外部放射音場へのダクト出口空洞部の影響*

椿 下 庸 二^{*1}, 松 本 浩 一^{*2}, 吉 川 孝 雄^{*3}

Effect of Cavity on Sound Radiation from Flanged Circular Duct

Yasuji TSUBAKISHITA, Kohichi MATSUMOTO and Takao YOSHIKAWA

The sound radiation from a cylindrical duct having a cavity at the open end has been numerically studied. The structures of the entire sound field is numerically obtained for various depths and radii of the cavity. The governing equation for acoustic disturbance is a linearized Euler equation and is solved by a finite difference method. The present study shows that the cavity affects the sound diffraction and reflection at the open end of the duct and changes the radiated sound field. The cavity of a particular depth reduces the sound power significantly and changes the distributions of intensity and sound pressure level at the open end of the duct.

Key Words: Numerical Analysis, Unsteady Flow, Finite Difference Method, Wave, Sound Radiation, Noise Reduction, Cavity

1. ま え が き

空調装置の換気口やトンネルからの騒音などの低減は環境問題と関係し、特に重要な課題となっている。空調装置の吸気口では一般的には壁面上に開口端があり、トンネルにおいては丘陵や絶壁などに開口端がある。この場合、開口端からの音の放射に対して壁面はフランジと同じ作用をするとみなしてよい。Nomura⁽¹⁾らはフランジダクトからの音の放射問題に対する理論解析を行っており、特に開口端における反射係数についてフランジの有無の影響を比較するとフランジなしのダクトのほうが反射係数が大きいことを示している。一方、Andreasらの実験的研究⁽²⁾によれば、円管にフランジや外管を取付けることで開口端近傍の空気の運動が複雑になり音波の放射特性がかなり変化を受けることがわかっている。さらに以前、著者ら⁽³⁾はダクト開口端からの音の放射について差分計算を行い、ダクト径が同じでも開口端出口の状態、フランジの形状やその位置によって反射係数および外部音場の指向性等

がかなり大きく変化することを示し、理論値⁽¹⁾や実験値⁽⁴⁾との一致がよい計算結果を得た。

そこで、本研究では簡単なモデルとして、無限長フランジ付きダクトの開口端付近に空洞部を取付けた場合を考える。波長とトンネル径が同程度の大きさでは、低周波数における平面波近似が成り立たない。ここでは単純な平面波近似の成立しない周波数領域について、軸対称二次元モデルに対し高精度差分法に基づき数値解析し、ダクト内部で発生した音波による外部音場特性が、空洞部深さとその半径によってどのように影響を受けるかを調べ、開口端からの騒音低減が可能かどうかを考える。

2. 数 値 計 算 法

2・1 計算モデル 図1に示すように十分長いダ

Fig. 1 Computational model

* 原稿受付 1996年8月21日。

*¹ 正員、中部大学工学部 (〒487 春日井市松本町1200)。*² 松下電器産業(株) (〒560 門真市大字門真1006)。*³ 正員、大阪大学基礎工学部 (〒560 豊中市待兼山町1-3)。

クトがあり、その出口に無限長のフランジが取り付けられている。このダクト出口には空洞部が設けられていて空洞部とダクトの間は薄い壁でできられている。軸対称座標系において主軸方向を x 軸、半径方向を r 軸にとる。ダクト半径を a_0 、空洞部の半径およびその深さをそれぞれ a と L とする。開口端からかなり内部の適当な位置で、微小な質量の周期的なわき出し吸込みを行うことにより平面波が発生する。開口端では、音波の一部が反射、残りが透過波として外部に放射される。本論文では、空洞部深さおよびその半径を変化させることにより、開口端からの音の放射エネルギーをどの程度低減できるか、また外部音場の指向性はどのように影響を受けるかについて調べる。

本研究で音場に対する基礎方程式は、圧縮非粘性のオイラー方程式および等エントロピーの式より導出される。音波によるじょう乱は一般に平均流れ場と比較して十分小さいと仮定されるので、二次以上の微小項を無視すると、音の伝ばに関する次式の連立線形方程式が導かれる。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial r} = H \quad \cdots \cdots (1)$$

$$U = \begin{bmatrix} \rho' \\ e \\ f \end{bmatrix}, \quad e = \rho_0 u', \quad f = \rho_0 v' \quad \cdots \cdots (2)$$

$$F = \begin{bmatrix} e + u_0 \rho' \\ u_0 e + p' \\ u_0 f \end{bmatrix} \quad \cdots \cdots (3)$$

$$G = \begin{bmatrix} f + v_0 \rho' \\ v_0 e \\ v_0 f + p' \end{bmatrix} \quad \cdots \cdots (4)$$

$$H = \begin{bmatrix} m - \frac{f + v_0 \rho'}{r} \\ -\frac{v_0 e}{r} - e u_{0x} - f u_{0r} + \frac{p_{0x}}{\rho_0} \rho' \\ -\frac{v_0 f}{r} - e v_{0x} - f v_{0r} + \frac{p_{0r}}{\rho_0} \rho' \end{bmatrix} \quad \cdots \cdots (5)$$

$$p' = c_0^2 \rho', \quad c_0 = \sqrt{\gamma \frac{p_0}{\rho_0}} \quad \cdots \cdots (6)$$

ここで、添字の 0 と ' はそれぞれ平均流れおよび微小じょう乱を示す。また γ は比熱比、 m は音源項である。各状態量は、ダクト直径および無限遠方場の値によって無次元化されている。この基礎方程式を解くための数値計算法として陽的差分法と時間分割法を適用する。ただし、実際の計算は、上式に対し一般曲線座標上で定式化されたものに対し行っている。計算法の詳細については既報⁽³⁾と同じである。なお本論文では、音場はダクト内部、開口端および外部放射場を

統一した一つの領域として計算を行い、また、平均流れはないとする。

2.2 計算条件 ダクト半径 a_0 に基づく無次元波数パラメータ ka_0 は 2 で固定した。例えば、この値はトンネル半径 4 m、音速を 340 m/s とすれば音源周波数が 27 Hz に相当し、トンネル出口からの騒音低減と関連づけができればよい。一方、半径 10 cm のダクトであれば音源周波数は 1000 Hz 程度となる。空洞部深さ L は波長 λ に対して $L/\lambda = 0 \sim 0.5$ と変化させた。空洞部深さにおいて半波長ずれた場合、例えば $L/\lambda = 0.1$ と 0.6 の計算結果はほとんど同じであることが予備計算から明らかとなったためである。空洞部半径 a に対しては $ka = 2.5 \sim 4.5$ と変化させた。また、音源位置はダクト出口より内部に 3 波長の位置に、また音源の強さはダクトが無限長さであるとした場合の音圧レベルで 128 dB であり、計算は 13 周期まで行った。

軸方向の計算領域は $-80 \leq x/a_0 \leq 80$ とする。格子は不等間隔で与え、格子点数は x 方向に 900、 r 方向格子はダクト部で 17 点、空洞部に 35 点 ($ka = 4.5$ の場合) である。なお、空洞部入口付近は、反射、回折、干渉により音場の変化が大きいことを考慮して、 x 方向に 1 波長当たり 40 点以上の格子点を確保している。外部計算境界は計算時間内にじょう乱が到達しないように、数十波長遠方に置いている。

3. 計算結果

3.1 空洞部深さの影響 無限フランジのダクトに対し空洞部深さを変化させた場合の音場への影響を調べる。ここでは、比較的空洞部半径の小さい $ka = 2.5$ の場合について、空洞部深さ L を 0.1~0.5 と変化させて得られた結果を示す。図 2 に音圧レベル (以下、SPL と記す) の分布を示す。ダクト開口端のごく近傍をよく見ると一次元的な音場とはなっていない。その理由は、開口端への入射波が平面波であるのに対し、反射波は開口端のごく近傍において半径方向に対し高次のモードを含んでいるためである。ただし、ダクト内部では高次のモードが減衰し平面波のみとなり、音場も一次元的になる。したがって、ダクト内部では、SPL の極大と極小が $1/4$ 波長の間隔であり定在波の領域になっている。図 2 より $L/\lambda = 0.2$ の場合、その高低差が最も大きく、したがって開口端での反射が大きい。次に、空洞部内部について考察してみると、ダクト開口部から出た音波の一部は回折により空洞部に入り込む。図 2 の $ka_0 = 2$ 、 $ka = 2.5$ のように空洞部の幅が小さいと、回折により入り込んできた音波の高次モード成分はすぐ減衰する。その結果、平面波として

Fig. 2 Distributions of sound pressure level ($ka_0=2$, $ka=2.5$)

空洞部内部へと伝ばし、空洞部底面で反射する。 $L/\lambda=0.2$ の場合の SPL 分布が示すように、ダクト開口端付近で SPL が十分低くなっているのは、この反射波とダクトからの放射音波とがほぼ半波長の位相のずれとなって干渉しているからと考えられる。また、 $L/\lambda=0.2$ の場合、外部放射音場の指向性が大きく変化している。一般に、逆位相の音源が接近して存在するときには音場の指向性が強く現れる⁽⁵⁾ことが知られているが、 $L/\lambda=0.2$ の外部放射音場はこのことと一致する。これらに比べ、空洞部深さの他の場合には、空洞部なしの場合とよく似た分布を示している。

次に、図 3 に音響インテンシティ分布を示す。空洞部深さが $L/\lambda=0.2$ の場合においてダクト開口端付近で他の場合と大きく異なった分布となっている。この場合、ダクト内部からの音波は空洞部へ大きく回折する一方、ダクト中心軸方向に向かおうとする傾向が見られる。このような場合、ダクト開口端での反射係数は大きく、開口端から放出する音のエネルギーは低減される。このような特徴は、空洞部をもつ無限に長いダクト内部の音場解析⁽⁶⁾の結果と類似している。

開口端からの外部放射音場における音響パワーへの空洞部深さの影響を図 4 に示す。図 4 における P_0 は空洞部なしにおける対応する音響パワーである。音圧レベル、音響インテンシティにおいて変化の大きかった $L/\lambda=0.2$ の場合に低減効果が空洞部なしの 1/3 程

Fig. 3 Distribution of intensity near cavity ($ka_0=2$, $ka=2.5$)

度となっている。空洞部深さに対する音響パワーの極小値は $ka=2.5\sim 3.5$ の範囲では $L/\lambda=0.2$, $ka=4\sim 4.5$ では $L/\lambda=0.1$ である。

3・2 空洞部半径の影響 次に空洞部半径を変化させた場合について音場の比較を行う。空洞部半径に対し, $ka=2.5\sim 4.5$ と変化させた場合で $L/\lambda=0.2$ および $L/\lambda=0.4$ の音圧レベル分布を図5(a)および図5(b)に示す。

$L/\lambda=0.2$ の場合, 空洞部半径が大きくなるにつれて SPL の局所的に低い領域が開口端出口から空洞部内部へと入り込んでいる。上述の場合のように空洞部

半径が小さく空洞部の幅が狭いと回折により入り込んでくる音波の高次モード波成分は減衰しすぐに平面波となって空洞部内部へと伝ばしていく。しかし, 空洞部半径が大きくなるにつれ, 高次モードの音波が減衰する前に空洞部底面に到達しそこで反射し外部音場に放射される。この場合には, 3・1節のように半波長ずれの音波の干渉により空洞部開口端で SPL が局所的に低くなるということはない。また, 外部音場については空洞部半径が大きくなるにつれて SPL の指向性が弱まってくる。

一方, $L/\lambda=0.4$ の場合には空洞部半径が小さいとき空洞部なしのフランジダクトの場合とよく似た分布を示す。空洞部半径を大きくしていても音場全体の分布の様子は, $L/\lambda=0.2$ の場合ほど変化しない。

図6に, ダクト開口端から3波長の位置における SPL の指向性を示す。 $L/\lambda=0.2$ で空洞部半径の小さい場合にはダクト軸に対し約 40° の方向で音圧レベルがかなり小さくなる。

図7にダクト開口端付近のインテンシティ分布を示す。SPL の分布に対応して $L/\lambda=0.2$ の場合, ダクト開口端におけるインテンシティは一度中心軸方向に向かう傾向が見られる。この傾向は空洞部半径を大きくしていくに従い弱まっていく。これに対し, $L/\lambda=0.4$ の場合には空洞部半径を変化させてもインテンシティ

Fig. 4 Sound power of radiated field

(a) $L/\lambda=0.2$

(b) $L/\lambda=0.4$

Fig. 5 Distributions of sound pressure level

Fig. 6 Directivity of radiated sound field

の分布はほとんど変化せず、またダクト内部ではインテンシティはほぼ平行となっている。このように、インテンシティ分布への影響が非常に小さいことからいえることであるが、 $L/\lambda=0.4$ の場合には音響パワーへの影響も小さい(図4)。

4. 結 論

フランジ付きダクトで開口端に空洞部がある場合の音の放射問題を差分法で数値計算し、ダクト開口端付近の音圧レベルおよび音響インテンシティの詳細な分布が得られた。以下に、本研究で得られた結論を示す。

(1) 空洞部半径が小さい場合、放射音響パワーの低減効果は空洞部深さにより大きく変化する。特に空洞部深さが波長の0.2倍のときに音響パワーの低減が最大となり、空洞部なしに比べパワーはほぼ1/3程度になった。また、この場合、音圧レベルの指向性は他の場合と大きく異なるとともに、音響インテンシティ分布においても大きく変化する。

(2) 空洞部深さが波長の0.4倍のときには、空洞部半径を変化させても音響パワーはほぼ一定でパワーの低減も小さく、音圧レベル、音響インテンシティに大きな変化は見られない。

Fig. 7 Distribution of intensity near open end of duct

(3) 空洞部半径が大きくなると、空洞部深さを変化させてもパワーはほぼ一定であり、ダクト開口端からフランジ面を後退させた音場特性に近づく。

文 献

- (1) Nomura, Y., ほか2名, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **15** (1960), 510-517.
- (2) Andreas. I. W., 萩三二, 機論, **54**-503, B (1988), 1637-1641.
- (3) 椿下庸二・ほか2名, 機論, **59**-559, B (1993), 846-851.
- (4) Ville, J. M., ほか1名, *NASA TP-1697* (1980).
- (5) 小橋豊, 音と音波, (1969), 114, 装華房.
- (6) 椿下庸二・ほか2名, 機論, **60**-576, B (1994), 2780-2784.