

2次元水平濁水貫入の拡がりに関する研究

SPREADING OF TWO-DIMENSIONAL TURBIDITY INTRUSION

森 川 浩¹・濱口一郎²・大久保賢治³・村本嘉雄⁴

Hiroshi MORIKAWA, Ichiro HAMAGUCHI, Kenji OKUBO and Yoshio MURAMOTO

¹学生員 工修 京都大学大学院 工学研究科土木工学専攻(〒606-01 京都市左京区吉田本町)

²学生員 京都大学大学院 工学研究科土木工学専攻(同上)

³正会員 工博 岡山大学助教授 環境理工学部環境デザイン工学科(〒700 岡山市津島中 2-1-1)

⁴フェロー 工博 京都大学教授 工学研究科土木工学専攻(〒606-01 京都市左京区吉田本町)

The nose velocity and thickness of intrusive gravity currents were estimated by force balance between buoyancy and inertia forces or between buoyancy and viscous forces. This laminar model shows both the nose velocity and thickness of intrusion are constant in the buoyancy-inertia regime, and are varied in the buoyancy-viscous regime with time. To clarify the difference between the two regimes, we performed laboratory experiments using a channel filled with linearly stratified fluids. Under the low discharge, or buoyancy-viscous regime, the nose velocity and thickness of intrusion were dependent on the elapsed time and the shapes of intrusion head were very sharp.

Key Words: *intrusive gravity current, flow regime, force balance, linear stratification, turbidity current*

1. はじめに

成層期の湖沼や貯水池においては鉛直方向の密度差のために様々な水理現象が発生する。これらのうち、水平貫入現象は水平方向の密度差を解消する方向に働き、流体中の環境因子の輸送や拡散過程に大きく寄与する重要な現象である。この水平貫入は流下・分岐後の流入河川水、Bubble Plumeによる成層破壊過程、斜面上における境界混合、あるいは湖中の内部波の碎波等によって生じ、その発生頻度は比較的高い。特に、成層湖斜面上で発生する底泥の再浮上現象に伴う濁水の水平貫入現象は底泥中に含まれる栄養塩類の湖中溶出の支配的機構である。

筆者らはこれまで琵琶湖北湖を対象とし成層期を中心に水温・濁度の同時観測を行ってきた^{1), 2)}。これらにより湖中の成層部分で生じる貫入現象を捉えるとともに、季節躍層の層厚や成層強度により貫入現象の発生形態が異なり、成層破壊過程や物質循環に極めて重要な現象であることを示してきた。また、造波機を用いた実験等により境界混合および再浮上後の水平貫入現象を確認している。

これら水平貫入の流動機構を解明するには密度界面付近の連行量の算定に加え、その進行速度、貫入層厚が重要であり、従来様々な研究がなされてきた。

水平貫入に限らず上層流、下層流を含めた密度流の進行速度の決定には次元解析による方法、N-S式

より相似解を求める方法、または密度流の駆動力とその反力による力学的バランスを考慮した方法等がある。特に、Diddenら³⁾が2次元、軸対称の上・下層流を対象に展開した力学的バランスモデルは浮力、慣性力、粘性力の個別的モデル化に成功しており、室内実験と良好な一致を示している。

水平貫入速度に対する研究としては、ベルヌイ式に移動座標系を組み合わせさせた研究⁴⁾、次元考察による線形成層場における貫入式⁵⁾、選択取水で得られた結果を水平貫入に応用した研究⁶⁾、さらに、力学的バランスによる軸対称水平貫入に対する研究⁷⁾がある。また、2次元貯水池で発生する流入濁水の分岐後に生じる水平貫入現象を対象にし、実験的に検討した例⁸⁾もある。

本研究では、“浮力”，“慣性力”，“粘性力”の3力を駆動力とその反力に分類し、相互の力学的バランスによって、水平貫入速度とその貫入層厚の算定を試みる。また、従来の研究結果と流量を大きく変化した実験結果によりその有効性を検証する。湖沼や貯水池といった現地においては水平貫入の3次元性が大きく、地球自転の効果なども無視できないが、ここでは基礎的情報を得るため、専ら2次元の水平貫入現象を対象としている。さらに、水温成層場においても同様の実験を行い、高拡散領域における水平貫入機構の流動特性も同時に検討した。

2. 水平貫入現象における力学的バランス

水平貫入の先端移動速度および貫入層厚を浮力、慣性力、粘性力の3力による力学的バランスにより算定する。ここでは図-1のように周囲の成層場が線形である2次元の水平貫入を対象とする。貫入層内部は均一(同密度)であるとし、単位幅流量を q 、貫入層厚を h 、原点から貫入先端部までの距離を L 、貫入速度を U 、経過時間を t とする。まず、密度界面における混合、あるいは拡散等を見捨てできるとすると、貫入層内部の質量保存式と速度スケールは以下のように表現できる。

$$qt \sim hL \quad (1)$$

$$U \sim L/t \quad (2)$$

また、浮力 F_b 、慣性力 F_i 、粘性力 F_v はLemckertら⁷⁾やDiddenら³⁾に従い、さらに、(1)、(2)を用いて表現すると以下ようになる。

$$F_b \sim (\rho_i h w L) \frac{N^2 h^2}{L} \sim \frac{\rho_i q^3 t^3 w N^2}{L^3} \quad (3)$$

$$F_i \sim \rho_i U^2 h w \sim \frac{\rho_i q L w}{t} \quad (4)$$

$$F_v \sim (\rho_i h w L) \frac{\nu U}{h^2} \sim \frac{\rho_i \nu L^3 w}{q t^2} \quad (5)$$

ここに、 ρ_i は貫入層内部の密度、 w は水路幅、 N は浮力振動数($N = (-g\rho_0^{-1}\partial\rho/\partial z)^{1/2}$)、 ν は動粘性係数であり、これら3力は局所的でなく貫入層全体に作用する力を表す。また、密度流の解析に重要な意味を持つ密度フルード数 Fr とレイノルズ数 Re に関しては、式(3)～(5)を直接用いても定義できるが、本研究では慣用に従って $Fr \equiv U/Nh$ 、 $Re \equiv Uh/\nu$ とし、 Fr と Re はそれぞれ慣性力と浮力、慣性力と粘性力の比を表す。

さて、水平貫入に限らず浮力流体が連続的に供給されるような密度流の場合、流入初期の先端付近においては一般に初期運動量が駆動力であり、乱れや慣性力が反力となる。その後浮力(圧力差)のみが駆動力であるプリューム状態となる。この場合、慣性力が密度界面における摩擦起因の全粘性力より卓越する限りはこの浮力-慣性領域が維持される。次に時間が経過し、粘性力が慣性力より大きくなると第2の領域、浮力-粘性領域へと移行する³⁾。ただし、いずれの領域においても卓越反力に対してもう一方が常に作用していることは言うまでもない。また、貫入層厚 h が大きい場合には、浮力と慣性力が卓越するのに対し、粘性力の影響は低下する。つまり、粘性力は特に鉛直スケールにより大きく変化する。以下、この領域の移行を考慮して貫入速度と貫入層厚の算定を行う。

貫入開始初期や貫入層厚(貫入の鉛直スケール)が大きい場合には浮力と慣性力が平衡状態であると考えられる。この浮力-慣性領域では $F_b \sim F_i$ より、貫入長と貫入層厚は以下ようになる。

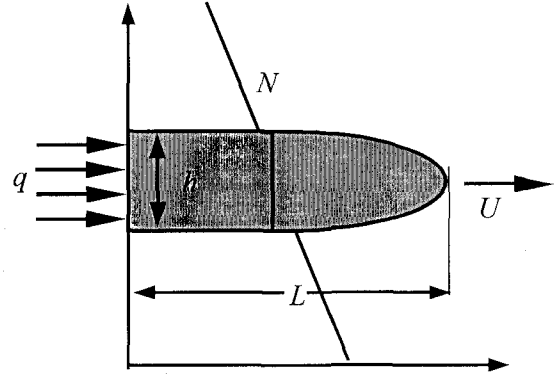


図-1 2次元の貫入過程と変数の定義

$$L \sim q^{1/2} N^{1/2} t \quad (6)$$

$$h \sim q^{1/2} N^{-1/2} \quad (7)$$

これらはManins⁵⁾が次元の考察により与え、レイノルズ数とフルード数がそれぞれ $Re \gg 1$ 、 $Fr \sim 1$ の場合において実験的に示した結果と一致し、貫入速度 U は $q^{1/2} N^{1/2}$ のオーダーである。また、流量と成層強度が決まれば、貫入速度と貫入層厚が時間的にも空間的にも変化しない状態が浮力-慣性領域における特徴である。そのため、この領域においては密度フルード数とレイノルズ数は常に一定である。

次に時間が経過すると慣性力に比べ粘性力が卓越する。ここでは浮力と粘性力がバランスし、浮力-粘性領域に移行する。この領域では、 $F_b \sim F_v$ により L と h が以下のように求まる。

$$L \sim \left(\frac{q^4 N^2}{\nu} \right)^{1/6} t^{5/6} \quad (8)$$

$$h \sim \left(\frac{q^2 \nu}{N^2} \right)^{1/6} t^{1/6} \quad (9)$$

この浮力-粘性領域では貫入層厚が $t^{1/6}$ に比例して増加するとともに、先端移動速度は $t^{-1/6}$ に比例して減少することになる。先端移動速度についてはMaxwothy⁹⁾が低レイノルズ数(高粘性力)場において実験的に検討した結果と基本的には一致するが、Maxwothyが示した式中には粘性の効果は含まれていない。

次に、浮力-慣性領域から浮力-粘性領域への遷移時間および遷移距離のオーダーを決定する。これらは(6)式と(8)式で決定した貫入距離が等しい場合であり、遷移時間 t_1 および遷移距離 L_1 はそれぞれ以下ようになる。

$$t_1 \sim q/N\nu \quad (10)$$

$$L_1 \sim q^{1/2} N^{1/2} t_1 \sim q^{3/2} / N^{1/2} \nu \quad (11)$$

なお、遷移時間に関しては鉛直方向の長さスケールが重要であるとしたDiddenらの結果($t_1 \sim h^2/\nu$)と(7)式を用いても同様の式が得られ、流量が小さく成層が強いと遷移時間は短くなる。

3. 流量と成層強度を大きく変化した2次元の水平貫入実験

線形成層場における2次元の水平貫入現象を検討するために基礎的な実験を行った。これらはManinsが塩分成層場において行った実験と基本的に同様であるが、単位幅流量と成層強度を大きく変化させており、浮力-慣性領域と浮力-粘性領域における貫入層の進行特性の差違、あるいは2.で述べたような浮力-慣性領域から浮力-粘性領域への移行現象を把握を目的とする。以下、基本的には貫入先端位置速度または貫入層厚を中心に考察するが、貫入現象の発達に伴う周囲の成層状態の変化や貫入層内部の流速分布の検討結果も付け加える。また、今回は貫入層の進行に伴う成層状態の時間的変化を捉えるために、水温成層場における貫入実験と低流量における実験のために塩分成層場においても同様の実験を行った。なお、水温成層場と塩分成層場の違いは明らかに熱と塩分拡散の差であり、プラントル数 Pr ($Pr \equiv \nu/\kappa$, ν :動粘性係数, κ :拡散係数)で比較した場合、水温成層場の方が2オーダー程度小さくなる。そのため、特に貫入層厚に対しては水温成層場の方が幾分大きくなると容易に想像できる。

(1) 実験の概要

実験に用いた水槽は図-2に示すように有効長4m, 幅10cm, 高さ40cmの透明アクリル製である。水温成層場での実験では、上下層10cmの2層の水温成層をつくり、上流端の流入器から微量の染料で着色した濁水を一定量流入させた。計測器としては、初期の浮力振動数や濁水の貫入に伴う成層状態の変化をみるために、流入口から1mの地点に5mm間隔で32層の、2mの地点に10mm間隔、16層のサーミスタチェーンを設置した。流入口的位置は水深の中央であり、流入口の高さは1cm, 幅は水路幅に等しい。

塩分成層場における実験では、上下5cmが等密度層, 中心10cmが線形成層となるように成層を作成した。図-2には水温成層場における実験の初期密度分布の概形を描いたが、塩分成層場でもほぼ同様になる。また、一定の低流量を得るためにヘッドタンクを用いて実験を行ったが使用した水路は基本的に同じである。初期の成層状態は伝導度計によって確認した。貫入の先端移動速度と貫入層厚は、水路側面から静止画出力端子付きデジタルビデオカメラあるいは写真撮影により計測した。

表-1に今回行った実験条件を示すが、水温成層場は頭文字に“H”を、塩分成層場には“L”を付けて区別している。表中、Hシリーズの T_1 , T_2 , T_d はそれぞれ上層, 下層, 流入濁水の水温であり, q は単位幅流量である。同様にLシリーズの C_1 , C_2 , C_d はそれぞれ上層, 下層, 流入濁水の塩分重量濃度を表す。また、単位幅流量のみから換算した Re (q/ν) はおよそ40~400の範囲にある。

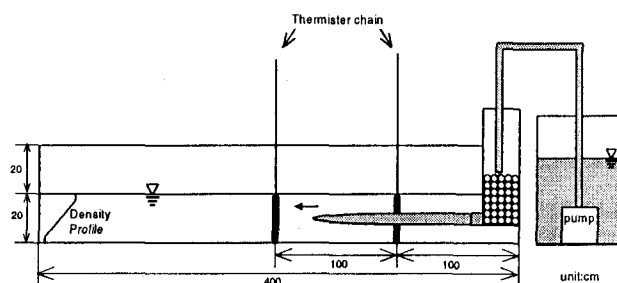


図-2 実験装置

表-1 実験条件

	T_1 (°C)	T_2 (°C)	T_d (°C)	q (cm ² /s)	N^2 (s ⁻²)
H1	30	10	21	2.56	0.40
H2	42	10	30	2.56	0.81
H3	55	10	38	2.56	1.37
H4	40	11	30	4.21	0.73
H5	40	10	36	2.56	0.74
H6	40	10	25	2.56	0.74
H7	39	10	20	2.56	0.70
H8	40	10	16	2.56	0.73
H9	40	11	25	4.21	0.73
H10	40	11	25	3.57	0.73
H11	40	10	25	1.25	0.74
H14	23	7	17.8	2.56	0.23
H15	55	7	37	4.21	1.39
H16	50	7	38	1.25	1.17
	C_1 (g/l)	C_2 (g/l)	C_d (g/l)	q (cm ² /s)	N^2 (s ⁻²)
L1	0	10	5	0.80	0.98
L2	0	30	15	0.80	2.94
L3	0	10	5	0.43	0.98
L4	0	30	15	0.43	2.94
L5	0	10	5	1.51	0.98
L6	0	50	25	1.51	4.90

(2) 水平貫入の発達に伴う流況変化

流入口から流出した濁水は初期流量が大きい場合、浮力により決定される貫入流速を上まわり、運動量の卓越する初期貫入領域を形成する。その後、浮力-慣性領域、あるいは浮力-粘性領域へと移行する。ここでは、このような浮力に支配される領域を重点的に検討する。

まず、貫入時における流速の鉛直分布を把握するために水素気泡法を用いた可視化実験を行った。図-3はH11における結果であり、水素気泡の発生間隔は1秒である。写真を見ると、流速の鉛直分布とその時間的変化が捉えられており、流速零点が貫入層と上層あるいは下層の境界に現れている。貫入層内では、その中央部に最大流速点があり、これが貫入先端の水深に一致している。貫入層内部の流速分布形状は密度噴流の解析において仮定されるように正規分布として扱って良いようである。上層, 下層においては貫入方向とは逆の流れが発生しているが、上層に比べて下層の流速が小さい。これは下層の流動が貫入層に拘束されること並びに底面摩擦を受けるためと考えられる。

右図には測定結果を模式化した場合の流速分布を実線で、同時にManinsが得た流速分布⁵⁾を破線で示した。H11のように成層が弱く流量が比較的大きい

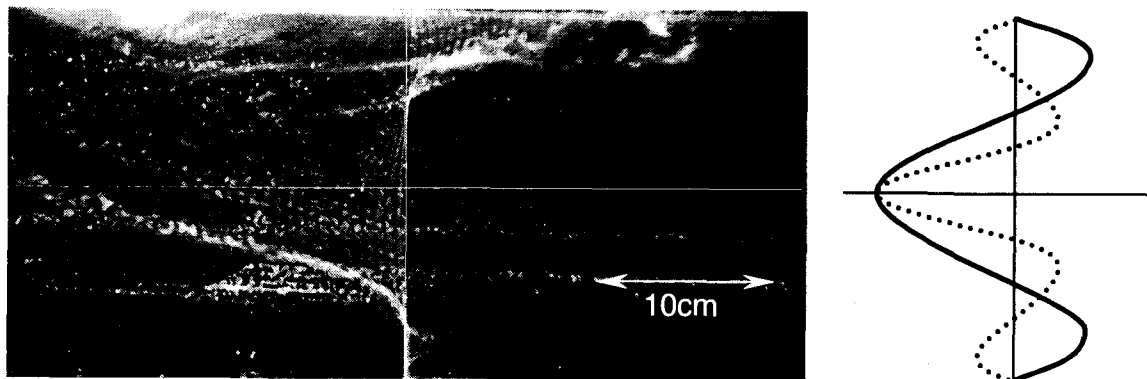


図-3 水素気泡法による流速分布 (H11) とその模式図

場合には貫入層厚 h と水深 H との比 h/H が大きいため、流速零点の数は N が大きく貫入層厚が薄い Maninsの実験と比べ少ないことがわかる。このように h/H によって流動特性が変化することは予想されるが、本実験は初期水深が一定でありそこまでの議論は行わない。また、本実験のような外部流入型の貫入実験の場合、貫入量と逆流量との差が流出口からの流量にほぼ等しく、開閉ゲート等を用いた内部混合型の貫入実験の場合、貫入量と逆流量はほぼ等しいことになる。

図-4は水路側面から等間隔で撮影した写真と水槽の上流端から1mの地点に設置したサーミスタチェーンによる水温記録を示した図であり、水温分布の縦軸は底面からの距離である。写真を見ると、流入口から流出した濁水はその流量と周囲の成層状態で決定される層厚まで拡がった後、その層厚を保ったまま下流方向へ貫入していく様子が分かる。また、その進行速度はほぼ一定で先端位置は時間に比例して移動している。

水温分布の時間的変化を捉えた図によると、60秒前後に貫入の先端部が到着するに従い分布形状が変化し、水深中央部に定温層を有する密度的ステップ構造となる。また、流量が少ない場合には貫入層内部にも成層が存在することがあった。このことが現地における水温の鉛直分布のみから貫入層を把握することが困難な理由であり、例えば、濁度分布を計測すればより明確に濁水貫入層を把握することができる²⁾。

(3) 貫入先端部の形状について

2. で述べたモデルは層流状態を仮定しており、界面における連行や混合に伴う貫入層内部の不均一な密度分布は考慮していない。また、本研究の実験は流量が小さく、発生した水平貫入は強い乱流状態ではない。しかし、密度流先端部の乱れに起因する混合現象を検討することは重要である。

一般に密度流先端部の形状は流量や周囲の成層状態によって決定される。Britterら¹⁰⁾やFaustら¹¹⁾が強い2層状態の水路を用いて高レイノルズ数 ($Re > 1000$) の条件で行った貫入実験では、K-H不安定に起因する渦が発生しており、先端部は後部と比

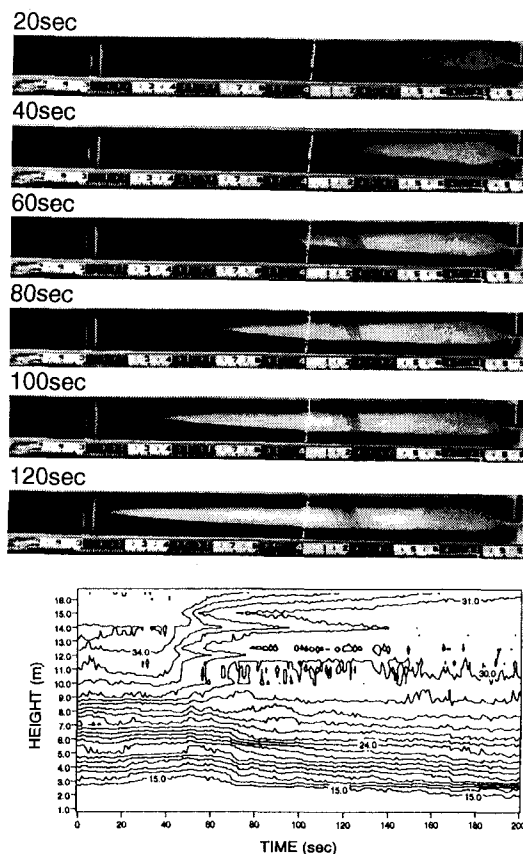


図-4 水平貫入過程と貫入の発達に伴う成層状態の変化 (H9)

較して大きく (bulbous head structure) になっている。しかし、彼らの実験においても貫入部の密度界面が厚い場合には、2層状態と同程度のレイノルズ数であっても大きな渦は生じていない。本研究の実験は彼らの研究よりレイノルズ数が小さいため、図-4の写真をもても明らかなように先端部はかなり鋭角であり、その角度は単位流量が小さく成層が強いほど鋭くなる傾向があった。つまり、流量が少ない方が力学的に貫入が容易な形状を保てる時間的余裕が存在することになる。本実験ではこのような層流傾向が時間経過とともにより強くなっており、密度界面における混合は時間経過に伴う分子拡散の他はほぼ無視できると考えられる。

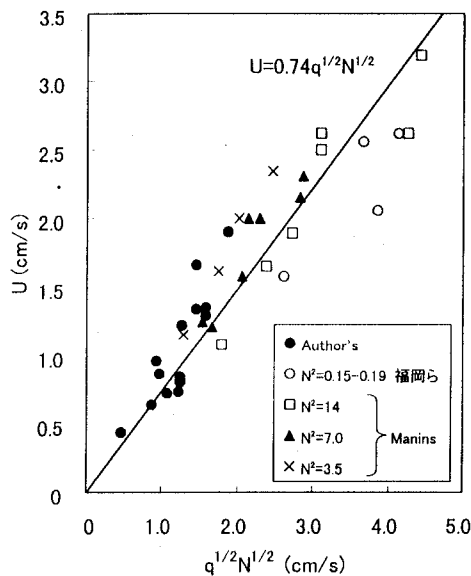


図-5 貫入先端速度 U と $q^{1/2}N^{1/2}$ の関係

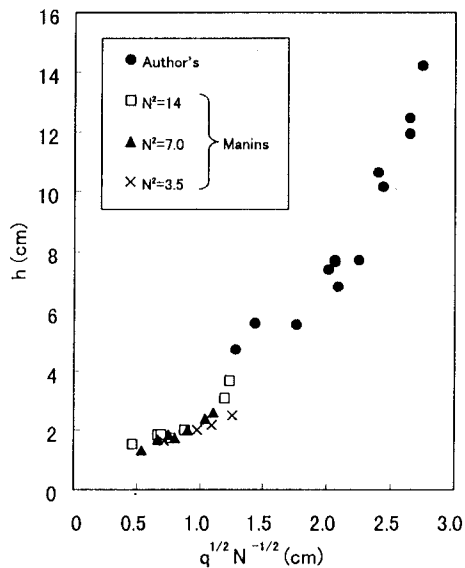


図-6 貫入層厚 h と $q^{1/2}N^{-1/2}$ の関係

(4) 貫入先端速度と貫入層厚について

まず、初期流量が大きく、浮力－慣性領域が維持され、貫入速度がほぼ一定であった水温成層場における実験結果について述べる。写真計測で得られた貫入先端位置速度 U と2. で得られた $q^{1/2}N^{1/2}$ との関係を示したものが図-5である。図中にはManinsと福岡ら⁸⁾の実験結果も同時に示した。水温成層場では N が小さいために U は全体的に過去の実験結果より小さいが、 $U \propto q^{1/2}N^{1/2}$ としてよく、図中には最小二乗法による近似直線とその式を表示した。福岡らの結果が若干小さいのは流下分岐後の貫入であるため界面において希釈が発生しているためであると考えられる。

次に実験で計測した貫入層厚 h とManinsが塩分成層場において得た値を $q^{1/2}N^{-1/2}$ によって整理したものが図-6である。これも N の影響のために h は大きくなっているが、 $q^{1/2}N^{-1/2}$ との強い相関が認められる。しかし、 h の増加勾配はManinsらの結果とは異なっている。これは水温成層場と塩分成層場における密度因子の拡散係数の違いにより生じたもの、すなわち、写真によって層厚を検討しているためであると考えられる。2. で用いたモデルは先に述べたように界面における拡散等は考慮していないが、比例定数にこれらの影響を含めれば、ある程度拡張する事が可能であり、 h は $q^{1/2}N^{-1/2}$ に依存すると考えてよい。また、このように貫入層厚が拡散の影響を受けるのに対し、貫入速度がさほど変化しないのは界面抵抗と比較して慣性力が卓越しているためであると考えられる。

次に、低流量の塩分成層場における実験について考察する。図-7は水温、塩分両成層場における実験の一部についてその貫入長 L の時間変化を両対数で

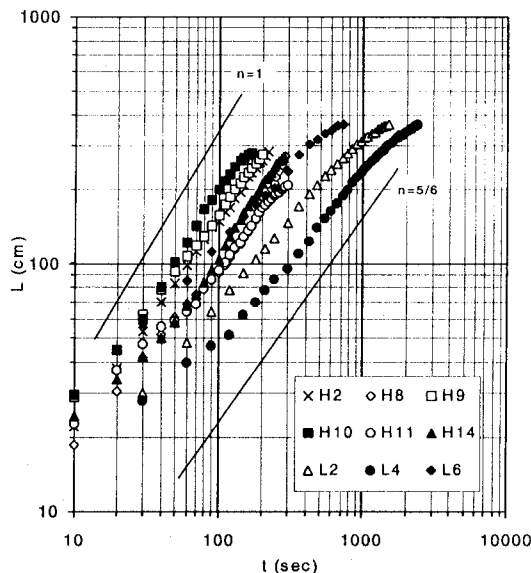


図-7 貫入先端位置の時間的变化

示した図である。(6)および(8)式によると浮力－慣性領域においては貫入長 L は t に比例、浮力－粘性領域では $t^{5/6}$ に比例することになる。図中にはベキ(n)を表す直線を同時に示したが、流量 q が大きいHシリーズはほぼ時間的に線形増加しているのに対し、 q が小さく N が大きいLシリーズは時間経過とともに先端速度が減少しているのが確認できる。しかし、その増加勾配は流量が極めて少ないL2, L4では $t^{5/6}$ を表す直線より明らかに小さい。これはImbergerら⁶⁾が述べているような第3の領域(拡散－粘性領域)を表しているとも考えられるが、2. のモデルはそこまで表現できない。貫入層厚の時間的变化の検討は計測が困難なため行っていないが、先端速度が減少することは貫入層厚の増加を意味し、(9)式をある程度表現していると考えられる。

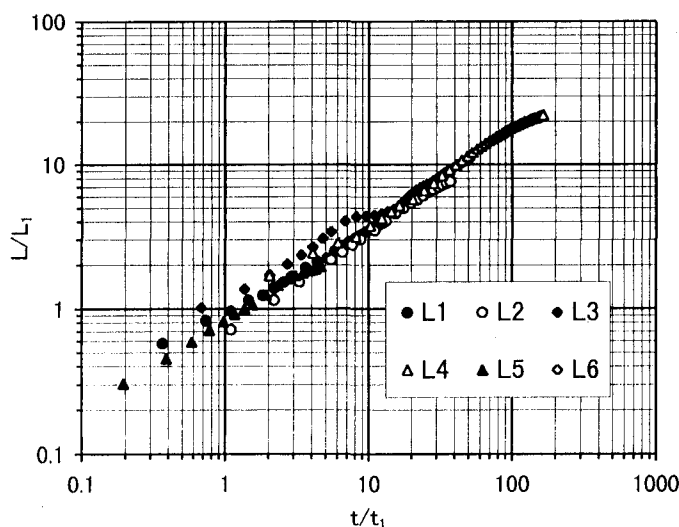


図-8 無次元時間 (t/t_1) と無次元距離 (L/L_1) との関係

最後に(10), (11)式で求めた遷移時間 t_1 と遷移距離 L_1 を用いて無次元時間 (t/t_1) と無次元距離 (L/L_1) を定義し, その両者の関係を表したものが図-8である. t_1 と L_1 の定義より ($t/t_1, L/L_1$) = (1, 1) が2領域の遷移点を表し, 図が示すように (L/L_1) は (t/t_1) の関数として表現してよいと考えられる.

4. おわりに

2次元の水平貫入を対象とし, その先端移動速度と貫入層厚を決定するために, 駆動力とその反力の力学的バランスモデルから, 浮力-慣性領域および浮力-粘性領域とその遷移時間・距離の関係式を誘導した. また, 長水路を用いた実験と既往の研究により, それらの関係式を検証した. 本研究で得られた知見を纏めると以下ようになる.

(1) 駆動力と反力を考慮した2次元の力学的バランスモデルから, 浮力-慣性領域では先端移動速度と貫入層厚は時間的に変化せず, 浮力-粘性領域では先端移動速度が時間的に減少し, 貫入層厚は増加することを指摘した.

(2) 流量を大きく変化した実験の結果, 高流量の条件では貫入速度がほぼ一定であったのに対して, 低流量の場合には貫入速度が減少し, 貫入層厚は時間的に増加した. このことを上述のモデルから得られた関係式より説明できることを示した.

(3) また, 低流量の場合には層流傾向が時間経過とともに強くなるため, 貫入部分の先端形状は鋭く, 界面不安定に起因する連行はほとんど存在しないことが示された.

今後, 本研究で得られた結果を3次元あるいは回転系における濁水貫入機構の解明に応用したいと考えている.

謝辞: 室内実験, 図面作成を通して熱心に協力して頂いた京都大学工学部土木工学科4回生, 細見知彦君に感謝いたします.

参考文献

- 1) 森川 浩・大久保賢治・村本嘉雄: 成層湖斜面上の底泥の再浮上に伴う濁水の貫入現象, 水工学論文集, 第40巻, pp.607-612, 1996.
- 2) 森川 浩・大久保賢治・村本嘉雄・江副 哲: 成層湖における濁水貫入層の形成機構, 水工学論文集, 第41巻, pp.489-494, 1997.
- 3) Didden, N. and Maxworthy, T.: The viscous spreading of plan and axisymmetric gravity current. *J. Fluid Mech.*, 121, pp.27-42, 1981.
- 4) Kao, T. W.: Density currents and their applications. *J. Hydraulic Div., ASCE*, 103, pp.543-555, 1977.
- 5) Manins, P. C.: Intrusion into a stratified fluid, *J. Fluid Mech.*, Vol.74, part3, pp.547-560, 1976.
- 6) Imberger, J., Thompson, R., and Fandy, C.: Selective withdrawal from a finite rectangular tank. *J. Fluid Mech.*, Vol.78, pp.489-512, 1976.
- 7) Lemckert, C. J. and Imberger, J.: Axisymmetric intrusive gravity current in linearly stratified fluids. *J. Hydraulic Engrg., ASCE*, 119(6), pp.662-679, 1993.
- 8) 福岡捷二・福嶋祐介・村田和夫・荒井 健: 成層化した二次元貯水池に流入する密度流の実験的研究, 土木学会論文集, No.293, pp.65-77, 1980.
- 9) Maxworthy, T.: Experimental and theoretical studies of horizontal jets in a stratified fluid. In *Proc. Int. Symp. on Stratified Fluid*, Novosibirsk, No.17, 1972.
- 10) Britter, R. E. and Simpson, J. E.: A note on the structure of the head of an intrusive gravity current, *J. Fluid Mech.*, Vol.112, pp.459-466, 1981.
- 11) Faust, K. M. and Plate, E. J.: Experimental investigation of intrusive gravity currents entering stably stratified fluids, *J. Hydraulic Res.*, Vol 22(5), pp.315-325, 1984.

(1997.9.30受付)