

2層境界面における内部波と乱れに関する実験的研究 Experimental Study on Interfacial Wave and Turbulence of Two-Layered Flow

九州大学工学部 正員 椿 東一郎
九州大学工学部 正員 ○小 松 利 光
九州大学大学院 学生員 下 田 五 郎

1 ま え が き

塩水楔や2層流の密度界面においては、一般に内部波が発生・発達し、連行現象や界面抵抗に密接に関連している。以前著者ら^{1) 2)}は塩水楔や2層境界面に発生する内部波形を測定し、波速の小さい長周期の波(以下L・P波と呼ぶ)の上に波速の大きい短周期の波(S・P波)が重畳した形をもつことに着目して、風波との類推から両卓越波の特性と統計的な性質について若干の考察を行なった。この2種の卓越波の存在は吉田³⁾や室田・平田⁴⁾および日野・灘岡・萩原⁵⁾によっても指摘されており、特に吉田はL・P波がサイクロイド形の波形を有し、その下に同方向に回転する渦列が存在することを流れの可視化によって示した。この渦列の存在は他の研究者によっても確認されている。一方、内部波や界面動揺の原因である上層流の流れ・乱れの特性および両者の関連性に関する定量的な研究は少なく、個々の観測において断片的に若干の記述があるにすぎない現況である。

計測技術の進歩と電算機による大量のデータ処理が可能となったことから、今回、著者らは2層流の界面における内部波や流速・密度の詳細な同一点同時測定を行なった。本文ではこれらの実験結果を記し、内部波と乱れ特性量との関連及びスペクトルについて考察を加えている。

2 実験の方法とデータの解析

実験は長さ6.0 m、幅26 cm、高さ30 cmの両面アクリル製の水平水路を用い、静止した密度 ρ_a の塩水の上に淡水(密度 ρ_o)を循環させて2層流を作っている(図-1)。流れとともに内部境界面に発達する混合層および水路下流端での内部波の反射の影響をとり除くため、下流端に排水スリット(図-2)を設けて排水している。これは流下して来た内部波およびその周辺の流れをそのまま自然に流れ込ませるためのもので、強制排水にならないように可視化によって流れを観察しながら排水流量をバルブで調

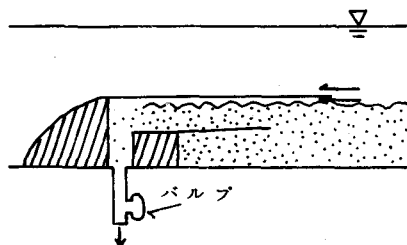


図-2 排水スリット

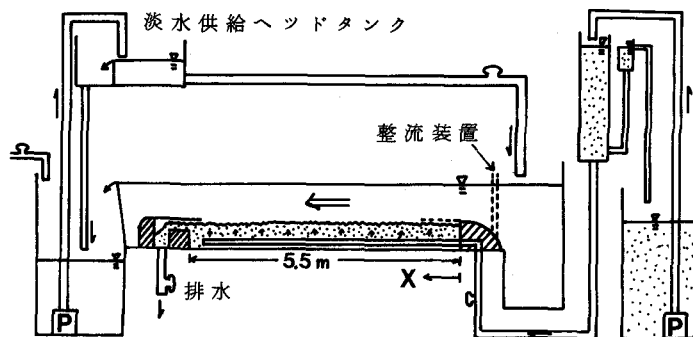


図-1 実験装置の概要

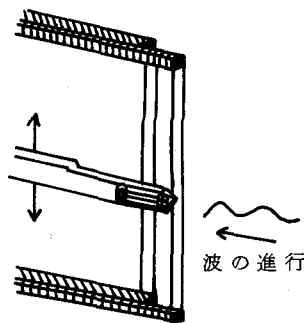


図-3 測定 probe の配置

整している。なお、定常流れを得るため塩水および淡水を補給しているが、淡水については循環系全体の淡水の volume が変化しないように補給し、塩水については下層の水深が一定となるように水路底部に設置したパイプにより場所的に均等に補給している。一方、上層水と下層水が初めて接する上流端では大きなせん断力が急激に境界面に加わることになるが、これにより生じる攪乱や混合をさけるために金網を設けている。この金網は下流側に向かって網目が段々大きくなっており、徐々にせん断力が加わることになる。実験条件を表-1に示す。なお下層の平均水深は全実験を通じて $\bar{h}_2 = 9\text{ cm}$ である。座標は水路の上流端より下流方向にx軸をとり、水表面より下向きにy軸をとっている。

表 - 1

R U N	密度差 $\varepsilon_0 (= (\rho_s - \rho_0) / \rho_a)$	上層平均流速 $\bar{U}_1 (\text{cm/s})$	上層平均水深 $\bar{h}_1 (\text{cm})$	水温 $T (^\circ\text{C})$
I	0.0065	5.05	10.38	12.4
II	0.0120	6.30	11.35	12.9
III	0.0120	4.71	9.77	12.9

平均流速や乱れの測定にはD I S S A社製V型2方向hot film流速計を用い、塩分濃度の測定には4電極電導度式probeを作製し、ほぼ同一点における濃度変動と乱れ速度の同時記録が得られるように中心間隔2.5mmで流速計probeと結合している。内部波高の測定は抵抗式内部波高計を使用し、流れに直角水平方向に波高計より約3mmのところに流速と密度の結合probeを設置し、これを上下にスライドさせることにより、1断面の流速と密度及び内部波の同時記録を得た(図-3)。

ここで、内部波の流れ方向の変化を明確にする意味で20cm間隔で測定された内部境界面変動 η のr.m.sである $\sqrt{\eta^2}$ と内部波の発生・発達に密接な関係があると思われる界面でのReynolds応力 $\overline{uv}$ を図-4に示す。これより明かなように急に下層水にせん断力が加わる上流端付近を除くと $\sqrt{\eta^2}$ 、 $\overline{uv}$ はともにほぼ一定となっており、流れ方向にほとんど変化しない。フェッチの増加とともに発達する風波と異なり、上下層水の密度差の小さい内部波では容易にある種の平衡状態に達するものと思われる。したがって、測定は水路の中央であ

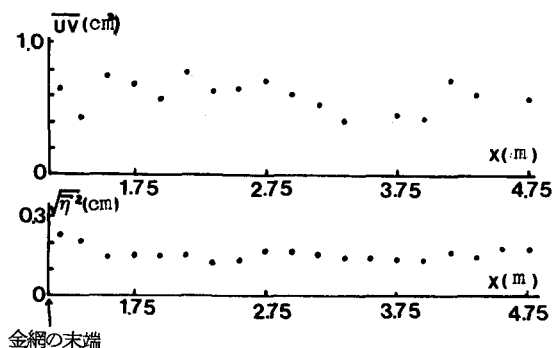


図-4 $\overline{uv}$ と $\sqrt{\eta^2}$ の流れ方向の変化

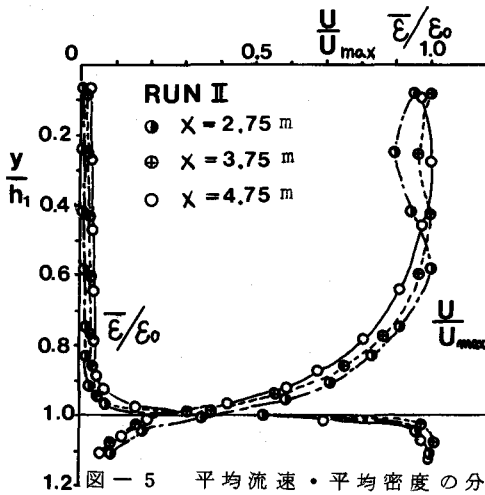
る $x = 2.75\text{ m}$ 及び $x = 3.75\text{ m}$, 4.75 m を主要測点とし、他にも種々の点でいくらかの測定を行なった。測定は流れが定常になった後に開始しており、測定時間は通常は1点につき5分間で、特にL-P波に着目した測定は50分間の連続測定を行なった。

得られたデータはTEAC製R-80データレコーダーに収録し、A-D変換の後統計処理を行なった。サンプリング間隔は5分間のデータは $\Delta t = 1/37.5\text{ sec}$, $N = 4096$ 個であり、50分間のデータは $\Delta t = 1/37.5\text{ sec}$, $N = 8192$ 個である。なお、内部波境界面は濃度が下層塩水原液の50%となる位置で定義している。

3 実験結果と考察

(1) 平均量及び乱れ特性量の分布

RUN IIで測定された平均流速 $\bar{U}$ 、平均密度差 $\bar{\varepsilon} (= (\bar{\rho} - \rho_0) / \rho_a)$ の分布を図-5に示す。内部境界面付近の平均密度 $\bar{\rho}$ を求める際、時間平均の中にintermittencyの影響が入ってくるため、実際の瞬間瞬間の密度分布は図-5より一段とシャープであり、下流部でも顕著な混合層の形成はみられなかった。流速分布は同一の実験では流れ方向にほとんど変化せず、ほぼ一定の形をとるが、別の実験条件ではやや異なった分布を示す。内部境界面における流速 U_i も上層平均流速 $\bar{U}_1$ の3.5~6割程度である。



1.2 図-5 平均流速・平均密度の分布

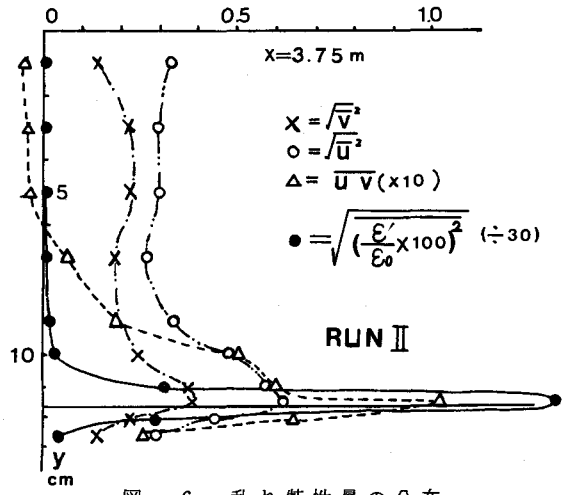


図-6 乱れ特性量の分布

乱れ強度 $\sqrt{u^2}$, $\sqrt{v^2}$, Reynolds 応力 uv , 密度変動強度 $\sqrt{\rho'^2}$ の代表的分布を図-6に示す。乱れの分布に関しては開水路等流と同じように内部境界面の近くに最大値をもち水表面に近づくにつれて減少している。Reynolds 応力も乱れの最大値付近に集中している。 $\sqrt{\rho'^2}$ が境界面付近で卓越しているのは intermittency によるものである。

(2) 界面変動と流速変動の関連性

図-7は内部境界面付近で同時に測定された流速変動 u , v , Reynolds 応力 uv , 密度変動 ρ' , および境界面変位 η の記録の一部を示したものである。界面が平均界面より下で極小値をとるときは、水平方向の流速変動 u は正で、垂直方向の流速変動 v は減少傾向で零線を横切ることが多く、逆に界面が平均界面より上で極大値をとるときは、 u は負で、 v は増加傾向で零付近の値をもつことが多い。 u と v は v の方がやや早い位相をもつが、ほぼ同様の変化を示す。一方、 η と u , η と v はほぼ逆の変動を示している。

次に内部波と流速変動の関係をより見やすくするために RUN II の測定において内部波の平均界面からのある変位に対し、その変位が生じるときの垂直断面上の各点での流速変動 u , v のアンサンブル平均を求め、波の変位に対する各点の流速変動の平均値をプロットしたのが図-8である。その際増加しながらその変位をとる場合と減少しながらその変位になる場合とに分けて計算を行なっている。便宜上測定時間内の変位の最大値で波高変位を割って無次元

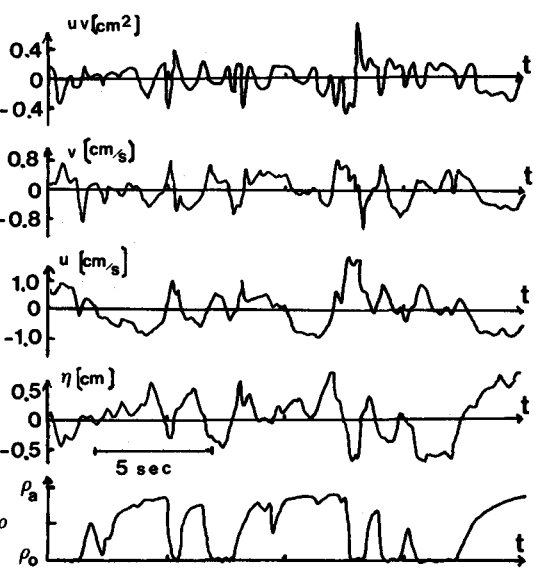


図-7 変動量の同時測定記録

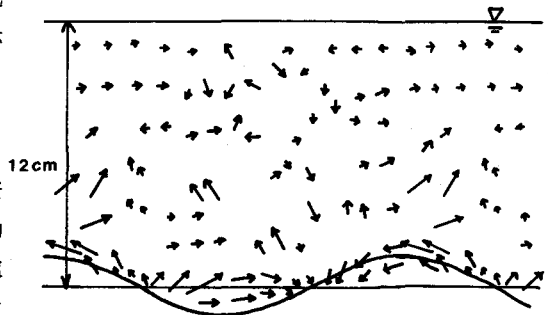


図-8 内部波上の流速変動

化して、波形を sine curve で表わし、流速変動の平均値はベクトルで示してある。波が平均界面より下にあるときは界面付近の流速変動 u は平均流の方向に加速し、平均界面より上にあるときは逆に減速している。このことは波の谷の部分では上層の速い流速をもった淡水が入り込んで来る為、平均流速よりも流速が速くなり、逆に山の部分では流速の遅い下層の塩水が突出するため、負の流速変動をもつようになると解釈できる。一方、界面付近の流速変動 v については、内部波の進行と密接に関連しており波の斜面の進行に従う形で v の正負が決定されている。

hot film 流速計による乱れ成分 u 、 v と同時測定により得られた界面変動 η の相関係数 $(\overline{u\eta}/\sqrt{\overline{u^2}}\sqrt{\overline{\eta^2}})$ 、 $(\overline{v\eta}/\sqrt{\overline{v^2}}\sqrt{\overline{\eta^2}})$ を図-9、図-10 に示す。 u と η は界面付近で強い負の相関をもち上述の内容と一致する。一方、上層の水表面付近 ($y/h_1 < 0.6$) では正の相関をもち界面付近とは逆方向の弱い流速変動があることがわかる。また、 v と η も界面付近で負の相関をもつだけでなく、上層の中間領域 ($0.3 < y/h_1 < 0.9$) でも負の相関をもち、内部波のクレスト付近で上昇流が、トラフ付近で下降流が存在することがわかる。

以上の相関係数からの知見と図-8の結果を総合すると、進行する内部波上の上層流の変動の flow pattern は、図-11のように得られる。L・P波の直下で、吉田によって観測された集中渦列は、下層がほぼ静止しているため秩序だったきれいな渦列となるが、上層の場合は、流れがせん断流であることや、波状境界上の制約された流れであること、また、内部波による orbital motion の影響を受ける等の理由から、単純な渦列とはならず、特にトラフの上では複雑な流れを示している。ただクレストの後方で渦らしきものがみとめられるが、それも完全に閉じた形にはなっていない。この変動の pattern は全ての成分波に対して生じているのではなく、後で、スペクトルやコヒーレンスを通じてふれるが、比較的低周波の波の成分に対してのみ生じているようである。

(3) 相関係数の分布

図-12, 13, 14に相関係数 $\overline{\rho u}/(\sqrt{\overline{\rho^2}}\sqrt{\overline{u^2}})$ 、 $\overline{\rho v}/(\sqrt{\overline{\rho^2}}\sqrt{\overline{v^2}})$ 、 $\overline{\rho \eta}/(\sqrt{\overline{\rho^2}}\sqrt{\overline{\eta^2}})$ を示す。

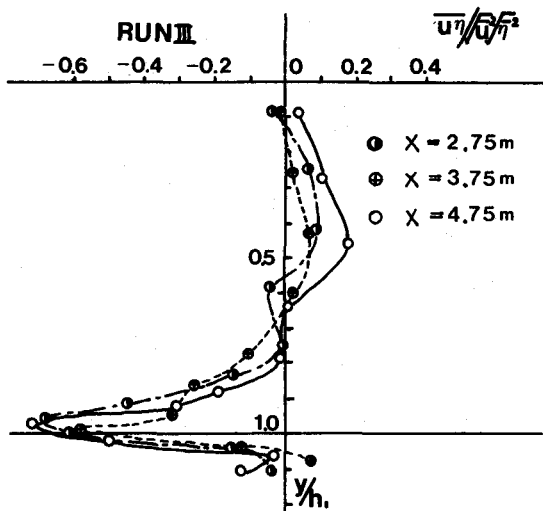


図-9 $\eta - u$ の相関係数

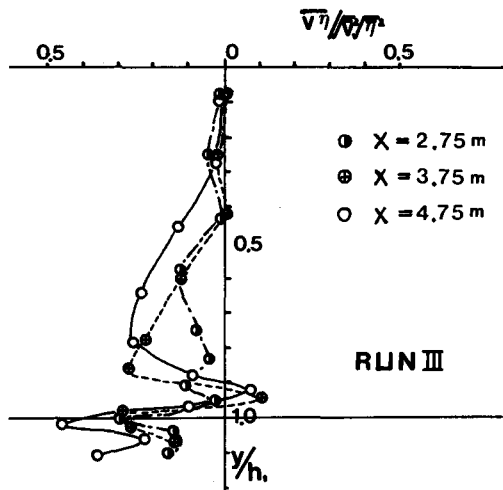


図-10 $\eta - v$ の相関係数

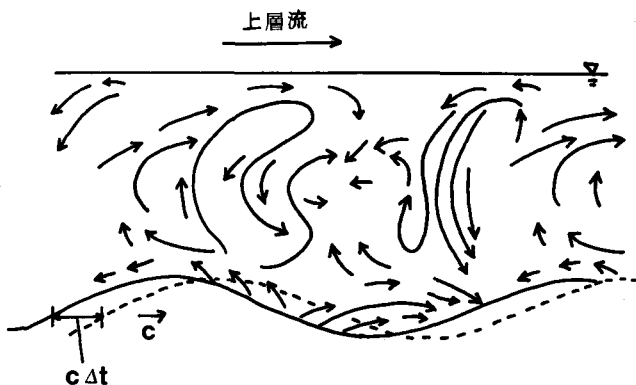


図-11 内部波上の流速変動の pattern

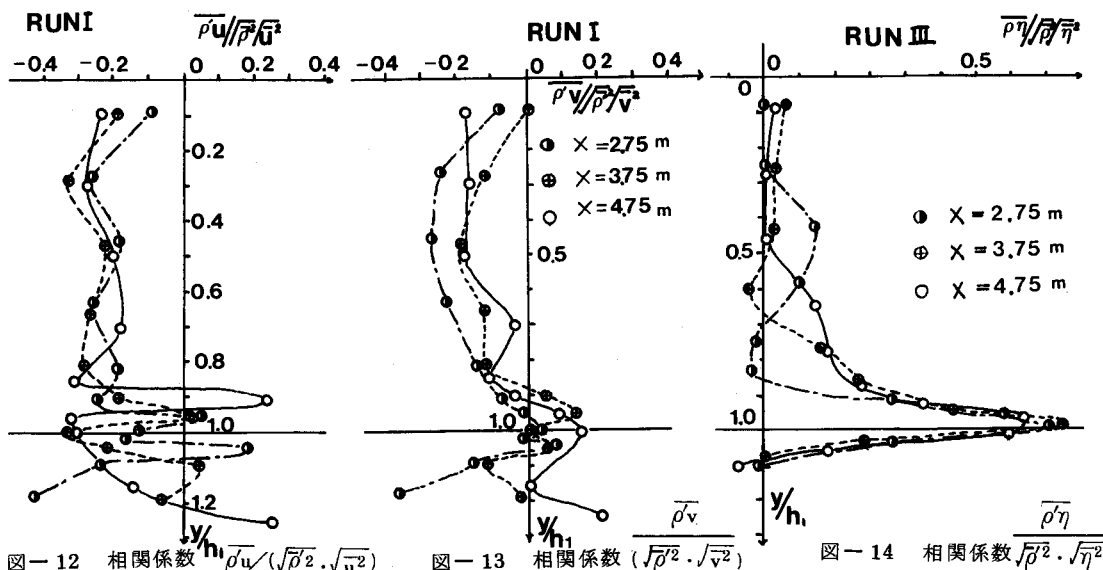


図-12 相関係数 $\frac{\overline{\rho u}}{\sqrt{\overline{\rho u^2}}}$ 図-13 相関係数 $\frac{\overline{\rho v}}{\sqrt{\overline{\rho v^2}}}$ 図-14 相関係数 $\frac{\overline{\rho \eta}}{\sqrt{\overline{\rho \eta^2}}}$
 $\overline{\rho u}$, $\overline{\rho v}$ はともに界面付近で ρ に関する intermittency の影響もあって、複雑な相関を示す。 $\overline{\rho u}$ は水平方向の変動による密度 flux を意味するが、上層の大部分の領域で負となっており、下流から上流への flux を示しているのは興味深い。一方、垂直方向の flux $\overline{\rho v}$ は、ほとんど負の値をとり上向きの flux を示している。これは内部波の砕波によって、下層水が巻き上げられることと良く一致している。また、 $\overline{\rho \eta}$ は界面付近で非常に高い相関性をもつが、それ以外の顕著な傾向性は見られない。

(4) 内部波と流速変動のスペクトル

図-15はRUN I の $x=1.25m$ における自由表面付近 (界面上 $8.25cm$, $y/h_1=0.222$), 界面付近 (界面上 $1.25cm$, $y/h_1=0.882$), これらの中間点 (界面上 $5.25cm$, $y/h_1=0.505$), および界面 ($y/h_1=1.0$) の流速変動 u , v の周波数スペクトルと、同時測定された内部波の周波数スペクトルを示している。スペクトルの計算にはFFT法を用いて1次スペクトルを求め、さらに三角フィルターを用いて2次スペクトルを計算している。

流速変動のスペクトルに関しては、高周波側において、開水路乱流や自由噴流で通常みられる慣性域の $-5/3$ 乗則、粘性域の $-13/3$ 乗則⁶⁾が、界面からの距離に無関係に、良く成立しており、内部波の影響は

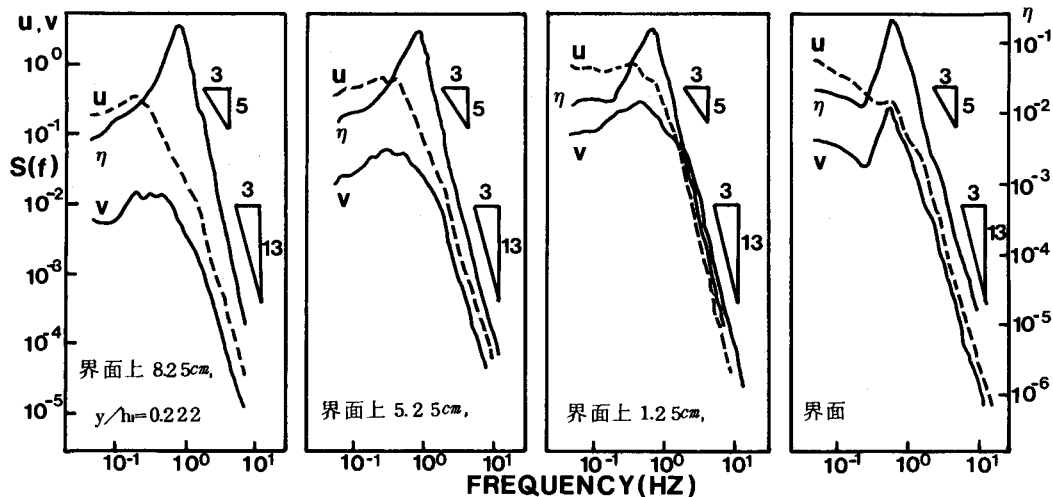


図-15 界面変動及び流速変動のスペクトル

みられない。むしろ、内部波スペクトルの方が、高周波側では流速変動スペクトルに非常に良く似た分布形を示している。このことはここに示していないが、他のRUNの他の断面のスペクトルについても同様であった。このことから、高周波の内部波成分は、上層流の乱れによって生じられた、界面動揺とみることができよう。

一方、低周波側は流速変動、特に v の変動に対する内部波の影響が顕著にみられる。すなわち、 v のスペクトルは界面付近で波高分布とはほぼ同じ分布を示し、両者の間の強い相関を表わしているが、界面から離れるに従い、一般の乱流においてみられる v の形へと近づいていく。このことは、波としての性質を有する低周波の内部波が、orbital motion 及び波状境界流として、流速変動を引き起こしていることを示しており、高周波の界面変動とは大きく異なっている。また、当然 u の変動に対しても低周波の内部波は、同様に影響を与えているが、 u の変動は、平均流からの乱れエネルギーの変換や、周波数空間でのエネルギーの cascade down など独自のプロセスをもつため、 v の場合程顕著な形では表われない。

以上のことから、界面の変動 η は、波としての特性を有する低周波成分と、上層流の乱れや砕波によって引き起こされた界面動揺で波の性質はもたないが、界面近傍の平均流速によって流下する為に検出される高周波成分に大別される。したがって、詳しいメカニズムは明らかではないが、高周波の内部波スペクトルは流速変動スペクトルに強く依存し、 $-13/3$ 乗則が成立する。

なお、更に低周波の成分である $L \cdot P$ 波について詳しく検討するため、 $\Delta t = 1/3.75 \text{ sec}$ 、 $N = 8192$ 個で37分間の連続データからスペクトルを求めた。得られたスペクトルの代表的な例を図-16、17に示す。 $L \cdot P$ 波、 $S \cdot P$ 波の卓越周波数に相当する周波数帯に、それぞれ peak がみられるが、スペクトルの低周波側の分布は実験条件や測定位置によって異なり、スペクトル形を決定するまでには至っていない。

(5) 内部波の波速と波長

本実験で用いた抵抗式内部波高計は、流れ方向に $\Delta x = 1 \text{ cm}$ だけ離れた2本の波高probeより成り立っており(図-3)、内部波形 $\eta_1(t)$ 、 $\eta_2(t)$ を同時測定することにより波速 c を求めることができる。すなわち、 η_1 、 η_2 のコ・スペクトル $C_{\eta_1 \eta_2}(f)$ 、クオドラチャ・スペクトル $Q_{\eta_1 \eta_2}(f)$ 、位相差 $\theta_{\eta_1 \eta_2}(f)$ を求め、次式

$$c(f) = \frac{2\pi f \cdot \Delta x}{\theta_{\eta_1 \eta_2}(f) + 2\pi n'} \quad (n' = 0, 1, \dots) \quad (1)$$

により、周波数ごとの波速 c を求めた。

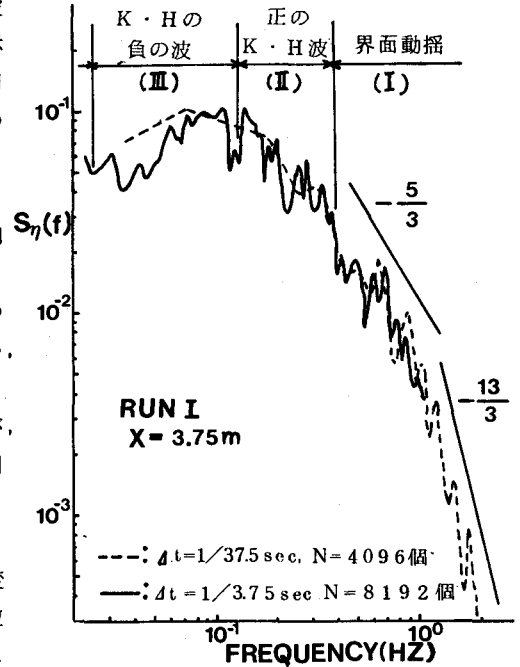


図-16 内部波スペクトル

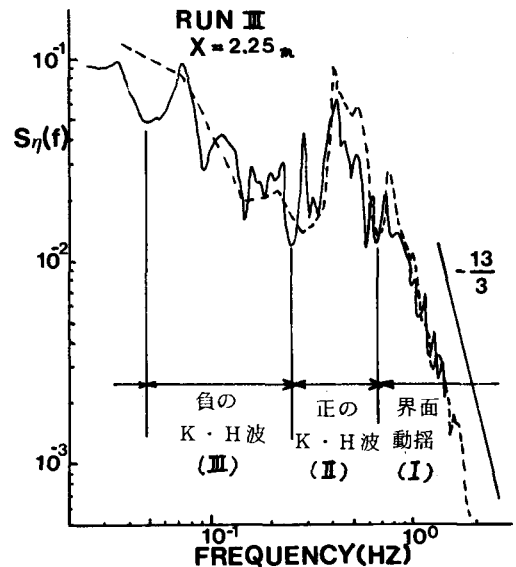


図-17 内部波スペクトル

図-18はRUN-Ⅱについての実験結果を、無次元量 c/U_1 と $\varepsilon g/fU_1$ を用いて表示したものである。

内部波の波速についてはKelvin・Helmholtzの古典的理論があるが、浜田・加藤⁷⁾は界面を原点として鉛直上方に y 軸をとり、上、下層の流速 U_1 、 U_2 の流速分布が y の1次式

$$U_1 = U_{10} + \alpha_1 y, \quad U_2 = U_{20} + \alpha_2 y \quad (2)$$

に従う場合の内部波 $\eta = a_0 \exp[ik(x-ct)]$ の波速について、次式

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} \right) g + \frac{\rho_1}{\rho_2} (c - U_{10}) \{ k(U_{10} - c) \coth kh_1 + \alpha_1 \} \\ & = (U_{20} - c) \{ k(U_{20} - c) \coth kh_2 - \alpha_2 \} \end{aligned} \quad (3)$$

を導いている。ここで $U_{10} = U_1$ 、 $U_{20} = 0$ 、 $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$ とおくと上式は明らかに下層静止のK・H波に対応している。今回の実験では $\coth kh_1 \approx 1$ 、 $\coth kh_2 \approx 1$ 、 $\rho_1/\rho_2 \approx 1$ 、であるから $k = 2\pi f/c$ とおくと、波速 c は次式

$$\frac{c_{\pm}}{U_1} = \frac{\left(4 + \frac{1}{\pi} \frac{\varepsilon g}{fU_1} \right) \pm \sqrt{\left(4 + \frac{1}{\pi} \frac{\varepsilon g}{fU_1} \right)^2 - 32}}{8} \quad (4)$$

となる。上式から安定限界周波数 f_c と、それに対応する $(c/U_1)_c$ はそれぞれ

$$\left(\frac{\varepsilon g}{fU_1} \right)_c = 5.21, \quad \left(\frac{c}{U_1} \right)_c = 0.707 \quad (5)$$

となる。図-18の実線はこれらK・H波の計算結果である。なお、点線は界面での流速のスリップを許さない場合 ($U_{10} = U_{20} = U_i$) の深水内部波の波速式

$$\frac{c_{\pm}}{U_i} = 1 \pm \sqrt{\frac{\varepsilon g}{4\pi f U_1} \cdot \frac{U_1}{U_i} \cdot \frac{c}{U_i}} \quad (6)$$

を ($U_i/U_1 = 0.707$ とおいて) 示したもので、上式では不安定波は存在しない。

次に図-18の c/U_1 を

$$\frac{c}{U_1} = \frac{\varepsilon g L}{U_1^2} \cdot \frac{U_1 f}{\varepsilon g}$$

と書きかえ、図-18の関係を波長の無次元表示 $\varepsilon g L/U_1^2$ と $\varepsilon g/U_1 f$ の関係としてプロットしたのが図-19

である。K・Hの負の波における $\varepsilon g L/U_1^2$ は、 $\varepsilon g/fU_1 \approx 6$ で最小値 3.2 をとり、 $\varepsilon g/fU_1$ が増加、すなわち周波数が低くなっても波長の増加割合は極めて緩慢で 6.2 程度の値に漸近する。

さて、図-18、図-19から明らかなように、内部波はその波速および波長によって次の4つの周波数帯に分けることができる。

(I) $\varepsilon g/fU_1 < 3.4$ の高周波の成分波は、上層の乱れによって強く影響を受ける界面動揺に相当しており、その波速はその周波数に関係なく一定値(上層平均流速の70~85%)をとる。したがって、自由波としての性質をもたない。この領域で流速

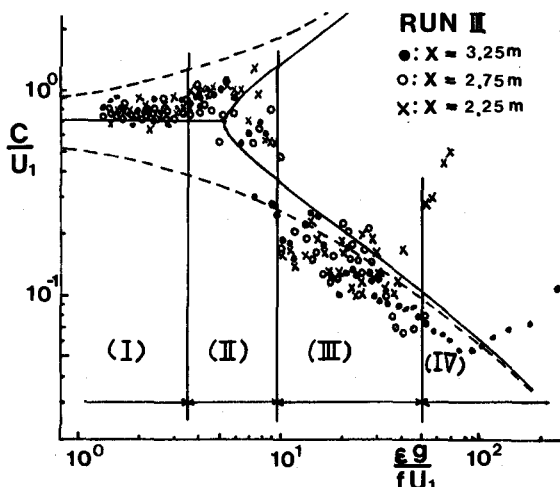


図-18 内部波の波速

変動のスペクトルが慣性域の $-5/3$ 乗則から粘性域の $-13/3$ 乗則に変化していけば、内部波スペクトルもそれに従うことになる(図-16)。

(II) $3.4 < \varepsilon g / f U_1 < 9.5$ の領域は S・P 波に相当しており、卓越したエネルギーをもつ。波としての特性を有し、流速変動に大きな影響を与える(図-15)。この領域で測定値が若干ばらつくのは、上層流のせん断効果や波の非線型効果のため卓越波が正弦波型から大きくひずむことによって生じる harmonics の影響であろう。その波速が界面流速や上層平均流速よりも大きい値をとりうることや、正の K・H 波の曲線

に一致していることから、この領域の波は基本的には正の K・H 波である S・P 波の卓越波とその harmonics であると思われる。

(III) $9.5 < \varepsilon g / f U_1 < 50$ の低周波の波は L・P 波に相当し、基本的には K・H 波の負の波であって式(4)、式(6)ともほぼ適合する。

(IV) $50 < \varepsilon g / f U_1$ この領域の変動は周期も非常に長く、波長も急速に大きくなっていることから、実験装置の大きさ等に規定される。うねりもしくはセイシュのようなものと思われる。

各々の領域の境界周波数をそれぞれ $f_a (= \varepsilon g / 3.4 U_1)$, $f_b (= \varepsilon g / 9.5 U_1)$, $f_c (= \varepsilon g / 50 U_1)$ として、実験条件より求め図-16, 17 に書き入れているが、スペクトルの分布の谷間に良く対応している。

今回の実験で測定されたスペクトルに見られる卓越周波数の平均値は L・P 波では $\varepsilon g / f_L U_1 \approx 25$, S・P 波では $\varepsilon g / f_s U_1 \approx 5$ 程度である。したがって、両者の卓越周波数については $f_L / f_s \approx 1/5$ 程度であるが、卓越波長は図-19 より $L_L / L_s \approx 1/1.3$, 波速は図-18 より $C_L / C_s = 0.17$ 程度となる。したがって、L・P 波の波長は S・P 波の波長よりやや小さくなっている。これは、従来得られている知見と異なっているように見えるが、目視や可視化観測では波長の小さい界面動揺 ($\varepsilon g / f U_1 < 3.4$) と S・P 波の区別がつかないために、これを一種類の波としてとり扱ってしまい、そのために S・P 波の波長を短く評価することになる。その結果可視化実験では、波長のやや大きい波速の小さい波 (L・P 波) と波長がやや小さく波速の大きい波 (S・P 波+界面動揺) の 2 種類が卓越波として観測されることになるのである。

(6) コヒーレンス

界面変位 η と速度変動 u , v の関連性をさらに詳しく検討するためにコヒーレンスを計算した。図-20, 図-21 に $\eta-u$, $\eta-v$ のコヒーレンスを示す。

図-20 の $\eta-u$ のコヒーレンスの分布については、境界面近傍で L・P 波, S・P 波, 界面動揺にそれぞれ対応して高いコヒーレンスを示している。周波数域(II), (III)においては、L・P 波, S・P 波がそれぞれ u -変動を引き起こすために、 η と u の間に高い相関を生じているが、(I)では逆に乱れが界面変動を生起させるために高い相関を示すことになる。

いずれの領域も u -変動が界面から離れるに従いコヒーレンスは徐々に小さくなっている。

図-21 の $\eta-v$ についてもほぼ同様のことがいえるが、特徴的なことは周波数域(II), (III)での相関が(I)に比べて小さいことである。これは波によって生じる v -変動が比較的小さいことを意味しており、特に L・P 波に惹起される v -変動が界面近傍以外では小さくなっている。領域(I)については u の場合と同程度である。

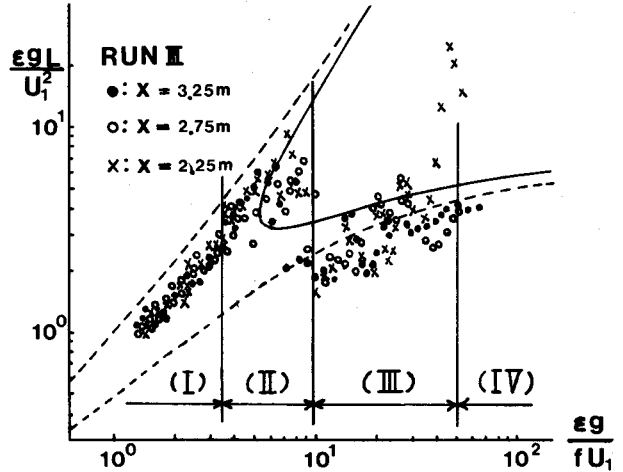


図-19 内部波の波長

以上のコヒーレンス及びスペクトルについての考察から明らかのように、図-11に示した界面波上の流れの模様は、周波数領域(Ⅱ)および(Ⅲ)に含まれる比較的低周波の成分波に対してのみ該当することになる。

4 むすび

2層流の界面に発生する内部波と乱れを統計的に処理して乱れ特性量の分布や内部波と乱れの関連性を調べ、界面波上の上層流の流れの構造や各周波数に應ずる内部波の波速・波長及び周波数スペクトルについて考察を加えた。

上層流の乱れについては、本来なら内部波の orbital motion の影響は水面まで及ばないが、上層流が制約された波状境界流となっているため、その効果と相まって界面上に水面まで及ぶ複雑な流れを引き起こしている。一方、内部波の特徴は長周期側と短周期側に2種類の卓越波(L・P波とS・P波)が発生する点にあるが、更に高周波側に上層の乱れによって生じられる界面動揺の成分が存在することを示した。L・P波、S・P波はともに基本的にはK・H波であるが、この高周波側の界面動揺は波としての性質はもたず、周波数スペクトルも乱れのスペクトルに強く依存しており、高周波側において $-13/3$ 乗則が成立する。また、内部波の波速及び波長の特性からL・P波、S・P波、界面動揺をそれぞれ分離する境界無次元周波数を与えた。従来、種々の波の共存が内部波の統計的解析を難しくしていたが、この境界周波数を用いることにより各々の領域の波の成分をフィルターによって分離することも可能となってくる。

最後に、本実験の遂行にあたり熱心に協力された柴田敏彦、今酒誠の両氏に深甚なる謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) T.Tsubaki, M.Hamamura and M.Hashimoto: On the statistical properties of internal waves at the interface of arrested saline wedges, Proc. 13th Cong. of I.A.H.R., vol.13, 1969.
- 2) 小松利光・今酒誠・椿東一郎: 2層流界面における内部波の統計的性質, 九大工学集報, 第52巻, 1号, 1979.
- 3) 吉田 静男: 密度界面における混合機構の研究, 土木学会論文報告集, №273, 1978.
- 4) 室田明・平田健正: 成層密度流における内部波特性と混合機構について, 第22回水理講演会論文集, 1978.
- 5) 日野幹雄・灘岡和夫・萩原克: 塩淡水境界面における渦列の形成と混合現象, 第10回乱流シンポジウム論文集, 東大宇宙航空研究所, 1978.
- 6) 椿 東一郎・小松利光: 成層密度噴流における乱れおよび密度変動のスペクトル特性, 土木学会論文報告集, №268, 1977.
- 7) 浜田徳一・加藤始: 2層流と波, 第9回海岸工学講演会講演集, 1962.

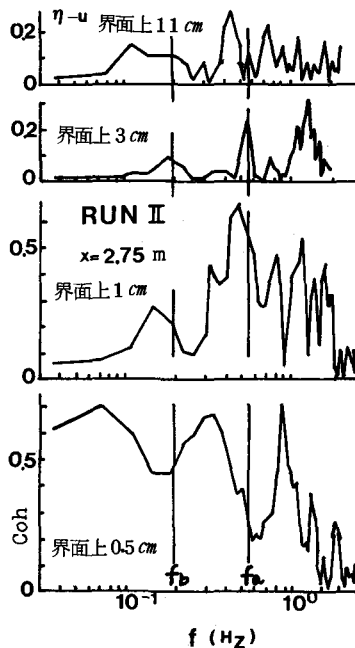


図-20 $\eta-u$ のコヒーレンス

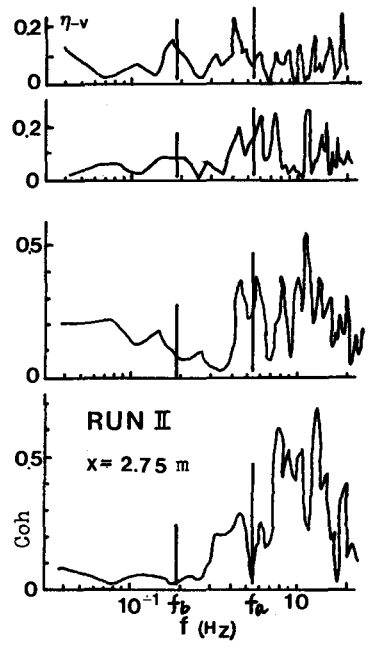


図-21 $\eta-v$ のコヒーレンス