LESによる低レイノルズ数乱流域での翼まわり流れ解析

Large Eddy Simulation around Turbine Blade of Low Reynolds Number Flow

○ 有水 博 ,機械技術研究所（科学技術特別研究員）,つくば市並木 1-2，E-mail:*mv217@mel.go.jp*
矢部 彰 ，機械技術研究所，つくば市並木 1-2,E-mail:*yabe@mel.go.jp*
阿部 裕幸，機械技術研究所，つくば市並木 1-2,E-mail:*m4250@mel.go.jp*
松沼 孝幸，機械技術研究所，つくば市並木 1-2,E-mail:*matsunuma@mel.go.jp*
Hiroshi Arimizu, Mechanical Engineering Laboratory, Namiki, Tukuba-shi Ibaraki
Akira Yabe, Mechanical Engineering Laboratory, Namiki, Tukuba-shi Ibaraki
Hiroyuki Abe, Mechanical Engineering Laboratory, Namiki, Tukuba-shi Ibaraki
Takayuki Matsunuma, Mechanical Engineering Laboratory, Namiki, Tukuba-shi Ibaraki

The ceramic gas turbine for cogeneration is operated under its high temperature, the flow Reynolds number falls. Because the fluid temperature rises, the viscosity increases. The flow around turbine involves complex flow, for example separation. LES(Large Eddy Simulation) calculations are performed. Smagorinsky and Structure Function models are selected for the turbulent model. An identification method for turbulent structure around the turbine blade based on Q is shown. The Q is defined as the second invariant of velocity gradient.

1. はじめに

コージェネレーションに用いられるセラミックスガスタービンは作動流体が高温になるため低レイノルズ数乱流域で運転される．流れ場は剥離や再層流化等を含む複雑な流れ場となる．本研究では通商産業省工業技術院のCGT(Ceramic Gas Turbine) プロジェクトに用いられた基本翼型で構成される直線タービン翼列流れ場をLESで解析した．乱流モデルはスマゴリンスキーモデルと構造関数モデル (Structure Function model) を用いた．近年ダイナミックモデル等高精度なモデルも提案されているが数値的な不安定性が現れる場合もある．本研究では乱流モデルとしてロバストで汎用性の高いスマゴリンスキーモデル，また渦粘性に負値が現れず層流 – 乱流遷移を計算できる構造関数モデルを用いた．特に構造関数モデルを用いて複雑な形状の流れ場を解析した例は少ない．

2. 数値計算法

図 1 に流れ場の全体図を示す．紙面左下から流体がタービン翼列に流入し，紙面右下に流出する．流入速度を代表速度，翼弦長を代表長さとするレイノルズ数は 40000 である．以下の計算はすべてレイノルズ数 40000 で計算した．

領域分割を用いた並列計算により流れ場を解析した．並列化ライブラリーは MPI を用いた．流れ計算ではポアソン方程式の求解に計算時間の大部分を費やす．本計算ではポアソン方程式にマルチカラー法を用いて並列化と領域分割を適用した．計算機は TACC(Tukuba Advanced Computing Center) の HITACHI SR8000 を使用した．計算速度は 32 node(1 node に 8cpu) を用いたときに約 52GFLOPS であった．

計算格子数は $385 \times 97 \times 129$(それぞれ流れ方向,blade のカスケード方向, スパン方向) である．翼面上の無次元最小格子幅を表.1 に示す．

Tab. 1: Minimum grid size

direction	minimum grid size
stream	4.62×10^{-5}
blade	1.77×10^{-5}
span	7.57×10^{-3}

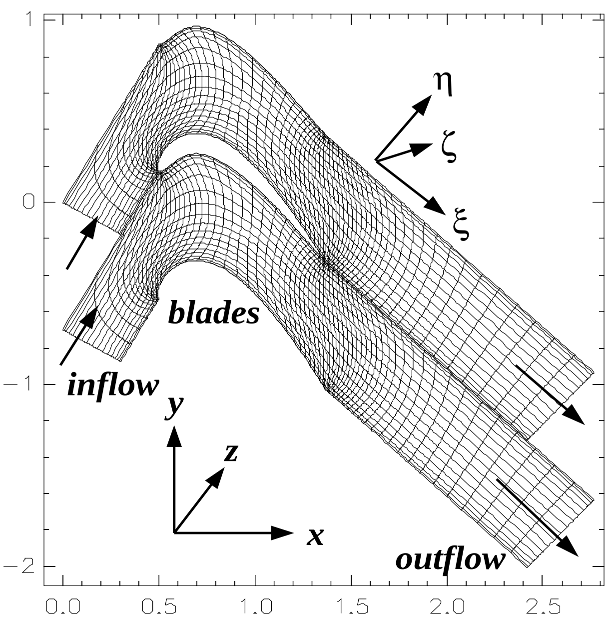

Fig. 1: Computational domain

物理直交座標系は図 1 に示すように流れ方向に x,blade のカスケード方向に y, スパン方向に z（紙面奥）とした．また翼に沿う曲線座標系をそれぞれ ξ, η, ζ(紙面奥）とした．物理量を格子中心に反変速度成分をスタッガード位置に置くコロケート格子を用いた．計算格子は H 型格子を blade のカスケード方向に積み重ねて作成した．

支配方程式は 3 次元 Navier Stokes 方程式と連続の式である．対流項は 2 次精度の中心差分，粘性項は 4 次精度の中心差分を用いた．時間進行は Fractional Step 法を用いた．無次元時間刻みは 1.0^{-4} である．

速度の境界条件は翼面上で滑りなし，流路出口で対流境界条件，流路入口で速度分布を与えた．圧力の境界条件は壁面で壁に垂直，入口で流路に垂直，出口で $P = 0$ を与えた．流路入口に乱数で擾乱を与えた．実験で計測された主流乱れと同じ大きさの乱れ強さを与えた．流路入口にじょう乱を与えない計算もおこなったがスパン方向に均一な流れ場となり流れ場に 3 次元性は現れなかった．

乱流モデルはスマゴリンスキーモデルと構造関数モデ

いて補正を行った (式 (1)).

$$f_s = 1 - exp\frac{-y^+}{A^+} \qquad (1)$$

A^+ は無次元定数で約 25 である．壁座標 y^+ の評価は翼面全体の平均速度勾配を用いて評価した．

構造関数モデル [1] は構造関数と局所エネルギースペクトルより渦粘性を求めるモデルである．SGS 渦粘性係数は

$$\nu_e(x,t) = 0.105C_k^{-\frac{3}{2}}\delta[F_2(x,\delta,t)]^{\frac{1}{2}} \qquad (2)$$

で表される.δ はフィルター幅,C_k はコロモゴロフ定数である．ここで F_2 は構造関数

$$F_2(x,r,t) = <\| u(x+r,t) - u(x,t) \|^2> \qquad (3)$$

である．構造関数は

$$F_2(x,r,t) = \frac{1}{6}\times \left[\begin{array}{ll} \| \overline{u}_{i+1,j,k} - \overline{u}_{i,j,k} \|^2 & + \| \overline{u}_{i-1,j,k} - \overline{u}_{i,j,k} \|^2 \\ + \| \overline{u}_{i,j+1,k} - \overline{u}_{i,j,k} \|^2 & + \| \overline{u}_{i,j-1,k} - \overline{u}_{i,j,k} \|^2 \\ + \| \overline{u}_{i,j,k+1} - \overline{u}_{i,j,k} \|^2 & + \| \overline{u}_{i,j,k-1} - \overline{u}_{i,j,k} \|^2 \end{array}\right] \qquad (4)$$

で表される．壁面近傍では

$$F_2(x,r,t) = \frac{1}{6}\times \left[\begin{array}{ll} \| \overline{u}_{i+1,j,k} - \overline{u}_{i,j,k} \|^2 & + \| \overline{u}_{i-1,j,k} - \overline{u}_{i,j,k} \|^2 \\ + \| \overline{u}_{i,j,k+1} - \overline{u}_{i,j,k} \|^2 & + \| \overline{u}_{i,j,k-1} - \overline{u}_{i,j,k} \|^2 \end{array}\right] \qquad (5)$$

が推奨されている．式 (4) と式 (5) を流れ場に応じて切り替える必要があるが本計算では壁座標 $y^+ < 100$ の領域に式 (5) を適用した．壁座標はスマゴリンスキーモデルの計算と同様に求めた．

3. 計算結果

3.1 圧力分布

図 2 に翼面上の圧力分布を示す．無次元時間 1.3 間の時間平均である．その間を 13 点サンプリングした．さらにスパン方向に平均して求めた．数値計算の正圧面側の圧力分布は翼下端において実験値 [2] からずれている．原因は実験の翼の下端は丸められているが数値計算では鋭角で取り扱ったためと思われる．さらに流路下端の圧力を固定した影響も考えられる．

剥離域の圧力分布は構造関数モデルの方がスマゴリンスキーモデルに対して実験結果により近い分布となった．しかし，いずれの計算においても剥離域が実験結果より広い範囲に広がっている．入口じょう乱が遷移過程に影響を与えているため適切なじょう乱を与える方法を考慮する必要があることを示している．

3.2 渦分布

流れ場の渦分布を調べるために速度勾配テンソルの第二不変量 (以下 Q) を求めた．直交座標系において Q は次のように定義される．

$$Q = \frac{1}{2}(W_{ij}W_{ij} - S_{ij}S_{ij}) \qquad (6)$$

W_{ij} と S_{ij} は速度勾配テンソル A_{ij} の非対称成分と対称成分である．

$$A_{ij} = S_{ij} + W_{ij} \qquad (7)$$

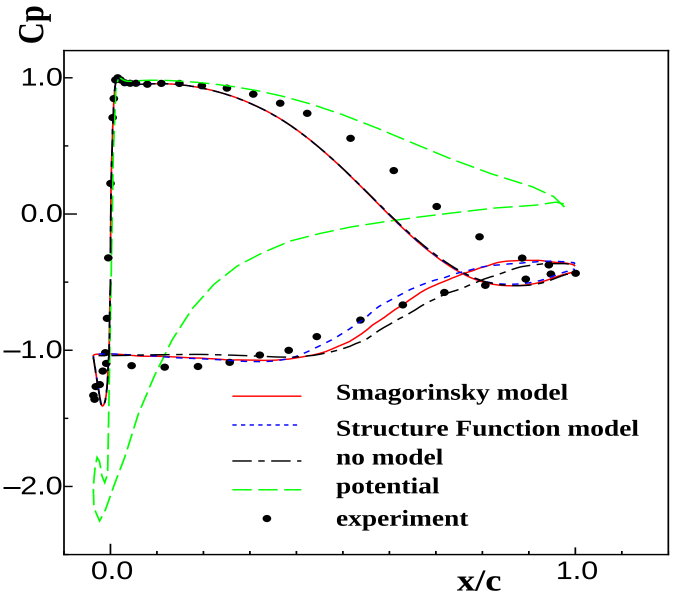

Fig. 2: Pressure distribution

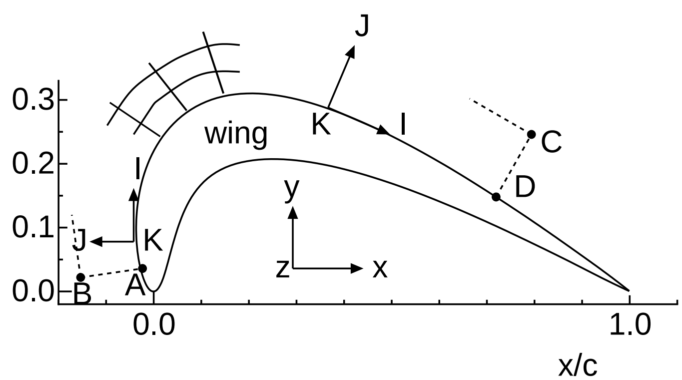

Fig. 3: Local coordinate

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \qquad (8)$$

$$W_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \qquad (9)$$

$Q > 0$ の領域は渦構造を示す [3]．図 4,5 は構造関数モデルを用いた計算結果である．十分時間進行した後に同一時刻における流入方向と流出方向から見た $Q = 500$ の等値面を可視化した．渦の形状と分布を翼前縁付近と下端付近で比較する．翼前縁近傍に存在しているスパン方向に長く太い渦は下流に行くに従い細かく分裂し，流れ方向に軸を持つ小さな渦へ変化していくことがわかる．一般に $Q > 0$ の領域は計算空間の大部分を占めるため渦構造を特定することは困難である．すなわち図 4,5 に示すように Q のしきい値を用いて構造を特定することはしきい値により分布が変化するため好ましくない．なお，しきい値に依存しない乱流中の微細渦の抽出と統計的性質は棚橋ら [4] により調査されている．

本研究では Q のしきい値に依存しない渦分布を以下の方法で求めた．

本研究で用いた計算格子は H 型格子で壁面付近を除く翼周辺では格子の直交性が低い．そこで，壁に平行な曲線と壁に直角な直線から構成される局所座標系を定義して物理座標の成分を補間して Q を求めた (図 3)．局所座

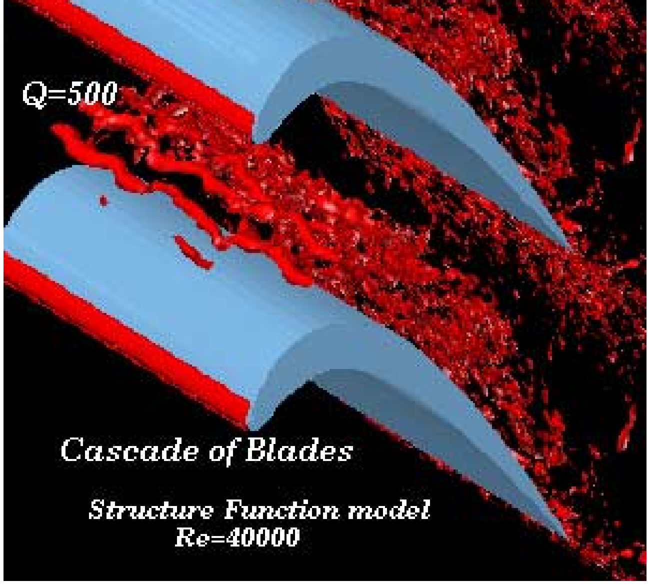

Fig. 4: Q iso-surface($Q = 500$,front view)

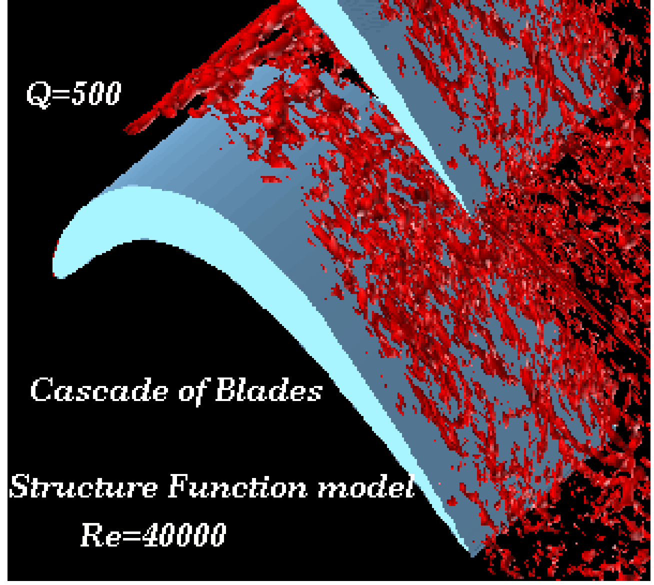

Fig. 5: Q iso-surface($Q = 500$,back view)

標系を I, J, K(流れ方向，壁に垂直方向，スパン方向) とした．図 3 中の点 A,B,C,D で作られる領域内が検査領域である．点 B,C の y^+ は 381(Structure Function model) である．点 A,D の x/c はそれぞれ -0.035,0.92 である．

1. $Q(I,J,K)$ の値が周囲の面内の 8 点いずれの点より小さい点を選ぶ．すなわち，$Q(I,J,K) > 0$ かつ $Q(I,J,K) < Q(I+1,J,K), Q(I-1,J,K), Q(I,J+1,K), Q(I,J-1,K), Q(I+1,J+1,K), Q(I-1,J-1,K), Q(I-1,J+1,K)$ を満たす点を K 方向に軸に持つ渦とする．同様に I, J 軸方向に軸を持つ渦点を選ぶ．
2. さらに同じ軸方向に連続 3 点，上記の条件を満たす点を求める．
3. 各点における渦度を求める．各点の渦度成分の中で絶対値が最大の軸を選ぶ．
4. 同一点において 3 で求めた渦度の軸と 2 で求めた渦点の軸が一致した点を渦中心点とする．

図 6,7,8,9 は上記 1 から 4 により求めた渦中心点の流れ方向分布図である。図 2 と同様に時間平均した. 図中の縦軸はある AD 上の格子点における JK 断面内の渦中心点の個数を JK 面内の格子点総数で割った値である．縦軸の正負は各軸の方向に対応している．渦中心点が断面に占める割合を各軸方向にそれぞれ $\omega_I, \omega_J, \omega_K$ とする．

図 6 は構造関数モデルにおける $\omega_I, \omega_J, \omega_K$ の分布図である．はじめはスパン方向に渦中心を持つ ω_K が卓越するが剥離域から ω_J が優勢となる．下流に行くに従い ω_J は減少し流れ方向に軸を持つ ω_I が増加する．渦軸の正負に関係なくこの傾向が見られることから図 4,5 に示された渦構造の定性的な変化を図 6 は定量的に示している．

図 7,8,9 はスマゴリンスキーモデル，構造関数モデル，モデルなし計算の $\omega_I, \omega_J, \omega_K$ 分布図である．

図 7 においてはモデルなし計算の ω_I がいずれの領域において他のモデルより大きい値を示す．図 2 に示した構造関数モデルの剥離域における圧力分布は他の計算と比較して最も実験結果に近い．すなわち剥離域の大きさに ω_I が及ぼす影響は少ないことが推測される．

図 8 中のスマゴリンスキーモデルと構造関数モデルの ω_J は剥離域においてモデルなし計算より正の符号を持つ渦中心点の割合が多くなっている．図 9 においてスマゴリンスキーモデルと構造関数モデルは翼前縁付近に正の符合を持つ渦が局所的に存在している．さらに負符合の渦が両モデルとも前縁付近に存在している．図 10,11 はスマゴリンスキモデルの点 A (図 3) 付近と点 A の下流における時間平均とスパン平均した速度分布図である．両図ともに翼面近傍に渦が存在している．これらの定在的な渦が図 9 にみられる大きな ω_Z として現れている．

前縁付近で境界層が発達し，それに伴い初期値の乱れが増幅し乱流へ遷移していく．乱れ成分を流路入口に与えない計算では流れの 3 次元性がみられなかったことから初期値の乱れが前縁付近の乱れ (渦) の成長に大きな影響を与えており，主に ω_K が剥離域の大きさを決定する要因になっていると思われる．

4. 結言

直線ガスタービン翼列を LES を用いて解析した．圧力分布を実験結果と比較した．変形速度テンソルの第二不変量を用いて渦中心点を求め，その軸を流れ方向，壁面に垂直方向，スパン方向に分類した．渦中心点の流れ方向分布を求めた．これらにより以下のことがわかった．

1. 実験で得られた翼表面上の圧力分布を構造関数モデルにより再現できた．
2. 翼前縁付近に存在するスパン方向に軸を持つ渦が剥離に大きな影響を与える．
3. 翼面上に存在する渦の軸の向きは流路下流方向に伴いスパン方向，壁面に垂直方向，流れ方向へと変化する．

参考文献

1. 梶島岳夫 (1999) 乱流の数値シュミレーション, 養賢堂,p207
2. 阿部ほか 2 名, 低レイノルズ数領域において翼型特性に及ぼす主流乱れの影響 (乱れ発生装置による実験),62-602, 日本機会学会論文集, 62-602,B(1996),3592-3598.
3. 神部勉,P.G. ドレイジン (1998) 流体力学安定性と乱流, 東京大学出版会, p266
4. 棚橋ほか 3 名, チャネル乱流のコヒーレント微細構造, 日本機会学会論文集, 65-638,B(1999),3244-3251.

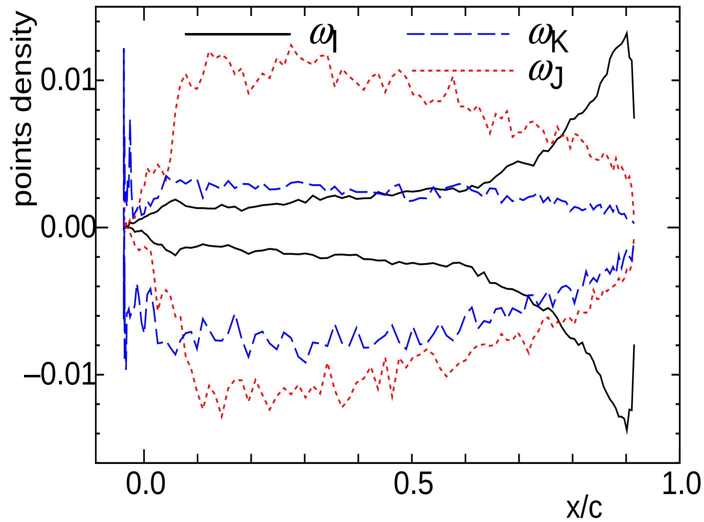

Fig. 6: Vortex cores($\omega_I, \omega_J, \omega_Z$) distribution(Structure Function model,vertical coordinate denotes the points density in each cross area)

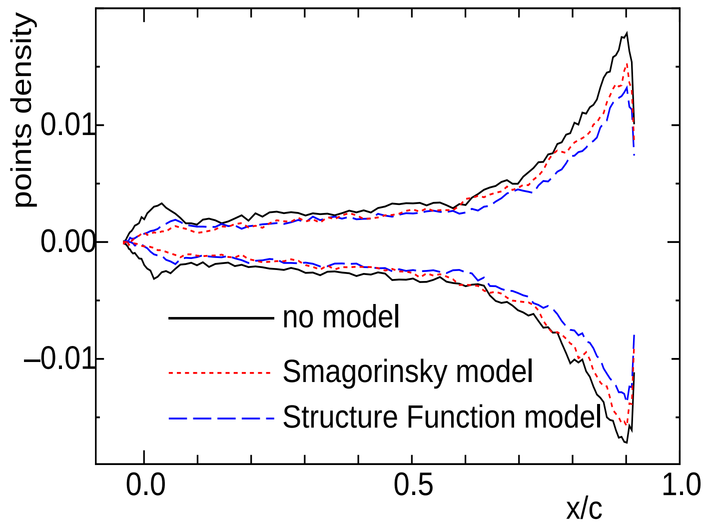

Fig. 7: ω_I distribution

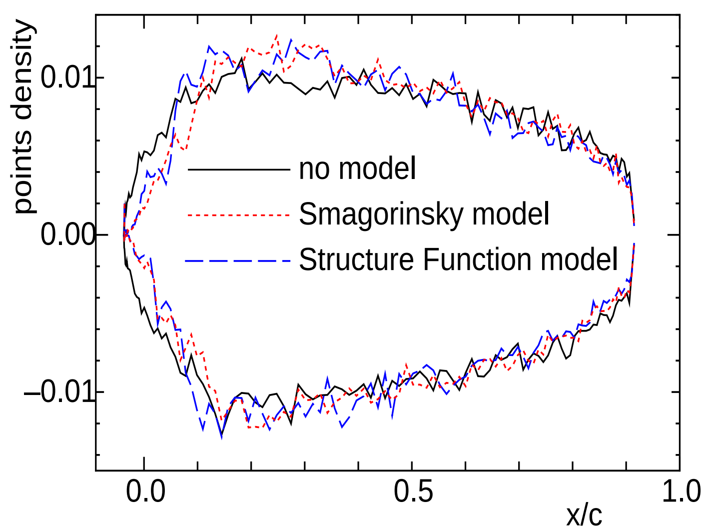

Fig. 8: ω_J distribution

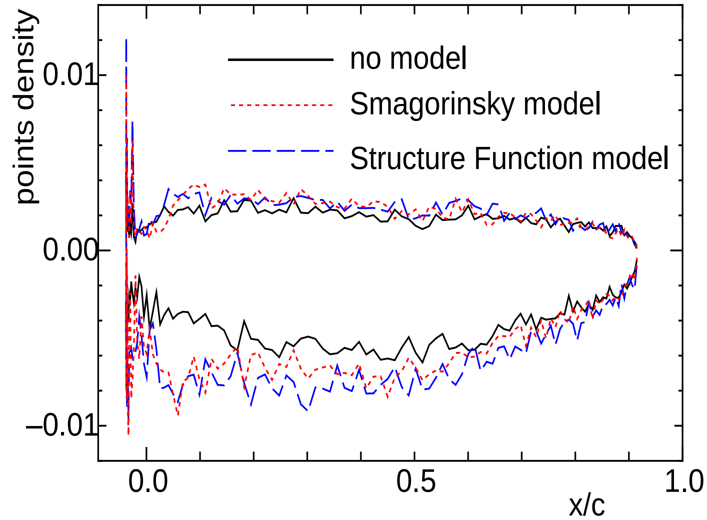

Fig. 9: ω_K distribution

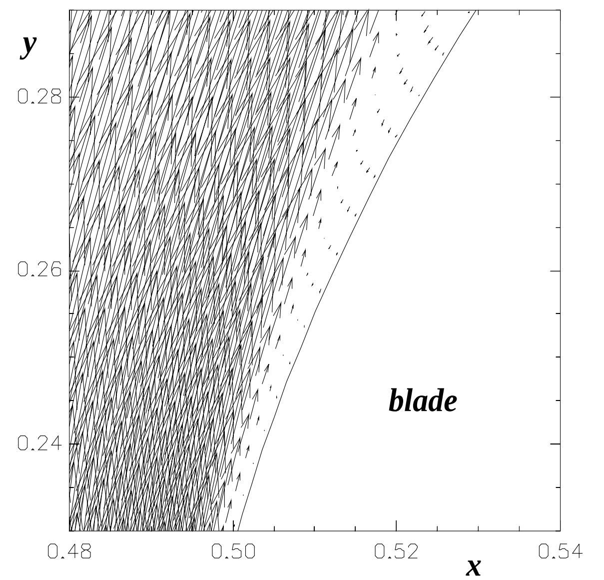

Fig. 10: Velocity vectors at point A in Fig.3 (x,y are physical coordinate in Fig.1)

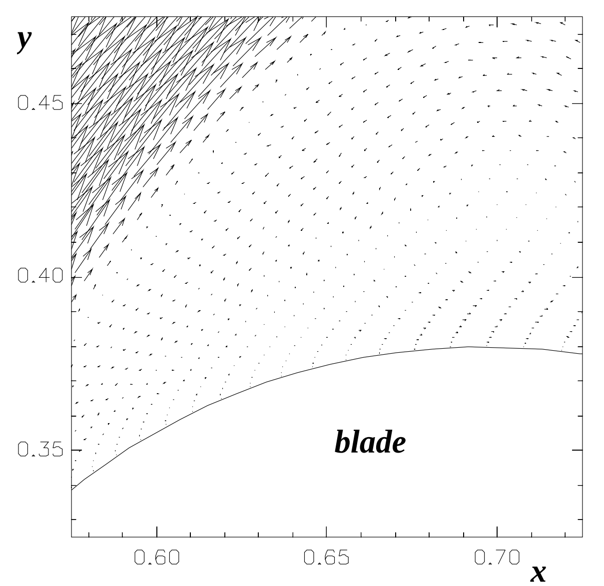

Fig. 11: Velocity vectors (x,y are physical coordinate in Fig.1)