

三次元水平密度噴流における乱れの間歇性に関する研究

Intermittent Properties of Three-Dimensional Surface Buoyant Jet

大阪大学工学部 正会員 室田 明

大阪大学工学部 正会員 ○中辻 啓二

大阪大学工学部 学生員 長谷川靖明

1. まえがき

密度噴流の境界面を通しての水質連行加入は乱れによる周囲流塊の混入と定義されるが、境界面での乱れの発生因の相違により種々のスケールの混入形態をとるものと考えられる。たとえば、界面の擾乱による小さな乱れの拡散型混入から、重力内波の砕波による巻き込み混入、そして大規模渦による対流的混入等その形態は様々である。このような乱れに誘因される水質連行はより緩慢な変動を呈することになり、連行機構を解明するためには水質連行に直接的に関与する乱れの代表スケールを抽出して、その挙動と水質変動の相関を明確にすることが肝要である。

従来、密度噴流場での解析は変動時系列を扱うという理由で、玉井・西村¹⁾により整理されるようにスペクトル解析が重要視され、また乱れの自乗成分の収支式から各項のもつ物理的意義を見出す方法が用いられてきた。しかしながら、通例の時間平均、および平均からの標準偏差に基づくスペクトル形状の論議だけでは流速場のスケール特性を抽出することは不可能であるし、水質連行の動力学モデルを説明するためには不十分なようである。他方、境界層等にみられる乱流研究においてはTownsend²⁾により乱れの二重構造性が示唆されて以来、乱れの発生・消滅過程を明らかにすべく数多くの可視化観測および高精度の乱れ計測が行なわれている。その結果、不規則な乱れ変動の中にも秩序だった大規模な乱れ構造が存在することが認められ、乱流研究の動向は従来の統計的に不確定な乱れの解析から、現象に支配的な役割を果たすコヒーレントな乱れ構造の抽出と、その決定論的な解析への転換期にあることが知られている。

本研究で対象とする水平密度噴流外縁部は噴流特有の間歇性の高い変動時系列を示す乱流場であり、加えて密度差による成層安定効果により自由な乱れの拡がりや抑制される場でもある。このような乱流場での水質連行機構をモデル化するには、前者よりもむしろ後者の解析法が有用であり、時系列の変動特性を特徴づける間歇性、持続性、および多重構造性を定量化しコヒーレントな乱れ構造の挙動を明らかにする必要がある。本文は、その緒として確立領域の界面近傍での流速および水質濃度変動時系列を解析対象に選び、水質連行特性を考察しようとしたものである。

2. 実験諸量とその特性

実験は一様密度の静水中に表層放流する三次元水平密度噴流であり、表-1に解析に用いた水理諸元を示す。実験設備および方法は前回の論文³⁾と全く同様である。なお、流速 u および水質濃度 c の変動は検出プローブを可能な限り近接させて同時計測を行なったが、得られた流速変動 u は噴流の流程方向成分であり、界面を横切っての水質連行に支配的な影響を与える直交流速成分 v とは若干異なる。しかし、用いた熱線流速計のプローブが円錐型であること、また卓越する流

表-1 水理諸元

放 流 流 速	$U_0 = 26.3 \text{ cm/sec}$, $Re_0 = 5,020$
放 流 口 水 深	$H_0 = 3.5 \text{ cm}$, $Fi_0 = 6.488$
放 流 口 幅	$B_0 = 2.5 \text{ cm}$, $x/B_0 = 16.0$
放流水密度差	$\Delta\rho_0 = 0.0041 \text{ g/cm}^3$, $y/B_0 = 0.0$
放流水濃度差	$\Delta C_0 = 5.62\text{‰}$, $z/B_0 = 0.29 \sim 1.71$

応していると考えられることより、 uc 変動を水質輸送量を表わすものとした。

データ処理に用いたサンプリング間隔は 12.5 Hz 、データ数は各々約 $2,000$ である。クロススペクトルの計算是 Blackman - Tukey 法にもとづき、パルツェ

ン・フィルターを用いた。

通例の変動量解析により得られた特性を概観すれば、つぎのようにまとめられる。^{4) 5)}

(i). 三次元水平密度噴流においては、わずかの密度差が重力安定効果を高め、成層化を助長するために、鉛直方向への噴流の拡がりや抑制される。その結果、水平方向への拡がりや等は密度噴流の場合と比較して極めて大きくなる。また、確立領域 ($x/B_0 > 8$) での鉛直方向界面はほぼ等水深になると考えてよい。

(ii). 確立領域 ($x/B_0 = 16$) における水理量の鉛直方向変化を図-1に示す。同図より流速および濃度の平均量分布はほぼガウス分布形の相似関数で表示できる。また、図中の局所リチャードソン数 R_i は水深 $z/H_0 = 1.43, 1.57$ で急増大する傾向を示す。 R_i は界面の局所的安定性を論議する無次元量であり、また上記水深で流速ならびに濃度の相対乱れ強さも増加する傾向にあることから、 $z/H_0 = 1.57$ 近傍に噴流境界面が存在することが推察できる。

(iii). また、界面近傍において流速・濃度変動間の相関特性は特異な変化を示すことが分った。その一例をコヒーレンシ γ^2 の鉛直方向変化で示したのが図-2であり、 γ^2 は変動間の各周波数別相関度を示す。概して強い相関が $0.5 H_z$ 以下の低周波側にみられ、高周波側では相関度が激減する傾向にあるが、界面 $z/H_0 = 1.57$ ではこの低周波側の強い相関度は消滅して $0.2 \sim 0.4 H_z$ の狭い周波数帯に比較的強い相関が集中する分布を示している。このことより、この周波数帯では時間的な遅れ関係を除けば両者の変動特性はかなり類似した挙動を示し、濃度変動はこの周波数規模の乱流変動に追従して生じていると考えられる。

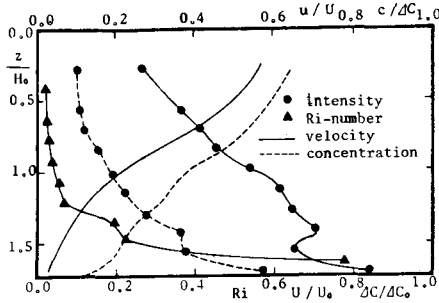


図-1 流速・濃度変動の鉛直方向分布

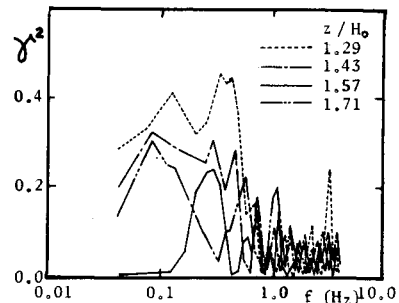


図-2 コヒーレンシの鉛直方向分布

3. 流速変動時系列の特性とその定量化

密度噴流の鉛直方向界面近傍では発生・成長する乱流域が周囲流塊を連行して拡大しながら移流していく現象を呈し、自由な乱れ特有の強い乱流変動と穏やかな変動とが交互に現われる間歇的な乱れが存在する。図-3に計測した速度変動時系列を示すが、噴流内部では連続的な乱流変動が観測されるのに対して、噴流界面に近づくにつれて持続時間の短い乱流変動が間歇的に発生しているのが顕著に認められる。

水質連行はこの間歇的な乱れ変動に励起されて生じていると考えられるので、変動量解析を行なうにはこの時系列の特性を損なうことなく定量化する必要がある。そのためには変動が各瞬間に乱流域にあるかどうかを判別区分する検出ゾンドの導入が必要となる。間歇関数は

$$I(t) = \begin{cases} 1 & ; \text{変動が乱流状態} \\ 0 & ; \text{変動が非乱流状態} \end{cases}$$

で定義される不規則矩形波で表現されるが、この検出ゾンドの設定に際しては物理的に現象を同定し得る適切な検出関数および閾値を時系列から見出す必要がある。

大規模渦のスケール抽出という意味で一般には渦度の変動が検出関数として選ばれるが、今回の計測は噴流流程方向成分 u のみであるので $(\partial u / \partial t)^2$ を検出関数として選び、図-4に示す手順で間歇関数を求めた。この理由は、乱流域における流速の時間変動は非乱

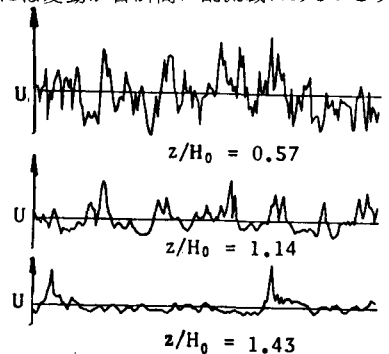


図-3 流速変動の時系列

流域でのそれよりも相対的に大きいと考えられることに基づいており、かつまたその傾向をより鋭敏にとらえるためにその自乗成分 $(\partial u / \partial t)^2$ を用いた。

しかしながら、流速変動 $u(t)$ に含まれる高周波成分のために同図(b)に示されるように検出関数に著しい物理的に意味のない変動が現われ、このまま閾値を設定した場合には乱流域にあっても瞬間的に閾値を越えない場合が生じる可能性がある。したがって、間歇関数を決定する際には物理的に有意な持続時間にわたって $(\partial u / \partial t)^2$ が閾値を越えているという基準を設けて平滑化を行なう必要がある。ここでは、この持続時間として粘性逸散に関係するミクロスケールの渦の寿命時間、約 0.188 秒を用いて $(\partial u / \partial t)^2$ の区間平均を行なった。この結果、乱流域と非乱流域とを判別区

分する閾値は、図-5 に示すように $I(t)$ が 0 である非乱流区間の平均持続時間 $\langle T_N \rangle$ と判別関数 $(\partial u / \partial t)^2$ との関係に曲線の明瞭な変曲点として現われてくる。この設定法で得られた間歇関数の時系列を示したのが図-4 (d) であり、変動時系列 $u(t)$ の間歇的な時系列特性をうまく表現できたといえる。

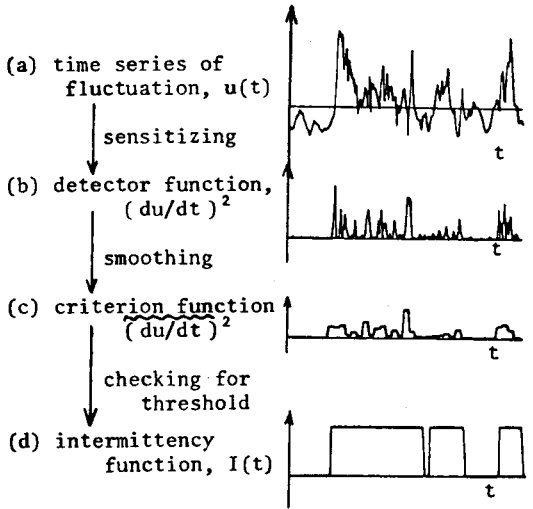


図-4 間歇関数の同定手順

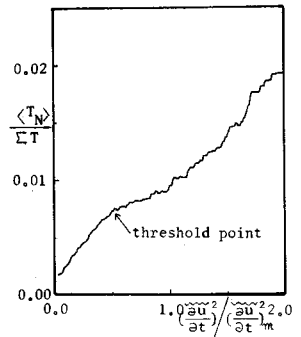


図-5 非乱流平均持続時間

4. 条件付標本抽出による乱れ構造の解析

4-1 間歇因子と間歇周波数

間歇性を特徴づける物理量として間歇因子 σ ならびに間歇周波数 f_g があり、図-6 にそれらの鉛直方向変化を示す。間歇因子は間歇関数 $I(t)$ の単純時間平均 $\sum_{i=1}^N I(t_i) / N$ で定義され、計測水深において変動が乱流状態である割合を表わし、また間歇周波数は単位時間に乱流域あるいは非乱流域に切り換わる回数を示すものである。

図-6 において $z/H_0 = 1.14$ 付近に乱流域と非乱流域の出現割合が等しくなる半間歇点、すなわち $\sigma = 0.5$ となる位置が現われ、さらに水深が増えると σ の値は緩やかに 0 に減少する傾向を示している。他方、 f_g は半間歇点で最大値をとるが、 $z/H_0 = 1.29 \sim 1.57$ の水深においても減少せず乱流域および非乱流域への切り換えが頻繁に生じていることを示している。このことは、Kovasznyai らの境界層あるいは熱後流の実験結果⁶⁾、すなわち、 σ 、 f_g の分布は半間歇点を中心にそれぞれ逆対称形、対称形となり、また f_g はピーク値よりすぐに減衰するという結果とは異なることであり、密度噴流の鉛直境界面特有の性質を示すものであろう。

乱流区間の平均持続時間は σ / f_g で計算されることから、両者の特性を考慮するならば、持続時間の短い乱流域が噴流界面近傍で間歇的に発生していることがわかり、密度差に起因する重力安定効果および下層への拡がりの抑制効果が乱れ構造に何らかの影響を及ぼしているものと推察される。

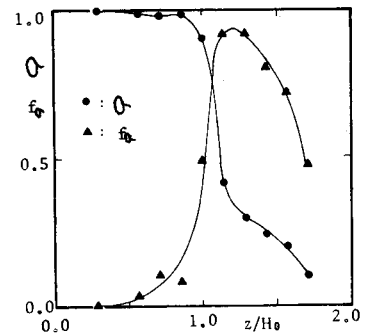


図-6 間歇因子と間歇周波数

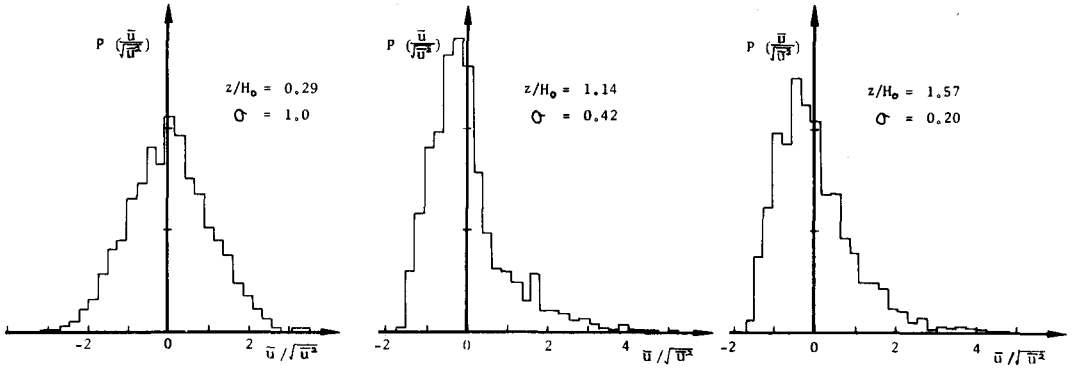


図-7 流速変動の確率密度分布 ($\Sigma P = 1.0$)

4-2 条件付変動量解析

間歇関数 $I(t)$ を配慮して乱流域・非乱流域別変動特性を評価するまえに、図-3において観測される間歇性をより視覚的に把握する意味で慣用的平均流速まわりの変動量の出現頻度を間歇因子 σ をパラメーターに示したのが図-7である。 $\sigma = 1.0$ である噴流内部では流体が完全に乱流変動しており等質であるために分布形状はほぼ対称形のガウス分布に近くなる。これに対して、非乱流域の相対的な比が増大するにともなって分布形状は正の非対称性が著しくなり、その峰も鋭利になる傾向が認められる。すなわち、変速変動の確率密度分布は流速の遅い方へ多少歪み、 $u > 0$ となる変動の出現確率は低くなるがその乱れ強度は相対的に大きくなり標準偏差 $\sqrt{u^2}$ の5倍近くにも及ぶようである。間歇因子を一つのパラメーターとして、流れの形態別に変動量の確率密度分布が異なることは興味深い。

つぎに、図-7の分布特性を定量的に評価するために、乱流域あるいは非乱流域別に標本抽出を行ない、その統計諸量を計算したのが図-8、9であり、比較のために慣用的時間平均に基づく統計諸量も同図に示してある。図-8は平均流速 U/U_0 の鉛直方向分布を示している。水深増加にしたがい乱流域平均は慣用的平均に比較して緩やかに減少するのに対し、非乱流平均は全体的に小さな流速をもち、水深の増加とともに慣用的平均との差は小さくなる。この傾向は図-9の分布形の散布度を表わす分散 U^2/U_0^2 の水深方向変化にもみられるようである。

さらに、変動量の高次モーメントである歪度を $S = \bar{u}^3 / (\sqrt{u^2})^{3/2}$ 、尖度を $K = \bar{u}^4 / (\sqrt{u^2})^4$ により求め、比較したのが図-9(b),(c)であり、乱流域、非乱流域および慣用平均別の歪度、尖度の水深増加にと

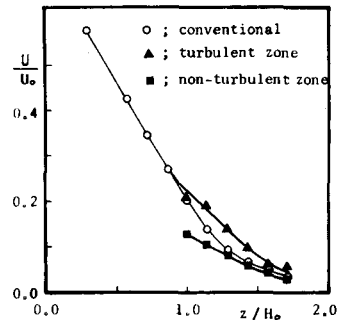


図-8 条件付平均量分布

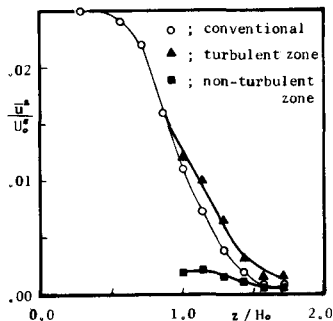


図-9(a) 条件付分散

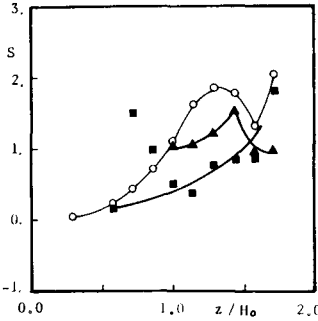


図-9(b) 条件付歪度分布

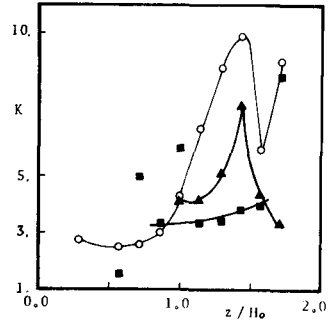


図-9(c) 条件付尖度分布

もなう傾向をまとめると、つぎのようになる。

乱流域特性	歪度はほぼ +1 の値,	尖度は 3 から正の値に単調増加,
非乱流域特性	歪度は 0 から正の値に単調増加,	尖度はほぼ +3 の値,
慣用平均特性	歪度は 0 から急激に単調増加,	尖度は乱流域特性に追隨して単調増加,

ただし、 $z/H_0 < 1.0$ の水深における歪度・尖度の値は、間歇因子 σ が 0.98 以上の値となり非乱流域での標本数が少ないためにバラツク傾向にある。信頼に乏しいデータであるので参考資料とした。

上述の傾向から噴流内部における変動の分布特性は、図-10 の概念図に示されるように、流速の遅い方へ多少歪んだ正の非対称性を示す非乱流域の変動分布と、乱れ強度の強い領域に集中した鋭峰な乱流域の変動分布とから構成されていることが分かる。界面と想定される水深 $z/H_0 = 1.57$ においても同様な変動分布特性を有していることは同図より予想できるが、特筆すべき点は乱流域での歪度・尖度の値は急激に減少してガウス分布の値に近くなることである。非乱流域の統計諸量が水深方向にあまり変化しないことより、水質連行には乱流域でのこのランダムな変動がトリガー的な役割を果たすものと考えられる。

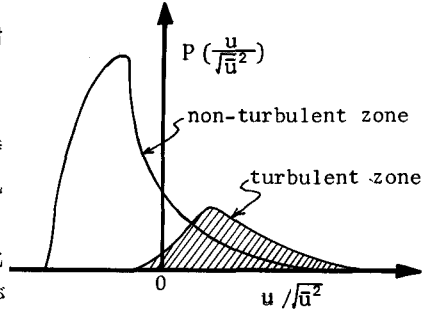


図-10 変動確率分布の概念図

4-3 乱流域・非乱流域別の持続時間特性

いま一つ興味深い物理量として、区域分けした乱流域あるいは非乱流域別の持続時間特性がある。横軸に各区分別の持続時間 t を一区分当りの平均持続時間 $t_m (= 1/f_0)$ で無次元化した値を、縦軸に乱流・非乱流域別の頻度数を示したのが図-11 である。同図には、半間歇点近傍の水深 $z/H_0 = 1.14$ と界面と想定される水深 $z/H_0 = 1.57$ での出現頻度分布を一例として示した。半間歇点近傍においては乱流域と非乱流域の出現頻度分布は比較的類似しており大半は $t/t_m < 2.0$ の範囲にある。一方、界面では乱流域の出現頻度は持続時間の非常に小さい $t/t_m = 0.25$ 近傍に集中しており平均持続時間を越える乱流区分は存在しないのに対し、非乱流域での出現頻度は $t/t_m < 8.5$ の範囲に広く分布しており、平均持続時間を越える非乱流域の総数は 70% 以上にものなる。Taylor の凍結乱流の仮説が成立するものと仮定するならば、この持続時間は乱れ構造の空間的なスケールを表わすものと理解でき、図-10 の変動分布と考え合わせると興味深い。すなわち、界面での速度変動は大スケールの非乱流渦の挙動と小スケールの乱流渦の挙動とからなる乱れの二重構造をなしていると推定され、Townsend の提唱した乱流モデルを是認する結果を得たといえる。

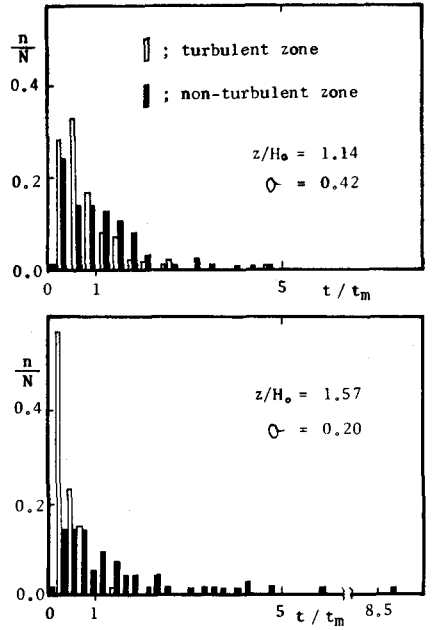


図-11 区域別の持続時間特性

以上、条件付変動量解析を用いて界面近傍の変動量時系列の諸特性を明らかにした。得られた知見を総合評価するならば、界面における乱れ構造はつぎのようにモデル化できる。すなわち、乱れ構造は比較的緩慢な大スケールの渦構造に、乱れ強度は強いが持続時間の短い小スケールの乱れ変動が重疊する二重構造からなり、その時系列は間歇性の高いものとなる。密度成層効果、流れの剪断効果等外部因子は非乱流域の変動特性に影響を及ぼしコヒーレントな渦構造を規定し、このコヒーレントな渦構造が乱れの発生を助起して水質混合を生じさせると推量できるが、その内部機構の定量的評価はいまのところ明らかではない。

5. 間歇関数のスペクトル特性

間歇関数の時系列の周期性，ならびに同時計測した流速・濃度変動スペクトル形状との対応性を考察するために，間歇関数 $I(t)$ のスペクトル形状の水深方向変化を求めたのが図-12である．同図より明らかに半間歇点近くの水深 $z/H_0 = 1.14$ でのスペクトル形は $f > 0.4 H_z$ の高周波側で $-5/3$ 乗則にしたがって一様に減衰しており，周期的な特徴はあまりみられない．しかし，水深の増加にともなってその減衰勾配は緩やかになっていく傾向にあり，ポアソン分布にしたがう2種不規則信号のスペクトル形状に次第に近づいていくようである．それと同時に，卓越周期の存在を思わせる頂部がスペクトル周期に観測され，特に $z/H_0 = 1.57$ の界面では $0.25, 0.72$ および $1.4 H_z$ に明瞭な周期性が認められる．

この周期性は同図より分かるように界面上下5mmの計測点でのスペクトル形にも認められ，条件付変動量解析の結果を考え合わせると上述の卓越周期から構成される大スケールの渦構造が界面を中心に鉛直方向空間スケール約1cmで生起していることを示唆するものである．

つぎに，噴流界面での水質混合特性を明らかにするために， $z/H_0 = 1.57$ での流速・濃度変動および間歇関数のスペクトル形を比較したのが図-13である．通例の時間平均に基づく流速変動スペクトル P_u は全体として慣性小領域にみられる $-5/3$ 乗則にしたがっており，顕著な周期性はみられない．これに対して濃度スペクトル P_c では明瞭な卓越周期が $0.25, 0.74, 1.1 H_z$ の各周波数に明瞭に現われている．濃度変動は流速場の乱れ変動に誘因されて発生する緩慢な現象であることを考えると，両者の相違は理解し難い結果である．そこで，時系列に内在する間歇的な乱流変動の周期性を強調するために導入した間歇関数のスペクトル P_I も同図にあわせて示した．図-12で述べた P_I の卓越周期は濃度スペクトル P_c に現われる卓越周波数と十分な一致が認められることは興味深い実験事実である．すなわち，濃度変動は境界面に

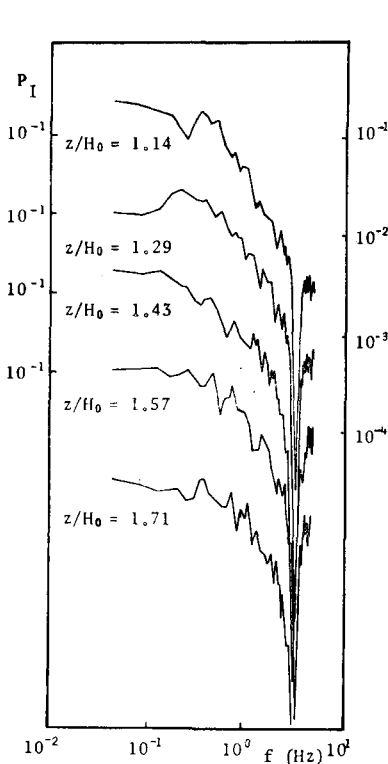


図-12 間歇関数のスペクトル特性

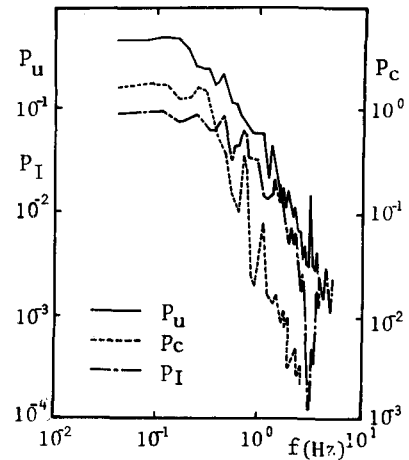


図-13 界面におけるスペクトル特性

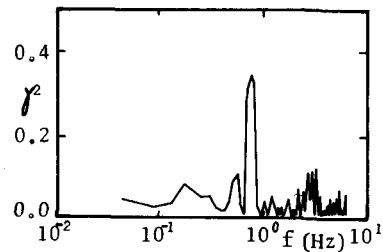


図-14 I-c 変動間のコヒーレンシ

発達するコヒーレントな渦構造に誘因されて生じていることが確かめられた。このことより、持続時間特性を鋭敏に反映する間歇関数を配慮することによりはじめて水質混合に寄与するスケールの渦を抽出できたといえる。

両者の相関特性をより定量化して示したのが、図一14のコヒーレンシ特性である。コヒーレンシ γ^2 は間歇関数と濃度変動 ($1c$) 間のクロススペクトルから計算されるもので、各周波数別の相関度の自乗を表わすものである。同図において $f = 0.75 H_z$ に相関度が集中する特異な分布を示しており、 $0.25 H_z$ および $1.4 H_z$ にみられた間歇関数の周期性と水質変動の応答性は極めて小さいことが分かる。周波数 $0.75 H_z$ は $N = (-g \cdot d\rho/\rho \, dz)^{1/2}$ で計算されるブルント・バイサラ振動数と良好な一致を示しており、このことから界面近傍での濃度変動は密度差による浮力と重力復元力の動力学的均衡により発生するバイサラ振動に追従しているものと予想される。この結果は、同じ流速変動時系列を用いて算出した流速・濃度変動 (uc) 間の相関特性 (図一2参照) と若干異なった結果を示しているが、この差異は通例の時間平均に基づくスペクトル解析では時系列を歪めて定量化していることに原因しているものと思われる。このことは前述の物理的裏付けからも十分理解できることである。

6. あとがき

密度噴流の混合過程を解明する研究の緒として、条件付変動量解析の適用を試み流速変動時系列のもつ間歇性、持続性および二重構造性を明らかにした。その結果、通例の時間平均およびその平均からの標準偏差に基づく変動量解析では抽出し得なかったコヒーレントな乱れ構造の挙動を明確にし、解析対象とした三次元水平密度噴流の鉛直境界面での水質混合はバイサラ振動がより支配的な役割を果たしていることが定性的に分った。しかし、その内部機構、特に水質連行に直接的に関与する乱れ構造の発生過程に関する情報は皆無であり、これからの研究に負うところ大である。

三次元的挙動を呈する流況場にもかかわらず一方の流速成分しか計測していなかったために定量的な評価は不可能であったが、条件付変動量解析の適用の妥当性は検証できたものと判断している。現在、二次元密度噴流場での二方向流速成分の測定データを解析中であり、別の機会に発表しなく思っている。

謝辞

本研究の実験および通例変動量解析は大阪大学大学院・栗本雅裕君の尽力に負うところ大である。記して謝意を表する。

参考文献

- 1) 玉井信行・西村司; 成層流境界面における内部波及び混合の特性に関する一考察, 第17回水理講演集 1973, p 32~37.
- 2) Townsend, A. A.; The Mechanism of Entrainment in Free Turbulent Flows, J. Fluid Mech., Vol. 26, 1966, p 689~715.
- 3) 村岡浩爾・中辻啓二; 三次元水平密度噴流の水質混合について, 第20回水理講演会論文集, 1976, p 197~p 202.
- 4) Muraoka, K. and K. Nakatsuji, Entrainment Constants in Three-Dimensional Surface Buoyant Jet, Technol. Repts. of Osaka Univ., Vol. 27, No. 1389, 1977.
- 5) Muraoka, K. and K. Nakatsuji; Measurements of Turbulence Quantities in Three-Dimensional Surface Buoyant Jet, Technol. Repts. of Osaka Univ., Vol. 28, No. 1425, 1978.
- 6) Kovaszny L. S. G., V. Kivens and R. F. Blackwelder; Large-Scale Motion in the Intermittent Region of a Turbulent Boundary Layer, J. Fluid Mech., Vol. 41, 1970, p 283~325.