HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	積雪の吸音率について
Author(s)	石田, 完; ISHIDA, Tamotsu; 小野寺, 重男 他
Citation	低温科學. 物理篇, 12, 17-24
Issue Date	1954-03-30
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/17872
Type	departmental bulletin paper
File Information	12_p17-24.pdf

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

Tamotsu ISHIDA and Shigeo ONODERA 1954 Sound Absorption by Snow Layer. *Low Temperature Science, Ser. A, 12.* (With English résumé p. 24)

積雪の吸音率について*

石田　完　小野寺重男**

(低温科學研究所　氣象部門)

(昭和 29 年 3 月 受理)

I. まえがき

音波が積雪表面に沿つて進行する場合の吸收については，安藤，細貝の測定[1]があり，音波が雪面に垂直に入射する場合の吸音率については大浦の測定[2]がある。この場合，大浦は，積雪中の音波は主として氷の粒の間を縫つて空氣の部分を傳わり，空氣の粘性や熱傳導によつて積雪粒子とのエネルギーの交換があると考えて，その結果がよく説明されているが，普通の强さの（有限振幅でない）可聽音波については，このことは妥當と思われる。從つて垂直に入射する可聽音波に對する積雪層の吸音率（更にはインピーダンス）の測定によつて得られるものは，積雪粒子の彈性的性質ではなくて，主として積雪中の空氣の音響的性質である。多孔物質の中に含まれている空氣の音響的性質は，後に述べるように，その物質の多孔度，通風度（空氣の定常流に對する抵抗），構造係數等と密接な關係があるので雪積についての音響インピーダンスの測定はやはり積雪の構造に關する研究の一手段であると考えられる。

II. 多孔物質の吸音機構

多孔物質に音波が入射した際おこる音の吸收とは，多孔質層内で音のエネルギーが熱エネルギーに變換され，その熱が空氣や多孔物質自体に散逸する現象であるが，それに大体次の三つの機構が考えられる。

1）入射音波によつて多孔質層内の空氣の振動がおこるが，その際空氣の粘性によつて振動エネルギーの一部が熱に變換される。

2）多孔質層内の空氣の振動，即ち細孔内の壓力變化に伴なつて，細孔内の空氣の溫度變化がおこるが，多孔物質との間の熱の移動が無限に早くて細孔内の空氣が等溫に保たれる場合，及び多孔物質との間の熱の移動が無限におそく，細孔内の空氣が斷熱的に振動する場合の二つの極限を除いては，一般に熱の移動が有限の早さでおこなわれ，細孔内の空氣の壓力變化と密度變化とに位相差が生じ，ここにエネルギー損失が生ずる。

3）入射音波によつて多孔物質自体が振動し，物質の内部摩擦の爲に振動エネルギーが熱エ

* 北海道大學低溫科學研究所業績　第 247 號

** 北海道林業指導所

ネルギーに變換される。

雪積の吸音機構に於ては，前に述べたように，近似的には第3の機構を省略して考えることが出來る。そこで雪積のような多孔狀剛体に於て吸音機構に關す物質の常數としては次の三つがあげられる。

a) **空氣の抵抗** σ (通風度)

物質内に定常な空氣の流れがあるとき，壓力 p の勾配 dp/dx と体積流 v との比であたえられる。

$$\frac{dp}{dx} = \sigma v.$$

普通の吸音材料では σ の値は，MKS 單位で 10^3 ないし 10^7 の廣い幅があるが，σ が小さい程吸音率の層の厚さによる影響が大きい。

b) **多 孔 度** h

物質全体積に對するその中に含まれる空氣の体積の比で定義される。多孔物質の密度を ρ_p，物質自体の密度を ρ_m とすれば

$$h = \frac{\rho_m - \rho_p}{\rho_m}$$

普通の吸音材料では $h=0.7\sim1$ であるが，吾々が測定した雪では雪の密度 $\rho_p=0.44$，氷の密度 $\rho_m=0.92$ (—20°C) なので $h=0.52$ である。h は ρ_p が小さい程 1 に近づくが，大浦は雪積の密度が小さい程，吸音率は大きくなると云う結果を得ている。

c) **構 造 係 數** k

剛体壁の前の厚さ l の空氣層は，l が入射音波の 1/4 波長に等しいとき共鳴する。所が同じ厚さ l の多孔質層内の空氣の共鳴振動數は，それより數倍小さくなる。これは細孔内の空氣の見かけの密度が大きくなることで說明されそるが，この見かけの密度と自由空氣の密度との比によつて構造係數は表わされる。同じ密度の多孔質層でも，その細孔の形や分布が異なれば，吸音率も異なつてくる譯である。

最近の建築音響學の進歩にともない，吸音材料の研究が盛に行われているが，C. Zwikker と C. W. Kosten[3] はその理論的研究に於て，多孔狀剛体の音響インピーダンスに關係する二つの複素量，密度 ρ とステイフネス K (Appendix 1, 2) を上にあげた空氣抵抗，多孔度，構造係數等の物質の常數で表わし，吸音率等の實測値がよく說明されることを示している。

III. 積雪の吸音率の決定

Fig. 1 に示す様な Beranek[4] の音響管を用いて，吾々は積雪の吸音率の測定を行つた。管は長さ 1 m, 内徑 10 cm, 肉厚 0.5 cm の鋼鐵製で，一端には高インピーダンスの細管 (長さ 30 cm 内徑 2 cm, 肉厚 0.5 cm, 内部に針金をつめてある) を通じて音響エネルギーが共給される開口 0.2 cm の點音源があり，他端は圓形に切つた資料を挿入して厚さ 0.5 cm の鋼鐵で密閉してあ

る。この點音源は内部インピーダンスが高いので体積流が殆ど負荷に影響されないのが特徴である。その反面，音源端では，音源近くは平面波でないから音壓が徑の函數となつているが，Beranek は音壓測定に最も適した場所は，音源端の管壁に最も接近した位置であることを明かにしている。吾々は圖に示すような位置の小型クリスタルマイクロフオンで音壓を測定した。

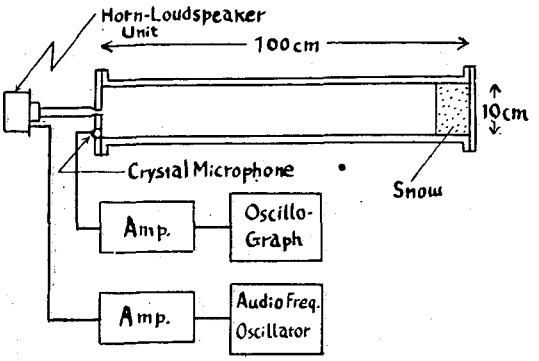

Fig. 1 Diagram of experimental apparatus.

吸音率の決定は五十嵐[5]の方法に従つた。すなわち，吸音物質の在る一端に於てのみ音が吸收されるとすると，管の長さを l としたとき，音波は $2l$ 進む毎に資料により反射され，そのエネルギーの一部は吸收される。音源から一定のエネルギー密度の音波が出ていて定常狀態になつた時のエネルギー密度を E_s とすると，そのときに音をとめて，n 回反射した t 秒後のエネルギー密度 E_n は

$$E_n = R^n E_s$$

ここで R は資料の反射率である。管内の音速度を c_0 とすると $n=c_0t/2l$ であるから

$$\frac{E_n}{E_s} = R^{\frac{c_0 t}{2l}}$$

今音壓を p とすれば $E_n/E_s=(p_n/p_s)^2$ であつて，音壓が $1/e$ になつた時間を τ とすると

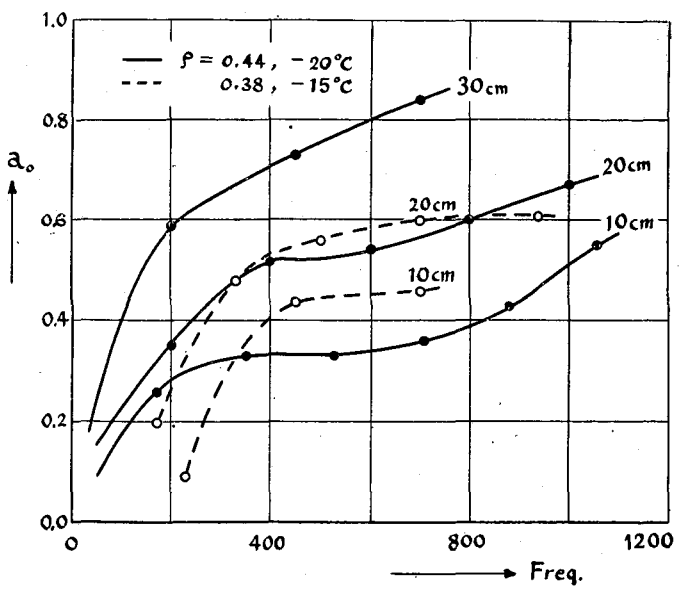

Fig. 2 Frequency characteristics of the absorption coefficient for snow layers of various thicknesses.

$$\frac{1}{e^2} = R^{\frac{c_0 \tau}{2l}}$$

故に

$$\ln R = -4l/c_0\tau \quad \cdots\cdots (1)$$

今までは資料による以外に音の吸收はないとしてきたが，實際には管の他の部分でも吸收されると考えなければならないから，あらためて管自身の反射率を R，資料の反射率を R' とすると，管の中に資料を入れた場合の反射率は RR' となる。從つてそのときの減衰時間を τ' とすれば

$$\ln RR' = -4l/c_0\tau' \quad \cdots\cdots (2)$$

(1) を管の中に資料が這入つていない場合と考えると，これを (2) に代入して

$$\ln R' = \ln(1-a_0) = \frac{4l}{c_0}\left(\frac{1}{\tau}-\frac{1}{\tau'}\right) \quad \cdots\cdots (3)$$

をうる。これによつて資料を入れない時と入れた時の管内の減衰時間 τ, τ' を測定すれば，垂直入射音波に對する資料の吸音率 a_0 が求められる。

Fig. 2 に色々な厚さの雪積層について得られた吸音率の周波數特性を示す。雪積と云つても用いられた資料は，密度 0.44 のものは低溫室内に出來た霜をかためたものであり，密度 0.38 のものは低溫室内に約半年間貯藏された自然雪である。いずれも，かわいたざらめゆきに近いが，前者は粒子が細かく，さらさらしていて一定の形を保ち難い狀態である。後者は比較的大きな粒子が氷橋で連結しあつていてかたい。密度の差は小さい，すなわち，多孔度は大体等しいが，細孔の狀態の違いから周波數特性の差が表われている。低溫室内に貯藏されていた雪の場合は，周波數の低いときと，高いときに吸音率が下つているが，周波數の高い所で吸音率が低いことは，資料の表面が比較的なめらかな薄膜狀をしていたことによるものと思われる。一般の吸音材料に於ても塗料等で表面を加工すると，高い音の吸收が惡くなることが知られている。

吾々の測定の場合のように，剛体の壁に接した厚さ l の媒質の表面からみた音響インスピーダンスは，その媒質の固有のインピーダンスを W とすると

$$z_1 = W\coth\gamma l$$

であたえられるが (Appendix 1 の 1.10)，z_1 は一般に複素量であつて，實數部分と虛數部分を夫々 R, X で表わすと，この場合の吸音率は

$$a_0 = \frac{4\rho_0 c_0 R}{(R+\rho_0 c_0)^2+X^2}$$

となる (Appendix 2 の 2.11)。ここで $\rho_0 c_0$ は自由空氣の音響インピーダンスである。Zwikker, Kosten は空氣抵抗，多孔度，構造係數等の媒質の常數で R, X を表わし，それから吸音率を計算しているが，吾々は吸音率のみしか求めていないので，直接にそれらの媒質の常數と吸音率との關係を明かにするに到つていない。Zwikker, Kosten の計算の一例[6] と吾々の測定値とを比較すると **Fig. 3** のようになる。理論値の曲線は層の厚さが 10 cm 以上では殆ど厚さに無關係であるが，吾々の測定値は層の厚さによつて大きく變る。このことは雪積層の空氣抵抗が 10^5 (MKS 單位) よりもつと小さなことを示しているが，これは更に空氣抵抗の實測によつて確めなければならない。

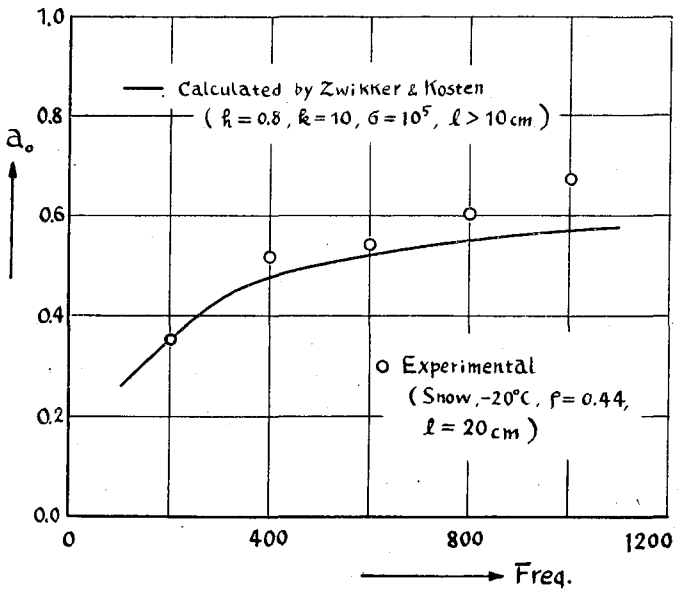

Fig. 3 The absorption coefficient of porous rigid layer (curve, computed by Zwikker & Kosten) and of snow layer (tiny circles, determined by us).

IV. あ と が き

積雪層の吸音現象は多孔剛体の吸音機構によつて説明されることを豫想したが，吾々の測定はまだ豫備段階のものであり，今後，空氣抵抗等の媒質常數の測定も同時に行つて音響インピーダンスと雪積構造との關係を明かにしてゆきたい。

おわりに，本研究は，要した費用の一部を文部省科學研究費に依つたものであり，尚，測定裝置の便宜をあたえられた北海道林業試導所に對し，厚く感謝の意を表する。

Appendix 1

無限に擴がつた一樣な等方性媒質中を，x の正方向に進行する平面音波を考えると，時間 t，距離 x に於ける音壓は

$$p(x)=A\exp\left\{j\omega\left(t-\frac{x}{c}\right)-ax\right\} \quad \cdots\cdots (1.1)$$

であらわされる。ここで $\omega/2\pi$ は音波の周波數，c は媒質中の音速度である。$x=0$ に於ける音壓を $p(0)=A\exp(j\omega t)$ であらわし，$\omega/c=\beta$．$a+j\beta=\gamma$ とおくと

$$p(x)=p(0)\exp(-\gamma x). \quad \cdots\cdots (1.2)$$

体積流を v とすると，平面波に於ては p/v は x に無關係であるから，体積流は音壓と同じ形になり

$$v(x)=v(0)\exp(-\gamma x). \quad \cdots\cdots (1.3)$$

ここで距離 x に於ける音響インピーダンスは

$$z(x) = p(x)/v(x) \quad \cdots\cdots (1.4)$$

で定義される。無限に擴がつた媒質については，z は x に無關係になり

$$z(x) = W \quad \cdots\cdots (1.5)$$

W は媒質に固有なインピーダンスとなる。一般に p と v とは同位相でないので W は複素數である。

次に厚さ l の，固有インピーダンス W を持つ媒質層をとり，$x=l$ に於て任意のインピーダンス z_2 を負荷した場合を考えると，$x=l$ に於て音波の反射がおこるから，媒質中の x に於ける音壓は入射波と反射波との重疊になり

$$p(x) = p_i \exp\left\{\gamma(l-x)\right\} + p_r \exp\left\{-\gamma(l-x)\right\} \quad \cdots\cdots (1.6)$$

$$v(x) = \frac{p_i}{W} \exp\left\{\gamma(l-x)\right\} - \frac{p_r}{W} \exp\left\{-\gamma(l-x)\right\} \quad \cdots\cdots (1.7)$$

ここで p_i, p_r は $x=l$ に於ける入射波と反射波の音壓であつて，一般に複素數であるが，音壓はスカラー的に，体積流はベクトル的に重疊しなければならない。界の條件 $p(l)/v(l) = z_2$ と (1.6), (1.7) から

$$\frac{p_r}{p_i} = \frac{z_2 - W}{z_2 + W} \quad \cdots\cdots (1.8)$$

が導かれ，これを (16), (1.7) に導入して $x=0$ に於けるインピーダンス z_1 を求めると

$$z_1 = W \frac{z_2 \cosh \gamma l + W \sinh \gamma l}{z_2 \sinh \gamma l + W \cosh \gamma l} . \quad \cdots\cdots (1.9)$$

特別な場合として $z_2 = \infty$，すなわち剛体の壁に接した厚さ l の媒質の表面からみたインピーダンスは

$$z_1 = W \coth \gamma l \quad \cdots\cdots (1.10)$$

となる。

Appendix 2

減衰を無視した場合の自由空氣の中の無限小振幅平面波を考えてみる。ρ_0 を空氣の密度とすると，運動方程式は

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} . \quad \cdots\cdots (2.1)$$

連續の式は

$$-\frac{\partial v}{\partial x} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{K_0} \frac{\partial p}{\partial t} . \quad \cdots\cdots (2.2)$$

ここで

$$K_0 = \rho_0 \frac{\partial p}{\partial \rho} \quad \cdots\cdots (2.3)$$

であつて，K_0 はステイフネス，または体積彈性率と呼ばれる。(2.1), (2.2) を t で微分して v を消去すると

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{\rho_0}{K_0} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad \cdots\cdots (2.4)$$

なる波動方程式をうる。(2.4)の解として $p = A \exp(j\omega t) \exp(-\gamma_0 x)$ なる形が豫想されるから，

$$-\partial/\partial x = \gamma_0,\ \partial/\partial t = j\omega \quad \cdots\cdots (2.5)$$

とおくと，(2.4) は

$$\gamma_0^2 = -\frac{\rho_0}{K_0}\omega^2$$

從つて

$$\gamma_0 = \pm j\omega\sqrt{\rho_0/K_0} \quad \cdots\cdots (2.6)$$

(2.6) と (1.1) を比較すると，$\sqrt{K_0/\rho_0}$ は空氣中の音速度 c_0 に等しい。

(2.5) を (2.1) あるいは (2.2) に入れると

$$\frac{p}{v} = W_0 = \sqrt{K_0\rho_0} = \rho_0 c_0. \quad \cdots\cdots (2.7)$$

$\rho_0 c_0$ は自由空氣のインピーダンスで實數である。

平面波が空氣からインピーダンス z の壁に垂直に入射する場合を考えると，その壁の表面で反射がおこるが，反射波と入射波の音壓の比によつて定義される複素反射率 r は (1.8) から

$$r = \frac{p_r}{p_i} = \frac{z - W_0}{z + W_0}. \quad \cdots\cdots (2.8)$$

從つて，吸音率は $a_0 = 1 - |r|^2$ の定義によつて

$$a_0 = 1 - \left|\frac{z - W_0}{z + W_0}\right|^2. \quad \cdots\cdots (2.9)$$

指標 $_0$ は此の吸音率が壁面に垂直に入射する音波に對してのみ用いられることを意味する。

今までの議論は自由空氣についてなされてきたのであるが，多孔物質の中の空氣のような場合にも，ρ 及び K に擴張した意味をあたえれば運動方程式及び連續の式は (2.1), (2.2) と同じ形であらわされる。

剛体壁に接した厚み l の吸音物質の表面に於けるインピーダンスは，(1.10) に (2.6), (2.7) の γ, W に對する一般的な表現を導入すると

$$z = \sqrt{K\rho}\coth j\omega l\sqrt{\rho/K} \quad \cdots\cdots (2.10)$$

によつて表わされる。ここに於ける密度 ρ 及びステイフネス K は吸音物質の性質に關する係數と音波の周波數との函數であつて，一般に複素數である。そこで $z=R+jX$ とおくと，吸音率は (2.9) により

$$a_0 = \frac{4\rho_0 c_0 R}{(R+\rho_0 c_0)^2+X^2} \qquad \cdots\cdots (2.11)$$

であたえられる。

文　献

1) 安藤一彌野・細貝松夫 1952 積雪時に於ける音響の減衰について．積雪研究, **4**, 67.
2) 大浦浩文 1953 積雪表面に於ける音の反射．低温科學, **9**, 179.
3) C. Zwikker, C. W. Kosten 1949 Sound Absorbing Materials. Elsevier Publishing Company, INC.
4) L. L. Beranek 1940 Precision Measurement of Acoustic Impedance. J. A. S. A., **12**, 3.
5) Juichi Igarashi 1950 The Determination of Sound Absorption Coefficient. J. Phys. Soc. Japan, **5**, 249.
6) C. W. Kosten 1951 Sound Absorption by Porous Surfaces. Building Research Congrees 1951, Division 3, Part 1.

Résumé

Sound absorption coefficients of snow layer for normal incidence were determined by the use of 1 m length of steel tube 10 cm in diameter and having a side-wall thickness of 0.5 cm. At one end of the tube is placed a sound source, while the other end, which is closed, with a steel plate 0.5 cm in thickneess, is filled with snow layer of various depths. A point source of sound is situated at the center of the source end of the tube, the sound energy being supplied through a high impedance thin tude. A Small crystal microphone for measuring the pressure is set at the source side in close proximity to the wall of the tube.

The absorption coefficients are calculated from the decay time of the standing sound wave in the tube. The absorption coefficient a_0 is given by the formula

$$\ln(1-a_0) = \frac{4l}{c_0}\left(\frac{1}{\tau}-\frac{1}{\tau'}\right)$$

in which l is the length of the tube, c_0 the sound velocity, τ' the decay time when the tube containe snow. Fig. 2 shows the frequency characteristics of the absorption coefficient for snow layers of various thicknesses.

The physical process of sound absorption by snow layer can be described by the analogy of sound propagation in porous rigid material. By making use of Zwikker-Kosten's equation, we tried, at least for one example, to derive the parametric constants pertaining to porosity, structure constant, and air resistance.