

湿原保全を目的とした植生による 水流の制御に関する研究

中矢哲郎*

目次

I 緒言	91	5 まとめ	121
1 研究の背景	91	IV 極めて柔軟な沈水植物の揺動と流れの相互作用	122
2 植生周辺の流れに関する既往の研究	91	1 概説	122
3 研究の目的と論文の構成	92	2 柔軟な沈水植生の運動と植生層上の乱流構造に関する実験	123
4 対象とする湿原	93	3 高次の振動モードを考慮した柔軟な沈水植生の振動解析	127
II 抽水植物の密生度が運動量輸送に与える影響	94	4 まとめ	134
1 概説	94	V 今後の展開	134
2 運動量輸送に及ぼす抽水植物の繁茂密度	95	1 植生による微細土砂捕捉技術の検討	134
3 散在した抽水植物群を有する流れ及び運動量輸送	106	2 流入土砂の物性調査	134
4 まとめ	110	3 土砂捕捉実験	135
III 水没した水辺植物がある流れの構造	110	4 まとめ	137
1 概説	110	VI 結言	137
2 水理模型実験の方法	111	参考文献	138
3 水没した植物群を考慮した平面二次元乱流計算モデルの開発	112	Summary	141
4 実験結果, 計算結果からの考察	116		

I 緒言

1 研究の背景

尾瀬や釧路湿原に代表される湿原は多様な動植物の生息の場であるだけでなく、池塘や水路などの水空間と、水辺に生える葦やスゲなどの植物が独特の美しい自然景観を構成している。また葦は紙の原料や屋根の材料になるなど、四季を通じて人と湿原は共存してきた歴史がある。近年はその美しく、多様な生物を有する湿原を一目見ようと、レジャーとして訪れる人々も増加してきている。

このように湿原は多くの機能的役割を有するが、食料増産の必要性により農地として開発されるか、周辺環境の変化によりその多くは姿を消してきた。特に低平地に存在し居住地に隣接している低層湿原は、開発の対象となりやすく、周辺環境の影響を受けやすいため急速に減少している状況にある。

この周辺環境の変化による湿原の減少要因の一つとして湿原への微細な土砂の流入が挙げられる。過剰な微細土砂の流入は開水面積を減少させ湿原を乾燥化させてしまうため、保全対策が早急に必要である。そこで湿原周

辺に豊富に存在する植生を用いて土砂制御を行うことが望まれる。周辺から湿原にいたる水路内の植生は土砂を捕捉する効果を有することから、この効果を定量的に明らかにすることができれば、湿原への土砂流入制御技術としての適用が可能になる。また植生は自然素材であるため、湿原を周辺環境や生態系と共存した形の状態に回復させていくことも期待できる。しかし、微細な土砂の挙動は、流れの複雑な「流れ」の影響を受けるため、まず植生周辺の流れの特性を精度良く評価することが重要である。

水生植物の生育形は沈水、抽水、陸生などに分けられ、各生育形において形態や生態、生育環境を異にしている。しかしながら、この生育形を考慮し植生周辺の流水抵抗、運動量、土砂の物質輸送特性を整理した研究はまだない。多くは、現象の細部の把握であり、モデル化も限られたケースでしか適用されていない現状にあり定量的な把握はほとんどなされていない。よって現在植生を利用した土砂流入制御技術の確立に向けての基礎研究が必要な状況にある。

2 植生周辺の流れに関する既往の研究

土砂堆積に影響を及ぼすと考えられる流れの特性としては、①流速減少の効果と、②大規模渦による運動量輸送効果の2つが主に考えられる。

①は植生は流れに対し抵抗としてはたらくことで、流

*施設資源部水利施設機能研究室

平成19年1月11日受理

キーワード：植生、乱流、数値計算、水平渦、土砂堆積、湿原

速を減少させ土砂の沈降を促進させる効果である。植生水理学の研究は植生の通水阻害の程度を評価することを目的としたところから始まっているため、抵抗の増加に伴う流速の変化に関する研究は古くから取り組まれてきた課題である。主に、水生植物の生育形や繁茂状態を Manning の粗度係数や相当粗度として一括して扱うか (Chow (1959), Harry (1967)), 半理論解析により密度、植物の柔軟性を係数として導入した対数型の抵抗則を算出する (Kowen et.al (1969), Kowen and Unny (1973)) という経験的な扱いがなされてきている。

我が国においては植生を有する流れの流速分布や乱れ特性などの詳細な構造を把握する取り組みがなされてきた。生態学の視点を水理学に導入した生態水理学を提唱した Hino (1977) の水草の揺動と乱れなどの流れ構造の研究に始まり、室田ら (1983,1984,1985), 石川, 田中 (1987) によって植生の揺動や乱れを考慮した抵抗則が提案されている。

このような植生と流れ構造の関係の詳細についての研究を通じて、水路側岸の植生と非植生部の境界で大規模な水平渦が発生することが明らかにされ (例えば藤田・福岡 (1991), 福岡・藤田 (1989)), 抵抗特性や物質・運動量交換に大きな影響を及ぼすことが指摘された。また複断面水路における大規模渦は、主流部から高水敷にかけて微細な土砂を輸送するということが示された (Townsend (1986))。これが②の効果である。この大規模渦を水理学の分野で初めて発見したのは Sellin (1964) であり、複断面水路の低水路と高水路の境界に発生し、複断面水路の合成粗度係数に影響を与えることを示している。この大規模渦の発生要因は流速分布の変曲点不安定によることが複断面水路において不安定解析により理論的に示されている (Tamai et al. (1986))。そして池田ら (1992) は植生周辺に生ずる大規模渦も流速分布の変曲点不安定によることを理論的に明らかにしている。

流水抵抗による水面形計算を目的とした一次元水理解析の範囲内では実用的な計算法が提案されているが (福岡・藤田 (1990)), この大規模渦による土砂などの物質の輸送、捕捉効果を、定量的に把握した研究は少ない。土砂捕捉工法への適用の考案は本橋ら (1994) によりなされているがその他に検討例はほとんどない。また、流速減少の効果や大規模渦による運動量輸送の効果に、水生植物の沈水型、抽水型、浮葉型、浮遊型の生育形の影響を系統的に考慮した研究は極めて少ない現状にある。

そこで生育形と流れの関係に関して、①抽水植物、②水没した水辺植物、③沈水植物、を選定し既往の研究について記す。ここで浮葉型の水生植物は生育環境としては湖沼や池などの流れがほとんどない水域に生息しているため、浮遊する土砂の輸送や流れに対する影響はほとんどないと考えられる。また、浮遊植物も同じように、止水域に多く存在しているため研究の対象からは除外することにした。

①の抽水植物については透過係数や抗力係数を用いることで、平均流や水面形の計算には十分な精度を有する計算法が提案されている。しかし、実際の植生を考える場合に重要となる密生度や、繁茂形態を系統的に変化させた時の流れの特性に関しては十分に整理されていない。密生度は植生と流れの関係を考える上で基本的なパラメータであるにもかかわらず、検討されてこなかった課題である。

②の洪水などで水没した水辺植物を側岸に有する流れは、平面二次元構造に加え、鉛直断面において植生層内外の混合が活発になる。また、横断面内では二次流が生じ、流速分布や乱れ構造に影響を与えることが報告されている (瀬津ら (1987))。これらの現象を簡易に表現できる解析手法はまだ提案されておらず、多くは経験的に与えられており、水理学的根拠には乏しい現状にある。この混合現象は付加的抵抗や運動量・物質の拡散に大きな影響を与えるため物質輸送の評価には不可欠である。

③の沈水植物は平水時においても完全に水没し、流れに対し揺動運動を行うことが特徴である。この植生の揺らぎと流れ構造、乱れ構造との関係、植物と流体間での物質輸送特性は、環境や生態系を考える上で重要な点であるが、これまでに取り組まれた研究は少ない。剛性を有する沈水植生に関しては池田 (1995) による実験的な取り組みがある。しかし、農業用水路に見られる水草のような剛性がほとんどない沈水植物の運動と流れの相互作用に関する基礎的研究や、沈水植物周辺での大規模渦の発生状況や運動量輸送効果に関する研究は少ない状況にある。

3 研究の目的と論文の構成

a 研究の目的

現在低平地に存在する低層湿原において問題となっている微細な土砂の流入を、従来の設計基準にあるかんがい用沈砂池を用いて制御するとすればかなりの敷地を要し、建造に伴う環境への負荷も予想される。しかし、植生を用いた流れ制御方式であれば、現行の水路に設置するだけでシルト質の土砂も捕捉できる可能性がある。また、植生周辺には多様な生物が生息することが期待される。

これらの効果を定量的に把握するには、微細な土砂の輸送現象を支配している植生周辺の乱れや移流などの流れの特性を把握することが不可欠である。しかし、水生植物の生育形を考慮して定量的に流れの特性を把握した研究は現在のところほとんどない状況にある。

よって本研究では、生育形を考慮した植生がある流れの構造を水理模型実験により解明するとともに、簡便な方法で流れを予測できる手法を開発し、その成果を植生を用いた湿原への土砂流入制御技術に応用することを目的とする。

b 本論文の構成

本研究の特徴は植生の有する土砂捕捉効果のうち、流

速減少による沈降の効果だけでなく、植生周辺に生ずる物質、運動量の輸送過程を水理模型実験と近年発達した数値シミュレーションを用いて定量的に把握するところにある。運動量の輸送とは水路内の平均流による水粒子の輸送と渦などの乱れによる輸送を示す。ここでいう乱れは大規模で組織的な渦構造を持っており、この渦により濁質や微細な粒子の輸送が活発になされる。この大規模乱流による運動量輸送の効果を定量的にしかも生育形を考慮して整理している研究はまだない。

よって本研究では、これまで水工学の分野で培われてきた、大規模渦による運動量輸送を直接再現できる乱流解析手法、レーザーを用いた非接触型の乱れ分析手法、可視化手法等を使用し、水生植物の生育形を考慮した流況や植生の運動について定量的に把握することを試みた。そして定性的な現象の把握や限られたケースの解析から一歩進んで、現地への適用に応用することを狙いとしました。

本論文は全6章で構成されており、各章の概要は以下の通りである。

第I章では水生植物の生育形と流れに関する既往の研究について述べ、現在までの研究の問題点と本研究の目的及び研究の構成について記述している。

第II章では水生植物のうち抽水型植物に着目し、繁茂密度と運動量輸送との関係について水理模型実験と数値計算により検討した。水理模型実験では開水路側岸部に存在する抽水植物を木製杭群で模擬し、横断方向の運動量輸送を最大にする繁茂密度の存在を検討した。数値計算では乱流モデルにより現象の再現性を検討し、実際の植生の密度と大規模渦による運動量輸送との関係を比較しながら考察を行った。また、植生群を散在化させた場合の運動量輸送と植生群の配置間隔の関係を水理模型実験、数値計算より算定した。

第III章では、洪水時などの水位上昇時に水辺植物が水没した場合の流れ構造、運動量輸送の状況を水理模型実験で把握した。また、水没している水生植物群周辺の組織渦による流動現象について、流れの鉛直構造を考慮した簡易で再現性の高い計算手法を新たに開発した。

第IV章では、水生植物のうち沈水性植物に着目し、植物の揺動や変形などの運動と流れの相互作用のメカニズムについて水理模型実験と数値計算より検討した。水理模型実験では剛性のほとんどない沈水植物を毛糸で模擬し揺動と変形の特性と流れとの関係について検討を行った。

第V章では、今後の展開について検討を行っている。第II章から第IV章までで実証した土砂捕捉に影響を及ぼす流れの効果を実際の土砂堆積捕捉工法に適用する試みの第一歩として土砂堆積試験を実施した結果を示し、今後の課題を抽出した。

第VI章では第II～第V章で得られた結果を総括し本論文の結論を記述している。

4 対象とする湿原

本研究においては低平地に存在する低層湿原を土砂流入制御技術を適用する対象とした。低層湿原はヨシやマコモなどが密生し、多くの小動物のすみかとなっており貴重な環境を形成している。多くは平地の沼沢地に発達しているため埋め立てにより姿を消しており、川の水辺に発達した低層湿原も河川改修により減少している。残された低層湿原も開発や土地利用の変化に伴う微細な土砂の流入の影響を強く受けていることが予想される。よって以下に現地の低層湿原の減少状況と微細土砂の流入状況の概要の調査を行った。

調査地には土砂の流入と植生の遷移の進行により陸地化・乾燥化が進んでいる菅生沼を選定した。菅生沼はFig.1-1に示すように茨城県の南西部に位置し、南北に細長い沼である。北側が上流部、南側が下流部である。ヨシ・マコモなどの低層湿原を特徴づける植物群落が発達しており、鳥類の越冬地としても有名で1975年には茨城県自然環境保全地域に指定されている。

Photo1-1には湿原下流部の沼内部の状況を示す。沼内にはヘドロを呈する微細な土砂が沼全体に堆積していることがわかった。上流部の沼内部においても上沼と同様に微細な土砂が堆積していた。

菅生沼における1947年から1995年の開水面積の推移を国土地理院発行の航空写真からGISを利用し調査を行った。調査結果をFig.1-1に示す。1947年の開水面積を基準とした場合の1995年における残存面積の割合は、沼全体では27.5%になっており、72.5%の開水面積が消失したことが明らかになった。

菅生沼上流部の底泥を採取し物理性を調査したところ、シルト分を多く含んだ微細な土砂が堆積していることがわかった。

これらの結果より微細な土砂の流入、堆積は湿原の減少要因として主要なものであり、制御技術の開発が急務であることが明らかになった。



Photo 1-1 菅生沼下流部, 2000.4.16
Downstream area in Sugao swamp, Apr. 16, 2000

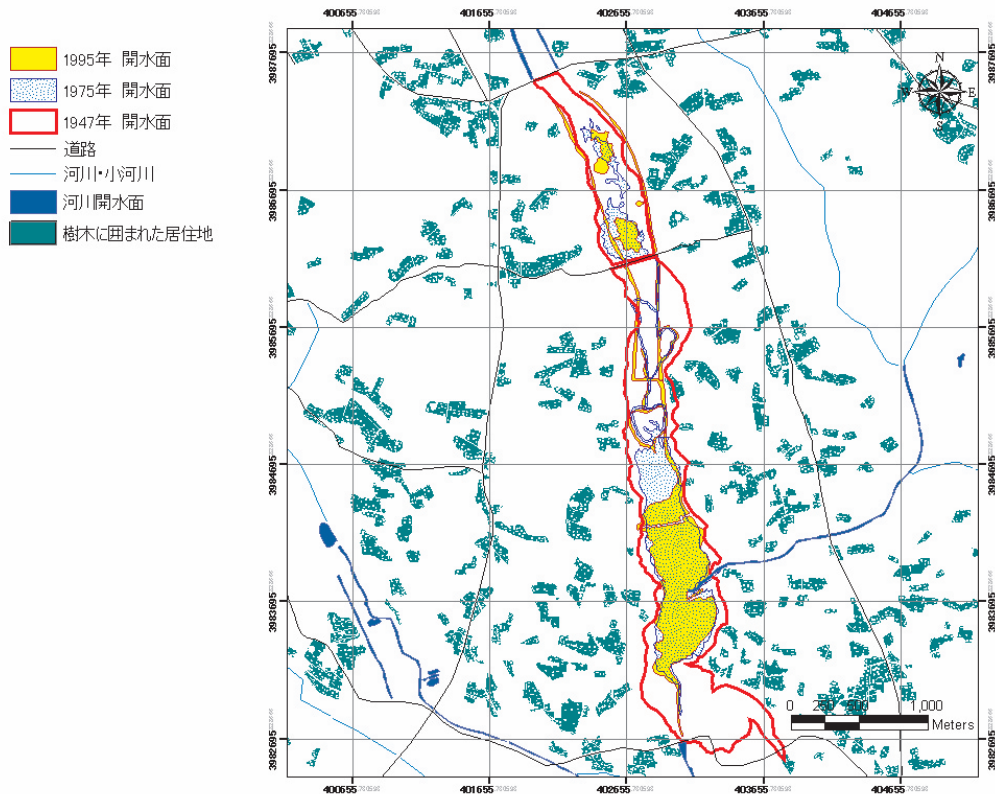


Fig.1-1 菅生沼開水面積の変化
Change of the open water area in Sugao swamp

II 抽水植物の密生度が運動量輸送に与える影響

1 概説

抽水植物は植物体の一部が水面を突き抜けて空気中に出て生える水生植物を指し、農業用水路に見られるヨシやマコモ (Photo 2-1), ガマなどが代表的なものである。湿地帯のクリークにも普通に存在する (Photo 2-2)。これらの側岸に存在する抽水植物の有する土砂捕捉効果が注目されている。抽水植物が存在する流れにおける土砂堆積を促進する効果の概要を Fig.2-1 に示す。この効果は、①流速の減少による土砂の沈降の効果と、②植生と非植生域の境界で生じる大規模渦による土砂輸送の効果の2つである。流速の減少の効果に関しては、ヨシなどの直立型の植生は一本の棒が密生していると考えて、抗力係数を用いて抵抗力を算出することができる。葉や根などが密生している場合は透過性を有する抵抗体と考えて透過係数を用いて抵抗力を算出することができる。このように抵抗特性に関してはほぼ十分な精度で予測することができる段階にある。しかし、②の大規模渦による土砂の輸送に関しては十分な定量的な知見は得られていない。

これまでに、この大規模渦に関する研究は発生要因に関する理論的検討や数値計算上における現象の再現 (例えば池田ら (1992a, 1992b, 1996, 2000a, 2000b), 福岡ら (1994), 木村・細田 (1993)) に焦点が当てられてきた。



Photo 2-1 抽水植物を有する開水路 (農業用水路)
Open channel with bank-side emergent plants
(in agricultural drainage canal)



Photo 2-2 抽水植物を有する開水路 (湿地帯)
Open channel with bank-side emergent plants (in wetland)

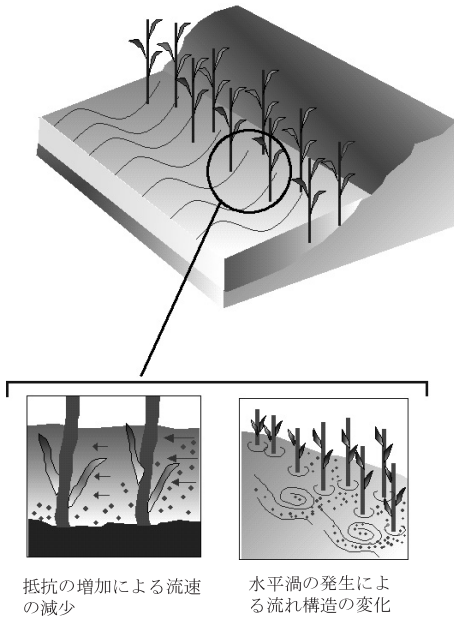


Fig.2-1 抽水植物がある流れの構造の概要

Flow characteristic of channel where emergent plant has grown

しかし、抽水植物繁茂に関する重要な因子である密生度をパラメータとした時の大規模渦による運動量輸送の変化を定量的に把握した研究はほとんどない。また、大規模渦による運動量輸送を最も活発にする植生密度は存在するのか、という問題は流体力学の知見からも興味深い問題である。

本章では、植生の密度や散在の程度などの密生度と大規模渦による運動量輸送の関係を水理模型実験、数値解析から明らかにすることを目的とした。

第Ⅱ-2節では、植生を現地に植栽する場合、流れを規定する重要なパラメータの一つである植生の密度（以下に植生密度と称す）を系統的に変化させた場合の運動量輸送の変化を水理模型実験と数値計算により把握した。この植生密度を系統的に変化させた水理模型実験はこれまでに十分に行われておらず、植生密度と流れや運動量輸送との関係は明らかにされていない。わずかに池田（1992）によりなされているが理論的検討の枠内であり、実験的な検討はなされていない。この関係が明らかになればヨシの密生度として知られている100～200本/m²が運動量輸送に及ぼす影響も明らかになることが期待できる。数値計算においては平面二次元流れの乱流モデルであるSDS&2DHモデルについて、その概要を解説し、差分法を用いた数値解析法を解説した。

第Ⅱ-3節では、水路側岸の抽水植生群を流下方向に一様でなく、適当な間隔で散在させた場合の植生群の配置間隔と運動量輸送の関係を水理模型実験と数値計算より把握することを目的とした。河川工法で見られる水制は側岸浸食の防止工法として使用されているが、水制間の止水域には多様な生物が存在することが知られている。この流れはワンドとも呼ばれており、豊かな生態系

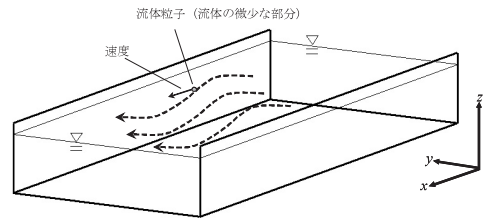


Fig.2-2 開水路流れにおける座標の定義

Defintion of the coordinate in tha open channel flow

を形成していることが知られている。よって、植生群の配置を散在化させることで植生群間にワンドに似た流れを作り出すことができれば生態系にとって有益である。しかし、植生群を水制的に使用したときの流れ、運動量輸送の変化の系統的な研究はほとんどなされていない。

ここで本研究で対象とする「流れの場」についてその意味する内容を述べる。流体の変形を伴う運動が「流れ」である。本研究で扱う開水路の流れにおける座標の定義を Fig.2-2 に示す。流れの中の流体粒子はそれぞれ決まった速度ベクトルを持っており、x方向の流速成分 u 、y方向の流速成分 v 、z方向の流速成分 w から成り立っている。この空間的に拡がりのある速度ベクトルの場が流れの場である。よって本論文では植生を有する開水路において、鉛直方向や横断方向の渦による運動量輸送や移流など空間的な拡がりのある流れを含んだ場に対して「流れの場」という表現を用いる。または流れ場と略称することができる。

2 運動量輸送に及ぼす抽水植物の繁茂密度

a 水理模型実験の方法

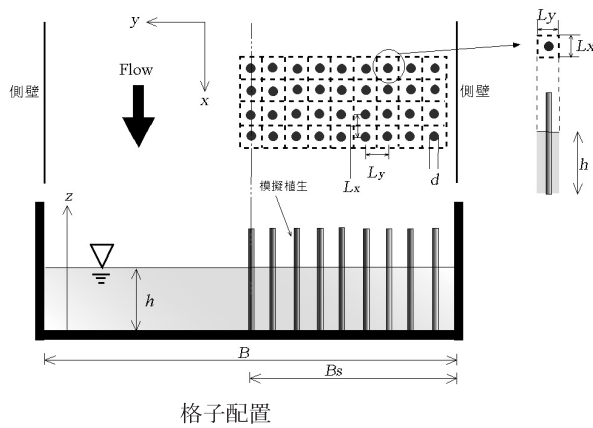
(1) モデル化の方法

本章では Photo 2-1,2-2 に示すような抽水植物群を水路側岸に有する流れの場を対象とする。この流れ場を Fig.2-3 に示すように単断面の直線水路片側半分に木製円柱を格子状又は千鳥状に設置することでモデル化した。記号の定義を Fig.2-3 に示す。ここで、流下方向には植生帯が十分長く繁茂し疑似等流が仮定できることを想定する。このように剛体の円柱で植生を模擬することはかならずしも植生の性質をすべて模擬することができないことはいうまでもない。しかし、流れの基本的特性を実験的、解析的に把握するため多くの研究で同様の模擬が行われている。例えば、David and Billy (1978)、瀬津ら (1998) による模型実験、池田ら (1996) や清水ら (1992) による二次元解析が代表的なものである。

(1)-(a) 植生密度の定義

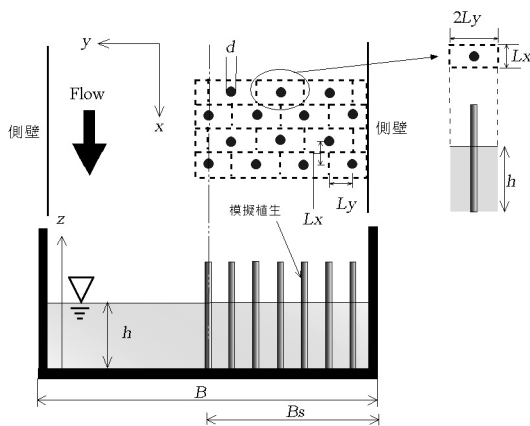
植生を剛体の円柱で模擬する場合、植生に働く抵抗力 F は円柱が一本の場合には次式で表現できる (池田 (1999))。

$$F = C_d \frac{U^2}{2} A \tag{2.1}$$



格子配置

$$\begin{aligned} \text{植生密度 } (\lambda) &= \frac{(\text{流下方向への抵抗体の投影面積})}{(\text{抵抗体が占める空間の体積})} \\ &= \frac{dh}{L_x L_y h} = \frac{d}{L_x L_y} \end{aligned}$$



千鳥配置

$$\begin{aligned} \text{植生密度 } (\lambda) &= \frac{(\text{流下方向への抵抗体の投影面積})}{(\text{抵抗体が占める空間の体積})} \\ &= \frac{dh}{2L_x L_y h} = \frac{d}{2L_x L_y} \end{aligned}$$

Fig.2-3 実験水路における記号の定義と植生密度の定義

Schematic view of an experimental flume and definition of parameters

ここで、 C_d : 抗力係数、 U : 水深方向に平均した流れ方向の流速、 A : 植生一本の流下方向への投影面積である。植生が一本ではなく、群体として等間隔の格子状に配置すると仮定する。このとき Fig.2-3 に示すように、一本の植生が占める空間の体積は等間隔に区切られた領域内の四角柱の体積は $L_x L_y h$ で表すことができる。この体積あたりの流体に作用する抗力 F_d は次式で表せる(木ノ瀬ら, 1998)。

$$F_d = \frac{C_d \frac{U^2}{2} d \cdot h}{L_x L_y h} = \rho C_d \frac{U^2}{2} \lambda \quad (2.2)$$

(2.2) 式中の $\lambda = dh/L_x L_y h = d/L_x L_y$ が植生密度を表すパラメータで、(流下方向への抵抗体の投影面積) / (抵抗体が占める空間の体積) と定義される。千鳥配置の場合は Fig.2-3 に示すように一本の植生が占める空間の体積を

等間隔に区切ると四角柱の体積は $2L_x L_y h$ となる。これを式 (2.2) に代入すると $\lambda = d/2L_x L_y$ となる。

(2) 計測方法

(2)-a 流れの計測手法

乱れ、流れの計測には東京工業大学の長さ 15m, 幅 40cm の循環式可変勾配水路を用いた。この水路は高精度な乱流分析が行えるように各種の工夫が凝らされている。水路上流側水槽にはディフューザー(整流装置)が取り付けられ流れが一様に水槽内に流入するように設計されている。又、不規則な水面変動を消し去るために上流側水槽中程に上から仕切り板が取り付けられている。これらの装置により流れはスムーズに水路へ流入するように設計されている。Photo 2-3 に東京工業大学所有の水路を示す。

水路の片側半分に木製円柱を千鳥状に設置した流下方向には植生帯が十長く繁茂し疑似等流が仮定できることを想定し上流端付近から 10m にわたり設置した。設置した状況を Photo 2-3 に示す。この水路において LDV (laser Doppler velocimetry) を用いた高精度な乱流計測を行った。LDV はレーザー光を利用し、非接触で流れを乱すことなく任意の点における瞬間的な流れを測定する装置である。

測定はまず流量、下流堰高を調整し、設定した等流水深になるようにし、流れが平衡に達したと判断される植生群先端部から 7m 付近の断面で横断方向に 1cm 間隔で 6 割水深点の流速計測を行った。流速の測定には東京工業大学、水工学実験室所有の 2 成分アルゴン・レーザー流速計 (TSI 社製) を用いた。プローブの設置状況を示す Photo 2-4 に示す。レーザー光を水路上方より通過させるため水面変動の影響を受けないように、3mm 厚のアクリル板を表面張力で水に接するように設置した。壁面付近の流況はピトー管またはプロペラ流速計により測定した。大規模渦の通過に伴う水面変動の測定には容量式波高計を用いた。

(2)-b 流れの可視化手法

流れの概要を把握するために、流れの可視化試験を

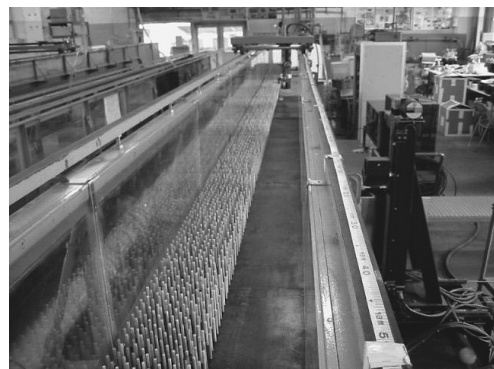


Photo 2-3 実験水路における模擬植生の設置状況 (東京工業大学)
Simulated vegetation in experimental flume
(in Tokyo Institute of Technology)

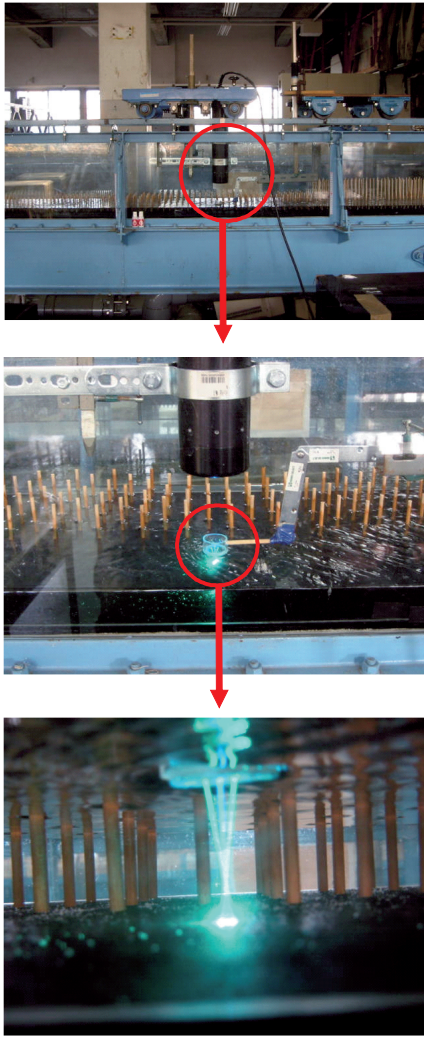


Photo 2-4 LDV (laser Doppler velocimetry) の設置状況と計測における水面での処理
 (水面変動の影響を受けないようにアクリル板を設置)
 Situation of installation for LDV (laser Doppler velocimetry) and processing of the surface of the water
 (An acrylic board is set up to prevent change to the surface of the water)

行った。流れの可視化にはトレーサ粒子懸濁法を用い、トレーサにはアルミ粉を用いた。実験は幅 60cm、長さ 12m の循環式水路である農村工学研究所の循環型水路を用いた。実験水路の概要を **Photo 2-5** に示す。水路模型の諸元を **Fig.2-4** に示す。植生密度は格子状に設置した木製円柱間隔を変化させることにより調整した。植生は水路の上流端 1m 下流の地点から下流端にわたり設置した。

(3) 実験条件

実験条件を **Table 2-1** に示す。植生密度を低密度から高密度に系統的に変化させ、その他の水理条件は一定とした Case1 から Case3 を設定した。水路勾配は河床勾配として一般的な値である 1/1000 を用いた。また、可視化試験として農村工学研究所で行った Case0 を設定した。この時の植生密度は Case3 に近い値を用いており、高

密度の状態を設定している。水面変動、流速共に 100Hz で各計測点において 8192 個の時系列データを採取した。Case3 における計測装置の設定状況を **Photo 2-6** に示す。

ここで、実験により求めたいものは大規模渦による運動量輸送の効果である。この値はレイノルズ応力の算定により把握した。レイノルズ応力は植生と非植生域の境界面における乱れと移流による運動量交換を示す水理量であり、物質輸送効果を把握する上で重要なものである。



Photo 2-5 流れの可視化に用いた実験水路（農村工学研究所内）
 Experimental flume used for flow visualization
 (in National Institute of Rural Engineering)

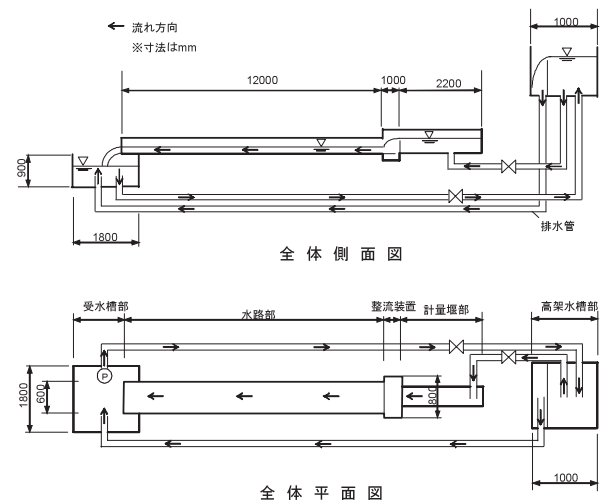


Fig.2-4 水理模型の概要（農村工学研究所内）
 Schematic diagram of an experimental flume
 (in National Institute of Rural Engineering)

Table 2-1 実験条件

Experimental conditions

Case	Channel slope	Main channel width B (m)	Uniform flow depth h (m)	Vegetation zone width B _v (m)	Interval of vegetation L _x L _y (m)	Vegetation diameter d (m)	Vegetation density λ (m ⁻³)
Case0	0.001	0.58	0.08	0.29	0.025	0.008	12.8
Case1	0.001	0.39	0.04	0.2	0.06	0.005	0.69
Case2	0.001	0.39	0.04	0.2	0.03	0.005	2.78
Case3	0.001	0.39	0.04	0.2	0.015	0.005	11.11

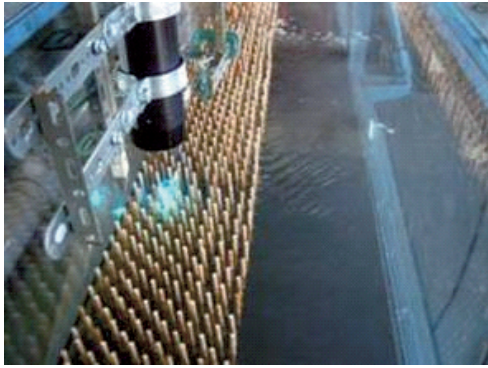


Photo 2-6 ケース3における計測装置の設定
Measurement set-up in case3

b 平面二次元乱流解析の方法

(1) 解析の概要

植生を有する流れは、流れと植生の繁茂密度、繁茂形態、植生の揺動が相互に関係しており、現象そのものはかなり複雑で強非線形な現象であり理論解を得ることは現在のところ不可能である。しかし、近年の乱流理論の進展やCFD (Computational Fluid Dynamics) 技術の発展によりこのような複雑な流れを再現することが可能になってきている。三次元的な乱れを含む全ての乱流を再現することは計算時間の制約上現実的ではないが、乱流モデルを導入することで、効率的な計算が可能になる。乱流モデルとは運動量保存方程式、流体の連続式、乱流輸送方程式を適当な方法で離散化しコンピューターを用いて物理量を算定する方法である。RANS (Reynolds-averaged numerical simulation) は基礎式であるレイノルズ方程式を閉じるために、渦動粘性係数を関数として与える0方程式モデル、乱れエネルギー k の輸送方程式を用いる1方程式モデル、商用コードとして幅広く使われている $k-\epsilon$ モデルを代表とする2方程式モデルなどを用いる計算手法である。乱れの瞬間構造を再現可能なモデルとしてはLES (Large-eddy-simulation) が代表的である。これらの乱流モデルは用途に応じて使い分けするのが普通である。本研究で重要なのは植生と流体間で生ずる運動量輸送現象であり、それを支配するのは植生域と非植生域の境界で生ずる大規模水平渦である。よって、この大規模渦を計算機上で精度良く再現するモデルを選択することが重要である。

大規模渦を再現可能な浅水流の乱流モデルは様々なモデルが提案されているが (例えば木村 (1993), 福岡 (1994)), 灘岡・八木ら (1993) により開発された SDS&2DH モデル (subdepth-scale & 2-D horizontal) が最も簡便かつ理論的に整合性を持ったモデルである。SDS & 2DH モデルの概要を簡単に記すと、Fig.2-5 に示すように平面二次元的な流れが支配的である大規模水平渦の成分を二次元浅水流解析から直接計算し、三次元的な水深スケール以下の乱れ (以下 SDS 乱れと呼ぶ) は乱流理論を基にしたモデリングにより扱うものである。この

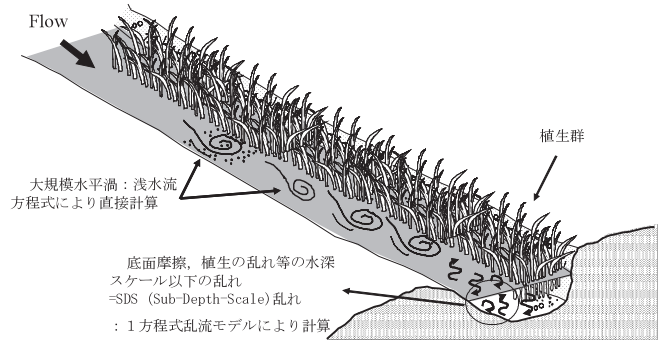


Fig.2-5 計算モデルの概要
Outline of the calculation model

モデルの利点として、(1) これまでの平面渦の解析に多く用いられてきた経験的0方程式モデルと比較すると乱流構造がシンプルにかつ合理的に説明できる、(2) 乱れの生産項を発生要因毎にモデル化するため改良が比較的容易である、(3) 平面二次元モデルの枠内で計算するため実用的である、などが挙げられる。

(2) 大規模渦運動の基礎方程式

大規模水平渦による乱れの解析にはレイノルズ方程式を水深方向に積分し平均した浅水長波方程式を用いた。SDS & 2DH モデルについての基礎方程式系等は、灘岡, 八木 (1993a,b), 池田ら (1996,2000) により既に発表されたものだが、本論の論旨展開の都合上再記する。

連続の式:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial (vh)}{\partial y} = 0 \quad (2.3)$$

運動量の保存式 (x 成分):

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = & -g \frac{\partial h}{\partial x} + g i_x + \frac{\partial}{\partial x} \left(2v_t \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} k \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left[v_t \left(\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial y} \right) \right] - f_x \end{aligned} \quad (2.4)$$

運動量の保存式 (y 成分):

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = & -g \frac{\partial h}{\partial y} + g i_y + \frac{\partial}{\partial x} \left[v_t \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left(2v_t \frac{\partial V}{\partial y} - \frac{2}{3} k \right) - f_y \end{aligned} \quad (2.5)$$

ここで、 x, y はそれぞれ流下方向、横断方向の座標、 t は時間、 h は水深、 u, v はそれぞれ水深平均流速の x, y 方向成分、 i_x, i_y は底面勾配の x, y 方向成分、 v_t は渦動粘性係数、 k は SDS 乱れエネルギー、 f_x, f_y は植生と底面摩擦の抵抗項であり以下の式で示される。

$$f_x = \left(\frac{C_f}{h} + \frac{\lambda C_d}{2} \right) u \sqrt{u^2 + v^2}$$

$$f_y = \left(\frac{C_f}{h} + \frac{\lambda C_d}{2} \right) v \sqrt{u^2 + v^2}$$
(2.6)

ここで、 λ は植生密度、 C_d は抗力係数、 $C_f (=gn^2/h^{1/3})$ は底面抵抗係数を示す。 n はマンニングの粗度係数を示す。

(3) SDS 乱れのモデル化

SDS 乱れのモデリングには k の輸送方程式を解く 1 方程式モデルが用いられる。

乱れエネルギー k の輸送方程式：

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u \frac{\partial k}{\partial x} + v \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v_t}{\sigma} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{v_t}{\sigma} \frac{\partial k}{\partial y} \right) + P_{kh} + P_{kv} + P_{kd} - \varepsilon$$
(2.7)

ここで P_{kh} , P_{kd} , P_{kv} は水平せん断乱れエネルギー生産項、植生の抗力による乱れエネルギー、底面摩擦による乱れエネルギー生産項であり以下のように表す。

$$P_{kh} = v_t \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right]$$

$$P_{kv} + P_{kd} = \left[\left(C_{f1} + \frac{C_d \lambda k}{2} \right) (u^2 + v^2)^{1.5} \right] / l$$
(2.8)

ε , v_t はそれぞれ乱れエネルギー消散率、渦動粘性係数で下記のように表した。

$$\varepsilon = C_u^{3/4} k^{3/2} / l$$
(2.9)

$$v_t = C_u \cdot \frac{k^2}{\varepsilon}$$
(2.10)

ここで、(2.7) 式の σ , (2.9), (2.10) 式の C_u はモデル定数でそれぞれ 1.0, 0.09 程度である。(2.9) 式において、 $l = \alpha h$ (池田ら; 1996, 2000) である。 α は 0.1 程度とした。

乱れエネルギー k の初期近似値には 楠津・中川 (1987) による実験式を水深方向に積分して得られる次式を用いた。

$$k = 2.07 u_*^2$$
(2.11)

ここで、摩擦速度 u_* は下記のように表した (池田ら (2000a))。

$$u_* = \sqrt{g I_e h}$$

$$= \sqrt{C_f \cdot (u^2 + v^2)}$$
(2.12)

ここで I_e はエネルギー勾配を示す。

(4) 数値解析手法

(4)-a 差分格子の特徴

数値解析手法としては差分法を用いる。解析に用いた差分格子と変数の位置を Fig.2-6 に示す。格子は水位計算点と流速計算点を 1/2 メッシュ分だけずらすスタッガード格子を用いている。

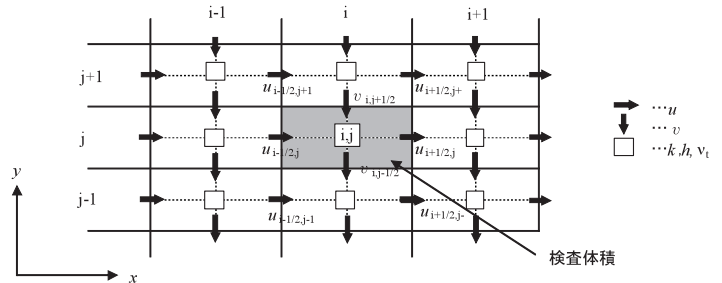


Fig.2-6 u, v , 水深 h , 乱れエネルギー k , 渦動粘性係数 v_t の差分表示

Mesh scheme for calculation of u, v , water depth: h , eddy viscosity: v_t and kinetic energy: k

(4)-b ADI 法

差分法のスキームとしては、ADI 法 (Alternating Direction Implicit Method) を採用した。計算コードは金子ら (1975), 村上ら (1985) の潮流計算、高潮計算モデルに用いられたアルゴリズムを参考に、植生流れのモデルに作り替えたものを用いた。

ADI 法は二次元の偏微分方程式差分近似解法の一つであり、時間ステップに対する制約が少なく安定性が高いことから潮流計算や高潮計算等の平面二次元解析によく用いられている。この方法の特徴は、逐次時間積分する際の時間間隔 (タイムステップ) Δt を 2 つに分けて、前半のタイムステップでは、原則的に x 方向の成分を陰形式で表し、 y 方向の成分を陽形式で表す。また後半のタイムステップでは、逆に y 方向の成分を陰形式で表し、 x 方向の成分を陽形式で表して計算を実行する。

このように ADI 法では計算領域内の格子点で x 方向と y 方向とを交互に巡回して計算を行うことから「Alternating Direction Implicit Method」と呼ばれる。

(5) 境界条件、実験条件の設定

計算上では、初期条件から乱れが発達してきて、平衡状態に達するが、乱流計算を正確に行うためには、いかに初期状態から平衡状態にもっていくかが重要になってくる。つまり初期条件、境界条件の与え方が重要になる。ここでは以下のような方法を用いて平衡状態を設定した。

まず初期条件は水面勾配 0、つまり平らな水面の状態流速は 0 と設定する。次に下流端の水位を微小速度で下げていく。これにより、下流側で微小な水面勾配が生じ、それを駆動力として流れが生じる。微小速度で下げないと、水面波が発生しそれが水路内で往復する現象が

生じる。この作業を、設定する等流水深になるまで行い、水路が等流状態になることを確認する。流れがほぼ定常等流になったところで、上流端の流速値に乱数を用いて最大流速の10%の攪乱を加えた。この乱れの与え方には様々な方法があり、流れ場全体に攪乱を加えても良い。このとき上下流端境界には周期境界条件を与えた。水理計算では周期境界条件はあまり用いられないが、組織渦のような周期性をもつ流れの解析にはよく用いられる。具体的には下流の水理量である、流速、水深、渦動粘性係数等を上流端に境界条件として与える処理である。これにより、循環する水路を再現でき、計算領域を大幅に減らすことが可能になる。

壁面境界条件は基本的には slip (すべり境界条件) 条件を採用するが、壁面の影響が無視できない場合は側壁の摩擦を表す関数より得られる値を壁面に近い第一格子点に与えることで近似した。今回はダルシー・ワイズバッハの摩擦損失則を変形した次式を用いた。

$$\frac{1}{\sqrt{f_b}} = \frac{1}{\sqrt{8}} \frac{u}{U_*} \quad (2.13)$$

ここで、 u は水深平均主流速、 U_* は摩擦速度を示す。摩擦損失係数 f_b にはブラジウスの実験公式である $f_b = 0.3164 R_e^{-1/4}$ を用いた。

計算条件は Table 2-2 に示す。実験条件である Case1 ~ Case3 を行った後、幅広い植生密度のケースについて計算を行った。植生密度以外の水理量は全て同じに設定している。

Table 2-2 計算条件
Calculation conditions

L_x, L_y (m)	Vegetation density	Experimental case	Calculated range (m)		Grid width (m)		Time step Δt	Boundary condition
	λ (m ⁻¹) $d/(2 \cdot L_x \cdot L_y)$		x-axis direction	y-axis direction	Δx	Δy		
0.008	39.06	Case3	4	39	1.0	1.0	0.0005	周期境界
0.015	11.11		4	39	1.0	1.0	0.0005	周期境界
0.03	2.78		4	39	1.0	1.0	0.0005	周期境界
0.041	1.49	Case2	4	39	1.0	1.0	0.0005	周期境界
0.06	0.69		4	39	1.0	1.0	0.0005	周期境界
0.09	0.31		4	39	1.0	1.0	0.0005	周期境界
0.11	0.21	Case1	4	39	1.0	1.0	0.0005	周期境界
0.15	0.11		4	39	1.0	1.0	0.0005	周期境界
0.3	0.03		4	39	1.0	1.0	0.0005	周期境界

(6) 乱れエネルギー k の差分化

乱れエネルギー k の輸送方程式の差分化を Fig.2-6 にしたがって行う。水深、渦動粘性係数等と同じように、 x, y 方向流速成分の中心にセットする。

k 方程式の時間差分：

$$\begin{aligned} \frac{k_{i,j}^k - k_{i,j}^{k-2}}{\frac{1}{2} \Delta t} &= -[IRUKX + IRUKY - \frac{1}{\Delta x}(VISKX1 - VISKX2) \\ &\quad - \frac{1}{\Delta y}(VISKY1 - VISKY2 - P_{kh} - P_{kv} - P_{kd} + \varepsilon)] \\ k_{i,j}^k &= k_{i,j}^{k-2} - \frac{1}{2} \Delta t [IRUKX + IRUKY - \frac{1}{\Delta x}(VISKX1 - VISKX2) \\ &\quad - \frac{1}{\Delta y}(VISKY1 - VISKY2 - P_{kh} - P_{kv} - P_{kd} + \varepsilon)] \end{aligned} \quad (2.14)$$

k の移流項の差分：

$$\begin{aligned} IRUKX &= \frac{1}{2} \left(u_{i+1/2,j} \cdot \frac{k_{i+1,j} - k_{i,j}}{\Delta x} + u_{i-1/2,j} \cdot \frac{k_{i,j} - k_{i-1,j}}{\Delta x} \right) \\ IRUKY &= \frac{1}{2} \left(v_{i,j+1/2} \cdot \frac{k_{i,j+1} - k_{i,j}}{\Delta y} + v_{i,j-1/2} \cdot \frac{k_{i,j} - k_{i,j-1}}{\Delta y} \right) \end{aligned} \quad (2.15)$$

k の粘性項の差分：

$$\begin{aligned} VISKX &= \frac{1}{\Delta x} (VISKX1 - VISKX2) \\ &= \frac{1}{\Delta x} \left(\left[\frac{v_x}{\sigma} \frac{\partial k}{\partial x} \right]_{i+1/2,j} - \left[\frac{v_x}{\sigma} \frac{\partial k}{\partial x} \right]_{i-1/2,j} \right) \\ \left[\frac{v_x}{\sigma} \frac{\partial k}{\partial x} \right]_{i+1/2,j} &= \frac{v_x}{\sigma} \cdot \frac{k_{i+1,j} - k_{i,j}}{\Delta x} \\ \left[\frac{v_x}{\sigma} \frac{\partial k}{\partial x} \right]_{i-1/2,j} &= \frac{v_x}{\sigma} \cdot \frac{k_{i,j} - k_{i-1,j}}{\Delta x} \end{aligned} \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} VISKY &= \frac{1}{\Delta y} (VISKY1 - VISKY2) \\ &= \frac{1}{\Delta y} \left(\left[\frac{v_y}{\sigma} \frac{\partial k}{\partial y} \right]_{i,j+1/2} - \left[\frac{v_y}{\sigma} \frac{\partial k}{\partial y} \right]_{i,j-1/2} \right) \\ \left[\frac{v_y}{\sigma} \frac{\partial k}{\partial y} \right]_{i,j+1/2} &= \frac{v_y}{\sigma} \cdot \frac{k_{i,j+1} - k_{i,j}}{\Delta y} \\ \left[\frac{v_y}{\sigma} \frac{\partial k}{\partial y} \right]_{i,j-1/2} &= \frac{v_y}{\sigma} \cdot \frac{k_{i,j} - k_{i,j-1}}{\Delta y} \end{aligned} \quad (2.17)$$

水平せん断による乱れ生成項の差分：

$$\begin{aligned} P_{kh} &= v_i \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right] \\ &= v_i \left[2 \left(\frac{u_{i+1/2,j} - u_{i-1/2,j}}{\Delta x} \right)^2 + 2 \left(\frac{v_{i,j+1/2} - v_{i,j-1/2}}{\Delta y} \right)^2 + \right. \\ &\quad \left. \left\{ \frac{1}{\Delta y} \left(\frac{X2 + X4}{2} - \frac{X1 + X3}{2} \right) + \frac{1}{\Delta x} \left(\frac{Y1 + Y2}{2} - \frac{Y3 + Y4}{2} \right) \right\}^2 \right] \end{aligned} \quad (2.18)$$

ここで、

$$\begin{aligned}
 X1 &= \frac{u_{i+1/2,j} + u_{i+1/2,j-1}}{2}, X2 = \frac{u_{i+1/2,j} + u_{i+1/2,j+1}}{2}, \\
 X3 &= \frac{u_{i-1/2,j} + u_{i-1/2,j-1}}{2}, X4 = \frac{u_{i-1/2,j} + u_{i-1/2,j+1}}{2} \\
 Y1 &= \frac{v_{i+1,j-1/2} + v_{i,j-1/2}}{2}, Y2 = \frac{v_{i+1,j+1/2} + v_{i,j+1/2}}{2}, \\
 Y3 &= \frac{v_{i,j-1/2} + v_{i-1,j-1/2}}{2}, Y4 = \frac{v_{i,j+1/2} + v_{i-1,j+1/2}}{2}
 \end{aligned}
 \tag{2.19}$$

(7) 計算の流れ

計算全体の流れは Fig.2-7 の通りである。金子ら (1975) の潮流解析に用いられたものを植生がある水路流れに適用できるように乱流モデルを追加し、境界条件や入力方法を修正した。植生群の配置位置は READ_FILE において、CSV 形式のファイルから読み込めるようにしている。これにより植生群の配置位置は簡単にエクセル上で設定できる。CAL_VT において渦動粘性係数を算定する。この時、1 方程式乱流モデル、0 方程式乱流モデル、又は定数を渦動粘性係数に与えるというように、各種乱流モデルを選択可能にしている。

プログラミングにはフォートラン 90 を用いている。型モジュール機能を用いて、変数や配列は KYOTU_DATA において一括して記すように設定してい

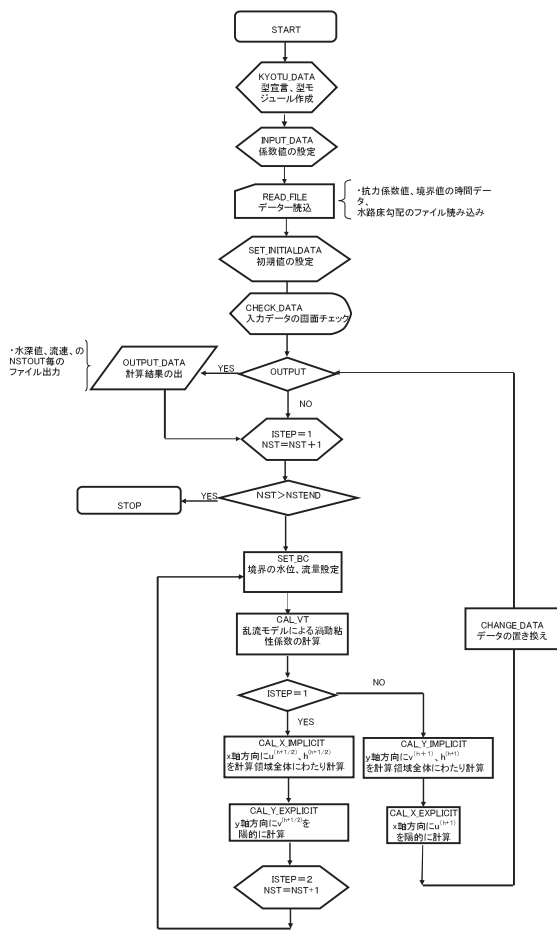


Fig.2-7 計算全体の流れ (金子ら (1975))

Flowchart of numerical analysis (Kaneko, et al. (1975))

る。これにより各サブルーチンにおいて型宣言を再度行う手間を省くようにしており、コードの簡素化を行っている。コードの詳細はページの都合上省略するが 2000 行程度のプログラムである。

c 実験結果、計算結果からの考察

(1) 流れの可視化による流況の把握

側岸に植生を有する流れの瞬間構造を把握するため、流れの可視化実験としてデジタルビデオにより流況の撮影を行った。Photo 2-7 にデジタルビデオにより撮影された大規模渦の静止画像を示す。写真の下部 (水路の上流側) からアルミ粉をスプーンにて散布している。写真からわかるように直径 60 ~ 70cm の安定した大規模渦が非植生域を流下しており、この渦は流下方向にかなり規則的に並んでいることがわかる。この渦の時間変化を秒単位で示したのが Photo 2-8 の一連の静止画像である。かなり規則的に発生しておりこの周期は約 3 ~ 4s 周期であることが写真から読みとれた。

この大規模渦により、植生帯から低速の流れが流出し、主流部から高速の流れが流入する様子が観察され、活発に混合が生じていることがわかった。写真ではわかりにくい渦の先端部分で植生領域に向かってアルミの粉が入り込む様子が観察された。

(2) 鉛直方向流速分布

Fig.2-8 には、各実験ケースにおける鉛直方向の流速分布を示す。計測箇所は非植生領域で 3 箇所、植生領域で 2 箇所とした。非植生領域では植生領域との境界付近、流心付近、その中間付近の 3 箇所に関して計測を行った。植生領域では植生領域中心付近の 2 箇所について計測を行った。計測間隔は鉛直方向に 4mm としている。まず、非植生領域の流速分布から見ると、乱流の流速分布とし



Photo 2-7 模擬植生周辺の大規模水平渦のアルミ粉による可視化結果 (Case 0)

Visualized horizontal large eddies around simulated vegetation by using aluminum powder (Case 0)

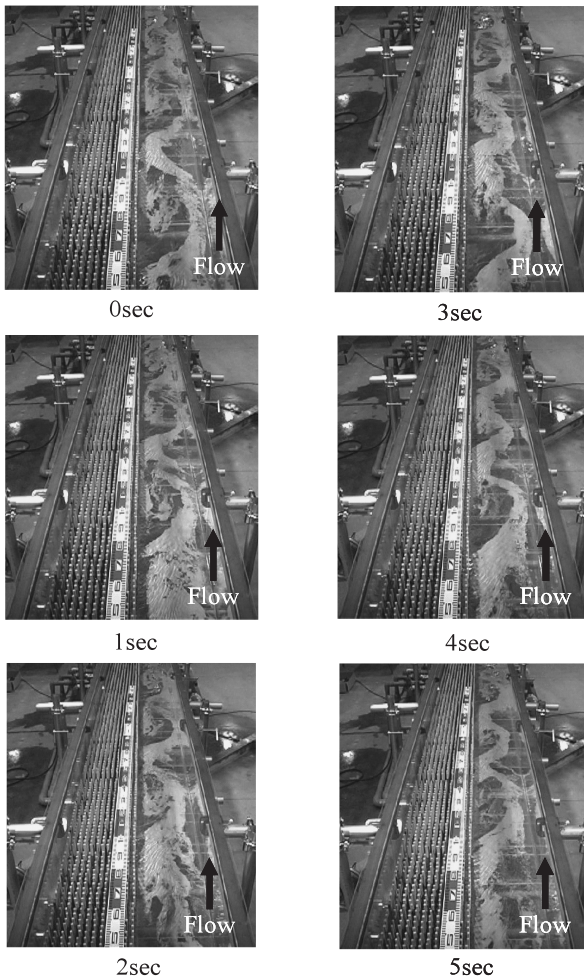


Photo 2-8 模擬植生周辺の大規模水平渦の時間変化のアルミ粉による可視化結果 (Case 0)

Time series for visualized horizontal large eddies around simulated vegetation by using aluminum powder (Case 0)

てよく用いられる対数則分布が適用できる分布形となっていることが読みとれる。実際に対数則式を用いて近似したのが Fig.2-8 中の線である。対数速度分布式は以下のように表せる。

$$\frac{u}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{k_s} + A \quad (2.20)$$

ここで、 z は底面を 0 としたときの鉛直方向の高さを示す。A は定数で底面の水理学的な粗滑で判定される。粗滑判定は $k_s \delta_s$ の値で判定される。ここで k_s は粗度高さであり、 δ_s は粘性底層の厚さである。 k_s はマンギの粗度係数と関係づけられた式、 $n=0.042k_s^{1/6}$ より求めると、0.00018 となる。 δ_s は $11.6\nu/U_*$ より求める。これにより粗滑を判定すると、3.6 程度となり、粗滑の遷移領域に相当する値となる。すなわち A の値は粗滑の遷移領域における値 5.5 ~ 8.5 をとることになる。この範囲内で流速分布にフィッティングさせて A を求めると 7 程度になりこの値を採用した。

植生内の流速分布をみると、直線分布になっており、

底面付近で流速が減少していないことがわかる。このことは植生領域内は流速は減少しているが、植生の影響で底面付近まで 3 次元的な乱れが発達していることが予想される。この流速分布は、底面摩擦の影響を無視し、流れは植生の抵抗と重力が釣り合っていると仮定すると以下のように表せる。

$$\frac{1}{2} \rho C_D \lambda u_s^2 = \rho g l_e \quad (2.21)$$

ここで、 u_s は植生内の平均流速を示す。これを解くと以下のようになる。

$$u_s = \sqrt{\frac{2gl_e}{C_D \lambda}} \quad (2.22)$$

この u_s を全高さを与えて近似したのが図中の浸透流式と表示した直線である。ほぼ流速分布をこの単純な直線分布で再現していることがわかる。

これらの結果より、植生内外において 6 割水深を計測することで水深平均流速はほぼ近似できることがわかった。

(3) 水深平均流速の実験値と計算値の比較

Fig.2-9 に横断方向の主流速分布の数値計算結果と実験結果の比較を示す。

計算における時間平均値は擾乱発生後、渦が流下方向に十分発達した計算開始後 150 秒から 200 秒の 50 秒間について平均した値を用いた。

実験値 (○)、計算値 (●) とともに、植生の境界近傍で流速の急激な低下がみられる。これは、理論解析や準二次元解析においても認められる傾向である。このことは従来から知られているように大規模渦の発生に伴う横断混合の増加により抵抗が増加し植生帯境界付近の流速が減少することを示している。これまではこの流速の減少を横断方向の拡散係数を用いて表現してきたが、この拡散現象には大規模渦が大部分を占めることが解析より明らかになった。

主流速の最大値は非植生領域の中心線よりやや壁面側に現れており、このことを計算でも再現している。このように壁面にいたるまでの分布形をほぼ正確に再現していることがわかった。これらの結果より、植生の抵抗力の表示として従来から用いられてきた一本一本の抵抗力を空間的に平均した形で与える形式が、広範囲の植生密度に対し適用できることが明らかになった。

(4) 流速の時間変動

Fig.2-10 に植生域と非植生域の境界付近の流速の時間変動値を示す。可視化試験で示したように流速の時間変化を調べれば、渦の発生状況を把握することができる。流速は 100Hz で採取しておりかなり細かい変動も含まれているため、グラフ表示上では見やすくするために、20 区間移動平均によるフィルター処理を施している。図を

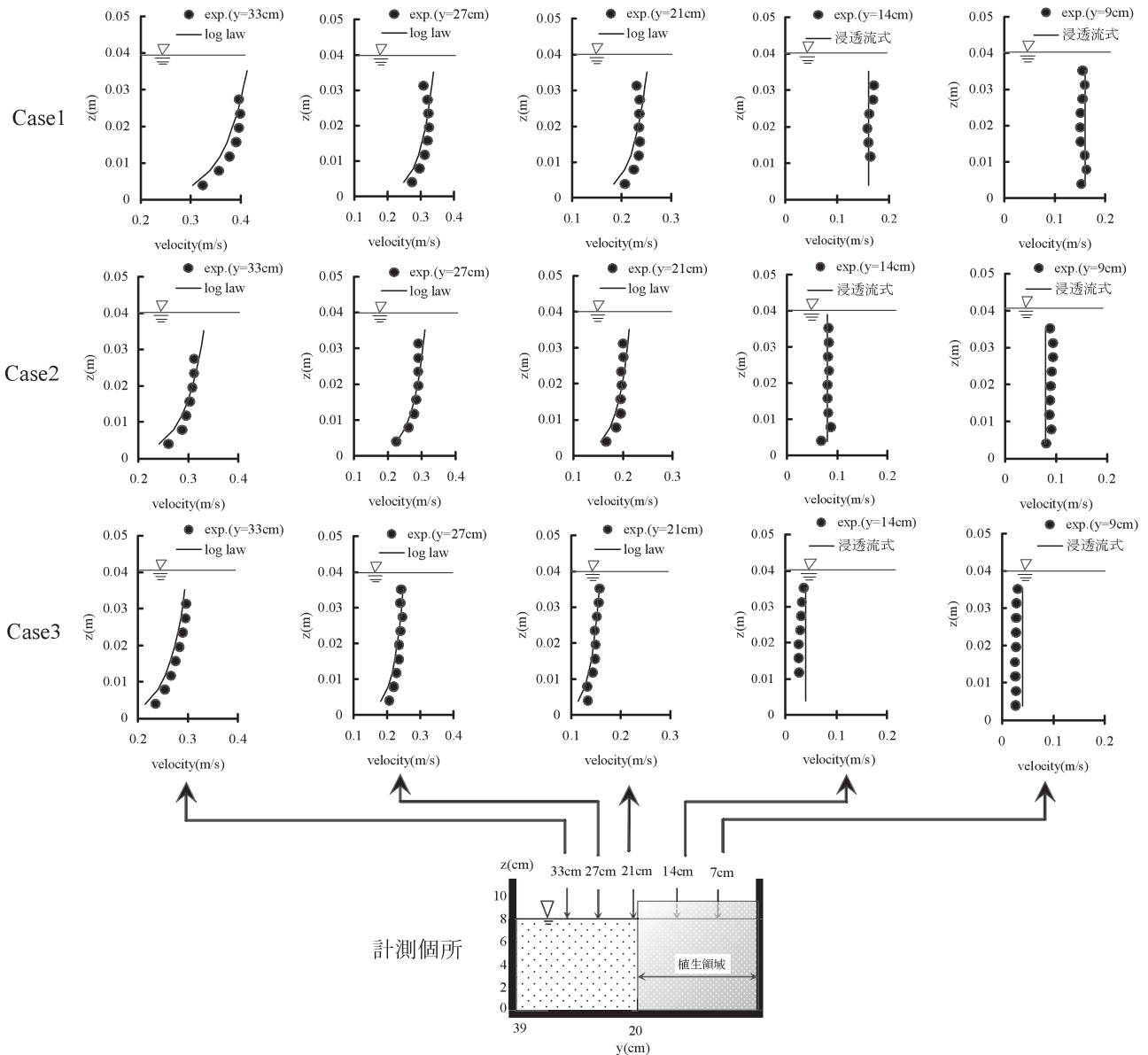


Fig.2-8 鉛直方向の主流速分布

Vertical distribution of the temporally-averaged flow velocity

見るとどのケースも周期的に流速値が変動していることがわかる。 u が最大値をとるときに v は植生帯の方向に最大値をとり、 u が最小値をとるときに、 v は非植生帯の方向に最大値をとる傾向にある。これは大規模渦の先端と後端部分の流況に相当していることが予想できる。このように大規模渦がどのケースにおいても発生していることがわかった。この時間変動値を正確に計算で再現することは、大規模渦を正確に再現していることを示す。計算上の植生と非植生域の境界付近の流速の時間変化をFig.2-10に示す。計算においても周期性を再現していることがわかる。計算の方がやや周期が長い。この理由としては、乱れの3次元性をモデルで扱って位にいる点にあることが予想される。計算での表示ではフィルター処理を行っていないが線は滑らかで、高周波の乱れは生じていないことがわかる。このことはこのモデルの特徴であ

り、細かい3次元的水深スケール以下の乱れは、SDS乱れとしてモデリングで与えられる。しかし後述するが、大規模渦成分が運動量輸送の8割程度を示している。つまり植生がある流れで生じる乱れエネルギーのうち3次元的な乱れは全体の2割程度であとは、物質輸送を活発にする水平渦の形成に費やされることになる。よって、現場において植生を設置する場合は水平渦の発生を確認することで微細土砂の輸送がなされることを予想することができる。

(5) 水深平均レイノルズ応力の実験値と計算値の比較

Fig.2-11に水深平均のレイノルズ応力の横断分布を示す。レイノルズ応力は境界での運動量輸送を表し、付加的な抵抗算出においても重要な水理量である。計算の上でのレイノルズ応力は大規模渦成分と、モデル化された水深スケール以下の乱れ成分を合計し次式のように算定

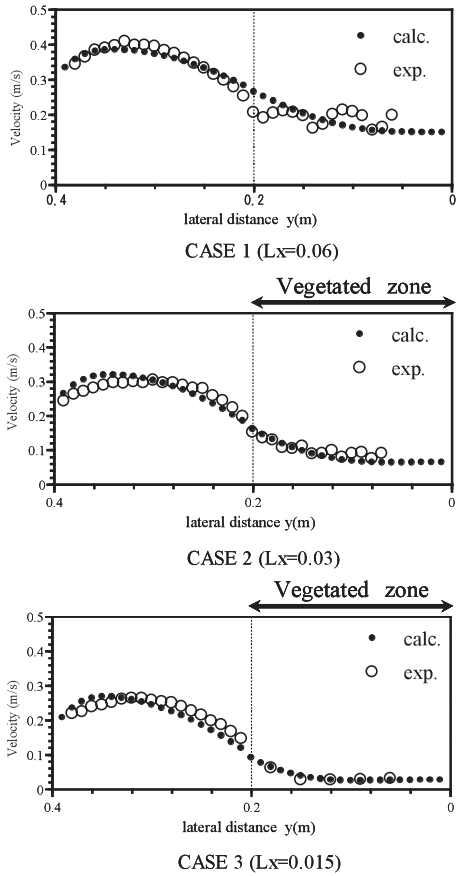


Fig.2-9 横断方向の時間・水深平均主流速分布
Lateral distribution of the time- and depth-averaged velocity

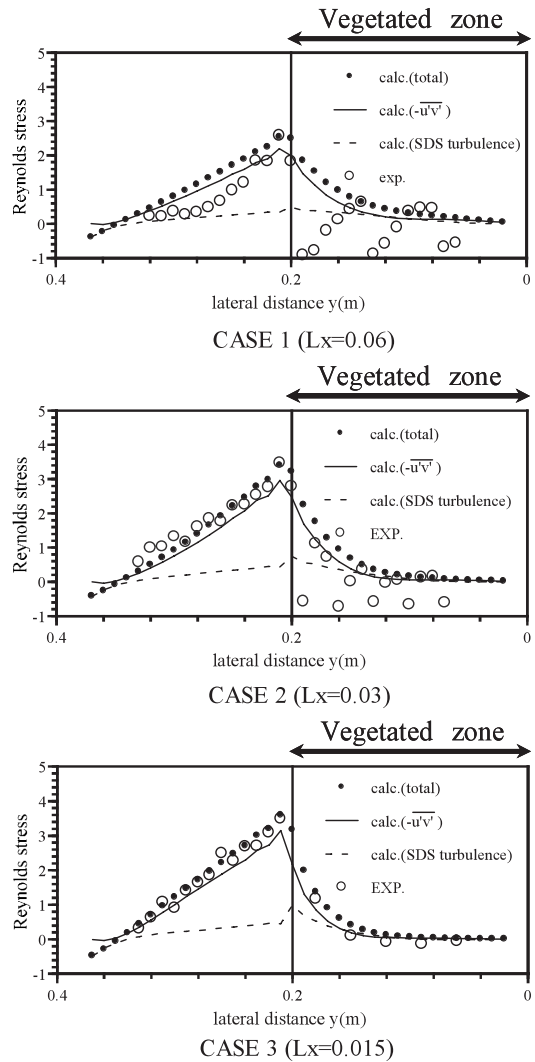


Fig.2-11 横断方向の時間・水深平均レイノルズ応力の分布
Lateral distribution of the depth-averaged Reynolds stress

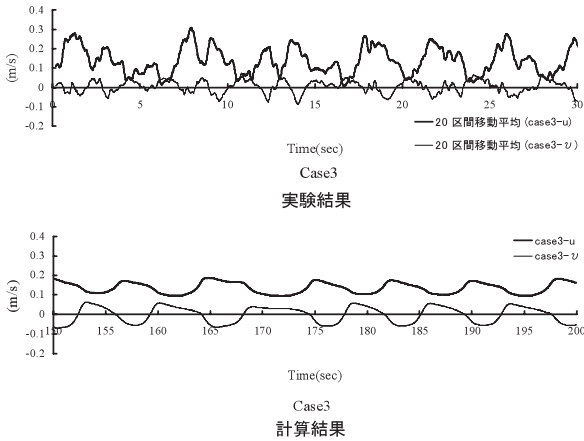


Fig.2-10 植生領域境界付近の流速の時間変化

Time series for the fluctuation of velocity at the boundary of a vegetated area

した (池田ら (2000))。

$$\frac{\tau_{xy}}{\rho} = -\overline{u'v'} + \varepsilon_y \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (2.23)$$

ここで、 $u' = \tilde{u} - u$ 、 $v' = \tilde{v} - v$ で、 ε_y =横断方向渦動

粘性係数、 \tilde{u} は瞬間流速、 u は平均流速を示す。右辺第1項は大規模渦が引き起こす境界せん断応力を示し、浅水流解析により大規模渦の発生に伴う流速の変動成分(u',v')を抽出し u',v' の平均値として算出する。第2項はモデル化した水深以下のスケールの乱れによるレイノルズ応力成分である。実験におけるレイノルズ応力は20Hzでサンプリングした1200個の各瞬間流速と平均流速の差を x,y 方向について求め、その積の平均として求めた。

計算値と実験値を比較すると、計算の方が高い値を示すが植生境界よりやや主流部よりで最大値をとること、植生境界を境に横断方向の分布型がかなり非対称になる特徴等大略の分布系は再現していることがわかる。式(2.23)のようにレイノルズ応力は大規模渦の運動によるものと、SDS乱れによるものから成るが、Fig.2-11で示されているように大規模渦によるものが大きい。SDS乱れは水平せん断、底面摩擦、植生の抵抗に乱れエネルギーの生成が活発になる境界部で最大値を示す。本モデ

ルのようにレイノルズ応力の大半を示す渦に起因する流速変動を直接計算し、モデル化した乱れの分を足しあわせる方法は現象に忠実であり、再現性の高さにつながっている。また大規模渦の非定常な運動を正確に再現していることを示している。

(6) 境界せん断応力と植生密度の関係

植生領域と非植生領域の境界におけるレイノルズ応力を、ここでは境界せん断応力と呼ぶことにする。この値が大きいくほど、運動量輸送が活発に起こり、付加的抵抗が大きくなることを示す。植生密度毎に得られた無次元境界せん断応力値 ($\tau_{xy}/\rho u_*^2$) の計算値と実験値をプロットしたのが、Fig.2-12である。計算値は実験値を良く再現しており、実験できない広範囲のケースを補間するといえる。

Fig.2-12 より高密度側でピークを有する分布になっていることがわかる。このピークはほぼ Case3 付近の密度であることがわかった。ピーク付近の植生密度は $\lambda=11.1$, 2222 本/m² である。Table 2-3 に示す実際の植生の密度として得られている値より、今回得られた植生密度の値の意味を考察してみる。自然に繁茂する植生密度の代表的な値は概ね 100 ~ 200 本/m² であることがわかる。この値は今回得られた 2000 本/m² より小さい値である。株立ちを起こしているヨシは株状になっていることもありかなり高密度であることが予想されるが、それでも 656 本/m² である (Table 2-3 参照)。葉や根の影響を入れればさらに高密度になることも予想されるものの、実験で得られた、運動量輸送を最も活発にする植生密度よりはかなり小さい。実際の植生は光合成など生物学的な影響があるため、極端な高密度にはならないことが予想される。また物質輸送は活発になるが、同時に抵抗の増大を招くため、運動量の輸送の大きさだけでは実際の植生の密度は決まらないことが予想される。

Table 2-3 現地における植生密度の既往の調査結果

Investigation results of the past vegetation density in the field

No.	場所	植生の種類	密度 (本/m ²)	密度 λ (m ⁻¹)	直径d(m)
①	琵琶湖 (株立ちのみられるヨシ群落内平均密度)	ヨシ	260	2.018	0.0078
②	琵琶湖 (株立ちのみられないヨシ群落内平均密度)	ヨシ	135.1	1.048	0.0078
③	琵琶湖 (株立ちを起こして孤立したヨシの密度)	ヨシ	656	5.091	0.0078
④	霞ヶ浦 (植生浄化施設内)	ヨシ	100~160	0.78~1.24	0.0078

※①~③は鈴木ら(1993)、④は竹倉 (1991)を参照

※葉の直径は琵琶湖の岸から沖へ測定した値の平均を用いた

(7) 植生密度と境界せん断応力の関係の定式化

Fig.2-12 の関係より池田ら (1992b) と同じように植生密度と境界せん断応力の定式化を行う。主流速 u の横断分布に関する解は次のように得られている。植生領域外では次式のように表すことができる。

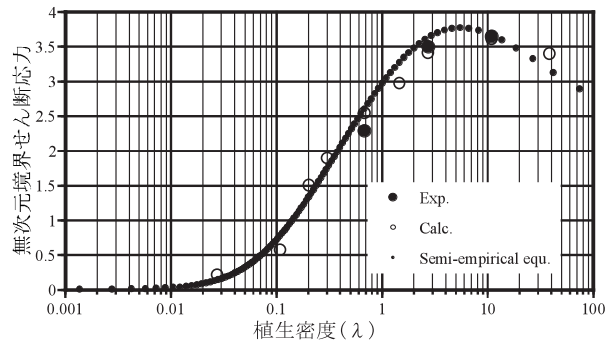


Fig.2-12 無次元せん断応力と植生密度の関係

Relationship between dimensionless shear stress and vegetation density

$$u = u_{\infty} \left[1 - (1 - J) \exp(\sqrt{(2/\nu)\eta}) \right] \tag{2.24}$$

植生領域内では次式のように表すことができる。

$$u = u_{\infty} J \left[J + (1 - J) \exp(-\sqrt{(2/\nu)\eta}/J) \right] \tag{2.25}$$

ここに、 u_{∞} = 植生群から十分離れた地点における水深平均流速、 $J=1/(1+\chi)^{1/4}$ 、 $\chi=C_D h/2C_f$ 、 C_D = 植生の抗力係数、 $C_f=(u_{*o}/u_{\infty})^2$ 、 u_{*o} = 植生域から十分離れた地点における摩擦速度、 $\nu=\epsilon y h/C_f \rho u_{\infty} B^2$ 、 $\eta=y/B$ 、 B = 植生も含めた水路幅、 y は植生境界を原点にとり植生域方向を負としたときの横断方向の距離である。横断方向せん断応力 τ_y は次式で表す。

$$\tau_y = \rho \epsilon_y \frac{du}{dy} \tag{2.26}$$

植生境界に生じる流れは底面によって規定される壁乱流と横断方向の流速差に基づく自由乱流によって構成される。今回は平面二次元流れとして扱っているため、自由乱流として扱うことが妥当と考えられる。よって τ_y は自由乱流の仮説から以下の $u^* h$ に比例する形式が導ける。

$$\epsilon_y = \gamma^2 (1 - J)^2 (1 + J)^4 u_{*o} h / 2C_f^{1.5} \tag{2.27}$$

比例定数 γ は今回の実験結果及び数値シミュレーションの結果より J の関数として次式のように一義的に定めた。

$$\gamma = 0.013 \exp[-\exp(-20J^2)] \tag{2.28}$$

(2.26) 式に (2.24) 又は (2.25) 式と (2.27)、(2.28) 式を代入し植生境界におけるせん断力 $\tau_{y=0}$ を求めると次式のようになる。

$$\tau_{y=0} = \frac{\gamma(1 - J^2)^2}{C_f} \rho u_{*o}^2 \tag{2.29}$$

この式は C_f 及び J のみの関数となっており、 J について極値を有する。この極値は運動量輸送（あるいは物質輸送）が最大となる密度があることを示している。(2.29) 式をプロットしたのが Fig.2-12 の黒小点で表示したものである。低密度から高密度にわたり広い範囲で実験結果、数値解析結果を良く再現していることがわかる。

現地においては水路側岸は複断面高水敷であったり、一定の植生密度で繁茂しているとはかぎらない。よって植生密度を低流速部と高流速部との流速比に変換することで植生流れだけでなく、せん断乱流の場合全般に Fig.2-12 の関係を適応することが可能になる（例えば複断面水路の場合は高水敷部と低水敷部の流速比）。植生密度を流速比に換算する方法を以下に記す。

平衡状態において、植生群内に十分入った地点における力の釣り合いは、次式で表せる。

$$\rho g h l = \rho C_f u_{p\infty}^2 + \rho C_D \lambda h \frac{u_{p\infty}^2}{2} \quad (2.30)$$

ここで、 $u_{p\infty}$ = 植生群に十分入った地点における水深平均流速、 l = 底面勾配である。右辺第1項は底面摩擦項を表し、第2項は植生による抵抗項を示す。植生群から十分離れた地点における力の釣り合いは、次式で表せる。

$$\rho g h l = \rho C_f u_\infty^2 \quad (2.31)$$

(2.30)、(2.31) 式より流速比と植生密度の次の関係が得られる。

$$\frac{u_{p\infty}}{u_\infty} = \left(\frac{1}{1+\chi} \right)^{1/2} \quad (2.32)$$

(2.32) 式により植生密度を流速比に換算し表示したのが Fig.2-13 である。

(8) 流れの瞬間構造からの検討

計算から得られる渦の特徴から、運動量輸送が最大になる密度が生じる原因について考察する。

Fig.2-14 に各植生密度における瞬間流速ベクトルと渦度の平面分布を示す。計算結果は渦が十分に発達した計

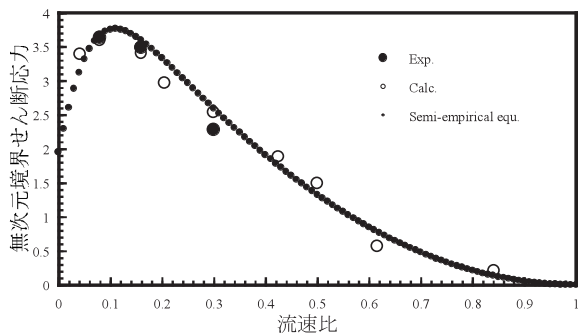


Fig. 2-13 無次元せん断応力と流速比の関係

Relationship between dimensionless shear stress and ratio of velocity

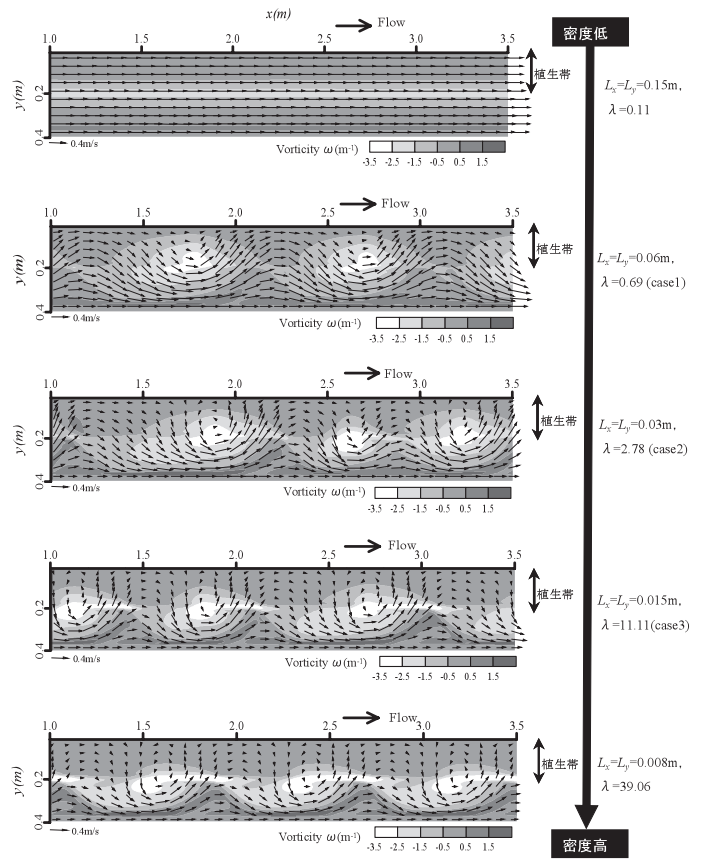


Fig.2-14 渦度と流速ベクトルの各密度における平面分布

Plane view of the distribution of vorticity and velocity vectors in each vegetation density

算開始後 150s から 250s の中間の 175s 後のものである。

運動量のピークが生じた付近の、 $\lambda=11.11$ の渦度のコンターを見ると大小の長径 60 ~ 80cm 程度の大規模渦が発生していることがわかる。併せて流速ベクトルを見ると、渦の流下に伴い、植生帯側へ主流帯の高流速の流体が流れ込み、植生帯から主流帯へ低流速の流体が流出していることがわかる。さらに大きな密度のケースを計算したところ、渦度の集積領域は非植生領域側によっていき、植生帯内部へ入りにくくなることが明らかになった。このことは流速比が 0 に近づくほど、渦による移流は高密度の植生のため内部まで生じず、結果的には運動量輸送効果の減少につながる事が予想された。

3 散在した抽水植物群を有する流れ及び運動量輸送

実際に現地に人為的に植生を設置する場合はその配置間隔が問題になる。これまでに植生群の配置間隔と流況の関係は定性的には様々な憶測がなされているものの、系統的には把握されていない。しかし、配置間隔と大規模渦による運動量輸送の関係を把握することは、流れの場全体に与える抵抗を算出する上でも植生と非植生域での物質交換を把握する上でも重要である。また、散在化させることで植生群間でワンドが形成されるため、物質輸送はそのワンドに住む動植物にとって重要な意味を

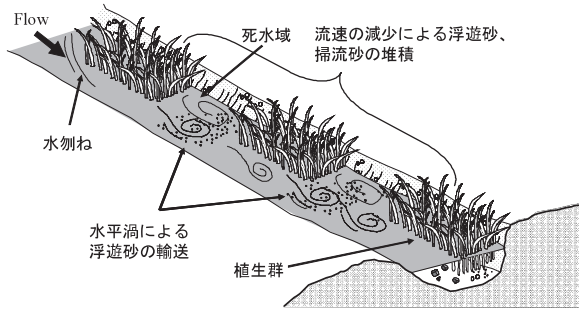


Fig.2-15 植生群の有する流れの特性

Characteristics of flow structure of channel where vegetation groups have grown

もってくる。よって、植生群の配置間隔と流況の関係を把握することは、植生の管理上、重要であることが予想される。抽水植物群を散在化させた場合の流れ構造の概念を Fig.2-15 に示す。状況としては、植生がない直線水路の側岸に植生群を設置する場合である。

流れは植生群間のワンドに似た流れと植生群と主流域境界に生ずる大規模渦、水制の水はね効果（移流）が混在した複雑な流れになることが予想される。よって、まず水理模型実験により植生群の幅、密度は一定とし、散在化した植生群の配置間隔をパラメータとして変化させた場合の流れと乱れによる運動量輸送の変化を把握した。すなわち、植生群長/植生群幅を変化させたケースを設定する。数値計算では SDS&2DH モデルを用い流れの場を再現し、配置間隔と運動量輸送の関係を把握することとした。そして II -3 節と同じように、運動量輸送を最大にする植生群長/植生群幅比があるかを検討した。

a 水理模型実験の方法

実験は幅 58cm、長さ 8m の農村工学研究所風洞実験棟内の循環型直線水路を用いた (Fig.2-4)。模型水路の概要と記号の定義を Fig.2-16 に示す。水路上流端から流下方向に x 軸、右岸側壁から横断方向に y 軸、鉛直上向きに z 軸を取る。水路片側に木製円柱を格子状に設置することで側岸に非水没型のヨシなどの植生群を有する開水路を表現した。植生密度は 2.2 節の場合と同じように格子状に円柱を配置することで設定した。再記すると、(流下方向への抵抗力の投影面積) / (抵抗力が占める空間の体積) より、 $\lambda = d/L_x L_y$ 、で与えられる。記号の定義は Fig.2-16 に示す。

計測方法は、流れ場に関しては 6 割水深点での x-y 平面上での流速分布を 2 成分電磁流速計 (東京計測社製) で測定した。取得データは 20Hz で 1200 データとした。計測点は流下方向には水路上流端 1m 地点から 25cm 間隔で 26 測線について横断方向には 5~6cm 間隔で 10 点、鉛直方向は 6 割水深点とした。

実験条件は Table 2-4 に示す。植生群の占有密度、占有面積は一定にし、植生群長/植生群幅比を変えた Case1 から Case3 について、その他の水理条件を一定に

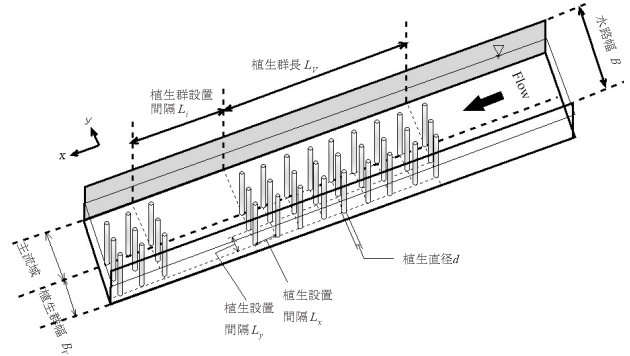


Fig.2-16 実験模型の概要と記号の定義
Schematic figure and definition of parameters

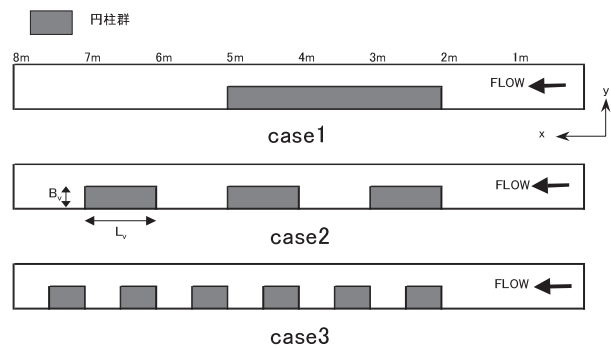


Fig.2-17 植生群の設置位置
Location of the vegetation groups

Table 2-4 実験条件
Experimental conditions

実験番号	水路床勾配	B (cm)	流量 (l/s)	水深 h (cm)	B _v (cm)	L _v (m)	L _x (m)	L _y (cm)	d (cm)	λ d/L _x L _y
Case1	0.001	58.0	8.0	7.7	29.0	3.0	0.0	2.50	0.80	12.80
Case2	0.001	58.0	8.0	7.7	29.0	1.0	1.0	2.50	0.80	12.80
Case3	0.001	58.0	8.0	7.7	29.0	0.5	0.5	2.50	0.80	12.80

して実験を行った。植生群の設置位置を Fig.2-17 に示す。

b 数値シミュレーションの方法

(1) 境界条件, 初期条件, 計算条件

数値計算モデルには前述の SDS&2DH 乱流モデルを用いた。II -2 節で行った計算との違いは流れ場が不等流条件であるということである。II -2 節では水面変動、流速変動はあるものの、時間平均すれば全ての断面で水深、流速とも一定となり、擬似的な等流として扱える。よって周期境界条件を用いることで、本来 10m 以上ある計算領域をその約半分程度まで減らすことができる。ところが不等流になると実験と同じように乱れの遷移領域も計算しなければならない。

たとえば水制を含む流れは先端でせき上げが生じ、背後は水面の低下が生じるというように不等流となる。今回対象とする流れも先端から背後までを対象とするために、水制と同じように、先端でせき上げが生じ水位が一定となる不等流条件を含んだ計算となる。このことを考

Table 2-5 計算条件
Calculation conditions

計算番号	水路床勾配	B (m)	上流端流量 (l/s)	下流端水深 (m)	B_V (m)	L_V (m)	L_i (m)	L (m)	d (m)	λ	d/L^2
Case0	0.001	0.58	8.0	0.077	0.3	7	0.0	0.025	0.008	12.80	
Case1	0.001	0.58	8.0	0.077	0.3	3.0	4.0	0.025	0.008	12.80	
Case2	0.001	0.58	8.0	0.077	0.3	1.0	1.0	0.025	0.008	12.80	
Case3	0.001	0.58	8.0	0.077	0.3	0.5	0.5	0.025	0.008	12.80	
Case3	0.001	0.58	8.0	0.077	0.3	0.25	0.25	0.025	0.008	12.80	

慮し以下のように計算の諸条件を設定した。

初期条件はII-2節と同じように、水面勾配0、流速0を与えた。境界条件はII-2節では強制水位を与えたが、今回のケースは不等流であることもあり、上流水位が一定とならないことも予想されるので、上流端に一定の流量フラックスを与える。すなわち、上流端境界は連続式中に単位幅流量 Q_R を考慮することにより与える。流速 u については運動方程式の移流慣性項を0、すなわち、流速値を折り返して与える。下流端には一定水位を与え、 x 方向流速勾配0の条件を与えた。2.3節では下流端の水面勾配を流れの駆動力として、定常状態に近づけたが、今回の条件では上流の流入流量により水位が増加し水面勾配が生じ流れが生じる。流れがほぼ定常になったところで流れの場合全体に最大流速の10%の擾乱を乱数によ



Photo 2-9 Case 3 の植生群の設置状況

Location of the vegetation groups in Case 3

り発生させ、流れの場合全体の流速値に加え、その後の乱れの発達を追跡した。壁面境界条件は流速値を折り返す slip 条件を用いた。

計算条件は Table 2-5 に示すように実験ケースを含む Case0 ~ Case4 を設定した。

c 実験結果、計算結果からの考察

(1) 水深平均流速の実験値と計算値の比較

Fig.2-18 に水深・時間平均流速の実験値と計算値の比

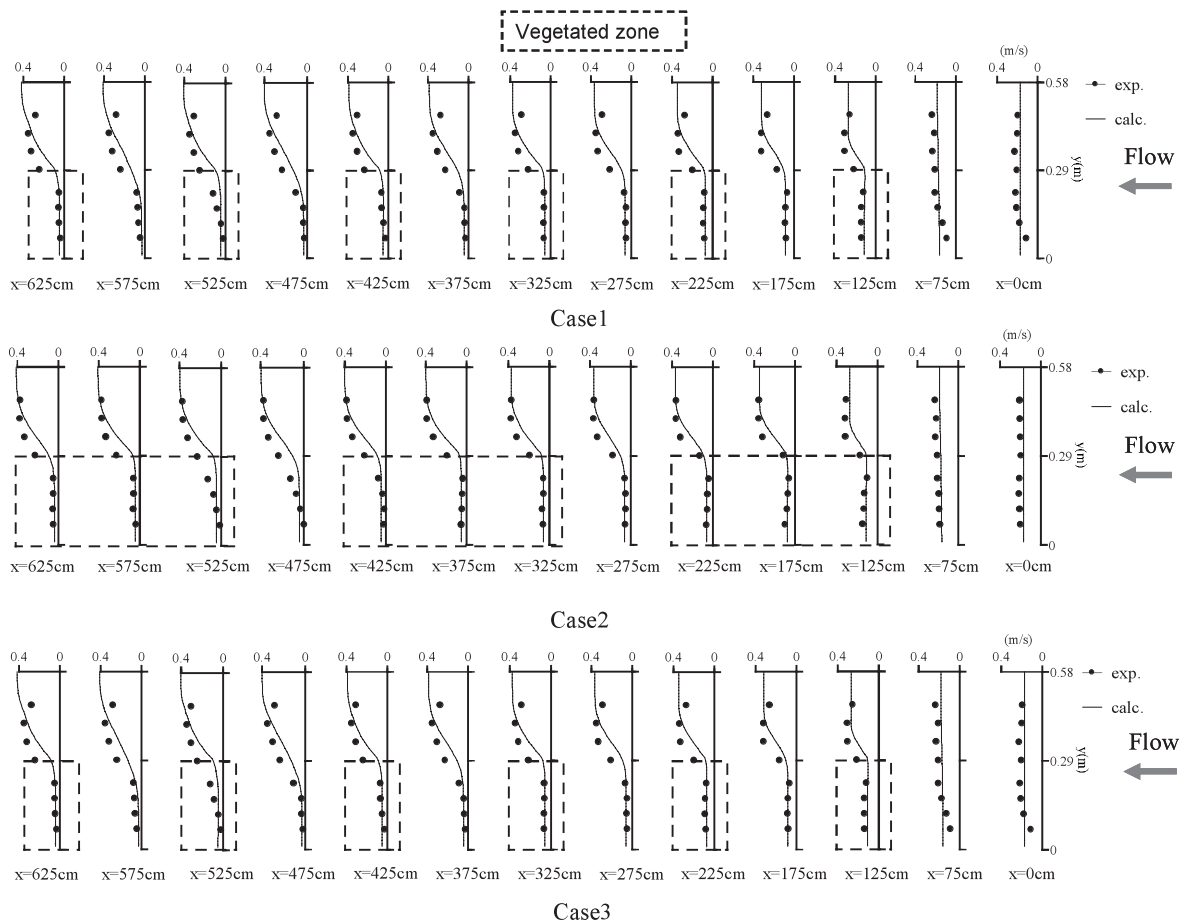


Fig.2-18 横断方向の時間・水深平均流速分布
Lateral distribution of the time- and depth-averaged velocity

較を示す。計算における時間平均値は擾乱発生後、渦が流下方向に十分発達した計算開始後 150 秒から 200 秒の 50 秒間について平均した値を用いた。

実験値 (●), 計算値 (細線) とともに, 植生群に入ると抵抗により急速に流速が低減している。また植生域と主流域境界近傍で流速の低下がみられる。これは II -3 節でも記したが, 流速差に起因して発生する大規模渦による横断混合により抵抗が増加し植生域と主流域の境界付近の流速が減少することを示している。植生群間ではこの流速低減領域がより奥まで入り込んでいる傾向にあり, 計算ではこの現象も再現している。このように横断方向の流速分布形を概ね再現していることがわかった。

(2) 流れの瞬間構造に関する数値計算結果及び考察

Fig.2-19 には流速ベクトルの瞬間構造, 流速場から, $\omega = \partial V / \partial x - \partial U / \partial y$ により算定した渦度の瞬間構造から求めた大規模渦の発生状況を示す。全てのケースにおいて, 先端部ではせき上げが生じ, 一番目の植生群からその背後にかけて水匂ねが生じていることがわかる。

大規模渦の発生状況を見ると, Case1 では植生群後部で大規模渦が発生していることが明らかである。この影響範囲はかなり後方まで続いている。Case2 では $x=5m$ 付近から大規模渦が発達している。Case3 では $x=3m$ 付近から大規模渦が発達しており, Case1, 2 より

その渦の規模は大きい。よって主流域から植生域への運動量輸送が大きくなっていることが予想される。このことより運動量輸送を最も活発にする配置間隔が存在することが予想される。よって大規模渦による運動量輸送を最大にする配置間隔を調べるために, 植生群長 / 植生群幅の比が極めて大きい Case0 と極めて小さい Case4 の計算を行った。その結果, 両ケースともに Case3 ほど渦の規模は大きくならないことがわかった。よって大規模渦の運動を活発にする配置間隔は Case3 付近の配置間隔であることがわかった。

(3) 運動量輸送に及ぼす大規模渦の影響

植生領域と非植生領域境界での渦による運動量輸送効果とそれに伴う付加的な抵抗を, 植生領域と非植生領域の境界におけるレイノルズ応力を算定することで把握した。レイノルズ応力は移流と乱れ成分から成るが, 今回は非定常な渦による運動量輸送に着目するため乱れ成分のみを対象とした。実験におけるレイノルズ応力は 20Hz でサンプリングした 1200 個の各瞬間流速と平均流速の差を x, y 方向について求め, その積の時間平均として求めた。計算の上でのレイノルズ応力は大規模渦成分と, モデル化された水深スケール以下の乱れ成分を合計した (2.23) 式を用いた。

Fig.2-20 に植生域と非植生領域の境界におけるレイノ

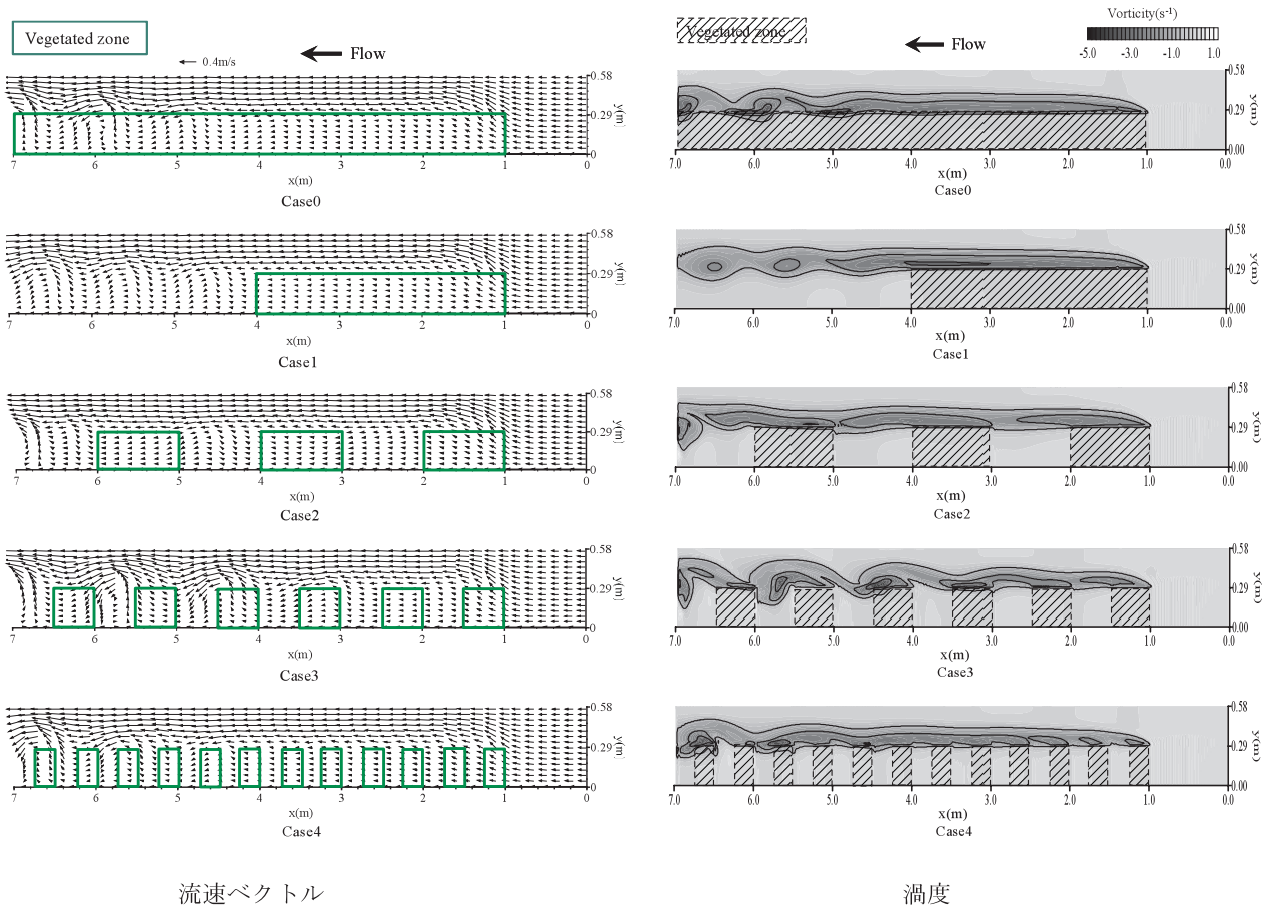


Fig.2-19 流れの瞬間構造の計算結果
Calculation results of an instantaneous flow structure

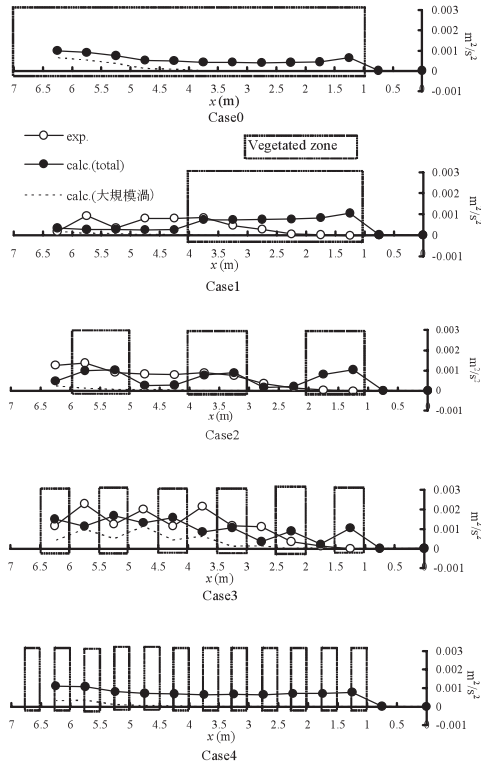


Fig.2-20 レイノルズ応力の実験結果と計算結果の比較

Comparison between calculation results and experimental results of depth-averaged Reynolds stress

ルズ応力の、流下方向の分布を示す。実験結果を見ると、Case1 から Case3 へと、植生群長 / 植生群幅比が小さくなるほど、より短い流下距離でレイノルズ応力が大きくなっていることがわかる。最大値は Case1, 2, 3 の順で、 $0.0015\text{m}^2/\text{s}^2$, $0.0019\text{m}^2/\text{s}^2$, $0.0023\text{m}^2/\text{s}^2$ 、であり、植生群長 / 植生群幅比が小さく植生群の散在化が大きいほど主流と植生域との運動量輸送を促進することがわかった。

数値計算により算定された大規模渦の発生状況と、レイノルズ応力とを比較することで植生群の配置形状と大規模渦による運動量輸送の関係を定量的に把握することを試みた。レイノルズ応力の実験結果と計算結果を見ると、Case3 がより短い流下距離でレイノルズ応力が発達し、最大値も大きい。Fig.2-19 の大規模渦の発生状況と比較すると、Case3 はより短い流下距離で、大きな大規模渦を発生しており、レイノルズ応力の大きさの傾向とほぼ一致していることがわかった。また、渦は植生域に入り込んでおり、運動量輸送を促進することが予想された。植生群長 / 植生群幅比で表すと運動量輸送の発達が最も活発である Case3 は 1.72 となった。植生群長 / 植生群幅比 = 20.69 の Case0 と 0.86 の Case4 について計算を行い、過度、境界でのレイノルズ応力を比較した。両ケースともに大規模渦が発生し境界せん断応力が発達しているものの、Case3 ほどではない。これらより植生群境界での運動量輸送を最大にする配置間隔が存在し、それは植生群長 / 植生群幅比 = 1.72 付近であることが明らかになった。

4 まとめ

側岸に抽水植生が存在する開水路流れを対象に、数値計算と抽水植生を多数の円柱の配列で模擬した水理模型実験により、植生密度と運動量輸送の関係、散在化させた場合の配置間隔と運動量輸送の関係の検討を行った結果、以下のことが明らかになった。

- (1) 植生域と非植生域の運動量輸送を示す境界せん断応力のピークは自然に繁茂する植生密度 (100 ~ 200 本 / m^2) よりかなり高い密度で生じた。この原因は渦形状と大きく関係することが水理模型実験と数値解析により明らかになった。
- (2) SDS&2DH モデルの計算では、植生密度の変化に伴う実験値の主流速分布、植生境界におけるレイノルズ応力を高い精度で再現しており、広範囲の植生密度に対してモデルが適用できる。
- (3) 既往の植生密度と無次元せん断力の関係式中の比例定数を、今回の実験、数値計算より定式化した半理論式を新たに提案した。

また、水路側岸部に存在する植生群を散在化させることで植生群間にワンドを形成させた場合の開水路流れを対象に、数値計算と水理模型実験により流れ構造と運動量輸送の検討を行った。その結果、以下の知見を得た。

- (4) 植生群先端で水刃が生じ、下流に向かって水平渦が発達していく流れが形成されることがわかった。
- (5) 数値計算において (4) の流れの特性を概ね再現できることがわかった。
- (6) 植生群長 / 植生群幅が 1.7 付近で植生域と主流域の境界における運動量輸送が最大になり、この原因は水平渦の存在によることがわかった。

ただし、以上の諸結果と知見は、植生を固定した木製円柱で模擬した実験によるものであるから、流れと植生との運動量の交換は考慮していないという条件下のものである。

農業用排水路において、沈砂池などの設置が費用的に、または場所的に不可能な場合、水路内に植生を設置することで土砂捕捉工法として使用することが期待できる。このとき、本章での取り組みのように通水能を確保するために水路の片側に設置する。このとき、水平渦による微細土砂輸送を促進させるための植生密度、配置間隔の指標として本章の結果が利用されることが期待される。

III 水没した水辺植物がある流れの構造

1 概説

樹木群やアシ等の水没しない植生群を水路側岸に有する流れに対しては、平面二次元モデルの枠組みで大規模渦の形状、運動量輸送量を高い精度で再現することが可能であることを第 II 章で示した。しかし、洪水時などに発生する完全に水没した植生群を側岸に有する流れに対す

る検討は、実用的な水理設計の範囲で考えれば十分になされているとは言い難い。側岸の抽水植物や樹木群などが水没した場合の流れは洪水時や増水時などの特殊な状況にしか現れない流れであるが、多くの微細な土粒子や栄養塩が流下するため、植生による土砂捕捉を考える上では重要である。よって実用的な計算手法の開発が急務である。

水没した植生群を有する流れの概要を Fig.3-1 に示す。鉛直面内の流れにおいては、水没しない場合と異なり、植生層と非植生層内外で鉛直方向の運動量交換が生じ、変曲点を有する流速分布になることが指摘されている。(清水ら (1992)) 横断面内の流れにおいては二次流や乱れの発達が主流速分布や大規模渦構造を変化させることが指摘されている(禰津ら (1998))。よって、水没した植生を有する流れは、平面二次元的な流れだけでなく、鉛直面内や横断面内での流れを考慮する必要がある。計算を行う場合は三次元モデルを用いることが必要になる。しかし、三次元モデルは二次元モデルに比較して $10^2 \sim 10^3$ 倍の計算時間を必要とし、大型計算機に頼らざるを得ないため実用的とはいえない(崇田・清水 (1994))。そこで流れの場を平面二次元的なせん断乱流が支配的と考え、平面二次元モデルの枠組みに、水

没した植生群を有する流れの鉛直分布構造を考慮することで横断混合を計算することの方が、三次元モデル計算より実用的である。これらの目的に適するのが浅水流の乱流モデルとして灘岡・八木 (1993) らにより開発された、第2章で説明した SDS&2DH モデル (subdepth-scale & 2-D horizontal) である。このモデルの利点を再記すると、(1) これまでの平面渦の解析に多く用いられてきた経験的 0 方程式モデルに比較すると乱流構造がシンプルにかつ合理的に説明できる、(2) 乱れの生産項を発生要因毎にモデル化するため改良が比較的容易である、(3) 平面二次元モデルの枠内で計算するため実用的である、などが挙げられる。

しかし今のところ、積分領域を水深全体にとり平均して扱える流れの場にしか適用されていない。植生層内とそれよりも上層で構成される流れなど鉛直方向に流速分布をもつ流れの場に対しての適用は今後の課題として残されている。そこで、鉛直方向の流速分布や混合拡散をある程度の仮定を許容し、定式化し、SDS&2DH モデルに組み込むことができれば実用的な水理設計の枠内で横断混合を計算できる手法を開発し得る。

第III章では、水没した植生群を側岸に有する流れの構造について、水理模型実験と数値計算を用いて検討を行った。III-2節では、水没した植生群を模擬した模型実験の方法について説明する。III-3節では、SDS&2DH モデルを、水没した植生群の効果を考慮できるように改良し、横断、鉛直混合現象を計算できる平面二次元乱流モデルの開発を行った。III-4節では実験結果から流れの基本的な構造を把握すると同時に開発した数値計算モデルの横断混合、鉛直混合効果の再現性について検討を行った。

2 水理模型実験の方法

a モデル化の方法

まず水理模型実験により、現象の把握を行う。ここでこの問題の焦点は、非水没型植生と同じように境界で水平渦を伴う横断混合が生ずるか、鉛直面内での流速分布や混合の状況、水没した植生上の水深を変えた場合の流れ構造の変化などである。また、計算結果との検証の意味も含んでいる。

水没する水辺植物は沈水、抽水、陸生植物全てを含む。しかし、陸生植物として含める河畔林の樹木群などが水没する水深を考える場合は、流れに対して大きく揺動する沈水植物や抽水植物の影響は小さいと考えられる。これに対し、影響が大きい樹木や陸生植物は比較的剛性が大きいため、流れに対して倒れないと仮定しても現象の把握に大幅な違いは生じないと考えられる。よって植生は第II章の実験と同じように流れに対して倒れない剛体の木製の円柱で模擬することにした。水理模型によりモデル化した流れの場の概要と記号の定義を Fig.3-2 に示す。水路床片側に直径 0.8cm の木製円柱を格子状に設置

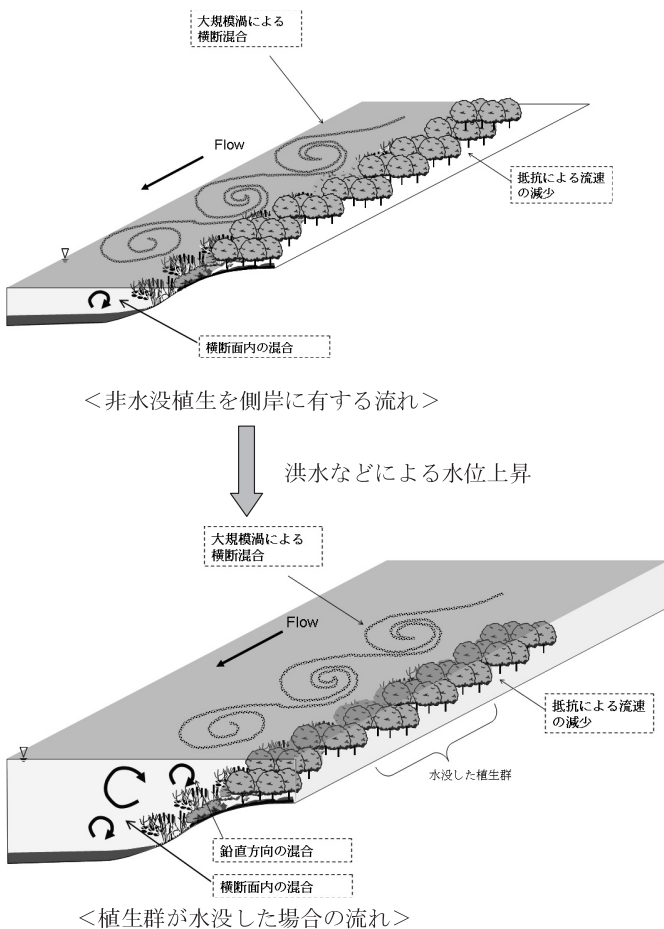


Fig.3-1 水没した植生を有する流れの特性

Flow characteristics of channel where submerged plants have grown

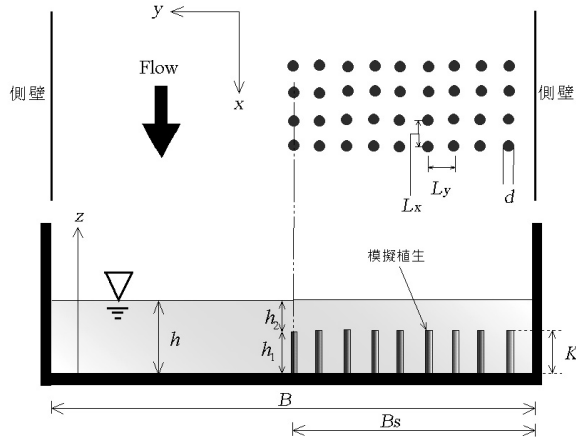


Fig.3-2 流れ場の概要と記号の定義

Schematic view of a channel with submerged vegetation and definition of parameters

Table 3-1 実験条件

Experimental conditions

計算 ケース	水路床 幅 B(m)	水路 幅 均配	流量 (l/s)	平均水深 h(m)	植生幅 Bs(m)	植生 高 K(m)	相対植 生高 K/h	円柱設置 間隔 Lx, Ly(m)	円柱 直径 d(m)	植生密度パラ メータ d(Lx · Ly)
case1	0.001	0.58	6.7	0.061	0.27	0.04	0.66	0.025	0.01	12.8
case2	0.001	0.58	10.2	0.081	0.27	0.04	0.49	0.025	0.01	12.8
case3	0.001	0.58	13.8	0.097	0.27	0.04	0.41	0.025	0.01	12.8
case4	0.001	0.58	5.1	0.061	0.28	0.061	0.99	0.025	0.01	12.8
case5	0.001	0.58	7.8	0.081	0.28	0.081	1.00	0.025	0.01	12.8
case6	0.001	0.58	10.2	0.101	0.28	0.101	1.00	0.025	0.01	12.8

し、円柱群密度は木製円柱間隔を変化させることにより調整した。

b 計測方法, 実験条件

(1) 実験条件

実験は農村工学研究所風洞造波実験棟内の長さ12m, 幅58cmの循環型直線水路を用いた (Fig.2-4)。実験水路の概要, 記号の定義は Fig.3-2 に記す。植生群は水路上流端1m下流の地点から下流端にわたり設置した。実験条件を Table 3-1 に示す。case1 から case3 は水没型の植生で植生高さは一定にし水深を上げ, 表層の水深を系統的に変化させるように設定した。ここで植生高を水深で割った値 K/h を相対植生高と呼ぶことにする。case1 は $K/h=0.66$ で水深に対する植生高さの割合が表層の占める割合より大きいケースの代表として設定している。case2 は $K/h=0.49$ であり水深に対する植生高さの割合がほぼ半分のケースとして設定している。case3 は $K/h=0.41$ で水深に対する植生高さの割合が表層の占める割合より小さいケースの代表として設定している。

比較のため case1 から case3 の水深を与えた case4 から case6 の非水没型の植生群のケースの実験も行った。このときの相対植生高 K/h は1となる。

(2) 計測方法

測定は, まず流量, 下流堰高を調整し設定した等流水

深になるように調整した。乱れが平衡にほぼ達したとみられる植生設置最上流端から9.5m下流の断面で横断方向に1cm間隔で平均流速水深点を測定した。平均流速点の深さは, 乱流の流速分布公式として用いられる対数則やベキ乗則により流速の鉛直分布を近似しその積分値から求める方法を用いた。今回は木ノ瀬ら (1998a) の方法に準拠しベキ乗則を用いた。測定は x-y 2 成分電磁流速計を用い 20Hz で 1200 データを採取した。プロペラ流速計でも併せて計測したが, 両測定値にはほとんど差がないことを確認した。鉛直方向の主流速分布は, 主流帯で3測線, 植生帯で3測線を3mm間隔で測定した。鉛直方向の主流速の測定はプロペラ流速計を用いた。水深の測定は容量式波高形を用い 20Hz で 1200 個採取し, 植生境界付近の垂直上方の水面変動値, Fig.3-2 の非植生帯中心における x 方向 (流下方向) 1m 毎の平均水深値を測定した。計測にはパソコンによる移動の制御が可能なトラバース装置を用いて行った。装置の概要を Photo 3-1 に示す。模擬水没植生を実験水路に設置したときの状況を Photo 3-2 に示す。

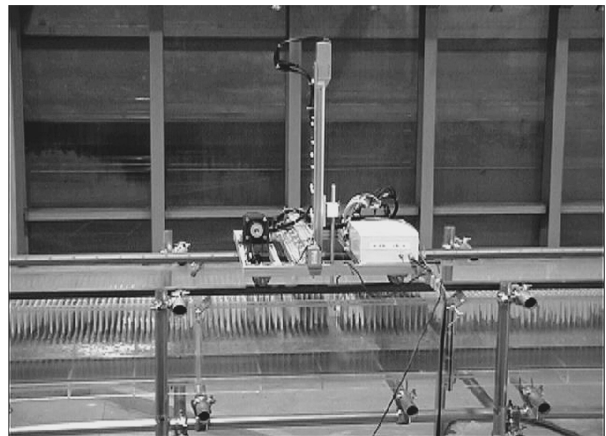


Photo 3-1 計測に用いた3次元移動台車
3D traverse device used for measurement



Photo 3-2 模擬水没植生を設置した水路の概要
Outline view of experimental flume where simulated submerged vegetation was set up

3 水没した植物群を考慮した平面二次元乱流計算モデルの開発

a 計算モデルの概要

前述のように SDS&2DH モデルはこれまで非水没型の植生には適用されているものの、水没した場合には適用はされていない。その理由として、積分領域を水深全体にとり平均して基礎式を導出するため、流れの成層化の効果を考慮できないことが挙げられる。ここで、水没した植生の成層化の効果はせん断応力項を積分する際に導出される抵抗項に主に現れると仮定する。このように考えると SDS&2DH モデルをわずかに修正するだけで、水没した植生を有する流れ場の計算が可能になる。すなわち、水没した植生の抵抗力をどのようにモデル化して扱うかが重要なポイントになる。水没している植生を側岸に有する流れの構造の把握は、禰津ら (1998) の詳細な実験によりなされている。この実験で得られた結果は、本論文で考案するモデルの前提を示唆しており、以下の点を指摘している。(1) 植生層上の流れは水路横断面全面に植生を設置した場合に類似した分布型が現れ、鉛直二次元的な流れの構造といえる。(2) 横断方向に見た場合は植生帯の流速が減少するため大規模水平渦を生じる。(3) 交互に発生する水平渦の流速成分の残差として二次流が発生する。これらの実験結果を参考にし本研究で用いる計算モデルの枠組みを以下のように設定した。

1. まず Reynolds 方程式を層別に積分し、植生層、表層の平均流速 u_1, u_2 を算出する。
 2. 1. の結果を基に植生帯の抵抗力、乱れ生産の効果をモデル化する。
 3. さらに SDS&2DH モデルに 2. の効果を導入し平面渦を含んだ横断混合を計算する。
1. において各層の平均流速を算出する際に各層境界における境界混合係数の同定が問題となるが、これは実験結果との照合の上で推定するという前提で議論を進める。ここで二次流の効果が問題となるが、表層を算出する際に実験値との照合してその効果を抵抗項に含めることによって推定した。これらの扱いによりこれまで不可能であった水没した植生群を対象にした平面二次元乱流

計算モデルを提案することができる。

b 水没した植生のモデル化

(1) 水没した植生の抵抗則

水没した植生を考慮した底面せん断応力、植生による抗力を Fig.3-3 の模式図に従って導出する。ここで横断方向に見て植生を設置している側を植生帯、設置していない側を主流帯、鉛直方向に見て植生が占める領域を植生層、植生がない領域を表層と呼ぶことにする。水没した植生の抵抗力の導出は木ノ瀬ら (1999) による手法を援用する。詳細な式の誘導は省略するが、その概要を以下に示す。SDS 乱れ成分を無視した三次元 Reynolds 方程式を層別に積分すると抵抗則が (3.1), (3.2) 式のように得られる。

植生層：

$$gkI_{e1} = -f(\Delta u)^2 + \left(\frac{1}{2}C_d \lambda k + C_{f1}\right)u_1\sqrt{u_1^2 + v_1^2} \quad (3.1)$$

表層：

$$gh_2I_{e2} = f(\Delta u)^2 + C_{f2}u_2\sqrt{u_2^2 + v_2^2} \quad (3.2)$$

ここで、

$$I_{e1} = -\frac{\partial}{\partial x}\left(\alpha\frac{u_1^2}{2g} + k + z_0\right), \quad I_{e2} = -\frac{\partial}{\partial x}\left(\alpha\frac{u_2^2}{2g} + h_2 + z_0\right)$$

I_{e1}, I_{e2} は植生層、表層のエネルギー勾配、 z_0 は水路床位、 α はエネルギー補正係数、 C_{f1} は摩擦抵抗係数、 f は境界混合係数 (無次元量)、 Δu は表層と植生層の平均流速の差、 $\rho f(\Delta u)^2$ は層境界に作用するせん断力、 u_1, u_2, h_2, K については Fig.3-3 に記す。 C_{f2} は横断方向の抵抗を規定する係数として設定した。この C_{f2} については実験結果からの推定により照合することとした。

ここで設定した f は鉛直方向の運動量輸送の程度を表す係数であり、鉛直方向の渦や移流による運動量交換はこの係数に含まれると考えることができる。また C_{f2} は横断面内の二次流や乱れの影響の程度を示す係数である。この2つの係数の導入により三次元計算を回避することを狙っている。 f に関しては植生を全面に繁茂させた実験結果より半理論的に定式化することで、これまでのモデルに比較して格段に精度と根拠が明確になることが期待される。 C_{f2} に関しては今回は計算結果にフィッティングさせることで推定することにする。

これらより、(2.4) 式の抵抗項は以下のように算定できる。(3.1) 式と (3.2) 式を合計し、水深で割り単位質量当たりの力に変換すると、

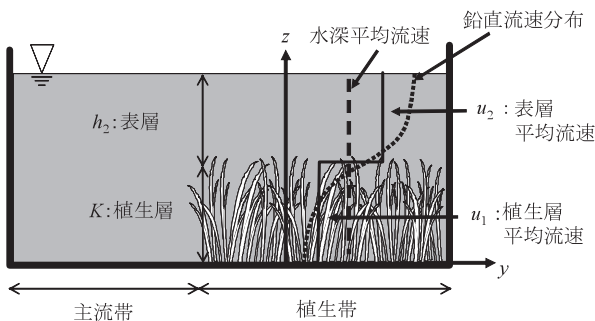


Fig.3-3 水没した植生周辺の流れの模式図と記号の定義

Schematic figure of flow around the submerged vegetation and definition of parameters

$$\begin{aligned}
ghI_e &= gkI_{e1} + ghI_{e2} \\
&= \left(\frac{1}{2}C_d\lambda k + C_{f1}\right)u_1\sqrt{u_1^2 + v_1^2} + C_{f2}u_2\sqrt{u_2^2 + v_2^2} \quad (3.3) \\
ghI_e &= \left(\frac{1}{2}C_d\lambda\frac{k}{h} + \frac{C_{f1}}{h}\right)u_1\sqrt{u_1^2 + v_1^2} + \frac{C_{f2}}{h}u_2\sqrt{u_2^2 + v_2^2}
\end{aligned}$$

よって抵抗項は、以下ようになる。

$$f_x = \left(\frac{1}{2}C_d\lambda\frac{k}{h} + \frac{C_{f1}}{h}\right)u_1\sqrt{u_1^2 + v_1^2} + \frac{C_{f2}}{h}u_2\sqrt{u_2^2 + v_2^2} \quad (3.4)$$

$$f_y = \left(\frac{1}{2}C_d\lambda\frac{k}{h} + \frac{C_{f1}}{h}\right)v_1\sqrt{u_1^2 + v_1^2} + \frac{C_{f2}}{h}v_2\sqrt{u_2^2 + v_2^2} \quad (3.5)$$

ここで C_d は抗力係数 (=1.1 程度) である。

(2) 層別平均流速の導出

表層と植生層の流れ方向平均流速 u_1, u_2 の流速比 r を、

$$r = u_1 / u_2 \quad (3.6)$$

とおく。(3.1), (3.2) 式を (3.6) 式を用いて表せば、植生層、表層の抵抗力はそれぞれ次式で表せる。

$$ghkI_{e1} = (-f(1-r)^2 + C_1r^2)u_2\sqrt{u_2^2 + v_2^2} \quad (3.7)$$

$$ghI_{e2} = (f(1-r)^2 + C_2)u_2\sqrt{u_2^2 + v_2^2} \quad (3.8)$$

ここで、 $C_1=1/2C_d\lambda k+C_{f1}, C_2=C_{f2}$ である。 $I_{e1}=I_{e2}$ とおき、(3.7), (3.8) 式を解くと等流時の流速比 r_0 が算出される。更に Chezy の抵抗則を導入することで不等流時でも等流時の流速比 r_0 が適用できることが導ける (木ノ瀬ら (1999))。よって不等流時の流速比を r とおくと次式が導ける。

$$r = \frac{-f + \sqrt{f^2 + \left(\frac{h_2}{h}C_1 - f\right)\left(f + \left(1 - \frac{h_2}{h}\right)C_2\right)}}{\frac{h_2}{h}C_1 - f} \quad (3.9)$$

二次元浅水流解析より求めた u より、(3.6) 式の流速比を用いて各層の平均流速を下記のように算定する。

$$u_2 = \frac{u \cdot h}{Kr + h_2} = \frac{u}{\frac{K}{h}r + \frac{h_2}{h}} \quad (3.10)$$

$$u_1 = ru_2 \quad (3.11)$$

x, y 方向成分の合成流速を表層、植生層で V_1, V_2 とおく。対象とする流れにおいて流向は大きく変化していない ($\theta_1 \approx \theta_2$ と近似; 各層の流向 θ_1, θ_2) とすると、 y 方向成分の流速比は以下のように表せる (v_1, v_2 は植生層と

表層の平均流速の y 方向成分である)。

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{V_1 \sin \theta_1}{V_2 \sin \theta_2} \approx r \quad (3.12)$$

よって主流速より求まる流速比をそのまま使い、 y 方向成分の平均流速を算定する。

(3) 境界混合係数の同定

各層の平均流速である u_1, u_2 の算定には、(3.9) 式の流速比 r を算定するのに用いる境界混合係数を精度よく同定することが重要である。この境界混合係数は鉛直方向の物質交換の程度を表す係数であるからである。植生層表層境界面からの距離を y_p とすると、 $y_p^+ = U_* y_p / \nu$ が少なくとも 50 以上のときに平均流速が対数分布をとると考えられる。すなわち、今回の領域では乱れエネルギーの生成と逸散が釣り合う (局所平衡の成立) と解釈される。そこで、次の壁関数の関係が成立すると考えられる。

$$\begin{aligned}
k &= \frac{U_*}{\sqrt{C_u}} \sqrt{\alpha_1} \\
\varepsilon &= \frac{U_*^3}{\kappa y_p}
\end{aligned} \quad (3.13)$$

ここで、 $\alpha_1 \geq 1$: はモデル定数、 κ はカルマン定数で 0.41 とする。植生層の表層を対象として $U_* \approx u_1$ と近似し、境界より y_p における渦動粘性係数を算定すると、

$$\Gamma = C_u \frac{k^2}{\varepsilon} = u_1 \kappa y_p \alpha_1 \quad (3.14)$$

また、森ら (1998b) は流れを自由乱流と考えたときの排除厚さ $\Delta \zeta$ と乱れの要因となる流速差 Δu によって規定されていると考え、渦動粘性係数 Γ と混合拡散係数 f との関係を次式のように表せるとした。

$$\Gamma = f \Delta \zeta \Delta u \quad (3.15)$$

これと y_p における渦動粘性係数が等しいと仮定し、境界混合係数を以下のように表した。

$$f = \frac{\Gamma}{\Delta \zeta \Delta u} = \frac{u_1 \kappa y_p}{\Delta \zeta \Delta u} \alpha_1 = \frac{u_1}{u_2 - u_1} \frac{y_p}{\Delta \zeta} \kappa \alpha_1 \quad (3.16)$$

$$r = \frac{u_1}{u_2} \text{ より,}$$

なお、このように表示することは (3.16) 式が成立する y_p を推定することになる。さらに、 $r/(1-r)$ は r が大きくなるほど、その n 乗で大きくなるように f を仮定し次式で表現した。

$$f = \alpha_1 \left(\frac{r}{1-r} \right)^n \left(\frac{y_p}{\Delta \zeta} \right) \kappa \quad (3.17)$$

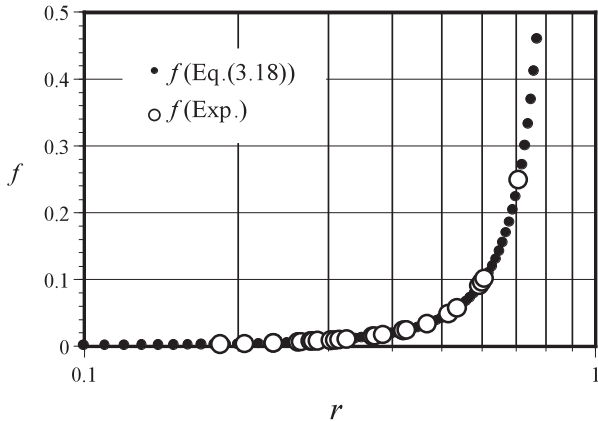


Fig.3-4 境界混合係数の実験値と計算値の比較

Comparison between calculation results and experimental results of boundary mixing coefficient

そこで a_{21} , a_{22} をモデル定数とする。さらに, $y_p = a_{21}(h-k)$ とおき排除厚さも同様な表記を用いると, $\Delta\zeta = a_{22}(h-k)$ となる。よって (3.17) 式は次式のように表せる。

$$f = \alpha_1 \left(\frac{r}{1-r} \right)^n \left(\frac{\alpha_{21}(h-k)}{\alpha_{22}(h-k)} \right) \kappa = \alpha_1 \left(\frac{r}{1-r} \right)^n A \kappa \quad (3.18)$$

ここで, $A \equiv a_{21}/a_{22}$ である。

森 (1999) により行われた水路横断面全面に植生が繁茂した流れの場に対して行われた実験結果より (3.18) 式の検証を行った。 $a_{21}=0.05$, $a_{22}=1$, $n=2$, $\alpha_1=2$ とすると, 式 (3.18) から得られる値 (●) は Fig.3-4 のように良好に実験結果 (○) を説明できることがわかった。ここで実験値の f は (3.9) 式からの逆算により求めた。

(4) 水没した植生の乱れ生産のモデル化

植生群の抗力, 底面摩擦による乱れエネルギー生産量 P_{kv}, P_{kd} は池田ら (1996, 2000a) の方法に準拠して, 次式のように表す。

$$P_{kv} + P_{kd} = \left[\left(C_{f1} + \frac{C_d \lambda k}{2} \right) (u_1^2 + v_1^2)^{1.5} \right] / l \quad (3.19)$$

なお, 非水没型植生の場合は流速値に水深平均流速 u, v が用いられるが, 水没植生の場合は植生層の平均流速 u_1, v_1 を用いて表記される。乱れの長さスケール l は渦径が水没している植生高 K の影響が大きいと考え, $l = \alpha K$ で表した。

c 計算手法, 初期条件, 境界条件, 計算条件

計算手法としては第2章と同じADI法による差分法を用いた。計算プログラムは第2章で作成したものに, 水没した植生の抵抗の効果と乱れの効果を計算するサブルーチンを追加した。その結果プログラムはわずかの修正で計算を行えることがわかった。また植生高と水深を比較し, 植生高の方が高い場合は非水没型の計算を行うようにプログラムを設定した。

初期条件, 境界条件は第2章2節と同じであるが, 概略を記すと, 初期条件は水面勾配0を与え, 下流端の水位を微小速度で下げ, 流れがほぼ定常等流になったところで, 上流端の流速値に最大流速の10%の擾乱を乱数により発生させ加える。このとき上下流端境界には周期境界条件を与える。壁面境界条件は基本的にはslip条件を採用するが, 壁面の影響が無視できない場合は側壁の摩擦を表す関数より得られる値を壁面に近い第一格子点に与えることで近似した。第3章の計算と同じようにダルシー・ワイスバッハの摩擦損失則を変形した式を用いた。再記すると,

$$\frac{1}{\sqrt{f_b}} = \frac{1}{\sqrt{8}} \frac{u}{U_*} \quad (3.20)$$

ここで, 摩擦損失係数 f_b にはブラジウスの実験公式である $f_b = 0.3164 R_e^{-1/4}$ を用いた。

計算条件は Table 3-2 に示す。

Table 3-2 計算条件
Calculation condition

計算領域		計算格子幅		時間ステップ Δt (sec)	境界条件
x方向	y方向	Δx	Δy		
800cm	58cm	2cm	1cm	0.0005	周期境界

以下に任意の差分格子点における u, v の算出法の流れを示す。① u_1, u_2, v_1, v_2 の初期値を求める。例えば(3.1)式, (3.2) 式中の鉛直混合の項を無視した式を解いた値を用いる。このとき C_{f1}, C_{f2} には適当な初期値を与える。

②①で得られた u_1, u_2, v_1, v_2 より, 植生高を考慮した抗力項 f_x, f_y を算定する。

→ (3.4), (3.5) 式

③差分法による平面二次元計算より f_x, f_y を考慮した u, v, h を算出する。この水深平均の各値を算出するにあたり, 乱れのエネルギー輸送方程式を解いて求める水没した植生の効果を示す乱れエネルギー k の値は①で得られた u_1, u_2, v_1, v_2 を考慮する。得られた k を用いて渦動粘性係数 ν_t を求める。

→ (3.19) 式

④③で得られた u, v より植生層と非植生層の流速比 r を求め, 植生層平均流速, 表層平均流速, u_1, u_2, v_1, v_2 を算定する。

→ (3.9), (3.10), (3.11), (3.18) 式

⑤②から④を許容する誤差に収束するまで繰り返す。

このように, 第2章で示した非水没型の計算に, 水没した植生の抵抗項, 乱れの効果を追加するだけで, 水没した植生周辺の流れの様子が算定できるため, 簡便かつ実用的な計算手法となる。



Photo 3-3 模擬植生周辺の大規模水平渦のアルミ粉による可視化結果 (case 2)

Visualized horizontal large eddies around simulated vegetation by using aluminum powder (case 2)

4 実験結果, 計算結果からの考察

a 可視化による流況の把握

まず, 流れの瞬間構造を把握するためにアルミ粉を流下させ可視化実験を行った。実験ケースは case2 の相対植生高が 0.5 のタイプである。Photo 3-3 に流況の様子を示す。水没型植生でも非水没型植生と同じように大規模渦が発生することがわかった。この渦により植生帯から低流速の流体が流出し, 主流部からの高流速の流体が流入する様子が観察され, 活発に混合が生じていることがわかった。渦の構造は非水没型植生ほど安定した形状をしておらず, 大小の平面渦が混在していた。また植生が水面から出ていない分, 非水没型に比べ, アルミ粉は植生帯側へ拡がりやすくなる傾向にあることがわかった。

デジタルビデオにより撮影した渦の静止画像を Photo 3-3 に, 静止画像の時系列変化を Photo 3-4 に示す。図を見てわかるように大規模な渦が周期的に発生していることがわかる。

第2章で示した非水没型の植生の場合と比較すると, 渦の形状は鮮明ではないが, 植生域のかなり奥部までアルミ粉が流入しており, 植生帯上に多く停滞している様子がわかる。このことは流入した微細土砂が植生帯側に輸送され堆積する効果があることが予想される。

このように水没型の植生であっても大規模渦による運動量輸送が流れの大部分を占めていることが予想された。アルミ粉によって可視化されるのは表面流だけであり, 実際の土砂の堆積には鉛直方向の流れの様子が重要である。水没した植生を有する場合は鉛直方向の運動量交換が生じるため, 非水没型に比較して堆積を促進する可能性が大きい。

b 実験結果と計算結果の比較

(1) 層平均流速の実験値と計算値の比較

Photo 3-5 に水没した模擬植生の鉛直面内の概要を示

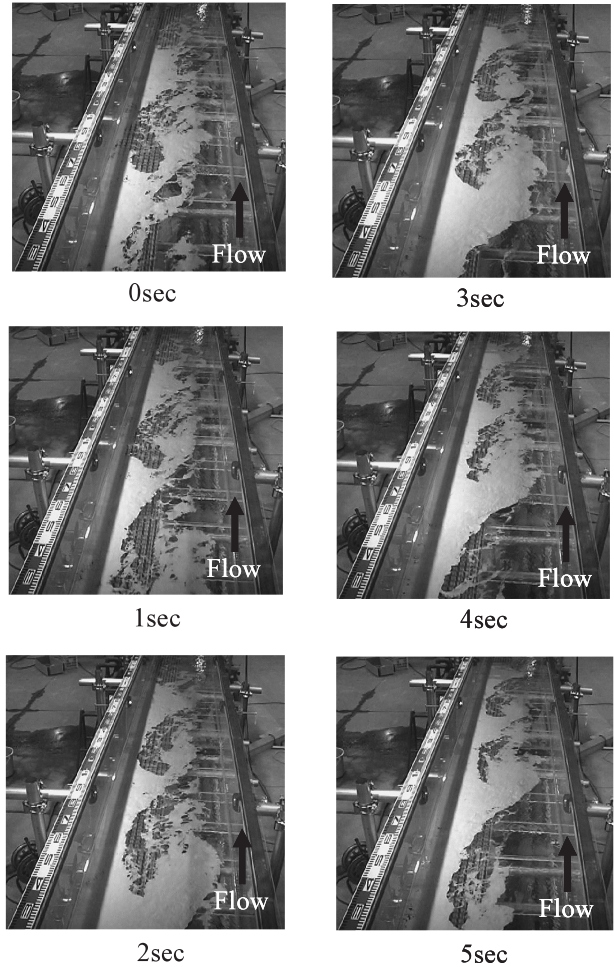


Photo 3-4 模擬植生周辺の大規模水平渦の時間変化のアルミ粉による可視化結果 (case 2)

Time series for visualized horizontal large eddies around simulated vegetation by using aluminum powder (case 2)

す。Fig.3-5 内にそれぞれの層の平均流速の実験値 (点線) と計算値 (太実線) の比較例を示す。ここでの計算値は実験から得られる平均流速に式 (3.9), (3.10), (3.11) を適用し求めた。

白丸点は鉛直方向の流速分布の実験値を示す。実験値

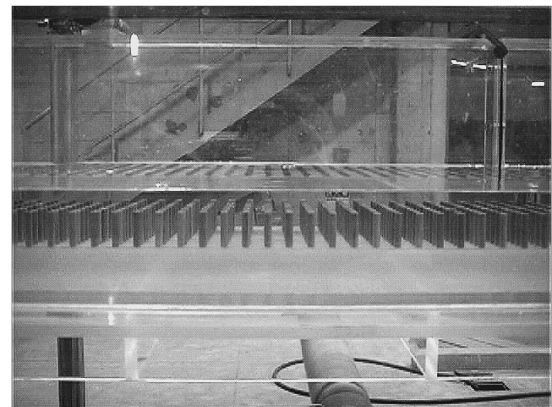


Photo 3-5 水没した模擬植生を有する流れの鉛直断面
Vertical section of the flow of simulated submerged vegetation

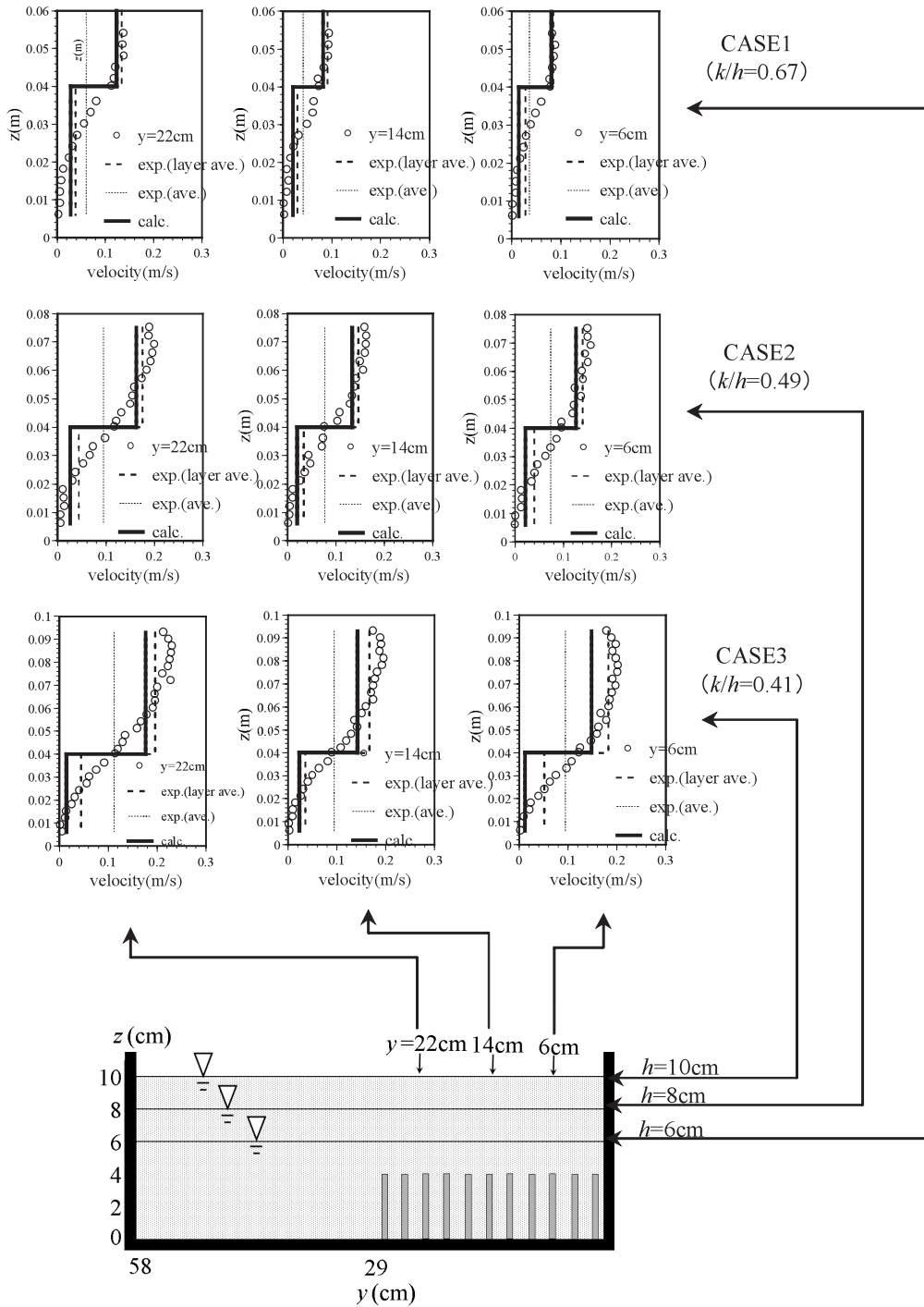


Fig.3-5 各層の平均流速 u_1, u_2 の実験値と計算結果との比較

Comparison between the calculation results and experimental data of layer averaged velocity u_1, u_2

からのそれぞれの層の平均流速の算定は 3mm 毎に計測している値を層別に積分し平均することで求めた。植生層、表層の平均流速の計算値（太線）は実験値（点線）をほぼ再現していることがわかる。

結果について詳細に考察を行っていくと、まず相対植生高が最も大きい（水深に対する植生の高さの割合が大きい）case1 では、植生層平均、表層平均流速ともに、計算値（太線）は実験値（点線）を良好に再現していることがわかる。鉛直流速分布を見ると変曲点を有する

分布になっており、植生層と表層間で活発な運動量交換が生じていることが予想される。このことは相対植生高が大きいため、今回の計算モデルにおける鉛直方向の流速分布が断面二次元的であるという仮定が成立しやすくなっていることを示している。

続いて相対植生高が 0.49（水深に対する植生の高さがほぼ半分）の case2 を見ると、case1 ほどではないが計算値は実験値をほぼ再現していることがわかる。鉛直方向の流速分布は case1 と同じように、変曲点を有する分

布になっており、植生層内外で活発な運動量交換が生じていることが予想された。

相対植生高が0.41で、水深に対する植生層の割合が半分以下である case3 について見てみる。3 ケースのうち最も実験値と計算値のズレが大きくなっていることが分かる。鉛直方向の流速分布は変曲点を有する分布になっており、鉛直方向の運動量交換が活発になっているが、それに加えて横断面内に生ずる二次流の影響が生じていることが予想される。この横断面内の運動量交換は今回の計算モデルでは係数 C_p で経験的にしか与えていないため、再現性が低くなっていることが予想される。

このように、相対植生高が減少するほど（植生層上の水深が大きくなるほど）植生層の実験値と計算値との流速の差が見られ、鉛直二次元的な分布から、三次元的な分布に変化していくことがわかった。相対植生高が0.49の case2 までは実験値の再現性は比較的良好なことから、概ね相対植生高が0.5までは、今回の計算モデルの枠組みで再現性が良いことがわかる。つまり、水深全体に対する植生高の割合が半分以上を占めているときは、鉛直面内の流れは鉛直二次元的に扱うことができる。しかし、相対植生高が0.5を越してくると、鉛直方向の流れに加えて横断面内の二次流や乱れの影響が大きくなってきて計算値と実測値の誤差が大きくなることが明らかになった。また、どのケースにおいても鉛直方向の流速分布は植生を水路全面に設置した時と同じように、変曲点を有する分布になっており、鉛直方向の運動量交換が活発に行われており、これが土砂の捕捉を活発にすることが予想された。この鉛直方向の混合の様子は推測であるため、今後は流れの可視化によって物質交換の実態を把握することが重要である。

(2) 水深平均流速の実験値と計算値の比較

水深平均流速の実験値と計算値の比較を Fig.3-6 に示す。主流速の横断分布の把握は通水能確保を考える上で重要である。計算における時間平均値は擾乱発生後、渦が流下方向に十分発達した計算開始後180秒から230秒の50秒間について平均した値を用いた。水没型植生との比較のために非水没型植生の主流速の横断分布を Fig.3-6(a) に示す。図からわかるように、計算値は実験値をかなり良く再現している。実験値(○)、計算値(●)ともに、植生の境界近傍で流速の急激な低下がみられる。このことは大規模渦の発生に伴う抵抗の増加により植生帯境界付近の流速が減少することを示している。主流速の最大値は主流部中心線よりやや壁面側に現れている。このことを計算でも再現している。このように壁面にいたるまでの分布形をほぼ正確に再現しているといえる。第2章の計算結果も全ての植生密度に対してかなり高い再現性を有していることが明らかになっているように、非水没植生に対しては主流速分布は実用上問題のない精度を有しているといえる。

同図 (b) の水没型植生を見ると、相対植生高が減少し

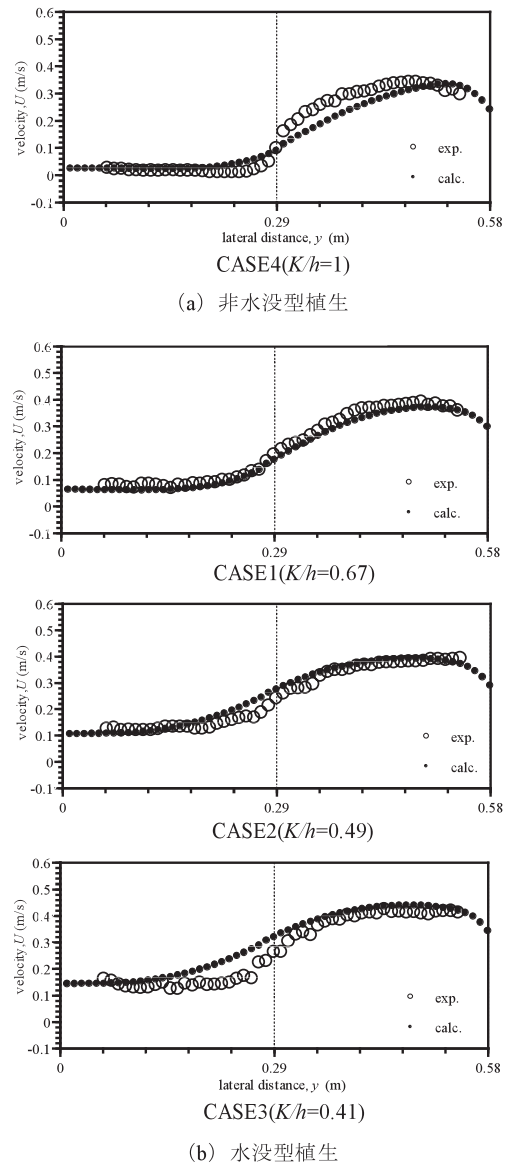


Fig.3-6 横断方向の時間・水深平均主流速分布

Lateral distribution of the time- and depth-averaged longitudinal velocity

表層厚が増加するほど植生帯の主流速はわずかではあるが増加している。この傾向を計算でも再現していることがわかる。境界付近の計算値との差は相対植生高が小さくなるほど大きくなっており、このことも三次元的な効果が大きくなることを示唆している。主流速の分布型は非水没型植生と同じく植生境界で変曲点を有する分布である。このことは池田ら (1992) によって明らかにされているように、大規模な平面渦が生じやすくなっていることを示唆している。

このように水没型においては相対植生高が概ね0.5以上であれば主流速分布は高い再現性を有することがわかった。しかし、相対植生高が0.5より小さくなることは現実的に少ないと思われる。例えば、陸生植物の高さが2mとすれば、相対植生高が0.5になる時の水深は4mであり、このような流況は洪水時といえども少ないと思われる。よって、今回提示したモデルの精度を保証する限界

である相対植生高 0.5 以上は実用的に十分であると考察される。

(3) 流速の時間変化

第 2 章においては、大規模渦の時間変化と流速の時間変動値は対応していることが示された。その内容について再記すると、渦の先端部の植生帯方向へ流入する部分では主流速値が大きくなり、渦の後端部では主流速は小さくなる。流れと直角の y 方向流速では流入時は植生帯方向への流速値が大きくなり、流出時には非植生領域方向への流速値が大きくなる。この変動を周期的に繰り返している。よって可視化試験を行わなくても流速の時間変動周期から渦の発生状況を予測することができる。

Fig.3-7 に非水没型の case4 と水没型の case2 の流速の時間変化を示す。まず実験値を見ると、非水没型の方が時間変化の周期性が明確で振幅も大きいことがわかる。水没型の方は非水没型に比較すると大小の波が混在しており、可視化試験と同じ傾向であることがわかる。計算結果を見ると、周期はやや長くなっているものの、周期性を再現していることがわかる。水没型の場合は実験値ほど大小の波が混在してはいないものの、水没型より振幅が小さいことや波形が明瞭でないことなどを再現していることがわかる。

Fig.3-8 は Fig.3.7 より求めた流速の時間変化の平均値を求め、各瞬間流速の差をとった流速変動値に換算して表示した、 $u' = \bar{U} - U, v' = \bar{V} - V$ を示している。 y 成分の流

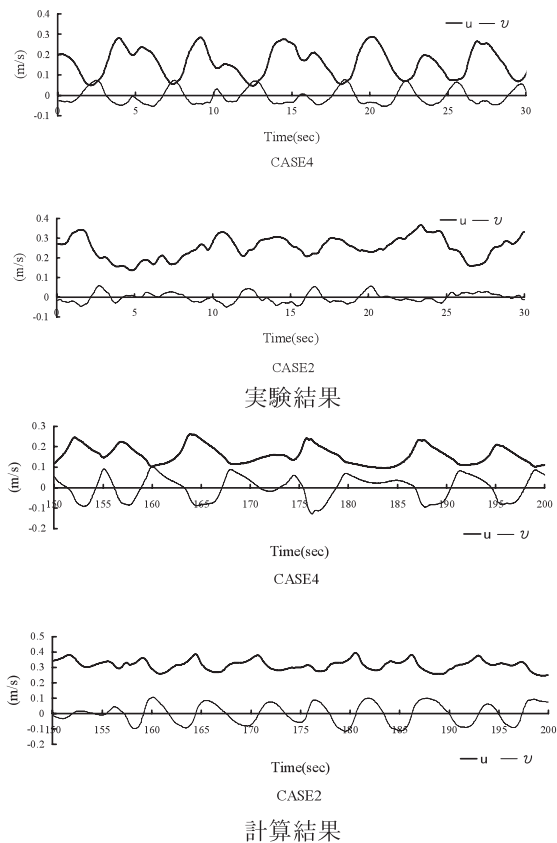


Fig. 3-7 植生領域境界付近の流速の時間変化

Time series for the fluid velocity at the boundary of a vegetated area

速変動値の負の値は渦の先端部分の流出を、正の値は渦の後端部分の流出を示している。非水没型、水没型ともに、周期的に渦により流入と流出を繰り返していることが明瞭にわかる。流入の時に u が大きくなり、流出のときに小さくなることから、植生帯方向に流入するアルミ粉はトータルすると、流入の方が大きくなることを示している。このことは、微細土砂など沈降を有する物体の場合は植生帯側へ堆積することを示唆している。

この渦による物質輸送は非水没植生でも行われるが、水没植生の場合は水没している分だけ流入しやすいので堆積量は増大する可能性がある。しかし、一般に土砂濃度分布は底面にいくにしたがって増大する分布をとるので、それほど、水没部分の流入は堆積に貢献しないことも予想される。この詳細な土砂輸送に関する調査は今後推進すべき重要なテーマである。

(4) レイノルズ応力分布の実験値と計算値の比較

運動量輸送効果の検討として、レイノルズ応力の横断分布の計算値と実験値の比較を行った結果を Fig.3-9 に示す。

計算の上でのレイノルズ応力は第 2 章と同じように大規模渦によるものと、SDS 乱れによるものを合計し次式のように算定した (池田, 2000b)。再記すると以下のようなになる。

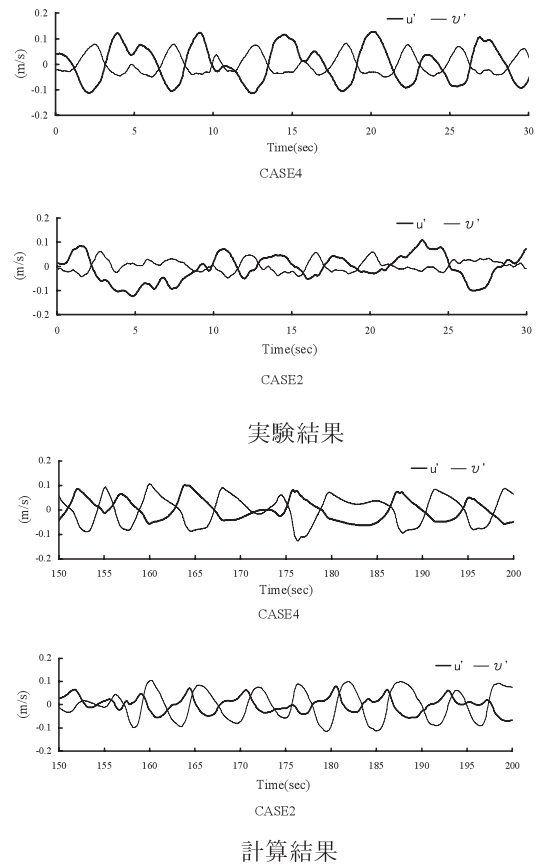


Fig. 3-8 植生領域境界付近の流速変動値の時間変化

Time series for the fluctuation of the velocity at the boundary of a vegetated area

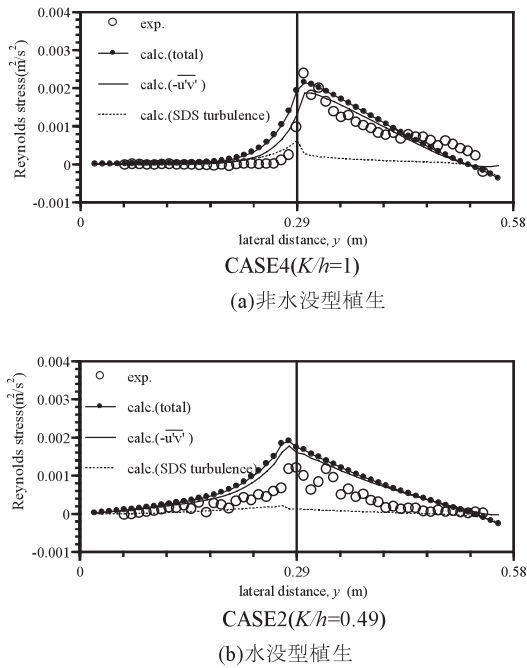


Fig.3-9 横断方向の水深平均レイノルズ応力分布
Lateral distribution of the depth-averaged Reynolds stress

$$\frac{\tau_{xy}}{\rho} = -\overline{u'v'} + \nu_t \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (3.21)$$

ここで $u' = \bar{U} - U, v' = \bar{V} - V$ で、 \bar{U} は瞬間流速、 u は平均流速を示す。

右辺第1項は大規模渦が引き起こすレイノルズ応力を示し、浅水流解析により大規模渦の発生に伴う流速の変動成分 (u', v') を抽出し u', v' の平均値として算出する。第2項は SDS 乱れのレイノルズ応力成分によるものであり平均流速の計算結果から求められる速度勾配と (2.10) 式より計算した。

実験におけるレイノルズ応力は 20Hz でサンプリングした 1200 データの各瞬間流速と平均流速の差を x,y 方向について求め、その積の時間平均として求めた。

ここでは主に水没型植生と非水没型植生の運動量輸送の大きさを比較することを目的として検討を行った。Fig.3-9 に横断方向のレイノルズ応力分布の代表的な比較例を示す。(a) の非水没型植生の計算値 (●) と実験値 (○) を比較すると、植生境界からやや主流部よりで最大値をとること、植生境界を境に横断方向の分布型が非対称になる特徴など、流れの大略が再現されていることがわかる。併せてレイノルズ応力に占める大規模渦による成分 (細実線) と SDS 乱れによる成分 (細点線) の大きさを示す。大規模渦による運動量交換が大部分を占めていることがわかる。

Fig.3-9(b) の水没型植生の実験値を見ると非水没型と比較して、ピークの大きさが異なることや植生帯の中におけるレイノルズ応力の減少の割合が小さいことなど分布形が異なることが明らかになった。このことを計算で

も良く再現しており、本モデルにおける乱流統計量の評価がほぼ妥当であることがわかった。レイノルズ応力の発生源を見ると、非水没型と同じように大規模渦によるものが殆どを占めていることが明らかになった。全体的に流速差が減少する分、レイノルズ応力が減少し、付加的抵抗も減少することが明らかになった。

(5) 流れの瞬間構造

本計算は水平渦の発生による流速の変動量そのものを乱流統計量として計算するため、大規模水平渦の瞬間像を正確に再現できているかが問題になる。

Fig.3-10 に瞬間流速ベクトルの数値計算結果の例を示す。計算結果は渦が十分に発達した計算開始後 180s から 230s の中間の 205s 後のものである。渦の形状を鮮明にするために、Fig.3-10 の流速場から平均流速を差し引いたものを Fig.3.11 に示す。この操作により渦の形状が鮮明になる。

更に Fig.3-10 の流速場から算定した渦度の平面分布を Fig.3-12 に示す。まず非水没型植生を見ると、Fig.3-11 より、長径 60cm から 70cm 程度の大規模渦が計算上で 4 個程度発生していることがわかる。Fig.3-10 の流速ベクトルと併せて見ると、渦の流下に伴い、植生帯側へ主流帯の高流速の流体が流れ込み、植生帯から主流帯へ低流速の流体が流出することがわかる。この傾向は可視化試験より得られた傾向と同じであり、実験における流れを良好に再現していることがわかる。また Fig.3-11 の渦形状を鮮明にした図を見ると、渦は傾いた楕円の形状をしていることがわかる。このことはレイノルズ応力の発生要因になっていることを示しており活発な運動量交換の原因となっている。水没植生について見ると Fig.3-11 より非水没型と同じように平面渦が発生していることがわかる。非水没植生との違いは大小の渦が混在していることである。また渦形状は、非水没型と同じように傾いた楕円をしており、活発な運動量交換が生

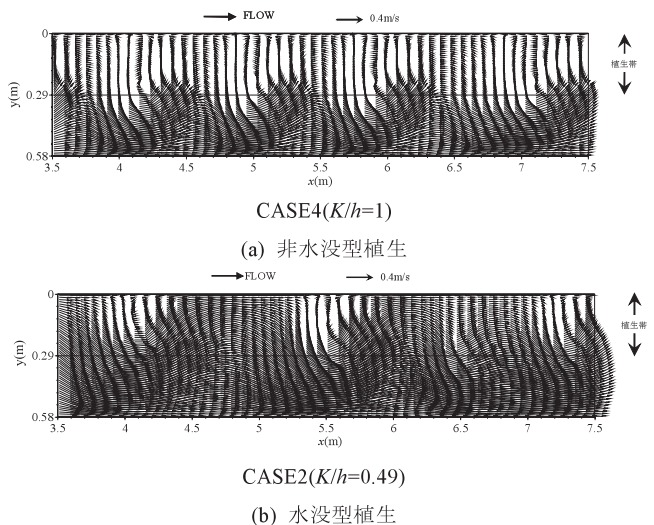


Fig.3-10 流れの瞬間構造の計算結果 (流速ベクトル)

Calculation results of an instantaneous flow structure (velocity vector)

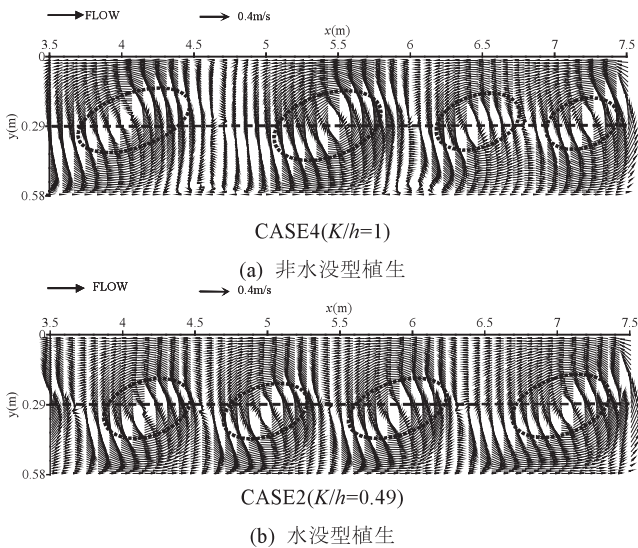


Fig.3-11 流れの瞬間構造の計算結果（流速ベクトル）

※点線の楕円は渦の形状を示す

Calculation results of an instantaneous flow structure (velocity vector)

※ Dotted-line oval shows the shape of the vortex.

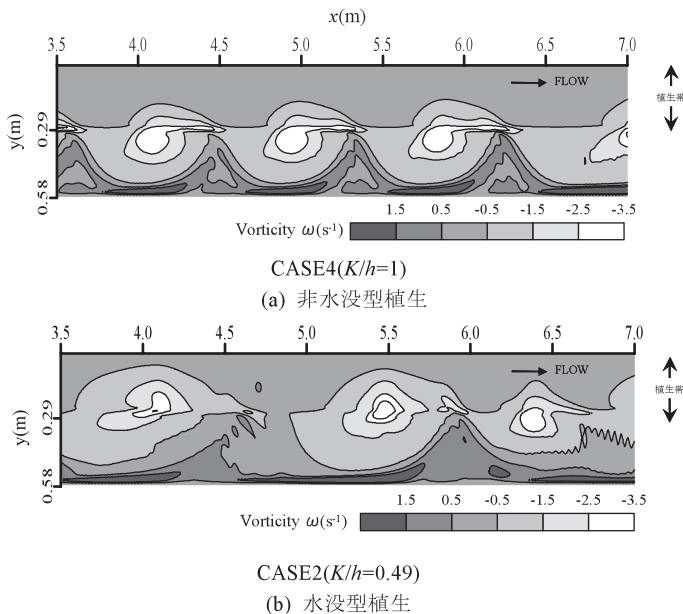


Fig.3-12 流れの瞬間構造の計算結果（渦度）

Calculation results of an instantaneous flow structure (vorticity)

じていることが予想される。Fig.3-12を見ると、渦度の集積領域は植生帯側の奥まで達していることがわかる。しかし、Fig.3-11よりy方向の流速ベクトルは非水没型に比べて小さく、渦度のコンターの間隔も広いことから渦の強さ自体は非水没型に比較して小さいことがわかる。

これらをまとめると、平面渦による混合は水没型の方が小さいが、混合の領域は植生帯の奥まで入り込む傾向にあるといえる。このことは浮遊砂の捕捉効果を検討する上で重要な事項と考察される。更に、水没型植生の場合は鉛直方向の混合の効果も期待されるため、奥まで入

り込んだ土砂が鉛直方向の混合により底面に活発に輸送されることが期待される。しかし、土砂濃度は底面に行くほど濃くなる分布になるため、水没した植生の効果がどの程度あるかは、対象とする土砂の粒径と濃度による関係が深いと思われる。

5 まとめ

側岸に水没した植生が存在する開水路流れの場を対象に数値計算と水没した植生を多数の円柱の配列で模擬した水理模型実験により、平面渦を伴う横断混合を再現可能な実用的な計算手法を新たに提案した。要約すると次のようである。

- (1) 植生群が側岸に繁茂している流れの場の各層の平均流速を算定できる計算法を提示し、水理模型実験結果と比較することによって計算法の検証を行った。相対植生高が減少するほど、流れは三次元的な構造になることを示唆するものであった。
- (2) SDS&2DH モデルに水没した植生が流れに与える抵抗、乱れ生産の効果を組み込むことで水深平均流速の横断分布を比較的簡単に算出できる計算法を新たに提案した。このモデルにより非水没型に比べ、水没することで植生帯側の水深平均流速が増加すること、相対植生高が減少するほどこの傾向は大きくなることを再現することができた。
- (3) 非水没型植生で発生する大規模渦を伴う混合が水没型でも発生することが水理模型実験により明らかになった。この横断混合現象を理解する上で重要な平面渦の構造、乱流統計量を今回提案する計算手法で概ね再現できることを示した。

残された問題点と今後の課題については以下のようである。

- (1) 各層の平均流速を導出する際に用いた境界混合係数は境界での混合を直接計算できる鉛直二次元モデルにより詳細な検証を行う必要がある。
- (2) 二次流の効果は今回は経験的に与えたが、このような三次元的な構造を明らかにするための詳細な実験が今後必要である。
- (3) 植生の変形や組織的な揺動などの影響を取り込んだ計算法への拡張を行う。

今回開発した計算手法は簡単に横断混合や鉛直方向の効果を導入できるという面では他に例がなく応用範囲は広いと思われる。植生を用いた多自然護岸の設計における、洪水時も含めた通水能評価や、土砂堆積の把握に応用することが期待される。更に洪水時の植物の種子の移流による植生繁茂の予測などに応用することで、生物多様性に配慮した護岸計画に役立てることが期待される。ただし、以上の諸結果と知見は、植生を固定した木製円柱で模擬した実験によるものであるから、流れと植生との運動量の交換は考慮していないという条件下のものである。

IV 極めて柔軟な沈水植物の揺動と流れの相互作用

1 概説

河川や水路に存在する沈水植生は水辺環境の形成に対して、多くの機能的役割を有している。水質浄化の面では、植生層内外の物質交換や生物的作用による汚濁物質を捕捉し吸収する効果があるといわれており、生態系の面では、光合成により二酸化炭素を吸収し、水中に酸素を供給する重要な役割を果たしている。それだけでなく魚類の隠れ場や産卵場となり、微生物の付着基質となるなど多くの役割を有している。(Fig.4-1)

このような多くの機能のうち、沈水植生層内外の物質交換を促進する効果を定量的に把握することができれば、湿原に流入する微細土砂やそれに付着する栄養塩を捕捉することに応用できる可能性が生まれる。

これまで沈水植生を有する流れの構造について比較的剛性の高い植物を対象とした研究が数多くなされてきたが(例えば辻本, 北村 (1998)), 剛性をほとんどもたない柔軟な植生を有する流れに関する研究は少ない。Photo 4-1 ~ 4-2 に示すように、本論文では用水路、河川の細流、湧水地などに多くみられるミクリ、バイカモのような流れになびく柔軟な沈水植生を研究対象とする。

大きく変形し揺動する植生は密度の空間的な変化を引き起こし流れ場に影響を与えるというように、流れと植生間で複雑な相互作用が生ずることが予想される。この植物の揺動と流れとの相互作用の研究は農業気象の分野で井上 (1955) が穂波の先駆的研究を行っている。また、稲穂上に発生する穂波現象が沈水植生層上においても発生することが指摘されており(池田ら (1995)), 植生の運動が流れ場に大きな影響を与えている。日野・歌原 (1977) や室田・福原 (1983) は底面に剛性をほとんどもたない水草や藻類を有する流れ場を対象に流速分布や乱流構造の検討を行っているものの、乱れと植生の揺動、変形の相互の関係などに関する検討は十分にはなされていない。よって現象の詳細についての定量的な実測データに基づく解明が必要である。

一方、近年ではこれらの流れ場に対して数値解析によ

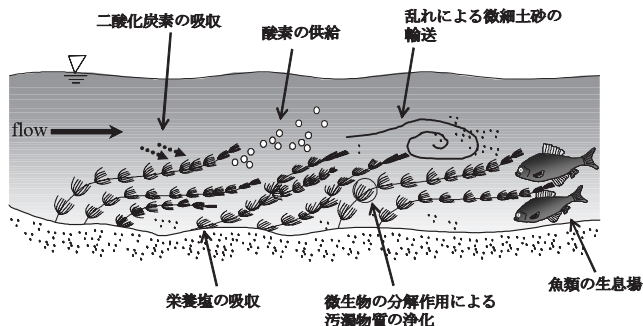


Fig.4-1 生態系における沈水植生の役割
Role of submerged vegetation in the ecosystem



Photo 4-1 沈水植生を有する流れの場 (ナガエミクリ)

世田谷区丸子川上流域 撮影 2003.9.5

Flow field around submerged plants (*Sparganium L.*)

in the upstream region of the Maruko River, Tokyo, Sept. 5, 2003



Photo 4-2 沈水植生を有する流れの場 (バイカモ)

釧路湿原チルワツナイ川内 撮影 2004.6.16

Flow field around submerged plants (*Ranunculus nipponicus var. submersus*) in Kushiro-Mire's Chiruwatsunai River, June 16, 2004

る検討が行われつつある。Ikeda et al. (2001) や日野 (1999) は流体と植生の運動の相互作用の計算を、LES モデルと振動方程式を組み合わせることで行っている。しかし、これらのモデルでは植生を直立弾性棒でモデル化しており今回対象とするような剛性をほとんどもたない沈水植生への適用は難しい。また、一次モードで揺動を表現しており、複雑な変形形状を考慮していない。流体-構造系の連成解析に問題の対象を広げて見ても、曲げ剛性を持たない膜のような構造物を対象とした解析は少なく、今後の研究の進展が望まれている。高次のモードを有する複雑な運動に関しては、生物流体力学の分野でウミヘビ (Graham et al. (1987)) や鞭毛の運動 (平本 (1979)) の解析など細長い生物に対して検討されている。しかし、流れに対し運動し、それが流れに影響を及ぼすという流

体—物体間の相互作用の考慮はなされていない。

以上の背景に基づき、本章第4.2節では大きな変形を有する沈水植生の運動とそれが流れに与える影響を水理模型実験より明らかにする。ここで、取り組むべき点は、穂波が生ずるかという定性的な判断と、流速変動周期と植生の揺動周期との関係、レイノルズ応力の発生状況などの定量的な判断である。

2 柔軟な沈水植生の運動と植生層上の乱流構造に関する実験

a 対象とする沈水植生の概要

自然河川や水路の沈水植生が生育する環境や揺動状況を把握することは、実験条件の選定や現象の把握において極めて重要である。よって踏査により沈水植生の生息環境と生育状況を把握することを試みた。調査地は、都市部の水路の代表として丸子川を選定し、自然河川の代表として釧路湿原チルワツナイ川を選定した。

丸子川の最上流部の湧水があるといわれている付近で撮影したナガエミクリを **Photo 4-1** に示す。兩岸には抽水植物が繁茂しており流速は $0.2 \sim 0.3\text{m/s}$ であることが目視から推測された。

チルワツナイ川で見られたバイカモを **Photo 4-2** に示す。周辺からは伏流水らしきものが流れ込んでいることがわかった。電磁流速計（マーシュマックバーニー社、モデル 2000）で河川内の流速を測定したところ、 $0.2 \sim 0.3\text{m/s}$ であった。水温は 12°C 程度、水深は $0.1 \sim 0.3\text{m}$ 、底質は砂質であった。

b 実験方法

実験は東京工業大学水工学実験室内にある長さ 15m 、幅 40cm の循環式可変勾配直線水路を用いた。この水路は第2章で示したように、高精度の乱流計測を行えるように様々な工夫がなされている。水路の上流側水槽にはディフューザーが取り付けられ流れが一様に水槽内に流入するように設計されている。又、不規則な水面変動を消し去るために上流側水槽中程に上から仕切り板が取り付けられている。これらの装置により流れはスムーズに水路へ流入する。沈水植生のモデルとしては、気泡により自立すること、自然の素材であること、剛性が全くないという自然に繁茂する沈水植生の条件を満たす、手芸用毛糸（中細梳毛糸）を用いた。これを 10cm の長さに切り沈水状態を設定し、 y 方向の間隔 (L_y)= 2cm 、 x 方向の間隔 (L_x)= 2cm の正方格子状に水路床全幅に配置した。この様子を **Photo 4-3** に示す。これを水路先端部から 6m にわたって設置し、等流条件になるように流量及び下流堰高を調整した。**Fig.4-2** に模擬沈水植生が流れに対して揺動した場合の記号の定義を示す。流れ方向に x 軸をとり、鉛直方向に z 軸を、水平方向に y 軸をとる。水路床からの高さ z における植生の変位を ξ 、植生頂部の高さを H 、植生長を Y とする。

(1) 植生の運動の計測

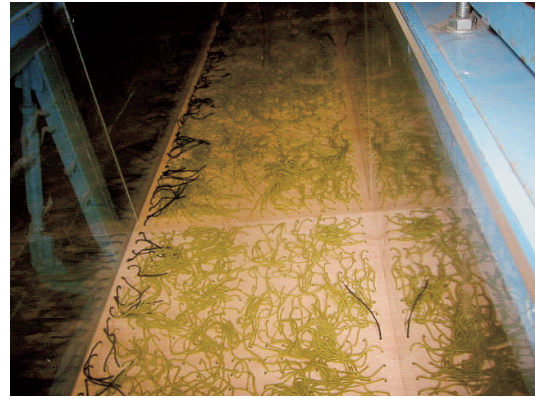


Photo 4-3 実験水路床に設置された模擬沈水植生
Simulated submerged vegetation at the bottom of experimental flume

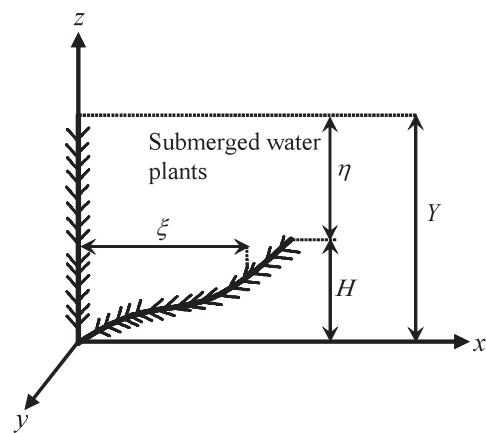


Fig.4-2 座標系
The coordinate system

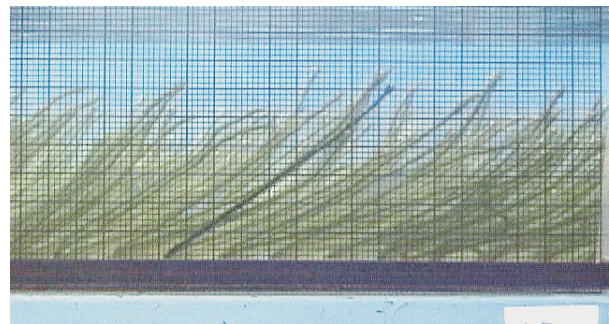


Photo 4-4 模擬植生の運動
Motion of simulated vegetation

複雑に変形し揺動する植生の特性を、定量的な実測データから説明することを目的として、模擬植生の変位の経時変化をデジタルビデオカメラにより追跡した。植生群中の一本の植生の色を変え、その根本が原点になるように水路側面に透明の方眼紙を貼り付け、撮影されたビデオ静止画像中の座標値を目視で読み取った。座標の定義は **Fig.4-2** に示す。水路側面に方眼紙を貼り付けた時の植生の揺動の様子を **Photo 4-4** に示す。植生の色を変えているのは手前側的一本でこの動きが

全体の植生の動きを代表しているとは厳密にはいえないが、今回の目的のように揺動と流れの関係の概要を実験で把握するという目的においては十分な精度を有するものと思われる。

(2) 流れの測定

測定は流れが平衡に達したと判断される植生設置開始地点から 5m 付近の水路中央部 1 測線で行った。まず主流速の鉛直方向の分布を 1cm 間隔でピトー管により測定した。植生層上部では組織的な乱れの構造が流れ場や、植生の運動に大きな影響を与えるものと予想される。よって植生層上部から水面付近の範囲（測点間隔：5mm）については 2 成分アルゴン・レーザー流速計（TSI 社製）を用いて乱れの高周波計測を行った。データは各測定点において 100Hz で 8192 個の時系列データを採取した。レーザー流速計の設置状況を Photo 4-5 に示す。

(3) 実験条件

実験条件を Table 4-1 に示す。水深を変化させ、その他の水理条件は同じとした Case1, Case2 を設定した。この条件において、Case1 の断面内最大流速は約 0.35m/s, Case2 の断面内最大流速は 0.2m/s 程度である。このことは 4.2.1 節で調査を行った自然状態の沈水植生の流況の範囲内に入り実験条件としては妥当であることがわかる。自然状態の沈水植生はかなり流下方向に長く、バイカモなどは 1m に達し、水深より長くなる場合もある。今回は流れの基本的構造を把握することを目的とするため植生長は 10cm で、水深より短く沈水している状態のケースを設定した。

c 実験結果と考察

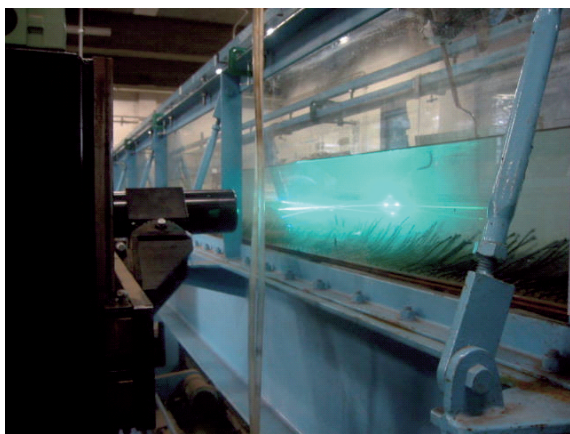


Photo 4-5 レーザー流速計による計測風景
Scene of measurement using LDV

Table 4-1 実験条件
Experimental conditions

	Free surface slope	Main channel width B (m)	Uniform flow depth h (m)	Vegetation length Y(m)	Spacing between vegetation Lx, Ly (m)	Vegetation diameter d (m)	Vegetation density λ (m ⁻¹) d/(Lx · Ly)
Case1	0.001	0.39	0.15	0.1	0.02	0.003	7.50
Case2	0.001	0.39	0.11	0.1	0.02	0.003	7.50

(1) 流れと植生の運動の概要

まず流れと植生の運動の概要を把握するために植生の揺動の様子を観察した。この様子を Photo 4-6 に示す。植生の運動の様子が観察し易いように手前の模擬植生だけ異なる色のものを用いている。

デジタルビデオで撮影された動画の静止画を写真の最上部から始まり 1 秒毎に揺動の様子を示している。

これらの一連の動きからわかるように、植生の周期的変形による穂波が通過していることがわかる。そして穂波の通過と共に大きく変形し高次のモードを有することが静止画像から推測される。

模擬植生として使用している毛糸は空气中で自立することができず剛性は無視できると考えられる。よって植生の有する復元力は材料が有する浮力が主であると考えられる。気泡の浮力により自立する模擬沈水植生を Photo 4-7 に示す。気泡は毛糸の表面に付着するものと、毛糸内部に取り込まれているものの 2 つに分けられる。この気泡は流水中で付着や剥離を生じるものと思われ、

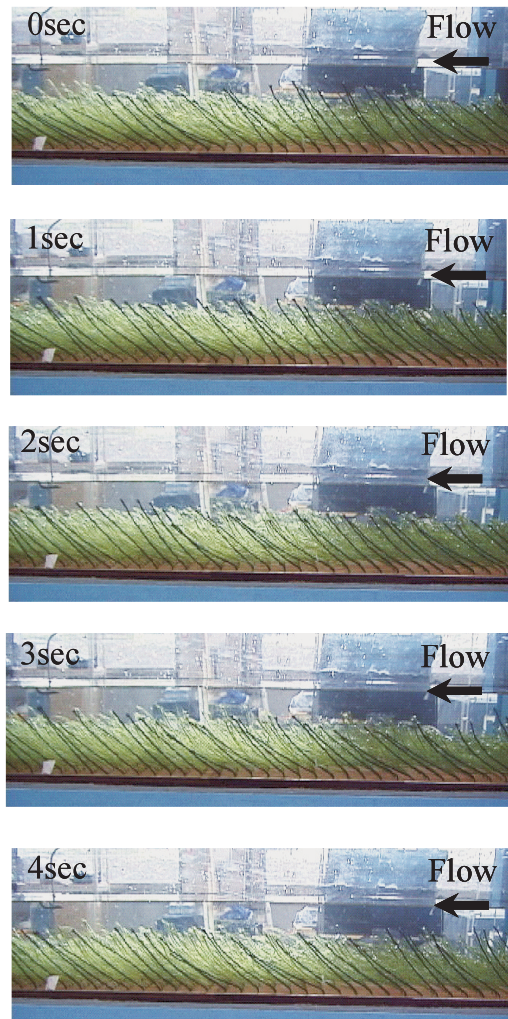


Photo 4-6 模擬植生の揺動の時間変化
(流れ方向は右から左)

Time series for vibration of simulated submerged vegetation
(the direction of flow is from right to left)

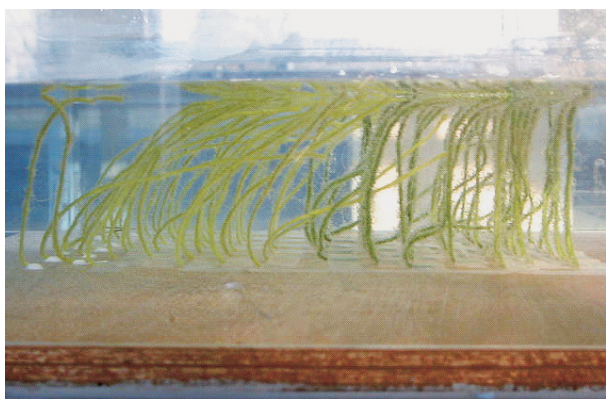


Photo 4-7 気泡により自立する模擬沈水植生

Simulated submerged vegetation that stands freely by bubbles

一定の値を決定するのは難しいと思われる。

そこで材料の流水中での密度を以下の方法で推定した。浮力は毛糸の外側に付着する気泡と毛糸内部に有する気泡より構成されるとし、①静水中で多量の気泡が付着している状態の密度を測定し、②外側の気泡をほとんど排除させ内部の気泡のみの状態にしたときの密度を測定する。③①～②の範囲内で流水中に存在するとする。測定の結果、水中の植生の密度は約 $300\text{kg/m}^3 \sim 700\text{kg/m}^3$ であることがわかった。

自立する沈水植生においても自立する要因は浮力であり、剛性はほとんどないと考えられる。これまでに弾性翼のような剛性を有する物体と流れとの相互作用に関する研究は広く行われており、土木建築の分野でも報告例がある。しかし剛性を持たない物体と流体との相互作用に関しては剛性を有する物体に比較して希少であるといつてよい。吊膜と風との相互作用について解析されている例や紙のフラッター (torsional galloping) に関する例がある程度である (渡辺ら (1982))。また、沈水植生の場合は浮力が復元力となるというこれまでにない特殊なケースであるといえる。

現在は、流体-構造系を扱う数値流体力学連成解析のうち柔軟な構造物を対象とする流れは、新たな計算対象として取り組むべき課題として取り上げられてきている。また、近年の環境や生態系に対する関心の高さは、生物や環境の動きを知ろうとする動向につながっている。このような動きは生物流体力学の分野で顕著である。まだ工学的応用にまではいたっていないが、今後も活発に研究が進むと思われる分野である。

また気泡は、浮力として植生を流水中で浮かべる役目の他に、水中の生態系にとって酸素の供給源として重要な役割を果たしている。酸素の供給は水生動物の呼吸の源となるのは勿論、水質浄化にも役立っていることが指摘されている。酸素供給により好気性の微生物が増殖し有機物を分解し、水質を浄化するというはたらきが報告されている (村上 (1996), 沖野 (2002))。

このように気泡は水中に植物を浮かせるだけでなく、

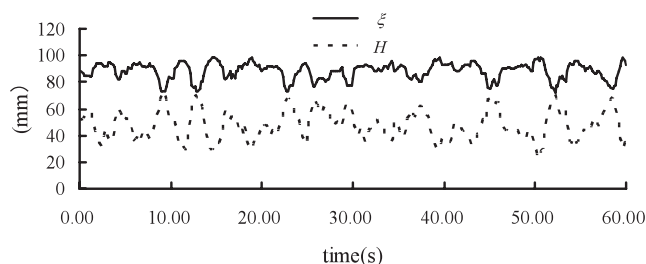


Fig.4-3 植生頂部の変位の時間変動値 (Case 2)

Time series for the displacement of the upper layer of the vegetation, ζ and H (Case 2)

生物のすみかや産卵場を提供し、酸素を供給することで水質の浄化や生物の呼吸に役立っているといえる。

(2) 植生の揺動

(1) で推測された穂波現象を定量的に把握することを試みた。4.2.2 節で説明したように、揺動する植生のうち一本を選択し、その位置座標をデジタルビデオ画像より読みとった。このうち植生頂部の流下方向変化と、植生高さ H の時間変化を Fig.4-3 に示す。 ζ が大きくなり変形が大きい時は H が減少し植生が倒れ込み、 ζ が小さく変形が小さい時は H は起きあがってくる傾向を示している。この倒れ込みと起きあがりは周期性を持っており、穂波に対応する現象であると予想される。この周期を上記の時系列波形から求めると、約 4～6 秒であることがわかった。Case1 においても約 4～6 秒の同様の周期的変形が見られた。

(3) 振動モード形

(1) の結果より高次の振動モード形を有することが推定されたため、式 (4.1) のように、各高さの変位 ξ を振動モード形 $f_n(z)$ ($n=1,2,\dots,N$) の重ね合わせで近似する。

$$\xi(z,t) \cong \sum_{n=1}^N \alpha_n(t) f_n(z) \quad (4.1)$$

ここで α_n は各モードの比率を表し、 N は考慮するモードの数を表す。このモード形を実験より同定し、その比率 α_n の時間変化を把握することで各高さの変位 $\xi(z,t)$ と揺動の特性を把握する。このようにモード関数 $f_n(z)$ を重ね合わせることで、植生の変位形状をより真の値に近づけることができる。複雑であればあるほど、考慮するモードの数は増えてくることになる。

ここでは稲穂など剛性を有する植生の変位分布を表す式 (4.2) の形式を 1 次モードとし、(4.3), (4.4) 式で表す 3 次モードまでの重ね合わせで植生変位を近似することにした。

$$f_1(z) = \exp\left(\alpha \frac{z-H}{H}\right) \quad (4.2)$$

$$f_2(z) = \sin\left(\frac{\pi z}{H}\right) \quad (4.3)$$

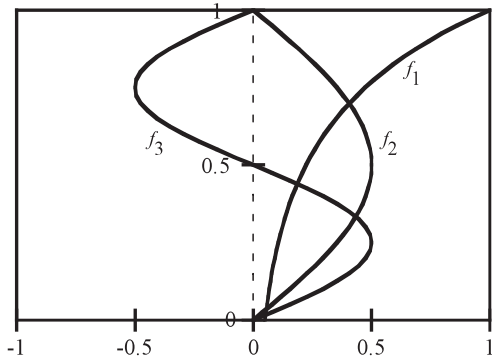


Fig.4-4 振動モード関数
The mode functions of vibration

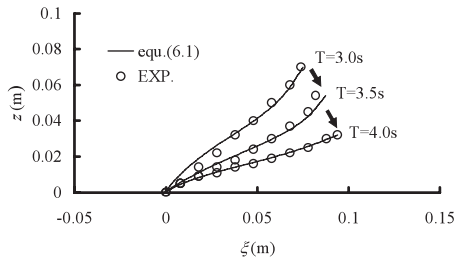
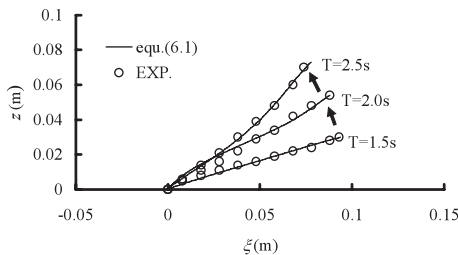


Fig.4-5 変形形状の実験値とモード関数の重ね合せから求めた形状の比較

※経過時間は Fig.4-3 の 10 秒後を 0 としたときの経過時間を示す

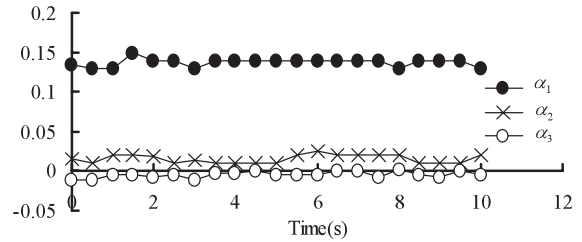
Comparison between experimental value and calculated

(Eq. (1)) for the the vegetation shape (Case2) ;

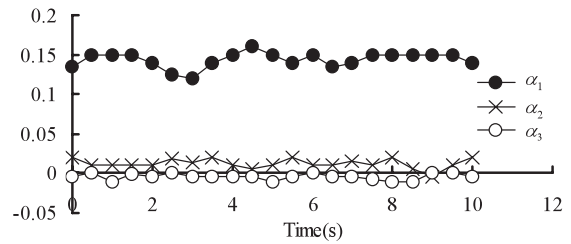
The profile shows at 10s of Fig.4.3

$$f_3(z) = \sin\left(\frac{2\pi z}{H}\right) \quad (4.4)$$

各モードの基本形をプロットしたのが Fig.4-4 である。実験においては x 方向に 1cm 毎で一本の植生の z 成分を読みとり、これを 0.5 秒毎に 10 秒間行った。実験で得られた変位に最も適合するように式 (4.1) 内の各モードの比率を求めた。Fig.4-5 に Fig.4-3 の倒れ込みと起きあがりに対応する 10 秒～ 14 秒間に関しての変形形状の実験値と、式 (4.1) より近似した植生変位の比較を示す。図より変形形状は、今回用いた 3 次モードまでの重ね合わせで概ね再現されていることがわかる。更に高次のモードの重ね合わせにより変形形状を再現することも可能であるが、3 次モードまでで複雑な変形形状を十分に再現しているといえる。このように 1 次以上のモードが現れることは、沈水植生に特有なものである。剛性を有する稲穂などは (4.2) 式で表す 1 次モードのみの考



(Case1)

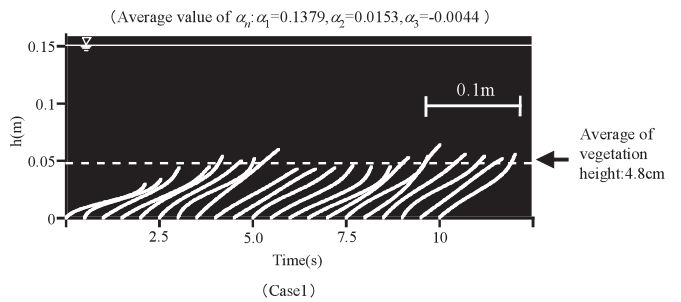


(Case2)

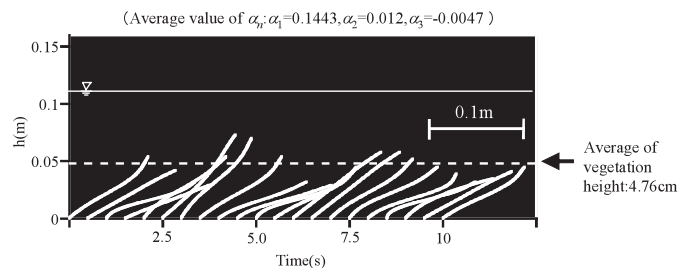
Fig.4-6 各モードの比率の時間変化
Time series for the ratio of each mode

慮で変形形状を再現できる。

この各モード形の比率の 10 秒間の時間変動値を Fig.4-6 に示す。Fig.4-6 より各モードの比率は周期的に変動していることがわかる。時間平均値は 1 次モードの比率が最も大きく 3 次モードの比率は負の値を取る特徴があることがわかった。詳細に見ると、起きあがりの時に 2 次モードの比率が大きくなり、倒れ込みのときに負の 3 次



(Case1)



(Case2)

Fig.4-7 一本の植生の変形及び揺動の画像分析結果

Image analysis results of the temporal movement and shape for single mock vegetation

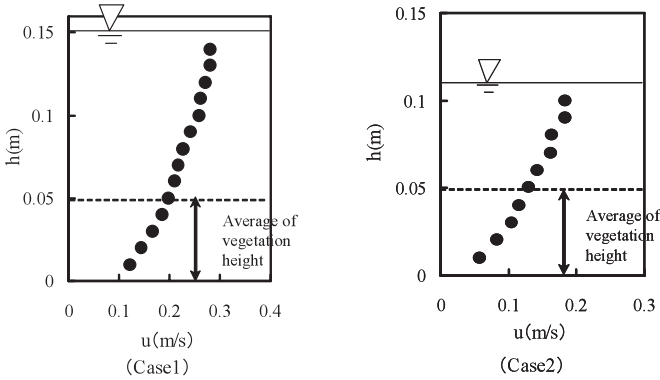


Fig.4-8 主流速の鉛直分布

Vertical distribution of the temporally-averaged longitudinal velocity

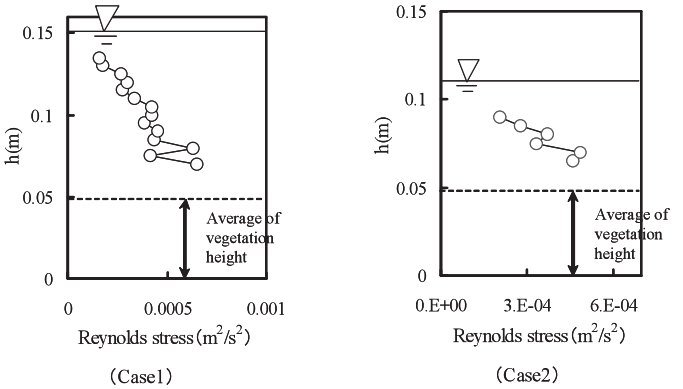


Fig.4-10 レイノルズ応力の鉛直分布

Vertical distribution of the temporally-averaged Reynolds stress

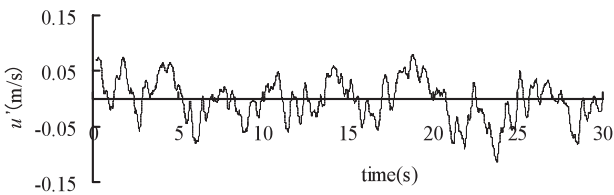


Fig.4-9 主流速の時間変化 (Case 2, z=7cm)

Time series for the fluctuation of longitudinal fluid velocity

(Case 2, z=7cm)

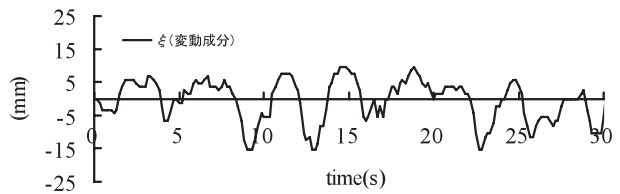


Fig.4-11 植生頂上変位の時間変化 (Case 2)

Time series for the fluctuation of vegetation height (Case 2)

モードの比率が大きくなっている。このように揺動に伴い高次のモードが周期的に生ずることが明らかになった。

このモードの比率を式 (4.1) に代入することで得られる植生の揺動の可視化結果を Fig.4-7 に示す。実際は一本の植生の変位の系列表示であるが、穂波が通過している様子がグラフ上に現れている。

(4) 主流速, レイノルズ応力の鉛直分布

Fig.4-8 に主流速の鉛直分布を示す。比較的剛性の高い植生層を有する流れでは植生層上部付近に流速差に起因する流速分布の変曲点が見られることが知られており、これが原因となって大規模渦が発生することが理論的に明らかになっている。このような傾向は、II, III章で扱った、水平渦の発生でもあてはまることであったし、稲穂上に発生する穂波も流速分布の変曲点を原因として水平渦が発生しそれに伴い穂波が発生することが明らかになっている。その他にも多くの実験や解析で実証されており、大規模渦の発生の根本的な要因として広く認知されている。ところが本実験では変曲点は明瞭ではなくむしろ植生がない乱流の流速分布式である対数則式に従う分布になっていることがわかる。大規模渦の可視化は行っていないものの、Fig.4-9の植生層の頂部付近での流速変動値(主流速)が示すように流速は周期的に変動しており、渦が通過している。この要因として考えられるのは、植生層境界付近では活発な流体の混合が生じそれに伴う植生の揺動により、本来は変曲点を有してい

た流速分布は平滑化したということである。このことを確かめるために、植生境界の運動量交換を示すレイノルズ応力を算定し、その鉛直分布を示したのが Fig.4-10 である。この鉛直分布より植生層の頂部付近で大きな運動量輸送が生じていることがわかる。よって、大きな流体の運動量交換や植生の揺動が変局点を有しない原因の一つであることが予想される。しかし、現在のところ推測の枠を出ない。この流れと植生の運動との相互作用の詳細については、粒子画像流速測定法である PIV (Particle Image Velocimetry) 等による流れと植生の揺動の可視化により明らかにする必要がある。

変曲点の問題は未解明であるが、Fig.4-9より周期渦が発生していることは明かである。Fig.4-9より流速変動の周期を算出したところ、約4~5秒の周期を持つことがわかった。この周期は植生頂部の変動周期(Fig.4-11)とほぼ一致しており、植生の運動は流れの構造と密接に関係することが推定された。

3 高次の振動モードを考慮した柔軟な沈水植生の振動解析

a 解析の概要

流れの計算は、植生層と上層の境界付近に生ずる大規模渦を直接再現可能な LES モデルを採用し、植生の変形と揺動に対してはモード解析手法を導入し、式 (4.1) の重み係数を算定することにより各高さの変位量を算定する。今回は再現計算の第一段階として流れ場の計算には植生の揺動は考慮せず、一定の植生層高を与え、計算

を行う。

b 流体の解析手法

流れの計算は断面2次元LESモデルを採用し、植生境界に生ずる大規模渦成分を直接計算する。基礎方程式系は Ikeda et al. (2001) とほぼ同じものを用いた。ここで自由水面の扱いが問題になるが、これは自由表面の形状を最も良く再現することが可能とされておりアルゴリズムもシンプルなVOF法を採用した。プログラムは、高橋(1993)によって開発されたVOF法を記述するBVOFコードを参考に新たに作成したものをを用いた。

(1) 流体の方程式

流体の基礎方程式は、各方向の運動量保存方程式、質量保存方程式、LES格子のサブグリッドスケールの乱れエネルギー収支式で構成される。

・運動量保存方程式

$$\frac{D\bar{u}_i}{Dt} = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j} + \bar{F}_i \quad (4.5)$$

(4.5) 式を展開すると、

$i=1$ (x 方向) について

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \\ &= -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{2}{3} k + 2\nu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ -\nu_t \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \right\} + \bar{F}_x \\ &= -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{2}{3} k \right) + \nu_t \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \right) + \bar{F}_x \end{aligned} \quad (4.6)$$

$i=2$ (z 方向) について

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \\ &= -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(-\frac{2}{3} k + 2\nu_t \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ -\nu_t \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \right\} + \bar{F}_z \\ &= -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(-\frac{2}{3} k \right) + \nu_t \left(\frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial z^2} \right) + \bar{F}_z \end{aligned} \quad (4.7)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \bar{F}_x &= \frac{1}{2} C_D \lambda \bar{u} \sqrt{u^2 + w^2} \\ \bar{F}_z &= \frac{1}{2} C_D \lambda \bar{w} \sqrt{u^2 + w^2} \end{aligned} \quad (4.8)$$

・質量保存方程式

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 \quad (4.9)$$

ここで、 t は時間、 x, z はそれぞれ流下方向、鉛直方向の座標、 t は時間、 p は圧力、 \bar{u}, \bar{w} はそれぞれ x, z 方向のLES格子平均流速、 ν_t は渦動粘性係数、 k は乱れエネルギー、 \bar{F}_x, \bar{F}_z は植生の抵抗項である。 λ は植生密度、 ρ_f は流体の密度である。ここで記号 $\bar{\quad}$ はLES格子平均を表している。

・LES格子のSGS乱れエネルギー k の収支式

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu_t \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + R_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - C_e \frac{k^{2/3}}{\Delta} + P_r - W_t \quad (4.10)$$

ここで、右辺第1項は乱れの運動エネルギー勾配の存在により粘性によって生じる拡散項、右辺2項は渦粘性近似された、レイノルズ応力による乱れの運動エネルギーの生産率、右辺3項は乱れの運動エネルギーの散逸項、 W_t は植生の振動によるエネルギー減衰項、 P_r はグリッドスケールのエネルギー逸散のうちで、サブグリッドスケールの乱れエネルギーとなる生産項、 Δ はグリッドスケールである。これらの諸量は以下のように表される。

(4.10) において、右辺2項を展開すると、

$$\begin{aligned} R_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} &= \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \left\{ -\frac{2}{3} k \delta_{ij} + \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right\} \\ &= \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \left(-\frac{2}{3} k + 2\nu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right) + \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \left\{ \nu_t \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \right\} \\ &\quad + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \left\{ \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \right) \right\} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \left(-\frac{2}{3} k + 2\nu_t \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) \\ &= -\frac{2}{3} k \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) + 2\nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right)^2 + 2\nu_t \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right)^2 \\ &\quad + \nu_t \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right)^2 + \nu_t \frac{\partial \bar{u} \partial \bar{w}}{\partial x \partial z} + \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 \nu_t \frac{\partial \bar{u} \partial \bar{w}}{\partial x \partial z} \\ &= 2\nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right)^2 + 2\nu_t \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right)^2 + \nu_t \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 \end{aligned} \quad (4.11)$$

(4.10) に (4.11) を代入し、(4.10) 式を展開すると、

$$\begin{aligned} & \frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial k}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial k}{\partial z} \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_t \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_t \frac{\partial k}{\partial y} \right) - C_e \frac{k^{2/3}}{\Delta} \\ &\quad + \nu_t \left[2\nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right)^2 + 2\nu_t \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right)^2 + \nu_t \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 \right] + P_r - W_t \end{aligned} \quad (4.12)$$

各項の諸量は以下ようになる。

$$W_t = W_{rx} + W_{rz} \quad (4.13)$$

$$W_{rx} = \frac{1}{2} C_D \lambda \cdot 2k \cdot |\bar{u}_{rel}| \quad (4.14)$$

$$W_{rz} = \frac{1}{2} C_D \lambda \cdot 2k \cdot |\bar{w}| \quad (4.15)$$

$$P_r = P_{rx} + P_{rz} \quad (4.16)$$

$$\begin{aligned} P_{rx} &= \beta \left(\frac{1}{2} C_D \lambda \right) \bar{u} \cdot \left(\bar{u}_{rel} \cdot |\bar{u}_{rel}| - 2 \sum_{i=1}^N f_i(z) \frac{\partial \alpha_n'}{\partial t} + \sum_{i=1}^N f_i(z)^2 \frac{\partial \alpha_n'}{\partial t} \frac{\partial \alpha_n'}{\partial t} \right) \\ &= \beta \left(\frac{1}{2} C_D \lambda \right) \bar{u} \cdot \left(\bar{u}_{rel} \cdot |\bar{u}_{rel}| + A(-\bar{u}'\bar{u}') \right) \\ P_{rz} &= \beta \left(\frac{1}{2} C_D \lambda \right) \bar{u}_{rel}^2 \cdot \frac{w^2}{|\bar{u}_{rel}|} \end{aligned} \quad (4.17)$$

$$-\bar{u}'\bar{u}' = 2\nu_t \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} k \quad (4.18)$$

$$\nu_t = C_s k^{1/2} \Delta \quad (4.19)$$

$$\Delta = (dx dy dz)^{1/3} \quad (4.20)$$

ここで、 \bar{u}_{rel} は相対速度を示し、以下のように与える。

$$\bar{u}_{rel} = \bar{u} - P_s \sum_{i=1}^N f_i(z) \frac{\partial \alpha_n'}{\partial t} \quad (4.21)$$

C_d : 抗力係数 (=1.1), C_e : LES 定数 (=1.0), C_s : LES 定数 (=0.05), β (=0.1) はグリッドスケールの乱れエネルギーの生産の内、サブグリッドスケールの乱れエネルギーに変換される割合である。

(2) 自由水面の扱い

(2)-a 概要

沈水植生を有する流れを扱うには自由水面の扱いが不可欠である。しかし、自由水面を有する流れは移動境界流れでありこれまで砕波のような複雑な自由表面の流れは再現が難しいとされてきた。近年、数値計算がこれらの現象を再現するのに有力な手段になりつつあり、Navier-Stokes 方程式を直接取り扱う手法により自由表面を有する流れを正確に表現することが可能となってきた。このような成果は手法として仮定が少なく、物理的メカニズムに基づく本質的なモデルで解析を行っていることに起因している。

自由表面を伴う流れは通常のモデルに加えて、位置と物理条件を表す特別なモデルが必要となる。自由表面の流れの再現にはこれまで様々な手法が提案されているが、その中で、Hirt and Nichols ら (1981) によって開発された SOLA-VOF 法は自由表面形状を最も良く再現することが可能とされており、近年でも波浪解析の他に、魚道流れ (前野ら (2001)), 発電プラントの設計 (米山ら, (1995)) など多くの解析事例がある。

いずれの解析事例でも、SOLA-VOF 法の考え方をベースに質量保存条件や液滴の処理を厳密に行うことにより、精度の高い解析結果を得ている。本節ではこれら最近考案された改良点を既往の VOF コードに導入し、解析結果の検証を行い、高精度で汎用性に富む解析法を開発することを試みた。

VOF (Volume of fluid) 法は VOF 関数 F を定義してこれにより自由表面を表現する。具体的には解析空間を離散化したときに得られる差分セルに含まれる流体の存在体積比率を VOF 関数 F として表し、この VOF 関数 F を用いて自由表面の形状を近似する方法である。このセル毎に平均化した VOF 関数 F の移流方程式を逐次的に計算することにより自由表面の挙動を解析する。

ここで VOF 関数 F の移流方程式は以下のように表すことができる。

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u \frac{\partial F}{\partial x} + v \frac{\partial F}{\partial y} = 0 \quad (4.22)$$

この移流方程式の離散化には後述するが、特別な工夫がなされたドナー・アクセプタ法が用いられる。自由表面のモデル化の概念図は Fig.4-12 に示す。Fig.4-12 の上段の図のように流体を計算セル上に配置し、水で満たされている場合は $F=1$ として通常の流れ計算を行う。自由表面については (水面でセルを分割しているような状態) はセル内に占める流体の量によって $0 < F < 1$ の値をとる。よって VOF 関数 F は次のように定義される。

- $F=0$: 流体セルが存在しない気体セル
- $0 < F < 1$: セルが自由表面に接している表面セル
- $F=1$: 流体で満たされている流体セル

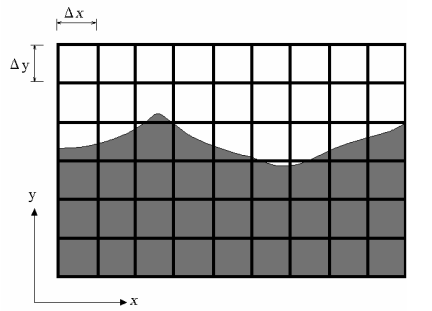
上記の条件だけでは計算上多くの不都合が生じ、計算を不安定にする。そのために多くの F 値の補正方法が提案されており、安定した計算結果を得ることに成功している (例えば、前野ら (2001), 山崎 (2001), 米山, 守屋 (1995))。

(2)-b モデルの改良

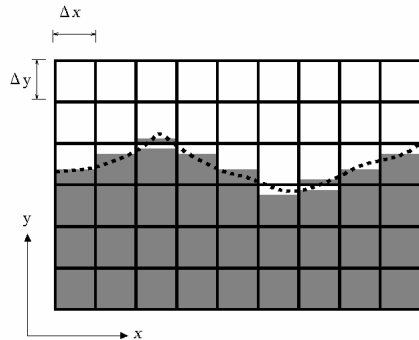
VOF 関数 F の移流量の算定にはドナー・アクセプター法が用いられ、この手法の補正方法に関してはセルの種類や向きなどを考慮した多くのものが提案されており、安定した高精度の計算を可能にしている。本研究においてもこれらの方法に倣い、VOF 関数 F の移流量の算定に改良を加えることを試みた。今回は以下のような補正方法を導入した。

補正 1: 表面セルの体積の補正 Fig.4-13 に示すように液滴や気泡 (宙に浮いたようなセル) は気体セルや流体セルに変更して取り扱うという表面形状の計算の安定性を得るための処理である。この方法は米山・守屋 (1995), 前野ら (2001) によって妥当性が検証されている。

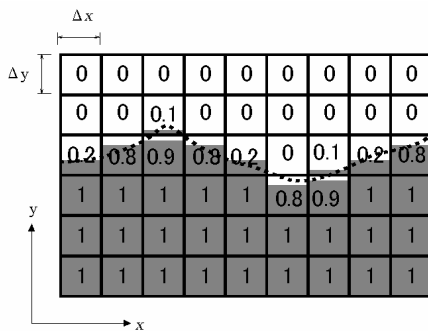
補正 2: Fig.4-14 の (a) のような場合の表面セルは流体



(a) モデル化する前の自由水面



(b) モデル化された自由水面



(c) VOF 関数の値により表示された自由水面

Fig.4-12 VOF 法による自由表面のモデル化
Modeling of free surface by using VOF method

として扱い、(b) のような場合は気体セルとして扱うようにセルを変化させる。この処理により表面形状認識の精度を落とす原因となることが予想されるが、山崎 (1992) はこの条件により流速や圧力の境界条件の処理が確実に行われるとしている。

これらの手法を複合させ導入することによりこれまでの計算より更に再現性の向上を目指した。

(3) 数値解析手法

(3)-a 解析の概要

数値解析には差分法を用いる。差分とは、偏微分方程式を離散化して得られた変数の代数方程式によって微分を近似したものである。

離散化した変数は、スタガード格子を用いて、圧力 p および VOF 関数 F などのスカラー量はセルの中央で、流速ベクトルをセル界面で定義する。この格子を用い

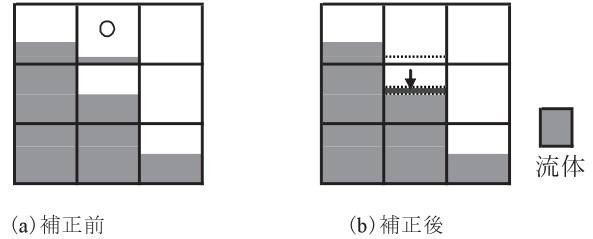


Fig.4-13 VOF 関数 F の補正 1 (前野ら, 2000)
Collection 1 for the VOF function

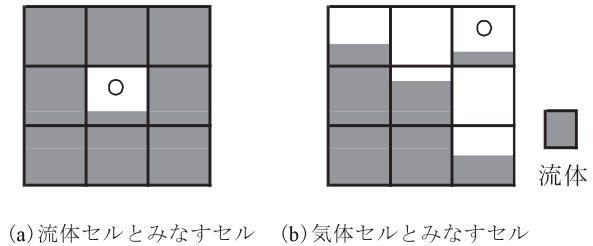


Fig.4-14 VOF 関数 F の補正 2 (山崎, 1992)
Collection 2 for the VOF function

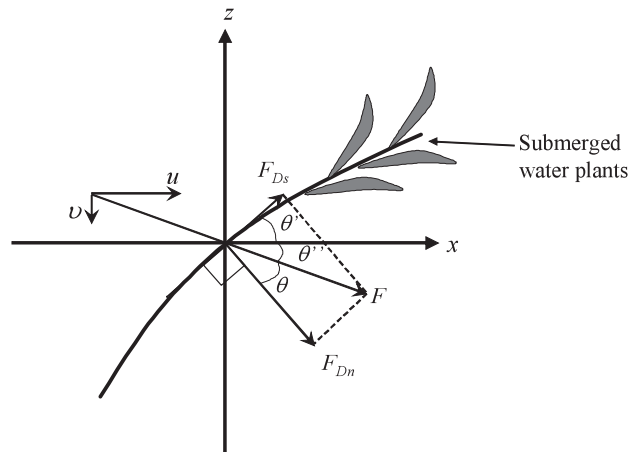


Fig.4-15 変形する物体に働く流体力 (Ikeda et.al (2001))
The fluid force exerting on the displaced plant

ると連続の式を満足させるような圧力場を計算するとき非現実的な解の発生を防ぐことができるとされている (平野 (2001))。しかし、スカラー量と速度を同一格子で定義できないため、境界の外側に更に仮想セルを設けて境界条件を与える必要が生ずる。

(3)-b SOLA 法

Fig.4-12 の満水セルの計算には SOLA 法 (numerical SOLution Algorithm for transient fluid flow) を採用する。この手法は HSMAC 法 (Highly Simplified MAC 法) とも呼ばれており、MAC 法系統のアルゴリズムの一つである。SOLA 法は、同じく MAC 法系統のスキームで非圧縮流れの解析によく用いられる SMAC 法などと同じように、連続の式とナビエ・ストークス方程式の圧力項のみを陰的に扱い、他を陽的に扱う。SOLA 法の利点とし

ては連立方程式を解かなくてすむので、プログラミングが容易になり計算機容量が少なくてすむことである。

c 植生揺動の解析方法

流体力により変形しようとする植生に対する復元力は植生の浮力とする振動系を仮定すると、振動方程式は次式で表される。

$$\begin{aligned} & (\rho_p + C_M \rho_f) V_p \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + C_1 \frac{\partial \xi}{\partial t} - (\rho_p - \rho_f) g V_p \frac{\partial \xi}{\partial z} \\ & = (F_D + F_r) \left\{ \left(u - \frac{\partial \xi}{\partial t} \right) \left| u - \frac{\partial \xi}{\partial t} \right| - w |w| \right\} \\ & + \rho_f (1 + C_M) V_p \frac{\partial u}{\partial t} \end{aligned} \quad (4.23)$$

ここで諸量は、 u ：流下方向の流速成分、 w ：鉛直方向の流速成分、 ρ_p 、 ρ_f ：植生、流体の密度、 C_M ：付加質量係数、 V_p ： z 軸方向単位長さの植生の体積、 C_1 ：振動の減衰定数、 g ：重力加速度である。(4.23)式中、左辺第1項は慣性項、第2項は減衰項、第3項は重力項を、右辺第2項は流体の加速による圧力項、第1項は流体抵抗項（抗力項、摩擦抵抗項）を表す。ここで摩擦抵抗項は抗力項と比較すると微小であるとして省略する。流体抵抗項は Fig.4-15 に従い以下のように書ける。

$$\begin{aligned} F_{Dn} &= F \cos \theta \\ F_{Ds} &= F \sin \theta \\ F &= 0.5 \rho_f C_D \lambda \left\{ \left(u - \frac{\partial \xi}{\partial t} \right) \left| u - \frac{\partial \xi}{\partial t} \right| - w |w| \right\} \end{aligned} \quad (4.24)$$

ここで、 C_D は植生の抵抗係数を示す。よって、流体抵抗項は次式のように表せる。

$$\begin{aligned} f_D(x, z, t) &= F_{Dn} \sin \theta' + F_{Ds} \cos \theta' + F_{Ds} \sin \theta' + F_{Dn} \cos \theta' \\ &= F_D \left\{ \left(u - \frac{\partial \xi}{\partial t} \right) \left| u - \frac{\partial \xi}{\partial t} \right| - w |w| \right\} \end{aligned} \quad (4.25)$$

ここで、

$$F_D = 0.5 \rho_f C_D \lambda (\cos \theta \sin \theta' + \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' + \sin \theta \cos \theta') \quad (4.26)$$

(4.1) 式を (4.23) 式に代入し試行関数（ここでは振動モード関数）を乗じて、植生高に対して積分を行い、各試行関数のモードに対応した N 個の残差方程式をゼロとするように、 N 個の重み係数を決定する。これは Galerkin 法である。この重み係数を (4.1) 式に代入することで各高さにおける変位量が算出される。 N 次モードまで考慮する場合、これらの関係を式に表すと次のようになる。

$$\begin{aligned} & (\rho_p + C_M \rho_f) V_p \sum_{n=1}^N \int_0^H f_i(z) f_n(z) dz \frac{\partial^2 \alpha_n(t)}{\partial t^2} \\ & + C_1 \sum_{n=1}^N \int_0^H f_i(z) f_n(z) dz \frac{\partial \alpha_n(t)}{\partial t} - \\ & (\rho_p - \rho_f) g V_p \sum_{n=1}^N \int_0^H f_i(z) \frac{\partial f_n(z)}{\partial z} dz \alpha_n(t) \\ & = \int_0^H f_i(z) F_D(x, z, t) \\ & \left\{ \left(u - \sum_{n=1}^N \left[f_n(z) \frac{\partial \alpha_n(t)}{\partial t} \right] \right) \left| u - \sum_{i=1}^N \left[f_n(z) \frac{\partial \alpha_n(t)}{\partial t} \right] \right| - w |w| \right\} dz \\ & + \rho_f (1 + C_M) V_p \int_0^H f_i(z) \frac{\partial u}{\partial t} dz \end{aligned} \quad (4.27)$$

ここで i は各モードの次数を表す。流体の計算と (4.27) 式を交互に解き進めることで解が得られるが、構造系が曲げ剛性を持たない場合（薄膜）の流体と構造系の連成解析の例（野村、新見（1998））においては、膜が過大な加速度を生じて解析が不安定になることが報告されている。実際に計算を行った結果、揺動を開始した直後に植生変位の加速度、速度を表す項が過大になり発散することが明らかになった。野村、新見（1998）は一つの時間ステップ内で流体と構造物の繰り返し計算を行い、流体力を短い時間範囲で平均化して物体に作用させることでこの問題を解決している。しかし、今回は植生の揺動の影響を考慮しないため、この処理は導入できない。よって変位の速度、加速度の効果を減ずる係数を乗ずることで発散を抑える方法を採用した。この係数を γ ($= 1 \times 10^{-6}$) とおくと (4.27) 式は以下のようになる。

$$\begin{aligned} & (\rho_p + C_M \rho_f) V_p \sum_{n=1}^N \int_0^H f_i(z) f_n(z) dz \gamma \frac{\partial^2 \alpha_n(t)}{\partial t^2} \\ & + C_1 \sum_{n=1}^N \int_0^H f_i(z) f_n(z) dz \gamma \frac{\partial \alpha_n(t)}{\partial t} - \\ & (\rho_p - \rho_f) g V_p \sum_{n=1}^N \int_0^H f_i(z) \frac{\partial f_n(z)}{\partial z} dz \alpha_n(t) \\ & = \int_0^H f_i(z) F_D(x, z, t) \\ & \left\{ \left(u - \sum_{n=1}^N \left[f_n(z) \gamma \frac{\partial \alpha_n(t)}{\partial t} \right] \right) \left| u - \sum_{i=1}^N \left[f_n(z) \gamma \frac{\partial \alpha_n(t)}{\partial t} \right] \right| - w |w| \right\} dz \\ & + \rho_f (1 + C_M) V_p \int_0^H f_i(z) \frac{\partial u}{\partial t} dz \end{aligned} \quad (4.28)$$

植生高 H に関しては次式を満たすように決定する。

$$Y = \int_0^H \sqrt{1 + \xi(z)^2} = \int_0^H \sqrt{1 + \left[\sum_{i=1}^N \alpha_i f_i(z) \right]^2} \quad (4.29)$$

この解析法は、各モードの α_n が求まれば各深さの変位が式 (4.1) より求まるため簡便である、等の利点を有する。

d 計算条件

水深 15cm, 11cm, 植生層高 5cm で一定, 植生長 10cm, 底面勾配 1/1000, であり, 植生層高を一定とする以外は実験の Case1, Case2 に相当する計算条件を与えた。計算においてもそれぞれ Case1, Case2 と称すことにする。LES 計算で使用する諸定数値は Ikeda et al. (2001) とほぼ同じものを用いた。植生の計算では, 植生の密度: $\rho_p=300\text{kg/m}^3 \sim 700\text{kg/m}^3$, 付加質量係数: $C_{M1}=1.0, C_d=1.0$ 程度, 減衰定数: $C_f=1.0\text{kg/m s}$, 植生の直径: $d=3\text{mm}$, 植生間隔: $L_x, L_y=0.02\text{m}$ を用いた。よって植生密度: $\lambda=d/L_x L_y=0.75\text{m}^{-1}$ である。

e 計算結果の考察

(1) 流れ計算結果

Fig.4-16 に鉛直方向の時間平均流速分布を示す。実験では明確な変曲点は見られなかったが, 計算では変曲点を有する流速分布となっている。今回は流れ場の計算には一定高さの植生層を与えており, 植生の揺動による境界層の混合はなされていないためであることが予想される。つまり, 植生に流れ場の流体力を作用させて運動を解析しているが流れ場には植生の揺動の影響は考慮されていない。完全に相互作用を計算するのが望ましいが, 計算時間を考えると現実的でないし, 今回は流体力を植生に作用させて高次のモードの比率を計算することで, 植生の変形形状が再現できるか? という大きな目的が達成できれば十分である。すなわち, 今回の計算で着目すべき点は, Fig.4-16 にあるような流速分布を植生に与えた場合の植生の変形の様子であり, 変形した植生が及ぼす流れ場の影響は着目すべき点からは除外している。

Fig.4-17 には各ケースにおけるの流れの瞬間構造 (流速ベクトル) を示す。両ケース共に大規模渦が発生していることがわかる。この大規模渦は Fig.4-17 より流速分布の変曲点に起因し発生していることが予想される。この大規模渦の周期性を調べるために, 植生層境界付近の流速の時間変化を調べた。その結果を Fig.4-18 に示す。

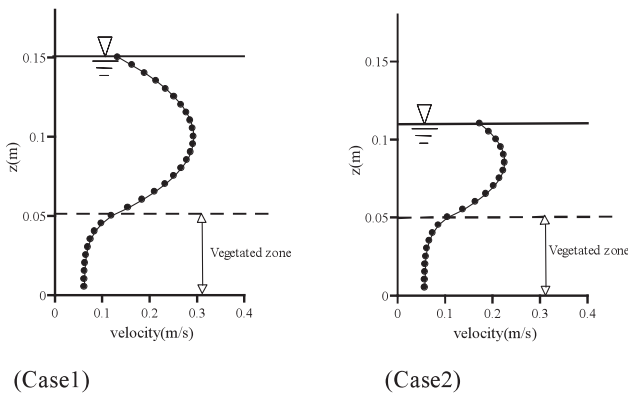


Fig.4-16 主流速の鉛直分布の計算結果

Vertical distribution of the temporally-averaged flow velocity

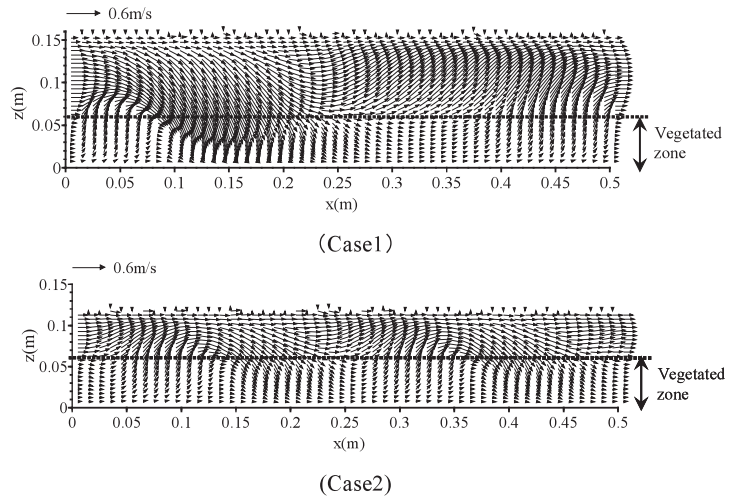


Fig.4-17 流速ベクトルの計算結果

The instantaneous vectorial flow velocity calculated

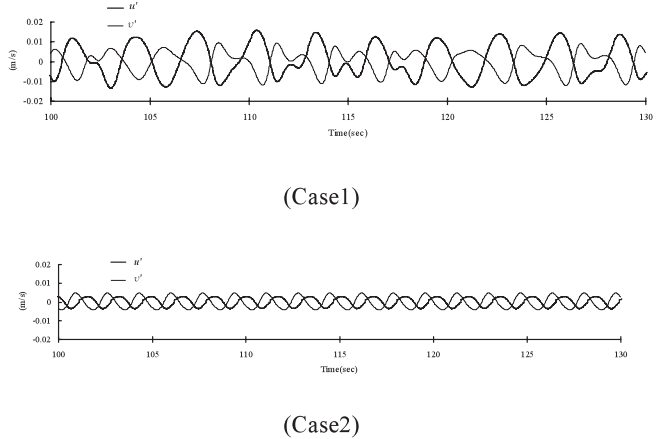


Fig.4-18 流速の時間変化

Time series for the fluctuation of fluid velocity

Case1 は 3 ~ 4 秒程度の周期を有しており, Case2 は 2 秒程度の周期を有していることがわかる。このように大規模渦の特徴である長周期性を両ケースともに有していることがわかった。このように Fig.4-17 で見られるような, 変曲点を有する流速分布であれば大規模渦が発生することが改めて確認された。この渦を外力として, 稲穂などは周期的な波動運動を行う, 穂波を形成することが明らかにされている。しかし, 柔軟な沈水植生でこのような穂波が形成されることをその周期など明確に把握した研究や, 大規模渦により振動することを解析的に示す試みは少ない。今回は完全な流体-植生の連成解析ではないにしろ, 流体計算で得られた大規模渦を植生に作用させた結果の応答を把握し, 実験と比較することは, 今後の解析の第一歩としては意味がある取り組みといえる。以下に流体計算で得られた大規模渦の通過を植生に作用させた場合の植生の変形の様子を解析を行った結果を示す。

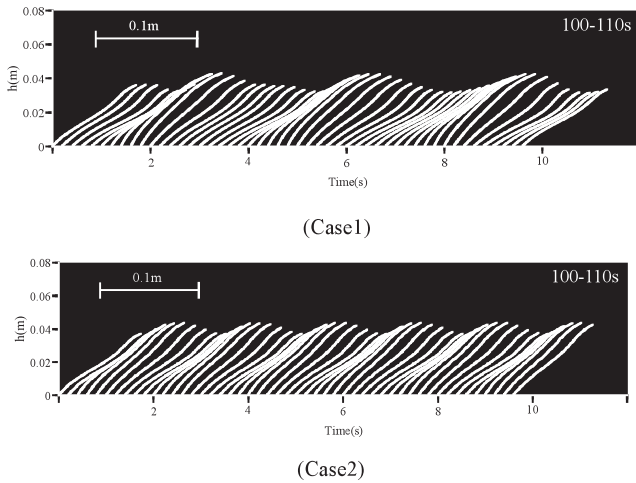


Fig.4-19 一本の植生の時間変化
The temporal displacement calculated for a single plant

(2) 植生の変形の計算結果

Fig.4-19 には計算された大規模渦を伴う流れ場の流体力を植生に作用させたときの一本の植生の変形と揺動の時間変化を示す。一本の植生の時間変化であるが、並べて表示することで、植生全体の揺動の如くに表現できていることがわかる。計算結果は計算開始後、大規模渦が安定した周期を有するようになる 100s 後から 150s 後の 50 秒間に関して表示を行った。まず **Fig.4-19** の Case1 を見ると、穂波が生じており、なびいている様子が良く再現されている。実験と同じように高次のモードを有した複雑な変形を再現していることがわかる。Case2 を見ると、周期は短くなっているものの、Case1 と同じように高次の変形モードを有した穂波を再現していることがわかる。この両ケースの穂波の周期の違いは大規模渦の発生周期の違いとほぼ対応しており、穂波現象が大規模渦の通過に伴い生じていることが計算より明らかになった。

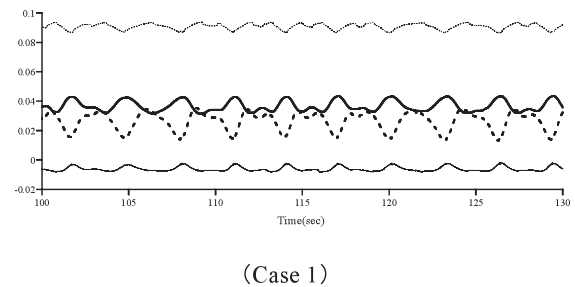
植生の変形を定性的には再現できることが明らかになったため、より詳細に計算の再現性について定量的に把握することを試みた。実験と同じように各モードが周期的に発生しているか、その大きさなどを検討した内容を以下に示す。

各モードの比率と植生頂上部の時間変化を **Fig.4-20** に示す。周期性が分かり易いように、表示は 100s ~ 130s の 30s 間とした。図を見ると実験結果と同じように 1 次モードが最も大きく、3 次モードは負の値を取る特徴があることがわかる。また周期的に揺動しており穂波を再現していることがわかる。この穂波の周期は大規模組織渦の周期と同じであることがわかった。更に詳細に見ると倒れ込みの時 (h が小さくなる時) に 2 次モードが大きくなり、起きあがりの時 (h が大きくなる時) に 3 次モードが大きくなることを計算でも再現していることがわかる。この傾向は両ケースとも同じである。このように植生の振動に伴い、高次のモードが周期的に生ずるとい

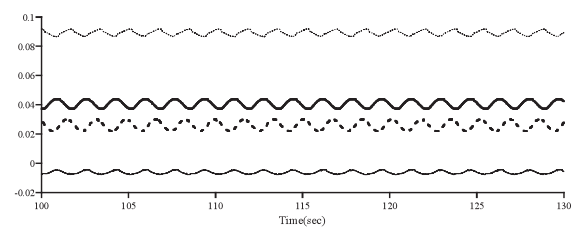
実験の結果を再現していることが明らかになり、今回作成した計算手法の妥当性が検証された。

Fig.4-21 には植生振動時の各モードの発生状況を示す。振動に伴い高次のモードが生じており、一次モードのみの形状とは大きく異なることがわかる。

今回は、植生の揺動の効果を流れ場の計算には考慮しなかったが、植生の変位のモードの比率は実験値とほぼ同じ傾向であった。今後計算を更に進めるに当たって、植生の揺動を流れ場の計算にフィードバックさせて、完全な相互作用の計算ができれば、現象の再現性は更に高まることが期待される。そのためにはいくつかの問題がある。一つは計算時間が長くなることである。現在は植生一本だけの計算だが、大型コンピュータを用いても、150s 計算に約 2 日かかっており領域全体にわたる植生の変化を計算する場合は計算時間がかかなり増える。よって計算時間を省略できるようなアルゴリズムの工夫が不可欠である。もう一つは、変形の非線形性を考慮できないことである。今後更に厳密に揺らぎの 3 次元性なども考慮していけば、更に揺動は複雑になり、非線形性が顕



(Case 1)



(Case 2)

Fig. 4-20 各モードの比率の時間変化 (計算結果)
Time series for the ratio of each mode (Calculation results)

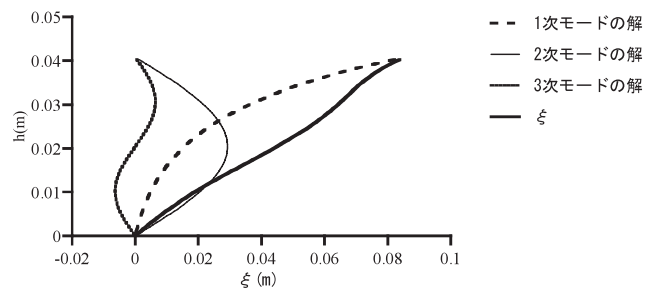


Fig.4-21 変形形状の計算結果 (Case1)
Calculated value for the the vegetation shape

著になるであろう。その際に更に高次のモードを加えることにより、直接振動方程式を解く方が簡便で複雑な変形形状を表現できる可能性が高い。今後はこれらの問題や課題を考慮しながら計算を行う必要がある。

5 まとめ

本章では、柔軟な沈水植生を有する開水路における流れ構造と植生の運動について水理模型実験と数値解析により検討した。その結果、以下のことが明らかになった。

- (1) 組織渦の通過に伴う植生の変形形状は高次のモード形を有していることが画像解析より明らかになった。この形状は、3次モードまでの重ね合わせで再現できることが明らかになった。
- (2) 柔軟な沈水植生を有する流れでは穂波が発生し、この穂波の周期は概ね植生層上に現れる大規模渦の発生周期に一致することがわかった。
- (3) 2D-LES と池田らにより開発された植生の振動方程式を高次のモードを考慮できるように拡張した式を用いることで、沈水植生の揺動を概ね再現することができた。
- (4) 改良を加えた VOF 法は、ダム崩壊流れにおいて、先端到達時間の実験値を良く再現している。
- (5) 本章では、植生と流体間での運動量輸送のみを扱ったが、今後は窒素、リン、微細土砂の交換を扱い、沈水植生の水質浄化機能を明かにしていきたい。

V 今後の展開

1 植生による微細土砂捕捉技術の検討

本章では今後の課題となる植生を用いた微細土砂の捕捉効果の把握と捕捉方法について検討する。

第II章から第IV章では、微細な土砂の輸送に影響を及ぼすことが予想される流れの特性について生育形態毎に解析を行ってきた。その結果、流れの特性を把握し、その予測手法を提示することができた。今後は植生の有する浮遊砂を堆積させる機能を利用して、湿原やため池、水田への浮遊土砂やそれに混入する栄養塩の堆積を抑制することに応用する研究が望まれる。

植生を利用した水質浄化法の検討は Hosokawa and Horie (1992) による湿地の植生を対象にした浄化実験など数多くなされているが、多くは流速を減少させ粒子態を沈殿させるもので、水平渦の輸送効果を積極的に利用したものは本橋ら (1994) による検討以外はほとんどない。水平渦による横断混合効果は水制やワンドも有していることが報告されており (池田ら (2000), 木村, 細田 (1993)), 人為的に植生群を設置する場合はこれらの効果を植生と組み合わせることで物質輸送機能が增大することが予想される。しかし、これまでに検証はほとんどなされていない。

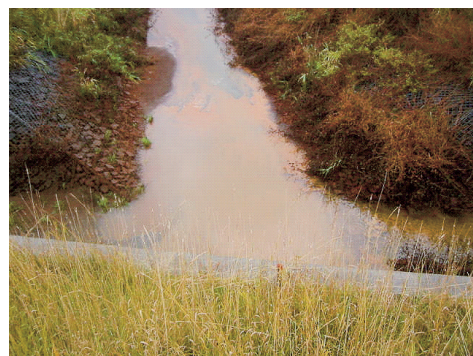
これまでに用いられてきた灌漑用の土砂沈砂施設とし

て用いられてきた沈砂池は水路幅を拡げることで、流速を減少させ土砂を沈降させる方法である。しかしこの方法では、比較的粒径の大きい土砂しか捕捉できない。実際の湿原では沈砂池では捕捉しきれない微細な土砂の堆積が問題となることが多い。低平地の湿原は特にこの傾向が強いため、微細な土砂の捕捉も可能な沈砂施設の開発が望まれる。この問題に対して植生を用いれば、本研究で一貫して示してきたように、大規模渦の発生による浮遊砂輸送の効果と、流速低減効果により、微細な土砂も捕捉することが可能である。よって植生を用いた新しい形式の沈砂施設が開発されることが期待される。植生を土砂捕捉工法として利用することのその他の利点は、湿原周辺の生態系や環境に与えるインパクトが少ないこと、施工の簡便さもあり、設置に伴う環境への負荷の影響は少ないことが挙げられる。また自然素材であるため、万が一破損したり湿原に流入しても、分解され自然の循環に戻されるだけである。また、植生周辺には多様な生物が生息することが期待される。

しかし、実際に湿原に流入する土砂を水路内で植生群を用いて捕捉することを考えると様々な検討すべき問題があがってくる。施工、維持管理の簡便性、排砂方法、考慮すべき粒径など多岐にわたる。このような問題を一つづつ検討していくのは時間がかかるであろうし行政からの取り組みも重要となる。そこで本論文では実際に土砂流入が起こる条件を設定して、数ケースの土砂堆積実験を行い、今後に検討すべき事項の抽出を行うことにする。

2 流入土砂の物性調査

実験、計算において検討する条件を設定するために、土砂の流入が問題となっている北海道釧路湿原のクチョロ川に流入する農地造成地における幅約4mの農業用排水路において堆積土砂状況の把握を行った。調査地周辺の概要を Fig.5-1 に、土砂の流出状況を Photo 5-1 に示す。水路内にはシルト質の土砂 (50% 粒径 0.0534mm) が約16cm 堆積していた。水路内濁度と流量の関係を調べた



釧路湿原上流部農地造成地の排水路

撮影日: 2003.10.18

Photo 5-1 調査地点の状況

The situation at the measurement point

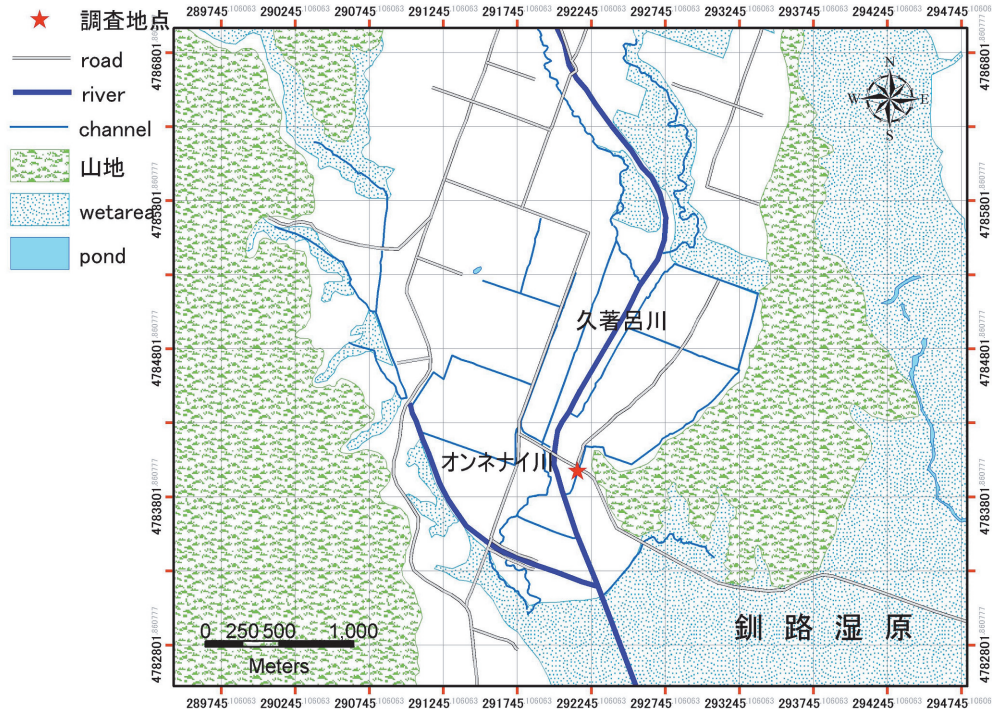


Fig.5-1 調査区の概要
Map of the studied area

ところ、流量 16l/s の時に 150ppm 程度であった。出水時には更に流量が増えるため、水路内に堆積したシルト質土砂が流出することが予想された。実験及び計算では、この現地の水理条件に近づけた水路に植生を設置することを想定して土砂の堆積効果を推定することにした。

3 土砂捕捉実験

a 実験の概要

実際に植生群を設置する場合は簡便に施工を行うことが必要である。その上で土砂捕捉が効果的に行えるように植生群の配置を行うことが重要である。今回は第II-3節で行った、散在化された植生群の実験ケースで検討を行った。植生群を適当な配置間隔で既存の水路内に設置すれば、水路の拡幅を行う必要はなく、容易に設置することができる。また土砂捕捉の面でいえば大規模渦による土砂輸送の効果は、散在していない場合に比較してかなり高い。排砂の面では、ワンド部に溜まった土砂は植生群内に比較し容易に排出できる。

よって散在した抽水植物群の土砂捕捉効果をに実際に浮遊砂を投入する水理模型実験で把握することを試みた。

まず、粗粒シルトに属する土砂を水に混ぜ一定濃度の濁水を作成し、濁水投入器より水路上流から流入させた。この装置は十分に攪拌された濁水を一旦高架水槽にポンプアップし、水路横断面に配置した直径 5mm のチューブにより一定量の濁水を水路内に水面上約 3cm 程度から投入させるように設定されている。土砂投入終了直後

水を抜き、堆積土砂厚をポイントゲージにて測定した。

供給土砂は 50% 粒径 0.037mm、粗粒シルトに属する Mk クレーといわれる土砂を用いた。比重は 2.6、土砂濃度は 10000ppm に設定している。総流砂量は 40000g である。上流端の相対土砂濃度 C_i は濁水流量 Q_i に含まれる土砂体積 V_s を清水の流量 Q で割ることで算定すると 217ppm 程度となる。このような条件は第 V-2 節で行った現地調査で得られた値を参考にしている。また、植生がない場合は水路内に全く土砂は堆積しない流速の条件を設定した。こうすることにより、植生を設置した場合に堆積する土砂は全て土砂捕捉効果として把握することが可能になる。植生群の配置間隔は第 II-3 節で行った実験ケースと同じ植生群長 / 植生群幅を変えた Case1 ~ Case3 の 3 ケースを設定した。実験条件を **Table 5-1** に示す。実験における最大流速は全ケースにおいて約 0.4m/s 前後であった。

Table 5-1 実験条件
Experimental conditions

実験番号	水路床勾配	B (m)	流量 (l/s)	水深 h (m)	B_V (m)	L_V (m)	L_i (m)	L_x, L_y (m)	d (m)	λ $d/L_x L_y$
Case1	0.001	0.58	8.0	0.077	0.29	3.0	0.0	0.03	0.008	12.80
Case2	0.001	0.58	8.0	0.077	0.29	1.0	1.0	0.03	0.008	12.80
Case3	0.001	0.58	8.0	0.077	0.29	0.5	0.5	0.03	0.008	12.80

供給土砂	50%粒径 (mm)	分類	比重	土砂濃度 (ppm)	総流砂量 (g)
Mk クレー	0.037	粗粒シルト	2.6	10000	40000

b 植生群周辺における土砂堆積の特徴

Fig.5-2 に実験における浮遊砂投入後の堆積厚の平面分布及び三次元的に表示したものを示す。Case1, Case2, Case3 の全てのケースにおいて植生群前面では堆積量は著しく少ない。この領域が生じる原因について考察すると、植生群前面は流れが三次元的になり、上昇流等の鉛直方向の流れが生じていることが予想される。不透過型の水制先端部では下向き流れが生ずることが古くから

指摘されており(崇田・清水(1994))、水制の前面では浸食を助長する報告がなされている(秋草ら(1960))。植生のように透過性を有する場合でもこの下向きの流れが発生していることが予想されるが植生のように透過性を有する物体に対する検討はほとんどなされていない。密生度(透過度)と関係することが予想されるが、明らかではなく、実測例はほとんどない。

Case1, Case2, Case3 の全ケースにおいて植生群先端部

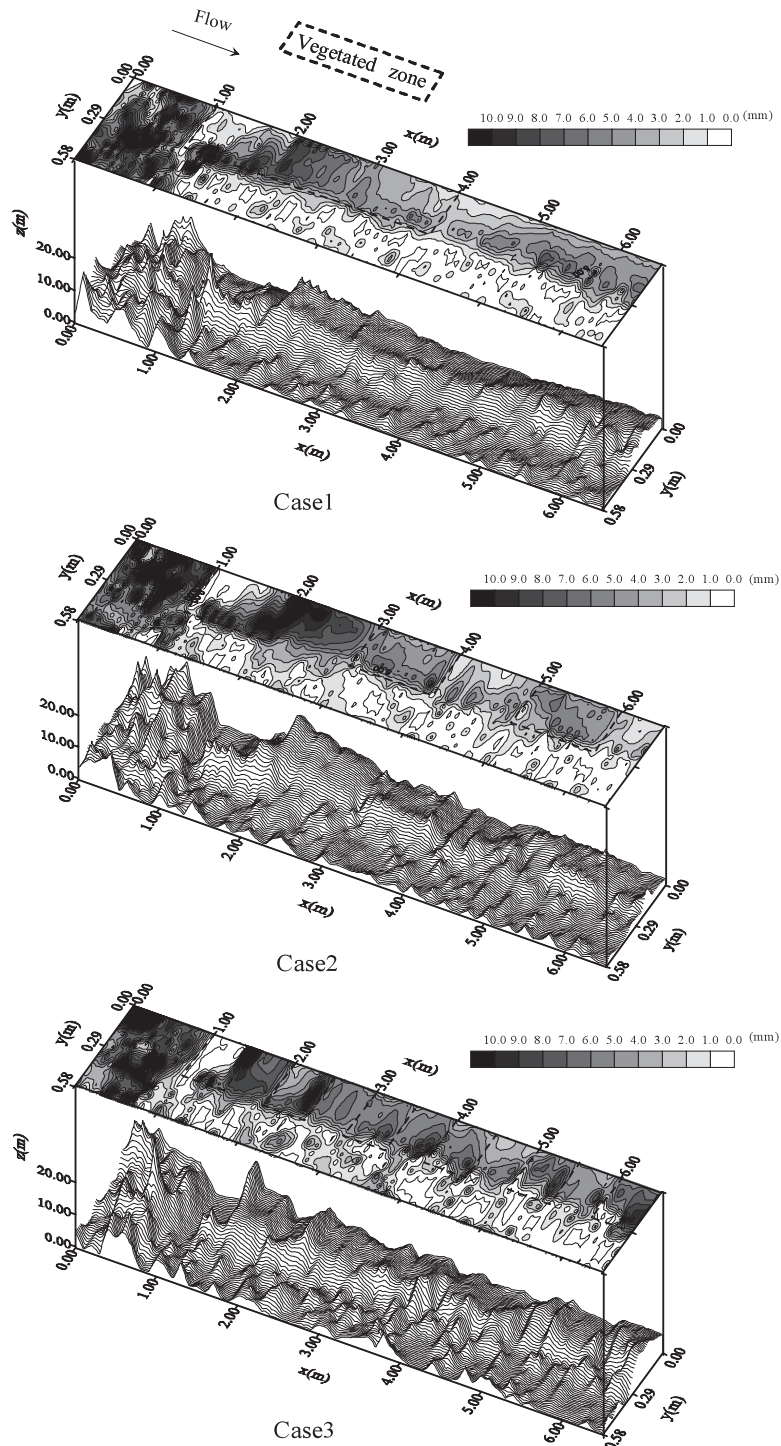


Fig.5-2 土砂堆積厚の平面分布及び3次元表示(実験結果)

Plane view and 3D view of sedimentation thickness (Experimental results)

の堆積量減少領域の背後では堆積量が増加している。これは先端部を通り越して流入した土砂の成分であることが予想される。透過性を有しない不透水制においてはこの通過する土砂の効果がなため、土砂捕捉効果を考えれば植生のような透過型が有利である。

水平渦が発達する植生群設置最上流部から3m以降では水平渦による運動量輸送が最も活発であったCase3の植生群側の土砂堆積厚が大きいことがわかる。Case2においては3m以降の堆積量はCase3より少ない。Case1においては堆積効果はあるもののCase3ほどではない。これらのことより大規模渦による運動量輸送が大きいほど微細土砂輸送効果が大きいことが明らかになった。

Case2,3における植生群間のワンド部で土砂が植生群内より多く堆積していることがわかる。植生内とワンド部の水深平均流速はほぼ同じであるにもかかわらず、堆積量に差がでるのは、底面付近の流速分布の差であると思われる。ワンド内部の流速分布は対数則分布に近い分布であるが、植生内は底面まで三次元的乱れが発達するため底面付近の流速はワンド内部の方が低いことが予想される。また、Case1の植生群背後では低流速の後流域が形成されているが、この領域においても堆積量が增大していることがわかる。これまでに、この植生内外の底面付近の流速分布を考慮して土砂堆積効果を算定した例はほとんどないため、早急に取り組むことが必要である。

このように土砂捕捉を考える場合に流れの三次元性を考慮する必要性が高くなり今後の取り組みの更なる発展が望まれる状況にあることが明らかになった。

4 まとめ

散在した抽水植生群がある流れにおける土砂捕捉効果を把握した結果、以下のような知見を得た。

- (1) 全てのケースにおいて土砂捕捉効果が認められる。
- (2) 植生群先端部では堆積量が減少し、植生群間では植生群内より堆積量が增大する。
- (3) 水平渦により浮遊砂捕捉機能が促進される。
- (4) 植生群先端部では下向きの鉛直流れなどの三次元的な流れが生じていることが予想されるため、詳細な検討が必要である。
- (5) 底面付近の流速分布を考慮した土砂堆積計算法の開発が必要である。

現地に植栽する場合は更なる問題や未解明の現象が生じるものと思われるため、今後も早急かつ詳細な取り組みが必要である。

VI 結 言

本論文では、生育形を考慮した植生がある流れの特性を、水理模型実験により解明するとともに、簡便な方法で流れを予測できる手法を開発することで、植生を用いた湿原への土砂流入制御に応用する方法について検討し

た。以下に各章で得られた主要な結論を要約し、本論文の結論とする。

抽水植生を多数の円柱の配列で模擬した水理模型実験と、数値計算より得られた抽水植物の密生度の変化を考慮した、植生周辺での流れに関する主要な結論は以下の通りである(第二章)。

- (1) 植生域と非植生域の運動量輸送を示す境界せん断応力のピークは自然に繁茂する植生密度(100~200本/m²)よりかなり高い密度で生じた。この原因は渦形状と大きく関係することが水理模型実験と数値解析により明らかになった。
- (2) SDS&2DHモデルは、実験値の主流速分布、レイノルズ応力分布を高い精度で再現でき、広範囲の植生密度に対してモデルが適用できることが分かった。
- (3) 既往の植生密度と無次元せん断力の関係式中の比例定数を、今回の実験、数値計算より定式化した半理論式を新たに提案した。
- (4) 水路側岸部に存在する植生群を散在化させることで植生群間にワンドを形成させた場合、植生群先端で水刃が生じ、下流に向かって水平渦が発達していく流れが形成されることがわかった。
- (5) 数値計算において(4)の流れの特性を概ね再現できることがわかった。
- (6) 植生群長/植生群幅が1.7付近で植生域と主流域の境界における運動量輸送が最大になり、この原因は水平渦の存在によることが明らかになった。

水辺植物を多数の円柱の配列で模擬した水理模型実験と、数値計算より得られた洪水時などに水辺植物が水没した場合の鉛直面内の植生層を考慮した流れ構造に関する主要な結論は以下の通りである(第三章)。

- (1) 植生群が側岸に水没している流れ場の植生層、非植生層各層の平均流速を算定できる計算法を提示し、水理模型実験結果と比較することによって計算法の検証を行った。相対植生高(植生高/水深)が減少するほど、流れは三次元的な構造になることを示唆するものであった。
- (2) SDS&2DHモデルに水没した植生が流れに与える抵抗、乱れ生産の効果を組み込むことで水深平均流速の横断分布を比較的簡単に算出できる計算法を新たに提案し、相対植生高が0.41付近までは再現性は良いがそれより小さくなると、三次元的な影響が大きくなり、再現性が低くなることが明らかになった。
- (3) 非水没型植生で発生する大規模渦を伴う混合が水没型でも発生することが水理模型実験により明らかになった。この横断混合現象を理解する上で重要な平面渦の構造、乱流統計量を今回提案する計算手法で概ね再現できることを示した。

沈水植生を剛性を無視できる毛糸で模擬した水理模型実験と、数値計算より得られた柔軟な沈水植生の運動と組織的乱流運動の相互作用についての主要な結論は以下の

通りである (第IV章)。

- (1) 組織渦の通過に伴う植生の変形形状は高次のモード形を有していることが画像解析より明らかになった。この形状は、三次モードまでの重ね合わせで再現できることが明らかになった。
- (2) 柔軟な沈水植生を有する流れでは穂波が発生し、この穂波の周期は概ね植生層上に現れる大規模渦の発生周期に一致することがわかった。
- (3) 2D-LES と池田らにより開発された植生の振動方程式を高次のモードを考慮できるように拡張した式を用いることで、沈水植生の揺動を概ね再現することができた。

今後の展開として、散在した抽水植生群がある流れにおける土砂堆積特性の概要を把握した結果、以下のような知見を得た (第V章)。

- (1) 全てのケースにおいて土砂捕捉効果が認められる。
- (2) 植生群先端部では侵食域が生じ、植生群間では植生群内より堆積量が増大する。
- (3) 水平渦により浮遊砂捕捉機能が促進される。
- (4) 植生群先端では下向きの鉛直流れなどの三次元的な流れが生じていることが予想されるため、詳細な検討が必要である。
- (5) 底面付近の流速分布を考慮した土砂堆積計算法の開発が必要である。

今後は実際の現地に適用できるように施工方法、維持管理手法について検討を行っていく必要がある。また、近年発達が著しいコンピュータを用いた数値解析を用いれば、植生の運動と流れの相互作用などの複雑な乱流場も再現が可能であることを明らかにした。今後は土砂捕捉工法の設計への数値計算の適用が期待される。

参考文献

- 1) 秋草 勲, 吉川秀夫, 坂上義次郎, 芦田和男, 土屋昭彦(1960) : 水制に関する研究, 土木研究所報告, 62-153
- 2) 秋山 実, 浜野千宏 (2000) : 数値波動水路の開発, 富士総研技報, vol.7, No.1, 4-15
- 3) Bousmar, D. and Zech, Y. (2003) : Large-scale coherent structures in compound channels, Proc. of the international symposium on shallow flows, 173-180
- 4) Chow, V.T. (1959) : Open-Channel Hydraulics, McGraw Hill.
- 5) David T. Y. Kao, and Billy J. Barfield (1978) : Prediction of Flow Hydraulics for Vegetated Channels, Transaction of the ASAE, 489-494
- 6) Englund, F. (1974) : Flow and bed topography in channel bends, j. Hyd. Div., ASCE, 100, HY11
- 7) 藤田光一, 福岡捷二 (1991) : 洪水流における水平乱流混合, 土木学会論文集, No. 429/ II -15, 27-36
- 8) 福岡捷二, 渡辺明英, 津森貴行 (1994) : 樹木群を有する開水路における平面せん断流の構造とその解析, 土木学会論文集, No.491/ II -27, 41-50
- 9) 福岡捷二, 藤田光一 (1990) : 洪水流に及ぼす河道内樹木群の水利的影響, 土木研究所報告第180号 -3
- 10) 福岡捷二, 藤田光一 (1989) : 洪水流の横断方向流速差がもたらす付加的抵抗の評価, 第33回水理講演会論文集, 301-306
- 11) Graham, J.B., Lowell, W.R., Rubinoff, I. and Motta, J. (1987) : Surface and Subsurface Swimming of the Sea Snake Pelamis platurus, J. exp. Biol., 127, 27-44
- 12) Harry, H., Barnes, Jr. (1967) : Roughness Characteristics of Natural Channels, Geological survey water-supply paper 1849
- 13) 日野幹雄 (1999) : 大変形を考慮した植生境界層流の不安定化と穂波の発生機構に関する数値シミュレーション, 水工学論文集, 第43巻, 803-808
- 14) 日野幹雄, 歌原英明 (1977a) : 水草のある流れの水利学的研究, 土木学会論文報告集, 第266号, 87-94
- 15) Hino, M. (1977b) : Eco-hydraulics, An attempt, Proc. IAHR Congr., 17th., Vol.6, 178-208
- 16) 平本幸雄 (1979) : 鞭毛の運動, 日本機会学会誌, 82, 1003-1007
- 17) 平野博之 (2001) : 流れの数値計算と可視化, 丸善株式会社
- 18) Hirt, C.W. and Nichols, B.D. (1981) : Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries, Journal of Computational Physics 39, 201-225
- 19) Hosokawa, Y. and Horie, T. (1992) : Flow and particulate nutrient removal by wetland with emergent macrophyte, Science of the Total Environment, Supplement, 1271-1272
- 20) Ikeda, S., Yamada, T. and Toda, Y. (2001) : Numerical study on turbulent flow and honami in and above flexible plant canopy, International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol.22, 252-258
- 21) 池田駿介, 佐野貴之, 福元正武, 河村一弘 (2000a) : 複断面開水路に生じる大規模組織渦と浮遊砂輸送, 土木学会論文集, No.656/ II -52, 135-144
- 22) 池田駿介, 杉本 高, 吉池智明 (2000b) : 不透水制群を有する流れの水利特性に関する研究, 土木学会論文集, No.656/ II -52, 145-155
- 23) 池田駿介, 空 閑健, 陳 飛勇 (1996) : 両岸に植生帯を有する開水路流れに発生する大規模水平渦の安定性と運動量輸送, 土木学会論文集, No.551/ II -37, 63-73
- 24) 池田駿介, 金沢 稔, 太田賢一 (1995) : 可撓性を有する沈水植生層上の組織渦の三次元構造と穂波の発生, 土木学会論文集, No.515/ II -31, 33-43
- 25) 池田駿介, 太田賢一, 長谷川洋 (1992a) : 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/ II -18, 47-54
- 26) 池田駿介, 太田賢一, 長谷川洋 (1992b) : 側岸部植生帯が流れ及び粒子態物質の輸送に及ぼす影響, 土木学会論文集, No.447/ II -19, 47-54
- 27) Inoue, E. (1963) : On the Turbulent Structure of Airflow within Crop Canopies, Journ. Met. Soc. Japan, Vol.41, No.6

- 28) 井上栄一 (1955) : 穂波の研究 1. 穂波の機構と特性, 農業気象, 第 11 巻, 第 1 号, 18-22
- 29) 石川忠晴, 田中昌宏 (1987) : 開水路流中のかん木の抵抗特性に関する研究, 第 31 回水理講演会論文集, 329-333
- 30) 金子安雄, 堀江 毅, 村上和男 (1975) : ADI 法による潮流汚染拡散の数値計算, 港湾技術研究所報告, No.14(1), 3-61
- 31) 木村一郎, 細田 尚 (1993) : 側岸に死水域を有する開水路流れの非定常解析, ながれ, 12, 399-408
- 32) 木ノ瀬紘一, 森 望 (1999) : 水没した植生粗度を有する流れの水理計算, 農業土木学会大会講演会講演要旨集, 45-46
- 33) 木ノ瀬紘一, 森 望, 高橋幹子 (1998a) : 抵抗体群によって流水抵抗が場所的に異なる単断面水路流れの不等流計算, 農業土木学会論文集, No.196, 41-48
- 34) 木ノ瀬紘一, 森 望, 浮辺悦信 (1998b) : 新たな領域分割法による不等流計算, - 抵抗体群を杭群とした場合 -, 農業土木学会論文集, No.197, 9-19
- 35) Koshizuka, S. and Oka, Y. (1996) : Moving-Particle Semi-Implicit Method for Fragmentation of incompressible Fluid, Nuclear Science and Engineering, No.123, 421-434
- 36) Kouwen, N. and Unny, T.E. (1973) : Flexible Roughness in Open Channels, Journal of the Hydraulics Division, 713-728,
- 37) Kouwen, N., Unny, T.E. and Hill, H.M. (1969) : Flow Retardance in Vegetated Channels, Journal of the Irrigation and Drainage Division, 329-342
- 38) Lin, B. and Shiono, K. (1995) : Numerical modeling of solute transport in compound channel flows, J. Hydraulic Res., IAHR 33, 773-788
- 39) 前野詩朗, 尾上博則, 宮内洋介 (2001) : VOF 法による階段式魚道の流れの数値解析, 水工学論文集, 第 45 巻, 421-426
- 40) 森 望 (1999) : 植生粗度を有する流れの水理, 茨城大学農学研究科修士論文
- 41) 本橋 健, 北村忠紀, 岡田敏治, 蔵重俊夫, 辻本哲郎 (1994) : 植生帯による横断混合促進を利用した濁質の側方除去, 土木学会第 49 回年次学術講演会
- 42) 崇田徳彦, 清水康行 (1994) : 水制を含む流れの準 3 次元数値計算モデルの開発, 土木学会論文集, No.497/ II -28, 31-39
- 43) 村上光正編 : 環境用水浄化実例集 (2), 株式会社パワー社, 4-10
- 44) 室田 明, 福原輝幸, 村越一也 (1985) : 水草を有する流れの抵抗特性, 第 29 回水理講演会論文集, 838-839
- 45) 室田 明, 福原輝幸 (1984) : 直立性の植物を有する開水路の流れ構造について, 第 28 回水理講演会論文集, 225-231
- 46) 室田 明, 福原輝幸 (1983) : 水生植物を有する開水路流れの乱流構造に関する実験的研究, 土木学会論文報告集, 第 338 号, 97-103
- 47) 灘岡和夫, 八木 宏 (1993) : 浅い水域の乱流場に関する数値計算モデルの開発と沿岸流場への適用, 土木学会論文集, No.473/ II -24, 25-34
- 48) 中矢哲郎, 池田駿介, 戸田祐嗣, 古賀智之 (2004) : 極めて柔軟な沈水植生層内外の流れと植生の運動に関する研究, 水工学論文集, 第 48 巻, 1627-1632
- 49) 中矢哲郎, 木ノ瀬紘一 (2003a) : 水没した植生群が存在する開水路流れの平面二次元乱流計算モデル, 農業土木学会論文集, 第 223 号, 107-116
- 50) 中矢哲郎, 池田駿介, 戸田祐嗣 (2003b) : 側岸部植生密度の変化が開水路横断方向運動量輸送に及ぼす影響, 河川技術論文集, 第 9 巻, 383-388
- 51) 中矢哲郎, 桐 博英, 丹治 肇, 藤井秀人 (2002) : VOF 法による自由表面を有する流れの数値計算手法について, 農業土木学会論文集 (研究ノート), 第 222 号, 115-116
- 52) Naot,D.,Nezu,I. and Nakagawa,H. (1993) : Hydrodynamic behavior of compound rectangular open channels, J. Hydraulic eng., No.119, 390-408
- 53) 禰津家久, 鬼束幸樹, 定免英樹, 相良幸輝 (1999) : 水路横断面に水没した植生を有する開水路流れの組織渦と乱流特性に関する研究, 土木学会論文集, 628 II -48, 65-76
- 54) 禰津家久, 鬼束幸樹, 定免英樹 (1998) : 植生を有する開水路流の横断面内乱流特性, ながれ, 17, 357-367
- 55) 禰津家久, 中川博次 (1987) : 修正乱流モデルによる開水路乱流の数値計算, 土木学会論文集, No.387/ II -8, 125-133
- 56) 野村卓史, 新明正人 (1998) : ALE 有限要素法による薄膜と流れとの連成解析, 応用力学論文集, Vol.1, 241-251
- 57) 沖野外輝夫著 : 新・生態学への招待 河川の生態学, 共立出版株式会社, 39-42
- 58) 榊山 勉, 鹿島遼一 (1992) : ポーラスボディモデルによる透過性防波堤周辺の波動解析手法の開発, 電力中央研究所研究報告, U91048, 1-48
- 59) Sellin, R.H.J. (1964) : A Laboratory investigation into the Interaction Between the Flow in The Channel of A River and that Over its Flood Plain, Houille Blanche, 19 (7), 793-802
- 60) 清水義彦, 辻本哲郎, 中川博次 (1992) : 直立植生層を伴う流れ場の数値計算に関する研究, 土木学会論文集, No.447/ II -19, 35-44
- 61) 鈴木紀雄, 川島宗継, 遠藤修一, 板倉安正, 木村保弘 (1993) : 琵琶湖におけるヨシ群落に関する研究, 滋賀大学教育学部紀要, 自然科学・教育科学, No.43, 19-41
- 62) 高橋亮一 (1993) : 応用数値解析, 朝倉書店, 156-217
- 63) 竹倉新吉 (1991) : 霞ヶ浦の水質浄化対策, 河川, 539 号, 37-44
- 64) Tamai, N., Asaeda, T. and Ikeda, H. (1986) : Study on Generation of Periodical Large Surface Eddies in a Composite Channel Flow, Water Resources Research, Vol.22, No.7, 1129-1138
- 65) Thomas.T.G. and Williams J.J.R. (1995) : Large eddy simulation of turbulent flow in an asymmetric compound open channel, J.Hydraulic Res.,IAHR 33, 27-41
- 66) Tominaga, A. and Nezu, I. (1991) : Turbulent structure in

- compound open channel flows, J. Hydraulic eng., No.117, 21-41
- 67) Townsend, D.R. (1968) : An investigation of turbulence characteristics in a river model of complex cross section, Proc. Inst.Civ.Eng.,40, 155-175
- 68) 辻本哲郎, 北村忠紀 (1998) : 柔軟な植生粗度を伴う流れに関する研究, No.607/ II -45, 29-44
- 69) 山崎 昇(1992) : 自由表面を含む非圧縮性流体解析モジュール, 富士総研技報, vol.3, No.1, 131-146
- 70) 米山 望, 守屋祥一 (1995) : VOF法を用いた自由液面の数値解析手法, 水工論文集, 373-378
- 71) 渡辺洋八郎, 磯貝紘二, 杉原正浩 (1982) : 紙のフラッタに関する解析, 日本機械学会流体工学部門講演会講演論文集, 第17巻, Vol.40A, 199-259

A study on Control of Open Channel Flow by Vegetation for Wetland Conservation

NAKAYA Tetsuo*

Summary

Behavior of the fine sediment around vegetation is still unknown because knowledge of complex flow around vegetation is limited. Moreover, only limited research has been done on flow resistance and fine sediment transport in open channel flow wherewith vegetation that considers a growth type, which including emergent plants, submerged plants, and land plants, etc., has been considered are hardly researched. This study considered the growth type of vegetation and analyzed the flow of water with vegetation that considers a growth type of vegetation by using laboratory experiments that includes various methods such as LDV and numerical simulations employing turbulence model.

For emergent plants, it was found that the lateral momentum of transport reached takes a peak value at a certain vegetation density which was much larger than the density of the actual reed field, and the cause of this was cause related greatly to the shape of the horizontal vortex. When for the case in which the ratio of a vegetation group's length to width was nearly 1:7, the horizontal eddies were generated at the boundary of the vegetation group's region, and the momentum of transport reached takes a peak value.

A numerical computation employing SDS&2DH turbulence models was introduced to investigate the resistance and the roles of the surface and submerged vegetation layers, and the effect of generated turbulence. These models allowed us to can predict the mean velocity of the surface and submerged vegetation layers, and provided information on the shapes of vortices, lateral distributions of the depth averaged flow velocity, and turbulence statistics.

A phenomenon involving wavy motion of very flexible submerged vegetation (termed honami) was observed, and the displacement of the plants was found to be closely associated with the structure of the turbulent flow, which yielded a larger Reynolds stress near the top of the vegetation layer.

Finally these experiments and simulations applied to the development of methods for catching fine sediment method for the wetland conservation.

Keywords: vegetation, turbulent shear flow, horizontal two dimensional analysis, organized horizontal vortex, sedimentation, wetland