

砂漣モデル上の振動流境界層の時空間構造に関する実験的研究

LABORATORY STUDY ON OSCILLATORY BOUNDARY LAYER OVER A RIPPLE MODEL

池田駿介*・堀川清司**・中村広昭***・野口賢二****

By Syunsuke IKEDA, Kiyoshi HORIKAWA, Hiroaki NAKAMURA and Kenji NOGUCHI

The oscillatory boundary layer over a sand ripple model was measured in detail by 2-D laser doppler velocimeter. The measurement was performed in an oscillatory flow tunnel for three cases with different period and amplitude. It is found that the boundary layer is governed by large organized vortices generated alternately from the crests of the ripples. The generation of the Reynolds stress is limited within the vortices, and the associated eddy viscosity shows sinusoidal variation according to the growth and decay of the vortices. Two stationary cells were observed between the crests, the velocity of which takes about 60% of the velocity amplitude of the undisturbed oscillatory flow near the crests. An inner boundary layer was observed, the thickness of which is found to be about $\sqrt{\nu T}$.

Keywords: boundary layer, laser doppler velocimeter, oscillatory flow, ripple model, stationary cells, vortices

1. 序 論

波動運動により移動床底面に形成される砂漣は頂部から組織的な剝離渦を発生させ、この渦は底質を巻き上げたり、波のエネルギーを逸散させるなどの働きをすることが知られている。このような現象を理解するには砂漣近傍の境界層を調べることが必要であり、したがって数多くの理論的・実験的研究が行われてきた。本研究の目的はこのような振動境界層の構造を詳細に調べることであり、従来の実験的研究の概観を以下で行う。

振動流中の波状境界上の流れに関する測定は小型プロベラ流速計を用いた Jonsson¹⁾の実験がおそらく嚆矢であるが、波状境界を粗度とみており、砂漣上の振動流境界層の本格的測定は水素気泡法を用いた堀川・渡辺²⁾の研究により始められたとよい。Tunstall・Inman³⁾は水素気泡法と染料法を併用して、砂漣近傍の渦の循環強度を測定し、これが底面近傍の水平方向流速と砂漣波高により整理されることを見出している。ポリスチレン

粒子を用いた可視化法により、循環のより詳細な測定が Shibayama・Horikawa⁴⁾、池田ら⁵⁾により行われ、循環を外部変量の関数として表わすことが可能となっている^{4)~6)}。

熱線および熱膜流速計の利用により、渦の発生に伴う乱れ成分の測定が行われ、Nakato *et al.*⁷⁾は光電式濃度計との併用により、渦によって浮遊砂が巻き上げられることを定量的に明らかにしている。これらの流速計による流れ場の測定は波動場について沢本・山口⁸⁾、風洞振動流について沢本・山下⁹⁾、沢本ら¹⁰⁾により行われ、特に浜本ら¹¹⁾は振動流水槽を用いて砂漣モデル(対称および非対称形状)上の182点において2方向成分を $2\pi/9$ 位相ごとに詳細に測定している。浜本ら¹¹⁾、佐藤ら¹²⁾の測定により、平均流速ベクトル、乱れ強度、渦度分布が明らかにされ、かつ各点の流速を1周期平均した後に残留する定常流成分の空間分布が得られた。対称砂漣上の正弦振動流ではトラフからクレストへ向かう1対のセルが明瞭に示され、その最大流速は主流流速振幅の約30%となっている。

一方、レーザー流速計の急速な発達および普及により、1980年代には砂漣上の流れに応用する例が増加しつつある。Du Toit・Sleath¹³⁾はHe-Neレーザー流速計により、一次元成分の測定を行っているが、沢本ら¹⁴⁾は二次元成分の測定に拡張している。佐藤ら¹⁵⁾は2カラー3ビー

* 正会員 工博 東京工業大学教授 工学部土木工学科 (〒152 目黒区大岡山2-12-1)

** 正会員 工博 埼玉大学教授 工学部建設基礎工学科 (〒338 浦和市下大久保255)

*** 正会員 埼玉大学助手 工学部建設基礎工学科 (同上)

**** 建設省土木研究所海岸研究室

ム Ar レーザー流速計を用いて、非対称砂漣上の非対称振動流について流速場の測定を行い、さらに熱膜流速計を併用することにより乱れの低周波成分にも強い三次元構造がみられることを明らかにしている。

以上のように本主題については数多くの研究が行われ、流れの構造がかなり明らかとなりつつある。本研究では、三次元自動トラバース装置付き 2 カラー 4 ビーム Ar レーザー流速計を用いて対称砂漣上の正弦振動流境界層の詳細な測定を行い、その時空間構造をより詳細に把握する。

また、従来測定が困難であったために不明であった粘性の卓越した内部境界層や渦動粘性係数などについてもその構造を明らかにする。

2. 実験装置および実験方法

用いた振動流発生装置は 30 cm×30 cm の正方形断面であり、長さ約 13 m である。中央部付近に両面強化ガラス製の長さ 210 cm の観測部を有している。流体(水)はピストンによって駆動され、正弦振動流の最大片振幅は 35 cm、周期は 1~20 秒の間で連続的に変化させることができる。

砂漣モデルの形状は Longuet-Higgins¹⁶⁾に倣い、次式により定めた。

$$k_r(y-y_0)=\ln[\sec k_r(x-x_0)] \dots\dots\dots(1)$$

ここに、

$$k_r x_0=2\pi(j-1/2)/P_r, k_r y_0=\ln[\cos(\pi/P_r)] \dots\dots(2)$$

であり、 k_r は砂漣の波数、 $j=1, 2, \dots, P_r$ である。このとき、砂漣の波高・波長比、 H_r/L_r は

$$\frac{H_r}{L_r}=\frac{\ln[\sec(\pi/P_r)]}{2\pi/P_r} \dots\dots\dots(3)$$

により与えられる。 $P_r=5$ のとき、 $H_r/L_r=0.17$ となり、実砂漣の波高・波長比とほぼ等しくなる(池田ら、参考文献 17))。図-1 はこのようにして定められた砂漣の形状を示し、詳細な測定が行えるように $H_r=5$ cm、 $L_r=30$ cm とした。このような砂漣モデルを 7 個設置し、中央付近のクレスト間の領域について測定を行った。なお、砂漣モデルは塗料により滑らかに仕上げられている。表面を滑らかに仕上げた理由は、後述のように剥離渦の形成およびその循環の大きさに大きな影響を与えている内部境界層について、境界ごく近傍まで測定を行うためである。

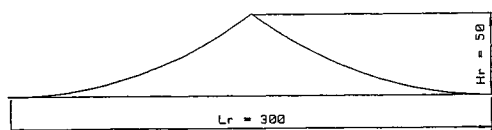


図-1 用いた砂漣の形状 (単位:mm)

また、図-1 のような頂部が尖った形状を採用したのは、位相平均をとることにより流れ場を測定する関係上、できる限り流れの状況が時間的に安定であることを期待したこと、および剥離点付近の内部境界層が測定できるような剥離点を固定しなかったためである。

流速の測定には前述のように二次元レーザー・ドップラー流速計を用いた。2 w アルゴン・レーザー発信器から出たレーザー光は 4 ビーム光ファイバーにより導かれ、観測点間の移動は三次元自動トラバース装置(移動精度 0.5 mm)により行われ、サンプリングの開始や測定点の移動はピストンから送られるトリガー信号を合図に、ミニ・コンピュータ(HP 9000-300)により自動制御させた。また、ここで取り扱っている流れは高乱流強度を伴う反転流であるので周波数シフター(55 N 10 型)を用いた。測定は流速の水平・鉛直成分について後述のように砂漣 1 波長内の 316 点で行い、サンプリングはプログラムの都合上、測定点 1 点において 1 波につき 1 つの位相で行った。1 点において 30 周期の測定を行い、サンプリング時間は 0.0195 秒とし、その間に 5 個サンプリングした。したがって、1 つの測定点、1 つの位相について 150 個のデータが得られることになる。位相平均を取る場合に 30 周期でよいかどうかを確かめるために数点において 60 周期の測定を行った。その結果、値がほとんど一致したので測定時間の都合上 30 周期とした。ただし、逆圧力勾配が大きく、乱れ強度が大きい場合には 30 周期ではやや不十分のようである(たとえば、図-3 (d) 参照)。測定の位相については負方向への流れから正方向(ピストン方向)への転流時を位相 0 とし、表-1 に示される実験条件 1, 2 については位相間隔 $\pi/8$ ごとに $7\pi/8$ の位相まで、また実験条件 3, 4 については位相間隔 $\pi/8$ ごとに $15\pi/8$ の位相まで測定を行った。これらのデータはミニ・コンピュータに転送され、これから位相平均流速、乱れ強度、レイノルズ応力、定常循環流、渦動粘性係数が求められた。

実験条件 1, 2 については実砂漣との相似条件として KC 数($=L_r/\hat{U}T$)が一致するよう($KC=0.24$, 文献 5)

表-1 実験条件の概要

	実験条件			
	1	2	3	4
砂漣の波長 L_r (cm)	30.0		30.0	
砂漣の波高 H_r (cm)	5.0		5.0	
ピストンの振幅 A_p (cm)	14.3		7.15	
水粒子の振幅 $d/2$ (cm)	20.0		10.0	
周期 T (sec)	9.0	6.0	3.0	6.0
断面平均流速振幅 \hat{U} (cm/sec)	13.9	20.9	20.9	10.5

参照) 流れのストロークを選び、流れの周期をそれぞれ 9 秒, 6 秒とした。ここに、 \bar{U} は断面平均の流速振幅、 T は周期である。実験条件 3 では周期を 3 秒としたが、水路の強度上流れのストロークを実験条件 1, 2 の 1/2 とした。したがって、実験条件 3 では KC 数が 0.48 となっている。実験条件 4 は KC 数が実験条件 3 と同一であるが、周期は 6 秒となっている。なお、実験条件 4 ではクレスト上ごく近傍の内部境界層についてのみ測定を行った。以上の実験条件のまとめを表一に示す。

以下に実験結果を示すが、実験条件 2 についてはすでに報告済み(文献 17)) であり、本論文では主に実験条件 3 の結果について述べる。

3. 平均流速場の時空間構造

(1) 外部境界層流速場

底面ごく近傍には粘性の作用を強く受けたせん断層が存在する^{13),14)}。このせん断層の厚さは $\sqrt{\nu T}$ のオーダーであり、この層内の渦度が砂澱頂部付近から剝離により放出され大きな組織渦を形成するが、この渦のもつ循環を見積るモデルも提案されている^{4)~6)}。このような流れ場についてここでは薄いせん断層を内部境界層、大きな組織渦の存在を特徴とする境界層を外部境界層と名付ける。

図一 2 は半周期分について各位相における外部境界層の位相平均流速場を示したものである。(a)位相 0π においては $x=100$ mm, $y=70$ mm 付近に中心をもち、前位相において流れが反転する前に右側の砂澱頂部から発生した渦が残存している。この渦の流速は特に底面近くで大きく、後に述べる定常循環流発生の要因となっている。(b)位相 $\pi/8$ においては流れの先走り現象により、砂澱頂部付近の流速が特に大きく、これが内部境界層の渦度を強くし、大きな剝離渦を生み出す原因となっている。しかし、この位相では砂澱背後の剝離渦は発生していない。(c) $2\pi/8$ においても砂澱頂部付近の流速はきわめて大きく、境界層外の流速が 20 cm/s 程度であるのに対して、55 cm/s 程度に達している。この流速は全位相を通じて最大であり、断面平均流速が最大である位相 $4\pi/8$ においてみられる砂澱頂上の流速よりもかなり大きい値となっている。この位相では剝離渦の発生がみられる。(d) $3\pi/8$ においては、剝離渦が発達しつつあるが、その領域は砂澱頂部高さ以下、流れ方向には砂澱波長の 1/4 程度に限られている。したがって、境界層上方の流れは、後の位相でみられるような波状の様相は示さず、水平方向の流速が卓越している。(e) $4\pi/8$ および(f) $5\pi/8$ の各位相の流れの様相は似ているが、その特徴は渦の領域拡大と、それに伴う外部境界層上方の流れの波うちである。また、流速分布は上下方向に均一化され、特に $5\pi/8$

の位相では砂澱頂部の流速分布の一樣化が著しい。(g) $6\pi/8$ の位相では境界層外の流速は約 20 cm/s 程度に低下しているにもかかわらず、剝離渦はまだ発達を続けている。たとえば、底面近傍の渦内流速は位相 $5\pi/8$ よりも増加している。このように、渦の発達が境界層外の主流の変化に比べて、相当位相遅れがあるのはこのような渦は砂澱頂部付近のせん断層から渦度が供給され、それが移流により運ばれながら渦度を集積しつつ形成されるものであるからである。このような渦形成の機構は渦の循環を見積るに際して離散渦法を適用することの妥当性を示唆するものである⁹⁾。(h) $7\pi/8$ においては渦は最大となり、砂澱の半波長分を占めるに至っている。以下の位相における流れは π だけずれた位相の流れを逆転させたものであったので、ここでは省略する。

(2) 内部境界層流速場

前述のように内部境界層には渦度が集中し、その渦度が放出されて剝離渦を形成する。このように内部境界層は非常に重要な役割を演じているが、従来測定器の精度上の制約によりその測定はほとんど行われていない。本研究で用いたレーザー・ドップラー流速計は自動トラバース装置を備えており、0.5 mm 間隔で測定点を移動させることができる。この性能を利用して砂澱頂部上で水平流速の測定を行った。砂澱頂部上のみで測定を行った理由は、ここが剝離点であり、この位置で境界層厚さおよび流速を知ることができれば、渦の循環値の見積りが可能となるからである⁹⁾。また、レーザー光は角度をもって交差しているので砂澱頂直上で鉛直流速を測定することができず、水平方向流速のみの測定を行った。

図一 3 は代表的な位相 4 個の場合について流速分布を示したものである。周期 3 秒のこの実験条件では内部境界層厚さは非常に薄く、1~2 mm 程度である。しかし、反転する少し前の位相 $7\pi/8$ では、逆圧力勾配の影響により、境界層厚さがかなり厚くなっているが、この位相で放出される渦度は剝離渦内へ供給されないで、渦の循環の増大には寄与しない。砂澱頂に一番近い位置ですでに先走りにより、流れの方向が逆転していることがわかる。内部境界層厚さは次のようにして求めた。測定値が滑らかにつながるようスムージングを行いながら曲線で近似した後、図一 3 (a) のような加速域では流速の極大値が現われる位置を境界層上縁とした(この場合は境界層厚さは約 2.5 mm)。また、減速域のように極大値が現われにくい場合には、境界の影響を受けない主流の流速が現われる高さとした。しかし、図一 3 (d) のように、流れが逆転する場合には、流れのもつ慣性力に比べて逆圧力勾配がきわめて大きくなるために、境界層厚さが非常に大きくなり(このような場合、境界層の定義が困難である)、境界層厚さの測定はできなかった(図一 4

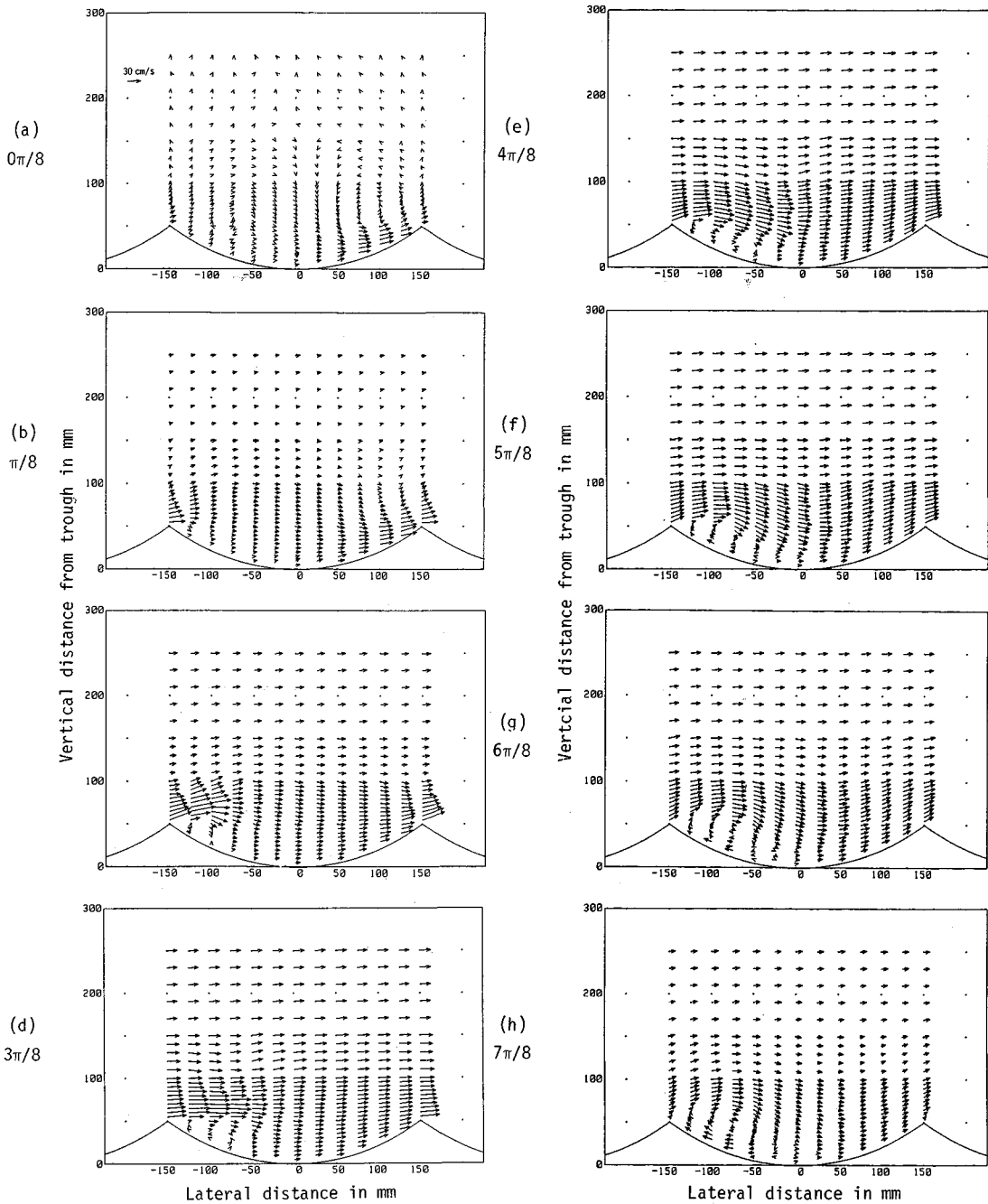


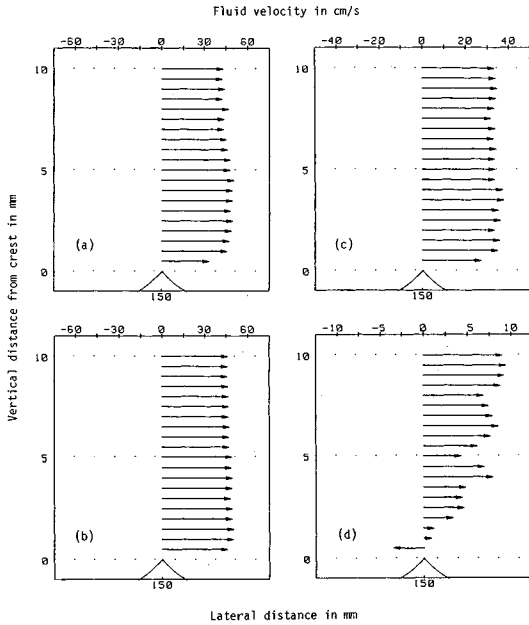
図-2 平均流速場の時間変化 (T=3秒, 流速スケールは(a)を参照)

参照)。

図-4はこのようにして得られた境界層厚さの1周期内変化を示したものである。周期3秒, 6秒の場合ともに内部境界層厚さは $\sqrt{\nu T}$ 程度であることが知られる⁵⁾。

(3) 定常循環流

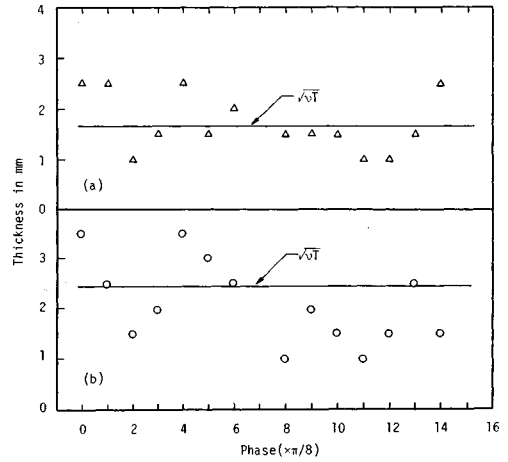
波状境界上の振動流境界層には定常循環流が発生することはすでにLyne¹⁸⁾, 宇多・日野¹⁹⁾, Kaneko・Honji²⁰⁾, 沢本²¹⁾, Hara・Mei²²⁾により理論的に明らかにされており, また浜本ら¹¹⁾, 佐藤ら¹²⁾によって熱膜流速計を用いた



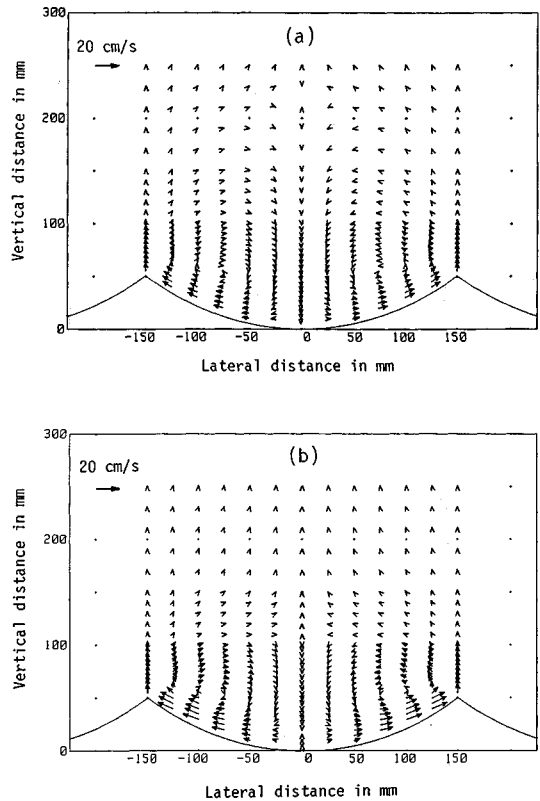
図一三 砂漣頂近傍の流速分布〔位相(a) $\pi/8$, (b) $3\pi/8$, (c) $5\pi/8$, (d) $7\pi/8$ ($T=3$ 秒)〕

測定が行われ、その速度分布形状が明らかにされている。ここでは周期、振幅を変化させて、実験条件1, 2および3について定常循環流の測定を行った。流れの定常流成分は半周期間の8個の位相の値を用い、残りの半周期間の流速は流速場が順流時と逆流時で対称として、位相が π だけずれた各位相の測定値を用いることとし、これらの平均をとることにより求められた。実験条件1, 3の場合の測定結果を図一5 (a), (b)に示す。 $y=110$ mm 付近を上端として、砂漣頂間に2個の明瞭な定常セル構造がみられる。その流速は砂漣境界付近で大きく、特に実験条件3では砂漣頂直前において約15.8 cm/sにまで達し、断面平均流速振幅の75.7%にも達している。図一2をみてもほとんどの位相において、砂漣頂前の底面近傍では流れは砂漣頂に向かっており、また定常循環流の高さは剥離渦の高さとほぼ一致しており(図一2 (h) 参照)、このような定常循環流は剥離渦と密接な関係があることが示唆される。定常循環流の空間速度分布は実験条件にかかわらず、ほとんど相似であり(文献17)中の図4も参照)、また正弦形状を有する砂漣モデル上で測定された浜本ら¹¹⁾との結果とも酷似している。

表一2は砂漣頂直前で観測された定常循環流成分の最大流速を各実験条件ごとに示したものである。断面平均流速振幅との比は周期が短くなるほど増大している。浜本ら¹¹⁾の測定結果を読み取るとこの比は約0.3であり、本実験結果のいずれよりもかなり小さい。この原因は、



図一四 砂漣頂における内部境界層厚さ〔(a) $T=3$ 秒, (b) $T=6$ 秒〕



図一五 定常流成分〔(a) $T=9$ 秒, (b) $T=3$ 秒〕

本実験ではシャープな砂漣頂を有しているのに対し、浜本らは正弦形状をもつ砂漣モデルを用いたために剥離渦の強さが本実験の場合よりも弱かったことにあると考えられる。

表-2 定常流成分 (\bar{u} , \bar{v}) の大きさ

周期 (sec)	T=3	T=6	T=9
$\sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}$ (cm/sec)	15.82	13.29	8.02
代表流速振幅 \bar{u} (cm/sec)	20.9	20.9	13.9
$\sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2} / \bar{u}$	0.757	0.636	0.577

剥離渦を伴わない沢本²¹⁾の層流解によれば、上記の比は約0.05程度(同文献中の図-4(b)参照、この場合 $d/L_r=1.1$ であり、本実験条件3に近い値を有している)であり、剥離渦の存在により、定常流成分は大幅に増加している。

以上のような定常循環流については今後の理論的検討が必要である。

4. 乱れ成分の時空間構造

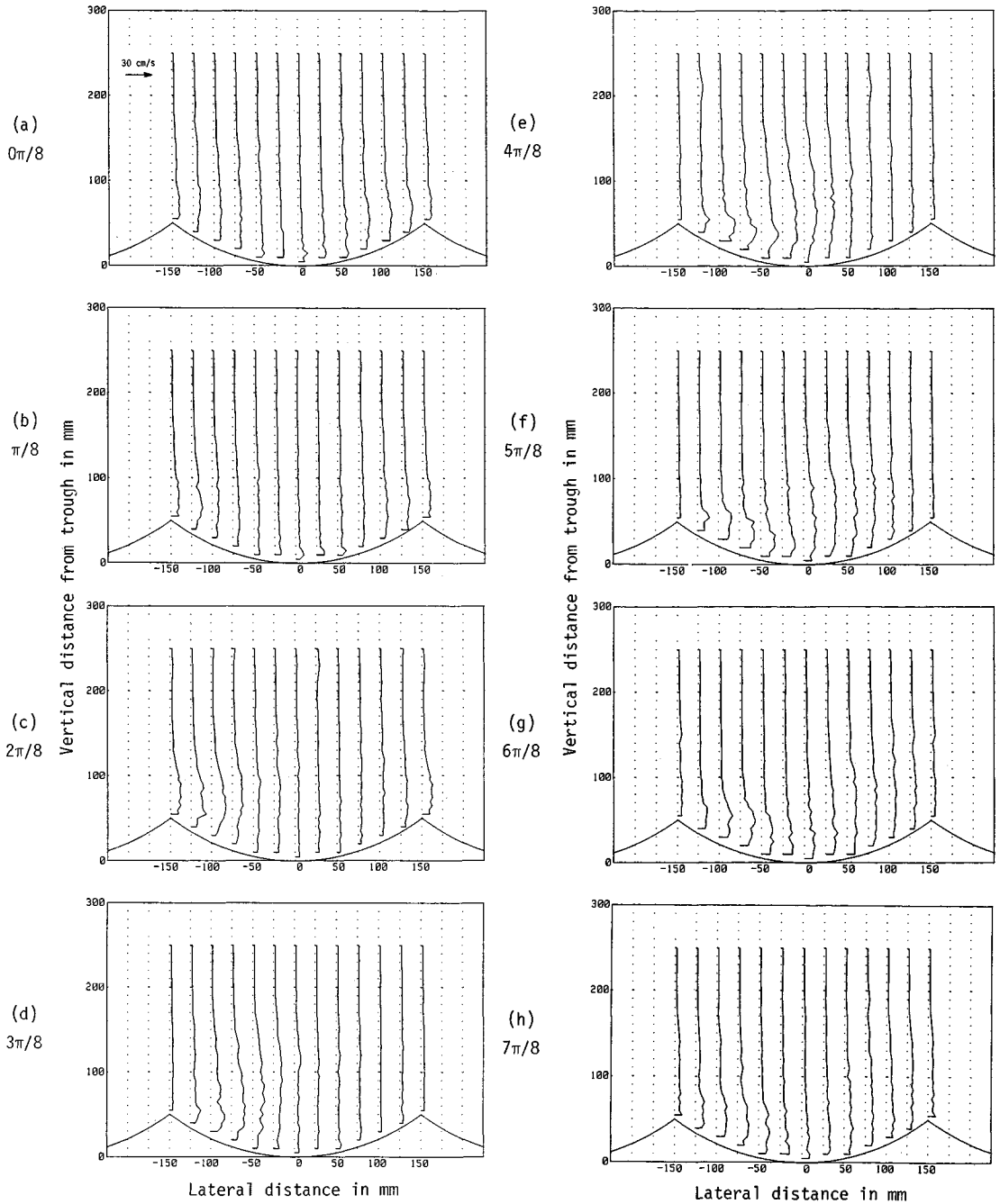
(1) 乱れ強度

乱れ強度は各位相、各測定点における u , v それぞれ150個のデータを用いて、各瞬間流速と位相平均速度の差 u' , v' を求め、二乗平均平方根 $\sqrt{u'^2 + v'^2}$ として求められる。ここに、 $\bar{\quad}$ は位相平均値を表わす。図-6(a)~(h)に実験条件3の場合について各位相における乱れ強度の分布を示す。(a) 0π においては、前に右側の砂漣頂から放出され、残っている弱い剥離渦に対応して(図-2(a)参照)、乱れ強度が若干大きくなっている領域が右側の砂漣頂とトラフの間に存在している。この乱れ強度は断面平均流速振幅の高々50%程度である。(b) $\pi/8$ においては、前述の残存渦はほとんど減衰しているが、左側の砂漣頂から放出されてくる渦度により誘起された乱れの発生が認められる。この乱れは(c) $2\pi/8$ においては右方向および上方に広がっている。この様子は図-2(c)の状況ときわめて似通っている。この位相では乱れ強度はすでに断面平均流速振幅の80%以上に達している。(d) $3\pi/8$ においては、発生した渦による乱れがさらに広がる一方、右半分の領域では乱れが非常に小さくなっている。これは、流れ全体が時間的な加速を受けているうえに、トラフから右側砂漣頂に向かって場所的な加速があるために乱れエネルギーが逆に主流エネルギーに変換された結果であると考えられる。(e) $4\pi/8$ の位相では、乱れの範囲はトラフ上の測線にまで広がり、かつ上方にまで広く分布してくるが、一方左側砂漣頂背後では上方の乱れ強度が急激に小さくなり、剥離渦内の乱れ強度が各位相中で最大となっている。これは砂漣頂から放出された渦度がしだいに回り込んで、渦内の乱れが増加したためと考えられる。後述のように、渦内の渦動粘性係数はいずれの実験条件においてもこの位相で最

大となった。(f) $5\pi/8$ の位相の様子は基本的に(e) $4\pi/8$ と変わらないが、全体に乱れ強度が剥離渦の領域で小さくなりつつある。この傾向は(g) $6\pi/8$ でより顕著となる。図-2で示した平均流速場では剥離渦はこの位相ではまだ発達を続けているが、乱れの強さは位相 $4\pi/8$ を過ぎれば減衰を始めることが知られる。(h) $7\pi/8$ の位相では剥離渦内に乱れの強い領域が残っているが、その強さはすでに断面平均流速振幅の約60%にまで低下している。

(2) レイノルズ応力

図-7(a)~(h)に動レイノルズ応力、 $-\overline{u'v'}$ の測定結果を示す。(a)位相 0π では、右側砂漣の左側にある残留渦に対応して負のレイノルズ応力がみられる。乱れ強度を示した図-6(a)と比較すると、剥離渦の領域外でもかなりな乱れ強度があるのに対し、レイノルズ応力は剥離渦内のみが存在し、それ以外の領域ではほとんど0となっている。このことは以下に示される他の位相においても同様であって、剥離渦内以外の乱れは相関を伴わない(したがって運動量を輸送しない)単なる変動成分と考えられる。(b) $\pi/8$ の位相では、左側砂漣頂から放出された渦度成分によるレイノルズ応力の発生がみられ、(c) $2\pi/8$ では剥離渦が形成するに従って、大きなレイノルズ応力の発生がみられる。図-2(c)と対応させてみると、最大流速の発生高さよりも上方では平均流速分布に対応して負のレイノルズ応力が、下方では正のレイノルズ応力が発生している。(d) $3\pi/8$ の位相ではレイノルズ応力が $x=-100$ mm, -125 mm の測線上で小さくなっている。実験条件2(文献17)図3(d)参照)ではこの位相において渦内のレイノルズ応力は最大を示した。本実験条件でレイノルズ応力が小さくなる理由は不明であるが、平均流速場の速度勾配が若干減少していることに起因しているのかもしれない。(e) $4\pi/8$ では渦内のレイノルズ応力は最大となっている。特に、渦内の正のレイノルズ応力が大きく、これは平均流の速度勾配とよく対応している。さらに、最大流速の発生位置よりも上方では流速分布がしだいに均一化してきたため、負のレイノルズ応力は非常に小さくなっている。この傾向は(f) $5\pi/8$ の位相においてさらに強まり、ほとんど全領域において正のレイノルズ応力のみが観測される。また、 $3\pi/8$ の位相ではほとんどみられなかったトラフ上付近のレイノルズ応力が渦内のレイノルズ応力に匹敵するほどの大きさになっていることが注目される。これは砂漣頂から渦度の一部が移流されることにより誘起されたと考えられる。(g) $6\pi/8$ ではレイノルズ応力は減少し、(h) $7\pi/8$ では剥離渦内に若干残留しているものの、トラフ上から右側の砂漣にかけてのレイノルズ応力はほとんど消滅している。以上のように、レイノルズ応力の発生、



図一六 乱れ強度の時空間分布 (T=3秒, 流速スケールは(a)参照)

消滅は剥離渦に強く支配されていることが知られる。

(3) 渦動粘性係数

図一2に示された各位相の平均流速成分と図一7のレイノルズ応力から、以下の式を用いて渦動粘性係数が求められる。

$$\nu_t = -\overline{u'v'} / \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) \dots\dots\dots (4)$$

前にも述べたように、レイノルズ応力の発生は剥離渦の消長と強い相関をもっていたので、剥離渦の移動を追ってその中心付近の渦動粘性係数の時間変化を調べ

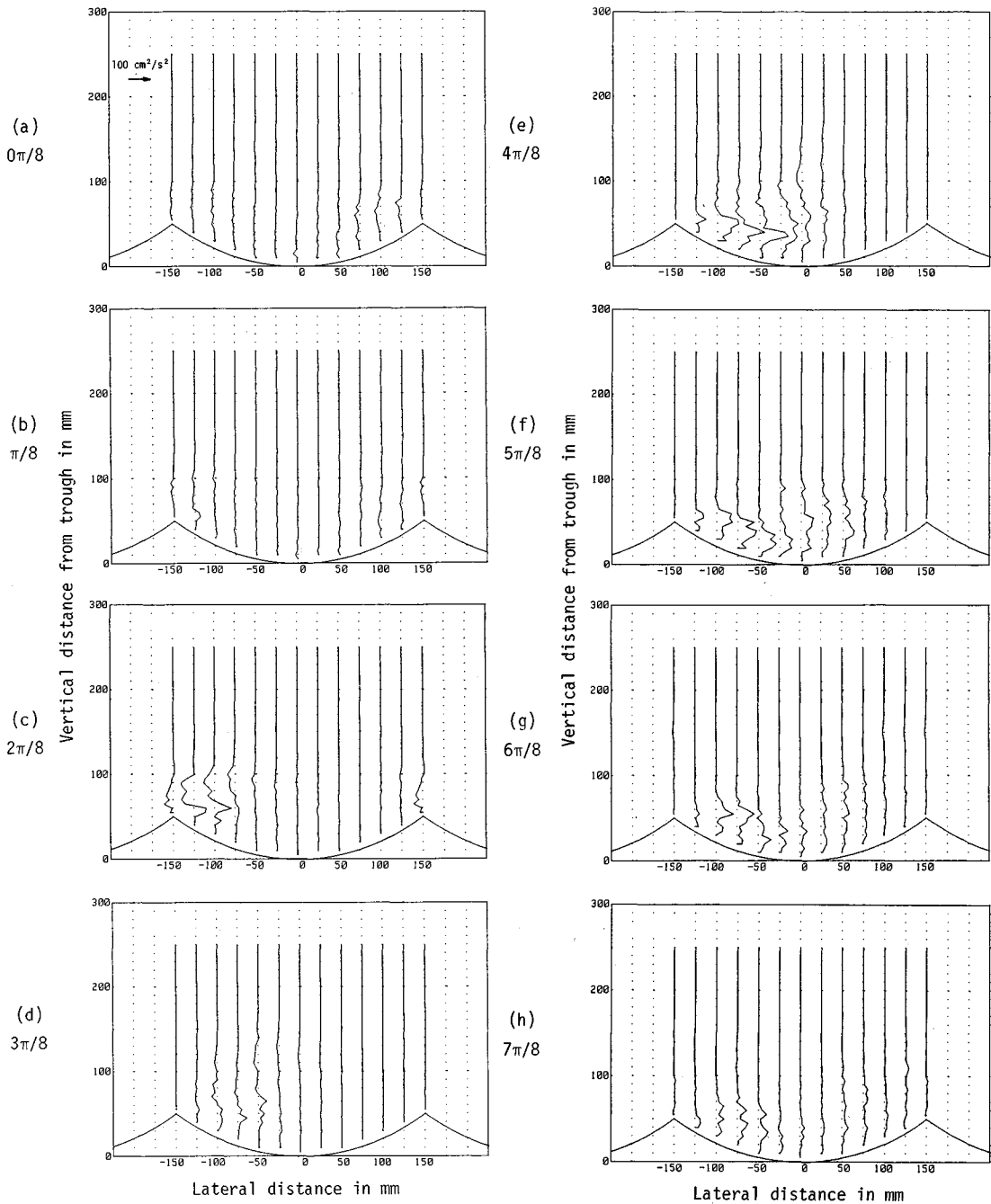


図-7 レイノルズ応力 $\overline{u'v'}$ の時空間分布 ($T=3$ 秒, スケールは(a)参照)

た, 実験条件 1, 2 では半周期分のみの結果を, 実験条件 3 では 1 周期分の測定値があるので前半の半周期については左側の砂漣頂から発生した剥離渦について, 後半の半周期では右側の砂漣頂から発生した剥離渦について得られた結果を図-8 に示す. どの実験条件においても渦

動粘性係数の時間変化はよく似ている. すなわち, 最大流速が発生する位相, $4\pi/8$ および $12\pi/8$, に向かって急激に直線増加以上に増加していき, 上述の位相で最大値に達した後, より緩やかに減衰していく.

渦動粘性係数を無次元化するには, 特性速度, 長さ

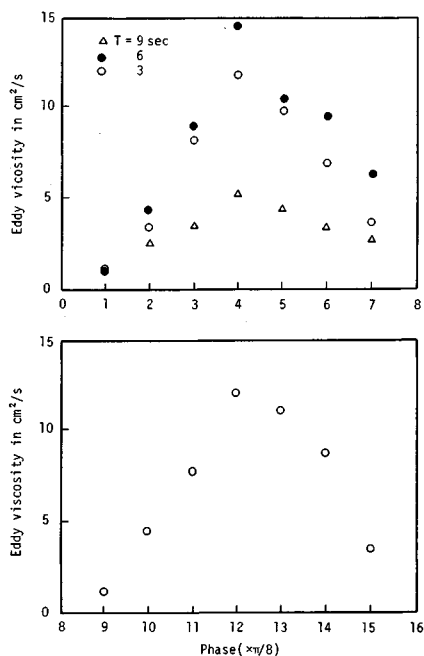


図-8 剥離渦中心付近の渦動粘性係数の変化

してそれぞれ断面平均流速振幅、砂漣高さを選ぶのが適当と考えられる。砂漣高さは本実験条件では同一であるので、流速振幅に影響されることになるが、表-1で示されている値で整理しても実験条件1の周期9秒の場合が他の場合に比べて若干小さくなる。この原因については不明である。

5. 結 論

操作が自動制御された二次元レーザー・ドップラー流速計の使用により、砂漣モデル上の振動流境界層のより詳細な測定が可能となった。また、流れの条件を3通りに変えて実験を行い、条件の違いによる流れ場の相違についても知見を得ることができた。以上の結果、明らかとなった諸点を以下に列記する。

(1) 砂漣上の振動流境界層が内部境界層と外部境界層に分けられることを示した。内部境界層の厚さは、砂漣頂において $\sqrt{U\tau}$ 程度であった。この結果は、著者の1人が提案した剥離渦の循環値を予測するモデル⁹⁾を支持するものである。外部境界層の流れは、この剥離渦の消長に強く支配されているが、剥離渦の発達には砂漣頂部からの渦度の移流によっているため、断面平均流速場に対してかなり位相遅れを有する。

(2) 定常循環流成分は砂漣頂間で従来から測定されているように2つのセル構造を構成しており、その空間分布形状は実験条件によらず、きわめて似ている。定常

流成分は剥離渦の存在により強化され、その最大流速は砂漣頂直前の底面付近で生じ、断面平均流速振幅の約60%から約75%にまで達する。本実験の条件範囲では周期が短いほど、その比は大きくなった。

(3) 乱れ強度の消長も剥離渦と強い相関を有しているが、レイノルズ応力場は剥離渦とより密接な関係を示している。すなわち、レイノルズ応力の発生は本質的に剥離渦内に限られており、それ以外では剥離渦に巻き込まれなかった渦度の一部が下流側へ移流されることによって発生したレイノルズ応力が観測された。

(4) 剥離渦中心付近の渦動粘性係数を算出したところ、その値は時間的に変化する、断面平均流速が最大となる位相においてピークに達する。その減衰は立ち上りに比べてやや緩やかである。渦動粘性係数の値は断面平均流速振幅に完全には比例せず、本実験では流速振幅の小さい条件1の周期9秒の場合に小さい値を示した。

(5) 今後、佐藤ら¹⁰⁾が指摘しているように、流れの三次元的空間構造を明らかにする必要がある。

謝 辞：本研究の遂行にあたって、鹿島学術振興財団の研究助成を受けた（課題名：海域構造物周辺の波浪予測手法に関する研究、代表者：磯部雅彦東京大学工学部助教授）。また、文部省科学研究費一般B（課題名：波による底質移動機構に関する流体力学的再検討、代表者：堀川清司埼玉大学工学部教授）の補助を受けた。実験の一部について、井上淳一、川崎政昭両君の援助を受けた。記して謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) Jonsson, I.G.: Measurements in the turbulent wave boundary layer, Proc. 10th Congr. IAHR, London, Vol. 1, pp.85~92, 1963.
- 2) 堀川清司・渡辺 晃：表面波による振動流境界層に関する実験的研究，第15回海岸工学講演会講演集，pp. 16~23, 1968.
- 3) Tunstall, E.B. and Inman, D.L.: Vortex generation of oscillatory flows over rippled surfaces, J. Geophys. Res., Vol. 80, No. 24, pp.3475~3484, 1975.
- 4) Shibayama, T. and Horikawa, K.: Laboratory study on sediment transport mechanism due to wave action, 土木学会論文報告集, No. 296, pp.131~141, 1980.
- 5) 池田駿介・木崎 茂・石井修一・栗林俊一：波動下の砂漣近傍の流れとエネルギー逸散，土木学会論文集, No. 405, pp.155~164, 1989.
- 6) 沢本正樹・山口清一：波によって生じる砂漣近くの流れのモデル化と浮遊砂濃度の算定法，土木学会論文集, No. 288, pp.107~113, 1979.
- 7) Nakato, T., Locher, F.A., Glover, J.R. and Kennedy, J.F.: Wave entrainment of sediment from rippled

- beds, J. WW Div., ASCE, Vol. 103, No. WW1, pp.83~99, 1977.
- 8) 沢本正樹・山口清一：進行波による砂漣上の境界層の流速および乱れ分布，第25回海岸工学講演会論文集，pp.46~50, 1978.
 - 9) 沢本正樹・山下俊彦：砂漣上の振動流境界層流れ，第26回海岸工学講演会論文集，pp.51~55, 1979.
 - 10) 沢本正樹・山下俊彦・栗田敏寿：砂漣上の振動流境界層流れ，第27回海岸工学講演会論文集，pp.226~229, 1980.
 - 11) 浜本健一・三村信男・渡辺 晃：砂漣上の振動流境界層に関する実験的研究(2)，第29回海岸工学講演会論文集，pp.254~258, 1982.
 - 12) 佐藤慎司・三村信男・渡辺 晃：砂漣上の振動流境界層に関する研究，第30回海岸工学講演会論文集，pp.189~193, 1983.
 - 13) Du Toit, C.G. and Sleath, J.F.A.: Velocity measurements close to rippled beds in oscillatory flow, J. Fluid Mech., Vol. 107, pp.1~35, 1981.
 - 14) 沢本正樹・山下俊彦・山口修一：拡大相似模型を用いた砂漣上の振動流の測定，東京工業大学土木工学科研究報告，No. 31, pp.157~168, 1983.
 - 15) 佐藤慎司・下迫健一郎・渡辺 晃：レーザ・ドップラ流速計による砂漣上の乱流境界層の解明，第33回海岸工学講演会論文集，pp.223~227, 1986.
 - 16) Longuet-Higgins, M.S.: Oscillating flow over steep sand ripples, J. Fluid Mech., Vol. 107, pp.1~35, 1981.
 - 17) 池田駿介・堀川清司・中村廣昭・野口賢二：二次元レーザー流速計による砂漣モデル上の流れの測定，海岸工学論文集，Vol. 36, pp.16~20, 1989.
 - 18) Lyne, W.H.: Unsteady viscous flow over a wavy wall, J. Fluid Mech., Vol. 50, part 1, pp.33~48, 1971.
 - 19) 宇多高明・日野幹雄：波状曲面上の層流振動流れの理論，土木学会論文報告集，No. 237, pp.27~36, 1975.
 - 20) Kaneko, A. and Honji, H.: Double structures of steady streaming in the oscillatory viscous flow over a wavy wall, J. Fluid Mech., Vol. 93, pp.727~736, 1979.
 - 21) 沢本正樹：砂漣上の粘性振動流のOseen近似，土木学会論文報告集，No. 331, pp.95~101, 1983.
 - 22) Hara, T. and Mei, C.C.: Oscillating flows over periodic ripples, J. Fluid Mech., Vol. 211, pp.183~209, 1990.

(1990.5.28・受付)