ガスを封入した二重ガラスの音響透過損失†

奥 平 有 三* 各 務 嘉 郎** 佐 藤 宗 武***

Sound Transmission Loss of Double Glazed Panels with Different Gases in Cavity

by

Yuzo OKUDAIRA*, Yoshiro KAGAMI** and Munetake SATOH***

Sound transmission loss (TL) of double glazed panels with different gases in the cavity was measured using the two room transmission suite method. Five kinds of gases were used in the experiment: freon, helium, the mixed gas of air and helium, etc. In addition, the calculation of TL was carried out based on the distributed constant circuit theory, which showed similar frequency characteristics to the experimental result. Valuable informations about the refraction and the propagation of sound through the intervening gas space were obtained from the experimental and the calculated results.

The double panels filled with freon in the cavity, in which sound velocity was lower than that in air, provided a sharp reduction in TL generated by the double-wall resonance (wall-gas-wall). In the frequency range higher than the resonance frequency, TL was much greater than that of the double panel filled with air in the cavity. This characteristic was due to the intensification of the resonance caused by the sound refraction.

For the case in which the cavity was filled with helium, the sound velocity was higher than that in air. This case provided greater TL in a wide frequency range. This was probably due to the mitigation of double-wall resonance and the total reflection of sound on the incident-side wall.

Key words: Sound transmission loss, Double glazing, Gas in the cavity,

Distributed constant circuit theory, Sound refraction, Total reflection

1 緒 言

中空二重壁は同質量の単層壁に比べて、特定の周波数域を除き一般に遮音効果が大いことから、防音室の界壁や窓などの標準工法として用いられる。その遮音特性については古くから理論的、実験的研究が数多く行われている^{1),2)}。中空層に空気と異なるガス、例えばヘリウムやアルゴンなどを封入した場合、遮音特性が大きく変化することは知られているが^{3),4)}、そのメカニズムに関する研究報告はほとんど見られない。

本報告ではガラス板の厚さ、および空隙の厚さを変えた種々の構造の二重ガラスについて、空隙内にヘリウム(He)、あるいはフロン(CCl₂F₂)などのガスを封入した場合の音響透過損失(TL)を計測した。また、太田らが提案している分布定数回路による透過損失評価法のガス封入二重ガラスへの適用を図り、これに基づき TL の計算を行った。計算結果、および計測値の周波数特性の傾向や、中空二重ガラスの TL との比較などにより、空気と異なったガスを封入した二重ガラスの音波伝ばや遮音特性に関して新しい知見を得た。

2 試料と計測法

2・1 試料

二重ガラスの構成を Fig. 1 に示す。試料の縦、横の寸法は 1020×1020 mm である。2 枚のガラス板の厚さ h_1 , h_2 は 3 mm, 4 mm, あるいは 5 mm のいずれか値

をとり、空隙の厚さ d_g は 0.75 mm から 7.5 mm の範囲で変えた(以後、試料の構成を $(h_1-d_g-h_2)$ で表す)。2 枚のガラス板の周囲部を、幅 10 mm のブチルゴム製のスペーサにより接着し、空隙内のガスの漏れを防止した。空隙に封入した 5 種類のガスについて、20°C, 1 気圧の条件下での密度 ρ_g , 音速 c_g , 体積弾性率 K を Table I に示す。ガスの音速 c_g は式(1)により計算した。

$$c_g = \left[\left(1 + \frac{R}{\sum C_v n M n X n} \right) \frac{RT}{\sum M n X n} \right]^{1/2},$$

$n=1, 2, \dots \quad (1)$

ここで R , T はガス定数と絶対温度, $C_v n$, $M n$, $X n$ は気体 n の定容比熱, 分子量, 体積分率である。空気は

Fig. 1. Structure and size of the test double panel.

† 原稿受理 平成 6 年 4 月 25 日 Received Apr. 25, 1994

* 正 会 員 松下電工(株)中央研究所 〒571 門真市門真, Central Res. Lab. Matsushita Elec. Works Ltd., Kadoma, Kadoma, 571

** 松下電工(株)中央研究所 〒571 門真市門真, Central Res. Lab. Matsushita Elec. Works Ltd., Kadoma, Kadoma, 571

*** 正 会 員 大阪府立大学工学部化学工学科 〒593 堺市学園町, Dept. of Chem. Eng., Univ. of Osaka Pref., Gakuen-cho, Sakai, 593

Table I. Characteristics of the gases used in the experiments. (calculated under the condition: 101.32 kPa pressure and 293.15K temperature).

Gas	Density ρ_g (kg/m ³)	Sound velocity c_g (m/sec)	Bulk modulus K (N/m ²)
① Helium (He)	0.166	1006	1.68×10^5
② Helium (He): 50% Air: 50%	0.682	472	1.52×10^5
③ Air	1.21	344	1.43×10^5
④ Freon (CCl ₂ F ₂): 20% Air: 80%	1.96	258	1.30×10^5
⑤ Freon (CCl ₂ F ₂)	5.03	164	1.35×10^5

Fig. 2. Setting of the test double panel for measuring the sound transmission loss with the two room transmission suite method.

窒素 80%, 酸素 20% の混合ガスとして計算した。

2・2 音響透過損失 (TL) の計測法

TL については JIS A1416 (実験室における音響透過損失測定法) に基づき残響室を用いて行った。試料の取付け状態を Fig. 2 に示す。試料を木枠内にはめこんだ後、油粘土で隙間を埋め、試料周囲からの音の漏れをなくした。測定は 125 Hz から 4 kHz の周波数範囲で、1/3 オクターブごとに行った。

3 理論計算

3・1 分布定数回路による音響透過損失 (TL) 計算法

二重壁に音圧 P_s の音波が入射角 θ_1 で入射した時の等価回路を Fig. 3 に示した。ここで A', B', C', D' は空隙内のガスの 4 端子定数, Z_i ($i=1, 2$) はガラス板 i の音響インピーダンスでそれぞれ式 (2), 式 (3) で表される。

$$\begin{bmatrix} A' & B' \\ C' & D' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma d_g) & Z_p \sinh(\gamma d_g) \\ \frac{1}{Z_p} \sinh(\gamma d_g) & \cosh(\gamma d_g) \end{bmatrix} \quad (2)$$

ここで Z_p , γ は空隙内のガスの特性インピーダンスと伝ば定数である。

$$Z_i = \frac{2r_i}{\cos \theta_i} + j\omega \sigma_i \left\{ 1 - \left(\frac{f}{f_{ci}} \right)^2 \sin^4 \theta_i \right\} \quad (3)$$

Fig. 3. Equivalent circuits of the sound transmission through the double wall.

ここで, r_i , σ_i , θ_i , f_{ci} はおのこのガラス板 i の抵抗率, 面密度, 入射角, コインシデンス臨界周波数 (板の曲げ波と入射音波の共振が生じる最低の周波数), f , ω は周波数, および角周波数である。

二重壁全体の 4 端子定数 A, B, C, D は式 (2), 式 (3) を用いて式 (4) で表される。

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & Z_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A' & B' \\ C' & D' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & Z_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4)$$

4 端子回路の入力端子の音圧 P_1 , 体積速度 U_1 , 出力端子の音圧 P_2 , 体積速度 U_2 の関係は 4 端子回路理論により式 (5) で表される。

$$\begin{bmatrix} P_1 \\ U_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_2 \\ U_2 \end{bmatrix} \quad (5)$$

つぎに TL を回路の入出力音圧比から評価する。音源の音圧を P_0 , 空気の影響インピーダンスを Z_0 ($Z_0 = \rho_0 c_0$; ρ_0 は空気の密度, および音速) とすれば $P_0 = Z_0 U_1 + P_1$, $P_2 = Z_0 U_2$ の関係があるので, これらの関係を式 (5) に代入して式 (6) を得る。

$$P_1 = (AZ_0 + B)U_2, \quad U_1 = (CZ_0 + D)U_2 \quad (6)$$

式 (6) より入出力音圧比 H ($H = P_s/P_2 = P_0/2P_2$) は式 (7) で表される。

$$H = \frac{1}{2} \left(CZ_0 + D + A + \frac{B}{Z_0} \right) \quad (7)$$

式 (7) を用いて, 周波数 f の音波がランダム入射した場合の透過率 $\tau(f)$, 音響透過損失 $TL(f)$ の理論値はそれぞれ式 (8), 式 (9) により計算できる。

$$\tau(f) = \frac{\int_0^{\pi/2} \cos \theta_1 \sin \theta_1 |H|^2 d\theta_1}{\int_0^{\pi/2} \cos \theta_1 \sin \theta_1 d\theta_1} \quad (8)$$

$$TL(f) = -10 \log \tau(f) \quad (9)$$

1/3 オクターブバンドでの音響透過損失 TL は, ここでは簡易的に次の方法により計算した。おのこの 1/3 オクターブバンドをさらに 1/12 オクターブバンドに 4 分割し, その中心周波数 f_m ($m=1, 2, 3, 4$) において式 (8) により透過率 τ_m ($\tau_m = \tau(f_m)$) を計算する。つぎに,

Table II. Resistance r_0 of the plate glass 5 mm in thickness (unit= ρc of air).

Frequency (Hz)	100	125	160	200	250	315	400	500	630
r_0	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	3.3	3.5	4.0
Frequency (Hz)	800	1 k	1.25 k	1.6 k	2 k	2.5 k	3.15 k	4 k	5 k
r_0	4.5	5.0	6.0	7.0	7.0	7.0	7.0	7.0	7.0

バンド幅を考慮した式(10)を用いて, 各 1/3 オクターブバンドの平均的な透過率 τ_{av} を計算し, その値から式(11)により TL を計算した.

$$\tau_{av} = \sum_{m=1}^4 \beta_m \cdot \tau_m \quad (10)$$

ここで $\beta_m = \Delta f_m / \Delta F$ (Δf_m は m 番目の 1/12 オクターブバンドのバンド幅, ΔF は対象としている 1/3 オクターブバンドのバンド幅) である.

$$TL = -10 \log \tau_{av} \quad (11)$$

3・2 計算パラメータ

3・2・1 ガスの特性インピーダンスと伝ば定数 式(2)に示した空隙内のガスの特性インピーダンス Z_p は式(12)で表される.

$$Z_p = -j \frac{K\gamma}{\omega Y} \quad (12)$$

ここで K , Y , γ はガスの体積弾性率, 多孔度, 伝ば定数である. 式(12)に $K = \rho_g (c_g / \cos \theta_2)^2$, $Y = 1$, $\gamma = \alpha + jk \cos \theta_2$ (α はガスの減衰定数, $k = \omega / c_g$ はガスの波数定数) を代入すると式(13)になる.

$$Z_p = \frac{\rho_g c_g}{\cos \theta_2} - j \frac{\rho_g c_g^2 \alpha}{\omega \cos^2 \theta_2} \quad (13)$$

式(13)の θ_2 は空気とパネル間, パネルと空隙間におけるスネルの法則を組合せて, $\theta_2 = \sin^{-1} [(c_g / c_0) \sin \theta_1]$ の関係により定められる. また減衰定数 α については, TL に与える影響は非常に小さいため, 実際の計算ではガスの種類に関わらず空気⁽¹⁰⁾の計測値 (0.002 m^{-1}) を用いた.

3・2・2 ガラス板の音響インピーダンス 式(3)内のガラス板の抵抗率 r は以下の方法により求めた. 3・1節で述べた分布定数回路による計算手法を用いて, 中空二重ガラスの TL を r_0 ($r_0 = r / Z_0$) を変えて計算する. r_0 の増加に従い TL は単調に増加するため, 計算結果

Fig. 4. Comparison between the experimental and calculated results of TL of the double panel (5-18-5) to obtain the values of r_0 .

と計測値との比較から r_0 の推定が可能である. 構成 (5-18-5), (5-6-5), (5-12-5) の三種類の中空二重ガラスについて計算値と計測値の比較を行い, それらの結果から各バンドごとにガラス板 (厚さ 5 mm) の r_0 を推定し Table II に示した. Fig. 4 に一例として (5-18-5) の計算および計測結果を示した. r_0 の推定には, r_0 が正の値を取ることで, 周波数的に大きく変動しないこと, 高周波数ほど大きい値になると考えられることなどを考慮した. 100 Hz, 5 kHz の値はそれぞれ 125 Hz, 4 kHz と同じ値に推定した. また板の厚さによる r_0 の変化は非常に小さいものと考え, 5 mm 厚以外のガラス板 (3 mm 厚, 4 mm 厚) を用いた計算についても Table II の r_0 を用いた.

ガラスのヤング率は $6.86 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$, 密度は 2500 kg/m^3 である. これらの物性値からガラス板のコインシデンス臨界周波数 f_c は式(14)により 4154 Hz (3 mm 厚), 3115 Hz (4 mm 厚), 2492 Hz (5 mm 厚) と計算される.

$$f_c = \frac{c_0^2}{2\pi h_p \sin^2 \theta} \sqrt{\frac{12\rho_p}{E_p}} \quad (14)$$

ここで h_p , ρ_p , E_p はガラス板の厚さ, 密度, ヤング率を表す. 入射角 θ は $\theta = \pi/2$ として計算した.

4 結果と考察

4・1 TL 計測結果

二重ガラス (3-0.75-4), (3-1.5-5), (5-6-5) のおのにおにヘリウム, 空気, フレオンの三種類のガスの封入した場合の TL の計測値を Fig. 5 (a), (b), (c) に示す. 三種類の構成ともフレオンを封入した場合, 特定の周波数で TL が大きく落ち込むが, それより高周波数領域では空気封入の場合と比べて TL が大きくなる. この原因については次のように考える.

面積量 m_1 , m_2 , 空隙の間隔が d の中空二重壁に垂直に音波が入射した場合, 式(15)で示される二重壁共鳴透過周波数 f_{rma} で, 空隙内の空気をばね, 壁パネルを質量とした共振が生じ, この周波数近傍で TL の低下を引き起こす.

$$f_{rma} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} \frac{\rho_0 c_0^2}{d}} \quad (15)$$

ここで $(\rho_0 c_0^2 / d)$ は空隙内の空気のばね定数である.

ランダム入射の場合も同様の共振が生じるが, 音波が斜めに入射した場合, 見かけの空隙間隔が変るためそれに応じて f_{rma} が異なる. その結果, 共振現象が緩和され TL の落ち込みは垂直入射ほど顕著ではなくなる. 式(15)による中空二重ガラスの f_{rma} の計算値を Table III に示した. Fig. 5 を見れば, ほぼ Table III の計算値に近い周波数で TL の緩やかな落ち込みが生じている.

分布定数回路法により中空二重ガラス (3-0.75-4), (5-6-5) についてランダム入射, および垂直入射 (垂直入射の条件にはほぼ等しくするため式 (8) の積分範囲を $0 \sim \pi/40$ に設定した) での TL の計算を行い, 結果を Fig. 6 に示した. 先に述べた理由により, 垂直入射の場合,

(a) (3-0.75-4).

(b) (3-1.5-5).

(c) (5-6-5).

Fig. 5. Experimental results of TL of the double panels filled with different gases in the cavity.

Table III. Double-wall resonance frequency f_{rmd} of the double glazed panels filled with air in the cavity.

Structure ($h_1-d_g-h_2$) (mm)	Double-wall resonance frequency f_{rmd} (Hz)
(3-0.75-4)	1063
(3-1.5-5)	719
(5-6-5)	311

合, 二重壁共鳴透過周波数 f_{rmd} での TL の低下が大きい傾向が見られる. また, 共振が鋭いため, 逆に共振周波数より高い周波数領域では防振効果が働き, TL が大きくなる. フレオンは音速が 164 m/sec と空気の音速より小さいため Fig. 7 (a) に示すように, 音波の屈折により垂直方向の成分が多くなる. この結果, フレオンを封入した場合, 二重壁共鳴透過周波数領域での TL の大きな落ち込みと高周波数領域での高い TL が生じたものと考えられる.

ヘリウムを封入した場合, 広い周波数領域にわたって中空二重ガラスより大きい TL を示す. ヘリウムは音速が 1006 m/sec と空気より大きいため, Fig. 7 (b) に示すように空隙内で斜めに進行する成分が多くなり, 見かけの空隙間隔が大きくなる. すなわち空隙内のガスのばね効果が弱まり共振が緩和される. 加えて, 式 (16) によって決まる臨界角 θ_c 以上の入射角を持つ音波のエネルギーは, 全反射現象により理論上, パネル内に入射しなくなる. この結果, 空気封入時よりも大きい TL が得

Fig. 6. Calculated result of TL of the double panels with air in the cavity. (calculated under the condition : random incidence and normal incidence).

(a) Double panel with freon in the cavity.

(b) Double panel with helium in the cavity.

Fig. 7. Refraction of sound wave through the double panels filled with different gases in the cavity.

られると考えられる。

$$\theta_r = \sin^{-1} \left(\frac{c_0}{c_g} \right) \quad (16)$$

また、どの構成とも 2 kHz 以上で TL の落込みが見られる。これはコインシデンス効果によるもので、空気と異なるガスを封入した場合も TL の低下量はほぼ同じである。フロンやヘリウムを封入した場合、パネル前後で音波の波長は異なるもののコインシデンス周波数は主として板で支配され、しかも空隙層の減衰定数の及ぼす効果が封入ガスの差異により非常に小さいからだと思われる。

(a) (3-0.75-4).

(b) (3-7.5-4).

(c) (3-1.5-5).

Fig. 8. Comparison between the experimental and calculated results of TL of the double panels with freon or the mixed gas of freon and air in the cavity.

4・2 TL 計算結果

4・2・1 空気より音速の小さいガスを封入した場合
分布定数回路法により、構成 (3-0.75-4)、(3-7.5-4) の二重ガラスにフロン（音速 164 m/sec）を封入した場合、および構成 (3-1.5-5) の二重ガラスにフロン（体積比率 20%）と空気（体積比率 80%）の混合ガス（音速 258 m/sec）を封入した場合の TL を計算し、Fig. 8 (a), (b), (c) に示した。比較のため同じ図に、それらの計測値、および同じ構成の中空二重ガラスの計算値と計測値を示した。空気より音速の遅いガスを封入した場合、高周波数領域では計算値が計測値より非常に大きくなるなどの問題点はあるものの、二重壁共鳴透過周波数 f_{rma} での TL の落ち込み、 f_{rma} 以上での大きい TL 特性などが良く説明されている。高周波数領域での不一致はコインシデンス効果の影響を十分に表現していないためと考えられる。この周波数領域で、さらに計算精度を向上するには、式 (3) 中の $(f/f_{ci})^2 \sin^4 \theta_i$ についての検討が必要である。

4・2・2 空気より音速が大きいガスを封入した場合
構成 (3-1.5-5) の二重ガラスにヘリウム（音速 1006 m/sec）、構成 (5-6-5) の二重ガラスにヘリウム（体積比率 50%）と空気（体積比率 50%）の混合ガス（音速 472 m/sec）を封入した場合の計算値と計測値を Fig. 9 (a), (b) に示した。式 (8) の積分区間は $0 \sim \theta_r$ となるが、

(a) (3-1.5-5).

(b) (5-6-5).

Fig. 9. Comparison between the experimental and calculated results of TL of the double panels with helium or the mixed gas of helium and air in the cavity.

ヘリウム, およびヘリウム・空気混合ガスの臨界角 θ_c は式(10)より $\pi/9$, $\pi/3.85$ と計算される. 比較のため, 同構成の中空二重ガラスの TL の計算値を各図に破線で示した. ヘリウムを封入した場合は 1000 Hz 以下, ヘリウム・空気混合ガスでは 500 Hz 以下の周波数領域で TL の計測値が計算値を下回り, 中空二重ガラスの計算値に近づく. これはガス中の音波の波長(ヘリウム中では 1000 Hz で 1006 mm, ヘリウム・空気混合ガス中では 500 Hz で 940 mm)が試料寸法と同程度以上になったため, Fig. 7(b)に示すような屈折現象がおこりにくくなったためと考えられる. その結果, 音速が空気より大きなガスを封入したにも拘らず, この周波数領域では全反射現象が起らなかったものと推定される.

このように, 空気と異なるガスを封入した場合の TL の計算については, 板や空隙の寸法, ガス中の音波の波長などが空隙内の振動モードに与える影響, ガスの物性に基づいた回路定数の評価, コインシデンス効果の厳密な評価など, 今後配慮すべき要因を残しているものの, 大局的な TL の傾向は読み取れ, 実用上の設計にも供することができる.

5 結 言

(1) フレオンなど空気より音速の小さいガスを二重ガラスに封入した場合, 音響透過損失 (TL) は二重壁共鳴透過周波数において大きく低下するが, それより高周波数領域では空気を封入した場合より大きくなる. これは音波の屈折により, 空隙内のガスをばねとした二重壁の共振が鋭くなったためである.

(2) ヘリウムなど空気より音速の大きいガスを二重ガラスに封入した場合, 音波の屈折により, 全反射現象と

二重壁の共振の緩和効果とが起り, 広い周波数帯域にわたって空気を封入した場合より大きな音響透過損失 (TL) を示す.

(3) 分布定数回路による音響透過損失計算法は, 空気と異なったガスを封入した二重壁にも拡張でき, 特に空気より音速の小さいガスを封入した場合は, 実務レベルでの遮音予測に十分な精度で適用できる.

最後に, この研究を推進するにあたり, 特に理論面で懇切丁寧なる御教示を賜った近畿大学工学部の太田光雄教授に厚くお礼申し上げます.

参 考 文 献

- 1) A. London, J. Acoust. Soc. Amer., **22**, 270 (1950).
- 2) K. A. Mulholland, H. D. Parbrook and A. Cummings, J. Sound Vib., **6**, 324 (1967).
- 3) 西部邦彦, 下出新一, 音響学会講演論文集, p. 419 (1979).
- 4) M. S. Atwal, Inter Noise 88, 429 (1988).
- 5) 太田光雄, 岩重博文, 日本音響学会誌, **34**, 1 (1978).
- 6) 太田光雄, 永井一則, 畠山一達, 日本音響学会誌, **35**, 118 (1979).
- 7) 和田八三九, “音波物性”, p. 51 (1969) 共立出版.
- 8) 宇野幸一, “交流回路”, 14章 (1953) 東京電機大学出版局.
- 9) L. L. Beranek, “Noise Reduction”, Chap. 12 (1960) McGraw-Hill Book Co., New York.
- 10) (社)日本音響材料協会, “騒音・振動対策ハンドブック”, p. 206 (1982) 技報堂.
- 11) 前川純一, “建築音響”, 5章 (1982) 共立出版.
- 12) 通商産業省立地公害局, “(二訂) 公害防止の技術と法規・騒音編”, p. 148 (1989) (社)産業公害防止協会.