

成層密度流における界面波の発生機構

The mechanism of turbulence in two-layer flow

北大大学院 学生員 田 城 徹 雄
北大工学部 正 員 吉 田 静 男
北大工学部 米 谷 慎

はじめに
成層密度流の界面現象については、様々なタイプの現象についての詳細な実験結果が得られ、フィールド観測のデーターが積み重ねられてきている。そして、これらのデーターを基礎にして、現象論的研究の段階を終えつつある。しかし、界面不安定波の発生とその碎波に的を絞って行われつつある数多くの実験的研究の諸結果にはなお多くの異同がある。他方、実験的研究とフィールド観測現象の間の相違は、まだ見出されたに停っているように見える。これらの諸結果の相違する原因を明らかにするために、界面現象を支配する成層密度流の流れ場の実体的構造を実験的に解明すべき段階にきている。この原因の解明によってはじめて、成層密度流の様々なタイプでの諸現象を統一的に説明することが可能になる。そして、成層密度流の特殊な流れ場の構造を帰結している必然的な流体運動の様式の理論的な解明に向けて前進することが出来る。

本研究は、河口成層密度流型の水理模型を用いて、界面現象を媒介として、界面不安定波の発生機構と、その実体としての成層密度流の乱流構造について研究したものである。

1. 実験の装置と方法

実験的研究に用いた装置は河口成層密度流型の水理模型である。この装置については、既報の論文¹⁾に詳細を記載してある。装置の概要は、水路部、全長 800 cm、幅50.0cm、全水深 9.6 cmであり、海相当部は200cm×300cm、全水深23cmである。

水路部の上流端には、整流装置を設置した。整流装置は、厚さ 1 mm のアクリル板を長さ200cmにわたり等間隔で平行に設置したもので、その間隔、従ってまた整流板の枚数は任意に変えることができる様になっており、今回は、8チャンネル、6.2 cm間隔に設定して実験を行った。

実験に先き立ち、密度1.0033 / cm³の塩水を湛え、攪播し、静置する。次いで上流から淡水を流し、明瞭な界面を維持しつつ一定流量にして、河口二層流を作り出している。

この実験装置は、流量等を正確に制御することができ、また、図-1に見る様に定常性がよい。従って、実験条件を任意に選び、必要な界面現象を容易に再現できる。

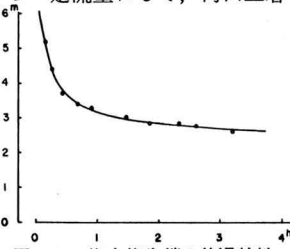
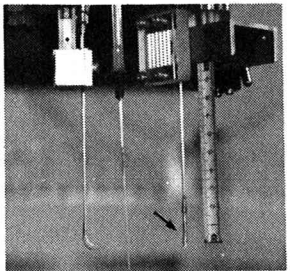


図-1 塩水楔先端の後退特性

ここに生起する界面現象の観測のために、吉田によって 素子型 LDVの開発が着手された²⁾。これは 従来の透過型 LDVの場合、レーザービームの密度界面での屈折によって生じる測定不能領域を解消する 写真-1 2mmφ素子型LDVの設置状況

ものであった。この観測手段を用いた実験によって、SVA¹⁾や、主流の縦渦構造が確認された。



これらの新しい諸現象の定量的測定のためには、新しい決定的な観測手段が必要である。素子型 LDVは、吉田・塚田の改良³⁾を経て、2mmφ素子型LDVとして完成を見た。その最初の報告は、流体力学

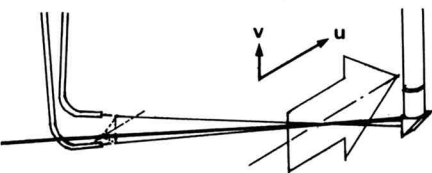


図-2 2mmφ素子型LDVの光学系

会で行った⁴⁾。LDV素子の全長は27mmである。写真1に、素子型LDVの設置状況を示す。図-2に素子型LDVの光学系を示す。LDV素子から出た三叉beamは、直交する2平面内において、main beamを2平面の交線としており、reference beamを含む互いに直交する2平面は、いずれも水平面に対して45°傾いている。この上下2つのreference beamから得られる2つのビート信号は、2チャンネルの信号処理系で各々処理される。従って、上下それぞれの変換出力を a 、 b とすれば、水平方向流速成分 $u=(a+b)/\sqrt{2}$ 、垂直方向流速成分 $v=(a-b)/\sqrt{2}$ が得られる。又、水平から上下45°以内であれば、二次元の乱流計測が可能である。

なお、光学系の設置精度、データレコーダーの精度により流速の絶対値は u 、 v 間で0.1 cm程度の誤差を残しているが、単一成分の流速の相対的変動については極めて鋭敏に応答し、 10^{-2} cmオーダーの測定がなされている。

この様に、2mm ϕ 素子型LDVは、その操作性が熱線流速計プローブに近く、較正なしに長時間の測定を可能にするものである。

また、流れの可視化法と写真撮影法に改良を加え、測定技術の向上を図った⁵⁾。今回、水路横断面に、格子状の色素糸を設置する可視化法を初めて用いた。以上の観測手段を用いて、次の様な実験方法を採用した。

現象の因果関係の解明と、その必然性、及び相互作用が解明すべき事柄である。そこで、様々な方法で可視化した流れ場の中で、界面不安定波の発生現象の時系列を系統的に観測、測定することから出発した。界面不安定波の発生現象の因果関係における主要なものは、主流の乱流構造にあるという認識の下に、素子型LDVを開発して、主流の流速測定を行った。これをはじめとして、併行して現われる諸現象の同時観測と測定とを、我々の観測手段で可能な限り行ない、併行するそれぞれの現象の発展の時系列の相関を調べた。特に波高計の記録を諸現象のtime markerとした。また、界面不安定波の発生時の構造を知るために、界面近傍の流れの微細構造の解明に努めた。これには当然、流れ場の定量測定を必要とする。これも可能な限り意を用いた。

測定データについては、スペクトル解析等の統

計的解析法を利用し、界面不安定波の発生機構の解明の一助とした。

2. 実験と解析

2.1 実験条件

今日までの、成層密度流の界面不安定現象についての我々の研究は、次の結論を得ている。すなわち成層密度流におけるほとんどの界面現象は、各層内に生ずる集中性の強い渦によって引き起こされており、それを決定づけている主要なものは主流の乱流構造であるという結論である。

本論文では、特に、塩水楔先端部にSVAが発生する場合の界面不安定現象と、主流の乱流構造との関係について詳しく論じられている。

この界面不安定現象を発現させる流況は、河口二層流において、流量を増大させていった時に現われる特徴的な現象の三つの段階の最後のステージにあたるものである。このとき、アウトフロー・パターンはジェットフローとなり、河口におけるフルード数は1以上となっている²⁾。水理条件として、塩水楔先端の淡水厚を全水深にとった、大域的な岩崎数 ψ_L ⁵⁾を用いて表わすと、 $\psi_L=1.79 \times 10^2$ となる。

この第3ステージでは、塩水楔先端に発生したIGWは発達してwave packet となって下流に伝播し、そこに定在するサクロイド波と重畳してcusped breaking現象をみせて碎波している。従って、このステージでのSVAを伴うIGWの存在領域を、発生領域、発達領域、SVBを伴う界面不安定波との重畳による碎波領域に分けることができる。

本論文で取扱ったのは、主に、このSVAを伴う

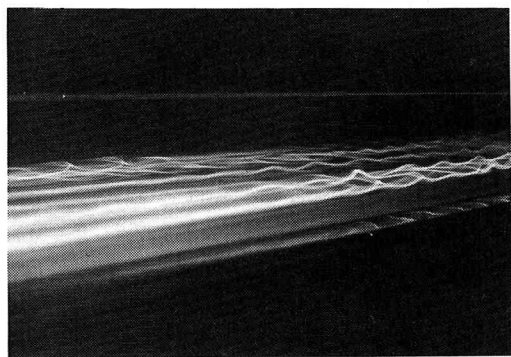


写真-2 発達領域におけるSVAを伴うIGWのwave packetとchannel flowの状態

I GWの発生域から成長域へかけての実験についてであり、重畳・碎波領域については論及されていない。

2.2 界面不安定波の発生機構

写真-2に、この流況下の発達領域におけるSVAを伴うIGWを示す。これは微量のウラニンによって界面を着色し、ブラックライトによって可視化し、フィルターを通して撮影した写真であり主流は左から右へ向って流れている。ここに、SVAを伴うIGWは、wave packetとなっており、かつ、界面の幾条かの帯状の領域を流下していくのが明瞭に看取れる。このSVAを伴うIGWの存在する幾条かの帯域は、相対的に速い速度の帯域となっており、IGWのwave packetが途切れた時は、横断方向に見ると界面の谷をなしてへこんでいる。これらの帯域の間の境界をなす領域は、相対的に遅い速度分布をもち、界面の峰をなして盛り上っている。このほぼ全水深に及ぶ速度分布のむらと、界面の変形とは、界面の谷の上方にベアをなして存在する縦渦によって作り出されたものである。この縦渦の直接的な観測と写真撮影も、ようやく可能となった。

写真-3には、今一つの可視化法として、色素系格子による縦渦の横断写真を示す。色素系格子は、塩水楔先端部の水路断面に1.5 cm間隔の方形格子として張られている。写真はその作り出す色つき流面⁶⁾ (streak sheet) を、下流のそれぞれの位置で横断スリット光により可視化して撮影したものである。ここに、流下距離の増大と共に、縦渦の運動による色つき流面の乱れが、界面直上から全水深に及んでいく様子が看取れる。他の方法による可視化観測から、縦渦は二種類あることが知られる。ほぼ全深

水深にわたる周期的な強度変動を持つ大規模な縦渦と、界面の直上から平均流速に達する位置までの速度境界層に定在する、極めて容易に可視化することのできる小規模な縦渦が存在する。いずれも、ベアをなす縦渦は交互に強度を強めるという変動をしながら流下していく。

しかし、流れ場の三次元的な速度分布と、界面変形を作り出した縦渦は、それ自身では界面不安定波を発生させることが出来ない。界面の谷の直上に作り出された、臨界状態にある剪断流場は、主流に発生する今一つの擾乱によって安定性を失い、SVAを発生させる。その擾乱は、縦渦構造を持つ主流に間欠的に発生する大規模剪断渦である。この大規模剪断渦は、界面の谷の上方にあるベアをなす縦渦を切断して巻き込む集中性の強い渦であり、主流に直交する軸を持っていて、その渦糸は界面の相隣る峰の一方から始まり、他方で終る。

写真-4に、この大規模剪断渦の渦列と、それによるSVAを伴うIGWの発生から、wave packetへの成長の過程を示す。周知の様に剪断流場における流跡線の渦模様は、必ずしも流体粒子の渦運動を意味しない。この大規模剪断渦の場合は、後出の図-3の速度プロファイルを参照すれば、写真に見る流跡はほぼ一様な流れの中に生じた渦列の運動を映し出していることが明らかである。

縦渦構造を持つ主流に間欠的に発生する大規模剪断渦は、界面直上の剪断流場を強める擾乱となってSVAを作り出す。SVAによって生じた最初の界面変形は、流下すると共に、SVAの渦運動によって主流の大きな運動量を下方へ搬び、界面付近の剪断流場を強め、不安定な領域を広げ、IGWを上下

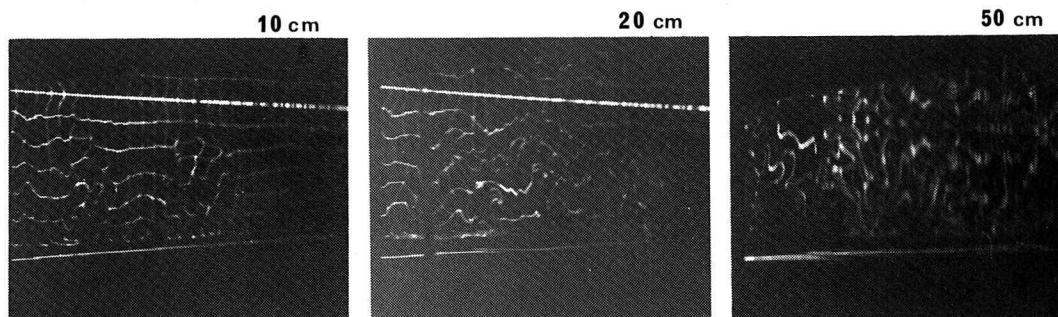


写真-3 色素系格子による縦渦の可視化写真

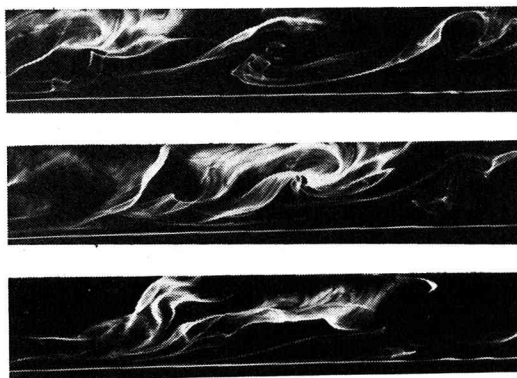


写真-4 大規模剪断渦の渦列とIGWの発生

流へ伝播させて、wave packet として発達しながら流下する。

ここに見る様に大規模剪断渦は、自ら作り出したSVAと、カスケードモデルを持つ渦構造を構成する。このことは、SVAを伴うIGWの成長領域以降で顕著であり、剪断流場における速度プロファイルを維持するための運動量輸送を担っている。SVAは、また、発生した後の界面不安定波の相対的に独立性を持つ波としての運動と、主流の流れとの相互作用を媒介する重要な役割を果たす。

2.3 主流の乱流構造の解明

成層密度流の界面現象を決定づける主要なものは主流の乱流構造である。そしてこの乱流構造は、縦渦と剪断渦のカスケード構造を持っている。

素子型LDV流速計と可視化技術を用いた実験的研究によって、筆者等は先ず、この様な知見に達した。次いで、スペクトル解析等の統計的解析の方法を、いわば「下降法」的に用いて、それによって何が説明され得るかを検討した。勿論、速度変動の周期性や、wave packetの発生周期などの統計的解析が適当なものはこの方法により、速度変動の相関や、波と流れの相関などの統計的解析による他ないものも、この方法によった。しかし、統計的解析によって得られた情報が、主流の実体的な乱流構造を説明し得る可能性は制限されたものである。

成層密度流の界面現象を決定づけている主流の実体としての乱流構造の解明は、既に、多くの研究者によって解明されつつある。一流体の流れ場の乱流構造の研究の方法に倣い、その成果⁷⁾を享けて出発する。

本論文で扱う、2mm ϕ 素子型LDVを用いたデータは、塩水楔先端より、約50cm下流の水路中央部で得られたものである。このときの塩水楔先端は河口より230cm上流にあった。水路の全水深9.6cmに対し、塩水楔の厚さは1.3cmであった。図-3にその時の速度プロファイルを示し、LDV設置位置をData No. を付して○印で表わす。各点のデータサンプリングタイムは210secとした。

今回用いた2mm ϕ 素子型LDVのドップラー信号処理回路は流向判別ができないので、この場合の様に塩水楔内部の流向が変転きわまりない場合には流速の正しい測定が出来ない。そのために、図中の界面以下の速度プロ

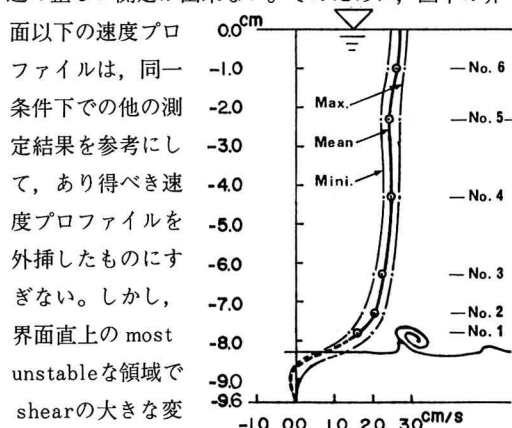


図-3 速度プロファイルと測定点は結論できる。(この推定の下に、局所瞬間リチャードソン数⁵⁾を試算すると、 $R_i = 1.23 \sim 0.38$ となり、西田・吉田のTable⁸⁾で臨界領域から不安定領域にあることが知られる。)

界面上0.5cmに位置するDataNo.1の測定点で得られたLDVデーターを流束に変換してプロットしたのが図-4aである。水平方向流速 u 、垂直方向流速 v 、及び、 u と v との同時刻の相互相関関数が出力されている。なお、 u と v との相互相関関数は、値1.0を減じて出力されている。また、上方に界面波高計の出力が5.0の位置を基準としてプロットされている。以上の但し書きの下で縦軸は流速であり、横軸は実時間secである。

このデーターをFFT法によりスペクトル解析⁹⁾した結果をプロットしたのが図4-bである。また、図4-cには u 、 v それぞれの自己相関係数、図4-dには u 、 v の相互相関係数がプロットされている。これらの相関係数は直接的方法により計算された

ものである。

なお、このデータは、筆者等が先の流体力学会に発表した論文⁴⁾に記載したデータと同一のものである。同論文においては、A-D変換データの流速値への変換の際に変換定数の選択を誤り、少し高めの流速となっているので、本論文の様に修正して図示する。

さて、図-4 aを見ると、界面波の変動と、極めて相関のよい、ほぼ同周期の変動とは別に、20秒周期程度の卓越変動があることが分る。この長周期の卓越変動は、波高計出力から読み取られるIGWのwave packetの長さの周期と一致しているので大規模剪断渦等の主流の大規模構造によるものと考えられる。図-4 bにおいては、界面波と同周期、及び倍周期のパワースペクトルのピークの他に、長周期のピークがあり、これが上と同様のことを示している。因みに図-4 dで u と v との変動は極めてよい負相関を持っている。

そこで、この現象を検討するにあたって、この変動を構成する性質の異なる変動に注目し、主流に対する乱れを次の二つに分けて表現する。

$$u = u_m + (u' + u'') \quad \dots\dots(1)$$

$$v = v_m + (v' + v'') \quad \dots\dots(2)$$

ここに、 u_m , v_m は平均流速、 $u_{r.m}$, $v_{r.m}$ は u , v の移動平均流速である。

主流の流速が変動する流れ場において何を乱れと定義すべきかが論じられてきた。しかし定

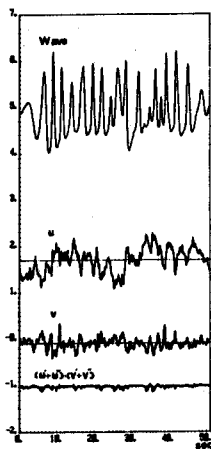


図-4 a

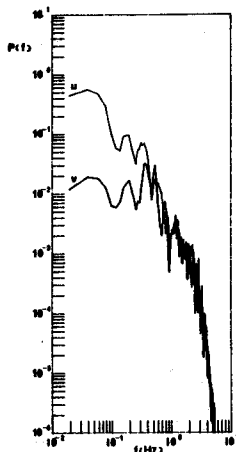


図-4 b

図-4 c

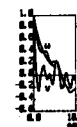


図-4 d

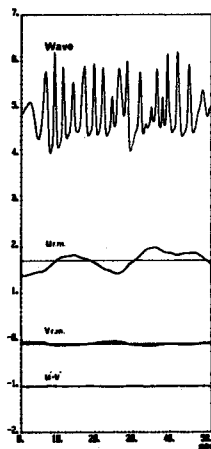
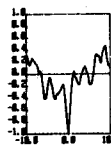


図-5 a

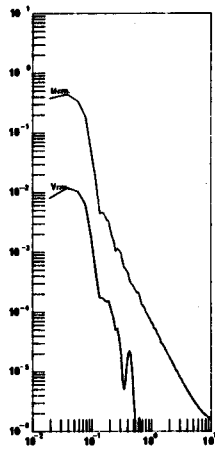


図-5 b

図-5 c

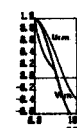


図-5 d

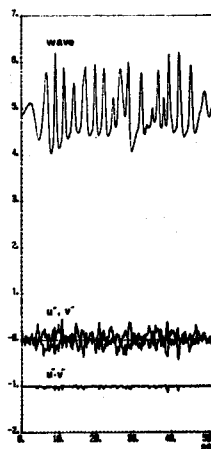
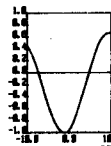


図-6 a

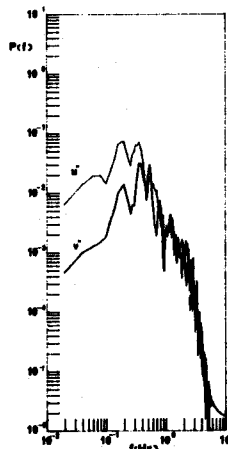
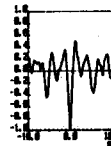


図-6 b

図-6 c



図-6 d



義すべきは何を主流とすべきかという命題であろう。筆者等は、水理模型実験という研究対象からして、長時間平均流を主流とし、一切の変動を乱れとして扱う。

この様に、式(1)、式(2)から出発する以上、レイノルズ応力の定義と誘導に到る数学的手続は、全く通常の手法に従い次の様に導かれる。

$$-(\overline{u'u''} + \overline{v'v''}) = -\overline{u'v'} - \overline{u''v''} - (\overline{u'v''} + \overline{u''v'}) \quad \cdots \cdots (3)$$

ここで残るのは、何を移動平均流速と定義すべきかという問題である。この問題に対する処方として、速度変動波形をフーリエ級数に展開し、いくつかの基本周波数成分を取り出して再合成し、これを平均流速とするという、主流の流速の変動する流れ場での定義の手法などの援用が考えられる¹⁰⁾。しかし、これらは流れ場の変動現象のうちに、最初から最後まで一貫した基準変動があるとする点で流れ場の実体に合わない。

実験的観察によると、流れ場には、制限された広がりであるとは云え、コヒーレントな時空間相関を持つに違いない縦渦や大規模剪断渦という流れの大規模構造が存在する。従って、この制限されたコヒーレントな時空間空間の中で存在する変動波の基本周波数成分を時系列としてつなぎ、移動平均流速とすることは適切であろう。ここで、最後に、コヒーレントな時空間空間の広がりや何をによって決定するかという問題が残る。これは、分析する対象の物理的構造によって決定される。我々は、流速変動に対して、大規模剪断渦の持つ時空間空間を選ぶ。この方法は、変動の時空間相関のコヒーレンシを考慮した移動平均法である。本論文では、 u の変動の自己相関を基準とし、それにほぼ等しい exponential な重み関数をウィンドーとして掛け、移動平均流速を決定している。このようにして決定された移動平均流速は、当然のことながら、 u の分析の対象となる長周期変

動を維持している。こうして求められた移動平均流速が、図-5 a に示されている。この移動平均流速の変動周期は、界面波の wave packet と同じ周期性を持つ以上、wave packet の発生原因である主流の大規模構造の運動を反映しているに違いない。事実、図-5 d に示す相互相関係数において、最も負相関の強い位置は僅かにマイナスサイドにずれており、 v が下降流となるとすぐあとに u の増大が現われるという、大規模剪断渦による界面近傍の流体運動の一端を示している。

図-6 a には移動平均流速を基準とした残余の流速変動 u'' , v'' についてプロットしてある。 u'' , v'' は極めてよい負相関を持ち、SVA の渦運動による乱れの様態を示している。なお、図 6 b におけるパワースペクトルのピークは、界面波高計出力のパワースペクトルと完全に一致する。

またこのときのレイノルズ応力は、式(3)に基づいて次の3つの成分に分けることが出来る。すなわち、移動平均流の持つ乱れによる、いわば1次レイノルズ応力と呼ぶべき $-\overline{u'v'}$ の項、残余の変動の乱れによる2次レイノルズ応力と呼ぶべき $-\overline{u''v''}$ の項、及び、両変動の相関による $-(\overline{u'v''} + \overline{u''v'})$ の項、であるが、この Data No. 1 の場合、各成分の値は表-1 のとおりである。

次いで、この分析法を中水深で得られた Data No. 4 に適用して得られた結果を図-7 ~ 図-9 に示す。この場合は A-D 変換時のデータサンプリング間隔が Data No. 1 のときに比べて3倍の長さにとられており、その分だけ高周波成分にフィルターがかけられたパワースペクトルを出力している。

図-8 b の移動平均速度のパワースペクトルを見ると、十数秒の周期に相当するところに一つのピークがある。これは、Data No. 1 の場合の図-8 b と同様である。しかも、この十数秒の周期は、可視化による観察によって得られる大規模剪断渦の発生周期とほぼ一致する。

また、図-8 b からは、更に今一つの長周期変動があることが分る。この変動は、縦渦の通過または渦糸の蛇行による流速変動を含むものと考えられる。密度界面を可視化すると、定点観測点直下の界面に界面の峰と谷が現われる。一見ランダムな長周期変動が、このスペクトル領域にあることは観

	cm ² /sec ²	%
$-(\overline{U'U''} + \overline{V'V''})$	1.75×10^{-2}	100.0
$-\overline{U'V'} \quad 1st$	4.48×10^{-3}	25.6
$-\overline{U''V''} \quad 2nd$	1.05×10^{-2}	60.0
$-(\overline{U'V''} + \overline{U''V'})$	2.52×10^{-3}	14.4

表-1 Data No. 1 のレイノルズ応力とその構成表

測できる。

図-9 b に示された、移動平均を基準とするレイノルズ応力の項は、Data No. 1 の場合の図-6 b と比較すると、パワースペクトルの形はよく似ており、ピークはほぼ流速に反比例して低周波数側にずれており、強度は半減している。このことからこの二次レイノルズ応力の項は、SVAと界面不安定波の作り出す変動の伝播によって生じる乱れによるものであると考えられる。

各 Data No. でのレイノルズ応力の値と、その構成成分を表-2 に示す。

なお、SVAと界面不安定波の作り出す変動の伝播については、界面波高計出力と各位置での相互相関を調べる

No	cm ² sec ²		
	Reynolds stress		
	x10 ⁻³		%
6	1.09		
	1st	0.86	79
	2nd	0.01	1
5	9.26		
	1st	4.93	53
	2nd	2.44	26
4	5.24		
	1st	3.32	63
	2nd	1.50	28
3	6.38		
	1st	4.46	67
	2nd	1.01	16
2	6.98		
	1st	3.93	56
	2nd	2.22	31
1	7.74		
	1st	3.46	45
	2nd	2.79	36

表-2 レイノルズ応力の垂直分布とその構成表

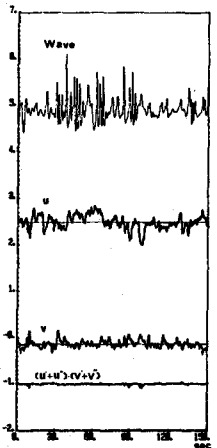


図-7a

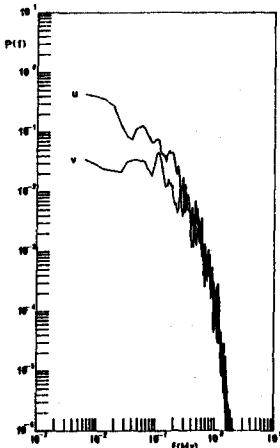


図-7b

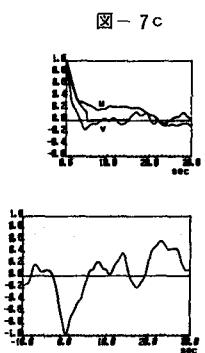


図-7c

図-7d

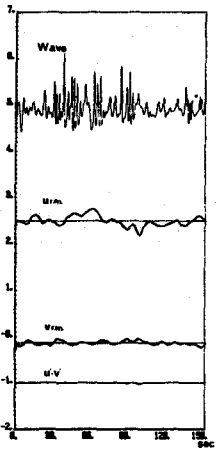


図-8a

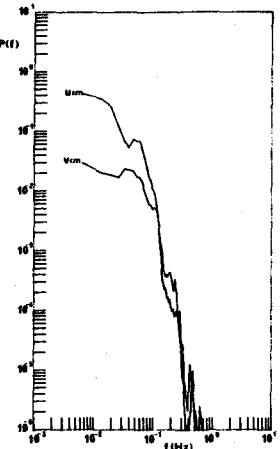


図-8b

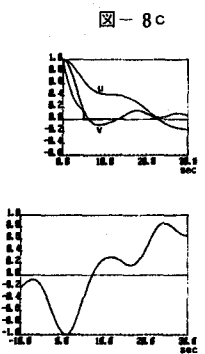


図-8c

図-8d

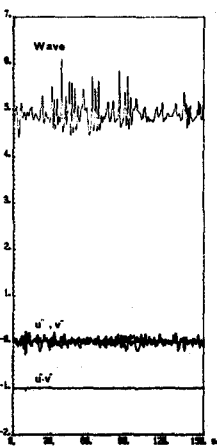


図-9a

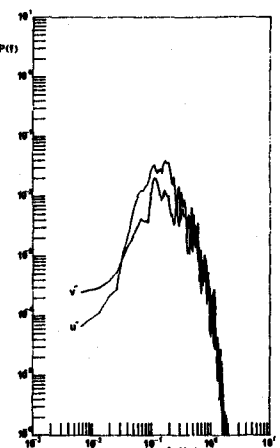


図-9b

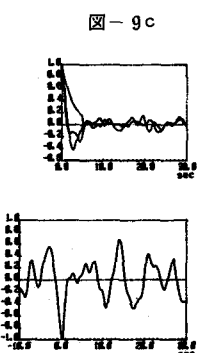


図-9c

図-9d

ことによって、その様子をを知ることができる。この検討の結果は上記の結論を支持する。

以上が統計的方法の「下降法」的利用による主流の乱流構造の解明で得た諸結果である。

最後に、非常に興味ある実験結果についてその概要を述べる。

大域的な岩崎数 ψ_L が同一の水理条件の下で、主流に整流格子を入れると、界面不安定波の発生は極度に減少する。これは主流の大規模構造が破壊され、それに代ってより小さな渦が運動量輸送を担う等方性乱流場により近い状態となつて、界面近傍のshearを減少させるからに他ならない。この実験事実は、実験とフィールドにおける界面現象の相異なる理由を解く鍵となる。それは流体力学的相似則に重要な指摘を加えることとなるに違いない。

結 論

以上の実験的研究と解析とによって明らかとなつた成層密度流の流れ場の構造と、界面不安定波の発生状況とを、それぞれ、図-10、写真-5として示す。写真-5には界面の峰から生じたbursting現象も示されている。ここに、2-2で述べた界面不安定波の発生機構が、統計的解析法を利用して検証された。そして、界面不安定波の発生機構を支配する主流の乱流構造を、界面現象を媒介として解明する方法を緒に付けることができた。本研究の成果は多いが、筆者等の研究はなお現象系の全域に及んでい

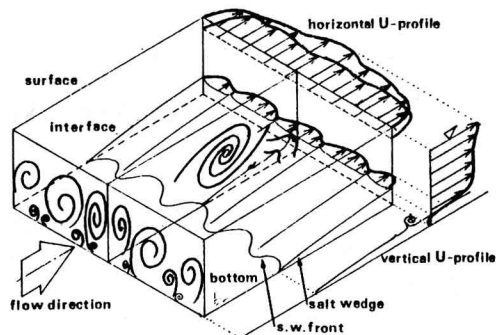


図-10 成層密度流の乱流構造

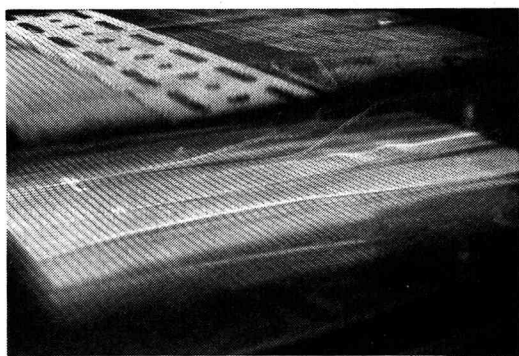


写真-5 界面不安定波の発生状況

いし、三次元的な乱れの同時計測が課題として残されている。今後の研究によってこれ等の課題を解明していきたい。

参 考 文 献

- 1) 吉田静男・西田修三・田城徹雄：定常二層流の三次元混合過程，第28回海岸工学講演会論文集，pp. 525～529，1981。
- 2) 吉田静男・柏村正和・西田修三：河口二層流の流速構造と界面現象，第25回水理講演会論文集，pp. 321～326，1981。
- 3) 吉田静男・塚田昌司：水流流速測定に用いる光学的手法の改良，第26回水理講演会，pp. 489～494，1982。
- 4) 吉田静男・田城徹雄：プローブタイプLDVを用いた界面波近傍の流速測定，第14回流体力学会講演集，pp. 102～105，1982。
- 5) 田城徹雄・吉田静男：淡塩水二層流における界面波と微細流れ構造，第29回海岸工学講演会論文集，pp. 545～549，1982。
- 6) 今井功：流体力学（前編），物理学選書，裳華房，1977。p. 40参照。
- 7) 中川博次・禰津家久・富永晃宏：開水路乱流における横断方向の縞構造と大規模乱流：土木学会論文報告集第312号，pp. 93～105，1981。
- 8) 西田修三・吉田静男：二層流の安定性解析，第29回海岸工学講演会論文集，pp. 550～554，1982。
- 9) 日野幹男：スペクトル解析，朝倉書店，1981。
- 10) 岩垣雄一・浅野敏之・小谷敏樹：周期波と流れの共存場における乱れの定義とその特性について，第28回海岸工学講演会論文集，pp. 10～14，1981。