CIP 法による流体音の直接計算 Direct simulation of aerodynamic sound by CIP scheme

山本智史, 東工大院創造エネルギー専攻, 〒152-8552 目黒区大岡山 2-12-1, E-mail: 99m3638@es.titech.ac.jp 矢部孝, 東京工業大学機械物理工学専攻, 〒152-8552 目黒区大岡山 2-12-1, E-mail: yabe@mech.titech.ac.jp Tomofumi YAMAMOTO, Dept. of Energy Science, Tokyo Inst. of Tech., 2-12-1 O-okayama, Tokyo 152-8552 Takashi YABE, Dept. Mechanical Sciences and Engineering, Tokyo Inst. of Tech., 2-12-1 O-okayama, Tokyo 152-8552

The aerodynamic sound generated by uniform flow over a two dimensional cylinder is studied by direct simulation. Compressible fluid equations are solved by C-CUP method with non-reflecting boundary conditions. Negative acoustic wave is alternately generated normal to the stream behind the cylinder, and positive acoustic wave is generated toward upstream. Behavior of periodic shedding vortices from the surface of the cylinder is related to generation of acoustic wave. We succeeded in catching very small sound pressure fluctuation compared with pressure fluctuation around the cylinder.

1. はじめに

現在、航空機や鉄道などの高速輸送機関や高性能計算機の 冷却用ファンなどから発生する流体音が工学分野で非常に 重要な問題とされており、発生の原因や低減に対して大きな 関心が寄せられている。しかし、音圧は静圧に対して非常に 微小であり、また、測定領域が広範囲にわたるため、実験的 研究では大規模高精度な実験装置が必要となることが予想 される。一方、数値計算も活発に行われており、音響学的類 推⁽¹⁾に基づく方法や DNS により直接音波をとらえる方法な どが行われている。直接数値計算では高精度な計算スキーム と広い計算領域、適切な境界条件が必要とされるが、音波発 生、伝播の様子や流れの中の音源となる領域の様子を詳細に とらえることが可能となる。そして、近年の計算機の向上に より、音源領域と観測点領域を含む広い領域での直接数値計 算が可能となってきている。本研究では2次元円柱周り流れ を対象とし、発生する流体音の直接数値計算を行い、流体音 発生のメカニズムの解明を試みる。

2. 計算方法

以下に示す圧縮性を考慮した2次元流体方程式を基礎方程 式として、円柱周りの流れを考える。実粘性についても、そ の項を以下の式に付加することにより考慮する。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \rho = -\rho \nabla \cdot \mathbf{u}$$
(2.1)

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} = -\frac{\nabla p}{\rho}$$
(2.2)

$$\frac{\partial p}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)p = -\gamma p \nabla \cdot \mathbf{u}$$
(2.3)

発生する音波は、円柱近傍における物理量の変化と比べて 非常に微小であり、また、観測点を音源領域から離れた位置 に取るようにするために、流体音の直接数値計算では高い計 算精度と広い計算領域が求められる。そこで、計算スキーム には比較的少ないグリッド数でも精度よく計算することが できる C-CUP(CIP-Combined Unified Procedure)法⁽²⁾を用いた。 この方法を用いることにより計算機にかかる負荷を低減す ることができる。

また、遠方境界では反射を取り除く必要がある。そこで、 Poinsot、Lele による無反射境界条件^{(3),(4)}を用いた。この境界 条件は、Euler 方程式の特性波解析に基づく境界条件を Navier-Stokes 方程式に拡張したものであり、 NSCBC(Navier-Stokes Characteristic Boundary Condition)とし て様々な数値計算に用いられている。円柱表面では no-slip としている。

計算条件としては、レイノルズ数は 2 次元性が確保される 値としては最大の値に近い Re=160 とし、一様流マッハ数は M=0.2 とした。格子はデカルト座標系の不等間隔格子を用い、 格子点数は 300 × 300 の 9 万点とした。円柱直径 d を 10 メッ シュとし、円柱中心から境界までの距離は、約 65d とした。 音波の観測点としては、円柱中心から 50d 側方に離れた点を とった。密度、速度はそれぞれ初期状態における密度 $_{0}$ 、 音速 c_{0} 、圧力は $_{0}c_{0}^{2}$ 、長さは円柱直径 d によりそれぞれ無 次元化を行い計算を進めた。

3. 計算結果

Fig.1 に無次元時間 t=750.0 から t=780.0 における圧力分布 を示す。この図では、圧力は 0.7123<p<0.7163 の範囲を示し ており、約1周期分の変化を示している。円柱近くでは、負 の音波が主流に対して垂直に交互に発生している。負の音波 は渦の発生周期と同じ周期で発生しており、円柱表面から交 互に剥がれる渦の挙動と大きな関係があることが確認でき る。本計算では渦の発生周期は T=29.0 であり、振動数は f=0.0345 である。よって、ストローハル数は St=0.173 となり、 実験観測値である St=0.18 ~ 0.20 よりわずかに小さい値が得 られている。これは円柱をブロック形状とし、また、直径を わずか 10 メッシュとしているためであると考えられるが、 誤差の範囲と考えて良いと思う。

ここで、円柱後方のある1点を考える。円柱表面の片側か ら剥がれた渦の中心が通過し、圧力が大きく低下した後に、 円柱表面の反対側から渦が剥がれると圧力が大きく上昇す る。そしてまた、円柱表面から剥がれた渦の通過により圧力 が大きく低下する。この一連の変化が負の音波発生の原因と なっていることが分かる。

また、円柱前方では、上流方向に正の音波が発生している。 発生した音波はそれぞれ、ほぼ音速で伝播している。

Fig.1 に示した時刻においては、境界付近では渦の時間変化はほとんどなく、渦の通過により生じる境界からの非物理的な反射波は見られない。

さらに、円柱のはるか後方においても波が生じている。こ の付近における圧力の分布と渦の分布を Fig.2 に示す。図で は円柱中心から後方に 10d から 50d の領域を示している。円 柱の存在により形成されたカルマン渦列が円柱中心から約 30d 後方に離れた領域で減衰し始めている。そして、その付 近を中心として波が生じていることが分かる。 (a)





(e)

(f)

x Fig.1 Profile of pressure. (a)time=750.0,(b)time=756.0, (c)time=762.0, (d)time=768.0,(e)time=774.0,(f)time=780.0, (0.7123<p<0.7163)



Fig.2 Profile of pressure and vortex .(time=750.0)



Fig.3 Time variation of maximum and minimum pressure in the entire calculation region.



Fig.4 Time variation of acoustic pressure at the observation point away from cylinder center by 50d.

Fig.3 に計算領域全体における圧力の最大値と最小値の時 間変化を、Fig.4 に円柱中心から 50d 離れた観測点における 圧力の時間変化を示す。基準圧力 $p_0=1/=0.714$ に対して、 計算領域全体における圧力変動は $p=\pm 0.002$ 程度、観測点に おける圧力変動は $p=\pm 0.0002$ 程度である。音源領域となる 円柱近傍における圧力変動と比べて、観測点における圧力変 動は非常に微小であることが明らかである。また、2 次元的 な円柱が計算の対象であるので、観測点における圧力変動が 周期的なものであることも確認できる。

4. 音源解析

Lighthill⁽⁵⁾は連続の式と運動量保存式から、次のような波 動方程式を導いた。

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - a_0^2 \nabla^2 \rho = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} T_{ij}$$
(4.1)

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + \delta_{ij} (p - a_0^2 \rho) - \mu \tau_{ij}$$
(4.2)

右辺第1項はレイノルズ応力成分、第2項はエントロピー成 分、第3項は粘性成分である。ここで、(4.1)式における右辺 をそれぞれの成分に分離し、2乗の値を領域全体で積分した 次のような値を考える。

$$T_{R} = \iint \left[\frac{\partial^{2}}{\partial x_{i} \partial x_{j}} \left(\rho u_{i} u_{j} \right) \right]^{2} dx dy$$
(4.3)

$$T_{E} = \iint \left[\frac{\partial^{2}}{\partial x_{i} \partial x_{j}} \left[\delta_{ij} \left(p - a_{0}^{2} \rho \right) \right] \right]^{2} dx dy$$
(4.4)

$$T_{V} = \iint \left[\frac{\partial^{2}}{\partial x_{i} \partial x_{j}} \left(-\mu \tau_{ij} \right) \right]^{2} dx dy$$
(4.5)

$$T = \iint \left[\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} T_{ij} \right]^2 dx dy$$
(4.6)

この値は、(4.1)式におけるそれぞれの成分の音源としての 寄与の大きさを表していると考えることができる。その時間 変化を Fig.5 に示す。レイノルズ応力成分の影響が最も大き く、粘性成分の影響はほぼゼロであり、無視できるほど小さ いことが分かる。また、それぞれの値は無次元時間 t=300 以 降、ほぼ一定の値を中心に振動している。Fig.1 に示した図 と同じように無次元時間 t=750.0 から t=780.0 における (4.1) 式右辺の円柱近傍における分布を Fig.5 に示す。円柱後方に おいて正の値と負の値の変化が激しい部分があり、その変化 は、負の音波発生と同じ周期で起きている。特に、円柱後方 に三ヶ月形を示す負の値の箇所があり、その箇所の上下が負 の音波発生の大きな要因であるように思われ、その位置が負 の音波の音源であると考えられる。正の音波の音源について は明確な場所の特定はできていない。Fig.1 に示した圧力分 布を見ると、負の音波が発生した後に、圧力の高い部分が主 流の影響で負の音波が発生し終わった方向に流され、そして 再び、負の音波が発生することにより前方に押し出されてい るように見えるが、その点に関しては今後も検討する必要が ある。



Fig.5 Time variation of acoustic source terms.







Fig.6 Profile of sound source T. (a)time=750.0,(b)time=756.0, (c)time=762.0, (d)time=768.0, (e)time=774.0, (f)time=780.0, (-3.0<T<3.0)

5. 結言

(e)

(f)

圧縮性流体方程式を、C-CUP 法を用いて直接数値計算を行 い、Re=160、M=0.2の2次元円柱周り流れから発生する流体 音をとらえることに成功した。得られる音波の圧力変動は音 源領域となる円柱近傍における変動と比べて非常に微小で あり、基準圧力に対して±1.0⁻⁴程度であった。また、Lighthill 方程式の右辺を用い、音源の評価を行った。

参考文献

- (1) N.Curle, "The Influence of Solid Boundaries upon Aerodynamic Sound.", Proc.Roy.Soc.London,Ser.A, 231(1955), 505-514.
- (2) T.Yabe and P.Y.Wang, "Unified Numerical Procedure for Compressible and Incompressible Fluid.", J.Phys.Soc.Jpn., 60(1991), 2105-2108
- (3) K.W.Thompson, "Time Dependent Boundary Conditions for Hyperbolic Systems.", J.Comput.Phys., 68(1987), 1-24
- (4) T.J.Poinsot and S.K.Lele, "Boundary Conditions for Direct Simulations of Compressible Viscous Flow.", J.Comput.Phys., 101(1992), 104-129
- (5) M.J.Lighthill, "On sound generated aerodynamically I.General theory", Proc.Roy.Soc.London,Ser.A, 211(1952), 564-587.