

流体騒音解析の現状と今後の課題

Present Status and Future Promise of Computational Aeroacoustics

加藤 千幸*

Chisachi KATO

1. はじめに

流体機械の小型・高速化や鉄道車両の高速化に伴い、流れから発生する音、即ち、流体騒音の問題が今後益々顕在化することが予想されており、その予測や低減は機械工学の重要な課題の一つと言える。流体騒音の発生は、流れの非定常変動に起因しており、非定常流れ解析に基づく騒音予測手法の開発に対して大きな期待が寄せられている。本稿では、先ず、流体数値計算 (**Computational Fluid Dynamics: CFD**) に基づく流体騒音の解析手法 (**Computational Aeroacoustics: CAA**) を概説した後、機械工学の分野で重要度の高い、比較的低速の物体周りの流れから発生する流体騒音に関して、解析手法の詳細と現状の予測精度等を紹介する。

2. 流体数値計算に基づく流体音の解析手法

2.1 流体音の直接計算

CFD の究極の形態が乱流の直接計算 (**Direct Navier-Stokes Simulation: DNS**) であるとすれば、CAA の究極の形態は、流体音の直接計算 (**Direct Sound Simulation**) であろう。これは、流体音の発生 (**Generation**)、伝播 (**Propagation**)、反射 (**Reflection**)、および、放射 (**Radiation**) を非定常圧縮性ナビエ・ストークス方程式により直接計算する方法である。しかしながら、流体音の直接計算は、乱流の直接計算より更に大きな困難を伴う。この理由は、流体音の直接計算では、微小な乱流渦の挙動を精度良く解く事に加えて、それより遥かに長きスケールが大きく、かつ、微弱な変動である音波の伝播・反射・放射を同時に解析する必要があるからである。即ち、一般に流体音の圧力変動はそれを発生している流れ場の圧力変動に比較して桁違いに小さいため、余程慎重に計算を行わないと流体音の成分は数値的な誤差の中に埋もれてしまう危険性が高い。そこで、非常に精度の高い、特に、数値的な散

逸誤差 (**Dissipation Error**) が小さい離散化手法を用いる必要がある。一般には、6 次精度以上の空間差分スキーム [例えば、1] と 4 次精度以上の時間積分スキームとの組み合わせが用いられることが多い。また、解析領域の外部境界における非物理的な音波の反射を避けることも重要である。この問題に対処するために、特性方程式に基づく無反射境界条件 (**Non-Reflecting Boundary Conditions**) [例えば、2] を用いたり、或は/同時に、解析領域の外側にバッファ領域を設け、解析領域外に放射される音波を強制的に減衰される^{3),4)} 等の工夫が必要であり、特に米国を中心に盛んに研究が行われている。

さて、流体音の直接計算を製品の騒音予測ツールとして用いることは、上述の理由により現実的ではないが、**DNS** が乱流構造の解明やそのモデル化のための強力なツールとして活用されているように、流体音の直接計算も、騒音発生機構の解明やそのモデル化のためのツールとして威力を発揮しつつある。例えば、これまでに、渦輪の衝突により発生する音の解析⁵⁾ や乱流混合層から発生する音の解析⁶⁾ 等に適用され、流体音の発生メカニズムの解明や、流体音の (線形) 基礎理論である、所謂、音響学的類推 (**Acoustics Analogy**)⁷⁾ の検証等が行われている。また、音響共鳴 (**Acoustics Resonance**) 等の流れと音との相互干渉、即ち、音から流れへのフィードバック現象を直接扱うことができることも、流体音の直接計算が有する長所の一つであり、最近では、キャビティ共鳴音の解析等も盛んに行われている。一例として、層流境界層を流入条件としたキャビティ音の解析結果⁸⁾ を図 1 に示す。この計算結果では、キャビティのアスペクト比 (深さに対する幅の比) の違いにより、流体音の発生機構やその強度が異なることが示されており、これまでに提案されている線形理論⁹⁾ の適用限界等が調べられている。

2.2 流体音の分離解法

前述のように、流体音の直接計算を製品の騒音予測ツールとして使用することは、遠い将来を見越しても困難であ

*東京大学生産技術研究所 第 2 部

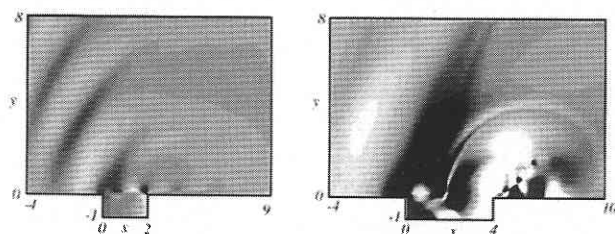


図1 キャビティ音の直接計算例
(文献8から引用。左がキャビティのアスペクト比が小さい場合、右が大きい場合。主流のマッハ数は0.6。)

り、工学的には、音源となる流れ場と発生する音の伝播とを分離して計算する分離解法が一般に用いられている。分離解法は、対象とする流れ場及び音場の性格や利用できる計算機環境等により、さまざまなものが提案されており、これらを筆者なりに纏めてみると図2に示すように分類される¹⁰⁾。図2は、音源の計算方法と音場の計算方法とにより、解析手法を分類したものである。以下、それぞれの計算方法について概説する。

2.2.1 音源の計算方法

音源の計算方法は、直接計算する乱流渦のスケールにより分類される。図2の横軸は、右に向かうほど細かい乱流渦まで直接計算することを意味し、計算コストも増大する。求めようとする騒音の性質により適切な計算方法を選択することが重要である。例えば、流体機械の回転騒音は、動翼のピッチやコード長に対応する、比較的大きな構造の圧力変動に起因する。したがって、 $k-\epsilon$ モデル等のレイノルズ平均ナビエ・ストークス計算 (**Reynolds-Averaged Navier-Stokes: RANS**) により、回転騒音の音源を求めることが可能である。これに対して、乱流騒音を予測するためには、乱れに起因する変動を直接計算する必要があるため、**RANS**により乱流騒音を予測することは本質的に不可能である。乱流騒音の予測手法としては、現在のところ**LES (Large Eddy Simulation)**が最有力な候補である。また、本図には省略したが、**RANS**と**LES**の中間的な計算手法として、**SDM (Semi-Deterministic Modeling of Turbulence)**が提案されている¹¹⁾。**SDM**は乱流のコヒーレント構造のみを直接計算しようというものであり、コヒーレント構造が卓越する、比較的高速な流れから発生する音の計算手法としては有望である。しかしながら、低速な流れから発生する広帯域スペクトルの予測精度はまだ十分とは言えない。

2.2.2 音場の計算方法

音場の計算方法は、伝播する音の非線形性を考慮する範囲により分類される。図2の縦軸は、上に行くほど、音源から遠くの領域まで音波の非線形性を考慮することを意味し、計算コストも増大する。音源の計算方法と同様、求めようとする騒音の性質により適切な計算方法を選択するこ

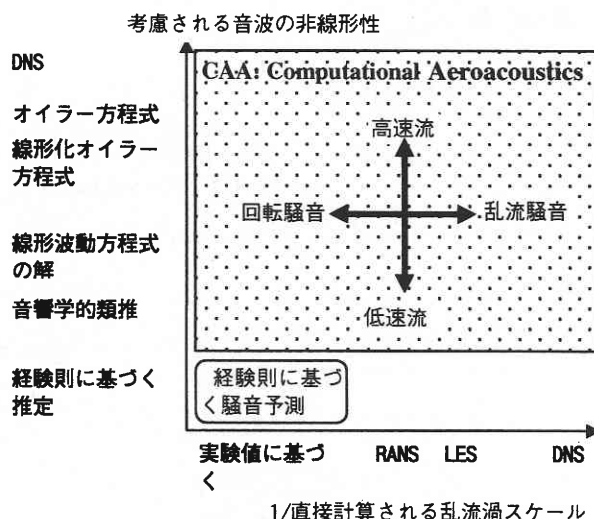


図2 流体音解析方法の分類 [10]

とが重要である。

音響学的類推 (**Acoustics Analogy**)^{7), 12), 13)}に基づく流体音の解析は、特に低速な流れから発生する流体音の予測に有効な手法である。この解析手法では音源は静止流体中に存在する点音源とみなし、発生する音波の非線形性 (流れ場への影響や音波の非線形成長等)は無視する。例えば、次節で述べるように、流れの中に置かれ揚力変動を受ける物体は、主流と直交する方向に軸を持った二重極音源と考えることができ、物体に作用する揚力変動が求まれば、発生する流体音を計算することができる。ただし、前述のキャビティ音やエッジ・トーン等、流れ場と発生する音の間にフィードバック・ループを形成する共鳴音の予測にはこれらの理論を用いることはできない。

線形波動方程式の解を用いる方法は、グリーン関数等の基本解を用いて音場を記述する方法であり、境界要素法 (**Boundary Element Method: BEM**) や **Kirchhoff Surface** 法がこれに分類される。**BEM**では、境界積分方程式から物体表面の二次音源 (二次的に発生する音源) を求めることにより、境界における音波の反射や回折が計算され、ダクトの音響特性等を計算するのによく用いられる。**Kirchhoff Surface**法は、流れ場と音との相互作用や音波の非線形性が無視できない近距離場 (**Near Field**) はオイラー方程式やナビエ・ストークス方程式により直接計算し、一方、**Kirchhoff Surface**の外側、即ち、遠距離場 (**Far-Field**) では伝播する音波を線形波と仮定し、解析的に計算する手法である。**Kirchhoff Surface**法は、遠距離場まで音の伝播を直接計算する方法と比較して飛躍的に計算負荷を低減することができ、ターボファン・エンジンのナセルからの放射音の予測等に適用されている^{14), 15), 16)}。

オイラー方程式、あるいは、ナビエ・ストークス方程式により音場を解析する場合は、音の直接計算の場合と同様

の注意が必要であり、音波の線形性を仮定する方法より計算負荷が増大するが、音波の非線形性が問題となる場合に適用できる唯一の方法である。

3. 物体周りの流れから発生する流体音の解析

欧米ではジェット騒音の予測や低減に対するニーズが圧倒的に大きいのにに対し、日本では、新幹線、自動車、エアコンの冷却ファン等から発生する騒音の低減に対するニーズが大きい。これらはいずれも比較的低速の物体周りの流れから発生する流体音である。そこで、本節では音響学的類推に基づいた、物体周りの流れから発生する流体音の解析手法と現状の予測精度を紹介することにする。なお、本節で説明する解析手法の適用範囲は、流れの中に置かれた静止物体から放射される流体音の予測に限られ、物体が振動している場合や音場から流れ場へのフィードバックが無視できない場合には適用できないことを予めお断りしておく。

3.1 音源の計算方法

流体音のスペクトルを予測するためには、音源となる渦の運動を高精度に捕らえなければならない。特に、乱流は本質的に三次元の渦運動であるため、たとえ二次元形状物体の放射音を計算する場合でも、そのスペクトルを求めるためには三次元の流れ計算が必要となる。音源を求めるための流れ計算手法としては前述のように **LES** が最も有望である。ここでは、標準スマゴリンスキー・モデル¹⁷⁾を用いた **LES** 計算の基礎式を以下に示す。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{u}_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{u}_i \bar{u}_j = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + v_{sgs}) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$v_{sgs} = (C_s \Delta)^2 \left(2 \overline{S_{ij} S_{ij}} \right)^{0.5} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 \bar{u}_i , \bar{p} はそれぞれフィルター平均化された流速成分、圧力を表し、 ρ は流体の密度、 v は流体の動粘性係数を表す。また、 Δ は解析メッシュの代表寸法、 C_s はスマゴリンスキー定数であり、物体周りの流れに対しては通常 0.15 程度の値が用いられる。前述のように、音響学的類推に基づく流体音の解析においては、流れ場の空間スケールが発生する音波の波長に対して十分小さいことを前提としている。従って、音源の **LES** 計算では流れの圧縮性を考慮する必要はない（勿論、考慮しても良い）。また、音源の **LES** 計算では乱流渦の運動をなるべく忠実に再現することがポイントとなり、このためには、少なくとも二次精度以上の空間離散化手法を用いる必要がある。筆者は時間・空間共に二次精度の上流化有限要素法を用いている¹⁸⁾。

3.2 音場の計算方法

圧縮性ナビエ・ストークス方程式、及び、連続の式とから、簡単な操作により、Lighthill 方程式と呼ばれる以下の式を導くことができる⁷⁾。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} \right) \rho = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} T_{ij} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 a は任意の定数、また、 T_{ij} は **Lighthill の流体音響テンソル (Acoustics Tensor)** と呼ばれるものであり、次式により表される。

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + (p - a^2 \rho) \delta_{ij} + \mu_{ij} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\mu_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \quad \dots\dots\dots (6)$$

Lighthill 方程式 (4) は、元のナビエ・ストークス方程式と同じ厳密さを持つ。今、任意定数 a として静止流体中を伝播する音波の速度、即ち音速をとると、上式 (4) の左辺は、静止流体中を伝播する音を表す。更に、低速即ちマッハ数が小さな流れにより発生する音波の強度は極めて弱いので、伝播する音による流れ場の変化は無視でき、この場合、式 (4) は与えられた流体音源から放射される音の伝播を表す線形波動方程式と見なせる。よって、音源の **LES** 計算により流体音響テンソル T_{ij} を求め、密度 ρ に関して式 (4) を解けば流体音を計算することができる。

さて、物体などの静止した固体壁 (**Solid Boundaries**) が流れの中に存在する場合に対しては、上記波動方程式 (4) の遅延ポテンシャル解 (**Curle の式**) が与えられている¹²⁾。即ち、

$$p_a = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij}(y, t-r/a)}{r} d^3y + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{n_i p(y, t-r/a)}{r} dS \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 p_a は音圧、 x_i は観測点座標、 y は音源点位置、 r は観測点と音源点との間の距離、 S は物体境界、 n_i は境界 S における外向き単位法線ベクトルをそれぞれ表す。上式 (7) においては、高レイノルズ数の流れを仮定し、粘性応力項は無視している。

式 (7) において、右辺第 1 項は **4 重極音源項 (Quadrupole Source)** と呼ばれるものであり、流れの渦から放射され直接観測点 x_i に到達する音を表す。また、右辺第 2 項は **2 重極音源項 (Dipole Source)** と呼ばれるものであり、渦から放射された音が一度物体表面で反射されて観測点に到達する音を表す。一般に、マッハ数の小さい流れ場では、2 重極音源の放射効率は 4 重極音源のそれに卓越して大きくなる¹²⁾。従って、式 (7) の右辺第 1 項は第 2 項に比較して無視することができる。さらに、観測点が放射される音波の波長 λ (厳密には $\lambda \div 2\pi$) に対して十分

遠方にあり（遠距離場音），かつ，物体の寸法が音波の波長に比べて小さい場合（**Compact Body**）には，2重極音源項の空間微分は時間微分に置換され次式（8）のように簡略化される．

$$P_a = \frac{1}{4\pi a r^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_S n_i p(y, t - r/a) ds \dots\dots\dots (8)$$

ここに， r は物体中心と観測点との間の距離を表す．式（8）右辺の積分は，物体が周囲の流体に対して観測点の方向に与える力の成分である．即ち，この力により加速された流体粒子の運動が流体音であり，マッハ数の小さい流れの中に置かれた物体は，二重極の特性を持った音源と見なすことができる．LES 計算により物体表面の圧力変動 $p(y, t)$ が求まれば，放射される流体音を，上式（8）により解析的に計算することができる．なお，式（8）は流れの中に置かれた物体から無限空間に放射される音の音圧変動を表し，物体以外の境界における音波の反射や吸収は考慮していない．

3.3 音圧レベルの計算方法

流体音圧変動のパワースペクトル，即ち，流体音圧レベルの計算方法は色々提案されているが，筆者の経験では通

常の FFT が最も安定したスペクトルを与える．カルマン渦等の比較的低周波の変動に起因するピークスペクトルを予測するためには，流れ場が統計的な平衡状態に達した後，ある程度長時間 LES 計算を行いスペクトルを算出する必要がある．筆者は，対象とする周波数成分の変動を最低 20 周期以上（これでも実験と比較すると甚だ十分とは言い難いが）サンプリングし，流体音圧レベルを計算している．また，円柱や二次元翼等の二次元物体から放射される流体音を求める場合，物体の各スパン方向位置において同程度の強度の圧力変動が生じているものと考えられる．従って，LES 計算は物体の一部分の領域を対象に行い，その結果を用いて物体全体から放射される流体音圧レベルを計算するのが効率的である．但し，この場合はスパン方向の圧力変動の相関を考慮することが重要である¹⁹⁾．

3.4 計算例

3.4.1 円柱の放射音

図 3 は，円柱直径と一様流速を基準にしたレイノルズ数 1×10^4 ，マッハ数 0.044 の円柱周りの流れから発生する流体音の解析結果である^{19), 20)}．この解析は 10 年近く前に行った解析であり，LES 解析に用いた要素数は 10 万点足らずである．今では恥ずかしくて人に言えない程度の格子数

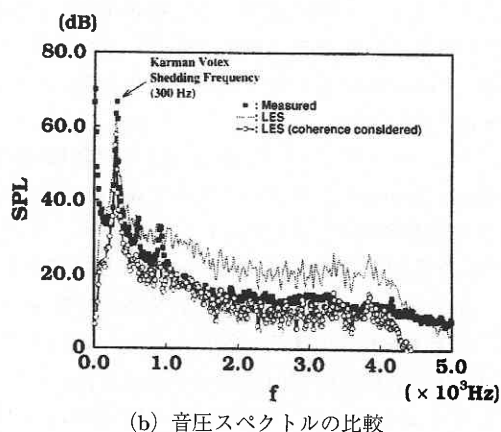
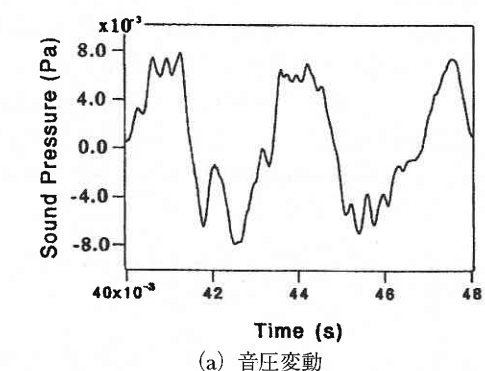


図 3 円柱周りの流れから放射される流体音の予測結果 ($Re=1 \times 10^4$)

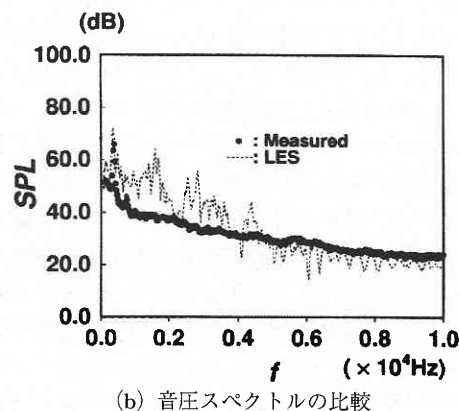
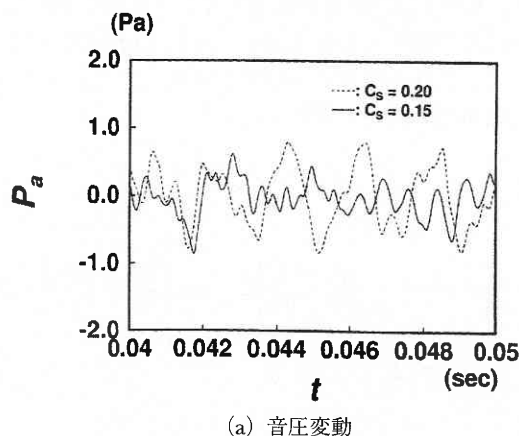


図 4 二次元翼周りの流れから放射される流体音の予測結果

しか用いていないが、層流剥離する単純形状のブラフ・ボディから放射される流体音に関しては、このような方法により予測できることが示された訳である。この計算ではカルマン渦の放出周期の 40 倍に対応する間の時間積分を行い、流体音のスペクトルを評価した。LES の計算時間ステップ数は計 40,000 ステップであり、(株)日立製作所製の(当時の)スーパーコンピュータ S810/20 (ピーク性能 630 MFLOPS: Mega Floating Point Operations per Second) を用い、約 10 時間の計算時間を要したが、現在の並列計算機を用いれば数分から 1 時間程度の時間で計算が可能である。また、亜臨界レイノルズ数の角柱周りの流れから発生する流体音に関しても、同様な手法により同程度の精度で予測できることが示されている。

3.4.2 二次元翼の放射音

次に、層流剥離する非ブラフボディ周りの流れから発生する流体音の典型的な例として、流速 30 m/s の一様流中に、迎角 15 度に設置された弦長 50 mm、スパン長 500 mm の NACA0012 翼の放射音の解析結果を図 4 に示す²¹⁾。流体音の計算位置は翼の真横 1 m 離れた位置である。翼弦長 C 、及び、一様流速により定義される Re 数は 1.0×10^5 である。この条件では、翼負圧面に発達する境界層は前縁近傍で層流剥離し、剥離した境界層が翼表面と干渉する。従って、本解析では翼負圧面の層流境界層剥離、並びに、剥離した境界層と翼表面の干渉に起因する翼表面の圧力変動

を精度良く捕らえることが重要である。

LES 計算に用いたメッシュ分割数は、翼周り、垂直方向、及びスパン方向それぞれ 120、25、及び 40 であり、メッシュ数は約 25 万である。また、翼表面に垂直方向の最小メッシュ幅は $0.002C$ である。計算の無次元時間刻みは 0.0005 であり、計 60,000 時間ステップの LES 計算を実施し、流体音の音圧レベルを計算した。音圧変動のピーク成分はストローハル数 0.7 程度の大規模渦放出に起因しており、ピーク成分に関しては、計算値と実験値とは良く一致している。しかし、計算された流体音のスペクトルには、実験値には見られない高調波成分が認められる。これは、本計算では翼周りのメッシュ分割が粗過ぎ、擬似的なコヒーレント構造が現れたためと思われる。翼周りのメッシュ分割を十分細かくして計算すれば、より乱流的なスペクトルが得られ、実験値に近づくものと予想される。

3.4.3 自動車のドア・ミラーモデルの放射音

最後に、より実際の製品に近いモデルからの放射音の解析例として、自動車のドア・ミラーのモデルから放射される流体音の解析結果を図 5 に示す²²⁾。昨年 5 月に開催されたアメリカ航空宇宙学会 (AIAA) 主催の流体音響に関する国際会議から引用したものである。流体計算に用いられた格子点数は 120 万程度である。音圧スペクトルの予測精度は必ずしも充分とは言えないが、恐らく 500 万格子程度の LES 解析を行えば、これらの物体から放射される流体

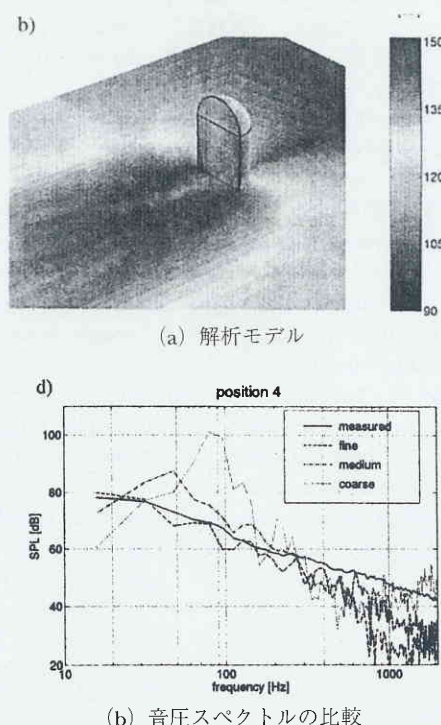


図 5 ドア・ミラー周りの流れから放射される流体音の予測結果 (文献[22]から引用)

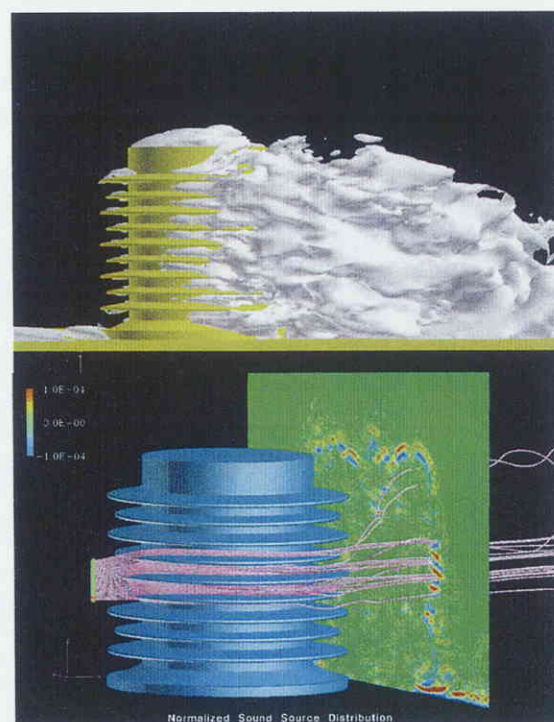


図 6 集電装置端子周りの気流と空力音源の構造

音圧スペクトルも定量的に予測できるものと考えられる。この程度の規模の計算は、最新鋭の並列計算機を用いれば応用計算としても不可能な数字ではない。但し、複雑な物体周りの流れにおいては、層流剥離した境界層と壁面との干渉が物体表面の圧力変動を決める場合が多く、Dynamic SGS モデル²³⁾等の導入によるLES解析精度の向上も必要であると筆者は考えている。

4. お わ り に

多くの場合、騒音解析を行う理由は騒音を低減したいからである。計算の大規模化とLES解析の精度向上を前提とすれば、パンタグラフやドア・ミラー等から放射される流体音の予測は近い将来可能になるものと思われる。しかしながら、単に騒音スペクトルを予測するだけであれば、風洞実験により計った方が遥かに簡単であり、しかも精度が高い。LESにより騒音解析を行う本当の目的は、音源の同定とそれによる低騒音化指針を得ることである。LESによる騒音予測精度は風洞実験には到底敵わないが、実験では得ることが困難な多くの情報を得ることができる。例えば、製品の低騒音化にとって重要な、空間中のどの辺りから音が発生しているかということを検討することも可能である。一例として、新幹線車両用集電装置に用いられる碍子周りの気流を計算し、空力音源を同定した結果を図6に示す。今後、音源の同定とそれによる低騒音化を指向した研究が盛んになるものと筆者は予想している。

(1999年11月22日受理)

参 考 文 献

- 1) Lele, S. K., "Compact Finite Difference Schemes with Spectral-like Resolution", *Journal of Computational Physics*, 103 (1), 16-42 (1992).
- 2) Poinso, T., and Lele, S. K., "Boundary Conditions for Direct Simulation of Compressible Viscous Flows", *Journal of Computational Physics*, 101, 104-129 (1992).
- 3) Colonius, T., Lele, S. K., and Moin, P., "Boundary Conditions for Direct Computation of Aerodynamic Sound Generation", *AIAA Journal*, 31 (9), 1574-1582 (1993).
- 4) Freund, J. B., "Proposed Inflow/Outflow Boundary Condition for Direct Computation of Aerodynamic Sound", *AIAA Journal*, 35 (4), 740-742 (1997).
- 5) 井上督, 服部裕司, 大沼盛, "音の直接ナビエ・ストークス・シミュレーション", 日本流体力学会年会講演会 講演論文集, 49-50 (1998).
- 6) Colonius, T., Lele, S. K., and Moin, P., "Sound Generation in a Mixing Layer", *Journal of Fluid Mechanics*, 330, 375-409 (1997).
- 7) Lighthill, M. J., "On Sound Generated Aerodynamically I. General Theory", *Proc. Roy. Soc.*, A211 (1951).
- 8) Colonius, T., Basu, A., J., and Rowley, C. W., "Computation of Sound Generation and Flow/Acoustics Instabilities in the Flow Past an Open Cavity", *FEDSM99-7228*, 3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference (1999).
- 9) Tam, C. K. W., and Block, P. J. W., "On the Tones and Pressure Oscillations Induced by Flow over Rectangular Cavities", *Journal of Fluid Mechanics*, 89, 373-399 (1978).
- 10) 加藤千幸, "数値解析によるターボ機械騒音の予測 (現状と課題)", ターボ機械, 26-1, 17-26 (1997).
- 11) Bastin, F., Lafon, P., and Candel, S., "Computation of Jet Mixing Noise due to Coherent Structures: the Plane Jet Case", *Journal of Fluid Mechanics*, 335, 261-304 (1997).
- 12) Curle, N., "The Influence of Solid Boundaries upon Aerodynamic Sound", *Proc. Roy. Soc.*, A231, 505 (1955).
- 13) Howe, M. S., "The Generation of Sound by Aerodynamic Sources in an Inhomogeneous Steady Flow", *Journal of Fluid Mechanics*, 67-3, 597-610 (1975).
- 14) Lyrintzis, A. S., "Review: The Use of the Kirchhoff's Method in Computational Aeroacoustics", *Journal of Fluids Engineering*, 116-4, 665-675 (1994).
- 15) Freund, J. B., Lele, S. K., and Moin, P., "Calculation of the Radiated Sound Field Using an Open Kirchhoff Surface", *AIAA Journal*, 34-5, 909-915 (1996).
- 16) Ozyoruk, Y., and Long, L. N., "Computation of Sound Radiating from Engine Inlets", *AIAA Journal*, 34-5, 894-901 (1996).
- 17) Smagorinsky, J., "General Circulation Experiments with the Primitive Equations", *Mon. Weath. Rev.*, 91-3, 99-164 (1963).
- 18) 加藤千幸, 池川昌弘, 海保真行, "有限要素法による高精度非定常流解析", 機械学会論文集, 58-552, B, 2624-2631 (1992).
- 19) 加藤千幸, 他4名, "LESによる流体音の予測 (第1報, 二次元円柱からの放射音の予測)", 機械学会論文集, 60-569, B, 126-132 (1994).
- 20) Kato, C., and Ikegawa, M., "Large Eddy Simulation of Unsteady Turbulent Wake of a Circular Cylinder using the Finite Element Method", *ASME FED*, 117, 49-56 (1991).
- 21) Kato, C., et al., "Numerical Simulation of Aerodynamic Sound Radiated from Low Mach Number Turbulent Wakes", *ASME FED*, 219, 53-58 (1995).
- 22) Siegert, R., Schwarz, J., and Reichenberger, J., "Numerical Simulation of Aeroacoustic Sound Generated by Generic Bodies Placed on a Plate: Part 2-Prediction of Radiated Sound Pressure", *AIAA Paper* 99-1985 (1999).
- 23) Germano, H., et al., "A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model", *Phys. Fluids*, A3 (7), 1760-1765 (1991).