

CALCOLO DELL'H/V CON UN MODELLO DEL CAMPO COMPLETO DELLE VIBRAZIONI AMBIENTALI BASATO SU UNA DISTRIBUZIONE DI SORGENTI SUPERFICIALI SPAZIALMENTE CORRELATE

E. Lunedei¹, D. Albarello¹

¹ Dipartimento di Scienze Fisiche, della Terra e dell'Ambiente dell'Università degli Studi di Siena

Introduzione. La tecnica dei rapporti spettrali H/V (o tecnica H/V o tecnica HVSR) del campo delle vibrazioni ambientali rappresenta uno strumento importante per la determinazione speditiva delle proprietà meccaniche del sottosuolo e trova ampio utilizzo negli studi di microzonazione sismica (p. es., Gruppo di Lavoro MS, 2008; Gruppo di Lavoro MS-AQ, 2010). Essa consiste nell'esecuzione di misure a stazione singola, con sismometri tridirezionali ad alta sensibilità (tromografi): le ampiezze spettrali medie delle tre acquisizioni (una per ogni direzione spaziale), opportunamente combinate le componenti orizzontali (Lunedei e Albarello, 2012; Albarello e Lunedei, 2013), determinano la curva $HV(\omega)$, che esprime l'andamento, con la pulsazione ω , del rapporto spettrale H/V fra le componenti orizzontale e verticale del moto del suolo prodotto dal campo delle vibrazioni ambientali.

L'uso della curva $HV(\omega)$ per inferire le proprietà meccaniche del sottosuolo dipende dalla disponibilità di modelli teorici che la leghino a queste ultime. Un aspetto importante di questi modelli è la loro maggiore o minore capacità di tenere conto delle diverse fasi sismiche presenti nel campo delle vibrazioni ambientali e del loro legame con le sorgenti responsabili del campo stesso. Sin dalla fine degli anni ottanta, quando questa tecnica è stata introdotta, sono stati proposti vari modelli caratterizzati da livelli diversi di complessità e completezza. Oltre a quelli più semplici, basati sull'ipotesi che onde di volume (di origine ignota) incidenti verticalmente possano spiegare interamente le osservazioni (p. es., Herak, 2008), i modelli più avanzati si possono distinguere in due famiglie (p. es., Lunedei e Malischewsky, 2014): quelli nei quali il campo delle vibrazioni ambientali è generato da una distribuzione superficiale (o quasi superficiale) di sorgenti (p. es., Field e Jacob, 1993; Lachet e Bard, 1994; Arai e Tokimatsu, 2004; Lunedei e Albarello, 2010) e quello in cui tale campo ha carattere diffuso (e.g., Sánchez-Sesma *et al.*, 2011). Alla prima famiglia appartiene il modello di Distribuzione Superficiale di Sorgenti (DSS), presentato da Lunedei e Albarello (2010), nel quale le vibrazioni ambientali sono l'effetto di una distribuzione uniforme di forze aleatorie puntiformi non correlate che si trovano sulla superficie terrestre. Alcune note (García-Jerez *et al.*, 2011, 2012a, 2012b, 2012c) sono state dedicate alla comparazione di questo modello con quello di campo diffuso (DFA=*Diffuse Field Approach*). Entrambi questi modelli, basati su un approccio nel dominio delle frequenze, permettono di calcolare le potenze spettrali del campo delle vibrazioni ambientali, dalle quali si ottiene la curva H/V teorica.

Tuttavia, in generale, tale calcolo è molto più veloce con il modello DFA che con il modello DSS, tranne quando sia considerata la sola componente d'onde superficiali; questo fatto preclude la possibilità di applicare il modello DSS di campo completo nelle procedure d'inversione. Tale notevole differenza nella velocità di esecuzione è dovuta al fatto che il modello DSS richiede, per il calcolo delle potenze spettrali (da cui si ottiene la curva H/V), una doppia integrazione: nel numero d'onda e nella distanza fra sorgente e ricevitore. Grazie all'ipotesi di campo diffuso, il modello DFA necessita solo della prima di queste integrazioni. Oltre a tale questione pratica, due fondamentali aspetti teorici sono critici nel modello DSS: la non convergenza dei suddetti doppi integrali delle potenze spettrali [Eqq. da (45) a (47) in Lunedei e Albarello (2010)] e l'irrealistico presupposto che le sorgenti siano mutuamente non correlate, indipendentemente alla relativa distanza.

È interessante notare che entrambi tali limiti del modello DSS possono essere affrontati congiuntamente cambiando il punto di vista nel descrivere il campo delle vibrazioni ambientali. Ciò permette anche un notevole miglioramento nella velocità di calcolo della nuova versione del modello DSS, che la rende comparabile con quella del modello DFA.

Spostamento e forza come processi stocastici. Si considera un modello 1D in cui la terra è descritta come una pila di strati orizzontali omogenei ed isotropi sovrastanti un semispazio con le stesse proprietà; in questo modello la superficie della terra è approssimata da un piano orizzontale descritto dalle coordinate cartesiane $(x,y)^T$. In tale struttura, si assume che il campo di spostamento delle vibrazioni ambientali, $U(x,y,t) \equiv (U_x(x,y,t), U_y(x,y,t), U_z(x,y,t))^T$, ed il campo di forza che lo genera, $F(x,y,t) \equiv (F_x(x,y,t), F_y(x,y,t), F_z(x,y,t))^T$, siano due processi stocastici stazionari (almeno del secondo ordine), sia nel tempo (t) che sul piano orizzontale (x,y) , con media nulla e varianza finita. In questo quadro, ciascuno dei due campi è un processo stocastico stazionario trivariato e tridimensionale (p.s.s. 3V-3D), avendo tre componenti spaziali (lungo le tre direzioni cartesiane), ciascuna delle quali è un campo aleatorio (dipendente dal tempo e due coordinate spaziali). Per entrambi i p.s.s. si assume l'esistenza della densità spettrale di potenza (spettro), la quale è rappresentata dalle due matrici spettrali h_U ed h_F , entrambe dipendenti dalla pulsazione ω e dal vettore bidimensionale numero d'onda $k \equiv (k_x, k_y)^T$.

Per definizione, lo spostamento dovuto al campo delle vibrazioni ambientali è costituito da piccole oscillazioni, il che implica la sussistenza d'una relazione lineare fra il medesimo ed il campo di forza che lo genera:

$$U(x, y, t) = \int_{\mathbb{R}^3} G(\xi, \eta, \tau) \times F(x - \xi, y - \eta, t - \tau) d\xi d\eta d\tau, \tag{1}$$

essendo G la matrice di Green nel dominio spaziotemporale, che contiene le proprietà meccaniche del mezzo stratificato. Da questa formula discende che, fra le due matrici spettrali, sussiste la relazione [ottenuta, ad esempio, combinando l'Eq. (4.12.8) di Priestley (1981), e l'Eq. (3.5.21) di Vanmarcke (2010)]:

$$h_U(k_x, k_y, \omega) = \hat{G}(k_x, k_y, \omega) \times h_F(k_x, k_y, \omega) \times \hat{G}^*(k_x, k_y, \omega), \tag{2}$$

dove “*” indica la coniugazione hermitiana e \hat{G} è la matrice di Green nel dominio frequenza e numero d'onda.

Si assume poi l'ulteriore ipotesi fondamentale che le tre componenti cartesiane del campo di forza siano non correlate le une con le altre, il che implica che la matrice spettrale della forza sia diagonale $h_F(k_x, k_y, \omega) \equiv \text{diag}(h_{F,x}(k_x, k_y, \omega), h_{F,y}(k_x, k_y, \omega), h_{F,z}(k_x, k_y, \omega))$, semplificando cioè notevolmente la formula nell'Eq. (2).

La potenza totale dello spostamento lungo la direzione i -esima ad ogni pulsazione ω è data infine dallo spettro marginale (p. es., Vanmarcke, 2010), che, in virtù della semplificazione che la suddetta ipotesi induce all'Eq. (2), ha la forma:

$$P_{U,i}(\omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\mathbb{R}^2} \sum_{j=x,y,z} \left| \hat{G}_{ij}(k_x, k_y, \omega) \right|^2 \times h_{F,j}(k_x, k_y, \omega) dk_x dk_y. \tag{3}$$

L'ultima ipotesi che si adotta è che il campo di forza (ovvero ciascuna delle sue tre componenti cartesiane) sia isotropo nel piano del numero d'onda, cioè il suo spettro non dipenda dalla direzione del vettore numero d'onda, ma solo dal suo modulo. Passando ad un sistema di coordinate polari nel piano del numero d'onda, cosicché quest'ultimo sia descritto dal suo modulo k e dal suo argomento ϕ , l'ipotesi significa che $h_{F,j}$ non dipende da ϕ . Ne consegue che lo spettro della forza dipende da due sole variabili, $h_{F,j}(k, \omega)$ ($j = x, y, z$) e l'integrale nell'Eq. (3) si separa nella parte angolare, calcolabile analiticamente, ed in quella dipendente dal modulo k , che è la sola parte da calcolarsi numericamente. In questo modo, la densità spettrale di potenza del campo di spostamento si calcola, per ogni direzione, con una sola integrazione nel modulo del numero d'onda k .

È possibile mostrare che gli integrali che definiscono le potenze spettrali del campo di spostamento convergono solo se le funzioni $h_{F,j}(k, \omega)$ ($j = x, y, z$) sono infinitesime al divergere di k e ciò implica che il p.s.s. forza non può essere un processo puramente aleatorio (ossia

un rumore bianco) rispetto allo spazio, ma la sua densità spettrale di potenza deve essere un infinitesimo di ordine, almeno $k^{-\varepsilon}$, per qualche $\varepsilon > 0$, quando $k \rightarrow +\infty$. In altri termini, ciò significa che la forza deve avere un “colore” relativamente alla dimensione spaziale, e questo ha importanti conseguenze fisiche.

Relazione tra la densità spettrale di potenza e la covarianza. La necessità di una dipendenza della densità spettrale di potenza dal modulo del numero d’onda k implica l’esistenza d’una correlazione spaziale del campo di forza, che si può interpretare fisicamente come una correlazione tra le sorgenti delle vibrazioni ambientali situate sulla superficie terrestre ovvero come conseguenza della dimensione finita delle forze agenti. È infatti ben noto (p. es., Priestley, 1981; Vanmarcke, 2010) che la densità spettrale di potenza sia la trasformata di Fourier della funzione di covarianza nel dominio spaziotemporale, $R_{F_j}(x,y,t)$:

$$h_{F_j}(k_x, k_y, \omega) = \int_{\mathbb{R}^3} R_{F_j}(x, y, t) \times e^{-i(k_x x + k_y y + \omega t)} dx dy dt, \tag{4}$$

per ogni $j=x,y,z$. Quando la funzione di covarianza è spazialmente isotropa, usando le coordinate polari nel piano orizzontale, $\mathbf{x}=(r,\theta)^T$, si può scrivere $R_{F_j}(r,t)$. Se anche il piano del numero d’onda è descritto con coordinate polari, $\mathbf{k}=(k,\phi)^T$, la precedente formula diventa:

$$h_{F_j}(k, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \int_0^{+\infty} R_{F_j}(r, t) \times J_0(kr) \times r dr \right\} \times e^{-i\omega t} dt, \tag{5}$$

per ogni $j=x,y,z$, essendo J_0 la funzione di Bessel di prima specie di ordine zero. Questa formula esprime il noto risultato che la densità spettrale di potenza rispetto al numero d’onda è la trasformata di Hankel di ordine zero della covarianza rispetto alla distanza e che essa dipende solo dal modulo del numero d’onda e non dalla sua direzione. Poiché la formula inversa ha la stessa struttura, risulta chiaramente che la densità spettrale di potenza è isotropa rispetto a \mathbf{k} se e solo se tale è la covarianza rispetto ad \mathbf{x} . Dunque l’isotropia in \mathbf{k} della potenza significa che la correlazione tra le sorgenti dipende solo dalla loro distanza reciproca e non dalla direzione orizzontale. È importante notare che questa ipotesi, fisicamente ragionevole, è assunta per tutte le tre componenti del campo di forza e non implica isotropia dell’intensità del campo di forza stesso, il quale può agire in modi diversi lungo direzioni diverse, a condizione che la correlazione spaziale si mantenga orizzontalmente isotropa.

Se poi la covarianza del campo di forza è separabile nelle sue due variabili, cioè se esistono due funzioni tali che $R_{F_j}(r,t) = C_{F_j}(r) \cdot \Theta_{F_j}(t)$, lo spettro della j -esima componente della forza diventa:

$$h_{F_j}(k, \omega) = \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \Theta_{F_j}(t) \times e^{-i\omega t} dt \right\} \times \left\{ \int_0^{+\infty} C_{F_j}(r) \times J_0(kr) \times r dr \right\}, \tag{6}$$

sicché, quando la funzione di covarianza è separabile, tale è anche la densità di potenza spettrale, essendo il prodotto di una funzione del modulo del numero d’onda k e di una funzione della pulsazione ω . Dall’Eq. (6) discende che condizione necessaria per l’esistenza della densità spettrale di potenza della forza è la trasformabilità secondo Fourier di $\Theta_{F_j}(t)$ e quella secondo Hankel di $C_{F_j}(r)$. Anche se questa proprietà può essere sufficiente per la componente temporale, la trasformata di Hankel di $C_{F_j}(r)$ deve inoltre essere convergente in k come detto alla fine del paragrafo precedente. In particolare, $C_{F_j}(r)$ non può essere una delta di Dirac, perché il suo spettro non può essere piatto in k , cioè, come detto, il p.s.s. forza non può essere un rumore bianco spaziale.

Una scelta possibile per la covarianza spaziale di ogni j -esima componente del campo di forza è una funzione di tipo gaussiano (bidimensionale):

$$C_{F_j}(r) = \frac{D_j}{2\pi d_j^2} \times \exp\left(-\frac{r^2}{2d_j^2}\right) \tag{7}$$

essendo D_j e d_j due costanti positive, la quale ha utili proprietà:

- è fisicamente plausibile, poiché è ragionevole assumere che la correlazione spaziale tra le sorgenti decresca regolarmente con la reciproca distanza,
- sebbene la correlazione si estenda indefinitamente, può essere definito un raggio d’influenza, proporzionale a d_j , il quale controlla l’estensione “effettiva” della correlazione spaziale fra le sorgenti,
- è una funzione continua ed infinitamente derivabile
- la sua trasformata di Hankel è ancora una funzione di tipo gaussiano (bidimensionale), cioè:

$$D_j \propto \exp\left(-\frac{1}{2}d_j^2 k^2\right) \tag{8}$$

Quale conseguenza dell’ipotesi separabilità, la densità di potenza spettrale così ottenuta, che soddisfa la richiesta proprietà di decrescenza al divergere di k , è la stessa per tutte le frequenze. È importante notare che, quando l’estensione “effettiva” della covarianza spaziale fra le sorgenti, ovvero il valore del parametro d_j , aumenta, la funzione nell’Eq. (7) si appiattisce mentre la densità spettrale di potenza [Eq. (8)] si concentra intorno al valore zero, cioè sui piccoli numeri d’onda e quindi sulle grandi lunghezze d’onde; l’inverso avviene, ovviamente, al ridursi del parametro d_j , ovvero al restringersi della correlazione spaziale. Questa dipendenza dal parametro d_j è esemplificata in Fig. 1.

Il rapporto spettrale H/V. Definendo la densità spettrale di potenza marginale (rispetto alla pulsazione ω) totale sul piano orizzontale come la somma delle corrispondenti densità relative alla componenti x ed y , cioè $P_{U,x}(\omega) + P_{U,y}(\omega)$, ne segue che la curva del rapporto spettrale H/V resta definita come:

$$HV(\omega) \equiv \sqrt{\frac{P_{U,x}(\omega) + P_{U,y}(\omega)}{P_{U,z}(\omega)}}, \tag{9}$$

essendo numeratore e denominatore calcolabili ciascuno con una singola integrazione numerica, rispetto al modulo del numero d’onda k .

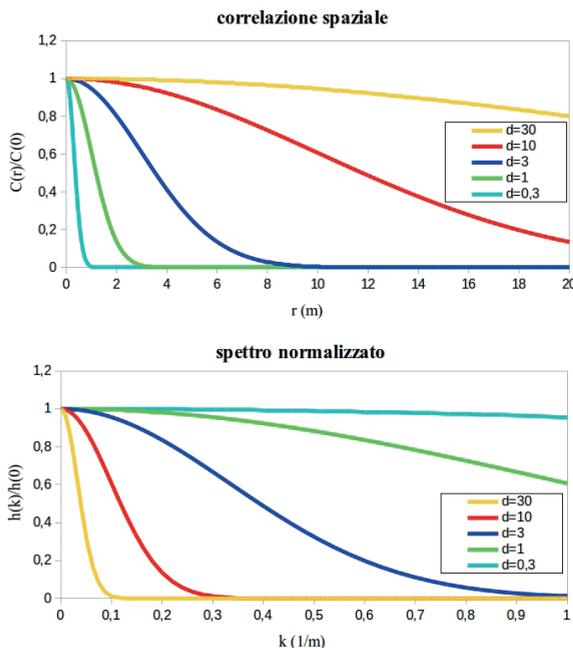


Fig. 1 – Andamento della covarianza spaziale data dall’Eq. (7) (normalizzata al suo valore per $r=0$) e della corrispondente densità spettrale di potenza data dall’Eq. (8) (normalizzata al suo valore per $k=0$), per alcuni valori del parametro d , rappresentativo dei tre parametri d_x, d_y, d_z .

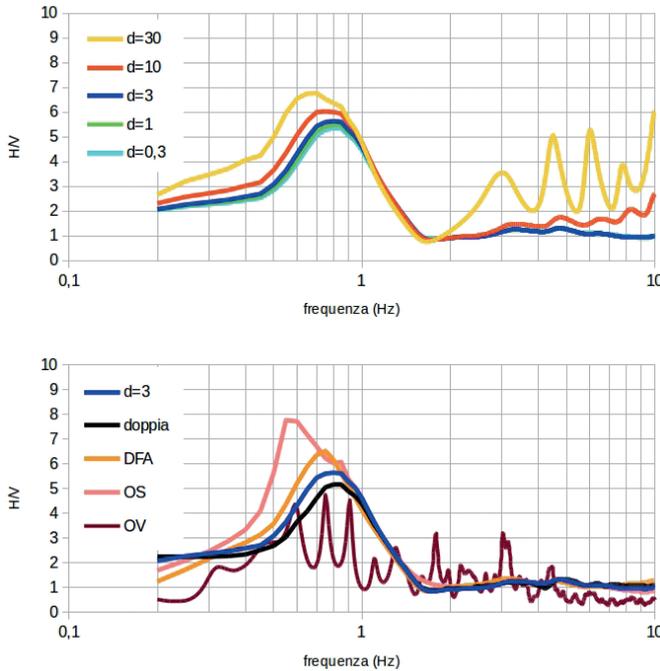


Fig. 2 – Curve H/V sintetiche ottenute per la stratigrafia in Tab.1. Nel grafico superiore le curve sono ottenute col modello qui presentato e la correlazione data dall’Eq. (7), al variare del parametro d . Nel grafico inferiore la curva relativa la valore $d=3$ è confrontata con quelle ottenute dal modello DSS di campo completo con doppia integrazione (Lunedei e Albarello, 2010; “doppia”), dal modello DFA di campo completo, dal modello DSS ristretto alle sole onde superficiali (Lunedei e Albarello, 2009; “OS”) e dal modello basato su onde di volume incidenti verticalmente (Herak, 2008; “OV”).

Un esempio numerico. Come prima applicazione dei risultati or ora esposti si considera il classico esempio derivante dalla stratigrafia reale considerata da Tokimatsu (1997) ed Arai e Tokimatsu (2004), denominata da tali autori “sito A”. La medesima è stata utilizzata in Lunedei e Albarello (2009), dove la viscosità è stata introdotta rendendo complesse le velocità delle onde di volume; a differenza che in tale lavoro, qui tutti i fattori di smorzamento sono posti uguali all’1%. Gli integrali in k che forniscono le densità spettrali di potenza sono stati calcolati col semplice metodo dei trapezi e ponendo $D_x=D_y=D_z=1$ nelle espressioni delle Eqq. (7) ed (8). I risultati sono mostrati nel grafico superiore di Fig. 2 per quattro valori del parametro d (valor comune dei tre parametri d_x, d_y, d_z), compresi tra 0,3 e 30. Si osserva che la curva H/V rimane stabile diminuendo il valore del parametro d , cioè riducendo l’estensione della correlazione spaziale del campo di forza e quindi appiattendolo la densità spettrale di potenza nel piano del numero d’onda. Come prevedibile, la velocità d’esecuzione del calcolo aumenta rapidamente al crescere di d , ma la figura mostra che la curva H/V subisce un rilevante cambiamento quando questo parametro aumenta oltre il valore 3, in quanto appaiono alcuni picchi secondari; l’ulteriore aumento del valore del parametro produce un innalzamento di questi picchi. Questo fatto è conseguenza del cambiamento delle funzioni integrande al variare di d : come notato alla fine del precedente paragrafo, quando il parametro d aumenta, ogni $h_{F,j}$ ($j = x,y,z$), come funzione di k , si accumula intorno allo zero, quindi le funzioni integrande decrescono più rapidamente al crescere di k . Poiché l’andamento dei moduli delle componenti orizzontale e verticale della funzione di Green è differente, il rapporto degli integrali viene alterato in modo notevole quando la rapidità di decrescita delle funzioni $h_{F,j}$ supera una certa soglia. È importante notare che questo non è un effetto numerico, ma è una conseguenza reale del tipo di covarianza spaziale del campo di forza: più tale correlazione si estende, più evidenti emergono i picchi secondari della curva H/V. Poiché la pratica sperimentale mostra che le curve H/V usualmente non presentano un tali forti picchi secondari, questo risultato suggerisce che le sorgenti delle vibrazioni ambientali non siano correlate su grandi distanze. Un’altra conseguenza importante è che, poiché il parametro d controlla la velocità del calcolo, non è possibile, al fine di ottenere curve H/V realistiche, spingere tale velocità computazionale oltre una certa soglia.

Nel secondo grafico di Fig. 2 la curva ottenuta con $d=3$ è confrontata con quella prodotta da altri metodi: il modello di campo completo con doppia integrazione presentato in Lunedei e Albarello (2010), il modello basato sulle onde superficiali presentato in Lunedei e Albarello (2009), il modello DFA ed il modello basato su onde di volume incidenti verticalmente proposto da Herak (2008). Si sottolinea che i primi due modelli assumono implicitamente la totale assenza di correlazione fra le sorgenti, mentre il terzo ed il quarto non contengono alcuna ipotesi sulle sorgenti del campo. Emerge chiaramente come, almeno in un intorno del picco comune a tutti i risultati, f_0 , localizzato tra 0,6 e 0,7 Hz, tutti i metodi siano in buon accordo; solo nel modello basato sulle onde superficiali la frequenza f_0 è più bassa di circa il 25%. Si nota poi come i primi due picchi secondari emergenti al crescere del parametro d (grafico superiore di Fig. 2) corrispondano a due picchi secondari prodotti dal modello basato sulle onde di volume incidenti verticalmente, ciò a conferma del significato fisico reale attribuibile ad essi.

Tab. 1 - Stratigrafia usata nell'esempio numerico.

spessore (m)	V_p (m/s)	V_s (m/s)	densità (kg/m ³)
5,5	1333	240	1900
3,6	1333	133	1900
4,6	1333	175	1900
6,3	1333	222	1900
20,0	1333	155	1900
4,6	1333	175	1900
6,4	1333	250	1900
9,0	1595	570	1900
23,6	1595	333	1900
16,4	1595	575	1900
1400,0	1800	700	1900
800,0	2800	1500	2200
∞	5600	3000	2500

Questi confronti confermano che l'andamento complessivo della curva H/V è "robusto", nel senso che non differisce in modo significativo, almeno intorno al picco di maggiore interesse, sebbene le ipotesi fisiche su cui sono basati i modelli usati per generare tale curva siano notevolmente diverse. La differenza principale fra le curve H/V emerge quando sono prese in considerazione le sole onde superficiali, cosicché sembra che i cambiamenti sostanziali appaiano solo in corrispondenza a variazioni del contenuto fisico del modello. Un ragionamento analogo può essere valido per i cambiamenti (picchi secondari) che emergono in caso di modifiche della covarianza spaziale delle sorgenti, essendo quest'ultima una proprietà fisica del campo. Come detto nel precedente paragrafo, questa covarianza può essere fisicamente interpretata come effetto della correlazione spaziale tra sorgenti puntiformi o dell'estensione spaziale delle sorgenti ovvero di entrambe. Così, se le sole sorgenti vicine fra loro sono correlate, ovvero se le sorgenti hanno limitata estensione spaziale, la forma della curva H/V non è molto sensibile alla dimensione esatta di questo "raggio" d'interazione. Al contrario, se anche le sorgenti fra loro lontane conservano una forte correlazione, o le sorgenti sono molto estese, la curva H/V mostra peculiarità notevoli, in forma di picchi secondari, la cui ampiezza aumenta rapidamente al crescere del "raggio" effettivo d'interazione.

Conclusioni. Questo lavoro mostra che, se il campo di spostamento delle vibrazioni ambientali ed il campo di forza che le genera sono descritti come processi stocastici stazionari nel tempo e nello spazio stabiliti sulla superficie libera della terra, la densità spettrale di potenza del primo può essere scritta come una funzione dell'analogia densità del secondo. Questo collegamento è realizzato dalla funzione di Green nel dominio della frequenza e del numero d'onda, che contiene tutte le proprietà meccaniche del sottosuolo. Le componenti orizzontale e verticale della potenza spettrale (marginale) rispetto alla frequenza del campo di spostamento sono dunque calcolabili come due integrali rispetto al modulo del numero d'onda, le cui proprietà di convergenza dipendono dalla densità spettrale di potenza del campo di forza. Scegliendo tale densità spettrale in forma gaussiana come funzione del modulo del numero d'onda, la curva H/V sintetica, definita come la radice quadrata del rapporto fra tali componenti orizzontale e verticale della potenza spettrale, prodotta da un profilo stratigrafico classico mostra un andamento complessivo che dipende dall'effettiva estensione della correlazione spaziale del campo di forza. In particolare, quando la covarianza della forza si estende spazialmente, la relativa densità spettrale di potenza si accumula su valori piccoli del modulo del numero d'onda, cioè, su grandi lunghezze d'onda. Una conseguenza di questo risultato è che se le sorgenti sono estese o sono correlate su grandi distanze, la loro energia si concentra sulle lunghezze d'onda elevate e questo fatto, agendo sulla forma delle densità spettrali del campo di spostamento, produce un effetto sulla la curva H/V, in forma di picchi secondari. Considerando che nei consueti risultati sperimentali, tali intensi picchi secondari difficilmente appaiono, questo risultato suggerisce che le sorgenti del campo delle vibrazioni ambientali non siano correlate su grandi distanze né siano molto estese. Questo nuovo modello DSS supera i principali limiti delle precedenti versioni della teoria basata sulla distribuzione superficiale di sorgenti e permette di ridurre il tempo di calcolo necessario per ottenere le curve H/V del campo completo di vibrazioni ambientali d'entità comparabile a quello richiesto dal modello DFA. Il modello potrà consentire d'indagare più a fondo il ruolo della correlazione spaziale delle sorgenti ed i suoi affetti alle alte e basse frequenze. Ulteriori sviluppi sono possibili sia sotto il profilo computazionale, per la riduzione dei tempi di calcolo, sia sotto il profilo teorico, considerando, ad esempio, campi non stazionari nello spazio.

Bibliografia

- Albarelo D., Lunedei E.; 2013: *Combining horizontal ambient vibration components for H/V spectral ratio estimates*. Geophys. J. Int., 194, 936-951, doi:10.1093/gji/ggt130.
- Arai H., Tokimatsu K.; 2004: *S-wave velocity profiling by inversion of microtremor H/V spectrum*. Bulletin of the Seismological Society of America, 94(1), 53-63.
- Field E, Jacob K.; 1993: *The theoretical response of sedimentary layers to ambient seismic noise*. Geophysical Research Letters, 20(24), 2925-2928.
- García-Jerez A., Luzón F., Sánchez-Sesma F.J., Santoyo M.A., Albarello D., Lunedei E., Campillo M., Iturrarán-Viveros U.; 2011: *Comparison between two methods for forward calculation of ambient noise H/V spectral ratios*. AGU Fall Meeting 2011, 5-9 dicembre, San Francisco (California), USA, <http://abstractsearch.agu.org/meetings/2011/FM/sections/S/sessions/S23A/abstracts/S23A-2230.html>.
- García-Jerez A., Luzón F., Albarello D., Lunedei E., Sanchez-Sesma F.J., Santoyo M.A.; 2012a: *Comparison between ambient vibration H/V synthetics obtained from the Diffuse Field Approach and from the Distributed Surface Load method*. Atti della XXIII General Assembly of the European Seismological Commission (ESC 2012), 25-30 agosto, Mosca, Russia, 412-413.
- García-Jerez A., Luzón F., Albarello D., Lunedei E., Santoyo M.A., Margerin L., Sanchez-Sesma F.J.; 2012b: *Comparison between ambient vibrations H/V obtained from the diffuse field and distributed surface source models*. Atti della 15th World Conferences on Earthquake Engineering (WCEE), 24-28 settembre, Lisbona, Portogallo, <http://www.nicee.org/wcee/>.
- García-Jerez A., Luzón F., Lunedei E., Albarello D., Santoyo M.A., Margerin L., Sanchez-Sesma F.J.; 2012c: *Confronto fra le curve H/V da vibrazioni ambientali prodotte dai modelli di distribuzione superficiale di sorgenti e di campo diffuso*. Atti del XXXI Convegno Nazionale del gruppo nazionale di geofisica della terra Solida (NGGTS), 20-22 novembre, Potenza, 148-157, <http://www2.ogs.trieste.it/nggts/> (Sessione 2, Tema 2).
- Gruppo di Lavoro MS; 2008: *Indirizzi e criteri per la microzonazione sismica*. Conferenza delle Regioni e delle Province Autonome Abruzzo - Dipartimento della Protezione Civile, Roma, 3 volumi e dvd.

- Gruppo di Lavoro MS-AQ; 2010: *Microzonazione sismica per la ricostruzione dell'area aquilana*. Regione Abruzzo - Dipartimento della Protezione Civile, 3 volumi e dvd, disponibile all'indirizzo http://www.protezionecivile.gov.it/jcms/it/view_pub.wp?contentId=PUB25330.
- Herak M.; 2008: *ModelHVSR - A Matlab® tool to model horizontal-to-vertical spectral ratio of ambient noise*. Computers & Geosciences, 34(11), 1514–1526, doi:10.1016/j.cageo.2007.07.009.
- Lanchet C., Bard P.Y.; 1994: *Numerical and theoretical investigations on the possibilities and limitations of Nakamura's technique*. J. Phys. Earth, 42, 377–397.
- Lunedei E., Albarello D.; 2009: *On the seismic noise wave field in a weakly dissipative layered Earth*. Geophys. J. Int., 177, 1001–1014, doi:10.1111/j.1365-246X.2008.04062.x.
- Lunedei E., Albarello D.; 2010: *Theoretical HVSR curves from full wavefield modelling of ambient vibrations in a weakly dissipative layered Earth*. Geophys. J. Int., 181, 1093–1108, doi:10.1111/j.1365-246X.2010.04560.x (Erratum: Geophys. J. Int., 192, 1342, doi:10.1093/gji/ggs047).
- Lunedei E., Albarello D.; 2012: *Sul modo di combinare le componenti orizzontali del campo delle vibrazioni ambientali nella determinazione del rapporto spettrale H/V*. Atti del XXXI Convegno Nazionale GNGTS, Potenza, Tema 2, Sessione 2.2, pp. 177-184 (www2.ogs.trieste.it/gngts/).
- Lunedei E., Malischewsky P.; 2014: *A review and some new issues on the theory of the H/V technique for ambient vibrations*. Theme Lecture, Second European Conference on Earthquake Engineering and Seismology (2ECEES), 24–29 agosto, Istanbul, Turchia.
- Priestley M.B.; 1981: *Spectral analysis and time series*. Academic Press, Londra, Gran Bretagna.
- Sanchez-Sesma F.J., Rodriguez M., Iturraran-Viveros U., Luzon F., Campillo M., Margerin L., Garcia-Jerez A., Suarez M., Santoyo M.A., Rodriguez-Castellanos A.; 2011: *A theory for microtremor H/V spectral ratio: application for a layered medium*. Geophys. J. Int., 186, 221–225.
- Tokimatsu K.; 1997: *Geotechnical site characterization using surface waves*. In “Earthquake geotechnical engineering: proceedings of IS-Tokyo '95, the First International Conference on Earthquake Geotechnical Engineering, Tokyo, 14–16 November, 1995”, curatore Ishihara K., pubblicato da A A Balkema Publishers (Rotterdam), 3, 1333–1368.
- Vanmacke E.; 2010: *Random fields – Analysis and synthesis (revised and expanded new edition)*. World Scientific Publishing, Singapore.