Propagazione del suono in ambiente esterno

Equazione di D'Alambert

Essa esprime la combinazione dell'equazione di Eulero con l'equazione di continuità del moto dei fluidi, ipotizzando una velocità di propagazione c.

Definiamo anzitutto il potenziale Φ del campo acustico:

$$\vec{v} = grad(\Phi) \qquad p = -\rho_o \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial \tau}$$

Sostituendo le due espressioni suddette nell' eq. di Eulero, otteniamo:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \tau^2} = c^2 \cdot \nabla^2 \Phi$$

Equazione di D'Alambert

Una volta determinato il campo del potenziale $\Phi(x,y,z,\tau)$, si ricavano il campo di velocità e di pressione.

Campo libero: equazione dell'onda sferica

Si parte imponendo la condizione di velocità assegnata sulla superficie di una "sfera pulsante" di raggio R:

$$v(R) = v_{max}\, e^{i\omega\tau}$$

k = ω/c
numero d'onda

Risolvendo l'equazione di D'Alambert per r > R, si ottiene:

$$v(r,\tau) = -v_{\max} \cdot \frac{R^2}{r^2} \cdot \frac{[1+ikr]}{[1+ikR]} \cdot e^{-ik(r-R)} \cdot e^{i\omega\tau}$$

Ed infine, applicando la relazione di Eulero fra v e p, si ha:

$$p(r,\tau) = \frac{1}{r^2} \cdot \frac{R^2 \cdot i\omega\rho_0 v_{\max}}{[1+ikR]} \cdot e^{-ik(r-R)} \cdot e^{i\omega\tau}$$

Campo libero: effetto di prossimità

Dalle espressioni precedenti, vediamo che in campo lontano (r>>l) ho:

$$p \propto \frac{1}{r} \qquad u \propto \frac{1}{r}$$

Questo però non è più vero in campo vicino ed intermedio.

Al tendere a zero del raggio r, p e v tendono ad essere:

$$p \propto \frac{1}{r} \qquad u \propto \frac{1}{r^2}$$

Quindi a breve distanza dalla sorgente la velocità tende a crescere molto più che la pressione.

Campo libero: effetto di prossimità

Se ho dunque un microfono che, anziché essere sensibile alla sola pressione (omnidirezionale) è sensibile anche parzialmente alla velocità (cardioide), esso tenderà a ricevere un segnale più forte a bassa frequenza, allorché esso è posto a breve distanza dalla sorgente(bocca): questo è il famoso “effetto di prossimità”< usato dai cantanti per ottenere effetti di esaltazione delle basse frequenze.

Campo libero: Impedenza

Calcolando l'impedenza del campo (z=p/u) abbiamo:

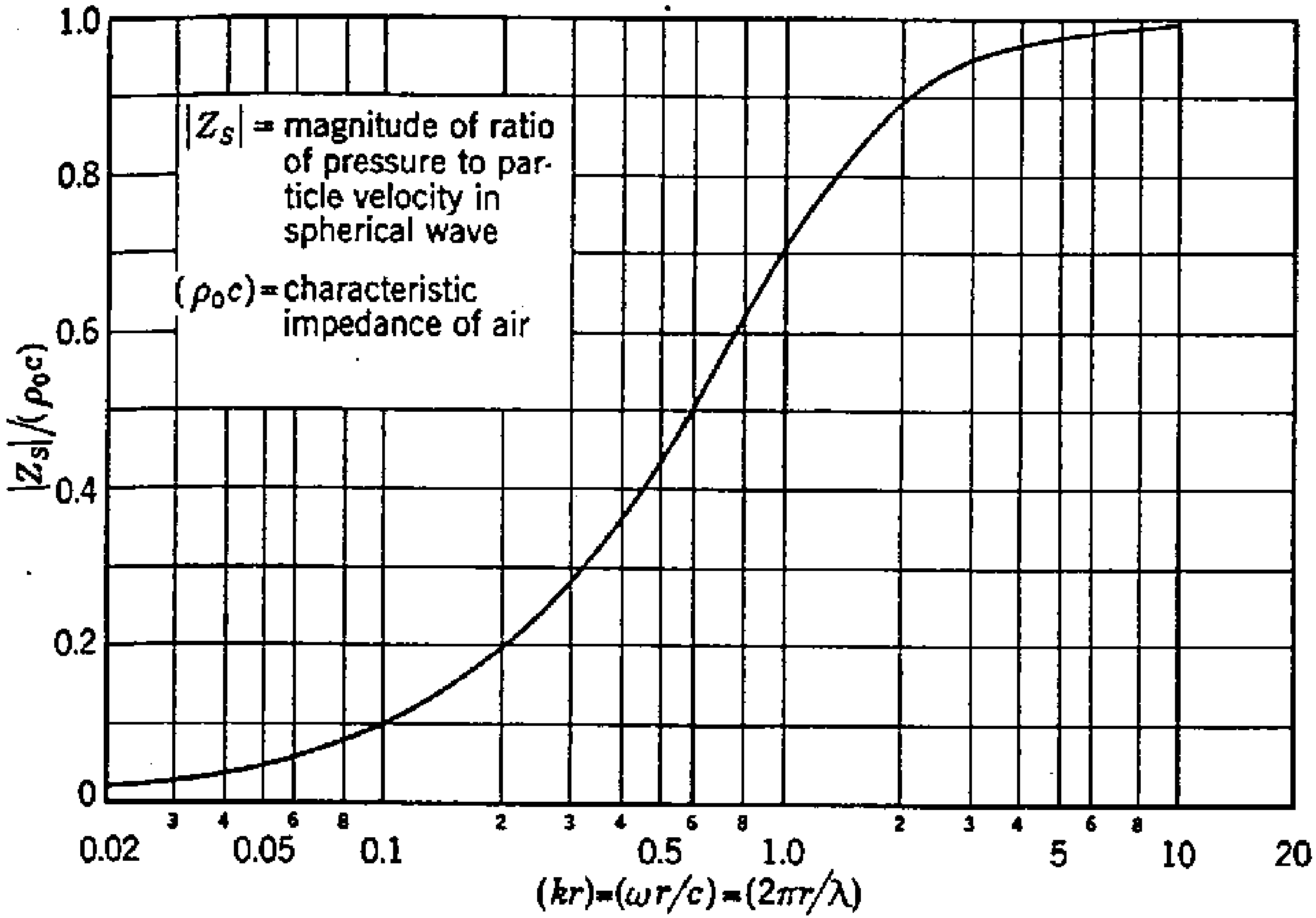
$$Z(r) = \frac{i\omega\rho_0 r}{1+ikr} \quad (r > R)$$

Questa espressione ci dice che, quando r è grande, si ottiene la stessa impedenza dell'onda piana e progressiva, con pressione e velocità in fase.

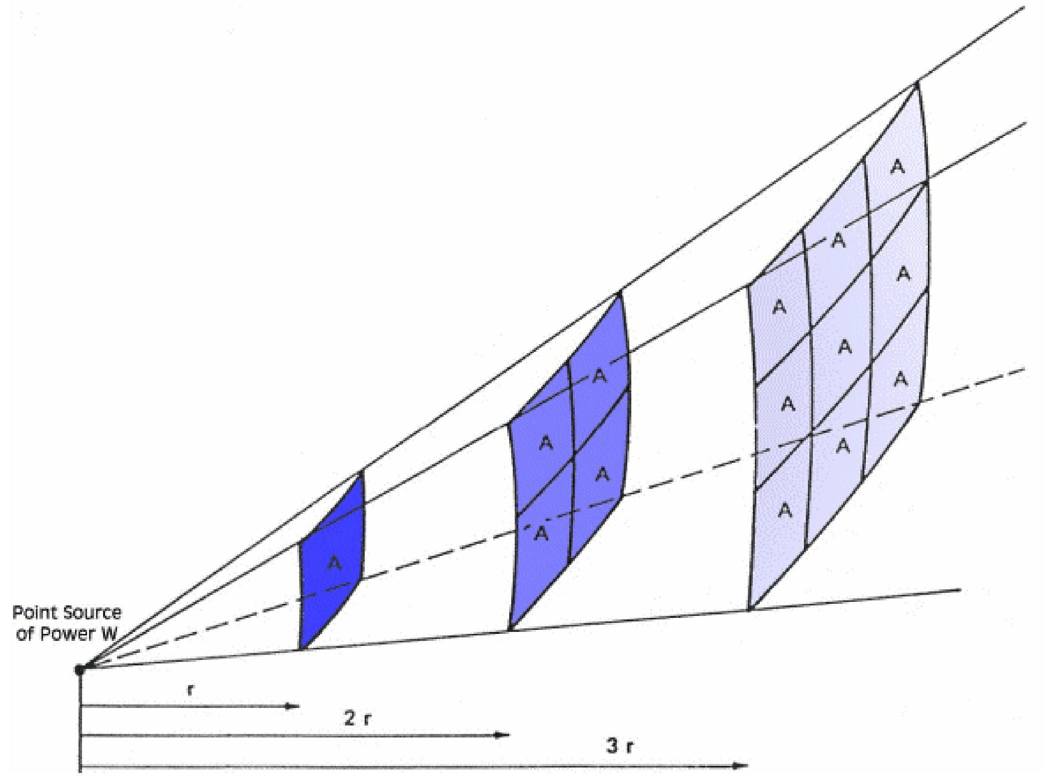
Viceversa, avvicinandosi alla sorgente, il modulo dell'impedenza tende a zero (poca pressione, tanta velocità), e pressione e velocità tendono a sfasarsi di 90°.

Conseguentemente, diventa sempre più difficile per una sfera vibrante di dimensioni piccole rispetto alla lunghezza d'onda comunicare efficacemente energia al campo acustico.

Campo libero: Impedenza



Campo libero: divergenza geometrica



Al crescere della distanza dalla sorgente, aumenta la superficie su cui la potenza sonora emessa si distribuisce

Campo libero: divergenza geometrica

Supponendo che la sorgente emetta una potenza sonora W, si ha:

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

Da cui, passando ai dB:

$$L_I = 10\log\frac{I}{I_0} = 10\log\left(\frac{\frac{W}{4\pi r^2}}{I_0}\right) = 10\log\left(\frac{\frac{W}{4\pi r^2}}{I_0}\frac{W_0}{W_0}\right) = 10\log\frac{W}{W_0} + \cancel{10\log\frac{W_0}{I_0}} + 10\log\frac{1}{4\pi} + 10\log r^{-2}$$

$$\mathrm{L_I} = \mathrm{L_W} - 11 - 20\log \mathrm{r}$$

Campo libero: propagazione

La condizione di **campo libero** presuppone l'assenza di superfici riflettenti ed ostacoli che potrebbero disturbare il fronte d'onda (spazio aperto).

Il campo libero può essere ottenuto in laboratorio, nelle "camere anecoiche", realizzate in modo da ridurre al minimo possibile l'energia riflessa dalle pareti che confinano la camera.

Nel caso di onde acustiche sferiche prodotte da sorgenti puntiformi, il valore del **livello di pressione sonora** L_p alla distanza r dalla sorgente, risulta:

- $L_I = \mathbf{L_p} = L_W - 20 \log r - 11 + 10 \log Q$ (dB)

dove L_W è il *livello di potenza sonora* della sorgente e Q è il *fattore di direttività*.

Si può notare che ad ogni raddoppio della distanza sorgente-ascoltatore, il livello di pressione sonora diminuisce di 6 dB.

Campo libero: direttività (1)

Solitamente un campo acustico generato da una sorgente sonora ha una emissione di energia sonora diversa secondo le varie direzioni, si definisce pertanto il **“fattore di direttività” Q** come:

- $Q = I_\theta / I_0$

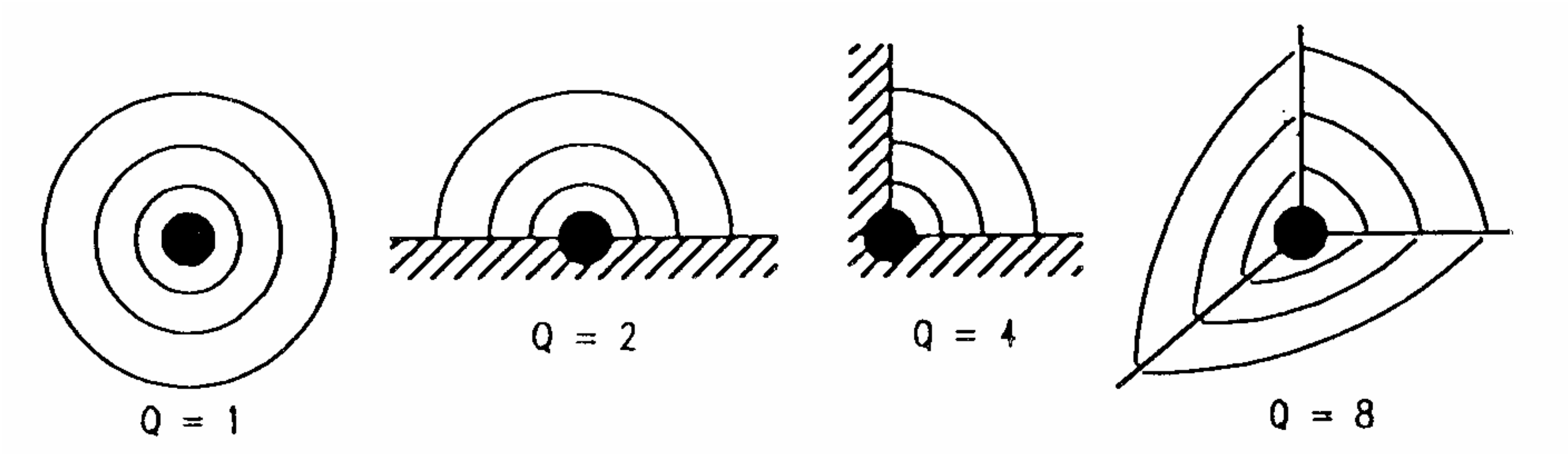
dove I_θ è l’**intensità sonora nella direzione θ** e I_0 è l’**intensità sonora** che avrebbe il campo acustico in quel punto, se la sorgente fosse omnidirezionale.

Oltre a tale valore si definisce anche l’**indice di direttività** *D*, dato dalla relazione:

- $D = 10 \log Q$ (dB)

Occorre notare che il valore di Q dipende dalla frequenza e che normalmente aumenta con essa.

Campo libero: direttività (2)



- $Q = 1 \Rightarrow$ Sorgente puntiforme sferica
- $Q = 2 \Rightarrow$ Sorg. punt. sfer. posta su un piano perfettamente riflettente
- $Q = 4 \Rightarrow$ Sorg. punt. sfer. posta in un angolo tra due sup. riflettenti
- $Q = 8 \Rightarrow$ Sorg. punt. sfer. posta in un angolo tra tre sup. riflettenti

Campo libero: attenuazione in eccesso

Oltre all'attenuazione dovuta alla distanza (- 20 log r), un fronte sonoro che si propaga nel campo libero subisce altre attenuazioni dovute a:

- assorbimento causato dall'aria
- assorbimento causato dalle superfici con cui il fronte viene in contatto (diversi tipi di terreno, alberi e vegetazione)
- condizioni meteorologiche (pioggia, neve, nebbia, velocità del vento, ecc)

per tener conto di tutti questi fenomeni si introduce nella relazione di propagazione un generico termine ΔL, espresso in dB, pertanto si ottiene:

- $L_I = L_p = L_W - 20 \log r - 11 + 10 \log Q - \mathbf{\Delta L}$ (dB)

In genere si tratta di attenuazioni che diventano significative a notevole distanza dalla sorgente.

Campo libero: effetto del gradiente di temperatura

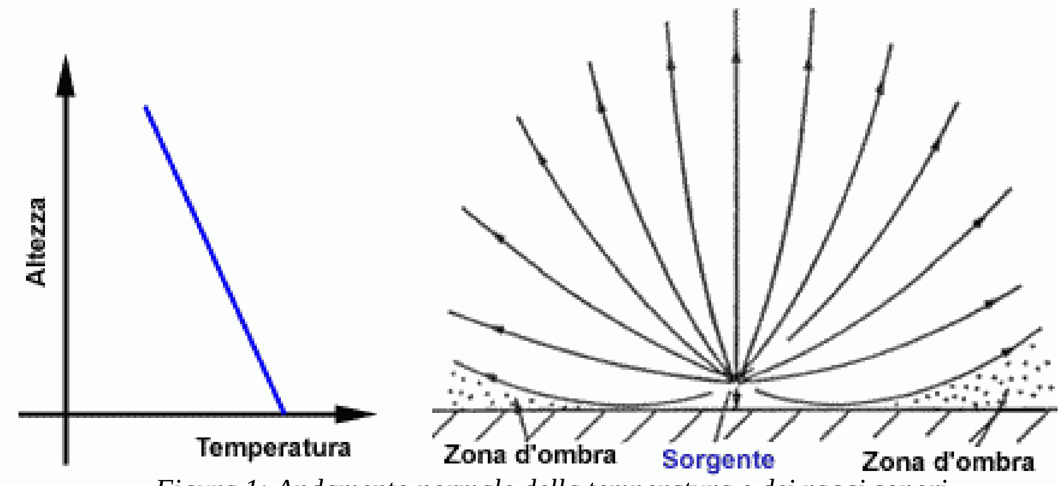


Figura 1: Andamento normale della temperatura e dei raggi sonori

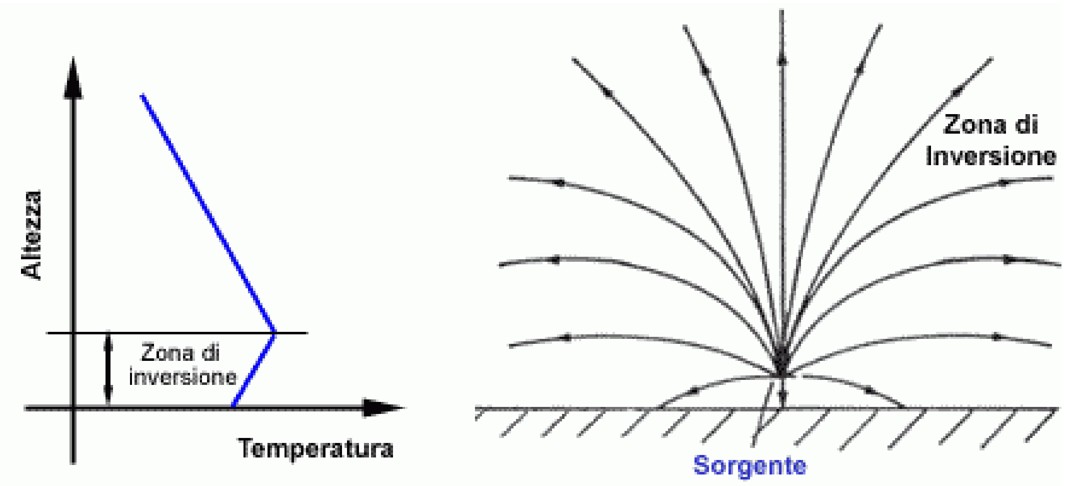


Figura 2: Andamento della temperatura e dei raggi sonori in caso di inversione termica

Campo libero: effetto del gradiente del vento

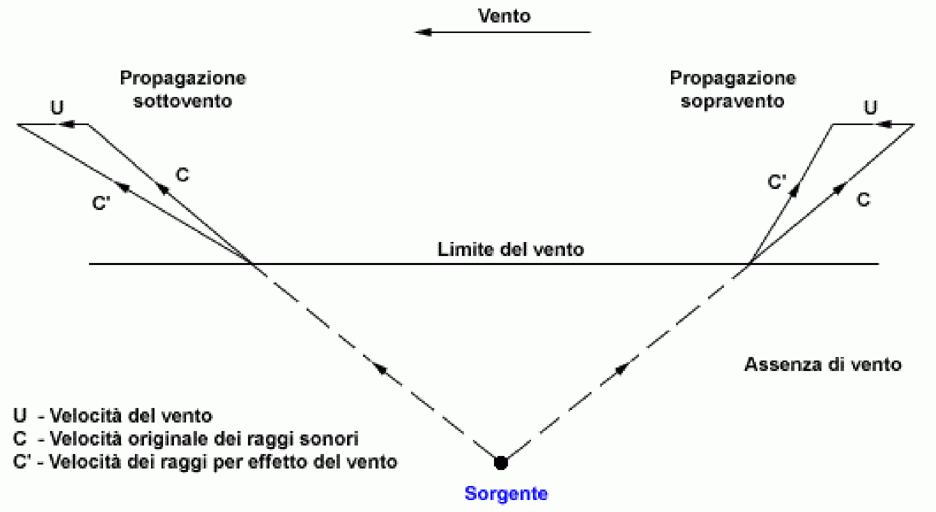


Figura 4: Composizione vettoriale del vento con i raggi sonori

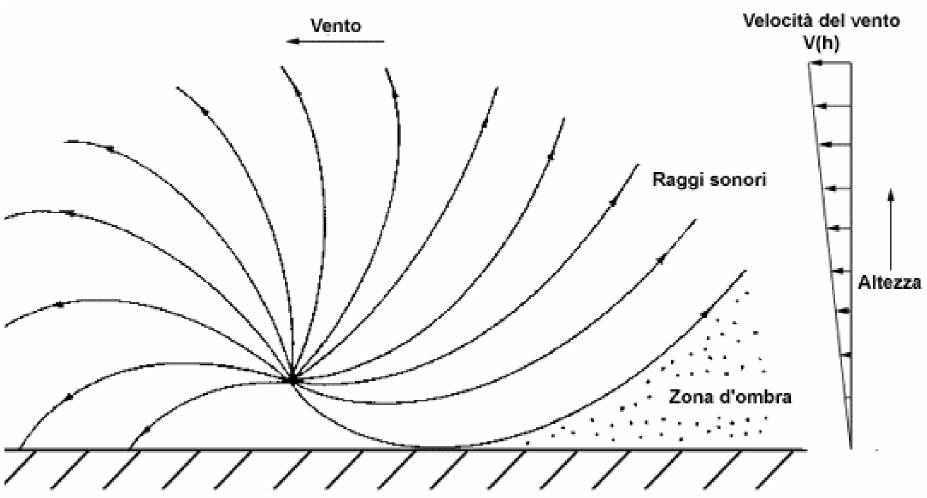


Figura 5: Effetto di curvatura del vento sui raggi sonori

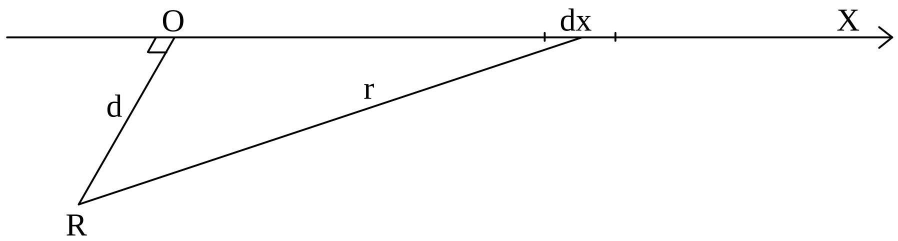
Campo libero: assorbimento dell'aria

Coefficienti di assorbimento acustico dell'aria in dB/km (dalla Norma ISO 9613-1) per alcune combinazioni di temperatura e umidità relativa dell'aria,

		Frequenze centrali di banda di ottava							
T(°C)	***U,R,(%)***	***63***	***125***	***250***	***500***	***1000***	***2000***	***4000***	***8000***
10	70	0,12	0,41	1,04	1,93	3,66	9,66	32,8	117,0
15	20	0,27	0,65	1,22	2,70	8,17	28,2	88,8	202,0
15	50	0,14	0,48	1,22	2,24	4,16	10,8	36,2	129,0
15	80	0,09	0,34	1,07	2,40	4,15	8,31	23,7	82,8
20	70	0,09	0,34	1,13	2,80	4,98	9,02	22,9	76,6
30	70	0,07	0,26	0,96	3,14	7,41	12,7	23,1	59,3

Sorgente Lineare

Per molte sorgenti sonore ha più senso considerare l'ipotesi di sorgente lineare, anzichè di sorgente puntiforme: pensiamo a strade, ferrovie, alla pista degli aeroporti, etc.



Geometria sorgente lineare - ricevitore nel caso di sorgente continua

- in questo caso la propagazione avviene con redistribuzione della potenza sonora su un fronte di propagazione cilindrico:

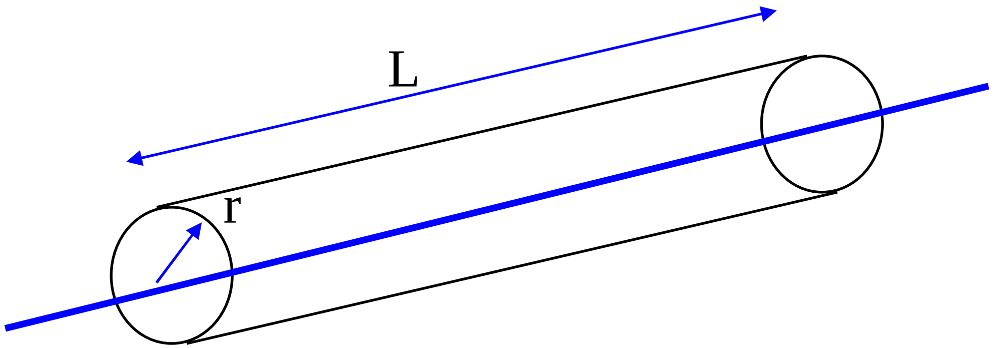
$$L_p = L_{W'} - 10 \log d - 6 \qquad (\text{emissione} \quad \text{incoerente})$$

$$L_p = L_{W'} - 10 \log d - 8 \qquad (\text{emissione} \quad \text{coerente})$$

In cui Lw' è il livello di potenza per metro

Campo Cilindrico Coerente

- La potenza si distribuisce su una superficie cilindrica:



$$I = \frac{W}{S} = \frac{W}{2 \cdot \pi \cdot r \cdot L}$$

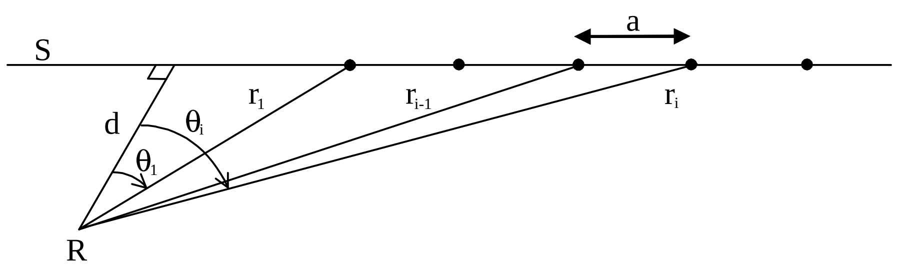
$$L_I = 10 \cdot \lg\left[\frac{I}{I_o}\right] = 10 \cdot \lg\left[\frac{\frac{W}{2 \cdot \pi \cdot r \cdot L}}{I_o}\right] = 10 \cdot \lg\left[\frac{\frac{W}{2 \cdot \pi \cdot r \cdot L}}{I_o} \cdot \frac{W_o}{W_o}\right] = 10 \cdot \lg\left[\frac{W}{L \cdot W_o}\right] - 10 \cdot \lg[2 \cdot \pi] - 10 \cdot \lg[r]$$

$$L_I = L_W' - 8 - 10 \cdot \lg[r]$$

In cui Lw’ e’ il livello di potenza per metro di lunghezza

Sorgente Lineare

Abbiamo anche il caso di una sorgente lineare “discreta”, costituita da una fila di sorgenti puntiformi:



Geometria sorgente lineare - ricevitore nel caso di sorgente discreta

- anche in questo caso la propagazione avviene con redistribuzione della potenza sonora su un fronte di propagazione cilindrico:

$$L_p = L_{Wp} - 10\log(a) - 10\log(d) - 6 \quad [\text{dB}]$$

Per cui il livello cala di soli 3 dB ogni raddoppio di distanza

Sorgente Lineare

La distanza **a** fra i veicoli cresce proporzionalmente alla velocità degli stessi:

$$a = V / N \cdot 1000 \quad [m]$$

In cui V è la velocità in km/h ed N il numero di veicoli/h che transitano

Il livello di potenza Lwp di un veicolo varia con la velocità in questo modo:

- Sino a 50 km/h è sostanzialmente costante

- Fra 50 km/h e 100 km/h cresce linearmente con V (3dB/raddoppio)

- Oltre i 100 km/h cresce con il quadrato di V (6dB/raddoppio)

Si verifica pertanto una situazione per cui la minima rumorosità si sviluppa, a parità di N, ad una velocità intermedia, attorno ai 75 km/h

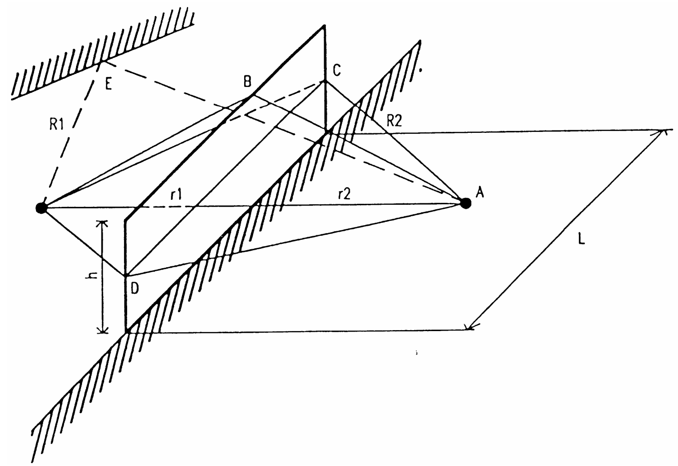
L'evoluzione tecnologica nella costruzione dei veicoli sta portando questo "punto di minimo" a velocità sempre più elevate

Campo libero: barriere acustiche (1)

L’efficienza acustica di una barriera è rappresentata dall’**isolamento acustico** ΔL:

•$\Delta L = (L_{To}) - (L_{Tb})$ (dB)

dove L_{To} e L_{Tb} sono i livelli sonori in un certo punto in assenza ed in presenza della barriera.



Nel caso più generale l’energia acustica emessa dalla sorgente (S) raggiungerà l’ascoltatore (A) attraverso la barriera, seguendo i diversi percorsi:

- diffrazione sul bordo superiore e sui bordi laterali della barriera (B,C,D),

- trasmissione attraverso lo schermo (SA),

- riflessioni e diffrazioni prodotte da sup. investite dal campo acustico della sorgente (SEA).

Campo libero: barriere acustiche (2)

Nel caso di una barriera di altezza *h* ed infinitamente lunga, l'energia che raggiunge l'ascoltatore è quella trasmessa per diffrazione e l'isolamento della barriera può essere valutato attraverso la relazione:

- $\boldsymbol{\Delta L_d}$ = 10 log (3+20 N) per N>0 (sorg. puntiforme)
- $\boldsymbol{\Delta Ld}$ = 10 log (2+5.5 N) per N>0 (sorg. lineare)

dove N rappresenta il *numero di Fresnel* definito dalla relazione:

- $N = 2\, \delta/\lambda = 2\,(SB + BA - SA)/\lambda$

essendo λ la *lunghezza d'onda* della perturbazione sonora e δ la *diff. di cammino*.

Campo libero: barriere acustiche (3)

Se la barriera presenta una lunghezza finita, occorre considerare anche la diffrazione attraverso i bordi laterali della barriera (N1, N2) e si scriverà:

- $\mathbf{\Delta L} = \Delta L_d - 10 \log (1 + N/N_1 + N/N_2)$ (dB)

valida per valori di N, N_1, $N_2 > 1$.

Per ridurre l'influenza della diffrazione laterale (<2 dB), occorre che la larghezza della barriera sia almeno uguale a 4 o 5 volte la sua altezza effettiva.

Grafico relazione di Maekawa sorgente puntiforme

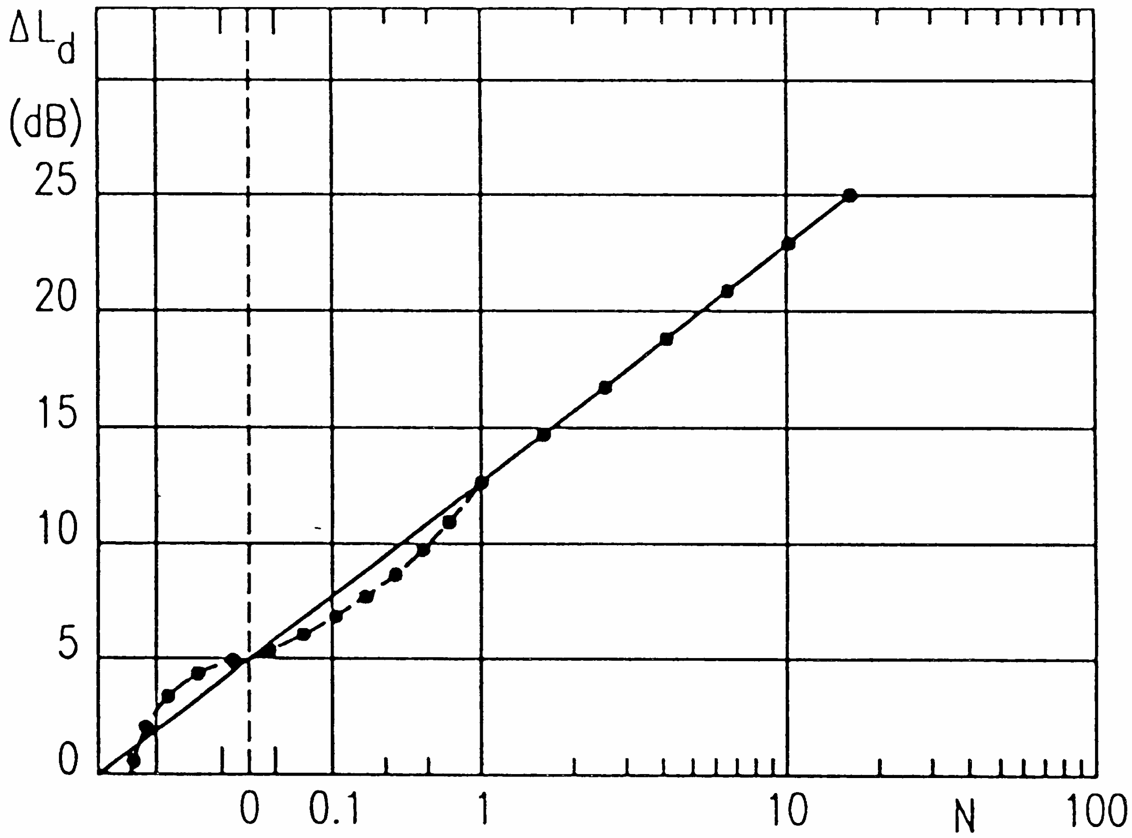
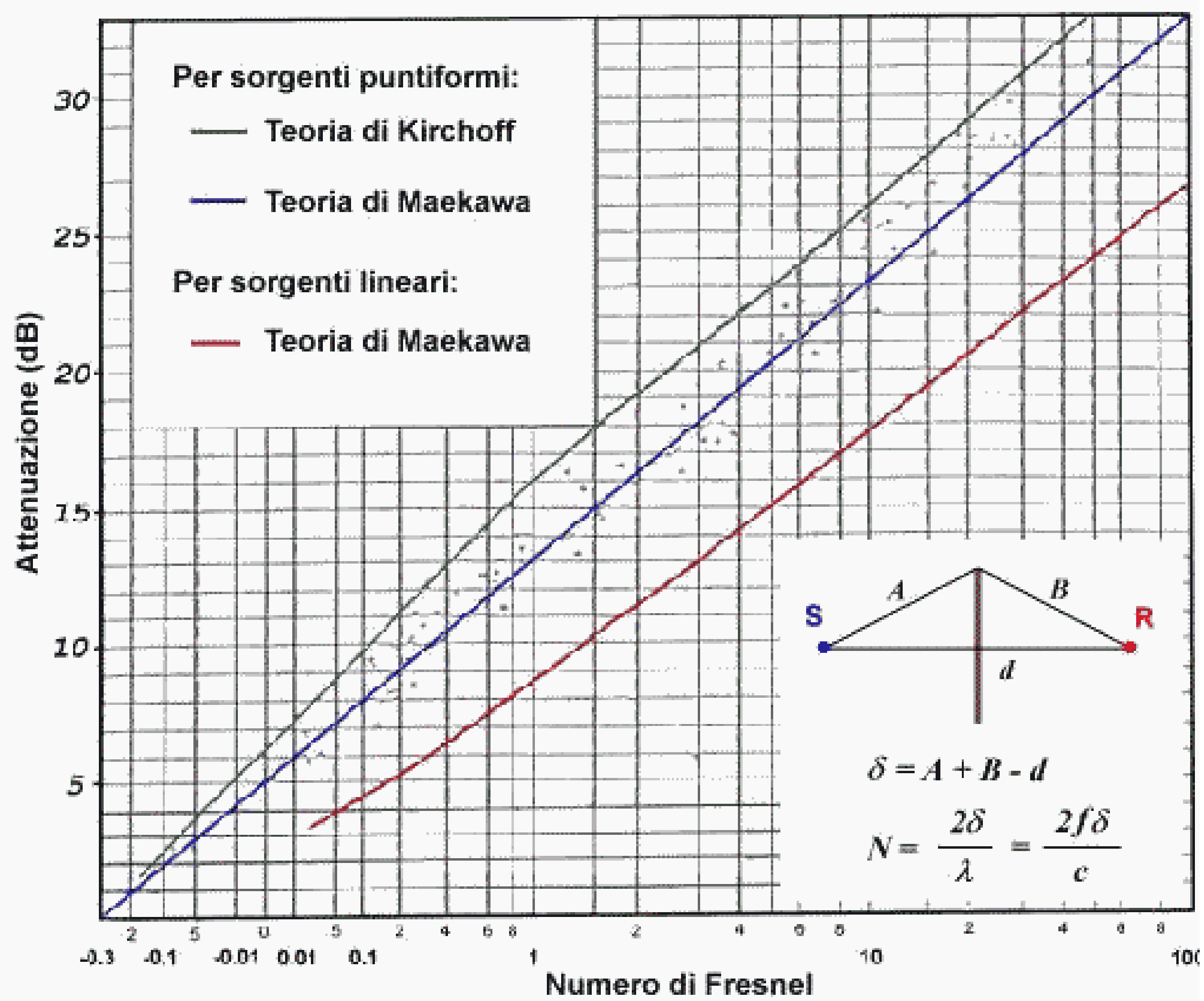


Grafico relazione di Maekawa



Campo libero: barriere acustiche (4)

Osservazioni:

Il valore dell'abbattimento acustico di una barriera dipende dalla frequenza del suono emesso dalla sorgente:

- minore è la frequenza $\Rightarrow$ minore è l'abbattim. acustico ottenibile.

Per poter giungere ad una previsione della attenuazione acustica ottenibile da una barriera è quindi indispensabile conoscere lo spettro sonoro emesso dalla sorgente; in questo caso è possibile giungere ad un valore globale dell'isolamento acustico della barriera in funzione dei soli parametrici geometrici del sistema sorgente-barriera-ascoltatore.