

第1節 遮音・吸音メカニズム

京都大学 高橋 大次

1. 音波の基礎

遮音・吸音の現象は対象となる物体（例えば建物の壁体）に音波が入射して、その物体に対して何らかの作用をすることから生じる。その意味から音波とは何かを理解しておく必要がある。我々は常に大気圧のもとで生活している。音が存在すると圧力はこの大気圧 $\pm p$ の変化となる。この p [N/m², Pa] が音圧でありその大きさは、例えば標準大気圧の場合では $101,325 \pm 2 \times 10^{-5} \sim 20$ となる。 2×10^{-5} N/m² は音として人が感知できる最小値、 20 N/m² はそれ以上になると耐えられなくなる最大値、いずれも平均的な値である。

音の発生から伝搬、および物体に当たった時の様子を図1に示す。圧力変化に伴う空気粒子の振動速度が粒子速度 v [m/s] である。空気は弾性体であり、ある部分が圧縮されるとその隣は膨張となり、その隣は圧縮、その繰り返しで音が伝わり一定の速度で伝搬する。空気の場合には伝搬速度 c [m/s] は $c = 331.5 + 0.61 \times \text{気温}$ である。通常の問題では $c = 340$ m/s として扱える。圧縮・膨張の変化1回分の長さが波長 λ [m] であり、これが1秒間に何回繰り返すかを示す量が周波数 f [Hz] である。1秒間に進む距離は cm であることから $f = c/\lambda$ という関係が出てくる。また1回の繰り返しに要する時間は $1/f$ 秒であり、これが周期 T [s] として定義される。すなわち $T = 1/f$ となる。

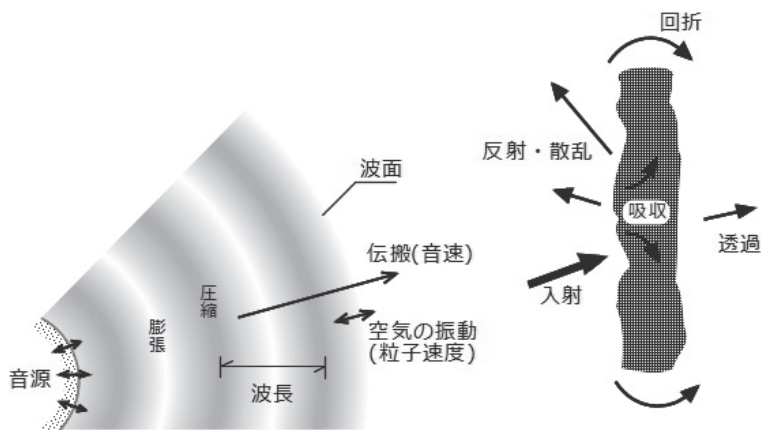


図1 音の発生・伝搬と対象物への入射

音波の大きさ（強度）を表す基本物理量は音圧 p と粒子速度 v である。また、音源の近くを除いて p と v の間には ρ_0 を空気密度として、

$$\frac{p}{v} = \rho_0 c \quad (1)$$

の関係がある。式(1)右辺の $\rho_0 c$ は空気特性インピーダンスと呼ばれる。エネルギーは力とそれによって動いた距離の積であり、音波の場合は式(1)より $pv = p^2 / \rho_0 c = \rho_0 c v^2$ 、すなわち音圧の二乗あるいは粒子速度の二乗が音のエネルギーに対応する量であることが分かる。

時間的に激しく変動する現象はその平均値としてとらえる必要があり、音波の場合は次の実効値（root mean square : rms）で表現される。

$$p_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{1}{T_s} \int_0^{T_s} p^2(t) dt} \quad (2)$$

T_s は平均化に要する時間である。上述の音のエネルギーに関する記述はこの実効値に対しても同様となる。実効値について音波の大きさを次のような対数尺度で表した量 L_p が音圧レベルであり、単位は dB である。

$$L_p = 10 \log_{10} \frac{p_{\text{rms}}^2}{p_0^2}, \quad p_0 = 2 \times 10^{-5} \quad (3)$$

この p_0 は前に述べたように音として人が感知できる最小値であり、音圧 p_{rms} がその最小値をとったとき 0dB、また 20 N/m^2 をとった時は 120dB となる。

2. 反射・吸音・透過

建物室内の壁に音が入射したときのように回折がない場合を考えよう。材料表面に入射した音のエネルギー I は反射・散乱 R 、吸収 A 、透過 T の各エネルギーに分けられる（図 1）。このとき $I = R + A + T$ であり、吸音率 α は $\alpha = (I - R) / I$ 、透過率 τ は $\tau = T / I$ で定義される。関連して透過損失（Transmission Loss : TL ）は $TL = 10 \log_{10}(1/\tau)$ で定義され、その単位は [dB] である。反射して戻ってくるエネルギー以外は全て吸音であること、遮音性能を表示する際によく使われる物理指標は透過率ではなく透過損失であることなどに注意する必要がある。材料表面の反射・吸音という現象に関して単にエネルギー的な扱いでなく、より基本的な物理量としての音圧と粒子速度で見てみよう。材料表面に平面波が角度 θ で入射した時、面上の音圧 p と、その力が加わる方向と同方向の粒子速度 v に対し次の音響インピーダンスが定義されている。

$$Z_\theta = \frac{p}{v} \quad (4)$$

入射音圧と反射音圧を p_i , p_r 、対応する粒子速度を v_i , v_r としたとき（図 2）、 $p = p_i + p_r$, $v = v_i \cos \theta - v_r \cos \theta$ および式(1)より次式が得られる。

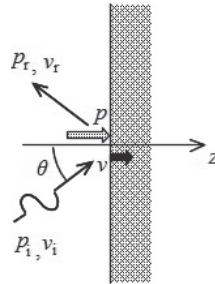


図2 音の反射・吸音とインピーダンス

$$Z_{\theta} = \frac{\rho_0 c}{\cos \theta} \frac{1 + r_{\theta}}{1 - r_{\theta}} \quad (5)$$

ここに $r_{\theta} = p_r/p_i$ は入射角 θ における音圧反射係数といわれる。一般的に材料表面による反射では p_i , p_r 間に時間的なズレ（位相差）を生じ、これを考慮して通常 r_{θ} は複素数で扱われる。したがって Z_{θ} も複素量となる。音響管を使用した材料の反射・吸音特性を測定するときは垂直入射（ $\theta=0$ ）による音響インピーダンス Z_0 が測定できる。また垂直入射吸音率 α_0 は $\alpha_0 = 1 - |r_0|^2$ であり、 Z_0 を使い式(5)から計算することができる。

3. 吸音

吸音材料は吸音するメカニズムの違いによって、多孔質型、板・膜振動型、共鳴器型の3種類に大別され、各々特徴ある吸音特性を持つ。その基本的な吸音特性を図3に示す。実際に吸音材料として現場で使われる際にはこれらの複合型として適用される場合が多い。

3.1 多孔質型吸音

多孔質型吸音材料はグラスウール、ロックウール、軟質繊維版などに代表されるように細かな繊維を板状に成形して作られる場合が多い。それによってできる毛細管や連続気泡内での繊維表

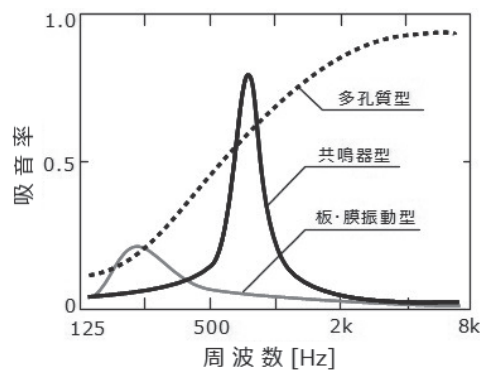


図3 音響材料の吸音特性

面と空気の流れによる摩擦によって音エネルギーが熱エネルギーに変換され吸音が生じる。この種の吸音についてはそのメカニズムを再現するシミュレーション技術の開発に関連して多くの研究がなされてきた。

多孔質材は繊維部と空隙部（通常は空気）の2相構造から成り、その材料内を伝搬する波動を表現するモデルから吸音特性が予測できる。材料内の波動伝搬は特性インピーダンス Z と伝搬定数 γ の二つによって特定され、それらを予測する最も簡単なモデルは Delany and Bazley¹⁾ によって与えられている。このモデルは多数の実測データから得られた言わば実験式であり、これを Miki²⁾ は理論的に整合性を持った形で修正した式を提案し、さらに異なった視点による Allard³⁾ らによる提案もある。いずれも材料の流れ抵抗と周波数の2つのパラメータで Z と γ を表現する形となっている。

繊維部と空隙部の2相構造から成る多孔質材中の波動伝搬についてより詳しく見てみると、その理論的な研究は Rayleigh⁴⁾ に始まり、空隙部に繊維部の振動の影響を考慮したモデル^{5), 6)}、そして弾性理論を基に繊維（弾性固体）と液体（圧縮・膨張）との2相の波動伝搬モデルが Biot⁷⁾ により提案された。これらに関連する多くの研究は Attenborough^{8), 9)}、Allard¹⁰⁾ らによりレビューされ、さらに Biot 理論を基に関連するパラメータについての多くの研究がなされてきた。これら多孔質吸音材の解析モデルの概要を図4に示す。

多孔質吸音材は壁面などの硬い平面に密着、あるいは背後空気層を設けて設置される場合が多い。このとき吸音材の厚みあるいは設置位置によりその吸音特性が変化する。この現象を正しく把握しておくことは多孔質型吸音材を有効に適用する際のキーポイントとなる。硬い平面に多孔質吸音材が設置され、そこに音波が入射した際には入射波と反射波により定在波ができる。その粒子速度が最大となる位置は、波長を λ として、 $\lambda/4$ 、 $3\lambda/4$ 、 $5\lambda/4$ 、 $\dots$ 、となり（図5）、その位置に多孔質材を置けばその波長に対応する周波数で最も有効に吸音される。例えば、空気層内では音速が 340m/s なので、周波数 $f=1000\text{Hz}$ のとき波長 λ は 34cm であり、その $1/4$ の位置で

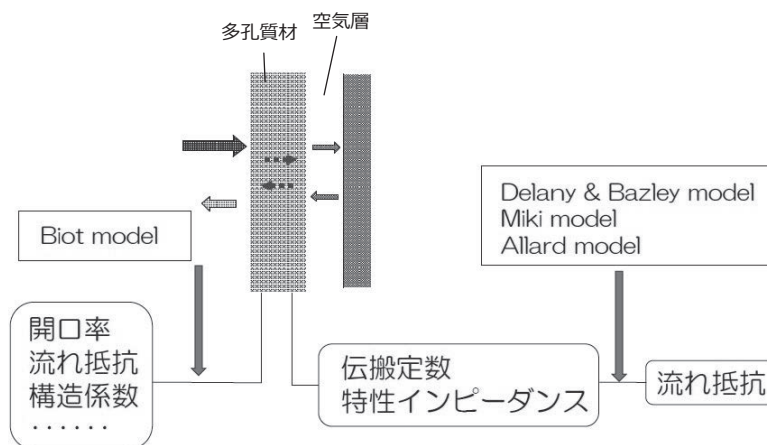


図4 多孔質材の吸音特性解析モデルの概要