Mach (X_{MACH}) che nel caso di 10 bar g corrisponde a 1,17 m (equazione (3)).

Nel momento in cui l'ostacolo si fosse trovato ad una distanza minore di X_{MACH} , non si sarebbe

potuto vedere l'effetto dello stesso.

La differenza maggiore tra i due valori di frazione massica si ha subito dopo l'ostacolo. Tra la simulazione incomprimibile e quella comprimibile si ha un abbassamento della frazione massica da 0.45 a 0.26 corrispondente al 42 %.

Dopo 110 m i risultati sono sovrapponibili.

È possibile notare come la presenza dell'ostacolo porti a omogeneizzare il getto e quindi uniformare il valore di frazione massica tra comprimibile e incomprimibile.

Infine, la forma della nube potenzialmente infiammabile (Figura 25) è maggiore nel caso incomprimibile. Ciò porta a dire che quest'ultima simulazione è conservativa rispetto a quella comprimibile.

Il valore di LFL della nube comprimibile si sviluppa per 168,1 m a partire dall'ugello, mentre per la nube incomprimibile arriva fino a 207,5 m dal diametro equivalente.

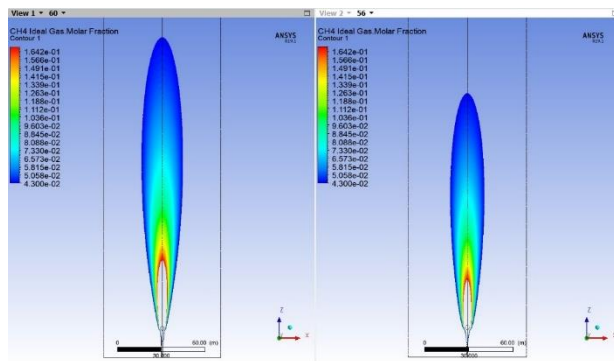


Figura 25: Forma della nube di metano potenzialmente infiammabile a 10 bar g con ostacolo sferico comprimibile (destra) e incomprimibile (sinistra).

4 Conclusioni

Il lavoro appena presentato, parte dall'esigenza industriale di andare a stimare gli effetti di una nube di metano ad alta pressione e grandi diametri di rottura. La casistica è frequente, anche se esistono pochi lavori in letteratura.

Generalmente, si sono utilizzati dei piccoli diametri di rottura, che quindi potevano essere stimati come getti incomprimibili, utilizzando ad esempio l'approccio del diametro equivalente di Birch [5].

La problematica maggiore risiedeva nel fatto che,

per diametri e pressioni troppo grandi si rischiava di ottenere un diametro equivalente di qualche metro.

Si è quindi pensato inizialmente di lavorare in comprimibile e in seguito in incomprimibile e sono stati confrontati i risultati.

Durante la prima fase è stato individuato l'articolo di Novembre et al. [10] che, presentava una casistica di un getto di metano a diverse pressioni (10, 50, 125, 250 bar g) e diametro di 0.546 m simulato con Fluent ®.

Sono state replicate le simulazioni con il software ANSYS CFX ® del caso soprastante e si sono confrontati i risultati.

È stato necessario andare a trovare una metodologia adatta poiché inizialmente, le simulazioni, soprattutto a pressioni maggiori di 10 bar g, non sono arrivate a convergenza.

La soluzione per ottenere una simulazione di qualità e con una buona forma del getto è stata quella di inserire nel *setup* un parametro denominato *local timescale*, ovvero un parametro utilizzato quando si hanno scale di velocità locali molto diverse come in questo caso.

Questo parametro, però, non può essere inserito da solo. È stata utilizzata una metodologia a gradino in cui il *local timescale* rappresenta le iterazioni centrali della simulazione.

Si sono riscontrate alcune differenze tra le simulazioni di Novembre e quelle simulate in questo lavoro. Questo è giustificabile dal fatto che il numero di celle di Novembre era di ben 2 ordini di grandezza inferiore rispetto al numero di celle utilizzate in questa tesi.

In seguito, sono state fatte le simulazioni con metodo incomprimibile. In questo caso, avendo una potenza di calcolo minore non ci sono stati dei problemi di convergenza e non è stato necessario andare ad inserire il *local timescale*.

Infine, è stato aggiunto un ostacolo sferico, il cui centro è stato posto a 10 m dall'ugello e sono state fatte alcune simulazioni.

I risultati più importanti osservati sono stati:

- La presenza dell'ostacolo smorza il getto di metano e i vortici che si creano a valle portano ad uniformare il valore della velocità;
- Dopo una certa distanza (circa 110 m per il getto di 10 bar g) la simulazione incomprimibile è sovrapponibile alla

simulazione comprimibile.

Perciò è possibile affermare che per la zona di campo vicino (*Nearfield zone*) esistono molte differenze tra i due modelli, quindi, sarebbe più opportuno utilizzare un metodo comprimibile; mentre per la zona di campo lontano (*Farfield zone*) i due modelli hanno dei risultati molto simili al limite uguali.

Bibliografia

- [1] J. Casal. *Evaluation of the effects and consequences of major accidents in industrial plants*. Elsevier, 2017.
- [2] E. Franquet, S. Gibout, V. Perrier, P. Bruel. *Free underexpanded jets in a quiescent medium: A review*. Progress in Aerospace Sciences, 77:25-53, 2015.
- [3] C. Colombini, A. Martani, R. Rota and V. Busini. *Ground influence on high-pressure methane jets: practical tools for risk assessment*, Journal of Loss Prevention in the Process Industries, 67, 2020.
- [4] K. Abdol-Hamid, R. Wilmoth, *Multiscale turbulence effects in underexpanded supersonic jets*, AIAA J. 27, 315-322, 1989.
- [5] A.D. Birch, D.R. Brown, M.G. Dodson and F. Swaffield. *The structure and concentration decay of high pressure jets of natural gas*. Combustion Science and Technology, 36(5-6):249-261, 1984.
- [6] F. Lopriore. *Modellazione in CFD di un getto: regole di buona pratica per una simulazione affidabile*. Master's thesis, Politecnico di Milano, 2016.
- [7] A. Carpignano, T. Corti, A.C. Ugenti, and R. Gerboni, *Modelling of a supersonic accidental release in oil and gas offshore: characterisation of a source box*, GEAM: Geoingegneria Ambientale e Mineraria, Vol. 152 No. 3, pp. 58-64, 2017.
- [8] R. Rota. *Dispense del corso di Modellazione delle conseguenze di incidenti industriali*.
- [9] L. Carlini. *Influenza del terreno su getti ad alta pressione*. Master's thesis, Politecnico di Milano, 2019.
- [10] N. Novembre, F. Podenzani, E. Colombo, *Numerical study for accidental gas releases from high pressure pipelines*, European Conference on Computational Fluid Dynamics, 2006.
- [11] A. Martani. *Vertical cylindrical tank influence on high-pressure jets: a computational fluid dynamics study*. Master's thesis, Politecnico di Milano, 2018.
- [12] Ansys CFX. *Ansys CFX-Solver Modeling Guide 2021 R2*. ANSYS, Canonsburg, PA, 2021.
- [13] C. Colombini and V. Busini. *High-pressure methane jet: Analysis of the jet-obstacle interaction*. Proceedings of the 29th European Safety and Reliability Conference, 2019.
- [14] E. Carminati, A. Parisi. *High-pressure jet impinging a spherical tank: Cfd analysis of an industrial case study*. Master's thesis, Politecnico di Milano, 2019.

Capitolo 1

Introduzione

1.1 Contesto normativo

Con il passare degli anni e con la nascita di nuovi impianti e processi produttivi, la normativa della sicurezza, in particolare della sicurezza industriale, si è dovuta adattare alle nuove esigenze e negli anni è anche diventata sempre più stringente.

Oltre alle nuove tecniche, un'importante accelerata normativa è spesso causata dagli incidenti industriali. Una delle regolamentazioni più importanti a livello europeo è nata a seguito dell'incidente di Seveso del 1976 che ha stabilito, tra le altre cose, la definizione di incidente rilevante 0. L'ultimo recepimento di questa normativa sul territorio nazionale è del 2015 con il decreto legislativo n°105 del 26 giugno.

L'insieme di queste norme, più in generale di tutte quelle riguardanti gli aspetti della sicurezza, sottolineano l'importanza dei modelli matematici. Essi, infatti, sono in grado di stimare in maniera più realistica lo scenario incidentale oggetto di studio.

1.2 Stato dell'arte

In fisica un getto è il flusso di un fluido che fuoriesce ad alta velocità da un ugello[2].

Un'altra definizione potrebbe essere la seguente: rilascio in atmosfera di una specifica sostanza, sia essa infiammabile o tossica, caratterizzato da un'elevata energia cinetica [3].

A partire dal 1839 de Saint-Venant e Wantzel si sono occupati di getti. In seguito, la loro importanza ha caratterizzato l'ambito aerospaziale, principalmente i gas di scarico e i pennacchi di aerei e razzi [4]. Al giorno d'oggi si può dire che la struttura dei getti in pressione è ben nota, tuttavia, nonostante la mole di studi pubblicati, ci sono ancora degli aspetti poco conosciuti o ignorati del tutto [4].

Visto il quantitativo di metano sempre più frequentemente utilizzato all'interno delle aziende, negli ultimi anni, molti studi hanno caratterizzato il comportamento del metano ad alta pressione.

In alcuni lavori gli autori hanno risolto il campo di moto con un approccio incomprimibile e facendo uso di diametri espansi (spiegati estesamente più avanti):

- in funzione dell'influenza del terreno rispetto a differenti modelli di Diametro Equivalente [5];
- confrontando il getto libero (*free jet*) e il getto contro un ostacolo (*impinging jet*) [6][7];
- valutando gli effetti delle superfici laterali rispetto alla zona di infiammabilità [36][37];
- valutando gli effetti di un ostacolo cilindrico [38], di superfici orizzontali [39], di superfici verticali [40], di grandi ostacoli cilindrici [41];
- analizzando l'effetto di un serbatoio cilindrico verticale e del terreno [8];
- analizzando l'influenza della forma di un singolo ostacolo [9];
- considerando altre sostanze oltre il metano e concentrazioni diverse dall'LFL [10][11].

Mentre in numero più limitato di lavori il campo di moto è stato risolto come comprimibile:

- per getti di metano ad alta pressione e grande diametro [18];
- per getti di idrogeno che fuoriescono da aperture rettangolari [33].

Recentemente Franquet e collaboratori hanno catalogato i getti sottoespansi all'interno di una *review* [4].

Per quanto riguarda la loro importanza, i getti di metano ad alta pressione si collocano principalmente nelle aziende *Oil & Gas* [12].

Il metano non presenta, allo stato attuale, nessuna conseguenza tossica rilevante, motivo per cui viene considerato solo il suo comportamento come gas infiammabile.

1.2.1 Tipologie di getti

La prima distinzione che viene fatta riguarda i getti liberi (*free jets*) e i getti che impattano contro ostacoli (*impinging jets*) di cui fanno parte anche i getti che impattano contro una il terreno (*wall jets*).

Un'altra classificazione [3], riguarda invece la sezione di fuoriuscita del getto. Si distinguono

infatti:

- Getti circolari, ovvero getti a sezione circolare assialsimmetrici sprovvisti della regione caratteristica di decadimento della velocità.
- Getti piani, originati da una sezione rettangolare infinitamente lunga
- Getti radiali, originati dal flusso radiale di un fluido che scorre all'interno di due aperture limitrofe

Un'ultima importante classificazione esposta da Franquet et al. [4] divide il getto in funzione della sua turbolenza:

- Getti moderatamente sottoespansi. Nel piano di uscita (punto 0, Figura 1.1) un'espansione di Pradtl-Meyer espande il fluido a valle (punto 2, Figura 1.1) fino ai confini del getto corrispondente alla superficie esterna dello strato di miscelazione (punto JB, Figura 1.1). Quando le onde acustiche raggiungono la linea di flusso a pressione costante (punto 3, Figura 1.1), dove la pressione è uguale alla pressione ambiente esse sono riflesse nelle onde di compressione. Queste convergono verso il getto interno e si uniscono per formare un urto obliquo (punto 4, Figura 1.1) chiamato anche urto di intercettazione. Sull'asse, questo urto di intercettazione viene respinto in un nuovo urto obliquo (punto 5, Figura 1.1) (urto riflesso) rivolto verso il getto esterno. Infine, quando quest'onda d'urto incontra il flusso di pressione costante, dà vita ad una nuova espansione che permette di replicare la struttura più a valle. Nel caso dell'aria si ottiene un rapporto di pressione in uscita $1,1 \leq \eta_e \leq 3$ oppure un rapporto di pressione totale $2 \leq \eta_0 \leq 4$.

Per rapporto di pressione in uscita η_e si intende il rapporto tra la pressione nella sezione di uscita e la pressione a valle:

$$\eta_e = \frac{P_e}{P_\infty} \quad (1)$$

P_e = pressione alle condizioni di uscita

P_∞ = pressione alle condizioni ambientali

Per rapporto di pressione totale η_0 si intende il rapporto tra la pressione a monte e la pressione a valle:

$$\eta_0 = \frac{P_0}{P_\infty} \quad (2)$$

P_0 = pressione alle condizioni di stoccaggio.

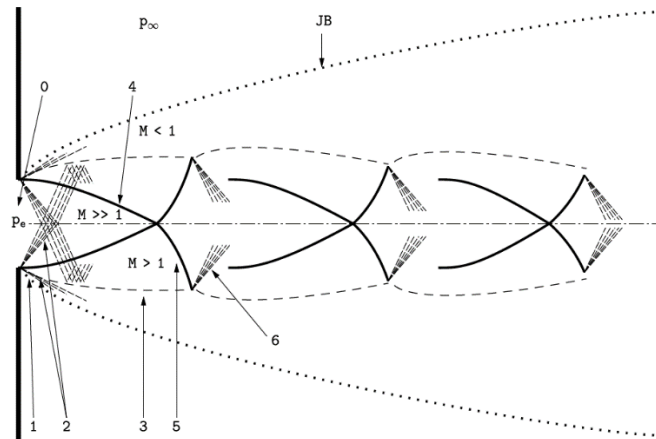


Figura 1.1_1: Struttura di un getto moderatamente sottoespanso.

La lettera M, spesso indicata anche con Ma, indica il numero di Mach. Esso rappresenta il rapporto tra la velocità dell'efflusso di gas e la velocità del suono corrispondente a quelle determinate condizioni termofisiche [13].

$$Ma = \frac{u}{c}$$

(3)

u = velocità del getto

c = velocità del suono calcolata alle condizioni puntuali

Un' indicazione approssimativa, individua nel valore di $Ma = 1$, la discriminante tra il getto subsonico ($Ma < 1$) e il getto supersonico ($Ma > 1$) [13].

- Getti altamente sottoespansi. All'aumentare del rapporto di pressione, la regolare riflessione dell'urto di intercettazione non può più avvenire sull'asse. Di conseguenza, al di sopra di un angolo critico, questa riflessione diventa singolare e porta all'apparizione di un urto normale, chiamato disco di Mach (punto 5, Figura 1.2) che rappresenta una discontinuità fluidodinamica per cui la velocità passa bruscamente da regime sonico a subsonico. Il punto in cui si intersecano l'urto di intercettazione, il disco di Mach e l'urto riflesso è chiamato punto triplo (punto 6, Figura 1.2). Da questo punto emana una scia (punto 7, Figura 1.2), essa separa il flusso a monte del disco di Mach (che è supersonico) dal flusso a valle dell'urto riflesso (che è

subsonico). Questo corrisponde ad un rapporto di pressione di uscita $2 \leq \eta_e \leq 4$ oppure un rapporto di pressione totale $4 - 5 \leq \eta_0 \leq 7$.

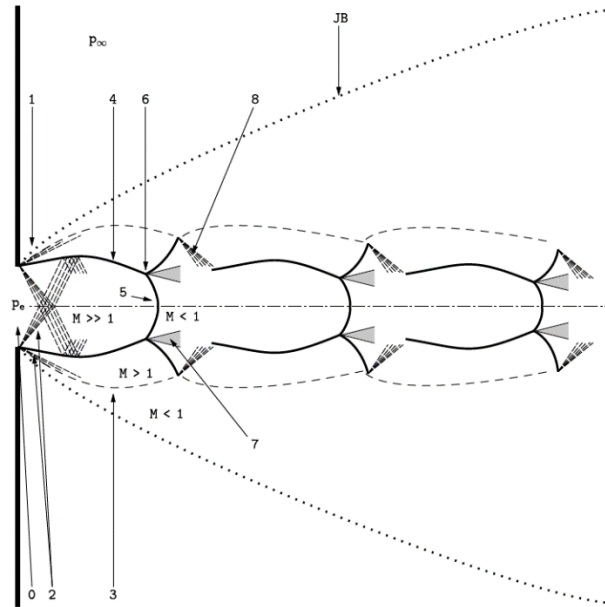


Figura 1.2_2: Struttura di un getto altamente sottoespanso.

- Getti estremamente sottoespansi (Figura 1.3). Con un ulteriore aumento del rapporto di pressione, il numero di urti diminuisce fino a quando la *potential core*, ovvero la prima zona del getto, è dominata dal primo e unico urto, dato che non si formano altre strutture. Il diametro totale del getto diminuirà a causa dello scambio di quantità di moto, causato dall'*entrainment* dell'aria, portando ad un pennacchio molto lungo. Questa situazione corrisponde ad un rapporto di pressione di uscita $\eta_e \geq 3 - 4$ o un rapporto di pressione totale $\eta_0 \geq 7$.

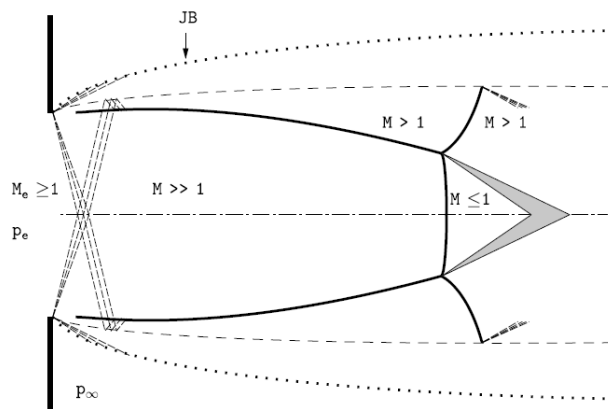


Figura 1.3_3: Struttura di un getto estremamente sottoespanso.

1.2.2 Struttura di un getto

Un getto, in funzione di alcuni fattori, può essere diviso in zone.

Una trattazione è quella di Awbi (Figura 1.4) [14]. Essa divide il getto libero (*free jet*) in quattro zone distinte:

- *Potential core region*: la regione immediatamente a valle della sezione di rilascio in cui non è presente la miscelazione tra il gas rilasciato e l'ambiente circostante;
- *Characteristic decay region*: la regione di flusso stabilizzato, in cui la velocità lungo l'asse del foro comincia a ridursi;
- *Axisymmetric decay region*: in cui i fenomeni dominanti derivano dagli alti livelli di turbolenza generati dalla viscosità;
- *Terminal region*: l'ultima regione caratterizzata dai fenomeni legati alla diffusione materiale dell'inquinante in atmosfera.

L'estensione delle quattro regioni sopraindicate dipende dalla geometria della sezione di rilascio e dalla pressione a cui il gas è stoccato [3].

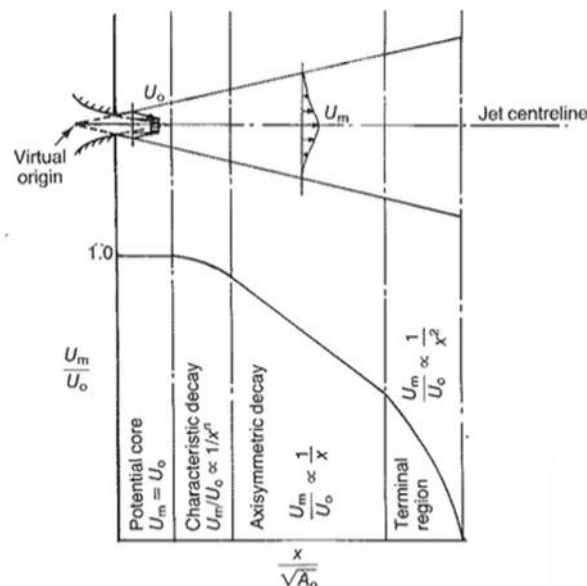


Figura 1.4_4: Suddivisione del getto secondo Awbi [14].

Una seconda trattazione, probabilmente la più nota, è quella di Abdol-Hamid e R. Wilmoth [15] (Figura 1.5). Essa considera tre zone:

Nearfield zone;

Transition zone;

Farfield zone.

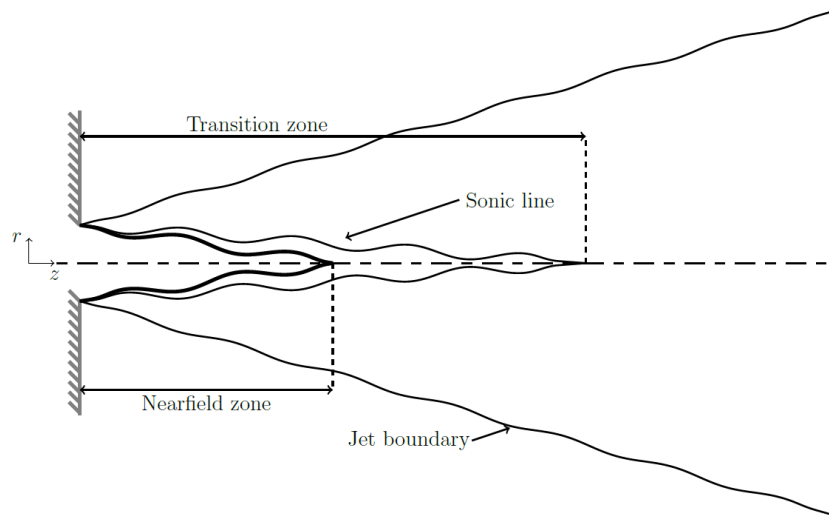


Figura 1.5_5: Suddivisione del getto secondo Hamid & Wilmoth.

La **zona iniziale**, chiamata anche *Nearfield Zone*, è suddivisa a sua volta in due sottozone: la regione centrale (*core region*) e la regione dello strato miscelato (*mixing layer region*). Nella prima sottozona, il flusso del getto è isolato dal fluido circostante e il suo comportamento è dominato dagli effetti di comprimibilità. Il getto, che si trova ancora ad un'altissima pressione, subisce un'espansione isoentropica e si ricomprime attraverso delle onde d'urto. Nella *core region*, invece, gli effetti della turbolenza inducono uno scambio tra il getto e l'ambiente [4].

Nella **zona di transizione**, *Transition Zone*, la variazione delle variabili del getto, sia longitudinalmente, che radialmente del getto sono ridotte, permettendo una migliore miscelazione tra i due fluidi; l'*entrainment* di aria ambiente porta ad uniformare il campo di pressione.

Nella **zona finale** (*Farfield Zone*), infine, il getto è completamente espanso e il flusso sviluppato; la pressione, la temperatura e la velocità raggiungono la cosiddetta similarità [4]. Quindi le distribuzioni dei profili trasversali delle variabili medie obbediscono alla stessa legge e sono conservate all'aumentare della distanza dal foro. La velocità e temperatura sono inversamente proporzionali alla distanza dal piano di uscita e il loro profilo radiale può essere descritto da una gaussiana [10].

Un'altra metodologia comune è quella di dividere il getto in tre regioni [16]: la prima regione, in prossimità dello scarico, dove prevalgono le forze inerziali; una seconda regione dove prevalgono le forze di galleggiamento; infine, una terza regione dominata dalla turbolenza atmosferica.

Queste regioni riflettono, in qualche modo, le tre regioni citate nella classificazione precedente.

1.2.3 Diametro equivalente

Tra gli studi più importanti dei getti, ci si è posto il problema di andare a caratterizzare la diminuzione di concentrazione lungo l'asse del getto. La concentrazione di riferimento utilizzata è l'LFL ovvero il limite inferiore d'infiammabilità (Tabella 1.1), oltre la quale una sostanza ad una data temperatura, è infiammabile.

Tabella 1.1_1: Limiti di infiammabilità della miscela aria-metano.

	<i>DIN</i> <i>51649-1</i> <i>(mol %)</i>	<i>EN 1839 (T)</i> <i>(mol %)</i>	<i>EN 1839</i> <i>(B)</i> <i>(mol %)</i>	<i>ASTM</i> <i>E681</i> <i>(mol %)</i>
<i>LFL (CH4 – Air)</i>	4.2	4.3	4.9	3.8
<i>UFL (CH4 – Air)</i>	16.6	16.8	16.9	16.9

All'interno di questo lavoro di tesi sono stati considerati:

0,043 mol % come LFL;

0,168 mol % come UFL.

Tra i pionieri di questo studio viene ricordato Birch che all'interno di un suo articolo [19] ha ricavato un'espressione correlando la concentrazione lungo l'asse del getto utilizzando come fluido il gas naturale [3].

Si evince in questo modo come un getto sonico o supersonico, grazie all'introduzione di un diametro equivalente, possa essere ricondotto ad un getto subsonico, traslato di una lunghezza pari a quella che era stata definita *potential core region* [3].

Per un getto libero circolare a pressioni inferiori rispetto a quella critica, la frazione molare media lungo l'asse del getto ($\bar{\eta}$) segue un andamento iperbolico decrescente, secondo la seguente espressione.

$$\bar{\eta} = \frac{k d_0}{z + a} \left(\frac{\rho_a}{\rho_g} \right)^{1/2}$$

(4)

k = costante sperimentale di decadimento lungo l'asse del getto (varia generalmente tra 4.0 e 5.5) [9]

d_0 = diametro dell'orifizio (reale, nel caso di rilasci subsonici; equivalente nel caso di rilasci supersonici)

z = distanza a valle

a = distanza dall'origine virtuale

ρ_a = densità dell'aria ambiente

ρ_g = densità del gas fuoriuscito (valutata a T e P ambientali)

L'andamento della concentrazione rimane comunque il medesimo di quello prodotto da una sezione di diametro maggiore, potendo così parlare di uno pseudodiametro o diametro equivalente [19], ossia un diametro maggiore posto a valle della sezione di rilascio [8]. È quindi possibile considerare il getto come se fosse originato da una sorgente più grande di quella attuale [5].

L'approccio del diametro equivalente (Figura 1.6) si basa sulla conservazione della massa, assumendo l'assenza di trascinamento di aria ambiente, tra il piano di uscita e un ipotetico punto posto frontalmente ad esso dove il flusso dovrebbe avere lo stesso valore di pressione e temperatura dell'ambiente fluido ad una velocità sonica.

L'assunzione precedente consente di evitare qualsiasi tipo di modellazione del getto supersonico, dove sono presenti le onde d'urto [8].

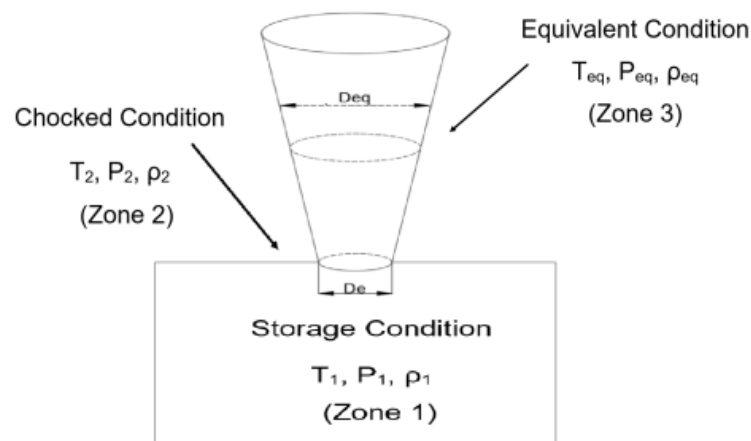


Figura 1.6_6: Approccio dello pseudodiametro.

Diversi sono i modelli che possono essere utilizzati.

NOMENCLATURA

Grandezze:

p = pressione

T = temperatura

V = velocità

c = velocità del suono

D = diametro

ρ = densità

h = entalpia specifica

C_D = coefficiente di efflusso

γ = coefficiente di dilatazione adiabatica, rapporto tra calore specifico a pressione costante e calore specifico a volume costante (c_p/c_v)

η = rapporto di pressioni

M = numero di Mach

Apici e pedici:

eq = condizioni equivalenti

∞ = condizioni ambientali lontane

e = condizioni all'ugello

0 = condizioni di stoccaggio

* = condizioni critiche ovvero soniche

Modello di Birch 1984

Tra i primi modelli sviluppati e utilizzati si ricorda il modello di Birch [19]. Esso si basa sulla conservazione della massa assumendo l'assenza di trascinamento dell'aria ambiente tra il piano d'uscita e uno stato fittizio nella *farfield zone* dove il flusso dovrebbe essere alla stessa temperatura e pressione dell'ambiente e alla velocità del suono.

$$p_{eq} = p_{\infty} \tag{5}$$

$$T_{eq} = T_{\infty} \tag{6}$$

$$V_{eq} = c_{eq} \tag{7}$$

Dal bilancio di massa si ottiene:

$$\frac{D_{eq}}{D_e} = \sqrt{\frac{\rho_e V_e}{\rho_{eq} c_{eq}}} \quad (8)$$

Considerando l'ipotesi dei gas perfetti e inserendo il coefficiente di efflusso è possibile riscrivere il bilancio di massa in questo modo:

$$\frac{D_{eq}}{D_e} = \sqrt{C_D \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \eta_0 \sqrt{\frac{T_\infty}{T_0}}} \quad (9)$$

Oppure scritto in un'altra forma:

$$\frac{D_{eq}}{D_e} = \sqrt{C_D \frac{p}{p_\infty} \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}} \quad (10)$$

L'approccio di Birch considera il coefficiente di efflusso pari a 0.85.

Modello di Evan & Moodie

L'approccio di Evan e Moodie [20] è molto simile all'approccio di Birch 1984 poiché si basa sulla conservazione della massa e presuppone che il flusso equivalente sia sonico alla pressione ambiente ma alla temperatura del piano d'uscita.

$$p_{eq} = p_\infty \quad (11)$$

$$T_{eq} = T_e \quad (12)$$

$$V_{eq} = c_{eq} \quad (13)$$

$$\frac{D_{eq}}{D_e} = \sqrt{\frac{\rho_e V_e}{\rho_{eq} c_{eq}}} \quad (14)$$

Considerando un gas perfetto e introducendo il coefficiente di efflusso:

$$\frac{D_{eq}}{D_e} = \sqrt{\eta_e} = \sqrt{C_D \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \eta_0} \quad (15)$$

Modello di Birch 1987

Nel 1987, Birch ha deciso di attuare una modifica alla sua trattazione precedente [21]. In questo modello dove vengono utilizzati sia i bilanci di massa che di quantità di moto, si suppone ancora che il flusso sia in equilibrio di pressione con l'ambiente ma la sua temperatura è uguale a quella di stoccaggio:

$$p_{eq} = p_\infty \quad (16)$$

$$T_{eq} = T_0 \quad (17)$$

Combinando il bilancio di massa con quello di quantità di moto si ottiene:

$$V_{eq} = V_e + \frac{p_e - p_\infty}{\rho_e V_e} \quad (18)$$

Di conseguenza il diametro equivalente vale:

$$\frac{D_{eq}}{D_e} = \sqrt{\frac{\rho_e V_e}{\rho_{eq} V_{eq}}} \quad (19)$$

Le equazioni precedentemente scritte sono valide per qualsiasi equazione di stato. Nell'ipotesi di gas perfetto si ottiene:

$$V_{eq} = c_e \frac{\gamma + 1 - \frac{\eta^*}{\eta_0}}{\gamma} \quad (20)$$

η^* = rapporto di pressione alle condizioni critiche ovvero soniche = $\frac{P^*}{P_0}$
(21)

$$\frac{D_{eq}}{D_e} = \sqrt{\left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \frac{\gamma \eta_0}{1 + \gamma - \frac{\eta^*}{\eta_0}}} \quad (22)$$

Modello di Sand

Il metodo di Sand [22] considera un approccio conservativo completo che include quindi i bilanci di massa, quantità di moto ed energia. Si ipotizza l'assenza di forze viscosi e di trascinamento e un'espansione quasi costante fino alla pressione ambiente:

$$p_{eq} = p_\infty \quad (23)$$

Con tale approccio è possibile calcolare sia il diametro equivalente, la velocità, l'entalpia e la densità.

$$\frac{V_{eq}}{V_e} = 1 + \frac{1}{\gamma M_e^2} \frac{\eta_e - 1}{\eta_e} \quad (24)$$

$$\frac{h_{eq}}{h_e} = 1 + \frac{1}{2} \frac{M_e^2 c_e^2}{h_e} \left(1 - \left(\frac{V_{eq}}{V_e}\right)^2\right) \quad (25)$$

$$\frac{\rho_{eq}}{\rho_e} = \frac{\rho(\rho_{eq}, T_{eq})}{\rho(\rho_e, T_e)} \quad (26)$$

$$\frac{D_{eq}}{D_e} = \sqrt{\frac{\rho_e V_e}{\rho_{eq} V_{eq}}} \quad (27)$$

Per un gas perfetto invece vale:

$$\frac{T_{eq}}{T_e} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} \left(1 - \left(\frac{V_{eq}}{V_e} \right)^2 \right) \quad (28)$$

$$\frac{\rho_{eq}}{\rho_e} = \frac{1}{\eta_e} \frac{T_e}{T_{eq}} \quad (29)$$

Modello di Harstad

L'ugello fittizio dovrebbe essere posizionato subito dopo il disco di Mach, il cui diametro sarà preso come quello del getto equivalente. Supponendo che il flusso subisce un'espansione isoentropica fino al disco di Mach, considerato come una normale onda d'urto, e assumendo una pressione post urto pari a quella ambiente, è possibile combinare le relazioni isoentropiche e normali per ottenere un'equazione la cui soluzione fornisce il numero di Mach a monte del disco Mach. Conoscendo quest'ultimo, il diametro equivalente viene calcolato dal diametro di uscita.

Dopo una serie di semplificazioni Harstad [23] ha ricavato le seguenti relazioni:

$$\eta_0 = \frac{\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}}{\frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M^2 - 1) + 1} \quad (30)$$

$$\frac{D_{eq}}{D_e} = \frac{1}{M} \left(\frac{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2}{\frac{\gamma + 1}{2}} \right)^{\frac{\gamma + 1}{4(\gamma - 1)}} \quad (31)$$

Resoconto dei modelli precedenti

Dai modelli precedenti è possibile notare (Figura 1.7) come per rapporti di pressione η_0 (2) sufficientemente alti si ottengano dei rapporti di diametro (tra diametro equivalente e diametro reale) molto elevati.

Utilizzando ad esempio un diametro reale pari a 12" (0.305 m) e una pressione di stoccaggio $P_0=100$ bar si ottiene un valore di diametro equivalente D_{eq} che spazia da 1,34 m secondo il modello di Sand a 2.32 m secondo il modello di Harstad.

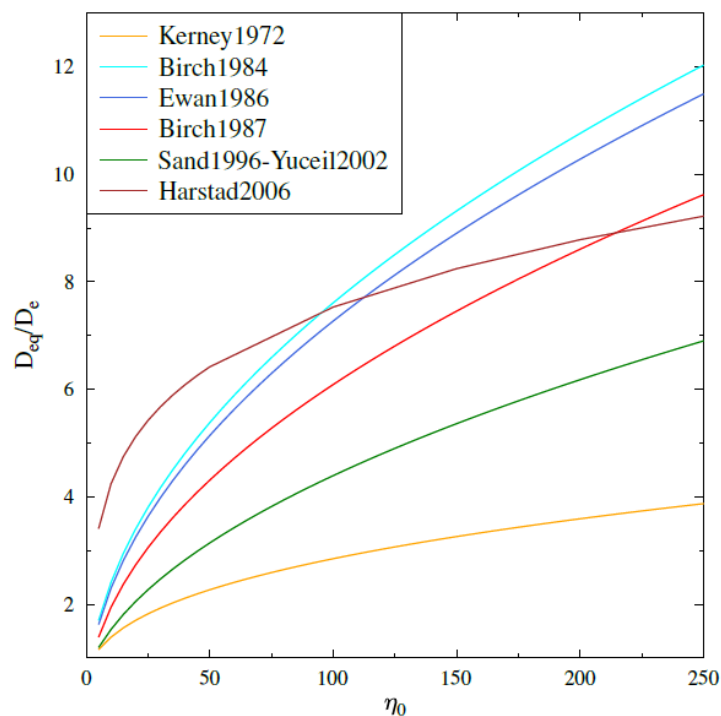


Figura 1.7_7: Andamento del rapporto di pressione rispetto al rapporto tra D_{eq} e D_e .

1.2.4 Sourcebox

Una metodologia alternativa al diametro equivalente sviluppata nel 2015 al Politecnico di Torino viene denominata *Source Box*.

Questo modello ibrido considera separatamente la fase di rilascio e la fase di dispersione; tuttavia, solo quest'ultima viene simulata con la CFD al momento della valutazione delle conseguenze [24], risolvendo il campo di moto con un approccio incomprimibile. La prima

fase, invece, è considerata evolversi all'interno di una *source box* (Figura 1.8) e come tale è studiata, ancora con la CFD, risolvendo il campo di moto con un approccio comprimibile. I risultati in termini di concentrazioni e velocità vengono quindi calcolati con il modello e definiti per i punti che giacciono sulla superficie della *source box*.

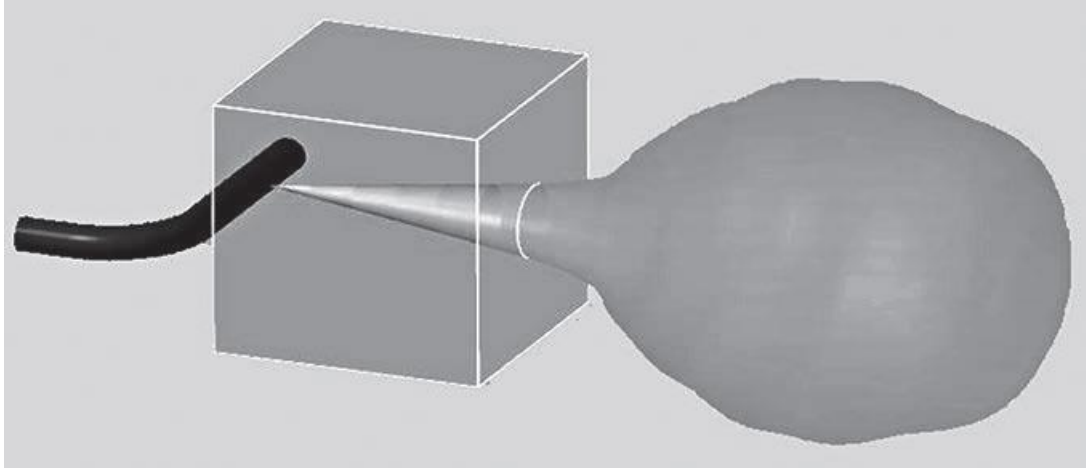


Figura 1.8_8: Il concetto di *source box* per la simulazione della fase supersonica di rilascio [24].

I valori di concentrazione e velocità del flusso sulla superficie della *source box* sono calcolati secondo le condizioni di input, come la pressione di rilascio e geometria. Risolvendo l'intero problema con un solo modello CFD potrebbero esserci dei problemi di convergenza legati al fatto che le velocità coinvolte nelle due fasi principali (rilascio supersonico e dispersione) hanno diversi ordini di grandezza [24].

La *source box* ha dimensioni che permettono di ospitare la fase di rilascio, ciò significa che ospita lo spazio entro la quale la velocità del getto diminuisce dallo stato supersonico a un valore paragonabile a velocità del vento.

È possibile definire questo spazio secondo l'ipotesi di Stephens [25]: l'autore ha dimostrato che dopo una lunghezza pari a $10 X_{Mach}$, la fase di espansione è terminata.

X_{Mach} è la distanza tra la sorgente e il punto in cui appare il primo disco di Mach e dipende dalla pressione di stoccaggio e dal diametro di rilascio:

$$X_{Mach} = 0.645 D_e \sqrt{\frac{P_0}{P_\infty}} \quad (32)$$

La dimensione della *source box* calcolata in questo modo permette di garantire che il passaggio dallo stato supersonico al subsonico del getto libero avviene all'interno della

scatola [24].

1.2.5 Modelli per lo studio dei getti

Gli strumenti matematici disponibili per modellizzare il comportamento di un getto possono essere classificati essenzialmente in tre tipologie [17]:

- **Modelli Gaussiani:** Sono i modelli più semplici, il nome è riferito al fatto che la concentrazione media del composto rilasciato è ipotizzata distribuita secondo una curva gaussiana lungo le due direzioni ortogonali rispetto all'asse del getto [16]. Utilizzano delle semplici formulazioni che permettono di stimare solo la zona più lontana dal rilascio, quella in cui gli effetti gravitazionali e inerziali si sono esauriti. Essi sono anche quelli che hanno le limitazioni maggiori: non considerano ostacoli, rilievi e condizioni meteorologiche estreme. A loro favore gioca il fatto di essere di facile utilizzo.
- **Modelli Integrali (o a tubo di flusso):** garantiscono una previsione più accurata, con un costo computazionale ragionevole, semplificando le equazioni di Navier-Stokes in equazioni differenziali ordinarie. Questi modelli sono in grado di rappresentare la dispersione di inquinanti in atmosfera considerando anche gli effetti inerziali, di galleggiamento o legati alla densità della corrente scaricata. Il loro limite principale risiede nel fatto che non sono in grado di considerare ostacoli e geometrie complesse, potendoli quindi solo applicare in campi aperti. Pertanto, i risultati che si ottengono con tali modelli sono affidabili solo per scenari simili a quelli utilizzati per la definizione dei sopracitati parametri [17].
- **Fluidodinamica Computazionale:** la *Computational Fluid Dynamics* (CFD) rappresenta la più accurata classe di modelli, in cui le equazioni di Navier-Stokes (conservazione della quantità di moto) e le equazioni di bilancio materiale ed energetico, vengono risolte numericamente accoppiando appropriati modelli di turbolenza, portando ad un sistema di equazioni differenziali alle derivate parziali. Ogni scenario e geometria complessa possono essere riprodotti; gli svantaggi principali sono la conoscenza richiesta all'utente e il costo computazionale molto elevato.

1.3 Scopo del lavoro

La valutazione (*risk assessment*) e la gestione del rischio (*risk management*) è associata alla conoscenza dell'evoluzione della concentrazione del getto, che consente un confronto con vari criteri quali i limiti di infiammabilità e di tossicità. Il metano non presenta, allo stato

attuale, nessuna conseguenza tossica rilevante, motivo per cui verrà considerato solo il suo comportamento come gas infiammabile. È quindi di primaria importanza lo studio dei rilasci di gas ad alta pressione nel quadro generale della sicurezza dell'industria e del processo[8]. Negli studi recenti, per la sicurezza industriale, ci si è focalizzati nello studio degli *impinging jets*, in particolare rispetto a ostacoli che si possono trovare di fronte al getto, come serbatoi cilindrici, sferici, superfici verticali, sia dalla possibile interazione con il terreno.

Generalmente, all'interno di questi studi, sono stati considerati dei diametri di rottura piccoli, dell'ordine del pollice, formatosi ad esempio da un fenomeno corrosivo [43][43].

Altri casi industriali, che verranno trattati in questo lavoro di tesi, riguardano dei fori più grandi, creati, ad esempio, in seguito all'urto con macchine utensili in movimento.

La scelta del grande diametro deriva dal fatto che risulta essere una casistica industriale con una frequenza tale da poter essere analizzata.

Un importante riferimento [41] per i tubi di processo in acciaio (Figura 1.9) mostra come ci sia un leggero aumento di frequenza per le tubazioni di diametro 18 ", 24 ", 36 ", per diametri di rottura maggiori di 150 mm.

HOLE DIA RANGE (mm)	2" DIA (50 mm)	6" DIA (150 mm)	12" DIA (300 mm)	18" DIA (450 mm)	24" DIA (600 mm)	36" DIA (900 mm)
1 to 3	1.5E-05	9.5E-06	8.6E-06	8.1E-06	7.7E-06	7.7E-06
3 to 10	6.4E-06	3.9E-06	4.2E-06	4.8E-06	4.9E-06	4.9E-06
10 to 50	2.8E-06	1.6E-06	2.1E-06	3.0E-06	3.3E-06	3.3E-06
50 to 150	1.0E-06	3.2E-07	5.2E-07	9.7E-07	1.2E-06	1.2E-06
>150	---	2.0E-07	4.6E-07	1.3E-06	1.7E-06	1.7E-06
TOTAL	2.5E-05	1.6E-05	1.6E-05	1.8E-05	1.9E-05	1.9E-05

Figura 1.9_ 9: Frequenza annuale per le perdite all'interno di determinati intervalli di dimensioni del foro e per una serie delle dimensioni delle apparecchiature.

Lo scopo del presente lavoro, parte da uno studio di Novembre et al. [18], nel quale è stato considerato il caso di un getto di metano alta pressione e grande diametro.

Una volta convalidato il modello, si è deciso di considerare il getto come incomprimibile, attraverso l'approccio di Birch e confrontato con il caso precedente.

Infine, si è studiato l'impatto di un ostacolo sferico con dei diametri di rottura dello stesso ordine di grandezza considerato precedentemente.

Capitolo 2

Materiali e metodi

2.1 Fluidodinamica Computazionale

La fluidodinamica computazionale o CFD (*Computational Fluid Dynamics*) è un metodo che utilizza l'analisi numerica e algoritmi per risolvere dei problemi di fluidodinamica.

Essa risolve le equazioni che descrivono fenomeni di flussi di fluidi, trasporto di specie e di calore e anche reazioni chimiche, risolvendo le equazioni che descrivono questi fenomeni, cioè le leggi di conservazione di massa, quantità di moto, energia e specie chimiche (equazione 33), attraverso simulazioni effettuate con computer.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \phi dV + \oint_A \rho \phi V dA = \oint_A \Gamma_\phi \nabla \phi dA + \int_V S_\phi dV \quad (33)$$

L'approccio CFD è, al giorno d'oggi, sempre più utilizzato grazie allo sviluppo e ai miglioramenti che l'informatica ha apportato negli ultimi anni. La CFD è diventata una valida alternativa all'approccio sperimentale, che in alcuni casi potrebbe essere troppo costoso, pericoloso o addirittura irrealizzabile [26].

È usata in quasi tutti gli ambiti ingegneristici grazie al suo ampio campo di lavoro.

L'approccio della CFD alla soluzione di un problema può essere diviso in quattro fasi (Figura 2.1):

- Identificazione del problema;
- *Pre-processing*;
- Risoluzione delle equazioni;
- *Post-processing*.

Durante la prima fase l'utilizzatore definisce il dominio computazionale, la costruzione della griglia di calcolo (*mesh*) e le condizioni al contorno. Queste informazioni vengono quindi

inviata al risolutore, il quale risolve le equazioni desiderate, fornendo la soluzione al problema. Infine, i risultati delle simulazioni potranno essere visualizzati e analizzati tramite grafici o modelli durante la fase di post-processing [10].

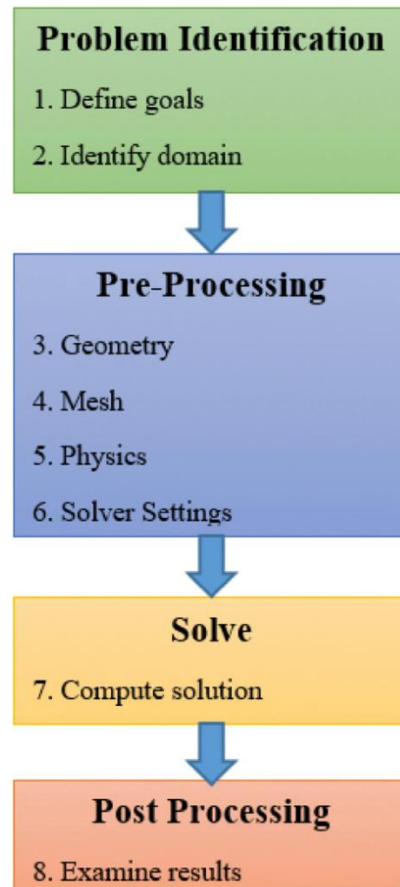


Figura 2.1_10: Fasi principali di un modello CFD.

Il principale utilizzo della CFD è quello di risolvere le equazioni di *Navier-Stokes* e le equazioni a esse collegate. La risoluzione per via analitica di queste equazioni è fattibile solamente in casi con flussi laminari e geometrie semplici (sfere, lastre piane), mentre le risoluzioni di casi reali, in cui compaiono spesso dei flussi turbolenti, richiedono necessariamente un approccio numerico [27]. Esistono quindi diversi metodi per risolvere le equazioni di *Navier-Stokes*, e poiché generalmente sono operazioni dall'elevato costo computazionale, si sono sviluppati approcci via via più raffinati basati su modelli (Figura 2.2):

- ***Direct Numerical Simulation*** (Simulazione Numerica Diretta: DNS): è la classe più accurata delle simulazioni con un altissimo grado di dettaglio. Data l'elevata accuratezza risulta anche essere la classe che ha bisogno di un costo computazionale ad oggi proibitivo, e quindi raramente utilizzata per affrontare problemi industriali. Il suo utilizzo risiede principalmente nello studio degli aspetti fondamentali della turbolenza;

- **Large Eddy Simulation** (LES): consiste nel calcolare numericamente il comportamento delle scale turbolente più grandi e modellare opportunamente le scale più piccole. Fornisce risultati più accurati delle RANS e ha al contempo un costo computazionale notevolmente inferiore a quello della DNS, per questo motivo è un metodo in forte sviluppo.
- **Reynolds Averaged Navier-Stokes** (Equazioni mediate alla Reynolds: RANS): si basano sull'assunzione che si possa vedere il moto turbolento come formato da un moto medio e da una sua fluttuazione nel tempo. È una delle metodologie più utilizzate nell'ambito della sicurezza industriale. Tutte le simulazioni presenti in questo lavoro sono basate sull'approccio RANS.

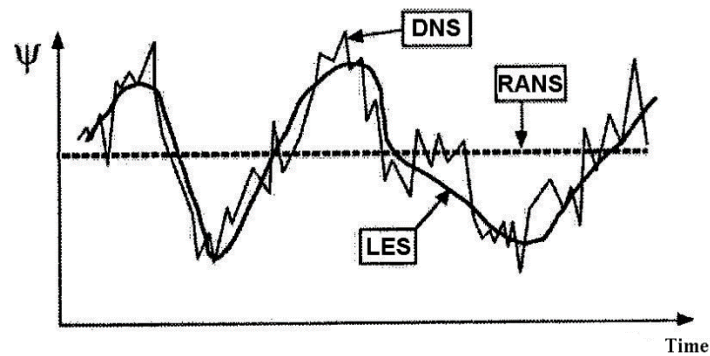


Figura 2.2_11: Differenza tra l'approccio DNS, LES e RANS.

2.2 Equazioni RANS

Nel momento in cui ci si imbatte in un problema di un flusso turbolento, bisognerebbe risolvere le equazioni di Navier-Stokes complete partendo dall'equazione di continuità, accoppiata con le equazioni di quantità di moto, energia e specie, con l'aggiunta di alcune equazioni costitutive, come la legge di Fick e le Equazioni di Stato (*Equation of State*, EOS). Tuttavia, questo sistema di equazioni non è possibile risolverlo analiticamente se non per problemi relativamente semplici. Quindi, l'unica strada per riuscire a descrivere matematicamente questo tipo di problemi è quella numerica.

Storicamente, il primo studioso che ha provato a risolvere un flusso turbolento per via numerica è stato Osborne Reynolds: la sua idea fu quella di scomporre le variabili delle equazioni di Navier-Stokes in due parti, un termine medio e un termine legato alle fluttuazioni:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (34)$$

ϕ = valore istantaneo di una proprietà del fluido

$\bar{\phi}$ = valore medio di una proprietà del fluido

ϕ' = fluttuazione di una proprietà del fluido

Esistono due tecniche di scomposizione: la "media di Reynolds" e la "media ponderata in massa". Il primo metodo è di solito impiegato per flussi incomprimibili mentre il secondo è più conveniente per quelli comprimibili.

Nella "media di Reynolds" la parola "media" indica una media temporale. La generica grandezza mediata assume la forma:

$$\bar{\phi} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \phi dt \quad (35)$$

In cui il termine t rappresenta la scala temporale sufficiente grande rispetto alla scala dei valori turbolenti, e sufficientemente piccola rispetto alla scala di valori dei fenomeni non stazionari.

Quando le espressioni delle variabili decomposte vengono inserite dentro le equazioni di Navier-Stokes si ottengono quindi le Equazioni di Navier-Stokes mediate secondo Reynolds, cioè le RANS. Queste ultime differenziano da quelle originali poiché, oltre a contenere termini mediati, contengono un termine che è funzione di tutti i valori delle fluttuazioni chiamato "Tensore degli Sforzi di Reynolds" [10]. A questo punto, per risolvere le equazioni RANS è necessario modellare questo termine incognito attraverso un modello di chiusura.

2.2.1 Modelli di turbolenza delle RANS

Per risolvere la chiusura delle sopracitate equazioni, in ambito industriale, i problemi fluidodinamici vengono risolti generalmente utilizzando i modelli di turbolenza a due equazioni. I principali sono:

Standard k - ϵ (SKE): è un modello proposto per la prima volta da Launder e Spalding [28] nel 1972. Esso si basa su due equazioni di trasporto: per l'energia cinetica turbolenta (k) e per il tasso di dissipazione turbolento (ϵ). Si basa, inoltre, sull'ipotesi che il flusso sia completamente

turbolento e che l'effetto della viscosità molecolare sia trascurabile. È il più usato per calcolare una prima soluzione di *screening*.

Realizable k - ϵ (RKE): è un modello proposto da Shih et al. [29] nel 1995. Differisce dal precedente, in quanto contiene una espressione alternativa riguardante la viscosità turbolenta e un'equazione modificata del rateo di dissipazione. Il termine "*realizable*" significa che il modello soddisfa certi vincoli matematici sugli stress di Reynolds, coerenti con la fisica dei flussi turbolenti.

Ha alcuni vantaggi rispetto ad altri modelli k - ϵ : predice più accuratamente la velocità di spargimento sia dei getti piani che circolari, inoltre, è in grado di fornire migliori prestazioni per flussi che coinvolgono rotazione, strato limite, sottoposti a forti gradienti di pressione, separazione e ricircolo.

Standard k - ω (SKW): è un modello proposto da Wilcox D.C [30] ultimato nel 2006, si basa sulle equazioni di trasporto dell'energia cinetica turbolenta (k) e del rateo di dissipazione specifico (ω).

Quest'ultimo termine rappresenta il rapporto tra ϵ e k . Questa equazione può essere integrata in tutto lo strato limite fino alla parete, dando come risultato una accurata previsione dei flussi aderenti a tali pareti.

Shear Stress Transport k - ω (SST): è un modello esposto da Menter [31] nel 1994, ottenuto dalla combinazione tra un SKE per zone ad alti numeri di Reynolds e un SKW per quelle a bassi numeri di Reynolds, risultando un modello ibrido che combina i vantaggi dei due precedenti per essere idoneo ad una larga classe di situazioni fluidodinamiche.

2.3 ANSYS® Software

L'obiettivo di una simulazione CFD è riprodurre nel modo più dettagliato possibile un problema reale. Per effettuare le simulazioni fluidodinamiche di questo lavoro è stato utilizzato il pacchetto software Ansys® 19.1.

Come riportato precedentemente (Figura 2.1) in un problema di CFD si possono identificare 4 fasi distinte:

- per la fase di identificazione del problema, non è necessario utilizzare nessun software;

- per la fase di *pre-processing* sono stati utilizzati: ANSYS® *Design Modeller* per la costruzione della geometria, ANSYS® *Meshing* per la griglia di calcolo, ANSYS® *CFX-Pre* per la configurazione dell'analisi;
- come solutore vero e proprio è stato utilizzato ANSYS® *CFX-Solver*;
- infine, per l'analisi dei risultati (*post-processing*) è stato utilizzato ANSYS® *CFD-Post*.

Il risolutore ANSYS® CFX si basa sul metodo ai volumi finiti.

Il metodo dei volumi finiti (FVM) è un metodo utilizzato per rappresentare e valutare equazioni alle derivate parziali sotto forma di equazioni algebriche. Nel metodo dei volumi finiti, gli integrali di volume in un'equazione differenziale parziale che contengono un termine di divergenza vengono convertiti in integrali di superficie, usando il teorema della divergenza.

Si considera un dominio che viene suddiviso in tanti volumi elementari, quindi tramite la forma integrale delle equazioni, vengono scritte le relazioni che intercorrono tra i vari volumetti confinanti così da poter essere risolte per via numerica con l'ausilio del calcolatore. L'approssimazione risiede nel fatto che tali volumetti hanno dimensione finita e non infinitesima [32].

Infine, per avere una visione dell'intero schema del progetto, tutte le operazioni sono state impostate ed eseguite per mezzo di ANSYS® Workbench 19.1.

Capitolo

3

Risultati e Discussione

3.1 Problema fisico

Questo lavoro di tesi riguarda la realizzazione di un modello 3D, utilizzando la fluidodinamica computazionale, di un getto di metano ad alta pressione e generato da grandi diametri di rottura.

In letteratura, infatti, sono presenti un rilevante numero di articoli in cui vengono analizzati dei getti di metano, ma la maggior parte considera dei diametri di rottura piccoli, nell'ordine del pollice [5][6][7][8][9][36][37][38][39][40]. Questa tesi, invece, vuole caratterizzare una rottura di una tubazione creatasi, ad esempio, in seguito all'urto con macchine utensili in movimento, creando perciò dei fori di rottura maggiori.

Diverse sono state le fasi di studio:

- 1- Inizialmente è stata fatta una ricerca bibliografica accurata in cui è stato individuato un articolo [18] che riguardasse un caso simile a quello trattato;
- 2- Sono state replicate le simulazioni del sopracitato articolo e sono stati confrontati i risultati;
- 3- È stato confrontato il modello del getto comprimibile [18] con un caso identico utilizzando l'approccio del diametro equivalente di Birch [19];
- 4- Infine, è stato considerato un ostacolo sferico e sono stati confrontati i risultati tra la simulazione comprimibile e incomprimibile.

3.2 Modello di convalida (Novembre et al.)

Si tratta di un articolo scritto nel 2006 da un gruppo di ricerca di EniTecnologie S.p.A. in collaborazione con la Prof.ssa Colombo del Politecnico di Milano. È stato preso in

considerazione solo il caso del getto di metano ad alta pressione presente nel capitolo 3.2 dello stesso articolo. fatte

Sono state considerate le condizioni di temperatura totale all'ingresso del tubo pari a 353 K e un set di pressioni di stoccaggio pari a 10, 50, 125, 250 bar g.

Le simulazioni di Novembre sono state eseguite con Fluent®.

3.2.1 Geometria

Il dominio computazionale, originariamente cilindrico, di raggio 40 m e lunghezza 120 m, è stato realizzato come un quarto di cilindro (Figura 3.1).

Anche l'ugello di rilascio (*nozzle*), come mostrato in Figura 3.2, è stato realizzato come un quarto di cilindrico di diametro 0.546 m.

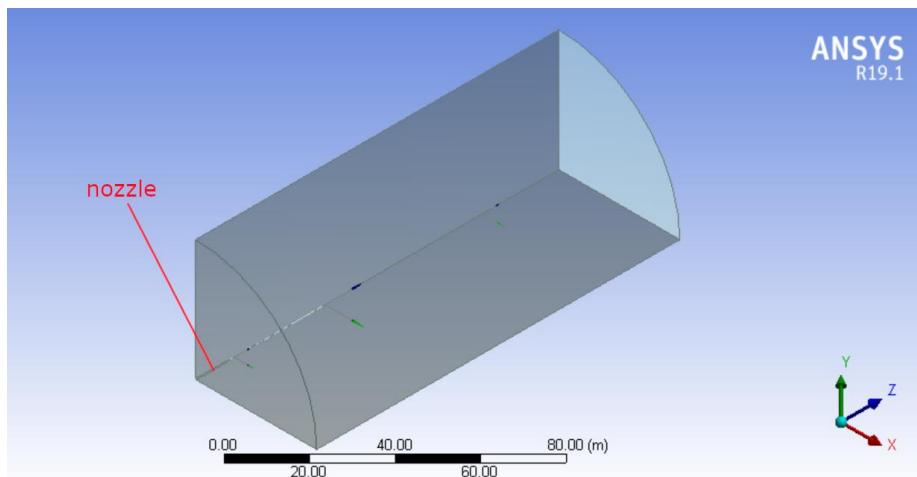


Figura 3.1_12: Geometria di Novembre et al.

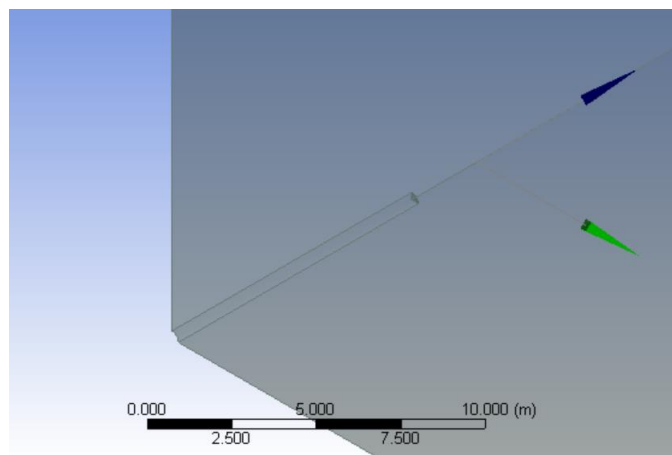


Figura 3.2_13: Dettaglio dell'ugello nella geometria di Novembre et al.

Per riuscire a realizzare in maniera adeguata la griglia di calcolo (*mesh*), introdotta nel capitolo successivo, si è seguito l'approccio proposto in precedenti lavori [8][9][12] e sono state create delle "line bodies" denominate rispettivamente: "core", "far1", "far2" (Tabella 3.1).

Tabella 3.1_2: Caratteristiche generiche delle "line bodies" rispetto al diametro del rilascio D_e

	<i>Core</i>	<i>Far 1</i>	<i>Far 2</i>
<i>Lenght/D_e</i>	50	100	200

Nel caso in questione quindi si ottengono le lunghezze rappresentate in Tabella 3.2

Tabella 3.2_3: Lunghezza delle "line bodies"

	<i>Lenght [m]</i>
<i>Core</i>	27.3
<i>Far 1</i>	54.6
<i>Far 2</i>	28.1

3.2.2 Griglia di calcolo

La griglia di calcolo rappresenta le celle o gli elementi in cui risolvere le equazioni di conservazione. Il suo principale obiettivo è quello di fornire alla simulazione il maggior livello di dettaglio con il costo computazionale più basso possibile.

Per tutti i valori di pressione considerati (10, 50, 125 bar g), si è deciso di utilizzare la *mesh* considerata da Martani [8] qui denominata Martani_1 (Tabella 3.3).

Tabella 3.3_4: Parametri della *mesh* Martani_1 utilizzati per P =10 bar g.

	<i>Jet inlet</i>	<i>core</i>	<i>Far1</i>	<i>Far2</i>
<i>Cell sizing [m]</i>	0,015	0,015	0,022	0,03
<i>Growth rate</i>	1,075	1,075	1,10	1,15

Si è quindi deciso di utilizzare delle celle di forma tetraedrica ottenendo:

1041773 nodi;

5711453 elementi o celle.

Per una rappresentazione più corretta si è deciso di costruire un *body of influence* che andasse a infittire la *mesh* (Figura 3.3.) nelle zone in cui i gradienti fossero più intensi.

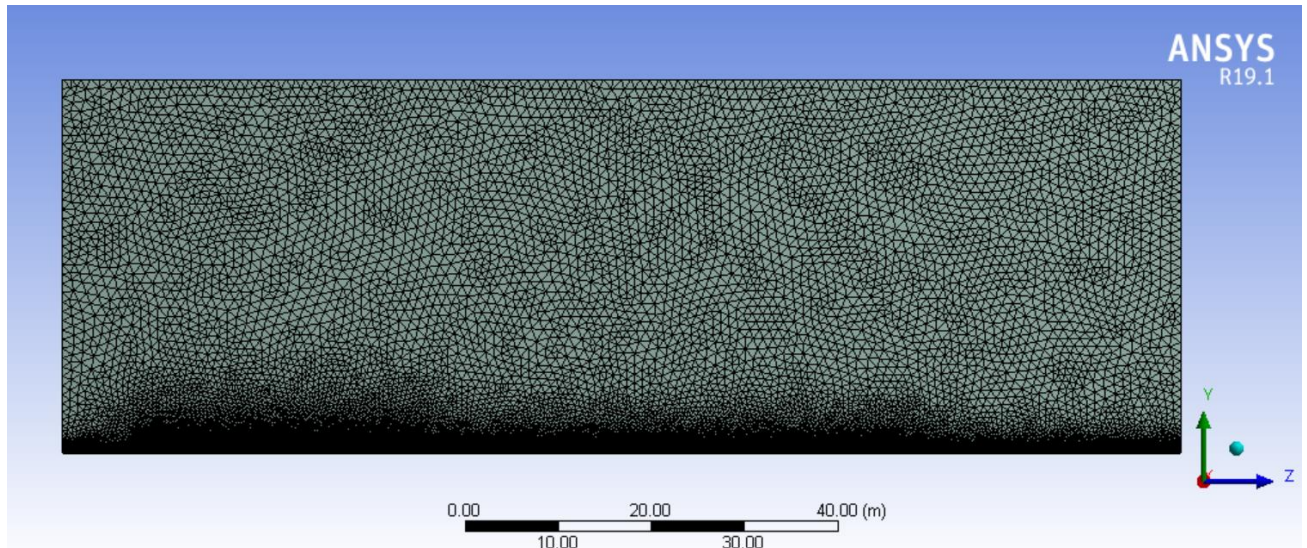


Figura 3.3_ 14: Rappresentazione della mesh Martani_1 nel caso di convalida per $P = 10$ bar g.

Sono state settate, per poter inserire delle corrette impostazioni nel *setup*, delle *named selection* (Figura 3.4) denominate rispettivamente:

- *Ingresso aria;*
- *Uscita aria;*
- *Nozzle;*
- *Jet inlet;*
- *Superficie laterale;*
- *Simmetry;*
- *Simmetry 2.*

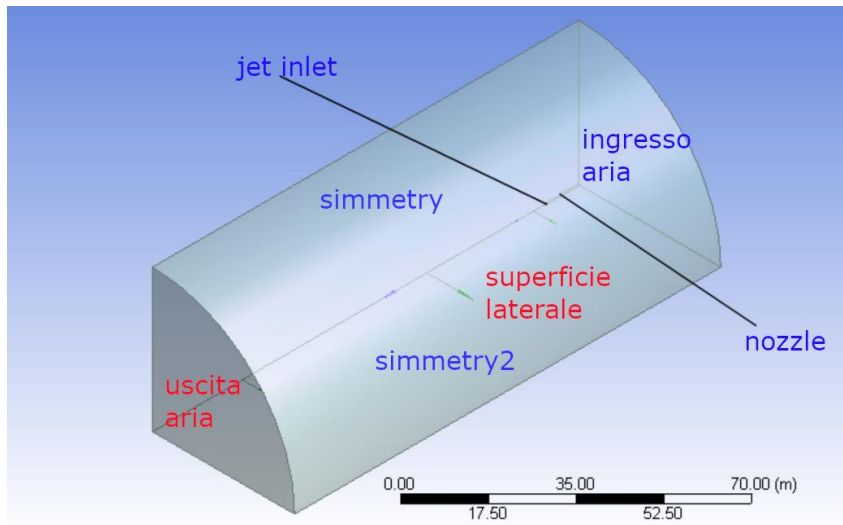


Figura 3.4_15: Rappresentazione delle named selection.

3.2.3 Solutore numerico (CFX)

Le simulazioni CFD sono state effettuate con il software ANSYS CFX R19.1®. Durante questa fase sono state inserite tutte le informazioni necessarie per la risoluzione delle equazioni di Navier-Stokes.

Le condizioni al contorno, valide per tutti i set di pressione sono rappresentati in tabella 3.4:

Tabella 3.4_5: condizioni al contorno della simulazione di convalida.

<i>Named selection</i>	<i>Boundary type</i>	<i>Flow regime</i>	<i>Mass and Momentum</i>	<i>Turbolence intensity</i>	<i>Heat transfer</i>
<i>Ingresso aria</i>	<i>Inlet</i>	<i>Subsonic</i>	<i>Normal speed = 1 m/s</i>	<i>5 %</i>	<i>Static pressure = 25 °C</i>
<i>Uscita aria</i>	<i>Outlet</i>	<i>Subsonic</i>	<i>Average static pressure = 0 bar</i>	<i>/</i>	<i>/</i>
<i>Nozzle</i>	<i>Wall</i>	<i>/</i>	<i>Free slip wall</i>	<i>/</i>	<i>Adiabatic</i>
<i>Inlet</i>	<i>Inlet</i>	<i>Supersonic</i>	<i>Static e total pressure (variabile in funzione del valore di P)</i>	<i>5 %</i>	<i>Total pressure = 353 K</i>
<i>Superficie laterale</i>	<i>Opening</i>	<i>Subsonic</i>	<i>Opening pres. And Dirn = 0 bar</i>	<i>5 %</i>	<i>Static Temperature = 25 °C</i>
<i>Simmetry</i>	<i>Simmetry</i>	<i>/</i>	<i>/</i>	<i>/</i>	<i>/</i>
<i>Simmetry 2</i>	<i>Simmetry</i>	<i>/</i>	<i>/</i>	<i>/</i>	<i>/</i>

In tabella 3.5 invece sono rappresentate le condizioni del getto:

Tabella 3.5_6: Condizioni del getto secondo Novembre [18].

<i>T0</i>	<i>P0</i>	<i>T∞</i>	<i>P∞</i>	<i>PM</i>	<i>De</i>
<i>[K]</i>	<i>[bar g]</i>	<i>[K]</i>	<i>[bar g]</i>	<i>[kg /mol]</i>	<i>[m]</i>
<i>353</i>	<i>10, 50,</i>	<i>300</i>	<i>0</i>	<i>0.016</i>	<i>0.546</i>

125

Le Navier-Stokes sono state risolte utilizzando l'approccio RANS (*advection scheme: high resolution, turbulence numerics: first order*), come modello di chiusura delle equazioni è stato utilizzato il modello k- ω SST.

Date le elevate pressioni in gioco, non c'è stato bisogno di andare ad inserire né il termine di galleggiamento, né la forza di gravità.

3.3 Confronto dei risultati

La prima convalida è stata fatta con la P di 10 bar g, la più bassa considerata da Novembre.

Si sono confrontati i dati di frazione massica (Figura 3.5) e di velocità (Figura 3.6) lungo l'asse oltre che la distanza dal disco di Mach (Figura 3.7).

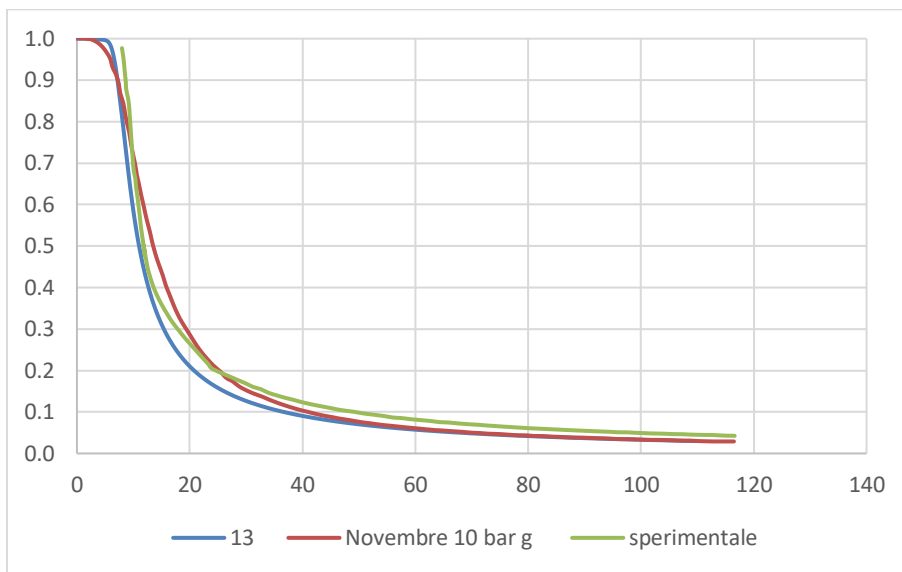


Figura 3.5_16: Confronto tra i valori di frazione massica per $P = 10$ bar g.

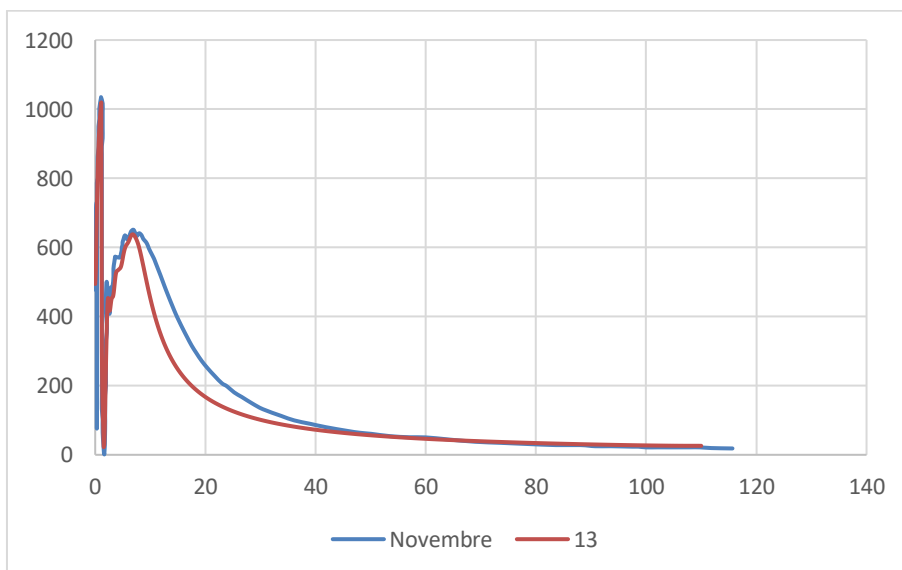


Figura 3.6_17: Confronto tra i valori di velocità lungo l'asse del getto per $P = 10$ bar g.

Sia l'andamento della frazione massica lungo l'asse z, sia l'andamento delle velocità lungo l'asse z sono sovrapponibili qualitativamente con i grafici di Novembre.

L'ultimo confronto è stato fatto con la distanza dall'ugello al primo disco di Mach.

Essa può essere stimata secondo l'equazione (32) come confermato dal lavoro di Franquet et al. [4].

Novembre ha dimostrato come ci fosse una minima differenza tra l' X_{MACH} calcolato con l'equazione appena citata e il risultato delle sue simulazioni come riportato in tabella 3.6.

Tabella 3.6_7: X_{MACH} del lavoro di Novembre confrontati con quelli stimati dell'equazione (32)

Pressione di stoccaggio [bar g]	$\frac{P_0}{P_\infty}$	D_e [m]	Experimental X_{MACH} [m] Eq. (32)	CFD X_{MACH} [m] [18]	Variazione percentuale
10	11	0.546	1.17	1.17	0
50	51	0.546	2.51	2.62	4.4
125	126	0.546	3.95	4.13	4.6
250	251	0.546	5.58	5.64	1.07

I risultati ottenuti dalla simulazione 13 a $P = 10$ bar g hanno confermato questi risultati (Figura 3.7).

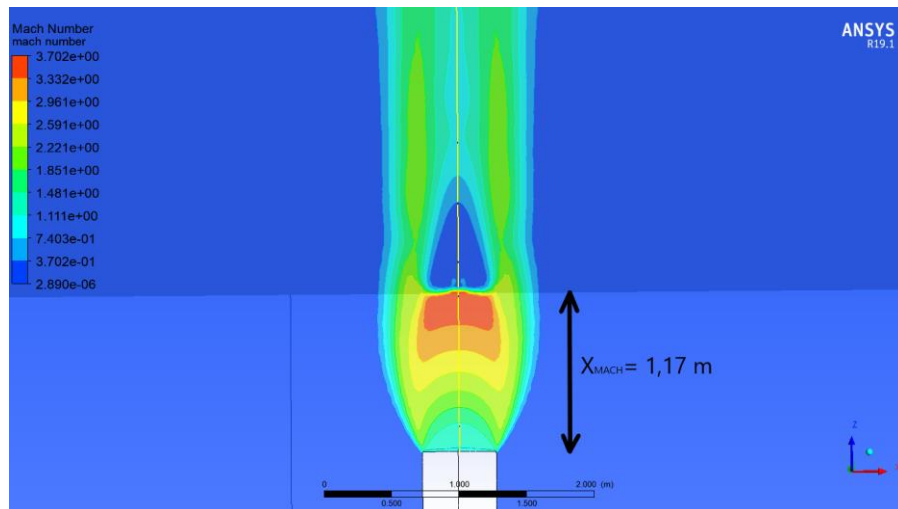


Figura 3.7_18: Struttura del getto ($P = 10$ bar g) con andamento del numero di Mach.

Dalla figura soprastante è possibile notare come l'andamento sia in linea con la letteratura dei getti estremamente sottoespansi (Figura 1.3).

Inizialmente, utilizzando una griglia di calcolo più lassa, si è potuto notare come la qualità del getto fosse bassa e la posizione del disco di Mach poco chiara. Lavorando sui parametri della *mesh* si sono riscontrati notevoli vantaggi come dimostrato da Stewart [33].

Oltre aver convalidato il modello CFD con Novembre sono stati fatti alcuni confronti impostando dei settaggi diversi tra simulazioni (tabella 3.6).

Tabella 3.7_8: Impostazioni delle simulazioni 12, 13, 14, 15, 16.

<i>Simulazione</i>	<i>P [bar g]</i>	<i>advection scheme</i>	<i>turbolence numerics</i>	<i>intensità di turbolenza (inlet)</i>
12	10	Upwind	First Order	5 %
13	10	High resolution	First Order	5 %
14	10	Upwind	High resolution	5 %
15	10	High resolution	High resolution	5 %
16	10	High resolution	First Order	10 %

Dalla forma del getto (Figura 3.8) e dal grafico delle velocità lungo *z* (Figura 3.9) è possibile fare alcune osservazioni.

La prima riguarda la poca influenza del parametro *high resolution* nel *turbolence numerics*, che si è deciso di non considerare più durante le prossime simulazioni perché ciò graverebbe solo sul carico computazionale senza portare nessun tipo di beneficio apprezzabile (Figura 3.9).

La seconda riguarda invece, l'importanza dell'impostazione *high resolution* nel *advection scheme*, che fa sì che si riesca a visualizzare in maniera corretta il disco di Mach (simulazioni 13 e 15 di Figura 3.8).

Inoltre, con l'impostazione sopracitata, si ottiene anche un aumento del numero di Mach rispetto ai casi in cui essa non viene utilizzata.

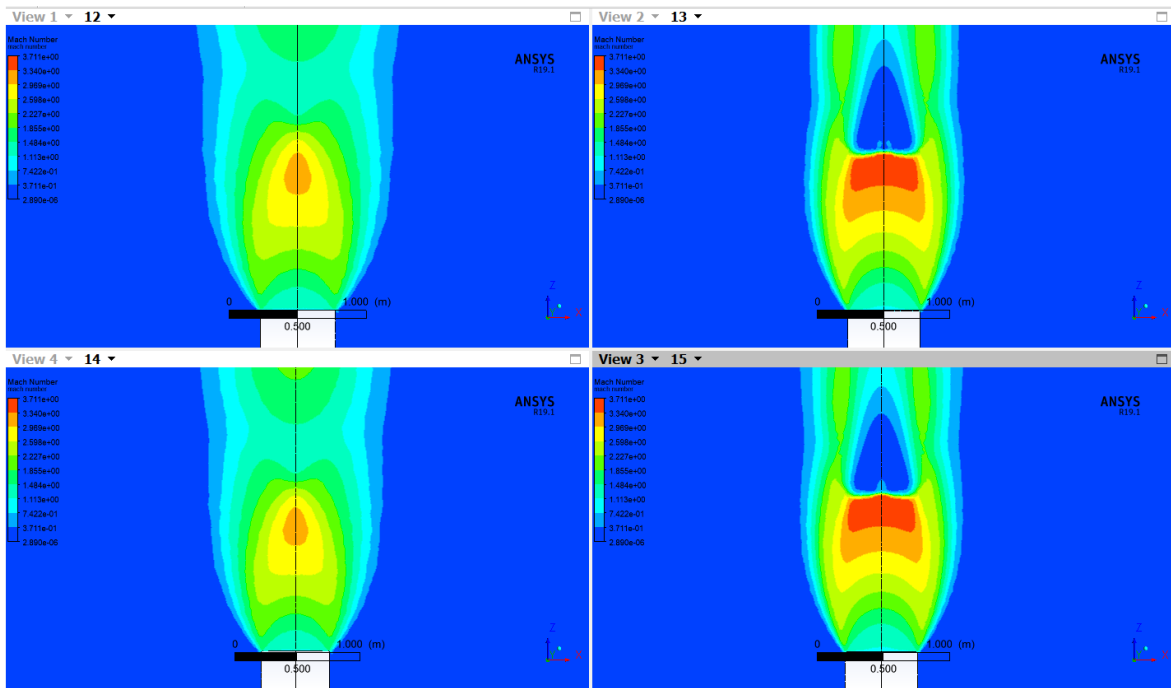


Figura 3.8_19: Confronto tra i getti di metano rispetto alle impostazioni di tabella 3.6.

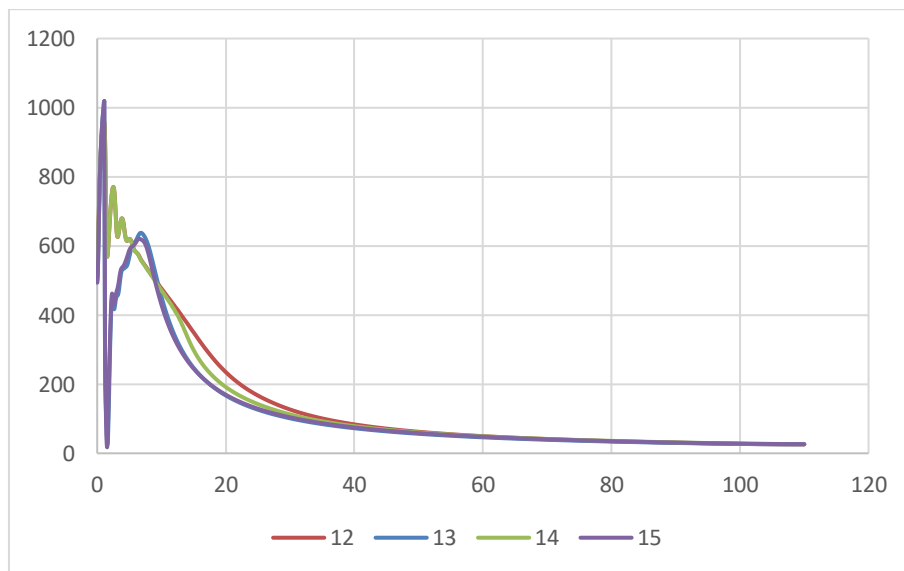


Figura 3.9_20: Confronto tra le velocità lungo l'asse z rispetto alle impostazioni di tabella 3.6

Un altro importante raffronto è stato fatto tra le simulazioni 13 e 15 in cui l'unica differenza è stata l'intensità di turbolenza all'ugello (*named selection* denominata *inlet*)

Nella simulazione 13 è stata considerata al 5% come consigliato da CFX [34], mentre nella simulazione 16 è stata considerata al 10%, come consigliato da Mauri [35].

Dalle figure 3.10 e 3.11 è possibile notare che sui risultati finali non vi è alcuna differenza tra le due percentuali di intensità.

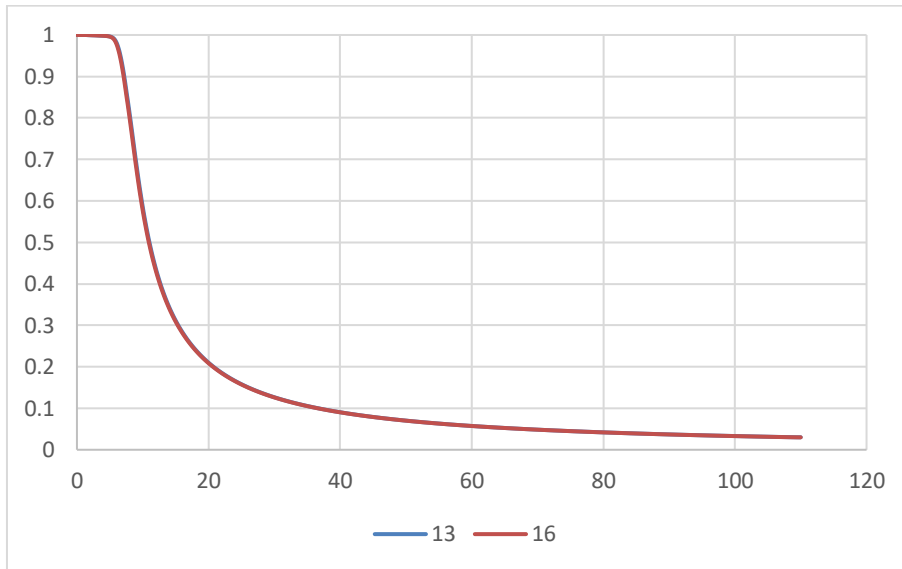


Figura 3.10_21: Andamento della frazione massica rispetto all'asse z nelle simulazioni 13 e 16.

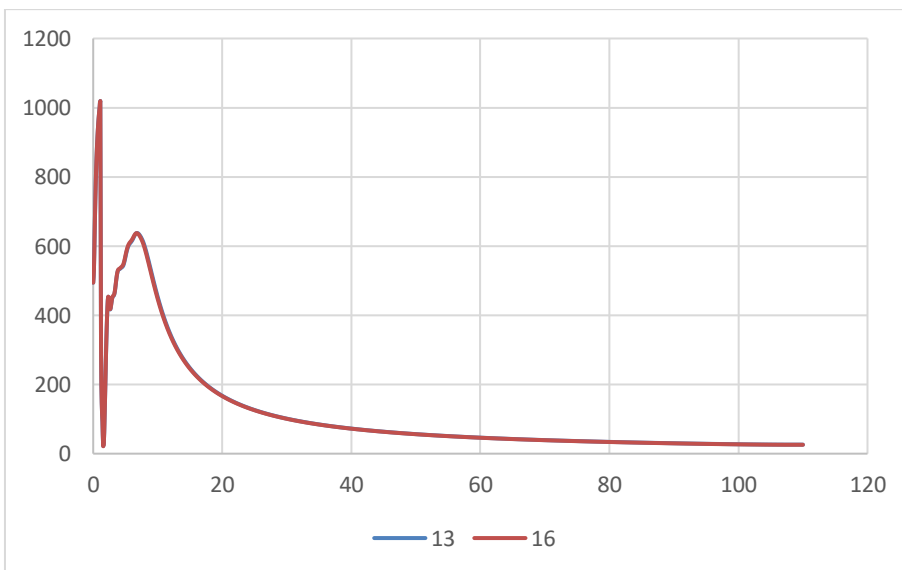


Figura 3.11_22: Andamento della velocità lungo l'asse z nelle simulazioni 13 e 16.

In seguito, è stato testato il caso con $P=125$ bar g utilizzando le stesse impostazioni utilizzate per la $P=10$ bar g, inizialmente la simulazione non è arrivata a convergenza.

Questo avviene perché vi sono delle difficoltà associate alla risoluzione dei flussi comprimibili, che sono il risultato dell'alto grado di accoppiamento tra la velocità del flusso, la densità, la pressione e l'energia. Questo accoppiamento può portare a instabilità nel processo di soluzione

e, pertanto, può richiedere tecniche di soluzione speciali per ottenere una soluzione convergente.

È stato necessario andare a trovare una metodologia per arrivare a far convergere queste simulazioni con grandi diametri ed elevate pressioni.

Il primo passo è stato quello di andare a ridurre di un ordine di grandezza la *mesh* di Martani (Tabella 3.3.) finora applicata, la nuova *mesh* è stata denominata Taccori_1 (Tabella 3.7).

Tabella 3.8_9: Parametri della *mesh* Taccori_1.

	<i>Jet inlet</i>	<i>core</i>	<i>Far1</i>	<i>Far2</i>
<i>Cell sizing [m]</i>	0,15	0,15	0,22	0,3
<i>Growth rate</i>	1,075	1,075	1,10	1,15

La simulazione ha risposto bene ma si è persa troppa accuratezza sia nella forma del getto [33] (Figura 3.12) che nella velocità lungo l'asse che nella frazione massica.

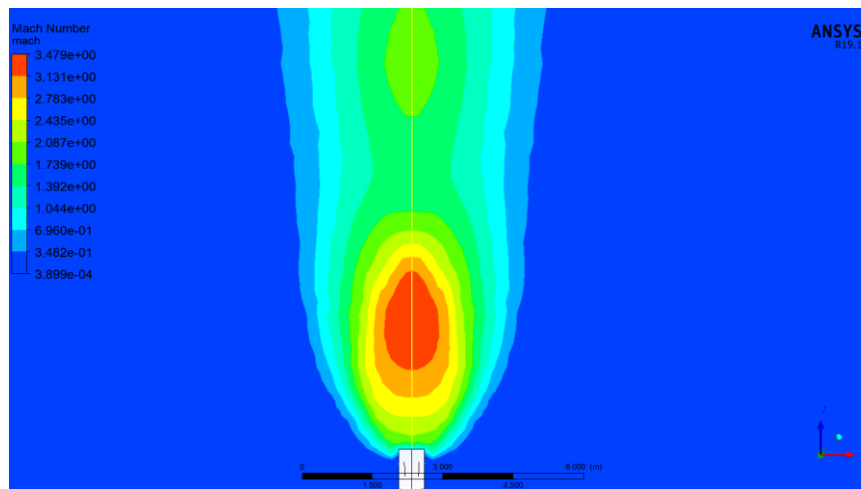


Figura 3.12_23: Getto di una simulazione in cui non si vede il disco di Mach.

Il secondo passo è stato quello di modificare i parametri di *timescale*. Sia per il caso a 50 bar g (simulazione 49) sia per il caso a 125 bar g (simulazione 42) si è riusciti ad ottenere un getto di buona qualità in cui è chiaro il confine tra zona di comprimibilità e incomprimibilità (Figura 3.13). Il caso a 250 bar g ha mostrato invece problemi di convergenza.

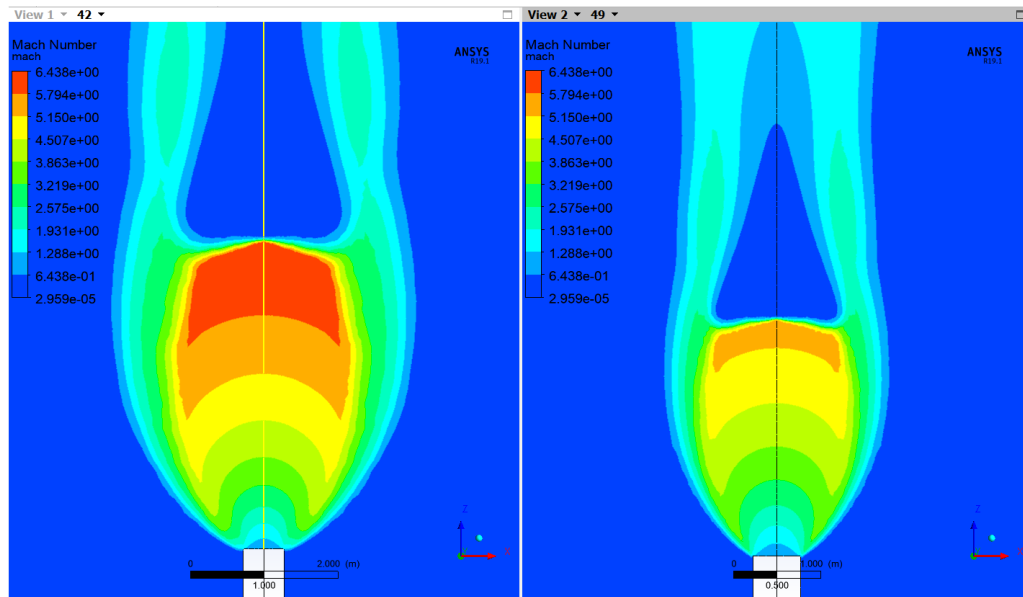


Figura 3.13_24: Getti delle simulazioni 42 (125 bar g) e 49 (50 bar g).

Il *timescale* è un parametro che viene utilizzato per spostare la soluzione verso la convergenza. Se il *timescale* è troppo grande, i residui si muovono a dente di sega, il che può addirittura portare al fallimento della soluzione (Figura 3.14). Se il *timescale* è troppo piccolo, la convergenza sarà molto lenta e la soluzione potrebbe non essere completamente accurata o non arrivare mai alla fine (Figura 3.15).

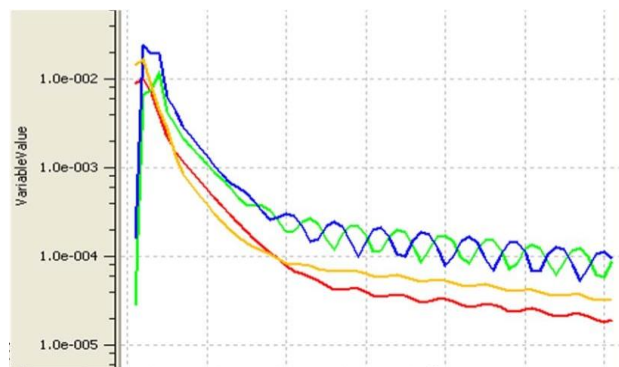


Figura 3.14_25: Residui di una simulazione con il valore di *timescale* troppo grande.

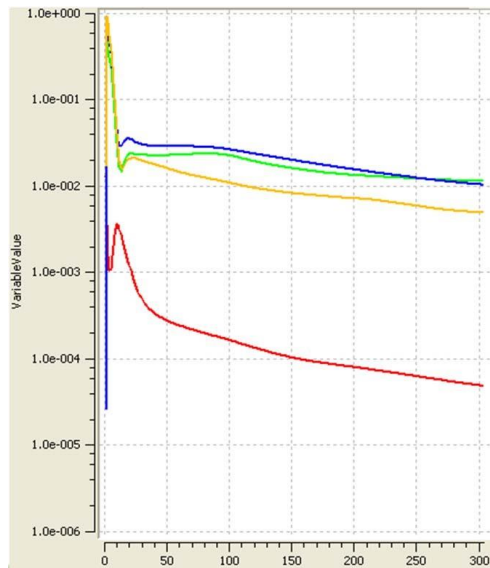


Figura 3.15_26: Residui di una simulazione con il valore di *timescale* troppo piccolo.

Più precisamente, nel caso in esame, è stato necessario considerare il *local timescale*, ovvero un parametro usato quando si hanno scale di velocità locali molto diverse [34].

È consigliabile utilizzarlo con delle *element size* costanti e uniformi.

Per portare la simulazione a convergenza si è dovuto utilizzare uno scalino in funzione del numero di iterazioni:

Dalla 1° a 100°, *timescale* = 0.0001;

dalla 101° alla 400°, *local timescale* fattore = 1;

dalla 401° alla 500°, *timescale* = 0.01;

dalla 501° a convergenza, *timescale* = 0.1.

Una volta corretti questi valori le simulazioni hanno portato dei risultati confrontabili con quelli di Novembre.

In figura 3.16 e 3.17 sono rappresentati rispettivamente gli andamenti della frazione massica per le pressioni $P= 50 \text{ bar g}$ e $P= 125 \text{ bar g}$.

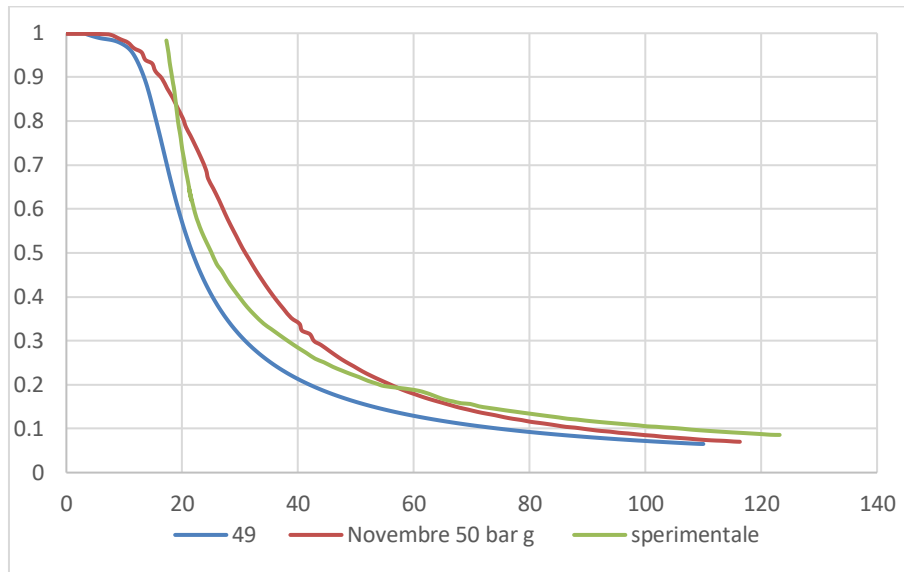


Figura 3.16_27: Confronto tra i valori di frazione massica per $P = 50 \text{ bar g}$.

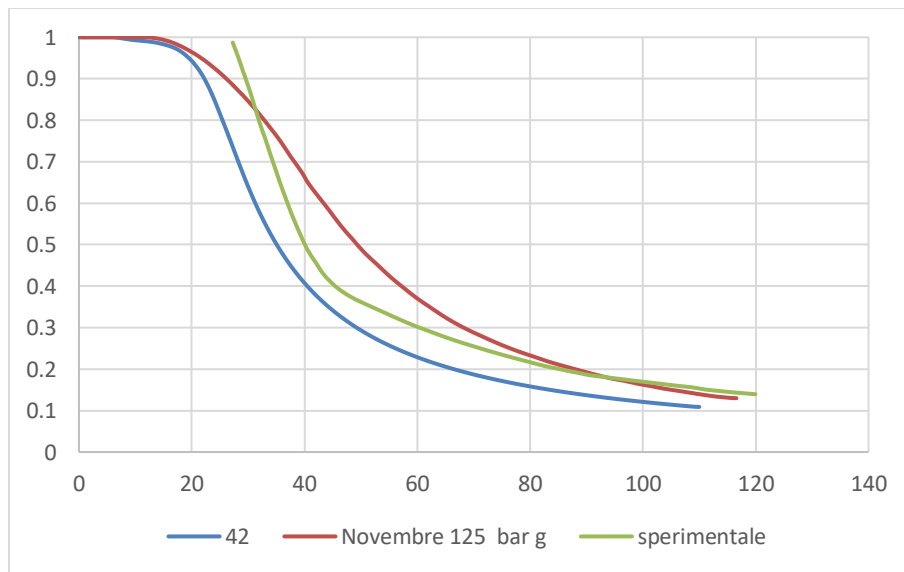


Figura 3.17_28: Confronto tra i valori di frazione massica per $P = 125 \text{ bar g}$.

Le repliche delle simulazioni di Novembre hanno portato a dei risultati simili anche se non sovrapponibili, le differenze aumentano all'aumentare delle pressioni. Questo comportamento potrebbe essere imputato al fatto che le simulazioni di Novembre consideravano 40000 celle (un numero sufficientemente alto compatibilmente alla precisione della CFD nel 2006), mentre in questo lavoro di tesi sono state considerate circa 1.000.000 di celle, che sono andate, presumibilmente, a migliorare la qualità della simulazione.

È anche vero che per un numero di celle troppo elevato, le simulazioni, soprattutto con grandi diametri e grandi pressioni, possono portare a dei problemi di convergenza.

Analizzando ad esempio il caso a 125 bar g, senza considerare il *local timescale*, si è raggiunta una serie di parametri per la costruzione della *mesh* oltre la quale la simulazione non arrivava a convergenza.

Questi parametri sono rappresentati in tabella 3.9.

Tabella 3.9_10: Parametri della *mesh*.

	<i>Jet inlet</i>	<i>core</i>	<i>Far1</i>	<i>Far2</i>
<i>Cell sizing [m]</i>	0,035	0,035	0,065	0,075
<i>Growth rate</i>	1,075	1,075	1,10	1,15

Un'altra importante analisi riguarda il numero di Mach, nel lavoro di Novembre [18] non sono presenti riferimenti.

Il numero di Mach massimo calcolato dal software è pari a 3,71 per il caso a 10 bar g, 5,45 per il caso a 50 bar g, 6,44 per il caso a 125 bar g.

Esso viene calcolato attraverso l'equazione (3) dove la velocità del getto considerata è quella massima mentre la velocità del suono è calcolata attraverso l'equazione (36) riportata di seguito:

$$c = \sqrt{\frac{\gamma R T}{PM}}$$

(36)

Dove:

T è la temperatura minima del getto,

PM è il peso molecolare del metano.

Per ottenere una buona forma del getto è stato fondamentale non inserire i parametri di compressibilità presenti nelle opzioni avanzate del *solver control*. Come è possibile notare in figura 3.18 si ha solo un peggioramento della forma del getto e un abbassamento del numero di Mach.

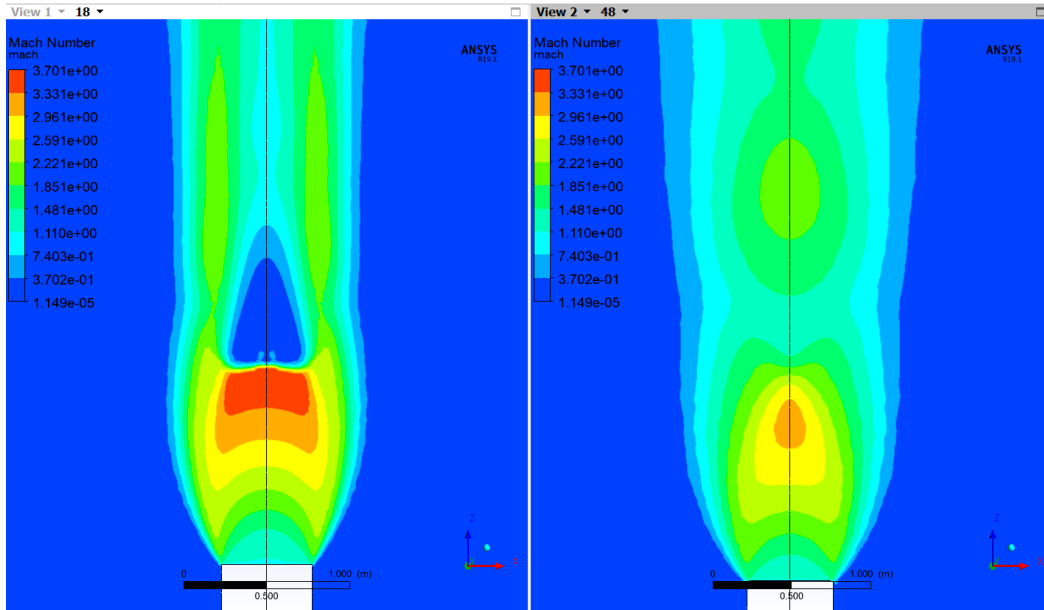


Figura 3.18_29: Confronto tra la simulazione 18 (in cui non sono presenti i parametri di compressibilità) e la simulazione 48 (in cui sono stati inseriti).

Andando a rappresentare il getto di metano attraverso l'isosuperficie (LFL) si ricavano i tre getti in figura 3.19, 3.20, 3.21 rispettivamente 10, 50, 125 bar g.

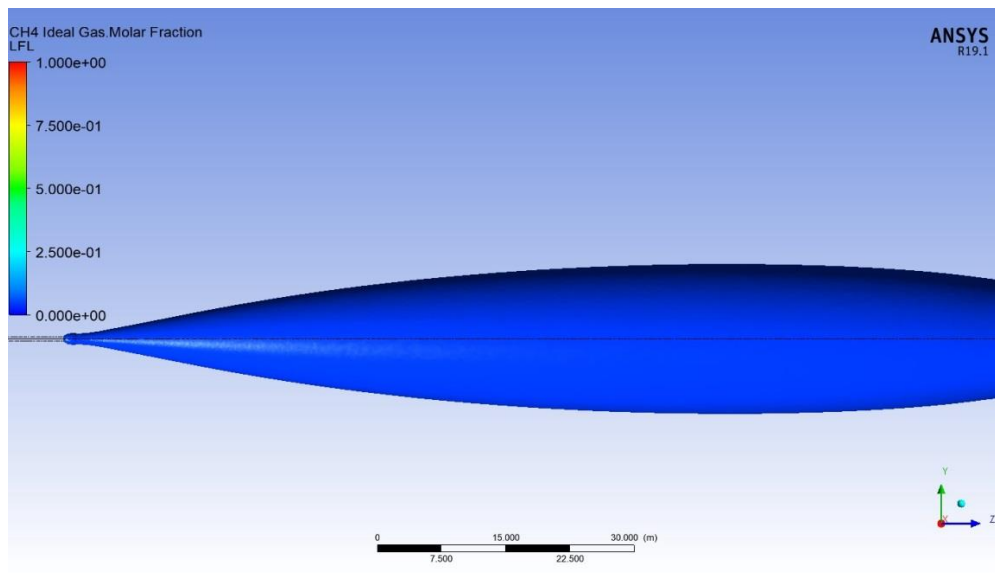


Figura 3.19_30: Rappresentazione del getto a $P = 10$ bar g.

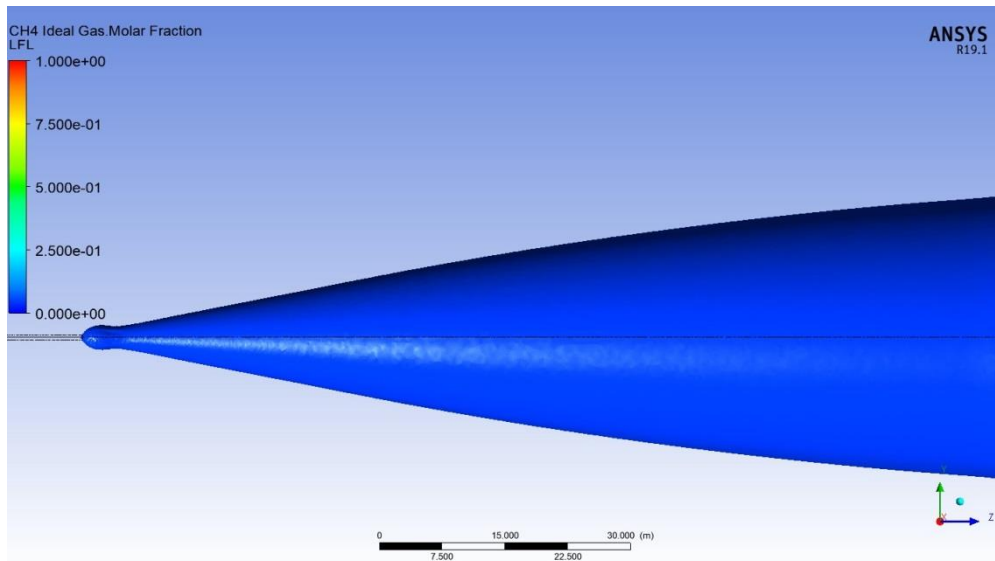


Figura 3.20_31: Rappresentazione del getto a $P = 50$ bar g.

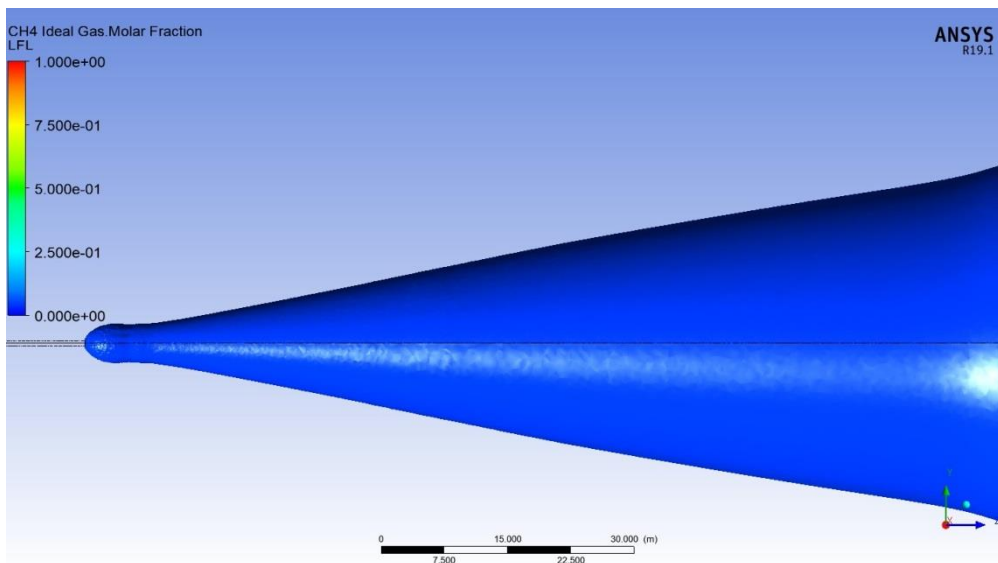


Figura 3.21_32: Rappresentazione del getto a $P = 125$ bar g.

È possibile notare come i getti, per via della lunghezza del dominio, fuoriescano dal dominio stesso.

3.4 Simulazione incomprimibile con il modello di Birch

Nella pratica dell'analisi di rischio, l'approccio più comune è quello di utilizzare modelli integrali che definiscono il termine sorgente sulla base di un diametro equivalente, trascurando la comprimibilità del getto; si è deciso quindi di valutare gli stessi casi di Novembre [18] con un

modello incomprimibile come quello utilizzato da Birch [5][19] e si sono confrontate le differenze.

Il modello ideato da Birch considera una sorgente virtuale caratterizzata, tra le altre cose, da una pressione atmosferica, quindi la sua posizione dovrebbe coincidere con il primo disco di Mach (X_{MACH}) come riportato nel capitolo 1.2.3.

Il diametro della sorgente virtuale è ricavato dall'equazione (10).

Per cui inserendo una $P = 10$ bar g e considerando le stesse condizioni utilizzate fino ad ora (Tabella 3.5) si ottiene un D_{eq} pari a 1,33 m, un D_{eq} pari a 2,87 m per il caso di $P = 50$ bar g, un D_{eq} pari a 4,52 m per il caso di 125 bar g.

Sono stati confrontati i valori di frazione massica tra le due simulazioni. I risultati sono rappresentati in figura 3.22 per $P = 10$ bar g, figura 3.23 per $P = 50$ bar g e figura 3.24 per $P = 125$ bar g.

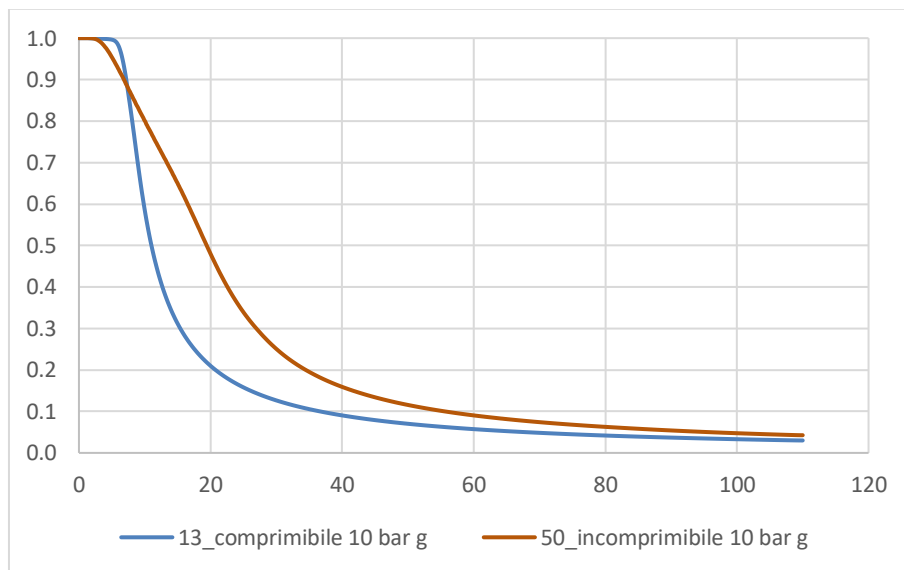


Figura 3.22_33: Confronto tra i valori di frazione massica tra simulazione comprimibile e incomprimibile $P = 10$ bar g.

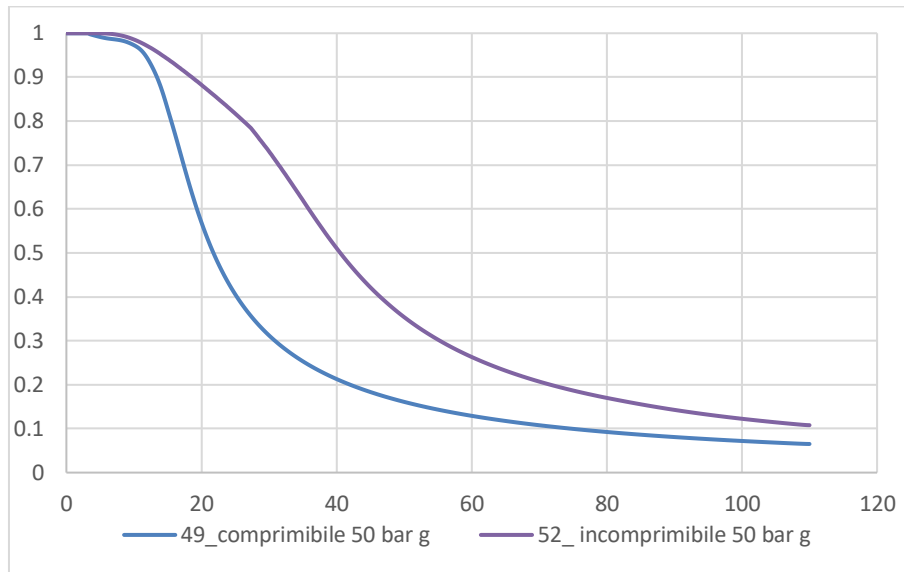


Figura 3.23_34: Confronto tra i valori di frazione massica tra simulazione comprimibile e incomprimibile $P = 50$ bar g.

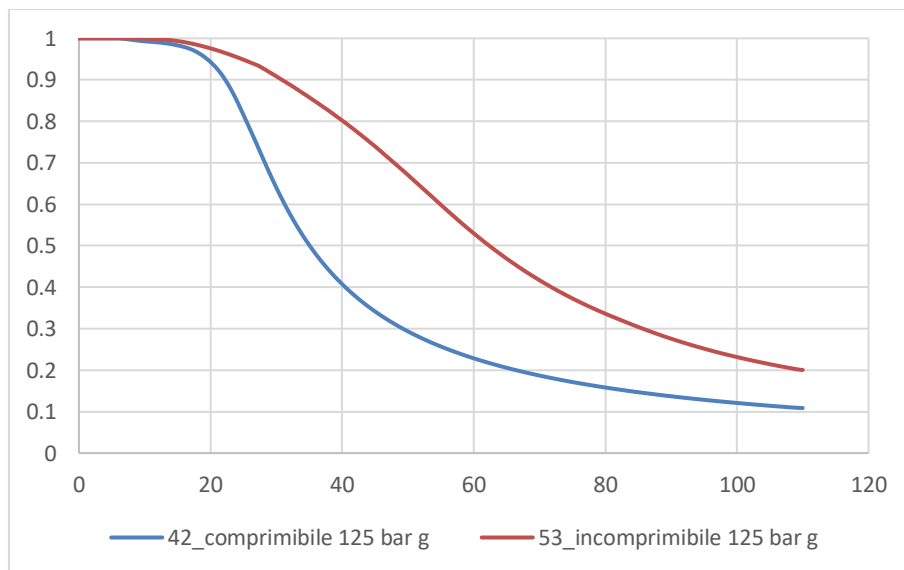


Figura 3.24_35: Confronto tra i valori di frazione massica tra simulazione comprimibile e incomprimibile $P = 125$ bar g.

Le differenze in questo caso sono molto grandi, le due curve sono sovrapponibili dopo più di 100 m. Non è possibile stimare il valore esatto poiché è stato considerato un dominio troppo corto.

Da notare e sottolineare inoltre che le curve sono state ottenute considerando la sorgente equivalente nella stessa posizione di quella reale, mentre dovrebbe essere posizionata a una distanza dall'ugello reale pari al disco di Mach, come riportato in tabella 3.6, quindi le curve del caso comprimibile dovrebbero essere spostate a destra del valore corrispondente.

Anche in questo caso maggiori sono le P, maggiori sono le differenze tra i due casi in esame.

All'interno delle simulazioni incompressibili non c'è stato bisogno di inserire il parametro di *local timescale*.

3.5 Influenza con un ostacolo sferico

All'interno di un comune impianto industriale, è facile riscontrare che apparecchiature, strutture o edifici possono trovarsi in prossimità di una ipotetica sorgente di un getto ad alta pressione [7]. Nel presente lavoro si è deciso di considerare un ostacolo sferico come il caso considerato da Carminati e Parisi [44]. Nella fattispecie si è deciso di utilizzare il diametro della sfera utilizzato per la loro analisi preliminare pari a 2.788 m posizionata a 10 m dalla sorgente. Un esempio di serbatoio sferico, di diametro maggiore a quello considerato, è rappresentato in figura 3.25.



Figura 3.25_36: Serbatoio sferico di 6000 m3 contenente GPL.

In questo caso sono stati valutati i casi di 10 bar g e 125 bar g e sono stati considerati i casi di simulazioni comprimibile e incompressibile.

3.5.1 Geometria

Inizialmente è stata considerata la stessa geometria del caso di Novembre [18], con l'aggiunta di un quarto di sfera di $D = 2.788$ m rappresentante l'ostacolo (Figura 3.26). In seguito, per riuscire a raffigurare l'intera nube di metano si è deciso di utilizzare un dominio lungo 300 m.

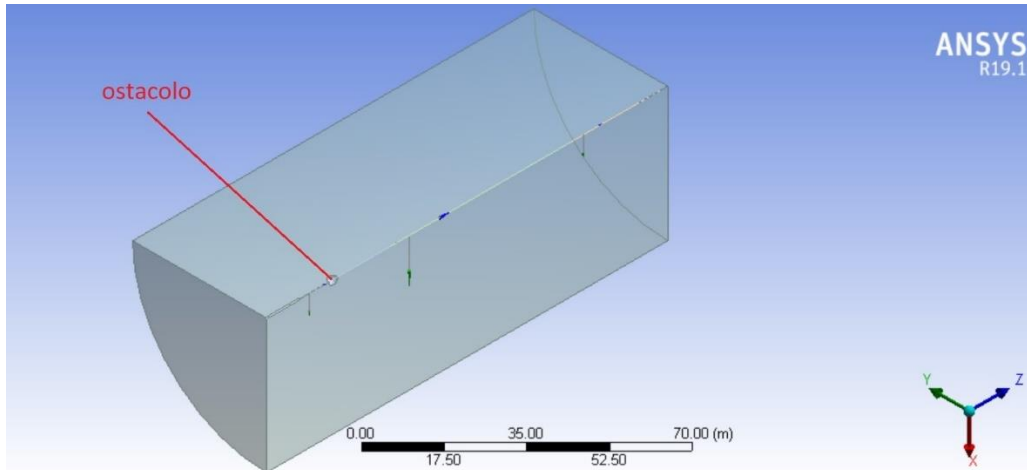


Figura 3.26_37: Dominio delle simulazioni con ostacolo sferico.

Oltre le *named selection* già prese in considerazione è stata aggiunta quella relativa all'ostacolo (Tabella 3.9)

Tabella 3.10_11: *Named selection* dell'ostacolo.

<i>Named selection</i>	<i>Boundary type</i>	<i>Flow regime</i>	<i>Mass and Momentum</i>	<i>Turbulence intensity</i>	<i>Heat transfer</i>
<i>Ostacolo</i>	<i>Wall</i>	/	<i>Free slip wall</i>	/	<i>Adiabatic</i>

3.5.2 Griglia di calcolo

È stata considerata la mesh già denominata Martani_1 (Tabella 3.3) con l'aggiunta di una *face sizing* (Figura 3.27) avente le seguenti caratteristiche:

	<i>ostacolo</i>
<i>Cell sizing [m]</i>	<i>0,022</i>
<i>Growth rate</i>	<i>1,1</i>

Si sono quindi ottenuti:

- 1130227 nodi,
- 6199611 elementi o celle,
- Sempre di forma tetraedrica.

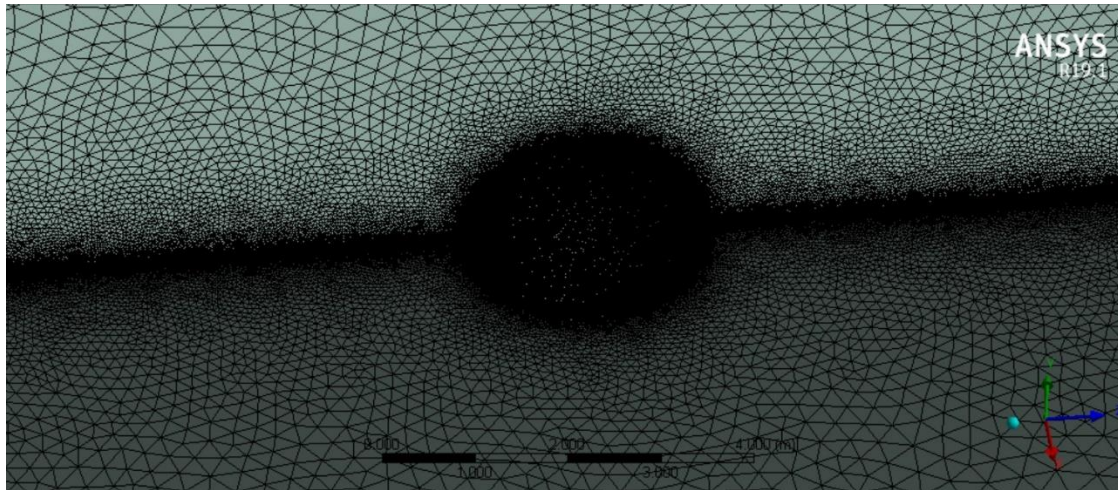


Figura 3.27_38: Dettaglio della face sizing dell'ostacolo.

3.5.3 Solutore numerico (CFX)

Anche in questo caso sono state settate le stesse impostazioni del caso di Novembre [18], con l'aggiunta della nuova *named selection*.

Tabella 3.11_12: condizioni al contorno della simulazione con l'ostacolo.

<i>Named selection</i>	<i>Boundary type</i>	<i>Flow regime</i>	<i>Mass and Momentum</i>	<i>and slip wall</i>	<i>Turbolence intensity</i>	<i>Heat transfer</i>
<i>Ostacolo</i>	<i>Wall</i>	<i>/</i>	<i>Free wall</i>	<i>slip</i>	<i>/</i>	<i>Adiabatic</i>

3.5.4 Risultati delle simulazioni

Per le simulazioni con l'ostacolo sono stati scelti due casi limite di pressione: 10 bar g e 125 bar g. Inizialmente sono state fatte le simulazioni comprimibili andando ad utilizzare il *local timescale* con il gradino, come espresso nel paragrafo 3.3.

Data l'assenza di dati sperimentali e di simulazioni in letteratura, non è stato possibile attuare nessun confronto con altri lavori.

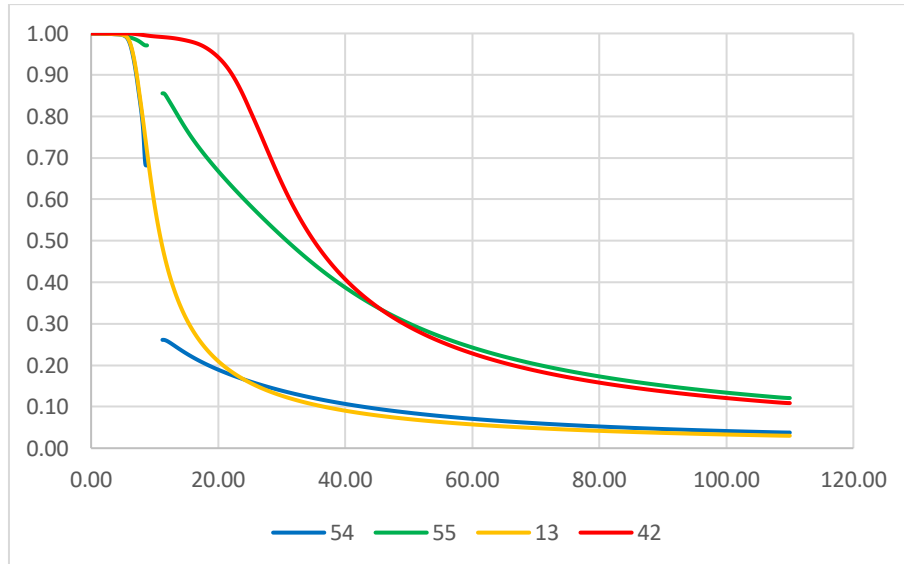


Figura 3.28_39: Confronto della frazione massica tra le simulazioni comprimibili con e senza ostacolo: in arancio la simulazione a 10 bar g senza ostacolo, in azzurro la simulazione a 10 bar g con ostacolo, in rosso la simulazione a 125 bar g senza ostacolo, in verde la simulazione a 125 bar g con ostacolo.; nell'intorno di 10 metri le curve si interrompono in corrispondenza dell'ostacolo.

In figura 3.28 sono state rappresentate le simulazioni, utilizzando un modello comprimibile.

È possibile notare come nelle vicinanze dell'ostacolo, la frazione massica, subisca un abbassamento più rapido; ciò può essere imputato alla maggior diluizione della nube indotta dai vortici che si formano a valle dell'ostacolo sferico.

La nube prodotta, in termini di LFL (4,3 % mol) e UFL (16,8 % mol), è rappresentata in figura 3.29 per il caso a 10 bar g e 3.30 per 125 bar g.

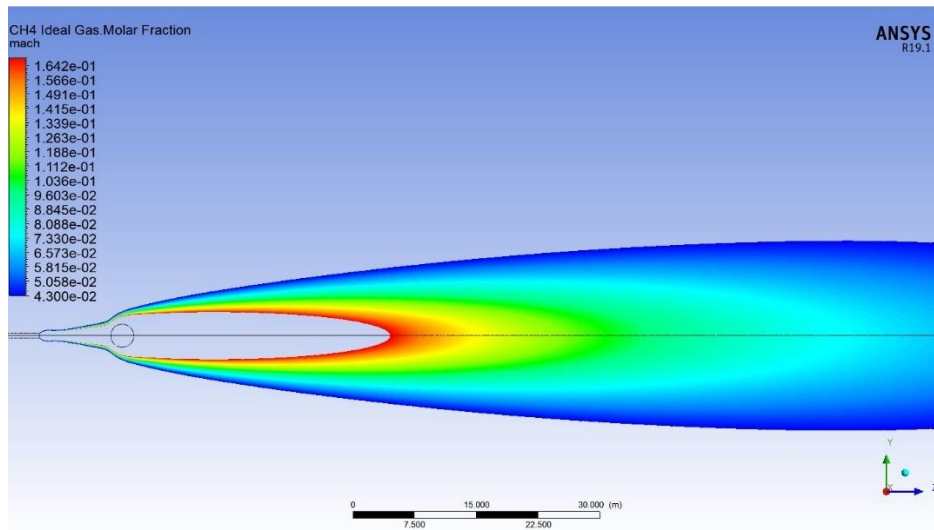


Figura 3.29_40: Nube potenzialmente infiammabile per un getto a 10 bar g con ostacolo sferico (simulazione comprimibile).

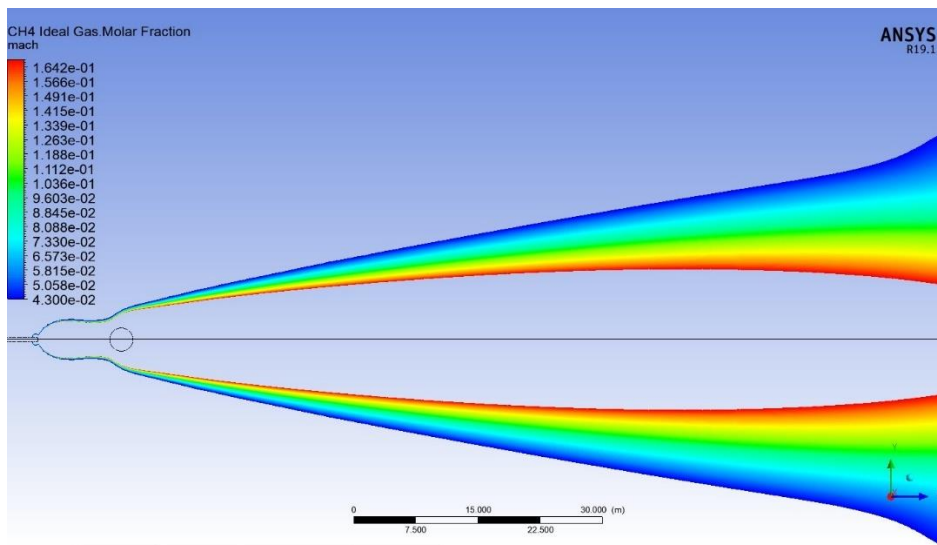


Figura 3.30_41: Nube potenzialmente infiammabile per un getto a 125 bar g con ostacolo sferico (simulazione comprimibile).

Dalle figure soprastanti si evince che si viene a creare una zona di non infiammabilità (in quanto la concentrazione è maggiore dell'UFL), che cresce al crescere della pressione. In figura 3.29 la zona di non infiammabilità ha una lunghezza di circa 30 m dopo l'ostacolo, mentre per il caso a 125 bar g questa zona supera i 100 m.

In seguito, sono state fatte le simulazioni incomprimibili con il metodo di Birch [19].

Per poter visualizzare la nube completa, si è deciso di aumentare il dominio da 120 m, inizialmente considerato da Novembre [18] a 300 m. Lo stesso è stato fatto per il caso comprimibile.

Con la prima simulazione incompressibile (10 bar g) si è ottenuto il getto in figura 3.31:

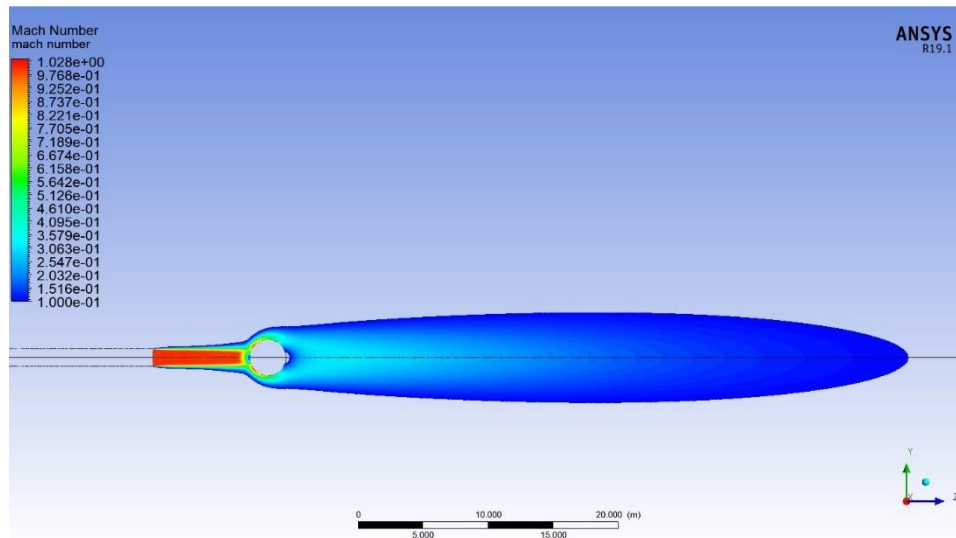


Figura 3.31_42: Getto di metano incompressibile a 10 bar g con ostacolo.

I valori di frazione massica tra il caso comprimibile ed il caso incompressibile, per $P = 10$ bar g, sono rappresentati invece in figura 3.32.

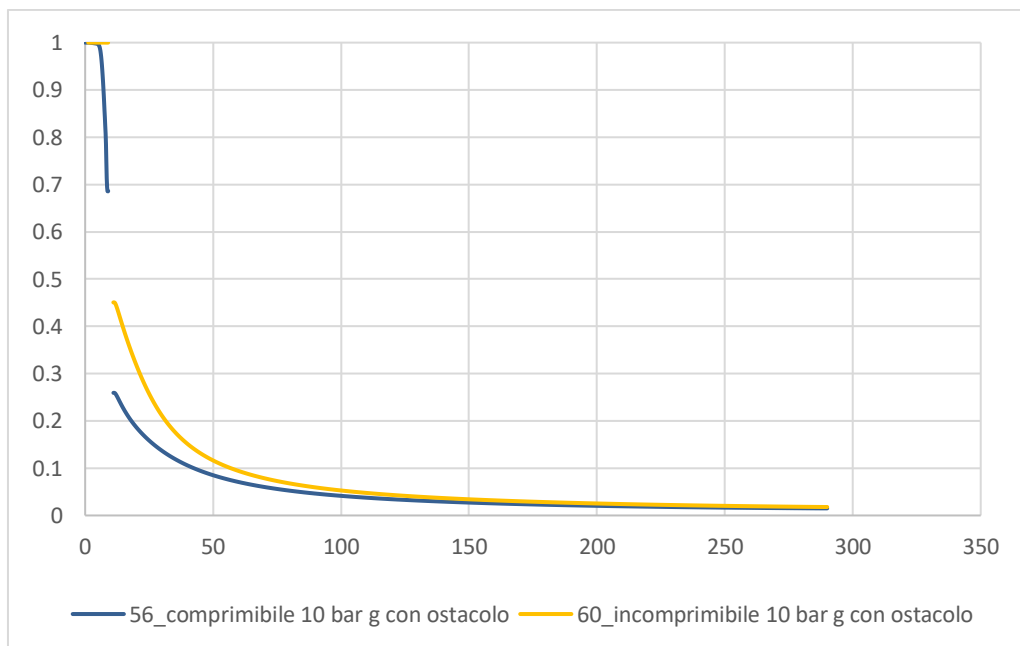


Figura 3.32_43: Differenza della frazione massica tra getto comprimibile e incompressibile del caso a 10 bar g con ostacolo.

Da sottolineare che, per via del metodo di Birch [19], l'ugello nel caso incompressibile è stato spostato, in direzione dell'ostacolo, per posizionarlo a una distanza pari alla vista del primo disco di Mach (X_{MACH}) che nel caso di 10 bar g corrisponde a 1,17 m (Tabella 3.6).

Nel momento in cui l'ostacolo si fosse trovato ad una distanza minore di X_{MACH} , non si sarebbe potuto vedere l'effetto dello stesso.

La differenza maggiore tra i due valori di frazione massica si ha subito dopo l'ostacolo. Tra la simulazione incomprimibile e quella comprimibile si ha un abbassamento della frazione massica da 0.45 a 0.26 corrispondente al 42 %.

Dopo circa 100 m i risultati sono sovrapponibili.

Confrontando i dati di figura 3.22 con i dati in figura 3.32 è possibile notare come la presenza dell'ostacolo porti a omogeneizzare il getto e quindi uniformare il valore di frazione massica tra comprimibile e incomprimibile.

Per capire meglio questo aspetto si è deciso di riportare di seguito l'andamento dell'energia cinetica turbolenta (Figura 3.33) e della velocità lungo l'asse z (Figura 3.34).

In entrambi i casi le scale sono state opportunamente tagliate per evidenziare le differenze.

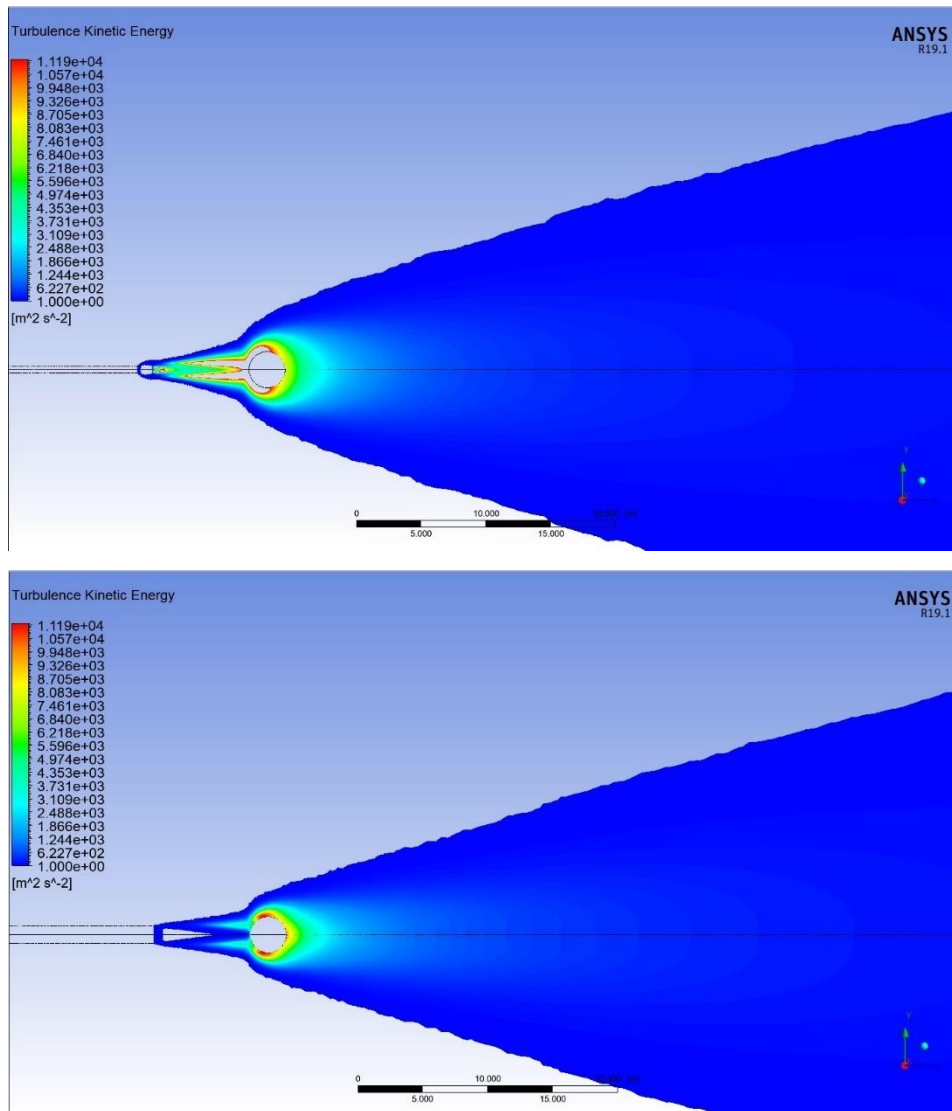


Figura 3.33_44: Energia cinetica turbolenta del getto comprimibile (in alto) e incompressibile (in basso) del caso a 10 bar g con ostacolo.

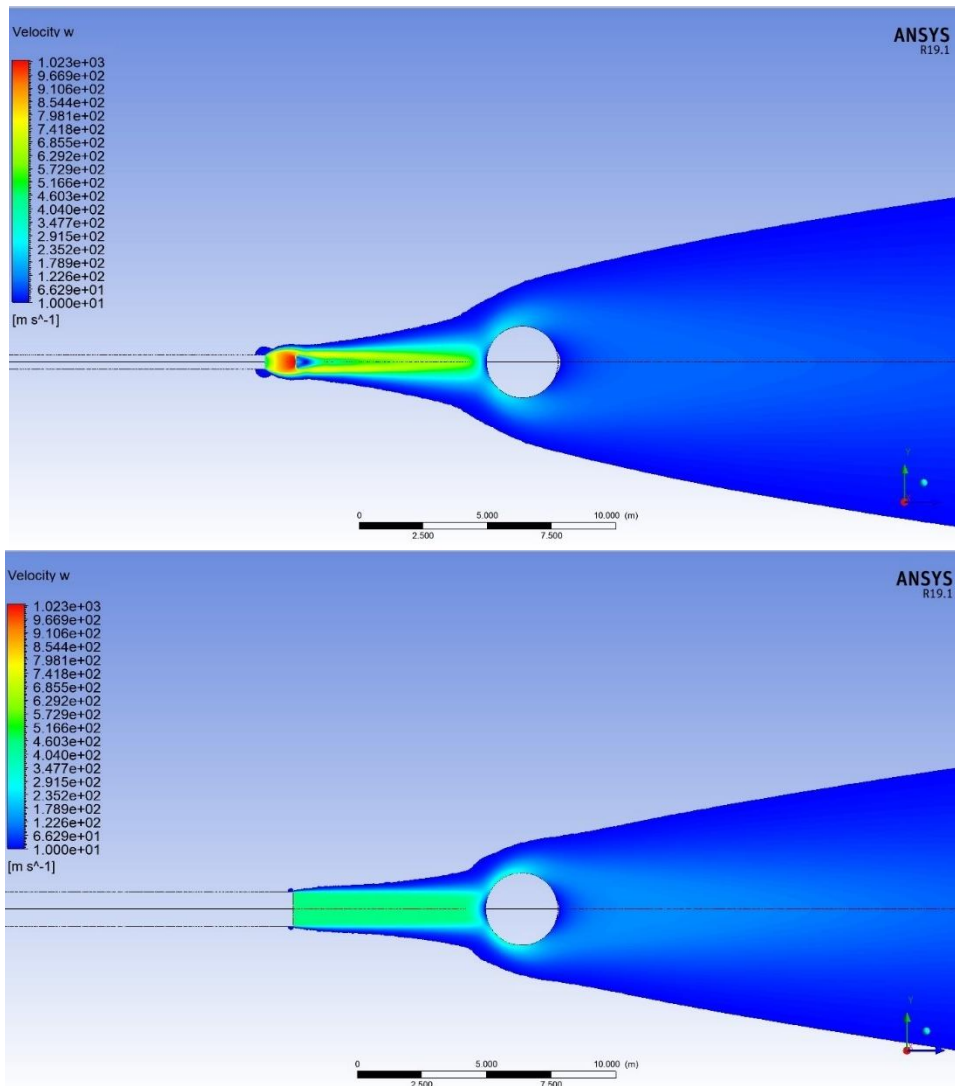


Figura 3.34_45: Velocità lungo l'asse del getto comprimibile (in alto) e incompressibile (in basso) del caso a 10 bar g con ostacolo.

È possibile notare come, dopo l'ostacolo, si ha un andamento della velocità costante.

La forma della nube potenzialmente infiammabile (Figura 3.35) è maggiore nel caso incompressibile. Ciò porta a dire che quest' ultima simulazione è conservativa rispetto a quella comprimibile.

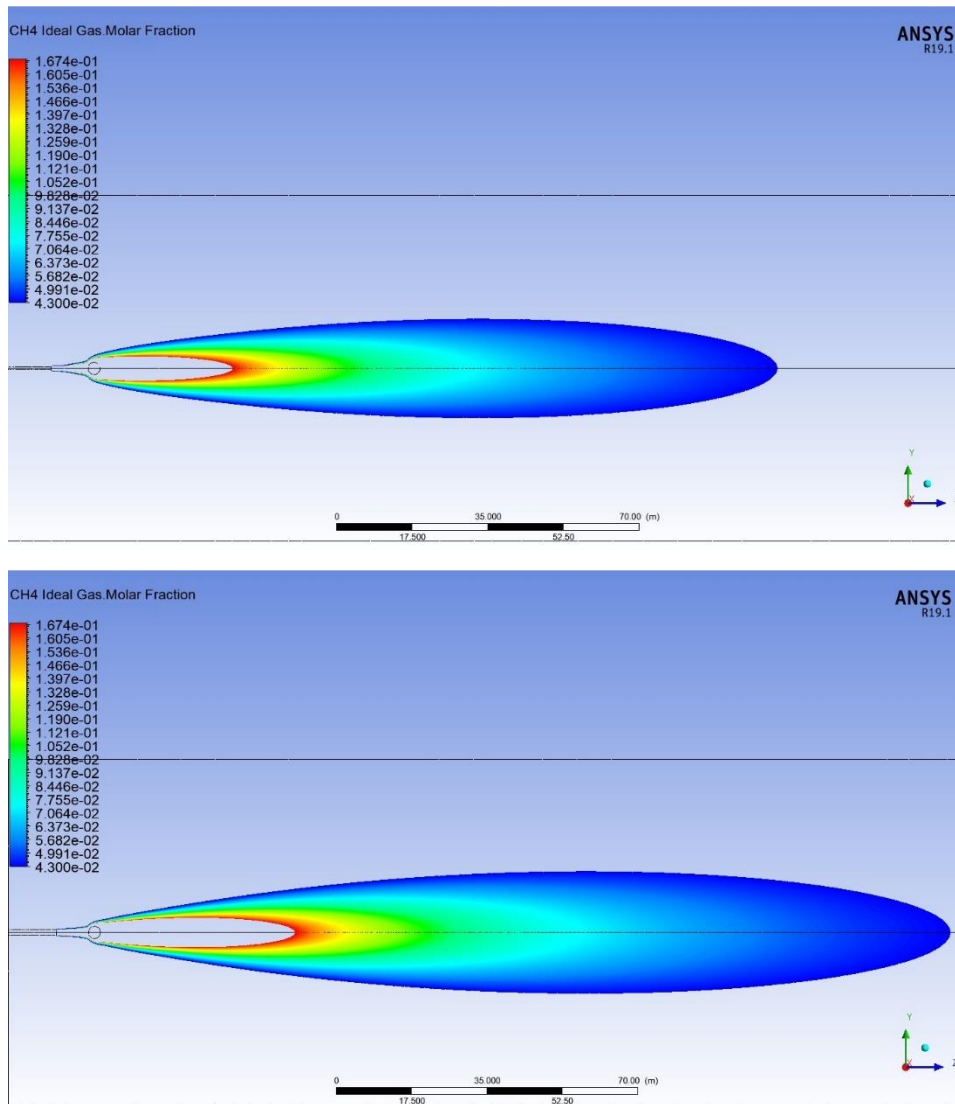


Figura 3.35_46: Forma della nube di metano potenzialmente infiammabile a 10 bar g con ostacolo sferico comprimibile (in alto) e incompressibile (in basso).

Il valore di LFL della nube comprimibile si sviluppa per 168,1 m a partire dall'ugello, mentre per la nube incompressibile arriva fino a 207,5 m dal diametro equivalente.

Capitolo

4

Conclusioni

Il lavoro appena presentato, parte dall'esigenza industriale di andare a stimare gli effetti di una nube di metano ad alta pressione e grandi diametri di rottura. La casistica è frequente, come mostrato in figura 1.9, anche se esistono pochi lavori in letteratura.

Generalmente, si sono utilizzati dei piccoli diametri di rottura, che quindi potevano essere stimati come getti incomprimibili, utilizzando ad esempio l'approccio del diametro equivalente di Birch [19].

La problematica maggiore risiedeva nel fatto che, per diametri e pressioni elevati, si rischiava di ottenere un diametro equivalente di qualche metro da posizionare a una distanza pari a quella del disco di Mach (anch'essa dell'ordine dei metri), senza avere certezza dell'affidabilità dei risultati soprattutto nel caso di interazione con ostacoli vicini.

Si è quindi proceduto partendo con simulazioni reali del rilascio, considerando quindi il gas comprimibile, per confrontare i risultati con quelli ottenuti utilizzando il diametro equivalente di Birch e trascurando la comprimibilità del gas.

Durante la prima fase è stato individuato l'articolo di Novembre et al. [18] che, presentava una casistica di un getto di metano a diverse pressioni (10, 50, 125, 250 bar g) e diametro di 0.546 m simulato con Fluent®. Sono state replicate le simulazioni con il software ANSYS CFX® del caso soprastante e si sono confrontati i risultati. Rispetto alla simulazione di Novembre oltre l'utilizzo di un software diverso, sono stati infittiti i parametri della griglia di calcolo. Questo perché negli ultimi anni sono stati fatti dei grossi passi avanti per quanto riguarda la potenza di calcolo dei software CFD potendo quindi andare ad aumentare il numero di celle e aumentare la precisione della simulazione. Per ottenere una simulazione di qualità e con una buona forma del getto è stata inserita nel *setup* un parametro denominato *local timescale*, ovvero un parametro utilizzato quando si hanno scale di velocità locali molto diverse come in questo caso.

Questo parametro, però, non può essere inserito da solo infatti è stata utilizzata una metodologia a gradino.

Si sono riscontrate alcune differenze tra le simulazioni di Novembre e quelle simulate in questo lavoro. Questo è giustificabile dal fatto che il numero di celle di Novembre era di ben 2 ordini di grandezza inferiore rispetto al numero di celle utilizzate in questa tesi.

In seguito, sono state fatte le simulazioni con metodo incomprimibile. In questo caso, le simulazioni sono meno onerose e quindi non ci sono stati dei problemi di convergenza e non è stato necessario andare ad inserire il *local timescale*.

Infine, è stato aggiunto un ostacolo sferico, il cui centro è stato posto a 10 m dall'ugello reale e sono state fatte alcune simulazioni.

I risultati più importanti osservati sono stati:

- La presenza dell'ostacolo smorza il getto di metano e i vortici che si creano a valle portano a uniformare il valore della velocità;
- Dopo una certa distanza (circa 100 m per il getto di 10 bar g) la simulazione incomprimibile è sovrapponibile alla simulazione comprimibile.

Perciò è possibile affermare che per la zona di campo vicino (*Nearfield zone*) esistono molte differenze tra i due modelli, quindi, sarebbe più opportuno utilizzare un metodo comprimibile; mentre per la zona di campo lontano (*Farfield zone*) i due modelli hanno dei risultati molto simili al limite uguali.

Bibliografia e sitografia

- [1] V. Torretta. Sicurezza e analisi di rischio di incidenti industriali. Sistemi Editoriali, 2006.
- [2] <https://it.wikipedia.org/wiki/Getto>.
- [3] F. Lopriore. Modellazione in CFD di un getto: regole di buona pratica per una simulazione affidabile. *Master's thesis*, Politecnico di Milano, 2016.
- [4] E. Franquet, S. Gibout, V. Perrier, P. Bruel. *Free underexpanded jets in a quiescent medium: A review. Progress in Aerospace Sciences*, 77:25-53, 2015.
- [5] L. Ragozzino, *Methane high pressure jets ground interaction cfd analysis for safety purpose applications, Master's thesis*, Politecnico di Milano, 2017.
- [6] C. Colombini and V. Busini. *Obstacle influence on high-pressure jets based on computational fluid dynamics simulations. Chemical Engineering Transactions*, 75, 2019.
- [7] C. Colombini and V. Busini. *High-pressure methane jet: Analysis of the jet-obstacle interaction. Proceedings of the 29th European Safety and Reliability Conference*, 2019.
- [8] A. Martani. *Vertical cylindrical tank influence on high-pressure jets: a computational fluid dynamics study. Master's thesis*, Politecnico di Milano, 2018.
- [9] C. Iannantuoni. *Single obstacles influence on high-pressure jets: a CFD based analysis. Master's thesis*, Politecnico di Milano, 2019.
- [10] L. Carlini. *Influenza del terreno su getti ad alta pressione. Master's thesis*, Politecnico di Milano, 2019.
- [11] C. Colombini, L. Carlini, R. Rota and V. Busini. *Ground Interaction on High-Pressure Jets: Effect on Different Substances, Chemical Engineering Transactions*, 82, 2020.
- [12] C. Colombini, A. Martani, R. Rota and V. Busini. *Ground influence on high-pressure methane jets: practical tools for risk assessment, Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 67, 2020.
- [13] C. Rupolo. *Modellizzazione CFD per lo studio di rilasci di gas compresso in piattaforme Oil & Gas offshore. Master's thesis*, Politecnico di Torino, 2018.
- [14] H.B.Awbi, *Ventilation of Buildings* (II ed.), London: Spon Press 2003.
- [15] K.Abdol-Hamid, R. Wilmoth, *Multiscale turbulence effects in underexpanded supersonic jets, AIAA J.* 27, 315-322, 1989.

- [16] R. Rota, G. Nano. *Introduzione alla affidabilità e sicurezza nell'industria di processo*. Pitagora Editrice Bologna, 2007.
- [17] R. Rota. Dispense del corso di Modellazione delle conseguenze di incidenti industriali.
- [18] N. Novembre, F. Podenzani, E. Colombo, *Numerical study for accidental gas releases from high pressure pipelines, European Conference on Computational Fluid Dynamics*, 2006.
- [19] A.D. Birch, D.R. Brown, M.G. Dodson and F. Swaffield. *The structure and concentration decay of high pressure jets of natural gas. Combustion Science and Technology*, 36(5-6):249-261, 1984.
- [20] B.C.R. Ewan and K. Moodie. *Structure and velocity measurements in underexpanded jets. Combustion Science and Technology*, 45(5-6):275-288, 1986.
- [21] A. D. Birch, D. J. Hughes, and F. Swaeld. *Velocity decay of high pressure jets. Combustion Science and Technology*, 52, 1987.
- [22] Ivar Øyvind Sand, Karl Sjøen, and Jan Roar Bakke. Modelling of release of gas from high pressure pipelines. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 23(9):953-983, 1996.
- [23] Kenneth Harstad and Josette Bellan. *Global analysis and parametric dependencies for potential unintended hydrogen-fuel releases. Combustion and Flame*, 144(1-2):89 - 102, 2006.
- [24] A. Carpignano, T. Corti, A.C. Ugenti, and R. Gerboni, *Modelling of a supersonic accidental release in oil and gas offshore: characterisation of a source box*, GEAM: Geoingegneria Ambientale e Mineraria, Vol. 152 No. 3, pp. 58-64, 2017.
- [25] M.J. Stephens, K. Leewis, D.K Moore, *A model for sizing high consequence areas associated with natural gas pipelines. Proc. 4th International Pipeline Conference*, 2002.
- [26] M Siddiqui, S Jayanti, and T Swaminathan. *Cfd analysis of dense gas dispersion in indoor environment for risk assessment and risk mitigation. Journal of hazardous materials*, 209:177-185, 2012.
- [27] https://en.wikipedia.org/wiki/Computational_fluid_dynamics
- [28] B. E. Launder and D. B. Spalding. *Lectures in Mathematical Models of Turbulence*. Ed. by Academic Press, 1972.

- [29] T.H. Shih, W.W. Liou, A. Shabbir, Z. Yang and J. Zhu. *A new $k-\epsilon$ eddy viscosity model for high number of turbulent flows*. *Computer & Fluids*, 24(3):227-238, 1995.
- [30] D.C. Wilcox. *Companion software: turbulence modeling for cfd*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, DCW Industries, La Canada, CA, 2006.
- [31] Florian R. Menter. *Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications*. *AIAA journal*, 32(8):1598-1605, 1994.
- [32] https://en.wikipedia.org/wiki/Finite_volume_method
- [33] James R. Stewart. *CFD modelling of underexpanded hydrogen jets exiting rectangular shaped openings*. *Process Safety and Environmental Protection*, 139: 283-293, 2020.
- [34] Ansys CFX. *Ansys CFX-Solver Modeling Guide 2021 R2*. ANSYS, Canonsburg, PA, 2021.
- [35] R. Mauri. *Fenomeni di Trasporto*. Pisa University Press, 2014.
- [36] A. Hourri, B. Angers, P. Bénard. *Surface effects on flammable extent of hydrogen and methane jets*. *International journal of hydrogen energy*, 34(3):1569–1577, 2009.
- [37] P. Bénard, A. Hourri, B. Angers, A. Tchouvelev. *Adjacent surface effect on the flammable cloud of hydrogen and methane jets: Numerical investigation and engineering correlations*. *International Journal of Hydrogen Energy*, 41(41):18654–18662, 2016.
- [38] CF Sposato. *The effects of obstacle geometry on jet mixing in releases of silane*. *Master's thesis*, Texas A&M University, 2000.
- [39] A. Hourri, B. Angers, P. Bénard, A. Tchouvelev, V. Agranat. *Numerical investigation of the flammable extent of semi-confined hydrogen and methane jets*. *international journal of hydrogen energy*, 36(3):2567–2572, 2011.
- [40] B. Angers, A. Hourri, P. Bénard, A. Tchouvelev. *Numerical investigation of a vertical surface on the flammable extent of hydrogen and methane vertical jets*. *International Journal of Hydrogen Energy*, 36(3):2567–2572, 2011.
- [41] M Pontiggia, V Busini, M Ronzoni, G Ugucconi, and R Rota. *Effect of large obstacles on high momentum jets dispersion*. *Chemical Engineering Transactions*, pages 523–528, 2014.
- [42] Process Release Frequencies, *Risk Assessment Data Directory*. International Association of Oil & Gas Producers. Report 434-01, 2019.
- [43] J. Casal. *Evaluation of the effects and consequences of major accidents in industrial*

- plants*. Elsevier, 2017.
- [44] E. Carminati, A. Parisi. *High-pressure jet impinging a spherical tank: Cfd analysis of an industrial case study. Master's thesis*, Politecnico di Milano, 2019.