大気環境中における遷音速翼周り流れの数値シミュレーション

Numerical Simulation of Transonic Viscous flow around Wing in Atmospheric Condition

佐藤 大悟, 東北大院, 〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 01, satoh@caero.mech.tohoku.ac.jp 山本 悟, 東北大工, 〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 01, yamamoto@caero.mech.tohoku.ac.jp Daigo Sato, Dept. of Aeronautics and Space Engineering, Tohoku Univ., Sendai 980-8579, JAPAN Satoru Yamamoto, Dept. of Aeronautics and Space Engineering, Tohoku Univ., Sendai 980-8579, JAPAN

Abstract

Transonic viscous flows around a wing in moist air are numerically investigated. The moist air is considered as mixture of dry air, water vapor and water liquid. The equation of state and the speed of sound for two phase flows are based on homogeneous assumption. The fundamental equations composed of the compressible Navier-Stokes equations coupled with the classical theory of nucleation and droplet growth are solved using the fourth-order accurate compact MUSCL TVD scheme and LU-SGS scheme The effect of condensation to transonic two phase flows around a wing is estimated assuming some actual atmospheric flight conditions.

1. 緒言

高湿度の大気中を飛行する航空機の周りでは空気中の水 蒸気が凝縮し、視覚的に飛行機雲として観察される。水蒸気 の凝縮は翼面上での圧力や温度の変化を伴うため、翼面圧力 分布の変化や揚抗比の低下など翼性能に影響を及ぼす。凝縮 により発生する液相の質量分率は非常に小さいため実験によ り凝縮現象を定量的に捉えることは困難である。数値計算に よる研究が一部の研究グループによりこれまでに行われ、そ の成果が報告されている。Schnerr らは、二次元翼周り及び 二次元ノズル内の非粘性流れを水蒸気の凝縮を考慮して計算 した。入屋らは、液滴の存在を考慮し石坂らにより定式化され た気液二相流を伝播する音速の式を用いて二次元 NACA0012 翼周りの遷音速粘性流れを計算し、水蒸気の凝縮 が翼性能に影響を及ぼすという結果を得ている。また、 RAE2822 翼並びに ONERA M6 翼を対象とした山本らの研 究により、湿度の変化が翼性能に及ぼす影響及び凝縮現象の 三次元性が指摘されている。(1)-(5)

これまでに行われた水蒸気の凝縮を伴う遷音速翼周り流れ に関する研究ではほとんどの場合、凝縮の際に核を伴わない 均一核生成による凝縮が対象となっている。一方、実際の大 気中には塵や土壌粒子などの凝縮の核となる微小粒子が多数 存在するため、水蒸気はこれらを核として凝縮し、その現象 は湿度や温度あるいは核となる物質の数密度など大気の環境 により異なると考えられる。

本研究では均一核生成及び凝縮核が存在する不均一核生成 による凝縮を伴う遷音速粘性流れを計算することにより、実 際の大気条件下で起こりうる凝縮の現象とこれが流れ場及び 翼性能に及ぼす影響について考察し、遷音速空気流れの計算 において水蒸気の凝縮を考慮する必要性を検討する。

記号

c:音速
 e:単位体積あたりの岐点内部エネルギー
 I:単位体積、単位時間あたりの核生成率
 J:変換のヤコビアン
 n:液滴の数密度
 p:静圧
 r:平均液滴半径

T: 静温度 U_i :反変速度の x_i 成分 *u*;:物理速度の*x*, 成分 *x*,:デカルト座標成分 **b**:液相の質量分率 □ :液相の質量生成率 *m*:粘性係数 *m*,:渦粘性係数 c:熱伝導率 c^{t} :熱の渦拡散係数 s:液滴の表面張力 X_i :曲線座標成分 **r**:密度 R:二相流体の気体定数 R":一般気体定数 M: 分子量 C_n :定圧比熱 *h*₀:生成エンタルピー 添字 a:乾燥空気 v: 水蒸気 g:気相 *l*:液相 *m*:二相流体

s: 飽和状態

2. 基礎方程式

基礎方程式として、質量、運動量、エネルギー保存式に 新たに蒸気の質量、液相の質量、液滴の数密度の保存式を加 えた式を用いた。一般曲線座標系では次のように表される。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F_i}{\partial \mathbf{x}_i} + S + H = 0 \tag{1}$$

Г

Г

$$Q = J \begin{bmatrix} \mathbf{r} \\ \mathbf{r} u_1 \\ \mathbf{r} u_2 \\ e \\ \mathbf{r} \\ \mathbf$$

反変速度成分U_i、変換のヤコビアンJならびに粘性応力テン ソル*t_{ii}はそれぞれ次のように定義される。*

$$U_{i} = (\boldsymbol{u} \cdot \nabla) \boldsymbol{x}_{i} = (\partial \boldsymbol{x}_{i} / \partial x_{j}) u_{j} \quad (i = 1, 2)$$

$$J = \partial(x_{1}, x_{2}, x_{3}) / \partial(\boldsymbol{x}_{1}, \boldsymbol{x}_{2}, \boldsymbol{x}_{3})$$

$$\boldsymbol{t}_{ij} = (\boldsymbol{m} + \boldsymbol{m}) \left[\left(\frac{\partial u_{i}}{\partial x_{j}} + \frac{\partial u_{j}}{\partial x_{i}} \right) - \frac{2}{3} \boldsymbol{d}_{ij} \frac{\partial u_{k}}{\partial x_{k}} \right] (i, j = 1, 2)$$

3 二相流体の状態方程式と音速

凝縮により発生する液滴を含む二相流体は均質流とす る。また、液相の質量分率は小さく b < 0.1 と仮定する。 これらの仮定に基づき石坂らにより定式化された次式を二相 流体の状態方程式及び音速の式として用いる。

$$p = \mathbf{r}RT(1-\mathbf{b}) = \frac{(1-\mathbf{b})R}{C_{pm} - (1-\mathbf{b})R} \left(e - \frac{1}{2}\mathbf{r}u_iu_i - \mathbf{r}h_{0m}\right)$$
(2)

$$R = \left(\frac{\boldsymbol{r}_{a}R_{u}}{\boldsymbol{r}_{g}M_{a}} + \frac{\boldsymbol{r}_{v}R_{u}}{\boldsymbol{r}_{g}M_{v}}\right)$$

$$C_{pm} = \mathbf{b}C_{pl} + (1 - \mathbf{b})C_{pg}$$

 $h_{0m} = \mathbf{b}h_{0l} + (1 - \mathbf{b})h_{0g}$
二相流体の密度 **r** は液相の質量分率 **b** を用いて、

 $\frac{1}{\boldsymbol{r}} = \frac{1-\boldsymbol{b}}{\boldsymbol{r}_g} + \frac{\boldsymbol{b}}{\boldsymbol{r}_l}$

と表され、音速は次式のように近似される。

$$c^{2} = \frac{(1-\mathbf{b})R}{C_{pm} - (1-\mathbf{b})R} C_{pm}T = \frac{C_{pm}}{C_{pm} - (1-\mathbf{b})R} \frac{p}{\mathbf{r}}$$
(3)

4. 相変化のモデル

凝縮による液相の質量生成率
Гは、古典凝縮論
⁶に基づ き、凝縮核生成と液滴の成長による質量増加の和で表される。 本研究ではさらに、液滴の成長を液滴の数密度を関数にした 式で近似した次式を用いる。

$$\Gamma = \frac{4}{3} \mathbf{p} \mathbf{r}_l I r_*^3 + 4 \mathbf{p} \mathbf{r}_l n r^2 \frac{dr}{dt}$$
⁽⁴⁾

Iは凝縮核生成率であり、FrenkelならびにKantrowitzによ り定式化された式を用いる。

$$I = \frac{q_c}{1+\boldsymbol{q}} \left(\frac{2\boldsymbol{s}}{\boldsymbol{p}n^3}\right)^{1/2} \frac{\boldsymbol{r}_g^2}{\boldsymbol{r}_l} \exp\left(-\frac{4\boldsymbol{p}r_*^2\boldsymbol{s}}{3kT}\right)$$
(5)

ここで、*q_c*,*m* および*k* はそれぞれ、凝縮係数、水の分子量、 そしてボルツマン定数である。r_{*}は Kelvin-Helmholtz の凝 縮核臨界半径であり、次式により求められる。

$$r_* = \frac{2s}{r_1 RT \ln(s)} \tag{6}$$

 $s = p/p_s(T)$ は過飽和蒸気圧率であり、 $p_s(T)$ は飽和蒸気圧。 1個の液滴の成長率 dr/dt は Hertz-Knudsen モデルにより 与えられる。

不均一核生成を考慮する場合、 *I*=0 であり(4)式の右辺は 第2項のみとなる。空間内に一様に分布させる凝縮核の半径 が式(6)で計算される臨界半径より大きい場合に液滴が形成 されるものとする。

5. 数値解法

本研究においては、時間積分に LU-SGS 法、空間差分に は Roe の流束差分離法に4次精度コンパクト MUSCL TVD スキームを適用して計算した。粘性項には2次精度中心差分 を用いた。また、乱流モデルとして Baldwin-Lomax モデル(7) を用いた。

6. 計算結果

二次元 NACA0012 翼周りの流れを数値計算した。 計算条件は特に断らない限り、迎角 2°、主流マッハ数 0.75 であり、計算格子として 221 × 93 のC 型格子を用いる。 相対湿度を0%から90%まで変化させて計算する。Fig.1 に相 対湿度 0%として計算された翼表面圧力係数分布を実験結果

とともに示す。翼弦長 0.1m、主流レイノルズ数 1.2×10⁶とした。理想気体を仮定した相対湿度 0%の場合には、翼下面で 部分的に若干のずれがあるが本数値解法による計算が実験結 果を再現しているといえる。

Schnerr⁽²⁾による計算結果を Fig.2(a)(b)に引用する。計算条 件は翼弦長 1.5m、主流マッハ数 0.8、迎角 1.25°、相対湿度 95%であり、粘性は考慮されていない。平衡凝縮を考慮した場 合である Fig.2 (b)は、凝縮を考慮しない場合の Fig.2 (a)と比 べて衝撃波が下流へ移動し各方向へ超音速領域が拡大してい る。Fig.3(a)(b)に本数値解法により得られた計算結果を示す。 凝縮核の数密度を大きくすることにより近似的に平衡凝縮を 再現した。計算条件は Schnerr の計算例と同様である。 Fig.3(a)は湿度 0%で凝縮を考慮しない場合、Fig.3(b)は湿度 95%で平衡凝縮を考慮した場合の結果である。本数値解法に よる計算結果は衝撃波位置や超音速領域の大きさなど Schnerr らの結果とは若干の相違がみられるが、原因として は本研究では粘性を考慮し、相変化のモデルが Schnerr らの 場合と異なること、さらに凝縮において完全な平衡状態が考 慮されていないことなどが考えられる。平衡凝縮を考慮した 場合に超音速領域が拡大して衝撃波が下流に移動するという 定性的な特徴は一致している。定量的にはさらに計算結果を 検討する必要があるが、本研究による計算結果は定性的には 妥当であるといえる。

均一核生成ならびに不均一核生成による凝縮を考慮した場 合の翼前縁付近を通る流線に沿うマッハ数分布並びに液滴の 質量分率を Fig.4(a)(b) に、翼周りの質量分率分布を Fig.5(a)(b)にそれぞれ示す。ただし、翼弦長は 1.5m、相対湿 度は70%とした。均一核生成による場合超音速領域内部の比 較的狭い領域で凝縮が起きているのに対し、不均一核生成に よる場合はより前縁に近い亜音速領域から凝縮が開始し、広 範囲で液滴が生じている様子が観察され、広い領域で凝縮が 流れ場に影響を与えることが示唆される。相対湿度90%とし た場合の翼表面圧力係数分布を理想気体を仮定した結果と共 に Fig.6 に示す。均一核生成による場合では凝縮核の数密度を

1.0×10¹²/cm³、半径を 0.1µm とした場合の結果について示 す。湿度を考慮し凝縮が伴う場合、理想気体を仮定した場合 と比べて分布が異なり、特に凝縮の際に放出される潜熱の影 響により衝撃波上流での圧力が高くなっている。また、衝撃 波位置の下流への移動がみられる。不均一核生成による場合 には均一核生成による場合と比べてより上流から圧力が高く なり、衝撃波位置が下流に移動していることなど、凝縮の形 態によっても圧力分布に違いがみられる。以上の計算結果よ り、不均一核生成を考慮する場合、比較的低いマッハ数でも 凝縮が起き、流れ場に対しより広範囲で大きな影響を及ぼす ことがわかる。Fig.7(a)(b)に湿度を変化させた場合の圧力係 数分布を示す。湿度の増加とともに衝撃波上流における圧力 が増大し、衝撃波位置が下流へ移動する傾向が強くなり、翼 面圧力分布は湿度によっても比較的大きく変化するという結 果が得られた。高湿度の場合に凝縮の影響がより顕著に現わ れていることが示されている。Fig.8 に湿度を変化させた場合 の翼揚抗力比分布を均一核生成及び不均一核生成による場合 について示す。潜熱の影響により衝撃波上流の圧力は高くな るが、衝撃波の強さが弱くなるため、相対湿度 50% において 抗力が低下することにより揚抗比が増加したものと思われる。 それ以上では湿度の増加と共に抗力は増大しており、高湿度 の場合に凝縮潜熱による衝撃波上流の圧力の上昇の影響がよ り強く現れていると思われる.。不均一核生成による場合の方 が全体的に値が低くなっており、大気環境においては翼性能 が大きく低下することが推測される。

7. 結言

実際の大気環境下において湿度を考慮した2次元翼周り の遷音速流れを計算し、水蒸気の凝縮が流れ場に及ぼす影響 について調べた。その結果、凝縮の現象は大気や流れの条件 の影響を大きく受け、それに伴い翼面圧力係数分布も多様に 変化するという結果が得られた。これにより翼性能にも影響 が及ぼされることとなり、航空機の実際の飛行時の性能を正 確に評価するためには凝縮の影響を考慮することが必要であ るといえる。

8. 参考文献

- [1] Schnerr, G.H. and Dohrmann, U., *AIAA J.*, Vol.28, 1990, pp.1187-1193.
- [2] Schnerr, G. H., Computers and Fluids, Vol. 22, No. 2/3, 1993, pp. 103-116
- [3] Schnerr, G. H. and Dohrmann, U., AIAA Paper 91-1716, 1991
- [4] 入屋明広,山本悟,大宮司久明,日本機械学会論文集 B編,62巻603号,1996,pp.3845-3859.
- [5] Yamamoto, S., Hagari, H. and Murayama, M., *Trans. of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol. 42, 2000, pp.182-189.
- [6] Frenkel, J., Kinetic Theory of Liquids, 1955, Dover.
- [7] Baldwin, B. S. and Lomax, H., AIAA Paper 78-257, 1978.



Fig.1 Pressure coefficient distributions on the airfoil surface



Fig. 2(a) Mach number contours(dry air, by Schnerr⁽²⁾)



Fig. 2(b) Mach number contours (equilibrium condensation, by Schnerr[@])



Fig. 3(a) Mach number contours (dry air, by present method)



Fig.3(b) Mach number contours (equilibrium condensation, by present method)



Fig 4 Mach number and condensate mass fraction distributions along same stream line



(a) homogeneous nucleation



(b) heterogeneous nucleation

Fig. 5 Condensate mass fraction contours









