

砕波帯内の乱れの組織的渦構造と水粒子運動について

日野 幹雄*・灘岡 和夫**・小 俣 篤***

1. ま え が き

ここ数年来、砕波帯内の乱れに関する実験的な研究がいくつか行われるようになってきている (Battjes ら¹⁾, 酒井ら²⁾, Stive³⁾, 灘岡ら⁴⁾, 青野ら⁵⁾, etc.). これらは主として固定点での Euler 流速記録に基づいたもので、それにより乱れ強度の空間分布構造等が明らかにされ、さらには turbulent wake や mixing layer などの乱流構造との類似性も議論されている。しかしながら、通常の乱流に関する研究では Kline ら⁶⁾の可視化実験を契機として、乱れに内在する組織的な渦構造の重要性が認識されその実態がかなり明らかにされつつあるのに対し、砕波帯内の乱れに関しては現在のところ乱れの平均的な構造に関する報告が主で、乱れの構造を支配する coherent な渦構造に関する研究はほとんど進んでいないというのが現状である。

そこで本研究では、LDV による通常の Euler 流速測定に加えて、いくつかの流れの可視化手法を組み合わせることにより、このような乱れの組織的構造の実態を明らかにすることを試みた。また、これに基づいて砕波帯内の水粒子運動や拡散機構と乱れの組織的渦構造との関連を示した。

2. 実験装置と実験方法

実験には長さ 20 m, 幅 0.5 m の二次元造波水槽を用い、図-1 に示すように長さ 3.6 m, 深さ 14 cm の一様水深部を中間に持つ 1/20 の勾配の木製斜面を水路の一端に設置した。実験条件は表-1 に示すとおりであるがこの条件の下では図-1 に示すように砕波点が一様水深部の沖側端に位置し、surf zone の範囲は一様水深部の岸側端近くまで達する形になる。また、この場合の砕波形式は spilling 型砕波である。なお、海浜断面形状として、一様勾配斜面でなく一様水深断面を用いたのは、単に斜面勾配の効果を取り除いて条件を単純化させるという目的だけでなく、そうすると砕波後の乱れの生産が最

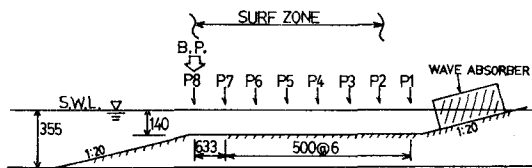


図-1 実験装置

表-1 実験条件

周 期	沖波波形勾配	砕 波 高	砕波水深
1.36 s	0.046	14.9 cm	14.7 cm

も盛んな場所から最終的に乱れがなくなり、波が再生される場所まで、乱れ強度の面から見て斜面の場合よりも広いレンジを覆えるためである。

3. Euler 流速場の全体的な構造

砕波帯内の乱れの構造について述べる前に、LDV による流速記録に基づいて Euler 流速場の全体的な構造について述べる。

(1) 測定方法ならびにデータ処理方法

流速測定は、水平流速については図-1 中に示した P1~P8 断面で、また鉛直流速については P2, P5, および P8 断面で行ない、各断面では測定点を鉛直方向に 9 点配置した。

流速測定に用いた LDV は、1 ch, 前方散乱方式のもので、LDV からの信号は、流速測定点の直上に設置された容量式波高計からの信号と同時に 100 Hz のサンプリング周波数で AD 変換して MT 上に出力させた後、以下に述べるようなデータ処理をした。

平均軌道流速波形 $\langle \bar{u}(t) \rangle$, $\langle \bar{w}(t) \rangle$ の算出には、まず MT 上の表面波形の生データを帯域フィルターを通して数値的に長周期成分と高周波成分をカットした後、zero up cross 法により波の分割を行い、60 波分のデータを平均することによって求めた。また、乱れ強度 u' , w' については、現在のところ砕波の乱れに関する適切な定義法が確立されていないので、ここでは単純に生データとその 0.1 s の移動平均値との偏差の r.m.s. 値として算定した。

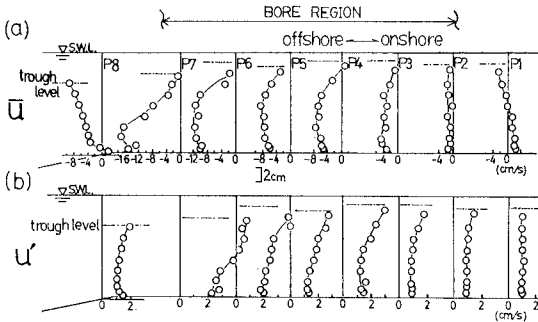
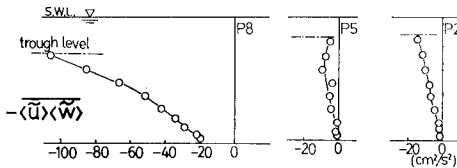
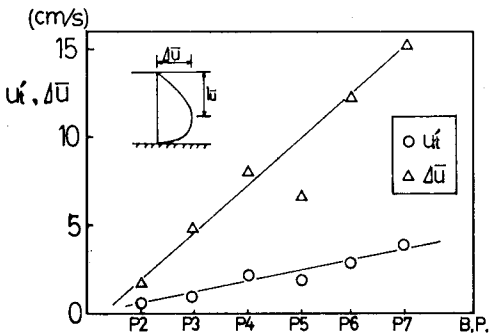
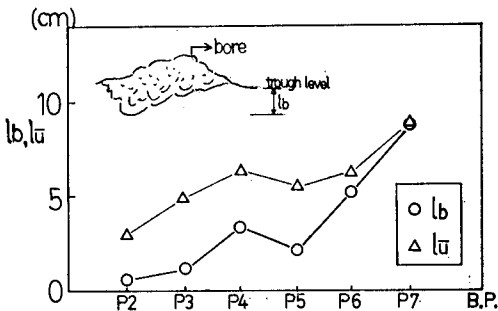
* 正会員 工博 東京工業大学教授 工学部 土木工学科

** 正会員 工修 東京工業大学助手 工学部 土木工学科

*** 正会員 建設省土木研究所 海岸研究室 研究員

(2) 平均流速の鉛直分布形と乱れの関係

図-2 (a), (b) は, それぞれ水平方向の Euler 平均流速 $\bar{u}$ と乱れ強度 u' の空間分布を示したものである。同図には, 目視で判断された bore の存在領域 (以下, 「bore 形成領域」⁴⁾ と呼ぶ) の範囲が記入されている。これと (a) に示された各地点での $\bar{u}$ の鉛直分布形を対比させて見ると, 上層部分で $\bar{u}$ の速度欠損が現われる領域が bore 形成領域とほぼ対応していることがわかる。

図-2 (a) 平均流速 $\bar{u}$ (b) 乱れ強度 u' 図-3 $-\langle \bar{u} \rangle \langle \bar{w} \rangle$ の鉛直分布図-4 $\Delta \bar{u}$ と u_i' の関係図-5 $l_{\bar{u}}$ と l_b の関係

したがって, 砕波帯内での平均流速を決定づける要因として bore の形成の有無が関連していることは明白であるが, 具体的には主として次の二つの要因が考えられる⁷⁾. その一つは, 波動場が歪むことによって生ずる一種のラディエーション応力 $-\rho \langle \bar{u} \bar{w} \rangle$ であり, もう一つは, bore に伴う乱れに直接関連するレイノルズ応力 $-\rho \langle u' w' \rangle$ である (上つきのバーは時間平均で $\langle \rangle$ は位相平均を意味する). そこで, 両者のうちどちらが支配的かを以下に見てみることにする。

まず $-\rho \langle \bar{u} \bar{w} \rangle$ であるが, ここではこれを $-\rho \langle \bar{u} \rangle \langle \bar{w} \rangle$ として算定した。図-3 は, P2, P5, P8 断面での $-\langle \bar{u} \rangle \langle \bar{w} \rangle$ の鉛直分布を示したものであるが, これを見ると砕波点付近の P8 断面と波の再生点付近に位置する P2 断面での分布形は値 (の絶対値) が上層に向かって増大する形になっているが, ここで注目している bore 形成領域内の P5 断面ではほぼ一様な鉛直分布形で値自体もかなり小さくなっていることがわかる。

これに対し, レイノルズ応力に関連すると考えられる乱れ強度 u' (定常乱流では $-u' w' \propto u'^2$) の分布形を見ると, bore 形成領域内での u' の鉛直分布形は上層に向かって増大する形になっている。青野ら⁹⁾が報告しているように u' と w' の相関が下層でかなり小さくなることを考えると, $-\langle u' w' \rangle$ の鉛直分布形の傾きは, u' に比べてさらに急になると考えられる。

したがって, bore 形成領域内の上層での $\bar{u}$ の速度欠損は, 主として, bore に伴う乱れによるレイノルズ応力によって引き起こされたものと考えられるが, ここではこのことをさらに確めるために, trough level 直下での平均流速の欠損量 $\Delta \bar{u}$ とその点での乱れ強度 u_i' との関係を見てみた。図-4 がその結果で, これから, 両者の間に, 明瞭な相関があることがわかる (なお, plane wake では $u' \approx 0.35 \Delta \bar{u}$ である¹³⁾). また, 図-5 は欠損域の厚さ $l_{\bar{u}}$ とビデオ記録より読み取った乱れに伴う連行気泡の混入深さ l_b との関係を見てみたものであるが, これから $l_{\bar{u}}$ と l_b の間にも顕著な相関があることがわかる。

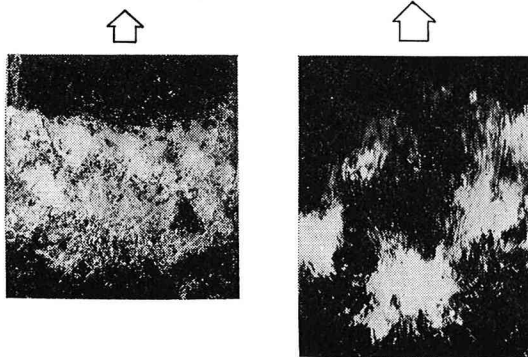
以上のことから, 砕波帯内の bore 形成領域内での平均流速の鉛直分布形は, 主として乱れによる運動量の鉛直輸送によって支配されることが明らかになった。通常の壁面乱流等では, 運動量輸送のかなりの部分が, 乱れに内在するいわゆる組織的大規模運動によって担われることが知られている⁸⁾. そこで, 以下では砕波の乱れを持つ大規模構造の実態を明らかにするために行った実験結果について述べる。

4. 砕波帯内の乱れの三次元的渦構造の可視化

Peregrine & Svendsen⁹⁾ は, 洗剤で人工的に作り出した微小気泡をトレーサーにして bore の水表面付近の流

体運動を可視化し、可視化領域の下縁が大きく波打つ形になることを示している。また、Miller¹⁰⁾や灘岡ら⁴⁾は、連行気泡そのものをトレーサーとすることにより、波峯線に平行な軸を持つ一連の大規模渦（以下、“水平渦”と呼ぶ）が bore の先端付近に生じることを可視化写真により示している。そこに見られる大規模渦は、例えば二次元的 turbulent mixing layer に関して Brown & Roshko¹¹⁾ が可視化により見出した大規模渦構造と類似した形になっており、このことから砕波の乱れの構造と通常の自由せん断乱流の構造の類似性が予想される⁹⁾。しかしながら、自由せん断乱流に比べて、砕波帯内での bore 先端付近の二次元的な大規模構造は、以下に述べるように、比較的早い段階から三次元的な構造に移行する。

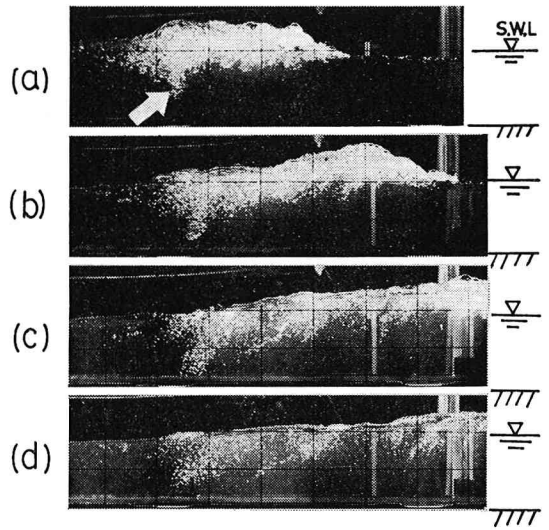
写真—1 (a) は、P6~P7 付近の水表面の状況を水路上方より撮った平面写真である。白い部分が気泡を混入している部分である。これを見ると、bore 先端付近の水面近くの乱れの状況は、多少の三次元性は見られるものの大局的には二次元的な構造を示していることがわかる。これに対して、写真—1 (b) は底面上 9 cm の位置に水平スリット光を当て同様に水路上方より撮影したものであるが、bore 先端からある程度離れて、しかも水深がある程度深い場所では、渦により巻き込まれた気泡は写真に見られるようにスポット状に存在しており、三次元性が強くなっていることがわかる。



(a) 水表面の状況 (b) 底面上 9 cm の状況

写真—1 平面写真 (P6~P7 付近)

写真—2 の一連の写真は、同じく P6~P7 付近の状況を水路側面より約 0.2 秒間隔で撮った連続写真である。これを見ると、bore の後方では写真中に矢印で示すように気泡混入領域の下端付近が下方に突出しており ((a), (b)), bore の進行に伴ってその部分が次第に斜めに引き伸ばされている様子がわかる ((c), (d))。この細長く伸びた構造を目視ならびにビデオ画面により観察すると、それが細長く伸びた方向に軸を持つ渦運動をしてい

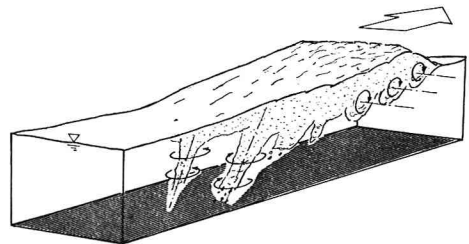


写真—2 水路側面からの連続写真 (P6~P7 付近)

ることが観察された。したがって、上述の 写真—1 (b) に見られるスポット状の構造は、このような渦構造（以下、“斜め渦”と呼ぶ）の断面を可視化したものと考えられる。

このように、bore の先端付近に見られる二次元的な“水平渦”はかなり不安定で、そのため bore の後方での渦構造は三次元性を帯び、その結果、気泡混入領域はスポット状を呈するが、このスポット状の流体塊は bore の進行とともに stretch され、bore の進行方向に傾いた軸を持つ“斜め渦”へと発達する。図—6 はこの状況を模式的に示したものである。

このような“斜め渦”は砕波形式が plunging 型であっても bore 形成領域内では存在することが確認されており、砕波の乱れの特徴の一つであると考えられるが、現地規模のスケールでも一般的に存在するかどうかは、今後さらに調査する必要がある。しかしながら、田中ら¹²⁾が阿字ヶ浦海岸の観測棧橋から撮った数枚のカラー写真の中には“斜め渦”によるものと考えられる浮遊砂雲の柱状の構造が認められることや、もともと乱れの性質として水平渦のように流れに直角な軸を持つ渦よりも、“斜め渦”のように主流の変形速度に近い方向に軸を持つ渦の方が主流からエネルギーを得易いこと¹³⁾等を



図—6 bore のもとでの組織的渦構造の模式図

考え合わせると“斜め渦”が一般的に存在する可能性は大きい。

5. 組織渦と水粒子運動の関係

(1) 水粒子の Lagrange 的挙動

bore 形成領域内での水粒子の Lagrange 的挙動を把握するために直径 3 mm のポリプロピレン球をトレーサーにしてその動きをビデオ撮影した。砕波帯内では連行気泡が存在するため、特に水表面近くでは気泡とトレーサーとの区別が困難になる。そこでここではトレーサーに蛍光染料を塗ったものをブラックライトの下で撮影することにより水表面付近でのトレーサーの識別が可能になるようにした。なお、トレーサーとして用いたポリプロピレン球は比重が約 0.9 であるので、ここでは表面にアルミ粉を塗布することにより比重調整している。

図-7 (a), (b) は、測定例として P4~P5 付近でのトレーサーの軌跡を示したものである。図中に示されている表面波形は、トレーサーの追跡開始時刻での波形である。まず (a) を見ると表面付近のトレーサーがかなりの速度で岸向きに移動しているが、これは“水平渦”に巻き込まれた時の運動形態に対応している。一方、下層の沖向きに移動するトレーサーは、沖向きの平均流による移流効果に波による軌道運動成分が重なった形の運動形態を示している。これに対して、(b) に示したものは“斜め渦”が作用した場合のトレーサーの軌跡を表わしたものである。この場合の運動形態は、(a) に見られるものに比べてかなり不規則であるものの、いずれの場合も底面に向かって降下する形になっている。

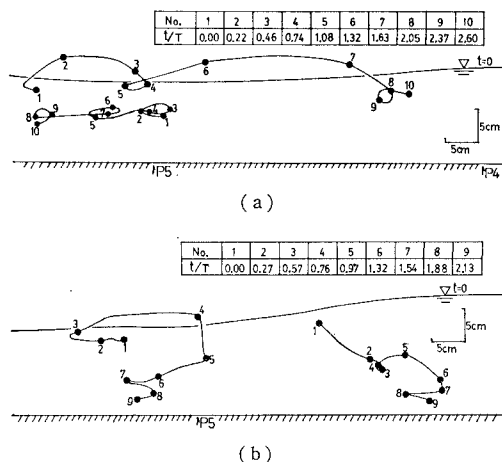


図-7 P4~P5 付近での中立粒子の軌跡

(2) 組織渦による典型的流速変動パターン

流速記録を何らかの方法で統計処理し、乱れ強度や流速変動の確率分布などを算出することにより砕波帯内の乱れの構造を議論することが良く行われるが、その場合

には統計処理の過程でデータが均され情報の一部が失われるため、乱れの構造の詳細を把握するには必ずしも適当ではない。そこでここでは、LDV の生記録上で上述の組織渦による流速変動がどういう形で現われるかという点について調べてみた。

図-8 は、P6 断面での鉛直流速 w の時間変動記録を示したもので、下から順に底面上 2, 5, 10, 12 cm の値である。最上段には、底面上 12 cm での流速記録と同時にとった表面波形記録も示してある。各流速記録は同時にとられたものではないが、最上段の η 波形の zero-up cross 点と位相が一致するように各々時間軸をずらしてある。測定にあたっては、“斜め渦”が流速測定点を通じた時点を目視ならびにビデオ記録により判定した。図中の白ぬきの矢印は、この“斜め渦”が通過した時点を示している。

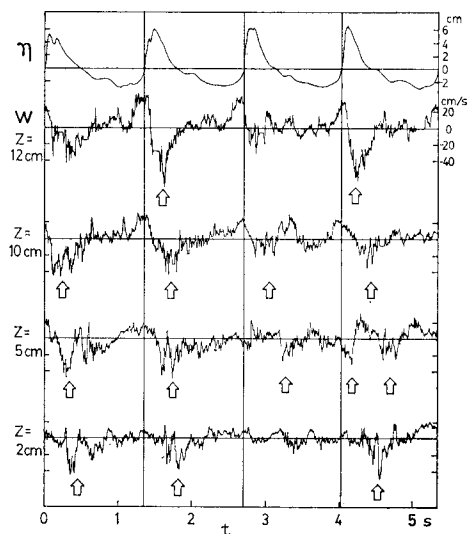


図-8 鉛直流速の時間変動記録 (P6 断面)

同図より、“斜め渦”の通過に伴って鉛直流速変動が大きくなり、特に下向きの鋭いピークが頻繁に現われることがわかる。このことは、図-7 (b) に見られるトレーサーの挙動とも符号している。このような大きな流速変動は底面上 2 cm の記録にも明瞭に現われている。著者の一人は先に⁴⁾底面近傍の乱れ強度分布の測定値から、砕波帯内においては上層に source を持つ乱れが底面近傍までかなり到達していることを示しているが、上述のことからその大部分はここで示した“斜め渦”によるものであると考えられる。また、このような流速変動を持つ渦塊が底面付近まで到達することは、砕波帯内の底質の浮遊機構を考える上でも重要と思われる。なお、図中で“斜め渦”の通過を示す矢印が底面に近い測定点ほど遅れて現われるが、これは“斜め渦”が上層から下方に向けて発達してくること、および

“斜め渦”が bore の進行方向に傾いた構造を持つことによる。

6. 拡散機構における組織渦の役割

Inman ら¹⁴⁾や三村ら¹⁵⁾は、砕波帯での岸沖方向の拡散特性を調べる目的で行った染料拡散実験において、上層の bore に伴う乱れの作用により、染料を水面付近に投入した場合と底面付近に投入した場合とではその拡がり方にかなりの違いが現われることを示している。

ここでは、そのような拡散現象を上述の組織渦との関連で把握する目的で行った拡散実験の結果について述べる。拡散実験には染料の拡がりを上層と底層と同時に観察できるようにするため、染料の注入方法としては、従来のように瞬間点源としてではなく鉛直の瞬間線源に近い形で注入する方法を用いた。具体的には、外径 2 mm の金属パイプ製のノズルを鉛直方向に 18 mm 間隔に 8 個並べ、各ノズルから同時に染料が注入できる装置を作製し、注入器として用いた。また、染料としてはフルオレセンにコンデンスミルクを混入し、それをアルコールで比重調整したものを使用した。

写真-3 は、P7 断面に上記の染料注入器により染料を注入した場合の染料の拡散の様子を示したものである。これより以下のことがわかる。

- ① 下層に注入された染料は、全体として沖向きに流れられ、その回りに若干の拡散を示すものの、その

拡散幅は上層のそれに比べて 1 オーダー以上小さい。

- ② これに対して、上層に注入された染料は、“水平渦”の作用により岸向きに急激に拡散した後、“斜め渦”の作用により下層に向けて拡散し、この場合約一周期後には底面付近までかなりの染料が拡がっている。すなわち、下層では主として、“斜め渦”によって拡散が進行する。

このようなことから、砕波帯内での拡散機構には、本論文で示した“水平渦”や“斜め渦”といった組織渦が支配的な役割を果たしていることが理解される。

参考文献

- Battjes, J. A. and Sakai, T.: Velocity field in a steady breaker, J.F.M., Vol. 111, pp. 421~437, 1981.
- 酒井哲郎・三反畑 勇: 砕波による乱れのレイノルズ応力について, 第 30 回海岸工学講演会論文集, pp. 30~33, 1983.
- Stive, M. J. F.: Velocity and pressure field of spilling breakers, Proc. 17th Conf. on Coastal Eng., pp. 547~566, 1980.
- 灘岡和夫・近藤隆道・田中則男: レーザー・ドップラー流速計による砕波帯内の流速場の構造の解明, 港湾技術研究所報告, Vol. 21, No. 2, pp. 49~106, 1982.
- 青野利夫・大橋正和・服部昌太郎: 砕波による乱れ構造の実験的研究, 第 29 回海岸工学講演会論文集, pp. 159~163, 1982.
- Kline, S. J., Reynolds, W. C., Schraub, F. A. and Rundstadler, P. W.: The structure of turbulent boundary layers, J.F.M., Vol. 30, pp. 741~773, 1967.
- 泉宮尊司・堀川清司: 砕波帯における定常流に関する実験的研究, 第 28 回海岸工学講演会論文集, pp. 34~38, 1981.
- 例えば, Wallace, J. M., Eckelmann, H. and Brodkey, R. S.: The wall region in turbulent shear flow, J.F.M., Vol. 60, pp. 39~48, 1972.
- Peregrine, D. H. and Svendsen, I. A.: Spilling breakers, bores and hydraulic jumps, Proc. 16th Conf. on Coastal Eng., pp. 540~550, 1978.
- Miller, R. L.: Role of vortices in the surf zone prediction: sedimentation and wave forces, Beach and Nearshore Sedimentation, S.E.P.M. Spec. Pub., No. 23, pp. 92~114, 1976.
- Brown, G. L. and Roshko, A.: On density effects and large structure in turbulent mixing layers, J.F.M., Vol. 64, Part 4, pp. 775~816, 1974.
- 田中則男・他 4 名: 大洗海岸における砕波帯内の総合観測, 港湾技術研究所報告, Vol. 18, No. 2, pp. 27~57, 1979.
- Tennekes, H. and Lumley, J. L.: A first course in turbulence, MIT Press, 1972.
- Inman, D. L., Tait, R. J. and Nordstrom, C. E.: Mixing in the surf zone, J.G.R., Vol. 76, No. 15, pp. 3493~3514, 1971.
- 三村信男・池谷 毅・堀川清司: 砕波帯における岸沖方向の物質拡散に関する研究, 第 28 回海岸工学講演会論文集, pp. 446~450, 1981.

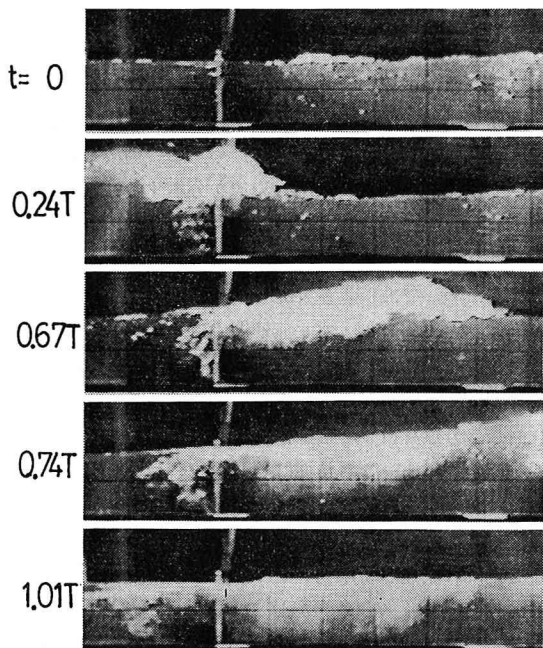


写真-3 P6~P7 付近での染料拡散状況