

LA COMBUSTIONE DI MISCELE STRATIFICATE MEDIANTE TECNICHE CFD

F. Orlando¹, F. S. Marra², E. Salzano^{2,*}, G. Russo¹

¹Dipartimento di Ingegneria Chimica, Università “Federico II”, P.le Tecchio 80, 80125 Napoli, Italia.

²CNR, Istituto Ricerche sulla Combustione, Via Diocleziano 328, 80124 Napoli, Italia.

e-mail: salzano@irc.na.cnr.it

SOMMARIO

Il rilascio accidentale di combustibile in ambiente confinato o parzialmente confinato conduce generalmente alla formazione di nubi infiammabili stratificate. D'altra parte, l'esplosione anche solo di piccole quantità che stratificano di combustibile può produrre sovrappressioni sufficienti a determinare danni significativi in edifici di civile abitazione o apparecchiature atmosferiche. Ciò nonostante, pochissime indicazioni sono presenti in letteratura per la predizione e la mitigazione degli effetti di queste esplosioni, e in particolare per il dimensionamento delle apparecchiature di sfiato, principalmente perché l'intero fenomeno della combustione di miscele infiammabili stratificate è ancora poco conosciuto.

In questo lavoro, è stato adottato un codice CFD per simulare l'esplosione di miscele di metano in aria stratificate in apparecchiature di diverso volume, al fine di calcolare la dipendenza del valore massimo di pressione e della velocità di aumento della pressione (i.e. la legge cubica dei gas) dal grado di stratificazione della miscela nel volume considerato. Un'analisi teorica dei risultati ha permesso la determinazione di una correlazione per la classica costante dei gas (K_G) rispetto al grado di stratificazione, visto il suo diffuso utilizzo per il dimensionamento dei sistemi di sfiato.

1. INTRODUZIONE

I margini di sicurezza che valgono quando si manipolano gas o vapori infiammabili in sistemi confinati o parzialmente confinati, come edifici industriali o civili e apparecchiature atmosferiche, sono molto stretti: la pressione interna massima (P_{red} , pressione ridotta) prodotta da un'esplosione non deve raggiungere valori superiori a pochi decimi di bar (generalmente 0.1 – 0.2 barg) per evitare il collasso delle strutture coinvolte. Di conseguenza, tra i dispositivi di prevenzione sono previsti dispositivi quali allarmi e blocchi di sicurezza che riducono la quantità di combustibile disponibile per la combustione e con ciò la violenza dell'eventuale esplosione. Tuttavia, dato il grande divario tra la sovrappressione generabile da una miscela infiammabile omogenea (per gli idrocarburi intorno ai 6-7 bar) e la pressione sopportabile dalle strutture, persino piccole quantità di combustibile rilasciate possono dar luogo a sovrappressioni pericolose: esse formano in genere nubi stratificate dove parte del combustibile può avere concentrazione interna ai limiti di infiammabilità. E' quindi necessario considerare, oltre ai sistemi di prevenzione, anche sistemi mitigativi come quelli di sfiato (vent) che consentano di limitare la sovrappressione generata dalla combustione di gas infiammabili stratificati. Nonostante l'importanza di tale argomento, non esistono in letteratura linee guida universalmente accettate per il dimensionamento dei sistemi di sfiato specifiche per il caso della esplosione queste miscele, ma solo poche indicazioni, riassunte nel seguito.

Bartknecht [1] fornisce dati sperimentali sulla pressione ridotta P_{red} rispetto al grado riempimento F , da cui risulta un rapporto quasi lineare tra F e P_{red} : maggiore è il grado di riempimento F , più alto sarà il valore di P_{red} per qualsiasi pressione di apertura dello sfiato P_{stat} . Nello stesso riferimento sono fornite indicazioni per il dimensionamento dello sfiato di volumi riempiti con miscele di metano e propano in aria, attraverso l'utilizzo di opportuni nomogrammi parametrizzati rispetto al valore dell'indice di deflagrazione K_G , caratteristico del gas in esame, definito dalla legge cubica:

$$\left(\frac{dP}{dt} \right)_{\max} V^{1/3} = K_G \quad (1)$$

dove V è il volume del sistema in analisi. L'Eq. (1) individua la proporzionalità della massima velocità di aumento della pressione in un sistema chiuso con la dimensione caratteristica del volume in cui avviene l'esplosione e consente di scalare ai volumi reali i dati misurati in laboratorio in volumi di piccole dimensioni. I nomogrammi riportati in [1] sono riportati anche nelle linee guida NFPA 68 [2]. Inoltre per gas diversi da propano e metano, la stessa NFPA 68 [2] fornisce una semplice relazione per l'utilizzo degli stessi nomogrammi a partire da nuovi valori di K_G definiti attraverso la relazione:

$$K_{G,1} = K_{G,2} \left[\left(\frac{S_{u,2}}{S_{u,1}} \right) \left(\frac{P_{max,2}}{P_{max,1}} \right) \right] \quad (2)$$

dove S_u e P_{max} sono rispettivamente la velocità laminare di fiamma e la pressione adiabatica massima di combustione, il pedice 1 riferisce al gas di cui si vuole determinare il K_G noto lo stesso valore per il gas indicato col pedice 2. Tuttavia i valori di S_u dipendono fortemente dal rapporto equivalente locale ϕ mentre la velocità di propagazione del fronte varia anche al variare della stratificazione [5]. Secondo la (2), K_G dipende solo dal valore di massima pressione raggiunta adiabaticamente nel sistema ($P_{max} = f(\phi)$). E' necessario anche considerare che, quando la quantità di combustibile rilasciata è bassa, essa riempie soltanto parzialmente il volume considerato. Ipotizzare che il combustibile si distribuisca in modo omogeneo nell'intero volume corrisponde ad una situazione molto improbabile nella realtà, a meno che il peso molecolare del combustibile sia prossimo a quello dell'aria o siano presenti particolari sistemi di ventilazione che provocano l'immediata miscelazione del combustibile. Inoltre, l'applicazione delle correlazioni per il dimensionamento degli sfiati, citate sopra, possono risultare inutili per concentrazioni prossime o esterne al limite inferiore di infiammabilità (si ottengono valori molto bassi o nulli di K_G ed S_u). D'altra parte, il presupposto che l'intero volume sia completamente riempito da una concentrazione stechiometrica omogenea di combustibile, porta sicuramente ad una forte sovrastima delle pressioni massime, aumentando in tal caso la complessità del sistema e i costi delle apparecchiature.

In conclusione, si è di fronte ad una semplificazione eccessiva che non porta a risultati confrontabili con i dati sperimentali ottenuti per miscele stratificate. Le stesse difficoltà si presentano per parecchie altre correlazioni di dimensionamento dello sfiato basate sulla velocità laminare di fiamma e su parametri locali (si veda [4], per una discussione estesa sulle correlazioni per il dimensionamento dei sistemi di sfiato).

Una rappresentazione ideale più significativa consiste nell'ipotizzare che tutto l'ammontare della sostanza infiammabile rilasciata accidentalmente, formi un unico strato stechiometrico omogeneo di combustibile in aria, riempiendo chiaramente solo parte del volume disponibile. Questa schematizzazione è stata adoperata già da Tamanini [3] per sviluppare un modello a parametri concentrati, utile allorché sia possibile tarare alcuni parametri sulla base di prove sperimentali. Tale schematizzazione potrebbe essere significativa se rappresentasse le condizioni peggiori di massima sovrappressione e massima velocità di aumento della pressione. Tuttavia non esistono evidenze sperimentali in grado di suffragare questa ipotesi, specialmente quando si considera la dinamica dell'aumento di pressione in accoppiamento con l'azione dei dispositivi di sfiato.

Per questi motivi, un codice di fluidodinamica numerica (CFD) con un modello di combustione specificamente sviluppato per la simulazione della propagazione della fiamma in miscele stratificate, è utilizzato per investigare l'esplosione di miscele stratificate.

In questo lavoro, in particolare, è proposta un'analisi sulla violenza effettiva delle deflagrazioni $(dP/dt)_{max}$ di miscele stratificate di metano-aria. I risultati delle simulazioni sono adoperati per valutare i corrispondenti valori di K_G e per correlare tali valori, mediante analisi teoriche ed empiriche, alla posizione dell'ignizione e al rapporto m tra lo spessore dello strato infiammabile h e l'altezza totale della camera di combustione H .

Questo lavoro si prefigge di estendere le correlazioni adoperate per dimensionare le apparecchiature di sfiato in sistemi riempiti completamente dalla miscela infiammabile al caso di sistemi riempiti solo parzialmente (miscele stratificate). Vengono infatti derivate, almeno per il sistema specifico esaminato, semplici relazioni che definiscono la reattività della miscela stratificata (K_G) ed i parametri termodinamici (P_{max}) da utilizzare come parametri di ingresso nei nomogrammi riportati in [2].

2. L'ESPLOSIONE DI MISCELE STRATIFICATE

La propagazione di fiamma in miscele non omogenee o in configurazioni a doppio strato composte da combustibile-aria e aria pura (denominate solitamente "*partial volume deflagration*"), presenta meccanismi molto complessi. A partire da un primo studio effettuato da Phillips nel 1965 [5], le osservazioni sperimentali dimostrano che la combustione delle miscele stratificate è caratterizzata dalla coesistenza di tre tipi di combustione. Una fiamma premiscelata viaggia attraverso lo strato della miscela combustibile-aria inizialmente entro i limiti superiori (UFL) ed inferiori di infiammabilità (LFL). Questa fiamma è seguita da una modalità di combustione diffusiva, in corrispondenza della linea stechiometrica, fra l'eccesso di combustibile nello strato ricco e l'eccesso di aria nello strato povero. Infine, se è inizialmente presente uno strato ricco, si stabilisce una modalità di combustione convettiva, ad una determinata distanza dietro il fronte, dovuta al mescolamento con l'aria del combustibile per effetto dei moti convettivi generati dai prodotti caldi

di combustione. L'intera struttura della fiamma si estende su una dimensione paragonabile allo spessore dello strato infiammabile.

La velocità della fiamma, osservata sperimentalmente, è costante solo quando lo strato infiammabile ha uno spessore h molto più piccolo dell'altezza H della camera di combustione. Per strati infiammabili di dimensioni maggiori, la fiamma accelera fortemente. Per qualunque valore del rapporto $m = H/h$, la velocità della fiamma è sempre più grande della velocità laminare di fiamma della miscela stechiometrica, anche in ambienti completamente aperti. Ciò si spiega con l'aumento della superficie del fronte dovuto ad effetti puramente fluidodinamici indotti dall'espansione dei gas combusti. D'altra parte, la velocità della fiamma valutata riguardo ai gas incombusti che entrano nel fronte di reazione è ancora uguale alla velocità laminare di fiamma [6-9].

3. IL MODELLO

E' stato sviluppato un modello di combustione per la simulazione dell'esplosione di uno strato di miscela infiammabile. Il modello è stato quindi implementato in un codice commerciale CFD.

Sono risolte le equazioni di Navier-Stokes per miscele reattive a più componenti utilizzando l'approccio dei volumi di controllo [10]. Gli schemi upwind sono usati per rappresentare i termini convettivi e quelli centrali per i termini diffusivi. La discretizzazione nel tempo è effettuata mediante lo schema di Eulero esplicito. Il risultante sistema di equazioni algebriche non lineari è risolto con l'algoritmo SIMPLEC [11]. Queste procedure numeriche sono fornite nel software di simulazione CFD-ACE+ [12], che è stato adottato per tutti i calcoli effettuati. Un modello specifico è stato invece sviluppato per la descrizione dei termini sorgente che descrivono la combustione dello strato infiammabile, ed implementato per mezzo di *user subroutines*.

Nei casi di interesse, ossia in domini che rappresentano apparecchiature o siti industriali, lo spessore di fiamma laminare è enormemente più piccolo della dimensione caratteristica del dominio. Al fine di contenere l'onere computazionale, è necessario adottare una discretizzazione del dominio con celle che avranno dimensione caratteristica Δx molto maggiore dello spessore δ della fiamma premiscelata. Si è scelto quindi di limitare la descrizione esatta del flusso alla dimensione caratteristica del flusso determinata dallo spessore dello strato infiammabile, ossia di utilizzare una griglia sufficiente a risolvere lo spessore h dello strato infiammabile, rinunciando a risolvere la struttura interna del fronte di fiamma premiscelato. Ciò impone la definizione di un modello di sottogriglia per la valutazione dei termini sorgente. Esso è determinato mediante un processo di ricostruzione nella cella della posizione della fiamma a partire dai valori medi delle variabili di stato computate dal codice CFD, senza la necessità di introdurre equazioni di bilancio supplementari, come avviene per esempio nei metodi che inseguono la posizione del fronte di fiamma (G-equation)[12]. L'intensità del termine sorgente che esprime il tasso di combustione in una cella è calcolata in funzione della concentrazione locale di combustibile. Maggiori dettagli sono riportati in [13]. Oltre al vantaggio di descrivere la propagazione della fiamma in miscele stratificate all'interno di domini di grandi dimensioni, il metodo proposto è facilmente implementabile in codici CFD già esistenti.

Il metodo è stato validato rispetto al set di dati sperimentali ottenuti da Feng et al. [6], su un apparecchiatura il cui schema è riportato in Figura 1. Essa è costituita da una camera aperta ad entrambe le estremità, in cui è presente uno strato di miscela metano-aria stechiometrico omogeneo su uno strato di aria pura. I risultati ottenuti dalle simulazioni, in termini della posizione della fiamma nel tempo sono confrontati con quelli sperimentali in Figura 2.

L'accordo ottenuto al variare del grado di stratificazione, espresso in termini del parametro m (fra i valori di 1, di 2 e di 22) e della risoluzione di griglia (4 o 8 celle, lungo y per descrivere lo strato infiammabile) è soddisfacente. È opportuno notare che il modello non include nessuna costante, per cui alcun tuning è stato effettuato per ottenere l'accordo coi dati sperimentali.

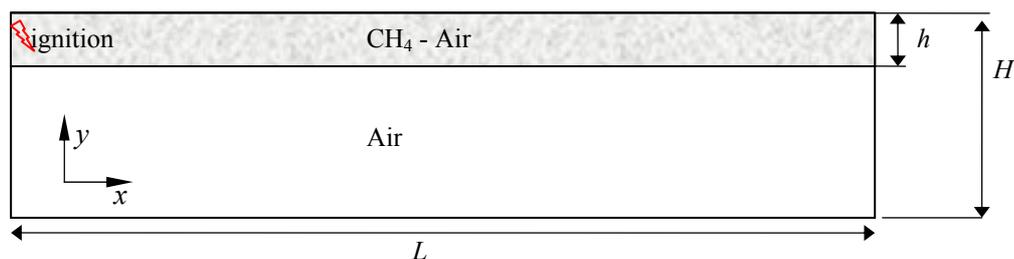


Figura 1. Schema della configurazione adoperata. L , H e h possono essere variati.

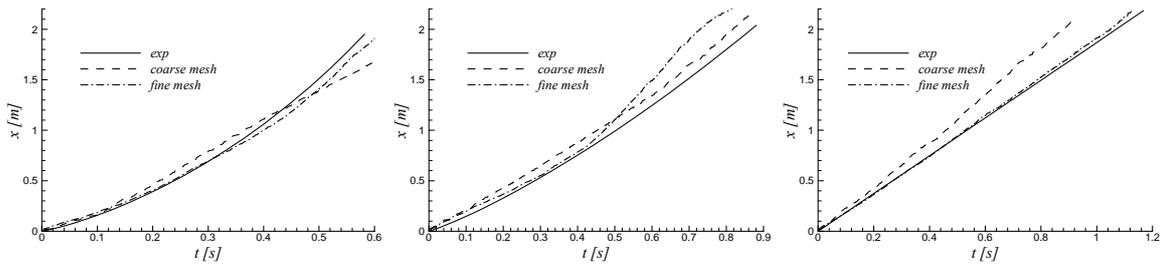


Figura 2. Confronto tra i dati sperimentali e quelli calcolati sulla posizione della fiamma in funzione del tempo nella configurazione utilizzata da Feng et al. [6]; da sinistra a destra per $m = 1, 2,$ e 22 .

4. RISULTATI

Una configurazione simile alla configurazione sperimentale di Feng et al. [6], è stata adoperata per studiare la dinamica dell'esplosione in un ambiente confinato. La geometria è simile a quella proposta in Figura 1, ma ha le sezioni di ingresso ed uscita chiuse. L'altezza dello strato infiammabile h è stata mantenuta costante ($h = 0.0339$ m), mentre l'altezza totale della camera è stata variata per ottenere differenti valori del rapporto di riempimento $m = H/h$. Sono stati analizzati i valori di m 2, 5, 11 e 22. Sono state inoltre considerate due lunghezze della camera: $L_1 = 2.13$ m e $L_2 = 1.06$ m. Al variare di m e di L sono stati quindi ottenuti diversi valori del volume totale della camera di combustione V . Inoltre è stata variata anche la posizione dell'ignizione (centrale o laterale rispetto alla lunghezza della camera di combustione).

La propagazione della fiamma è stata simulata assumendo valida l'ipotesi di bidimensionalità. Questa semplificazione è giustificata soltanto se la terza dimensione della camera è piccola rispetto alla lunghezza totale. In tal caso, una inesattezza è compiuta trascurando la forma semi-sferica iniziale della fiamma, e calcolando direttamente una fiamma bidimensionale. Il dominio è stato descritto con una griglia non uniforme. Le dimensioni delle celle nello strato infiammabile sono $\Delta x = 0,01065$ m e $\Delta y = 0,00847$ m (100 o 200 celle lungo x e 4 celle lungo y per lo strato infiammabile). Il numero totale di celle varia da 400 per $m = 1$ e lunghezza della camera L_2 a 12800 celle per $m = 22$ e lunghezza della camera L_1 . È stato anche incluso l'effetto dello scambio termico con l'esterno sulla parete superiore della camera, assegnando una conducibilità alla parete di $15 \text{ W/m}^2 \text{ K}$.

In Figura 3 sono riportati i campi di temperatura, di concentrazione di metano e di velocità ottenuti dalla simulazione del caso $m = 22$ e $L = L_1$ quando la fiamma ha raggiunto circa i $4/5$ della lunghezza totale della camera. I gas combustibili mescolandosi con lo strato di aria sottostante, determinano il formarsi di moti convettivi a valle della fiamma, chiaramente visibili nell'ultima parte della figura. Dall'analisi del campo di concentrazione, risulta che non tutto il metano viene combusto dal fronte di fiamma, a causa della sua diluizione nell'aria oltre il limite inferiore di infiammabilità. Inoltre, è chiaramente visibile l'aumento della dimensione del fronte di fiamma che diventa circa 2.5 volte l'altezza iniziale dello strato infiammabile.

In Figura 4 sono riportati gli andamenti della pressione nel tempo per tutte le prove effettuate. Nei casi con ignizione centrale, riportati a sinistra, l'aumento di pressione avviene più velocemente di quelli relativi ai casi con ignizione laterale, riportati a destra, in quanto si stabilisce un doppio fronte di fiamma. Appare evidente l'abbassamento del valore di pressione massima all'aumentare del parametro m . I valori di pressione massima raggiunti a parità di m sono molto simili. Le differenze sono da attribuirsi alla diversa entità dello scambio termico con l'esterno che avviene sulla parete superiore a causa del diverso mescolamento con l'aria e dei differenti tempi di contatto dei gas caldi con la parete superiore.

Infine, in Figura 5 sono riportate le curve dei valori di dP/dt nel tempo corrispondenti alle curve riportate in Figura 4. Ancora si conferma la diminuzione della violenza dell'esplosione al crescere di m .

Le Tabelle 1 e 2 ricapitolano i dati più importanti ottenuti dalle simulazioni, rispettivamente per ignizione laterale e centrale. Il volume V è stato calcolato considerando unitario lo spessore della camera di combustione.

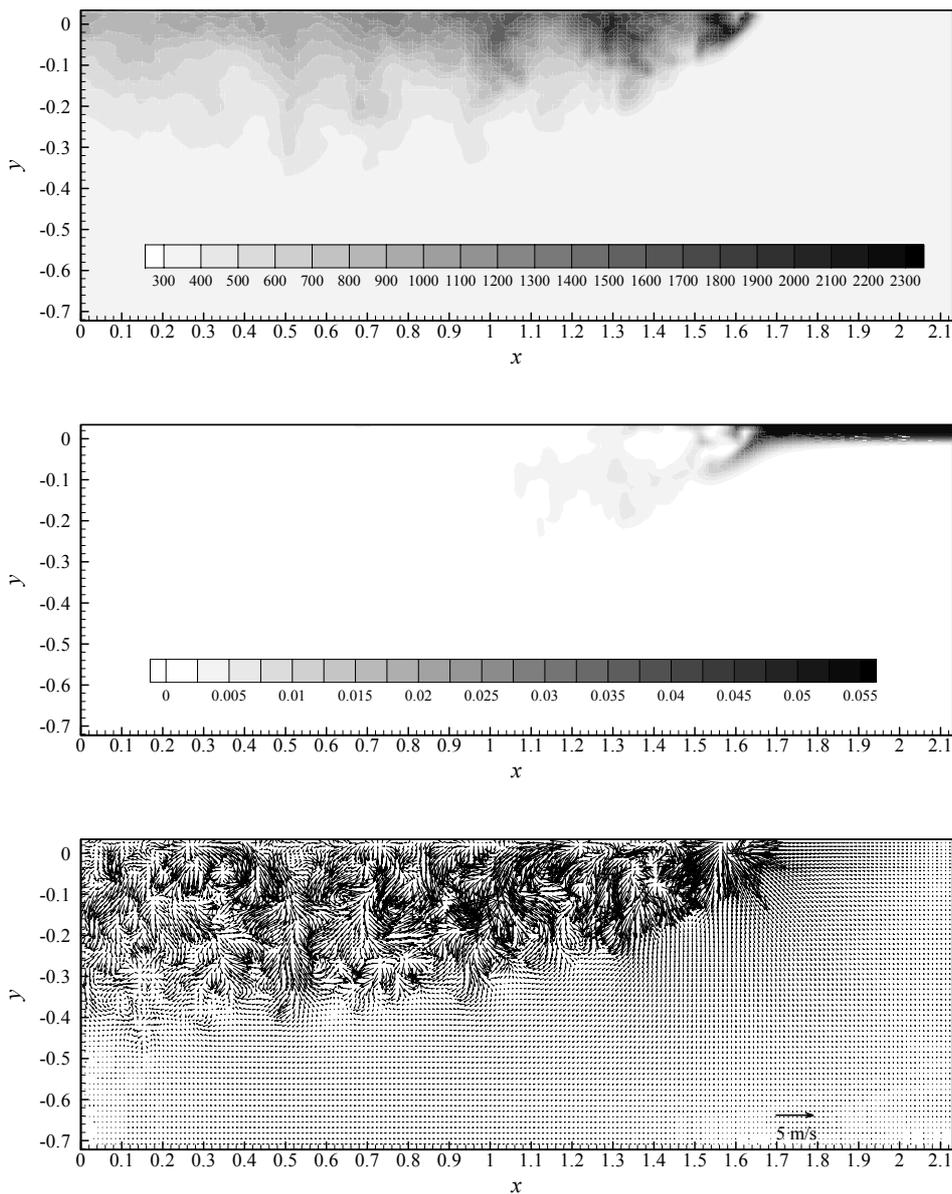


Figura 3. Dall'alto verso il basso, temperature [K], frazioni di massa di metano e velocità [m s^{-1}] dopo 0.67 s dall'istante dell'ignizione ad una estremità della camera per il caso $m = 22$ e $L = 2.13$.

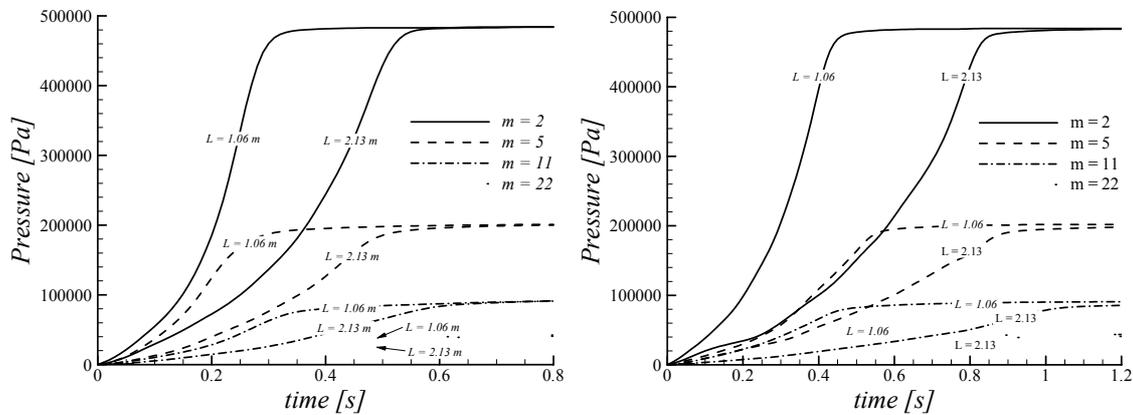


Figura 4. Curve di sovrappressione nel tempo per la propagazione di fiamma in tutti i sistemi simulati: a sinistra con ignizione centrale, a destra con ignizione laterale.

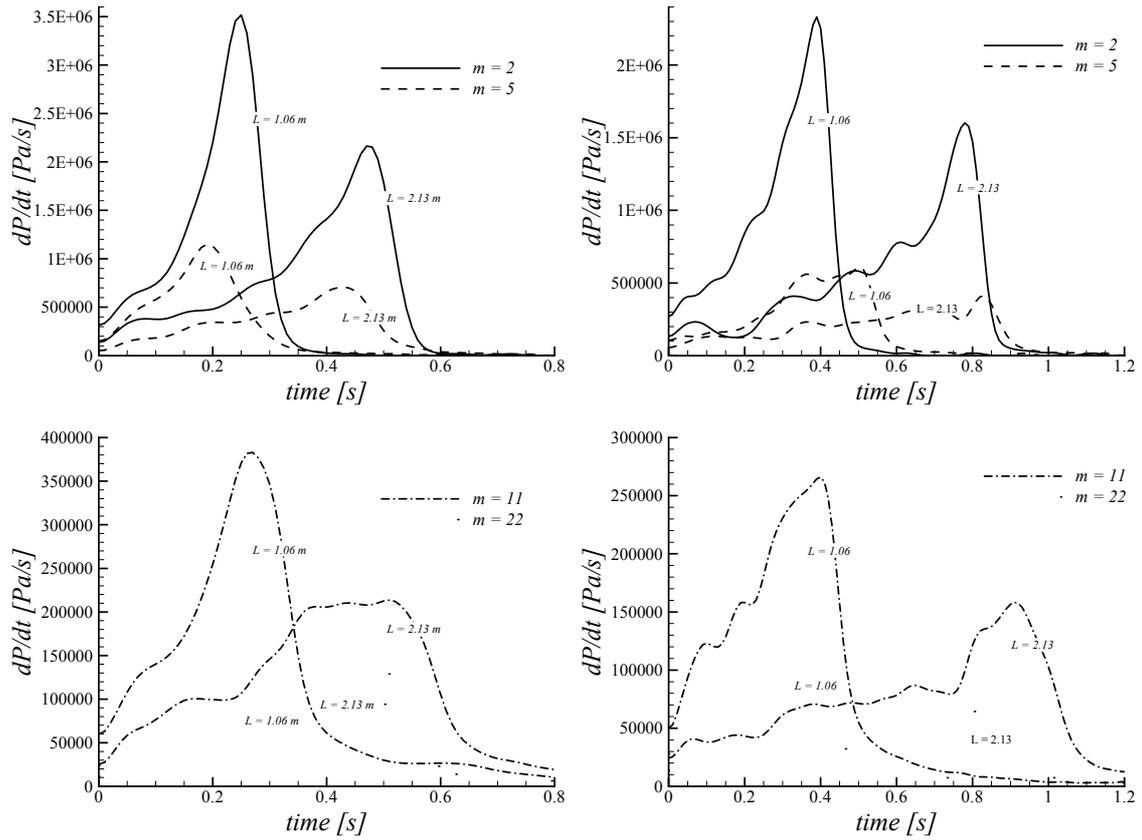


Figura 5. Velocità di aumento di pressione per $m = 2, 5, 11$ e 22 nel caso di ignizione centrale (a destra) e di ignizione laterale (a sinistra).

Tabella 1: Risultati ottenuti mediante CFD nella camera con ignizione centrale. Le colonne L_1 e L_2 si riferiscono rispettivamente alla lunghezza della camera di 2.13 m e 1.06 m.

m	V, m^3		$P_{max} bar$		$(dP/dt)_{max} bar s^{-1}$	
	L_1	L_2	L_1	L_2	L_1	L_2
2	1.44E-01	7.19E-02	5.84	5.85	21.60	35.20
5	3.61E-01	1.80E-01	2.99	3.03	7.08	11.5
11	7.94E-01	3.95E-01	1.87	1.92	2.13	3.82
22	1.59E+00	7.91E-01	1.42	1.45	1.26	2.01

Tabella 2: Risultati ottenuti mediante CFD nella camera con ignizione laterale. Le colonne L_1 e L_2 si riferiscono rispettivamente alla lunghezza della camera di 2.13 m e 1.06 m.

m	V, m^3		$P_{max} bar$		$(dP/dt)_{max} bar s^{-1}$	
	L_1	L_2	L_1	L_2	L_1	L_2
2	1.44E-01	7.19E-02	4.83	4.84	16.00	23.30
5	3.61E-01	1.80E-01	1.98	2.02	4.11	6.08
11	7.94E-01	3.95E-01	0.86	0.91	1.58	2.66
22	1.59E+00	7.91E-01	0.41	0.44	0.65	1.28

5. DISCUSSIONE

Dalle Tabelle 1 e 2 risulta chiaro che la velocità di aumento della pressione dipende fortemente dal parametro m , che descrive il grado di stratificazione della miscela infiammabile. Inoltre, la velocità dell'esplosione aumenta nel caso di ignizione centrale rispetto al caso di ignizione laterale, ma non raddoppia, determinando così valori di $(dP/dt)_{max}$ non deducibili direttamente da quelli per $L = L_1$. Noto il volume della camera V , il valore di K_G può essere facilmente valutato attraverso l'Eq. (1), sia per ignizione

centrale che laterale. I corrispondenti valori sono riportati nelle colonne dalla 2 alla 4 di Tabella 3. Sebbene i valori di $(dP/dt)_{max}$ mostrano una forte dipendenza dal parametro m , una variazione della lunghezza della camera L (cioè del volume V) si riflette approssimativamente in un valore poco variabile di K_G . Inoltre, al crescere del volume, anche i valori di K_G aumentano, in accordo con le evidenze sperimentali per il caso di miscele omogenee in volumi confinati. Questi risultati indicando una sostanziale validità della legge cubica anche nel caso di miscele stratificate. K_G risulta invece dipendente dalla posizione dell'ignizione.

Per confermare queste indicazioni, in mancanza della disponibilità di prove sperimentali, è stata condotta anche una analisi teorica, seguendo l'approccio proposto da Lewis e Von Elbe [14] e recentemente anche da Dahoe [16] per la stima della velocità di aumento della pressione in sistemi chiusi.

Qualunque sia la configurazione della nube infiammabile, assumendo che la fiamma abbia uno spessore infinitesimo, separando completamente i gas incombusti da quelli combustibili, la velocità di aumento di pressione nel tempo è descritta dall'equazione [14]:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{S_u A_f}{V_{u0}} (P_e - P_0) \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \quad (3)$$

dove P è la pressione istantanea raggiunta nella camera, P_0 la pressione iniziale, P_e è la pressione adiabatica massima, γ il rapporto tra i calori specifici nei gas incombusti, A_f è la superficie della fiamma e V_{u0} il volume iniziale dei gas infiammabili. Per propagazione laminare e costante della fiamma in un volume sferico, considerando che l'Eq. (3) fornisce il valore massimo $(dP/dt)_{max}$ quando $P = P_e$, ossia approssimativamente quando il raggio della fiamma è pari al raggio della camera di combustione, l'Eq.(3) si riduce in questo caso alla legge cubica, ossia all'Eq. (1).

Per calcolare il valore finale della pressione nel caso in esame in cui la miscela infiammabile occupa solo la porzione corrispondente al valore di m , possiamo procedere come segue. Supponendo il sistema chiuso e adiabatico, e che i gas combustibili e incombusti hanno calori specifici costanti ed uguali [15], la variazione di energia interna è nulla ($\Delta U = 0$), e possiamo scrivere:

$$P_e = \left(\frac{n_{prod} + (n_{air,pure})_0}{n_{prod} + (n_{air,tot})_0} \right) \frac{T_e}{T_0} P_0 \quad (4)$$

dove T_e la temperatura adiabatica della fiamma raggiunta nella camera, T_0 la temperatura iniziale, n_{prod} il numero di moli dei prodotti di combustione, $n_{air,tot}$ il numero di moli totali di aria nella camera, $n_{air,pure}$ il numero di moli di aria nello strato di aria pura e il pedice "0" indica le condizioni iniziali. Se s è il rapporto molare tra i gas incombusti e quelli combustibili, possiamo scrivere anche:

$$T_e = \left(1 - \frac{1}{m} + \frac{s}{m} \frac{T_{ad}}{T_0} \right) T_0 \quad (5)$$

dove T_{ad} è la temperatura adiabatica di fiamma relativa alla miscela omogenea e stechiometrica combustibile-aria. La pressione finale può allora essere calcolata come:

$$P_e = \left(1 - \frac{1}{m} + \frac{s}{m} \frac{T_{ad}}{T_0} \right) P_0 \quad (6)$$

Sostituendo nella Eq.(3) si ottiene:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{S_u A_f}{V_{u0}} P_0 \left(\frac{s}{m} \frac{T_{ad}}{T_0} - \frac{1}{m} \right) \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \quad (7)$$

che è del tutto generale ed applicabile a qualsiasi geometria, note che siano la velocità laminare media della fiamma e la sua superficie totale. Analogamente all'Eq. (3), tale espressione fornisce il massimo incremento di pressione quando $P = P_e$ ottenendosi:

$$\left(\frac{dP}{dt}\right)_{\max} = \frac{S_u A_f}{V_{u0}} P_o \left(\frac{s T_{ad}}{m T_0} - \frac{1}{m} \right) \left(1 - \frac{1}{m} + \frac{s T_{ad}}{m T_0} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \quad (8)$$

Singh ha sviluppato una espressione analoga nel caso di esplosioni di miscele omogenee in recipienti cilindrici aventi un alto valore del rapporto L/D , dove D è il diametro del cilindro, ossia in camere molto allungate sia con ignizioni centrali che laterali [15]. Egli fornisce la seguente equazione per l'aumento della pressione:

$$\frac{dP}{dt} = k \frac{S_u}{L} (P_e - P_0) \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \quad (9)$$

dove k vale 4 per ignizione centrale e 2 per ignizione ad una estremità. In modo analogo nell'Eq. (8) possiamo assumere che

$$\frac{S_u A_f}{V_{u0}} \approx k \frac{2hS_u}{\left(\frac{HL}{m}\right)} = \frac{2kS_u}{L} \quad (10)$$

ed allora il massimo incremento di pressione, immediatamente correlato al valore di K_G , nel nostro caso risulta pari a:

$$\left(\frac{dP}{dt}\right)_{\max} = \frac{2kS_u}{L} P_o \left(\frac{s T_{ad}}{m T_0} - \frac{1}{m} \right) \left(1 - \frac{1}{m} + \frac{s T_{ad}}{m T_0} \right)^{\frac{1}{\gamma}} = \frac{K_G}{V^{1/3}} \quad (11)$$

Questa equazione può essere usata nel seguito per la camera analizzata in questo lavoro, con lo scopo di ottenere dei valori di K_G per ogni L ed m . I risultati sono riportati in Tabella 3 insieme ai valori ottenuti con l'analisi CFD, assunta a riferimento. La dipendenza del valore di K_G da m è sostanzialmente confermata. La formula (10) chiaramente sottostima la violenza dell'esplosione nel caso di ignizione laterale.

L'inadeguatezza di formule semplificate nel caso di esplosioni in camere con un alto valore di L/D è stata già notata in precedenti osservazioni su risultati sperimentali per miscele che riempiono l'intera camera ed è sottolineata anche dalle relative norme di dimensionamento per gli sfiati [2].

Tabella 3: K_G corrispondenti ai casi con ignizione centrale e laterale per tutti i casi simulati. Le colonne L_1 e L_2 si riferiscono a lunghezze della camera di 2.13 m e 1.06 m, rispettivamente.

m	$K_G, \text{ bar m s}^{-1}$							
	<i>central ignition</i>				<i>end ignition</i>			
	CFD Eq.(1)		Eq. (11)		CFD Eq.(1)		Eq. (11)	
	L_1	L_2	L_1	L_2	L_1	L_2	L_1	L_2
2	11.32	14.64	9.34	14.90	8.39	9.69	4.67	7.45
5	5.04	6.49	3.20	5.10	2.93	3.43	1.60	2.55
11	1.97	2.80	1.42	2.27	1.46	1.95	0.71	1.13
22	1.47	1.86	0.76	1.21	0.76	1.18	0.38	0.61

6. CONCLUSIONI

La simulazione numerica dell'esplosione in un volume parzialmente riempito di miscela infiammabile ha

consentito una analisi degli effettivi valori di K_G . Partendo dal presupposto che tutta la miscela infiammabile sia concentrata in un singolo strato stechiometrico omogeneo, ci si attende che i valori determinati possano essere considerati conservativi rispetto a situazioni in cui parte dello stesso quantitativo di gas combustibile rilasciato, diluendosi, formi una miscela non infiammabile. Ulteriori analisi sono necessarie per confermare questa ipotesi e per comprendere gli effetti della dinamica dell'aumento della pressione in presenza di sfati. Se tali risultati fossero confermati, i nomogrammi per il dimensionamento delle apparecchiature di sfato proposti nelle linee guida NFPA 68 [2] potrebbero essere ancora usati in presenza di nubi stratificate di gas infiammabili, conoscendo soltanto il rapporto m caratteristico di stratificazione fra l'altezza dello strato infiammabile h e l'altezza H totale del sistema considerato.

8. RINGRAZIAMENTI

Si ringrazia il Dott. Franco Tamanini per i molti e utili suggerimenti. Si ringraziano inoltre la Presidenza del Consiglio dei Ministri, Dipartimento della Protezione Civile, e il Gruppo Nazionale per la Difesa dai Rischi Chimico-Industriali ed Ecologici (GNDRICIE) del CNR per il contributo finanziario.

9. BIBLIOGRAFIA

- [1] W. Bartknecht, *Explosions, Course Prevention Protection*, Springer-Verlag, Berlin (1981).
- [2] NFPA 68, *Guide for venting of deflagrations*, National Fire Protection Association, Quincy, Massachusetts, USA (2002).
- [3] F. Tamanini, Partial-Volume deflagrations-characteristics of explosions in layered fuel/air mixtures, *3rd ISFEH*, Lake Windermere, UK (2000).
- [4] D.M. Razus, U. Krause, Comparison of empirical and semi-empirical calculation methods for venting of gas explosions, *Fire Safety Journal*, Vol. 36, pp. 1-23 (2001).
- [5] H. Phillips, Flame in a buoyant methane layer, *Proc. Comb. Inst.*, Vol.10, pp. 1277-1283 (1965).
- [6] C. C. Feng, S.H. Lam, I. Glassman, Flame Propagation in Layered Methane-Air Systems, *Combust. Sci. Technol.*, Vol. 10, pp. 59-71 (1975).
- [7] T. Hirano, T. Suzuki, I. Mashiko, K. Iwai, Flame propagation through mixtures with concentration gradient, *Proc. Comb. Inst.*, Vol. 16, pp. 1307-15 (1977).
- [8] M. Kaptein, C. E. Hermance, Horizontal propagation of laminar flames through vertically diffusing mixtures above a ground plane, *Proc. Comb. Inst.*, Vol. 16, pp. 1295-1306 (1977).
- [9] I. Liebman, J. Corry, H. E. Perlee, Flame propagation in layered methane-air systems, *Combust. Sci. Technol.*, Vol. 1, pp. 257-267 (1970).
- [10] CFDRC, CFD-ACE+, CFD Research Corporation, AL (USA), www.cfdrc.com (2004).
- [11] S. V. Patankar, D. B. Spalding, *Heat and Mass Transfer in Boundary Layers*, Intertext, London, (1970).
- [12] F. A. Williams, *Combustion Theory*, Benjamin Cummings, Menlo Park, CA (1985).
- [13] F. Orlando, F. S. Marra, E. Salzano, G. Russo, CFD simulation of stratified fuel-air explosions, *4th ISFEH*, City of Derry (Ulster), UK (2003).
- [14] B. Lewis, G. von Elbe, *Combustion, Flames and Explosion of Gases*, Academic Press. London, 1987.
- [15] J. Singh, Explosion propagation in non-spherical vessel; simplified equations and applications, *J. Loss Prev. Process Ind.*, Vol. 1, pp. 39-45 (1988).
- [16] A. E. Dahoe, J. F. Zevenbergen, S. M. Lemkowitz, B. Scarlett, Dust explosions in spherical vessel: the role of flame thickness in the validity of the "cube-root law", *J. Loss Prev. Process Ind.*, Vol. 9, pp. 33-44 (1996).