

VALUTAZIONE DEGLI EFFETTI DI UNA ESPLOSIONE IN UN CONTESTO URBANO

Adolfo Bacci⁽¹⁾, Stefano Bennati⁽²⁾, Vincenzo Pujia⁽²⁾, Paolo Cioni⁽²⁾

⁽¹⁾ XI° G.I. Costruzioni e Tecnologie, Accademia Navale, Viale Italia 52, 57100 Livorno;
Dipartimento di Ingegneria Strutturale, Facoltà d'Ingegneria, Via Diotallevi 2, 56126, Pisa

⁽²⁾ Dipartimento di Ingegneria Strutturale, Facoltà d'Ingegneria, Via Diotallevi 2, 56126, Pisa

SOMMARIO

In questo lavoro viene presentato un metodo di calcolo che consente di valutare le sovrappressioni e le azioni di tipo sismico generati da un evento esplosivo in un contesto urbano, nel quale la presenza di percorsi naturali come vie e piazze può ostacolare l'attenuazione con la distanza dei picchi di pressione. La procedura viene applicata ad un evento realmente accaduto, determinando gli ordini di grandezza sia della sovrappressione in aria, sia dello spostamento e dell'accelerazione al suolo.

1. INTRODUZIONE

L'esplosione di una carica in un centro urbano produce, insieme ad altri effetti, sovrappressioni in aria ed onde microsismiche nel suolo. Le une e le altre sono in grado di generare, separatamente o in modo simultaneo, azioni dinamiche sugli edifici collocati in prossimità dell'esplosione, danneggiandoli anche gravemente. A questo proposito merita osservare che l'onda d'urto generata da un'esplosione in aria libera è accompagnata da sovrappressioni che si attenuano molto rapidamente con la distanza; al contrario, in un centro abitato la presenza di vie e piazze può consentirne la trasmissione anche a distanze considerevoli [1]. Questo effetto può essere valutato ricorrendo alla teoria delle onde d'urto e schematizzando l'agglomerato urbano come una rete di canali e camere di espansione [2], [3]. A loro volta, le onde di tipo microsismico vengono trasmesse attraverso il terreno fino a distanze relativamente grandi dal punto di esplosione. La loro intensità e la loro forma possono essere determinate, sia pure approssimativamente, ricorrendo ad una soluzione classica dovuta a Lamb [4], schematizzando il terreno come un semispazio elastico, omogeneo ed isotropo, soggetto ad una forza impulsiva applicata ad un punto della sua superficie.

Volendo sottoporre ad una verifica l'efficacia e l'accuratezza del metodo proposto è stata presa in considerazione l'esplosione verificatasi il 27 maggio 1993, a seguito di un attentato terroristico, in Via dei Georgofili a Firenze. In questo caso sono note, infatti, sia la quantità di esplosivo, sia la posizione della carica; inoltre, sono disponibili la registrazione accelerometrica del microsisma effettivo ed il rilievo dei danni arrecati dall'onda di pressione all'edificio di Palazzo Vecchio: è così possibile confrontare i risultati analitici e le evidenze sperimentali.

2. LA VALUTAZIONE DEL MICROSISMA

L'esplosione di una carica vicina alla superficie del terreno provoca un microsisma che si propaga fino a notevole distanza, ma che interessa solo gli strati più superficiali del suolo.

La risposta di un mezzo solido ad un'onda di pressione che si muove sulla sua superficie è un problema di considerevole importanza nel progetto delle strutture destinate a resistere alle azioni prodotte dalle esplosioni, nonché di estrema complessità analitica. Volendo nel seguito inquadrare solamente gli aspetti essenziali del fenomeno, il moto dei punti della superficie del terreno, causato dall'evento esplosivo, sarà determinato usando i risultati del classico problema di Lamb [4]. In esso, il suolo è considerato un semispazio elastico, omogeneo ed isotropo, soggetto ad una forza concentrata applicata in un punto della sua superficie. L'intensità della forza si suppone variabile nel tempo con legge assegnata. Questo modello permette di determinare il campo di spostamento in forma esplicita solo in punti sufficientemente distanti dall'epicentro dell'esplosione. È importante osservare che la superficie del semispazio si considera libera da tensioni, eccetto la forza concentrata, trascurando così la presenza delle strutture esistenti. Infatti, l'interazione fra il suolo e le strutture produce solo effetti locali, la cui ampiezza si sovrappone a quella del moto principale.

Indichiamo con $F(t)$, la risultante delle pressioni che agiscono sulla porzione, di area A , della superficie del terreno direttamente interessata dall'esplosione. Il punto d'applicazione della forza sia anche l'origine O di un sistema di coordinate polari cilindriche r, θ, z che individua i punti di un semispazio elastico, di costanti di Lamé λ e μ , omogeneo ed isotropo, la cui densità di massa ρ_t è supposta costante. La velocità delle onde di dilatazione sia $c_P = [(\lambda + 2\mu)/\rho_t]^{1/2}$, quella delle onde di distorsione sia $c_T = [\mu/\rho_t]^{1/2}$ ed, infine, la velocità delle onde superficiali di Rayleigh sia c_R . Il problema di elastodinamica che si vuol risolvere consiste nel determinare il campo di spostamento $\mathbf{u}(r, z, t)$ sulla superficie del semispazio elastico $z = 0$, generato dalla forza concentrata in O e variabile nel tempo.

La risultante delle pressioni che agiscono sulla superficie di riferimento, utilizzando un coefficiente di riflessione acustica $R \equiv 2$, trascurando la fase transitoria di ricoprimento dell'area A , è

$$F(t) \equiv ARP_0 \left(\frac{2\theta}{\pi} \right)^2 \frac{1}{t^2 + \left(\frac{2\theta}{\pi} \right)^2}, \quad (1)$$

dove θ è la costante di tempo, cioè il tempo necessario a ridurre l'intensità massima della pressione di circa il 37%, e P_0 è la pressione massima agente sull'area A .

Le componenti del vettore spostamento rispettivamente lungo r e lungo z , limitandoci per semplicità alla sola quota legata alle onde superficiali di Rayleigh [4], sono

$$q(r, 0, t) = \frac{A_R}{\mu\pi} \frac{\partial}{\partial r} \int_0^{+\infty} H\left(t - \frac{r}{c_R} \cosh u\right) du, \quad (2)$$

$$w(r, 0, t) = \frac{B_R}{\mu\pi} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{+\infty} \tilde{H}\left(t - \frac{r}{c_R} \cosh u\right) du,$$

in cui $H(\xi) = ARP_0 \left(\frac{2\theta}{\pi} \right)^2 \frac{1}{\xi^2 + \left(\frac{2\theta}{\pi} \right)^2}$ e $\tilde{H}(\xi) = ARP_0 \left(\frac{2\theta}{\pi} \right) \frac{\xi}{\xi^2 + \left(\frac{2\theta}{\pi} \right)^2}$, mentre

$$A_R = -\frac{1}{\Re c_R} \left(\frac{2}{c_R^2} - \frac{1}{c_T^2} - 2n_P n_T \right), \quad B_R = -\frac{n_P}{c_T^2 \Re}, \quad n_P = \left[\frac{1}{c_R^2} - \frac{1}{c_P^2} \right]^{1/2}, \quad n_T = \left[\frac{1}{c_R^2} - \frac{1}{c_T^2} \right]^{1/2},$$

$$\Re = \frac{8}{c_R} \left[\left(\frac{2}{c_R^2} - \frac{1}{c_T^2} \right) - n_P n_T - \frac{n_T}{2c_R^2 n_P} - \frac{n_P}{2c_R^2 n_T} \right].$$

Omettendo i laboriosi passaggi analitici, se poniamo $G_0 = ARP_0 \left(\frac{2\theta}{\pi} \right)$ e $\tau = \left(\frac{2\theta}{\pi} \right)$ si ottengono le seguenti espressioni delle componenti orizzontale e verticale del campo di spostamento

$$q(r, 0, t) = -G_0 \frac{A_R}{4\mu c_R \tau^2} \left(\frac{2\tau}{r/c_R} \right)^{1/2} \sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{3}{2}v\right) \cos^{3/2}v, \quad (3)$$

$$w(r, 0, t) = G_0 \frac{B_R}{4\mu c_R \tau^2} \left(\frac{2\tau}{r/c_R} \right)^{1/2} \cos\left(\frac{\pi}{4} - \frac{3}{2}v\right) \cos^{3/2}v,$$

valide a grande distanza dalla sorgente. Nelle relazioni (3) si è posto $\tan v = (t - \frac{r}{c_R})/\tau$.

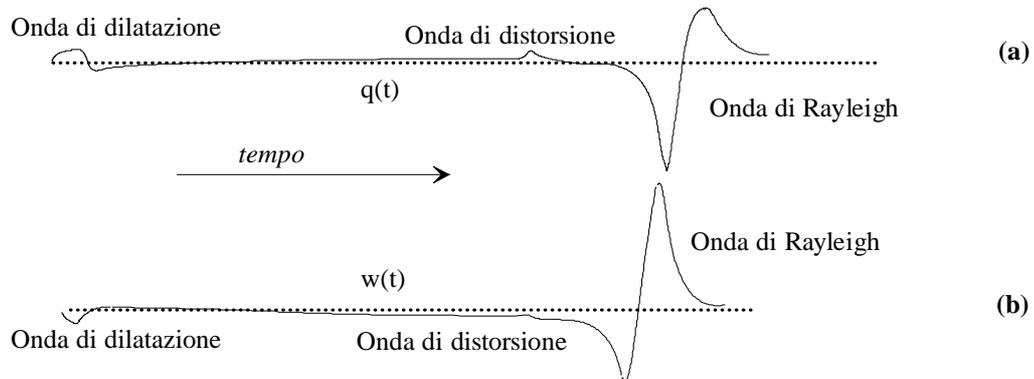


Figura 1. (a) Spostamento orizzontale in un punto. (b) Spostamento verticale.

Nella figura 1 sono riportati i diagrammi qualitativi della componente orizzontale e, rispettivamente, di quella verticale dell'intero vettore spostamento. Si osserva che nel punto considerato, viene registrato per primo un piccolo moto generato dall'arrivo delle onde di dilatazione, successivamente giunge un debole movimento dovuto all'arrivo delle onde di distorsione, immediatamente seguito da notevoli spostamenti prodotti dalle onde di Rayleigh.

La Figura 1 rappresenta un sismogramma teorico, alquanto discosto da uno reale per varie ragioni. Il terreno è assunto omogeneo ed isotropo, senza stratificazioni e disomogeneità che provocano dispersioni ed effetti secondari. Il modello che simula la sorgente può non essere aderente agli effetti prodotti dall'esplosione reale. Infine, non si prendono in considerazione le strutture presenti sulla superficie del semispazio, le quali interagendo con il terreno contribuiscono ad aumentarne l'inerzia.

3. LA PROPAGAZIONE DELLE ONDE D'URTO

Consideriamo dapprima un'esplosione puntuale ed istantanea in aria libera, alla quale sia accompagnato un rilascio noto di energia, indicato nel seguito con E . Le trasformazioni termodinamiche legate al fenomeno, vista la rapidità con cui esso avviene, possono ritenersi adiabatiche. Inoltre, in prima approssimazione, si suppone che le perdite energetiche presenti sul fronte d'onda, legate alla diffusione termica, alla radiazione elettromagnetica e alla viscosità, presenti sul fronte d'onda, non influenzino il moto dei gas incandescenti prodotti nello scoppio.

Nelle ipotesi precedenti, possono essere utilizzati i risultati delle analisi di Sedov [3] per la cosiddetta *strong explosion*. A tale scopo, consideriamo la propagazione di un'onda d'urto generata da un'esplosione che rilascia istantaneamente una quantità d'energia E in un piccolo volume. Il gas in cui l'onda si propaga sarà considerato politropico. Nel seguito si converrà di indicare con il pedice "1" il gas indisturbato, mentre il pedice "2" rappresenterà il gas perturbato dal passaggio dell'onda d'urto. Indichiamo così con p_2 la pressione nel gas dopo il passaggio del fronte d'onda e supponiamo che essa sia molto grande rispetto alla pressione p_1 , ad esempio quella atmosferica, del mezzo indisturbato che non è stato ancora investito dall'onda di pressione.

Il moto del gas è individuato da due soli parametri: la densità del gas indisturbato ρ_1 e l'energia rilasciata nell'esplosione E . Partendo da questi parametri e dalle due variabili indipendenti, distanza radiale r ed tempo t , si può formare una sola combinazione adimensionale

$$\zeta = r(\rho_1/Et^2)^{1/(2+k)}, \quad (4)$$

dove i valori di $k = 1, 2, 3$ individuano rispettivamente l'espansione del gas in regime monodimensionale, bidimensionale e nello spazio, mentre ζ è una costante. Dalla relazione (4), si ricava che la posizione del fronte d'onda è

$$R(t) = \beta \left(\frac{Et^2}{\rho_1} \right)^{1/(2+k)}, \quad (5)$$

dove β è una costante adimensionale che dipende solo dal rapporto γ fra il calore specifico a pressione costante, c_p , e quello a volume costante, c_v , dell'aria. La costante β sarà determinata esplicitamente dalla soluzione delle equazioni del moto. In particolare, si osserva che la velocità del fronte d'onda risulta

$$U = \frac{dR}{dt} = \frac{2R}{(2+k)t} = \frac{2}{(2+k)} \beta \left(\frac{E}{\rho_1} \right)^{1/(2+k)} t^{k/(2+k)} = \frac{2}{(2+k)} \beta^{(4+k)/2} \left(\frac{E}{\rho_1} \right)^{1/2} R^{-k/2}. \quad (6)$$

Le equazioni che permettono di determinare la pressione e la densità del gas disturbato dal passaggio del fronte d'onda sono le classiche condizioni di conservazione della massa, della quantità di moto e della conservazione dell'energia. Pertanto, nell'ipotesi che il gas in cui avviene l'espansione sia originariamente a riposo e risulti $p_2 \gg p_1$, indicando con v_2 e ρ_2 rispettivamente la velocità e la densità delle particelle di gas dietro il fronte d'onda, si ottengono le classiche equazioni di Rankine-Hugoniot

$$\begin{aligned} \rho_1 U &= \rho_2 (U - v_2), \\ \rho_1 U^2 &= \rho_2 (U - v_2)^2 + p_2, \\ \frac{1}{2} U^2 &= \frac{1}{2} (U - v_2)^2 + \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \right) \frac{p_2}{\rho_2}, \end{aligned} \quad (7)$$

dalle quali si ricava

$$v_2 = \frac{2U}{\gamma + 1}, \quad \rho_2 = \rho_1 \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}, \quad p_2 = \frac{2U^2}{\gamma + 1} \rho_1. \quad (8)$$

Risulta così che la densità ρ_2 è costante nel tempo, mentre $v_2 \sim t^{-3/(2+k)}$ e $p_2 \sim t^{-6/(2+k)}$. Si noti anche che la pressione sul fronte d'onda dipende dall'energia d'esplosione attraverso il termine $E^{2/(2+k)}$.

Sostituendo la (6) nelle equazioni (8), si ottiene

$$v_2 = \frac{4}{(2+k)(\gamma+1)} \beta^{(4+k)/2} \left(\frac{E}{\rho_1} \right)^{1/2} R^{-k/2}, \quad \rho_2 = \rho_1 \frac{\gamma+1}{\gamma-1}, \quad p_2 = \beta^{4+k} \frac{8E}{(2+k)^2(\gamma+1)} R^{-6/(2+k)}. \quad (9)$$

L'espressione (9.c) della pressione permette di dedurre che la sua diminuzione con la distanza dal centro d'esplosione dipende dal tipo di moto. Infatti, se il moto è monodimensionale la pressione decade con la distanza come $1/R$, se il moto è bidimensionale l'attenuazione è più rapida e varia come $1/R^2$. Infine, nel caso tridimensionale la pressione è inversamente proporzionale a $1/R^3$.

Questi risultati sono semplici a spiegarsi, poiché in un certo istante di tempo successivo all'esplosione la pressione dei gas in espansione è inversamente proporzionale al volume V che essi occupano. Nel caso di espansione in aria libera si ha $V \sim R^3$, invece se l'espansione è bidimensionale, fissato lo spessore h dello strato di gas in movimento, si ottiene $V \sim R^2$, infine, nel moto monodimensionale risulta $V \sim R$. Quest'ultima osservazione fornisce la motivazione di molte relazioni empiriche e semiempiriche che useremo nel seguito. Infatti, in funzione del particolare sito in cui si propagano i gas dopo l'esplosione, la pressione massima in un punto, distante R dallo scoppio, è pensata come una sovrapposizione di singoli contributi adottando un'espressione del tipo

$$p_{\max} = A_1/R^3 + A_2/R^2 + A_3/R + A_4. \quad (10)$$

Le costanti A_1, A_2, A_3 ed A_4 sono determinate interpolando i dati sperimentali e vengono fatte dipendere anche dal peso di carica, per mezzo del rapporto $\bar{R} = R/\sqrt[3]{W}$ detto distanza ridotta, in cui W è il peso dell'esplosivo.

Nel caso di un'esplosione in un centro abitato l'onda di sovrappressione incontra edifici, vie e piazze. La sua propagazione può essere ricostruita ricorrendo ad una serie di relazioni che descrivono la propagazione di un'onda d'urto in una rete di canali, relazioni basate, prevalentemente, su osservazioni sperimentali.

Consideriamo un'esplosione puntuale alla distanza R_0 dalla sezione d'ingresso di un canale a sezione trasversale costante. Il fronte d'onda d'urto sferico dopo aver raggiunto l'imboccatura del condotto si trasforma gradualmente in un'onda piana, a causa delle riflessioni multiple contro le pareti laterali e delle

successive sovrapposizioni delle onde riflesse. In questo modo, l'onda di pressione si trasmette a notevole distanza dalla sorgente, attenuandosi meno rapidamente della propagazione in atmosfera libera.

Ricordando che la sovrappressione nel caso monodimensionale è inversamente proporzionale alla distanza r dalla carica, la pressione nel canale può essere espressa nella forma

$$p(r) = \frac{A_3}{r}.$$

Prendendo come riferimento una sezione nel canale $r = R_1$, prossima a quella d'ingresso, in cui la pressione è $p(R_1) = p_c$, la costante A_3 diviene $A_3 = p_c R_1$. L'espressione della pressione in una sezione generica del condotto, distante $r = R_1 + x$ dalla carica, risulta così

$$p(x) = \frac{p_c R_1}{R_1 + x}. \quad (11)$$

Nella pratica si suppone $R_1 = R_0$, cosicché l'origine delle ascisse x del canale è nella sua sezione iniziale. Pertanto, la pressione p_c coincide con la sovrappressione calcolata sul fronte d'onda sferico alla distanza R_0 dalla carica, eventualmente incrementata della pressione riflessa dalle pareti ortogonali all'ingresso del canale. Inoltre, la relazione (11), dedotta nell'ipotesi che il fronte d'onda d'urto sia piano, è solitamente modificata introducendo alcuni coefficienti correttivi, i cui valori numerici sono riportati in [2]. Il primo di essi tiene conto che la superficie dell'onda di sovrappressione passa gradualmente da sferica a piana. Il coefficiente correttivo è indicato con α , con esso si riduce convenzionalmente da R_0 ad αR_0 ($0 \leq \alpha \leq 1$) la distanza della carica dall'imbocco. Il secondo, invece, è responsabile dell'influenza della riflessione sulle pareti ortogonali alla sezione d'ingresso del canale. Questo coefficiente di amplificazione indicato con Ω è sempre minore dell'unità perché rappresenta il rapporto fra la pressione sul fronte d'onda sferico prima dell'impatto sulla superficie riflettente e la pressione immediatamente dopo l'ingresso del canale. Infine, nella relazione (11) viene anche introdotto un termine che esprime il decadimento della pressione all'aumentare dell'ascissa x , causato dalla rugosità delle pareti del condotto. Sperimentazioni accurate hanno messo in evidenza che tale riduzione della pressione dipende esponenzialmente dal prodotto fra la distanza x dall'imbocco e un coefficiente d'attrito ξ . Il coefficiente d'attrito è una funzione del numero di Reynolds e del rapporto fra l'altezza relativa h delle asperità ed il diametro D della sezione trasversale del canale. In definitiva, l'espressione comunemente accettata (cfr. [2]) della pressione nel canale è

$$p(x) = \frac{\alpha R_0 p_c}{\Omega(\alpha R_0 + x)} e^{-0,4\xi \frac{x}{D}}. \quad (12)$$

Il valore massimo della sovrappressione in un punto del canale può essere ridotto aumentando la sezione del condotto stesso, utilizzando delle camere d'espansione. Supponiamo che la camera d'espansione del canale sia rappresentata schematicamente da un tratto di canale la cui sezione trasversale, di area S_2 , è maggiore rispetto alla sezione corrente, di area S_1 . La valutazione della pressione nell'interno della camera di espansione può essere svolta utilizzando le classiche equazioni di conservazione della massa, della quantità di moto e dell'entropia scritte sul fronte d'onda d'urto, insieme alle condizioni di continuità della pressione e della velocità sulle superfici di separazione delle diverse fasi del gas. Pertanto, se trascuriamo la pressione atmosferica dell'aria indisturbata rispetto alle sovrappressioni prodotte dallo scoppio, e indichiamo con p_b la sovrappressione dietro il fronte d'onda e con p_d quella all'ingresso della camera, abbiamo (cfr. anche [2])

$$\frac{p_b \sqrt{1 + 0,83 p_d}}{p_d \sqrt{1 + 0,83 p_b}} \left(\frac{p_b}{p_d} \right)^{1/\gamma} = \frac{S_1}{S_2}, \quad (13)$$

dove $\gamma = 1,4$ è il rapporto politropico dell'aria.

Se dopo la camera d'espansione si ha un nuovo restringimento di sezione, nelle ipotesi precedenti la sovrappressione è data dall'espressione

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{S_2}{S_1} \right)^{0,8}, \quad (14)$$

dove la pressione p_1 è quella dietro il fronte d'onda prima dell'ingresso nella camera d'espansione, mentre p_2 è la pressione incognita nel canale d'uscita.

Infine, se il canale presenta delle diramazioni o delle curve, le sovrappressioni p_2 all'uscita del cambiamento di direzione sono determinate come una frazione della pressione d'ingresso p_1 , cioè

$$p_2 = k p_1. \quad (15)$$

Il coefficiente k dipende dal tipo di diramazione e dalla pressione p_1 nella sezione che precede il nodo. In particolare, se il canale presenta un cambio di direzione ad angolo retto, si ha $k \cong 0,9 \div 1$; invece, se il ramo principale si divide in due altri rami, ad esso ortogonali, risulta $k \cong 0,68$. Infine, quando un canale secondario si apre ortogonalmente su quello principale, che comunque prosegue oltre la sezione di diramazione, per determinare la pressione nella direzione d'ingresso si può porre $k \cong 0,8$, mentre $k \cong 0,2$ per valutare la pressione nella nel canale secondario.

5. UNA PRIMA APPLICAZIONE

Il 27 maggio 1993 a Firenze esplose un'autobomba in via dei Georgofili, nelle immediate adiacenze della Galleria degli Uffizi. L'auto conteneva, probabilmente, circa duecento chilogrammi di esplosivo semtex, una miscela esplosiva composta di tritolo, pentrite ed RDX. Nel terreno sotto il punto d'esplosione si aprì un cratere di 4,20 m di diametro, profondo 1,30 m. Lo scoppio produsse un'onda di sovrappressione in aria ed un breve, ma intenso microsisma nel terreno, che fu avvertito anche ad alcuni chilometri di distanza. La sovrappressione atmosferica si propagò nel centro abitato.

La valutazione delle sovrappressioni trasmesse agli edifici dall'onda d'urto può essere fatta schematizzando l'agglomerato urbano che circonda il punto d'esplosione come una serie di canali di diversa lunghezza e sezione trasversale, con incluse camere d'espansione (le piazze). E' stato così possibile determinare l'ordine di grandezza della pressione massima che investì, ad esempio, le strutture di Palazzo Vecchio. In questo caso, il percorso seguito dall'onda di pressione può essere diviso qualitativamente in due cammini principali. Il primo è diretto verso l'alto ed è contraddistinto, dopo che i gas compressi hanno raggiunto l'altezza dei tetti delle abitazioni, da una espansione libera dei gas stessi nell'atmosfera, con la conseguente rapida estinzione della pressione ($\sim R^3$). L'altro percorso è costituito da una successione di canali a sezione diversa, con il quale si possono schematizzare Via Lambertesca, direttamente collegata al luogo dello scoppio, il Piazzale degli Uffizi, a cui si accede centralmente da Via Lambertesca, e Via della Ninna, situata al termine del Piazzale degli Uffizi e delimitata da un lato di Palazzo Vecchio e dalla Galleria degli Uffizi. In seguito allo scoppio della carica di 200 Kg di semtex, il cui peso equivalente di TNT è di circa 260 Kg (1,3 volte maggiore di quello dell'esplosivo usato), la propagazione dell'onda d'urto dal centro dell'esplosione, situato in Via dei Georgofili, fino all'incrocio con Via Lambertesca, ha visto ridurre la pressione dal valore di circa $\sim 10^5$ Kg/cm², in corrispondenza del punto di scoppio, fino a circa 2,72 Kg/cm², nell'incrocio fra Via dei Georgofili e Via Lambertesca. Il valore numerico della pressione è stato determinato usando la relazione (10), espressa in termini di distanza ridotta \bar{R} e con opportuni valori delle costanti che vi compaiono. Ponendo $\bar{R} = 1,57 \text{ m/Kg}^{1/3}$, si ha

$$p_{\max} = \frac{0,975}{R^3} + \frac{1,455}{R^2} + \frac{5,85}{R} - 0,019 = 2,72 \left[\frac{\text{Kg}}{\text{cm}^2} \right]. \quad (16)$$

valida se $0,1 \leq p_{\max} \leq 10$. L'intersezione fra Via dei Georgofili e Via Lambertesca è ortogonale. Pertanto, la p_{\max} ricavata dalla (16) andrà ridotta del coefficiente $k \cong 0,68$ per valutare la pressione p_{Lamb} che si propaga in Via Lambertesca: si ottiene così $p_{\text{Lamb}} = 1,85 \text{ Kg/cm}^2$. A questo punto, poiché sono note la distanza R_0 della carica dall'ingresso del canale e la sovrappressione nella sua sezione iniziale, la relazione (12) permette di calcolare le sovrappressioni nei vari punti di Via Lambertesca. La procedura esposta viene ripetuta anche per il Piazzale degli Uffizi e per Via della Ninna. In particolare, si considera che i percorsi non avvengono in veri e propri condotti, bensì in vie abbastanza strette ed alte da poter essere approssimate come canali, ma anche tali da permettere una diffusione della pressione verso l'alto. Ciò rende necessario introdurre un ulteriore coefficiente riduttivo χ che viene assunto pari al rapporto tra il volume iniziale del canale e quello finale, creatosi dopo il passaggio dell'onda d'urto. Si suppone cioè che essa si sia potuta espandere in nuovi spazi, ad esempio invadendo locali dopo la rottura di vetri, oppure creati dopo il crollo di strutture.

I risultati del procedimento di calcolo, sopra delineato, questo procedimento sono riportati nella Tabella 1, in cui i pedici "i" ed "f" indicano rispettivamente la sovrappressione nella sezione iniziale ed in quella finale del tratto considerato.

TRATTO	TIPO	L (m)	D (m)	h	α	Ω	ξ	χ	k	p_i	p_f
1. Via Lambertesca	Canale	40,00	5,00	0,02	0,90	0,70	0,03	0,90	-	1,85	0,44
2. Piazzale degli Uffizi	Cam. d'espansione	-	-	-	-	-	-	-	0,68	0,30	0,02
3. Piazzale degli Uffizi	Canale	70,00	25,00	0,20	1,00	0,50	0,04	0,96	-	0,02	0,02
4. Via della Ninna	Canale	60,00	10,00	0,02	1,00	0,50	0,02	0,90	1,00	0,02	0,01

Tabella 1.: Riepilogo delle pressioni nei vari tratti considerati.

Il tempo impiegato dall'onda di sovrappressione per giungere sullo spigolo di Palazzo Vecchio, in corrispondenza dell'estremità del Piazzale degli Uffizi è stato di 0,3 s. La sovrappressione è stata dell'ordine di 160-200 Kg/m^2 . Sulla facciata prospiciente la Via della Ninna è stata valutata in 140-150 Kg/m^2 . Questi valori sono tali da generare tensioni di poco superiori alla resistenza dei vetri delle finestre del Palazzo. Il rilievo dei danni mostra che la grande maggioranza delle finestre del primo e secondo piano di Palazzo Vecchio investite dall'onda d'urto si sono rotte o sono state aperte verso l'interno. Ciò autorizza ad affermare che l'ordine di grandezza delle sovrappressioni realmente prodottesi è confrontabile con quelle calcolate.

Passando al microsisma generato dall'esplosione, il confronto fra l'accelerogramma effettivo, registrato dall'osservatorio Ximeniano collocato a circa un chilometro dal luogo d'esplosione, con quello dedotto utilizzando il metodo descritto nel § 2, mostra un significativo accordo sia per quanto riguarda il valore di picco dello spostamento (circa 0,5 cm), sia per la forma stessa dell'accelerazione (confrontabile con un sisma del IV-V grado della scala Mercalli). Il caso studiato consente così una prima, certamente preliminare, ma significativa, verifica delle procedure di calcolo seguite.

4. BIBLIOGRAFIA

- [1] G. F. Kinney, K. J. Graham, *Explosive shocks in air*, Springer Verlag, New York (1985)
- [2] J. Henrich, *The dynamics of the explosion and its use*, Elsevier, New York (1979)
- [3] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, *Fluid Mechanics*, Pergamon Press, Oxford, pp. 403-406 (1968)
- [4] M. Bath, *Mathematical aspect of seismology*, Elsevier, Amsterdam, pp. 362-365 (1968).