

指向性音源に対する防音壁挿入損失に関する研究

松本，源生

<https://doi.org/10.11501/3181892>

出版情報：九州芸術工科大学，2000，博士（工学），課程博士
バージョン：
権利関係：



第4章 大きさを無視できない指向性音源 の指向性算出

第2章 および 第3章において、音源としての大きさが無視できるときの指向性音源に対する検討をおこなった。そこで提案した防音壁の挿入損失の近似計算式は、音源からエッジまでの距離の同心円上で極小値となる仰角で指向性が安定しなければ、その近傍で適用範囲外となった。これは、音源の大きさによりエッジまでの距離で遠方音場が成立しなくなったことが原因であった。音源をさらに大きくしていくと、音源の近接領域が増すため、音場解析が複雑化する。

例えば、工場騒音などはそのサイズの大きな建屋を音源としている。外壁を面音源として音が放射され、外壁の存在により音波の回折が起こる。このように複数の面音源に加え、建屋という散乱体の存在による回折現象を扱わなければならない。そのため、大きさを無視できない音源に対しては指向性と防音壁による挿入損失を算出する際に、第2章と第3章で用いた手法は適用できない。そこで、本章では幾何光学に基づく回折理論を適用して指向性を数値計算するモデルを作成し、大きさの無視できない音源の指向性を検討した。なお、数値計算モデルの適合性確認のため、模型実験との比較もおこなう。

4.1 指向性計算のための工場騒音透過音屋外伝搬のモデル化

3次元音場を想定する。工場建屋の外壁は剛とし、その形状は Fig. 4.1 に示すように比較的単純な形状を考え、側壁高さおよび屋根片側長さを 5m、屋根は水平方向から $\pi/6$ 傾いており、 z 方向の長さは無限とする。

工場内部の音源から屋外への3次元の騒音伝搬を、以下のような考えに基づきモデル化する。

- 工場建屋内部を拡散音場と仮定する。
- 騒音が、外壁を透過する際に音響エネルギーが透過率に比例して透過される。
- 側壁・屋根の外面を単位面積あたりの要素音源に分け、その中心から球面波を放出する。
- 各要素音源からの寄与を基準化し、エネルギー加算する。

このモデル化により屋外騒音の x - y 平面の指向特性や音圧レベルの鉛直プロファイルなどが、計算機により短時間で効率良く計算できる。

境界条件の複雑な室内空間を拡散音場と見なして検討することは、解析対象とする実際の室内空間から逸脱していると考えられがちである。しかし、取り扱いが容易になるメリットは大きい。また、田原ら [29] は、工場建屋などの室内空間で拡散音場を仮定した解析的な検討は、実用的な精度で現象の説明が可能であると結論づけている。ここでは、その先行研究に倣い、工場建屋内部を拡散音場と仮定することから出発して、建屋周辺の音場の再現を試みる。

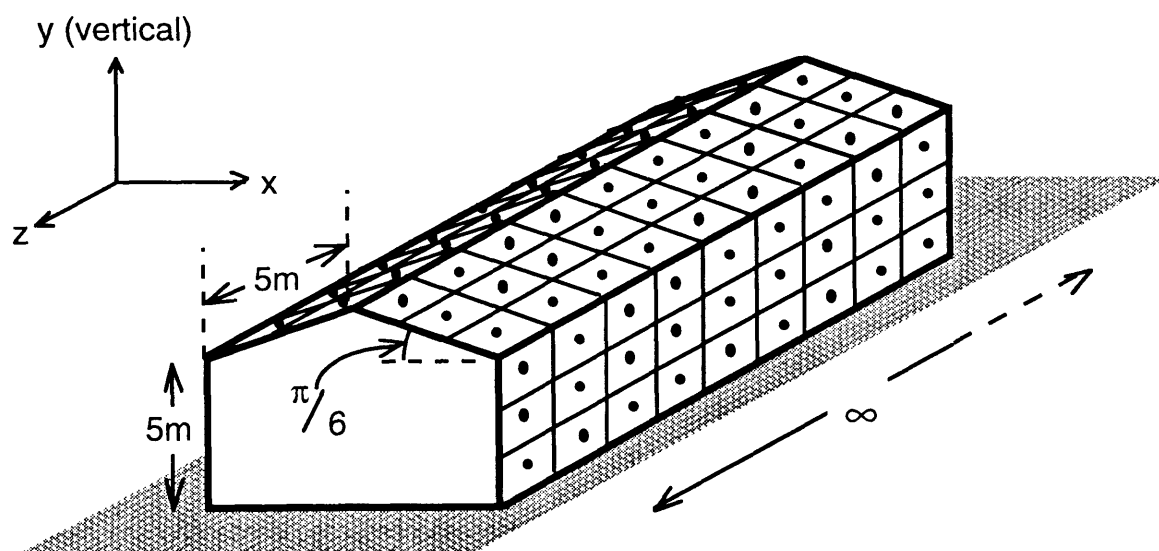


Fig. 4.1 三次元空間内の工場建屋形状

4.1.1 拡散音場の仮定～要素音源のパワー算出

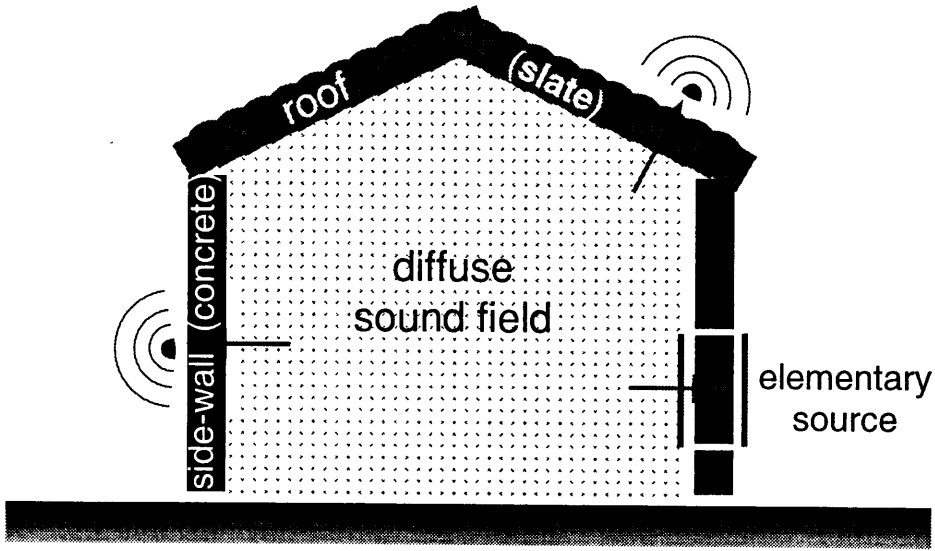


Fig. 4.2 工場建屋の断面図

Fig. 4.2 には建物断面を示す．音響出力パワーが W_{in} (watt) のとき，3次元の拡散音場の仮定より内部のエネルギー密度 E_{in} は，

$$E_{in} = \frac{4W_{in}}{cA} \text{ (watt} \cdot \text{s/m}^3\text{)} \quad (4.1)$$

である [15]．ここで， c は音速 (m/s)， A は室の全吸音力 (m^2) である．壁 (内壁) の面積 $u \text{ m}^2$ の領域に入射するエネルギーは，

$$\frac{c}{4} E_{in} u \text{ (watt)}$$

により表せる．壁の透過率を τ とおくと，壁 (外壁) の面積 $u \text{ m}^2$ の領域から屋外へ放射されるエネルギーは，

$$\frac{c}{4} E_{in} u \tau \text{ (watt)}$$

となる．ここで，壁 (外壁) の面積 $u \text{ m}^2$ の領域は要素音源と考えることができる．すると，要素音源からの音響出力パワー W_{unit} は，次式で表せる．

$$W_{unit} = \frac{c}{4} E_{in} u \tau \text{ (watt)} \quad (4.2)$$

要素音源からの音響放射を，面音源からの放射としてとらえるのではなく，Fig. 4.3 に示すように，単位面積中心から (4.2) 式の音響パワーを持つ球面波を放出していると考えることとする．

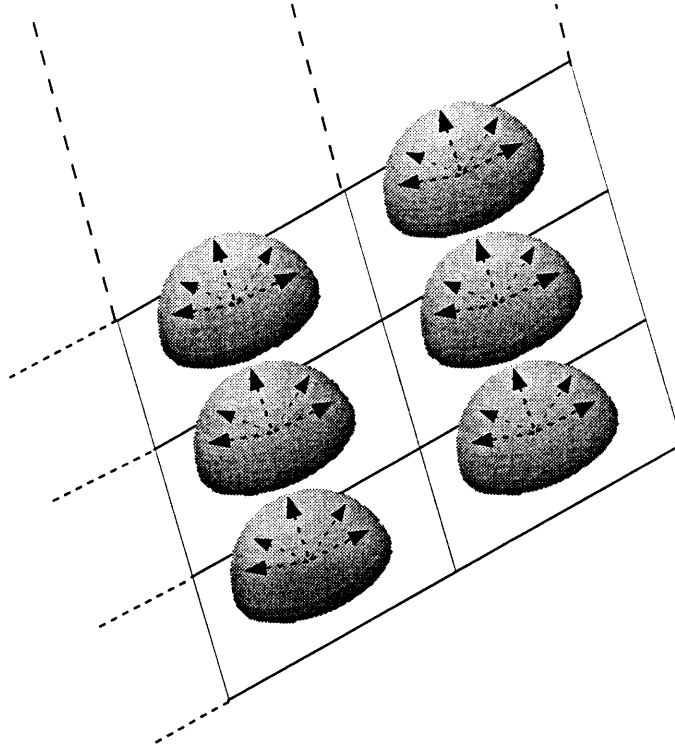


Fig. 4.3 要素音源中心からの球面波放射

4.1.2 音圧レベルの基準化～全要素音源からの寄与のエネルギー加算

屋根の素材であるスレートと側壁の素材であるコンクリートの透過率をそれぞれ τ_s , τ_c とおくと、スレート上の要素音源のパワーレベル L_{ws} とコンクリート上の要素音源のパワーレベル L_{wc} の差は、(4.2) 式より、

$$\begin{aligned}
 L_{ws} - L_{wc} &= 10 \log_{10} \frac{\frac{c}{4} E_{in} u \tau_s}{\frac{c}{4} E_{in} u \tau_c} \\
 &= 10 \log_{10} \frac{1}{\tau_c} - 10 \log_{10} \frac{1}{\tau_s}
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

となり、透過損失の差にはかならない。要素音源のパワーレベルが、側壁と屋根とで異なるので、通常の音圧レベル算出の基準点である自由空間での音源から 1m 点の音圧に関しては、側壁上の要素音源と屋根上の要素音源とでは数値が異なり、音圧レベルでいうと (4.3) 式の数値の差がある。

そこで、屋根上の要素音源からの自由空間 1m 地点を基準とした音圧レベルを SPL_s 、また、側壁上の要素音源からの自由空間 1m 地点を基準とした音圧レベルを SPL_c としたとき、次式に示

すように音圧レベルを基準化する．

$$\begin{cases} \text{屋根上の要素音源からの音圧レベル： } SPL_{roof} = SPL_s + (L_{w_c} - L_{w_s}) \\ \text{側壁上の要素音源からの音圧レベル： } SPL_{wall} = SPL_c \end{cases} \quad (4.4)$$

このように基準化したうえで，多数の要素音源からの音圧レベルをエネルギー加算する．ただ，無限個の要素音源全てについて加算する訳にはいかず，適当な収束条件を設定しなければならない．そこで今回収束判定条件は，「受音点 P_0 の z 座標を z_0 としたとき，まず $z = z_0$ 断面の要素音源からの音圧レベルをエネルギー加算する．次に， $z = z_0$ 断面の両隣の要素音源からの音圧レベルを求め，先に求めた $z = z_0$ 断面の要素音源からの音圧レベルと共にエネルギー加算する．更に両隣の要素音源からの音圧レベルを求め，既に求めた要素音源からの音圧レベルと共にエネルギー加算する．この操作を反復し，最新のエネルギー加算値と 1 つ手前のエネルギー加算値の差が 0.1 dB 未満となれば，収束したとみなす．」と設定する．

また，要素音源の大きさに関しては，4.2.2 節 で述べる回折音波の速度ポテンシャルの近似式の適用範囲との関連もあり，4.3.2 節 にて述べることとする．

4.2 要素音源からの音圧計算

1つの要素音源からの音圧計算には Keller[30] の幾何光学的回折理論を適用する。Keller の幾何光学的回折理論によれば、障害物が存在するときの受信点 P_0 における速度ポテンシャル ϕ は、入射音線と反射音線の和を幾何光学的音波 ϕ^g 、回折音線の総和を ϕ^d とすると、次式で表せる。

$$\phi = \phi^g + \phi^d \quad (4.5)$$

ここでは、まず、川井 [31, 32, 33] に倣い 3 本の稜線を持つ切妻型障壁について ϕ^d と ϕ^g を解説し、それを踏まえて Fig. 4.1 の工場形状に回折理論を適用する。

4.2.1 切妻型障壁に対する音線の総和

切妻型障壁の一般型である Fig. 4.4 に示すような 3 本の平行 edge を持つ障壁において、edge1,2,3 をそれぞれ z 軸とする 3 つの円筒座標により、音源 S_0 を $(r_{s1}, \theta_{s1}, z_s), (r_{s2}, \theta_{s2}, z_s), (r_{s3}, \theta_{s3}, z_s)$ と表し、受信点 P_0 を $(r_1, \theta_1, z_s), (r_2, \theta_2, z_s), (r_3, \theta_3, z_s)$ と表す。また、edge1-2 間と edge2-3 間の距離を、それぞれ w_{12}, w_{23} とする。

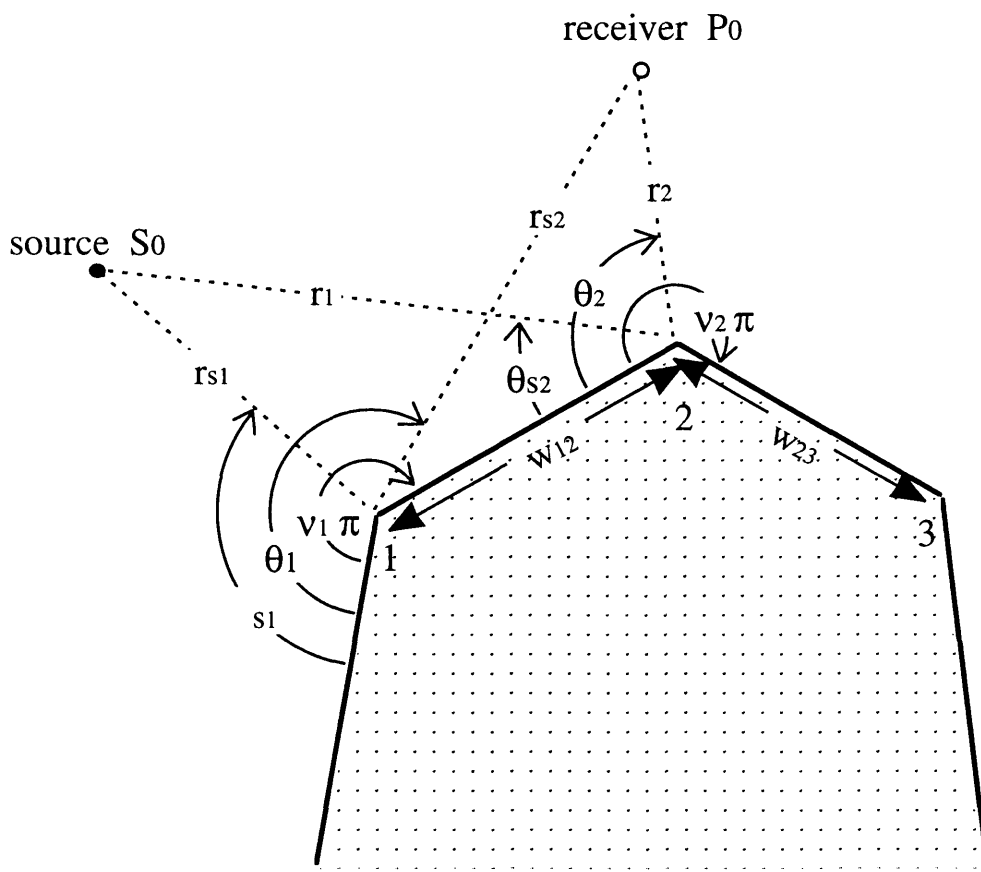


Fig. 4.4 3つの稜線を持つ切妻型障壁

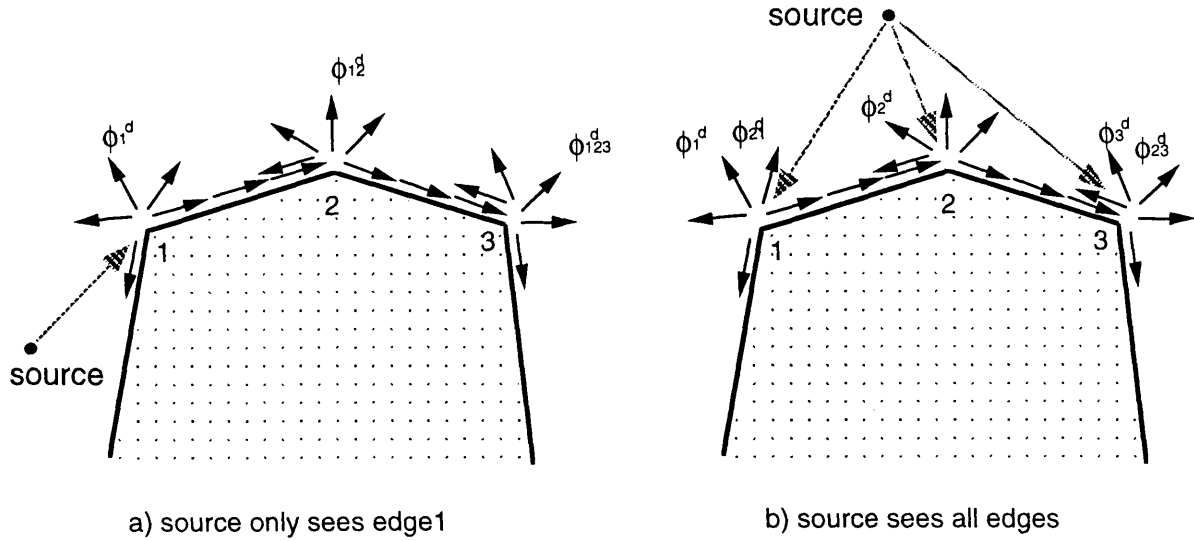


Fig. 4.5 稜線で生成される回折波

Keller の幾何光学的回折理論によると, Fig. 4.5 (a) のように音源から edge1 が見えるとき, 音波が edge1 に入射すると, (edge1 から一重回折音線 ϕ_1 が放射) \rightarrow (ϕ_1 のうち 1 本の音線が障壁の上面に沿って edge2 に入射し, 二重回折音線 ϕ_{12} を放射) \rightarrow (ϕ_{12} が, edge3 と edge1 に入射し, それぞれ三重回折音線 ϕ_{123}, ϕ_{121} を放射) $\rightarrow \dots$ と順次多重回折音線を放射してゆく. また, Fig. 4.5 (b) のように音源から edge1 だけでなく edge2 や edge3 も見えるときは, edge2, edge3 から全く同様に多重回折音線が放射されると考える. 従って, 受音点 P_0 における回折波は, 無限個の回折音線の和として,

$$\begin{aligned}
 \phi^d = & \eta(\nu_1\pi - \theta_{s_1}) \left\{ \eta(\nu_1\pi - \theta_1) \phi_1^d + \eta(\nu_2\pi - \theta_2) \phi_{12}^d + \eta(\nu_3\pi - \theta_3) \phi_{123}^d \right. \\
 & \left. + \eta(\nu_1\pi - \theta_1) \phi_{121}^d + \eta(\nu_2\pi - \theta_2) \phi_{1232}^d + \dots \right\} \\
 + & \eta(\nu_2\pi - \theta_{s_2}) \left\{ \eta(\nu_2\pi - \theta_2) \phi_2^d + \eta(\nu_1\pi - \theta_1) \phi_{21}^d + \eta(\nu_3\pi - \theta_3) \phi_{23}^d \right. \\
 & \left. + \eta(\nu_2\pi - \theta_2) \phi_{212}^d + \eta(\nu_2\pi - \theta_2) \phi_{232}^d + \dots \right\} \\
 + & \eta(\nu_3\pi - \theta_{s_3}) \left\{ \eta(\nu_3\pi - \theta_3) \phi_3^d + \eta(\nu_2\pi - \theta_2) \phi_{32}^d + \eta(\nu_1\pi - \theta_1) \phi_{321}^d \right. \\
 & \left. + \eta(\nu_3\pi - \theta_3) \phi_{323}^d + \eta(\nu_2\pi - \theta_2) \phi_{3212}^d + \dots \right\} \quad (4.6)
 \end{aligned}$$

と表すことができる. ここで,

$$\eta(\delta) = \begin{cases} 1 & \text{for } \delta \geq 0 \\ 0 & \text{for } \delta < 0 \end{cases} \quad (4.7)$$

である.

ところで、(4.6) 式は一見複雑だが、その意味するところは以下のようにに解釈される。

- 音源から edge1 が見えるときは、以下の回折音線の速度ポテンシャルを加算

$$\begin{aligned} & (\text{受音点から edge1 が見えれば } \phi_1^d) + (\text{受音点から edge2 が見えれば } \phi_{12}^d) \\ & + (\text{受音点から edge3 が見えれば } \phi_{123}^d) + \dots \end{aligned}$$

- 更に、音源から edge2 が見えるときは、以下の回折音線の速度ポテンシャルを加算

$$(\text{受音点から edge2 が見えれば } \phi_2^d) + (\text{受音点から edge1 が見えれば } \phi_{21}^d) + \dots$$

このように捉えると理解し易い式である。ところで、川井の学位論文 [31] により、「同じ稜線を 2 回以上回折してくる音線については、例えば、 ϕ_{121}^d が存在するとき ϕ_1^d が存在し、 $|\phi_{121}^d| \ll |\phi_1^d|$ が成立することより、その稜線を 1 回だけ回折してくる回折音線に比べ十分小さく無視して良い。」とある。そこで、(4.6) 式から同じ稜線を 2 回以上回折してくる音線の項を除くと、次式に示すように簡略化される。

$$\begin{aligned} \phi^d = & \eta(\nu_1\pi - \theta_{s_1}) \left\{ \eta(\nu_1\pi - \theta_1) \phi_1^d + \eta(\nu_2\pi - \theta_2) \phi_{12}^d + \eta(\nu_3\pi - \theta_3) \phi_{123}^d \right\} \\ & + \eta(\nu_2\pi - \theta_{s_2}) \left\{ \eta(\nu_2\pi - \theta_2) \phi_2^d + \eta(\nu_1\pi - \theta_1) \phi_{21}^d + \eta(\nu_3\pi - \theta_3) \phi_{23}^d \right\} \\ & + \eta(\nu_3\pi - \theta_{s_3}) \left\{ \eta(\nu_3\pi - \theta_3) \phi_3^d + \eta(\nu_2\pi - \theta_2) \phi_{32}^d + \eta(\nu_1\pi - \theta_1) \phi_{321}^d \right\} \quad (4.8) \end{aligned}$$

4.2.2 回折音線の速度ポテンシャルの計算式

回折音線は、Keller の理論より多重回折音線の和として表せることがわかった。すると、各多重回折音線の速度ポテンシャルが求まれば、受音点における回折音の速度ポテンシャルは (4.8) 式により近似的に計算できる。この節では、Fig. 4.4 の記号を用いて、Kouyoumjian と Pathak により導出された回折音の漸近解 [34] について解説する。

まず、一重回折音線 ϕ_l については、

$$\phi_l^d = \frac{e^{jkL(r_{sl}+r_l)}}{L(r_{sl}+r_l)} \left[V_l^d\left(\frac{r_{sl}r_l}{L(r_{sl}+r_l)}, \theta_l - \theta_{sl}\right) + V_l^d\left(\frac{r_{sl}r_l}{L(r_{sl}+r_l)}, \theta_l + \theta_{sl}\right) \right] \quad (4.9)$$

により与えられる。ただし、

$$L(r_s + r_l) = \sqrt{(r_s + r_l)^2 + (z_s - z_l)^2} \quad (4.10)$$

である。 V_l^d としては、漸近解の中で最も優れていると言われる、Kouyoumjian と Pathak の式

$$V_l^d(\Gamma, \Theta) = \frac{e^{i\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{2\pi k\Gamma}} \cdot \frac{-1}{2\nu_l} \left[\cot \frac{\pi + \Theta}{2\nu_l} F^* \left\{ X_l^+(\Theta) \right\} + \cot \frac{\pi - \Theta}{2\nu_l} F^* \left\{ X_l^-(\Theta) \right\} \right] \quad (4.11)$$

を用いる。ここで、

$$\begin{aligned}
 X_l^\pm(\Theta) &= 2k\Gamma \cos^2 \left(\frac{2N^\pm \nu_l \pi - \Theta}{2} \right) \\
 N^+ &= \begin{cases} 0 & \text{for } \Theta \leq \nu\pi - \pi \\ 1 & \text{for } \Theta > \nu\pi - \pi \end{cases} \\
 N^- &= \begin{cases} -1 & \text{for } \Theta < \pi - \nu\pi \\ 0 & \text{for } \pi - \nu\pi \leq \Theta \leq \pi + \nu\pi \\ 1 & \text{for } \Theta > \pi + \nu\pi \end{cases}
 \end{aligned} \tag{4.12}$$

であり、 $F^*(x)$ はフレネル積分 $F(y) = \int_y^\infty e^{j\tau^2} d\tau$ により

$$F^*(x) = -2j\sqrt{x}F(\sqrt{x}) \tag{4.13}$$

により与えられる。

次に、二重回折音線について、例えば ϕ_{12}^d は、

$$\begin{aligned}
 \phi_{12}^d &= 2 \frac{e^{jkL(r_{s1}+w_{12}+r_2)}}{L(r_{s1}+w_{12}+r_2)} \\
 &\cdot \begin{cases} V_1^d \left(B(r_{s1}, s_2, w_{12}) \frac{r_{s1}r_1}{L(r_{s1}+w_{12}+r_2)}, \theta_1 - \theta_{s1} \right) \cdot V_2^d \left(\frac{r_{s1}r_1}{L(r_{s1}+w_{12}+r_2)}, \theta_2 \right) \\ \quad \text{for } |X_1^-| \leq |X_2^-| \\ V_1^d \left(\frac{r_{s1}r_1}{L(r_{s1}+w_{12}+r_2)}, \theta_1 - \theta_{s1} \right) \cdot V_2^d \left(B(r_{s1}, s_2, w_{12}) \frac{r_{s1}r_1}{L(r_{s1}+w_{12}+r_2)}, \theta_2 \right) \\ \quad \text{for } |X_1^-| > |X_2^-| \end{cases}
 \end{aligned} \tag{4.14}$$

で与えられる。ここで、

$$B(r_{s1}, r_2, w_{12}) = \frac{w_{12}(w_{12}+r_2+r_{s1})}{(w_{12}+r_{s1})(w_{12}+r_2)} \tag{4.15}$$

である。他の二重回折音線 $\phi_{21}^d, \phi_{23}^d, \phi_{32}^d$ についても、(4.14) 式の中の対応する添字を変更すれば近似式が得られる。

更に、三重回折音線について、例えば ϕ_{123}^d は、

$$\begin{aligned}
 \phi_{123}^d &= 2 \frac{e^{jkL(r_{s1}+w_{12}+w_{23}+r_3)}}{L(r_{s1}+w_{12}+w_{23}+r_3)} \\
 &\cdot V_1^d \left(B_{12}(r_{s1}, w_{23}+s_3, w_{12}) \frac{r_{s1}(w_{12}+w_{23}+r_3)}{L(r_{s1}+w_{12}+w_{23}+r_3)}, \nu_1\pi - \theta_{s1} \right) \\
 &\cdot V_2^d \left(B_{23}(r_{s1}+w_{12}, s_3, w_{23}) \frac{(r_{s1}+w_{12})(w_{23}+r_3)}{L(r_{s1}+w_{12}+w_{23}+r_3)}, \nu_2\pi \right) \\
 &\cdot V_3^d \left(\frac{(r_{s1}+w_{12}+w_{23})r_3}{L(r_{s1}+w_{12}+w_{23}+r_3)}, \theta_3 \right) \\
 &\quad \text{for } |X_1^-| \leq |X_2^-| \text{ and } |X_2^-| \leq |X_3^-|
 \end{aligned} \tag{4.16}$$

で与えられる．ここで、 B_{12} および B_{23} は、(4.15) 式により定義される B 項であり、 B_{12} は $|X_1^-| > |X_2^-|$ のとき V_2^d に挿入され、 B_{23} は $|X_2^-| > |X_3^-|$ のとき V_3^d に挿入され、共に V_2^d に挿入されるときは $B_{12} \cdot B_{23}$ として挿入される．他の三重回折音線についても、(4.16) 式の中の対応する添字を変更すれば速度ポテンシャルの近似式が得られる．

ただし、一重回折式 (4.14)、二重回折式 (4.14) と三重回折式 (4.14) には、以下のような適用条件がある．

$$\begin{cases} r_{s1} \sin \beta_1, & r_{s2} \sin \beta_2, & r_{s3} \sin \beta_3 \geq \frac{\lambda}{4} \\ r_1 \sin \beta_1, & r_2 \sin \beta_2, & r_3 \sin \beta_3 \geq \frac{\lambda}{4} \\ w_{12} \sin \beta_1, & w_{12} \sin \beta_2, & w_{12} \sin \beta_3 \geq \frac{\lambda}{4} \\ w_{23} \sin \beta_1, & w_{23} \sin \beta_2, & w_{23} \sin \beta_3 \geq \frac{\lambda}{4} \end{cases} \quad (4.17)$$

ここに、

$$\sin \beta_l = \frac{r_{s_l} + r_l}{L(r_{s_l} + r_l)} = \frac{r_{s_l} + r_l}{\sqrt{(r_{s_l} + r_l)^2 + (z - z_s)^2}} \quad (4.18)$$

である．適用条件を満たす位置関係において、一重回折式 (4.14)、二重回折式 (4.14) と三重回折式 (4.14) を (4.8) 式に代入すれば、切妻型障壁の回折音場は、精度良く求まる．

ところで、(4.11) 式で定義されている V_l^d は絶対値が 1 より小さくなる関数である．従って、 $|\phi_{121}^d| \ll |\phi_1^d|$ が成立する [31]．

4.2.3 幾何光学的音波の速度ポテンシャルの計算式

幾何光学的音波について述べる．表面が剛な障害物体に対して幾何光学的音波 ϕ^d は、実音源および鏡像による虚音源のうち受音点から幾何学的に見える音源があれば、それらの球面波の和として求められる．どの音源も見えないときには ϕ^d は存在しない．ところで、ウェッジの開き角が π 未満の場合は、音線が複雑となる．そこで、開き角が π 以上のウェッジに対して、音源からの入射・反射を考えながら、受音点までの音線を追跡する方法が最も確実と思われる．

例えば、地面に接する散乱体による音場を計算するときも、設置面でのウェッジ開き角が π 未満となり、このままでは考えられる音線の追跡は複雑なものとなる．しかし、散乱体の地面による鏡像を考えることにより、ウェッジの開き角が π 以上として扱える場合は、鏡像法を適用することにより幾何光学的音波の寄与計算が容易になる．

4.3 工場建屋形状に対する音波の伝搬計算

工場形状 Fig. 4.1 に対して回折理論に基づき、建屋の透過音による騒音伝搬を計算する．ここでは、鏡像法を適用して各要素音源からの音圧寄与を算出し、エネルギー加算した計算例を示す．

4.3.1 鏡像法を適用したモデル化

地面に対する鏡像を用いて近似式を導出する． Fig. 4.6 に示す 6 本の平行 edge を持つ障壁において、edge1, 2, 3, 4, 5, 6 をそれぞれ z 軸とする 6 つの円筒座標により、音源 S_0 を、

$$(r_{s_1}, \theta_{s_1}, z_s), (r_{s_2}, \theta_{s_2}, z_s), (r_{s_3}, \theta_{s_3}, z_s), (r_{s_4}, \theta_{s_4}, z_s), (r_{s_5}, \theta_{s_5}, z_s), (r_{s_6}, \theta_{s_6}, z_s)$$

と表し、受音点 P_0 を、

$$(r_1, \theta_1, z), (r_2, \theta_2, z), (r_3, \theta_3, z), (r_4, \theta_4, z), (r_5, \theta_5, z), (r_6, \theta_6, z)$$

と表す．また、地面に対する音源の鏡像つまり虚音源についても同様に、

$$(r'_{s_1}, \theta'_{s_1}, z_s), (r'_{s_2}, \theta'_{s_2}, z_s), (r'_{s_3}, \theta'_{s_3}, z_s), (r'_{s_4}, \theta'_{s_4}, z_s), (r'_{s_5}, \theta'_{s_5}, z_s), (r'_{s_6}, \theta'_{s_6}, z_s)$$

とおく．

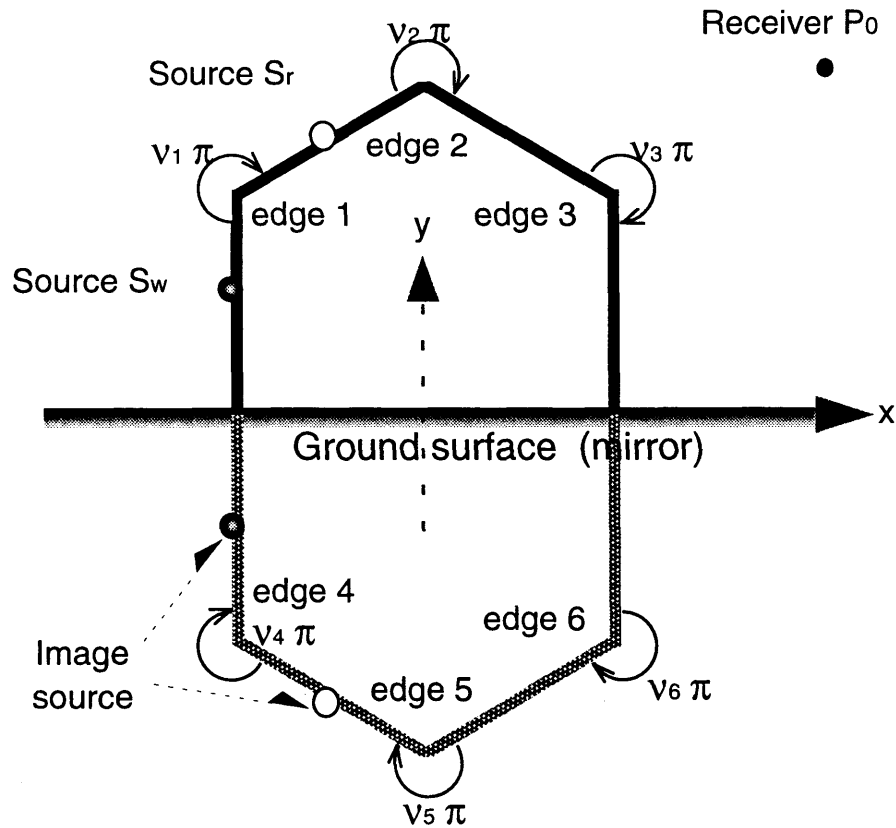


Fig. 4.6 実像および地面に対する鏡像

実音源が側壁上 (edge4~edge1) にあるときは、虚音源も同じ側壁上にあり、実音源・虚音源とも回折音線、幾何光学的音線を表す式は同じである。しかし、音源が屋根上の edge1~edge2 間に位置するときは、虚音源は edge4~edge5 間に位置するため注意を要する。

まず、音源が側壁上 (edge4~edge1) にあるときの回折音線について考える。同じ稜線を2回以上回折する音線は除き、 ϕ_{1236} などの四重回折音線についても、逆周りで2本あるいは3本の稜線を回折してくる十分大きな回折音線が存在するので除く。また、三重回折まで考えなければ、速度ポテンシャルがない領域が生じるため、三重回折音線まで忠実に加えることとした。従って、音源から見えるエッジは edge4 と edge1 のみであることより、実音源・虚音源とも回折波は、

$$\begin{aligned} \phi^d = & \left\{ \eta(\nu_1\pi - \theta_1) \phi_1^d + \eta(\nu_2\pi - \theta_2) \phi_{12}^d + \eta(\nu_4\pi - \theta_4) \phi_{14}^d \right. \\ & \left. + \eta(\nu_3\pi - \theta_3) \phi_{123}^d + \eta(\nu_5\pi - \theta_5) \phi_{145}^d \right\} \\ & + \left\{ \eta(\nu_4\pi - \theta_4) \phi_4^d + \eta(\nu_1\pi - \theta_1) \phi_{41}^d + \eta(\nu_5\pi - \theta_5) \phi_{45}^d \right. \\ & \left. + \eta(\nu_2\pi - \theta_2) \phi_{412}^d + \eta(\nu_6\pi - \theta_6) \phi_{456}^d \right\} \quad (4.19) \end{aligned}$$

であり、幾何光学的音波は、

$$\phi^g = \eta(\nu_1\pi - \theta_1)\eta(\nu_4\pi - \theta_4) \cdot 2 \cdot \left\{ \frac{e^{jkR(\theta_1 - \theta_{s_1})}}{R(\theta_1 - \theta_{s_1})} + \frac{e^{jkR(\theta'_1 - \theta_{s_1})}}{R(\theta'_1 - \theta_{s_1})} \right\} \quad (4.20)$$

により表せる。ここに、 R は、

$$R(\theta_1, \theta_{s_1}) = \sqrt{r_1^2 + r_{s_1}^2 - 2r_1r_{s_1} \cos(\theta_1 - \theta_{s_1})} \quad (4.21)$$

である。

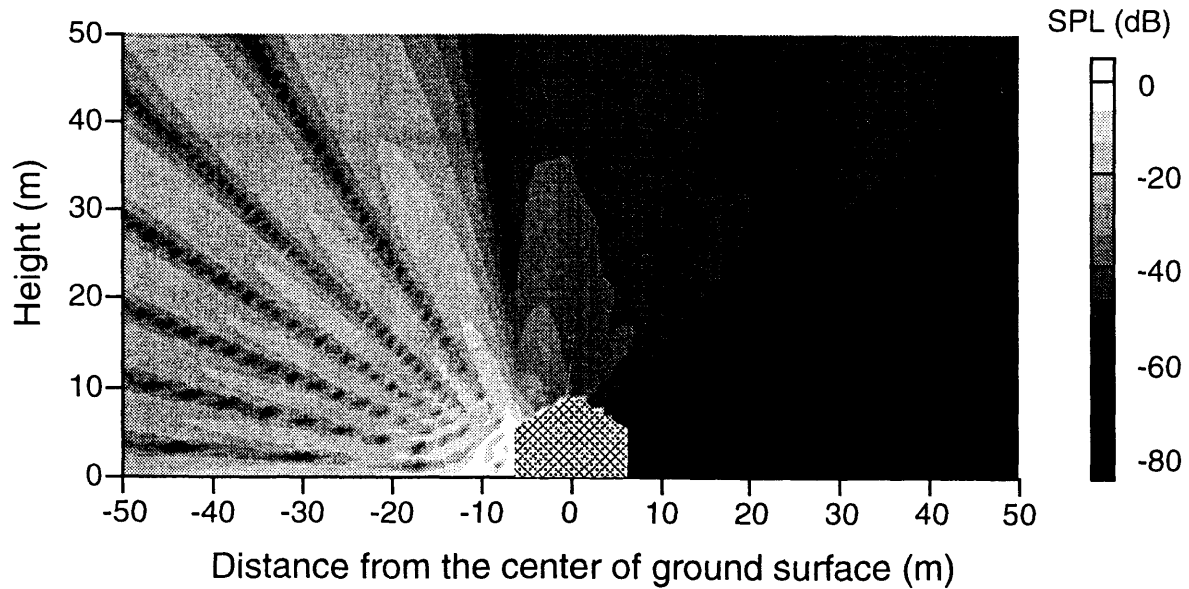


Fig. 4.7 音源位置 (-4.3,2.5,0.0) に対する SPL 分布 -500 Hz-

音源が Fig. 4.6 の *source* S_w に位置するとき、音圧レベルのコンターは Fig. 4.7 のようになり、物理現象に従うような結果が得られている。

一方、音源が屋根上 (edge1～edge2 間) に位置するとき、回折波は、

$$\begin{aligned} \phi^d = & \left\{ \eta(\nu_1\pi - \theta_1) \phi_1^d + \eta(\nu_2\pi - \theta_2) \phi_{12}^d + \eta(\nu_4\pi - \theta_4) \phi_{14}^d \right. \\ & \left. + \eta(\nu_3\pi - \theta_3) \phi_{123}^d + \eta(\nu_5\pi - \theta_5) \phi_{145}^d \right\} \\ & + \left\{ \eta(\nu_2\pi - \theta_2) \phi_2^d + \eta(\nu_2\pi - \theta_2) \phi_{21}^d + \eta(\nu_3\pi - \theta_3) \phi_{23}^d \right. \\ & \left. + \eta(\nu_6\pi - \theta_6) \phi_{236}^d + \eta(\nu_4\pi - \theta_4) \phi_{214}^d \right\} \quad (4.22) \end{aligned}$$

である。このとき虚音源は edge4～edge5 間にあるので、虚音源による回折を求めるには、虚音源の位置に対応して (4.22) 式の添字を変更しなければならない。一方、幾何光学的音波は、

$$\begin{aligned} \phi^g = & \eta(\nu_1\pi - \theta_1)\eta(\nu_2\pi - \theta_2) \cdot 2 \cdot \frac{e^{jkR(\theta_1 - \theta_{s_1})}}{R(\theta_1 - \theta_{s_1})} \\ & + \eta(\nu_4\pi - \theta_4)\eta(\nu_5\pi - \theta_5) \cdot 2 \cdot \frac{e^{jkR(\theta_4 - \theta'_{s_4})}}{R(\theta_4 - \theta'_{s_4})} \quad (4.23) \end{aligned}$$

により表せる。音源が Fig. 4.6 の *source* S_r に位置するとき、音圧レベルのコンターは Fig. 4.8 のようになり、やはり物理現象に従うような結果が得られている。

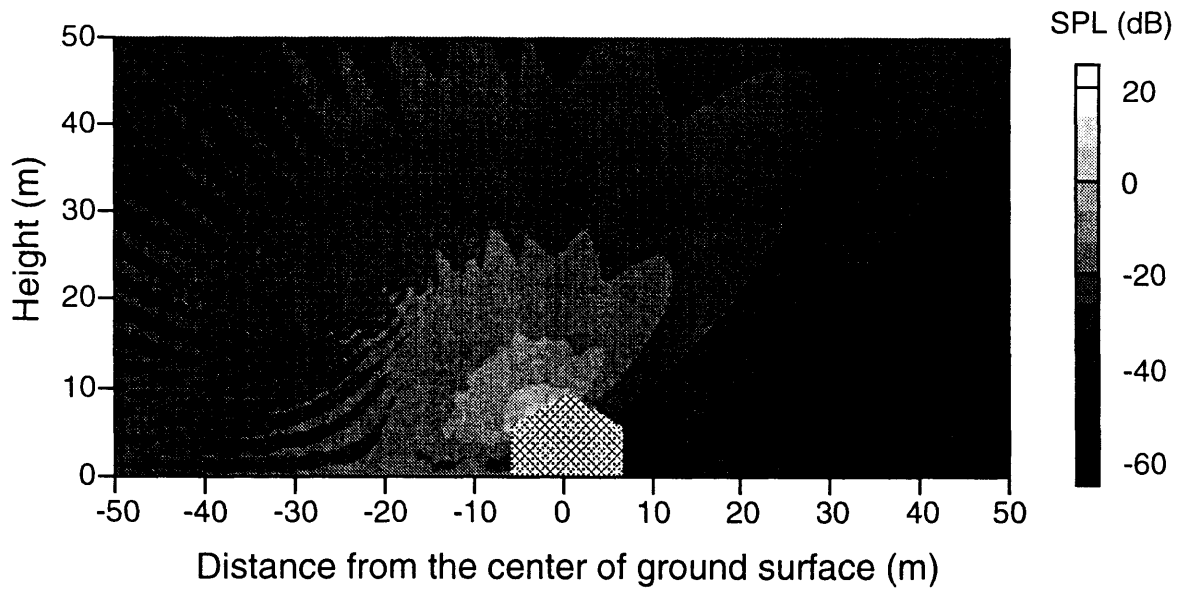


Fig. 4.8 音源位置 (-2.15,6.25,0.0) に対する SPL 分布 -500 Hz-

4.3.2 全要素音源からの計算方法

鏡像を考慮して、側壁上の要素音源に対しては (4.19) 式と (4.20) 式を、屋根上の要素音源に対しては (4.22) 式と (4.23) 式を適用する。そして、全要素音源からの寄与をエネルギー加算して、受音点における音圧レベルを求める。ただし、側壁と屋根のパワーレベルの違いは、(4.4) 式に示した操作によって補正する。

要素音源の形状は正方形とし、また、小さいほうが良いと思われるが、(4.17) 式を $z = 0$ に対して適用すると、音源 (要素音源の中心) も受音点もウェッジから $\lambda/4$ 以上離れていなければならないことがわかる。そこで、要素音源の大きさは一辺が $\lambda/2$ の正方形を目安に決定することとした。例えば、500Hz においては $\lambda/2 \simeq 0.34$ より大きくて、工場の高さ・幅の 5m で割り切れる数値である 0.5m を要素音源の一辺の長さとして用いた。同様に、1000Hz においては要素音源の一辺の長さは 0.2m とする。

このように、幾何光学的回折理論を適用することにより建屋周辺の音場計算が可能となる。計算結果の検証は、次節 実験的検討 にて行う。建屋以外に音響的な障害物があるときは、回折音波の計算だけでなく、幾何光学音波の音線を正確に捉えなければならないため、幾何光学的回折理論によると音場計算が非常に煩雑となると言われる。しかし、地面上の建屋のみ存在する音場計算では、例えば積分計算もフレネル積分しかないため計算機にかかる負荷も少なく済み、計算が非常に高速に行える利点がある。従って、幾何光学的回折理論を適用した計算により、建屋周辺のコンターマップや指向特性の把握が容易に行える。

ところで、計算方法として、Fig. 4.6 のような鏡像を用いなくとも、地面をも含む 5 重ウェッジとして計算する方法もあり、ウェッジが少ないぶん音線数も少ない。しかし、地面とのウェッジは開き角が $\pi/2$ となるために幾何光学的音波の扱いが複雑である。加えて、このウェッジでの一重回折ポテンシャルの近似式は音源が $\pi/2$ に位置し、受音点が $\pi/2$ の近傍 (のかなり広い範囲) に位置するときは発散することがわかった。このことは、(4.11) 式に角度の数値を代入すれば確認できる。松井 [35] によると、一重回折ポテンシャルの近似式は全ての開き角に対して適用できているが、扱う問題の都合上開き角を考慮しなくて済んだためと思われる。実際、川井をはじめ Kouyoumjian と Pathak などの代表的な文献では、 π 以上 2π 以下の開き角しか扱っていない。従って、ウェッジの回折近似式を適用する際には、鏡像法などを適用して π 以上 2π 以下の開き角に限定することが適策だと考えている。

4.4 実験的検討

4.4.1 模型作成

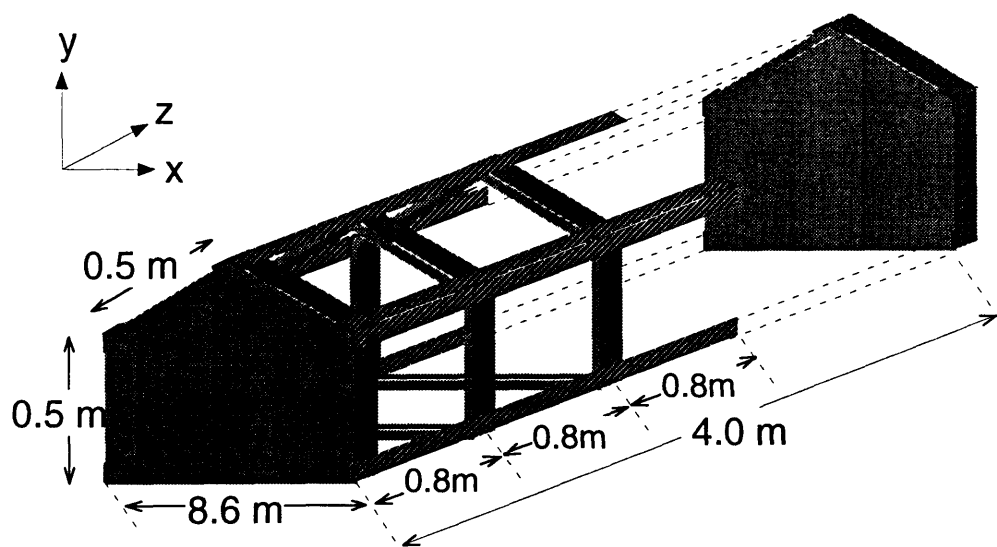


Fig. 4.9 1/10 スケールモデルの骨格

幾何光学的回折理論による指向性の計算結果を検証するため、工場建屋の1/10スケール模型を作成し、模型周辺における指向性の測定をおこなった。半無響室のサイズの制約上、Fig. 4.9に示す模型の z 方向に長さを無限長とすることはできない。しかし、幾何光学的回折理論による計算により、建屋の長さは40mあればその中心における断面ではほぼ無限長とみなせることが確認できた* ため、模型の z の長さは4mとした。その両端は、音エネルギーが透過しないように30mm厚のホモゲンボードで塞いだ。写真Fig. 4.10に示すように、4mにおよぶ長さの支えとして0.8m間隔に4つの支えを角材にて作成した。模型内部にはスピーカを等間隔に5個配置したうえ、出力が同相とならないようアンプ出力時に+極と-極をランダムに接続した。更に鉄板を折り曲げたものを拡散板として多数活用することにより、内部音場の拡散性を向上させた。

模型の屋根材と側壁材の選定に当たっては、加工が容易で、しかもある程度の強度があり、コインシデンス限界周波数が10kHzを超える素材を探した。その結果、アクリル板を使用することとした。加工上の強度を考えると1mm以上の厚さは必要であるが、その厚みが問題となる。Table 4.1にアクリルの物理指標を示す。これをもとに算出した1mm厚から4mm厚までのアクリル板の曲げ波長 λ_B およびコインシデンス限界周波数 f_B をTable 4.2に示す。

模型は、 z 方向の長さが0.8mのモジュールを5個並べることにより4mの長さを完成してい

* 幾何光学的回折理論によると、建屋の地面上の中心から半径15m内では40mの長さがあれば無限長のものに対して誤差は0.1dB以内、同様に半径30m内では誤差は0.2dB以内と算出された

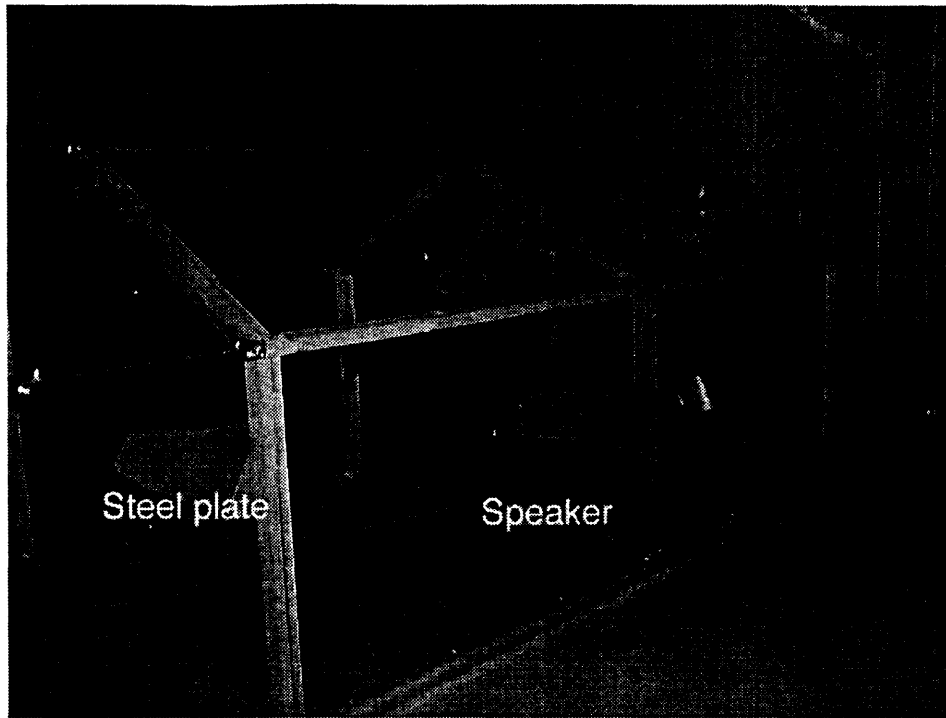


Fig. 4.10 半無響室内における模型の写真

る。つまり、アクリル板の大きさは $0.8m \times 0.5m$ となる。曲げ波長は、この大きさと比較して十分小さくなる厚さが適している。また、コインシデンス限界周波数は 3 mm 厚のアクリル板では 11.5 kHz となり、1/10 縮尺実験であることを考えると、実寸にして 1 kHz 程度の測定が限界になってしまう。そこで、曲げ波長が小さく、しかも、コインシデンス限界周波数が比較的大きな 1 mm と 2 mm のアクリル板を外壁材として用いることに決めた。

Table 4.1 Acryl の物理指標

Item	unit	Value
ヤング率	N/m^2	3.4×10^9
面密度	kg/m^3	1.19×10^3
ポアソン比	-	0.39

Table 4.2 厚さ別にみた、acryl の曲げ波の波長とコインシデンス限界周波数

項目	単位	1 mm	2 mm	3 mm	4 mm
伝搬速度 (C_B)	(m/s)	129.0	182.5	223.5	258.1
5 KHz での曲げ波長 (λ_B)	mm	25.8	36.5	44.7	51.6
コインシデンス限界周波数 (f_B)	kHz	34.7	17.3	11.5	8.6

このように工場建屋には、一般的に屋根より側壁に透過損失が大きな材料が使用されていることに対応して、屋根に1 mm 厚、側壁に2 mm 厚のものをを使うことを基本とし、側壁の透過損失を大きくすることとした。また、比較として、屋根に2 mm 厚、側壁に1 mm 厚の材料パターンも、はめ替えることにより容易に作成可能である。アクリル板1 mm 厚と2 mm 厚の組み合わせを用いることにより、コインシデンス限界周波数17360 Hz までの広い周波数帯域において6 dB の透過損失の差が維持できることとなる。

音源にはホワイトノイズを用い、Fig. 4.11 のような測定系を構成し、FFT Analyser により1/3 オクターブバンド音圧レベルを測定した。

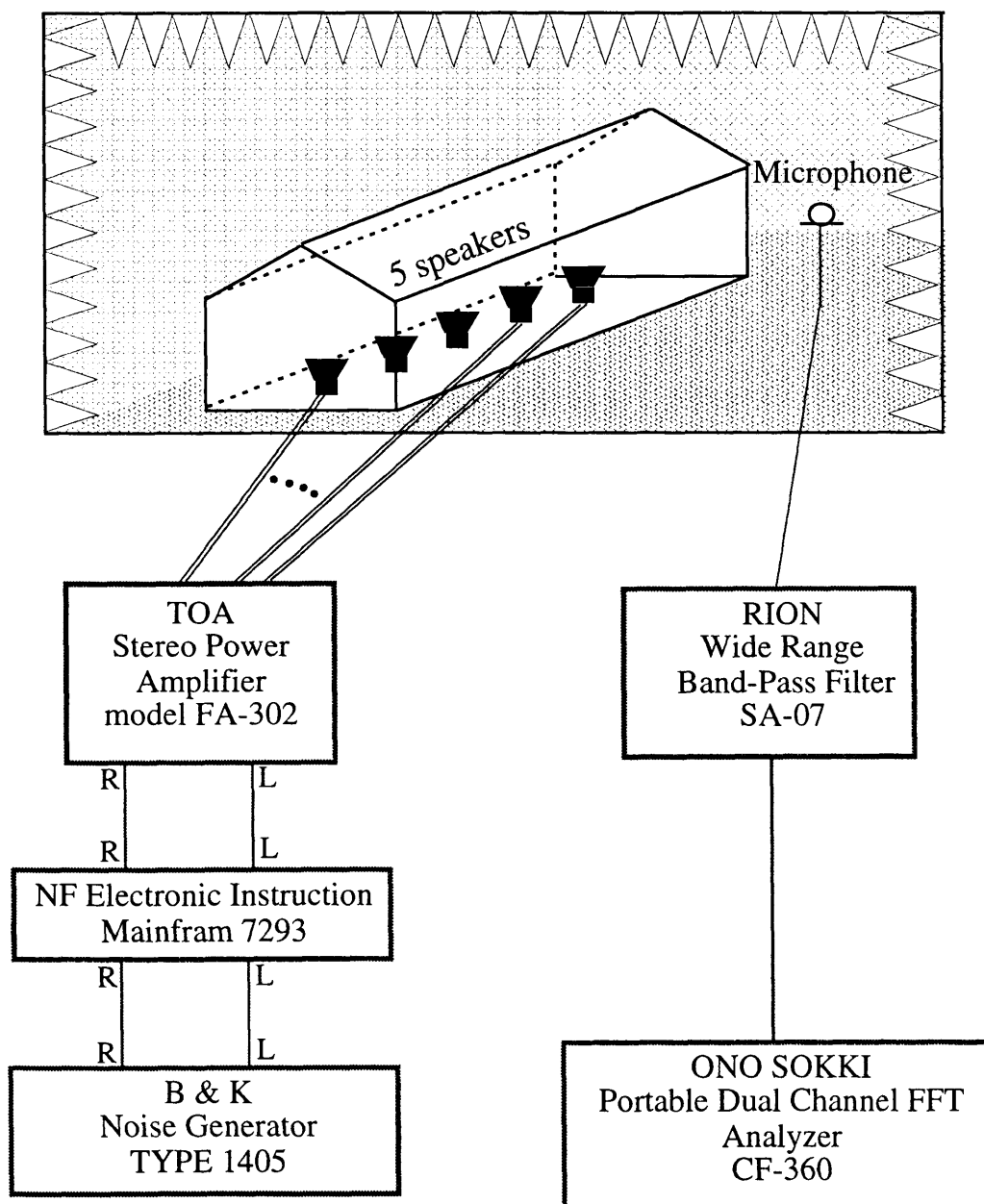


Fig. 4.11 測定系の構成

4.4.2 指向性の測定 および 数値計算との比較

大きさの無視できない音源である工場建屋について、1/10 縮尺模型によりその透過音の指向性を測定した。模型外壁に用いた1 mm および2 mm アクリル板の透過損失は、面密度 $1.19 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ にもとづき Table 4.3 のように算出された。そこで、屋根に1 mm 厚、側壁に2 mm 厚のアク

Table 4.3 アクリル板の透過損失

Frequency	5000 Hz	10000 Hz
acryl: 1 mm	28.6 dB	34.6 dB
acryl: 2 mm	34.6 dB	40.6 dB

リル板を用いた場合と、逆に屋根に2 mm 厚、側壁に1 mm 厚のアクリル板を用いた場合の2通りのケースについて指向性を測定した。測定面は模型の中心断面で、Fig. 4.12 に示すように実寸にして半径10 m と15 m の同心円上にて音圧レベルを測定した。また、数値計算においても Table 4.3 に示す透過損失の差を考慮して指向性を算出した。側壁が2mm のアクリル板、屋根が1mm のアクリル板からなる場合の比較を Fig. 4.13 に、その逆で側壁が1mm のアクリル板、屋根が2mm のアクリル板からなる場合の比較を Fig. 4.14 に示す。最大で3dB 程度の差が生じてはいるものの、ピーク、ディップの生ずる方向が良く一致している。これより、計算モデルの精度は良いものと判断できる。

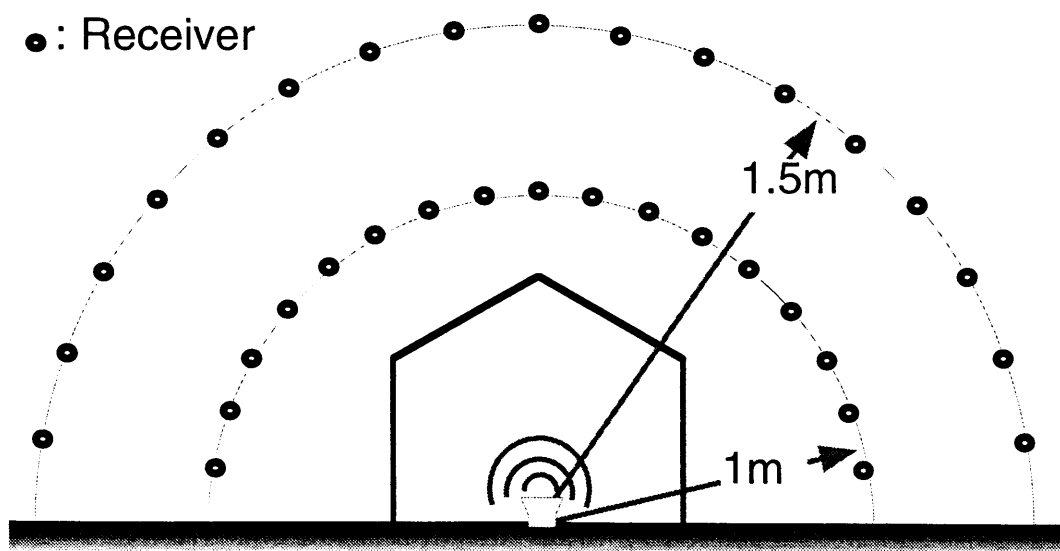


Fig. 4.12 同心円上の受音点.

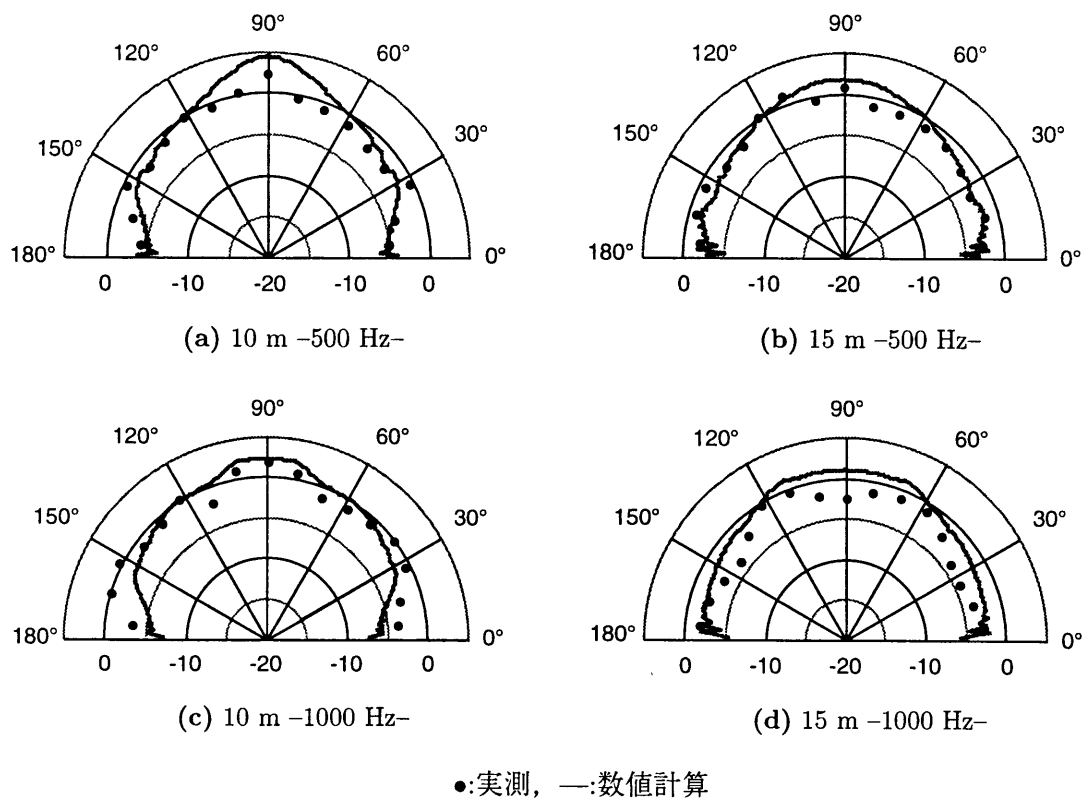


Fig. 4.13 屋根に 1 mm 厚, 側壁に 2 mm 厚のアクリル板を用いた場合の指向性 (実寸)

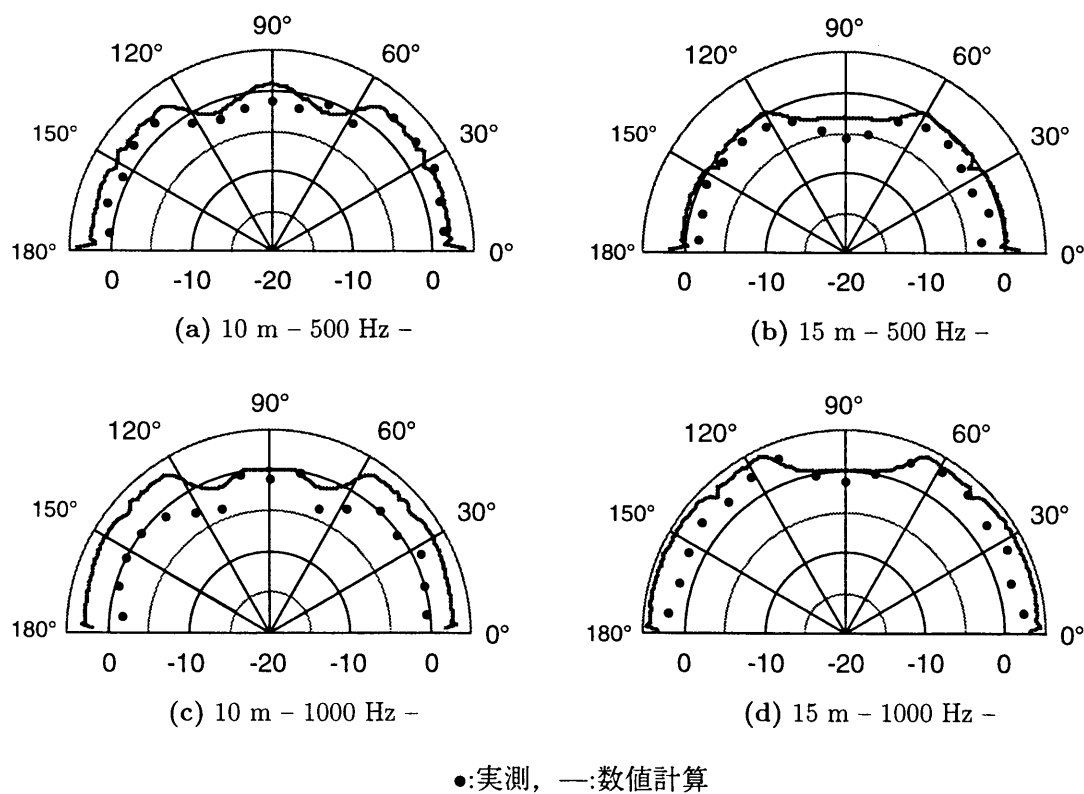


Fig. 4.14 屋根に 2 mm 厚, 側壁に 1 mm 厚のアクリル板を用いた場合の指向性 (実寸)

4.5 計算モデルを用いた工場建屋透過音の指向性解析

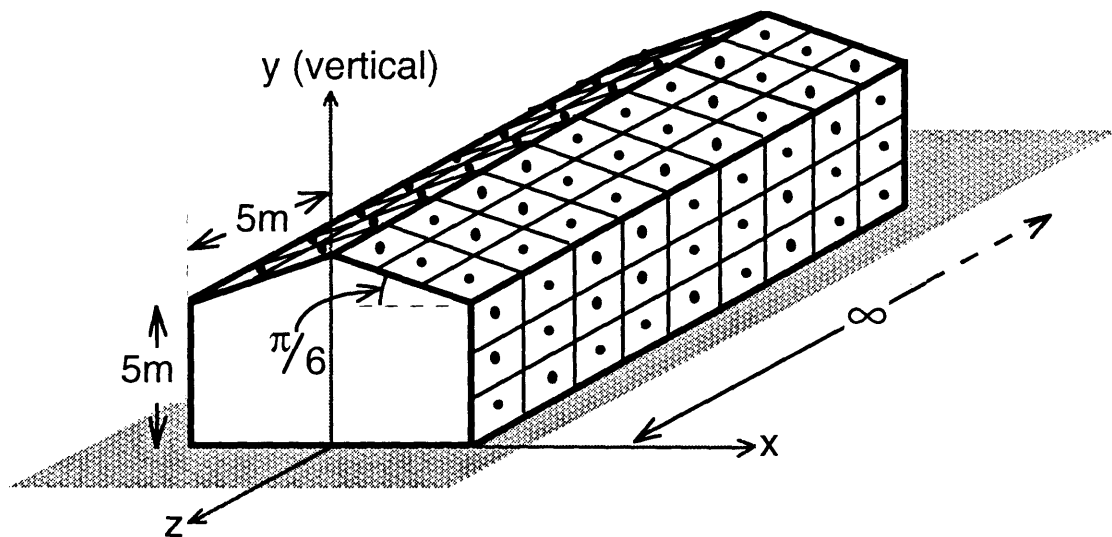


Fig. 4.15 工場建屋の指向性.

大きさを無視できない音源の例として工場建屋透過音を取り上げ、種々の仕上げ建築材料に対する音源周辺の指向性を検討する。形状はこれまでと同様に、**Fig. 4.15**に示すように側壁高さおよび屋根の幅を5 m、屋根は水平方向から $\pi/6$ 傾いているとし、 z 方向の長さは無限とする。そして、建屋内部を三次元の拡散音場と仮定することにより、外壁面の多数の要素音源のパワーを設定した上で、要素音源中心に位置する各点音源からの寄与を幾何光学的回折理論により計算する手法を用いて建屋周辺の音場を検討する。屋根と側壁の透過損失設定値を変えることにより、それぞれの透過音の音響放射パワーを操作できるため、外壁の透過損失の取り方で、様々な指向性が現れることが予想される。そこで、屋根と側壁の総合透過損失としては、以下の3つのケースを考える。

1. case 1

屋根: 6.5 mm 厚のスレート大波板

側壁: 150 mm 厚のコンクリートブロックと 6.5mm 厚の板ガラス (それぞれの面積比は 4:1)

2. case 2

屋根: 6.5 mm 厚のスレート大波板

側壁: 6.5 mm 厚のスレート大波板と 6.5mm 厚の板ガラス (それぞれの面積比は 4:1)

3. case 3

屋根: 波形スレート積層材に気泡コンクリートを充填

側壁: 150 mm 厚のコンクリートブロックと 6.5 mm 厚の板ガラス (それぞれの面積比は 4:1)

上記の建築材料は実務的騒音対策指針 第2版 [36] から選択した。

3つのケースの総合透過損失を Table 4.4 に示す。case 1 は屋根より側壁の透過損失が大きい場合であり、case 2 は両者がほぼ等しく、case 3 は屋根の透過損失が大きい場合に相当する。屋根と側壁の透過損失差が case 1 のように 4 dB から 8 dB 程度の外壁は実際に多く存在している。case 2 と case 3 のような透過損失差を持つ外壁は、構造上の強度の関係もあり実際には建造されることはないと思われるが、指向性の比較のために想定したものである。

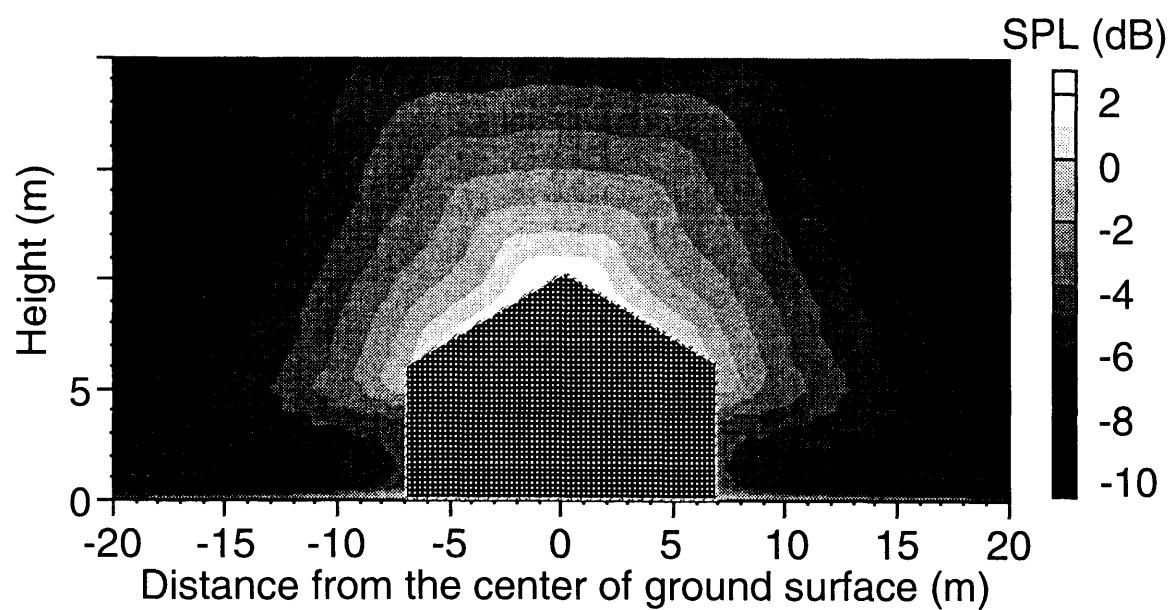
Table 4.4 3つのケースの総合透過損失

		125 Hz	250 Hz	500 Hz	1000 Hz	2000 Hz
case 1	TL of roof	15	17	22	30	34
	TL of side wall	20.7	24.7	28.9	34.9	37.9
case 2	TL of roof	15	17	22	30	34
	TL of side wall	14.8	17.2	22.0	29.5	33.2
case 3	TL of roof	23	26	33	37	43
	TL of side wall	20.7	24.7	28.9	34.9	37.9

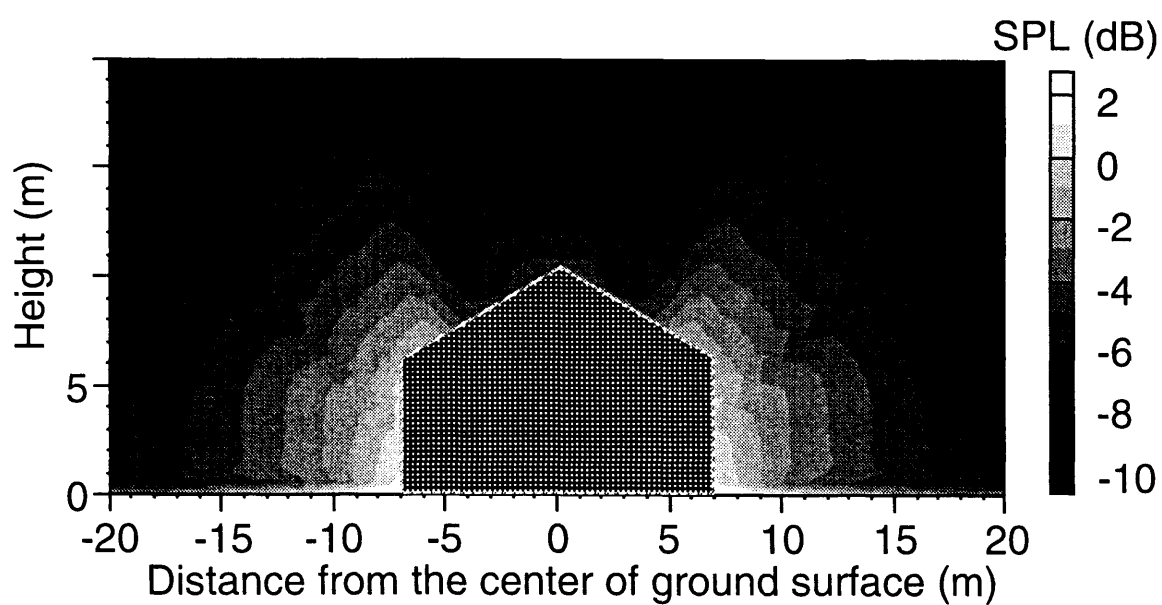
まず、500 Hz に対して case 1, case 3 の比較をする。Fig. 4.16 に $z=0$ 面 (建屋の断面) の音圧レベルコンターを示す。また、 $z=0$ 面の半径 15 m 同心円上の指向性を Fig. 4.17 に示す。

音圧レベルコンターより、case 1 の場合は、音源の中心位置はおよそ 5 m の高さにあるように見える。これは、屋根より側壁の透過損失が 6.9 dB 大きく、屋根上の要素音源の寄与が大きいために、音源の中心位置が屋根の位置する上方へなったと考えられる。また、case 3 の場合は、音源の中心位置は地面上にあるように見える。これは、側壁より屋根の透過損失が 4.1 dB 大きく、側壁上の要素音源の寄与が大きいために、音源の中心位置が地面に近くなったためと考えられる。

従って、外壁全面からの音響放射を考慮した音源の中心位置は、透過損失の違いにより上下に移動することが分かる。また、このことから、工場建屋のように大きな音源に対して、音源の指向性をみるためには、従来から用いられている Fig. 4.17 のような同心円上の音圧レベル比較は、中心位置が確定できないため適さないこととなる。

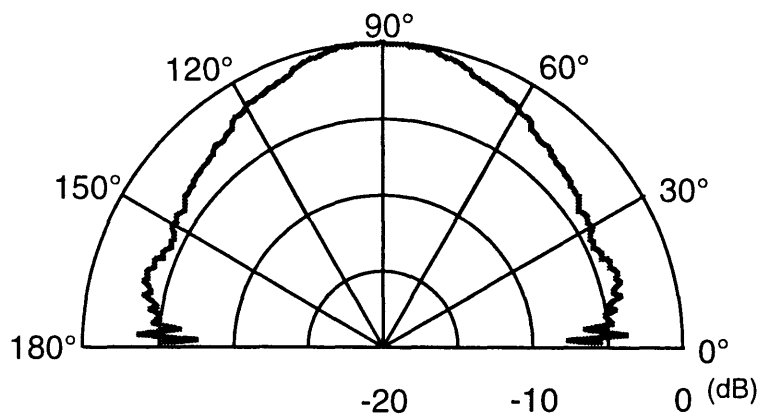


(a) case 1

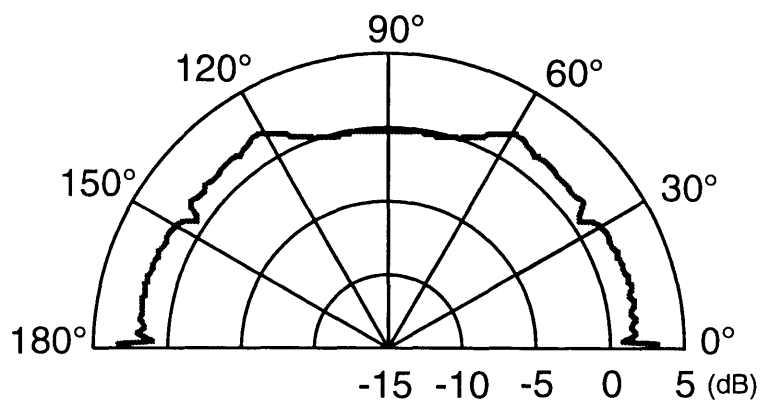


(b) case 3

Fig. 4.16 $z=0$ 面での SPL 分布 -500 Hz-



(a) case 1

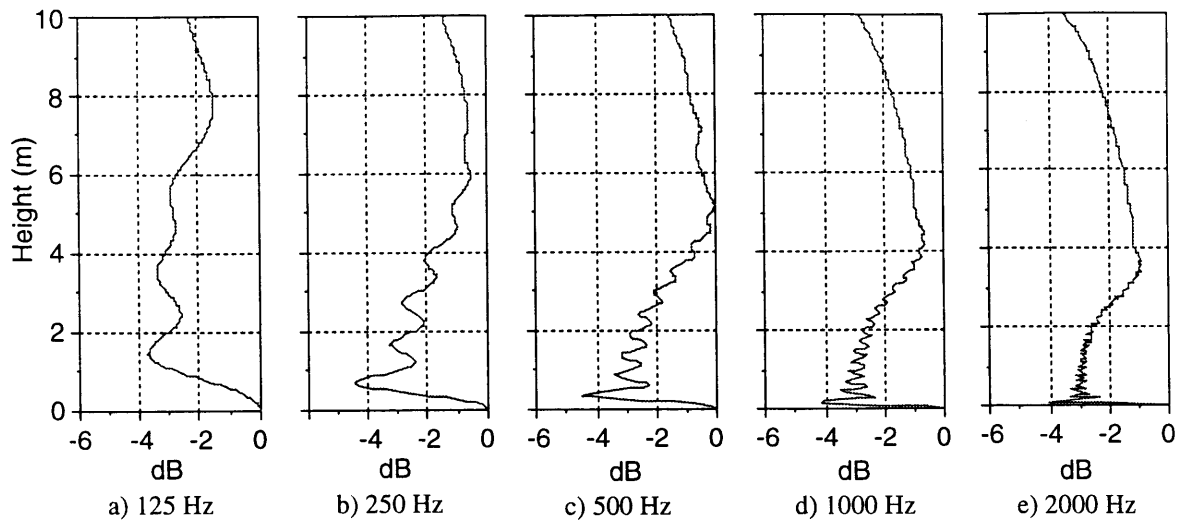
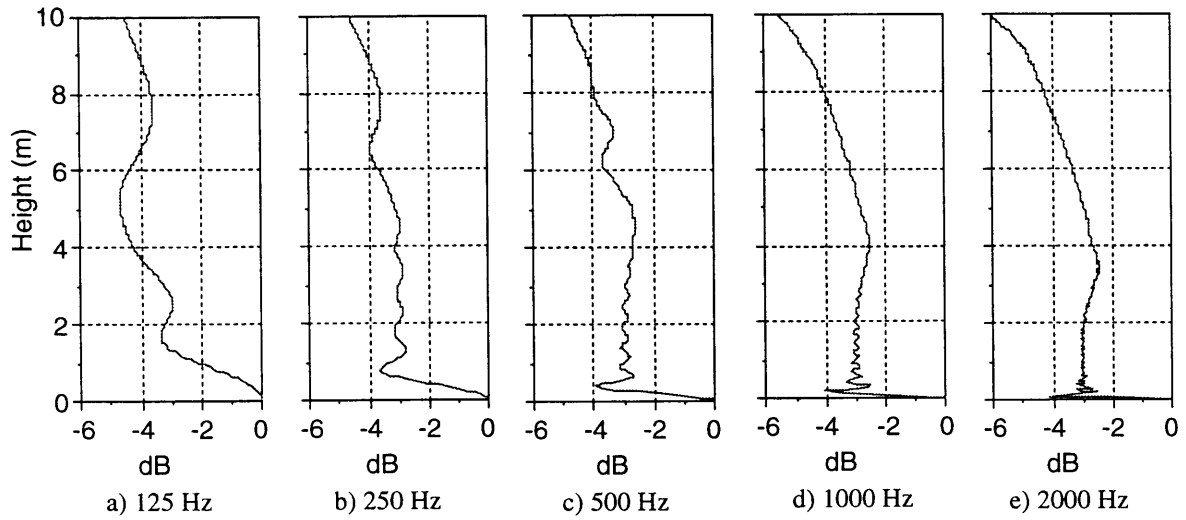
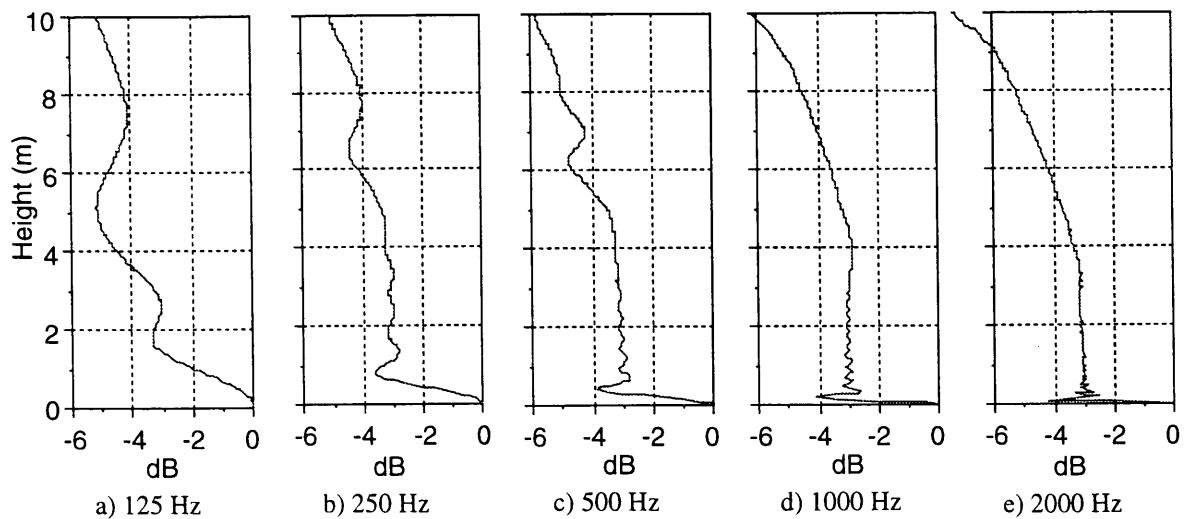


(b) case 3

Fig. 4.17 $z=0$ 面, 原点より半径 15 m の指向性 -500 Hz-

そこで、鉛直方向の音圧レベル変化を詳細に検討することとした。具体的には、 $x=10$ すなわち側壁から約 5.7 m の地点において、高さ 0 m から 10 m の音圧レベルを計算した。Fig. 4.18, Fig. 4.19, Fig. 4.20 に Table 4.4 の全てのケースに対する計算結果を示す。地表面のごく近傍は音波の干渉効果によって、音圧レベルの変動が複雑なものになっているが、ある程度上空のなると特徴的な違いがある。

まず、側壁の透過損失が大きい case 1 (Fig. 4.18) においては、125 Hz から 2000 Hz へと周波数が大きくなるにつれ音圧レベルが最大となる高さが 7 m から 3 m と徐々に低くなっている。最大となる位置までは、音圧レベルは上下動を繰り返しながら増加し、干渉の影響が強く現れる結果となった。最大となる位置では、周波数による違いがあるものの、地表面付近よりも 2 dB～3 dB 程度の音圧レベル上昇がみられる。そして、この位置を過ぎると音圧レベルは緩やかに減少

Fig. 4.18 $x = 10$ での SPL 鉛直プロファイル - case 1 -Fig. 4.19 $x = 10$ での SPL 鉛直プロファイル - case 2 -Fig. 4.20 $x = 10$ での SPL 鉛直プロファイル - case 3 -

している。

次に、屋根と側壁の透過損失がほぼ等しい case 2 (Fig. 4.19) においては、125 Hz* を除き、高さ 4 m 程度まで音圧レベルがほぼ一定している。これは、側壁が 5 m の高さまで鉛直に立っており、高さ 5 m、幅無限大にわたる均質な面音源の効果が現れている。

更に、屋根の透過損失が大きい case 3 (Fig. 4.20) においても同様な傾向で、4 m 程度上空まで音圧レベルの変化は小さい。側壁に比べ屋根の音響パワーが小さいため、4 m を超えた高さからの音圧レベルは case 2 に比べて大きく減少している。

工場建屋のような大きさを無視できない音源に対しては、外壁全面からの音響放射による仮想的な音源の中心位置は、外壁の透過損失の違いにより上下に移動することがわかった。また、音圧レベルの鉛直分布を解析することにより、側壁の透過損失が大きいため建物上部からの音響パワーが大きいときには、地面よりも高い位置で音圧レベルが最大となる。一方、側壁の透過損失が小さく建物下部からの音響パワーが大きいときには、ある程度上空まで音圧レベルの変化は小さいことが明らかとなった。

* 125 Hz では、要素音源の大きさが $2.5\text{m} \times 2.5\text{m}$ と非常に大きく、屋根幅・側壁高 5m の中には 2 個の要素しか入らない。従って、125 Hz の計算精度には問題がある。