

# Propagazione di onde in un mezzo gassoso

La propagazione di onde in un mezzo gassoso viene trattata analiticamente in modi diversi a seconda delle ipotesi semplificative che si adottano nella risoluzione delle equazioni di conservazione di massa, energia e quantità di moto.

L'approccio può essere via via più complesso a seconda che si considerino:

- 1) le approssimazioni dell'acustica;
- 2) la meccanica di un fluido comprimibile;
- 3) la gasdinamica di un fluido comprimibile.

Si considera l'approssimazione dell'acustica quando la velocità del fluido è estremamente piccola in confronto alla velocità del suono.

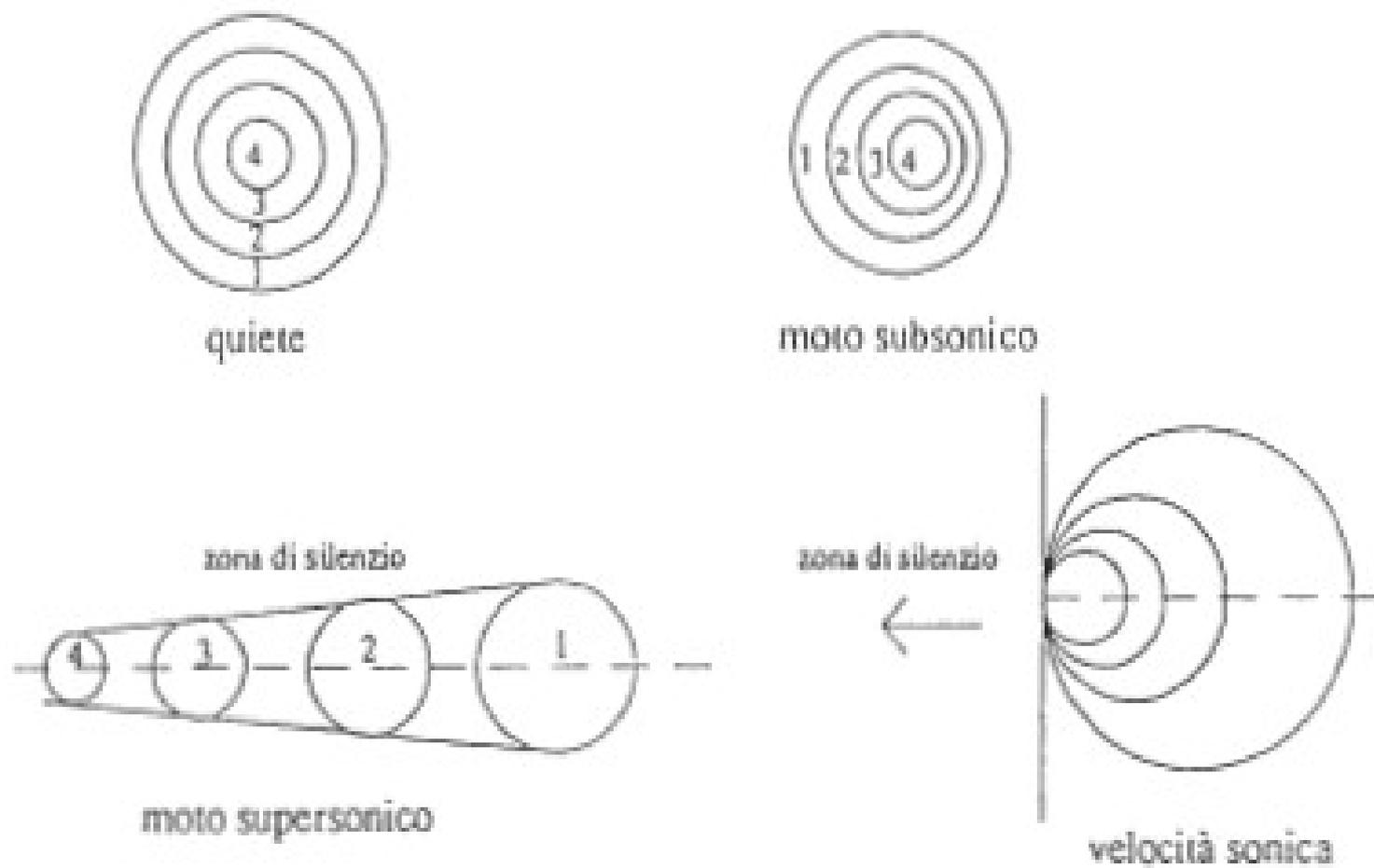
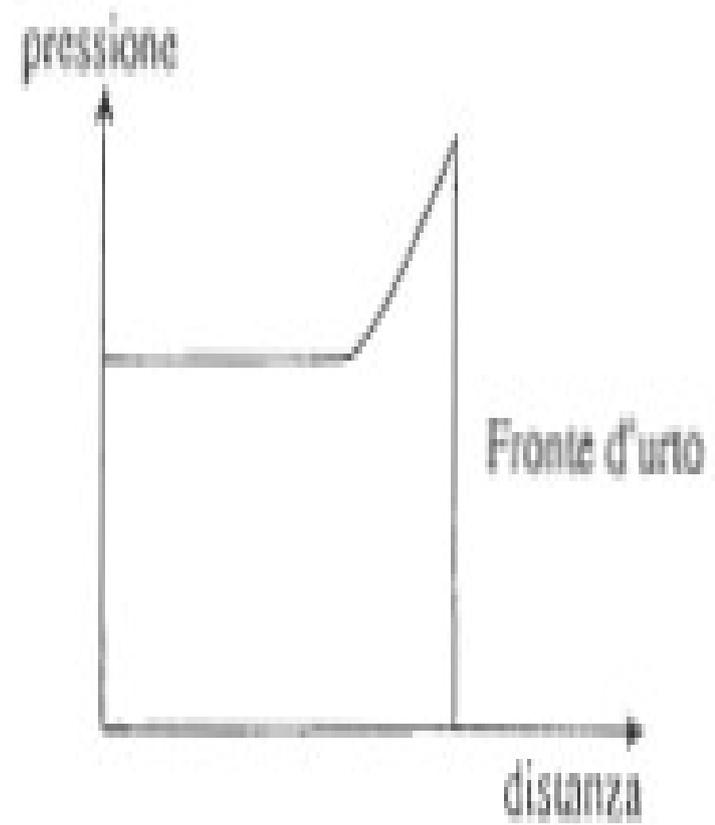
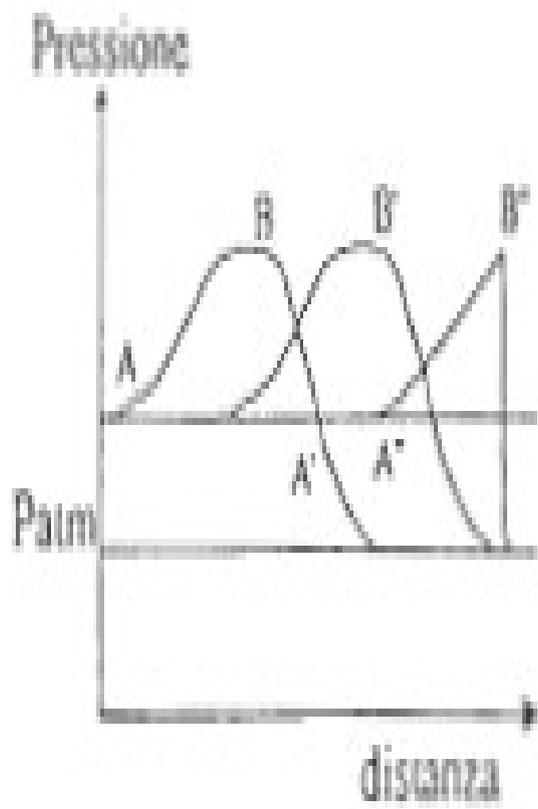
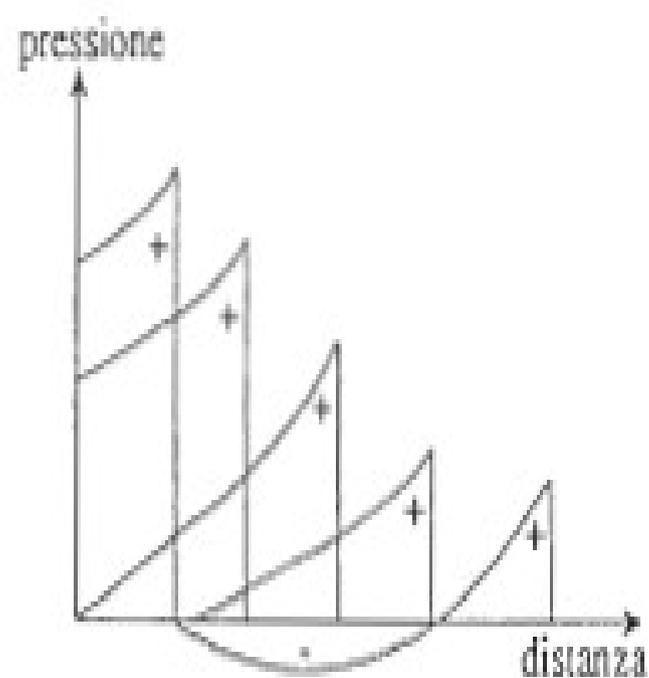
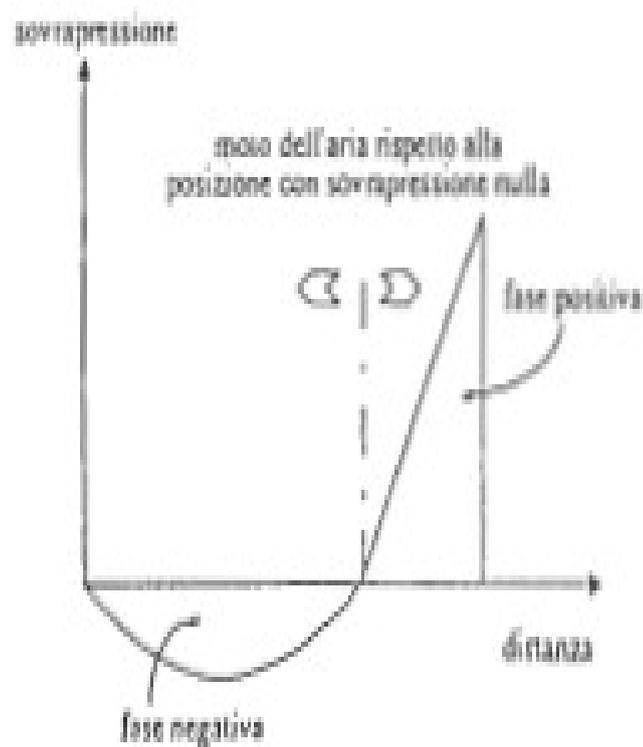


Figura 7.18. Propagazione di perturbazioni per differenti velocità della sorgente puntiforme.



rappresenta l'area sotto i profili di sovrappressione nella fase positiva, si può definire anche l'impulso dinamico:

$$I = \int_{t_1}^{t_2} \rho u^2 dt \quad (7.56.)$$



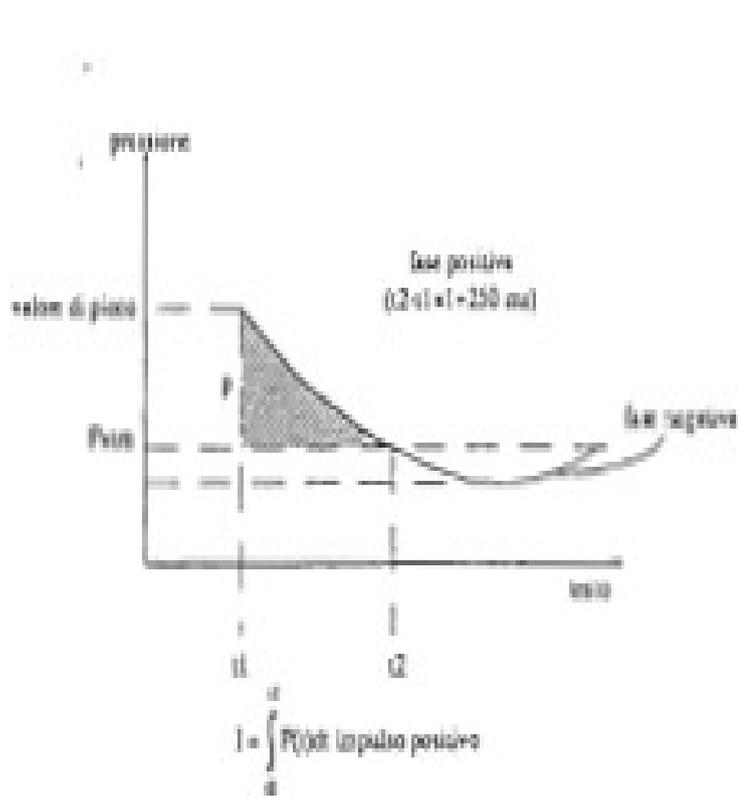


Fig. 7.22. Andamento della pressione in una esplosione ideale.

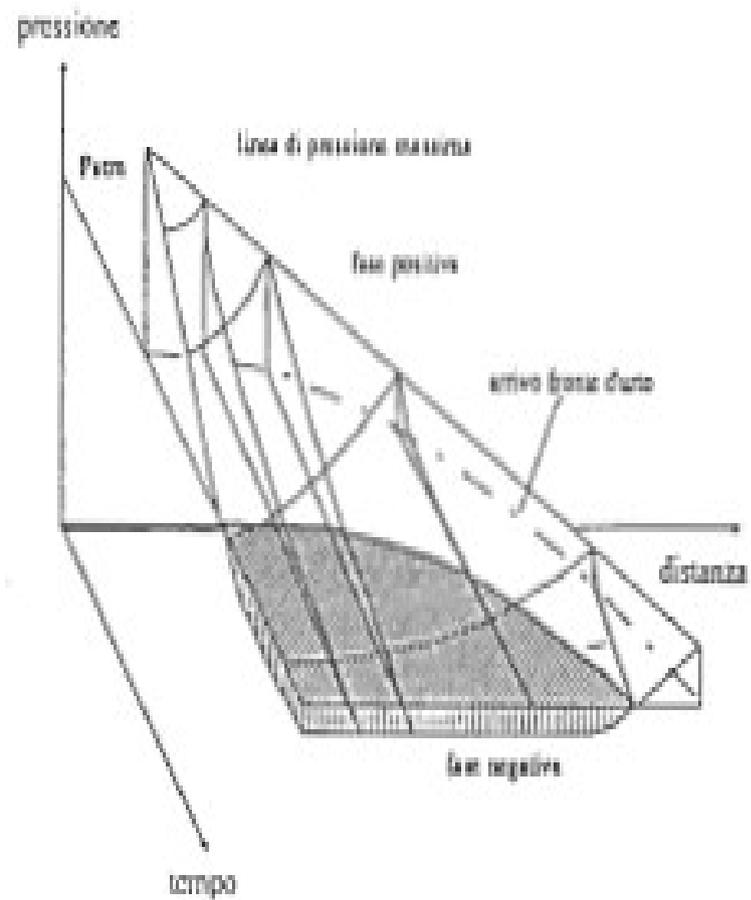


Fig. 7.23. Pressione in funzione della distanza e del tempo.

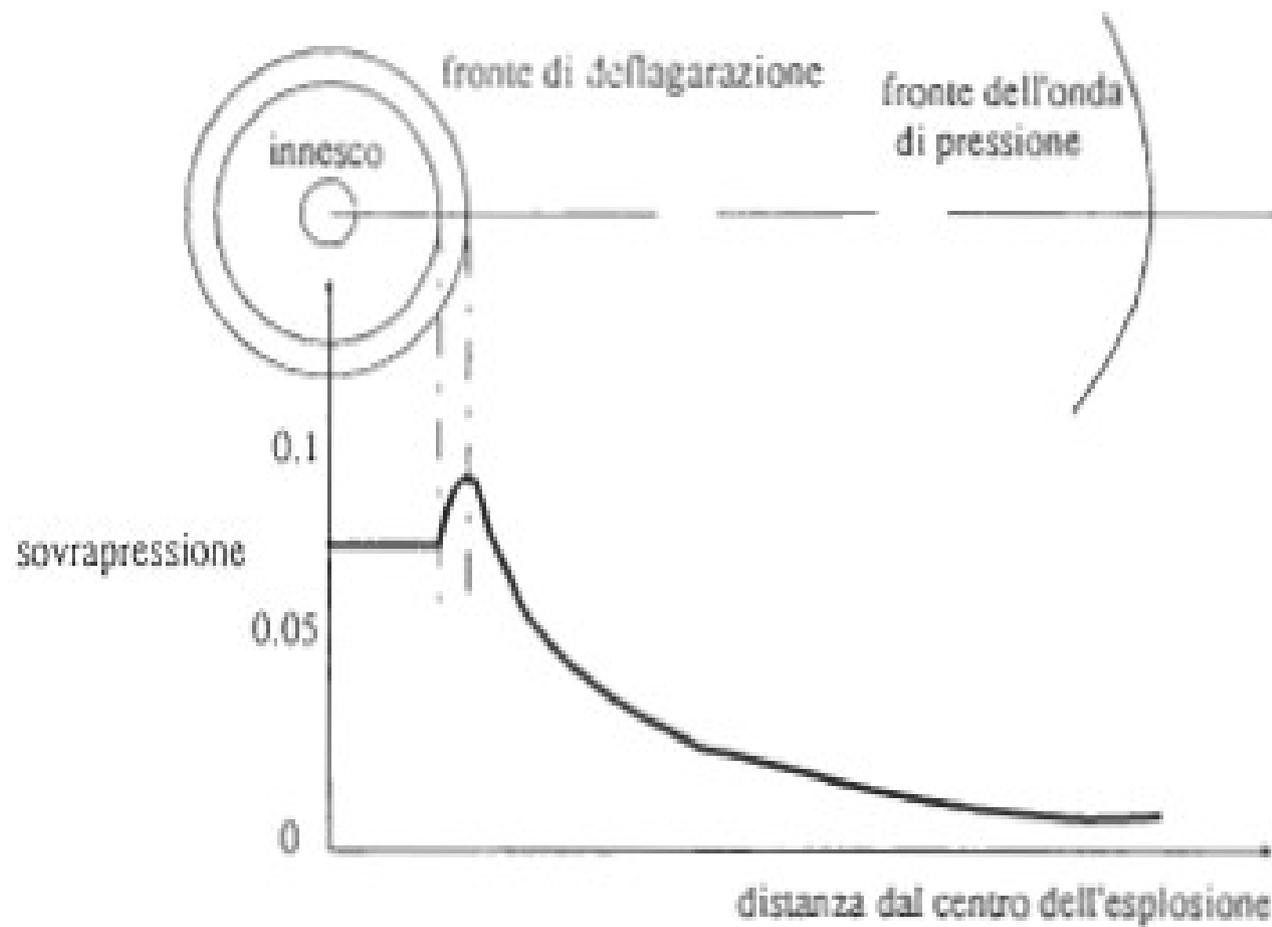


Figura 7.24.b. Sovrapressione dell'onda d'urto per una deflagrazione sferica.

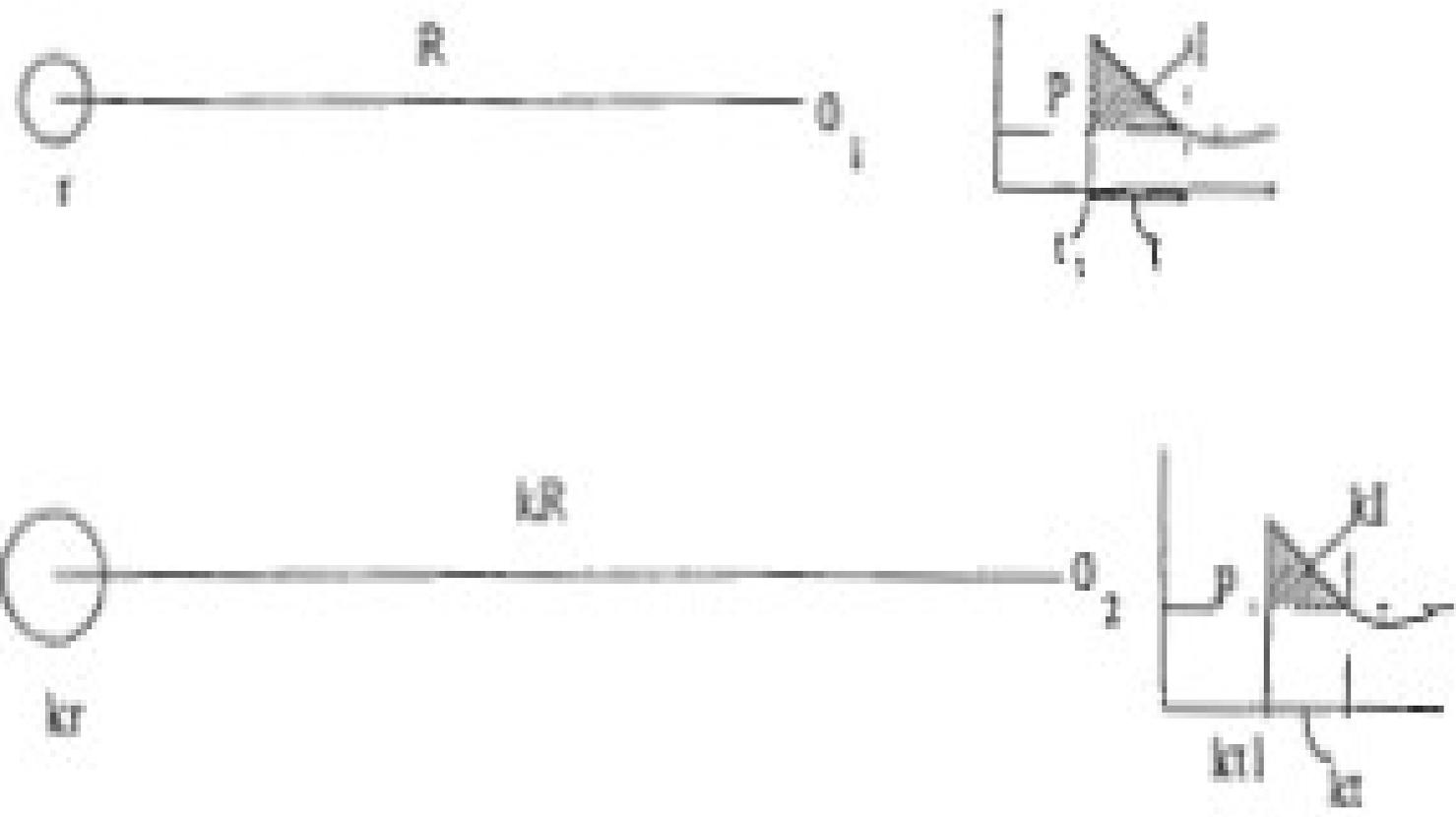


Figura 7.25. Legge di scala

Sachs ed altri hanno confermato la legge cubica, mostrando inoltre che il rapporto fra le distanze osservatore - carica è pari alla radice cubica del rapporto fra i pesi delle cariche:

$$\frac{R}{R_0} = \sqrt[3]{\frac{W}{W_0}} \quad (7.58.)$$

In forma generalizzata, la distanza di scala  $k$  può essere usata per calcolare la distanza  $R$ , o l'impulso adimensionale  $I^*$  come:

$$R = k \sqrt[3]{\frac{E}{P_0}} \quad (7.59.)$$

$$I^* = k \frac{I}{P_0 R / a_0} = \frac{I a_0}{\sqrt{E} \sqrt[3]{P_0^2}} \quad (7.60.)$$

dove  $a_0$  è la velocità di spostamento dell'onda di pressione, uguale alla velocità del suono in caso di detonazione.