

Il suono e le grandezze acustiche

Sorgente sonora e mezzo elastico

Il suono è caratterizzato dalla propagazione di onde di pressione in un mezzo elastico dovute alla rapida successione di compressioni ed espansioni del mezzo stesso.

Affinché il fenomeno nasca e si propaghi è necessaria la presenza di una sorgente sonora e di un mezzo elastico che ne consenta la propagazione e proprio per quest'ultimo motivo il suono non può diffondersi nel vuoto.

La sorgente sonora è costituita da un elemento vibrante che trasmette il suo movimento alle particelle del mezzo circostante, le quali oscillano attorno alla loro posizione di equilibrio.

Uno dei parametri che caratterizza il suono è la **frequenza f** , cioè il numero di oscillazioni effettuate in un secondo. Si parla di fenomeno sonoro quando la frequenza è compresa nell'intervallo:

$$20 \text{ Hz} < f < 20 \text{ KHz}$$

ovvero l'intervallo in cui si assume convenzionalmente che l'orecchio umano sia sensibile.

I segnali aventi frequenze inferiori e superiori sono detti rispettivamente infrasuoni ed ultrasuoni.

Generalmente un suono non corrisponde ad un tono puro, caratterizzato da una sola frequenza di emissione, ma ad un segnale complesso costituito da un gran numero di frequenze che danno origine ad uno spettro continuo.

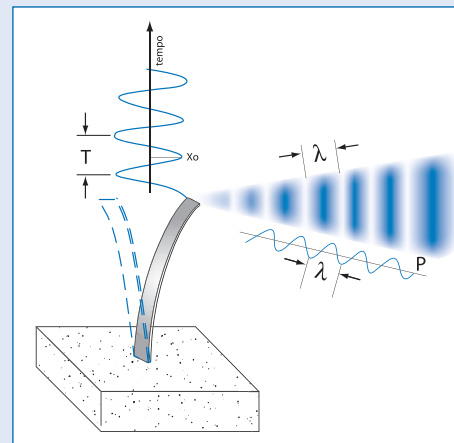
Il fenomeno sonoro, oltre alla frequenza, può essere descritto da altri parametri, quali il **periodo T** e la **lunghezza d'onda λ** , cioè il tempo e lo spazio richiesti per una oscillazione completa.

Le relazioni che intercorrono tra i suddetti parametri sono:

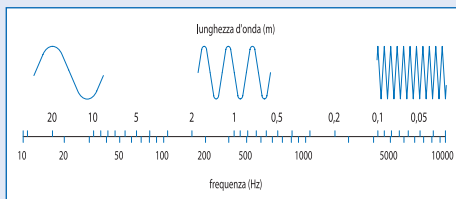
$$f = \frac{1}{T} \quad T = \frac{2\pi}{\omega} \quad \lambda = \frac{c}{f} \quad \lambda = cT$$

dove $\omega = 2\pi f$ è la pulsazione e c la velocità del suono nel mezzo.

Elemento vibrante con visualizzazione dell'oscillazione delle particelle d'aria e indicazione delle grandezze lunghezza d'onda λ , periodo T e ampiezza dell'oscillazione x_0 .



Relazione tra frequenza e lunghezza d'onda.



Nel grafico a lato e nella tabella seguente si possono confrontare i valori di frequenza con i corrispondenti valori di lunghezza d'onda per un suono che si propaga in aria.

Relazione tra frequenza e lunghezza d'onda

f (Hz)	λ (m)
20	17
1000	0.34
10000	0.034
20000	0.017

La velocità del suono non dipende dalla frequenza ma dalle sole condizioni termodinamiche del mezzo in cui la perturbazione si propaga.

Nel caso dell'aria si può calcolare la velocità del suono in funzione della temperatura con la seguente espressione:

$$c \cong 331.6 + 0.6 t \quad (\text{con } t \text{ temperatura in } ^\circ\text{C})$$

valida per temperature che vanno da -10°C a 40°C .

Pressione acustica p

Si definisce **pressione acustica** lo scostamento della pressione attorno al suo valore di equilibrio che generalmente è rappresentato dalla pressione atmosferica. Tale scostamento può assumere sia valori positivi che negativi. Essendo la pressione acustica una grandezza oscillante, andrebbe descritta mediante l'ampiezza e la fase o con una rappresentazione complessa (parte reale e parte immaginaria). Per semplificare la trattazione viene introdotto il valore efficace della pressione sonora, grandezza misurabile strumentalmente e rappresentativa del fenomeno sonoro per quanto riguarda la capacità di percezione umana.

$$p_{eff} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T p(t)^2 dt}$$

Impedenza acustica Z

Si definisce **impedenza acustica specifica**, in un punto, il rapporto tra la rappresentazione complessa della pressione acustica e la rappresentazione complessa della velocità delle particelle:

$$Z = \frac{p(x,t)}{u(x,t)} \quad [Kg / m^2 s] = [rayl]$$

dove:

$p(x,t)$ pressione acustica
 $u(x,t)$ velocità delle particelle

L'impedenza acustica è, quindi, una grandezza complessa. E' utile mantenere tale notazione in quanto in alcuni casi fornisce una descrizione più accurata del fenomeno.

Questa grandezza quantifica la resistenza che il mezzo in cui l'onda si propaga oppone alla sollecitazione di una forza quale può essere quella di pressione del suono.

In presenza di propagazione di onde piane nell'aria (o qualsiasi onda in campo lontano) l'espressione dell'impedenza si riduce a $Z = \rho c$ (**impedenza acustica caratteristica**) dove ρ è la densità del mezzo.

Intensità acustica I

L'intensità acustica è l'energia che nell'unità di tempo attraversa in direzione normale una superficie unitaria. Nel caso di onde piane (o qualsiasi onda in campo lontano) in un mezzo elastico non viscoso, si ottiene:

$$I = \frac{P_{eff}^2}{\rho \cdot c}$$

Si osservi che poiché I dipende dalla direzione della superficie considerata, allora questa risulta essere una grandezza vettoriale.

Densità di energia sonora D

È l'energia acustica per unità di volume che caratterizza lo stato del mezzo acustico in un certo istante.

$$D(t) = \frac{E(t)}{V} \quad [J / m^3]$$

Per onde piane (o qualsiasi onda in campo lontano) in un mezzo elastico non viscoso :

$$D = \frac{P_{eff}^2}{\rho c^2} = \frac{I}{c}$$

Potenza sonora W

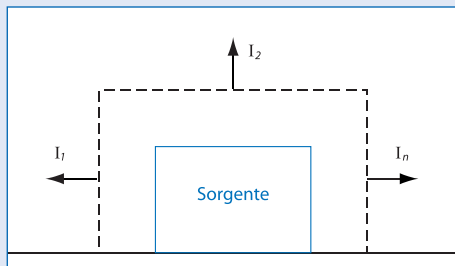
È la potenza trasmessa dalla sorgente acustica al mezzo elastico. Per onde piane in mezzi in quiete non viscosi vale:

$$W = IS = DcS \quad [W]$$

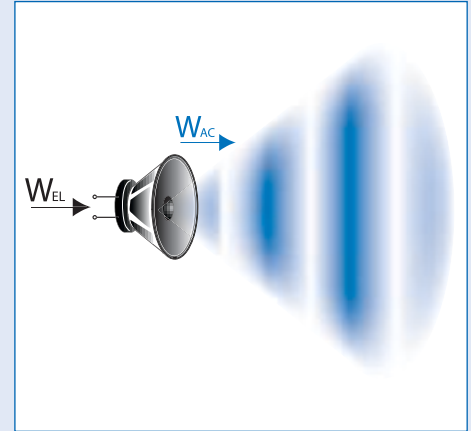
La relazione tra l'intensità acustica e la potenza sonora è quella su cui si basano alcuni dei metodi di misura della potenza sonora delle sorgenti. Tali metodi sono descritti nelle normative della serie ISO 3740 [1] e nelle normative UNI EN ISO 9614 [2].

$$W = \sum_{i=1}^n (I_i \cdot S_i) = \sum_{i=1}^n \left[\left(\frac{P_{eff}^2}{\rho \cdot c} \right)_i \cdot S_i \right] \cong S_{tot} \cdot \left[\frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n \left(\frac{P_{eff}^2}{\rho \cdot c} \right)_i \right]$$

Schema di misura della potenza sonora



Trasformazione di potenza elettrica in potenza acustica mediante altoparlanti



Nel caso di sorgenti elettroacustiche:

si definisce rendimento di un altoparlante il rapporto tra la potenza acustica e la potenza elettrica:

$$\eta = \frac{W_{AC}}{W_{EL}}$$

Tale rendimento è generalmente basso. Per altoparlanti HI-FI vale 1 o 2% mentre per altoparlanti a tromba può arrivare al 15%. Per fare un esempio numerico se un altoparlante di tipo commerciale ha 50W di potenza elettrica e un rendimento di 2%, la potenza acustica trasmessa al mezzo è di 1 W. Si consideri che la potenza acustica della voce non amplificata è pari a circa 0.05 W.

Livelli sonori

Le grandezze acustiche caratteristiche hanno un ampio campo di variabilità e per tale motivo è nata l'esigenza di fare uso di una scala logaritmica nella quale, al valore della grandezza in esame, si fa corrispondere il logaritmo del rapporto tra quello stesso valore ed un prefissato valore di riferimento (scala dei Bel). Più comunemente, però, la grandezza acustica viene espressa in decibel (dB) ossia dieci volte il logaritmo in base dieci del suddetto rapporto.

In generale, dunque, data una grandezza G il corrispondente livello L_G , vale:

$$L_G = 10 \log \frac{G}{G_{rif}}$$

In particolare per le grandezze prima definite si ha:

$$L_p = 10 \cdot \log \frac{p_{eff}^2}{P_{rif}^2} = 20 \cdot \log \frac{p_{eff}}{P_{rif}} \quad \text{livello di pressione}$$

$$L_I = 10 \cdot \log \frac{I}{I_{rif}} \quad \text{livello di intensità}$$

$$L_W = 10 \cdot \log \frac{W}{W_{rif}} \quad \text{livello di potenza}$$

$$L_D = 10 \cdot \log \frac{D}{D_{rif}} \quad \text{livello di densità}$$

Si osservi che i rapporti G/G_{rif} sono adimensionali e proporzionali all'energia del segnale sonoro; proprio per quest'ultimo aspetto nell'espressione di L_p le pressioni compaiono elevate al quadrato.

I valori di riferimento, riportati nella normativa UNI EN 21683 [3], sono stati scelti in maniera tale che in campo libero il livello di pressione risulta uguale a quello di intensità. In particolare si ha che :

$$P_{rif} = 2 \cdot 10^{-5} Pa \quad I_{rif} = 10^{-12} \frac{W}{m^2}$$

$$W_{rif} = 10^{-12} W \quad D_{rif} = 10^{-12} \frac{J}{m^3}$$

Per dare un'idea dell'ordine di grandezza del fenomeno acustico e dei rispettivi livelli si riporta la seguente tabella:

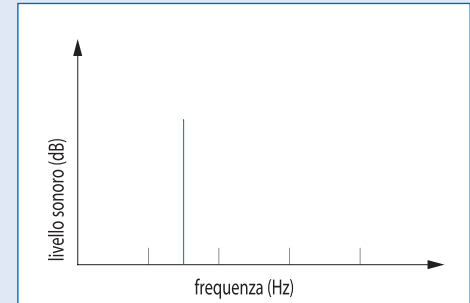
Intensità sonora (W/m^2)	Pressione sonora (Pa)	Livello sonoro (dB)	Esempi
10^2	200	140	Soglia del dolore
1	20	120	Vicino motore aereo
10^{-2}	2	100	Vicino martello pneumatico, urlo
10^{-4}	0.2	80	Ciglio autostrada trafficata, voce alta
10^{-6}	0.02	60	Parlato normale
10^{-8}	0.002	40	Voce bassa, sussurro
10^{-10}	0.0002	20	Respiro
10^{-12}	0.00002	0	Soglia udibile (1-4 kHz)

Composizione ed analisi in frequenza

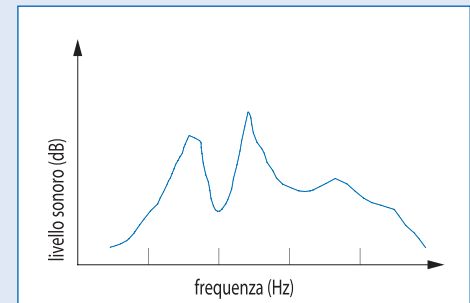
Un suono può essere costituito da un tono puro, cioè da un segnale di una sola frequenza (monocromatico), da più toni puri (policromatico), da suoni complessi (armonici, periodici, segnale su una sola banda di frequenze), da rumori, cioè costituiti da tutte le frequenze con diversi livelli.

L'analisi della composizione in frequenza dei suoni può essere effettuata con diversi metodi basati sulla suddivisione del contenuto di energia sonora in **bande**, cioè in prefissati intervalli di frequenza. Ciascuna banda è caratterizzata dalla frequenza nominale di centro banda f_c e dalle frequenze di taglio superiore f_s e inferiore f_i . L'ampiezza di banda, definita dalla differenza tra la frequenza di taglio superiore e inferiore $\Delta f = f_s - f_i$, può essere costante o variabile al variare della frequenza nominale di centro banda. L'analisi ad ampiezza di banda costante viene utilizzata per analisi approfondite sulla composizione in

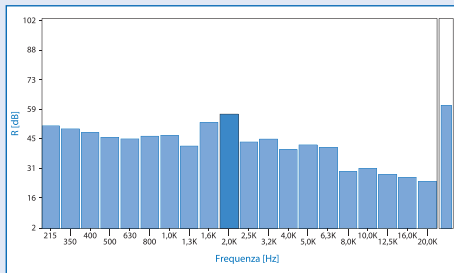
Spettro di un "tono puro".



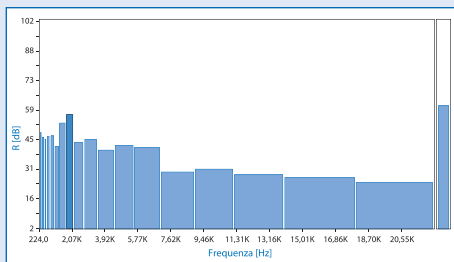
Spettro continuo di un rumore.



Esempio di spettro sonoro in bande di 1/3 di ottava con scala logaritmica delle ascisse.



Esempio di spettro sonoro in bande di 1/3 di ottava con scala lineare delle ascisse.



frequenza di rumori generati da sorgenti e macchine, sulla diagnostica e sulle cause generatrici delle emissioni sonore. L'analisi in bande di ampiezza percentuale costante, in particolare la cosiddetta analisi in ottave o terzi di ottava, viene solitamente utilizzata in acustica ambientale ed architettonica. Questa analisi si basa sulla costanza del rapporto tra la larghezza di banda Δf e la frequenza nominale di centro banda che caratterizza la

banda stessa: $\frac{\Delta f}{f_c} = \text{costante}$.

La frequenza nominale di centro banda si ottiene con la seguente espressione:

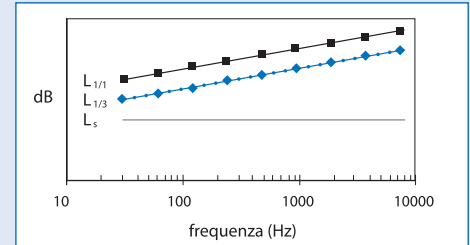
$$f_c = \sqrt{f_s \cdot f_i}$$

Per l'analisi in bande di ottava si ha $\Delta f / f_c = 0.707$ mentre per l'analisi in terzi di ottava si ha $\Delta f / f_c = 0.232$.

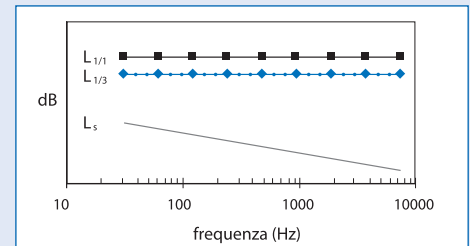
Le frequenze nominali per l'analisi in bande di ottava o frazioni di ottava sono definite dalla normativa UNI EN ISO 266 [4]. Le frequenze inferiori, centrali o superiori delle bande sono normalizzate in modo tale che all'interno di una banda di ottava ricada esattamente un numero intero di bande dell'analisi per frazioni di ottava. La definizione dei filtri per le bande di ottava e terzi di ottava da implementare negli analizzatori di spettro è riportata nella normativa IEC R 225 [5].

Nell'analisi in bande di ampiezza percentuale costante, per definizione, l'ampiezza di banda cresce all'aumentare della frequenza nominale di centro banda. La rappresentazione grafica degli spettri ottenuti con questa analisi avviene normalmente utilizzando una scala logaritmica sull'asse delle ascisse (frequenze). Ne risulta un istogramma in cui graficamente ciascuna banda ha la stessa ampiezza. Se invece si rappresenta la scala delle ascisse in lineare si può apprezzare l'effettiva larghezza di banda delle varie frequenze.

Andamento del livello spettrale e dello spettro in ottave e terzi di ottava per un rumore bianco



Andamento del livello spettrale e dello spettro in ottave e terzi di ottava per un rumore rosa



Rumore bianco

Il rumore bianco è definito come quel rumore che ha una densità spettrale costante, cioè lo stesso contenuto energetico ad ogni frequenza. In una analisi in banda stretta il livello di un rumore bianco (livello spettrale L_s) è costante al variare della frequenza.

Se si analizza tale rumore in bande di ottava (banda di ampiezza percentuale costante), considerato che l'ampiezza Δf di ciascuna banda è 2 volte quella della banda precedente e che l'energia per ogni frequenza è costante, allora per ogni banda si avrà un contenuto energetico doppio della banda precedente con il conseguente aumento del livello di 3 dB. Nel caso dell'analisi in terzi di ottava, considerazioni simili portano al risultato che l'aumento di livello per ciascuna banda rispetto alla precedente è pari ad 1 dB.

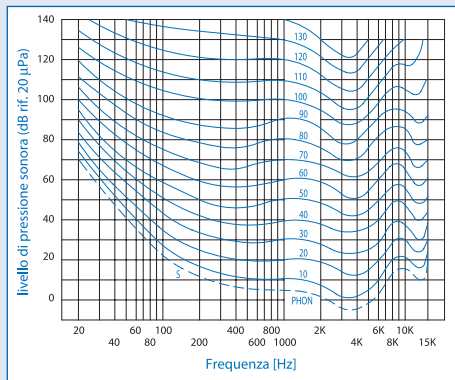
Il rumore bianco trova applicazione in molti tipi di misurazioni, in particolare per le misure di isolamento acustico e per la qualificazione acustica degli ambienti chiusi.

Rumore rosa

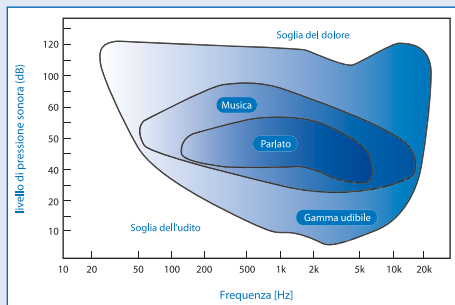
Il rumore rosa è caratterizzato dal fatto di mantenere lo stesso livello energetico in ciascuna banda nella rappresentazione in bande di ampiezza percentuale costante. Ciò implica che l'andamento del livello spettrale in banda stretta tende a decrescere all'aumentare della frequenza e di conseguenza dell'ampiezza di banda.

Questo tipo di rumore viene usato spesso in acustica poiché si adatta a vari tipi di misurazioni. Per il tempo di riverberazione, ad esempio, si hanno solitamente problemi ad avere sufficiente energia a bassa frequenza. Gli altoparlanti comunemente usati come sorgenti, infatti, hanno una capacità di emettere energia che decresce rapidamente al diminuire della frequenza. In questi casi l'utilizzo di un rumore rosa favorisce la linearizzazione della risposta del sistema.

Audiogramma normale



Visualizzazione delle aree frequenza-livello per tutto il campo udibile, per la musica e per il parlato.



Audiogramma normale e curve di ponderazione in frequenza

L'orecchio umano non è sensibile in eguale modo alle diverse frequenze. La sensibilità è generalmente maggiore alle frequenze medio-alte e diminuisce progressivamente verso quelle basse e quelle molto alte. L'andamento della sensibilità dell'orecchio umano al variare dei livelli e della frequenza è stato studiato e rappresentato su un diagramma chiamato **audiogramma normale**. La figura mostra l'audiogramma normale proposto dalla UNI ISO 226 [6] per ascolto binaurale, in campo acustico libero, sorgente sonora disposta di fronte all'ascoltatore e suoni puri. Nel diagramma sono riportate le **curve isofoniche** che rappresentano, al variare della frequenza, i livelli di pressione sonora in grado di produrre la stessa sensazione sonora. Ciascuna curva è caratterizzata da un valore di *livello di sensazione sonora*, espresso in *phon*, numericamente uguale al valore di pressione sonora, espressa in dB, del suono a 1000Hz che ha prodotto la sensazione sonora.

Nella seguente figura, estratta dall'audiogramma, sono riportati i livelli e le frequenze udibili per un individuo di udito normale (dai 20Hz ai 20000Hz). Le aree interne rappresentano il campo del parlato che va dai 100Hz ai 5000Hz e il campo della musica che si estende dai 10+50Hz agli 11000Hz.

Per tenere conto della diversa sensibilità dell'orecchio nella valutazione del disturbo o danno da rumore si sono affermati metodi semplici basati sull'impiego delle **curve di ponderazione in frequenza** (grafico a pagina successiva) direttamente selezionabili negli strumenti di misura [7]. A livello normativo sono state definite 4 curve di ponderazione "A", "B", "C" e "D" ispirate alla forma dell'audiogramma normale. Ciascuna di queste curve era stata inizialmente predisposta per applicazioni specifiche: curva "A" sotto i 60 dB, curva "B" (ormai in disuso), tra 60 e 100 dB, curva "C" oltre 100 dB (usata per misurazioni in discoteca), curva "D" per disturbo prodotto da rumore di aerei. Attualmente la curva di ponderazione più usata nelle misure che si propongono di valutare gli effetti del rumore sull'uomo (disturbo o danno) è la curva "A", qualunque sia il valore del livello sonoro totale.

Assorbimento, riflessione e trasmissione del suono

Quando il fronte di un'onda sonora urta contro una parete, generalmente si assiste al verificarsi di tre fenomeni che contribuiscono in maniera diversa alla redistribuzione dell'energia trasportata dall'onda stessa: una parte di questa energia viene riflessa secondo le leggi della meccanica classica; una parte viene dissipata all'interno del materiale di cui è costituita la parete, ed una terza parte attraversa il materiale e procede liberamente oltre.

Se chiamiamo W_i l'energia totale che nell'unità di tempo (potenza) incide sulla parete e W_a , W_r , W_t le quote di potenza rispettivamente assorbita dalla parete, riflessa e trasmessa, si può scrivere:

$$W_i = W_a + W_r + W_t$$

Ora, dividendo entrambi i membri dell'equazione per la potenza totale W_i incidente sulla parete, possiamo riscrivere l'equazione come:

$$1 = a + r + t$$

dove "a" (coeff. di assorbimento), "r" (coeff. di riflessione) e "t" (coeff. di trasmissione) sono dei coefficienti adimensionali che esprimono rispettivamente le quote di potenza sonora assorbita, riflessa e trasmessa:

$$a = \frac{W_a}{W_i} \quad r = \frac{W_r}{W_i} \quad t = \frac{W_t}{W_i}$$

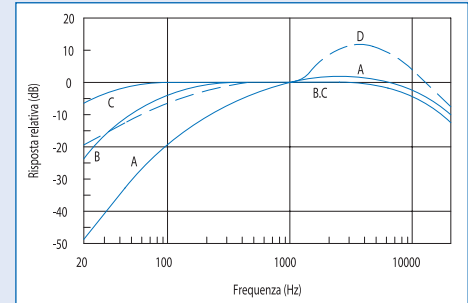
Dai coefficienti r e t sono state definite le grandezze fisiche che caratterizzano le prestazioni acustiche di una struttura: *il coefficiente di assorbimento acustico apparente α* , che indica la capacità di una struttura di non riflettere energia verso la sorgente sonora e *il potere fonoisolante R* , che quantifica la capacità di isolare l'ambiente ricevente dai rumori provenienti dall'ambiente sorgente.

Il coefficiente di assorbimento acustico apparente α è dato da:

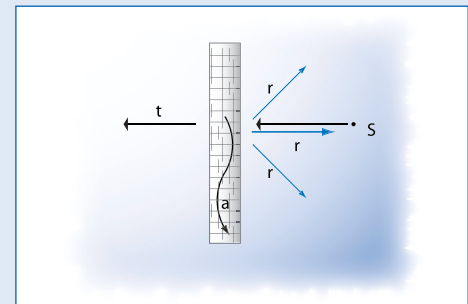
$$\alpha = 1 - r = a + t = 1 - \frac{W_r}{W_i}$$

mentre il potere fonoisolante R è definito come:

Curve di ponderazione in frequenza



Assorbimento, riflessione e trasmissione del suono



$$R = 10 \cdot \log\left(\frac{1}{t}\right) = 10 \cdot \log\left(\frac{W_i}{W_r}\right) \quad [\text{dB}]$$

Le due grandezze hanno un significato fisico diverso: α rappresenta le caratteristiche fonoassorbenti di un materiale mentre R quelle fonoisolanti.

I materiali che forniscono le migliori prestazioni fonoassorbenti presentano bassa massa, alta porosità, superficie cedevole; viceversa i materiali che danno le migliori garanzie di fonoisolamento hanno massa elevata, superficie continua, sono rigidi e non porosi. Solo accoppiando opportunamente materiali dei due tipi è possibile contemporaneamente ottenere un buon grado di isolamento e di assorbimento acustico.

Coefficiente di assorbimento, riflessione e impedenza acustica superficiale

(paragrafo di approfondimento)

Il coefficiente di riflessione può essere espresso come $r = 1 - \alpha$ dove il coefficiente $\alpha = (a+t)$. La riflessione del suono sulla superficie della parete può a sua volta avvenire con un diverso grado di diffusione in base alla presenza e alle dimensioni di irregolarità superficiali.

Il coefficiente di riflessione, dal punto di vista energetico, può essere espresso come rapporto tra l'energia riflessa e l'energia incidente. Il coefficiente di riflessione può anche essere espresso come rapporto tra la pressione acustica riflessa e la pressione acustica incidente. Se si considera che il suono ha una natura ondulatoria, si verificherà che l'onda sonora riflessa avrà una ampiezza ed una fase diverse da quelle dell'onda sonora incidente. Per esprimere correttamente il coefficiente di riflessione come rapporto tra la pressione riflessa e la pressione incidente, è necessario introdurre la notazione complessa che tiene conto dell'ampiezza e della fase.

$$r_p = \frac{P_r}{P_i} = |r_p| e^{j\varphi}$$

Il coefficiente di riflessione della pressione " r_p ", detto anche coefficiente di riflessione complesso, è quindi concettualmente diverso dal coefficiente di riflessione energetico " r ".

Tra i due modi di esprimere il coefficiente di riflessione esiste la seguente uguaglianza:

$$r = |r_p|^2$$

Di conseguenza il coefficiente di assorbimento acustico apparente può essere espresso in funzione del coefficiente di riflessione complesso essendo, per definizione, $\alpha = 1 - r$:

$$\alpha = 1 - |r_p|^2$$

Questa formula è importante perché è quella su cui si basa la misura del coefficiente di assorbimento acustico per incidenza normale nel tubo ad onde stazionarie.

Un'altra grandezza importante per lo studio del comportamento acustico all'interfaccia parete-aria è l'impedenza acustica superficiale "Z", esprimibile anche come impedenza acustica superficiale specifica "ζ", cioè come rapporto tra Z e l'impedenza acustica caratteristica dell'aria.

$$Z = \left(\frac{p}{u} \right)_{\text{superficie}} \quad \zeta = \frac{Z}{\rho_0 c}$$

Anche queste due grandezze, entrambe complesse, possono essere calcolate in funzione del coefficiente di riflessione complesso.

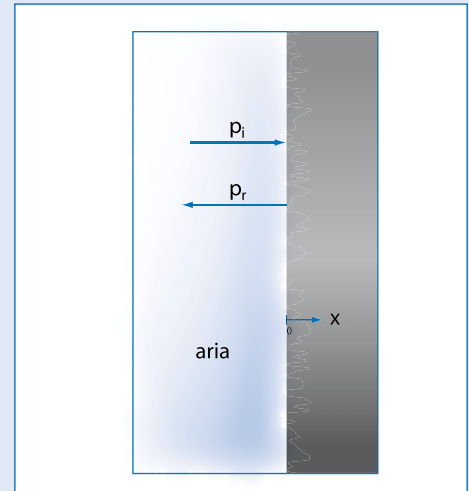
Per onde piane con incidenza normale si ottengono le espressioni di seguito riportate.

$$Z_{x=0} = \rho_0 c \cdot \frac{1 + r_p}{1 - r_p} \quad \zeta_{x=0} = \frac{Z_{x=0}}{\rho_0 c} = \frac{1 + r_p}{1 - r_p} = \zeta_R + j\zeta_I$$

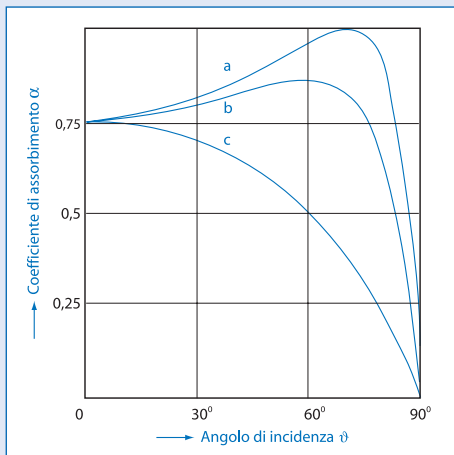
Attraverso la misura del coefficiente di riflessione complesso nel tubo ad onde stazionarie, è possibile calcolare sia il coefficiente di assorbimento acustico che l'impedenza acustica superficiale del materiale.

Alcuni casi limite forniscono i seguenti valori delle suddette grandezze:

- superficie completamente assorbente: $r_p = 0$ da cui segue $Z = \rho_0 c$ e $\alpha_n = 1$
- parete rigida: $r_p = 1$ da cui segue $Z = \infty$ e $\alpha_n = 0$
- superficie completamente "cedevole": $r_p = 1e^{j\pi} = -1$ da cui segue $Z = 0$ e $\alpha_n = 0$



Assorbimento acustico al variare dell'angolo di incidenza, per tre diversi materiali aventi diversa impedenza acustica specifica superficiale
 a) $\zeta=3$; b) $\zeta=1,5+j1,323$; c) $\zeta=1/3$.



Il coefficiente di assorbimento acustico dipende inoltre dall'angolo di incidenza dell'onda sonora rispetto alla parete oltre che dall'impedenza acustica superficiale della parete. L'impedenza acustica superficiale può essere considerata indipendente dall'angolo di incidenza per i materiali cosiddetti "localmente reagenti", cioè quei materiali per i quali l'effetto di una sollecitazione puntuale non influenza le parti di materiale non sollecitate. I materiali porosi possono essere considerati, con buona approssimazione, "localmente reagenti".

Nella figura a lato si può osservare come varia il coefficiente di assorbimento acustico al variare dell'angolo di incidenza, per tre diversi materiali aventi diversa impedenza acustica superficiale, ma lo stesso assorbimento per incidenza normale. Si può osservare che, quando ζ è reale e più grande di 1, c'è un angolo di incidenza che fornisce assorbimento totale. Per incidenza radente l'assorbimento tende a zero.

Nel caso di incidenza diffusa il coefficiente di assorbimento è il risultato della media spaziale degli assorbimenti nelle diverse direzioni di incidenza dell'onda acustica. Generalmente i materiali hanno un coefficiente di assorbimento per incidenza diffusa maggiore di quello per incidenza normale ($\alpha_r > \alpha_n$). Il passaggio dai valori per incidenza normale ai valori per incidenza diffusa può essere effettuato, per i materiali localmente reagenti, con formule di calcolo teorico. La misura del coefficiente di assorbimento acustico in campo diffuso viene effettuato in camera riverberante mediante calcolo indiretto da misure di tempo di riverberazione (normativa ISO 354 [8]).

Non è raro il caso in cui, per materiali altamente fonoassorbenti, la tecnica di misura prevista dalla normativa suddetta fornisca, ad alcune frequenze, valori di assorbimento acustico anche superiori all'unità. Tale risultato è ovviamente un artefatto della tecnica di misura visto che non è possibile assorbire una quantità di energia superiore a quella incidente. Tale artefatto può avvenire poiché la tecnica di misura si basa sull'ipotesi di campo acustico perfettamente diffuso sia in assenza di materiale fonoassorbente che in presenza di materiale fonoassorbente. Evidentemente le condizioni di campo perfettamente diffuso, pur ottenibili in assenza di materiale fonoassorbente, sicuramente sono difficilmente raggiungibili in presenza del materiale.

Il potere fonoisolante "R" di pareti omogenee e "sottili"

Come detto precedentemente, la grandezza utilizzata per valutare le proprietà isolanti di una parete è il potere fonoisolante R, che rappresenta la sua attitudine a ridurre la trasmissione del suono incidente su di essa. Il potere fonoisolante R varia al variare della frequenza oltre che delle proprietà fisiche, delle dimensioni e delle condizioni di vincolo della parete.

Per pareti omogenee e sottili, l'andamento teorico del potere fonoisolante, in funzione della frequenza, è quello rappresentato in figura dove si individuano diverse zone in ciascuna delle quali prevale un certo fattore.

Si può notare innanzitutto che il potere fonoisolante assume un valore minimo in corrispondenza della frequenza naturale di risonanza del sistema.

Il valore della frequenza naturale dipende dalla massa per unità di superficie e dalla sua costante elastica. Questa ultima, a sua volta, è funzione di proprietà meccaniche (modulo di elasticità E e coefficiente di Poisson ν) e geometriche (spessore h , larghezza a , altezza b).

Semplificando e inserendo anche gli ordini superiori delle frequenze di risonanza, si ottiene la seguente formula:

$$f_{r(i,j)} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{E}{\rho(1-\nu^2)}} \sqrt{\frac{h^2}{12} \left[\left(\frac{i\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{j\pi}{b} \right)^2 \right]}$$

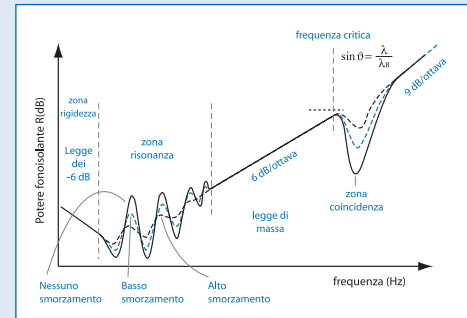
dove ρ è la densità del materiale e i - j sono numeri interi per il calcolo delle frequenze di ordine superiore.

Il valore del potere fonoisolante R nella zona delle frequenze naturali di risonanza oscilla in maniera irregolare con picchi e valli, rimanendo però sempre su valori piuttosto bassi.

Dalla figura si può osservare come i valori elevati dello smorzamento tendono a ridurre le valli di isolamento causate dai fenomeni di risonanza e di coincidenza. Il fattore di smorzamento η indica quale frazione di energia meccanica vibratoria viene persa in calore in un ciclo della vibrazione. Il fattore di smorzamento per i materiali normalmente usati in edilizia varia tra 0,05 e 0,01 circa.

Per valori della frequenza inferiori alla frequenza di risonanza naturale ($f < f_r$) la trasmissione

Andamento del potere fonoisolante al variare della frequenza e dello smorzamento.



sonora dipende essenzialmente dalla rigidità (o elasticità) della struttura e quindi gli effetti della massa e dello smorzamento sono poco importanti. Si ha una diminuzione di 6 dB per ogni raddoppio della frequenza.

Per valori della frequenza superiori alla frequenza naturale ma comunque inferiori ad un limite superiore fissato dalla cosiddetta "coincidenza" ($f_r < f < f_c$), il potere fonoisolante è governato dalla legge di massa. Si ha una crescita di R di 6 dB per raddoppio della frequenza e il comportamento della struttura è indipendente dalla sua rigidità.

In questa zona si può utilizzare la seguente formula di previsione:

$$R_{\theta_i} = 10 \log_{10} \left[\left(\frac{m \pi f \cos \theta_i}{\rho_0 c} \right)^2 \right] \quad [\text{dB}]$$

Dove m è la massa superficiale, f è la frequenza, θ_i è l'angolo di incidenza, $\rho_0 c$ è l'impedenza acustica caratteristica dell'aria.

Nel caso di incidenza normale ($\theta_i=0$), la formula si può riscrivere nel seguente modo:

$$R_0 \cong 20 \log_{10} (mf) - 42.5 \quad [\text{dB}]$$

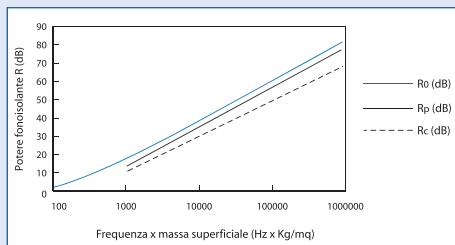
Le formule viste valgono in un campo sonoro di onde piane che arrivano sulla parete con un certo angolo di incidenza. Solitamente il campo sonoro in un ambiente chiuso è più vicino ad un campo sonoro diffuso. In queste condizioni il potere fonoisolante, detto per incidenza casuale, può essere ottenuto integrando su una semisfera (per θ_i da 0° a 90°) il potere fonoisolante R_{θ_i} . In queste condizioni, con angolo di incidenza fino a 90° , si ottiene:

$$R_c \cong R_0 - 10 \log_{10} (0.23 \cdot R_0) \quad [\text{dB}]$$

Secondo diversi autori il valore del potere fonoisolante per incidenza diffusa così calcolato è sottostimato. Una migliore interpretazione del fenomeno reale si ottiene limitando gli angoli di incidenza tra $\theta=0^\circ$ e $\theta=78^\circ$ anziché 90° e ciò perché un'incidenza radente negli ambienti usuali è poco probabile. Il valore più pratico che si ottiene, valido per incidenza mediamente diffusa, è il seguente:

$$R_p = R_0 - c \quad \text{con } c = 5 - 6 \text{ [dB]}$$

Potere fonoisolante per incidenza normale R_0 , in campo mediamente diffuso R_p ed in campo perfettamente diffuso R_c .



Nella figura della pagina precedente, a titolo comparativo, sono riportati gli andamenti del potere fonoisolante per incidenza normale, per incidenza mediamente casuale e perfettamente casuale, in funzione del prodotto mf .

La validità della legge della massa è limitata superiormente dal fenomeno della coincidenza. La velocità del suono nell'aria è costante al variare della frequenza mentre la velocità delle onde flessionali nelle strutture varia al variare della frequenza. Esisterà quindi un punto di incrocio in cui le due velocità coincidono.

Le onde sonore piane che incidono con un certo angolo su una parete sottile infinita originano nella parete un'onda flessionale forzata di lunghezza d'onda λ_{tr} pari alla lunghezza d'onda di traccia dell'onda sonora incidente ($\lambda_i / \sin \theta$) ossia:

$$\lambda_{tr} = \lambda_i / \sin \theta \quad \text{dove } \lambda_i = \text{lunghezza d'onda dell'onda incidente.}$$

Il fenomeno, noto con il nome di coincidenza, si verifica quando, per un determinato angolo d'incidenza, la lunghezza d'onda di traccia dell'onda sonora piana incidente eguaglia la lunghezza d'onda λ_B dell'onda flessionale libera ossia:

$$\lambda_B = \frac{\lambda_i}{\sin \theta}$$

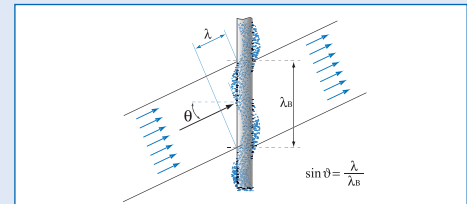
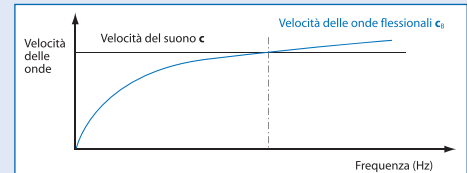
In queste condizioni l'onda di pressione acustica viene accompagnata nel suo movimento di compressione e rarefazione dall'onda flessionale sulla struttura e la stessa viene irradiata dalla parte opposta della parete senza subire attenuazioni.

Poiché il $\sin \theta$ non può eccedere l'unità, si ha che la frequenza più bassa per cui si verifica il fenomeno di coincidenza si ottiene per $\theta = 90^\circ$ (incidenza radente); questa frequenza è chiamata frequenza critica ed è pari a:

$$f_c = \frac{c^2}{\pi s} \sqrt{\frac{3\rho(1-\nu^2)}{E}} \quad [\text{Hz}]$$

dove E è il modulo di Young, ν è il coefficiente di Poisson, ρ è la densità, s è lo spessore del

Visualizzazione della coincidenza della velocità del suono con la velocità delle onde flessionali



pannello. Essa si verifica nel caso particolare in cui $\lambda_i = \lambda_B$ o in modo equivalente quando $c_B = c$.

In campo diffuso le onde incidono sulla parete da tutte le direzioni. Il fenomeno di coincidenza in questo caso interessa un intervallo di frequenze, infatti per ogni angolo d'incidenza esiste una corrispondente frequenza di coincidenza.

Il fenomeno della coincidenza è particolarmente importante quando si ha incidenza di onde piane con un certo angolo di inclinazione. In un campo diffuso il fenomeno della coincidenza è attenuato dal fatto che la quantità di energia trasportata dall'onda che subisce il fenomeno della coincidenza, per una certa frequenza e per uno specifico angolo, è piccola rispetto a tutta quella che incide con angoli diversi alla stessa frequenza.

Nella tabella seguente sono riportati alcuni valori indicativi della frequenza critica di alcuni materiali da costruzione.

<i>Materiale</i>	<i>Spessore (mm)</i>	<i>Frequenza critica (Hz)</i>
Vetro	3	4800
Cartongesso	13	3150
Compensato	13	2000
Cemento	50	630
Cemento	150	200

Al di sopra della frequenza critica e della zona dove si verifica il fenomeno della coincidenza, il potere fonoisolante R torna ad aumentare con una pendenza teorica di 9 dB per raddoppio di frequenza e quindi superiore a quella che si verifica nel campo di validità della legge di massa. In campo diffuso si può calcolare il potere fonoisolante sopra la frequenza critica con la seguente espressione:

$$R_d = 20 \log(mf) + 10 \lg \left(\frac{f}{f_c} - 1 \right) + 10 \lg \eta - 44 \quad (\text{dB})$$

dove f_c è la frequenza critica della parete (Hz) e η è il fattore di smorzamento totale della parete. Questo termine sintetizza i meccanismi di smorzamento all'interno della parete

eccitata indicando quale frazione dell'energia meccanica vibratoria viene convertita in calore in un ciclo della vibrazione.

Poiché lo smorzamento dipende non solo dal materiale, ma anche dalle condizioni al contorno, la previsione di R sopra la frequenza critica ha una affidabilità limitata.

Il suono in ambiente esterno: modalità di propagazione ed effetti di attenuazione

La propagazione in campo libero

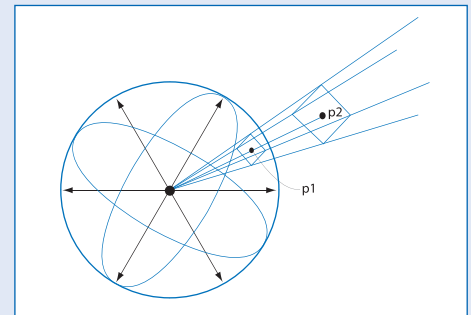
Quando il suono si propaga senza incontrare nessun ostacolo che possa causare fenomeni di assorbimento, diffrazione o riflessione, si ha la condizione di campo libero. Le onde sonore si allontanano dalla sorgente subendo il solo fenomeno della divergenza geometrica, cioè dell'attenuazione dovuta al fatto che aumentando la distanza aumenta la superficie di propagazione. In natura esistono innumerevoli tipologie di sorgenti sonore, ciascuna caratterizzata da una certa forma, dimensione, direttività, spettro di emissione, variabilità nel tempo. Le modalità con cui il suono emesso da queste sorgenti si propaga in campo libero possono essere diverse da sorgente a sorgente. Per semplificare lo studio della propagazione del suono in campo libero è possibile schematizzare le sorgenti sonore in tre tipologie di sorgenti ideali che, in certe condizioni, possono approssimare correttamente il comportamento delle sorgenti reali. Le tipologie considerate sono le seguenti:

- sorgente puntiforme (la propagazione del suono avviene con una divergenza sferica)
- sorgente lineare (la propagazione del suono avviene con una divergenza cilindrica)
- sorgente piana guidata (le onde rimangono piane al variare della distanza)

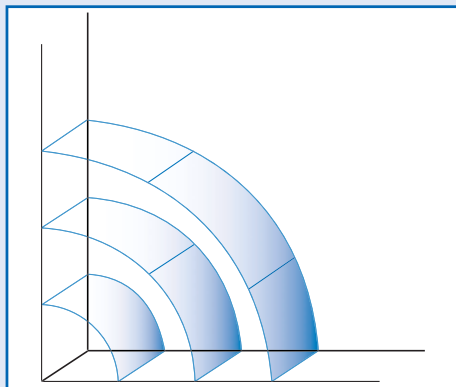
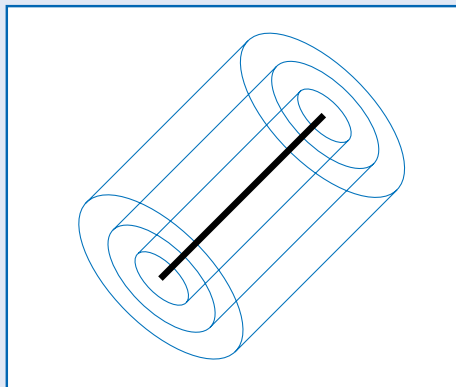
Il fatto che una sorgente sonora sia considerata puntiforme, lineare o piana non dipende solo dalla sua forma, ma anche dalla dimensione e dalla distanza relativa sorgente-ricevitore. Nella trattazione seguente si considera solo la condizione $d > 1.6 \lambda$, relativa al campo acustico lontano.

Una **sorgente puntiforme** in campo libero produce onde acustiche sferiche, ovvero emette con eguale intensità in tutte le direzioni. In campo lontano, siccome possiamo considerare piana

Propagazione per onde sferiche di una sorgente puntiforme



Propagazione per onde cilindriche di una sorgente lineare



la curvatura della superficie di un fronte d'onda, si ottiene

$$L_p \cong L_I = L_W - 11 - 20 \cdot \log d \quad [dB]$$

L'uguaglianza tra il livello di intensità e quello di pressione si verifica soltanto nelle ipotesi di campo libero (assenza di qualsiasi riflessione).

L'attenuazione per divergenza sferica ΔL tra i punti p_1 e p_2 si può calcolare nel modo seguente:

$$L_{p_1} \cong L_{I_1} = L_W - 11 - 20 \cdot \log d_1$$

$$L_{p_2} \cong L_{I_2} = L_W - 11 - 20 \cdot \log d_2$$

$$\Delta L = L_{I_1} - L_{I_2} = -20 \cdot \log d_1 + 20 \cdot \log d_2 = 20 \cdot \log \frac{d_2}{d_1}$$

Nel caso particolare in cui $d_2 = 2 \cdot d_1$ l'attenuazione per divergenza sferica fornisce $\Delta L = 6$ dB, cioè una diminuzione di 6 dB dei livelli di intensità e pressione sonora per ogni raddoppio della distanza sorgente-ricevitore. Questo comportamento rispetta la regola dei 3 dB (ad un dimezzamento dell'energia corrisponde un calo del livello di 3 dB): raddoppiare la distanza dalla sorgente equivale a quadruplicare la superficie e quindi a ridurre ad un quarto l'energia ovvero ad un calo di 6 dB.

Una **sorgente lineare** produce delle onde cilindriche; se essa è costante lungo tutta la sua lunghezza le onde sono equidistanti dalla sorgente. Considerando una sorgente sonora di lunghezza unitaria, si ottiene:

$$L_p \cong L_I = L_W - 10 \cdot \log 2\pi - 10 \cdot \log d = L_W - 8 - 10 \cdot \log d \quad [dB]$$

L'attenuazione per divergenza cilindrica ΔL tra due punti p_1 e p_2 a distanza crescente dalla sorgente, si può calcolare nel modo seguente:

$$L_{p_1} \cong L_{I_1} = L_W - 8 - 10 \cdot \log d_1$$

$$L_{p_2} \cong L_{I_2} = L_W - 8 - 10 \cdot \log d_2$$

$$\Delta L = L_{I_1} - L_{I_2} = -10 \cdot \log d_1 + 10 \cdot \log d_2 = 10 \cdot \log \frac{d_2}{d_1}$$

Nel caso particolare in cui $d_2 = 2 \cdot d_1$ si ottiene $\Delta L = 3$ dB, ciò corrisponde ad una diminuzione di 3 dB dei livelli di intensità e pressione sonora per ogni raddoppio della distanza sorgente-ricevitore. Anche in questo caso viene rispettata la regola dei 3 dB.

Una sorgente sonora lineare può essere costituita da un emettitore continuo come un tubo in cui scorre un fluido in moto turbolento oppure da un insieme di sorgenti puntiformi ravvicinate, come ad esempio una strada con flusso di traffico continuo.

Una **sorgente piana** genera onde acustiche piane. Nell'ambito delle normali sorgenti reali, solitamente non si ha a che fare con tale tipo di propagazione. In laboratorio si può costruire un modello di una guida d'onda utilizzando un tubo, liscio all'interno, avente da un lato un pistone vibrante.

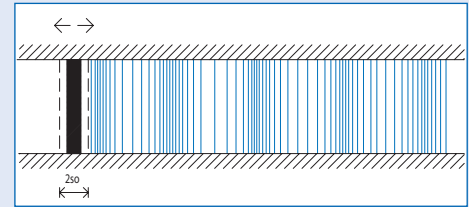
Nelle condizioni in cui le onde risultino perfettamente piane ed in assenza di altri fenomeni dissipativi si verifica che l'intensità acustica rimane costante al variare della distanza tra la sorgente ed il ricevitore. Si vede infatti come:

$$I_1 = \frac{W}{S_1} \quad \text{e} \quad I_2 = \frac{W}{S_2}$$

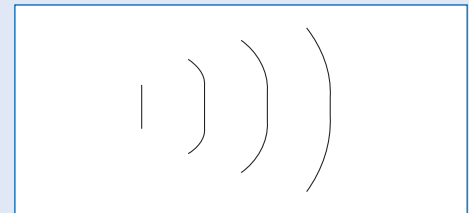
Poiché $S_1 = S_2$ risulta $I_1 = I_2$ dunque l'attenuazione è nulla.

Onde piane si possono verificare anche in prossimità di grandi lastre vibranti, come ad esempio le facciate dei capannoni industriali. La condizione di onda piana viene però persa facilmente in prossimità dei bordi ed all'aumentare della distanza dal piano vibrante.

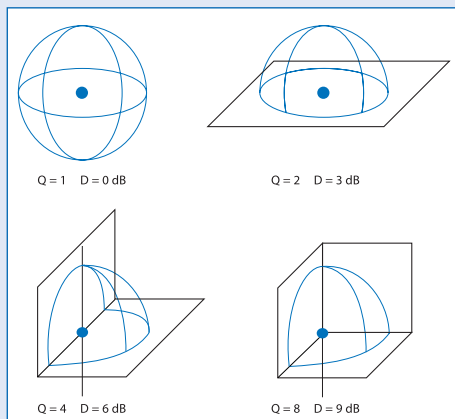
Propagazione per onde piane di sorgenti sonore piane



Effetto della variazione della distanza relativa sorgente - fronte d'onda.



Fattori e indici di direttività per diverse situazioni



In realtà a distanze molto grandi la sorgente piana può essere vista come una sorgente puntiforme.

Quando una sorgente sonora è appoggiata ad un pavimento riflettente o ad una parete allora è vincolata ad irradiare solo in una porzione di spazio. Questo comporta che la quantità di energia irradiata in una certa direzione è maggiore che nel caso di radiazione uniforme. Per tenere conto di questa caratteristica, ed in generale per tener conto di una non uniforme irradiazione di energia nello spazio circostante, si introduce il **fattore di direttività** Q , cioè il rapporto tra l'intensità sonora nella direzione θ (I_θ) e l'intensità sonora (I_0) che avrebbe il campo acustico in quel punto se la sorgente fosse omnidirezionale:

$$Q = \frac{I_\theta}{I_0}$$

Per sorgenti puntiformi appoggiate su pareti perfettamente riflettenti il volume a disposizione per la propagazione si dimezza e quindi $Q=2$. Per sorgenti collocate lungo uno spigolo tra due pareti il volume diventa la quarta parte e quindi $Q=4$. In un vertice diventa $Q=8$. Per applicare questo fenomeno alla propagazione in campo libero si può scrivere:

$$L_p \cong L_I = L_W - 11 - 20 \cdot \log d + 10 \cdot \log Q$$

Il termine $D = 10 \cdot \log Q$ viene invece chiamato *indice di direttività*.

Effetti di attenuazione sonora nella propagazione

L'attenuazione che il suono subisce propagandosi dalla sorgente al ricevitore dipende, oltre che dalla divergenza geometrica dovuta alla distanza, anche da altri fenomeni dissipativi dovuti all'assorbimento dell'aria o delle superfici con cui l'onda di pressione viene in contatto (diversi tipi di terreno, alberi e vegetazione), dalle condizioni meteorologiche (velocità del vento e gradiente di temperatura) dalla presenza di barriere acustiche. Per sorgenti puntiformi si può scrivere:

$$L_p \cong L_I = L_W - 11 - 20 \cdot \log d + 10 \cdot \log Q - \Delta L$$

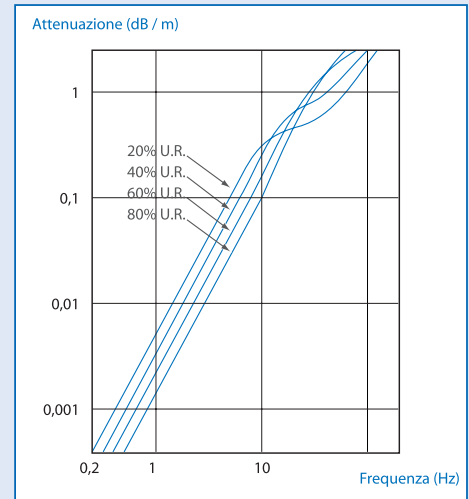
dove ΔL è una somma algebrica di

$$\Delta L = \Delta L_{aria} + \Delta L_{suolo} + \Delta L_{vegetazione} + \Delta L_{temperatura} + \Delta L_{vento} + \Delta L_{barriere}$$

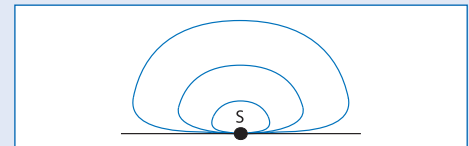
Le modalità di calcolo di alcuni termini sono riportati nelle norme ISO 9613 parti 1-2 [9, 10]. L'**assorbimento dell'aria** è associato a diversi processi irreversibili che convertono parte dell'energia dell'onda acustica in calore. Questo effetto diventa rilevante solo quando si considera la propagazione a distanze pari a diverse lunghezze d'onda. L'assorbimento cresce all'aumentare della frequenza secondo un andamento che risente della presenza di umidità. A bassa frequenza, tanto maggiore è l'umidità tanto minore è l'assorbimento. A frequenze molto alte l'andamento è opposto. Sotto i 100Hz l'assorbimento è molto basso dell'ordine di 1dB/kM mentre oltre i 12-13 KHz c'è un'attenuazione altissima. Gli ultrasuoni, infatti, dopo pochi metri vengono attenuati completamente.

Un altro fenomeno di attenuazione che si verifica sempre è il cosiddetto **effetto suolo**. Quando un'onda sonora si propaga in prossimità del terreno, si verifica una attenuazione per effetto radente superiore a quella che si verifica lontano dal terreno. Il risultato è che a livello del terreno si hanno livelli sonori più bassi rispetto a quelli che si verificano ad una certa altezza. Il fenomeno è causato sia dall'assorbimento del terreno ma anche dall'interferenza distruttiva tra le onde sonore dirette e quelle che si riflettono sul terreno.

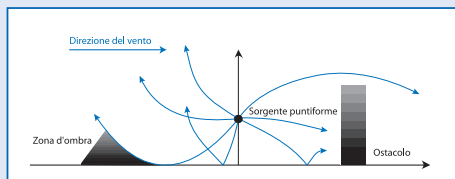
Andamento dell'assorbimento dell'aria al variare della frequenza e dell'umidità



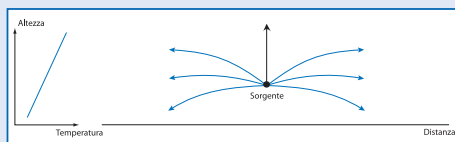
Visualizzazione di curve isolivello con effetto suolo



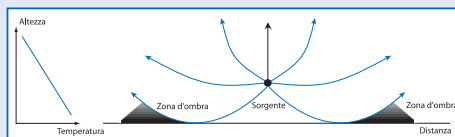
Andamento della direzione dei raggi sonori per effetto del vento



Andamento della direzione dei raggi sonori in presenza di gradiente positivo



Andamento della direzione dei raggi sonori in presenza di gradiente negativo



L'attenuazione dovuta alla **vegetazione** è solitamente trascurabile a meno che non si sia in presenza di bosco e sottobosco fitto e profondo. A titolo indicativo, uno spessore di circa 30 metri di alberi con sottobosco fitto produce un'attenuazione di circa 5 dB.

Benché una zona di vegetazione non riduca significativamente i livelli di rumore, serve però ad isolare visivamente e per questo determina un effetto soggettivo positivo.

Il **vento** interagisce con l'onda sonora in modo differente in funzione della direzione e del verso. La velocità del suono e quella del vento si sommano vettorialmente generando una disposizione dei raggi sonori secondo l'andamento riportato nella figura a lato.

Tale deviazione può provocare, a grande distanza dalla sorgente, delle zone d'ombra oppure può permettere ai raggi sonori di scavalcare degli ostacoli.

Il **gradiente di temperatura** è sempre presente ed è dovuto allo scambio di calore fra la superficie terrestre e l'atmosfera. La presenza del gradiente di temperatura porta ad una variazione della velocità del suono in funzione dell'altezza da terra poiché la temperatura influenza la densità delle particelle che a sua volta influenza la velocità.

Anche per quanto riguarda l'effetto dovuto al gradiente di temperatura, le velocità si sommano vettorialmente. In presenza di un gradiente positivo di temperatura (temperatura che aumenta con l'altezza, generalmente di notte), al crescere dell'altezza da terra si ha un aumento della velocità del suono; un'onda che viaggia nell'aria, quindi, avrà una velocità leggermente maggiore nella parte più alta e sarà lievemente deviata verso il basso. Analogamente, in presenza di un gradiente negativo (temperatura che cala con l'altezza, generalmente di giorno) si avrà una leggera deviazione dell'onda verso l'alto. Il gradiente di temperatura, come il vento, può determinare scavalco di ostacoli o zone d'ombra.

Un ultimo effetto da considerare, ma molto importante a livello pratico, è l'attenuazione dovuta alle **barriere acustiche**.

Le barriere acustiche sono costituite da ostacoli interposti tra sorgente e ricevitore e possono determinare una attenuazione acustica che in certi casi può arrivare anche a 20 dB. L'attenuazione delle barriere acustiche è l'unico fenomeno, tra quelli riscontrabili nella propagazione del suono all'esterno, che può essere tecnicamente controllata e per questa

ragione svolgono un ruolo importantissimo nel controllo della propagazione dei suoni e dei rumori.

Quando un'onda incontra un ostacolo finito, il bordo dell'ostacolo (o un eventuale foro presente su di esso) diviene esso stesso una sorgente di onde. Si verifica il cosiddetto fenomeno di diffrazione.

La capacità di emettere del punto di contatto dipende in gran parte dalla frequenza delle onde. Le alte frequenze subiscono una limitata diffrazione, mentre per le basse frequenze il fenomeno è molto marcato e tendono a scavalcare di più l'ostacolo.

Il suono interagisce con la barriera per riflessione sulla sua superficie, per trasmissione attraverso la barriera stessa e per diffrazione ai bordi. Per essere efficace deve essere resa trascurabile la parte di energia sonora che attraversa la barriera. Per questo motivo la massa superficiale della barriera non dovrebbe essere inferiore a 20 kg/m². In queste condizioni l'energia che raggiunge l'ascoltatore è quella trasmessa per diffrazione sulla parte superiore o ai lati della barriera. Per una barriera sufficientemente lunga da trascurare la diffrazione ai lati l'attenuazione può essere valutata attraverso la relazione di Maekawa:

$$\Delta L = 10 \cdot \log(3 + 20N) \quad [\text{dB}]$$

dove N rappresenta il numero di Fresnel definito dalla relazione

$$N = \frac{2\delta}{\lambda}$$

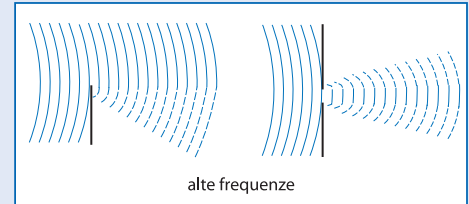
essendo la differenza di cammino tra onda diretta e diffratta (in figura $\delta = SB + BR - SR$) e $\lambda = c/f =$ lunghezza d'onda della perturbazione sonora.

Considerando anche la diffrazione attraverso i bordi laterali della barriera (N_1, N_2) si può scrivere

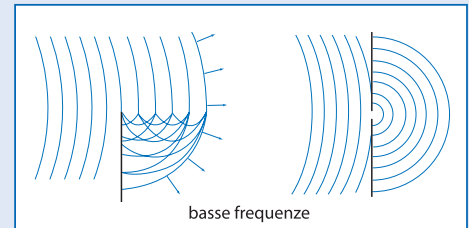
$$\Delta L = 10 \cdot \log(3 + 20N) - 10 \cdot \log\left(1 + \frac{N}{N_1} + \frac{N}{N_2}\right) \quad [\text{dB}]$$

valida per valori di N, N_1 , $N_2 > 1$. Per ridurre l'influenza della diffrazione laterale (<2 dB),

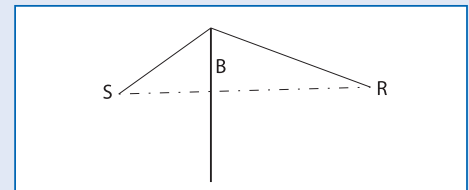
Effetto di diffrazione ad alta frequenza



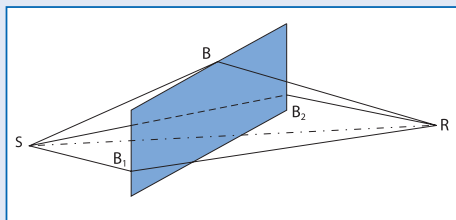
Effetto di diffrazione a bassa frequenza



Visualizzazione dei raggi diretto e diffratto



Visualizzazione dei raggi diretto e diffratti superiormente e lateralmente



occorre che la larghezza della barriera sia almeno uguale a 4 o 5 volte la sua altezza.

Il livello di pressione sonora di una barriera viene pertanto calcolato come:

$$L_{\text{con barriera}} = L_{\text{senza barriera}} - \Delta L$$

Da notare che si tratta di una differenza aritmetica in dB (es. $L_{\text{con barriera}} = 100 - 20 = 80$).

Se N è molto piccolo la formula di Maekawa non è molto precisa, allora si utilizzano altre formule.

Acustica degli ambienti chiusi

Quando un'onda sonora urta contro una parete, l'energia trasportata (incidente), si ridistribuisce nelle tre componenti riflessa, assorbita e trasmessa.

Per lo studio dell'acustica in un ambiente chiuso si considera l'energia che viene riflessa dalle pareti poiché sia la parte assorbita che la parte trasmessa sono irrilevanti ai fini del campo acustico interno. I coefficienti di assorbimento a e trasmissione t vengono quindi generalmente accorpati in un unico valore chiamato *coefficiente di assorbimento acustico apparente* $\alpha = (a + t)$ senza perdere le informazioni necessarie al campo acustico interno.

Il coefficiente di riflessione viene quindi espresso come $r = 1 - \alpha$.

La riflessione del suono avviene in parte in maniera speculare e in parte in maniera diffusa influenzando parzialmente la qualità del campo acustico all'interno dell'ambiente ma non l'energia che complessivamente entra in gioco nella riflessione.

Densità di energia sonora e tempo di riverberazione

Quando in un ambiente chiuso, in cui sono contenuti una sorgente sonora S ed un ricevitore R , viene accesa la sorgente S il primo fronte d'onda a raggiungere R sarà quello diretto senza riflessioni sulle pareti, con potenza W_S e caratterizzato da un'intensità di

modulo $I_D = \frac{W_s}{4\pi d^2}$ e da una densità $D_D = \frac{W_s}{4\pi d^2 c}$.

In seguito si avrà la prima riflessione dell'onda sonora contro la parete più vicina alla sorgente S.

La potenza che raggiungerà il ricevitore a causa della riflessione sarà $W_{S'} = W_S(1-\alpha)$ che si può anche immaginare come la potenza emessa dalla *sorgente immagine* S' situata simmetricamente a S rispetto alla parete riflettente. Con questo procedimento grafico si ottiene facilmente l'uguaglianza degli angoli di incidenza e riflessione.

L'intensità e la densità avranno invece ampiezza rispettivamente:

$$I_{S'} = \frac{W_{S'}}{4\pi d_r^2} = \frac{W_S(1-\alpha)}{4\pi d_r^2} \quad \text{e} \quad D_{S'} = \frac{W_{S'}}{4\pi d_r^2 c} = \frac{W_S(1-\alpha)}{4\pi d_r^2 c}$$

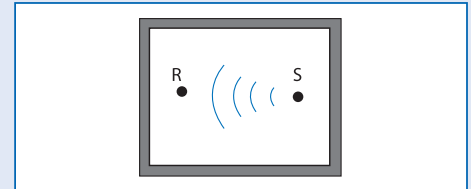
dove la distanza d_r sarà la distanza fra la sorgente immagine S' e il ricevitore. Dopo la prima riflessione si verificheranno le cosiddette riflessioni del II ordine, III ordine e così via. Tutte le grandezze relative alle suddette riflessioni si possono ancora una volta calcolare con il metodo delle sorgenti immagine di cui si riporta un esempio grafico fino al II ordine.

Mano a mano che si verificano le successive riflessioni, si assiste contemporaneamente alla diminuzione della potenza sonora che raggiunge il ricevitore e all'aumento della distanza percorsa dall'onda prima di arrivare al ricevitore R. Per l'insieme di questi fenomeni si raggiunge ben presto una situazione di regime in cui R rileva una densità costante, a causa dell'equivalenza che si instaura fra l'energia emessa dalla sorgente e quella assorbita dalle pareti. A regime, la densità di energia sonora nell'ambiente vale:

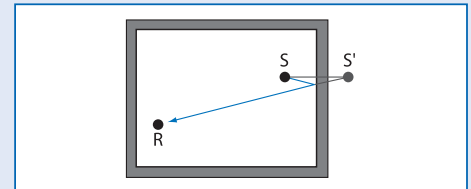
$$D_{reg} = \frac{4W_S}{\alpha \cdot S \cdot c}$$

Gli stessi ragionamenti fatti per la fase di salita della densità di energia in un ambiente chiuso

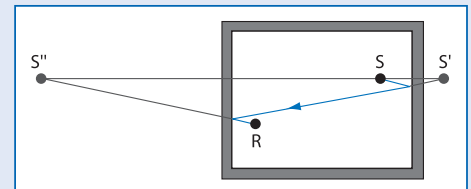
Propagazione dell'onda diretta



Visualizzazione dei raggi diretto e riflesso e della sorgente immagine



Visualizzazione dei raggi diretto e riflessi e delle sorgenti immagine del I° e del II° ordine



possono essere ripetuti in maniera opposta per la fase di discesa che si verifica una volta che la sorgente sonora viene spenta. Nel momento in cui la sorgente smette di emettere l'onda sonora si verifica la cosiddetta *coda sonora*, cioè il permanere per un breve periodo del campo riflesso che si attenua progressivamente fino a scomparire del tutto. Per valutare questo fenomeno è stato introdotto da Sabine **il tempo di riverberazione** cioè l'intervallo di tempo che trascorre dal momento in cui la sorgente viene spenta al momento in cui la densità di energia si riduce ad un valore pari ad un milionesimo della densità di energia sonora di regime $D_T = 10^{-6} D_{reg}$ (o in maniera equivalente, riferendosi ai livelli, $L_{D|T} = L_{D_{reg}} - 60dB$).

Il tempo di riverberazione, che è ricavabile da misure sperimentali, è correlato con il volume e con l'assorbimento dell'ambiente attraverso la formula di Sabine:

$$\tau_0 = 0,161 \frac{V}{\sum \alpha_i s_i + \sum A_i}$$

dove:

- τ_0 è il tempo di riverberazione,
- A_i = area equivalente di assorbimento acustico [m²];
- s_i = superficie i-esima;
- α_i = coefficiente di assorbimento acustico apparente;
- V = volume.

Nella formula si può osservare che la costante 0.161 non è adimensionale ma risulta pari a $0.161 = \frac{55.2}{c}$ [s/m] quando la velocità del suono si considera pari a $c=343$ m/s,

cioè alla temperatura ambiente di circa 20 °C. A temperature diverse da quelle ambiente, cambiando la velocità c , può cambiare anche il valore numerico della costante.

Nel caso in cui nell'ambiente considerato siano presenti esclusivamente delle pareti o delle superfici, l'area equivalente di assorbimento acustico si ricava semplicemente come $\sum \alpha_i s_i$,

mentre nel caso più generale in cui si debba tenere conto anche della presenza di oggetti o di persone andrà calcolata come $\sum \alpha_i s_i + \sum A_i$, dove la seconda sommatoria tiene conto dell'assorbimento equivalente di oggetti o persone. Si può scrivere:

$$\tau_0 = 0.161 \frac{V}{A} \quad \text{dove risulta: } A = \sum \alpha_i s_i + \sum A_i$$

considerando A pari al totale delle aree equivalenti dell'ambiente in analisi.

La validità di questa formula è strettamente correlata con le caratteristiche geometriche ed acustiche dell'ambiente. Il campo acustico deve essere sufficientemente diffuso; le dimensioni devono essere confrontabili; l'assorbimento dei vari elementi e delle pareti deve essere abbastanza omogeneo e sufficientemente basso.

Nelle tre figure sono riportati rispettivamente: l'andamento della potenza sonora emessa dalla sorgente nel tempo, l'andamento della densità di energia sonora nell'ambiente nella fase iniziale, a regime e quando la sorgente viene spenta; lo stesso grafico ma utilizzando i livelli sonori anziché la densità di energia. Il diagramma semilogaritmico rappresenta i livelli di densità [dB] in funzione del tempo [s]; si vede chiaramente come i due transitori in scala logaritmica siano delle rette.

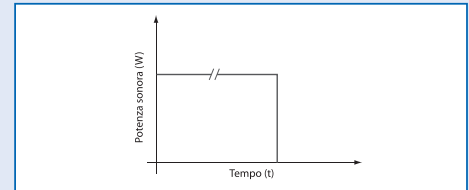
Campo sonoro semiriverberante e riverberante in regime stazionario.

In un ambiente chiuso in cui è in funzione una sorgente sonora, il livello sonoro che si instaura nelle diverse posizioni è influenzato dalle caratteristiche riverberanti dell'ambiente (o dall'assorbimento delle pareti) e dalla distanza sorgente ricevitore. Essendo in un campo acustico diffuso o parzialmente diffuso, le grandezze che si considerano per il calcolo dei livelli sonori sono la densità di energia e la pressione acustica. In un campo diffuso, infatti, l'intensità acustica che è una grandezza vettoriale tende ad essere nulla.

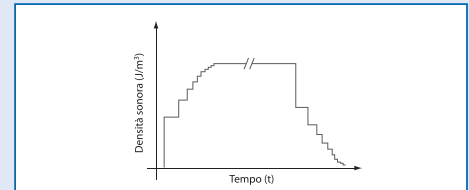
Il livello sonoro ad una certa distanza dal ricevitore si può calcolare con la seguente espressione

$$L_p = L_w + 10 \log \left(\frac{Q}{4\pi d^2} + \frac{4}{R} \right)$$

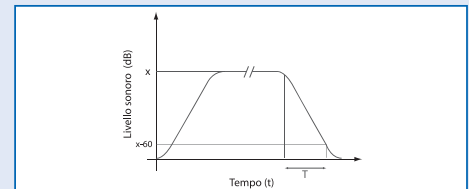
a) andamento della potenza sonora emessa dalla sorgente nel tempo;



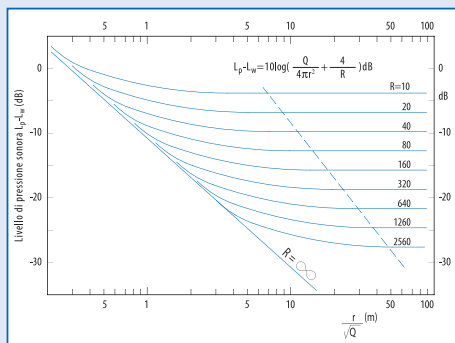
b) andamento della densità di energia nella fase iniziale, a regime e quando la sorgente viene spenta;



c) andamento del livello sonoro nella fase iniziale, a regime e quando la sorgente viene spenta.



$L_p - L_w$ per una sorgente sonora con fattore di direttività Q , in campo semiriverberante ad una certa distanza r , al variare della costante dell'ambiente R .



dove R è chiamata *costante dell'ambiente* e vale $R = \frac{\bar{\alpha} S_{TOT}}{(1 - \bar{\alpha})}$, Q è il fattore di

direttività dovuto alla posizione della sorgente rispetto alle pareti riflettenti. Questa formula del campo acustico semiriverberante tiene conto separatamente sia del campo riflesso che del campo diretto. Essa considera il fatto che in un qualsiasi ambiente in cui sia presente una sorgente nei punti abbastanza vicini ad essa il livello di energia è sempre più elevato rispetto a quello misurato in punti più lontani.

Se si assume valida l'ipotesi di densità di energia sonora costante in tutto l'ambiente, allora si può definire un altro campo acustico, detto campo acustico riverberante, nel quale il livello sonoro si può calcolare con la seguente espressione, indipendente dalla distanza sorgente ricevitore e dalla posizione della sorgente rispetto alle pareti:

$$L_p = L_w + 10 \log \frac{4}{A}$$

Questa ultima formula permette di calcolare il valore del livello sonoro in campo riverberante in funzione della potenza sonora della sorgente e delle caratteristiche acustiche dell'ambiente.

Essa andrà usata soltanto nei casi in cui si possa considerare valida o in qualche modo approssimabile l'ipotesi di livello costante di energia sonora (ad esempio se le posizioni in cui voglio calcolare il livello sono abbastanza lontane dalla sorgente e se il coefficiente non è grande). In caso contrario, ovvero se si vuole valutare un livello vicino alla sorgente, si dovrà fare riferimento alla formula del campo semiriverberante che tiene conto della presenza preponderante del campo acustico diretto. Nella figura è riportato l'andamento del termine $L_p - L_w$ della formula del campo semiriverberante al variare della distanza dalla sorgente, normalizzata rispetto al fattore di direttività Q , e della costante d'ambiente R .

La retta più a sinistra ($R = \infty$) rappresenta il caso limite in cui tutta l'energia incidente viene assorbita dalle pareti; questo equivale ad una situazione di campo libero con una diminuzione di 6dB per ogni raddoppio della distanza.

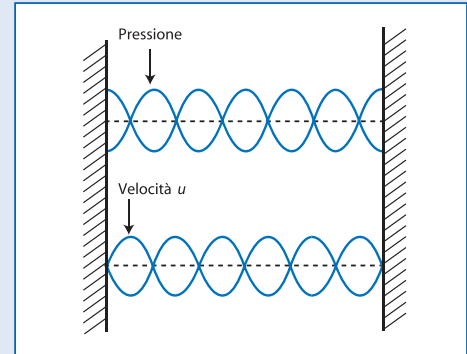
Se R è finito, si può notare una influenza notevole sia del campo libero che di quello riflesso (le curve hanno una pendenza molto elevata) fino a valori che si trovano sulla retta obliqua tratteggiata. Da quel punto in poi le curve sono praticamente orizzontali, cioè il livello non cambia al variare della distanza; in queste condizioni il campo acustico è uniforme e quindi riverberante.

Modi propri di risonanza

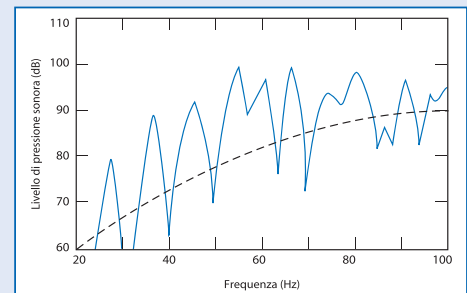
Quando un'onda sonora viene emessa all'interno di un ambiente chiuso e iniziano le riflessioni a causa degli urti con le pareti si generano delle risonanze dell'onda stessa cosiddette frequenze proprie di risonanza o modi propri di risonanza. In corrispondenza di questi modi si ha che la distanza fra due o più riflessioni successive è esattamente uguale ad un numero intero di lunghezze d'onda. Per tale motivo si genera un'onda stazionaria che urta la parete e viene quindi riflessa con segno opposto, generando delle interferenze costruttive e distruttive che danno origine ad un'onda del tipo mostrato in figura.

In un ambiente reale, nel quale è praticamente impossibile raggiungere una situazione di campo completamente diffuso, in genere si vengono a creare un numero finito di onde stazionarie le quali, proprio a causa del loro numero limitato, diventano critiche per l'acustica dell'ambiente. Questo fenomeno è tuttavia presente soprattutto a bassa frequenza. Si può infatti osservare come i picchi dei livelli di pressione (cui corrisponde un modo proprio) diminuiscono all'aumentare della frequenza fino a diventare trascurabili alle alte frequenze.

Onda stazionaria



Andamento dei modi propri a bassa frequenza all'interno di un ambiente chiuso



Bibliografia

Riferimenti normativi

- [1] ISO 3740-2000, Acoustics - Determination of sound power levels of noise sources - Guidelines for the use of basic standards.
- [2] UNI EN ISO 9614-1997, Acustica - Determinazione dei livelli di potenza sonora delle sorgenti di rumore mediante il metodo intensimetrico.
- [3] UNI EN 21683-1995, Acustica - Grandezze di riferimento preferite per i livelli acustici.
- [4] UNI EN ISO 266-1998, Acustica - Frequenze preferibili.
- [5] IEC R 225-1966, Specifications for Octave, Half-Octave and Third-Octave Band Filters, Intended for the analysis of sounds and vibrations.
- [6] UNI ISO 226-1994, Acustica - Curve isolivello di sensazione sonora per i toni puri.
- [7] CEI 29-1, Misuratori di livello sonoro (fonometri) - Dicembre 1982.
- [8] ISO 354-2003, Acoustics -Measurement of sound absorption in a reverberation room.
- [9] ISO 9613-1, 1996, Acoustics - Attenuation of sound during propagation outdoors. Calculation of the absorption of sound by the atmosphere.
- [10] ISO 9613-2, 1996, Acoustics - Attenuation of sound during propagation outdoors. A general method of calculation.

Riferimenti scientifici

- [11] I. Barducci, Acustica Applicata (Esa Editrice).
- [12] L.L.Beranek, Noise and vibration control, Mac Graw Hill-New York (1971).
- [13] Bruel & Kjaer, Technical documentation.
- [14] E. Cirillo, Acustica Applicata (McGraw Hill, Milano, 1997).
- [15] F. Fahy, Foundation of Engineering Acoustics, Academic Press (2001).
- [16] A. Farina, Appunti del corso di Fisica Tecnica, Parma, a.a. 2000-2001.
- [17] R. Spagnolo, a cura di, Manuale di Acustica, UTET (2001).

- [18] R.Pompoli, P.Fausti, G.L.Morini, Il fenomeno sonoro, dispense del corso per Tecnici in Acustica, Scuola di Acustica dell'Università di Ferrara, 2003.
- [19] R.Pompoli, P.Fausti, Cenni sull'analisi in frequenza dei segnali sonori, dispense del corso per Tecnici in Acustica, Scuola di Acustica dell'Università di Ferrara, 2003.
- [20] R.Pompoli, Il sistema uditivo dell'uomo, dispense del corso per Tecnici in Acustica, Scuola di Acustica dell'Università di Ferrara, 2003.
- [21] R.Pompoli, P.Fausti, Propagazione del suono in ambiente esterno, dispense del corso per Tecnici in Acustica, Scuola di Acustica dell'Università di Ferrara, 2003.