

[共同研究成果]

次世代タービン複雑流動の大規模シミュレーション技術の開発

笹尾 泰洋[†], 山本 悟[†]

[†]東北大学大学院情報科学研究科 山本・笹尾研究室

我々の研究グループにおいて開発された CFD コードである, 凝縮を考慮できる蒸気タービン内部流動解析プログラム「数値タービン」および前処理法と PROPATH に基づく「超臨界流体シミュレータ(SFS)」を用い, 蒸気タービン試験機を通過する湿り蒸気流れ(常圧・相変化有り), 蒸気タービン部分流入段(亜臨界圧), 翼列を通過する超臨界二酸化炭素流れ(超臨界圧を跨ぐ)の3つの特徴的な流れ場を対象に数値解析を行った.

1. 緒言

地球温暖化問題に対する世論の高まりや, 新興国における燃料需要の増大および政情不安に伴う燃料費の高騰によって, 電力プラントの高効率化に対する要求はかつて無いほどの高まりを見せている. 蒸気タービンは, 一般に作動流体である蒸気が高温高压であるほど高効率であり, 石炭火力発電用の 1000MW 級蒸気タービンに供給される蒸気は定格時で 566°C, 24.1MPa に達する^[1]. この様な高温高压条件下で運用される蒸気タービンは超臨界圧蒸気タービンと呼ばれ, 蒸気は初め超臨界状態で流入し, 出口へと近づくに従い沸騰することなく気相へと変化する. 次世代型超々臨界圧タービンにおいては, タービンロータ材ならびに冷却手法の発展に伴い, さらなる高温高压化が達成されている.

一方, 化石燃料や核燃料を用いない将来の発電プラントとして, 集光型太陽熱発電の実現に向けた研究・開発が進められている. 集光型太陽熱発電では, 集光ミラーによって集められた太陽光を利用し, オイルや融解塩等に蓄積された熱エネルギーから昼夜を問わず蒸気を生成して蒸気タービンを駆動する. 現在, 研究が盛んな集光型太陽熱発電にはタワー式太陽熱発電とトラフ式太陽熱発電がある. 前者は作動流体の高温高压化が容易である反面, 集光ミラーの大規模化や制御に課題があり, 後者は集光ミラーの大規模化が容易である反面, 集熱パイプが長大となり熱損失が増大して高温化に適さない, といった課題がある. そこで, トラフ式太陽熱発電においては, 熱効率の向上を図るために超臨界二酸化炭素を作動流体とした超臨界 CO₂ ガスタービンの利用が検討されている. この様に, 発電用タービンにおける超臨界流体の利用は, 発電形態によらず拡大していくものと思われる.

電力プラントにおいて運用される大出力の蒸気タービンは, 高压タービン, 中圧タービン, 低压タービンの組み合わせから構成されている. 低压タービンを通過した蒸気はディフューザで減速され, 排気室を経て復水器内部において水へと戻る. 復水器内部の圧力は海水温における蒸気圧よりやや高い 5kPa(0.05 気圧)程度であり, 低压タービンの出口側における静圧はさらに低压である. 蒸気はタービン内部で断熱膨張しながら過冷却状態に達し, 低压タービン最終段近傍において非平衡凝縮による急激な相変化を伴う気液二相流を形成する. その際に放出される潜熱は作動流体の熱力学的損失となり, 低压タービンにおける損失の中で大きな割合を占める. また, 低压タービンの排気損失も全損失の中で大きな割合を占めており, 低压タービンの高性能化を実現する上で, 最終段近傍からディフューザにかけての流れ場の解明は, 特に重要な課題である.

このように, 発電に用いられる大出力蒸気タービン内部において, 蒸気は超臨界圧からほぼ真空まで大きな圧力変化を経験し, さらに, 相変化を伴う複雑な遷音速流れ場を形成する. 本研究では, 東北大学サイバーサイエンスセンターのスーパーコンピュータ SX-9 を用いて, 蒸気タービン内部においても特に特徴的な流れ場が形成されている最終段近傍の湿り蒸気流れを想定したタービン試験および部分流入段に数値タービンを適用し, その流れ場を三次元的に再現した. また, 集光型太陽熱発電において利用が検討されている CO₂ タービン内部の仮想的な流れ場として, 翼列を通過する超臨界 CO₂ 流れを設定し, SFS を用いて流れ場の予測を行った.

2. 基礎方程式

2.1 凝縮を考慮できる三次元圧縮性流れの基礎方程式

本研究では、三次元圧縮性 N-S 式に蒸気の相変化を考慮した蒸気の質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則、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からなる次式を解く。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F_i}{\partial \xi_i} + S + H = 0 \quad (1)$$

ここで、 Q は未知変数ベクトル、 F は流束ベクトル、 S は粘性項、そして H は生成項であり、次のように表される。

$$Q = J \begin{bmatrix} \rho \\ \rho w_1 \\ \rho w_2 \\ \rho w_3 \\ e \\ \rho\beta \\ \rho n \\ \rho k \\ \rho\omega \end{bmatrix}, F_i = J \begin{bmatrix} \rho W_i \\ \rho w_1 W_i + \partial \xi_i / \partial x_1 p \\ \rho w_2 W_i + \partial \xi_i / \partial x_2 p \\ \rho w_3 W_i + \partial \xi_i / \partial x_3 p \\ (e + p)W_i \\ \rho\beta W_i \\ \rho n W_i \\ \rho k W_i \\ \rho\omega W_i \end{bmatrix}, S = -J \frac{\partial \xi_i}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial \xi_i} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{1j} \\ \tau_{2j} \\ \tau_{3j} \\ \tau_{kj} u_k + (\kappa + \kappa') \partial T / \partial x_j \\ 0 \\ 0 \\ \sigma_{kj} \\ \sigma_{oj} \end{bmatrix}, H = -J \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \rho(\Omega^2 x_2 + 2\Omega w_3) \\ \rho(\Omega^2 x_3 - 2\Omega w_2) \\ 0 \\ \Gamma \\ I \\ S_k \\ S_\omega \end{bmatrix} \quad (2)$$

本研究で取り扱う気液二相流は液滴の質量分率が十分に小さい均質流を仮定する($\beta < 0.1$)。湿り蒸気の状態方程式および音速の式は石坂ら^[2]により定式化された下式より算出する。

$$p = \rho RT(1 - \beta) \quad (3)$$

$$c^2 = \frac{C_{pm}}{C_{pm} - (1 - \beta)R} \frac{p}{\rho} \quad (4)$$

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

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、1.882kJ/(kg·K)とした。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^[2]。

$$\Gamma = \frac{4}{3} \pi \rho_l \left(I r_*^3 + 3 \rho n r^2 \frac{dr}{dt} \right) \quad (5)$$

凝縮核生成率 I はFrenkel^[3]の式より、液滴の成長率 dr/dt は、Gyarmathy^[4]のモデルより算出した。

数値解法として、空間差分にはRoeの流束差分法^[5]および4次精度コンパクトMUSCL TVDスキーム^[6]を用いた。粘性項には2次精度中心差分を用い、乱流モデルにはSSTモデル^[7]を用いた。時間積分にはLU-SGS法^[8]を用いた。

2.2 前処理を施した二次元圧縮性流れの基礎方程式およびPROPATHの適用

山本らによって定式化された、前処理を施した二次元圧縮性ナビエ・ストークス方程式は、一般曲線座標系で次のように定義される^[9]。

$$\Gamma \frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial F_i}{\partial \xi_i} + \frac{\partial F_{wi}}{\partial \xi_i} = 0 \quad (i = 1, 2) \quad (6)$$

ただし、

$$\hat{Q} = J \begin{bmatrix} p \\ u_1 \\ u_2 \\ T \end{bmatrix}, \quad F_i = J \begin{bmatrix} \rho U_i \\ \rho u_1 U_i + \frac{\partial \xi_i}{\partial x_1} p \\ \rho u_2 U_i + \frac{\partial \xi_i}{\partial x_2} p \\ (e+p)U_i \end{bmatrix}, \quad F_{vi} = -J \frac{\partial \xi_i}{\partial x_j} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{j1} \\ \tau_{j2} \\ \tau_{jk} u_k + \kappa \frac{\partial T}{\partial x_i} \end{bmatrix} \quad (7)$$

$p, u_i, T, U_i, \rho, e, \tau_{ij}, \kappa$ ならびに J は、それぞれ、圧力、物理速度成分、温度、反変速度成分、密度、全内部エネルギー、粘性応力テンソル、熱伝導率、ならびにヤコビアンである。また、前処理行列 Γ は次のように定義される。

$$\Gamma = \begin{bmatrix} \theta & 0 & 0 & \rho_T \\ \theta u_1 & \rho & 0 & \rho_T u_1 \\ \theta u_2 & 0 & \rho & \rho_T u_2 \\ \theta h - (1 - \rho h_p) & \rho u_1 & \rho u_2 & \rho_T h + \rho h_T \end{bmatrix} \quad (8)$$

ただし、 $h = (e+p)/\rho$ であり、 ρ_T, h_T ならびに h_p はそれぞれ密度の温度偏微分、 h の温度偏微分、 h の圧力偏微分である。また、 θ は次式のように定義される。

$$\theta = \frac{1}{U_r^2} \frac{\rho_T (1 - \rho h_p)}{\rho h_T} \quad (9)$$

U_r は Weiss らの定義より次のように選択される^[10]。

$$U_r = \begin{cases} \varepsilon c & (u < \varepsilon c) \\ u & (\varepsilon c < u < c) \\ c & (c < u) \end{cases} \quad (10)$$

ここで、 c は音速であり、 ε は極めて小さな値 $u = \sqrt{u_i u_i}$ である。

PROPATH^[11]では、密度、熱伝導率、定圧比熱などの熱物性値は温度と圧力を引数とする関数として定義されている。これらの熱物性値の関数は信頼ある文献を元にプログラムされており、例えば水の場合には、IAPWS IF97^[12]で定義された値が使用される。別の物質に関する熱物性データを利用したい場合には、物質毎に用意されている熱物性ライブラリをコンパイル時に読み込むだけでよく、数値計算コード自体には手を加える必要がないため極めて有用である。

3. 蒸気タービン試験機を通過する湿り蒸気流れの数値解析

3.1 実験条件および計算条件

現在、大規模電力プラントにおいて運用されている蒸気タービンは、その殆どが復水タービンである。低圧タービンに供給される蒸気の状態は熱源や中圧タービンの有無、再熱器の種類により様々であるが、翼列に対して仕事をしながら断熱膨張し、35°C、5kPa (0.05 気圧)前後の低圧蒸気となって排出される。この過程で蒸気は一時的に過冷却状態に達し、均一核生成による急激な液滴生成を経て気液二相流を形成する。その際放出される潜熱は、局所的な圧力の上昇を引き起こし翼性能を低下させるだけでなく、蒸気の熱力学的な損失をもたらす。液滴の生成や成長、挙動に伴う損失は湿り損失と呼ばれ、低圧タービンにおける損失の大きな部分を占めることが知られている。そこで我々の研究グループでは、凝縮を考慮できる蒸気タービン内部流動解析プログラム「数値タービン」を開発し、これまで蒸気タービンを対象とした三次元非定常流動解析を行ってきた。本研究においては、三菱重工によって行われた湿り蒸気を用いた大規模タービン試験に数値タービンを適用し、その信頼性を検証する。

図 3.1 は三菱重工によって開発された試験翼列とピトー管の配置図である。作動流体である水蒸気は、スプレーノズルより液滴を加え飽和状態とした後、重力トラップによって粒径の大きな液滴を除去してから

試験翼列へ供給する。初段動翼列と2段目静動翼列の下流には5孔ピトー管 P1, P2, P3 が挿入されており、トラバース計測による性能評価が行われた。翼枚数は全て96枚である。

表 3.1 に計算条件を示す。入口全圧、入口全温および出口静圧を固定値とし、壁面には断熱滑り無し境界を適用する。Case 1 は三菱重工による翼列試験を模した計算条件である。実際の蒸気タービン最終段近傍においては均一核生成が支配的であるが、大規模なタービン試験機に連続的に過冷却蒸気を供給することは困難であるため、実験では液滴を付加した飽和蒸気を供給している。そこで、解析において流入蒸気を過冷却状態とした Case 2 を新たに設定し、平衡凝縮と非平衡凝縮の違いがトラバース計測結果に及ぼす影響についても調査した。

表 3.1 計算条件

	入口全圧 [MPa]	圧力比 [-]	入口全温 [K]	過冷却度 [K]	入口湿り度 [-]	回転速度 [rpm]	凝縮モデル
Case 1	0.1747	1.349	388.8	0	6.9	4452	有り
Case 2	0.1747	1.349	363.8	-25.0	0	4452	有り

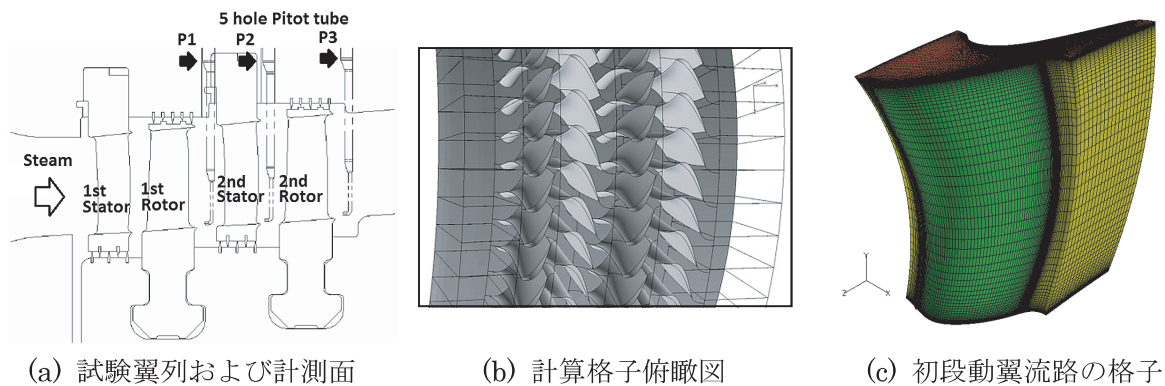


図 3.1 実験装置および計算格子

3.2 計算結果

図 3.2 および図 3.3 はミッドスパン断面における瞬間の液滴質量生成率分布および液滴質量分率分布である。実験条件を模擬した Case 1 においては、各翼列のど部の翼背面近傍において液滴の成長が促進されており、翼列間の緩衝領域においては殆ど成長していないことが分かった。一方、Case 2 においては、初段静翼列の翼背面側の後流から初段動翼列のど部にかけて、液滴の成長速度が大きいことが分かった(図 3.2(b))。また、Case 2 の同時刻における液滴の凝縮核生成率分布を調べたところ、初段静翼列のど部の翼背面において、最も核生成率が高いことが分かった。これは、のど部付近において蒸気は最も速度が大きく低温低圧となるため、結果として過冷却度が高くなるためである。一方、初段動翼の下流以降においては核生成が殆ど起こっていないことから、2 段目以降では平衡凝縮が支配的であることが分かった。

表 3.2 は5孔ピトー管によって計測されたミッドスパン断面における圧力と気体流出角の比較である。なお、全圧と気体流出角は相対速度を用いて算出した。P1, P2 においては、Case 1, 2 ともに全圧、静圧、気体流出角のいずれも計測値と良く一致した。一方、P3 における全圧および静圧は計測値との誤差が大きい。これは、解析では出口境界条件に一律な静圧を与えているためであり、Case 1 と Case 2 の全圧、静圧および気体流出角はほぼ一致した。

以上の結果より、数値タービンは凝縮を伴う条件下においても十分な流れ場の予測精度を有することが確認できた。また、湿り蒸気を用いた翼列性能試験においては、圧力比が比較的小さく、非平衡凝縮による凝縮量が比較的小さな条件下では、凝縮が圧力及び流速に対して与える影響は限定的であるこ

とが分かった. よって, 非平衡凝縮が支配的な蒸気タービン内部の流れ場を平衡凝縮によって実験的に近似した場合でも, 性能評価の観点からは十分に有用であるといえる.

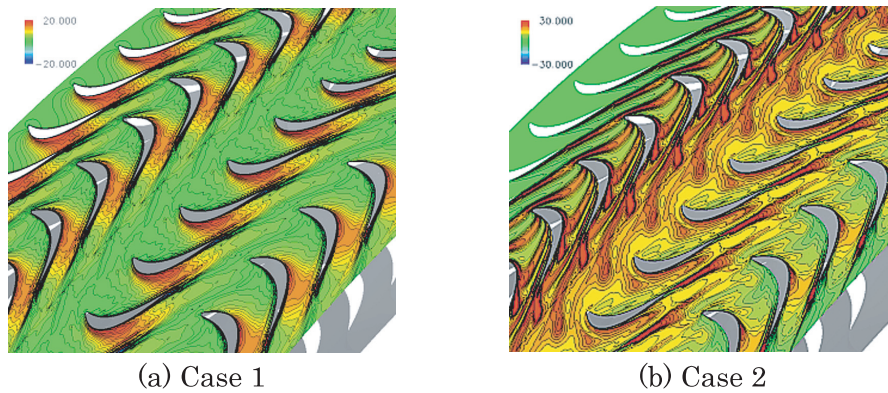


図 3.2 瞬間の液滴質量生成率分布

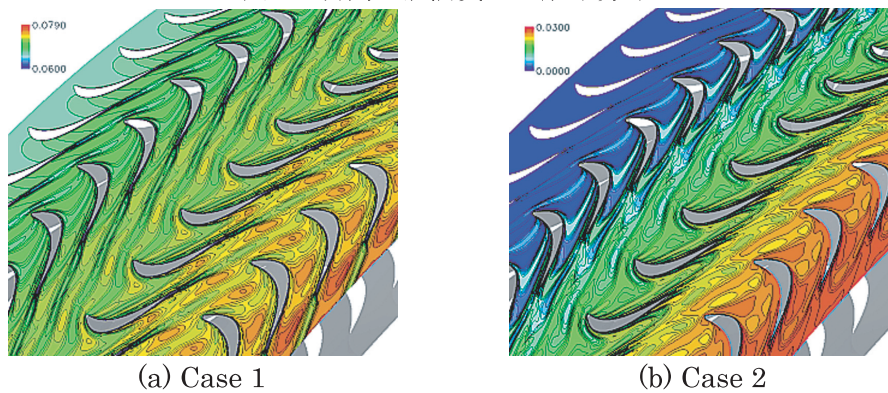


図 3.3 瞬間の液滴質量分率分布

表 3.2 ミッドスパン断面における後流の計測値

	P1			P2			P3		
	全圧 [MPa]	静圧 [MPa]	Yaw 角 [deg]	全圧 [MPa]	静圧 [MPa]	Yaw 角 [deg]	全圧 [MPa]	静圧 [MPa]	Yaw 角 [deg]
実測値	0.1470	0.1452	66.8	0.1366	0.1348	67.4	0.1260	0.1245	66.0
Case 1	0.1470	0.1454	67.1	0.1363	0.1346	67.6	0.1270	0.1253	66.1
Case 2	0.1469	0.1448	67.4	0.1362	0.1342	67.6	0.1270	0.1253	66.1

4. 部分流入段半周を通過する亜臨界圧蒸気の非定常流動解析

4.1 部分流入段の研究背景

現在, 電力プラントに用いられている蒸気タービンの多くは, 組立てやメンテナンスの容易さから水平2つ割り構造の高圧車室および中圧車室を採用している. 車室は内外の大きな圧力差に耐え, なおかつ車室やフランジの部材を薄肉化するために, 二重構造にするなどの工夫が施されているが, ノズルボックスの間には, なお十分な厚みを有したフランジを設置する必要がある. 部分流入方式の蒸気タービンにおいては, 蒸気は複流形ノズルボックスに供給され, 静翼列を模したノズルを通過して下流の翼列へと流入する. しかし, ノズルはフランジによって水平面がふさがれている為に, ノズル下流とフランジ下流とでは蒸気の供給量が大きく変化することになる. このため, 動翼の旋回方向に対して極めて不均一な流れ場が形成されることになり, 部分流入段を構成する動翼には極めて強い非定常流体力が働くことになる.

部分流入段を対象とした解析的研究としては, He^[13]や Sakai ら^[14] による非定常流動解析例が報告さ

れており、動翼に働く非定常流体力や損失のメカニズムに関する議論が行われている。近年では計算機の高性能化に伴い、Gaoら^[15]やHushmandiら^[16]によって部分流入段全周を対象とした三次元非定常流動解析が行われており、より詳細な非定常流体力の予測や各段出口における全圧分布予測が行われている。一方、我々の研究グループでは、東北大学サイバーサイエンスセンターのSX-9を用いて、部分流入段全周ないし半周を対象とした二次元非定常流動解析を行い、フランジが部分流入段の全体性能の低下に占める割合を予測し、さらに、非定常流体力を低減することで部分流入段の効率を向上できるフランジ構造の改良案を提案した^[17]。

本研究の最終的な目標は、我々の開発した数値タービンによって部分流入段を通過する非定常蒸気流れ場を解析し、部分流入段の性能向上に繋がるフランジの改良案を提案することである。ここでは、その過程として得られたフランジ近傍の三次元非定常解析結果について考察する。

4.2 計算対象および計算条件

図 4.1(a)は部分流入段に適用した計算格子の俯瞰図であり、図 4.1(b)はフランジ近傍の拡大図である。計算格子はいずれも拡張H型格子であり、格子点数はノズル部が64×64×33点、フランジ部が24×64×33点、動翼部が128×64×33点である。これらの計算格子を組み合わせることで、ノズル54流路、動翼列30流路、総格子点数約1580万点からなる部分流入段半周分の計算格子を作成した。計算にはSX-9, P8クラスを用いた。メモリ使用量は24.7~48.6GByteであり、1ジョブ当たり約1100 CPU-hourを要した。

流入蒸気条件は亜臨界圧(150気圧前後)を想定して決定した。境界条件として入口全圧、入口全温および出口静圧を固定し、圧力比は1.17とした。動翼の回転数は3000rpmである。本条件下において流れ場が準定常状態に達した際の平均流入マッハ数は0.13、平均流出マッハ数は0.19となった。

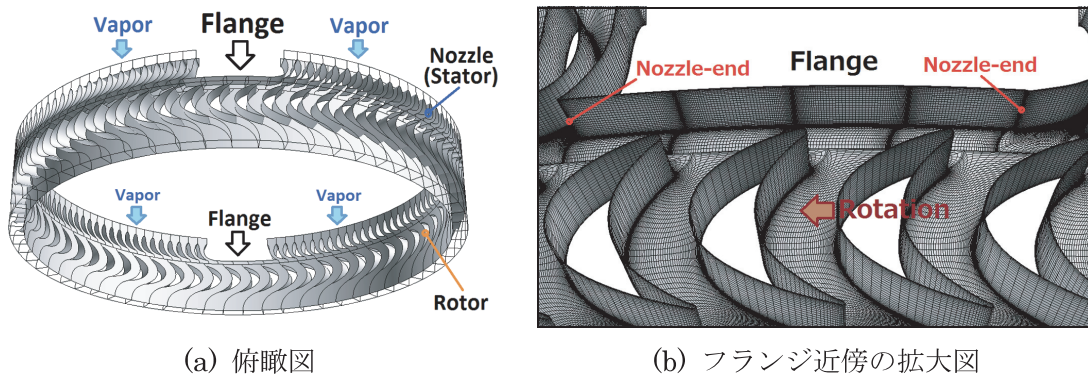


図 4.1 計算格子

4.3 動翼に働く非定常流体力

図 4.2 は動翼がフランジ近傍を通過する際に経験する非定常流体力の解析結果である。縦軸は動翼1枚に働く揚力を、入口全圧と旋回方向に投影された翼表面積で割って無次元化した値であり、横軸は動翼1ピッチ長さで無次元化された標準位置からの動翼の変移である。図 4.2 中の等値線図は瞬間の静圧分布であり、"Flange"と記載された水色の領域と図中のフランジの位置は一致する。

動翼はフランジ下流(y/Pitch=10~11)に差し掛かると、小さな揚力のピークを経験する。これは、フランジ下流へ殆ど蒸気が供給されないために動翼背面側の静圧が低下し、一時的に揚力が増加するためである。動翼がフランジ下流側の蒸気が淀む領域(y/Pitch=11~15)に進入すると、揚力は急激に低下する。図 4.3(c)はフランジ右側のノズル A1, A2 背面の限界流線である。フランジ下流側は低圧となるためノズル B 側では気体流出角が(背面に流れが付着する方向に)大きくなり剥離は観察できなかった。図 4.3(a)はフランジ左側のノズル B1, B2 背面の限界流線である。ノズル A とは逆に気体流出角が(背面から流れが剥がれる方向に)小さくなり、ノズル後縁近傍では剥離が生じていることが分かる。図 4.3(b)はフランジの下流側壁面全体における限界流線である。フランジ下流側では殆どの領域において流れが剥離しているこ

とが分かった. 図 4.4 はフランジ近傍の渦粘性係数分布であり, フランジから発生した後流の影響が下流を通過する複数の動翼に及んでいる様子を確認することができる. この領域ではフランジ下流より発生した渦が断続的に動翼間へと流れ込むため, 動翼に働く揚力は大きく変動する. また, 渦によって境界層と主流との間で運動量の交換が促進されるため, 通風損失が増大する可能性がある. 図 4.5 はノズルと動翼の干渉領域における速度ベクトルである. フランジの下流側において流れは Hub 側から Tip 側へと大きく蛇行している様子を確認することができる. また, Hub 近傍では動翼の旋回方向とは逆向きの流れが生じており, 動翼の出力に悪影響を及ぼしている可能性がある.

動翼が次のノズル下流($y/\text{Pitch}=15\sim 16$)へ移動すると, 動翼間の淀んだ蒸気はノズルから供給される高速の蒸気によって圧縮され, 運動エネルギーの一部は熱へと変換される. これが噴射端部損失に相当する^[13]. この時, 動翼背側の圧力が腹側より高くなることで, 動翼には負の揚力(Negative lift)が働く事になる(図中 B). フランジを完全に通過した動翼は, その後, 徐々に揚力を回復していく.

以上より, 動翼が経験する非定常流体力は, フランジの下流側に形成される特徴的な流れ場に起因することが分かった. 今後は, 計算領域を部分流入段全周および下流段側へと拡張し, 性能向上に繋がるフランジ形状を提案していきたい. また, 沸騰水型原子炉によって生成された飽和蒸気は蒸気乾燥機を経て高圧タービンへと供給されるが, なお 0.1%程度の湿度を有している. 高圧タービン初段を通過する高温高圧の湿り蒸気流れに関する解析例は殆ど例が無いいため, 折をみて計算を行ってきたい.

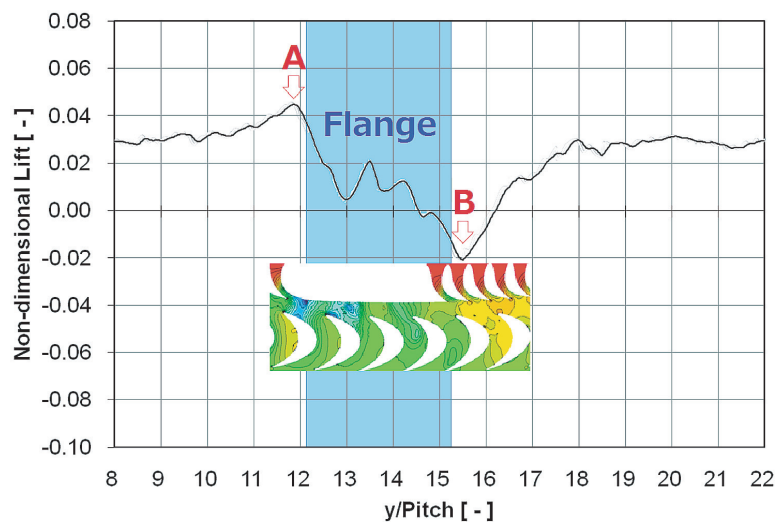


図 4.2 フランジ近傍で動翼に働く非定常流体力

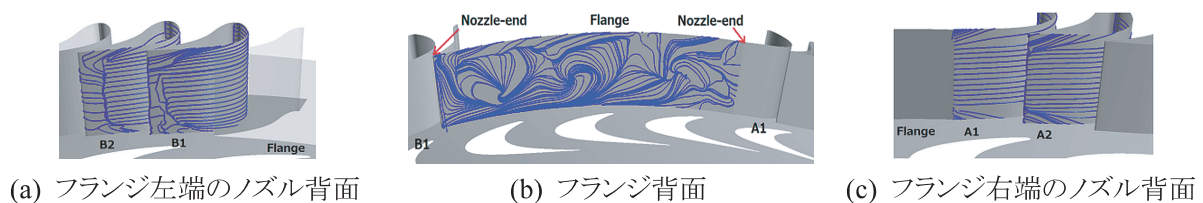


図 4.3 フランジとノズル背面の限界流線

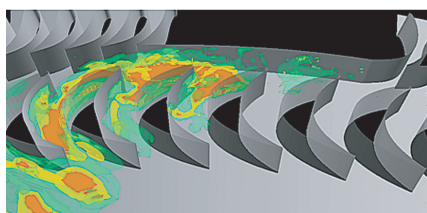


図 4.4 瞬間の渦粘性係数分布

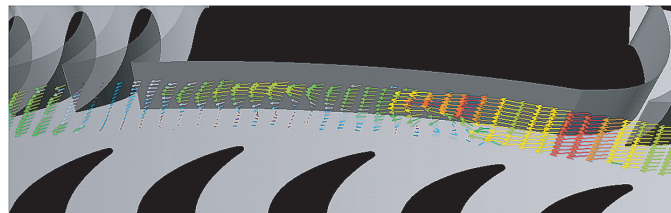


図 4.5 フランジ近傍の速度ベクトル分布

5. 二次元翼列を通過する超臨界二酸化炭素流れの数値解析

5.1 超臨界 CO₂ ランキンサイクルの研究背景と計算条件

トラフ式太陽熱発電は構造上、熱媒体の高温化が困難であり、水蒸気を作動流体として用いた場合、蒸気タービン低圧段において湿り損失が大きくなってしまい、高効率化には問題があると考えられている。さらに、季節や天候、時間帯による日照量の変化にも柔軟に対応する必要があるため、化石燃料を熱源としたボイラーの併設が不可欠である。そこで、低温低圧下において比較的高い熱効率を發揮できる、超臨界二酸化炭素を作動流体とした超臨界 CO₂ ランキンサイクルが注目を集めている。

超臨界 CO₂ ランキンサイクルにおいても化石燃料を熱源とした発電方式が提案されているが、本研究では太陽熱を熱源とした低温低圧条件を想定し、仮想的な計算を行った。表 5.1 は集熱パイプの耐圧性能は 10MPa 強程度、集熱器の出口温度は 400~600K 程度になるであろう、との仮定から設定した計算条件である。超臨界流体の熱物性は、臨界点から高温側に離れるに従い温度依存性が小さくなることから、Case 1 は比較の対象として入口側を 600K とした。一方、Case 2, 3 は臨界点近傍における CO₂ の特異な熱物性の変化を捉えるために、入口温度を 340K とした。超臨界 CO₂ タービンの翼形状が入手できなかったため、本研究では Bakhtar ら^[18]の遷音速翼列を仮想的な計算対象とした。図 5.1 は格子点数は 256x128 点からなる H 型計算格子であり、翼表面近傍には十分に格子を寄せてある。

表 5.1 計算条件

	P_{in} [MPa]	P_{in}/P_{out} [-]	T_{in} [K]
Bakhtar, et al. ^[18]	0.1004	1.24	408.5
Case 1	8.0	1.24	600.0
Case 2	8.0	1.24	340.0
Case 3	10.0	1.24	340.0

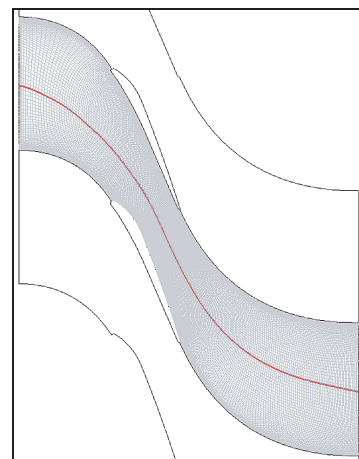


図 5.1 計算格子

5.2 臨界圧を跨ぐ超臨界二酸化炭素流れの計算結果

図 5.2 は各場合の瞬間の定圧比熱分布である。Case 1 においては常温常圧の場合と同様、下流へ向かって二酸化炭素が膨張するに従い比熱は低下する。一方、Case 2 においては、流れ場全域で一様な定圧比熱となっている。図 5.3 は定圧比熱の P-T 図であるが、臨界点近傍では定圧比熱が急激に大きくなるのが分かる。図 5.3 中の白線は、Case 2, 3 の計算結果から得られた静温静圧の分布を図 5.1 の赤線の位置から抜き取り、書き込んだものである。白線の右上が入口側、左下が出口側に相当する。図 5.3 からも、Case 2 の場合、出口側で二酸化炭素は約 6.8MPa, 323K に達しているが、定圧比熱には殆ど変化が無いことが確認できる。Case 3 では下流側において定圧比熱が高く、特に圧力と温度が最も低下する翼列のど部の翼背面近傍において定圧比熱は最大値となった。これは、Case 1 の場合とは対照的な分布であり、臨界点近傍における特徴的な傾向である。図 5.4 は密度の P-T 図である。図 5.4 より Case 2, 3 の入口温度がさらに 20 度程低下すると、翼背面の低圧領域において二酸化炭素は凝縮することが予想できるため、この条件を計算対象とするためには二酸化炭素に適した液滴生成モデルの導入が不可欠である。図 5.5 は各場合における翼面上静圧分布である。縦軸は翼前縁の淀み点における全圧 P_0 で無次元化された静圧であり、横軸は x 方向の翼弦長で無次元化された翼面上の位置である。いずれの場合も水蒸気を用いた Bakhtar らの実験結果と良く一致しており、物質の違いや、臨界点近傍における

急激な熱物性値の変化に起因した特徴的な分布は確認できなかった。

本研究は計算コードの安定性の評価や超臨界二酸化炭素流れに対する知見を得るための準備的な研究である。よって、遷音速翼列のような薄翼の表裏で 2MPa(20 気圧)もの圧力差が生じるような、非現実的な流れ場を計算対象とした。今後は、超臨界 CO2 ランキンサイクルにおいて実際に利用が検討されている翼形状を対象に、より現実的な境界条件を適用した計算を行う予定である。

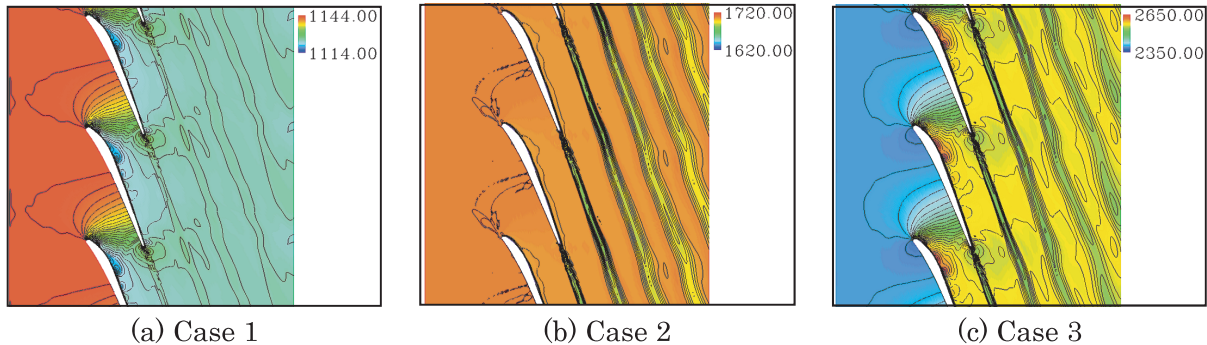


図 5.2 瞬間の定圧比熱分布

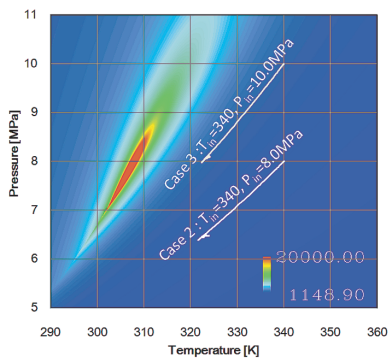


図 5.3 定圧比熱の P-T 図

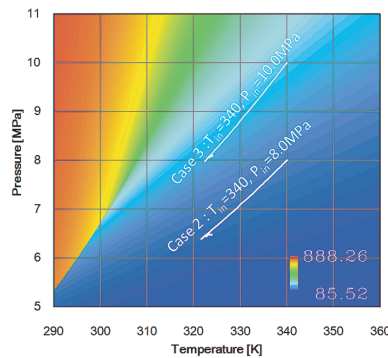


図 5.4 密度の P-T 図

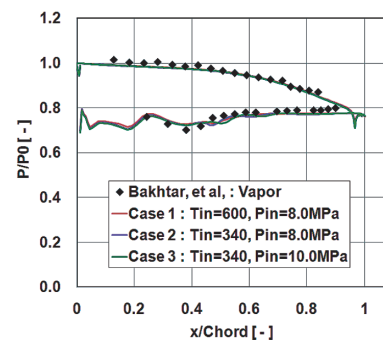


図 5.5 翼面上静圧分布

6. 結言

まず、蒸気タービン試験機を通過する湿り蒸気流れに数値タービンを適用し、タービンメーカーによる計測結果と比較を行うことでその信頼性を検証した。また、実験が困難な過冷却蒸気流れについても解析を行い、凝縮メカニズムの違いが流れ場に及ぼす影響について考察した。次に、蒸気タービン部分流入段を通過する亜臨界圧蒸気流れに数値タービンを適用し、フランジ近傍において動翼が経験する非定常流体力について議論した。最後に、遷音速翼列を通過する超臨界二酸化炭素流れに SFS を適用し、その特徴的な流れ場について考察を行った。

謝辞

ターボ機械を対象とした数値解析は全段全周解析を目指して大規模化の一途を辿っており、本研究においても部分流入段半周を対象とする大規模計算の一例を紹介した。このような計算は東北大学サイバーサイエンスセンターが運用するスーパーコンピュータの利用なくしては実現が困難である。同センター関係各位のご尽力に感謝の意を表するとともに、今後益々のご活躍を期待したい。

参考文献

[1] 黒木慶一, 秋山智, 坂口光, 世界初タンデムコンパウンド型 3,600rpm, 1,000MW 蒸気タービン, ターボ機械, 第 32 巻, 第 8 号, 461-465, 2001.

- [2] 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, 479-484, 1995.
- [3] Frenkel, J., Kinetic Theory of Liquids, Dover, 1955.
- [4] Gyarmathy, G., Zur Wachstumsgeschwindigkeit kleiner Flüssigkeitstropfen in einer übersättigten Atmosphäre, Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik, 14-3, 280-293, 1963.
- [5] Roe, P.L., Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Difference Schemes, Journal of Computational Physics, 43, 357-372, 1981.
- [6] 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, 259-270, 1993.
- [7] Menter, F.R., Two-equation Eddy-viscosity Turbulence Models for Engineering Applications, AIAA Journal, 32-8, 1598-1605, 1994.
- [8] Yoon, S. and Jameson, A. Lower-upper Symmetric-Gauss-Seidel method for the Euler and Navier-Stokes equations, AIAA Journal, 26, 1025-1026, 1988.
- [9] Yamamoto, S., Preconditioning Method for Condensate Fluid and Solid Coupling Problems in General Curvilinear Coordinates, Journal of Computational Physics, 207, 240-260, 2005.
- [10] Weiss, J.M. and Smith, W.A., Preconditioning Applied to Variable and Constant Density Flows, AIAA Journal., 33, 2050-2057, 1995.
- [11] A Program Package for Thermophysical Properties of Fluids, Ver.12.1. PROPATH group, <http://www.cc.kyushu-u.ac.jp/scp/system/library/PROPATH/PROPATH.html>.
- [12] Angus, S. et al., International Thermodynamic Table of the Fluid State-3 Carbon Dioxide, IUPAC, Vol.3, 1976.
- [13] He, L., Computation of unsteady flow through steam turbine blade rows at partial admission, 1997 Proceedings of Institution of Mechanical Engineers, 211, Part A, 197-205, 1997.
- [14] Sakai, N., Harada, T. and Imai, Y., Numerical Study of Partial Admission Stages in Steam Turbine, 2006 JSME International Journal, Series B, 49, 2, 212-217, 2006.
- [15] Gao, L., Dai, Y., Rotor dynamic analysis on partial admission control stage in a large power steam turbine, Proceedings of ASME Turbo Expo 2010, GT2010-22608, CD-ROM, 2010.
- [16] Hushmandi, N., B., Fridh, Jens E., Fransson, T., H., Unsteady Forces of Rotor Blades in Full and Partial Admission Turbines, Journal of Turbomachinery, 133, 041017-1-041017-12, 2011.
- [17] Sasao, Y., Monma, K., Tanuma, T. and Yamamoto, S., Numerical Prediction of Unsteady Flows through Whole-Nozzle-Rotor Cascade Channels with Partial Admission, International Journal of Fluid Machinery and Systems, 2-3, 248-253, 2009.
- [18] Bakhtar, F., Ebrahim, M., Webb, R. A., On the performance of a cascade of turbine rotor tip section blading in nucleating steam Part 1 : surface pressure distributions, Proc Instn Mcch Engrs, 209, 115-124, 1995.