

植生—大気境界面における大規模渦構造と運動量交換に関するLESモデルによる検討

神田 学*・稲垣 聡**・日野幹雄***

大気—植生境界に生じる大規模乱流の渦構造と運動量交換の関係を解明するためLESモデルを構築し検討した。このモデルでは、葉の抵抗を考慮した運動方程式と同時に、葉によるwake productionとdissipationの効果を含んだ格子スケール以下の乱流エネルギー収支式を連立して解く。計算結果から、ローラーとリブで特徴づけられる3次元組織構造が大気—植生境界に生成されること、植生層内でsweep型乱れが卓越すること、現地観測で報告されている乱流統計的性質、それらと渦構造との関連性が説明された。

Keywords : LES, air-plant interface, organized structure, honami

1. はじめに

植生は蒸散・光合成などの生物活動により大気中のCO₂を吸収し、水蒸気および酸素を放出する。また、葉や枝によって日射を遮蔽したり、風速を減衰させる。これらの植物作用により、植生上の大気とは大きく異なった微気象が植生層内に形成される。このような植物生理作用が水文気象に及ぼす影響について、著者らは実験・計算による検討を行ってきた(日野・神田¹⁾、神田・日野²⁾)。大気と植生層間で微気象が異なることにより、その境界面では大きな運動量・物質の交換が行われているはずである。大気—植生境界面での熱や運動量の交換量(あるいは鉛直フラックス)は、気象学的には大気の底面条件に相当するものであり、その見積りが大気の流れ場・温度場等に直接影響を及ぼすためきわめて重要である。

一方、平板に沿う境界層乱流や後流・噴流などの自由せん断流の乱流維持機構としての大規模渦あるいは秩序構造の研究が、主として実験室規模に於てではあるが、精力的に行われてきている。

大気—植生間の運動量交換のメカニズムを捉えるには、このような観点から植生層内外の流れ場、特に乱れの構造を把握することが必要不可欠である。本研究は、既往の研究の知見を踏まえ、大気—植生間における乱流組織構造とそれらの運動量交換への寄与を調べることを目的とする。

2. 既往の研究と本研究の目的

(1) 植生層内外の流れの数値モデル

1960年代、まずInoue, E.³⁾により勾配拡散型の混合距離モデルが提案され、その後、Kondo & Akashi⁴⁾によって拡張された。このモデルはシンプルではあるが、植生層の平均風速プロファイルを理解するうえで大きな貢献を果たした。1970年代後半になると、勾配拡散型モデルの欠点と限界を踏まえ、高次のclosureモデルが植生層の乱流場に適用されるようになった(例えば、Wilson & Shaw⁵⁾、Inoue, K.⁶⁾、Yamada⁷⁾、清水ら⁸⁾)。これらのモデルは実測値から非常に多くのモデル・パラメータを決定しなければならないものの、それらが同定できれば平均風速プロファイルのみならず、乱流統計量の分布もかなり良好に表現しうる事を示した。しかしながら、現在までのところ、乱流モデルにより大気—植生間の組織構造のシミュレーションを試みた例はない。それはこれらの乱流モデルが本来、時間的変動を対象としていないことによる。

(2) 植生層内の乱流構造と実測

一方、実測では1980年代頃より単なる乱流統計量の分布の計測にとどまらず、レイノルズ応力の生成に対する組織構造の役割が意識されだすようになってきた。その多くは、超音波風速計や熱線風速計によるデータのもとに、乱れの「4象限解析」や乱れの「確率分布解析」によって運動量交換に於けるsweep型あるいはejection型の組織構造の寄与度を調べることに主眼を置いたものである(例えば、Finnigan⁹⁾、Shaw, et al.¹⁰⁾、Shaw & Seginer¹¹⁾、Maitani & Shaw¹²⁾)。これらの研究はいずれも、植生内と、大気—植生境界からやや上部まではsweep型の乱れが卓越し、それより上ではejection型の乱れが卓越することを報告している。この事実を説明する上で実際の組織構造の時空間像を明らかにすることが必要となってくるが、実測が困難なこともあり、構造そのものについてはほとんど議論されていない。唯一、Gao, et al.¹³⁾は7台の超音波風速計を用いた同時

* 正会員 工博 東京工業大学助手 土木工学科
(〒152 目黒区大岡山 2-12-1)

** 学生会員 東京工業大学大学院 土木工学専攻

*** 正会員 工博 東京工業大学教授 土木工学科

計測データをもとに、温度変動に現れる「ramp pattern」に対応した組織構造の 2 次元的な位相平均像を抽出している。その構造は、地面から植生の 2 倍の高さにまで及ぶ大きなひとつのローラーであり、壁面乱流や大気境界層で観測される馬蹄型渦とはかなり異なった印象を与える。

(3) 大規模組織構造と物理量の周期変動

大気—植生境界の組織構造と密接な関係を持つと思われるものに「穂波現象」がある。Inoue, E.^{3),14)}は当時すでに穂波は大気—植生境界付近の乱子の移動の現れであるという考えを示していた。その後、多くの研究者によって主として野外観測により穂波と乱流強度の測定などが行われてきた（例えば、Maitani¹⁵⁾、原蘭ら¹⁶⁾）。既往の研究を整理すると、穂の揺れに関しては 2 つのメカニズムが定義できる。ひとつは穂と風の共振であり、風速や圧力の変動は穂の固有振動数で生じるとするものである。もう一つは、植生層を強風が吹き抜けるときに生じる乱渦であり、その移動にともないあたかも波動の様な乱れ (wave like fluctuation) が生じると考えるものである (Inoue, E.³⁾)。この場合、前者と異なり植生が振動しない非弾性的な組成であっても周期的な乱れは起こり得るわけであり、その原因は流れ場の構造そのものに求められるべきである。本研究では、葉の固有振動を考慮していないことから、後者のメカニズムで生じる穂波と大規模渦構造の関係について検討する。

さて、穂波に対応すると思われる周期性の強い物理変動 (wave like fluctuation) は植生層内外でかなり一般的に観測されており、間欠性の強い壁面乱流とは明らかに異なった性質を呈している。著者らはすでに、さとうきび畑における現地実測より植生上の風速・温度・湿度・CO₂がほぼ同じ様な周期の変動特性を示すことを確認している¹⁷⁾。近年、池田ら^{18),19)}は沈水性植生と流体 (水) 境界における流速プロファイルが変曲点を持つことに着目し、穂波は風速分布の変曲点不安定によって生じる渦列による強制的な植生層の変形であるとの考えを示している。この考え方は、穂波が自由せん断流の組織構造と同様のメカニズムで起こっていることを示唆するものである。

(4) 本研究の目的

植生層内外の組織構造の 3 次元的瞬間像を捉えることは実測ではきわめて難しいが、数値解析手法は時空間的な情報を詳細に与えることが出来る点で大いに有効である。壁面乱流の馬蹄型渦の瞬間像も Moin & Kim²⁰⁾による Large Eddy Simulation (以下 LES) によって初めて捉えられたものである。

本論文では、既往のデータを参照しながら慣性小領域の成立する条件等を検討したうえで LES を植生の存在する乱流場に拡張する方法を提案する。LES は

Deardorff²¹⁾によってはじめて壁乱流に適用されたものであるが、格子平均の乱れを直接計算し得るので、乱れの瞬間像や運動量交換を調べるにはきわめて有力な手段であると思われる。

ここで提案する植生層内外の乱流に関するモデルは、植生の構成に関する詳細や穂の揺れ等を無視した理想的なものであって、枝や幹の一つ一つが関与する乱れを直接表現し得るわけではない。ここでの目的は、せん断流不安定によって大気—植生境界に生成される組織構造を明らかにすると同時に、その大規模構造が 4 象限解析等による既往の実測結果をどの程度説明し得るかを検討するものである。

3. LES の適用性に関する検討

LES モデルは慣性小領域の存在を前提としているから、植生内流れに適用するにあたってこの点を検討しておくなくてはならない。既往の植生場の乱流測定における乱れのスペクトル (野外実測、室内実験含む) を整理してみると、スペクトルのタイプはそれぞれ以下のような特徴を有する 2 パターンに大別できる。

(a) 顕著な 2 つのスペクトルピークをもつタイプ。第 1 ピークと第 2 ピークの中間の領域では、スペクトルの勾配が $-5/3$ 乗よりも急となる。第 2 ピーク以降は $-5/3$ のように見えるが、断定できるほど周波数帯自体が広くない (図—1 参照)。

(b) セカンドピークは存在せず、スペクトル勾配が $-5/3$ 乗をとると思われるタイプ (図—2 参照)。(a) タイプに比べるとこのタイプのデータ数は少ない。

前者のメカニズムは葉の存在を一種の整流格子とみなすと説明出来よう (図—4 参照)。第 2 ピークは葉や枝が作り出す乱れのスケールに対応している。このことは Raupach & Shaw²²⁾に指摘され、Amiro & Davis²³⁾により確かめられている。すなわち、葉の作る乱れより大きいスケール (低周波数) の乱れは、葉の抵抗によって直接葉のスケールより小さい (高周波数) 乱れに分解されるため、通常の慣性小領域に於けるカスケード過程よりもエネルギー減衰率が大きい。したがって、スペクトル勾配は $-5/3$ 乗よりも急勾配となる。一方、葉の作る乱れの周波数以上の周波数帯では、葉による wake production によるエネルギーの供給があるから、低周波数領域に比べてエネルギーレベルが相対的に上がり、結果として第 2 ピークが形成されることになる。第 2 ピーク以下の周波数の乱れについては、慣性小領域が存在できない理由はない。このようなスペクトルを観測したものにアーモンド、23.5 m の落葉樹 (Balducchi & Meyers²⁴⁾、人工植生 (Seginer, et al.²⁵⁾、12 m のトウヒ (Amiro & Davis²³⁾) 等がある。図—1 に典型的な例 (Amiro & Davis²³⁾) を示す。一方、慣性小領域が存

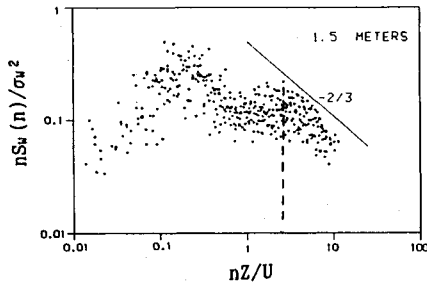


図-1 植生層内の風速変動スペクトルの例 (タイプ1) n : 周波数, $S_w(n)$: 鉛直風速のパワースペクトル, σ_w : 鉛直風速の標準偏差, U : 水平風速, 植生高さは8mで測定点は地上1.5m (Amiro & Davis²²)より引用)

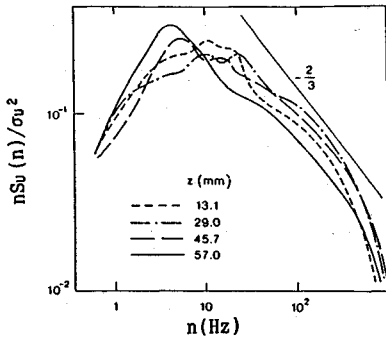


図-2 植生層内の風速変動スペクトルの例 (タイプ2) n : 周波数, $S_u(n)$: 水平風速のパワースペクトル, σ_u : 水平風速の標準偏差, 植生高さは60mm. (Raupach, et al.²⁵)より引用)

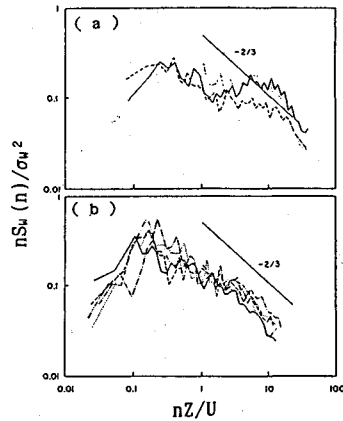


図-3 風速強度によるスペクトル特性の違い (記号は図-1と同じ)
(a)弱風 (植生内平均風速 0.18(m/s))
(b)強風 (植生内平均風速 0.57(m/s)) (Amiro & Davis²²)より引用)

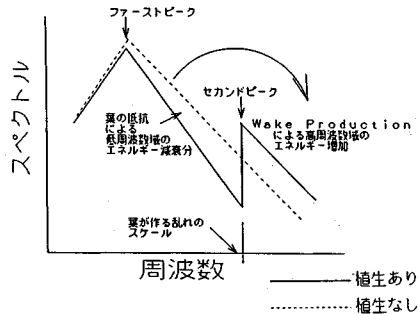


図-4 モデル化のためのスペクトル特性の概念図

在するタイプのスペクトル特性は、コーン (Shaw et al.¹⁰, Wilson & Shaw⁵), 人工植生 (Raupach et al.²⁶, 図-2) で観測されている。

以上の2パターンを比較してみただけでは測定例の少ないこともあり、慣性小領域の存在する条件を特定することは難しい。第2ピークやスペクトルの急勾配が、上で考えたような葉による wake production と密接に関係しているものであれば、スペクトル形状は植物種の違いだけでなく、気流条件等にも影響されるはずである。図-3(a)(b)は、Amiro & Davis²³による落葉樹での測定結果であるが、同じ植物でも気流条件によってスペクトル特性が大きく異なる例である。弱風時と強風時で、典型的な2つのスペクトルパターンの現れていることがわかる。強風時は、強風のシアーによりつくられる乱れの影響が、葉による wake production の影響を大きく卓越し、覆い隠してしまっていると考えられる。

このように、厳密には植生層内の慣性小領域の存在の有無については、更なるデータの蓄積と同時に、この点に着目した系統的な基礎実験が不可欠であると思われる。本研究では図-4の概念図に示すようなスペクトル特性を想定し、セカンドピーク以降は慣性小領域的なエ

ネルギーカスケードが生じているものと仮定して LES を適用していくことにする。

4. モデルの説明

以下、本論文では図-5に示すような座標系と速度・渦度成分の定義にしたがって話を進める。

ここでは植生を空間の中に一様に分布する抵抗力と考える。植生の弾性的な変形ないし揺動については今回は考えないものとする。実際の植生はそれ自身が体積を持つわけであるが、葉がかなり密に生えている場合でも枝や葉の体積が空間に占める割合は数%であり、事実上無視してよいと考えられる。葉による抵抗を考慮して運動方程式は以下の様になる。

$$\frac{Du_i}{Dt} = -\theta \frac{\partial \pi}{\partial x_i} + \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j}$$

$$-c_m \cdot s \cdot U^2 \frac{u_i}{|U|} \dots \dots \dots (1)$$

$$\pi = C_p (p/p_0)^{R/C_p} \dots \dots \dots (2)$$

$$\theta = C_p T / \pi \dots \dots \dots (3)$$

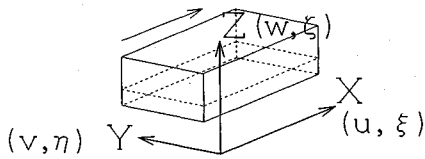


図-5 座標系と速度・渦度成分の定義

$$p = \rho RT \dots \dots \dots (4)$$

ここで、 $i=1,2,3$ は x,y,z 方向に対応し、 t : 時間(s), c_m : 葉の抵抗係数, s : 葉面積密度(m^2/m^3), u_i : 風速成分(m/s), U : スカラー風速(m/s), ρ : 密度(g/m^3), p : 圧力(N/m^2), p_0 : 基準圧力, T : 温度(K), R : 気体定数(J/gK), C_p : 空気 の定圧比熱(J/gK), θ : 温位(K), π : エクスナー関数(J/gK), R_{ij} : サブグリッドスケールのレイノルズ応力 (式(7))をそれぞれ表す。波線部が植生による抵抗の項を表す。右辺第1項の圧力項は、高さスケール数 km に及ぶ気象問題への応用を考えて温位とエクスナー関数で表記されているが、式(2)、(3)と気体の状態方程式(4)を変形すれば通常のレイノルズ方程式に現れる圧力項と全く等価であることが直ちに導ける。

これらの式及び連続の方程式から得られる圧力のポアソン型方程式は以下のようになる。

$$C_p \left[\nabla^2(\pi) + \frac{\partial \pi}{\partial z} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial z} \right] = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[-u_i \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j} - c_m \cdot s \cdot U^2 \frac{u_i}{|U|} \right] \dots \dots \dots (5)$$

また、葉による wake production およびエネルギー消散の影響を考慮するために SGS(サブグリッドスケール) 乱流エネルギー収支式を追加する。

$$\frac{DE}{Dt} = -R_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[K_m \frac{\partial E}{\partial x_j} \right] - \frac{C_e}{L} E^{3/2} - c_m \cdot s \cdot 2E \cdot |U| + \alpha c_m \cdot s \cdot |U|^3 \dots \dots \dots (6)$$

$$R_{ij} = K_m \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] - \frac{2}{3} \delta_{ij} E \dots \dots \dots (7)$$

$$K_m = C_s L E^{1/2} \dots \dots \dots (8)$$

$$L = (dx dy dz)^{1/3} \dots \dots \dots (9)$$

ここで、 L : 乱れの代表長さ(m), K_m : 渦粘性係数(m^2/s), E : SGS 乱流エネルギー(m^2/s^2), dx, dy, dz : 格子間隔(cm), C_s, C_e : LES 定数, α : 葉の抵抗により格子以上の流れ場が失うエネルギーのうち格子スケール以下の wake production に変換される比率(0~1)。

サブグリッドスケールで見た場合、葉の抵抗が乱れの

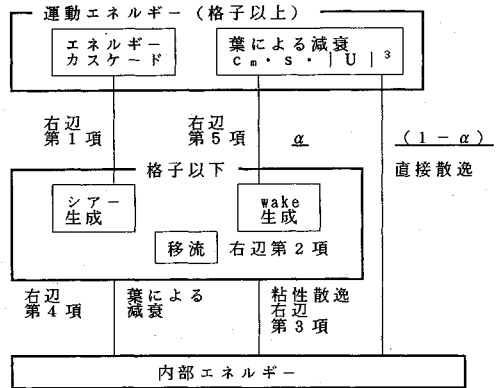


図-6 格子以下の乱流エネルギーのモデル化 (式(6)の各項の物理的説明)

ソースとなるかどうかは、メッシュサイズと葉の相対的な大きさによる。葉による乱れがメッシュスケールより大きい場合は、葉の分布に合わせて葉面積密度の分布を与えれば、理屈上は葉による乱れをグリッドスケールで表現し得ることになるので、SGSの乱流エネルギー式の中には葉の抵抗項は考慮しなくて良いことになる。しかし、ここで考えているメッシュサイズは、葉のスケールより大きいものであるから、サブグリッドスケールの乱れの中に、葉による wake production を加えなくてはならない(式(6))。葉の wake production あるいは dissipation としての作用を図-6の概念図に示す。グリッドスケール以上の流れ場(平均流とラージスケールの乱れ)のエネルギーは、葉の抵抗の作用により、単位時間当たり $c_m \cdot s \cdot |U|^3$ だけ減衰する。このエネルギーの一部(いまその割合を α とおく)は、葉のスケールの乱れに変換され(式(6)右辺第5項)、残りの $(1-\alpha)$ は、粘性の作用により直接的に逸散する。一方、葉のスケール以下の乱れも、葉の抵抗によってエネルギー減衰を受ける(式(6)の右辺第4項)。 α が解に及ばず感度分析は詳細に検討する必要があるが、今回は大気-植生境界に形成される(シア不安定に対応した)組織構造を解析することが第一の目的である。従って wake production の影響が比較的小さい乱流場(スペクトルに慣性小領域が存在するタイプ)を想定した条件($\alpha=0.1$)で計算を行う。

5. 計算概要

計算は、葉面積密度一定のモデル植生が風洞の底面に設置された場合を想定して行う。大気中の植生ではなく風洞内の植生を設定する理由は、LESがおもに風洞内の乱流を example として発達・改良されてきており、境界条件の与え方等に関して十分に検討されていることを踏まえたものである(これらの点については堀内²⁷⁾に

表-1 計算諸元

| | |
|--------|---|
| 流量 | 0.40 (m ³ /s) |
| 葉面積密度 | 2.5 (m ² /m ³) |
| 葉の抵抗係数 | 0.5 |
| LES定数 | C _s = 0.05, C _e = 1.0 |

詳しい). 例えば上面境界の与え方を例にとってみると, 大気中を想定すると物理量は開放条件として扱わなくてはならないが, その定式化については殆ど蓄積が無い.

計算の諸元は表-1の通りである. 計算領域は流下方向, スパン方向, 高さ方向に1.6(m)×1.0(m)×1.0(m)の大きさを32×20×30のメッシュで表現する. 植生高さは0.35(m)とし, これ以下の高さで葉が均一に分布するものとする. 葉の抵抗係数については文献²⁾を参照されたい. 境界条件は上下で固定壁とし, その与え方はDeardorff²¹⁾と同じとする. LES定数は, 堀内²⁷⁾がダクト内乱流のシミュレーションで用いた値をそのまま使用した. 流下方向及びスパン方向には周期境界条件を課す. 数値計算上で周期境界条件を与えることは擾乱の最大波長を規定してしまうこととなるので注意が必要である. ここでは池田¹⁹⁾らの方法に従い, Ho & Huerre²⁸⁾の自由せん断流の線形理論を用いて穂波の卓越波長を見積ることとする. 植生内外の流速の平均を U_p , 運動量厚さを θ_0 , 最大発達率を与える周波数を f_n とするとストロハル数 St_0 は

$$St_0 = f_n \theta_0 / U_p = 0.032 \dots \dots \dots (10)$$

となる. いま初期状態の流速分布から U_p と θ_0 を算出すると, $U_p = 0.26$ (m/s), $\theta_0 = 0.0257$ (m) となり, 穂波の卓越波長を求めると0.80(m)となることから, その2倍として計算領域を設定した. 初期条件は鉛直次元計算から求まる流速分布¹⁾を領域全体に当てはめ, さらに領域全体に主流速の最大値の5%の白色ノイズを与え, 乱れの発達を追った. 時間刻みは0.048(sec)とした.

6. 大規模渦構造と穂波に関する結果と考察

(1) 組織構造の時空間発達過程

図-7, 図-8はxz断面(yは領域中央)に於ける渦度の $\eta(\omega_y)$ 成分(スパン方向)及び $\xi(\omega_x)$ 成分(流下方向)の時系列的な変化を示す. 初期段階に於て, 高渦度層(図-7(a))が大気-植生境界付近に形成され, それがスパン方向に軸を持つ大きな2つの渦塊に成長していく(図-7(b)). この段階になると, 初期状態には存在していなかった渦度の流下方向成分(いわゆる縦渦)が生じて来る. このような大きなスパン方向に軸を持つ渦塊(ローラー)はBrown & Roshko²⁹⁾によってはじめて, 平板自由せん断層内に見いだされた. $t=16.7$ (s)では, 2つのローラーが合体して, 波長が2倍のより大

きなローラーに発達する(図-7(c)(d)). ローラーの成長と共に, 流下方向渦度も強まり, はっきりと認識できるようになって来る(図-8(c)(d)). 図-9は渦度の $\xi(\omega_x)$ 成分(流下方向)のyz断面図の時系列変化を示す. ただし, xの位置は図-8中の矢印で示されたローラーの中心部に対応している. 流下方向の渦度は互いに逆回転の一对の渦対となっており, 自由せん断流内に於けるいわゆるリブ構造(Hussain³⁰⁾)と同じである. Hussain³⁰⁾はリブ構造が運動量交換の80%を占めることを指摘している. $t=23.8$ (s)では大規模ローラーがオーバーハングして, その後ブレイクダウンする(図-7, 図-8(e)). ダクト内における自由せん断流の場合は, 境界層が両壁まで達し速度差が解消するが, 植物層内の流れの場合は, 葉による抵抗と圧力勾配・せん断力がバランスして変曲点型の風速分布が維持されている. $t=31.0$ (s)では, ローラーが大気-植生境界近傍に再び形成され上述したサイクルが再び周期的に繰り返されることになる. 乱れ場は, 第一サイクルに比べてかなり乱れたものとなっているが, 渦塊は認識できる.

(2) 大規模渦と穂波の関係

図-10はxz断面(yは領域中央)で見た流速ベクトル図である. ただし実験のときカメラを移動させて撮る可視化写真の様に, 大気-植生境界の平均流速を差し引いた形で示した. 上述した渦度の時間変化と同様, 大気-植生境界上で波打ち出した乱れは渦を形成し, 時間と共に二つの渦がマージングして一つの大きな渦に発達して行く. この一連の疑似可視化写真より, Inoue, E.³⁾が指摘したように渦が流下方向へ移流されていく様子がよくわかる. 池田¹⁹⁾が可視化から指摘しているように, 渦の前面部(下降流域)で穂がたわみ, 後部(上昇流域)で穂が持ち上がることが予想される. 図-11は, (a) $t=14.3$ (s), (b) $t=23.8$ (s)の時のxz断面(yは領域中央)における圧力変動の分布を表したものである. 図-10の渦塊と比較すると, 楕円形の渦の中心部で低圧部が, 渦の端では高圧部が現れており, 大気-植生境界に沿って見ると低圧・高圧が交互に現れる. しかし, 鉛直方向に見ると渦の上下で圧力分布は対称に近い. これは, 渦塊が穂の剛性などの復元力が一切存在しないもので, せん断不安定のみによって生じたものであり, 成層流や2流体の界面で起こるいわゆるK-H不安定型の波動現象(復元力を伴う)とは異なっていることを示している.

(3) 乱れの統計量

図-12は, $t=14.3$ (s)のときの平均流速, 各風速成分の乱れ強度, レイノルズ応力の鉛直分布(水平平均値)である. 鎖線は大気-植生境界の高さを表す. アンサンブル平均には, 時間平均ではなく空間平均(水平断面平均)を用いる. Deardorff²¹⁾の記述に倣い, 空間平均に $\langle \rangle$ を用いて, 以下のように表現する.

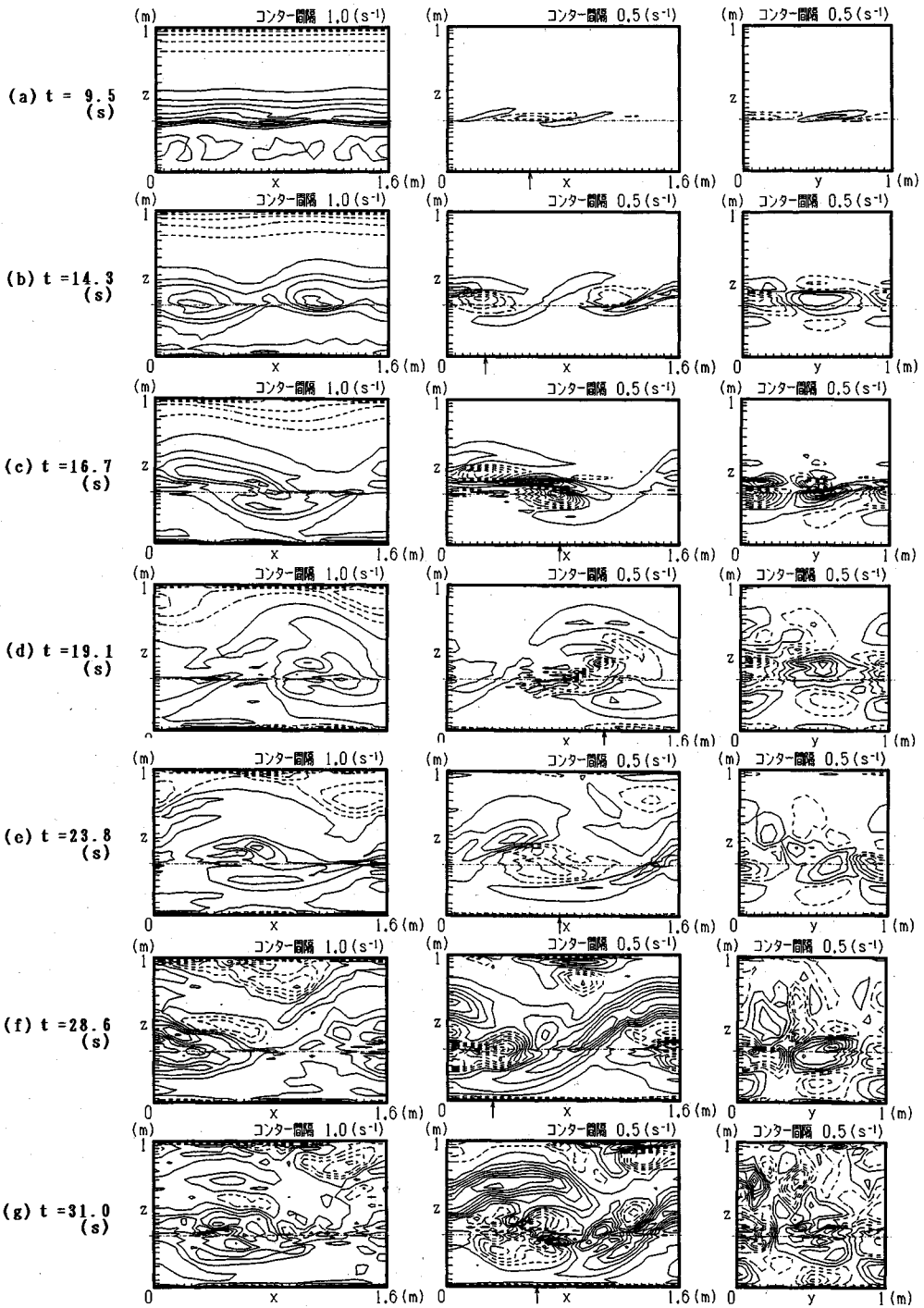


図 - 7

図 - 8

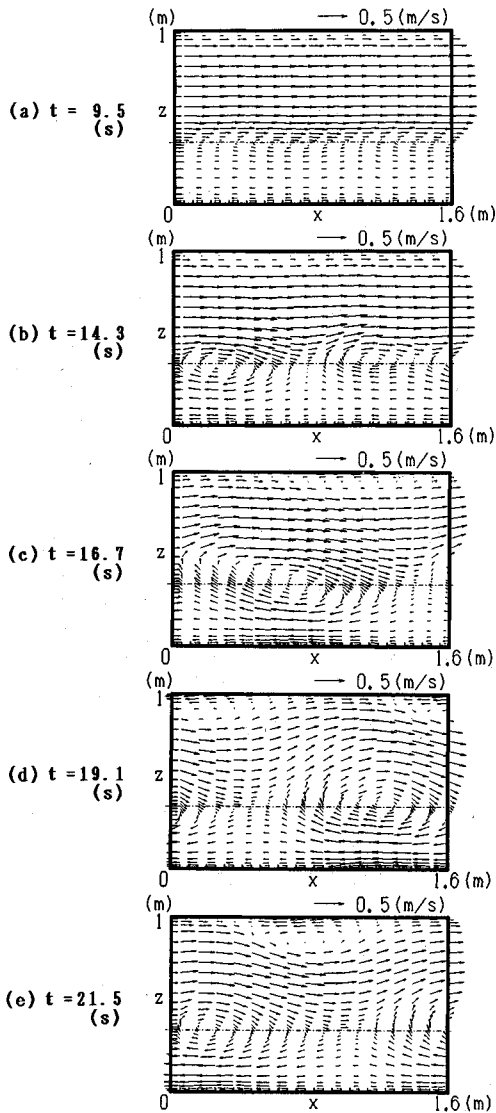
図 - 9

※点線は負の値を表す

図-7 xz 断面における渦度の $\eta\omega_y$ 成分の時間変化 (y は領域中央)

図-8 xz 断面における渦度の $\xi\omega_x$ 成分の時間変化 (y は領域中央)

図-9 yz 断面における渦度の $\xi\omega_x$ 成分の時間変化 (x は図-8の矢印に対応)

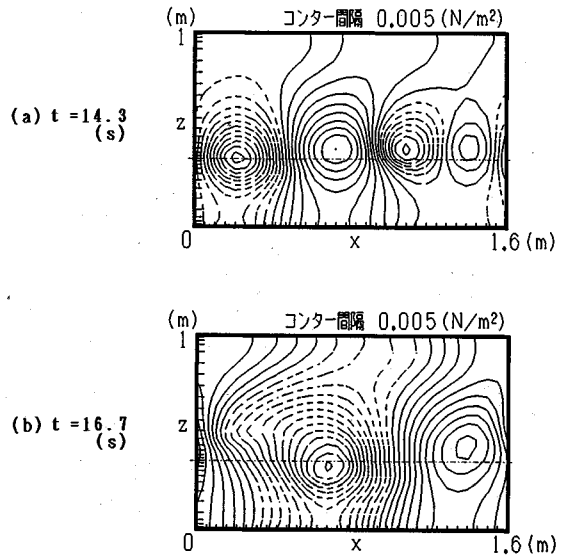


図一〇 xz断面における大気-植生境界の流速を差し引いた流れのパターン (yは領域中央)

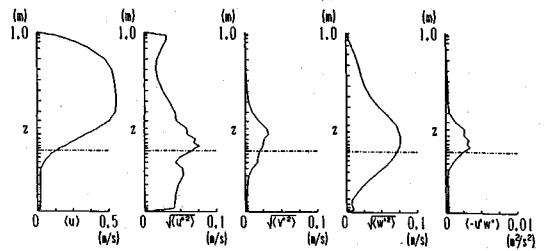
$$u = \langle u \rangle + u''$$

ダブルプライムが空間平均からのずれを表す。レイノルズ応力もこの空間平均からのずれを用いて定義する。

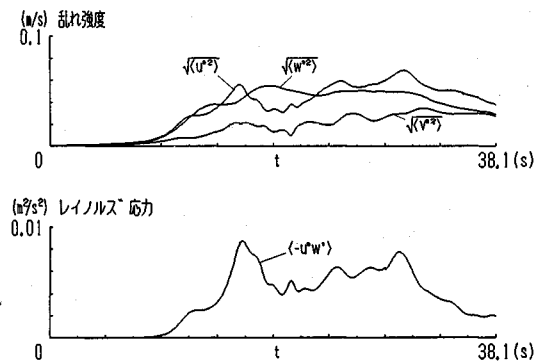
平均風速の鉛直分布は、植生内で葉の抵抗により流速が小さくなるため大気-植生境界付近で強いシアを持ち、また変曲点を持つ分布になっている。乱れ強度分布、レイノルズ応力分布は、いずれも大気-植生境界の近傍で極大値を持つ三角形型の分布である。これらは植生層の流れに特有のもので、既往の研究とも定性的に一致している。このような乱れの鉛直分布は、大気-植生境界面に於ける大規模渦構造ともなった乱れの生成と、上下方向への拡散によって説明できる。また、極大値をとる高さが大気-植生境界よりもやや高い位置に出ている



図一〇 xz断面における圧力変動の分布図 (yは領域中央) ※点線は負の値を表す



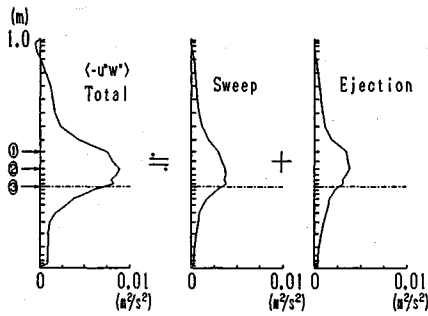
図一二 流速・乱れ強度・レイノルズ応力の水平平均鉛直分布 (鎖線は大気-植生境界を表す, t=14.3(s))



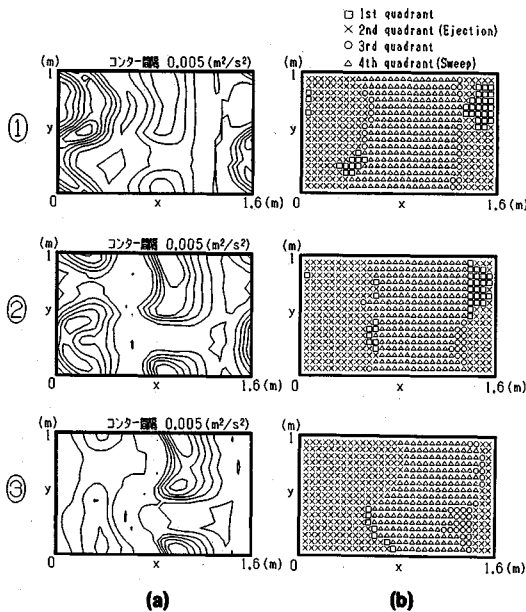
図一三 大気-植生境界より5cm上の水平断面における平均乱れ強度およびレイノルズ応力の時間変化

ことが注目されるが、この点は次章で検討する。図一三は大気-植生境界より5cm上における乱れ強度及びレイノルズ応力の時間変化を表す。組織構造のライフサイクルに対応して wave like fluctuation が見える。

(4) 植生界面の大規模渦構造と sweep と ejection の関係

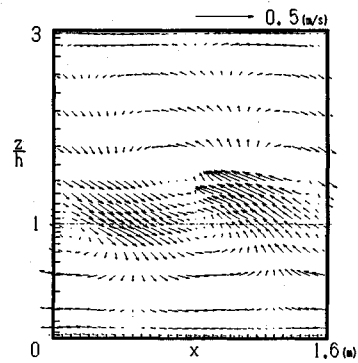


図—14 レイノルズ応力の鉛直分布（水平平均値）と sweep, ejection の寄与 ($t=14.3(s)$)

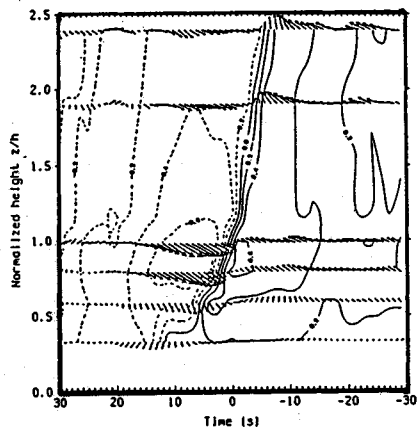


図—15 異なる 3 断面（図—14 参照）における (a)レイノルズ応力のコンター図と (b)乱れの 4 象限の分布図 ($t=14.3(s)$)

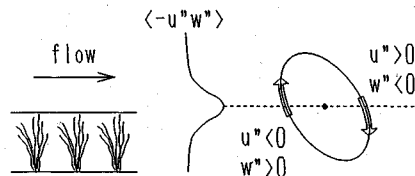
図—14 は $t=14.3(s)$ におけるレイノルズ応力の鉛直分布（水平平均値）に対する、sweep 及び ejection の分布である。レイノルズ応力がピークを示す高さ（以下、この高さをクリティカルハイトと呼ぶ）で、sweep と ejection の寄与度はほぼ同じ程度となり、これより下では sweep の寄与が卓越し、上では逆に ejection の寄与が卓越していることが分かる。図—15 には図—14 中の矢印で示した 3 つの水平断面に於ける、レイノルズ応力のコンター図と乱れの 4 象限の分布図を示す。クリティカルハイトより下の断面 (③) では、強い sweep（4 象限の乱れ）が狭い領域に存在し、上の断面 (①) では逆に強い ejection（2 象限の乱れ）が狭い領域に存在する。クリティカルハイト (②) では sweep と ejection が同じ程度の領域に同じ強さで存在している。このような傾向は、植物種にかかわらず前述した既往の現地観測にお



図—16 本計算で得られた速度変動ベクトルの xz 断面図 (y は領域中央, $t=14.3(s)$, 縦軸は植生高さで無次元化されている)



図—17 現地観測で得られた大規模渦の位相平均像。図中の実線は正の温度変動、点線は負の温度変動をあらわす（縦軸は植生高さで無次元化されている、Gao, et al.¹³⁾より引用)



図—18 大規模渦構造と統計量の関係

ける報告に共通して見られる特徴である。第 1, 第 3 象限の乱れは ejection と sweep の境界にわずかに存在しているに過ぎない。

図—16 は速度変動ベクトルの xz 断面図である。図—17 は Gao, et al.¹³⁾ が 7 台の超音波風速計を用いてフィールド観測から求めた大規模構造の位相平均像である。彼らの測定は植生スケールが本計算と大きく異なっている（高さ約 14 m）もの、1) 植生高さスケールの楕円渦が形成されていること、2) 上流側に渦が前傾していること、3) 植生層内に向けて強い下降流 (sweep)

が、大気中に上昇流 (ejection) が発生していること、などいくつかの特徴は再現されている。

大規模構造の長軸が上流方向に前傾している事実は、Ho & Huere²⁸⁾が混合層内のローラー構造に関して指摘しているように、レイノルズ応力を作り出す上で本質的に重要である(円形の渦構造ではレイノルズ応力は生成されない)。図-18に大規模構造と sweep/ejection の関係の概念図を示す。sweep と ejection は長楕円渦の相対する辺同士であり、実際、レイノルズ応力の極大値を示すクリティカルハイトは渦の中心に対応している。既往の研究では大気-植生境界近傍の乱れの構造を壁面乱流で観測される馬蹄型渦と同様に解釈しているものがほとんどである(例えば Bergstrom and Hogstrom³¹⁾) が、その根拠は乏しい。この点については、大規模構造の瞬間像を捉えるほかないが、1) 間欠的であると言うよりはむしろ周期性の強い wave like fluctuation や、2) ejection と同等かそれよりも強い sweep が一般的に観測されること(例えば Gao, et al.¹³⁾) は、むしろローラーとリブで特徴づけられる混合層と同様の大規模構造による方が説明しやすい。実際の気象では、上空ほど自由度が大きいため楕円体が拡散等によって上方に長く歪みやすく、ejection の強度が弱まる可能性も十分考えられる。その場合には、sweep がより強調されて観測されることになる。

7. 結 論

主要な結論をまとめると以下の通りである。

- 1) 植生層を含む乱流場構造の解析を目的として植生層内の Large Eddy Simulation のモデル化について一般的議論を行い、LES モデルの方程式を導出した。
- 2) 大気-植生境界には大規模渦が生じ、それはローラーとリブで特徴づけられる3次元構造を有することを明らかにした。
- 3) 植生層のフィールド観測で得られているいくつかの特徴的な乱流統計的性質はこの渦構造によって説明することができる。

謝辞 本研究において、東京工業大学の池田駿介教授には様々な指導と助言を頂きました。また、本計算の一部には、CRC 総合研究所のスーパーコンピュータ (CRAY X-MP) を使用させて頂きました。ここに謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) 日野幹雄・神田学：風洞付ライシメーターによる植生の気候緩和効果に関する基礎実験と解析, 水文水資源学会誌, 2, pp. 61-69, 1989.
- 2) 神田学・日野幹雄：大気-植生-土壌系モデルによる数値シミュレーション 1. 植生効果のモデリング, 水文水

資源学会誌, 3, pp. 37-46, 1990.

- 3) Inoue, E. : On the turbulent structure of air-flow within crop canopies, J. of Meteorol. Soc. Japan, 41, pp. 317-326, 1964.
- 4) Kondo, J. and Akashi, A. : Numerical study on the two dimensional flow in horizontally homogenous canopy layers, Boundary Layer Meteorol. , 10, pp. 255-272, 1976.
- 5) Whilson, N. R. and Shaw, R. H. : A high order closure model for canopy flow, J. Appl. Meteorol. , 16, pp. 1198-1205, 1982.
- 6) Inoue, K. : A model study of microstructure of wind and turbulence of plant canopy flow, Bull. Natl. Inst. Agric. Sci. , A27, pp. 69-89, 1981.
- 7) Yamada, T. : A numerical model study of turbulent airflow in and above forest canopy, J. Meteorol. Soc. , Japan, 60, pp. 439-454, 1982.
- 8) 清水義彦・辻本哲郎・中川博次：直立性植生層をとまなう流れ場の数値計算に関する検討, 土木学会論文集, 第447号, pp. 35-44, 1992.
- 9) Finnigan, J. J. : Turbulence in waving wheat. 2. Structure of momentum transfer, Boundary-Layer Meteorol. , 16, pp. 213-236, 1979.
- 10) Shaw, R. H. , Tavangar, J. and Ward, D. P. : Structure of the Reynolds stress in a canopy layer, J. Clim. Appl. Meteorol. , 39, pp. 315-332, 1983.
- 11) Shaw, R. H. and Seginer, I. : Calculation of velocity skewness in real and artificial plant canopies, Boundary-Layer Meteorol. , 39, pp. 315-332, 1987.
- 12) Maitani, T. and Shaw, R. H. : Joint probability analysis of momentum and heat fluxes at a deciduous forest, Boundary-Layer Meteorol. , 52, pp. 283-300, 1990.
- 13) Gao, W. , Shaw, R. H. and Pawu, K. T. : Observation of organized structure in turbulent flow within and above a forest canopy, Boundary-Layer Meteorol. , 47, pp. 349-377, 1989.
- 14) 井上栄一：穂波の研究 1. 穂波の機構と特性, 農業気象第11巻第1号, pp. 18-22, 1966.
- 15) Maitani, T. : Wave-like fluctuations observed in the stable surface layer over a plant canopy, Boundary-Layer Meteorol. , 29, pp. 273-283, 1989.
- 16) 原蘭芳信・村上智美・及川武久：気流変化と水稲およびアカマツ群落との相互作用 1. 植物群落構造の差異がフラックスや群落抵抗係数に及ぼす影響, 筑波大学水理実験センター報告 No. 14, pp. 1-14, 1990.
- 17) 森暢典・神田学・日野幹雄：大気-植生系の交換メカニズムに関する実測による検討-運動量輸送・物質交換, 第47回土木学会学術講演会概要集, pp. 682-683, 1992.
- 18) 池田駿介・太田賢一・長谷川洋：側岸部植生境界の周期渦の発生機構, 土木学会論文集 No. 443, pp. 47-54, 1992.
- 19) 池田駿介・太田賢一・前原一成：模擬沈水性植生内外の流れ及び穂波現象に関する実験的研究, 土木学会論文集, 1992 (投稿中)
- 20) Moin, P. and Kim, J. : Numerical investigation of turbulent channel flow, J. Fluid Mech. , 118, pp. 341-377, 1982.
- 21) Deardorff, J. W. : A numerical study of three dimensional

- turbulent channel flow at large Reynolds numbers, *J. Fluid. Mech.*, 41, pp.453-480, 1970.
- 22) Raupach, M. R. and Shaw, R. H. : Averaging procedure for flow within vegetation canopies, *Boundary-Layer Meteorol.*, 22, pp.79-90, 1982.
- 23) Amiro, B. D. and Davis, P. A. : Statistics of atmospheric turbulence within natural black spruce forest canopy, *Boundary-Layer Meteorol.*, 44, pp.267-283, 1988.
- 24) Baldocchi, D. D. and Meyers, T. P. : A spectral and lag-correlation analysis of turbulence in a deciduous forest canopy, *Boundary-Layer Meteorol.*, 45, pp.31-58, 1988.
- 25) Seginer, I., Mulhearn, P. J., Braley, E. F. and Finnigan, J. J. : Turbulent flow in a model plant canopy, *Boundary-Layer Meteorol.*, 10, pp.423-453, 1976.
- 26) Raupach, M. R., Coppin, P. A. and Legg, B. J. : Experiments on scalar dispersion within and a model plant canopy
1. The turbulent structure, *Boundary-Layer Meteorol.*, 35, pp.21-52, 1986.
- 27) 堀内潔 : 乱流のラージエディシミュレーションについて, *天気*, 38, pp.683-697, 1991.
- 28) Ho, C. M. and Huerre, P. : Perturbed free shear layers, *Ann. Rev. of Fluid Mech.*, pp.365-424, 1984.
- 29) Brown, G. L. and Roshko, A. : On density effects and large structures in turbulent mixing layer, *J. Fluid Mech.*, 64, pp.775-816, 1976.
- 30) Hussain, A. K. M. : Coherent structures and turbulence, *J. Fluid Mech.*, 173, pp.303-356, 1986.
- 31) Bergstrom, H. and Hogstrom, U. : Turbulent exchange above a pine forest 2. Organized structures, *Boundary-Layer Meteorol.*, 49, pp.231-263, 1989.

(1992. 8. 6 受付)

LARGE EDDY SIMULATION OF ORGANIZED STRUCTURE AND MOMENTUM TRANSFER WITHIN AND ABOVE A PLANT CANOPY

Manabu KANDA, Satoshi INAGAKI and Mikio HINO

The organized structures of turbulent flow at the air-plant interface have been investigated numerically using a newly derived Large Eddy Simulation formulation. The effect of leaf drag is expressed by a term added to the Navier-Stokes equation averaged over grid-scale. The effect of wake production and dissipation due to leaves are included in Sub Grid Scale turbulence energy equation.

The three dimensional organized structures composed of spanwise vortices (rolls) and streamwise vortices (ribs) have been simulated. These eddy structure can also account for some statistical features of turbulence within and above plant canopies observed in field.