

三次元離散渦法による乱流境界層中の組織的構造形成のメカニズムに関する数値シミュレーション
Numerical Simulation on Mechanism of a Coherent Structure in Turbulent Boundary Layer
Using 3-D Discrete Vortex Method.

東京工業大学大学院 学生員 小 川 隆 申 Takanobu OGAWA
東京工業大学工学部 正員 日 野 幹 雄 Mikio HINO
東京工業大学工学部 福 西 祐 Yu FUKUNISHI

The aim of this paper is to study the mechanism of the creation of coherent structures in the turbulent boundary layer. We expect the disturbance put into a boundary layer to play a significant role for the creation of coherent structures, so the turbulent boundary layer with a vortex ring put into it as a disturbance is studied, both experimentally and by numerical simulation using 3D discrete vortex method. The results of the experiment show that the vortex ring changes its direction and moves far from the wall, it leaves a flow pattern near the wall where the velocity is higher than the surrounding area. The high speed region is created by a pair of vortex structures which resemble the coherent structure in turbulent boundary layers. The same flow field is calculated with "Vortex Segment Model", in which the vorticity field is represented by large number of vortex segments. The same vortex pair as obtained from the experimental results also appear.

Keywords : turbulent boundary layer, coherent structures, Discrete Vortex Method.

1. はじめに

乱流境界層中においてレイノルズ応力の瞬間的なピークを検出し条件抽出すると秩序だった渦対型の構造が得られ、これは組織的構造と呼ばれその存在が知られている¹⁾。このような乱流中の組織的な大規模渦構造が乱れの生成において大きな役割を果たしていることが知られ、乱流現象解明の一つの大きな焦点となっている。本研究においては特にこの組織的構造形成に着眼点を置いた。これを探るために本研究においては水槽実験と三次元離散渦法を用いた数値シミュレーションを行った。われわれは乱流境界層中の組織的構造形成に境界層外層に加えられた外乱がせん断流との間に相互に干渉を起こし、これが組織的構造形成に何等かの役割を果たしているのではないかと考え、境界層外層に擾乱として渦輪を放出し壁面付近の流れ場がどのような反応をするのかを調べた。実験においては流れの中に渦輪を放出するための装置の後流の影響を避けるため実験は一様流近くに流速がゼロとなる点を持つ吹送せん断流について行った。吹送せん断流とは自由表面上を風が吹くことにより水面がそのせん断力によって引きずられ水面下にせん断層を作るような流れ場で、小林らの実験により吹送せん断流中にも乱流境界層中において見られる組織的構造が存在することが確認されている²⁾。一方、三次元離散渦法による数値シミュレーションによって壁せん断流に局所的・三次元的な擾乱を加えるとそれが一對の渦構造に発達することが示されているが^{3) 4)}、これらの計算においては壁面においてNon-Slip条件は満たされておらず、実際にこれらが示すようなプロセスを経て渦構造が形成されるかどうかは疑問である。今回行った計算は、一般的な三次元離散渦法では困難とされていた壁面からの渦の供給を、Vortex Segment Modelを導入することによって実現し、渦輪を含んだ境界層を計算して実験の結果と比較した。

2. 実験装置、および実験結果

実験装置を図1に示す。水槽の水面上が風洞の風路となっており、空気のせん断応力によって水面が風下

方向に引きずられ水面下にはせん断層が形成される。ここではこのような流れを吹送せん断流と呼ぶ。風速を増加させて行くと水面下のせん断層は乱流に移り、十分に発達した場合この流速分布は図2 (a)に示すようになり、図2 (b)からそれがほぼ対数分布であることがわかる。そして、その流れは壁面が動き逆に一樣流がほぼ静止している境界層とみなせる。この流れ場における一番の特徴は流速がゼロになる点が存在することで、この実験においてはこの流速がゼロになるところに管を挿入し、その管から渦輪を放出した。流速がゼロの所に管を設置するため管による後流が流れに及ぼす影響はおおよそ無視することができる。

実験は風速 $U_{wind}=6.10$ [m/sec]、吹送流の表面流速 $U_0=20.0$ [cm/sec]、流速は $Y=20.0$ [mm] でゼロ、そしてその高さに直径 7.0 [mm] のパイプを挿入して、そこからある一定の強さで渦輪を放出し (図3)、レーザー・ドップラー流速計を用いて測定を行った。予備実験の結果、渦輪の運動の再現性がかなり良いことが確かめられたのでアンサンブル平均によって渦輪の動きを調べることにした。

まず、風洞を停止し、せん断流が生じていない状態に放出された渦輪の挙動を見た。図4は渦輪の中心をとる垂直断面内各点で測定された主流方向の流速変動 u' の波形である。 $Y=20.0$ [mm] で一番大きな値をとるが、これが渦輪の中心となる。渦輪は自分自身が誘導する自己誘導速度によってのみ運動するので、ほぼ水平に移動していく様子がとらえられている。ここで、 $X=3.7$ [cm] において小さな値をとるのはレーザー流速計が流速を捉えきれなかったためである。次に風洞を始動し吹送せん断流を生じさせて、そこに渦輪を放出した場合に測定された主流方向の速度変動を図5に示す。せん断流により渦輪は下向きに向きを変え、そのため自己誘導による進行方向も下向きになるために渦輪は壁面からはなれて下方に進行し測定領域から出ていってしまう。しかし、渦輪が壁面付近から離れて行ってしまった後に壁面近傍の $Y=8.0 \sim 16.0$ [mm] において斜めに連なった高速部ができていたのが分かる (図5中の矢印A)。このような測定を渦輪の中心を $Z=0.00$ [mm] として両側に 4.00 [mm] ずつそれぞれ行い、その結果から $\partial u / \partial z$ つまり ω_z の主な項を計算し、そのコンター図を図6に示す。図は $X=21.6$ [cm] における (A) $Y=8.0$ 、(B) $Y=12.0$ [mm] での時系列のデータを示しており、渦度の集中は渦構造の切断面であり、同じ $X=21.6$ [mm] の所であっても (A)、(B) のように高さが異なると渦構造の到着時間が異なり、渦構造が傾いていることを示唆している。なお、この図では Z が負の領域は示してはいないが $Z=0.0$ の軸を中心に対称であることを考えれば、この図からせん断流に沿って傾いた一対の渦構造の存在が示され、これはFuku

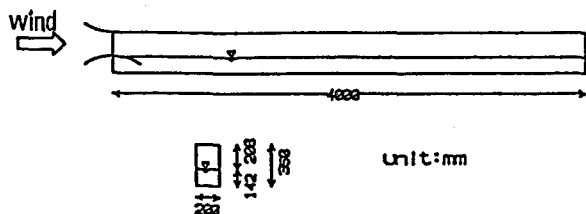


図1 風路付水路

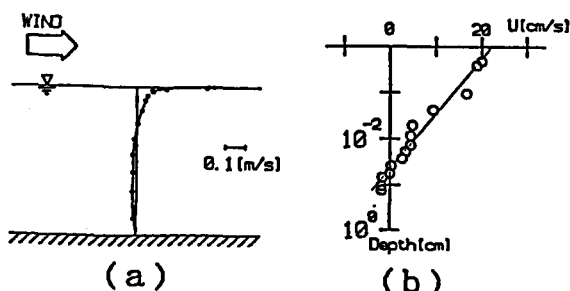


図2 吹送剪断流の平均流速分布

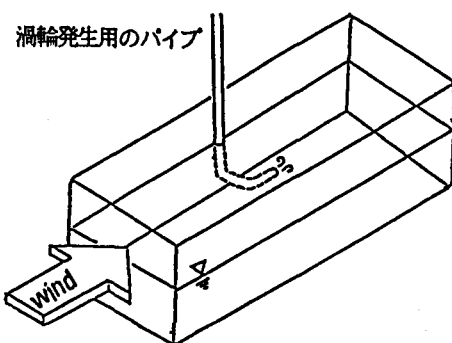


図3：渦輪の放出の仕方

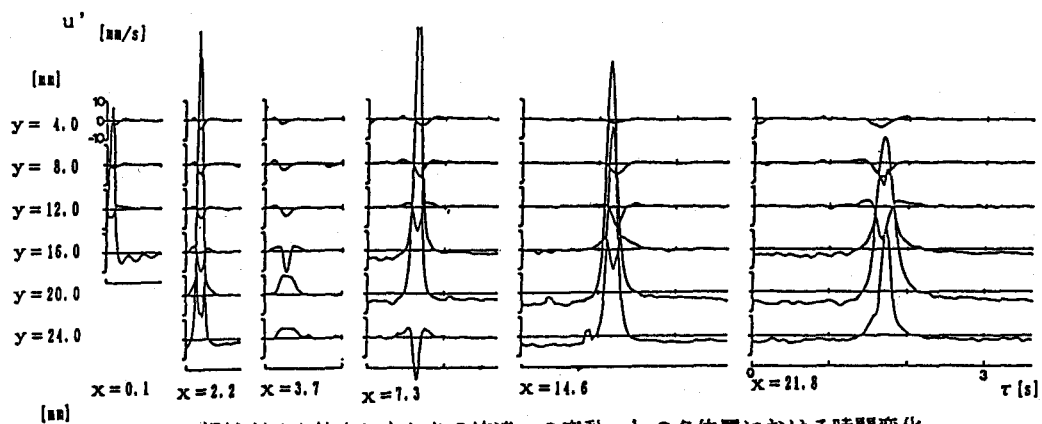


図4：渦輪だけを放出したときの流速 u の変動 u' の各位置における時間変化

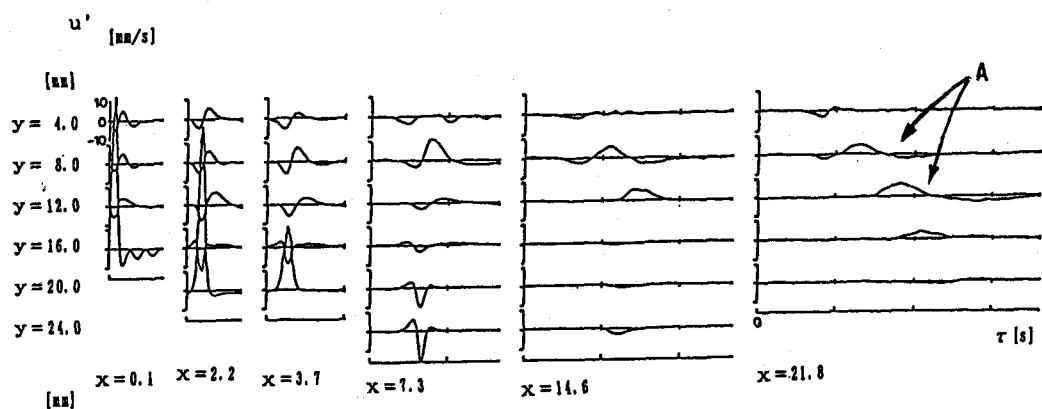


図5：せん断流中に渦輪を放出したときの流速変動 u' の各位置における時間変化

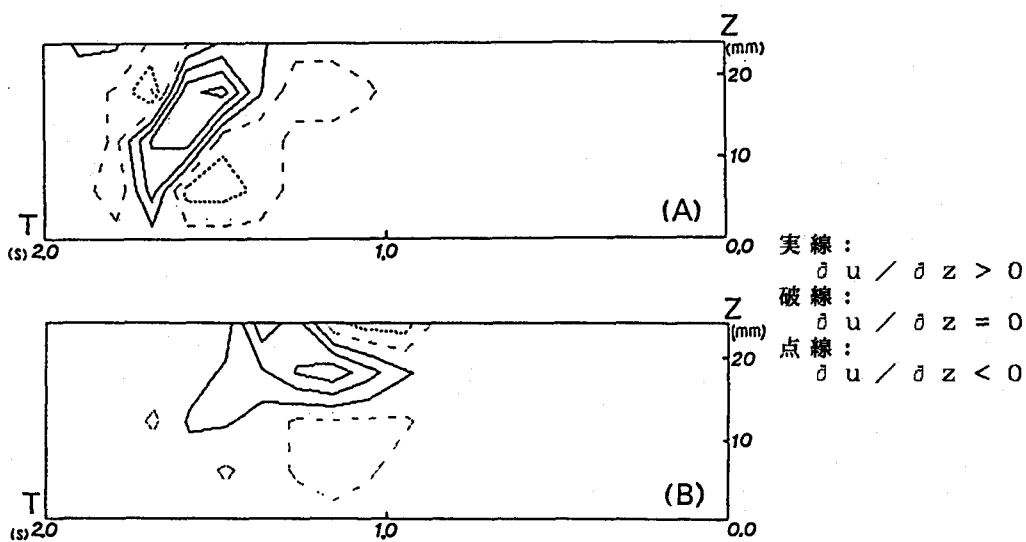


図6： $\partial u / \partial z$ のコンター図 (A) $y=8.0$ (B) $y=12.0$ [mm]

nishi¹⁾によって見つけれられた乱流境界層中の組織的構造に符合するものである。

3. 三次元離散渦法 (Vortex Segment Model)

次に、この実験を三次元離散渦法を用いて数値シミュレートした。一般的に用いられている三次元離散渦法は渦度場を連続した渦糸の集合として表現し、その渦糸の動きをラグランジュ的に追跡する方法で、適当な数の渦糸を用いることによって比較的高いレイノルズ数に相当する流れ場を計算できることから近年広く用いられている。また、渦度場の変化を渦糸の動きを追跡することによってとらえるため、現象の直感的理解には非常に有効である。しかし、連続した渦糸を用いて渦度場を構成していることから実際の流れ場において起こり得る渦のつなぎ替えを計算上実現することは困難であり、また、壁面などの存在する流れ場においてはNon-Slip条件のために局所的な渦度の供給を行う必要があり、これを連続した渦糸を用いて行うのもまた容易ではない。そのため既にある三次元離散渦法による境界層の計算など³⁾⁴⁾においても壁面においてNon-Slip条件を満たしていない。これは本研究のような壁面における渦度の供給に着眼点を置く場合には不都合である。そこで、本研究ではVortex Segment Modelを導入した。これは、渦度場を図7に示すようなある循環を持った有限長さのセグメントを用いてその集合として渦度場を表現するもので、このセグメントをここではVortex Segmentまたは渦セグメントと呼ぶ。渦セグメントは有限であることから分かるように1つの渦セグメントそれ自身はHelmholtzの渦定理を満たさないが、十分な数の渦セグメントの集合をマクロ的にみた場合、その集合は近似的に流れを表現し得ると考えられる。この方法を導入することにより渦のつなぎ替えを簡単にシミュレートでき、空間内のある一点における渦度にしたがって渦セグメントを配置することにより渦度場を表すので壁面などにおける局所的な渦度の供給も簡単に実現できる。

1つの渦セグメントには両端の座標 r_1 、 r_2 、循環 Γ 、渦半径 σ が与えられ、いま流れ場に n 個の渦セグメントが存在すれば、渦度場は次のように表される。

$$\omega = \sum \Gamma_i \delta [x - r_i(s')] \frac{r_i}{s'} ds'$$

この n 個の渦セグメントが誘導する速度 u はBiot-Savart則によって次のように計算される。

$$u = - \frac{1}{4\pi} \sum \Gamma_i \frac{(x - r') \times t(s)}{(|x - r'|^2 + \mu^2)^{3/2}} ds$$

これによって個々の渦セグメントの両端に誘導される速度を求め、その速度にしたがって渦セグメントの両端をそれぞれ独立に移動させる。(図8)このように計算を進めることによって渦に沿って速度差のある場合に渦が引き延ばされるというプロセスは自動的に行われる。また、ここで渦のソレノイダル条件より渦セグメントの体積は保存するから次式が得られる。

$$\pi \sigma^2 \delta l = \pi \sigma'^2 \delta l'$$

(ただし、 δl はある時刻における渦セグメントの長さ、プライムは次の時間ステップにおける値を示す。)

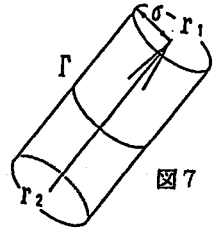


図7 Vortex Segmentの概念図

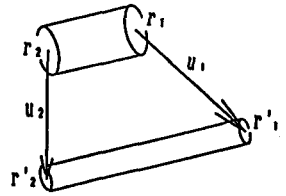


図8: Vortex Segmentの移動

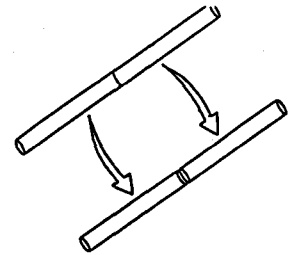


図9: Vortex Segmentの分割

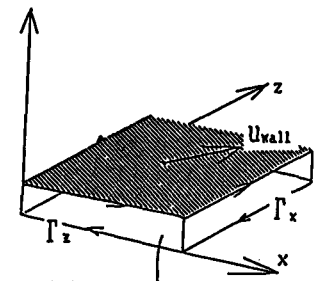


図10 壁面での渦の発生仕方

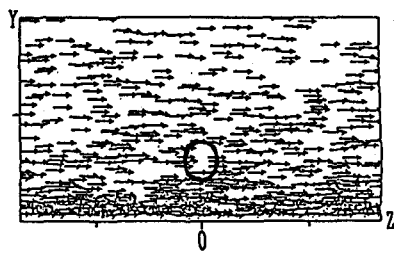
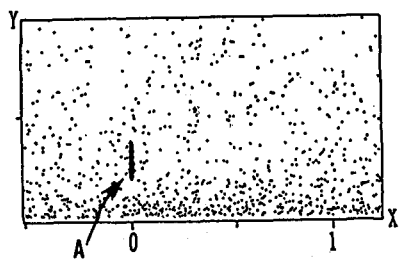


図11: 計算対象となった初期状態
矢印Aは渦輪を表す。

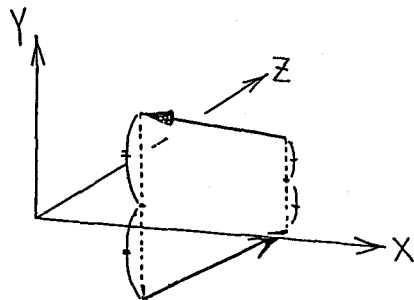
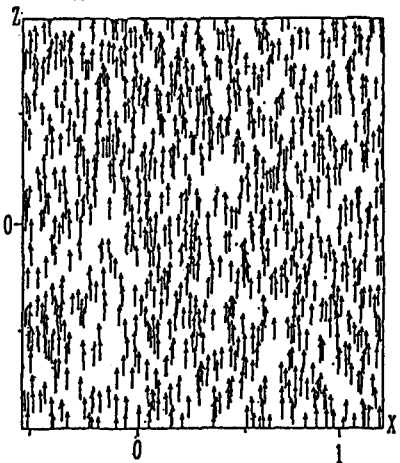


図12: 固体壁における境界条件

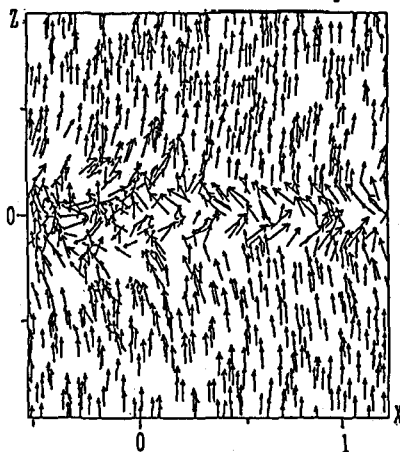
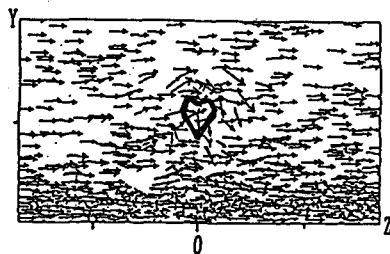
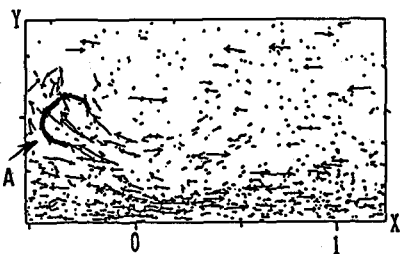


図13: $t=2.80$ における渦セグメントの分布

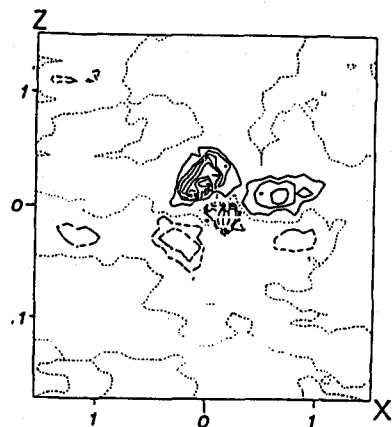


図14: $Y=0.20$ における ω_x のコンター図
(実線: $\omega \geq 0$ 、破線: $\omega < 0$)

これからわかるように渦セグメントが引き延ばされた場合、それにしがつて渦セグメントは細くなる。また、空間分解能を保つために、ある一定長さ以上に引き延ばされた渦セグメントはその中点において分割され、長さと体積が半分で循環および方向の等しい2つのセグメントに置き換えられる。(図9)

次に、壁面において渦セグメントの供給させる方法について述べる。まず、全ての渦セグメントが壁面において誘導する滑り速度 U_{wall} を計算する。 U_{wall} のX方向成分、Z方向成分のそれぞれについて、壁面においてNon-Slip条件から流速がゼロであることより壁面における循環 Γ_x 、 Γ_z を計算し、その比から発生させるべき渦セグメントの方向を決め、その循環の大きさと渦セグメントに与えた循環の大きさから発生させるべき渦セグメントの個数を求める。(図10)ただし、発生させる渦は、実際には壁面上ではなく、渦半径に相当するある一定の距離だけ壁面から離して発生させる。以上のような手続きを経て計算が進められる。そして、本研究においてはこの手法を用いてさきに述べた境界層中に放出された渦輪と境界層をシミュレートし、乱流混合層中の組織的構造形成のメカニズムを探った。

4. 計算結果

計算対象となった境界層は流速 $U=12.8$ の一様流と渦セグメントから構成され、初期において2000個の循環 $\Gamma=0.01$ 、長さ $l=1.25 \times 10^{-1}$ の渦セグメントを平均流速分布が対数分布となるようにY方向に重みをつけた乱数を用いて分布させ、X,Z方向には一様乱数を用いて分布させた。(図11)このように境界層を構成することにより三次元的な乱れを含む境界層を得る。この境界層に外乱として $X=0.0, Y=3.75 \times 10^{-1}, Z=0.0$ に中心を持ち、半径 $r=2.50 \times 10^{-1}$ で軸方向がX軸に平行な渦輪を配置する。この渦輪は20個の渦セグメントから構成され、1つの渦セグメントに与えられた循環は $\Gamma=2.00$ である。この渦輪を外乱として含んだ境界層をX,Z方向に周期境界長 $L=2.50$ の周期境界条件を課し、Y方向には $Y=0.0$ に固体壁があるものとしているため一般的な三次元離散渦法で用いられているように壁面の反対側に鏡像があるものとして計算した。(図12)時間積分に関しては $t=4.00 \times 10^{-1}$ で1次のEuler法で進めた。

図13に $t=2.80$ における計算結果を示す。これを見ると、実験でみられたように渦輪はせん断流によってその方向をかえられ壁面より離れて行くのが分かる。それとともに壁面付近の境界層を構成していた渦セグメントが渦輪が誘導する速度によってその向きをかえられ、うねっているのが分かる。 $Y=2.00$ におけるX-Z平面内における渦度のコンター図(図14)をみると、 $X=0.0, Z=0.0$ 付近において一対の渦構造があるのが分かり実験結果と同様な結果を示している。

5. 考察、および結論

境界層中に放出された渦輪の存在のもとで、境界層がどのような反応を示すかを吹送実験および離散渦法による数値シミュレーションで調べたが、双方とも渦度分布において似たようなパターンを示し、それらは乱流境界層中において見つかった組織的構造と同じ様な特徴を持ったパターンである。水槽実験において水面が固体壁の代わりをしていることによる影響を調べる行く必要があるが、この結果は乱流境界層中で渦対型の組織的構造が作られるプロセスを考える上で手がかりを与えてくれそうである。

6. 参考文献

- 1) Fukunishi, Y. and Sato, H. (1987) : "Formation of Intermittent Region by Coherent Motions in the Turbulent Boundary Layer", Fluid Dynamics Research 2, 113-124
- 2) 小林智尚, 日野幹雄, 福西祐(1987): 「吹送せん断流中の三次元構造の実験的研究」第19回乱流シンポジウム
- 3) A. Leonard (1980) : "Vortex Methods for Flow Simulation." J. of Comput. Physic. 37, 289-335
- 4) Fukunishi, Y., Sato, H. and Inoue, O. (1987): "Study of Developing Process of Coherent Structure in the Turbulent Boundary Layer.", AIAA-87-1253.