

流体と構造の連成計算によるパネルフラッタ解析

○橋本 敦 (名大・院), メンショフ・イゴール, 中村 佳朗 (名大・工)

Panel Flutter Analysis with Fluid-Structure Coupled Scheme

by

Atsushi Hashimoto, Igor Men'shov and Yoshiaki Nakamura (Nagoya University)

Abstract

A numerical scheme to treat the problem of fluid-structure coupling has been developed in this study. A high order scheme based on the finite volume method (FVM) is used for fluid calculation, as well as the finite element method (FEM) for structure calculation in order to make more detailed analysis of flutter phenomena. The present method has been applied to the problem of panel flutter. For the supersonic case of $M=1.2$, the flutter shows a rapid increase in amplitude into a limit cycle oscillation with a first mode. From the comparison between Euler and Navier-Stokes computation, it is clear that a boundary layer delays the growth of the flutter oscillation. For the subsonic case of $M=0.95$, a static, upwardly divergent solution has been obtained, where vortices are produced due to the fluid-structure interaction in the Navier-Stokes computation.

1. 緒言

近年フラッタ解析をする手法として, 流体と構造の連成計算が行われている. 本研究では, 流体の方程式と, 平板の方程式を連成させ, それぞれの計算には, 有限体積法と有限要素法を用いた.

パネルフラッタとは, 両端が固定あるいは支持された板が, その上面を高速の流体にさらされることによって, フラッタが引き起こされるという空力弾性的安定問題である. この現象は板を厚くすることで防ぐことができるが, 軽量化が最重要視される航空機や宇宙機では, その限界や特性を予め知る必要がある. これまでに, 実験的にも理論的にも数多く研究された問題[3][4]であるが, 特に遷音速領域での解析は困難とされている. フラッタ限界の実験データにはばらつきがあり, その信頼性も問題となっている. このようなことから, 数値解析による評価の必要性も増大している.

本研究では, 動圧を変えて, フラッタ状態と, そうでない状態との比較を行った. また, 流体計算の方程式として, EulerおよびNavier-Stokes方程式を比較することにより, パネル上面に形成される境界層の影響を調べた.

2. パネルフラッタについて

パネルフラッタの特性を決定する重要なパラメーターは, マッハ数 M , 無次元化動圧 λ , パネルの長さ比 a/b (流れ方向の長さ/横幅), 質量比 μ が挙げられる[4].

$$\lambda = \frac{\rho_{\infty} U_{\infty}^2 a^3}{D}, \quad \mu = \frac{\rho_s a}{\rho_s h}$$

ここで, D はパネルの曲げ剛性, ρ_s はパネルの密度, h はパネルの板厚である.

M と a/b はパネルの振動に含まれるモードや周波数を決定する. $a/b=0$ の時, つまり2次元的に考えた時には, $M<1$ でダイバージェンスを生じ, $M>1$ でフラッタが起きる. 特に, マッハ数がおよそ1.4以下の超音速領域では, 不安定性が弱いため, 1次のモードで振動する.

しかし, $M=1$ の近傍 ($0.9<M<1.1$) では, $M=1$ に振動特性の変化があることと, 遷音速領域での流体の非線形性により, 解析が非常に困難となる. 70年代の論文には, $M=1$ で発散し, 必ずフラッタが起こるという, 実際の現象とは異なった計算結果が多く存在する. しかし, 今日においても $M=1$ 付近での特性が明らかになったとは言えない.

フラッタとは, マッハ数 M を一定にした状態で, 動圧を上げていった時に, ある動圧 (フラッタ限界) で急に振幅が大きな振動が生じる現象である. パネルフラッタでは, フラッタ振動している時には, リミットサイクル振動

(LCO) になる. これには, 流体と構造の干渉における非線形性や, パネルの幾何学的非線形性が考えられる.

3. 計算方法

本研究では流体の支配方程式として, 一般座標で書かれた3次元圧縮性Navier-Stokes方程式を考え, 有限体積法により高次精度で数値的に解く. 板の振動による乱流遷移を考慮し, 乱流モデルは用いない. セル境界での解ベクトルは, ENOタイプのスキーム[5]より4次精度で求め, 数値粘性の少ないRoeの近似Riemann解法によって数値流束を決定する. また, 粘性項は4次精度中心差分で評価する. 時間積分には3段階3次精度のRunge-Kutta法を用いた.

また, 平板は有限要素法で構造解析する. 要素には12自由度のACM非適合長方形板曲げ要素を用い, 線形解析を行う. 本計算では, 大変形による幾何学的非線形性や, 減

衰の効果は考慮していない。時間積分にはNewmark法（陰解法）を用いた。

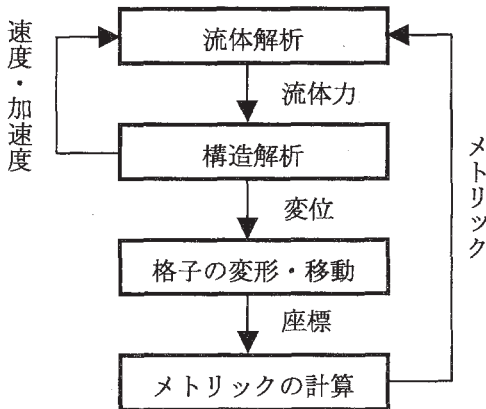


図1：連成計算法

流体と構造の連成計算には、データを交換しながら交互に計算する方法を用いた(図1)。流体から構造へは表面の圧力から得られる流体力を、構造から流体へは構造の変位、速度、加速度を与える。この変位に合わせて、格子を変形させる。近傍の格子は変位と同じだけ移動し、その外側にある格子は外部境界との間で式(1)を用いて滑らかに分布させる[1]。時間ステップごとに格子を移動させるには、3次関数を用いたこの方法が適当である。

$$g_1 = (k_2 - k) / (k_2 - k_1) \quad (1)$$

$$g_2 = -2g_1^3 + 3g_1^2 \quad (k_1 \leq k \leq k_2)$$

構造の移動速度を流体の境界条件に与え、加速度を式(2)により、物体表面の圧力勾配で考慮する[1]。この式は連続の式と運動量保存の式から、粘性項を無視し、ある検査体積が加速していると考えて、導かれる。

$$\frac{\partial p}{\partial n} = -\rho \bar{a} \cdot \bar{n} \quad (2)$$

4. 計算対象および計算条件

図2と図3に示すように、計算領域の下面にパネルを設置し、その部分で流体と構造を干渉させる。計算グリッドは、主流方向に170点、垂直方向に100点、スパン方向に7点用いた。主流方向の40点はパネル上にある。流体側のグリッドは、構造側のグリッドに合わせて作り、データのやりとりを容易にしている。

パネルは主流方向の両端を固定端とし、スパン方向は自由端とした。計算条件として、(1)M=1.2, Re=2.0×10⁵と(2)M=0.95, Re=1.6×10⁵の2種類を考え、パネルの材質はスチールとし、その結果、流体と構造の質量比はμ=380となる。

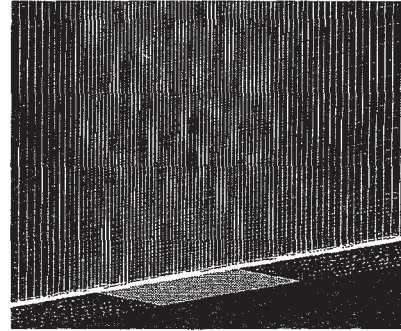


図2：計算格子

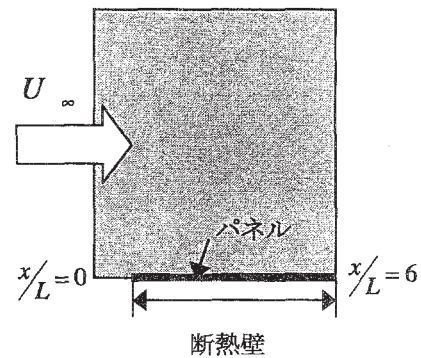


図3：計算条件

5. 計算結果

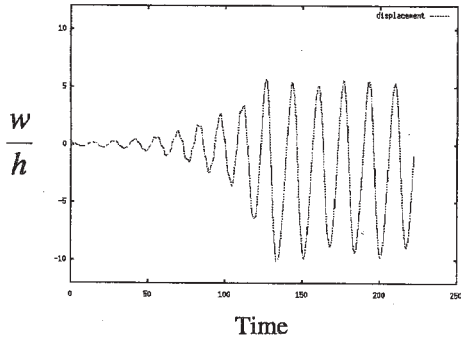
5. 1. マッハ数M=1.2の場合

5. 1. 1. Euler方程式を用いた計算

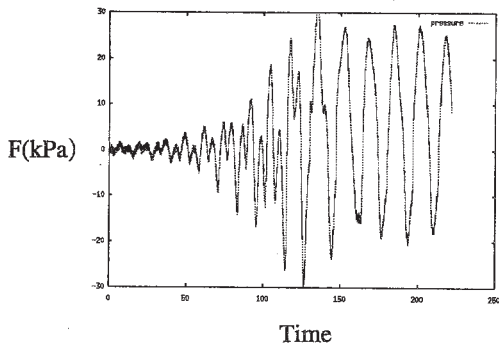
Euler方程式で計算する時には、パネル下面の圧力を一様流の静圧とする。しかし、この状態からでは、振動が起きないので、初期条件として、微小変位を与える。まず、微小変位を与えた形状で、流体場を収束させ、その結果を用いて連成計算を開始した。

無次元動圧λ=174とλ=22の2ケースについて計算を行った。実験結果には、ばらつきがあり、フラッタ限界を断定するのは困難であるが、著者らが調べた限りでは、λ=150~300である。理論による解析結果では、さらに低くλ=20である。

λ=174での、変位の時間履歴を図4(a)に示す。パネルの変位はパネルの中心部の値であり、変位wは板厚hで無次元化され、それを縦軸にとっている。また、横軸は無次元時間である。連成計算を開始すると、急に振幅が大きくなり、その後、一定の振幅に落ち着いた。この振動が、リミットサイクル振動(LCO)である。位相平面で見た場合には図6のようになり、ある軌道に収束している。今回の計算では、パネルには線形のモデルを用いているが、このような現象は、流体と構造の干渉の非線形性によるものであり、興味深い結果である。また、振動のモードは1次モードであり、これまでの研究結果とも一致している。

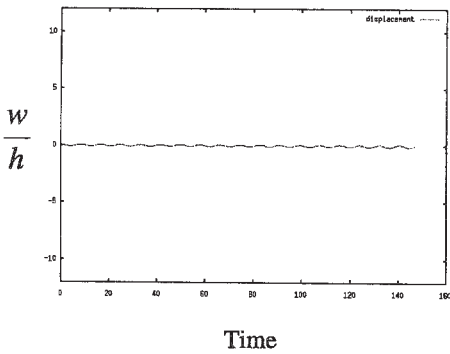


(a) 変位の時間履歴

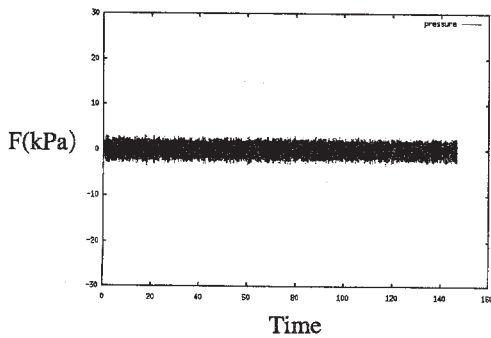


(b) 流体力の時間履歴

図4：時間履歴 (M=1.2, λ=174, Euler)

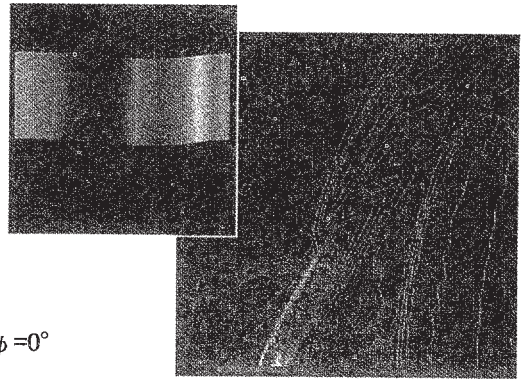


(a) 変位の時間履歴

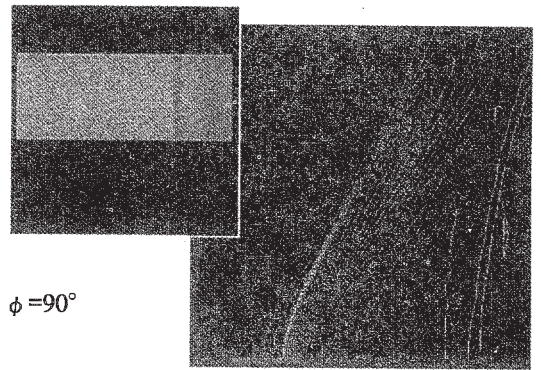


(b) 流体力の時間履歴

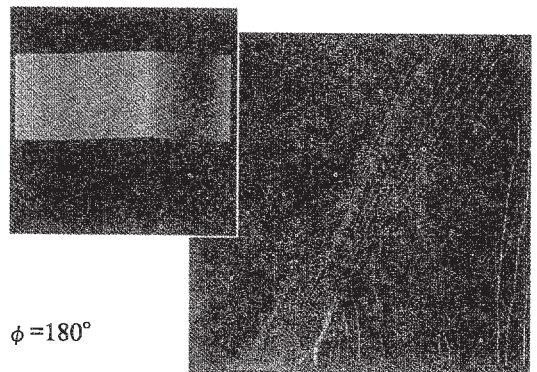
図5：時間履歴 (M=1.2, λ=22, Euler)



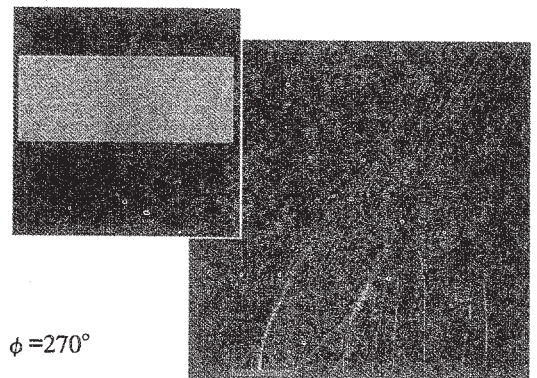
(a) $\phi = 0^\circ$



(b) $\phi = 90^\circ$



(c) $\phi = 180^\circ$



(d) $\phi = 270^\circ$

図7：パネルの変形と流れ場 (M=1.2, λ=174, Euler)

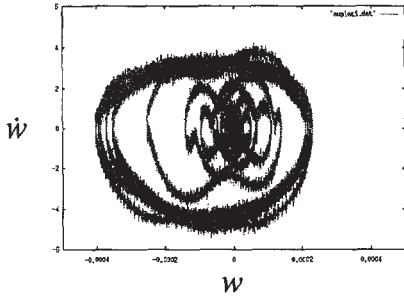


図6: 位相平面

リミットサイクルで振動している時の、流体場の圧力分布とパネルの変位の様子を図7に示す。パネルの表面の色は圧力分布を示している。図7(a)の時、パネルは最も下側に變形し、パネル中心部に衝撃波が発生している。その衝撃波はパネルが上昇するにしたがって、後方に移動する(図7(b))。さらに、図7(c)のようにパネルが上側に變形した時には、中心部から膨張波が、後縁からは衝撃波が発生する。中心部から後方に移動する衝撃波は、相対的にマッハ数が下がるので、図7(b)のようにマッハ角が増大する。しかし、図7(c)の状態では、後縁からマッハ角の小さい衝撃波ができ、その瞬間、急に衝撃波の角度が変化する。これが、図7(c)(d)にあるλ型の衝撃波を作りだしている。また、図7(c)の時にはパネル前縁に衝撃波が発生し、それが図7(d)のように後方へ移動し、図7(a)の位置に戻る。

$\lambda=22$ における変位の時間履歴を図5(a)に示す。初期に与えた変位で振動し、発散はしない。この状態はフラッタを起こしていない状態で、特徴的なのは、その流体力である(図4(b), 図5(b))。フラッタを起こしている時(図4(b))には、構造の変位によって連成して、流体力が変化しているが、フラッタが起きていない時(図5(b))には、変位に関係なくノイズのように一定の振幅で振動している。

5. 1. 2. Navier-Stokes方程式を用いた計算

連成計算開始時に用いる流れ場の圧力分布を図8に、壁表面に沿う圧力分布を図9に示す。一様流のマッハ数が $M=1.2$ であるので、境界層が生成されることにより、境界層先端部分に弱い圧縮波、その後ろに膨張波が発生する。その結果、圧力は先端部で上昇し、その後徐々に減少するという分布を取る。本計算では、図8に示された位置にパネルを置き、連成計算を行った。パネルの下面の圧力は、静圧の差が上面と下面で小さくなるように、上面の圧力の平均値を均等に与えた。また、初期変位は与えずに上面と下面の静圧の差で振動を開始させた。

無次元動圧 $\lambda=174$ でのパネル変位(前縁から75%)の時間履歴を図10に示す。初期の變形では下面との圧力差によって、2次モードを示すが、その後、モードが遷移し、1次モードで振動した。1次モードに遷移した後、急に振幅が増大した。

振動モードが1次になるというのは、これまでの研究報告と一致している。マッハ数 $M=1.2$ では、不安定性が弱く、

2次モードは抑制されると考えられる。遷移が起こった後、急激な振幅の増加が起こった事からも、この計算条件では1次モードが支配的であると考えられる。

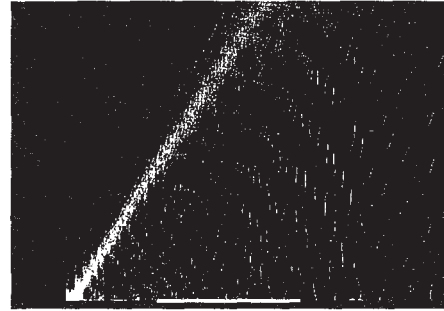


図8: 圧力分布

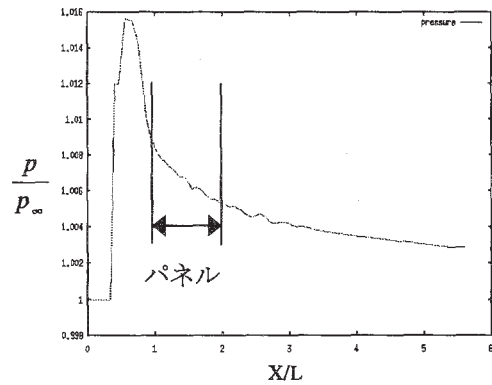


図9: 壁上面の圧力分布

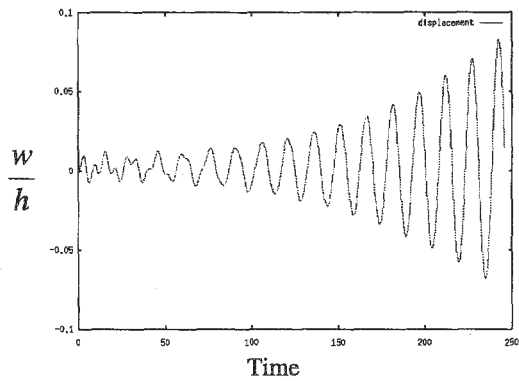
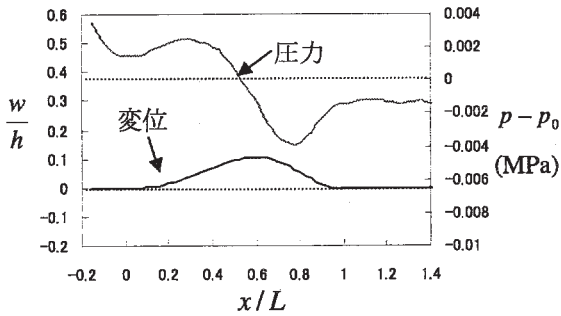


図10: 変位の時間履歴 ($M=1.2, \lambda=174, N-S$)

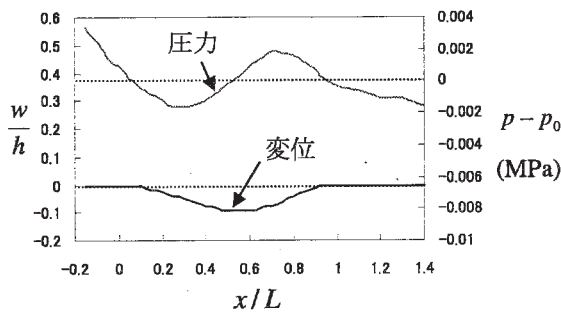
図11(a), (b)はパネルが上側および下側に變化した時のパネルの変位と圧力分布である。圧力は下面の圧力 P_0 との差を縦軸にとっている。正ならば下向きの力を、負ならば上向きの力となる。粘性計算では、Euler方程式に比べて変位が小さく、境界層によって変位の動きが流体場に伝わりにくくなり、衝撃波は発生していない。弱い圧縮波と膨張波が変位に応じて現れ、マッハ角の方向に伝わっていく様子が捕らえられている。

図4と図10を比較すると、境界層によるフラッタを抑える効果が大きく作用していることが分かる。 $T=250$ でEuler方程式の場合には $w/h=10$ 程度まで大きくなっているが、

NS方程式では、 $w/h=0.1$ 程度であり、その差は非常に大きい。



(a) 上側に変形した時



(b) 下側に変形した時

図11：パネルの変位と表面圧力 ($M=1.2, \lambda=174, N-S$)

5. 2. マッハ数 $M=0.95$ の場合

5. 2. 1. Euler方程式を用いた計算

マッハ数 $M=0.95$ 、無次元動圧 $\lambda=110$ での変位の時間履歴を図12に示す。パネルが上昇し、ある一定の変位に落ち着き、フラッタは起きない。変形のモードは1次モードである。これは、マッハ数が1より小さい時に起こるダイバージェンスという現象である。一様流がマッハ数 $M=0.95$ という音速に非常に近い値であるが、やはり亜音速領域の特性を示している。このことから、フラッタが起きる境界は、さらに音速に近い値だと考えられる。

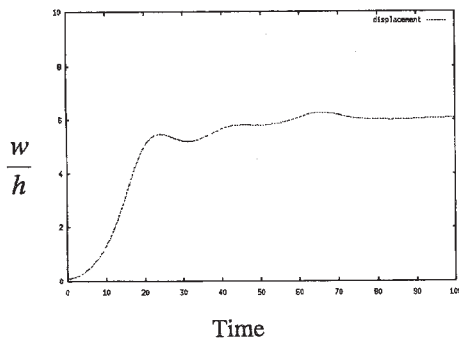


図12：変位の時間履歴 ($M=0.95, \lambda=110, Euler$)

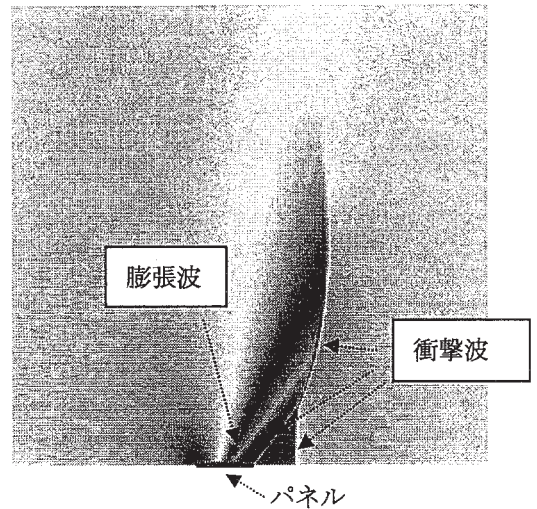


図13：圧力分布 ($M=0.95, \lambda=110, Euler$)

図13にダイバージェンスで一定の変位に落ち着いた時の圧力分布を示す。パネルが上側に変形しているので、前縁部分で圧縮波が、また中心部から膨張波が発生している。パネル上は超音速になっているので、後流の一様流の速度に合わせるため、パネル後方には、衝撃波ができる。

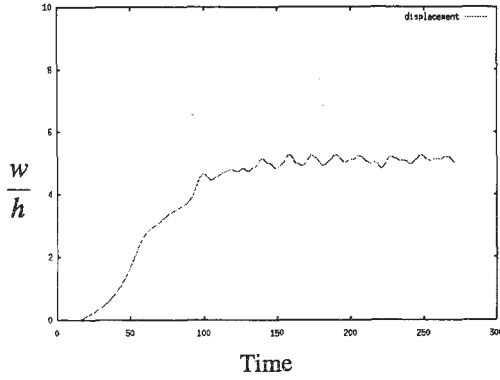
5. 2. 2. Navier-Stokes方程式を用いた計算

Euler方程式の場合と、同じ条件で計算を行った。また、パネルの下面の圧力はマッハ数 $M=1.2$ の時と同様に、上面圧力の平均値とした。

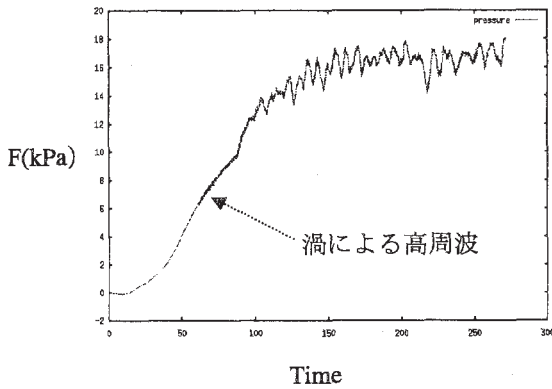
変位の時間履歴を図14(a)に示す。傾向としては、Eulerで計算したものと同じで、ダイバージェンスが発生する。しかし、境界層の影響で、変位の成長が遅くなっている。

流れ場の圧力分布を図15に示す。パネルが1次モードで上昇し、前方で圧縮波が、また後方で膨張波ができている。さらに、NS方程式を用いた場合には、パネルの中心部から渦が放出された。渦度の分布を図16に示す。この渦については、文献[1]においても同じ結果が得られており、流体と構造の干渉による不安定性によって、このような渦ができると考えられる。しかし、渦が発生する動圧には違いがあり、文献[1]では $\lambda=450$ でこのような渦が作られるとあるが、今回の計算では、 $\lambda=110$ でもこのような渦が確認された。本研究では、構造の幾何学的非線形性を考慮していないので、変位が大きくなり過ぎることが影響していると考えられる。

また、この渦ができることによって、パネルに与える流体力も変化している (図14(b))。無時限時間 $T=60$ ぐらいから、渦が発生し始め、高周波の変動が得られており、渦の周期が影響している。このような変動により、Euler方程式の場合と違って、微小な振動をしている (図14(a))。



(a) 変位の時間履歴



(b) 流体力の時間履歴

図14：時間履歴 (M=0.95, λ=110, N-S)

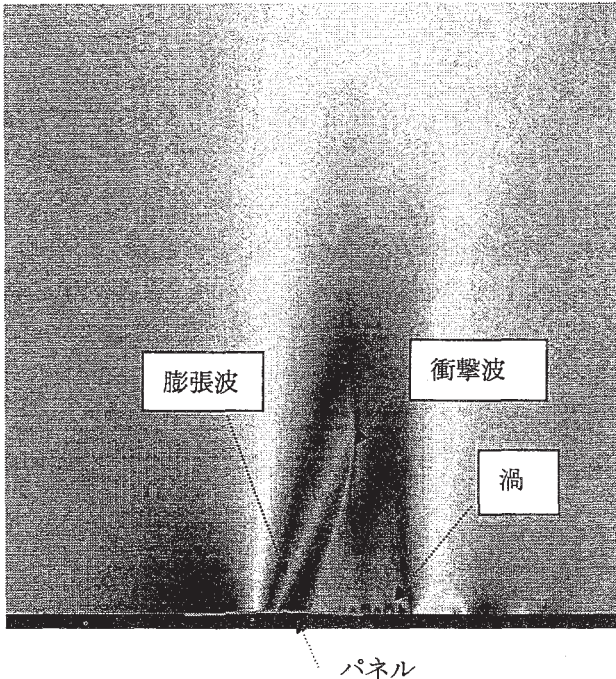


図15：圧力分布 (M=0.95, λ=110, N-S)

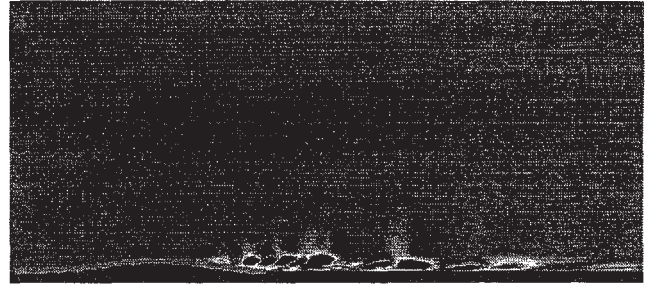


図16：渦度分布 (M=0.95, λ=110, N-S)

6. まとめ

CFDを用いた流体と構造の連成計算を行い、マッハ数 M=1.2およびM=0.95でのパネルフラッタの問題を解析をした。

マッハ数M=1.2では、1次モードのフラッタが起こり、リミットサイクル振動になる。また、フラッタが起きている時と、起きていないときでは、流体から構造に掛かる力の特性が大きく変化する。EulerとNavier-Stokes方程式の結果を比較すると、振動の成長率に大きな違いが見られ、境界層がフラッタを抑制する効果は大きい。

マッハ数M=0.95の計算では、ダイバージェンスが起こり、ある一定の変位に落ち着くという現象が見られた。NS方程式での計算では、流体と構造の干渉による不安定性により、渦がパネル上から放出される。パネルには、渦と同じ周期をもった流体力が作用することにより、微小な振動が起こる。これらは、流体と構造の干渉、それによる不安定性などが影響しており、非常に興味深い現象である。今後詳細に解析していく予定である。

参考文献

- [1] R. E. Gordnier, M. R. Visbal : Computation of Three-Dimensional Nonlinear Panel Flutter, AIAA 2001-0571.
- [2] R. E. Gordnier, M. R. Visbal : Development of a Three-Dimensional Viscous Aeroelastic Solver for Nonlinear Panel Flutter, AIAA 2000-2337.
- [3] 石井, 柳沢 : 遷音速パネルフラッタの研究, NAL TR-74, 1964.
- [4] E. H. Dowell : A Review of the Aeroelastic Stability of Plate and Shells, AIAA Journal ,8, 1970, pp.385-399.
- [5] 前田 : 圧縮性剪断層における擾乱に関する研究, 博論, 名古屋大学大学院工学研究科, 1996, pp.39-53.