

開水路流れにおける大規模乱流運動の諸特性について

Characteristics of large-scale turbulent motion in open channel flows

大阪大学工学部 正 員 室田 明

大阪大学大学院 学生員 ○福原 輝幸

1. 緒 論

近年、開水路流れにおける乱流構造の解明に可視化観察ならびに条件付点計測法が多用され、乱れの階層性と階層間の相互作用に関する新たな知見が報告されている。点計測法に比べて可視化法は測定精度の面で劣るものの、瞬間的に広範囲にわたり流れの状態をとらえることができる特性を持っており、大規模な乱流現象を理解するためには有効な手法と考えられる。乱れの発生機構とも予想される bursting 現象が可視化法（主として水素気泡法）により発見され、例えば壁面付近で水素気泡列が明瞭な波状を呈することは周知の通りである。しかしながら、この波状性は点計測により得られた bursting 運動（ejection や sweep）と関係があるだろうと言われながらも、このことを実証するだけの定量的評価は現在のところなされていないようである。特に、可視化観察では波状的な水素気泡列の空間的スケールについての考察が主としてなされ、その時間的特性については何ら報告されていない。もし、波状的な水素気泡列を励起させるような乱流運動と点計測で検知される乱流運動が同じであると仮定するならば、両者の時間的特性は恐らく類似の傾向を示すであろう。そのためにも、波状的な水素気泡列の時間的特性を何らかの形で測定し評価することは不可欠である。

こうした問題をふまえかつ前報⁽¹⁾で報告したような、長時間平均から求めた水理量の断面内特性では得ることのできない乱流運動を明らかにする目的で、今回は瞬時に現われる水素気泡列の高速編（高速流体）と低速編（低速流体）に注目して可視化実験を行なった。その結果、著者等は高速編と低速編に典型的な4つの運動プロセス（発生・消滅・合体・分裂）が存在することを見出した。

本研究では、壁面近傍において高速流体と低速流体の相互作用に起因して bursting 過程が繰り返されると説明した Brodkey, et al.⁽²⁾の考えを開水路の水平流れ場に適用して、高速編と低速編の運動プロセスを励起させる乱流構造のモデル化を試みたので、ここに報告する。

2. 実験装置および実験方法

実験に用いた水路は長さ20m、幅0.5m、高さ0.32mの亚克力樹脂製可変勾配水路であり、水路上流端には流れ場をできるだけ乱さないように整流板を設けてある。レイノルズ数や粗度の有無が大規模乱流運動にいかなる影響を及ぼすかを検討するために、水理条件を表-1のごとく決定した。

ここに、滑面の場合を実験-A、粗面の場合を実験-Bと区別し、レイノルズ数およびフルード数は断面平均流速と等流水深 H を用いて定義した。また、粗面の場合、粗度は5mm×5mmの直角三角形断面のビニール樹脂を用い、粗度間隔と粗度高さの比を8とする横型棧粗度を採用した。

可視化手法としては水素気泡法を使用し、10 H_z ～20 H_z で水路横断方向に水素気泡列を発生させ、35mmモータードライブ付カメラと16mmシネカメラにより連続撮影する方法で、高速編と低速編の諸特性を断面内にわたり調べた。

表-1 水 理 諸 元

Case	H_0	H	Re	Fr	U^*	$I(x10^{-4})$
A-1	5.82	5.0	2870	0.071	0.32	0.25
A-2	12.24	5.0	5700	0.143	0.64	1.00
A-3	16.99	7.0	10780	0.163	0.82	1.26
B-1	7.25	5.0	2850	0.071	0.80	1.56
B-2	11.04	5.0	5700	0.143	1.60	6.23
B-3	17.65	7.0	10780	0.163	1.99	7.40

(cgs-unit)

3. 実験結果およびその考察

3-1. 高速渦と低速渦における速度差の水深方向特性

水路横断方向に張った白金線より発生する水素気泡列に、相対的に流速の速い高速渦（高速流体）と流速の遅い低速渦（低速流体）が現われ、水素気泡列が波状を呈することは既によく知られた実験事実である。

ここでは、非一様な開水路流れの断面内特性を検討するために、高速流体と低速流体の速度差 U_s の水深 (y) 方向分布を調べた。

その結果が図-1であり、縦軸には路床からの高さ y を流れの内部パラメータ（摩擦速度 U_* 、動粘性係数 ν ）で無次元化した $y^+ = y U_* / \nu$ の対数を取り、横軸には無次元速度差 U_s / U_* を選んでいる。 U_s / U_* はバッファ層 $y_b (= y^+ \sim 40)$ で最大となり、高さ y_b を境界として単調減少していることがわかる。このことから、バッファ層は流れの非一様性が最も強い領域に相当することがわかる。また、今回の実験に関する限り、分布に対する粗度およびレイノルズ数の影響は殆んど認められないようである。大略的な分布の形状は宇民・上野⁽³⁾の場合と相似であるが、著者等に比べて彼等のデータは全体的に左側に位置している。この原因については、今後さらにデータを増やして検討するつもりである。

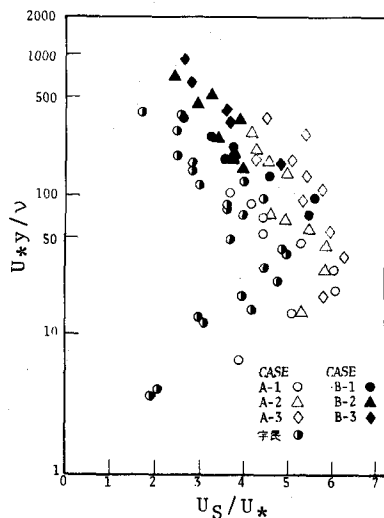


図-1 速度差 U_s の水深方向分布

3-2. 高速渦と低速渦の空間的特性

低速渦の間隔 λ が路床からの高さ y と共に大きくなることはよく知られているものの、この関係が流れの外部パラメータ、内部パラメータのどちらで規定されるかは、未だ明らかでない。そこで、この問題を検討する手始めとして、アンサンブル平均して求めた平均低速渦間隔 $\bar{\lambda}$ と高さ y を内部パラメータで無次元化した $\lambda^+ = \bar{\lambda} U_* / \nu$ と y^+ の関係を図-2に、また外部パラメータで無次元化した $\bar{\lambda} = \bar{\lambda} / H$ と y / H の関係を図-3にそれぞれ示し、両図の傾向を調べた。

図-2に関して、路床極近傍で $\lambda^+ \approx 100$ となることは従来の結果と良好に一致している。特に、 $y^+ < 40$ ではデータのばらつきは小さく、流体のもつ粘性の影響が強い領域であると推察される。また、著者等の

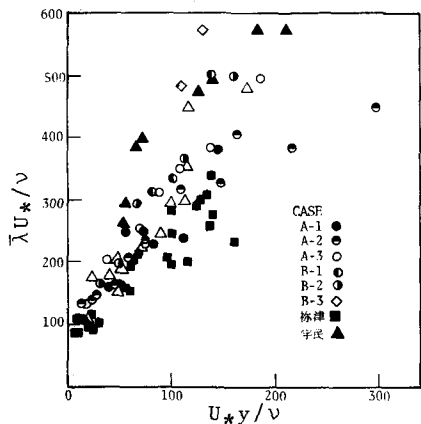


図-2 λ^+ と y^+ の関係

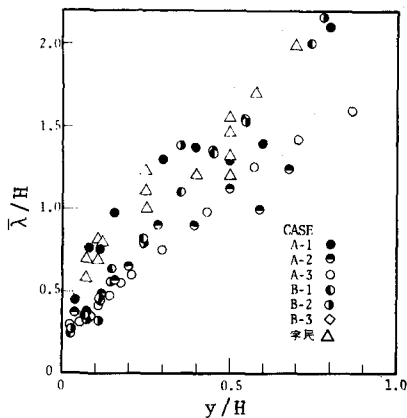


図-3 $\bar{\lambda}$ と y/H の関係

データは津津等（図中■印）に比べて相対的に上側に位置し、その偏りは y^+ の増加につれて大きくなる傾向にある。これについては、 y^+ の増加につれて低速渦が次第に不明瞭となるために生じた測定誤差と推察される。一方、図-3に関して、 $\hat{\lambda}$ は路床近傍（ $y/H \approx 0.05$ ）で $\hat{\lambda} \approx 0.3$ の値をとり、水面に向うにつれて（ $y/H \approx 0.8$ ）2.0に近づく傾向にある。

ただ、この種の整理方法では図-2、図-3における座標のスケールのとり方でプロットした点のばらつきが変わるため、ばらつきの程度から λ はバッファ層より壁面側では内部パラメータに、外側では外部パラメータに支配されると指摘した宇民・上野の結果⁽³⁾は容認し難いと思われる。また、水素気泡法が使用できる程度の比較的低レイノルズ数では、明確な領域区分をしてまで λ に対する支配的なパラメータを限定してしまうことは困難であると思われる。

次に、高速渦および低速渦の大きさに着目してその水深方向変化を調べた。ここに、低速渦と高速渦の大きさは水素気泡列の密に集中した谷の部分の幅および山の部分の幅とそれぞれ定義する。その主な特徴は高速渦および低速渦とも路床から離れるに従い増大するが、高速渦に比べれば低速渦はそれほど増大しないことである。今後、乱流構造の空間的特性について議論する場合には、低速渦間隔の特性だけでなく上述のような高速渦および低速渦の大きさに関する特性も考慮することが必要と考えられる。

3-3. 高速渦と低速渦の時間的特性

bursting現象の時間的特性に関する情報は現在のところ主として点計測から得られている。著者等は高速渦と低速渦がsweep（比較的大きな運動量をもつ流体が壁面に向う運動）やejection（比較的小さい運動量をもつ流体が壁面から離れる運動）にそれぞれ類似した挙動を示すところから、波状的な水素気泡列の時間的特性を次の方法で計測し、点計測によるbursting現象の時間的特性との対応を試みた。

この方法とは、水路横断方向に発生する水素気泡列を16mmシネカメラ（毎秒16コマ）で撮影し、画面上の任意の点を通過する高速渦と低速渦の周期 T_H と T_L を調べる方法である。この周期をアンサンブル平均して求めた平均通過周期 $\bar{T}_H$ と $\bar{T}_L$ を主流速 U_0 と水深 H を用いて無次元化し、レイノルズ数との関係を示したのが図-4である。図中のシンボルは路床からの高さ y^+ による領域区分を示しており、○と●は $y^+ < 30$ 、△と▲は $30 < y^+ < 70$ 、◇と◆は $70 < y^+$ （ただし実験-Aでは $y^+ < 100$ 、実験-Bでは $y^+ < 320$ ）にそれぞれ対応する。

両通過周期とも、粗面の方が滑面に比べて若干短い傾向にあるが、レイノルズ数や路床からの高さに関係なく $\bar{T}_H U_0 / H \approx \bar{T}_L U_0 / H = 1.5 \sim 3.0$ の範囲に集中していることがわかる。

この結果より、通過周期 T_H と T_L は流れの外部パラメータで規定されるような性質を有すると考えられ、興味深い。

ちなみに、この通過周期を内部パラメータで無次元化した $U_*^2 \bar{T}_H / \nu$ および $U_*^2 \bar{T}_L / \nu$ は摩擦速度 U_* を用いたレイノルズ数 $Re_* = U_* H / \nu$ に正比例して増大する。

また、両通過周期の発生は図-5に示すごとく対数正規分布に従うことがわかる。

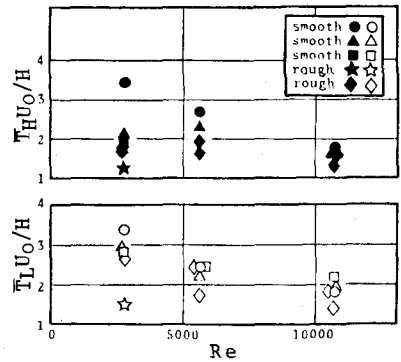


図-4 高速渦と低速渦の通過周期

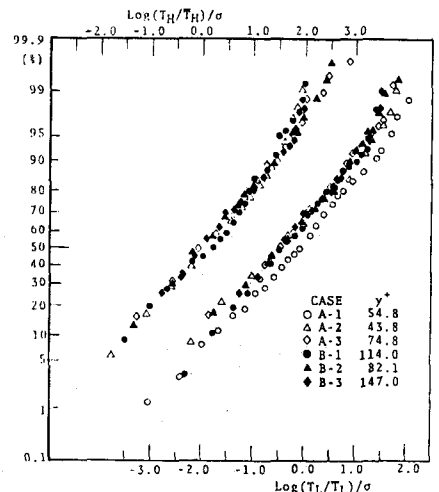


図-5 通過周期の発生分布

今回、著者等の試みた定点観察による水素気泡列の時間的特性の結果は、従来より点計測法で得られた burst の時間的特性（すなわち(i) ejection や sweep の周期はレイノルズ数に無関係に外部パラメータで規定される。(ii) その発生は対数正規分布に従う。）と良好に一致していることがわかる。

これより、波状的な水素気泡列は前述の bursting 運動と密接に関連していると理解され、この水素気泡列の諸特性を明らかにすることは大規模乱流構造を考える上において重要であることが再認識された。

次に、定点観察から水路横断方向全域にわたる平面観察へと視点を変えて水素気泡列の時間的特性を検討するために、両側壁間で現われる低速縞の数 N_L の時間的変化を調べた。その一例として Case A-1 の場合を図-6 に示す。

低速縞の数は路床から離れるに従い減少するとともに、水面近傍を除けば断面内にわたり時間的にかなり変動していることがわかる。これに対する考察は3-5で行なう。

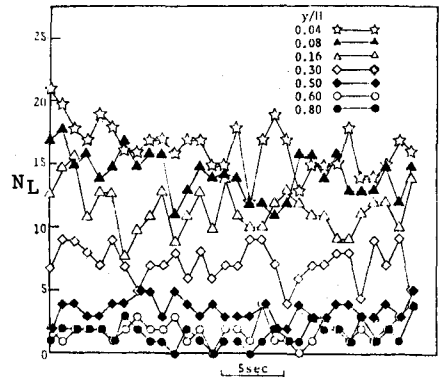


図-6 低速縞の数の特性

3-4 路床近傍の流動特性

次に、水路横断方向における流動特性を明らかにするために、 $5H_z$ と $10H_z$ で 2 mm 間隔に微小な気泡塊を発生させ、1 パルス Δt 時間に離れた 2 つの気泡塊の距離 L と主流からの偏角 θ を測定した後、流下方向流速 U と横方向流速 W を求めた。その模式図を図-7 に示す。ここに、流速 W が正の場合、流向は下流に向かって左向き、負の場合は右向きを表わす。図-8 は Case A-1 の $y^+ = 14.6$ における 1 つの測定例を示すものであり、両流速とも主流速 U_0 で無次元化している。流速 W の分布において矢印が互に向き合っている所では流れの収斂を、逆に矢印が互いに背を向け合っている所では流れの発散を意味している。これを流速 U の分布と比較してみれば、流れは低速縞付近で収斂し、高速縞付近で発散するような傾向にあり、路床近傍の流動にある程度の規則性がみられることがわかる。しかしながら実際には、この流動パターンは水路幅全域にわたり観察されるわけではなく、あくまで局所的に成立するパターンである。しかもこのパターンの持続時間は比較的短く、場所的にも時々刻々変化している。

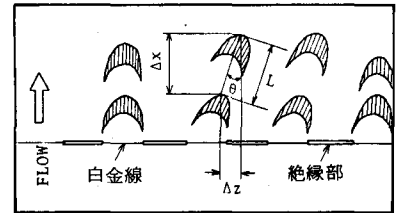


図-7 気泡塊の流動模式図

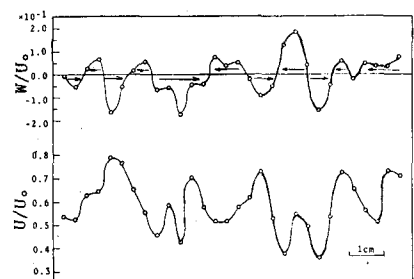


図-8 瞬間流速の横方向分布

上述の実験事実に基づけば、路床近傍の流動は従来より提案されているような壁面近傍で互いに逆回転する単純な縦渦構造では説明し難い、複雑な流動であると考えられる。

3-5 高速縞と低速縞の運動特性

実験やデータ解析を行う場合に使用する空間および時間スケールの大小により、乱れの現象や特性も異なってくることは乱流構造を考える場合には重要なことであり、乱れの階層性を示唆しているとも言える。

著者等はこの水素気泡列を詳細に観察することにより、低速縞が時々刻々あたかも白金線上を移動するように変化するだけでなく、高速縞と低速縞に典型的な運動プロセスが存在することを見出した。この運動プロセスは写真-1 に示すごとく 4 つに分類できる。ここでは、低速縞に着目した場合の運動プロセスを以

下に列挙し、説明する。なお、写真-1はCase A-1の路床近傍で1/3秒毎に撮影した写真を上から順次並べたものである。

- 1) 発生……高速縞の一部に次第に欠損が現われ、やがて明瞭な低速縞に推移する。
- 2) 消滅……低速縞とみなせる水素気泡列の密に集中した部分が不明瞭となり、高速縞に推移する。
- 3) 合体……隣り合う低速縞が互いに接近し、最終的に1つの低速縞となる。
- 4) 分裂……1つの低速縞が分かれて、2つの低速縞になる。

上記の運動プロセスは時間的、場所的に不規則に観察され、レイノルズ数の増大につれて活発になるが、路床から離れるに従い不明瞭となる。

頻繁に現われる4つの運動プロセスに起因して、路床付近では3-3で指摘した低速縞の数 N_L が時間的に変動すると考えられる。一方、水面に近づくにつれて、水素気泡列は白金線にほぼ平行な状態で現われるようになるが、この領域においても低速縞は間欠的に現われており、そのために低速縞の数が時間的に変動すると考えられる。このように、低速縞の現われる様子は路床付近と水面付近で非常に異なり、興味深い。

上述の考察および3-2で述べた低速縞と高速縞の空間的特性から判断すれば、水素気泡法を用いた場合に観察される開水路乱流場の概観は次のようである。路床付近では、低速縞と高速縞を生起させる高速流体と低速流体により流れは非一様であるが、路床から離れるに従い両縞の数は減少し、低速流体に比べて高速流体の方が水路幅に対して空間的に占める割合が増大する。その結果、流れは次第に一様になるが水面近傍でもなお、間欠的に現われる低速流体により非一様な流れが観察される。

このように任意の時間間隔で水素気泡列を順次並べて流れの変化を観察する場合、この時間間隔の取り方により特異な現象を見逃がす恐れがあると思われるので十分に注意しなければいけない。

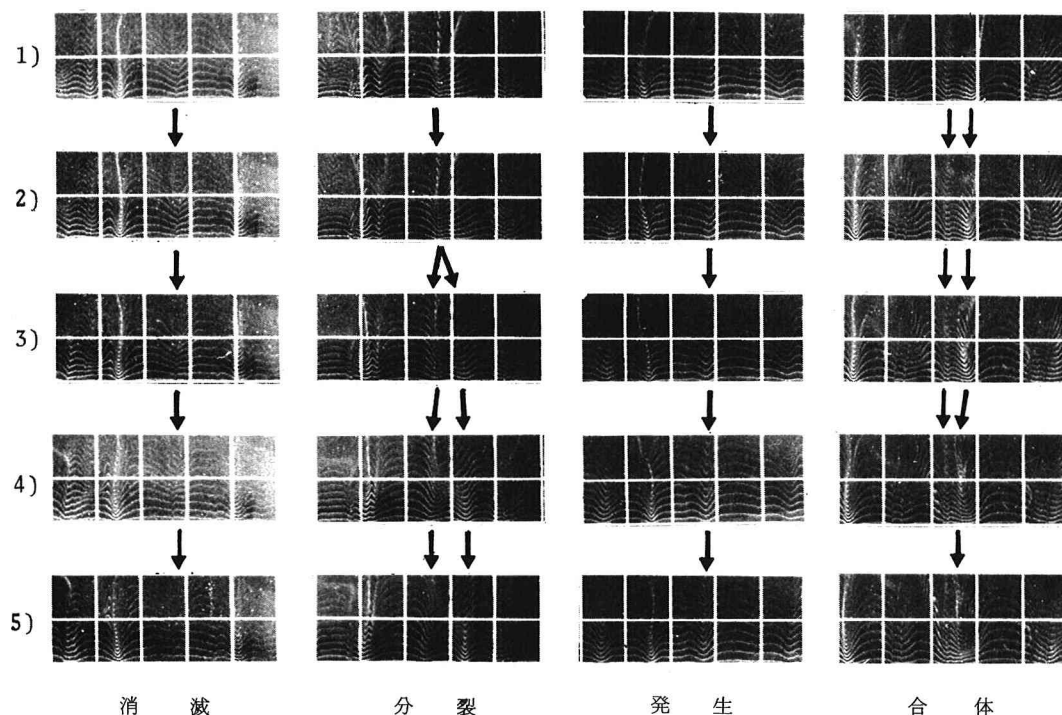
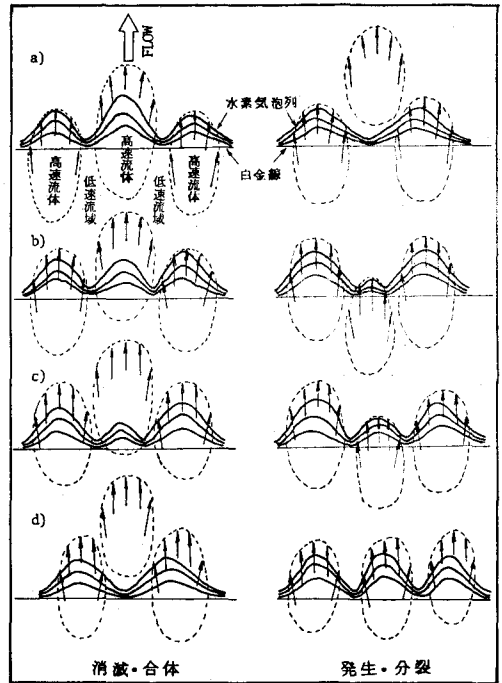


写真-1 高速縞と低速縞の運動プロセス

4. 大規模乱流構造のモデル化

今まで得られた結果を基に、著者等は高速渦と低速渦の運動プロセスを表現し得るモデルとして図一9に示すようなモデル化を試みた。以下に、モデルの説明を行う。1) 流れの挙動が壁面の影響と流体の粘性により支配される路床近傍の低速流域へ、比較的流速の速い流体が侵入することにより、高速渦と低速渦が形成される。(a) 2) その際、高速流体は保持している運動量を消費しながらも、低速流体を周囲に押しやるように作用する。そのため、3-4で指摘したような流動パターンが生ずる。さらに、押しやられた低速流体は一方が路床であるから、流れの連続条件を満足するためには路床から離れるような流動となり、その結果、路床近傍で発生する水素気泡列が低速渦で浮き上がる⁽¹⁾ようになる。3) 侵入した高速流体の中でも比較的流速の速い流体が相対的に前進して次第に低速流域へ移行するため、高速渦は不明瞭となり低速渦へ推移する。(b-c) 4) 遂には、この高速流体が白金線を通過して低速流域へ、あるいは保持する運動量を消費して低速流体へ推移することにより、低速渦の発生あるいは合体として観察される。(d) これとは逆に、2つの高速流体の間に新たな高速流体が侵入した場合には、同図の右側に示すごとく低速渦の消滅あるいは分裂として観察される。

以上、高速渦と低速渦の運動プロセスは上述のような高速流体と低速流体の相互作用に伴ない励起されると推測される。



図一9 運動プロセスのモデル

5. 結論

流れの可視化により、水素気泡列に現われる高速渦と低速渦について定性的および定量的な評価を試みた。その結果、高速渦と低速渦には4つの運動プロセス(発生、消滅、合体、分裂)の存在することが見いだされた。特に、高速渦と低速渦の時間的特性((i)平均通過周期はレイノルズ数に無関係に外部パラメータで規定される。(ii)その発生は対数正規分布に従う。)は点計測で得られたbursting現象の時間的特性と一致していることから、bursting運動に励起されて水素気泡列は三次元的な波状を呈すると考えられる。さらに、路床付近における瞬時の流動特性から総合的に判断して、上述の運動プロセスが高速流体と低速流体の相互作用に励起されて生ずると考えることは妥当と思われる。今後は点計測を併用して、bursting運動の詳細な理解に努める方針である。

最後に、実験およびデータ解析に際して熱心に協力して頂いた大阪大学院生、小田勝也、同学部生、高橋洋、古園豊繁の諸君に謝意を表します。

参考文献

- 1) 室田 明・中辻啓二・福原輝幸；第23回水理講演会論文集，1979
- 2) Corino, E. R. & Brodkey, R. S. ; J. Fluid Mech., Vol. 37, 1969
- 3) 宇民 正・上野鉄男；土木学会第33回年次学術講演会概要集，1978
- 4) 宇民 正・上野鉄男；土木学会関西支部年次学術講演会概要集，1979