



**Politecnico di Bari**  
**I<sup>a</sup> Facoltà di Ingegneria**

**Corso di Laurea in Ingegneria Informatica**

**Corso di Fisica Tecnica**  
**A.A. 2002/2003**

# **Elementi di acustica degli ambienti chiusi**

**Dott. Ing. Francesco Martellotta**

# 1

## Acustica geometrica

### 1.1 Introduzione

Lo studio della propagazione delle onde sonore in un ambiente chiuso può essere condotto seguendo due diversi approcci: uno basato sulla risoluzione dell'equazione delle onde (*acustica fisica*); l'altro basato sulla schematizzazione della propagazione delle onde mediante “raggi sonori” disposti ortogonalmente al fronte d'onda (*acustica geometrica*).

Il primo approccio può essere applicato ad ambienti di forma molto semplice, dal momento che la risoluzione analitica del problema diventa altrimenti molto complessa. Recentemente, l'applicazione dei metodi numerici FEM (*finite elements method*) e BEM (*boundary elements method*) ha consentito di incominciare ad applicare l'equazione delle onde ad ambienti di forma più complessa.

Il secondo approccio è quello più intuitivo e, conseguentemente, è stato usato sin dall'antichità per spiegare alcuni fenomeni acustici, in particolare quelli legati alle superfici curve e alle “gallerie dei sussurri” (Figura 1).

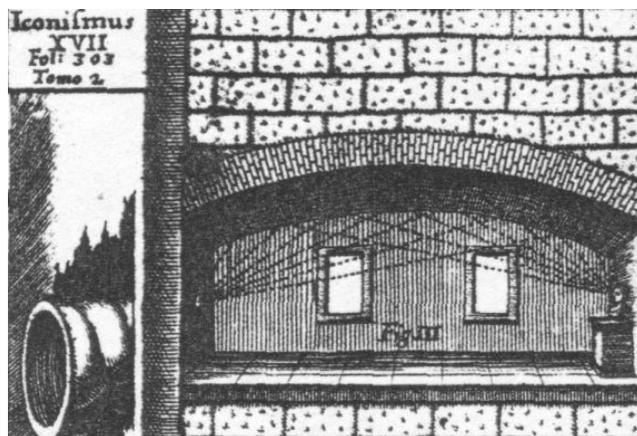


Figura 1 – La statua parlante, illustrazione tratta dal trattato *Phonurgia Universalis* di A. Kircher, scritto nel 1673.

Tuttavia, l'applicazione del metodo dei raggi sonori è valida solo sotto alcune condizioni, la più importante delle quali è che la lunghezza d'onda del suono emesso deve essere molto più piccola delle dimensioni dell'ambiente e delle superfici su cui incide. Questa condizione si può ritenere valida già per le frequenze intorno ai 1000 Hz, dove la lunghezza d'onda è pari a 34 cm.

Se questa condizione è soddisfatta si può allora sostituire l'onda sonora con il raggio sonoro, inteso come una porzione di un'onda sferica, sottesa da un angolo solido infinitesimo, che si origina dal punto in cui è posta la sorgente del suono. Il raggio sonoro è così caratterizzato da una direzione di propagazione, e da una velocità che corrisponde a quella del suono nel mezzo, ed è soggetto alle stesse leggi di propagazione di un raggio luminoso. L'intensità associata al raggio sonoro decresce proporzionalmente a  $1/r^2$  per effetto della divergenza, e, eventualmente, per effetto dell'assorbimento dovuto al mezzo di propagazione. Nella propagazione dei raggi sonori si trascurano gli effetti della rifrazione e, quindi, si considera che il percorso dei raggi sonori resti rettilineo anche se il mezzo in cui si propagano è disomogeneo. Ugualmente si trascurano gli effetti della diffrazione e quindi tutte le interferenze con oggetti le cui dimensioni siano confrontabili con la lunghezza dell'onda sonora. Quando più raggi sonori si sovrappongono si ipotizza che essi siano "incoerenti" (condizione rispettata quasi sempre quando il suono è a banda larga) e quindi si sommano solo le loro energie.

Nel seguito si vedrà come l'acustica geometrica può essere convenientemente utilizzata per studiare la propagazione del suono negli ambienti chiusi.

## 1.2 La riflessione del raggio sonoro e il metodo delle immagini

Quando un suono incide su una parete e viene riflesso il processo avviene in accordo alla *legge della riflessione* analoga a quella valida in ottica. Pertanto raggio incidente, raggio riflesso e normale al piano devono trovarsi sullo stesso piano e l'angolo di incidenza è pari all'angolo di riflessione. La legge di riflessione speculare può essere applicata anche a superfici curve immaginando il raggio riflesso dal piano tangente al punto di incidenza.

La riflessione di un raggio sonoro che parte da un punto ed incide su una superficie piana può essere seguita utilizzando il *metodo delle immagini* (Figura 2). Se la sorgente è localizzata in A e ci interessa trovare il percorso che il suono riflesso compie per raggiungere il punto B, basta individuare la sorgente immagine A' (cioè l'immagine speculare di A rispetto al piano) e congiungere il punto A' con B e, una volta individuato il punto di intersezione di questo segmento con il piano, congiungere questo punto con il punto A.

Una volta trovata la sorgente immagine associata alla sorgente originaria è possibile trascurare la presenza del muro, dal momento che esso è ora rimpiazzato completamente dalla sorgente immagine, a patto di ipotizzare che la sorgente

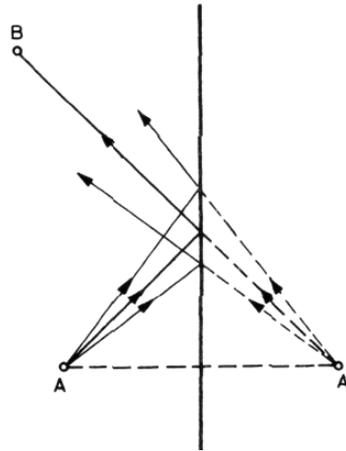


Figura 2 – Costruzione di una sorgente immagine

immagine emetta esattamente lo stesso segnale della sorgente originaria e che le sue caratteristiche di direttività siano simmetriche a quelle di A. Inoltre se la dimensione della parete riflettente è finita bisogna limitare di conseguenza le possibili direzioni di emissione di A', prendendo in considerazione solo quelle per cui i raggi emessi intersecano effettivamente il piano riflettente.

Bisogna poi tenere conto del fatto che la superficie su cui il suono incide non riflette completamente tutta l'energia sonora incidente, assorbendone una aliquota  $\alpha$ , variabile da frequenza a frequenza. Pertanto bisogna fare in modo che l'energia del segnale emesso dalla sorgente immagine venga moltiplicata per  $(1-\alpha)$ , cioè per l'aliquota di energia riflessa dalla parete.

Nel caso in cui la parete abbia delle irregolarità superficiali le cui dimensioni siano confrontabili con la lunghezza d'onda del suono incidente la legge della riflessione non è più rigorosamente valida perché il suono tenderà ad essere parzialmente o completamente *diffuso*, cioè distribuito in tutte le direzioni. La *diffusione totale* si ha quando la distribuzione direzionale del suono riflesso è del tutto indipendente dalla direzione di incidenza del suono. In questo caso la *legge del coseno* di Lambert, che stabilisce che l'intensità del suono riflesso è proporzionale al coseno dell'angolo sotto cui viene visto (Figura 3, sinistra), fornisce una valida approssimazione della distribuzione direzionale dell'energia acustica, anche se nella maggior parte dei casi, la diffusione è sempre parziale (Figura 3, destra).

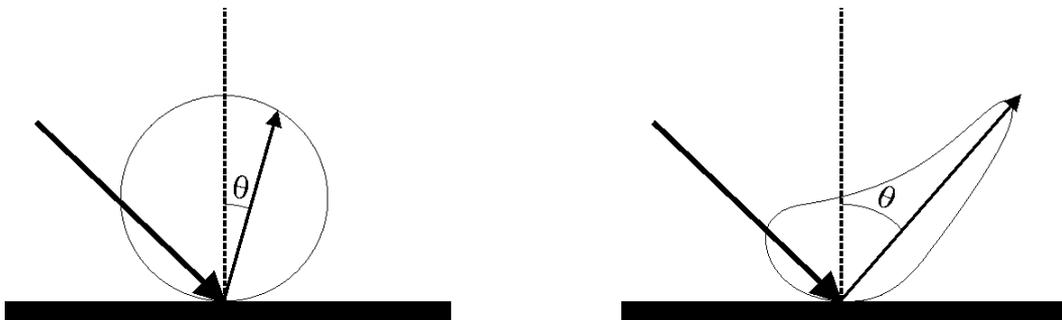


Figura 3 – A sinistra: diffusione totale del suono incidente secondo la legge di Lambert. A destra: diffusione parziale del suono incidente, con il suono riflesso prevalentemente secondo un angolo uguale a quello di incidenza.

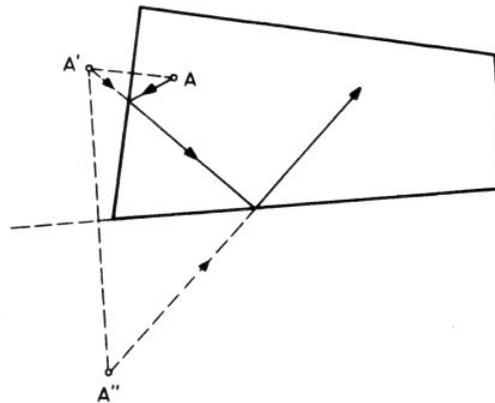


Figura 4 – Determinazione della sorgente immagine del secondo ordine

### 1.3 Le riflessioni in un ambiente chiuso

L'analisi del percorso seguito da un raggio sonoro dopo che è stato emesso da una sorgente comporta la determinazione di tutte le riflessioni che il suono subirà nell'ambiente da parte delle pareti, del soffitto ed, eventualmente, anche del pavimento fino a che il suono non si estingue. Ciò accade immediatamente se il suono incide su una superficie perfettamente assorbente, oppure, dopo un certo tempo, per effetto dell'energia assorbita progressivamente dalle pareti.

Per studiare i percorsi del suono può essere molto utile, se le pareti che delimitano l'ambiente sono piane, impiegare il metodo delle immagini. Questo può essere applicato per determinare dapprima le sorgenti immagine del primo ordine, cioè tutte le immagini speculari della sorgente reale relative a ciascuno dei piani che delimitano l'ambiente. Fatto ciò si possono determinare le sorgenti immagine del secondo ordine, cioè le immagini speculari delle sorgenti del primo ordine relative ai rimanenti piani (Figura 4). Procedendo così, è possibile tracciare il percorso del suono dopo un numero di riflessioni pari all'ordine delle sorgenti immagine individuate.

La determinazione delle sorgenti immagine di ordine superiore al primo ci pone di fronte al principale limite di questo metodo. Se l'ambiente è delimitato da  $N$  superfici piane il numero di sorgenti immagine del primo ordine sarà proprio  $N$ . Il numero delle sorgenti del secondo ordine sarà pari al numero di quelle del primo ordine moltiplicato per il numero dei piani diversi da quello a cui si riferisce la sorgente immagine, quindi si avranno  $N(N-1)$  sorgenti del secondo ordine. Quelle del terzo ordine saranno quindi  $N(N-1)(N-1)$ , e così via, per cui le sorgenti immagine di ordine  $i$  saranno  $N(N-1)^{i-1}$ . Pertanto per ambienti di forma non semplice la ricerca delle sorgenti immagine richiede una elaborazione che può essere condotta solo con l'ausilio di calcolatori molto potenti. Per ambienti di forma semplice, invece, le sorgenti immagini si dispongono in strutture spaziali regolari in cui a ciascuna sorgente è associato anche un ambiente immagine (Figura 5).

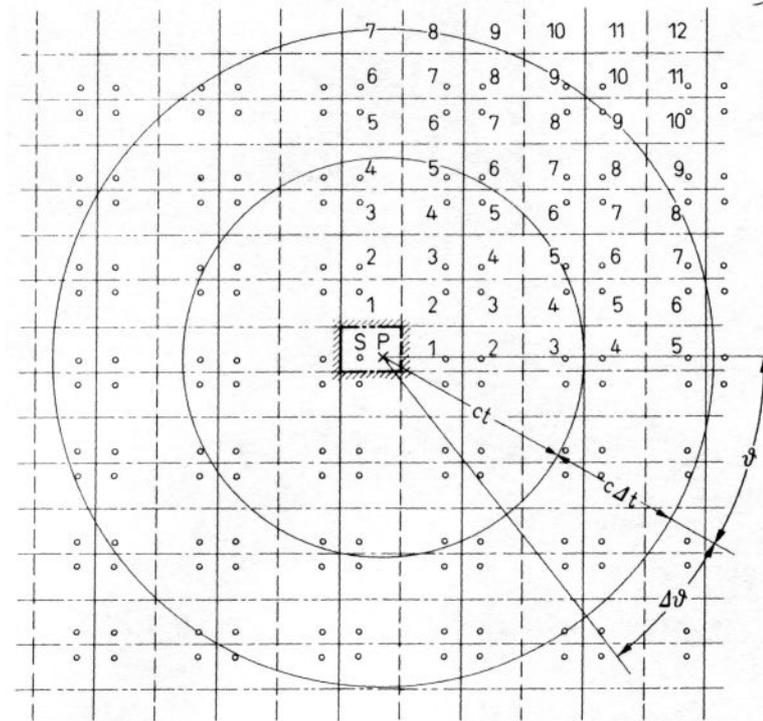


Figura 5 – Immagini di un ambiente rettangolare e relative sorgenti immagini

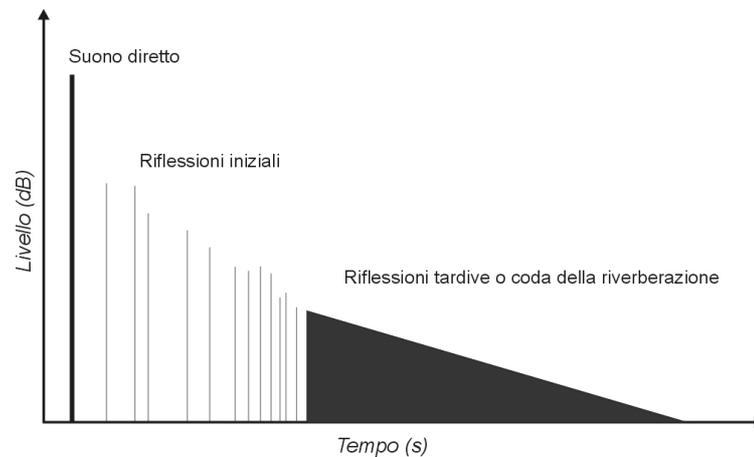


Figura 6 – Diagramma delle riflessioni schematizzato

## 1.4 La distribuzione temporale delle riflessioni

Se si rappresentano le riflessioni (ovvero i raggi sonori) che giungono in un punto in funzione del tempo di arrivo mediante dei segmenti verticali di altezza proporzionale all'intensità della riflessione, si ottiene il cosiddetto *diagramma delle riflessioni*, noto anche come *ecogramma* (Figura 6). Tale diagramma contiene tutte le informazioni necessarie per caratterizzare la distribuzione temporale delle riflessioni in un punto conseguente all'emissione di un suono di tipo *impulsivo*, infatti l'*ecogramma misurato* viene anche detto *risposta all'impulso*. Dopo

l'arrivo del suono diretto seguono le riflessioni dei primi ordini (o *prime riflessioni*) che giungono sporadicamente ma hanno una intensità confrontabile con quella del suono diretto. Successivamente la densità temporale delle riflessioni cresce rapidamente al punto che esse tendono a sovrapporsi l'una con l'altra e a costituire una distribuzione continua ma, per contro, l'energia ad esse associata è sempre più debole e risulta decrescere nel tempo con regolarità. L'insieme di queste riflessioni costituisce il *campo riverberante* ed è, come sarà più chiaro nel seguito, una caratteristica comune all'intero ambiente; al contrario l'insieme delle prime riflessioni dipende fortemente dalla posizione in cui il suono viene ricevuto.

La distribuzione temporale delle riflessioni relative ad un ambiente di forma rettangolare può essere ottenuta in maniera semplice adoperando il metodo delle immagini (v. Figura 5). Se si immagina che ad un istante  $t = 0$  tutte le sorgenti emettono un impulso di uguale intensità, al generico istante  $t$  saranno arrivati nel punto di ricezione P tutti i contributi delle sorgenti immagine contenute nella sfera ideale centrata in P e di raggio  $ct$ , con  $c$  velocità di propagazione del suono nel mezzo. Questo significa che nel successivo istante  $dt$  arriveranno in P tutte le riflessioni provenienti dalle sorgenti che si trovano ad una distanza da P compresa fra  $ct$  e  $c(t + dt)$ . Tutte queste sorgenti sono localizzate in un guscio sferico di raggio  $ct$  e spessore  $cdt$ , il cui volume è quindi  $4\pi c^3 t^2 dt$ . Se si osserva che in ogni ambiente immagine è contenuta una sola sorgente immagine, il numero delle sorgenti immagine contenute nel guscio sferico può essere calcolato dividendo il volume del guscio per il volume  $V$  dell'ambiente, pertanto la densità di riflessioni (cioè il numero di riflessioni che arrivano nell'unità di tempo) sarà dato da:

$$\frac{dN}{dt} = 4\pi \frac{c^3 t^2}{V} . \quad (1.1)$$

La densità di riflessioni cresce, quindi, proporzionalmente al quadrato del tempo, un risultato che è però significativo solo quando la densità di riflessioni è già abbastanza alta da rendere significativo un approccio di tipo statistico. Infatti, quando ciò si verifica, la posizione particolare del ricevitore diventa del tutto irrilevante, anzi, si può dimostrare che anche la forma dell'ambiente diventa irrilevante ed il risultato trovato per l'ambiente di forma rettangolare è applicabile ad ambienti di qualsiasi forma.

#### 1.4.1 Il decadimento sonoro per un suono impulsivo

Ogni riflessione che arriva in un intervallo di tempo  $dt$  corrisponde all'insieme delle riflessioni provenienti da tutte le sorgenti immagine che distano di  $ct$  dal ricevitore, pertanto l'intensità delle riflessioni arriva attenuata proporzionalmente a  $(ct)^{-2}$ . Inoltre l'intensità dei raggi sarà attenuata dall'assorbimento avvenuto nel mezzo e da quello avvenuto su ciascuna delle pareti su cui hanno urtato (ovvero su ciascuna parete che hanno attraversato in Figura 5). Il primo contributo può essere computato moltiplicando l'intensità della riflessione per un termine esponenziale  $e^{-mct}$ , dove  $m$  è il coefficiente di assorbimento dell'aria. Per valutare l'attenuazione conseguente all'assorbimento delle pareti bisogna tenere

presente che dopo ogni urto con una parete l'intensità del raggio sonoro si riduce di un fattore  $(1 - \alpha)$ , e se questo accade  $n$  volte in un secondo allora dopo un tempo  $t$  l'intensità risulta ridotta di  $(1 - \alpha)^{nt} = e^{nt \ln(1 - \alpha)}$ . È opportuno osservare che se le pareti hanno coefficienti di assorbimento differenti l'una dall'altra  $\alpha$  deve essere inteso come il *valore medio* degli  $\alpha$  associati a ciascuna parete. Questo vale, ancora una volta, solo se la densità di riflessione è elevata, ovvero se il numero di riflessioni subite da ciascun raggio è statisticamente significativo. Da quanto visto si può quindi scrivere che l'energia associata alla generica riflessione che arriva all'istante  $t$  è pari a:

$$D = \frac{A}{(ct)^2} \exp\{-mc + n \ln(1 - \alpha)t\} \quad (1.2)$$

dove  $A$  è un termine costante (pari a  $W/4\pi c$ ) che corrisponde alla densità di energia acustica emessa dalla sorgente associata al raggio. Se si considera l'insieme delle riflessioni che arrivano all'istante  $t$ , combinando la Eq. (1.1) e la Eq. (1.2), la densità di energia complessiva sarà pari a:

$$DdN = \frac{Wdt}{V} \exp\{-mc + n \ln(1 - \alpha)t\}, \quad (1.3)$$

essendo  $Wdt$  l'energia dell'impulso, sia ha che  $Wdt/V$  è pari alla densità di energia iniziale  $D_0$  emessa nell'ambiente dalla sorgente impulsiva, e quindi:

$$D(t) = D_0 \exp\{-mc + n \ln(1 - \alpha)t\}. \quad (1.4)$$

L'unico termine da esplicitare nella Eq. (1.4) è il numero di riflessioni (o di attraversamenti di pareti) che avvengono in un secondo. Se si ritengono valide le ipotesi di campo sonoro perfettamente diffuso, secondo cui il suono incide sulle pareti secondo tutte le possibili direzioni, si può dimostrare che il numero medio di riflessioni per secondo è pari a:

$$n = \frac{cS}{4V}, \quad (1.5)$$

dove  $S$  è la superficie totale delle pareti che delimitano l'ambiente. Questo parametro è molto importante perché ci permette di risalire ad un'altra grandezza caratteristica dell'ambiente, cioè il *cammino libero medio* ( $l$ ), definito come la distanza mediamente percorsa da un raggio sonoro fra una riflessione e la successiva. Se  $n$  è il numero di riflessioni in un secondo allora  $1/n$  è l'intervallo di tempo che intercorre fra una riflessione e la successiva, quindi la distanza percorsa in tale intervallo di tempo risulta  $c/n$ , e quindi  $l = 4V/S$ .

Sostituendo  $n$  nella Eq. (1.4) è possibile ottenere la formulazione definitiva della legge di variazione della densità di energia acustica in funzione del tempo:

$$D(t) = D_0 \exp\left[-ct \frac{4mV - S \ln(1 - \alpha)}{4V}\right]. \quad (1.6)$$

Per caratterizzare con un singolo numero il decadimento sonoro del campo diffuso si introduce il *tempo di riverberazione* ( $T_{60}$ ), definito come il *tempo necessario affinché l'energia del campo sonoro si riduca ad un milionesimo del suo valore iniziale*. Dalla Eq. (1.6) si può quindi ricavare:

$$T_{60} = \frac{1}{c} \frac{24V \ln 10}{4mV - S \ln(1 - \alpha)}, \quad (1.7)$$

da cui, assumendo  $c = 343$  m/s, e raggruppando i termini costanti si ottiene:

$$T_{60} = 0.161 \frac{V}{4mV - S \ln(1 - \alpha)}. \quad (1.8)$$

#### 1.4.2 Il decadimento sonoro per un suono continuo

Il segnale emesso da una sorgente sonora di tipo continuo può essere schematizzato come una serie di impulsi, conseguentemente il segnale che giunge al ricevitore sarà dato dal suono diretto e dalle riflessioni che progressivamente si vanno ad aggiungere, in accordo con quello che era il diagramma delle riflessioni per il segnale impulsivo (Figura 7). Se la sorgente resta in funzione per un intervallo di tempo  $\Delta t$  sufficiente a consentire a tutte le riflessioni di arrivare nel punto di ricezione, si raggiunge una situazione stazionaria in cui la densità di energia acustica complessivamente presente nell'ambiente rimane costante fintanto che la sorgente sonora rimane in funzione. Nel momento in cui la sorgente cessa di funzionare verrà meno il contributo del suono diretto e, successivamente quelli delle prime riflessioni e di quelle che compongono il campo riverberante, dando luogo ad un decadimento della densità di energia analogo a quello osservato per il suono di tipo impulsivo.

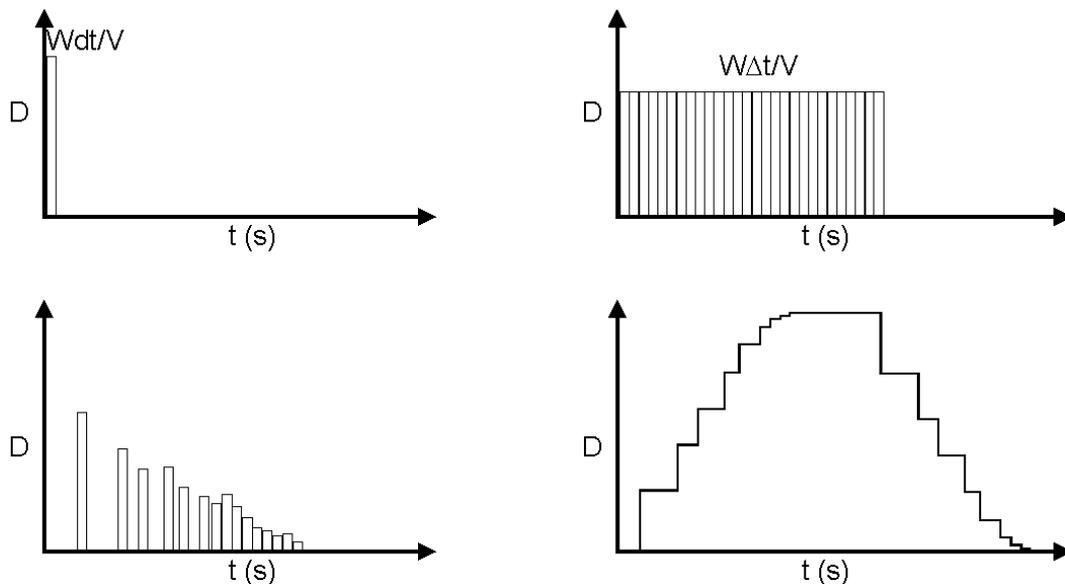


Figura 7 – Densità di energia per segnale emesso (sopra) e segnale ricevuto (sotto) nel caso di una sorgente sonora impulsiva (sinistra) e continua (destra)

Per poter derivare anche in questo caso una relazione fra densità di energia e tempo è necessario dapprima ricavare il valore della densità di energia in condizioni stazionarie. In tali condizioni la densità di energia presente nell'ambiente è data dalla somma di due contributi, quello diretto  $D_D$  e quello riverberante  $D_R$ . Il primo può essere agevolmente determinato a partire dalla potenza  $W$  emessa dalla sorgente tenendo conto delle relazioni che sussistono fra densità di energia e intensità acustica, per cui  $D_D = W / (4c\pi r^2)$ . Il secondo può essere determinato tenendo conto che la potenza complessivamente incidente sulle pareti è data dalla somma della potenza emessa  $W$  e della energia del campo riverberante  $D_R V$  che ogni secondo urta contro le pareti. Poiché si è visto che in condizioni di campo sonoro diffuso si hanno  $n$  riflessioni in un secondo allora la potenza complessivamente incidente può essere scritta come:

$$W_{inc} = W + D_R V n = W + \frac{c D_R S}{4}. \quad (1.9)$$

In condizioni di regime stazionario la potenza  $W$  emessa dalla sorgente deve uguagliare la potenza mediamente assorbita dalle pareti, che sarà pari a  $\alpha W_{inc}$ , pertanto da questa uguaglianza si ottiene:

$$D_R = \frac{4W(1-\alpha)}{cS\alpha} = \frac{4W}{cR}, \quad (1.10)$$

avendo posto  $S\alpha / (1 - \alpha) = R$ , denominata *costante d'ambiente*. Pertanto la densità di energia acustica a regime  $D_0$  sarà pari a  $D_D + D_R$ . Se si trascura la particolare posizione del punto di ricezione e si tiene conto del fatto che in condizioni stazionarie la potenza emessa dalla sorgente deve essere pari a quella assorbita dalle pareti dell'ambiente, si può dedurre che in generale anche la densità di energia associata al suono diretto deve essere pari ad una aliquota  $\alpha$  della densità di energia totale  $D_0$ . Questo significa che nel momento in cui la sorgente cessa di funzionare il primo contributo che viene meno, quello del campo diretto, fa sì che la densità di energia si riduca a  $D_0(1 - \alpha)$ . Successivamente verrà meno la prima riflessione, la cui densità di energia è, per quanto abbiamo visto in precedenza, una aliquota  $(1 - \alpha)$  della densità di energia del suono diretto (pari a  $\alpha D_0$ ), pertanto l'energia si riduce a:

$$D_0(1 - \alpha) - \alpha D_0(1 - \alpha) = D_0(1 - \alpha)^2$$

Procedendo così si osserva che dopo che la  $i$ -esima riflessione viene meno, la densità di energia si riduce a  $D_0(1 - \alpha)^i$ . Se il campo sonoro è diffuso si può allora ipotizzare che ogni secondo viene meno il contributo di  $n$  riflessioni e quindi la densità di energia può essere espressa in funzione del tempo mediante la seguente relazione:

$$D(t) = D_0(1 - \alpha)^{cSt/(4V)}, \quad (1.11)$$

che, includendo anche l'attenuazione dovuta all'assorbimento dell'aria, e riscritta in forma di esponenziale fornisce:

$$D(t) = D_0 \exp\left[-ct \frac{4mV - S \ln(1 - \alpha)}{4V}\right], \quad (1.12)$$

del tutto equivalente alla Eq. (1.6), con la sola differenza che in questo caso  $D_0$  è la densità di energia in condizioni stazionarie, mentre nel caso precedente era la densità di energia iniziale emessa dalla sorgente impulsiva.

La Eq. (1.12) può essere riscritta in termini di livello di pressione sonora ottenendo:

$$L_p(t) = L_p - \frac{4.34c}{4V} [4mV - S \ln(1 - \alpha)]t \quad (1.13)$$

dove  $L_p$  è il livello di pressione che si instaura nell'ambiente in condizioni stazionarie che, in base alla Eq. (1.10), è pari a:

$$L_p = L_w + 10 \log\left(\frac{1}{4\pi r^2} + \frac{4}{R}\right). \quad (1.14)$$

In virtù della uguaglianza fra le Eq. (1.6) e (1.12) anche il tempo di riverberazione che si ricava a partire dalla interruzione del funzionamento di una sorgente sonora continua è equivalente a quello ottenibile a partire da un impulso e può essere espresso mediante la stessa Eq. (1.8). Facendo riferimento alla Eq. (1.13) si può anche definire il tempo di riverberazione come *il tempo necessario affinché il livello di pressione sonora in un ambiente decresca di 60 dB dopo l'interruzione di una sorgente sonora di tipo stazionario*.

## 1.5 Altre formule per il calcolo del tempo di riverberazione

Per questa parte si può fare riferimento al paragrafo 5.5 del testo del Prof. Cirillo.

# 2

## La misura del tempo di riverberazione

### 2.1 Introduzione

Si è visto nel capitolo precedente in che modo è possibile esprimere il tempo di riverberazione in funzione delle caratteristiche geometriche ed acustiche di un ambiente. Tuttavia, è importante sottolineare che il tempo di riverberazione è stato introdotto per *quantificare* le caratteristiche acustiche di un ambiente utilizzando un parametro che fosse prima di tutto *misurabile*. La sua stessa definizione è legata al modo in cui, originariamente, si misurava il decadimento del suono... cioè con le orecchie: i 60 dB di decadimento corrispondono infatti alla variazione di livello sonoro necessaria affinché il suono emesso risultasse inaudibile.

L'obiettivo dunque è "misurare" il tempo di riverberazione. Questo può essere fatto in diversi modi:

- misura del livello sonoro dopo l'interruzione di un segnale continuo a banda larga o stretta;
- misura del livello sonoro dopo l'emissione di un suono impulsivo;
- integrazione (all'indietro) della risposta all'impulso acquisita direttamente (mediante emissione di un impulso);
- integrazione della risposta all'impulso ricavata indirettamente tramite deconvoluzione della risposta dell'ambiente ad un segnale deterministico.

Di queste metodologie la prima è quella tradizionale ed è descritta accuratamente nel paragrafo 5.5 del libro del Prof. Cirillo, nel seguito quindi si descriveranno sinteticamente gli altri tre metodi.

## 2.2 Decadimento del livello sonoro di un suono impulsivo

La misura del  $T_{60}$  a partire dal decadimento di un suono impulsivo è in tutto simile a quella che si ottiene dal decadimento di un suono che viene interrotto dopo che nell'ambiente si sono raggiunte le condizioni di stazionarietà. Come si è visto nel capitolo precedente il decadimento dell'energia acustica è di tipo esponenziale e quindi il livello subisce un decadimento lineare caratterizzato, però, da fluttuazioni istantanee più accentuate alle basse e più contenute alle alte frequenze, tali fluttuazioni possono rendere molto difficoltosa la individuazione della retta di miglior adattamento nell'intervallo  $-5/-35$  dB (Figura 8). Tale metodo è fortemente condizionato dalla scarsa ripetibilità del segnale impulsivo emesso e dalla non perfetta omnidirezionalità (su tutte le frequenze) richiesta alla sorgente sonora utilizzata per questo tipo di misure.

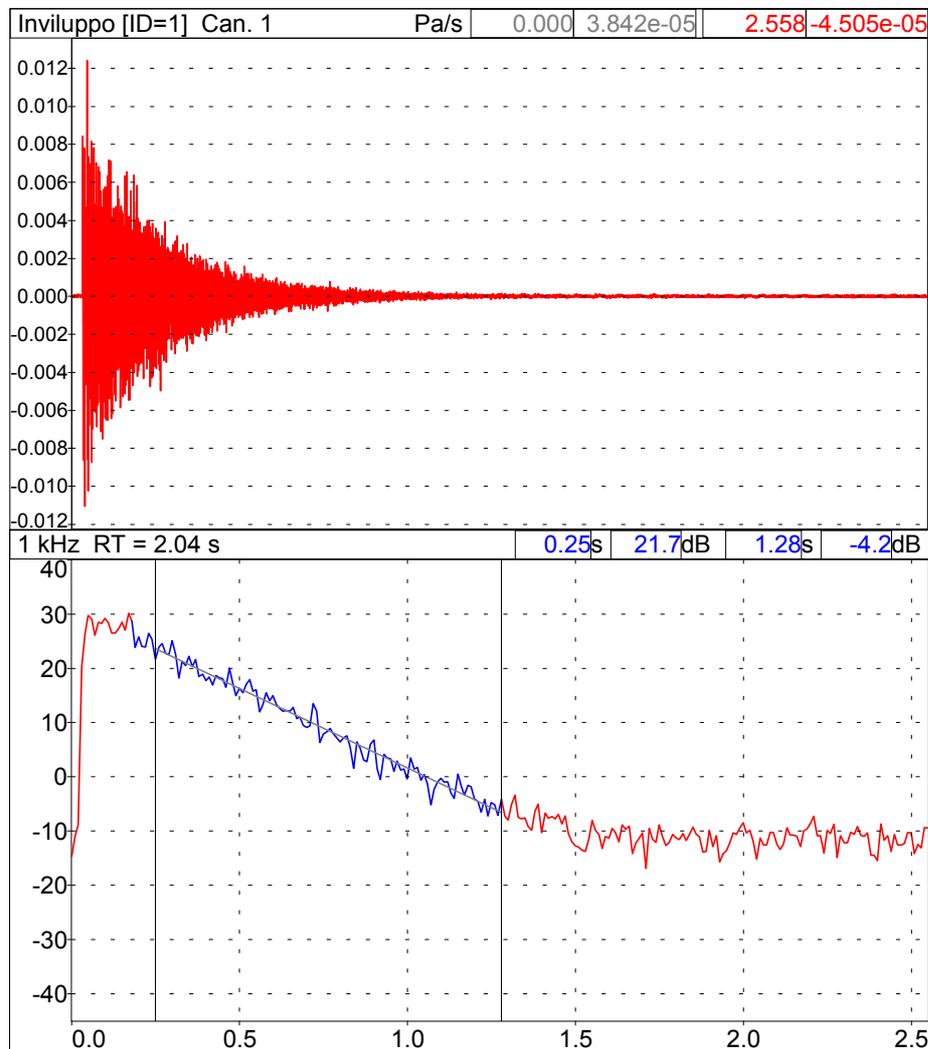


Figura 8 – Risposta all'impulso in un punto dell'auditorium “La Vallisa” (Bari), ottenuta a partire da un colpo di pistola a salve (sopra) e relativa curva di decadimento sonoro (sotto). Nella curva di decadimento il livello sonoro è calcolato utilizzando un intervallo di integrazione di 10 ms, cioè calcolando il livello relativamente alla media dell'energia acustica che arriva ogni 10 ms.

## 2.3 Integrazione della risposta all'impulso

Uno dei limiti del metodo precedente, quello legato alle più o meno grandi fluttuazioni del livello sonoro durante il decadimento, può essere agevolmente superato se si utilizza la *integrazione all'indietro della risposta all'impulso* (backward integration). Questo metodo, introdotto per la prima volta da Schroeder nel 1965 [4], si basa sulla integrazione dell'energia contenuta nella risposta all'impulso (proporzionale al quadrato della pressione acustica) procedendo dalla fine dell'impulso verso l'inizio. In altre parole il valore istantaneo dell'integrale all'indietro della risposta all'impulso è pari all'integrale dell'energia acustica da quell'istante alla fine dell'impulso (teoricamente fino a infinito). Calcolando il logaritmo del valore istantaneo della funzione così ottenuta si ricava una curva di decadimento (Figura 9) che è equivalente alla media di un numero infinito di curve di decadimento ottenute misurando il livello istantaneo della pressione acustica. Un confronto fra la Figura 8 e la Figura 9 mostra chiaramente questa differenza, nella seconda curva non appaiono fluttuazioni e la determinazione della retta di miglior adattamento risulta essere assai semplificata. Inoltre, la conoscenza dei valori istantanei della curva di decadimento consente di determinare la retta di miglior adattamento in modo analitico, rendendo ancora più accurato il calcolo del  $T_{60}$ .

*L'integrazione della risposta all'impulso può essere fatta agevolmente con programmi come Matlab® o MS Excel®. In particolare, con il primo il calcolo è davvero molto semplice; se il vettore S contiene la risposta all'impulso campionata (ed eventualmente filtrata) si può ottenere la curva di decadimento con i seguenti passaggi:*

```
n=length(S); % numero di campioni
p2=S.^2; % pressione al quadrato
bint(n:-1:1)=cumsum(p2(n:-1:1)); % integrale all' indietro
Lp=10*log10(bint/max(bint)); % Livello normalizzato
```

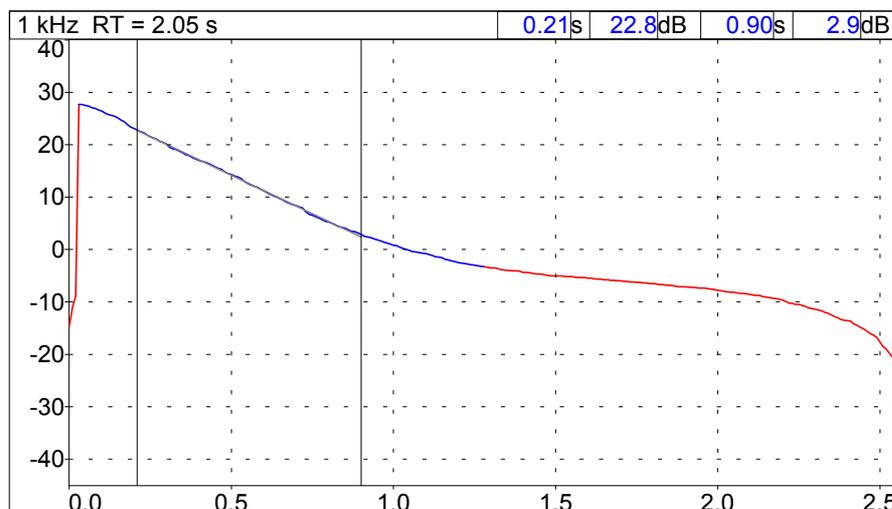


Figura 9 – Curva di decadimento ottenuta integrando all'indietro la risposta all'impulso rappresentata in Figura 8.

## 2.4 Integrazione della risposta all'impulso ottenuta per deconvoluzione

Il metodo della integrazione della risposta all'impulso consente di risolvere il problema delle fluttuazioni del livello sonoro, tuttavia restano insoluti i problemi legati alla ripetibilità del segnale emesso e delle caratteristiche di direttività della sorgente. Per risolvere anche questi problemi è necessario utilizzare un segnale deterministico, e quindi perfettamente ripetibile, emesso da una sorgente elettroacustica, la cui omnidirezionalità possa essere verificata. Una sorgente la cui omnidirezionalità è quasi perfetta, almeno fino ai 2000 Hz, si può realizzare montando 12 altoparlanti sulle facce di un dodecaedro regolare. Tuttavia, l'impiego di una sorgente elettroacustica ha però degli altri svantaggi legati all'incapacità di riprodurre correttamente i segnali impulsivi e, soprattutto, alla necessità che l'energia del segnale di eccitazione non scenda al disotto di certi limiti se si desidera ottenere un rapporto segnale-rumore sufficientemente elevato. Ma, poiché tutta l'energia deve essere concentrata in un breve intervallo di tempo, l'ampiezza del segnale necessaria può essere così alta da portare l'altoparlante a funzionare al di fuori del suo intervallo di linearità se non, addirittura, ad essere danneggiato. I metodi per ottenere un rapporto segnale-rumore adeguato senza incorrere negli inconvenienti descritti si basano sulla deconvoluzione della risposta dell'ambiente ad un segnale deterministico non impulsivo.

Alla base di questo approccio vi è la teoria dei segnali che stabilisce che le trasformazioni subite dal segnale nel corso della sua propagazione possono essere rappresentate da un filtro lineare invariante nel tempo. Tale filtro è perfettamente rappresentato nel dominio temporale dalla sua risposta all'impulso  $h(t)$ . Ciò significa che il segnale ricevuto  $y(t)$  è legato al segnale emesso  $x(t)$  mediante un prodotto di convoluzione:

$$y(t) = x(t) \otimes h(t) = \int_0^{+\infty} h(\tau) \cdot x(t - \tau) d\tau \quad (2.1)$$

ovvero, nel dominio di frequenza, mediante un semplice prodotto:

$$Y(f) = H(f) \times X(f). \quad (2.2)$$

Nella misura diretta della risposta all'impulso il segnale emesso è assimilabile alla funzione  $\delta(t)$  di Dirac che è un impulso elementare (o unitario) e che si comporta come elemento "neutro" durante la convoluzione (cioè come l'uno nella moltiplicazione), pertanto la risposta dell'ambiente è:

$$y(t) = \delta(t) \otimes h(t) = h(t) \quad (2.3)$$

cioè proprio la risposta all'impulso cercata. Tuttavia, questa può essere ottenuta anche a partire da un segnale  $x(t)$  non impulsivo, dal momento che se il segnale emesso è noto, per ottenere  $h(t)$  è sufficiente *deconvolvere* lo stesso dalla risposta dell'ambiente

$$h(t) = y(t) \otimes [x(t)]^{-1}, \quad (2.4)$$

ovvero, dopo aver trovato il filtro inverso  $f(t)$  tale che:

$$x(t) \otimes f(t) = \delta(t), \quad (2.5)$$

convolvere  $y(t)$  con  $f(t)$ :

$$h(t) = y(t) \otimes f(t). \quad (2.6)$$

Affinché questo metodo possa essere utilizzato efficacemente è necessario che il segnale emesso sia di tipo deterministico e che il sistema possa considerarsi perfettamente lineare e invariante nel tempo (LTI = linear and time invariant). Se quest'ultima condizione non è soddisfatta intervengono problemi che possono condizionare più o meno pesantemente i risultati.

Da quanto detto potrebbe sembrare che un qualsiasi segnale deterministico (perciò anche un brano di musica o di parlato) potrebbe essere utilizzato per ricavare la risposta all'impulso di un ambiente, tuttavia il segnale emesso deve soddisfare due condizioni: deve avere uno spettro ampio (preferibilmente bianco o, ancora meglio rosa), e deve essere tale da permettere di ricavare il filtro inverso con relativa facilità. Segnali che soddisfano entrambe queste condizioni sono gli *sweep* sinusoidali, cioè dei toni di frequenza crescente, il cui spettro può essere reso bianco o rosa a seconda che la frequenza cresca linearmente o logaritmicamente (Figura 10). Inoltre, il filtro inverso può essere ottenuto con grande semplicità invertendo il segnale nel tempo<sup>1</sup>.

Una volta ottenuta la risposta all'impulso di un ambiente questa può essere impiegata per eseguire l'*auralizzazione*, ovvero per riprodurre in termini uditivi lo stesso segnale che si ascolterebbe nell'ambiente (reale o virtuale) in cui la risposta è stata ottenuta. Questa tecnica è particolarmente efficace se si è acquisita la risposta all'impulso *binaurale* cioè misurata all'ingresso del canale uditivo destro e sinistro: in questo modo si riesce ad ottenere una riproduzione molto realistica dell'acustica di un'ambiente.

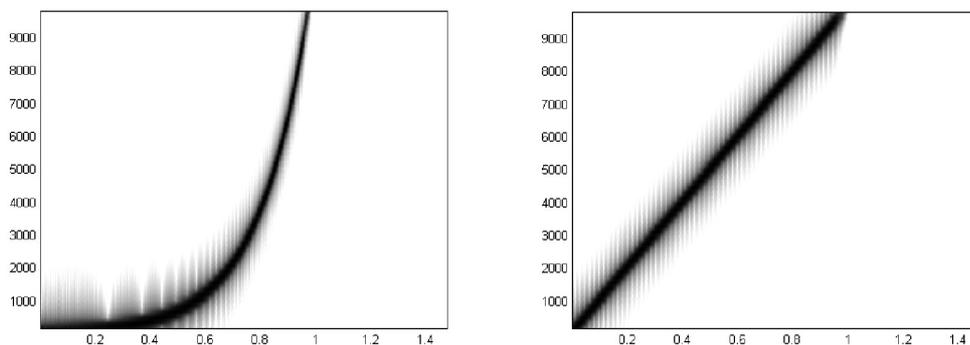


Figura 10 – Spettrogramma di uno *sweep* sinusoidale logarimico (sinistra) e lineare (destra), sull'asse delle ordinate sono riportate le frequenze in Hz, mentre sulle ascisse i tempi in secondi

<sup>1</sup> Lo sweep logaritmico richiede anche una ulteriore correzione legata al fatto che il segnale decresce di 6 dB per ottava, cosa di cui si tiene conto equalizzando il filtro inverso.

## Bibliografia

- [1] Cremer L. and H.A. Müller, *Principles and Applications of Room Acoustics*, vol. 1, Applied Science Publishers, Londra, 1982.
- [2] Kuttruff H., *Room Acoustics 3<sup>rd</sup> edition*, E & FN Spon, Londra, 1991.
- [3] Maekawa Z. and P. Lord, *Environmental and Architectural Acoustics*, E & FN Spon, Londra, 1994.
- [4] Schroeder M.R., New Method of Measuring Reverberation Time. *J. Acoust. Soc. Am.*, **37**(3):409-412, 1965.