

Esplosioni di gas

INDICE

1 – *I.A. M. SILVESTRINI** *I.A.D. B. GENOVA*** *I.A. P. SIMONETTI**

Utilizzo di formule empiriche per la valutazione della sovrappressione sviluppata nelle esplosioni semiconfiniate

Esempi di calcolo

2 – *I.A. M. SILVESTRINI** *I.A.D. B. GENOVA*** *I.A. P. SIMONETTI**

Determinazione dei tempi associati alle fasi di un'esplosione di miscela aria-gas

3 – *I.A. P. SIMONETTI** *I.A. M. SILVESTRINI** *I.A.D. B. GENOVA***

Valutazione degli effetti delle esplosioni di miscele aria-gas sulle strutture di contenimento

–

Esempi di calcolo

4 – *I.A. M. SILVESTRINI** *I.A.D. B. GENOVA*** *I.A. P. SIMONETTI**

Valutazione della velocità di impatto di corpi e oggetti lanciati in seguito ad un'esplosione semiconfinata

Esempi di calcolo

5 – *I.A.D. B. GENOVA*** *I.A. M. SILVESTRINI** *I.A. P. SIMONETTI**

Profondità di penetrazione di oggetti lanciati e parametri di rottura di murature civili

–

Risultati Sperimentazione

6 – *I.A. M. SILVESTRINI** *I.A.D. B. GENOVA*** *I.A. P. SIMONETTI**

Alcune considerazioni sulla combustione di miscele aria-gas all'interno di volumi in grado di

generare turbolenza

Esempi di calcolo

7 – *I.A.D. B. GENOVA*** *I.A. M. SILVESTRINI** *I.A. P. SIMONETTI**

Esplosioni non confinate di gas

Esempi di calcolo

*	Lab. di Elettrotecnica	– Centro Studi Esperienze	VV.F.
*	Lab. di Macchine e Termotecnica	– Centro Studi Esperienze	VV.F.
**	Ispettorato Aeroporti e Porti	VV.F.	

ESPLOSIONI DI GAS

(Modelli semplificati per la valutazione degli effetti)

Incidenti riguardanti il gas canalizzato in ambito civile in Italia nell'anno 2000

N° totale 140 (circa)

di cui: N° 17 – esplosioni
 N° 12 – esplosioni + incendi

pari a circa il 20% degli incidenti di gas.

In questo lavoro sono presentati dei modelli semplificati di calcolo per la valutazione di alcuni parametri caratteristici, di un'esplosione di miscele aria-gas, quali:

- sovrappressione di esplosione e turbolenza
- tempi di esplosione
- impulso delle pressioni
- resistenza delle strutture di contenimento
- resistenza di paramenti murari all'impatto di proiettili

Il tutto è accompagnato da semplici esempi di calcolo, da una discreta quantità di dati e informazioni di utilità generale sull'argomento e infine da un'ampia bibliografia.

Utilizzo di formule empiriche per la valutazione della sovrappressione sviluppata nelle esplosioni semiconfiniate.

M. Silvestrini * – B. Genova ** – P. Simonetti *

*Ispettore Antincendi – Centro Studi Esperienze Antincendi – VV.F.

**Ispettore Antincendi Direttore – Ispettorato Aeroporti e Porti – VV.F.

Premessa

Le formule empiriche, ancora in uso nonostante l'avvento dei codici CFD, consentono di valutare in maniera rapida la pressione di esplosione o di dimensionare le superficie di sfogo.

Nel seguito sono passate in rassegna le più importanti formule di questo tipo ed è proposta una formula messa a punto dagli scriventi sulla base delle relazioni empiriche descritte e dei dati disponibili in letteratura.

Inoltre si riportano e sviluppano delle indicazioni di massima per l'uso del fattore di turbolenza.

Formule empiriche

Una formula empirica è una legge, di derivazione sperimentale, che lega tra loro le grandezze più significative che governano un fenomeno.

I metodi empirici di predizione della sovrappressione di esplosione sono ancora molto utilizzati rispetto ai codici CFD (Computational Fluid Dynamic) o alle prove sperimentali in forza della loro semplicità ed economicità.

Il loro uso è tipico sia per scopi progettuali, quali determinazione delle superficie di vent, sia per la valutazione delle pressioni massime intervenute in un'esplosione semiconfinata.

Un aspetto negativo, se così si può dire, è che garantiscono affidabilità solo all'interno del campo di variabilità dei volumi, coefficienti di sfogo, masse dei vent e loro pressioni di rottura su cui sono state messe a punto.

Svariati sono i metodi di predizione, su base empirica, della sovrappressione massima [1], tra i più importanti quelli che traggono spunto dai lavori sperimentali di Cubbage – Simmonds [2] [3], di Cubbage – Marshall [4] [5] [6], di Rasbash [7] e di Rasbash et al [8] le cui formule, riportate nella tabella 1, hanno una forma generale del tipo:

$$P = f(P_v, V, W, K, S_L)$$

con

P [mbar] sovrappressione generata dall'esplosione

P_v [mbar] sovrappressione di rottura dell'elemento di sfogo (vent)

V [mc] volume del contenitore in cui ha luogo l'esplosione

W [kg/mq] massa per unità di sup. dell'elemento di sfogo (numericamente equiv. al peso per unità di superficie)

K [adim] coefficiente di sfogo
S_L [m/s] velocità laminare di combustione

Tabella 1

Autore	Formula	Campo di validità
Cubbage – Simmonds (1)	$P_1 = S_L(4.3KW+28)/V^{1/3}$ $P_2 = 58 S_L K$ (Nota: $P_m = P_1 + P_2$)	$1 < L_{max}/L_{min} < 3$ $K < 5$ $W < 24$ [kg/mq]
Cubbage – Marshall (2)	$P_m = P_v + S_L^2(23KW/V^{1/3})$	$1 < L_{max}/L_{min} < 3$ $K < 4$ $2.4 < W < 24$ [kg/mq] $P_v < 490$ [mbar]
Rasbash (3)	$P_m = 1.5P_v + 77.7 S_L K$	$1 < L_{max}/L_{min} < 3$ $K < 5$ $W < 24$ [kg/mq] $P_v < 70$ [mbar]
Rasbash et al (4)	$P_m = 1.5P_v + S_L[(4.3KW+28)/V^{1/3}] + 77.7 S_L K$	$1 < L_{max}/L_{min} < 3$ $K < 5$ $W < 24$ [kg/mq] $P_v < 70$ [mbar]

Discussione delle formule

1 – formula di Cubbage – Simmonds

Questa formula deriva da un'ampia attività sperimentale intrapresa da Cubbage e Simmonds sui forni di essiccamento industriali con volumi fino a 14 mc e con svariate miscele esplosive aria-gas. I pannelli utilizzati per la copertura delle aree di sfogo erano di tipo leggero e tenuti in posizione dalla gravità o ritenuti da un minimo attrito, motivo per cui nella formula non compare il termine P_v .

La formula, per mezzo della velocità di combustione, si presta all'uso con ogni miscela aria-gas e fornisce il valore del primo e secondo picco di pressione, vedi disegno.

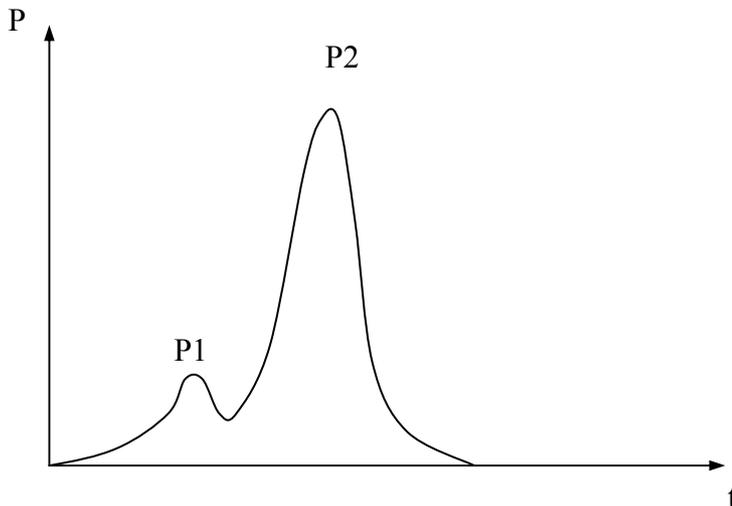
Sebbene sia stata messa a punto su volumi fino a 14 mc è stata utilizzata con successo su volumi fino a 200mc.

Il valore del coefficiente di sfogo K è calcolato come rapporto tra l'area della parete in cui è alloggiato lo sfogo e l'area dello sfogo stesso:

$$K = A_s/A_v.$$

Ad ogni buon conto si rammenta che per volumi cubici la precedente formulazione coincide con

$$K = (V^{2/3})/A_v.$$



2 – formula di Cubbage - Marshall

La relazione empirica è stata sviluppata, sulla base dell'analisi dimensionale, in seguito a sperimentazioni condotte dagli autori su volumi con superficie di sfogo dotate di resistenza propria e fissate alla struttura ($P_v \neq 0$).

La formula fornisce il valore massimo della sovrappressione sviluppata senza specificare se trattasi del primo o del secondo picco.

Inoltre gli autori hanno preso in considerazione la possibilità che il volume non fosse completamente riempito dalla miscela esplosiva ma che potesse formarsi una “sacca” di miscela confinata in una frazione del volume totale disponibile.

Di ciò è stato tenuto conto tramite un **fattore** moltiplicativo cosicché la formula diventa:

$$P_m = P_v + S_L^2 \cdot \left(\frac{23 \cdot K \cdot W}{V^{1/3}} \right) \cdot [f(\lambda, \lambda_0)]$$

dove λ [kJ/mc] è la densità di energia contenuta nella miscela presente nel volume

e $\lambda_0 = 750$ [kJ/mc] è la densità di energia sufficiente alla rimozione del pannello di sfogo.

La $f(\lambda, \lambda_0)$ rappresenta la densità di energia, contenuta nella miscela, in eccesso a quella strettamente necessaria alla rimozione del pannello di vent.

Quindi per $\lambda = \lambda_0$ il **fattore** dovrebbe essere nullo e per $\lambda \gg \lambda_0$ dovrebbe assumere il valore unitario.

Una espressione del **fattore** $f(\lambda, \lambda_0)$ data da Cabbage e Marshall è:

$$f(\lambda, \lambda_0) = 1 - \exp[-(\lambda - \lambda_0) / (\lambda + \lambda_0)]$$

che per una miscela stechiometrica aria-metano che riempie l'intero volume disponibile, considerando il potere calorifico inferiore del metano pari a 34 MJ/mc e con $\lambda = 34.000 \times 9.5/100 = 3230$ KJ/mc, fornisce 0.46 e al limite con λ molto grandi 0.63 anziché 1 come atteso. In ogni caso quando è richiesto il massimo valore della sovrappressione, come nell'analisi di rischio o il dimensionamento degli sfoghi, si pone $f(\lambda, \lambda_0) = 1$. Il valore del coefficiente di sfogo è calcolato come nella formula precedente $K = A_s/A_v$.

3 – formule di Rasbash e Rasbash et al.

Le sperimentazioni effettuate da Rasbash su piccoli volumi domestici con miscele di aria e propano hanno dato come esito la formula di due addendi riportata in terza posizione nella tabella 1. Il primo addendo esprime l'effetto dovuto alla resistenza del pannello mentre il secondo l'effetto dovuto alla dimensione dell'area di sfogo per il tramite del coefficiente di sfogo K (flow induced turbulence).

La formula è applicabile per pressioni di venting non superiori a 70 mbar.

Successivamente Rasbash e coautori hanno ravvisato la necessità di introdurre nella formula un addendo che tenesse conto dell'effetto inerziale relativo alla rimozione del pannello (allontanamento del pannello dall'apertura).

Come termine inerziale è stato quindi inserito, da Rasbash, il primo picco di pressione dato dalla formula di Cabbage e Simmonds con il risultato di produrre la formula (4) della tabella.

Messa a punto di una formula empirica

Alcune limitazioni riguardanti l'uso delle formule descritte, quali la non applicabilità della formula di Cabbage-Simmonds a quelle situazioni in cui le superficie di vent sono vincolate ($P_v \neq 0$) o la validità delle formule di Rasbash prevalentemente per piccoli volumi e pressioni di vent non superiori a 70 mbar o la scarsa sensibilità della formula di Cabbage-Marshall a superficie di vent di dimensioni diverse allorquando il peso W è molto basso, nonché la complessità di uso quando il volume non è totalmente riempito dalla miscela e le incongruenze relative alla funzione $f(\lambda, \lambda_0)$, hanno suggerito agli scriventi la possibilità di mettere a punto una relazione empirica sulla base dei modelli di riconosciuta autorevolezza fin qui presentati e dei dati sperimentali disponibili in letteratura [1] [9] [17].

La relazione di seguito riportata è tarata su dati relativi a:

- miscele di aria-metano e aria-propano
- volumi da 1 a 60 mc
- coefficienti di sfogo da 1.6 a 7.6
- pressioni di vent comprese nell'intervallo 0-500 mbar
- pesi da 0 a 4 kg/mq

$$P_m = P_v + S_L \cdot \left(\frac{4 \cdot K \cdot W}{V^{1/3}} + 70 \cdot K \right) \quad (5)$$

Il coefficiente di sfogo utilizzato nella (5) è calcolato tenendo conto della formulazione suggerita in [1] e suffragata da studi condotti presso la British Gas Midlands Research Station secondo cui la sovrappressione sviluppata è indipendente dalla faccia (parete) del contenitore su di cui è posizionata la superficie di sfogo:

$$K = (V^{2/3})/A_v.$$

Nella figura 1 è mostrato un confronto tra i dati e le pressioni calcolate con la (5) e con le formule di Rasbash eq. (4) e Cabbage-Marshall eq. (2), anche se fuori campo di validità.

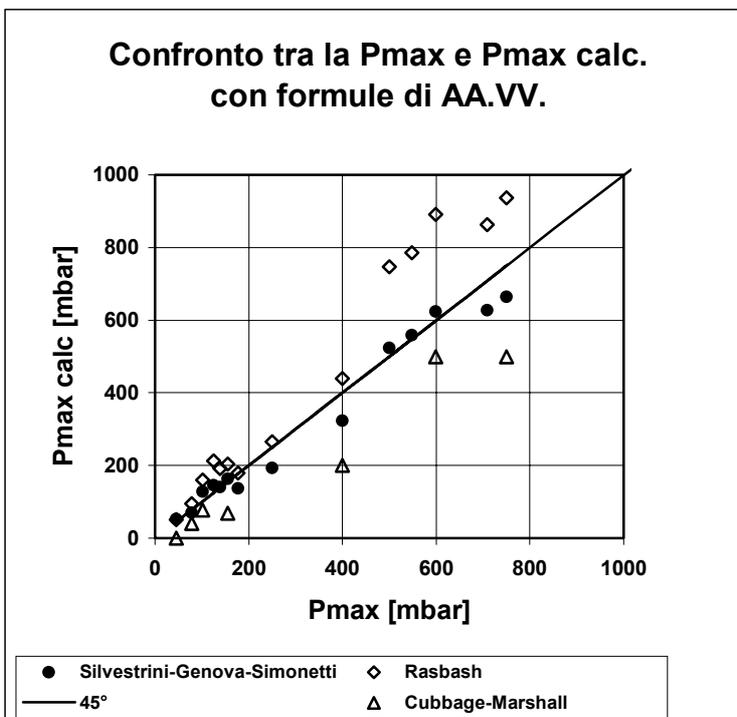


Figura 1 – Confronto tra le pressioni calcolate con diverse formule empiriche

Un interessante confronto tra le varie formule può essere operato utilizzando come variabile indipendente la pressione di venting fig.2, Marshall [10], o la velocità di combustione, il volume ed infine il peso del vent.

Tutte le comparazioni evidenziano una similitudine nel comportamento tra la formula (2) e la (5) che risulta però maggiormente conservativa.

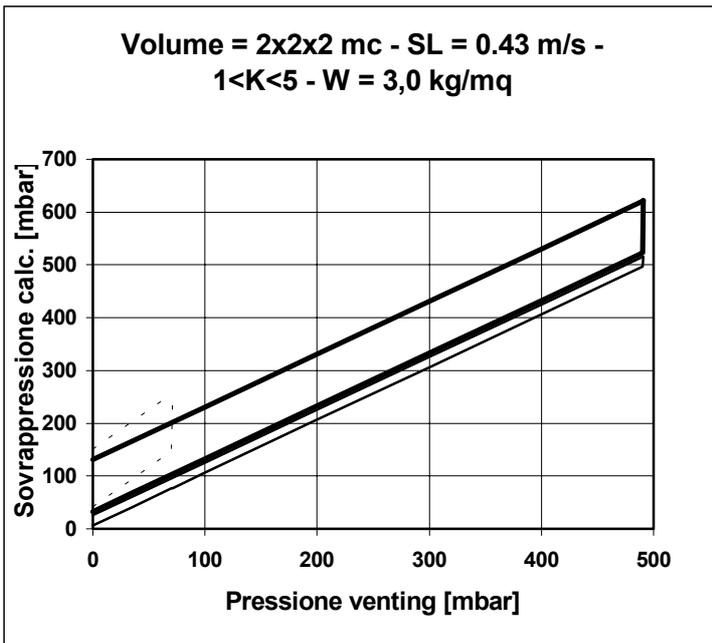
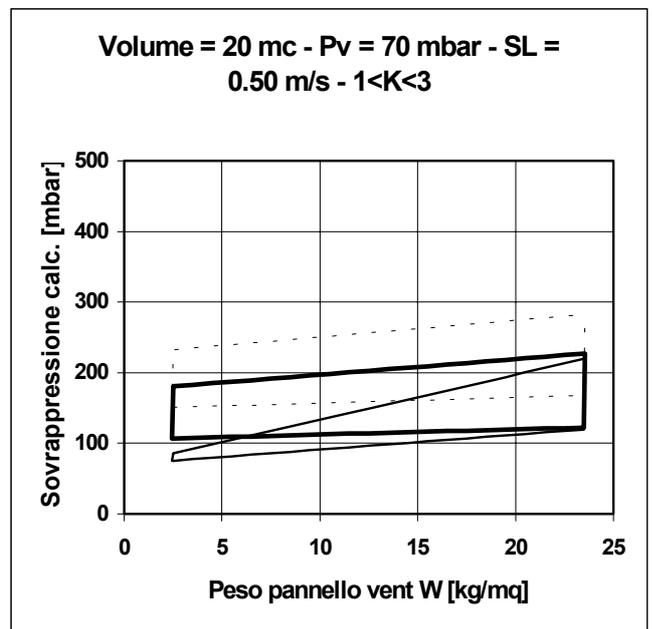
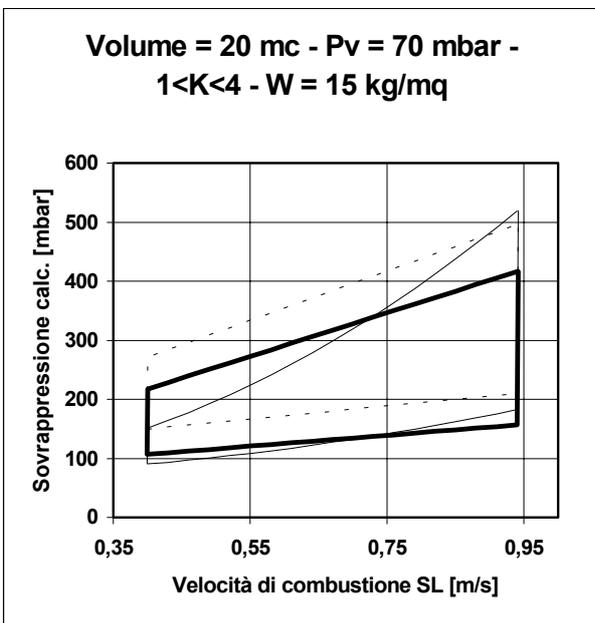


Figura 2 – Confronto tra le pressioni calcolate con diverse formule empiriche



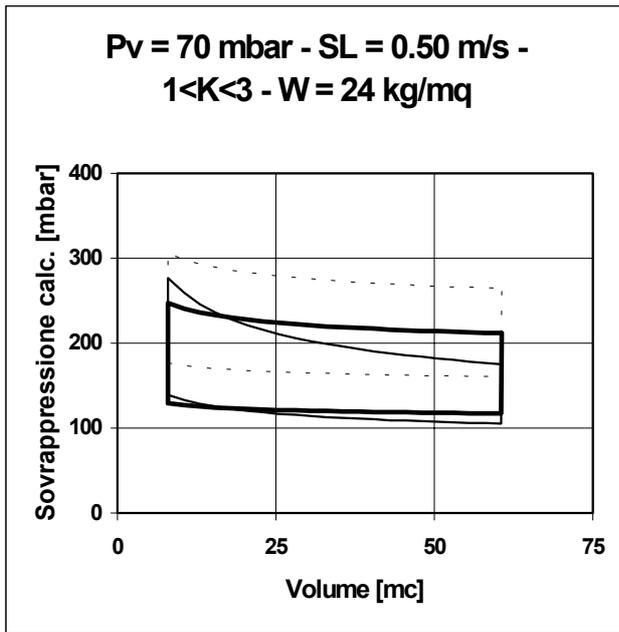


Figura 3 – Confronto tra le pressioni calcolate con diverse formule empiriche

LEGENDA

Marshall

Sivestrini
Genova
Simonetti

Rasbash
et al

Esempi di impiego delle formule (2) e (5)

Si danno ora due esempi di uso della formula di Cabbage-Marshall e dell'equazione (5).

a) Forno industriale – Dimensionamento aree di sfogo [1]

Cabbage-Marshall	Equazione 5
<p>V 4x4x4 mc S_L 0.45 m/s β=3 P_{max} 250 mbar W 10 kg/mq</p>	<p>V 4x4x4 mc S_L 0.45 m/s β=3 P_{max} 250 mbar W 10 kg/mq</p>
<p>Se si assume come pressione di rottura di un pannello di area unitaria $\alpha = 40$ mbar (valore di test), la pressione di vent può porsi nella forma $P_v = \alpha/A_v = 40/A_v$, inoltre $S_T = \beta S_L$</p> <p>$A_v = (1/P_{max}) * [40 + (23 S_T^2 W / V^{1/3}) A_s] = 6.87$ mq</p> <p>Con $K = A_s/A_v = 4x4/6.87 = 2.33$</p>	<p>Se si assume come pressione di rottura di un pannello di area unitaria $\alpha = 40$ mbar (valore di test), la pressione di vent può porsi nella forma $P_v = \alpha/A_v = 40/A_v$, inoltre $S_T = \beta S_L$</p> <p>$A_v = (1/P_{max}) * [40 + S_T(4W/V^{1/3} + 70) A_s] = 7.07$ mq</p> <p>Con $K = A_s/A_v = V^{2/3}/A_v = 4x4/7.07 = 2.26$</p>

--	--

b) Locale domestico cucina – Calcolo della sovrappressione massima

Cubbage-Marshall	Equazione 5
V 3x3x3 mc S_L 0.30 m/s (conc. metano tra il 5 e il 9.5 %) A_{fin} 1.2 x 1.5 mq A_{porta} 1.8 mq W_{fin} 5 kg/mq P_{v fin} 40 mbar W_{porta} 10 kg/mq P_{v porta} 20 mbar	V 3x3x3 mc S_L 0.30 m/s (conc. metano tra il 5 e il 9.5 %) A_{fin} 1.2 x 1.5 mq A_{porta} 1.8 mq W_{fin} 5 kg/mq P_{v fin} 40 mbar W_{porta} 10 kg/mq P_{v porta} 20 mbar
Se si assume la resistenza del pannello pari al valore medio di finestra e porta: P_v = 30 mbar Inoltre K_{fin} = 9/1.80 = 5 ; K_{porta} = 9/1.80 = 5 e 1/(KW)_{medio} = 1/(KW) _{fin} + 1/(KW) _{porta} da cui (KW)_{medio} = 16.7 <u>Bib. [I] [II]</u> Analogamente K_{medio} =2.5 P_{max} = P_v + [23 S_L ² (KW)_{medio}]/ V ^{1/3} = 41.5 mbar	Se si assume la resistenza del pannello pari al valore medio di finestra e porta: P_v = 30 mbar Inoltre K_{fin} = 9/1.80 = 5 ; K_{porta} = 9/1.80 = 5 e 1/(KW)_{medio} = 1/(KW) _{fin} + 1/(KW) _{porta} da cui (KW)_{medio} = 16.7 Analogamente K_{medio} =2.5 P_{max} = P_v + S_L [4(KW)_{medio}]/ V ^{1/3} +70 K_{medio}]=89 mbar

Effetto domino

Le relazioni empiriche fin qui viste e i modelli matematici di prima generazione si riferiscono ad esplosioni in “singolo volume”, a differenza dei codici CFD che consentono di modellare geometrie di elevata complessità contenenti corpi e oggetti qualsiasi al loro interno.

Nella realtà è frequente che una miscela aria-gas riempia due o più volumi collegati tra loro ed in seguito all’innescio in uno dei volumi l’esplosione si propaghi negli altri.

In queste situazioni si possono verificare, nei volumi di scoppio successivi al primo, sovrappressioni superiori a causa della turbolenza generata dal flusso della miscela che, attraverso un venting, viene proiettata dal primo volume nel secondo e della probabile precompressione della miscela nel secondo volume.

Questo effetto è meglio conosciuto come “esplosioni in cascata” o effetto domino [1].

Una relazione empirica che consente di valutare la sovrappressione nel secondo volume, nota quella nel primo, è dovuta a Cubbage – Marshall [4]:

$$P_{due} = (a \cdot P_{uno} + b \cdot P_{due}^2)^{0.5} \quad (6)$$

con **V₁** [mc] volume del locale in cui avviene l’accensione

V_2	[mc]	volume adiacente
$K_{1,2}$		coefficiente di sfogo tra il volume 1 e 2
K_2		coefficiente di sfogo del volume 2
$(KW)_2$		termine inerziale dello sfogo del volume 2

e

$$a = \left(\frac{V_2}{V_1} \right) \cdot \left[46 \cdot (KW)_2 \cdot \frac{S_L^2}{V_2^{0.33}} \right]$$

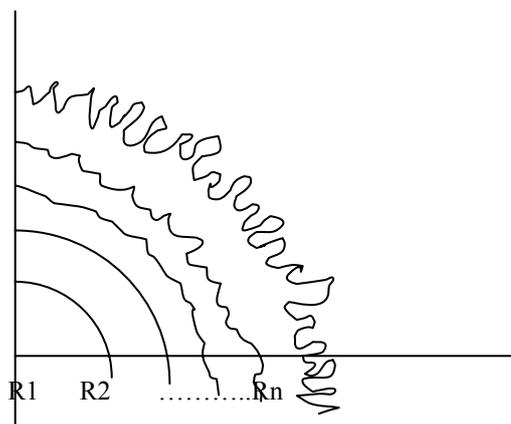
$$b = \left(\frac{V_2}{V_1} \right) \cdot \left(\frac{K_2}{K_{1,2}} \right)$$

Sebbene la relazione (6) sia basata su sperimentazioni condotte da Cubbage e Marshall in volumi adiacenti e interconnessi di 28 mc, ognuno dei quali dotato di grandi superficie di venting, non è stata ancora sufficientemente validata per un uso esteso.

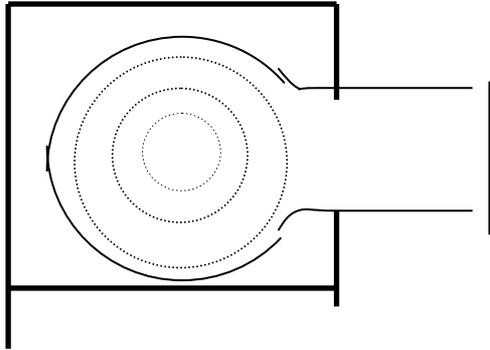
Turbolenza

Il regime laminare di combustione [12] [13] [18] caratterizza esclusivamente lo stadio iniziale di un'esplosione ed assume rapidamente una connotazione turbolenta contraddistinta da fenomeni di scambio di massa ed energia tra le due regioni separate dal fronte di fiamma, con conseguente accelerazione del processo di combustione.

Il fronte di fiamma muta la propria geometria di superficie sferica "tesa" pari a $4\pi r^2$ a causa di un crescente sfrangiamento [14] [15] [18], noto come **flame instabilities**, che ne aumenta la superficie.



A ciò si aggiunge l'ulteriore mutamento della superficie di fiamma dovuta alla rimozione ed espulsione del vent con l'instaurarsi di un flusso di gas combusti, verso l'esterno, che "allunga" e accresce la superficie del fronte di fiamma [1].



Alle turbolenze fin qui descritte, **(A)**, che sono proprie della fiamma (flame instabilities) e conseguenti alla rimozione del vent (flow induced turbulence) vi sono da aggiungere, **(B)**, quelle indotte dalla presenza di ostacoli e dalla complessità delle geometrie degli "involucri".

Le prime due turbolenze di tipo **(A)**, in quanto sempre presenti, sono implicitamente prese in considerazione nelle formule empiriche, le seconde no.

Infatti i dati sperimentali su esplosioni semiconfinare si riferiscono a situazioni di quiete iniziale e quindi di turbolenza iniziale nulla, nonché di assenza di ostacoli nel volume di prova e a volumi semplici di tipo cubico o parallelepipedo.

Per questo motivo il calcolo delle aree di vent con l'utilizzo della massima velocità di combustione laminare, dovrebbe essere considerato come il minimo necessario per una protezione sicura [1], in quanto nella realtà è sporadico incontrare volumi regolari e privi di ostacoli al loro interno.

Una possibilità di tenere conto di questa seconda categoria di turbolenze, di tipo **(B)**, è quella di considerare una velocità di combustione turbolenta espressa come:

$$S_T = \beta \cdot S_L$$

dove β è un fattore di turbolenza [8].

Il problema è che questo fattore è di difficile quantificazione e quindi suscettibile di determinazioni soggettive.

Rasbash et al [8] raccomandano valori di β compresi tra 1.5 e 5 a seconda delle situazioni.

Nel caso di stanze o laboratori dove la turbolenza è generata da mobilio, arredo o ostacoli distribuiti su unico livello, suggeriscono $\beta = 1.5$.

Invece per esplosioni che si propagano attraverso larghe aperture in altre sezioni dell'involucro o nel caso di ostacoli distribuiti dentro tutto l'intero contenitore, suggeriscono valori fino ad un massimo di $\beta = 5$.

Giova ricordare [1] che i modelli matematici di prima generazione [16] che non implementavano algoritmi di propagazione turbolenta della combustione, bensì puramente laminare, dovevano utilizzare un fattore

$\beta = 3$ per essere in accordo con i dati sperimentali di esplosioni semiconfinare in semplici volumi ventati.

Ciò suggerisce l'idea che nelle formule empiriche, che tengono implicitamente conto della turbolenza di tipo (A), come precedentemente detto, sia racchiuso un fattore 3.

Gli stessi modelli necessitavano di un fattore 5 nel caso di volumi contenenti strutture o ostacoli in grado di generare turbolenza di tipo (B).

Ipotizzando la situazione di due o tre locali adiacenti e comunicanti, con volumi simili a quelli degli allestimenti sperimentali di Cubbage e Marshall per l'effetto domino, e con valori di $K_{1,2}$ e K_2 compresi tra 1 e 4 e con una pressione di esplosione nel primo volume, P_{uno} compresa tra 82 e 265 mbar, si è calcolato il valore di P_{due} e P_{tre} con la formula empirica (6) (Cubbage-Marshall effetto domino).

Parimenti si è calcolato il valore di P_{due} e P_{tre} con la (5) attribuendo un valore al fattore di turbolenza β a seconda del caso:

$$P_{uno} = P_{V.uno} + \beta_1 \cdot S_L \cdot \left[\frac{4KW}{V^{1/3}} + 70K \right]_{uno} \quad \text{con} \quad \beta_1 = 1.0$$

$$P_{due} = P_{V.due} + \beta_2 \cdot S_L \cdot \left[\frac{4KW}{V^{1/3}} + 70K \right]_{due} \quad \text{con} \quad \beta_2 = 1.6$$

$$P_{tre} = P_{V.tre} + \beta_3 \cdot S_L \cdot \left[\frac{4KW}{V^{1/3}} + 70K \right]_{tre} \quad \text{con} \quad \beta_3 = 2.3$$

Il confronto delle sovrappressioni calcolate come sopra e con la formula (6) di Cubbage e Marshall per l'effetto domino è riportato nel grafico e mostra un ottimo accordo per i valori di β utilizzati.

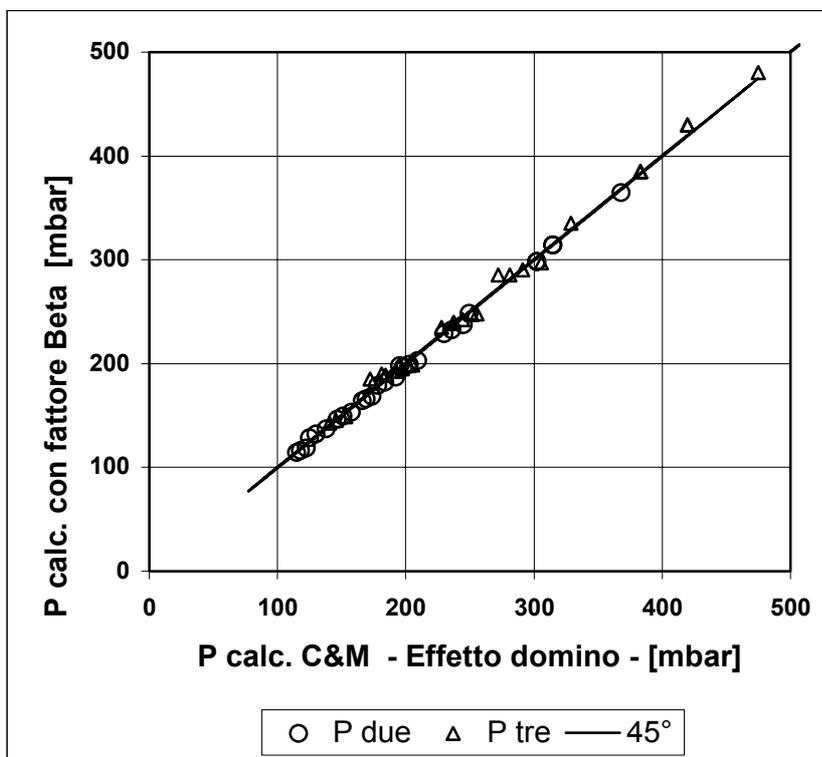


Figura 4

Le considerazioni fin qui sviluppate evidenziano una sostanziale correttezza di tendenza nei valori di β proposti da Rasbash che sono riportati nella tabella 2, riepilogativa della situazione del fattore di turbolenza assieme ad altre indicazioni.

CARATTERE DELL'ESPLOSIONE SEMICONFINATA			
	Ordinario (volume regolare e internamente libero)	Con presenza di ostacoli distribuiti all'interno del volume	Propagazione da un volume all'altro attraverso aperture di comunicazione
Fattore implicito nelle formule empiriche	3	3	3
Suggerimenti di Rasbash et al	1.0	1.5	Da 1.5 a 5
<i>Silvestrini-Genova-Simonetti</i>			Da 1.6 a 2.0 – in 1 ^a propagazione attraverso un'apertura Da 2.3 a 2.8 – in 2 ^a propagazione attraverso un'apertura
Beta effettivo delle formule empiriche	$3 \times 1 = 3$	$3 \times 1.5 = 4.5$	Da $3 \times 1.5 = 4.5$ a $3 \times 5 = 15$
			Da $3 \times 1.6 = 4.8$ / $3 \times 2 = 6$ $3 \times 2.3 = 6.9$ / $3 \times 2.8 = 8.4$
Modelli Matematici	3	5	

BIBLIOGRAFIA

- [1] **R.J. Harris**
The investigation and control of Gas Explosions in Buildings and Heating Plant – E & FN Spon Ltd London – 1983
- [2] **P.A Cabbage; W.A. Simmonds**
An investigation of explosion reliefs for industrial drying ovens – I Top reliefs in box ovens – Trans. Inst. Gas Eng. - 1955
- [3] **P.A Cabbage; W.A. Simmonds**
An investigation of explosion reliefs for industrial drying ovens – II Back reliefs in box Ovens. Reliefs in conveyor ovens – Trans. Inst. Gas Eng. - 1957
- [4] **P.A. Cabbage; M.R. Marshall**
Pressures generated by explosions of gas-air mixtures in vented enclosures – Inst. Gas Engineers Communication No. 926 - 1973

- [5] **P.A. Cabbage; M.R. Marshall**
Pressure generated in combustion chambers by the ignition of gas-air mixtures –
I. Chem. E. Symposium Series No. 33 - 1972
- [6] **P.A. Cabbage; M.R. Marshall**
Explosion relief protection for industrial plant of intermediate strength –
I. Chem. E. Symposium Series No. 39a - 1974
- [7] **D.J. Rasbash**
The relief of gas and vapour explosions in domestic structures –
Fire Research Note No. 759 - 1969
- [8] **D.J. Rasbash; D.D. Drysdale; N. Kemp**
Design of an explosion relief for a building handling liquefied fuel gases –
I. Chem. E. Symposium Series No. 47 - 1976
- [9] **W. Bartknecht**
EXPLOSIONS – Course Prevention Protection – Springer Verlag – 1981
- [10] **M.R. Marshall**
Calculation of gas explosion relief requirements –
I. Chem. E. Symposium Series No. 49 - 1977
- [11] **P. Field**
Dust explosions –
Ed. Elsevier - 1982
- [12] **D.Drysdale**
An introduction to FIRE DYNAMICS – J. Wiley & Sons Ltd. – 1987
- [13] **F.P. Lees**
Loss prevention in the process industries – Vol. 1°
Butterworth & Co. Ltd. - 1980
- [14] **N.R. Popat; C.A. Catlin et al**
Investigations to improve and assess the accuracy of computational fluid dynamic
based explosion models – Journal of Hazardous Materials – 1996
- [15] **Bjorn J. Arntzen**
Combustion modelling in CFD explosion simulator FLACS.....
- [16] **M. Fairweather; M.W. Vasey**
A Mathematical Model for the prediction of overpressures generated in totally
confined and vented explosions – Nineteenth Symposium on Combustion –
The Combustion Institute – 1982
- [17] **C.J.M. van Wingerden**
On the venting of large scale methane-air explosions

TNO – Prins Maurits Laboratory

- [18] D. Bjerkvedt; J.R. Bakke; K. van Wingerden et al**
Gas explosions handbook
J. Haz. Mat. - 1997

Determinazione dei tempi associati alle fasi di un'esplosione di miscela aria-gas.

M. Silvestrini * – B. Genova ** – P. Simonetti *

*Ispettore Antincendi – Centro Studi Esperienze Antincendi – VV.F.

**Ispettore Antincendi Direttore – Ispettorato Aeroporti e Porti – VV.F.

Premessa

Viene di seguito descritto un metodo semplice e approssimato, sviluppato dagli autori, per la determinazione dei tempi di esplosione confinata e semiconfinata di miscele aria-gas che potrebbe risultare utile sia in fase “progettuale” (comparazione con il periodo proprio di elementi costruttivi) che “investigativa” (valutazione dell’impulso delle pressioni su strutture, corpi e oggetti).

Modelli di esplosione

E’ noto che la dipendenza della pressione dal tempo agli inizi di un’esplosione confinata di miscele aria-gas può essere descritta da una relazione, **Harris [1]**, del tipo:

$$P = P_0 \cdot \exp[E^2 \cdot (E - 1) \cdot (S_L \cdot t / R)^3] \quad (1)$$

dove

P = pressione assoluta all’istante t laminare della miscela [m/s]	[bar o mbar]	S_L = velocità di combustione
P₀ = Pressione assoluta iniziale	[bar o mbar]	t = tempo
E = fattore di espansione della miscela [adim]	[s]	R = raggio del contenitore sferico
	[m]	

L’espressione (1), che ha il suo campo di applicabilità nello stadio iniziale del fenomeno esplosivo, riposa sulle seguenti ipotesi:

- espansione del fronte di fiamma in geometria sferica;
- lenta crescita della pressione nel tempo (uniformità della pressione nel contenitore);
- temperature dei gas combusti e incombusti costanti.

Quest’ultima ipotesi equivale a considerare costante il fattore di espansione E.

Effettuando uno sviluppo in serie della (1), con punto iniziale t=0, si perviene alla seguente semplificazione:

$$P = P_0 + P_0 \cdot E^2 \cdot (E - 1) \cdot (S_L \cdot t / R)^3 \quad (2)$$

e poiché

$$E^2 \cdot (E - 1) \cong E^3$$

$$E \cdot S_L = S_f$$

$$R^3 = \frac{3 \cdot V}{4\pi}$$

con V = volume del contenitore sferico;
 S_f = velocità di propagazione del fronte di fiamma

la (2) fornisce

$$\frac{\Delta P}{P_0} = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{(S_f \cdot t)^3}{V} \quad o \quad \frac{\Delta P}{P_0} = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{(E \cdot S_L \cdot t)^3}{V} \quad (3)$$

nota anche come “legge cubica” che stabilisce una proporzionalità tra la sovrappressione generata e il volume spazzato dal fronte di fiamma e valida esclusivamente nella fase iniziale di un’esplosione confinata.

Modelli più complessi, che assumono l’ipotesi di compressione isentropica o isoterma dei gas incombusti [2], Nagy-Verakis [3], portano ad espressioni del tipo sotto indicato che necessitano di un’operazione di integrazione numerica per fornire l’evoluzione della pressione in funzione del tempo:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{3 \cdot S_L}{R} \cdot \left(\frac{P}{P_0}\right)^{1/\gamma} \cdot (P_{\max} - P_0) \cdot \left[1 - \left(\frac{P_0}{P}\right)^{1/\gamma} \cdot \left(\frac{P_{\max} - P}{P_{\max} - P_0}\right)\right] \quad (4)$$

con il solito significato dei simboli e con

P_{\max} = pressione massima finale dell’esplosione confinata e
 γ = C_p/C_v rapporto dei calori specifici.

I risultati ottenuti mediante la (4), nel caso di compressione isentropica, sono riportati nella figura 1 relativamente all’esplosione confinata di una miscela acetilene-aria in vessel sferico di 6.3” (0.16m) di diametro [3].

L'approssimarsi del fronte di fiamma alle pareti del contenitore provoca una perdita di energia termica che riduce la rapidità di crescita della pressione da cui la divergenza tra il modello e i dati sperimentali, dovuta al venire meno dell'ipotesi di adiabaticità della compressione [3], [4].

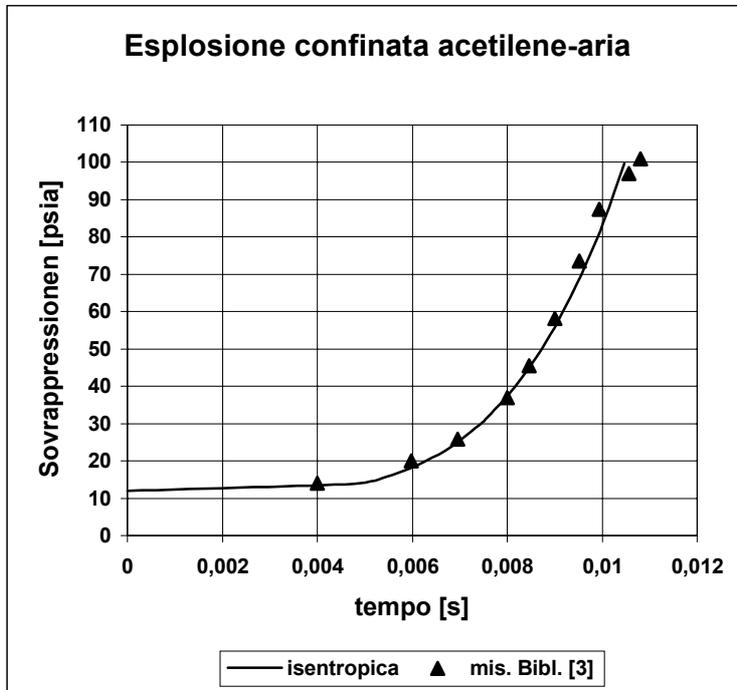


Figura 1 – Modelli di esplosione confinata

Modelli matematici di maggior completezza e complessità sono stati sviluppati su base termodinamica, assumendo l'applicazione del principio di conservazione dell'energia (1° Principio della Termodinamica), il principio di conservazione della massa dei gas e la legge di compressione isentropica della miscela, **Fairweather-Vasey** [5].

L'impostazione di questi modelli vede probabilmente la sua corrispondente nei "modelli a zone" in ambito Fire Engineering.

Negli ultimi anni la modellistica matematica ha intrapreso la direttrice di sviluppo dei "modelli di campo" o codici CFD (Computational Fluid Dynamic) con la messa a punto di numerosi software-tools quali:

- FLACS (Flame Acceleration Simulator) del Chistian Michelsen Research;
- REAGAS del TNO – Prins Maurits Laboratory
- COBRA della British Gas

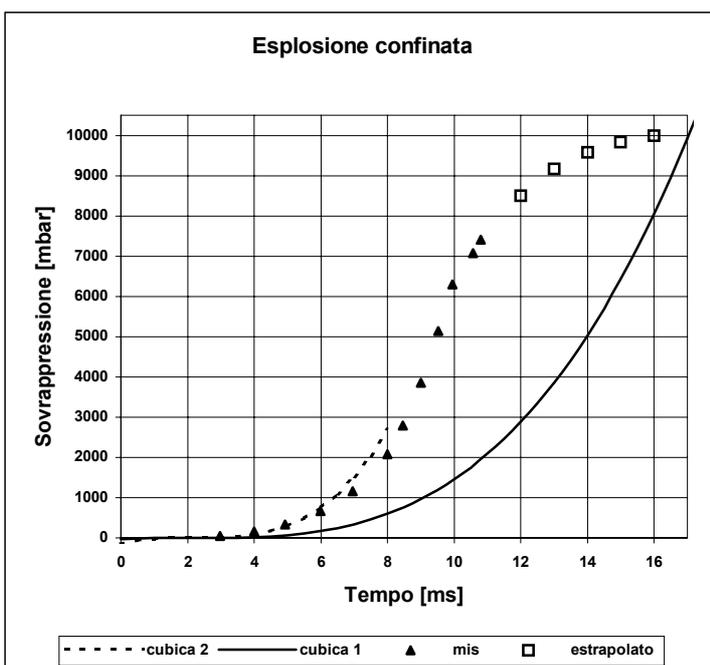
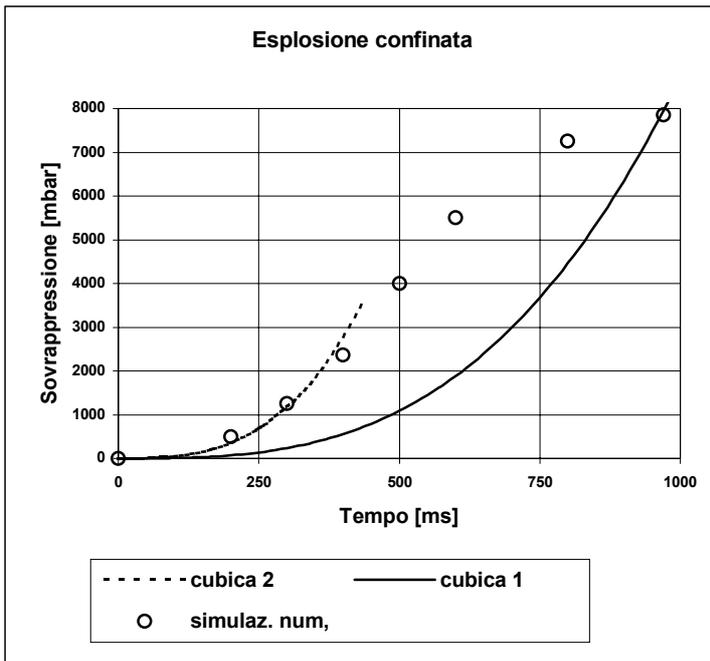
et al. [6].

Fondamentale rilevanza rivestono in questi codici i modelli di combustione adottati, particolarmente di quella turbolenta [6], [7].

L'utilizzo dei codici CFD è particolarmente orientato alla simulazione di esplosioni all'interno di geometrie di elevata complessità, come ad esempio i moduli delle piattaforme off-shore e all'ottenimento di quei parametri, quali pressione di picco e durata dell'impulso di pressione, utili al fine della valutazione della risposta degli elementi strutturali e della analisi di rischio [7].

Tempi d'esplosione

Riprendendo in esame l'eq. (3) è di interesse confrontarne l'andamento con quello di due esplosioni confinate [1], [3].



Figg. 2 / 3 – Comparazione dell'eq. cubica con l'andamento di esplosioni confinate

Le figure mostrano, come da premessa, l'inidoneità dell'eq. (3), denotata come *cubica 1*, a descrivere l'esplosione durante la sua completa evoluzione.

Inoltre appare chiara la validità dell'eq. (3), denotata come *cubica 2*, nella rappresentazione della fase iniziale del fenomeno esplosivo ove si utilizzi un opportuno coefficiente.

L'ultima considerazione è che l'eq. (3)(*cubica 1*), pur irrispettosa dell'andamento del fenomeno, fornisce valori di pressione massima e tempo finale congruenti con il fenomeno di esplosione confinata.

L'eq. (3)(*cubica 1*) esplicitata rispetto al tempo fornisce:

$$t = \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi \cdot P_0} \cdot \frac{\sqrt[3]{V \cdot \Delta P}}{S_L \cdot E}}$$

Quest'ultima equazione potrebbe essere utilizzata come legame funzionale tra le variabili t , S_L , V e ΔP in corrispondenza del punto finale di un'esplosione confinata, nella forma:

$$t_{Fin} = COST_1 \cdot \frac{\sqrt[3]{V \cdot P_{max}}}{S_L \cdot E} \quad (5)$$

in cui la pressione iniziale P_0 è stata assorbita dalla costante e le sovrappressioni, per semplicità di notazione, vengono indicate con P anziché con ΔP .

L'eq.(3)(*cubica 2*) invece, proprio per quanto specificato in premessa, può essere utilizzata per rappresentare il fenomeno esplosivo dall'istante $t=0$ fino al momento di rottura del vent, dove altri fenomeni si inseriscono mutando gli equilibri, nella forma:

$$t = COST_2 \cdot \frac{\sqrt[3]{V \cdot P}}{S_L \cdot E} \quad (6)$$

con $0 \leq t \leq t_v$ e $0 \leq P \leq P_v$

avendo denotato con il pedice "v" le grandezze riferite all'inizio del venting.

Si consideri ora l'esplosione di una miscela aria-gas in una situazione reale.

Una tale esplosione è anche detta semi-confinata in quanto si realizza all'interno di uno spazio delimitato da un " contenitore " nel quale si crea un'apertura di sfogo all'espansione dei gas causata dalla rottura imprevista dell'involucro o dal cedimento delle superficie di vent predisposte allo scopo.

Il percorso di una simile esplosione nella sua forma più generale è quello descritto dal primo sketch di figura 4, ma per semplicità di ragionamento è meglio considerare un'esplosione con un 'unico picco di pressione, come nel secondo sketch, ove si sono indicate con il pedice "max" le grandezze riferite al picco di esplosione.

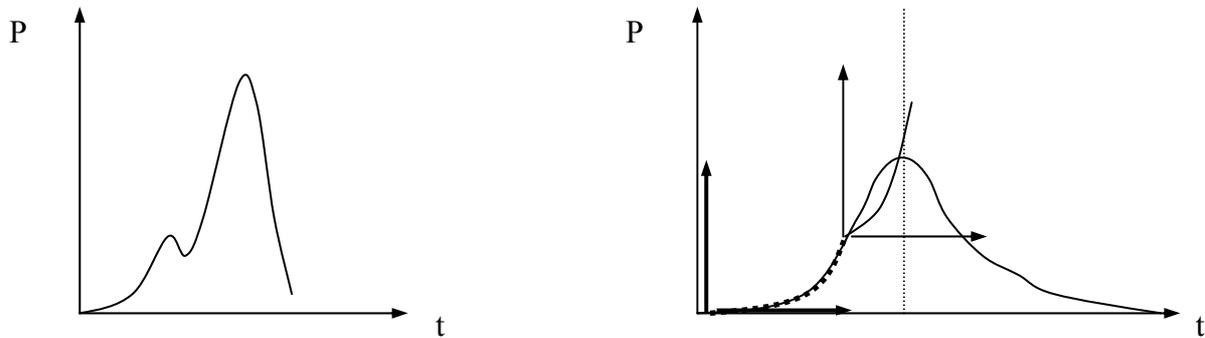


Figura 4 – Schemi di esplosioni semiconfinate aria-gas

E' possibile pensare, in maniera del tutto arbitraria, il tempo **t_{max}** come somma dei tempi di due stadi distinti descritti sempre da un'equazione di tipo cubico:

$$t_{\max} = t_V + \Delta t \quad (7)$$

I soli due punti di ortodossia di un approccio così arbitrario risiedono

- nella validità punto per punto dell'eq. cubica2 sino al raggiungimento di P_V ;
- nel mantenimento della correttezza dimensionale delle espressioni.

La figura che segue mostra il confronto tra i tempi attesi e quelli calcolati con formule del tipo (7), per esplosioni confinate e semiconfinate di miscele di aria-metano e aria-propano nelle seguenti condizioni:

- concentrazione variabile nel campo di esplosività;
- volumi compresi tra 0.10 e 60 mc;
- coefficiente di sfogo variabile tra 2.6 e 15.3;
- pressioni di venting tra 0 e 500 mbar.

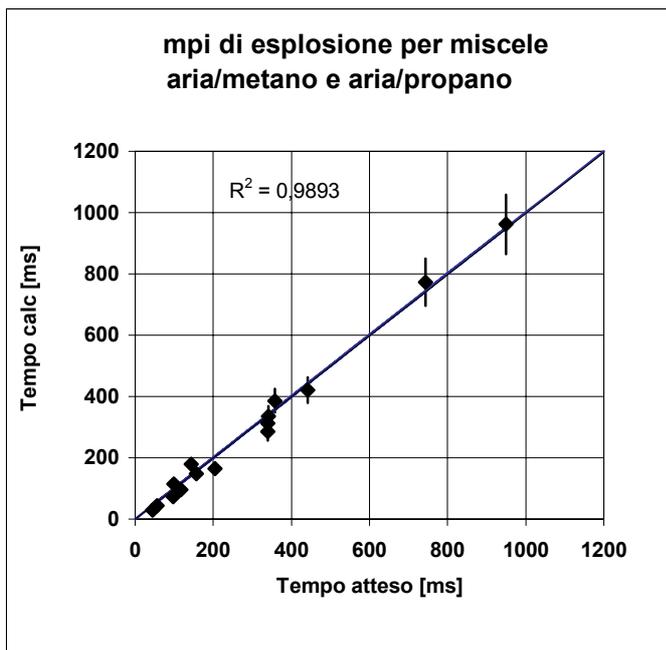


Figura 5 – Tempi di esplosione

Per tempi attesi si intende che non tutti sono misurati, **Bartknecht [8]**, ma alcuni sono frutto di simulazioni numeriche di modelli matematici **[5], [1]**.

I dati si riferiscono a situazioni di turbolenza, iniziale o indotta da ostacoli, nulla.

I tempi presi in considerazione si riferiscono a:

- raggiungimento della pressione massima in esplosioni confinate;
- raggiungimento della pressione di rottura del vent in esplosioni semi-confinate;
- raggiungimento della pressione massima in esplosioni semi-confinate

ed utilizzano sempre lo stesso “ modulo analitico “ ; che è appunto l’equazione cubica, caratterizzato di volta in volta a seconda della fase interessata.

Le espressioni che permettono di calcolare i tempi in argomento sono:

$$t_{Fin} = 520 \cdot \frac{\sqrt[3]{V \cdot P_{Fin}}}{S_L \cdot E} \quad (8)$$

$$t_V = 300 \cdot \frac{\sqrt[3]{V \cdot P_V}}{S_L \cdot E} \quad (9)$$

$$t_{\max} = 300 \cdot \frac{\sqrt[3]{V \cdot P_V}}{S_L \cdot E} + 220 \cdot \left(\sqrt[3]{(1.3 - 1/K)} \right) \cdot \frac{\sqrt[3]{V \cdot (P_{\max} - P_V)}}{S_L \cdot E} \quad (10)$$

t_{fin}	= tempo finale esplosione confinata [ms]	P_{fin}	= pressione finale esplosione confinata [bar]
t_v	= tempo inizio venting [ms]	P_v	= pressione rottura vent [bar]
t_{max}	= tempo picco esplos. semi-confinata semiconfinata [ms] [bar]	P_{max}	= pressione massima esplos.
V	= volume del contenitore (vent) [mc] [mq]	A_v	= area della superficie di sfogo
S_L	= veloc. laminare di combustione di sfogo [m/s]	K	= $(V^{2/3})/A_v$ = coefficiente

Per la velocità di combustione, in funzione della concentrazione di metano e propano nella miscela, si è effettuata un'interpolazione polinomiale dei dati di **Gibbs-Calcutte [9]** e **Lewis-von Elbe [10]** adattando successivamente i polinomi così ottenuti ai valori di S_L massimi indicati nella **NFPA 68 [11]** e rispettivamente pari a 0.40 m/s e 0.46 m/s, figura 6.

Si precisa che comunque non vi è evidenza del fatto che S_L sia nulla in corrispondenza dei limiti sup. e inf. del campo di infiammabilità ma piuttosto che tenda ad un valore finito e che i suddetti limiti siano punti di criticità ove il calore generato da un inizio di combustione non è sufficiente a sostenere il fenomeno [4]. Si suggerisce pertanto di evitare un'estrapolazione di S_L troppo al di là dei punti sperimentali.

Dette espressioni della velocità di combustione laminare in funzione della concentrazione della miscela sono:

$$S_{L_{\text{met}}} = \alpha \cdot \left(\frac{C}{10.34} \right)^2 + \beta \cdot \left(\frac{C}{10.34} \right) + \gamma \quad [m/s] \quad (11)$$

$$S_{L_{\text{prop}}} = \eta \cdot \left(\frac{C}{4.22} \right)^3 + \lambda \cdot \left(\frac{C}{4.22} \right)^2 + \mu \cdot \left(\frac{C}{4.22} \right) + \omega \quad [m/s] \quad (12)$$

con	$\alpha = -1.7389$	$\eta = 0.4514$
	$\beta = 3.3678$	$\lambda = -3.0269$
	$\gamma = -1.2295$	$\mu = 4.6601$
		$\omega = -1.6242$

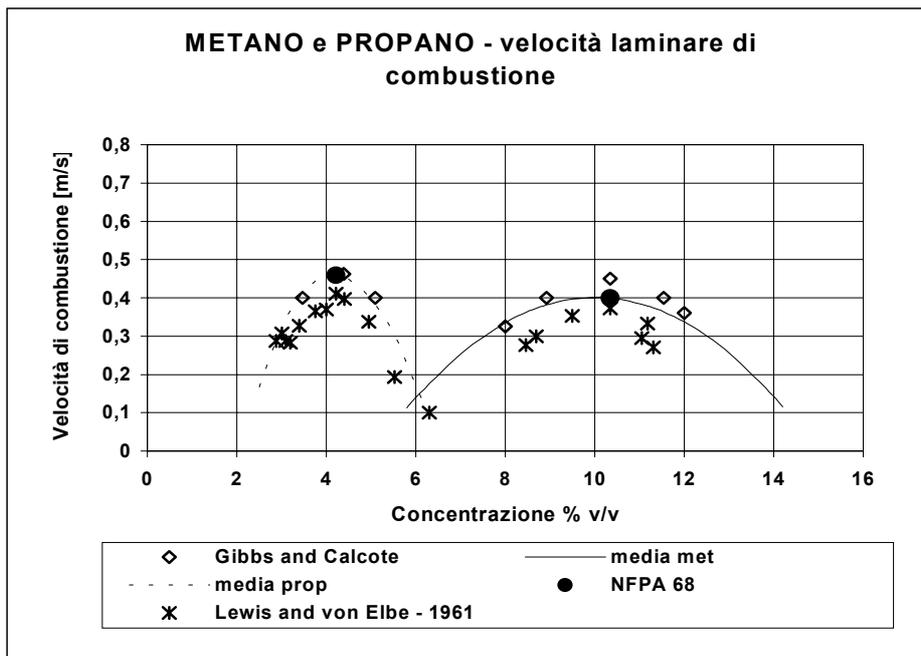


Figura 6 – Velocità di combustione laminare in funzione della concentrazione della miscela per propano e metano

In ultimo un accenno va fatto per ciò che attiene la velocità di fiamma e la variabilità del fattore di espansione. Il fattore E, che esprime l'aumento di volume dei gas combusti confinati all'interno del fronte di fiamma, rispetto a quelli incombusti, è generalmente dato come [1]:

$$E = \left(\frac{T_f}{T_i} \right) \cdot \left(\frac{N_{prod}}{N_{reag}} \right) \quad (13)$$

dove: **T_f** = Temperatura adiabatica di fiamma [°K]
T_i = Temperatura iniziale della miscela [°K]
N_{prod} = n° di moli dei prodotti della reazione
N_{reag} = n° di moli dei reagenti

Pertanto in quei casi in cui il numero di moli dei reagenti è pari o prossimo al numero di moli dei prodotti della reazione, il secondo fattore della (13) si riduce all'unità e quindi il fattore di espansione assume la forma semplice:

$$E = \frac{T_f}{T_i} = \frac{\rho_{inc}}{\rho_{comb}} \quad (14)$$

Inoltre la velocità con cui il fronte di fiamma, piano o sferico, si sposta rispetto ad un riferimento fisso è data [1] da :

$$S_f = S_L \cdot E \quad [m/s] \quad (15)$$

La (15) è strettamente valida solo durante lo stadio iniziale dell'esplosione dove la variazione di densità dei gas combustibili può ritenersi sufficientemente piccola e quindi [1] :

$$S_f = S_L \cdot E - fatt \cdot \frac{d\rho_{comb}}{dt} \cong S_L \cdot E$$

Questa è la prima ipotesi semplificativa introdotta nelle (8), (9) e (10).

Passiamo rapidamente ad esaminare la seconda che riguarda la variazione di E con la concentrazione della miscela.

Nelle esplosioni confinate, miscele con diversa concentrazione di gas, all'interno del campo di esplosività, producono temperature adiabatiche dei gas combustibili differenti tra loro.

Più ci si avvicina alla concentrazione stechiometrica della miscela, maggiore è la temperatura adiabatica raggiunta, **Strehlow [11]**.

Quindi l'espressione (14) del fattore di espansione dipende dalla concentrazione della miscela e di conseguenza influenza l'espressione (15) della velocità di fiamma.

L'andamento del fattore di espansione, nella forma della (14) in funzione della concentrazione della miscela è mostrato, nella figura 7, per il metano e per il propano; la sua espressione polinomiale qui sotto riportata è:

$$E_{met} = -8.3608 \cdot \left(\frac{C}{10.34}\right)^2 + 16.8346 \cdot \left(\frac{C}{10.34}\right) - 1.1565 \quad (16)$$

Dal grafico appare evidente che la variazione di E nel campo delle concentrazioni di interesse, è sufficientemente contenuta, tanto da poterne utilizzare un valore costante e convenzionalmente pari al massimo come oppure tenere conto della funzione $E = E(C\%)$ con una migliore approssimazione nella dispersione dei risultati ($R^2 = 0.99$) a discapito però della semplicità.

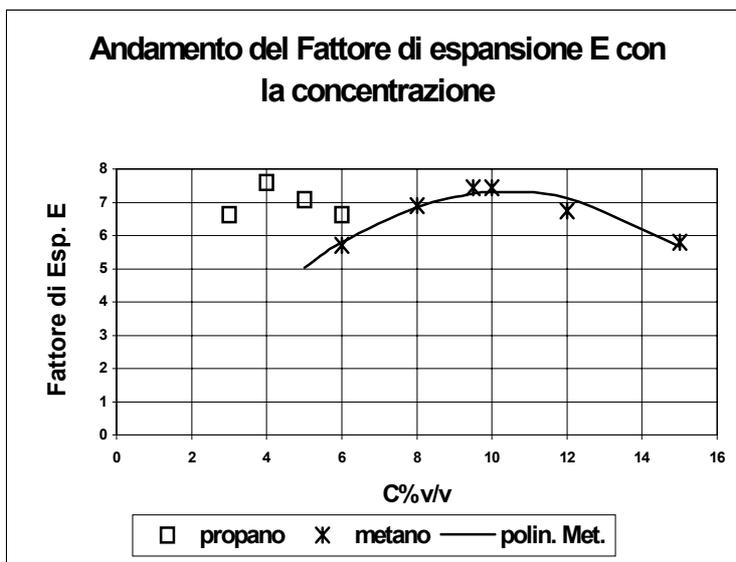


Figura 7 – Variazione del coefficiente di espansione con la concentrazione della miscela

Tempo di decadimento

Il tempo che intercorre tra il picco di pressione di un'esplosione semiconfinata e l'istante in cui la sovrappressione all'interno del contenitore si annulla è l'ultimo dei "tempi" necessari ad una ricostruzione schematica dell'andamento del fenomeno esplosivo.

Come già accennato, una tale ricostruzione, sia pure largamente approssimativa, trova applicazione nell'ambito delle "metodologie per la determinazione dei possibili effetti" [13].

In questo intervallo di tempo, che chiameremo tempo di decadimento, non si verifica solo ed esclusivamente un efflusso di gas da un serbatoio chimicamente in quiete, poiché la combustione non è ancora conclusa.

Ne consegue che il detto tempo di decadimento non può essere valutato con lo schema di efflusso adiabatico di un gas da un recipiente e pertanto l'unica possibilità, al di là della modellazione fisico matematica, è quella di utilizzo di una formula empirica.

Un tentativo di porre in relazione il tempo di decadimento con le altre variabili sinora utilizzate è stato fatto dagli scriventi e ha portato alla espressione seguente:

$$t_{dec} = 0.35 \cdot t_{max} \cdot \frac{\sqrt[3]{V}}{(P_{max} + 1)} \quad (17)$$

con le consuete unità di misura.

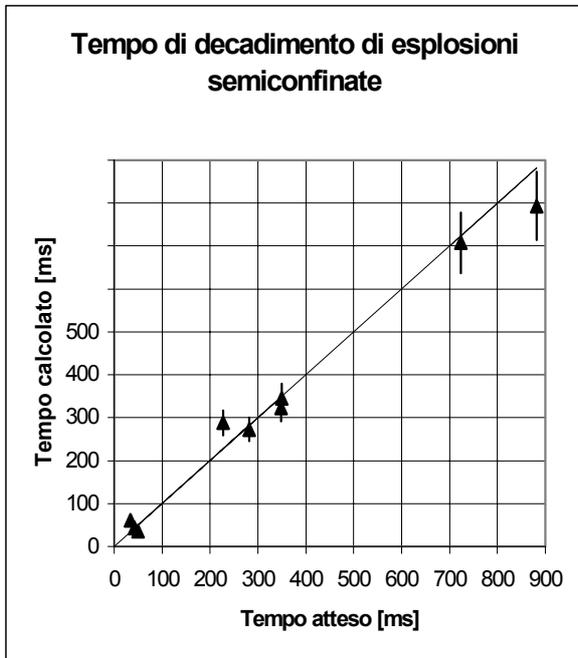


Figura 8 – Tempi di decadimento diagrammi pressione-

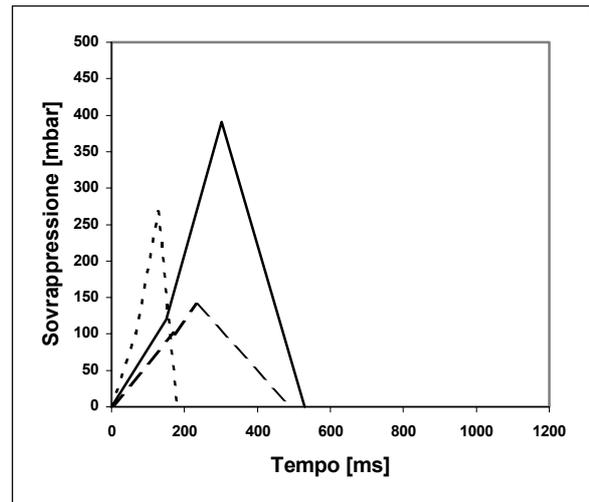


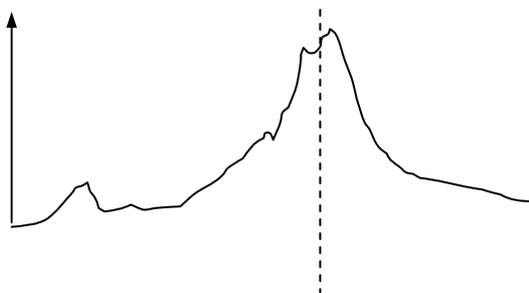
Figura 9 – Esempio di tempo di esplosioni semiconfiniate calcolati con le (9), (10) e (17)

Considerazioni finali

Vi sono casi di esplosioni semiconfiniate [14] in cui per particolari combinazioni di fattori quali

- elevata superficie di sfogo (in rapporto al volume)
- inerzia praticamente nulla dell'elemento di chiusura dello sfogo (Polyethylene sheets o simili)
- altri

si verifica una forte caduta di pressione in seguito all'apertura dello sfogo accompagnata da una dilatazione dell'intervallo di tempo intercorrente tra l'inizio dello scarico e il secondo picco di pressione ($t_{max}-t_v$).



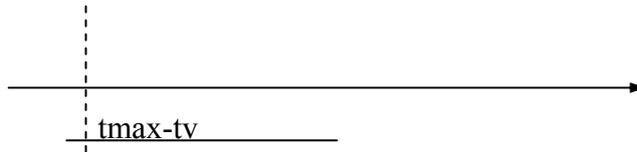


Figura -10

Questa situazione comporta un impulso delle pressioni superiore a quello che può essere calcolato con i modelli fin qui presentati per la determinazione dei tempi di esplosione.

Un confronto tra l'impulso calcolato come anzidetto e l'impulso ricavato da diagrammi pressione-tempo di esplosioni in cui si verifica il fenomeno in parola [14], fig. 11, mostra la necessità, in tali casi, di maggiorare l'impulso calcolato di circa il 20%.

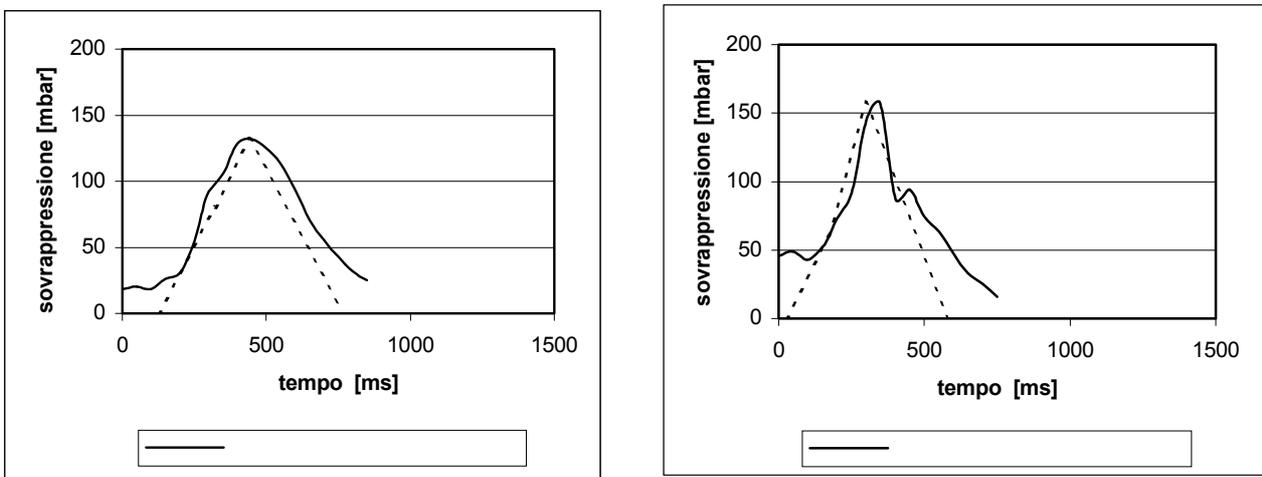


Figura 11 – Confronto tra diagrammi pressione-tempo calcolati e tracciati [14] durante esplosioni full-scale nei casi tipo figura 10

Si vuole anche accennare alla possibilità, laddove si disponga di dati relativi a sperimentazioni in piccola o grande scala, di valutare i tempi di esplosione con un sistema tipo “leggi di scala” e che discende direttamente dall'applicazione delle (3), (6), (9), (10) tramite:

$$\frac{t_2}{t_1} = \left(\frac{P_2 \cdot V_2}{P_1 \cdot V_1} \right)^{0.33} \cdot \left(\frac{S_{L1}}{S_{L2}} \right)$$

da cui conoscendo la sovrappressione, il volume e la velocità di combustione si può ricavare il tempo di esplosione noti i medesimi dati di un altro caso.

Si sottolinea che tale modo di operare deve riguardare necessariamente casi in cui si ha lo stesso coefficiente di sfogo K.

Conclusioni

Si ritiene utile, seppure approssimata, una espressione per la valutazione dei tempi nell'ambito di un'esplosione semiconfinata.

L'utilità potrebbe risiedere nella possibilità di valutare l'impulso di una forza su oggetti e corpi di varia natura, scagliati lontano dall'esplosione e quindi nella possibilità di valutare le pressioni in gioco nell'esplosione per fini investigativi, figura 9.

Non ultimo può considerarsi l'interesse di conoscere la durata del fenomeno in relazione al periodo proprio di vibrazione delle strutture coinvolte, quali tamponature, murature portanti, solai ecc, con l'obiettivo di quantificare la risposta degli stessi in termini di resistenza strutturale alla sollecitazione conseguente l'esplosione.

Infine si ricorda che anche per quanto riguarda la valutazione degli effetti sulle persone, danno polmonare / fratture al cranio ecc., si rende necessaria la conoscenza dell'impulso delle pressioni [13].

Bibliografia

- [1] **R.J. Harris**
The investigation and control of Gas Explosions in Buildings and Heating Plant – E & FN Spon Ltd London – 1983

- [2] **R.G. Zalosh**
Explosion Protection, chapter 5 – NFPA Handbook.....

- [3] **J. Nagy; H.C. Verakis**
Development and control of dust explosions – Marcel DEKKER Inc, New York – 1983

- [4] **D.Drysdale**
An introduction to FIRE DYNAMICS – J. Wiley & Sons Ltd. – 1987

- [5] **M. Fairweather; M.W. Vasey**
A Mathematical Model for the prediction of overpressures generated in totally confined and vented explosions – Nineteenth Symposium on Combustion – The Combustion Institute – 1982

- [6] **N.R. Popat; C.A. Catlin et al**
Investigations to improve and assess the accuracy of computational fluid dynamic based explosion models – Journal of Hazardous Materials – 1996

- [7] **Bjorn J. Arntzen**
Combustion modelling in CFD explosion simulator FLACS.....

- [8] **W. Bartknecht**
EXPLOSIONS – Course Prevention Protection – Springer Verlag – 1981

- [9] **G.J. Gibbs; H.F. Calcote**
Effect of molecular Structure on burning velocity – Journal of Chemical Engineering 1959

- [10] **B Lewis; G. von Elbe**
Combustion, flames and explosions of gases – Academic Press – 1961

- [11] **NFPA 68** – Guide for venting of deflagrations.....
- [12] **R. Strehlow**
Combustion fundamentals – Mc Graw Hill – New York – 1984
- [13] **TNO** – The Netherlands Organization of Applied Scientific Research –
Methods for the determination of possible damage – CPR 16E – Voorburg 1989
- [14] **C.J.M. van Wingerden**
On the venting of large scale methane-air explosions
TNO – Prins Maurits Laboratory

Valutazione degli effetti delle esplosioni di miscele aria-gas sulle strutture di contenimento

P. Simonetti * - M. Silvestrini * - B. Genova **

* Ispettore Antincendi – Centro Studi ed Esperienze Antincendi – VV.F.

** Ispettore Antincendi Direttore – Ispettorato Aeroporti e Porti – VV.F.

a) Valutazione degli effetti delle esplosioni di miscele aria-gas sulle pareti portanti e sulle tamponature

Considerazioni generali

Gli effetti di una deflagrazione sulle pareti dovrebbero essere calcolati assimilando la generica parete ad una piastra vincolata ai solai ed ai muri trasversali, purché, però, questi costituiscano dei vincoli efficaci; i solai dovrebbero cioè essere rigidi e provvisti di un cordolo, mentre i muri trasversali dovrebbero essere ben ammortati con quelli che devono vincolare.

Una verifica più aderente all'effettivo funzionamento statico dovrebbe tener conto anche della possibilità, almeno in murature di un certo spessore, che si inneschi un effetto volta nelle pareti piene o un doppio effetto arco nelle pareti forate. Il calcolo in questo caso però diviene oneroso e viene limitato solo ad alcuni casi progettuali, a condizione che lungo i bordi della parete muraria vi siano efficaci elementi di contrasto, in grado di fornire le necessarie spinte reattive e capaci di limitare gli spostamenti.

Non potendo fare affidamento sul vincolo offerto dai muri trasversali il calcolo della resistenza è stato semplificato, tenendo conto che la rigidità in direzione orizzontale è maggiore di quella in direzione verticale, per il diverso ammortamento tra i singoli elementi murari. Il comportamento a piastra inoltre, date le dimensioni usuali delle pareti, si ha solamente quando esistono pareti ortogonali ben collegate a quella sotto carico e, in tali condizioni, solo in prossimità degli angoli.

La verifica della resistenza della parete monopiano è stata condotta quindi schematizzandola con un elemento monodimensionale vincolato alla base ed alla sommità ai solai [1].

Calcolo della resistenza a taglio di un singolo pannello murario portante

Nel presente paragrafo vengono considerate solamente pareti “tozze” che hanno generalmente una rottura “a taglio”, trascurando così le pareti “snelle”, ovvero strette ed alte, per le quali si ha una rottura “per flessione”.

Per il calcolo della resistenza a taglio di un pannello murario è stato fatto riferimento alla Circolare dei LL.PP. n° 21745 del 30/07/1981 [2] che fornisce una relazione utilizzata per le verifiche sismiche.

Tale relazione è stata ampiamente controllata in numerose campagne sperimentali condotte in diversi paesi ed ha fornito valori che si sono rivelati in accordo con il comportamento reale dei pannelli murari.

I valori forniti dalla suddetta relazione sono stati confrontati poi con i valori sperimentali disponibili [1].

I valori dell'azione tagliante ultima, per diversi tipi di muratura considerati dalla Circolare menzionata [2], sono stati quindi corretti con il seguente algoritmo, tenendo conto anche dei contributi delle tensioni normali:

$$T_u' = 1.25 \cdot A' \cdot \tau_k \cdot \sqrt{1 + \frac{\sigma_0}{1.5 \cdot \tau_k}} \quad (1)$$

essendo:

- A' [m²] area della sezione resistente al taglio del pannello, ovvero il perimetro del pannello moltiplicato per lo spessore;
- τ_k [kg/cm²] tensione tangenziale caratteristica per il tipo di muratura considerato (indicati nella tabella 1 in t/m²);
- σ_0 [kg/cm²] tensione normale nel centro del pannello dovuta ai carichi verticali agenti;
- 1.25 [adim] coefficiente correttivo che tiene conto del diverso schema strutturale resistente al carico dell'esplosione rispetto a quello adottato nel caso sismico.

Ricavato il valore della resistenza ultima del pannello considerato e dividendolo per l'area sulla quale agisce il carico si ottiene la pressione di cedimento del componente strutturale:

$$p_{ced} = \frac{T_u'}{b \cdot h} \quad (2)$$

essendo:

- T_u' [kg] azione tagliante ultima corretta;
- b [cm] larghezza del pannello murario;
- h [cm] altezza del pannello murario.

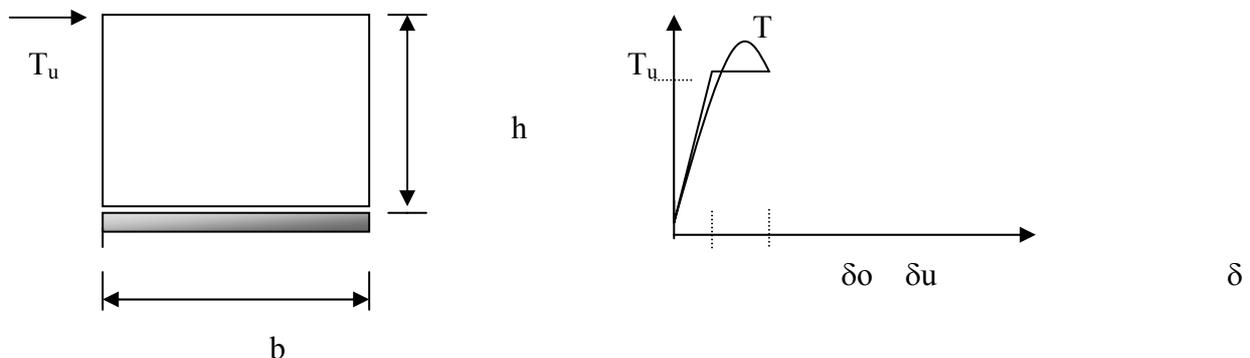


Figura 1 – Schema strutturale e schema di comportamento (reale ed ideale)

Murature non consolidate, non lesionate	Tipo di muratura	τ_k (t/m ²)
	Mattoni pieni Malta bastarda	12
	Blocco modulare (con caratteristiche rispondenti alle prescrizioni D.M. 3.3.1975) Malta bastarda	8
	Blocco in argilla espansa o calcestruzzo Malta bastarda	18
	Muratura in pietra (in presenza di ricorsi di mattoni estesi a tutto lo spessore del muro, il valore rappresentativo di τ_k può essere incrementato del 30%)	
	a) pietrame in cattive condizioni	2
	b) pietrame grossolanamente squadrato e bene organizzato	7
c) a sacco in buone condizioni	4	
Blocchi di tufo di buona qualità	10	
Murature nuove	Tipo di muratura	τ_k (t/m ²)
	Mattoni "pieni" con fori circolari Malta cementizia $R_m \geq 1450$ t/m ²	20
	Forati doppio UNI rapp. vuoto/pieno = 40% Malta cementizia $R_m \geq 1450$ t/m ²	24
Murature consolidate	Tipo di muratura	τ_k (t/m ²)
	Mattoni pieni, pietrame squadrato, consolidate con due lastre in calcestruzzo armato da cm 3 (minimo)	18
	Pietrame iniettato Murature in pietra a sacco consolidate con due lastre in calcestruzzo armato da cm 3 (minimo)	11
		11

Tabella 1 – Valori tensione tangenziale caratteristica

Considerazioni sulla resistenza a taglio di un singolo pannello murario

Calcolando i valori dell'azione tagliante ultima con la formula (1) per un pannello di muratura di mattoni pieni avente spessore pari a 11,4 cm e variando l'area della sezione resistente al taglio del pannello (ovvero il perimetro del pannello moltiplicato per lo spessore) è stato ricavato il valore della pressione di cedimento del componente strutturale esaminato con la formula (2).

Per pannelli aventi altezza costante pari a 2,70 metri e larghezza variabile da 2,00 a 6,00 metri, la pressione di cedimento diminuisce all'aumentare della superficie dell'elemento murario, assumendo valori compresi tra 313 mbar (con pannello largo 2,00 mt) e 193 mbar (con pannello largo 6,00 mt).

L'andamento della pressione di cedimento in funzione dell'area della sezione resistente al taglio (uguale al perimetro del pannello moltiplicato per il relativo spessore) per il pannello sopra descritto è mostrato nella figura 2.

Osservando l'andamento della pressione di cedimento in funzione dell'area della sezione resistente al taglio, si può affermare quanto segue:

- **a seguito di un'esplosione di una miscela aria-gas è più probabile la rottura del pannello avente dimensioni maggiori rispetto alla rottura di un altro pannello dello stesso spessore, realizzato con gli stessi materiali ma avente dimensioni più piccole;**
- le murature cadute a seguito di un'esplosione difficilmente mostrano una rottura parziale della superficie del pannello (a meno dell'esistenza di vincoli particolari o, nel caso delle tramezzature, di tubazioni di impianti interni);
- la rottura del pannello è generalmente totale sull'intera superficie, in corrispondenza cioè della massima area di taglio.

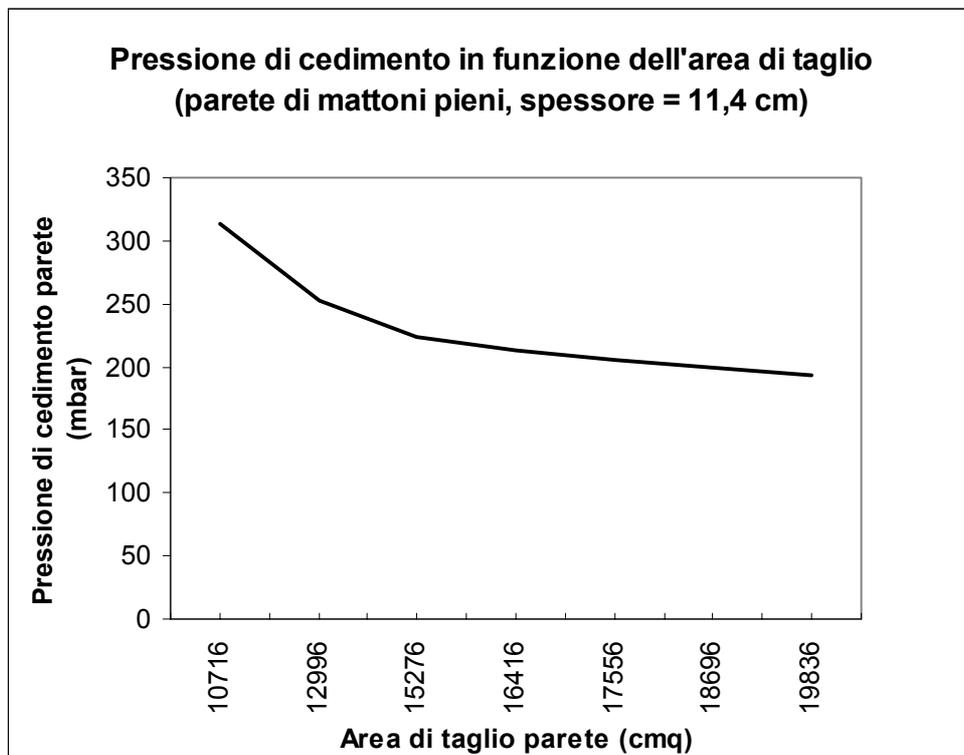


Figura 2 – Pressione di cedimento di un pannello in muratura di mattoni pieni in funzione dell'area di taglio

Rigidezza del pannello murario portante

Il calcolo della rigidezza di un pannello murario portante soggetto ad un'esplosione non può essere confrontato con un numero adeguato di dati sperimentali. D'altro canto non può essere utilizzato il calcolo della rigidezza in fase elastica del pannello murario indicato nella Circolare dei LL.PP. n° 21745 del 30/07/1981 [2], dove il pannello di muratura viene considerato avente un incastro rigido alla base e scorrevole in sommità e soggetto ad una forza di taglio orizzontale unitaria applicata nella parte superiore, agente parallelamente al piano medio del pannello stesso [2].

Si è pensato però di utilizzare uno dei pochi dati sperimentali disponibili, rappresentato dallo spostamento laterale al limite elastico fornito per una parete in muratura di 6,50 mq di superficie ed 11,4 cm di spessore [3]. Con tale valore, nota la forza tagliente ultima per tale tipo di muratura, è stata ottenuta la rigidezza della parete, supposta "tozza" (visto che nella maggioranza dei casi la rottura generata da un'esplosione avviene solo per pareti di qualche piano, con $H/L < 1$).

Noto quindi lo spostamento al limite elastico di 4,40 cm e la forza di cedimento di 267 mbar del pannello murario considerato, è stato ricavato il valore della rigidezza.

Assimilando il pannello murario ad un oscillatore elementare ad un grado di libertà di massa "m" e rigidezza "K", la forza applicata "F" sarà proporzionale allo spostamento, secondo la seguente legge:

$$F = k \cdot x_{\max} \quad (3)$$

con x_{\max} coincidente con lo spostamento al limite elastico, pari nel caso in esame a 4,40 cm.

Considerando un pannello di larghezza pari a 2,17 metri e 3,00 di altezza (con superficie complessiva pari a 6,50 mq) si ricava la forza tagliente al limite elastico pari a:

$$\mathbf{F = 0,267 * 10000 * 2,17 * 3,00 = 17.382 \text{ kg}}$$

Dalla formula (3), conoscendo la forza F e lo spostamento massimo, si ottiene il valore della rigidezza del pannello murario in esame:

$$k = \frac{F}{x_{\max}} = 17.382/4,40 = 3.950 \text{ kg/cm}$$

Nota la massa del pannello murario $m = 1336 \text{ kg}$ si può ricavare il periodo proprio dell'elemento strutturale in esame:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{m}{k}} = 0,117 \text{ sec} \quad (4)$$

Considerando che la durata media dell'esplosione " t_p ", intesa come tempo di cedimento del pannello murario, può considerarsi pari a 0,15 sec, il rapporto tra t_p/T assume un valore maggiore

dell'unità e quindi, come vedremo più avanti in questo paragrafo, il valore massimo della pressione sopportata dal pannello murario è equivalente al carico di rottura determinato staticamente.

Si osserva quindi che per un pannello murario portante “tozzo” con uno spessore limitato ad una testa (11,40 cm) il periodo proprio di vibrazione è inferiore alla durata media dell'esplosione. Ne consegue che il carico è applicato staticamente, senza alcun incremento dinamico.

E' ragionevole pensare che per pareti aventi spessori maggiori di quello in esame il periodo proprio di vibrazione sia all'incirca uguale o inferiore al valore appena ricavato e quindi le considerazioni fatte per il caso sopra citato possono essere ragionevolmente estese anche alle altre pareti portanti in muratura.

Confronto della resistenza a taglio di un singolo pannello murario portante con dati sperimentali ricavati a seguito di esplosione

Facendo riferimento ai dati sperimentali forniti da “Gas explosions in buildings and heating plant” [3] ed ai valori della resistenza a taglio ricavati utilizzando la formula (1) della Circolare dei LL.PP. n° 21745 – 30/07/1981 [2], ove l'area considerata è quella di taglio lungo il perimetro del pannello, è stato fatto un confronto tra i dati sperimentali e quelli calcolati per i seguenti tipi di muratura:

- a) muratura di mattoni pieni e malta bastarda non consolidata e non lesionata, avente spessore di **11,4 cm** ed area di **6,50 mq**;
- b) muratura di mattoni pieni e malta bastarda non consolidata e non lesionata, avente spessore di **11,4 cm** ed area di **5,10 mq**;
- c) muratura con blocchi modulari e malta bastarda non consolidata e non lesionata, avente spessore di **10,13 cm** ed area di **5,10 mq**.

Dal confronto dei dati sperimentali [3] con quelli calcolati è emerso che quest'ultimi risultano circa l'80% di quelli sperimentali. La leggera diversità può essere influenzata dal rapporto di forma dei pannelli considerati e dalla diversa tipologia di vincoli applicati sugli stessi.

E' stato quindi ritenuto opportuno correggere la formula proposta con un fattore correttivo pari a **1,25**, considerato nella formula (1).

In tal modo si ottengono i seguenti risultati in termini di resistenza a taglio:

muratura tipo a):

valore sperimentale = **285 mbar**;

valore calcolato con correzione = **282 – 286 mbar** (al variare del rapporto tra le dimensioni del pannello murario).

muratura tipo b):

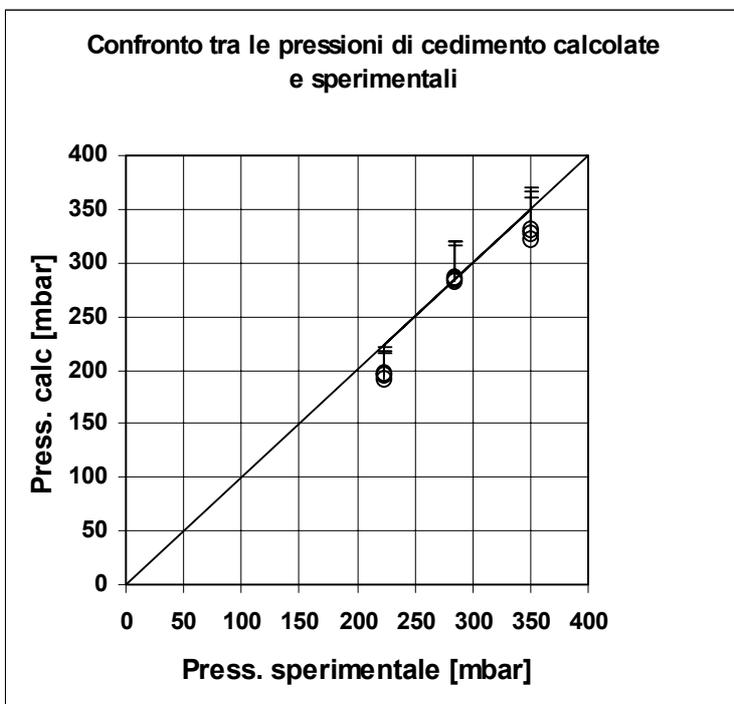
valore sperimentale = **350 mbar**;

valore calcolato con correzione = **322 – 331 mbar** (al variare del rapporto tra le dimensioni del pannello murario).

muratura tipo c):

valore sperimentale = **223 mbar**;

valore calcolato con correzione = **192 – 198 mbar** (al variare del rapporto tra le dimensioni del pannello murario).



[Figura 3 – Confronto tra le pressioni calcolate con i valori sperimentali](#)

Facendo sempre riferimento alla Circolare dei LL.PP. n° 21745 del 30/07/1981 [2], si osserva che nella tabella allegata manca il valore della resistenza tangenziale caratteristica delle **pareti divisorie, non portanti**, costituite da mattoni forati aventi un rapporto vuoto/pieno superiore al 40%.

Per tali tipi di murature si suggerisce l'utilizzo del valore della resistenza caratteristica per aderenza, f_{vok} , proposto dal C.I.B. [1] per murature costituite da mattoni forati e malte tipo M1, M2, M3 pari a **0,20 N/mm²**. Noto tale valore e le dimensioni geometriche (altezza e larghezza) del pannello murario si ricava la tensione tangenziale caratteristica di collasso assimilando il tutto, per semplicità, ad un mezzo omogeneo ed isotropo [1]:

$$f_{vk} = 0.80 \cdot \frac{0.70 \cdot f_{vok}}{1 - 0.3 \cdot \left(\frac{H}{L}\right)} \cdot \frac{0.50}{1 - 0.50 \cdot \left(\frac{H}{L}\right)} \quad (5)$$

Si deve tener conto dell'ultimo fattore correttivo solo nel caso che esso risulti minore dell'unità, vale a dire quando si hanno pareti tozze (con $H/L < 1$) [1].

Il valore della resistenza di progetto (tensione tangenziale caratteristica) da utilizzare nella formula (1) per ricavare la resistenza al taglio delle pareti divisorie e/o di tamponatura, si può ottenere dal valore della tensione tangenziale caratteristica applicando il coefficiente γ_m :

$$\tau_k = \frac{f_{vk}}{\gamma_m} \quad (6)$$

ove γ_m è un coefficiente fortemente influenzato dalle condizioni di controllo dei materiali e dalla esecuzione della parete. Le raccomandazioni C.I.B. suggeriscono di assumere un valore pari a 3,50; tale valore può essere ridotto allorché vi sia un serio controllo di qualità dei materiali e del progetto, portandolo fino a 2,00 in presenza degli accertamenti più severi. Nella presente trattazione è stato adottato un coefficiente $\gamma_m = 2,50$ come nel caso delle verifiche sismiche [1] [2].

Il valore dell'azione tagliante ultima del pannello divisorio, calcolato con la formula (1), è stato diviso per l'area dello stesso (sulla quale agisce il carico) ricavando la resistenza a taglio del componente strutturale.

I valori calcolati, senza tenere conto dell'eventuale amplificazione dinamica del carico, variano **da 62 a 87 mbar** per i pannelli "tozzi", ovvero con un rapporto $H/L < 1$, e **da 110 a 200 mbar** circa per i pannelli snelli ($H/L > 1$).

Anche per la **tamponatura con intercapedine** è stata applicata la formula (1) utilizzata per le murature portanti, considerando però uno spessore effettivo pari a due terzi della somma dei setti separati che costituiscono la stessa [3].

I valori calcolati in questo caso, sempre senza tenere conto dell'eventuale amplificazione dinamica del carico, variano **da 100 a 145 mbar** per i pannelli "tozzi", ovvero con un rapporto $H/L < 1$, e **da 185 a 330 mbar** circa per i pannelli snelli ($H/L > 1$).

b) Valutazione degli effetti delle esplosioni di miscele aria-gas sui solai

Premessa

In questo studio sono stati considerati solamente solai latero-cementizi semplicemente appoggiati, ad una e a due campate aventi la medesima luce. Questa scelta è stata fatta per semplificare la trattazione, trascurando eventuali vincoli di semincastro, e per valutare l'ordine di grandezza delle pressioni di cedimento più basse di questo tipo di elementi strutturali.

Per il calcolo della pressione di cedimento di un solaio latero-cementizio è stata condotta un'analisi allo stato limite ultimo in cui una determinata sezione raggiunge la rottura, e tutto il materiale della sezione è sollecitato dalla tensione di rottura. In queste condizioni, come è noto, non si ha più la proporzionalità tra tensione e deformazione ed avendo superato il limite elastico, si entra nel campo plastico. In tale situazione la deformazione del materiale aumenta e la tensione rimane quasi costante.

Considerando solai semplicemente appoggiati, impegnati prevalentemente a flessione, è necessario che la sezione trasversale maggiormente sollecitata in valore assoluto (quella in mezzeria) si plasticizzi per provocare la crisi (rottura) dell'intero travetto e, presumibilmente, dell'intero solaio.

Nel caso di solaio ad unica campata all'insorgere di uno stato di plasticizzazione dovuto all'aumento del carico agente nella sezione di mezzeria, maggiormente sollecitata a flessione, essa non offrirà più alcuna resistenza flessionale e si trasformerà in cerniera plastica. A questo punto il travetto del solaio considerato passerà direttamente da uno schema statico isostatico ad uno schema labile di rottura per l'elemento strutturale (o quanto meno all'impossibilità di utilizzazione per eccessiva deformabilità).

In questo caso, infatti, non si può tener conto di riserve di resistenza offerte dalla redistribuzione delle sollecitazioni esistenti nelle strutture iperstatiche, ma si può solo tenere conto delle possibilità di redistribuzione delle tensioni all'interno della sezione critica di calcolo, che in questo caso coincide con la sezione di mezzeria.

La procedura adottata è stata la seguente:

- a) calcolo della **pressione di plasticizzazione** del travetto;
- b) calcolo della **pressione di rottura** della sezione, ottenuto dal precedente valore moltiplicato per un coefficiente 1,30 pari al rapporto medio tra la tensione di rottura dell'acciaio utilizzato correntemente nei solai e la relativa tensione di snervamento;
- c) calcolo della **pressione totale di rottura** del solaio, ottenuta sommando al valore di rottura il carico permanente agente sul solaio.

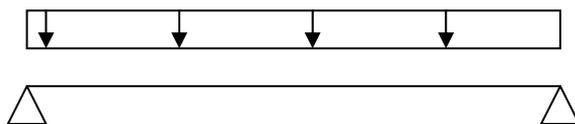


Figura 4 – Schema statico adottato

SOLAI CON INTERASSE TRAVETTI DI 40 CM

CAMPATA UNICA - Calcolo del momento di plasticizzazione

Per valutare la resistenza dei solai latero-cementizi ad una esplosione è stato considerato il caso di travi semplicemente appoggiate, su un'unica campata o due campate aventi luci uguali.

Supponendo una resistenza caratteristica del calcestruzzo pari a 250 kg/cmq ed acciai controllati in stabilimento, è stato dapprima calcolato il momento massimo in mezzeria considerando il peso proprio del solaio ed il peso accidentale (circa 600 kg/mq) ripartiti sul singolo travetto. Le altezze totali dei solai considerati, compresa la soletta superiore, sono state 18, 20 e 22 cm con un interasse dei travetti supposto pari a 40 cm.

Nota la massima sollecitazione flettente, le armature sono state ricavate con il prontuario degli elementi strutturali [4], tenendo presente che la luce del solaio "l" deve essere minore o uguale all'altezza del solaio moltiplicata per 25.

Con le dimensioni geometriche del singolo travetto e la relativa armatura in mezzeria (solo armatura inferiore) si è passati al calcolo del **momento di plasticizzazione** per flessione " M_r " con il metodo del calcolo a rottura (come previsto nell'Eurocodice 2 e secondo le modifiche previste dal D.M. 9/01/96, parte I, cap. III), considerando un copriferro di 2 cm.

I valori ricavati sono indicati nella tabella 2.

Solaio travetto pignatta – Una campata ($M_{max}=pl^2/8$) $R_{bk}=250 \text{ kg/cmq}$ Fe B 38K ($\sigma_f=1900\text{kg/cmq}$) Interasse travetti = 40 cm						
Larghezza travetto (mt)	Altezza solaio H (mt)	Luce solaio < H*25 (mt)	Armatura superiore (cmq)	Armatura inferiore (cmq)	Momento plasticizz. sul singolo travetto (kN m)	Pressione plasticizz. (mbar)
0,10	0,18	3,00	0,00	0,88	4,20	93
0,10	0,18	4,50	0,00	1,92	8,90	81
0,10	0,20	4,00	0,00	1,43	7,60	93
0,10	0,20	5,00	0,00	2,26	11,90	86
0,10	0,22	5,00	0,00	2,26	13,30	98
0,10	0,22	6,00	0,00	3,55	20,40	94

Tabella 2 – Calcolo della pressione di plasticizzazione

CAMPATA UNICA - Calcolo della pressione totale di rottura

Noto il momento di plasticizzazione è stata ricavata la **pressione di plasticizzazione** eguagliando il momento calcolato a $p_r \cdot l^2 / 8$, dove l è la luce del solaio:

$$p_r = \frac{M_r \cdot 8}{l^2} \cdot n^{\text{à travetti}} / ml \quad (7)$$

dove: M_r [kgm] momento di plasticizzazione;
 l [m] luce del solaio;
 p_r [kg/m²] pressione di plasticizzazione.

E' stato successivamente ricavato il valore della pressione di rottura incrementando del 30% il valore precedentemente calcolato, che coincide con il rapporto tra la tensione di rottura degli acciai e la relativa tensione di plasticizzazione. Supponendo il carico dovuto all'esplosione agente sull'intradosso del solaio, al valore della pressione di rottura è stato aggiunto infine il carico permanente agente sul solaio ottenendo così la **pressione totale di rottura**.

Con le ipotesi innanzi formulate è stato visto che i valori della resistenza "statica" del solaio variano **da 150 mbar** (per solai aventi luce di 5,00-6,00 metri) **a 172 mbar** (per solai aventi luce piccola).

CAMPATA DOPPIA CON LUCI UGUALI - Calcolo della pressione totale di rottura

Un calcolo analogo è stato eseguito per un solaio a due campate uguali, semplicemente appoggiate, ove il momento massimo in campata è pari a $p_r \cdot l^2 / 14,3$ (con "l" luce del solaio). I valori della **pressione totale di rottura**, ovvero della resistenza "statica" del solaio variano **da 170 mbar** (per solai aventi luce grande) **a 202 mbar** (per i solai di luce minore).

SOLAI CON INTERASSE TRAVETTI DI 50 CM

CAMPATA UNICA - Calcolo del momento di plasticizzazione

Anche in questo caso per valutare la resistenza dei solai latero-cementizi ad una esplosione è stato considerato il caso di travi semplicemente appoggiate, su un'unica campata o due campate aventi luci uguali.

Considerando di nuovo una resistenza caratteristica del calcestruzzo pari a 250 kg/cmq ed acciai controllati in stabilimento, è stato dapprima calcolato il momento massimo in mezzeria considerando il peso proprio del solaio ed il peso accidentale (circa 600 kg/mq) ripartiti sul singolo travetto. Le altezze totali dei solai considerati, compresa la soletta superiore, sono state in questo caso 19, 21 e 23 cm con un interasse dei travetti supposto pari a 50 cm.

Nota la massima sollecitazione flettente, le armature sono state ricavate con il prontuario del cemento armato [5] tenendo presente che la luce del solaio "l" deve essere minore o uguale all'altezza del solaio moltiplicata per 25.

Con le dimensioni geometriche del singolo travetto e la relativa armatura in mezzeria (solo armatura inferiore) si è passati al calcolo del **momento di plasticizzazione** per flessione " M_r " con il metodo del calcolo a rottura (come previsto nell'Eurocodice 2 secondo le modifiche previste dal D.M. 9/01/96, parte I, cap. III), considerando un copriferro di 2 cm .

I valori ricavati sono indicati nella tabella 3.

Solaio travetto pignatta – Una campata ($M_{max}=pl^2/8$)						
R _{bk} =250 kg/cmq Fe B 38K ($\sigma_r= 1800\text{kg/cmq}$) Interasse travetti = 50 cm						
Larghezza travetto (mt)	Altezza solaio H (mt)	Luce solaio < H*25 (mt)	Armatura superiore (cmq)	Armatura inferiore (cmq)	Momento plasticizz. sul singolo travetto (kN m)	Pressione plasticizz. (mbar)
0,08	0,19	3,00	0,00	1,65	7,50	133
0,08	0,19	4,50	0,00	2,65	10,10	80
0,08	0,21	4,00	0,00	1,90	9,50	95
0,08	0,21	5,00	0,00	2,85	12,60	81
0,08	0,23	5,00	0,00	2,65	13,80	88
0,08	0,23	6,00	0,00	4,35	16,10	72

Tabella 3 – Calcolo della pressione di plasticizzazione

CAMPATA UNICA - Calcolo della pressione totale di rottura

Nota il momento di plasticizzazione è stata ricavata la **pressione di plasticizzazione** eguagliando il momento calcolato a $p_r \cdot l^2 / 8$, dove l è la luce del solaio:

$$p_r = \frac{M_r \cdot 8}{l^2} \cdot n^{\text{travetti}} / ml \quad (8)$$

dove: M_r [kgm] momento di plasticizzazione;
 l [m] luce del solaio;
 p_r [kg/m²] pressione di plasticizzazione

E' stato successivamente ricavato il valore della pressione di rottura incrementando del 30% il valore precedentemente calcolato, che coincide con il rapporto tra la tensione di rottura degli acciai e la relativa tensione di plasticizzazione. Supponendo il carico dovuto all'esplosione agente sull'intradosso del solaio, al valore della pressione di rottura è stato aggiunto infine il carico permanente agente sul solaio ottenendo così la **pressione totale di rottura**.

Con le ipotesi innanzi formulate è stato visto che i valori della resistenza "statica" del solaio variano **da 138 mbar** (per solai aventi luce di 6,00 metri) **a 218 mbar** (per i solai di luce pari a 3,00 metri).

CAMPATA DOPPIA CON LUCI UGUALI - Calcolo della pressione totale di rottura

Un calcolo analogo è stato eseguito per un solaio a due campate, semplicemente appoggiate, ove il momento massimo in campata è pari a $p_r \cdot l^2 / 14,3$ (con "l" luce del solaio). I valori della **pressione totale di rottura**, ovvero i valori della resistenza "statica" del solaio variano **da 168 mbar** (per solai aventi luce di 6,00 metri) **a 263 mbar** (per i solai di luce pari a 3,00 metri).

c) Fattore di amplificazione del carico (azione dinamica del carico)

Per conoscere il valore del carico di pressione massimo che una struttura o un elemento strutturale può sopportare a seguito di un'esplosione occorre innanzitutto conoscere la pressione dell'elemento di sfogo ed il tempo necessario per raggiungerla.

La risposta delle strutture ai carichi di pressione generati da un'esplosione non dipende solo dal picco di pressione generato, che chiameremo "statico", nè dal semplice confronto di tale valore con la resistenza della struttura.

Infatti, stimato l'andamento della curva tempo - pressione per una determinata esplosione, la risposta strutturale ad un'esplosione avvenuta all'interno di un ambiente dipende dal picco di pressione generato " P_{stat} " e dal confronto tra il tempo necessario per avere il cedimento dell'elemento di sfogo " t_p " ed il periodo proprio di vibrazione del componente strutturale considerato " T ", (v. figura 5).

Ai fini dell'individuazione degli indicatori di pressione per un'esplosione avvenuta all'interno di un volume, visti i tempi in gioco, occorre considerare il carico generato sulla struttura come forza crescente linearmente tra l'istante iniziale ed il tempo di cedimento " t_p " dell'elemento di sfogo presente.

Nel caso in esame, considerando il carico crescente linearmente, è stato constatato che in funzione del valore assunto dal rapporto t_p/T si possono distinguere tre casi diversi:

- a) Se $0,60 \cdot T < t_p < 0,80 \cdot T$, ovvero se il tempo necessario per raggiungere il cedimento dell'elemento di sfogo è compreso tra il 60% e l'80% del periodo proprio dell'elemento strutturale esaminato, il valore di pressione massimo sopportato da quest'ultimo sarà equivalente al carico di rottura determinato "staticamente" diviso per un fattore 1,20:
 $P_{din} = P_{stat} / 1,20$;
- b) Se $t_p = 0,90 \cdot T$, ovvero se t_p è poco inferiore a T il valore di pressione massimo sopportato dall'elemento strutturale sarà pari al carico di rottura determinato "staticamente" diviso per un fattore 1,10: $P_{din} = P_{stat} / 1,10$;
- c) Se $t_p \geq T$, ovvero se il tempo necessario per raggiungere il cedimento dell'elemento di sfogo è maggiore o uguale al periodo proprio dell'elemento strutturale, il valore di pressione massimo sopportato da quest'ultimo sarà equivalente al carico di rottura determinato "staticamente".

D'altro canto è ragionevole pensare che un carico applicato "lentamente", ovvero in un tempo più grande del periodo proprio di vibrazione dell'elemento strutturale considerato, sia tale da consentire alla deformazione, e quindi alla tensione interna agente, di non produrre azioni dinamiche sensibili. Un carico così applicato può considerarsi "statico".

Supponendo invece che il tempo di applicazione della forzante sia più piccolo, il moto dell'elemento strutturale sollecitato risulta amplificato dinamicamente [6].

Se si attribuisce un andamento lineare al carico generato dalla deflagrazione, sino al raggiungimento della pressione di cedimento dell'elemento portato a rottura (dopo di che si suppone un andamento costante della pressione) il coefficiente di amplificazione dinamica al variare del rapporto tra la durata del fenomeno e del periodo proprio di vibrazione può essere supposto variabile come lo spettro di risposta riportato di seguito [6]:

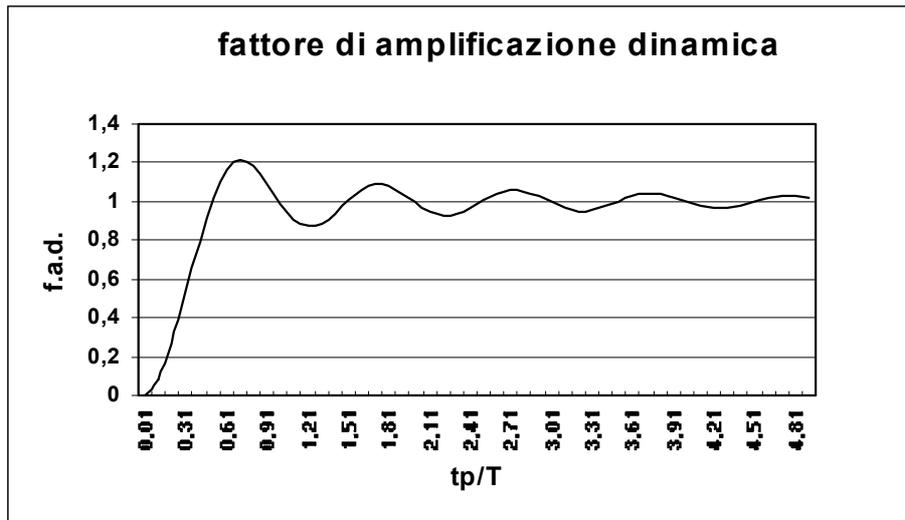


Figura 5 – Andamento del fattore di amplificazione dinamica in funzione del rapporto t_p/T

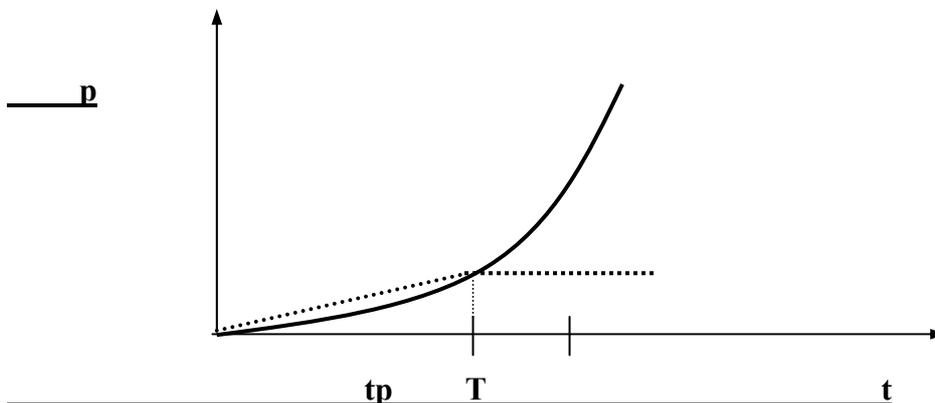


Figura 6 : Andamento della pressione generata dall'esplosione sugli elementi strutturali di delimitazione di un ambiente

In forma analitica il fattore di amplificazione dinamico (F.A.D.) può essere espresso nel seguente modo:

$$f.a.d. = 1 - \left[\frac{1}{2\pi} \cdot \left(\frac{T}{t_p} \right) \cdot \sin 2\pi \cdot \left(\frac{t_p}{T} \right) \right] \quad (9)$$

dove: t_p [sec] durata significativa del fenomeno esplosivo (apertura del vent), coincidente con l'istante in cui avviene il cedimento strutturale;
 T [sec] periodo proprio di vibrazione dell'elemento strutturale considerato.

L'andamento da considerare invece per esaminare gli effetti di una deflagrazione su strutture o elementi strutturali esterni al volume nel quale viene generata, ovvero l'andamento del coefficiente di amplificazione dinamica, sarà diverso e simile a quello fornito da "Introduction to structural Dynamics" D.M. Biggs – Mc Graw-Hill, New York 1964, con una schematizzazione triangolare dell'impulso generato dalla deflagrazione [6].

d) Esempi

MURATURA PORTANTE IN MATTONI PIENI E MALTA BASTARDA

Per una *muratura portante in mattoni pieni e malta bastarda*, non consolidata e non lesionata, avente un'area di 6,50 m² ed uno spessore di 11,40 cm, è stato valutato il periodo proprio di vibrazione per confrontarlo con il tempo di cedimento per poter poi considerare l'eventuale amplificazione dinamica del carico agente sulla struttura o, in modo equivalente, la diminuzione della resistenza dell'elemento strutturale esaminato.

Per calcolare la durata dell'esplosione di una miscela aria-gas metano, o meglio del cedimento dell'elemento strutturale esaminato, è stata utilizzata la seguente formula:

$$t_p = \frac{300 \cdot \sqrt[3]{V \cdot p_v}}{S_L \cdot E} \quad (10)$$

ove t_p [msec] tempo di cedimento dell'elemento strutturale;

V [m³] volume del contenitore, considerato in questo caso variabile da 20 a 50 m³;

p_v [bar] sovrappressione di rottura dell'elemento strutturale di sfogo (vent);

S_L [m/sec] velocità laminare di combustione del gas metano, pari a 0,40 m/sec (ipotizzata massima a concentrazione stechiometrica);

E [adim] fattore di espansione, ipotizzato pari a 7,40.

E' stato riscontrato che il tempo di cedimento è sempre maggiore del periodo proprio di vibrazione del pannello murario considerato. **Non esiste quindi alcuna amplificazione dinamica del carico generato dall'esplosione.**

SOLAI LATERO-CEMENTIZI

Lo stesso procedimento è stato adottato per i *solai latero-cementizi* a fronte di un'esplosione di gas metano. Utilizzando sempre la formula (10) ed ipotizzando dei volumi compatibili con

la luce del solaio (variabili da 27 a 72 m³), è stata calcolata la durata dell'esplosione, o meglio del cedimento dell'elemento strutturale esaminato, ed è stata confrontata con il primo periodo proprio di vibrazione della struttura in esame.

Per un *interasse dei travetti pari a 40 cm* e solai ad un'unica campata o a due campate uguali, è stato riscontrato che il tempo di cedimento è sempre maggiore o uguale del periodo proprio di vibrazione del solaio considerato. **Non esiste quindi alcuna amplificazione dinamica del carico generato dall'esplosione.**

Per un *interasse dei travetti pari a 50 cm* e solai ad un'unica campata o a due campate uguali, è stato riscontrato che il tempo di cedimento è sempre maggiore o uguale del periodo proprio di vibrazione del solaio considerato, tranne nel caso di solai con campata avente luce di 6,00 metri. **Solo in quest'ultimo caso esiste un'amplificazione dinamica del carico generato dall'esplosione, pari al 20% di quella statica. Ne consegue quindi un decremento del 20% della resistenza del solaio considerato.**

BIBLIOGRAFIA

- [1] **G. Del Piero**
Il consolidamento delle costruzioni – Lezioni tenute al 1° Convegno di studio sul consolidamento delle costruzioni – Centro Internazionale di Scienze Meccaniche – 1983.
- [2] **Circolare LL.PP. n° 21745 – 30/07/1981**
Legge 14 maggio 1981, n° 219, art. 10. Istruzioni relative alla normativa tecnica per la riparazione ed il rafforzamento degli edifici in muratura danneggiati dal sisma.
- [3] **R. J. Harris**
The investigation and control of Gas Explosions in Buildings and Heating Plant – E & FN Spon Ltd London – 1983.
- [4] **B. Furiozzi – C. Messina – L. Paolini**
Prontuario per il calcolo degli elementi strutturali – Ed. LE MONNIER – 1981.
- [5] **Ing. L. Santarella**
Prontuario del cemento armato – XXXIV^a Edizione – Ed. Hoepli – 1988.
- [6] **C. Gavarini**
Dinamica delle strutture – Edizioni Scientifiche Associate - 1978.

Valutazione della velocità di impatto di corpi e oggetti lanciati in seguito ad un'esplosione semiconfinata.

M. Silvestrini * – B. Genova ** – P. Simonetti *

*Ispettore Antincendi – Centro Studi Esperienze Antincendi – VV.F.

**Ispettore Antincendi Direttore – Ispettorato Aeroporti e Porti – VV.F.

Premessa

Gli effetti meccanici di un'esplosione semiconfinata riguardano principalmente l'interazione con il contenitore e l'interazione con corpi esterni al volume di scoppio.

Per interazione con il contenitore si intende tanto

- la rottura di tutta o parte della struttura di confinamento (generalmente costruzioni civili ed industriali)
- quanto la proiezione di masse e frammenti appartenenti a questa struttura o in essa inseriti (mattoni, materiali da costruzione, pannelli, top di silos, parti d'impianto e così via).

L'interazione con i corpi esterni al volume di esplosione si riferisce invece alla

- proiezione di questi ultimi, qualora non vincolati, per effetto del campo di pressioni, del "vento di esplosione" (drag load) e dell'onda d'urto (shock wave o pressure wave) generata all'esterno (vetture, cassonetti ecc.)
- alla resistenza strutturale al carico di pressione, in relazione al periodo proprio, da parte di quei corpi invece vincolati quali costruzioni, serbatoi, ecc.

Quindi a parte la rottura della struttura di confinamento in tutti gli altri casi si rende necessaria la conoscenza non solo della sovrappressione sviluppata ma anche della durata dell'azione, vale a dire la conoscenza dell'impulso delle pressioni [1].

In questa sezione esclusivamente l'interazione con corpi non vincolati è trattata.

Introduzione

Il problema della determinazione della spinta esercitata su un corpo proiettato dall'esplosione non è semplice.

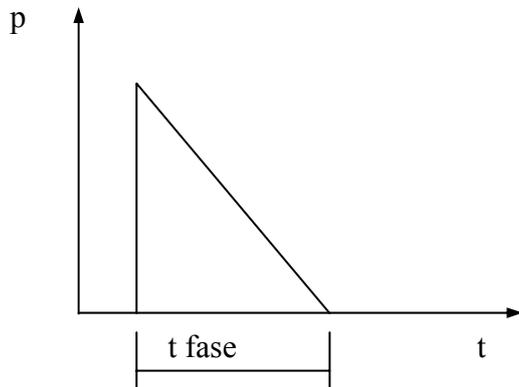
Vediamo di darne qualche rapido accenno [1] [4] [9].

Quando il fronte d'onda (fronte della perturbazione di compressione) che si propaga a velocità maggiore o uguale a quella del suono (340 m/s) investe un corpo si ha la così detta riflessione del fronte che procura un raddoppio della pressione agente sulla faccia investita. Tale aumento, che per oggetti di piccole dimensioni può essere addirittura trascurabile (a causa della rarefaction wave) dura un tempo molto breve pari approssimativamente a :

$$t = 3 \cdot S / c_0$$

in cui S è la minore tra le dimensioni H e B/2 della faccia esposta.

Nel caso di una esplosione tipo shock wave, vedi figura, e per un oggetto di dimensioni $H=1.70\text{m}$ e $B=4.0$ (vettura, cassonetto o altro) si avrà circa 15 millisecondi in cui la pressione passa dal doppio al valore normale.



Appena l'onda d'urto ha superato l'ostacolo il campo di pressione che si stabilisce dietro di essa fa sì che anche sulla faccia posteriore del corpo vi sia una spinta di senso contrario alla prima con il che l'effetto della pressione è concluso con il risultato di un'impulso estremamente ridotto. Pertanto se la profondità L del corpo investito è piccola le due spinte si equilibreranno altrimenti vi sarà ancora una spinta in avanti legata al gradiente delle pressioni e dipendente dalla legge di variazione di quest'ultime con la distanza. Infine il vento derivante dall'esplosione (drag load) esercita sui corpi una pressione pari a quella di ristagno e calcolabile come:

$$Q = C_D \cdot \frac{1}{2} \rho u^2$$

e che può anche essere posta semplicemente in funzione della sovrappressione massima :

$$Q = \frac{5}{2} \cdot \frac{P_{\max}^2}{7 p_{\text{atm}} + P_{\max}}$$

Per ottenere una spinta di "drag" capace di accelerare un corpo quale ad esempio un mattone a velocità di 15-18 m/s tali da provocare un danno o una penetrazione su un ostacolo come una parete (vedi sperimentazione sulle murature), secondo la formula precedente sarebbe necessaria una sovrappressione di 650-700 mbar che risulta effettivamente troppo elevata per qualsivoglia esplosione di gas in ambito civile.

Probabilmente questo tipo di approccio, ottimo per la valutazione dei carichi sulle strutture investite dall'esplosione all'esterno, non è applicabile al caso in esame del lancio di un proiettile a differenza del metodo [4] (Rupture of vessels) che fa uso "dell'energia interna" del gas contenuto nel vessel e che assegna all'energia cinetica dei frammenti una quota parte dell'energia p_v immagazzinata nel contenitore e lo rende particolarmente adatto all'applicazione nel caso di esplosioni di vessel metallici ad alta pressione.

Pertanto, anche traendo spunto dalla letteratura [9], (Lees – Missile damage e Effects on people), si è pensato di sviluppare un metodo di calcolo basato sull'impulso, ritenendo conglobate in qualche modo al suo interno tutte quelle azioni e quegli effetti di difficile valutazione.

Impulso delle pressioni

L'impulso di una forza è la grandezza responsabile della variazione di quantità di moto di un corpo e poiché

$$F = m \cdot \frac{dv}{dt}$$

per un tempo elementare dt si ha l'impulso infinitesimo

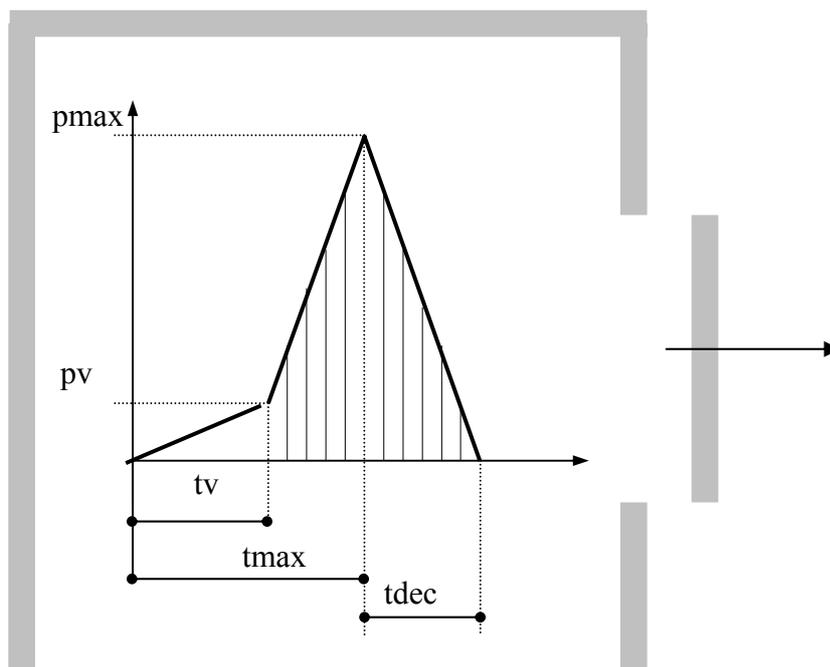
$$dI = Fdt = mdv$$

che per un intervallo di tempo finito si trasforma in:

$$I = \int_1^2 Fdt = m \cdot (v_2 - v_1)$$

espressione che afferma che “la variazione di quantità di moto di un corpo dipende dall'entità della forza applicata e dalla durata dell'applicazione”.

Nel caso di un'esplosione semiconfinata è possibile conoscere, sia pure in forma approssimativa e schematica, la variazione della pressione nel tempo all'interno del contenitore di esplosione, facendo uso dei modelli presentati nelle sezioni precedenti.



Se si considera la parete o pannello di sfogo la cui rottura avviene al raggiungimento della pressione di venting, P_v , l'impulso utile ai fini del movimento sarà:

$$I = \int_{t_v}^{(t_{\max} + t_{dec}) - t_v} p(t) dt \quad (1)$$

in quanto da 0 a t_v il pannello era fisicamente vincolato e quindi non in grado di muoversi.

Tale quantità può essere calcolata come somma di aree di semplici figure geometriche come sarà in seguito mostrato.

Se il processo esplosivo fosse rapidissimo e il corpo proiettato così pesante da subire piccolissimi spostamenti durante l'esplosione, sarebbe sufficiente dividere la quantità I calcolata per la massa del proiettile per poterne conoscere la velocità.

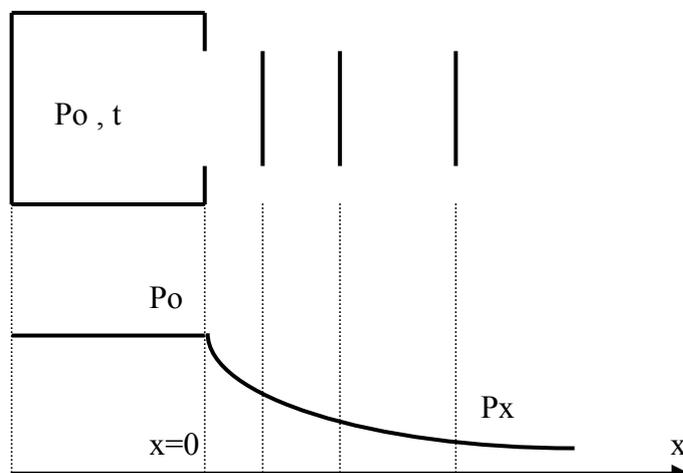
In realtà non è proprio così poiché sotto l'impulso della pressione il proiettile acquista velocità e si muove allontanandosi sempre più dalla sorgente dell'impulso stesso.

Pertanto se al tempo $t = t_v$ la pressione agente sul proiettile è $p = p_v$, al tempo t_{\max} , poiché il corpo ha percorso uno spazio x , la pressione agente su di esso non sarà più p_{\max} ma una quantità inferiore.

Alcuni studi [2], [3], [8] evidenziano come la pressione generata da un'esplosione semiconfinata diminuisce con l'inverso della distanza dal contenitore di esplosione secondo una relazione del tipo:

$$P_x = P_0 \cdot \frac{d_0}{(d_0 + x)} \quad (2)$$

dove d_0 è una dimensione caratteristica del contenitore assunta pari alla radice cubica del volume $d_0 = (V)^{1/3}$, con l'ipotesi che la (2) è strettamente valida solo nella direzione normale a quella della parete attraverso cui sfoga l'esplosione.



A questo punto il problema è definito e attraverso un calcolo iterativo della (1), della (2) e della $x = x(t)$ che ne discende è possibile dedurre il moto del corpo proiettato in “accoppiamento” all’impulso applicato che varia con la distanza del proiettile dall’origine del moto.

Questa la formulazione del problema.

Vediamo ora un calcolo applicando l’impulso istantaneamente al proiettile, prima che inizi il movimento, chiamando questo caso “Impulso semplice”.

Siano le pressioni e i tempi caratteristici dell’esplosione, quelli di seguito riportati e comunque calcolabili con le relative formule:

$$P_v = 80 \text{ [mbar]}$$

$$P_{\max} = 141 \text{ [mbar]}$$

$$t_v = 137 \text{ [ms]}$$

$$t_{\max} = 198 \text{ [ms]}$$

$$t_{\text{dec}} = 238 \text{ [ms]}$$

$$m = 3 \text{ [kg]}$$

$$A_x = 250 \text{ [cmq]}$$

l’impulso utile vale (con i dovuti passaggi di unità di misura):

$$I_{\text{semplice}} = \left[\left(\frac{P_v + P_{\max}}{2} \right) \cdot (t_{\max} - t_v) + \frac{P_{\max} \cdot t_{\text{dec}}}{2} \right] \cdot \frac{9.81 \cdot 100 \cdot 100}{1000 \cdot 1000} = 2307 \text{ Ns / m}^2 \quad (3)$$

e poiché la superficie del proiettile esposta alla pressione è $250 \text{ cmq} = 0.025 \text{ mq}$

$$I_{\text{semplice}} \cdot A_x = m \cdot v_{0x / \text{semplice}} \quad (4)$$

$$v_{0x / \text{semplice}} = 19.23 \text{ m / s}$$

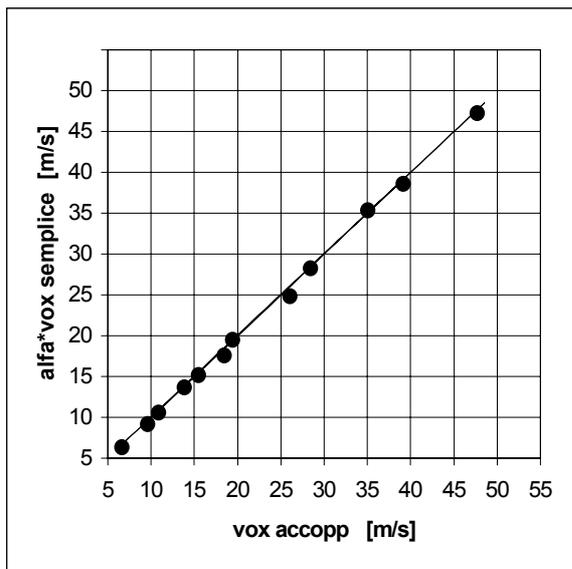
La velocità v_{0x} così calcolata è la velocità con cui il proiettile viaggerebbe se l’impulso fosse dato a proiettile fermo (cioè in un tempo infinitesimo) ipotesi sufficientemente prossima al caso di corpo “pesante” con massa elevata e quindi piccole velocità e di conseguenza piccoli spostamenti nel tempo.

Diversamente è necessario tenere conto degli spostamenti e della conseguente riduzione della pressione esercitata sul proiettile secondo la legge (2).

Possiamo definire l’impulso trasferito al proiettile in moto come “Impulso accoppiato”.

Le velocità iniziali che si ricavano con un algoritmo di lancio completo, che tenga conto cioè dell’impulso accoppiato, sono in relazione con le velocità iniziali che si ottengono dall’impulso semplice come poc’anzi calcolato.

La figura fa vedere come la velocità calcolata con l’impulso semplice è riconducibile a quella di impulso accoppiato tenendo conto di un idoneo fattore correttivo che tiene conto del fatto che tanto maggiore è il rapporto tra la massa e la superficie di spinta m/A_x quanto più le velocità sono simili e che tanto più il rapporto m/A_x è piccolo (proiettile leggero e con grande vela) quanto più le velocità differiscono.



Il fattore correttivo ha la forma :

$$\alpha = -0.045 \cdot v_{0x/ semplice}^{1/2} + 1 \quad (5)$$

cosicché la velocità effettiva (dovuta all'impulso accoppiato) è :

$$v_{0x/ accopp} = \alpha \cdot v_{0x/ semplice} \quad (6)$$

Questo significa che è sufficiente conoscere la velocità d'impulso semplice per ottenere in ogni caso quella effettiva.

Nel caso dell'esempio precedente in cui

$$v_{0x/ semplice} = 19.23 \quad m/s$$

$$\alpha = 0.803 \quad \text{e quindi}$$

$$v_{0x/ accopp} = 0.803 \cdot 19.23 = 15.44 \quad m/s$$

Resistenza dell'aria al moto di avanzamento del proiettile

Poiché si parla di velocità che possono arrivare anche a diverse decine di Km/h è necessario tenere conto del rallentamento dovuto alla resistenza dell'aria [4].

La resistenza dell'aria esplica il suo effetto di rallentamento su entrambe le componenti del moto, orizzontale e verticale, ma grazie all'azione motrice della gravità l'effetto sulla componente verticale può essere tralasciato a vantaggio della semplicità.

Per la componente orizzontale (x) del moto si può porre approssimativamente [5]:

$$v_x = v_{0x} \cdot \exp\left(-C_w \cdot \frac{A_x}{m} \cdot \rho_a \cdot x\right) \quad (7)$$

col noto significato dei simboli e con:

$\rho_a \cong 1.23 \text{ [Kg/m}^3\text{]}$ - densità dell'aria

C_w - indice di resistenza

Si riportano alcuni valori tipici dell'indice di resistenza:

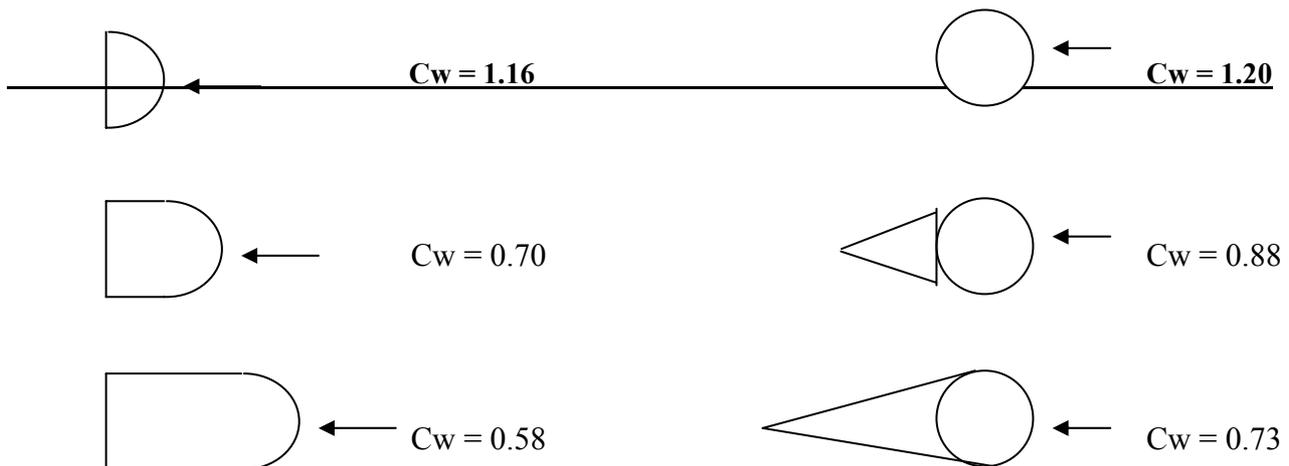
Ugelli di serbatoi e passi d'uomo/tombini [4] $C_w = 1.11$

Valvole (gruppo valvola) [4] $C_w = 0.68$

Corpi sferoidali $C_w = 0.47$

Resistenza di un **semicilindro** secondo Barth [6]
d'efflusso – Kramer [6]
(generatrici normali alla direzione di moto)

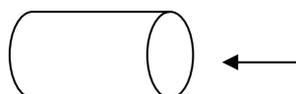
Resistenza di **cilindri** con vari corpi
(generatrici normali alla direzione di moto)



Cilindro a sezione circolare con basi normali al moto [7]

L = lunghezza ; D = diametro basi

$L/D = 1$ $C_w = 0.91$
 2 0.85



È così possibile determinare la velocità v_x con cui un proiettile incontra un ostacolo a distanza x , nota v_{0x} .

Se si vuole calcolare la distanza orizzontale di “atterraggio” di un proiettile, che parte da un’altezza H , si dovrà determinare il tempo perché tocchi terra.

Trascurando la resistenza dell’aria sulla componente verticale, dall’equazione del moto dei gravi si ottiene:

$$t = \left(\frac{2H}{g} \right)^{1/2} \quad [s]$$

e risolvendo iterativamente il sistema di due equazioni

$$x = \int_0^t v_x dt$$

$$v_x = v_{0x} \cdot \exp\left(-C_w \cdot \frac{A_x}{m} \cdot \rho_a \cdot x\right)$$

la soluzione cercata.

E’ però possibile ottenere una forma semplificata e bene approssimata, per velocità di alcune decine di m/s e altezze di lancio di una decina di metri, ponendo al posto dell’integrale:

$$x = \left(\frac{v_{0x} + v_x}{2} \right) \cdot t$$

ed utilizzando la (7), la precedente si trasforma in

$$x = \frac{1}{2} v_{0x} \cdot \left[1 + \exp\left(\frac{-C_w \cdot A_x}{m} \cdot \rho_a \cdot x\right) \right] \cdot \left(\frac{2H}{g} \right)^{1/2}$$

risolvendo iterativamente quest’ultima si ottiene il valore cercato.

La velocità di caduta verticale può essere valutata semplicemente come (gt) ed in particolare al momento dell’atterraggio:

$$v_{Y/atterraggio} = g \cdot \left(\frac{2H}{g} \right)^{1/2}$$

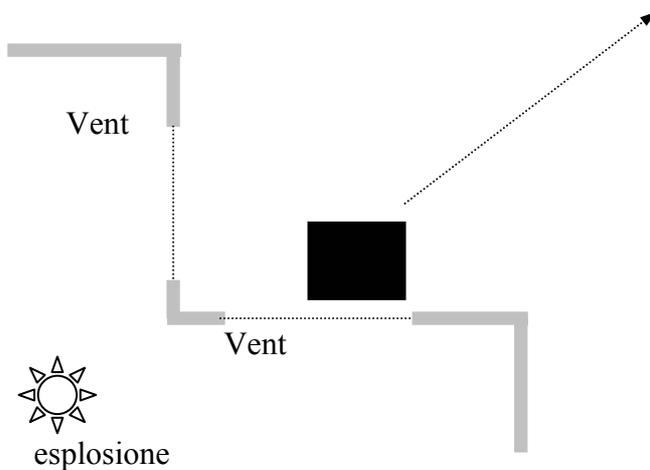
Nel caso di corpo inizialmente fermo ad altezza H e distanza d dal vent, sarà sufficiente ridurre le pressioni o l'impulso semplice secondo il rapporto d_0/d_0+d , vedi eq. (2) e ripercorrere la sequenza precedente.

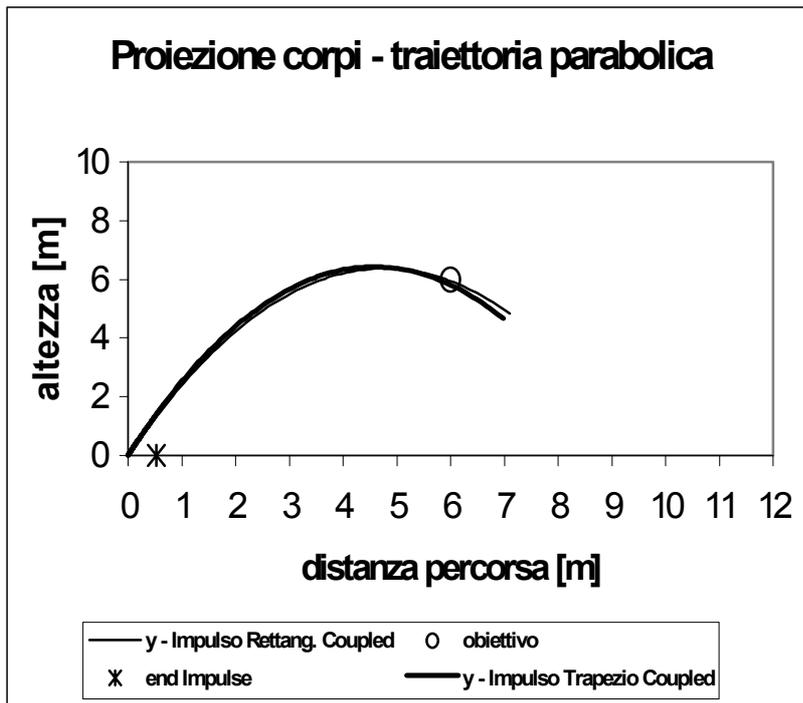
Casi particolari

Possono esservi dei casi in cui il corpo "scagliato" segua una traiettoria parabolica rivolta verso l'alto essendo la spinta ricevuta inclinata anziché orizzontale a causa di una particolare configurazione del fenomeno esplosivo nella struttura.

In tal caso è necessario considerare entrambe le componenti dell'impulso nelle due direzioni di moto, verticale ed orizzontale, utilizzando l'algoritmo completo che effettua l'integrazione passo passo delle accelerazioni, dovute alle pressioni, in funzione del tempo e della distanza dal punto di lancio.

Nel grafico seguente è riportato, a titolo di esempio, il risultato della simulazione relativa alla proiezione di un corpo pesante oltre 1000 Kg, in seguito ad una esplosione semiconfinata, su una traiettoria rivolta verso l'alto.





ESEMPIO DI CALCOLO

Esplosione di un serbatoio industriale

Si consideri un componente, di un impianto industriale, a forma parallelepipedica di volume $V=3 \times 2 \times 2 \text{ m}^3$ posto ad asse orizzontale all'altezza H di 12 m da terra e al cui interno si trova una miscela stechiometrica aria-propano.

I fondelli di $2 \times 2 \text{ m}^2$ hanno una forma sagomata e un peso di circa 220 Kg compresi i dispositivi e gli organi di processo collegati, inoltre possono resistere ad una pressione di 100 mbar.

- **Calcolo della pressione massima di esplosione semiconfinata**

$$V = 12 \text{ m}^3 ; P_v = 100 \text{ mbar} ; S_L = 0.46 \text{ m/s} ; W = 220 / (2 \times 2) = 55 \text{ Kg/m}^2 ;$$

$$K = V^{2/3} / A_v = 5.24 / 4 = 1.31$$

$$P_{\max} = 100 + 0.46 * (4 * 1.31 * 55 / 12^{1/3} + 70 * 1.31) = 200.10 \text{ mbar}$$

- **Calcolo dei tempi di esplosione**

$$t_v = 300 * [(12 * 0.100)^{1/3}] / (0.46 * 7.6) = 91.19 \text{ ms}$$

$$t_{\max} = t_v + 220 * [(12 * (0.200 - 0.100))^{1/3}] * [(1.3 - 1/1.31)^{1/3}] / (0.46 * 7.6) = 145.55 \text{ ms}$$

$$t_{\text{dec}} = 0.35 * t_{\max} * (12^{1/3}) / (0.200 + 1) = 97.18 \text{ ms}$$

- **Calcolo dell'Impulso semplice**

$$I_{\text{semp}} = [0.5 * (100 + 200) * (145.55 - 91.19) + 0.5 * 200 * 97.18] * 9.81 * 100 * 100 / (1000 * 1000) = 1752 \text{ Ns/m}^2$$

- **Calcolo della velocità semplice**

$$v_{\text{ox semplice}} = 1752 * 4 / (220) = 31.85 \text{ m/s}$$

- **Calcolo del fattore alfa e della velocità effettiva (accoppiata)**

$$\alpha = -0.045 * 31.85^{1/2} + 1 = 0.746$$

$$v_{\text{ox accopp}} = 0.746 * 31.85 = 23.76$$

- **Calcolo del tempo di volo**

$$t = (2 * 12 / 9.81)^{1/2} = 1.564 \text{ s}$$

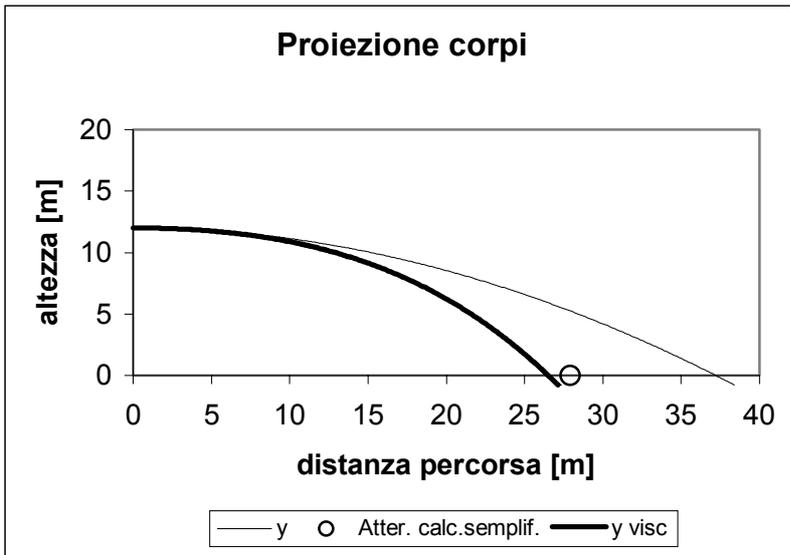
assumendo un indice di resistenza $C_w = 1.11$

$$x = 0.5 * 23.76 * [1 + \exp(-1.11 * 4 * 1.23 / 220 * x)] * t$$

si ottiene, iterando, una distanza di atterraggio pari a $x = 27.90 \text{ m}$ con $v_x = 11.89 \text{ m/s}$

invece il proiettile incontra un ostacolo posto a 10 m di distanza dal punto di lancio con una velocità

$$v_x = 23.76 * \exp(-1.11 * 4 * 1.23 / 220 * 10) = 18.53 \text{ m/s}$$

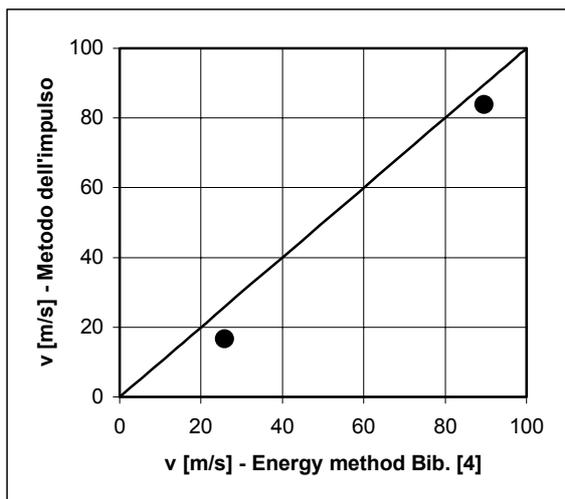


La figura riporta le traiettorie del corpo relativo all'esempio appena svolto evidenziando con il cerchietto il punto di atterraggio calcolato con la procedura semplificata esposta rispetto ad un calcolo che tenga conto della riduzione della velocità strada facendo (linea rossa).

Infine la linea blu rappresenta la traiettoria percorsa tralasciando la resistenza del mezzo.

Conclusioni

Un confronto tra le velocità di lancio calcolate con il metodo dell'impulso qui riportato e il Metodo Energetico [4] (Rupture of vessels) per il quale si è assunto un valore medio del fattore $F = 0.4$ (comportamento duttile-fragile del vessel) di cui quest'ultimo fa uso, evidenzia un buon accordo tra i metodi, almeno nel campo delle applicazioni civili (o industriali relativamente a pochi bar di sovrappressione) di cui si sta qui trattando, ferma rimanendo nei casi dubbi l'utile prassi del controllo incrociato.



Si vuole infine ricordare che l'impulso determinato così come esposto è utilizzabile al fine della valutazione del danno alle persone, timpano, polmoni e via dicendo [1] tenendo presente che la persona è ferma e quindi si utilizzerà l'impulso semplice avendo cura di scalarlo secondo la (2) laddove fosse necessario (persona all'esterno del volume di scoppio).

BIBLIOGRAFIA

[1] TNO – The Netherlands Organization of Applied Scientific Research –

Methods for the determination of possible damage – CPR 16E – Voorburg 1989

- [2] **R.J. Harris**
The investigation and control of Gas Explosions in Buildings and Heating
Plant – E & FN Spon Ltd London – 1983
- [3] **R.N. Butlin; P.S. Tonkin**
Pressures produced by gas explosions in a vented compartment –
Fire Research Note No. 1019 – 1974
- [4] **TNO – The Netherlands Organization of Applied Scientific Research –**
Methods for the calculation of physical effects – CPR 14E – Voorburg 1992
-
- [5] **W.E. Lawrence; E.E. Johnson**
Design for limiting explosion damage -
Chem. Engineering – January 7, 1974 – p. 78
-
- [6] **B.Eck**
Fluidodinamica tecnica – vol.II
EST Springer – 1986
-
- [7] **C. Malavasi**
Vademecum per l'INGEGNERE COSTRUTTORE MECCANICO -
HOEPLI – XV edizione
-
- [8] **D. Bjerketvedt; J.R. Bakke; K. van Wingerden et al**
Gas explosions handbook
J. Haz. Mat. - 1997
-
- [9] **F.P. Lees**
Loss prevention in the process industries – Vol. 1°
Butterworth & Co. Ltd. - 1980

Introduzione

Abbiamo precedentemente calcolato la velocità di espulsione dei frammenti provenienti dalla rottura delle strutture perimetriche di un locale di civile abitazione all'interno del quale avviene un'esplosione semiconfinata. Appare quindi, quantomeno interessante verificare gli effetti, che la proiezione di tali frammenti esercita sulle strutture confinanti.

La letteratura riporta un'equazione per la penetrazione dei frammenti proiettati. Come sarà meglio discusso in seguito, essa non considera il caso del completo attraversamento del muro colpito dall'oggetto espulso.

$$x_{pe} = 1,85 \times 10^{-5} CP \times m_f^{0,33} \times u_f^{1,33} \quad [\text{m}] \quad (1)$$

in essa, x_{pe} è la profondità di penetrazione nel muro del frammento, in metri, e può essere rappresentato dalla formula empirica sopra scritta, in funzione della massa del corpo proiettato e della sua velocità. Come già illustrato, la velocità del frammento dipende da numerosi parametri tra i quali non bisogna trascurare la durata dell'impulso positivo dell'esplosione semiconfinata che lo ha prodotto.

Nella (1) abbiamo:

m_f = massa del frammento [Kg massa]

u_f = velocità di impatto del frammento [m/s]

CP = coefficiente che tiene conto del materiale colpito dal frammento.

Dalla letteratura è possibile riportare una tabella per il valore di CP:

Tabella 2

CP	Materiale
1	Acciaio al carbonio
0,6	Acciaio inossidabile
20	Cemento non rinforzato, resistenza a compressione 15 MN/m ²
12	Cemento rinforzato, resistenza a compressione 22 MN/m ²
7	Cemento rinforzato, resistenza a compressione 40 MN/m ²
50	mattoni
90	Terreno soffice

Il valore di CP è dato per diversi materiali, considerando proiezioni di frammenti metallici a seguito dell'esplosione di un serbatoio in un impianto di tipo industriale. I

frammenti metallici considerati, sono solitamente parti di ugelli, di valvole e di altri componenti metallici che in origine fanno parte integrante del serbatoio esplosivo o sono accessori o componenti che lo completano.

Nella tabella sono inoltre riportati i materiali delle pareti perforate che sono tipici di una tipologia costruttiva di tipo industriale. I bersagli erano, infatti, i recipienti metallici di veri e propri parti di impianto, pareti in cemento armato o murature di mattoni pieni.

In questo articolo, si sta trattando dello specifico fenomeno di un'esplosione che si può definire di tipo domestico. È pertanto sembrato opportuno esaminare gli effetti sulle strutture dei frammenti prodotti da questo tipo di fenomeno esplosivo e quindi si è voluto di seguito non solo ridefinire il target, per utilizzare una terminologia balistica, cioè il bersaglio che sarà colpito dal proiettile e la natura di quest'ultimo, ma anche calcolare il valore di CP per una parete tipica degli edifici di civile abitazione.

Descrizione della prova

In un'esplosione semiconfinata all'interno di un appartamento di civile abitazione si può produrre la proiezione di corpi o frammenti provenienti dal materiale contenuto all'interno, o dalla pareti divelte. In tal caso, essi saranno mattoni o parti di rivestimento interno od esterno ed in genere di peso compreso tra 1 e 7 Kg.

Per le prove sono stati individuati i proiettili di prova riportati nella tabella n. 2.

Tabella 3 – pesi dei frammenti di prova utilizzati

mf1 kg	mf2 kg	mf3 kg	mf4 kg	mf5 kg	mf6 kg	mf7 kg	mf8 kg	mf9 kg
0,397	0,5	1	1,5	1,91	2,2945	2,72	5,44	7

Le prove sono state effettuate facendo cadere i pesi sopra riportati, da altezze prestabilite h , in modo tale che gli stessi avessero all'impatto velocità definite da:

$$u_f = \sqrt{2 \times g \times h}$$

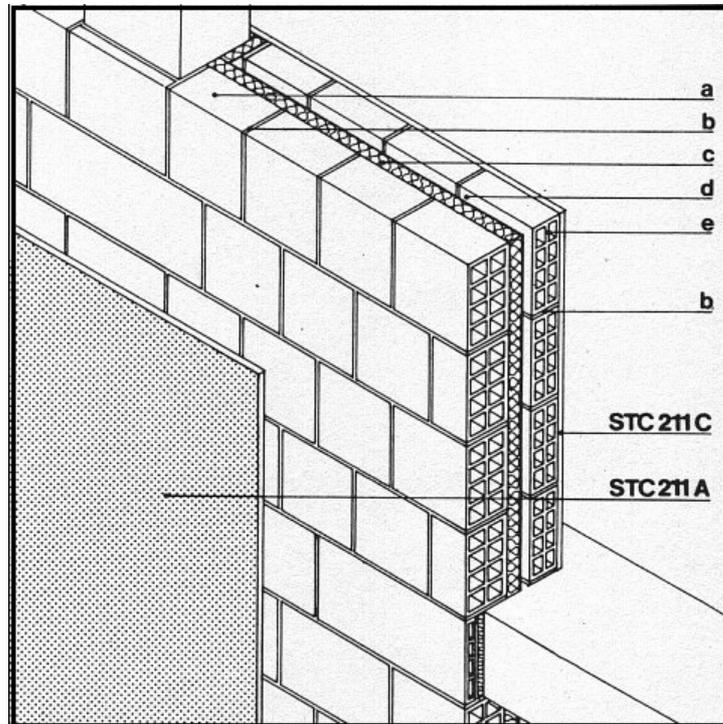
La velocità u_f è quella utilizzata nella (1), TNO [2] che fornisce la penetrazione del frammento nel muro colpito.

Come già detto, di seguito si vuole calcolare il valore di CP nel caso strutture esterne di separazione verticale piuttosto comuni nei centri abitati, colpite da frammenti proiettati a seguito di un'esplosione e aventi le masse tipiche riportate nella tabella 2.

La parete che si presa come modello è una parete perimetrale verticale, realizzata in elementi forati di laterizio, formanti due tavolati paralleli con interposto strato isolante, costituito da pannello di polistirene espanso estruso. Lo spessore del tavolato esterno è di cm 12, quello interno di cm 8.

Nella figura n.1 è riportata la parete che si è voluto simulare e per la quale è stato calcolato il coefficiente CP.

Figura 1



In essa abbiamo:

a – elemento di tavolato esterno: laterizio forato

b – legante

c – strato coibente: pannello in polistirene espanso estruso

d – intercapedine

e – elemento di tavolato interno: laterizio forato

STC 211 A Rivestimento esterno

STC 211 C Rivestimento interno (non applicato)

Di seguito nella tabella n.3 sono riportate le specifiche tecniche dei materiali utilizzati per simulare nelle prove la parete.

Tabella 4iii

MATERIALI E PRODOTTI

PROPRIETA' CARATTERISTICHE

NORME

Elemento di laterizio forato per murature

Peso non inferiore a 550 kg/mc.
Foratura compresa fra 55% ed 80%.
Resistenza caratteristica a compressione fbk maggiore o uguale a 15 kg/cmq. Tolleranze dimensionali e caratteristiche meccaniche, fisiche e di aspetto conformi alle norme citate.
Conduttività utile di calcolo secondo indicazioni della UNI 7357

UNI 8942/1,
UNI 8942/2,
UNI 8942/3,
R.D.16.11.39
n.2233,
D.M. 20.11.87,
UNI 7357+FA 101

STC 211 A. Malta bastarda composta da : cemento, calce idraulica, sabbia, acqua

Proprietà del cemento e della calce secondo i requisiti espressi dalle norme di accettazione citate
Sabbia: granulometria 100% passante cumulativi allo staccio 0,5 UNI 2332; esente da sostanze organiche e argillose.
Componenti: calce in pasta mc 0.35; cemento tipo 325 q.l per q.0,90 di sabbia vagliata e lavata

L.26.05.65 n.595,
D.M. 03.06.68,
D.M. 31.08.72,
D.M. 20.11.84,
D.M. 20.11.87

Malta idraulica per intonaco composta da : calce idraulica, sabbia, acqua

Proprietà della calce e della calce secondo i requisiti espressi dalle norme di accettazione citate dei leganti idraulici, delle calci.
Sabbia: granulometria 100% passante cumulativi allo staccio 0,5 UNI 2332; esente da sostanze organiche e argillose.
Componenti: calce kg 300 per mc di sabbia vagliata e lavata

L.26.05.65 n.595,
D.M. 31.08.72,
D.M. 20.11.87

Pannello in polistirene espanso estruso

Spessore da calcolo delle dispersioni termiche.
Densità del polistirene: 20 kg/mc.
Resistenze meccaniche, stabilità dimensionale, assorbimento di acqua e resistenza alla diffusione del vapore acqueo nei valori idonei all'impiego e verificati secondo prove normalizzate e citate.
Verifica della conduttività termica secondo prove normalizzate citate, assunzione della conduttività di calcolo secondo norma UNI 7357.
Reazione al fuoco ininfiammabile o autoestinguente.

UNI 7819,
UNI 7745+FA 112,
UNI 7891+FA 113,
UNI 9233,
UNI 7357+FA 101

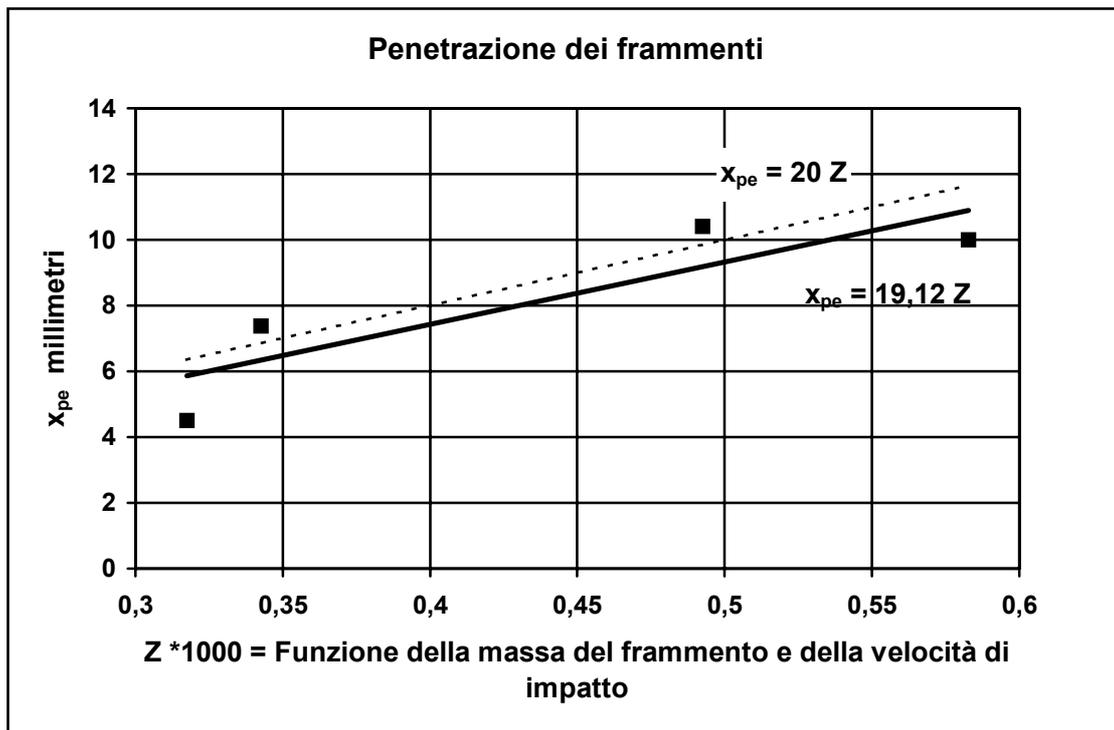
La prova è stata effettuata previa la verifica della sua validità, confrontando i risultati nel caso che la parete colpita dai frammenti fosse stata di cemento non rinforzato, resistenza a compressione 15 MN/m². In tal caso (vedi tabella n. 1), il valore di CP che si sarebbe dovuto ricavare dalla formula (1) utilizzando i dati sperimentali, sarebbe dovuto essere circa 20.

La prova condotta su una parete in cemento non rinforzato utilizzando i proiettili della tabella n. 2 chiamati mf1 ed mf2, rispettivamente di 0,397 Kg e di 0,5 Kg, ha dato come risultato il grafico della figura n. 2. Si evince che la linea di tendenza tra i punti sperimentali ha equazione che si avvicina molto alla retta di equazione $x_{pe} = 20 Z$ [m], con

$$Z = 1,85 \times 10^{-5} \times m_f^{0,33} \times u_f^{1,33}$$

e $CP = 20$.

Figura 2 – verifica del coefficiente $CP=20$ nel caso di frammenti che penetrano una parte di cemento con resistenza a compressione 15 MN/m^2



Una volta ammessa la validità delle prove effettuate, si è proceduto alla sperimentazione vera e propria per la parete verticale di specifico interesse.

Discussione

Si riporta nella figura n. 3 la fotografia dei simulacri di parete, sulle quali è stata effettuata la sperimentazione.



Figura 3 – simulacro di parete

I risultati della prova sono riportati nella figura n. 4. Da essa si desume che la linea di tendenza ha un'equazione molto simile a quella della retta disegnata in figura, di equazione $x_{pe} = 75 Z$ nella quale x_{pe} è la penetrazione del proiettile nella parete, e Z è il valore ricavato dalla (1)

$$Z = 1,85 \times 10^{-5} \times m_f^{0,33} \times u_f^{1,33}.$$

Potremo quindi scrivere

$$x_{pe} = CP * Z$$

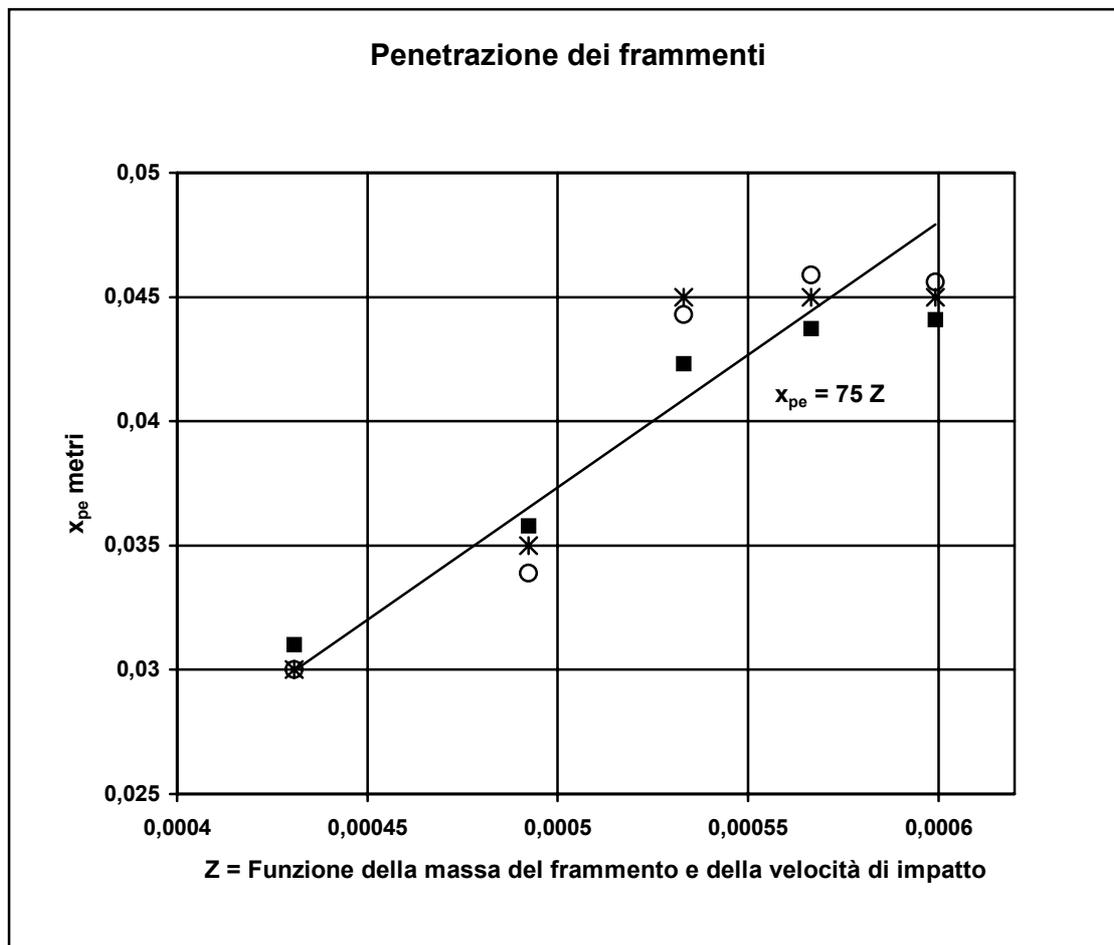
con $CP=75$

$$x_{pe} \quad [m]$$

$$m_f \quad [Kg_{massa}]$$

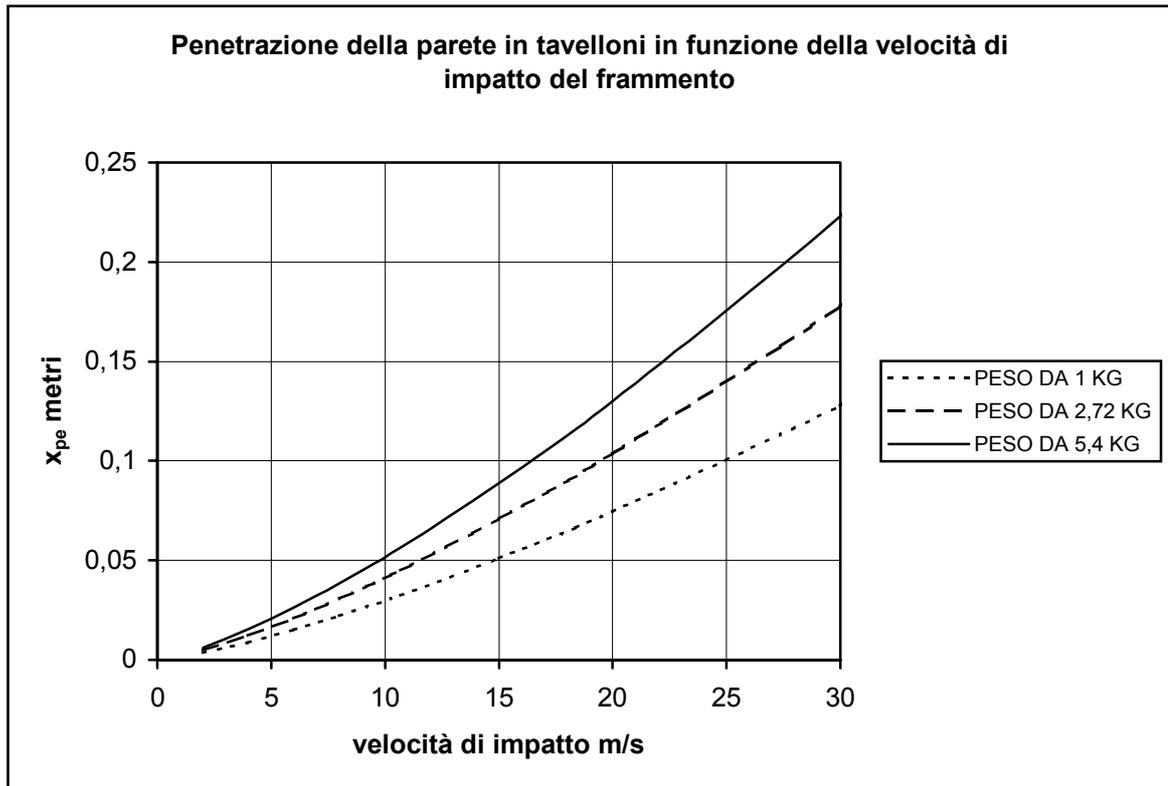
$$u_f \quad [m/s]$$

Figura 4 - coefficiente CP nel caso di frammenti che penetrano una parete perimetrale verticale, realizzata in elementi forati di laterizio, formanti due tavolati paralleli.



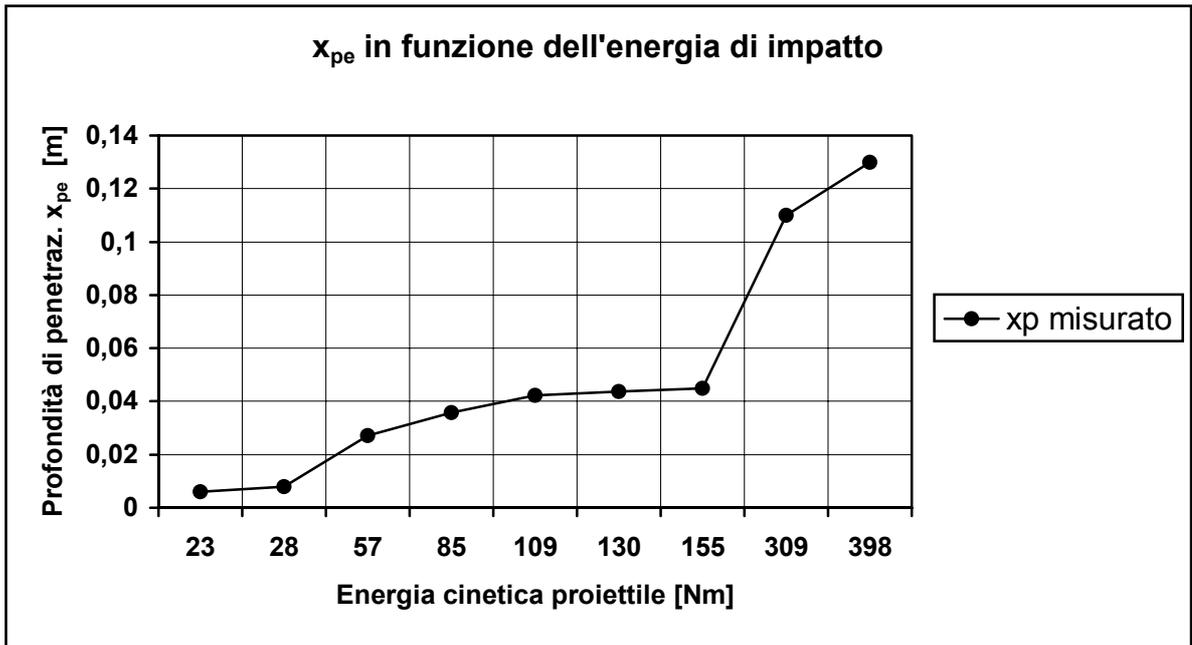
Applicando il nuovo coefficiente, nella equazione (1) è possibile verificare la penetrazione di un mattone (proiettile) di massa pari a 2,72 Kg, scagliato a diverse velocità, su una parete composta da due tavolati con interposto un pannello in polistirene. Sebbene per valori bassi della velocità l'andamento rispecchi quello verificato con la sperimentazione, alcune discordanze appaiono per valori più alti, vedi figura n. 5.

Figura 5



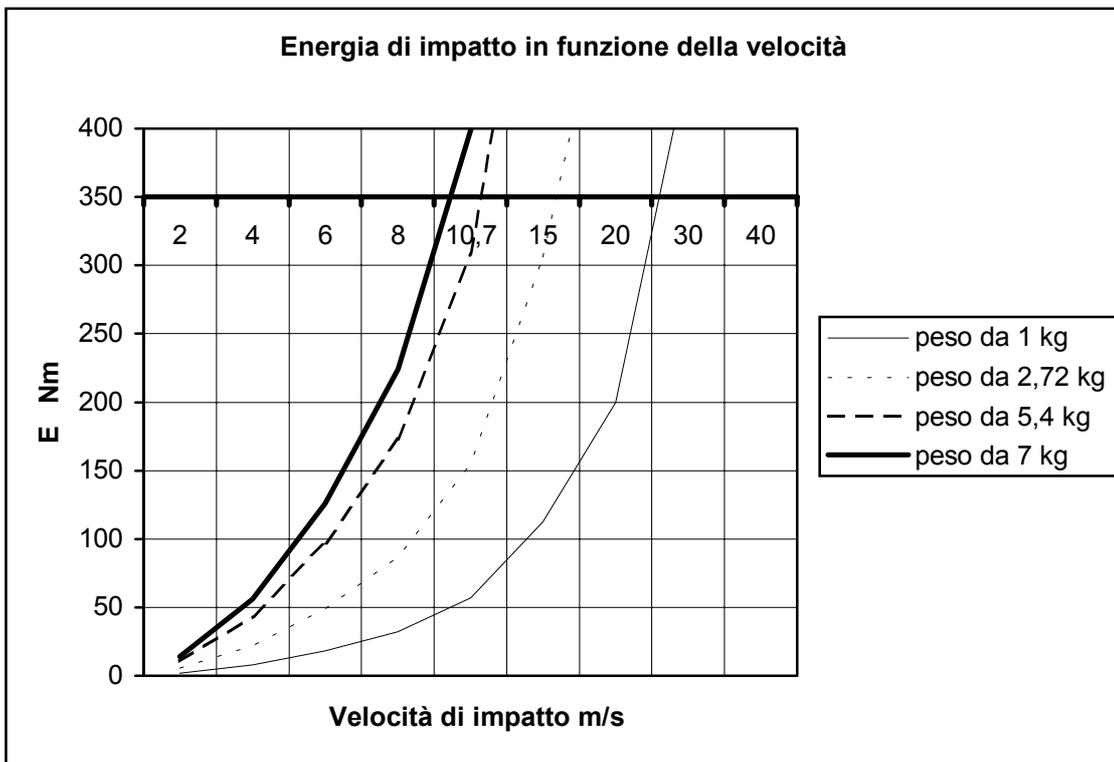
Le prove sperimentali hanno infatti evidenziato, che la formula (1), come già detto, non tiene conto dell'energia residua che il proiettile possiede, qualora riesca ad attraversare interamente la parete di prova, inoltre superando certi valori di energia cinetica del proiettile, con tutta probabilità, si innescano altri meccanismi di rottura, differenti da quelli attivati nel caso di penetrazione non passante. Per meglio dire, l'equazione (1) descrive il fenomeno finché il proiettile non attraversa completamente la parete colpita. Alcune prove effettuate su una parete di spessore pari a 12 cm, formata da due tavolati in laterizio forato, intonacati sugli estradossi con malta cementizia, hanno mostrato che per velocità pari a circa 11 m/s, un proiettile di massa 5,4 Kg (2 mattoni uniti) attraversa la parete in modo dirompente. L'applicazione della (1) con un valore di CP pari a 75, darebbe un valore di x_{pe} non superiore a 6 cm il che significherebbe che il proiettile si troverebbe tra i due tavolati in laterizio senza attraversarli. Il grafico di figura 6 consente di confrontare i dati sperimentali di x_{pe} misurati con il valore dell'energia di impatto del proiettile.

Figura 6



Si evince che per valori di $x_{pe} > 12$ cm, ai quali corrisponde il completo attraversamento della parete, si hanno valori dell'energia del frammento, superiori a 350 Nm. Se in un grafico rappresentiamo l'energia, espressa in Nm, in funzione della velocità di impatto per proiettili di massa diversa, avremo il grafico di figura 7.

Figura 7



Confrontando il grafico di figura 7 con quello di figura 5, si può notare che per valori di $E=350$ Nm, le velocità di impatto del proiettile sono rispettivamente circa 8,5 m/s per frammenti da 7 kg, 9 m/s per frammenti da 5,4 kg, 13 m/s per frammenti da 2,72 kg, 20 m/s per frammenti da 1 kg.

Ciò lascia intendere che la formula (1), seppur valida finché il proiettile non ha completamente attraversato la parete, dovrà essere abbandonata quando invece tale attraversamento si è verificato. In questo caso interviene un valore di energia di impatto, che potremo definire energia minima di soglia, il cui valore è necessario acquisire per conoscere la velocità del proiettile.

Alcune considerazioni sulla combustione di miscele aria-gas all'interno di volumi in grado di generare turbolenza

M. Silvestrini * – B. Genova ** – P. Simonetti *

*Ispettore Antincendi – Centro Studi Esperienze Antincendi – VV.F.

**Ispettore Antincendi Direttore – Ispettorato Aeroporti e Porti – VV.F.

Combustione della miscela

Come già accennato in altre sezioni, la combustione laminare della miscela, si riferisce ad una propagazione sferica del fronte di fiamma contraddistinta da quei caratteri di regolarità tipici del moto laminare di un fluido, quali traiettorie delle singole particelle coincidenti con le traiettorie del moto medio e componenti del moto di agitazione nulle.

Ben presto però questa regolarità viene soppiantata dal carattere caotico del moto turbolento in cui il moto di agitazione si sovrappone a quello di trasporto producendo il corrugamento o increspatura (wrinkling) del fronte di fiamma e la formazione e rottura di strutture vorticose (eddy break-up).

A questo stato corrispondono scambi di energia e materia, tra le due regioni separate dal fronte di fiamma, che producono una forte accelerazione del fronte stesso.

Questa situazione di turbolenza, intrinseca della fiamma, è già implicitamente tenuta in considerazione dalla formule empiriche, sia per il calcolo della sovrappressione sviluppata che per il calcolo dei tempi di esplosione.

Anche la ulteriore turbolenza e la distorsione della superficie di fiamma, entrambe acceleratrici, conseguenti all'apertura del vent sono già prese in conto nelle formule empiriche.

Al contrario, tutte le turbolenze generate da presenza di ostacoli, da propagazione della combustione da un ambiente all'altro, da forti velocità di efflusso del gas, da rimescolamento dell'aria dovuto a ventilazione meccanica e quant'altro non sono automaticamente incluse ma devono comunque essere prese in considerazione.

Vediamo ora un semplice esempio che riguarda queste turbolenze.

Esempio

Supponiamo che si verifichi un'esplosione di propano in un locale cucine con i dati seguenti:

P_v	= 50 mbar	K_1	= $48^{2/3}/(2.5 \times 1.40) = 3.77$
S_L	= 0.46 m/s	K_2	= $48^{2/3}/(1.80) = 7.34$
V	= $4 \times 4 \times 3 \text{ m}^3$ (h = 3 m)	K	= 2.49

Trascurando l'inerzia dei vetri della finestra e della porta:

$$P_{\max} = P_v + S_L(4KW/V^{1/3} + 70K) = 130 \text{ mbar}$$

$$t_v = 300 \times ((48 \times 0.05)^{1/3}) / (0.46 \times 7.6) = 114.9 \text{ ms}$$

$$t_{\max} = t_v + 200 \times ((48 \times 0.080)^{1/3}) / (0.46 \times 7.6) \times (1.3 - 1/2.49)^{1/3} = 210.1 \text{ ms}$$

$$\underline{t_{dec} = 0.35 \times t_{max} \times (48^{1/3}) / (1.130) = 236.4 \text{ ms}}$$

Se si ipotizza una turbolenza (dovuta a ventilazione meccanica o ad una forte velocità di efflusso del gas o altro) con un $\beta = 2$, sostituendo a S_L la $S_T = \beta S_L$, le grandezze caratteristiche prima calcolate diventano:

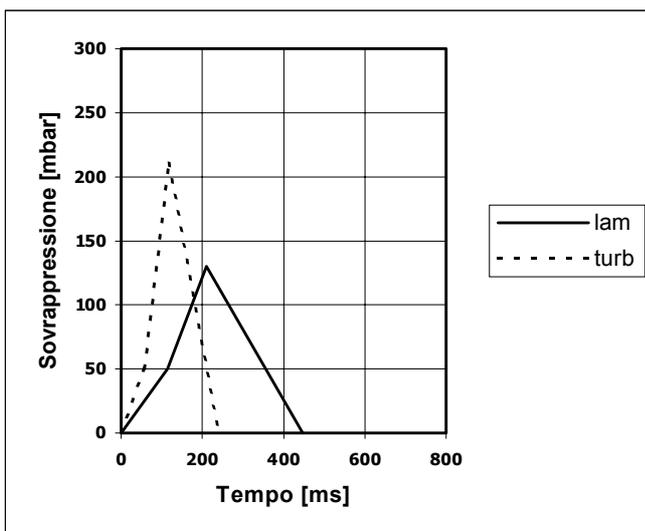
$$P_{max} = 210.4 \text{ mbar}$$

$$t_v = 57.5 \text{ ms}$$

$$t_{max} = 117.4 \text{ ms}$$

$$t_{dec} = 123.4 \text{ ms}$$

Le due esplosioni “schematizzate” riportate nella figura mostrano come la pressione massima raggiunta nel caso turbolento sia superiore a quella del caso laminare, mentre i tempi di esplosione si riducono in proporzione, segno che l'esplosione è più forte ma al contempo più rapida.



Il comportamento così brevemente descritto, con un esempio numerico, è chiaramente evidenziato dalle esperienze di Bartknecht [1] [2], che ha ottenuto incrementi della grandezza dp/dt , e quindi riduzione dei tempi di scoppio fino ad un massimo di circa 9 volte, rispetto al caso laminare, con aumenti di pressione non superiori al 20%, cosa del resto comprensibile trattandosi di esplosioni totalmente confinate con p_{max} intorno ai 7/8 bar.

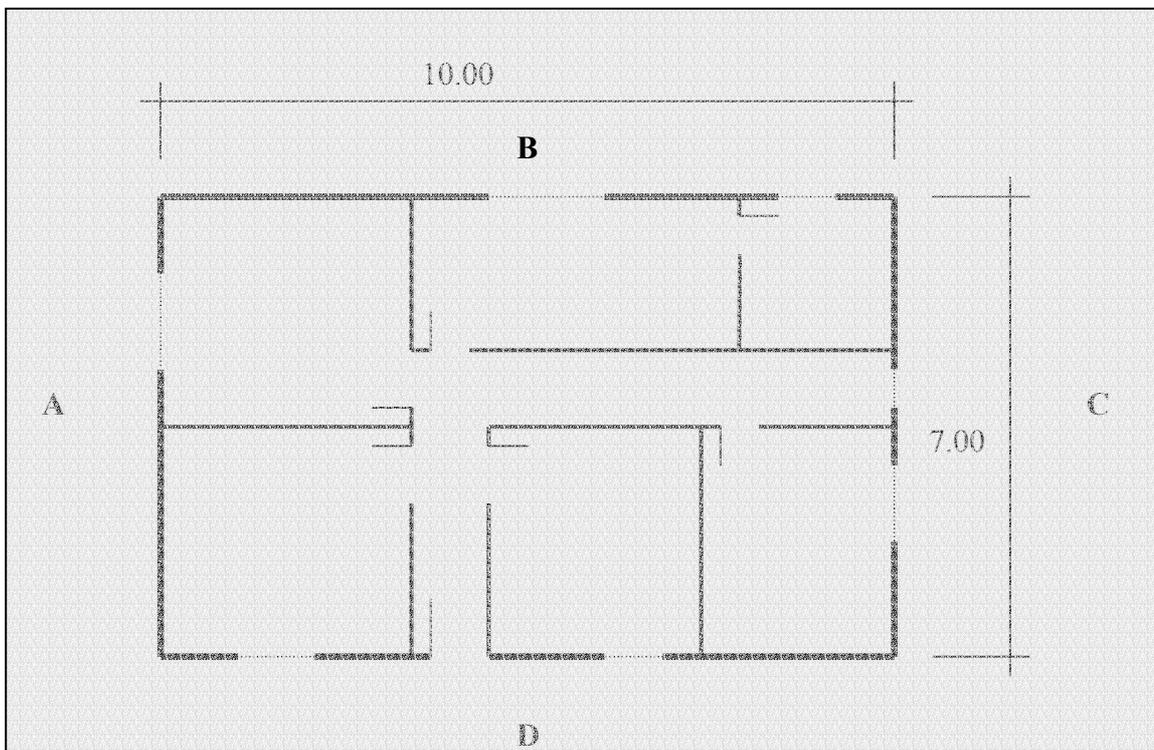
Grandi volumi

Ritornando alle formule empiriche è noto che si riferiscono ad esperienze di scoppio effettuate in:

- volumi unici
- di semplice geometria (generalmente cubici)
- vuoti;

pertanto, a rigore, non sarebbero applicabili a situazioni diverse da quelle sopra elencate. Consideriamo un volume di $10 \times 7 \times 2.70 = 189 \text{ m}^3$ come quello nel disegno, riempito di una miscela aria-gas.

E' evidente che la combustione al suo interno non potrà avere quello sviluppo e regolarità del fronte di fiamma che avrebbe dentro un eguale volume vuoto da ostacoli e privo di partizioni al suo interno.



Valutiamo dapprima la sovrappressione di esplosione come se si trattasse di un unico volume:

$$\text{Lato A} \quad A_{\text{fin}} = 2.20 \text{ m}^2 \quad K_A = 189^{2/3} / 2.20 = 14.97$$

$$\text{Lato B} \quad A_{\text{fin}} = 2.20 \text{ m}^2 \quad K_B = 189^{2/3} / 2.20 = 14.97$$

$$\text{Lato C} \quad A_{\text{fin}} = 2.00 \text{ m}^2 \quad K_C = 189^{2/3} / 2.00 = 16.47$$

$$\text{Lato D} \quad A_{\text{fin}} = 2.00 \text{ m}^2 \quad K_D = 189^{2/3} / 2.00 = 16.47$$

$1/K_{tot} = 1/K_A + 1/K_B + 1/K_C + 1/K_D$ da cui $K_{tot} = 4.92$
 e assumendo $S_L = 0.4 \text{ m/s}$ e $P_v = 40 \text{ mbar}$ e trascurando il termine inerziale si ottiene:

$P_{max} = 40 + 0.4 \times 70 \times 3.92 = 149.8 \text{ mbar} = \text{Press. Max nel volume considerato vuoto e senza partizioni}$

Poiché sono presenti vari locali comunicanti fra loro e completi di arredo, mobilio (ostacoli), si può prendere un β compreso tra 1.0 e 2.3 pensando ad un domino in 1^ e 2^ propagazione.
 Con un $\beta_{medio} = 1.65$ si ottiene:

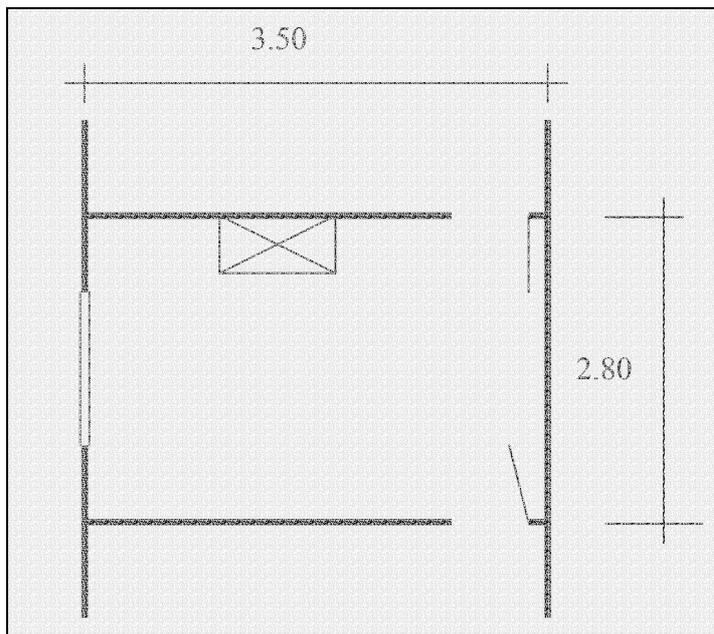
$P_{max} = 221.2 \text{ mbar}$

Pressione in grado di arrecare danni all'involucro che vanno ben oltre la rottura dei vetri ipotizzati come superfici di sfogo e lo scasso delle murature intorno ai telai degli infissi.

Se si pensa che le propagazioni da un locale all'altro possano essere 3 si userà un $\beta_{medio} = 2$.

Nel caso di numerosi locali si può senz'altro utilizzare un $\beta_{medio} = 3$.

Questi valori di sovrappressione elevata non devono trarre in inganno, infatti possono anche verificarsi esplosioni con bassi livelli di sovrappressione, come mostra l'esempio che segue in cui si ipotizza una perdita di metano che non ha ancora invaso le altre stanze di un appartamento, per cui gli accessi della cucina funzionano da sfoghi a $P_v = 0$.



Sia il volume $V = 3.50 \times 2.80 \times 2.80 = 27.44 \text{ m}^3$ - $V^{2/3} = 9.098$

I vents coincidono con le porte, pertanto:

$K_1 = K_2 = 9.098/1.80 = 5.054$ $K_{tot} = 2.53$

$P_{max} = 0 + 0.4 \times 70 \times 2.53 = 70 \text{ mbar}$

In corrispondenza ai quali si avrebbe la rottura dei vetri di cucina e delle stanze adiacenti.

Inoltre se il metano non avesse ancora raggiunto la concentrazione stechiometrica la velocità di combustione laminare sarebbe inferiore ai 0.4 m/s ipotizzati e la sovrappressione ancora più bassa.

Effetto domino – Pressioni massime

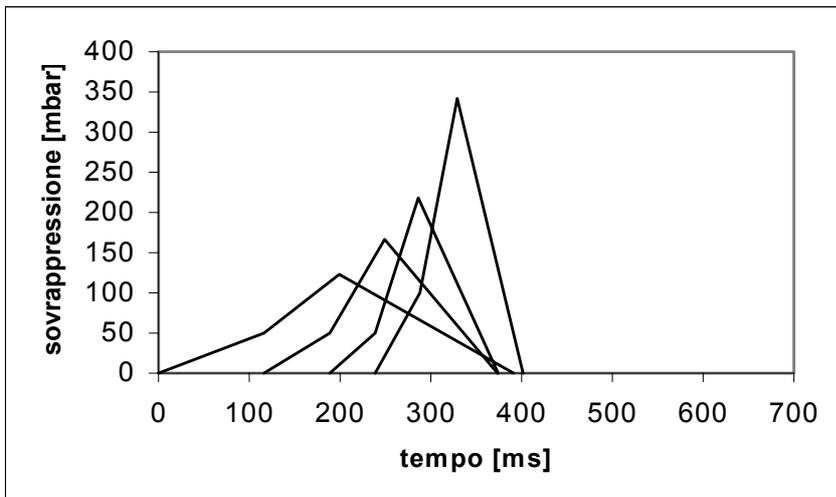
L'uso di un valore del coefficiente di turbolenza, così come indicato, permette di valutare il fenomeno nella sua condizione media, a livello globale, fornendo un valore medio delle pressioni sviluppate.

Le pressioni, registreranno valori più bassi di quelli medi calcolati, ma anche più alti, infatti le distruzioni provocate da un'esplosione possono avere proprio quella progressione evidente nel grafico seguente che mostra un esempio di come una serie di propagazioni, che può avvenire dentro un grande volume suddiviso al suo interno, in regime di turbolenza arriva a pressioni di 300 – 400 mbar partendo da valori di un centinaio.

In un'esplosione di una certa complessità, che può essere descritta in maniera media e globale da un $\beta_{\text{medio}} = 3$ come detto, ciò significa che è iniziata con un $\beta = 1$ in alcune porzioni del volume di scoppio e si è conclusa con un $\beta = 5$ in altre, in accordo con i valori suggeriti da Rasbash e coautori [3] per lo scoppio turbolento di una miscela.

La grande differenza di pressioni locali, che si può verificare nell'esplosione di un volume complesso, si può riscontrare nell'entità degli effetti distruttivi che si realizzano.

Tali effetti, ove correttamente interpretati, potrebbero costituire un indicatore della zona d'innesco qualora supportati da informazioni sulle fonti d'innesco presenti.



BIBLIOGRAFIA

- [1] **W. Bartknecht**
EXPLOSIONS – Course Prevention Protection – Springer Verlag – 1981
- [2] **R.G. Zalosh**
Explosion Protection, chapter 5 – NFPA Handbook.....
- [3] **D.J. Rasbash; D.D. Drysdale; N. Kemp**

Design of an explosion relief for a building handling liquefied fuel gases –
I. Chem. E. Symposium Series No. 47 - 1976

Esplosioni non confinate di gas

B. Genova **- M. Silvestrini*- P. Simonetti *

*Ispettore Antincendi – Centro Studi Esperienze Antincendi – VV.F.

**Ispettore Antincendi Direttore – Ispettorato Aeroporti e Porti – VV.F.

Introduzione

1. L'esplosione di una nuvola di vapore non confinata

1.1. Lo schema del pistone equivalente

Il modello del pistone equivalente, fornisce una schematizzazione del fenomeno esplosivo, che appare opportuno richiamare prima di procedere con la descrizione del fenomeno dell'UVCE.

Supponiamo di essere in presenza di un cilindro all'interno del quale scorra un pistone. Quest'ultimo può muoversi o nel senso di comprimere il fluido in quiete contenuto nel cilindro, o nel senso di espanderlo. Le considerazioni che discendono da quale dei due fenomeni avviene, sono molto diverse tra loro e per semplicità di trattazione, ci limitiamo a considerare il caso di un pistone che si muove all'interno del cilindro nel senso della compressione. Il piano dell'onda di compressione si muove all'interno del fluido alla velocità del suono che chiameremo c_0 . All'istante iniziale il pistone si muove verso le x positive secondo una legge che è rappresentata in un diagramma (x,t) dalla curva (C) tangente all'asse delle t all'origine. Nel corso del movimento il pistone creerà un treno d'onde che si propagherà nel fluido inizialmente a riposo. Ciascuna di queste onde si propagherà alla velocità relativa rispetto al pistone $+c_0$. Il modello del pistone equivalente suppone che la c sia una funzione crescente della densità e quindi della pressione. Ne discende che le onde successive emesse dal pistone, avranno velocità crescenti nel tempo. Si può in altro modo dire, che la coda dell'onda Ω_1 procederà più velocemente che la testa dell'onda Ω_0 , ed il treno delle onde andrà progressivamente raggruppandosi. Allorché Ω_1 avrà raggiunto Ω_0 il fenomeno cambierà d'aspetto: la compressione iniziale di tipo continuo, si trasformerà in un'onda d'urto di tipo discontinuo (vedi fig.1).

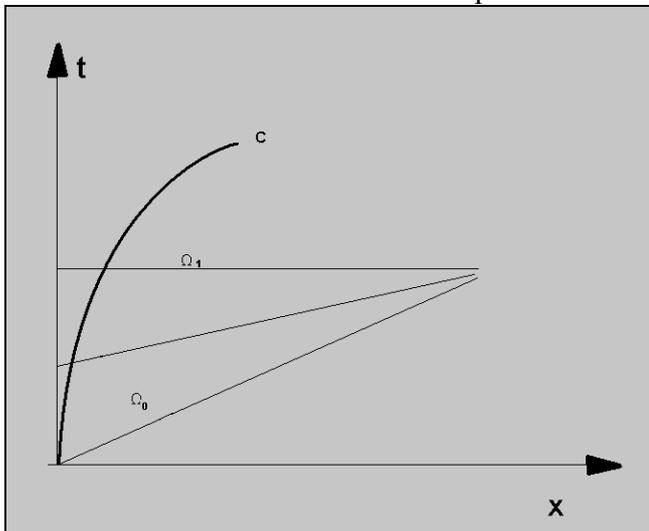


Figura 1

1.2. Descrizione del meccanismo di combustione

1.2.1. Deflagrazione

Se si fornisce per un tempo limitato una piccola quantità di energia (dell'ordine dei millesimi di joule) ad una miscela combustibile di aria/gas avente una composizione all'interno di certi limiti (il campo di esplosività), può iniziare una reazione spontanea.

Un punto di ignizione potrà produrre un fronte di fiamma sferico in misura strettamente correlata al tempo necessario affinché la reazione si diffonda indisturbata nella miscela omogenea. Il calore rilasciato produce l'espansione dei prodotti di combustione, che spingono frontalmente la miscela dalla parte che non ha reagito. La fiamma può perciò essere considerata come un pistone permeabile, ritornando allo schema cui si è brevemente accennato.

Il pistone permeabile provoca onde di compressione all'interno della miscela combustibile che non ha reagito, ed esse si propagano nel mezzo, come già detto, alla velocità del suono. Se la velocità del fronte di fiamma è sufficientemente alta, onde di compressione successive si sovrapporranno una sull'altra provocando un'onda d'urto. È evidente che più è alta la velocità del fronte di fiamma, tanto prima avverrà che questo diventi un'onda d'urto e più alta sarà la sovrappressione prodotta. Questa forma di esplosione è detta deflagrazione. La velocità della deflagrazione è generalmente inferiore alle poche centinaia di metri al secondo.

1.2.2. Detonazione

Un secondo meccanismo può portare una miscela combustibile aria/gas a reagire spontaneamente. Esso si basa, piuttosto che sul trasferimento di calore dovuto al passaggio del fronte di fiamma, come nel caso della deflagrazione, sull'aumento di temperatura dovuto all'onda d'urto, o per meglio dire, all'aumento di pressione prodotto dall'onda d'urto che genera un fortissimo aumento di temperatura. Se il gas a monte dell'onda d'urto reagisce con sufficiente velocità ad elevate temperature, l'energia di combustione prodotta sosterrà e manterrà l'onda d'urto stessa. Teoreticamente, questo stato di equilibrio è esattamente definito. In altre parole, ciò significa che una nuvola di gas che detona produce una sovrappressione che può essere calcolata per ciascun tipo di gas combustibile (circa 20 bars come ordine di grandezza), e che la velocità dell'onda di detonazione è, di conseguenza, anch'essa fissata (circa 2 km/s).

1.2.3. Transizione dalla deflagrazione alla detonazione.

È possibile per una deflagrazione che comincia con una velocità del fronte di fiamma di pochi metri al secondo, che questa acceleri e infine diventi una detonazione. Lo stato delle conoscenze, non consente di poter prevedere il fenomeno per situazioni pratiche. Comunque, non sembra che questo fenomeno sia mai avvenuto, nel caso di una nuvola di vapore completamente non confinata. Alcuni studi esaminano la possibilità di detonazione della nuvola di gas, che si innesca da sacche di ostruzione del gas in corrispondenza di ostacoli o parti di impianto che, per fenomeni di turbolenza particolari, accelerino il fronte di fiamma. Il fenomeno della detonazione di una UVCE, se comparato ad una detonazione di TNT, a pari picco di pressione prodotto, può presentare aspetti di maggior pericolosità determinati dalla maggior durata dell'impulso positivo come sarà meglio descritto più avanti.

1.3. Il fenomeno dell'UVCE.

Nel paragrafo che segue, cercheremo di districarci alla luce delle attuali conoscenze su quali siano i parametri da considerare e che permettono di ben identificare il fenomeno dell'UVCE, caratterizzandolo nel senso della deflagrazione e/o della detonazione. Escluderemo, nel modello

di calcolo che seguirà, di considerare quei parametri che non sono chiaramente definiti e di cui non è nota l'azione sul fenomeno stesso. A seconda delle modalità di rilascio della sostanza combustibile in un sistema non confinato e delle condizioni atmosferiche e locali, la nuvola di gas rilasciata potrà avere, al momento dell'innescò, una certa forma. Potremmo considerare tra le tante, tre tipi di forma possibili, l'emisferica, la cilindrica piatta, e la piumata. Sebbene la forma della nuvola interagisca grandemente con il processo di combustione, si può dire però che il suo effetto è piccolo su qualsiasi processo di detonazione nella nuvola, in quanto la detonazione è di per sé una situazione di equilibrio molto ben definita. Per dare un'idea del tipo di equilibrio che si realizza in una detonazione è necessario ritornare alla teoria termoidrodinamica dovuta agli studi di Chapman e Jouguet che considera la detonazione come un processo di urto e di flusso di gas a velocità supersonica associati ad una trasformazione chimica che si oppone alle perdite di energia. Ricordando che molte delle reazioni esplosive tra gas avvengono con diminuzione di volume, queste risultano favorite dalla compressione generata dall'onda d'urto. Ai confini della nuvola di vapore che detona, il picco di sovrappressione potrà raggiungere anche 20 bar e diminuirà all'aumentare della distanza dalla nuvola.

Le linee che congiungono i punti a pari picco di pressione in vicinanza della nuvola, seguiranno la forma della nuvola stessa, ma ad una distanza più grande, queste linee che potremo definire di uguale picco di pressione, assomiglieranno ad un cerchio. Poiché per la deflagrazione la velocità del fronte di fiamma può variare di diversi ordini di grandezza, è chiaro che è difficile da indicare l'effetto della forma della nuvola sulla velocità del fronte, perché evidentemente subentrano numerosi fattori. Se si considera ad esempio una nuvola di forma piatta, l'espansione dei prodotti di reazione può anche avvenire in direzione verticale, cosa che determinerà un effetto debole sul movimento in senso orizzontale del fronte di fiamma quando questo avrà raggiunto la parte superiore della nuvola. Da ciò risulta che qualsiasi sviluppo della velocità del fronte di fiamma sarà ostacolato, cosa che si può anche tradurre come un più basso picco di pressione finale. Nel proseguo dell'articolo, si considererà pertanto una nuvola di forma emisferica che approssima bene il fenomeno nel senso della sicurezza.

L'ammontare di gas combustibile nel campo di esplosività della nuvola di vapore non ha, per le ragioni già menzionate, alcun effetto sul processo di detonazione. Naturalmente, i circoli di danneggiamento saranno tanto più estesi quanto più è estesa la nuvola o per meglio dire quanto più la nuvola è energetica. Viceversa, se si considera il processo di deflagrazione, dal quale solitamente diparte il fenomeno dell'UVCE, la quantità di miscela esplosiva contenuta nella nuvola diventa invece un parametro importante. Nel caso di un innescò debole, esso produrrà in prima istanza una velocità del fronte di fiamma di pochi metri al secondo. Tramite i modelli di calcolo si può vedere che questa velocità deve essere aumentata di almeno 10 volte se si vogliono raggiungere picchi di sovrappressione che possono produrre danneggiamenti significativi. Ma affinché si abbia accelerazione del fronte di fiamma, è necessario che ci sia del tempo disponibile e ciò significa che il fronte deve percorrere certe distanze all'interno della nuvola, che perciò dovrà possedere una certa taglia perché possa produrre danni significativi. Attualmente non è possibile prevedere su basi teoriche un limite inferiore per la massa della nuvola, al di sotto del quale si evita il rischio di esplosione.

Un altro parametro che può influenzare l'andamento del fenomeno è la fase in cui la nuvola si presenta. Secondo il punto di ebollizione del combustibile, si possono infatti produrre nuvole di goccioline. Le conoscenze attuali non consentono di quantificare l'effetto della presenza di goccioline sul comportamento esplosivo della nuvola. È però possibile dire che in alcuni casi in cui si è verificato un comportamento esplosivo, c'era presenza di goccioline. Pur tenendo conto di quanto appena detto, tuttavia nel modello di seguito descritto si considererà una nuvola omogenea costituita da una miscela interamente gassosa.

Tra i parametri che si potrebbe pensare di dover considerare vi è anche la composizione della miscela. In generale, essa potrà non essere la stessa in ogni punto della nuvola. Ciò significa che

si potrebbero trovare diversi gradienti di concentrazione e di omogeneità nel caso ad esempio di nuvole formate da miscele di gas diversi. L'effetto da ciò determinato non è attualmente molto ben conosciuto, per cui anch'esso non sarà considerato nel proseguo.

Anche l'energia fornita alla miscela di gas aria da una sorgente di innesco, per unità di tempo e per unità di volume, è estremamente importante per definire se l'innesco possa dare luogo immediatamente ad una detonazione o ad una deflagrazione.

L'energia necessaria per dare luogo ad una deflagrazione è dell'ordine dei milli joules, mentre per dare luogo ad una detonazione è richiesta una energia molto più grande.

Questo limite minimo di energia necessaria per dare luogo ad una detonazione è sconosciuto per la maggior parte dei gas, ma i risultati scaturiti da prove su alcuni idrocarburi, indicano che questo valore può variare di diversi ordini di grandezza. Per la maggior parte delle situazioni pratiche, una generica sorgente di innesco darà un'energia troppo piccola per iniziare immediatamente una detonazione. Viceversa, in qualche caso, nel quale si è usato come innesco esplosivi solidi, si è avuto il fenomeno della detonazione immediata.

Tra i parametri che influenzano l'UVCE vi è anche il tipo e la posizione delle sorgenti di innesco. Esse si dividono generalmente in due gruppi: le sorgenti permanenti e le sorgenti accidentali. Per sorgente permanente si indica una sorgente che produce l'immediata accensione della miscela combustibile che l'attraversa. Per esempio essa potrebbe essere costituita da fiamme libere sul percorso all'aperto della nuvola di gas. In questo tipo di evento, e considerando questo tipo di sorgente, l'innesco comincerà generalmente ai confini della nuvola. Sempre nel caso di una sorgente permanente che si trovi all'interno di un locale posto lungo il percorso della nuvola, questo potrebbe essere lentamente riempito dalla miscela esplosiva che sta passando. È un caso di innesco dilazionato. Appare opportuno notare che in questo caso, sebbene si tratti di una sorgente di tipo permanente potremmo non avere un innesco al confine della nuvola, ma al proprio interno. Una sorgente accidentale, del tipo scarica elettrica, non è per definizione sempre presente. Per le sorgenti accidentali, non è possibile prevedere dove avverrà l'innesco all'interno della nuvola. Se l'innesco accidentale avviene ai confini della nuvola e produce una deflagrazione, a differenza del caso di innesco al centro della nuvola, la fiamma può coprire distanze molto più grandi perché potrà attraversare l'intera nuvola.

Appare evidente che la posizione dell'innesco, che è legata anche al tipo, avrà un certo effetto sulla velocità di fiamma. D'altra parte è difficile da quantificare allo stato attuale delle conoscenze, quali siano le relazioni tra il picco di sovrappressione prodotto e la distanza.

Tra i parametri che certamente influenzano il fenomeno, vi sono sicuramente le condizioni al contorno o ambientali nelle quali si muove la nuvola di vapore. Essa infatti potrebbe muoversi in uno spazio completamente aperto e privo di ostacoli, oppure in uno spazio parzialmente occupato da tubazioni, edifici, locali ecc. Nel caso della deflagrazione, l'accelerazione del fronte di fiamma, è sicuramente favorita dalla presenza di ostacoli (edifici, tubi, condotte) per il verificarsi di fenomeni di turbolenza da essi generati. Inoltre, se lungo il passaggio della nuvola si possono creare delle sacche di gas parzialmente confinato, un fenomeno esplosivo che da esse si diparta, sebbene non produca sovrappressioni molto alte potrà però provocare all'interno della nuvola, e cioè nella zona parzialmente confinata, delle sovrappressioni locali che potrebbero dare luogo ad accelerazioni del fronte di fiamma a causa dei gas che fuoriescono ad alta velocità. Esistono inoltre degli studi e dei modelli di calcolo che valutano l'influenza di parziali ostruzioni al normale defluire della nuvola di gas, prodotte ad esempio da tubazioni, che possono dare luogo a fenomeni di turbolenza locale tale da provocare l'accelerazione del fronte di fiamma. Nel caso che ciò succeda, è doveroso tenere in conto la possibilità che si verifichi la transizione al fenomeno della detonazione. Non è però attualmente possibile dire niente di definitivo sul fenomeno, per l'assenza di sufficienti dati sperimentali relativi ai diversi gas. Se però non c'è ragione per prevedere che si verifichi

un'accelerazione del fronte di fiamma e si può assumere che la velocità della fiamma rimanga molto bassa, la nuvola di gas brucerà senza generare un'onda d'urto.

2. Modelli di calcolo

La descrizione sopra presentata, dà un'idea dei numerosi parametri che si dovrebbero considerare per poter valutare con precisione gli effetti che il fenomeno dell'UVCE può produrre. È evidente che i modelli di calcolo cui di seguito si accennerà, effettueranno delle semplificazioni che però dovranno comunque rendere evidenti quali siano i massimi danni che ci si può aspettare qualora si verifichi il fenomeno.

2.1. Il modello dell'onda d'urto

Il modello di calcolo che è di seguito presentato permette la determinazione delle variabili caratteristiche dell'onda d'urto in funzione della distanza dalla nuvola stessa.

Queste variabili caratteristiche, sono il picco di sovrappressione Δp e la fase della durata positiva t_+ . fig 2.

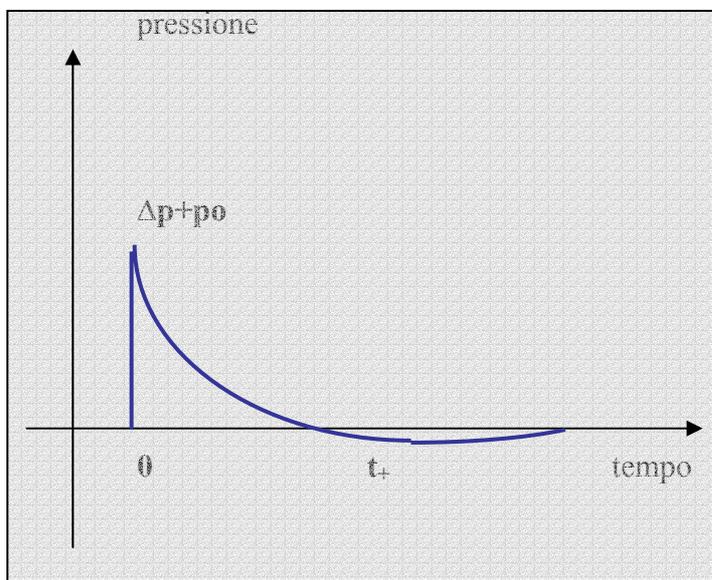


Figura 2

2.2. Calcolo del picco di sovrappressione.

2.2.1. Deflagrazione

Prima di vedere come il modello risolva il calcolo, nel caso che si supponga si produca una deflagrazione, è necessario richiamare brevemente le condizioni che descrivono l'evento, sebbene alcune di esse, come abbiamo già visto, non sono che delle semplificazioni.

Una nuvola emisferica con un volume V_0 consistente di una miscela combustibile gas/aria omogenea, si espande, dopo essere stata innescata al centro, per raggiungere una successiva configurazione emisferica definita dal volume V_1 . Questo movimento di espansione è responsabile della formazione dell'onda d'urto che è ben descritto dal modello detto del pistone equivalente. Il movimento di espansione può ovviamente avvenire a diverse velocità. È facilmente comprensibile che il rapporto tra il raggio r_1 corrispondente al volume V_1 della nuvola che si è espansa, ed il tempo durante il quale avviene questa espansione, da una misura della velocità (media) del fronte di fiamma u_{fl} . Il modello di calcolo fornisce la relazione tra il valore medio della velocità del fronte di fiamma appena definito ed il picco di sovrappressione dell'onda d'urto, come una funzione della distanza dal centro della nuvola r .

Si può definire la lunghezza di esplosione come:

$$L_0 = \left(\frac{V_0 E_c}{p_0} \right)^{1/3} \quad (1)$$

nella quale la variabile E_c indica l'energia di combustione della miscela per unità di volume. I risultati dei calcoli possono essere espressi in termini di velocità del fronte di fiamma con la formula che segue:

$$\frac{\Delta p}{p} = n \left(\frac{r}{L_0} \right)^{-1} \quad (2),$$

dove n è un coefficiente numerico legato alla velocità del fronte di fiamma. Una buona corrispondenza tra i valori che derivano dal calcolo e quelli provenienti dalle misure sperimentali, si è avuta per valori di u_{fl} compresi tra 40 e 160 m/s.

$$\begin{aligned} n &= 2 \cdot 10^{-2} && \text{per } u_{fl} = 40 \text{ m/s;} \\ n &= 6 \cdot 10^{-2} && \text{per } u_{fl} = 80 \text{ m/s;} \\ n &= 15 \cdot 10^{-2} && \text{per } u_{fl} = 160 \text{ m/s;} \end{aligned}$$

2.2.2. Detonazione

Viceversa, nel caso in cui è lecito aspettarsi un fenomeno di detonazione potremo effettuare le seguenti considerazioni comparando tra loro i dati sperimentali ed alcune formule di calcolo.

Operando le semplificazioni sopra ampiamente discusse, sarà possibile scrivere le formule :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p}{p} &= 0,518 * \left(\frac{r}{L_0} \right)^{-1,7} \quad \text{per } 0,29 < \frac{r}{L_0} < 1,088 \\ \frac{\Delta p}{p} &= 0,2177 * \left(\frac{r}{L_0} \right)^{-1} + 0,1841 * \left(\frac{r}{L_0} \right)^{-2} + 0,1194 * \left(\frac{r}{L_0} \right)^{-3} \quad \text{per } \frac{r}{L_0} > 1,088 \end{aligned} \quad (3) \text{ e } (4)$$

2.2.3. Calcolo della durata della fase positiva.

2.2.3.1. Deflagrazione

Il metodo di calcolo per la deflagrazione, non da direttamente dati sulla durata della fase positiva, anche perché il metodo usato del pistone equivalente fa riferimento piuttosto alla velocità del pistone. È però possibile, con le relazioni ottenute tra il picco di pressione e la distanza, fare una stima della durata della fase positiva che ci si può aspettare. L'innesco centrale di una nuvola combustibile emisferica, darà luogo ad un fronte di fiamma che viaggia ad una certa velocità u_{fl} ed ad un'onda sonica con una velocità c_0 alla quale si muove in definitiva l'onda d'urto. L'onda di espansione dovuta alla completa combustione se $r=r_1$, è responsabile della caduta di pressione dietro l'onda d'urto e la sovrappressione cade a 0 come è indicato nella figura 2. Questo stadio continua dietro l'onda d'urto a velocità del suono c_0 .

La velocità u_{sh} alla quale viaggia l'onda d'urto è determinato esclusivamente dal suo picco di sovrappressione da un'equazione del tipo:

$$\frac{dr}{dt} = u_{sh} = c_0 \left(1 + \frac{\gamma + 1}{4\gamma} \cdot \frac{\Delta p}{p} \right) \quad (5)$$

Dalla (2), che dà la relazione che intercorre tra il picco di pressione e la distanza, combinata con la (5), e successivamente integrata, si ottiene la durata della fase positiva espressa in forma adimensionale

$$TS = c_0 \cdot t_+ / L_0 \quad (6)$$

Nel caso della deflagrazione, avremo :

$$TS = 0.456 * \left(\frac{c_0}{u_{fl}} - 1 \right) + \frac{3}{7} n * \ln \left[\frac{1 + \frac{3}{7} * \frac{r}{L_0}}{1 + \frac{1.064}{n}} \right] \text{ per } \gamma = 1,4 \quad (7)$$

2.2.3.2. Detonazione

Alcuni autori danno delle formule empiriche per la determinazione della fase positiva in funzione della distanza. Quando si considerano rapporti r/L_0 compresi tra 0.36 e 12.6, avremo per TS una relazione del tipo

$$TS = \text{cost} * \sqrt{\frac{r}{L_0}}$$

Per valori più grandi di 12,6 di r/L_0 si può usare il metodo usato nell'approssimazione della durata della fase positiva nel caso della deflagrazione, per distanze più grandi di quelle del raggio r_1 della nuvola espansa. Potremo quindi scrivere anche per la detonazione che

$$\frac{\Delta p}{p} = n \left(\frac{r}{L_0} \right)^{-1} \text{ per } r/L_0 > 12,6$$

Grazie all'aiuto di questa approssimazione, la durata della fase positiva, data come TS, diventa:

$$TS = 0,20 + 0,0933 \ln \left(1 + 10,7 \frac{r}{L_0} \right) \text{ per } r/L_0 \geq 12,6 \quad (8).$$

Nella fig.3 è qualitativamente indicato come evolve il sistema nel caso della deflagrazione, curva superiore, e nel caso della detonazione, curva inferiore.

Calcolo della durata della fase positiva

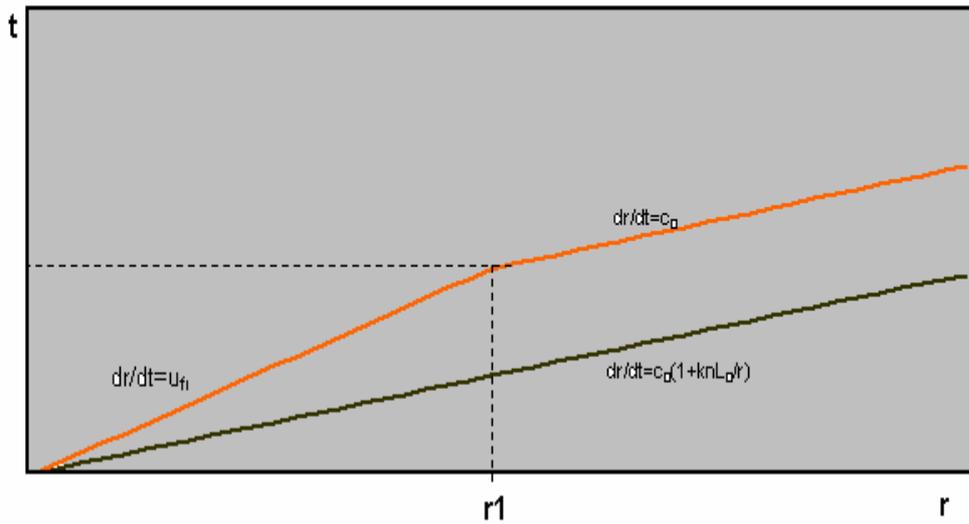


Figura 3

2.2.4. Il modello dell'onda d'urto per una UVCE

Il punto di partenza per la descrizione del modello è che in un certo luogo, si riscontri la presenza di una nuvola non confinata di vapore della quale si conosca l'ammontare di miscela combustibile (V_0). È possibile calcolare l'energia E , che tale nuvola può rilasciare a seguito di una combustione completa. Essa è pari a $3,5 \times 10^6 \text{ J/m}^3$ per una miscela stechiometrica di gas. Il modello suddivide tra loro i gas dal grado di reattività, intendendo per reattività, la suscettibilità del gas a dare luogo a processi di accelerazione del fronte di fiamma. Tale schematizzazione è facilmente comprensibile, basti pensare alla differenza di conseguenze che si hanno quando ci si trovi in presenza di gas metano o di acetilene. Le conseguenze espresse nei parametri dell'onda d'urto di un'esplosione di acetilene saranno molto più serie che nel caso del metano. Esistono delle tabelle in cui sono riportati i gradi di reattività stabiliti dalla letteratura tecnica, per i diversi gas con le quali è possibile verificare la reattività del gas che ha formato la UVCE. Se è media o bassa, e se l'ammontare di energia che si calcola non supera $8 \times 10^8 \text{ J}$, non ci si devono aspettare significativi effetti di pressione dall'esplosione di una nuvola di vapore non confinata. D'altra parte, se l'energia in gioco fosse maggiore di $8 \times 10^8 \text{ J}$, o se il gas combustibile fosse altamente reattivo, si potrebbero determinare i valori di Δp e di t_+ in funzione della distanza con le formule sopra descritte. Una volta che è stata determinata la reattività del gas, saranno anche determinati con essa, i limiti inferiore e superiore dei valori massimi dei parametri dell'onda d'urto. In parole povere, utilizzando il modello sopra descritto, uno deve verificare se può aspettarsi, per la situazione considerata, un'accelerazione del fronte di fiamma. Tra l'altro, appare necessario porre attenzione al grado di confinamento della nuvola (verificando ad esempio il numero di costruzioni nelle vicinanze) e alla turbolenza che può essere prodotta dallo scorrimento lungo ostacoli, così come tubi o condutture. Se si conclude che non può essere esclusa la possibilità che si verifichi un'accelerazione del fronte di fiamma, allora è necessario considerare questo parametro (il grado di turbolenza) assumendo un valore prossimo al limite superiore del campo rilevato. Al di là delle considerazioni che sono state appena fatte, che fanno comprendere come per molti parametri si possono andare a prendere valori compresi tra i limiti inferiore e superiore senza interferire in modo significativo sul valore predittivo del modello, per quanto attiene il

valore della durata della fase positiva, questo dato deve essere congruente con il valore definito per il picco di sovrappressione.

2.3. Il modello di correlazione

2.3.1. Descrizione

Supponiamo di conoscere oltre all'ammontare totale del materiale combustibile che si trova nel campo esplosivo di una nuvola, il calore di combustione h_c rilasciato dalla combustione dell'unità di massa del materiale combustibile. Dal prodotto dei due dati, avremo il quantitativo totale di energia contenuto nella parte esplosiva della nuvola (in joules).

2.3.2. Classificazione sulla base del quantitativo totale di energia contenuto nella parte esplosiva della nuvola.

Se $E < 5 \times 10^9$ joules (che corrisponde approssimativamente a 100 kg di idrocarburi), allora la nuvola è così piccola che non ci si devono aspettare danni significativi.

Se però $E > 5 \times 10^{12}$ joules che corrisponde a circa 100 tonnellate di idrocarburi, allora la nuvola è così grande che non sono noti sufficienti dati sperimentali per fare correlazioni tra l'andamento dei danni prodotti dall'esplosione e la distanza percorsa dall'onda d'urto. Solo all'interno di tali limiti, è possibile estrapolare dalla letteratura il massimo effetto che un'esplosione può generare.

2.3.3. Classificazione dei gas secondo il comportamento esplosivo

Gli effetti massimi prevedibili con il modello di correlazione, sono assegnati a gas che appartengono ad un gruppo intermedio per quanto riguarda il loro comportamento esplosivo. Per stabilire un fondamento ed effettuare la suddivisione in gruppi tra i diversi gas, dobbiamo prima di tutto fare attenzione ai dati quantitativi che giocano un loro ruolo nei processi delle combustioni esplosive. Per questo, per ciascuna miscela gas aria, sono molto importanti le misure dei valori relativi a:

- l'energia necessaria per dare inizio ad una detonazione, che è spesso espressa in grammi di esplosivo;
- il periodo indotto di alta temperatura.

Sulla base dei dati disponibili, la classificazione può essere stabilita per i seguenti materiali come segue:

- materiali altamente esplosivi, tra i quali sono inclusi l'idrogeno e l'acetilene. Probabilmente anche l'ossido di etilene appartiene a questo gruppo;
- materiali poco esplosivi, che sono ad esempio l'ammoniaca, il metano ed il gas naturale;
- nel gruppo di mezzo possiamo mettere l'etano, il propano, il butano e l'isobutano.

Per quanto attiene gli altri gas che non sono stati richiamati nella classificazione riguardante il modello di correlazione, è bene tener presente che essi sono classificati nel gruppo di mezzo. Anche i più alti idrocarburi come il pentano ed il cicloesano si considera che appartengano al gruppo di mezzo. Appare opportuno ricordare che i gas nel gruppo di mezzo in pratica non detonano. Infatti, alcuni studi teorici concernenti le esplosioni di nuvole di vapore non confinate, sembra che il picco di sovrappressione ai confini della nuvola sia una funzione della massima velocità del fronte di fiamma raggiunto nella nuvola stessa. Per picchi di sovrappressione di, diciamo 0,3 bar ai confini della nuvola espansa a seguito dell'esplosione, è necessario una velocità del fronte di fiamma di circa 200 m/s. Tale velocità del fronte di fiamma negli esperimenti con le miscele di aria / idrocarburi e nel caso di inneschi non detonanti, non sono mai stati raggiunti. Inoltre, è ormai ben chiaro che i danneggiamenti prodotti dalle esplosioni fuori dalla nuvola di gas esplosiva possono essere spiegati anche se non si raggiungono i valori di 0,3 bar ai confini della stessa, in quanto è sufficiente che si verifichi una maggior durata della fase esplosiva, fenomeno ben noto nel caso delle esplosioni di TNT o per meglio dire, di alti esplosivi di tipo militare.

Esiste un'equazione che da il danneggiamento espresso dal numero DN che è la seguente[2]:

$$DN = (p - p_{CR})(I_+ - I_{+CR}) \quad (9)$$

dove p è la sovrappressione o, nel caso di un'onda complessa, la sovrappressione principale, I_+ è la fase dell'impulso positivo e p_{CR} ed I_{+CR} sono rispettivamente la pressione critica e l'impulso critico. Questa equazione tiene conto del fatto che, nel caso generale, un'onda di pressione danneggerà una struttura non solo a causa dell'intensità del picco di sovrappressione, né a causa del solo impulso positivo prodotto, ma per la combinazione di entrambi. Il picco di sovrappressione è da solo responsabile del danneggiamento solo se la durata della fase positiva t_+ è relativamente lunga rispetto al periodo di vibrazione propria della struttura consideratavi. Figg. 4 e 5.

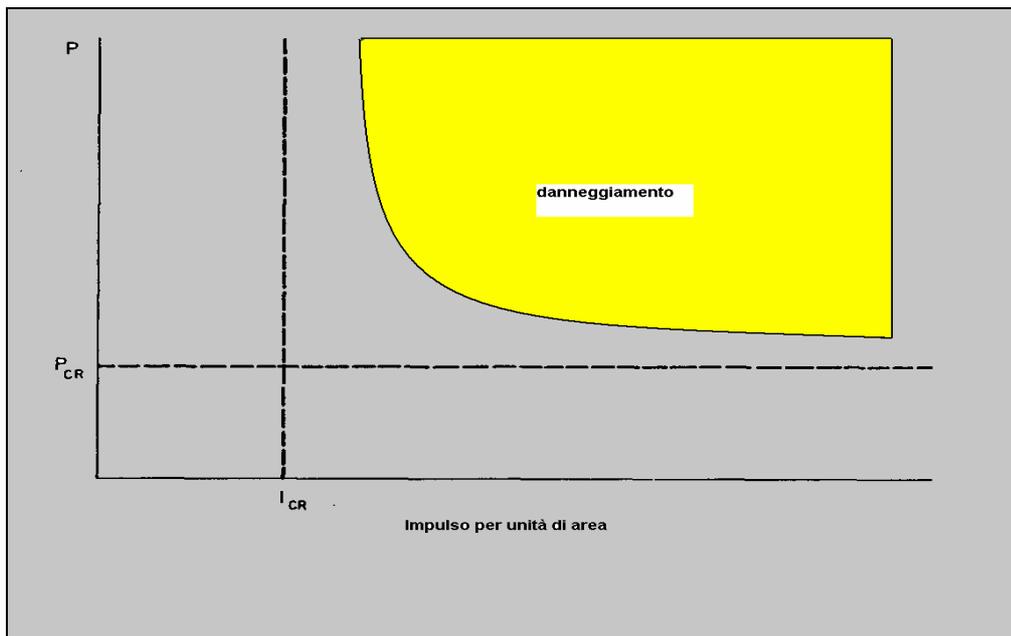


Figura 4

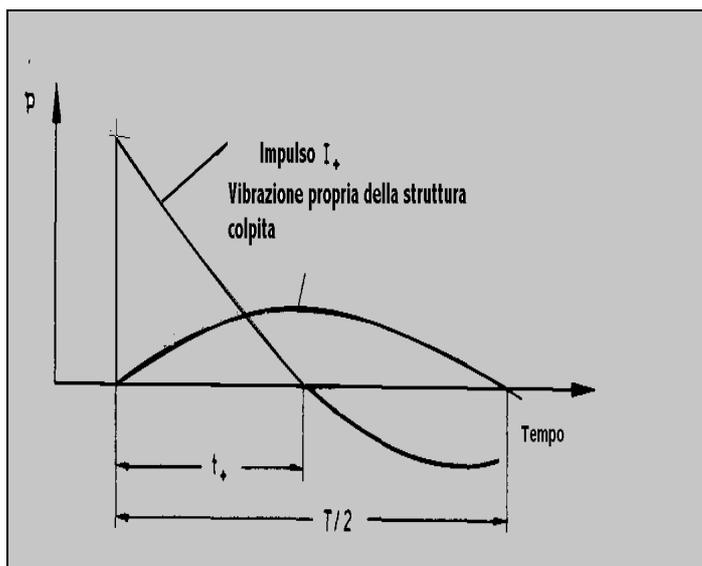
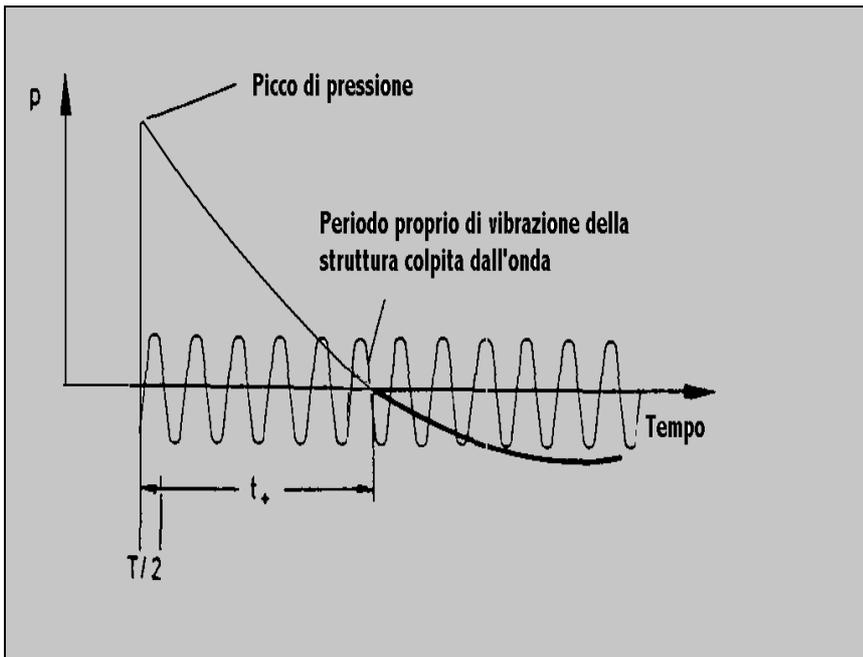


Figura 5



È necessario ricordare che alcuni autorivii interpretano i fenomeni esplosivi utilizzando la legge di scala. Secondo questa legge, se R_1 è la distanza da un esplosivo di riferimento di peso W_1 , al quale è assegnato un ben definito valore di sovrappressione statica, per qualsiasi peso dell'esplosivo W avremo

$$\frac{R}{R_1} = \left[\frac{W}{W_1} \right]^{1/3} \quad (10)$$

Vi è un parametro correlato $R/(W)^{1/3}$ chiamato distanza pesata R' . Alcuni autori danno la distanza pesata R' e l'impulso pesato I' anch'esso calcolato utilizzando le leggi di scala sopra accennate, in funzione della distanza vera alla quale si verifica il danneggiamento, della energia della sorgente E_0 , della pressione ambiente p_0 e della velocità del suono locale c_0 :

$$R' = R * \left(\frac{p_0}{E_0} \right)^{1/3} \quad (11)$$

$$I' = I * c_0 * \left(\frac{p_0}{E_0} \right)^{1/3} \quad (12)$$

nella fig. 6 è rappresentato l'impulso pesato in funzione della distanza pesata per la detonazione di un alto esplosivo (pentolite) e per il caso di un'esplosione di un serbatoio di gas in pressione.

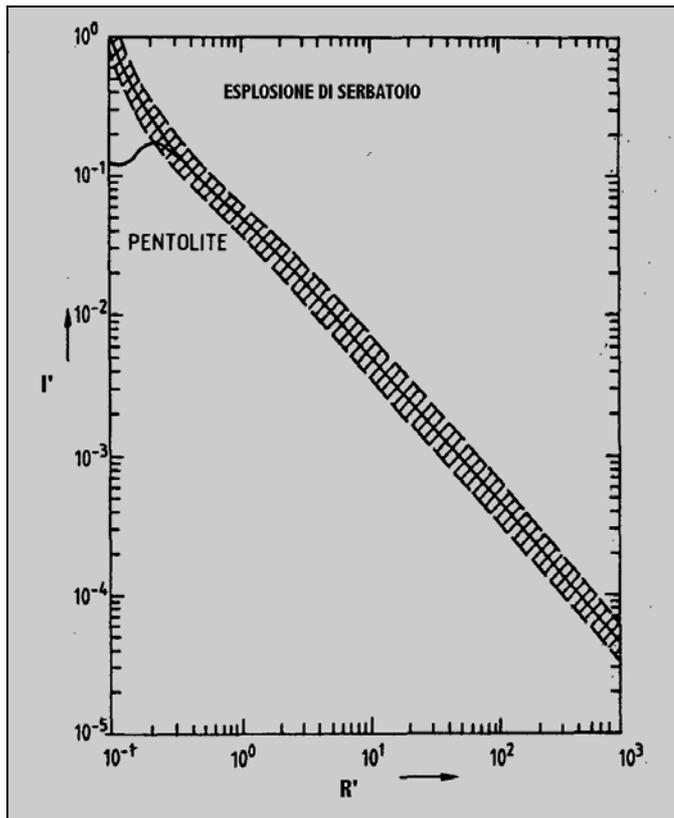


Figura 6

2.3.4. Rendimento

Soltanto una parte della energia totale disponibile nella parte esplosiva della nuvola è disponibile per la propagazione dell'onda d'urto. Questa frazione è data dal rendimento η . Per dare un quadro migliore, si può dire che η si compone di due fattori indipendenti, η_c ed η_m : $\eta = \eta_c \times \eta_m$.

η_c tiene conto della perdita di rendimento determinata dalla non stechiometricità di una nuvola con un continuo sviluppo di concentrazioni di combustibile nella parte esplosiva della nuvola: vale circa 30%.

η_m da il rendimento meccanico della combustione. Dipende anche, in qualche misura, dal tipo di gas e può essere calcolato come segue per i diversi casi:

- combustione isocorica: $\eta_m = 33\%$;
- combustione isobarica: $\eta_m = 18\%$.

Quando avviene una esplosione di una nuvola di gas, è probabile una qualche forma di confinamento, per cui si assume, in generale $\eta_m = 33\%$.

Avremo $\eta \sim 10\%$.

2.4. Determinazione dei cerchi di danneggiamento

È possibile dare la relazione sotto scritta per certi tipi di danneggiamento (S)

$$R(S) = C(S) * (\eta E)^{1/3} \quad (13)$$

$R(S)$ è il raggio del cerchio di danneggiamento espresso in metri.

La scelta dei valori di $C(S)$ discende da dati sperimentali e dal metodo del TNT-equivalente.

Avremo:

C(S) valore limite espresso in $\text{mJ}^{-1/3}$

0,03

0,06

0.15

0,4

Danneggiamento caratteristico

Pesanti danni a costruzioni ed impianti

Danni riparabili per palazzi e danneggiamenti alle facciate delle abitazioni

Rottura di vetrate con conseguenti danni collaterali alle persone

Rottura di vetri (circa il 10% dei pannelli)

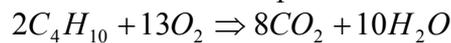
3. Esempio di calcolo

Supponiamo di avere la fuoriuscita di 3075 Kg di Butano C_4H_{10} .

La nuvola di vapore corrispondente, avrà il volume $V_0=1500 \text{ m}^3$ di butano.

Nei calcoli che seguono, individueremo gli effetti che derivano da una esplosione non confinata utilizzando la metodologia descritta.

La combustione completa del butano da:



ne discende che per ogni metro cubo di butano avremo bisogno di 6,5 metri cubi di ossigeno.

Considerando che il tenore di ossigeno nell'aria sia del 20%, la miscela stechiometrica sarà composta da 48.750 m^3 di aria e da 1500 m^3 di butano.

Applicando le formule già indicate avremo

$$L_0 = (50.250 * 3.5 * 10^6 / p_0) = 119,5 \text{ m}$$

Consideriamo un rapporto $(r_0/L_0)=5$

$$R_0 = 597,5 \text{ metri}$$

Qualora sia lecito aspettarsi fenomeni di accelerazione del fronte di fiamma dovuti a presenza di ostacoli o comunque a turbolenze, e poiché il butano appartiene alla classe di gas di media reattività, considereremo i valori di u_{fl} compresi tra i limiti di 80 e 160 m/s.

Nel caso che l'accelerazione sia alta avremo quindi un picco di sovrappressione di 0,03 bar dovuto all'onda d'urto a 597,5 metri di distanza

$$\frac{\Delta p}{p} = 15 * 10^{-2} * \left(\frac{r}{L_0} \right)^{-1}$$

il valore della fase positiva di durata, che discende dal calcolo di TS (7) avendo assunto $c_0=333 \text{ m/s}$ sarà:

$$\text{TS} = 0.64;$$

$$t_+ = 0.23 \text{ secondi.}$$

Se però non ci si possono aspettare fenomeni di turbolenza e quindi di accelerazione del fronte di fiamma, dovremo posizionarci per velocità del fronte di 80 m/s, visto il grado di reattività della sostanza. Avremo che per picchi di sovrappressione di 0,03 bar

$$\frac{\Delta p}{p} = 6 * 10^{-2} * \left(\frac{r}{L_0} \right)^{-1}$$

cioè $r/L_0=2$ per cui il picco di 0,03 bar si avrà a 239 metri di distanza.

Calcolando $\text{TS}=1,50$ dalla (7) avremo che t_+ sarà pari a 0,54 secondi.

È possibile quindi interpretare il fenomeno combinando i due casi, e quindi assumendo una distanza per il picco di sovrappressione di 0,03 dato dalla media dei due valori o meglio, dicendo che esso può verificarsi tra $418,23 \pm 179,27$ metri.

A distanza $r=418.23$ avremo $r/L_0= 3.5$ per cui la (2) diventa:

$$\frac{\Delta p}{p} = 10,5 * 10^{-2} * \left(\frac{r}{L_0} \right)^{-1}$$

Se volessimo invece utilizzare il metodo di correlazione, avremo bisogno di conoscere il calore di combustione del butano $h_c=46,49 \times 10^6$ joules/kg.

$$E=3075 \times 46,49 * 10^6 = 143 \times 10^9 \text{ joules.}$$

Poiché il valore cade all'interno dei limiti di cui si è già trattato, possiamo applicare le formule di correlazione ed individuare i raggi dei circoli di danneggiamento ai quali potremo aspettarci il danneggiamento caratteristico riportato nella tabella sopra indicata:

$$R_1=0,03 * (0,1 * 143 \times 10^9)^{1/3} \sim 72 \text{ m}$$

$$R_2=0,06 * (0,1 * 143 \times 10^9)^{1/3} \sim 145 \text{ m}$$

$$R_3=0,15 * (0,1 * 143 \times 10^9)^{1/3} \sim 350 \text{ m}$$

$$R_4=0,4 * (0,1 * 143 \times 10^9)^{1/3} \sim 970 \text{ m}$$

i Valutazione della velocità di impatto di corpi e oggetti lanciati in seguito ad un'esplosione semiconfinata – Silvestrini, Genova, Simonetti, C.N.VV.F. 2002.

ii Methods for the calculation of physical effects – CPR 14E - TNO

iii Costruire a regola d'arte. Vol. n. 1 pareti perimetrali verticali – Franco Landini, Riccardo Roda, BE-MA Editrice - febbraio 1994

iv Methods for the calculation of physical effects – CPR 14E - TNO

v M.Held. TNT-Equivalent. – Propellants, Explosives, Pyrotechnics 8, 158-167 (1983)

vi Influence of blast wave on hard structure. - Propellants, Explosives, Pyrotechnics 10, 10-13 (1985)

vii Strehlow, R. A., and W. E. Baker. The Characterization and Evaluation of Accidental Explosions. UILU-ENG-75-0503, Illinois University; NASA Grant NSG-3008, NASA

CR-134779 (1975).