

[共同研究成果]

ターボ機械多段翼列を通る 非定常三次元湿り蒸気流れの大規模並列計算

笹尾 泰洋¹⁾, 山本 悟¹⁾

1) 東北大学大学院情報科学研究科

概要：本研究では SX-7 上で並列計算できる非平衡凝縮を伴う三次元多段静動翼列の湿り蒸気流れの計算コードを構築して、蒸気タービン内部で生成された液滴の挙動を三次元的に可視化した。

1. はじめに

蒸気タービン内部ではハブとケーシングによって囲まれた空間内部において、動翼列が静翼列に対し周方向に回転運動を繰り返している。加えて、タービン翼列はカンバーも大きく、極めて三次元性の強い流れ場が形成されている。ガスタービンは、これまで世界的な研究がすでに行われ、形状損失や二次流れ損失の低減等による性能向上は困難になりつつある。一方、蒸気タービン内部では、全損失の約 40% が凝縮に起因するものであることが知られている。しかしながら、蒸気タービン内部で生成される液滴は、時間・空間スケールに依存するため相似則が成り立たないため、凝縮量の定量的な予測には実機規模の実験が必要となり、その実現は困難である。この点が蒸気タービンの高性能化を妨げている大きな要因の一つとなっている。

湿りを伴う遷音速流れの解析は、主に二次元に限定されたものがほとんどである。Young[1]は流線に沿って液滴の成長の式を積分することにより一次元の理論を二次元に拡張し、Denton 法[2]と組み合わせることで蒸気タービンの翼列流れを解析している。しかし、計算に用いられた計算スキームは解像度が低いため衝撃波が鮮明に捕らえられていない。Schnerr ら[3][4][5]の方法では凝縮液滴の成長は微分方程式で近似的に扱われ、時間進行法によりオイラー方程式と連立して解かれた。石坂らは気液二相流を伝播する音速を均質流の仮定と熱力学的関係から新たに定式化し、蒸気タービン内部流れなどにおいて初期的な計算を行っている [6][7]。三次元流れの解析としては、山本らが風洞環境を仮定した ONERA M6 翼周りの三次元遷音速流れ[8]や大気環境を仮定したデルタ翼周りの凝縮流れ[9]を計算し、凝縮現象を伴う流れ場では相似則が成立しないことを明らかにした。Goodheart ら[10]は ONERA M6 翼周りおよび F-16 戦闘機翼周りの流れ場について、均一核生成および不均一核生成を考慮した解析を行い凝縮の揚抗比への影響を検討している。

ガスタービンを対象とした研究は、翼先端隙間を考慮した三次元解析 [11][12][13] や静動翼列の非定常流れの解析[14]など、すでに実用的な流れ場の計算も行われている。それに対して、蒸気タービンが対象となる湿り蒸気流れの三次元解析コードは未だ開発途上にある。本研究では次世代型蒸気タービンの飛躍的性能向上を目指し、蒸気タービン三次元多段静動翼列を通る湿り蒸気流れを、スーパーコンピュータ SX-7 上で並列に数値計算する計算コードを構築する。さらに計算結果を三次元的に可視化することで、蒸気タービン実機内部の複雑流れを仮想的に再現する。

2. 解法手法について

2.1. 基礎方程式

Walters[14]らは出力 500MW の蒸気タービン最終段における液滴の平均半径を 0.1 μm 以下であると報告している．また，Snoeck[15]は液滴の半径が 1 μm 以下である場合には速度スリップは無視できると報告しており，Comfort[16]らは MacCormack スキームを用いて衝撃波を通過する液滴を含む流れの解析を行い，衝撃波等の急激な速度勾配のある流れ場においても，液滴の半径が 2 μm 以下の場合には速度スリップの影響は無視できることを報告している．以上より，本研究では液滴の質量分率が十分に小さく二相間での運動量緩和は無視できる均質流を仮定し，熱力学的には蒸気と液滴が局所的平衡状態にあると仮定し，相変化を伴う気液二相流の解析では密度保存則，運動量保存則，エネルギー保存則，蒸気の質量保存則，液滴の質量保存則，液滴の数密度保存則，乱流運動エネルギーおよびその比散逸率を加えた三次元式を考慮する．これらの式は次のように定義される．

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F_i}{\partial \xi_i} = \frac{1}{Re} S + H \quad (i=1,2,3) \quad (1)$$

$$Q = J \begin{bmatrix} \rho_v \\ \rho u_1 \\ \rho u_2 \\ \rho u_3 \\ e \\ \rho\beta \\ \rho n \\ \rho k \\ \rho\omega \end{bmatrix}, \quad F_i = J \begin{bmatrix} \rho v U_i \\ \rho u_1 U_i + \partial \xi_i / \partial x_1 p \\ \rho u_2 U_i + \partial \xi_i / \partial x_2 p \\ \rho u_3 U_i + \partial \xi_i / \partial x_3 p \\ (e+p)U_i \\ \rho\beta U_i \\ \rho n U_i \\ \rho k U_i \\ \rho\omega U \end{bmatrix}, \quad S = J \frac{\partial \xi_i}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial \xi_i} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{1j} \\ \tau_{2j} \\ \tau_{3j} \\ \tau_{kj} u_k + (\kappa + \kappa') \partial T / \partial x_j \\ 0 \\ 0 \\ \sigma_{kj} \\ \sigma_{\omega j} \end{bmatrix}, \quad H = J \begin{bmatrix} -\Gamma \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \Gamma \\ \rho I \\ S_k \\ S_\omega \end{bmatrix}$$

2.2. 状態方程式および音速の式

本研究では液滴を含んだ湿り蒸気流れは均質であり，液相の質量分率は十分小さい ($\beta < 0.1$) と仮定する．これらの仮定に基づき石坂ら [7] により定式化された湿り蒸気の状態方程式および音速の式は次式のようになる．

$$p = \rho RT(1 - \beta) \quad (2)$$

$$c^2 = \frac{C_{pm}}{C_{pm} - (1 - \beta)R} \frac{p}{\rho} \quad (3)$$

ここで， C_{pm} は以下より与える．

$$C_{pm} = \beta C_{pl} + (1 - \beta) C_{pv}$$

C_{pl} , C_{pv} は水および蒸気の定圧比熱であり，それぞれ 4.184, 1.882 kJ/(kg·K) とした．

2.3. 凝縮モデル

凝縮による液滴の質量生成率 Γ は古典凝縮論に基づき，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 [7] .

$$\Gamma = \frac{4}{3} \pi \rho_l I r_*^3 + 4 \pi \rho_l n r^2 \frac{dr}{dt} \quad (4)$$

I は凝縮核生成率であり均一核生成の場合 , Frenkel [16] により定式化された次式を用いて与える .

$$I = q_c \left(\frac{2\sigma}{\pi m^3} \right)^{1/2} \frac{\rho^2}{\rho_l} \exp \left(- \frac{4\pi r_*^2 \sigma}{3kT} \right) \quad (5)$$

ここで m , k は水の分子量およびボルツマン定数である . q_c は凝縮係数であり本論文では 0.1 に固定 . r_* は Kelvin-Helmholtz の凝縮核臨界半径であり , 次式より求められる .

$$r_* = \frac{2\sigma(T)}{\rho_l RT \ln(s)} \quad (6)$$

$s = p/p_s(T)$ は過飽和蒸気圧率であり , $p_s(T)$ は飽和蒸気圧である .

蒸気中における液滴の表面張力 σ は Young [17] によって次式のような温度の多項式として定式化されている .

$$\sigma(T) = (82.27 + 75.612T_R - 256.889T_R^2 + 95.928T_R^3) \times 10^{-3} \quad [\text{N/m}] \quad (7)$$

ただし ,

$$T_R = \frac{T}{647.286}$$

1 個の液滴の成長率 dr/dt は蒸気凝縮に最適化された Gyarmathy [18] モデルから以下のように算出した .

$$(h_v - h_l) \frac{dr}{dt} = \frac{\lambda_v (T_l - T_v)}{r \rho_l \left(\frac{1}{1 + 4Kn_l} + 3.78(1 - \nu) \frac{Kn_l}{Pr_v} \right)} \quad (8)$$

ここで , ν は次式で定義される .

$$\nu = \frac{RT_s(p)}{h_{fv}} \left[\alpha - \frac{1}{2} - \frac{2 - q_c}{2q_c} \left(\frac{\gamma + 1}{2\gamma} \right) C_p \frac{T_s(p)}{h_{fv}} \right]$$

h_{fv} は蒸発の比エンタルピ , α は液滴の成長パラメータであり 5.0 とした . 気液界面近傍での二相間の温度差は過飽和温度 ΔT を用いて次式で与えた [18] .

$$(T_l - T_g) = \left(1 - \frac{r_*}{r} \right) \Delta T \quad (9)$$

ただし

$$\Delta T = T_s(p) - T$$

2.4. 数値解法

時間積分に LU-SGS 法 [19] , 空間差分には Roe の流束差分法 [20] ならびに 4 次精度コンパクト MUSCL TVD スキーム [21] を用いた . 粘性項には 2 次精度中心差分を用いた . 乱流モデルには SST モデル [15] を用いた .

3. 計算結果

3.1. 二次元タービン単段翼列を通る湿り蒸気流れの数値解析

ケーススタディとして、二次元タービン単段翼列を通る湿り蒸気の流れの非定常計算を行った。計算格子は入口境界、静翼側流路、動翼側流路、出口境界に対しそれぞれ1つずつ、計4種の格子を配したマルチブロック計算格子である。動翼は静翼1ピッチ間を5000 time-stepで通過するものとし、動翼列の回転数を1500rpmと仮定して、動翼の擬似角速度を算出した。計算条件は岐点圧力を 0.99×10^5 [Pa]、入口出口圧力比を0.45とし、岐点温度を350[K]、360[K]、370[K]とした3の場合について計算した。

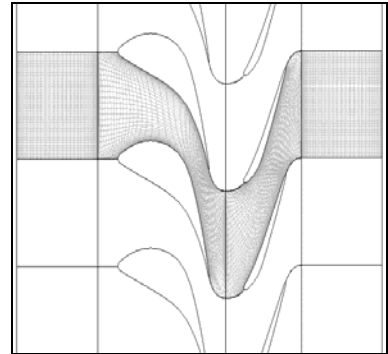


図1 計算格子

計算で得られた液相の瞬間質量分率分布、瞬間温度分布、瞬間静圧分布を、それぞれ図2、図3、図4に示す。図2の液相の瞬間質量分率分布では入口温度の上昇に伴い、静翼列のど部付近、静翼列と動翼列の中間領域、動翼列のど部付近というように、凝縮の開始位置が下流側へと移動していることが確認できる。特に360[K]の場合では、静翼列と動翼列の中間領域で生成された液滴が断続的に動翼側に流入し成長した結果、下流側での液滴の質量分率分布に大きな空間的偏りが生じている様子が確認できる。

図3に瞬間温度分布を示す。どの場合でも、凝縮に伴う潜熱の放出が流れ場の温度上昇を招き、温度分布に著しく影響を及ぼしている様子が判る。特に360[K]の場合では、静翼列と動翼列の中間領域で局所的な温度の上昇が確認できる。一方、370[K]の場合では、入口温度が最も高いにも関わらず、凝縮位置が下流側に移動したことによって、逆に出口温度は3者中最も低くなるという興味深い結果を得た。

図4は静圧分布を示したものであるが、350[K]の場合では一見すると潜熱の放出による圧力の上昇が確認できない。これは静翼流路内で比較的緩やかに液滴が生成され成長したためと考えられる。次に360[K]の場合では静翼列と動翼列の中間領域に凝縮に伴う圧力の増加が見られ、動翼前縁近傍の領域に複雑な圧力分布を形成している。一方、370[K]の場合では動翼列のど部より後流側に、流れと並行する形で凝縮に伴う圧力の上昇が確認できた。

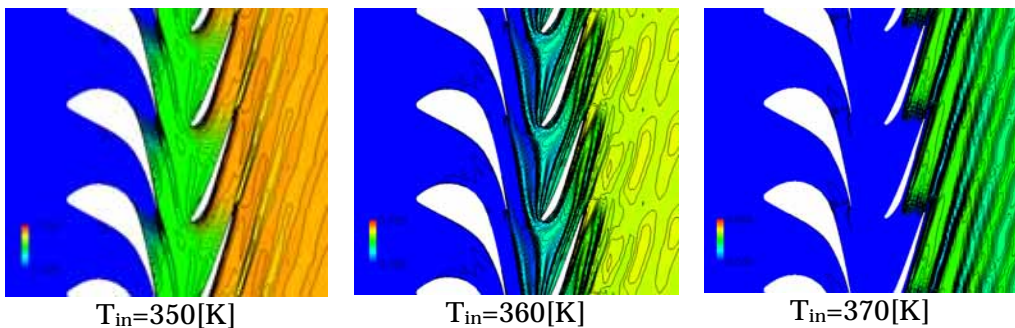


図2 液相の瞬間質量分率分布

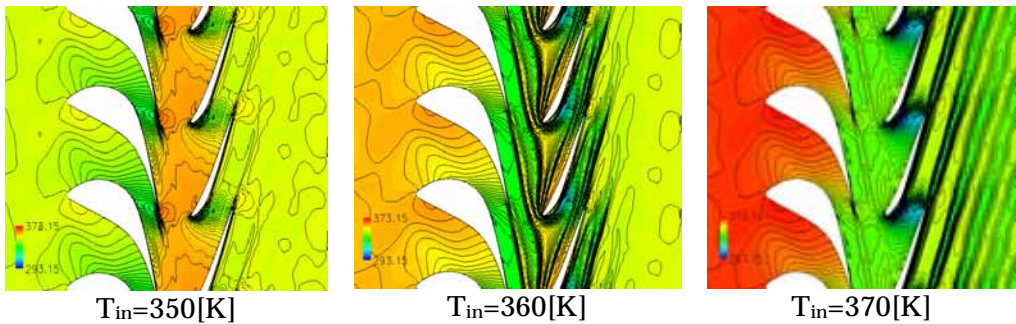


図 3 瞬間温度分布

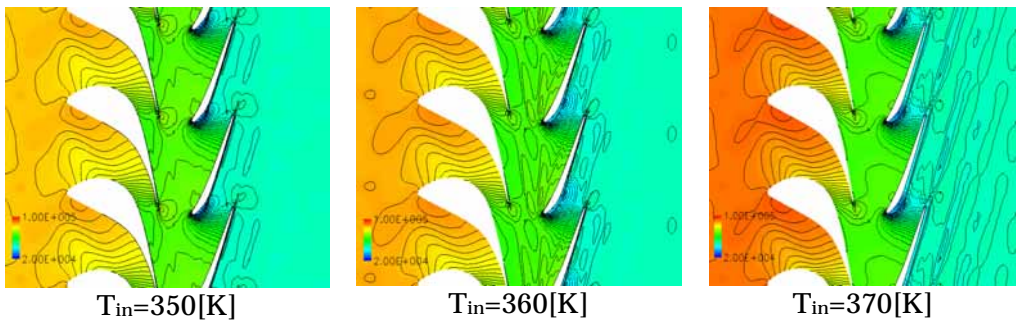


図 4 瞬間静圧分布

3.2. 二次元タービン多段翼列を通る湿り蒸気流れの数値解析

蒸気タービン中圧段近傍の静動翼列 2 段分を対象として、入口湿りを考慮した蒸気流れの数値計算を行った。計算対象となる領域では、作動流体である水蒸気が非平衡凝縮を伴う静動翼列干渉流れを形成していると考えられている。計算条件は岐点圧力を $1.71 \times 10^5 [Pa]$ 、岐点温度を $389 [K]$ 、出口静圧を $0.71 \times 10^5 [Pa]$ とし、入口湿り度 0.00% および 2.44% の 2 つの場合について計算した。

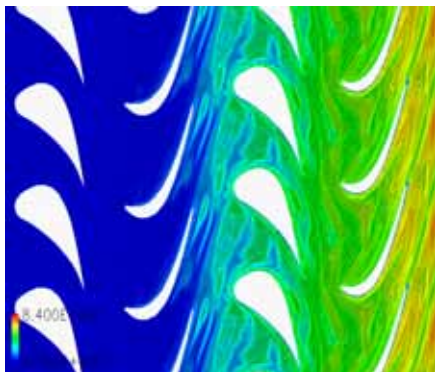
図 5 に計算で得られた液滴の瞬間質量分率分布を示す。入口湿り度 0.00% の場合では、1 段目動翼下流側より凝縮が開始し、下流の各流路のど部付近で急激に成長しながら下流へと運ばれてゆく様子が捕らえられている。一方、入口に湿りを考慮した場合には、1 段目静翼入口から液滴の成長が始まり、後段の動翼、静翼を通過するにつれてさらに液滴は成長しているが、特に最終段の動翼流路内において、入口湿り無しの場合と比較して液滴の質量分率分布に大きな偏りがみられる。これは、入口湿りがある場合には、翼列一流路分上流で液滴の成長が開始している分、下流での液滴質量分率の非定常性がより促進されているという点に加え、その周りの領域では逆に、潜熱の放出による温度の上昇によって液滴の成長が抑制されたため、と考えることができる。

図 6 に、静圧に液滴の質量分率分布(白線)を重ねた図と、渦度の分布に液滴の質量分率分布を重ねた図を示す。このうち、右図に着目すると、白線が渦度の強さを示す赤と青の領域と重なるように分布していることから、主流では大きな負圧の発生する翼背面近傍や喉部付近を除き、渦の強い領域において液滴の生成および成長が促進されているか、あるいは、凝縮に起因する圧力の上昇によって渦が強められていること

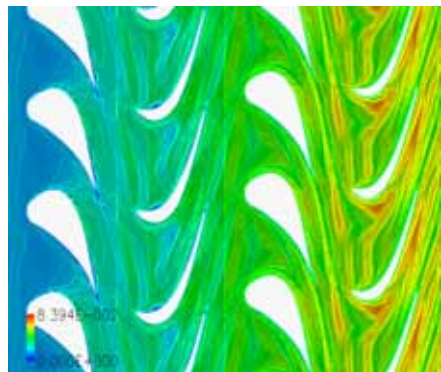
が見出せる。気象学分野では台風や竜巻内での液滴(雲)の生成に伴う潜熱の放出によって圧力が増加し、渦の成長が促進されていることが知られているが、Yamamoto[9]はデルタ翼前縁から形成される凝縮を伴う渦流れにおいて、凝縮が渦の成長を促進しているとの知見を得ている。本解析結果においても同様の現象が捕らえられている可能性が高いが、あいにく二次元計算あることから、詳細は次節で述べる。

図7は入口境界および各流路の出口境界における液滴の質量分率の推移について、計算結果と三菱重工が静圧から算出した液相の質量分率の概算値(図中 Est.)を比較したものである。概算値ではなく、実験値との仔細な比較が望まれる。

ところで、差分法にはベクトル化との親和性が高く、他の解法と比べ、比較的容易にベクトル化率の向上による処理速度の改善が達成できる、という長所がある。そこで、処理時間の大半を占める差分スキームに加え、時間積分法など計算負荷の高いサブルーチンを中心にループ内部の計算アルゴリズムを見直し、ベクトル化率の向上を目指した。その結果、二次元多段翼列の計算コードについてはベクトル化率98%を達成するに至った。しかしながら、次節で紹介する三次元多段翼列の計算コードについては、依然としてベクトル化率95%程度であり、平成18年度以降の課題となっている。今後とも東北大学情報シナジーセンターの協力を得ながら、さらなるベクトル化率の向上を目指す予定である。



入口湿度 0.00%

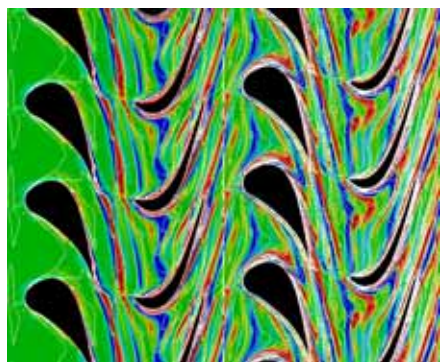


入口湿度 2.44%

図5 液相の瞬間質量分率分布



入口湿度 0.00%



入口湿度 0.00%

図6 瞬間の圧力分布(左)と渦度分布(右)に液滴の質量分率分布を重ねたもの

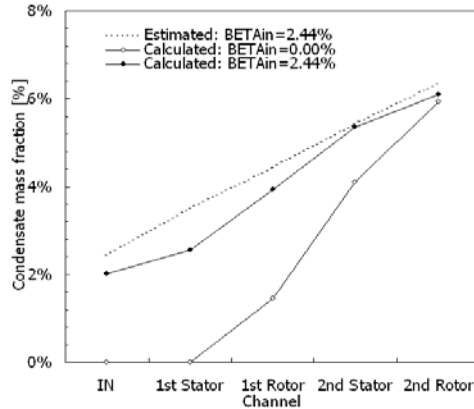


図 7 液滴の質量分率の推移

3.3. 蒸気タービン単段・多段静動翼列を通る非定常流れの三次元解析

まず、蒸気タービン単段翼列を通る凝縮を伴う非定常流れの三次元解析を行った。計算条件は入口境界で岐点圧力を 0.99×10^5 [Pa]、岐点温度 370K、入口-出口静圧比を 0.45 とした。計算格子を図 8 に示す。計算格子は入口-出口境界に用いる H 型格子 2 種と、静翼-動翼に用いる拡張 H 型格子 2 種の計 4 ブロックによって構成されるマルチブロック格子である。翼断面形状はベース-チップ間で一様であり翼の枚数比は 1 とした。

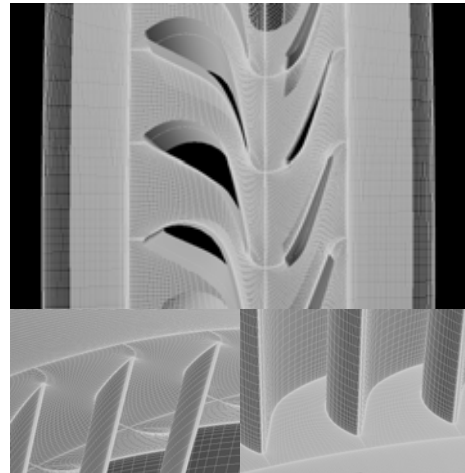


図 8 計算格子 (160 × 48 × 48)

図 9 に液相の質量分率をスパン方向に 10%、50%、90% の断面で図示したものと、出口境界スパン方向での液相の質量分率分布を示す。左図より静翼列と動翼列の中間領域で生成された液滴が断続的に動翼側に流入し、成長してゆく様子が捕らえられている。また、右図より $l/\text{Span}=10\%$ および 90% の領域にわずかな液滴の質量分率のピークが認められるが、主流内ではスパン方向にほぼ一様に分布していることがわかる。

図 10 に図 9 と同位置、同時刻での瞬間温度分布を示す。左図より、凝縮に伴う潜熱の放出によって局所的な温度の上昇が確認できる。また、右図ではチップおよびベース付近に凝縮に起因する温度の高い領域が見られる。このことからチップおよびベース付近でより多く液滴が生成されていることがわかる。

図 11 にコード方向断面での液滴の質量分率を示す。下流に向かうに従って、チップおよびベース付近で液滴の質量増加が起こっていることが確認できる。これらは、動翼前縁のチップおよびベース付近より生じた渦中で、液滴の成長が促進されたためであると考えることができる。

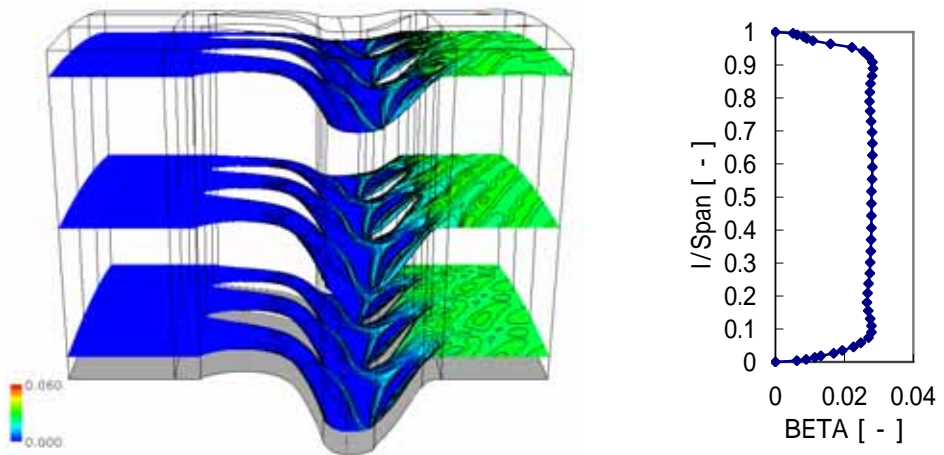


図 9 Span=10%, 50%, 90%における液相の瞬間質量分率分布 (左図) および、出口境界スパン方向での液相の質量分率分布 (右図)

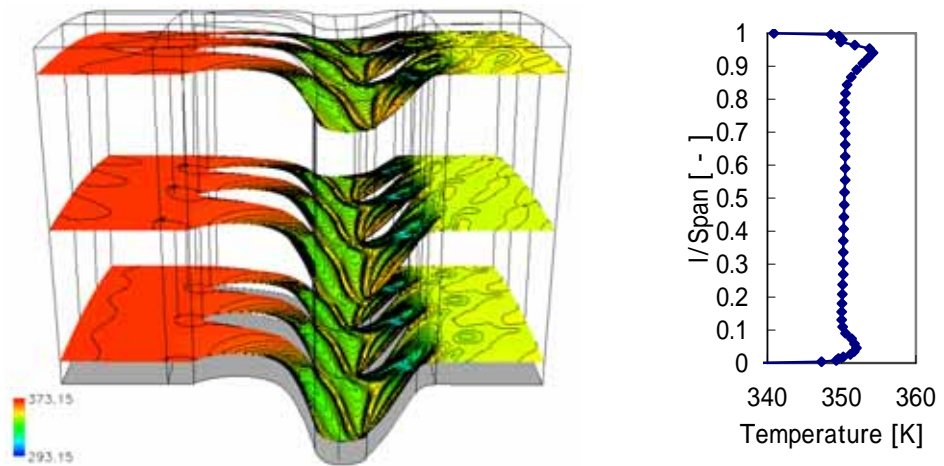


図 10 Span=10%, 50%, 90%における瞬間温度分布(左図) および、出口境界スパン方向での温度分布(右図)

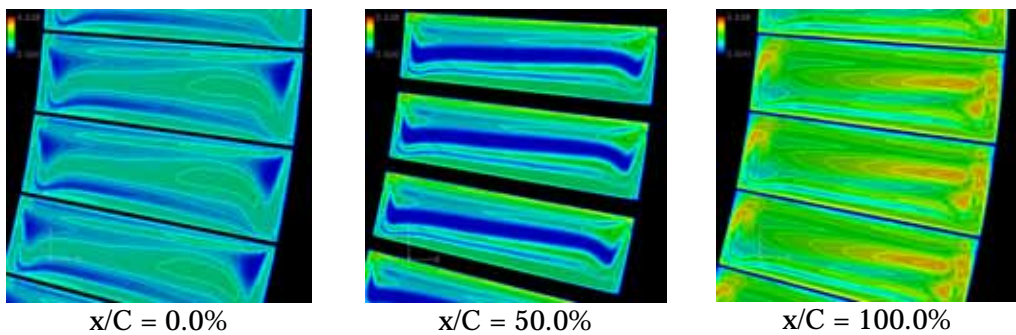


図 11 液相の瞬間質量分率分布 (翼弦方向での比較)

次に、蒸気タービン多段翼列を通る凝縮を伴う非定常流れの三次元解析の一例を紹介する。図12は液滴の瞬間質量分率分布である。チップ側では一段目動翼と二段目静翼の間領域、ベース側では二段目静翼流路内で液滴の生成が開始している様子が計算で捕らえられている。蒸気タービン多段翼列に対する凝縮を伴う三次元流動解析としては極めて新規性のある結果である。今後、蒸気タービン全段・全周周りの大規模流動解析へ研究を移行して、最終的には、最適な翼形状および翼配置を本計算により見出して、湿り損失の低減を達成するのが目標である。

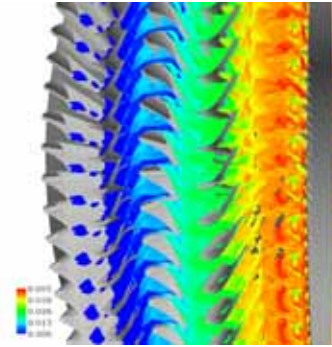


図 12 液相の瞬間質量分率分布

4. おわりに

CFD(数値流体力学)は、新たな数値計算手法の提案と信頼性の向上、コンピュータの高速化や豊富な汎用 CFD ソフトウェアなどの普及によって、既に多くの産業分野で欠く事の出来ない設計ツールとして用いられるようになった。近年ではクラスタリング技術を活用することで、従来はスーパーコンピュータが必要とされた大規模計算も比較的小規模な設備で実現できるようになりつつある。このような計算環境の変化の中で、我々は現在、MPI や OpenMP などの API を本計算コードに導入し、あらゆる計算環境に柔軟に対応できる並列アルゴリズムの導入を行っている。また、記憶装置の大容量化に伴い、ますます高密度化する計算格子や計算データへの対応も課題の一つである。本計算コードは、ガスタービン・蒸気タービンが丸ごと超並列計算できる、「数値タービン」として、今後、情報科学分野のみならず、いろいろな研究分野の最新の技術を応用して、実用的な解析システムツールに仕上げていきたい。

謝辞

本研究では、東北大学情報シナジーセンターとの共同研究として、同センター所有のスーパーコンピュータ SX-7 を用いて数値計算を行わせて頂きました。この間、関係各位の皆様には多くの有益なご助言・ご助力を賜りました。この場を借りて厚く御礼申し上げますと同時に、同センターの益々の発展をご祈念申し上げます。

参考文献

- [1] Young, J. B., Two-Dimensional, Nonequilibrium, Wet-Steam Calculations for Nozzles and Turbine Cascades, *Trans. ASME, J. Turbomachinery*, 114, (1992), 569-579.
- [2] Denton, J. D., An Improved Time-Marching Method for Turbomachinery Flow Calculation, *Trans. ASME, J. Eng. Gas Turbines Power*, 105, (1983), 514-524.
- [3] Schnerr, G. H. and Dohrmann, U., Transonic Flow Around Airfoils with Relaxation and Energy Supply by Homogeneous Condensation, *AIAA Journal*, 28-7 (1990), 1187-1193.
- [4] Schnerr, G. H., and Dohrmann, U., Drag and Lift in Nonadiabatic Transonic Flow, *AIAA Journal*, 32, (1994), 101-107.

- [5] Adam, S. and Schnerr, G. H., Instabilities and Bifurcation of Non-equilibrium Two-phase Flows, *J. Fluid Mech.*, 348, (1997), 1-28.
- [6] 石坂 浩一, 非線形圧縮性流れ問題への高解像度差分スキームの適用に関する研究 東北大学大学院工学研究科機械工学専攻博士論文, (1995).
- [7] Ishizaka, K., Ikohagi, T. and Daiguji, H., A High-Resolution Numerical Method for Transonic Non-Equilibrium Condensation Flow through a Steam Turbine Cascade, *Proc. of the 6th ISCFD*, 1, (1995), 479-484.
- [8] Yamamoto, S., Hagari, H. and Murayama, M., Numerical Simulation of Condensation around the 3-D Wing, *Trans. the Japan Society of Aeronautical and Space Science*, 42-138 (2000), 182-189.
- [9] Yamamoto, S., Onset of Condensation in Vortical Flow over Sharp-edged Delta Wing, *AIAA Journal*, 41-9 (2003), 1832-1835.
- [10] Goodheart, K. A. and Schnerr, G. H., Condensation on ONERA M6 and F-16 Wings in Atmospheric Flight: Numerical Modeling, *Journal of Aircraft.*, 42-2 (2005), 402-412.
- [11] Pouagare, M. and Dalancy, R. A., Study of Three-Dimensional Viscous Flows in an Axial Compressor Cascade Including Tip Leakage Effects Using a SIMPLE-Based Algorithm, ASME Paper, 86-GT-84, (1986).
- [12] Dawes, W. N., Numerical Analysis of Three-Dimensional Viscous Flow in a Transonic Compressor Rotor and Comparison With Experiment, *Trans. ASME. J. Turbomachinery*, 109, (1987), 83-90.
- [13] 山本 悟, 大宮司 久明, 池田 修司, 三次元遷音速羽根車流れのナビエ・ストークス解析と可視化, 日本機械学会論文集 B 編, 56-523 (1990), 765-772.
- [14] Walters, P. T., Wetness and Efficiency Measurements in L-P Turbines With an Optical Probe as an Aid to Improving Performance, ASME Paper, 85-JPGC/GT-9, (1985).
- [15] Snoeck, J., Calculation of Mixed Flows with Condensation in One Dimensional Nozzle, *Aero-Thermodynamics of Steam Turbines*, ASME, (1981), 11-18.
- [16] Comfort, W. and Crowe, C., Dependence of Shock Characteristics on Droplet Size in Supersonic Two-Phase Mixture, *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 102-1 (1980), 54-58.
- [17] Young, J. B., An Equation of State for Steam for Turbomachinery and Other Flow Calculations, *Trans. ASME, J. Eng. Gas Turbines Power*, 110, (1998), 1-7.
- [18] Gyarmathy G., Zur Wachstumsgeschwindigkeit kleiner Flüssigkeitstropfen in einer übersättigten Atmosphäre, *Z. Angew Math. Phys.*, 14-3 (1963), 280-293.
- [19] Yoon, S. and Jameson, A., Lower-upper Symmetric-Gauss-Seidel Method for the Euler and Navier-Stokes Equations, *AIAA Journal*, 26, (1988), 1025-1026.
- [20] Roe, P.L., Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Difference Schemes, *J. Comp. Phys.*, 43, (1981), 357-372.
- [21] Yamamoto, S. and Daiguji H., Higher-Order-Accurate Upwind Schemes for Solving the Compressible Euler and Navier-Stokes Equations, *Computers and Fluids*, 22-2/3 (1993), 259-270.