Università degli studi di Padova

DEFINIZIONI E GRANDEZZE

Corso di Acustica applicata

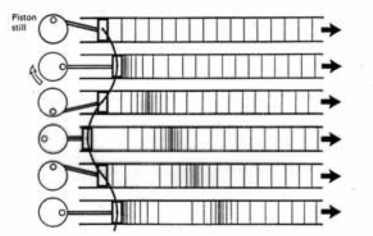
Renato Lazzarin

Dipartimento di Tecnica e Gestione dei Sistemi industriali

Il suono

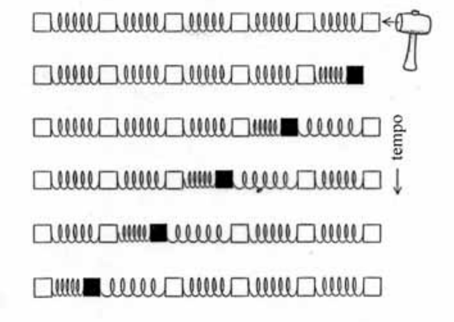
Il suono si può definire come la propagazione di energia per movimenti vibratori in mezzi elastici. Esso è imputabile al movimento vibratorio di corpi che ne costituiscono la sorgente.

Un esempio caratteristico è quello di un pistone che si muove all'interno di un cilindro aperto. L'aria che viene compressa dal pistone influisce sulla regione vicina e la perturbazione si muove ad una velocità che è funzione solo del mezzo: la velocità del suono.



Il mezzo è essenziale per la propagazione della perturbazione di pressione: il suono non si propaga in regioni dello spazio prive di materia.

Le particelle d’aria si comportano come elementi elastici che spostati dalla loro posizione di equilibrio oscillano fino a riprendere la posizione di quiete:

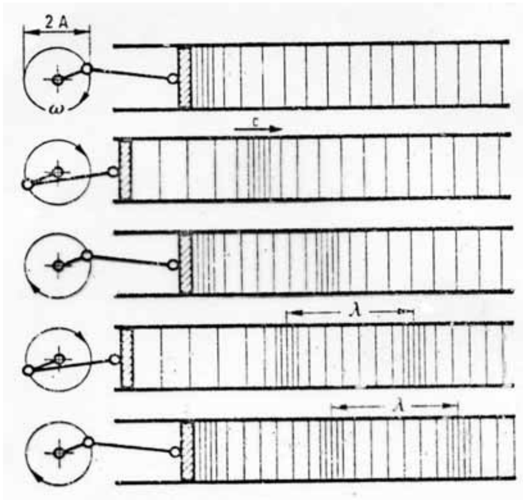


Nel fenomeno ciò che si muove non sono le particelle d’aria, bensì la perturbazione di pressione.

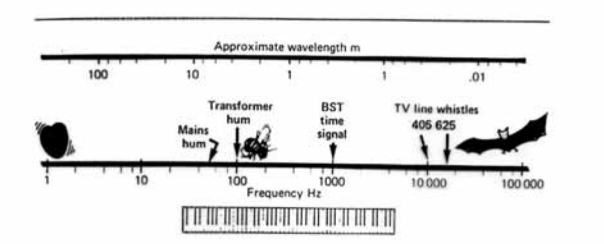
Il fenomeno acustico riguarda tre elementi: la sorgente, il mezzo e il ricevitore.
Si considerano per incominciare i primi due elementi.
La sorgente produce perturbazioni di pressione nel mezzo: le onde sonore sono evidenziate da variazioni di pressione. L’orecchio è un organo che rende percettibili tali variazioni di pressione, purché esse siano comprese entro certi limiti.
Le particelle del mezzo, investite dalle onde di compressione e di rarefazione eseguono delle oscillazioni attorno alla loro posizione di riposo lungo la direzione di propagazione delle onde sonore: le onde sonore sono onde longitudinali.
Un suono puro è caratterizzato da una frequenza f che è il numero di oscillazioni che intervengono nell’unità di tempo; esiste un’immediata relazione fra la frequenza e la lunghezza d’onda λ in funzione della velocità del suono c:

$$\lambda = \frac{c}{f}$$

Nel caso del pistone si vede subito quale sia il significato fisico della lunghezza d’onda:

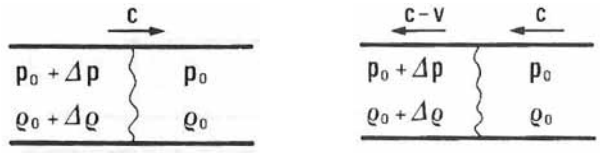


La lunghezza d’onda dei suoni udibili varia da alcuni metri a pochi millimetri:



Con poche, semplici ipotesi si può trovare un’espressione che consenta di valutare la velocità del suono, intesa come la velocità di propagazione di una perturbazione infinitesima di pressione.

La velocità del suono
Si considerano infatti le proprietà dell'aria all'interno del cilindro in cui si muove il pistone. In particolare nelle condizioni di quiete si avrà p_o, ρ_o e T_o. Il movimento del pistone ad una velocità v molto piccola rispetto a quella c del suono comporterà un incremento di pressione di Δp. A questo punto il fronte d'onda dividerà l'aria nel cilindro in due parti con valori diversi di pressione e di densità.



Si può scrivere subito l'equazione di continuità per un riferimento solidale al fronte d'onda:

$$\rho_o S c = (\rho_o + \Delta\rho) S (c - v) \quad \text{da cui:} \qquad \Delta\rho = \frac{\rho_o v}{c}$$

Si può scrivere poi l'equazione delle quantità di moto:

$$S\left[p_o - (p_o + \Delta p)\right] = \rho_o S c\left[(c - v) - c\right]$$

da cui:

$$\Delta p = \rho_o c v$$

L'espressione va sotto il nome di legge di Ohm acustica: la pressione sonora è proporzionale alla velocità di oscillazione delle particelle. Combinando le due equazioni si ottiene infine:

$$c = \sqrt{\frac{\Delta p}{\Delta\rho}}$$

In parole: la velocità del suono è pari alla radice quadrata rapporto fra la variazione di pressione e la variazione di densità da essa prodotta.

Il rapporto così calcolato dipende dalla trasformazione in atto. Dato che la perturbazione si muove assai rapidamente, non vi è tempo per scambi termici fra le zone compresse a temperatura più alta e quelle rarefatte a temperatura più bassa. La trasformazione sarebbe quindi adiabatica e con buona approssimazione reversibile. Ecco che l'espressione che permette di valutare la velocità del suono è la seguente:

$$c = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s}$$

A conferma, oltre al riscontro sperimentale, si può valutare lo scambio termico conduttivo fra un centro di compressione ed uno di rarefazione che distano $\lambda/2$ con una differenza di temperatura $\Delta\theta$ (la conduttività termica dell'aria è k=0,026 W/mK)

Il tempo necessario all'onda per passare da un centro di compressione ad uno di rarefazione è $\lambda/2c$.

Lo scambio termico conduttivo nello stesso tempo è:

$$k\frac{\Delta\theta}{\frac{\lambda}{2}}S\frac{\lambda}{2c}$$

Questa quantità di calore va confrontata con l'energia necessaria ad incrementare di $\Delta\theta$ la zona a temperatura più bassa, il cui volume è $\lambda S/2$ con calore specifico c_v=717 J/kgK. Tanto più fossero vicini questi valori tanto più la trasformazione si avvicinerebbe ad un'isoterma:

$$c_v S \frac{\lambda}{2} \rho \Delta\theta$$

Il rapporto fornisce:

$$\frac{2k}{c\, c_v\, \rho} = \frac{2\times 0{,}026}{340\times 717\times 1{,}2} = 1{,}8\times 10^{-7}\ \text{m}$$

Si tratta della lunghezza d'onda in cui la trasformazione può essere considerata isoterma: si vede che questo avviene solo nel campo degli ultrasuoni.

In un fluido si definisce il modulo di *comprimibilità isentropico* come:

$$E_s = \rho \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s = -v \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_s$$

In parole l'inverso del modulo è la variazione percentuale di densità per una variazione unitaria di pressione ovvero la variazione di volume specifico: ovviamente se la pressione aumenta anche la densità aumenta, ma il volume specifico diminuisce. Si conclude che:

$$c = \sqrt{\frac{E_s}{\rho}}$$

Per un gas ideale da pv^k=cost si deduce che E_s=kp per cui:

$$c = \sqrt{kpv} = \sqrt{kRT}$$

La velocità del suono nell'aria dipende dalla temperatura ed un'espressione approssimata è:

$$c = 331{,}4 + 0{,}6t(^\circ C) \quad \mathrm{m/s}$$

In altri mezzi la velocità può essere assai diversa, passando da 30-70 m/s nella gomma elastica a 500 m/s nel sughero ed ancora 1460 m/s nell'acqua fino a 5000 m/s nel ferro.
Bisogna prestare attenzione a non confondere la velocità del suono con la velocità di vibrazione delle particelle attorno alla loro posizione di riposo. Questa può essere stimata attraverso la legge di Ohm acustica, sapendo che una variazione di pressione per un suono molto forte può essere di 20 Pa:

$$\frac{\Delta p}{v} = \rho_o c = 1{,}2 \times 340 = 410\ \mathrm{Ns/m^3}$$

da cui $$v = \frac{20}{410} \approx 5\ \mathrm{cm/s}$$

Lunghezza d’onda e frequenza

Riprendendo in esame il pistone che si muove nel condotto, il periodo *T* è il tempo necessario ad un giro dell’albero, cioè alla generazione di un’onda completa (compressione+rarefazione). Il periodo è in ovvia relazione con la velocità angolare ω dell’albero:

$$T = \frac{2\pi}{\omega}$$

L’inverso del periodo è la frequenza, cioè quante onde vengono generate nell’unità di tempo:

$$f = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}$$

La frequenza si esprime di solito in cicli/s o Hertz (Hz). Ovviamente un intervallo di frequenza si può esprimere in Hz; spesso si fa ricorso alle ottave o a frazioni di esse.

Un’ottava è un intervallo di frequenza fra due suoni il secondo dei quali ha frequenza doppia del primo. La scelta di questo tipo di intervallo è dovuta essenzialmente alla risposta dell’orecchio che valuta una variazione di frequenza in termini percentuali: ad esempio una differenza di 100 Hz è molto significativa rispetto ad un suono di 100 Hz, mentre lo è molto poco per un suono di 8000 Hz.

L’orecchio umano percepisce suoni su circa 10 ottave da 16 a 20.000 Hz. Frequenze al di sotto di 16 Hz sono eventualmente percepibili come vibrazioni, mentre al di sopra di 20.000 Hz si entra nel campo degli ultrasuoni, cui alcuni animali sono sensibili.

Ad esempio il cane riesce a percepire suoni fino a 30.000 Hz ed il pipistrello arriva addirittura a 90.000 Hz.

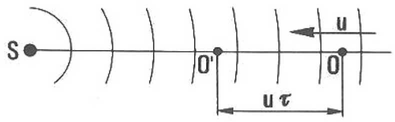
La frequenza percepita da un osservatore in movimento relativo rispetto alla sorgente è diversa rispetto a quando osservatore e sorgente sono immobili rispetto all’aria. L’effetto che può essere chiaramente percepibile va sotto il nome di *Effetto Doppler* ed è riscontrabile anche nei confronti di fenomeni luminosi.

L'effetto Doppler

Si consideri il caso semplice di un moto di osservatore verso la sorgente secondo la retta che li congiunge.

La sorgente S emetta un suono di frequenza *f*, mentre l'osservatore O si avvicini alla sorgente con velocità *u*. Nel tempo τ l'osservatore percorre quindi lo spazio OO'=*u*τ ed è quindi interessato non solo dalle *f*τ onde che gli pervengono dalla sorgente, ma anche da quelle contenute nel tratto OO'. La frequenza ricevuta dall'osservatore è quindi:

$$f' = f + \frac{OO'}{\lambda\tau} = f + \frac{uf}{c} = f\,(1+\frac{u}{c})$$



Se l'osservatore si muove verso la sorgente percepisce un suono più acuto di quello emesso e viceversa se si allontana dalla sorgente.

Non è difficile mostrare che un effetto analogo si ha quando è la sorgente a muoversi. Se, ad esempio, la sorgente si muove verso l'osservatore con velocità *w*, le *f* onde emesse in un secondo si troveranno anziché in uno spazio *c*, in uno più ridotto *c*-*w*. Di conseguenza si avrà una nuova lunghezza d'onda:

$$\lambda'' = \frac{c-w}{f}$$

La frequenza percepita dall'osservatore sarà allora:

$$f'' = \frac{c}{\lambda''} = \frac{f}{1-\frac{w}{c}}$$

Se la sorgente si muove verso l'osservatore si avrà la percezione di un suono più acuto di quello emesso. Qualora vi sia moto contemporaneo di entrambi la frequenza percepita è (*u* e *w* positivi se hanno lo stesso verso della propagazione del suono da sorgente ad osservatore e negativi nel caso contrario):

$$f''' = \frac{c-u}{c-w}\, f$$

Pressione ed intensità sonore

La pressione sonora p è la variazione di pressione prodotta dal fenomeno sonoro rispetto alla pressione di quiete. Essa è funzione del tempo ed assume valori positivi e negativi (compressioni e rarefazioni). Per quantificarla conviene riferirsi al valore efficace:

$$p_{eff} = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T p^2 \, \mathrm{d}\tau}$$

La pressione efficace assume un dato valore sempre positivo e soprattutto è di rapida rilevazione strumentale. Per onde sinusoidali si può dimostrare che:

$$p_{eff} = \frac{p_{max}}{\sqrt{2}} \qquad \mathrm{sen}^2\omega\tau = \frac{1-\cos 2\omega\tau}{2}$$

$$p_{eff} = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T p_{max}^2 \mathrm{sen}^2\omega\tau \, \mathrm{d}\tau} = p_{max}\sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T \left(\frac{1}{2}-\frac{1}{2}\cos 2\omega\tau\right)\mathrm{d}\tau} = p_{max}\sqrt{\frac{1}{T}\left|\frac{1}{2}T - \mathrm{sen}2\omega t\right|_0^T} = \frac{p_{max}}{\sqrt{2}}$$

Potenza ed intensità sonore

La potenza sonora W di una sorgente è la totale energia sonora emessa dalla sorgente nell'unità di tempo. Il campo di variabilità della potenza sonora è molto ampio.

Acoustic Power watt	dB re 10^{-12}w	Typical Sources
100 000 000	200	Saturn Booster Rocket
10 000 000		
1 000 000	180	
100 000		
10 000	160	Boeing 707 - full power
1000		
100	140	75 Piece Orchestra
10		
1	120	Chain Saw
0.1		
0.01	100	
0.001		Average Motor Car
0.000 1	80	
0.000 01		Normal Voice
0.000 001	60	
0.000 000 1		
0.000 000 01	40	
0.000 000 001		Whisper
0.000 000 000 1	20	
0.000 000 000 01		
0.000 000 000 001	0	

Figure 3. Acoustic power

L'intensità sonora *I* in un punto in una certa direzione è il flusso di energia sonora trasmessa in quella direzione attraverso un'area di sezione unitaria normale alla direzione stessa.
La relazione fra le due grandezze in un campo libero dove le onde sonore si propagano indisturbate nasce da semplici considerazioni geometriche:

$$I = \frac{W}{4\pi r^2}$$

La potenza sonora che compete alle onde generate dal pistone che si muove nel cilindro si calcola dal prodotto della forza *pS* per lo spostamento nell'unità di tempo *v*. La potenza media è pari a:

$$W = \overline{pv}S \quad \text{dove} \quad \overline{pv} = \frac{1}{T}\int_0^T pv\,\mathrm{d}\tau$$

Questa potenza *W* si diffonde secondo onde piane attraverso la sezione *S* del cilindro; ne consegue che l'intensità *I* è data da:

$$I = \frac{W}{S} = \overline{pv}$$

Per la legge di Ohm acustica si ha che: $p = \rho c v$

Si conclude che:

$$I = \frac{\overline{p^2}}{\rho c}$$

Una grandezza utile nello studio dei fenomeni sonori è la densità *D*, definita come l'energia sonora contenuta in un volume unitario; per il caso appena trattato, rappresentativo di onde piane, essa vale:

$$D = \frac{\overline{p^2}}{\rho c}\frac{1}{c} = \frac{\overline{p^2}}{\rho c^2}$$

Capita spesso che la propagazione dell’energia sonora non avvenga per onde piane con direzione perfettamente definita lungo la direttrice che parte dalla sorgente, ma in maniera diffusa cioè con onde provenienti dalle diverse direzioni. E’ il caso degli ambienti chiusi dove spesso si fa l’ipotesi semplificativa di campo perfettamente diffuso con onde sonore provenienti uniformemente da tutte le direzioni.
In un campo sonoro di questo tipo si possono considerare piane solo le onde provenienti ad O da un angolo solido elementare dΩ. Data l’uniformità nella distribuzione il quadrato della pressione sonora (ormai di qui in avanti sarà sempre quella efficace) è proporzionale al peso di tale angolo sull’angolo solido totale 4π:

$$\frac{p^2}{4\pi}\mathrm{d}\Omega$$

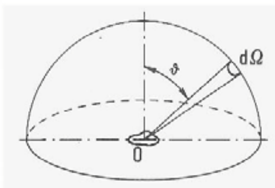
L’intensità sonora corrispondente sul punto O è:

$$\mathrm{d}I = \frac{p^2}{4\pi\rho c}\cos\theta \mathrm{d}\Omega$$

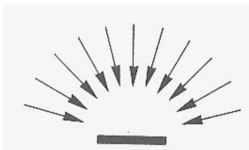
L’intensità sonora si ottiene sommando i contributi da tutte le direzioni dello spazio, valutabili in una semisfera. Si ottiene:

$$I = \frac{p^2}{4\pi\rho c}\int_{2\pi}\cos\theta \mathrm{d}\Omega = \frac{p^2}{4\pi\rho c}\int_{S}\cos\theta\frac{\mathrm{d}S}{r^2} = \frac{p^2}{4\pi\rho c}\frac{\pi r^2}{r^2}$$

In conclusione per un campo acustico perfettamente diffuso si ha:



$$I = \frac{p^2}{4\rho c}$$



Il risultato differisce per il 4 al denominatore con quanto trovato precedentemente per il campo libero.

Se ora si calcola la densità D di energia sonora in un campo diffuso si trova il seguente importante risultato;

$$D = \frac{p^2}{\rho c^2}$$

La relazione che collega la densità di energia sonora con il quadrato della pressione sonora è la stessa sia in campo libero che in campo perfettamente diffuso.

La legge di Ohm acustica mostra la proporzionalità fra pressione sonora e velocità di vibrazione delle particelle:

$$p = \rho c v$$

Quest'ultima velocità è legata al prodotto dell'ampiezza di oscillazione per la frequenza. Nel caso semplice del pistone si ha ad esempio:

$$s = A \sin \omega\tau$$
$$v = A\omega \cos \omega\tau$$
$$a = -A\omega^2 \sin \omega\tau$$

L'emissione di frequenze elevate può essere ottenuta con ampiezza ridotta, mentre basse frequenze richiedono ampiezze notevoli. Ci si può rendere conto di questo considerando il movimento della membrana di una cassa acustica. Inoltre si ha:

$$p \propto v \propto A \qquad I \propto p^2 \propto A^2 \text{ ma anche } I \propto \frac{1}{r^2} \Rightarrow A \propto \frac{1}{r}$$

Il decibel
L'orecchio umano non giudica le grandezze acustiche in termini assoluti, ma di quante volte una è più grande dell'altra. Tenendo conto dell'ampia variazione delle grandezze, risulta opportuno l'uso di una scala logaritmica. Per questa scala è necessario fornire un livello di riferimento. Per la pressione sonora si sceglie il livello di soglia uditiva a 1000 Hz che è pari a p_o=2x10^{-5} Pa.
Il livello della pressione sonora espresso in dB (*decibel*) è pari a:

$$L_p = 20 \log \frac{p}{p_o}$$

L'estremo superiore per la pressione sonora si può porre alla soglia del dolore per l'orecchio che è a circa 200 Pa (notare che è appena lo 0,02% della pressione atmosferica).
L'intervallo dei valori per il livello va allora da 0 a 120 dB.

La Tabella riporta valori di livello della pressione sonora di rumori caratteristici. Verrà chiarito più avanti il significato dell'aggiunta (A) al valore in dB.

dB(*A*)	Esempio	Valutazione soggettiva
140 130 120 110	In prossimità di un motore a jet soglia del dolore macchina per chiodatura motociclo in accelerazione a pochi metri di distanza	assordante
100 90	clacson di automobile a pochi metri strada urbana rumorosa	molto forte
80 70	locale pubblico rumoroso locale di dattilografia	forte
60 50	traffico automobilistico libero conversazione normale	moderato
40 30	radio TV a basso volume ambiente residenziale medio	debole
20 10 0	ticchettio orologio fruscio foglie soglia	debolissimo

Si può definire similmente il livello per la potenza sonora. Per riferimento si sceglie la potenza W_o=10^{-12} watt.

$$L_W = 10\log\frac{W}{W_o}$$

Si può operare la stessa scelta anche per l'intensità sonora con un valore di riferimento convenzionalmente assunto pari a I_o=10^{-12} W/m^2:

$$L_I = 10\log\frac{I}{I_o}$$

Dal momento che : $p^2 = I\rho c$

$$L_p = 10\log\frac{p^2}{p_o^2} = 10\log\frac{p^2}{\rho c}\frac{\rho c}{p_o^2} \quad \text{ma } \rho c = 1{,}2\times 340 \approx 400 \text{ kg / m}^2 s = \frac{(2\times 10^{-5})^2}{10^{-12}} = \frac{p_o^2}{I_o}$$

Si conclude che: $L_p \approx L_I$

La precedente identità è verificata solo nei limiti per i quali vale:

$$\rho c = 1{,}2\times 340 \approx 400 \text{ kg / m}^2 s$$

Essa risulta sempre meno approssimata quando pressione e temperatura si allontanino sempre di più dai valori correnti.

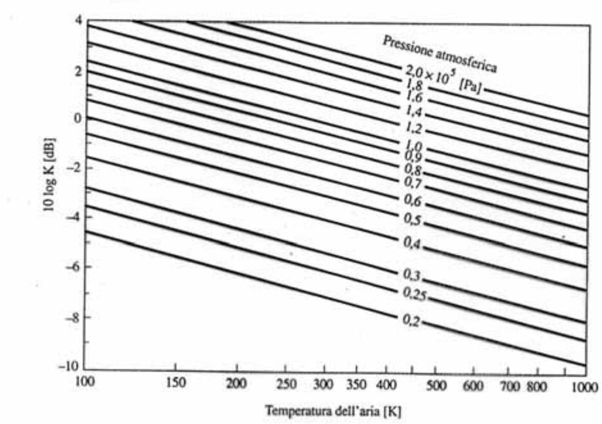


Figura 2.3 Valori del termine correttivo 10 $\log_{10} K$ in funzione della temperatura dell'aria [K] e della pressione atmosferica [Pa].

Può risultare utile per apprezzare l'entità della potenza sonora eseguire alcune valutazioni sulle casse acustiche che rientrano nelle esperienze di tutti.
Si definisce potenza di lavoro per una cassa acustica la potenza RMS (elettrica efficace) necessaria per ottenere 96 dB ad 1 m di distanza. Un valore indicativo potrebbe essere attorno ad 8 watt. Questa potenza non va assolutamente confusa con la potenza sonora che è valutabile in campo libero, calcolando l'intensità *I*:

$$I = 10^{-12} \times 10^{9,6}$$

Di qui è facile stimare la potenza sonora in campo libero con un raggio di 1 metro:

$$W = 4\pi I = 0,05 \text{ watt}$$

Questo mostra che l'efficienza di trasformazione da potenza elettrica a potenza sonora è (per fortuna!) molto bassa e comunque il livello della potenza sonora è ragguardevole:

$$\frac{W}{W_{RMS}} \approx 0,007 \qquad L_W = 10 \log \frac{W}{W_o} = 107 \text{ dB}$$

L'intensità risultante di due suoni di eguale intensità dà luogo generalmente ad un'intensità doppia:

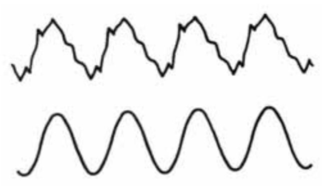
$$I_2 = 2\, I_1$$

Questo implica un'aritmetica diversa per i livelli:

$$L_2 = 10 \log \frac{2\, I_1}{I_o} = 10(\log 2 + \log \frac{I_1}{I_o}) \approx L_1 + 3$$

Per due suoni di diversa intensità si applica la stessa procedura salvo che la differenza del suono risultante dagli originari sarà <3 dB

Oscillogrammi e spettri sonori
L'orecchio coglie tre caratteristiche principali di un suono: l'altezza, l'intensità e il timbro.
L'altezza è legata alla frequenza, l'intensità alla potenza sonora e alla distanza, il timbro alle leggi delle vibrazioni che compongono il suono.
Le tre caratteristiche possono essere qualificate dalla funzione temporale della pressione sonora, ottenibile attraverso un oscilloscopio a raggi catodici.
Il risultato ottenuto è un oscillogramma.



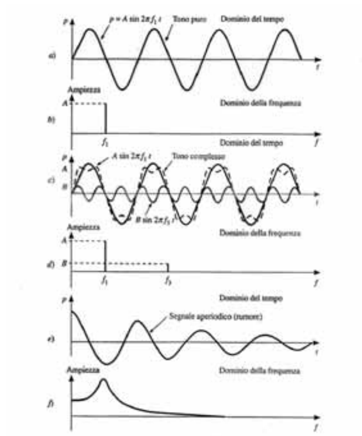


Figura 2.4 Rappresentazione nel dominio del tempo e della frequenza (spettro) di un suono puro (*a* e *b*), di un suono complesso periodico (*c* e *d*) e di un suono aperiodico (*e* ed *f*).

Come per qualsiasi vibrazione periodica complessa si può effettuare la scomposizione in vibrazioni elementari sinusoidali tramite il teorema di *Fourier*.
Data una funzione periodica di periodo T:

$$g(t) = g(t + nT) \quad n = 1,2,\ldots$$

Ovviamente la frequenza è $f_o=1/T$ con pulsazione $\omega_o=2\pi/T=2\pi f_o$
Si dimostra sotto condizioni molto generali che la funzione può essere considerata la sovrapposizione di un numero infinito di funzioni armoniche di frequenze multiple di quella della funzione $g(t)$:

$$g(t) = a_o + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(n\,\omega_o t - \phi_n)$$

Dove a_n e ϕ_n sono rispettivamente l'ampiezza e lo sfasamento della generica funzione di ordine n. La componente per $n=1$ è detta fondamentale, mentre per $n>1$ si hanno le armoniche.

Con una formulazione diversa si può eliminare il termine di sfasamento:

$$g(t) = a_o + \sum_{n=1}^{\infty}\left[b_n \cos(n\,\omega_o\,t) + c_n \sin(n\,\omega_o\,t)\right]$$

I termini che definiscono lo sviluppo in serie sono:

$$a_o = \frac{1}{T}\int_0^T g(t)\mathrm{d}t$$

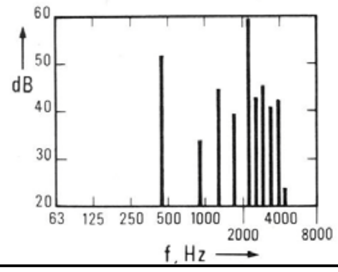
$$b_n = \frac{2}{T}\int_0^T g(t)\cos(n\,\omega_o\,t)\mathrm{d}t$$

$$c_n = \frac{2}{T}\int_0^T g(t)\sin(n\,\omega_o\,t)\mathrm{d}t$$

$$a_n = \sqrt{b_n^2 + c_n^2} \qquad \sin\phi_n = \frac{c_n}{a_n} \qquad \cos\phi_n = \frac{b_n}{a_n}$$

Nel caso di una funzione non periodica che rappresenti un fenomeno fisico che si esaurisce in un intervallo di tempo finito Δt è possibile egualmente effettuare uno sviluppo in serie di *Fourier*, immaginando di sostituire alla funzione $g(t)$ una nuova funzione ottenuta ripetendo la g(t) ad intervalli qualsiasi di tempo T, purché $T>\Delta t$.

La rappresentazione del livello di pressione di ogni armonica del suono costituisce lo spettro sonoro. Nel caso di un suono puro lo spettro è costituito da una sola linea in corrispondenza della frequenza del suono stesso. Nel caso di un suono periodico complesso lo spettro è formato da più linee in corrispondenza delle armoniche.



Un suono aperiodico può essere scomposto in una somma di infiniti termini armonici in cui la differenza di frequenza di due termini successivi è infinitesima: l'insieme delle frequenze dei termini componenti dà luogo ad uno spettro continuo.
La rappresentazione può essere semplificata con l'introduzione delle bande di frequenza.
Lo spettro udibile di frequenze viene suddiviso in modo tale da avere per ogni banda larghezza costante o proporzionale alla larghezza inferiore della banda.
Di solito in acustica si opera quest'ultima scelta: l'ampiezza di banda e le frequenze inferiori e superiori risultano in progressione geometrica. La frequenza centrale è definita dalla relazione:

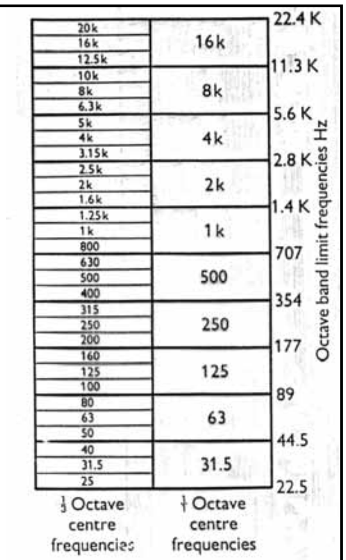
$$f_c = \sqrt{f_1 f_2}$$

Le frequenze utilizzate in acustica hanno la ragione della progressione geometrica pari ad una potenza di 2:

$$f_2 = 2^n f_1$$

Per n=1 si ottengono le bande d'ottava:

$$f_2 = 2 f_1 \qquad f_1 = \frac{f_c}{\sqrt{2}} \qquad f_2 = \sqrt{2}\, f_c$$



Per un'analisi più accurata si ricorre alla banda di 1/3 di ottava (n=1/3):

$$f_2 = \sqrt[3]{2}\, f_1 \qquad f_1 = \frac{f_c}{\sqrt[6]{2}} \qquad f_2 = \sqrt[6]{2}\, f_c$$

Il rapporto fra ampiezza di banda e la f_c è pari a $\frac{1}{\sqrt{2}}$ e per 1/3 ottava a:

$$\frac{\sqrt[3]{2} - 1}{\sqrt[6]{2}} \approx 0{,}2315$$

Questo numero è molto vicino a 0,2357 $\frac{1}{3\sqrt{2}}$

La suddivisione è fissata con convenzione internazionale. Per misure più accurate si eseguono analisi spettrali in banda stretta, di ampiezza costante, in genere di 1 Hz.

Tabella 2.1 Suddivisione dello spettro di frequenze udibili in bande di ottava e di terzi di ottava.

	Ottava			Terzi di ottava		
Banda	Frequenza inferiore	Frequenza centrale	Frequenza superiore	Frequenza inferiore	Frequenza centrale	Frequenza superiore
12	11	16	22	14,1	16	17,8
13				17,8	20	22,4
14				22,4	25	28,2
15	22	31,5	44	28,2	31,5	35,5
16				35,5	40	44,7
17				44,7	50	56,2
18	44	63	88	56,2	63	70,8
19				70,8	80	89,1
20				89,1	100	112
21	88	125	177	112	125	141
22				141	160	178
23				178	200	224
24	177	250	355	224	250	282
25				282	315	355
26				355	400	447
27	355	500	710	447	500	562
28				562	630	708
29				708	800	891
30	710	1000	1420	891	1000	1122
31				1122	1250	1413
32				1413	1600	1778
33	1420	2000	2840	1778	2000	2239
34				2239	2500	2818
35				2818	3150	3548
36	2840	4000	5680	3548	4000	4467
37				4467	5000	5623
38				5623	6300	7079
39	5680	8000	11 360	7079	8000	8913
40				8913	10 000	11 220
41				11 220	12 500	14 130
42	11 360	16 000	22 720	14 130	16 000	17 780
43				17 780	20 000	22 390

Lo spettro in 1/3 di ottava dà più dettaglio della banda di ottava che si può ricavare infatti da questo (non viceversa!).
Nei confronti di uno stesso rumore lo spettro in banda di ottava si trova un po' più in alto di quello in banda di 1/3 di ottava dal momento che il primo deriva dalla somma di 3 livelli del secondo

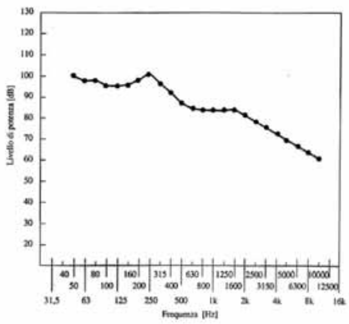
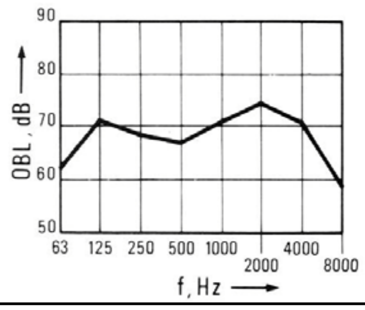


Figura 2.6 Spettro del livello di potenza di un ventilatore centrifugo misurato in bande di terzi di ottava.



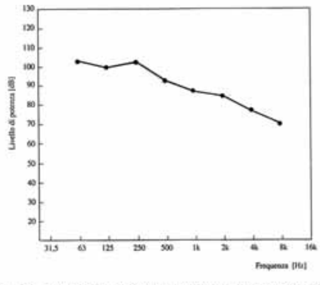


Figura 2.5 Spettro del livello di potenza di un ventilatore centrifugo misurato in bande di ottava.

Lo schema fornisce un'idea della distribuzione delle frequenze dell'udibile: