Capitolo 1

Il suono e l'equazione delle onde

Il suono è una perturbazione, prodotta da una sorgente, che si propaga in un mezzo elastico provocandone una variazione locale di pressione ed uno spostamento di particelle, tale da poter essere rilevata da una persona o uno strumento.

I meccanismi di generazione del suono sono le vibrazioni di corpi solidi, come nel caso di strumenti musicali a corde o a percussioni, oppure turbolenze d'aria, come avviene per gli strumenti a fiato o a canne.

Il suono necessita di un mezzo all'interno del quale propagarsi; la velocità di propagazione dell'onda, indicata solitamente con *c*, è diversa dalla velocità locale delle particelle, che oscillano attorno alla loro posizione di equilibrio.

Data la natura prettamente tecnica del corso, votato alla normativa ambientale, risulta utile stabilire la differenza tra suono e rumore: un rumore è un particolare suono, le cui caratteristiche di frequenza, livello e variabilità nel tempo lo rendono fastidioso, disturbante o addirittura dannoso, causa di ipoacusia o altro.

Mentre il fastidio non è oggettivabile, il disturbo può essere misurato mediante ecg, eeg... e si distingue dal danno, che invece lascia effetti irreversibili.

1.1 L'equazione delle onde

La pressione totale in un mezzo elastico può essere espresso come la somma di due termini, uno costante che esprime la pressione media P_0 del mezzo ed un termine perturbativo $p(x,\, y,\, z,\, t)$. Nell'aria, ad esempio, la pressione $P_0 \approx 10^5$ Pa, mentre le variazioni di pressione, nel caso di suoni udibili, vanno dai 20 μPa a 10 Pa, che è la soglia del dolore alla frequenza di 1000 Hz.

L'equazione che descrive la propagazione del suono può essere calcolata a partire dall'equazione di Newton applicata ad un volumetto elementare del mezzo $dV = dxdydz$.

Al prim'ordine, considerando un'onda monodimensionale diretta lungo l'asse *x*, l'unico contributo non nullo alla forza agente è dato da:

$$F = -\frac{\partial p}{\partial x} dxdydz = -\frac{\partial p}{\partial x} dV$$

da cui, dividendo per il volume, si ottiene la forza per unità di volume:

$$\frac{F}{dV} = -\frac{\partial p}{\partial x}$$

e, usando la legge di Newton $F = M\frac{dv}{dt}$:

$$\frac{M}{dV}\frac{dv}{dt} = \rho\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x}$$

l'equazione del moto del volumetto è data quindi da:

$$\rho\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x} \tag{1.1}$$

Nell'ipotesi in cui non avvengano scambi di calore, è possibile utilizzare l'equazione di stato per scrivere la relazione tra pressione e volume. L'equazione per le trasformazioni adiabatiche impone, nel piano P-V, che:

$$P_0V_0^{\gamma} = (P_0 + p)(V_0 + \Delta V)^{\gamma} = P_0V_0\left(1 + \frac{p}{P_0}\right)\left(1 + \frac{\Delta V}{V_0}\right)^{\gamma} \tag{1.2}$$

dove p e ΔV sono le variazioni di pressione e volume rispetto ai valori iniziali P_0 e V_0 e $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$. L'equazione 1.2 può essere riscritta come:

$$\left(1 + \frac{p}{P_0}\right) = \left(1 + \frac{\Delta V}{V_0}\right)^{-\gamma} \tag{1.3}$$

Per piccole variazioni, ovvero $p \ll P_0$ e $\Delta V \ll V_0$, si può sviluppare l'equazione 1.3 utilizzando l'approssimazione $(1 + x)^{\alpha} \approx 1 + \alpha x + o(x^2)$:

$$\frac{p}{P_0} = -\gamma\frac{\Delta V}{V_0} \rightarrow p = -\gamma\frac{P_0}{V_0}\Delta V \tag{1.4}$$

che lega la variazione di pressione *p* alla variazione di volume di un volumetto elementare del mezzo.

Il volumetto ha una superficie esposta all'onda di pressione pari a $S = dydz$. Nel caso di un'onda piana, ovvero avente fronti d'onda piani ed ortogonali all'asse di propagazione *x*, vale il seguente legame tra lo spostamento locale di particelle in x $u(x)$ e quello in $x + dx$, dato da $u + \delta u = u(x) + \frac{\partial u}{\partial x}dx$.

La variazione di volume, dovuta allo spostamento non omogeneo delle particelle lungo l'asse *x* nel volumetto, è data da:

$$\Delta V = \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right) dxS \tag{1.5}$$

Sostituendo nell'equazione 1.4 si ottiene quindi:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{p}{\gamma P_0} \tag{1.6}$$

Utilizzando l'equazione del moto 1.1 e $\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$:

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -\frac{\partial p}{\partial x} \tag{1.7}$$

Derivando rispetto ad *x*, si ottiene:

$$\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \tag{1.8}$$

ed effettuando la sostituzione 1.6 otteniamo l'equazione delle onde di pressione:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \tag{1.9}$$

dove

$$c = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho}} \tag{1.10}$$

è la velocità dell'onda nel mezzo. Un'equazione simile si ottiene, con simili passaggi, per lo spostamento locale delle particelle del mezzo.

Le soluzioni dell'equazione 1.9 sono chiamate onde.

1.2 La velocità del suono in aria

La velocità del suono in un mezzo è funzione del rapporto c_p/c_v, della pressione media P_0 e della sua densità ρ. Utilizzando la legge dei gas perfetti, è possibile ricavare l'andamento della velocità del suono in funzione della temperatura $c(T)$.

Ricaviamo, dalla legge dei gas perfetti, la relazione tra densità e le quantità termodinamiche:

$$P_0 V = \frac{M}{M_M} R T_0 \tag{1.11}$$

dove M_M è la massa molare. Ricavando dalla 1.11 il rapporto $\frac{M}{V} = \rho$:

$$\rho = \frac{P_0}{T_0} \frac{M_M}{V} \tag{1.12}$$

che, sostituita nella 1.10 fornisce la dipenda della velocità del suono dalla temperatura espressa in Kelvin:

$$c(T_0) = \sqrt{\frac{\gamma T_0}{M_M R}} \tag{1.13}$$

questa relazione è nota come formula di Laplace. Dato che in aria $\gamma = 1.4$ e $M_M = 29$ kh/kmol, otteniamo per la velocità del suono la relazione:

$$c(T_0) = 20.04\sqrt{T_0} \qquad [\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}] \tag{1.14}$$

Esprimendo la temperatura in gradi centigradi, otteniamo la seguente formula approssimata:

$$c(\theta) = 331.2 + 0.6\theta \qquad [\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}] \tag{1.15}$$

dove θ è la temperatura in gradi centigradi.

1.3 Proprietà delle onde sonore

Un'onda è caratterizzata da una frequenza f ed una lunghezza d'onda λ. La frequenza è una proprietà della sorgente, mentre la lunghezza d'onda dipende dalla velocità del suono del mezzo in cui l'onda si propaga, tramite la relazione:

$$\lambda = \frac{c}{f} \tag{1.16}$$

La lunghezza d'onda è la minima distanza tra due creste o tra due ventri dell'onda.

Alla temperatura di 23°C, la velocità del suono è pari a 345 m/s; pertanto, un suono alla frequenza di 100 Hz avrà una lunghezza d'onda di 3.45 m, 1000 Hz corrisponderà a 0.345 m, mentre, ovviamente, un suono a 10 kHz avrà una lunghezza d'onda di 0.0345 m.

Mentre la frequenza è una proprietà della sorgente, la lunghezza d'onda è la quantità da tenere in considerazione per effetti diffrattivi, in quanto sono ostacoli per la propagazione di un'onda sonora soltanto oggetti di dimensioni caratteristiche paragonabili alle lunghezze d'onda in gioco.

Una soluzione dell'equazione 1.9 è rappresentata dalle onde piane, rapprensentata da una combinazione lineare di funzioni del tipo $f(t - \frac{x}{c}) + g(x + \frac{x}{c})$, dove la f rappresenta un'onda progressiva e la g un'onda regressiva.

Questa terminologia risulta più chiara effettuando il calcolo del fronte d'onda di un'onda di tipo progressiva, ovvero del calcolo della coppia $(x,\ t)$ in cui l'onda assume il medesimo valore:

$$f(t_0 - \frac{x_0}{c}) = f(t_1 - \frac{x_1}{c}) \to c(t_1 - t_0) = x_1 - x_0$$

ovvero $c\Delta t = \Delta x$: un'onda progressiva, nel tempo Δt, ha percorso una distanza (positiva, allontanandosi quindi dalla sorgente) pari a $c\Delta t$. Il calcolo per un'onda regressiva è il medesimo, a patto di cambiare il segno della distanza percorsa.

Utilizzando una terminologia derivata dall'ottica, si definisce un'onda piana monocromatica un'onda la cui frequenza è fissata:

$$p = A\cos\left[2\pi f\left(t - \frac{x}{c}\right) + \phi\right] = A\cos\left[\omega t - kx + \phi\right] \tag{1.17}$$

dove $\omega = 2\pi f$ è la frequenza angolare e $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$ è il vettore d'onda.

1.3.1 Impedenza acustica

In questo paragrafo si affronta la relazione tra *p* e *v*. Per un'onda piana monocromatica, tale che $p = f(t - \frac{x}{c})$. Se si pone $y = t - \frac{x}{c}$, risulta:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} f(y) = f'(y) \frac{\partial y}{\partial t} = f'(y) \\ \frac{\partial}{\partial x} f(y) = f'(y) \frac{\partial y}{\partial x} = -\frac{1}{c} f'(y) \end{cases} \tag{1.18}$$

Dall'equazione del moto 1.1, utilizzando le formule 1.18, otteniamo:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{1}{\rho c} f'(t - \frac{x}{c}) = \frac{1}{\rho c} \frac{\partial}{\partial t} f(t - \frac{x}{c})$$

ovvero:

$$v = \frac{1}{\rho c} f(t - \frac{x}{c}) = \frac{1}{\rho c} p \tag{1.19}$$

Il rapporto tra pressione e velocità locale delle particelle nel caso di onde piane, detto impedenza acustica caratteristica del mezzo vale quindi:

$$Z_0 = \frac{p}{v} = \rho c$$

e in aria assume il valore di circa 407 $\mathrm{Pa} \cdot \mathrm{m/s^2}$= 407 Rayl.

1.3.2 Intensità e densità di energia

Si prenda un campo di pressione *p* proveniente da un'onda piana, che agisce su uno strato di area unitaria del mezzo. Nel tempo *dt*, le particelle vengono quindi spostate di una quantità *dx* = *vdt*. Il lavoro effettuato dall'onda, pertanto, è *dL* = *pvdt*.

L'intensità *I* è definita come l'energia trasferita all'unità di superficie nell'unità di tempo, ovvero:

$$I = pv \tag{1.20}$$

per un'onda monocromatica:

$$I = A_v A_p \cos^2 \left(\omega \left(t - \frac{x}{c} \right) \right) \tag{1.21}$$

dove A_v ed A_p indicano l'ampiezza dell'oscillazione di velocità e pressione. L'intensità mediata su un periodo è quindi:

$$\langle I \rangle = \frac{A_p A_v}{2} = \frac{A_p^2}{2\rho c} \tag{1.22}$$

dove nell'ultimo passaggio si è fatto uso della relazione 1.19.

Se si usa la definizione di valore efficace: $p_{eff}^2 = \int_0^T p^2(t) dt$, è chiaro che per segnali sinusoidali del tipo 1.17 il valore efficace è: $p_{eff} = \frac{A_p}{\sqrt{2}}$, che, sostituito nella 1.22, fornisce:

$$\langle I \rangle = \frac{p_{eff}^2}{\rho c} \tag{1.23}$$

L'intensità dell'onda, essendo un'energia per unità di tempo e superficie, è misurata in $\mathrm{W/m^2}$.

La densità di energia, per un'onda piana, è calcolabile mediante il seguente ragionamento.

In un secondo, l'onda percorre una distanza pari a c. L'energia dell'onda avrà coperto la stessa distanza, per cui la densità di energia è pari a:

$$D = \frac{\langle I \rangle}{c} = \frac{p_{eff}^2}{\rho c^2} \tag{1.24}$$

1.3.3 Potenza della sorgente

In caso di assenza di assorbimento di energia da parte del mezzo in cui si propaga l'onda, sorgente puntiforme isotropa, ovvero omnidirezionale, ha una potenza definita da:

$$W = \int_S I_s dS = 4\pi r^2 I_S$$

infatti, se la sorgente è omnidirezionale, l'intensità dipenderà soltanto dalla distanza dalla sorgente, e non dall'angolo rispetto all'orizzontale.

Nel caso di sorgente omnidirezionale di fissata potenza W, allora:

$$I = \frac{W}{4\pi r^2} \tag{1.25}$$

1.4 Il decibel

Il decibel è una quantità adimensionale, definita a partire da una grandezza misurata A:

$$\mathrm{dB} = 10 \log_{10} \left(\frac{A}{A_0} \right) \tag{1.26}$$

dove A_0 è una grandezza di riferimento, atta a rendere adimensionale l'argomento del logaritmo. Il logaritmo è da intendersi sempre in base 10, e pertanto verrà omessa la base.

Per motivi che risulteranno chiari più avanti, è comodo definire i livelli di intensità, potenza e pressione come:

$$\begin{cases} L_I = 10 \log \frac{I}{I_0} \\ L_w = 10 \log \frac{W}{W_0} \\ L_p = 10 \log \frac{p_{eff}^2}{p_0^2} \end{cases} \tag{1.27}$$

dove $I_0 = 10^{-12}\ \mathrm{W/m^2}$, $W_0 = 10^{-12}$ W e $p_0 = 20\,\mu$Pa. Il valore $p_0 = 20\,\mu$Pa è la soglia di udibilità alla frequenza di 1000 Hz.

1.4.1 Legami tra i livelli

Data una sorgente omnidirezionale, per cui valga l'equazione 1.25, dividendo entrambi i membri per 10^{-12} otteniamo:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{W}{W_0}\frac{1}{4\pi r^2}$$

convertito in dB:

$$L_I = L_W + 10\log\frac{1}{4\pi r} = L_W - 20\log r - 10\log 4\pi$$

da cui la relazione tra livello di intensità a distanza *r* dalla sorgente e la potenza di una sorgente puntiforme omnidirezionale:

$$L_I = L_W - 20\log r - 11 \tag{1.28}$$

una relazione analoga vale per sorgenti lineari, verrà trattata più avanti.

Dall'equazione 1.23, invece, si ottiene:

$$L_I = 10\log\frac{p_{eff}^2}{\rho c I_0} = 10\log\frac{p_{eff}^2}{p_0^2}\frac{p_0^2}{\rho c I_0} = 10\log\frac{p_{eff}^2}{p_0^2} + 10\log\frac{p_0^2}{\rho c I_0}$$

resta da valutare il secondo addendo. Numericamente, in aria $Z = \rho c = 407$ rayl, $p_0^2 = 400 \times 10^{-12}\,\mathrm{Pa}^2$, $I_0 = 10^{-12}$ $\mathrm{W/m^2}$; il secondo addendo allora assume un valore nullo: $10\log\frac{p_0^2}{\rho c I_0} = 10\log\frac{400\times10^{-12}}{407\times10^{-12}} \approx 10\log 1 = 0$ dB.

Quindi, in aria, per temperature non troppo distanti dalla temperatura ambiente, si può assumere

$$L_I = L_p \tag{1.29}$$

Ad ogni modo, tutti i testi di Acustica riportano valori correttivi già tabulati in funzione della temperatura dell'aria.

1.4.2 Sorgenti lineari

Una sorgente lineare, che emette una certa potenza per unità di lunghezza $\sigma = W/L$, produce a distanza *r* un'onda di intensità sonora ricavabile come integrale su una superficie cilindrica di lughezza *l* e raggio *r* attorno la sorgente:

$$I = \frac{\sigma}{2\pi r} = \frac{W}{L}\frac{1}{2\pi r} \tag{1.30}$$

Portando l'espressione in dB:

$$L_I = L_{W'} - 10\log 2\pi - 10\log r = L_{W'} - 10\log r - 8 \tag{1.31}$$

1.4.3 Campo acustico libero

Uno spazio in cui il suono si propaghi in modo illimitato senza ostacoli è detto campo libero. A questo punto si rende necessaria un'osservazione. Data una sorgente reale, caratterizzata da una lunghezza caratteristica L, che emette un suono a frequenza f, le relazioni 1.28 e 1.31 sono sempre valide, anche in prossimità della sorgente?

La risposta non può che essere negativa: le leggi ricavate in precedenza sono valide sono nel regime detto *campo lontano*, in cui la dimensione della sorgente e e l'inverso del vettore d'onda del suono emesso $\nu^{-1} = \frac{\lambda}{2\pi}$ sono piccoli rispetto alla distanza da essa.

1.4.4 Somma di livelli di pressione

In un punto dello spazio sono presenti due onde sinusoidali, $p_1(t) = A_1 \cos(2\pi f_1 t)$ e $p_2(t) = A_2 \cos(2\pi f_2 t + \phi)$.

Il loro valore efficace, ricavabile dalla definizione, è pari a $p_{eff_i} = \frac{1}{\sqrt{2}} A_i$, e pertanto è possibile ricavare il livello di pressione associato ad ogni singola onda:

$$L_i = 10 \log(\frac{p^2_{eff_i}}{p^2_0}) = 10 \log(\frac{A^2_i}{2p^2_o}) \tag{1.32}$$

La somma dei due livelli, tuttavia, non è così semplice come si può pensare in un primo momento. La stessa esperienza comune suggerisce il contrario: se un passaggio di un veicolo singolo produce un livello sonoro di 80 dB(A), non ci si aspetta che due veicoli assieme ne producano 160!

Si deve ricordare infatti che nella definizione di livello di pressione entra in gioco il valore RMS della pressione: due onde p_1 e p_2 producono nel punto P un'onda di pressione espressa come somma delle singole onde:

$$p(t) = p_1(t) + p_2(t) = A_1 \cos(2\pi f_1 t) + A_2 \cos(2\pi f_2 t + \phi) \tag{1.33}$$

questa è la pressione di cui si deve valutare il valore RMS. Partendo dal quadrato della formula 1.33, si ottiene:

$$p^2(t) = A_1^2 \cos^2(2\pi f_1 t) + A_2^2 \cos^2(2\pi f_2 + \phi) + 2A_1 A_2 \cos(2\pi f_1 t) \cos(2\pi f_2 t + \phi) \tag{1.34}$$

Ricavando L_i dalla 1.32:

$$p^2(t) = 2p_0^2(10^{\frac{L_1}{10}} \cos^2(2\pi f_1 t) + 2 \cdot 10^{\frac{L_2}{10}} \cos^2(2\pi f_2 t + \phi) + 2 \cdot 10^{\frac{L_1 + L_2}{10}} \cos(2\pi f_1 t) \cos(2\pi f_2 t + \phi)) \tag{1.35}$$

In questa relazione, si riconosce la presenza del termine di interferenza, dato dal doppio prodotto. Per rumori tipici dell'acustica ambientale, caratterizzati da fasi relative casuali e frequenze diverse, il termine di interferenza è nullo, e si ottiene:

$$p^2_{eff} = p^2_{eff_1} + p^2_{eff_2} \rightarrow L_p = 10 \log(\frac{p^2_{eff}}{p^2_0}) = 10 \log(\frac{p^2_{eff_1} + p^2_{eff_2}}{p^2_0}) = 10 \log(10^{0.1 \cdot L_1} + 10^{0.1 \cdot L_2}) \tag{1.36}$$

da cui, generalizzando:

$$L_p = 10 \log \left(\sum_i 10^{\frac{L_i}{10}} \right) \tag{1.37}$$

1.4.5 Fenomeni di interferenza

Due onde di ampiezza A_1 ed A_2 hanno stessa frequenza f ma presentano una differenza di fase ϕ. Dalla relazione 1.35:

$$p^2 = 2(p^2_{eff1} \cos^2(2\pi ft) + p^2_{eff2} \cos^2(2\pi ft + \phi) + 2p_{eff1}p_{eff2} \cos(2\pi ft) \cos(2\pi ft + \phi))$$

che per i valori efficaci diventa:

$$p^2_{eff} = p^2_{eff1} + p^2_{eff2} + 2p_{eff1}p_{eff2} \int_0^T \cos(2\pi ft) \cos(2\pi ft + \phi) dt$$

Usando le formule di Werner: $\cos a \cos b = \frac{1}{2} [\cos(a + b) + \cos(a - b)]$, l'integrale viene scomposto nella somma di due termini, uno che dipende dal $\cos(4\pi ft)$, quindi nullo su un periodo, ed un altro uguale a $\int_0^T \frac{1}{T} \cos(\phi) dt = \cos \phi$.

Quindi si ottiene la nota formula dell'interferenza di due onde:

$$p^2_{eff} = p^2_{eff1} + p^2_{eff2} + 2p_{eff1}p_{eff2} \cos \phi \tag{1.38}$$

1.4.6 Battimenti

Il battimento è dovuto all'interferenza tra due onde sinusoidali di diversa e vicina frequenza. La pressione in un punto, per onde di ampiezza unitaria, può essere espressa come:

$$p_{tot} = \cos(2\pi f_1 t) + \cos(2\pi f_2 t)$$

ed, utilizzando le formule di prostaferesi:

$$p_{tot} = 2 \cos(2\pi \left(\frac{f_1 + f_2}{2} \right) t) \cos(2\pi \left(\frac{f_1 - f_2}{2} \right) t)$$

L'intensità dell'onda è proporzionale al quadrato della pressione, per cui:

$$I \alpha \cos^2(2\pi \left(\frac{f_1 + f_2}{2} \right) t) \cos^2(2\pi \left(\frac{f_1 - f_2}{2} \right) t) = \cos^2(2\pi ft) \cos^2(2\pi Ft)$$

dove $f = \frac{f_1 + f_2}{2}$ ed $F = \frac{f_1 - f_2}{2}$.

Se $F \ll f$, si può esprimere la somma dei due suoni come un suono di frequenza intermedia, pari a f , la cui ampiezza sia modulata alla frequenza molto più bassa F.

Esercizi Capitolo 1

1. *L'errore di Newton.* Isaac Newton fu il primo a ricavare una formula per velocità del suono nell'aria. Egli, tuttavia, ipotizzò che le trasformazioni termodinamiche alla base del processo fossero isoterme, trovando un valore inferiore del 18% rispetto al valore misurato sperimentalmente. Ritrovare il risultato di Newton, seguendo il ragionamento esposto nel testo.

2. *Campi vicini e lontani. Si* calcoli la regione in cui vale il campo lontano, ovvero della regione in cui valgono le condizioni $r \gg \frac{\lambda}{2\pi}$ e $r \gg l$ per ogni banda di terzi d'ottava. Come varia il raggio del campo vicino in funzione della distanza rispetto alla sorgente?

3. *Un problema inverso.* Una sorgente omnidirezionale produce un livello di pressione a 2 m pari a 90 dB(A). Calcolare il livello di pressione ad una distanza di 10 m.

4. *Il semipiano riflettente.* Una sorgente omnidirezionale è poggiata sul piano $x = 0$, e possiede un indice di direttività pari a 2 nel piano $x > 0$. In un punto distante 10 m dalla sorgente, nella zona di ascisse positive, si misura un L_p pari a 65 dB. Calcolare la potenza della sorgente W. Si osservi che considerare l'indice di direttività pari a 2 equivale a considerare il piano $x = 0$ come una superficie completamente riflettente.

5. *L'autostrada ideale.* Un'autostrada è percorsa da una fila uniforme di soli autocarri, la cui potenza sonora è pari a $L_W = 100$ dB. Sapendo che la velocità media degli autocarri nel tratto è pari a 80 km/h, e che il flusso orario di veicoli è pari a 1000 veicoli/h, si calcoli il livello sonoro ad un ricettore posto a 50 m di distanza dall'autostrada.

6. *Somme con fase.* Due casse acustiche emettono un segnale sinusoidale pilotato dallo stesso generatore. In un certo punto dello spazio le due casse separatamente danno un livello di pressione sonora pari a 75 e 78 dB con una fase relativa di 30 gradi. Determinare il livello di pressione totale in quel punto. Cosa serve per conoscere il livello di pressione pesato A in quel punto?

7. *Onde piane e riflessioni.* Un'onda di pressione piana di frequenza f avente ampiezza $\hat{p}$ incide su un piano completamente riflettente con un'angolo di incidenza pari ad α. Calcolare il livello di pressione in funzione della distanza z dal piano e ricostruire le frange di interferenza acustica.

8. *Tubo di Kundt.* Un pistone si muove con legge sinusoidale a frequenza f all'interno di un lungo condotto a pareti rigide. L'altra estremità del condotto è chiusa da una terminazione piana e rigida. Si calcoli il campo di pressione all'interno del tubo.