

淡水境界面附近の乱流拡散に関する基礎実験

東北大学工学部 正員 岩崎敏夫
 東北大学大学院 学生員・阿部至雄
 東北大学工学部 学生員 根本隆策

1. はじめに

河川はわれわれの生活や諸産業の基幹としてその重責を担ってきているが 最近 それらの目覚しい発展に伴い 大気汚染とも含め 水質汚濁や水資源確保の問題に対し その解決と求める要請が増してきている。水資源確保の解決策の一つとして 河口部と築堤 包囲することにより河水と有効に捕捉貯留する河口湖方式が試みられつつあるが そのに発生する現象が乱流現象であるため 解決を要する密着流的な水理学上の問題も少なくない。

乱流拡散に関する理論の多くはTaylorの論文(1921)にその源泉をみることができるとは言えるが 密度勾配をもった流れの場の諸特性は 大気汚染水質汚濁とも関連して 当然均質流体での特性とは異なるであろうと考えられる。二次元密度流の拡散問題に対するアプローチの仕方には 比較的安定した状態の二層間に適当な抵抗係数を定めて論ずる立場と不安定な状態に着目し 乱流現象の立場から論ずる方法があるが 既往の多くの研究は前者に属している。

本報告は、乱流拡散機構解明のための基礎的研究の一環として 淡水水密度流現象によって生じる主として界面附近の乱流拡散現象に着目し その現象と微視的統計論的な観点からとらえ 乱れのスเปクトルなどにより密度勾配のある乱れの流れの特性と主として エネルギー授受の関係において考察せんとするものである。

図-1 実験装置の配置

2. 実験の装置と方法

実験装置 実験装置の全体的な配置は図-1に示すとおりである。実験用水路は 長さ3.8m 幅15cm 深さ30mm 其の水路上流側に堰高10cm 長さ182.4cmの広頂堰とす 水路下部部でできるダブー様な流れをつくるようにしてある。

乱れ測定の方法 図-2に示すような Pt線電極間の電気抵抗変化が記録されるように工夫された2本のProbeの受感部を $\Delta x/2$ 離し、その区間と塩分が流下するのに要する時間から 測点 $\Delta x/2$ での乱れの速度変動成分を求めた。なお 濃度の時間的变化および内部波のみかけの周期波高の測定も同時に試みられた。

実験方法 2次元実験用水路の水路勾配は水平に、淡水層は静止状態で10cmに調整され 塩水は広頂堰より高10cmまで注入し 下層静止の二次元流とし

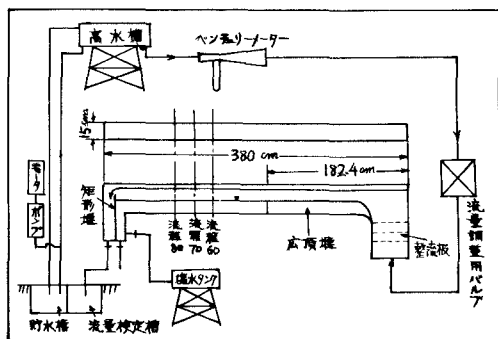
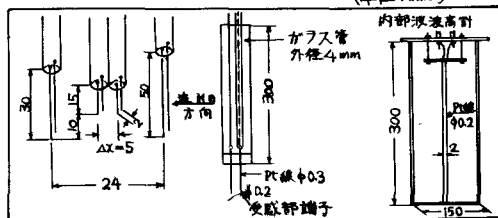


図-2 乱れ測定probeおよび内部波高計

(単位: mm)



たが 実験中 塩水層の状態が常時一定に保たれるよう塩水の補給を行った。実験のcaseを表-1に示した。ここに、原点は広頂堰最下流堰頂にとり 静止界面において水平にx軸と それに垂直上向きにy軸ととった。

表-1 実験case $y=0.5 \sim 1.0 \text{ cm}$

塩水層高 h	流量 60 x=60cm	流量 70 x=70cm	流量 80 x=80cm	塩水濃度 c
$S_1=1.01$	流量 1.2 (g/sec)	流量 1.2 (g/sec)	流量 1.2 (g/sec)	71 58 14 62 20 67
$S_2=1.02$	12	12	12	80 79
$S_3=1.03$			12	81 78

3 実験結果に基づく解析例

流体の乱流場は不規則変動の要素である多くの渦から構成されており それらは それぞれ特有の乱れの強さ 寿命時間 大きさ 周波数と持ち各渦間ではエネルギー授受の平衡がとられてゐると考えられる。そのような乱れの規模によつて 拡散の状態も異なると思われる。

乱れのスペクトル

ランダムな時間の関数である流れ方向の速度と $u(t)$ その方向の局所的平均流速と $\bar{u}$ 観測時間と T とすれば 一回の観測による時間的平均値は 次式で表示される。

$$\bar{u} = \frac{1}{T} \int_0^T u(t) dt \quad (1)$$

いま 式(1)で示されるような平均値と中心に変動する速度変動成分とランダムな時間関数 $u'(t)$ とし その $t=-T/2$ から $t=T/2$ までをとつて $u'(t)$ とおけば 自己相関関数 $R_T(\tau)$ は次式で定義される。

$$R_T(\tau) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} u'(t) u'(t+\tau) dt \quad (T \rightarrow \infty) \quad (2)$$

次に $w(f)$ と乱れの一次元スペクトルとすれば 周波数が f と $f+\Delta f$ の間にある渦の乱れのエネルギー $\bar{u}^2$ に対する寄与の割合は $\bar{u}^2 w(f)$ で表わされ 自己相関関数とは Wiener-Khinchine の関係式として知られてゐるような 次なる関係にある。

$$R(\tau) = \int_0^\infty w(f) \cos 2\pi f \tau df \quad (3)$$

$$w(f) = 4 \int_0^\infty R(\tau) \cos 2\pi f \tau d\tau \quad (4)$$

なお 式(2)および式(3)で $\tau=0$ の場合 速度変動に対する $R(0)$ は乱れの強さを表わす。

$$R(0) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} u'(t) u'(t) dt = \int_0^\infty w(f) df = \bar{u}^2 \quad (5)$$

東北大学計算センターの電子計算機NEAC-2230を用い 式(3)および式(4)から それぞれ相関およびスペクトルと求め 計算結果の一部を図-3に示した。

資料の処理は データの記録から情報として使われる最大周波数が約1cpsとみなしたのて、データの読み取り間隔を Δt 、計算時間を T 、相関を計算する場合のlag timeを $m\Delta t$ としたとき Δt を0.25秒 資料の読み取り総数 N を387個 lagの最大値 m を48として計算を行った。必要とする計算時間は約97秒分である。求めらるるスペクトルは、次の周波数に対するものであるが 計算は $r=22$ で打ち切り また $r=0$ に対するスペクトルは解析の対象から除いた。

$$f_r = r/2m\Delta t \quad (0 \leq r \leq m) \quad (6)$$

Tukeyは 得らるるスペクトルの信頼度に関し検定を行い 各自由度ごとに信頼度に対する信頼限界と求めらる。得らるるスペクトルは次なる自由度DFとまつ。本計算の自由度は約17である。

$$DF = 2(N/m - 1/3) \quad (7)$$

自由度は高くなる方が望ましいとされているが Tukeyの方法ではスペクトルの分解能と計算の安定度とは相反する関係にある。赤池らの研究によれば 自由度をそれほど高くしなくても安定した結果が得らるると指摘してゐる。なお 本計算では変動 $u'(t)$ のPrewwhite 移動平均の操作は省いた。

内部波

内部波の みかけの周期、を図-3に示したが、現在、濃度の時間的変化の記録も含め、解析に供すべき芽しい、波高記録と得てゐないので、スペクトル解析の結果得られたものではない。

4 実験観察およびスペクトル解析による若干の考察

境界面の状態を観察すると、塩水の密度、相対速度、淡水層の厚さなどの変化に伴い、Keulegan のような、界面は異った様相と呈する。相対速度を変化させてみると、始め、界面はなんの変動も認められない状態から、順次、安定な内部波が発生し、それが発達することにより一部の波形勾配の大きい波頂から、碎波による流体塊の放出が始まり、更に、界面には不規則な短波長の波が生じ、波列のほとんどの波頂から拡散混合が始まる。その後、それら短波長の波が、比較的規則的とみられる内部波の上に重なり、拡散の主役となるが、つゞには界面自体の乱れによる拡散混合が起こり、上層は、新たに密度勾配のある乱れの場になる。

そのような現象をエネルギー授受の観点からみれば、平均流のもつエネルギーは、主に水深の方向に変化するせん断力として界面近くで伝達されるとともに、乱れによる平均流からのエネルギーの供給、逸散などによるエネルギーの移行も生じる。界面に近づくにつれ、エネルギーの大部分は粘性によるよりも、むしろ圧力変動を通して、内部波発生のために使われると考えられる。このようにして、一度内部波のエネルギーとして吸収されたものが、碎波や粘性によって再び上層へのエネルギーの移行を生じ、上層乱れと拡散物質との相互作用により、密度勾配をもった乱れの場が新たに形成されると考えられる。

いずれにせよ、粘性境界層の不安定、その他未知の機構による碎波などにより、波動現象から乱流現象へのエネルギー逸散は、内部波のエネルギー荷重機構の大きな要因の一つであり、界面近くで生じる乱流拡散現象、更には拡散機構とも密接な関係にあると思われる。

浜田(1967)は淡水塩境界面の内部波の碎波の問題に関して、Permanent Type のままでは容易に碎波することはなく、Kelvin-Helmholtz の不安定理論とせつ重のより表現し、波形の変形も考慮すべきであると指摘している。若崎(1966)は Internal jump の問題において、エネルギー収支の関係から、独自に同旨のことを示している。

密度流におけるそのような現象は、Wind Wave の発達の現象に類似している。Wind Wave に関して、数多くの論文が発表されており、Phillips(1958)は Wind Wave の高周波側には普通平衡領域が存在し、そこでは周波数スペクトルの形は $f^{-5/2}$ になることを示している。浜田(1964)は、風波のスペクトルの高周波側と $w(f) = \alpha f^{-m}$ と表現したとき、 $m > 5$ ならば渦動運動が発生することを示している。エネルギーが、このエネルギー・スペクトルの平衡以上に蓄積されれば、波動運動の不安定の発生、碎波などの機構を通じて逸散され、一部は他の周波数領域へ移行し、一部は乱流運動のモードに移行すると考えられる。

次に、乱れの規模により拡散の程度も当然異なると考えられるので、図-3のより、密度差による界面近くの乱れの場の特性について、まず若干の考察を簡単に試みる。

一般に、スペクトルのエネルギーは低周波側に寄っており、しかも、分解能が十分でなく Peak も明瞭でない。密度が 1.03 g/cc の場合には、比較的スペクトルの分解がなされており、卓越周波数は

約0.2 cpsであることがわかるが、必ずしもこれ、
 中程度の乱れ(約2秒以下)とよばれる水理構造物
 の周囲などに生じるカルマン渦よりかなり大きく、河
 川にみられる eddy の近い渦が支配的で、せん断流場と
 密度流の Convective diffusion で主に関係するとみら
 れている微細な乱れの存在は少ない。

スペクトルの全エネルギーは、傾向として $\beta_1 > \beta_2$
 $> \beta_3$ であるが Peak 付近から高周波側にわたるエネ
 ルギーの減衰の仕方は似ている。

スペクトルの Peak は、全体的に密度差と大きく与え
 られると、高周波側へ移動する傾向を示している。
 乱れの場合はより小さな周期の渦が支配的である。

内部波の平均周期は、渦の卓越周期に比しかなり小
 さく、その大きさは傾向として $\beta_1 > \beta_2 > \beta_3$ である。

なお、密度変動との関係については、データが
 少ないので考察できない。

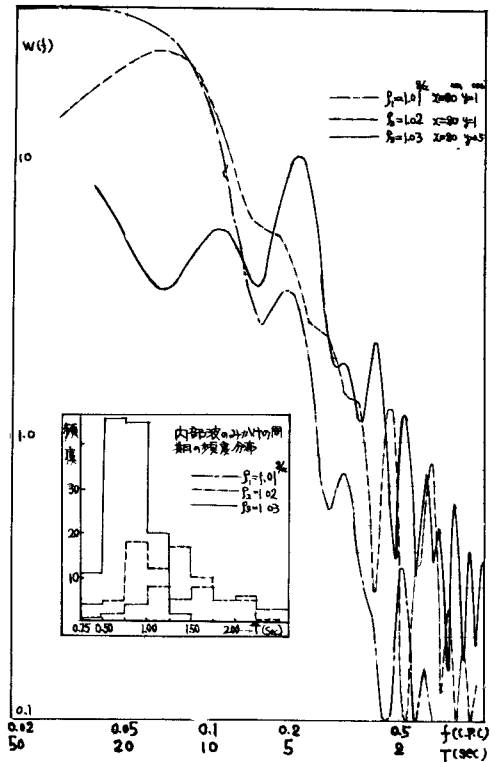
5. おまけ

密度流による乱流拡散機構と明らかにするには、当
 然、内部波との関連から解明する過程を経る必要性も
 生じてくる。また、得られた乱れのスペクトルの全エネルギーの変化と流れや他の関係から考
 察するにあっても、比すべき基本スペクトルの一つとすべきであることを認めておきたい。

内部波あるいは上層乱れの場合においても、凡波における5乗則に相当するような関係の法則性
 はみられないはずである。

なお、現在各実験(ase)について再検討あるいは計算中であり、その結果は、考察と合わせて
 講演時に発表する。

図-3 乱れのスペクトル



参考文献

- 1) RB Blackman and JW Tukey The measurement of power spectra from the point of view of communications engineering, Dover Publications
- 2) OM Phillips The equilibrium range in the spectrum of wind-generated waves, J Fluid Mech Vol.4, (1958)
- 3) 岩崎敏夫 密度流の諸問題は、水工学ニ関ス 66-16 (1966)
- 4) 渡田徳一 密度流の問題(2)-古典的理論の検討-, 海岸工学講演会講演集 (1967), On the f law of wind-generated waves, Port and Harbour Tech Res Inst, Report No 6 (1964)