

乱流斑点間の相互干渉  
に関する実験的研究

1999年1月

博士(工学)

西 沢 啓

豊橋技術科学大学



①

乱流斑点間の相互干渉に関する  
実験的研究

1999年1月

博士(工学)

西沢 啓

豊橋技術科学大学



## 論文要旨

層流境界層中に不規則に発生する多数の乱流斑点の成長と融合は、境界層の乱流遷移過程の最終段階を特徴付ける素過程の一つである。また、乱流斑点の外形が大規模な渦構造に見えることから、従来、乱流境界層外縁部に存在する乱流バルジとの関連性が指摘されてきた。一方、最近では、乱流斑点の内部は多数の小規模な渦構造によって構成されていることが可視化などにより明らかにされてきている。しかし、斑点の融合過程においてこれらの小規模渦構造がどこまでその個性を維持し、あるいはどのように乱雑化していくのかが調べられていないため、現在までに、乱流斑点と乱流バルジとの因果関係に対する明確な説明は与えられていない。これは従来の研究が、主として層流中に孤立して形成した斑点を対象として行われてきたことにも一因がある。

本研究は複数の斑点が融合する際の相互干渉の違いが、その成長過程および内部構造の変化などに及ぼす影響を定量的に解明することを目的としている。低乱・低騒音風洞中に設置した平板上に圧力勾配のない層流境界層を形成し、その中にスパン方向に離れた二つの微小な乱流斑点を同時、または、流れ方向に位相差を持たせて発生させた。それらが発達し融合する様子を、多チャンネル同時計測から得た乱流諸量に関する詳細な面情報を調べることにより追跡した。

本研究の主な結果は下記の通りである。(1) 融合斑点の水平断面形状は、融合部の後縁部分を除いて単独斑点の輪郭を重ね合わせたものと一致し、相互干渉が生じるのは融合部中間断面近傍に限られる。(2) 並進する二つの斑点が融合するとき、両斑点中間の鉛直断面において減速領域、乱れの分布域は上方へ拡張し、融合部の高さは単独斑点の最大高さよりも増加する。(3) 流れ方向に位相差を持つ斑点が融合する場合、先行斑点の静隠領域に侵入した後続斑点は、上方への成長が抑制されるとともに乱れが弱められるが、先行斑点の成長は単独の場合と変わらない。(4) 斑点の背面からのエントレインメントよりも前縁側下層部からのエントレインメントの方が鉛直上方への成長に寄与する。(5) 乱流斑点下層部は流れ方向に伸びた多数の縦渦により構成されているが、斑点上層部には横渦状の構造が流れ方向に連なって存在する。(6) 斑点翼端部に位置する縦渦は翼端部の外側に低速上昇流を誘起し、二つの斑点が融合すると縦渦の干渉により、両者の中間に非常に強い減速領域が形成される。(7) 融合斑点が下流に向かって発達するのに伴い、融合部上層における横渦構造の数は単独の場合よりも増加する。

本研究で、境界層遷移過程の最終段階に出現する乱流斑点の融合時における微細な内部渦構造の変化を詳細に解明し、斑点の相対的位置関係の違いが遷移過程に決定的影響を与えることを示した。更に、その時の内部渦構造の干渉が、乱流境界層中に存在する大規模渦構造発生の要因となる可能性が示唆された。



## Experimental Study on Mutual Interaction between Turbulent Spots

by Akira Nishizawa

Department of Mechanical & Structural System Engineering .

Toyohashi University of Technology

Random generation and amalgamation of turbulent spots characterize the final stage of laminar to turbulent transition of a boundary layer. The macroscopic structure of the turbulent spot appears to be a large-scale vortex with scales exceeding the laminar boundary layer thickness, and some of the studies have pointed out the geometrical similarity between the turbulent spot and the turbulent bulge, a large-scale vortical structure in a fully developed turbulent boundary layer.

Recently, the interior structure of a turbulent spot has become clarified chiefly through flow visualization experiments. Their results showed that the turbulent spot was an assemblage of many small-scale coherent vortical structures. But, until now, no mention has ever been made of how such internal small-scale vortical structures, generally called "longitudinal vortices," keep their structural identity or how they are randomized through mutual interaction in the transitional boundary layer. Farther more, we have no decisive scenarios that can consistently explain the relationship between the turbulent spot and the turbulent bulge. This may be mostly due to the lack of extensive studies on detailed fluid dynamical mechanisms of vortex interaction throughout the streamwise growth and the amalgamation processes of turbulent spots. It is because most of the investigators on this subject have deliberately attempted to pursue the behavior of a single isolated spot artificially generated in a laminar boundary layer, though they clarified in detail the self-similar configuration of single spot having an arrowhead-shaped turbulent-like head followed by a wide calmed region.

The present experimental study aims quantitatively to clarify the effects of mutual interaction between two artificially induced turbulent spots on their configuration, the aspects of their streamwise growth and interaction among the fine-scale structures inside of them, when they come into contact and then merge with each other as they grow downstream in a laminar boundary layer. In particular, we propose the possibility that the merging of the turbulent spots enhances the interaction between internal longitudinal vortices which induce a strong upwash and generates the turbulent bulge in the super layer of the downstream turbulent boundary layer.

In this experiment, a pair of turbulent spots was artificially generated in a zero pressure gradient laminar boundary layer on a flat plate (0.75m×7.7m) installed in a low turbulence, low noise wind tunnel. Two holes of 1mm in diameter and 40mm horizontally displaced with each other are located at 700mm downstream ( $X=0$ ) of the airfoil-shaped leading edge of the flat plate. Free stream turbulence level was less than 0.08% of the mean velocity  $U_\infty=5.0\text{m/s}$  and the Reynolds number based on the displacement thickness,  $Re_\delta^*$ , was about 744 at  $X=0$ . A pair of small air jets ( $U_{\max}=3.0\text{m/s}$ ) was issued to initiate the spots from the two holes with a time interval  $T_d$ . At first, ensemble-averaged turbulence properties were measured to give macroscopic configurations of an isolated and merging spots throughout their streamwise development by a single I- or an X- probe.

When the two spots with almost the same configuration were simultaneously induced ( $T_d=0$ ), they grew downstream side by side, and began to merge into a single larger spot from their inside wingtips of arrow-shaped head. The merged spot had almost the same outline as the superposition of the individual ones except for the overlapped inside trailing edges of the arrow-shaped head and the interaction did not



occur in the whole area in the superposed outline but only in the limited part around the center plane of the merged spot. These facts seem to suggest that the inside of the turbulent spot is not composed of fully developed turbulence and the structure around the inside wingtip of each spot couldn't intrude across the center plane into the other spot on the opposite side. Along the center plane of the merged spot, the ensemble-averaged velocity fluctuation was strengthened and the normal growth rate of the merged part was fairly enhanced than the isolated spot. The enhancement of the normal growth was mainly due to the outbreak of a strong upwash of low-momentum fluid caused by the interaction between the adjacent longitudinal vortices facing with the center plane between.

Then, we generated the turbulent spots with a time delay  $T_d$ . As they grew downstream, the arrow-shaped head of the upstream spot began to intrude into the foregoing spot from the backside of its calmed region. The upstream spot apparently reduced the height of its head and the turbulence intensity was fairly decreased there, though it kept almost the same spanwise growth rate as the isolated spot. On the other hand, the aspects of the streamwise growth of the downstream foregoing spot were scarcely affected by the intrusion of the upstream one. Such features of the merging with the time delay  $T_d$  reveal that the entrainment of the low-momentum fluid from the leading edge takes far more important roles for the normal growth of the turbulent spot than the entrainment of the free stream fluid from the back of the spot.

In order to measure fine-scale structure of the merged spot, we employed a rake of 16 I-type hotwires and a rake of 30 X hotwires. The results of the measurement gave detailed instantaneous plane views of the internal structure for both of the isolated and the merged spots. They clearly showed that the isolated spot was composed of many fine-scale streaky staggered structures elongated in the streamwise direction in the arrowhead-shaped turbulent head. They seemed to conform counter rotating longitudinal vortex pairs except for the ones at the wingtips of the arrowhead. When they began to merge for the case of  $T_d=0$ , the isolated longitudinal vortex at the inside wingtips came in contact with each other first. Mutual interaction between these wingtip vortices, as mentioned before, gave birth to a strong upwash of the low speed fluid and forms a strong velocity-defect region above on the symmetry plane of the merged part.

At the head of the merged spot, the several spanwise vortical structures lined up in the streamwise direction became clearly observed as the amalgamation of the spots progressed downstream. Possibly, these spanwise structures conform the heads of hairpin (or horseshoe) vortices connecting pairs of the longitudinal vortices. The number of the spanwise structures apparently increased for the merged spot and their heads grew higher into the main stream region. The results show the possibility that these spanwise vortices caused by the interaction of the fine-scale longitudinal vortices give birth to the large-scale turbulent bulge which introduces the entrainment and the intermittency to the super layer of the downstream fully developed turbulent boundary layer. On the other hand for the case having a time lag  $T_d$ , the internal streaky structures of the upstream spot were decayed in the calmed-region of the downstream spot. This is because the existence of the calmed region causes the deformation of the velocity field just before the lower part of the leading edge of the head of the upstream spot.

Conclusively speaking, the difference in the aspects of the interaction between the turbulent spots affects the laminar to turbulent transition process so significantly and may also give decisive influence on the large-scale structure in the downstream turbulent boundary layer.



# 目次

第 1 章 序論 .....	1
1.1 研究の背景 .....	1
1.2 本研究の目的 .....	6
1.3 本論文の構成 .....	7
主な記号 .....	8
第 2 章 乱流斑点の形成と多点同時計測 .....	9
2.1 緒言 .....	9
2.2 風洞と境界層平板 .....	10
2.3 流れ場の基本特性 .....	12
2.4 乱流斑点の形成方法 .....	13
2.5 計測装置 .....	20
2.6 多線プローブの較正 .....	26
2.7 解析方法 .....	30
2.8 形成した乱流斑点の基本特性 .....	34
2.9 結言 .....	36
第 3 章 融合斑点の平均特性 .....	43
3.1 緒言 .....	43
3.2 並進する二つの斑点の融合 .....	45
3.2.1 乱れ強度分布 .....	46



3.2.2	速度変動分布	49
3.2.3	鉛直断面形状の変化	55
3.2.4	速度変動分布の流れ方向変化	56
3.2.5	融合による鉛直方向成長率の変化	57
3.2.6	レイノルズ応力分布	59
3.3	流れ方向に位相差を持つ斑点の融合	69
3.3.1	鉛直断面形状	69
3.3.2	乱れ強度分布	72
3.3.3	水平断面の構造	75
3.4	結言	77
第4章 相互干渉による内部構造の変化		82
4.1	緒言	82
4.2	単独斑点の内部構造と成長機構	83
4.2.1	内部構造の高さ方向変化	83
4.2.2	内部構造の流れ方向変化	94
4.3	並進する斑点の融合による内部構造の変化	99
4.4	流れ方向に位相差を持つ斑点の融合による内部構造の変化	101
4.5	結言	102
第5章 斑点内微細渦構造の特性		107
5.1	緒言	107
5.2	単独斑点の瞬間波形	109
5.3	渦構造の抽出	112
5.4	翼端部渦構造の特性と相互干渉による変化	119



5.5 融合部における渦構造の下流発達 .....	124
5.6 結言 .....	130
第6章 結論 .....	136
謝辞 .....	139
参考文献 .....	140
研究業績 .....	144



## 図面目次

### 第 2 章

図 2.1 境界層風洞全景 (単位:mm) .....	14
図 2.2 測定胴概略図 (単位:mm) .....	15
図 2.3 静圧の流れ方向分布 .....	16
図 2.4 斑点を形成しない時の平均速度分布 .....	17
図 2.5 実験概略図 .....	18
図 2.6 吹き出し孔真上の噴流波形 .....	19
図 2.7 16ch. 熊手型 I プローブ .....	21
図 2.8 30ch. 熊手型 X プローブ .....	22
図 2.9 計測系ブロック図 .....	23
図 2.10 X-Y 断面における熱線の配置と記号の定義 .....	24
図 2.11 30ch. 熊手型 X プローブで計測した境界層内の速度分布 .....	25
図 2.12 波形のデータ処理 .....	33
図 2.13 各単独斑点における乱れ強度のアンサンブル平均値 $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty$ (%) の Z-T 断面分布. $Y/\delta = 0.4$ , (a) $X=300\text{mm}$ , (b) $X=600\text{mm}$ .....	37
図 2.14(a) 各単独斑点における速度変動のアンサンブル平均値 $u_c/U_\infty$ (%) の Z-T 断面分布. $Y/\delta = 0.4$ , $X=300\text{mm}$ .....	38
図 2.14(b) 各単独斑点における速度変動のアンサンブル平均値 $u_c/U_\infty$ (%) の Z-T 断面分布. $Y/\delta = 0.4$ , $X=600\text{mm}$ .....	39
図 2.15 単独斑点における速度変動のアンサンブル平均値 $u_c/U_\infty$ (%) の Z-T 断面分布. $Y/\delta = 0.4$ , $X=600\text{mm}$ .....	40
図 2.16 斑点の半幅 $b$ (mm) の流れ方向変化 .....	41
図 2.17 前縁と後縁の到着時刻の流れ方向変化 .....	42



## 第 3 章

- 図 3.1 融合斑点における乱れ強度のアンサンブル平均値  $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty$  (%) の Z-T 断面分布.  $Y/\delta = 0.4$ , (a)  $X=300\text{mm}$ , (b)  $X=600\text{mm}$  ..... 51
- 図 3.2 各 Z 位置における乱れ強度のアンサンブル平均値  $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty$  (%) の時間変化.  $X=600\text{mm}$ ,  $Y/\delta = 0.4$ , (a)  $Z=0\text{mm}$ , (b)  $Z=10\text{mm}$ , (c)  $Z=20\text{mm}$ , (d)  $Z=30\text{mm}$  ..... 52
- 図 3.3 速度変動のアンサンブル平均値  $u_c/U_\infty$  (%) の Z-T 断面分布.  $Y/\delta = 0.4$ ,  $X=600\text{mm}$  (a) 単独斑点 I, (b) 融合斑点. .... 53
- 図 3.4 各 Z 位置における速度変動のアンサンブル平均値  $u_c/U_\infty$  (%) の時間変化.  $X=600\text{mm}$ ,  $Y/\delta = 0.4$ , (a)  $Z=0\text{mm}$ , (b)  $Z=10\text{mm}$ , (c)  $Z=20\text{mm}$ , (d)  $Z=30\text{mm}$ , (e)  $Z=42\text{mm}$ , (f)  $Z=49\text{mm}$ . .... 54
- 図 3.5 速度変動のアンサンブル平均値  $u_c/U_\infty$  (%) の Y-T 断面分布.  $X=600\text{mm}$ , (a)  $Z=0\text{mm}$ , (b)  $Z=20\text{mm}$ . .... 62
- 図 3.6 速度変動のアンサンブル平均値の Y-T 断面分布.  $X=300\text{mm}$ ,  $Z=0\text{mm}$ . (a)  $u_c/U_\infty$  (%), (b)  $v_c/U_\infty$  (%) ..... 63
- 図 3.7 速度変動のアンサンブル平均値の Y-T 断面分布.  $X=600\text{mm}$ ,  $Z=0\text{mm}$ . (a)  $u_c/U_\infty$  (%), (b)  $v_c/U_\infty$  (%) ..... 64
- 図 3.8 速度変動のアンサンブル平均値の Y-T 断面分布.  $X=900\text{mm}$ ,  $Z=0\text{mm}$ . (a)  $u_c/U_\infty$  (%), (b)  $v_c/U_\infty$  (%) ..... 65
- 図 3.9  $Z=0\text{mm}$  における斑点高さの流れ方向変化. .... 66
- 図 3.10 全レイノルズ応力  $\langle uv \rangle / U_\infty^2$  (%) の Y-T 断面分布.  $Z=0\text{mm}$ , (a)  $X=600\text{mm}$ , (b)  $X=900\text{mm}$ . .... 67
- 図 3.11 レイノルズ応力乱雑成分  $\langle u_r v_r \rangle / U_\infty^2$  (%) の Y-T 断面分布.  $Z=0\text{mm}$ , (a)  $X=600\text{mm}$ , (b)  $X=900\text{mm}$ . .... 68
- 図 3.12 時間遅れ  $T_d$  による  $u_c/U_\infty$  (%) の Y-T 断面分布の変化.  $X=600\text{mm}$ ,  $Z=0\text{mm}$ . (a) 単独斑点 II, (b) ~ (g) 融合斑点. .... 78
- 図 3.13 時間遅れ  $T_d$  による  $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty$  (%) の Y-T 断面分布の変化.  $X=600\text{mm}$ ,  $Z=0\text{mm}$ . (a) 単独斑点 II, (b) ~ (g) 融合斑点. .... 79



- 図 3.14 単独斑点の通過に伴うアンサンブル平均流速 $\langle U \rangle / U_\infty$ の鉛直方向分布の変化.  $X=600\text{mm}$ ,  $Z=0\text{mm}$ . . . . . 80
- 図 3.15  $T_d=60\text{msec}$  における融合斑点の Z-T 断面構造.  $X=600\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.4$ .  
 (a)  $u_c/U_\infty$  (%), (b)  $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty$  (%). . . . . 81

#### 第 4 章

- 図 4.1 16ch. 熊手型 I プローブで計測した単独斑点の通過に伴う瞬間速度変動  $u/U_\infty$  の時間変化.  $X=300\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.4$ . . . . . 85
- 図 4.2 各時刻における速度変動の span 方向分布 (単独斑点).  $X=300\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.4$ . . . . . 86
- 図 4.3 単独斑点における  $u_c/U_\infty$  (%) の Z-T 断面分布.  $X=300\text{mm}$ , (a)  $Y/\delta=0.2$ , (b)  $Y/\delta=0.4$ , (c)  $Y/\delta=0.7$ . . . . . 87
- 図 4.4 単独斑点における  $u/U_\infty$  (%) の Z-T 断面分布.  $X=300\text{mm}$ , (a)  $Y/\delta=0.2$ , (b)  $Y/\delta=0.4$ , (c)  $Y/\delta=0.7$ . . . . . 88
- 図 4.5 瞬間速度変動波形  $u/U_\infty$  (%) の比較.  $X=300\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.4$ ,  $Z=20\text{mm}$ , (a) フィルターなし, (b) ローパスフィルター使用 ( $f_c=200\text{Hz}$ ). . . . . 89
- 図 4.6 単独斑点の瞬間速度変動  $u/U_\infty$  (%) の分布から推測したヘアピン渦の配置.  $X=300\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.4$ . . . . . 96
- 図 4.7 単独斑点における  $u/U_\infty$  (%) の Z-T 断面分布.  $X=300\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.4$ . . . . . 97
- 図 4.8 単独斑点における  $u/U_\infty$  (%) の Z-T 断面分布の流れ方向変化. . . . . 98
- 図 4.9 融合斑点における  $u_c/U_\infty$  (%) の Z-T 断面分布.  $X=300\text{mm}$ , (a)  $Y/\delta=0.2$ , (b)  $Y/\delta=0.4$ , (c)  $Y/\delta=0.7$ . . . . . 103
- 図 4.10  $Z=-5\text{mm}$  における  $u_c/U_\infty$  (%) の波形の比較.  $X=300\text{mm}$ , (a)  $Y/\delta=0.7$ , (b)  $Y/\delta=0.4$ , (c)  $Y/\delta=0.2$ . . . . . 104
- 図 4.11 融合斑点における  $u/U_\infty$  (%) の Z-T 断面分布.  $X=300\text{mm}$ , (a)  $Y/\delta=0.4$ , (b)  $Y/\delta=0.2$ . . . . . 105
- 図 4.12  $T_d=60\text{msec}$  における  $u/U_\infty$  (%) の Z-T 断面分布.  $X=500\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.4$ , (a) 単独斑点 I, (b) 単独斑点 II, (c) 融合斑点. . . . . 106



## 第 5 章

- 図 5.1 各スパン位置で同時計測した瞬間速度変動の時間変化(単独斑点)  
 $X=200\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.8$ . . . . . 110
- 図 5.2 各時刻における瞬間速度変動のスパン方向分布(単独斑点)  $X=200\text{mm}$ ,  
 $Y/\delta=0.8$ . . . . . 111
- 図 5.3  $Y/\delta=0.4$ における  $u_c/U_\infty$ の Z-T 断面分布. . . . . 114
- 図 5.4 瞬間速度変動  $u/U_\infty$ の Z-T 断面分布(単独斑点).  $X=200\text{mm}$ ,  $Y/\delta =$   
 (a):0.3, (b):0.4, (c):0.5, (d):0.6. . . . . 115
- 図 5.5 瞬間速度変動  $u/U_\infty$ ,  $v/U_\infty$ の Z-T 断面分布(単独斑点).  $X=200\text{mm}$ ,  $Y/\delta =$   
 (a):0.7, (b):0.8, (c):1.0, (d):1.2. . . . . 116
- 図 5.6 単独斑点の対称断面近傍における各パラメータの Z-T 断面分布.  
 $X=200\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.4$ , (a): $u_c/U_\infty$ , (b): $v_c/U_\infty$ , (c): $u/U_\infty$ , (d): $v/U_\infty$ , (e), (g): $u_r/U_\infty$ , (f), (h): $v_r/U_\infty$ . . . . . 120
- 図 5.7 単独斑点の対称断面近傍におけるスパン方向速度勾配の Z-T 断面分  
 布.  $X=200\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.4$ , (a): $(\partial u/\partial Z)/(U_\infty/\delta_0^*)$ , (b): $(\partial v/\partial Z)/(U_\infty/\delta_0^*)$ . . . . . 121
- 図 5.8 単独斑点の翼端部近傍における瞬間速度変動  $u, v$  およびスパン方向速  
 度勾配の Z-T 断面分布.  $X=200\text{mm}$ ,  $Y/\delta=(a):0.3$ , (b):0.4, (c):0.5. 122
- 図 5.9 融合部近傍における瞬間速度変動  $u, v$  の Z-T 断面分布(融合斑  
 点).  $X=200\text{mm}$ ,  $Y/\delta=(a):0.3$ , (b):0.4, (c):0.5, (d):0.6, (e), (f):0.7. . 125
- 図 5.10 融合部近傍における瞬間速度変動  $u, v$  の Z-T 断面分布(融合斑点).  $X=250\text{mm}$ ,  $Y/\delta =$   
 $(a):0.3$ , (b):0.4, (c):0.5, (d):0.6, (e), (g):0.7, (f), (h):0.8. . . . . 126
- 図 5.11 融合部近傍における瞬間速度変動  $u, v$  の Z-T 断面分布(融合斑点).  $X=300\text{mm}$ ,  $Y/\delta =$   
 $(a):0.3$ , (b):0.4, (c):0.6, (d), (f):0.8, (e), (g):1.2. . . . . 127
- 図 5.12 瞬間速度変動  $u/U_\infty$ (%)の Z-T 断面分布(単独斑点).  $X=600\text{mm}$ ,  $Y/\delta =$   
 $(a):0.8$ , (b):1.0, (c):1.2, (d):1.4, (e):1.6. . . . . 132
- 図 5.13 瞬間速度変動  $v/U_\infty$ (%)の Z-T 断面分布(単独斑点).  $X=600\text{mm}$ ,  $Y/\delta =$   
 $(a):0.8$ , (b):1.0, (c):1.2, (d):1.4, (e):1.6. . . . . 133



図 5.14 瞬間速度変動  $u/U_{\infty}$  (%) の Z-T 断面分布 (融合斑点).  $X=600\text{mm}$ ,  $Y/\delta$   
=(a):0.8, (b):1.0, (c):1.2, (d):1.4, (e):1.6. .... 134

図 5.15 瞬間速度変動  $v/U_{\infty}$  (%) の Z-T 断面分布 (融合斑点).  $X=600\text{mm}$ ,  $Y/\delta$   
=(a):0.8, (b):1.0, (c):1.2, (d):1.4, (e):1.6. .... 135



## 表目次

表 2.1 風洞の基本性能 .....	11
表 2.2 境界層の基本特性 I .....	18
表 2.3 境界層の基本特性 II .....	18
表 2.4 2.8 節における実験条件 .....	34
表 2.5 乱流斑点の平均特性の比較 .....	35
表 4.1 4 章における実験条件 .....	81
表 4.2 斑点内部構造のスパン間隔の比較 .....	90
表 5.1 5 章における実験条件 .....	108



# 第1章 序論

## 1.1 研究の背景

航空機が誕生してからわずか100年足らずの間に人類の行動範囲は宇宙にまで及び、冷戦構造の終焉は各国共同の宇宙ステーションの開発を促すに至った。21世紀には人と物の移動はさらに激しくなり、宇宙旅行すら夢物語ではなくなることが予想される。一方で、熱・汚染物質、騒音等といった環境負荷を少なくとも現状のレベルに抑えることは科学技術先進国の責務となってきたり、今後、航空機をはじめとして高速鉄道、自動車といった各種輸送機械の開発には高効率化のみならず環境適応性を念頭に置いた、これまでよりもさらに厳しい技術的課題が突きつけられることは明白である。

高速性、経済性、環境適応性などあらゆる条件を満たさなければならない次世代の高速輸送機械にとって、空力抵抗の大幅な削減は最重要課題の一つである。最近では航空機のみならず高速列車などでも車体の流線形化によって形状抵抗の軽減を図っており、空力抵抗に占める流体摩擦抵抗の割合は増加傾向にある。摩擦抵抗は境界層の乱流遷移によって急激に増大するためこれを削減するには境界層を層流に保つことが最も有効であり、例えば航空機における谷 (1940)の層流翼に代表されるように、境界層の層流制御技術は古くから積極的に研究されてきた。また、設計段階における正確な性能予測は開発コストを軽減する上でも重要であるが、そのためには境界層の遷移位置を予測することも必要性となる。

しかし、境界層の遷移位置や遷移過程に影響を与える因子は主流乱れ、騒音、壁面の振動や表面粗さなど多岐にわたり、それらの大きさだけでなく、擾乱の各周波数成分におけるエネルギーレベルの違いや各擾乱の組み合わせによっても遷移過程が異なる。さらに、音波などの周囲の擾乱と境界層の相互作用によって遷移が進行する受容性(Goldstein & Hultgren 1989, Saric et al. 1991)の問題もあり、遷移に影響を及ぼす因子を特定の流れ場について全て把握することは容易でない。そのため遷移過程の研究は外乱を極力排除した流れ場において精力的に研究され



てきた。現在、2次元の境界層については、線形安定論によって圧力勾配や密度勾配がある境界層流れについても臨界レイノルズ数がすでに知られている (Schlichting 1979)。ただし、臨界レイノルズ数は乱流に遷移する位置を示すわけではなく、T-S波の発生から乱流へ至るまではいくつかの過程をたどり、それらは遷移の標準過程として認識されている。すなわち、

(1) 第一次不安定による二次元の Tollmien-Schlichting 波の発生と成長

(Schubauer et al. 1947)

(2) 第二次不安定による波動の3次元化 (Klebanoff et al. 1962)

(3)  $\Lambda$  渦の成長とその頭部付近での高せん断層の形成 (Kovasznay et al. 1962)

(4) 第三次不安定による高せん断層の崩壊とヘアピン渦の発生

(Nishioka et al. 1975)

(5) ヘアピン渦の数の増加と崩壊 (Nishioka et al. 1975, 1980)

(6) 乱流斑点の発生と融合 (Emmons 1951)

(7) 乱流境界層の形成

であり、乱流斑点が発生するまでの各素過程はほぼ解明されている。Emmons (1951) が水盤の観察結果から提案した乱流斑点の概念は、層流から乱流への遷移過程において乱流域が間欠的となる物理的根拠を示しただけでなく、乱流斑点の形状と発生確率によって遷移領域の間欠率分布を理論的に表すことも可能にした。多数の乱流斑点が不規則に発生し平板状を覆い尽くしたとき遷移が完了するという Emmons (1951) の遷移モデルは広く認識され、Boundary Layer Theory (Schlichting 1979) はじめ多くの教本には、乱流斑点の発生・融合が遷移の最終段階として位置付けられている。しかし、二次元チャンネル流れの遷移過程においてヘアピン渦の崩壊によって乱流が発生することを示した Nishioka, Asai & Iida (1980) はこの乱流への崩壊が乱流斑点の発生につながるものであるかどうかは不明と述べている。また、T-S波を励起して乱流遷移までを追跡した奥出と松井 (1985) の実験では、ヘアピン渦の崩壊によって生じた乱流はスパン方向に一様に連なり、矢尻型のいわゆる乱流斑点は観察されないことが報告されている。このように、乱流斑点の遷移過程における位置付けは現在でも必ずしも明確ではない。

しかし、遷移に至るシナリオは一つだけではない。強い擾乱が層流境界層中に導入された場合には、臨界レイノルズ数以下であっても遷移が生じる (Asai & Nishioka 1990)。Morkovin (1969) は強い擾乱が急激に発達し、標準過程を経ずにすぐさま乱流へ至る遷移を "bypass transition" と呼んだ。これは例えば、平板上に置



かれた微小突起物から生じる乱流楔(Scubauer & Klebanoff 1955)や、強い主流乱れによって生じるタービブレード上の境界層遷移(Clark et al.1994)などがこれに当たり、実際の工学的な流れ場ではむしろ遷移の標準過程よりも一般的である。乱流斑点は主流に強い乱れがある場合に自然発生することが観察されており(松原1997)、また、その成長率は乱流楔のものと非常によく似ている(Scubauer & Klebanoff 1955)ことなどからbypass transitionの一つに分類されることもある(Hallback et al.1996)。bypass transitionのメカニズムは遷移の標準過程ほどには理解が進んでいないのが現状であるが、その解明は工学的にも重要である。

乱流斑点の成長は遷移領域における乱流域の拡大と直接結びつくため、その構造と成長機構は多くの研究者によって精力的に研究されてきた。乱流斑点は矢尻型の相似形状を保ったまま一定の角度で成長し、その高さは周囲の層流境界層厚さの二倍以上になる(Schubauer & Klebanoff 1955)。その構造は擾乱の形状やレイノルズ数の影響を受けにくい(Wygnanski et al. 1976)ため、人為的に形成した単独の乱流斑点の研究がその構造を調べる有力な手段となり、速度場だけでなく斑点に付随した圧力場(Mautner & VanAtta 1982)や温度場(VanAtta & Helland 1980)についても調べられている。乱流斑点の構造は当初大規模な渦構造そのもの(Coles & Barker 1975, Wygnanski et al. 1976)、あるいは大規模な渦と小規模な渦の対(Cantwell et al. 1978)であるとされた。また、その成長機構は周囲の非乱流部分を取りこむエントレインメントによることが示された(Wygnanski et al. 1976, Cantwell et al. 1978)。これらの結果は主にアンサンブル平均によって得られた斑点の鉛直断面を観察した結果に基づいたものであった。しかし、スパン方向の成長率は鉛直方向の成長率よりも一桁以上大きい(Wygnanski et al. 1976, Cantwell et al. 1978)ことから、Gad-el-Hak ら(1979,1981)はスパン方向の成長機構が鉛直方向と同様なエントレインメントによるものとは考えにくい点に注目し、詳細な可視化実験などを通じてその違いを明らかにした。彼らは斑点のスパン方向への成長は、斑点がその境界において周囲の層流を乱流に遷移させることにより生じると説明した。これと同時期に行われた可視化による研究は斑点の構造と成長機構についてさらに明確な提案をした。Matsui(1979)はやはり可視化による観察から、斑点は従来いわれていたような大規模な渦構造ではなく、小規模な多数のヘアピン渦や縦渦などの集合体であること、及び、斑点のスパン方向への成長はその翼端部において新たな渦構造が形成されるために生じ、流れ方向への成長は後縁部において新たな渦構造が形成されることにより生じることを示した。また、Perryら



(1981)は可視化による観察に基づき、多数のヘアピン渦が千鳥状に配置した斑点モデルを提案し、斑点形状が矢尻型になる機構を説明した。これらの可視化による研究は斑点の瞬間的な構造を観察できたことが大きな利点となったが、Wynanski(1981)自身、アンサンブル平均によって得られる構造をそのまま斑点の構造と捉えるのは真の構造を見誤る危険性があることを指摘し、斑点の内部構造の数が同じ場合のみの集合からアンサンブル平均を行う手法を提案した。その結果得られた斑点の構造はMatsui(1979)やPerryら(1981)の結果を支持するものであった。これらの乱流斑点の構造と成長機構に関する一連の研究成果はRiley & Gad-el-Hak(1985)のレビューに詳しく紹介されている。また、最近のDNSによる結果(Singer & Joslin 1994, Singer 1996)も斑点が多数の縦渦構造によって構成されていることを示している。Riley & Gad-el-Hak(1985)は乱流斑点の研究の将来性について、斑点がスパン方向へ成長する原因となる不安定機構の実験、計算、理論研究によるより詳細な解析と予測の必要性、十分発達した乱流斑点の成長を記述し得る理論研究の必要性、バーストやストリークなどの乱流境界層中に観察される現象との関連性の解明などを挙げた。これらにさらに付け加えれば、発生機構の解明、乱流斑点による境界層制御手法の確立、斑点間相互干渉の解明などが挙げられる。

現段階で理論研究(Smith, Dodia & Bowles 1994)は斑点の急激な成長率を記述するに至っておらず、自然発生する斑点の研究(Clark et al. 1994, 松原1997, Shaikh & Gaster 1994)はわずかであり、その発生機構は未だ明確でない。また、乱流斑点が乱流境界層のbuilding block(Wynanski 1981)であるか否かに対しても明確な解答は得られていない。

乱流境界層中の秩序構造は例えばバッファ領域に存在するストリーク構造(Kline, Reynolds, Schraub, & Runstadler 1967)に代表されるように乱流生成機構において主要な役割を担うことから、その発生機構を知ることは、その運動を抑制して摩擦抵抗の低減を図る乱流境界層制御にもつながるものである。縦渦の再生成過程(三宅ら1995)や縦渦と馬蹄形渦の干渉による渦輪の形成(Dargahi 1997)など乱流境界層中で生じる秩序渦構造の再生成過程についてはいくつかの研究例があるが、乱流境界層中の秩序構造の発生機構については未だに十分な理解がなされていない。乱流斑点と乱流境界層中に存在する秩序構造との類似性は従来から指摘されており、本研究では、乱流斑点に対する種々の未解決課題のうち、特に乱流境界層中に存在する秩序構造(Cantwell 1981, Robinson 1990,1991)との因果関係



を探ることを重視する。Coles & Barker(1975)は斑点の構造が境界層の外側にまで突き出た大規模渦構造とみなせることから、乱流境界層中の大規模構造である乱流バルジ(Kovaszny, Kibens & Blackwelder 1970)との類似性に注目し、多数の乱流斑点を周期的に発生させることで乱流境界層を形成する実験を行った。その結果、斑点の発生に同期した周期的速度変動が乱流境界層中においても観察されることが示された。彼らは多数の斑点によって形成した乱流境界層の外縁形状を直接観察はしていないものの、それが斑点の発生に同期して歪んだ形状になることを予測している。Wynanski (1981)は5つの斑点を流れ方向に連続的に形成しその対称断面の分布図を描いた。鉛直断面における乱流域の分布図は単独の斑点の輪郭を流れ方向に連ねたようになっており、境界層外縁部には斑点と斑点の間に層流域が侵入し、バルジに類似な形状になることが示された。しかし、Cantwellら(1978)は層流中に単独で存在する十分発達した乱流斑点のスケールは乱流境界層中の大規模構造と比べても大きすぎる点を指摘した。このことは、乱流斑点の構造がそのまま乱流境界層中まで維持されたものが秩序構造として観察される可能性が低いことを意味する。従って、斑点が乱流境界層中の大規模構造、あるいは乱流バルジの起源になるとすれば、遷移過程において何らかの構造の変化が生じる必然性がある。

Emmons(1951)は間欠率を斑点の発生確率と成長率で記述してせん断応力の分布を理論的に導いた。ただし、乱流斑点の成長は互いの影響を受けないとしており、斑点間の相互干渉は考慮されていない。Elder(1960)は二つの斑点をスパン方向に並べて形成し、間欠率の分布を調べ、この仮定を支持した。しかし、Savas(1979)は多数の乱流斑点が近接する時その成長は互いの影響を受けることや、ある特定の配列パターンのとき下流へ行くに従って元の斑点の間に新たな斑点が発生する様子などを見出した。Gutmark & Blackwelder(1987)は、加熱平板上に二つの斑点を流れ方向に並べて形成し、先行する斑点に後続する斑点が追いつくと、後続する斑点内部の温度変動が抑制される事などを見出した。これらの研究は複数の乱流斑点の特性が相互の影響を受けて変化する場合がある事を示す。しかし、複数の乱流斑点が成長し融合していく過程において、斑点の構造の秩序性(Wynanski et al. 1976, Cantwell et al. 1978)もしくは内部の渦構造(Matsui 1979, Perry et al. 1981)がどのような経路をたどって乱雑化していくのか、逆に、どの程度下流までその構造が維持されるのかという問題の解明は未だ十分ではない。そのため、乱流斑点



を乱流境界層のbuilding block(Wygnanski 1981)とする位置付けの妥当性に関して明確な解答が得られてはいない。

乱流斑点は人為的に形成することが容易であるため、多数の斑点を発生させる手法は境界層制御手法の一つとしても注目されている(Bandyopadhyay 1986)。Goodman(1985)は近接したスパン方向間隔で多数の斑点を連続的に形成し、大規模渦構造のスケールが制限された乱流境界層を形成することを試みた。このとき、摩擦抵抗が軽減されることが報告されているが、そのメカニズムに関しては乱流境界層中の大規模な渦構造の存在が緩和されたためとの定性的な説明があるのみで詳しく述べられていない。Chambers(1986)も多数の斑点を発生させ乱流境界層を形成する同様な実験を行い、トリップワイヤーの結果との比較から、乱流斑点による抵抗軽減の可能性は低いことを述べている。乱流域が急激に下流発達する斑点の性質を考慮すれば、抵抗軽減が得られないとしても、遷移の促進による離れの防止などには有効であり、通常のラフネスなどでは不可能な能動的な制御の可能性が考えられる。その際、斑点間の間隔や発生周期をどの様に決定することが最も効率的な制御につながるのかという判断には、斑点同士の相互干渉によって遷移領域の構造がどの様に変化するかを正確に把握することが必要である。

乱流遷移において多数の乱流斑点が不規則に融合していく過程は複雑であり、斑点相互の位置関係は無数の組み合わせを考え得る。従って、その中から代表的な素過程を選出し、多数の乱流斑点が融合しあって乱流境界層を形成していく過程を、より一般的かつ単純なモデルで記述する必要がある。これはまた、乱流斑点と乱流境界層中に存在する秩序構造との関連性を探る有力な手がかりを与える可能性がある。

## 1.2 本研究の目的

乱流境界層中に存在する種々の秩序構造のうち、遷移領域にその起源が見出されたものは未だなく、発生機構も解明されていない。本研究は乱流斑点の融合時における斑点間の相互干渉が斑点の巨視的な構造や成長率などに及ぼす影響と、融合による内部構造の変化を明らかにし、その知見に基づき、融合過程における斑点構造の変化を通じて乱流バルジなどの大規模渦構造が下流の乱流境界層中に生成される可能性を探ることを目的とする。



### 1.3 本論文の構成

本論文は六つの章から構成される。第二章では、実験・計測装置、乱流斑点の形成方法、データ処理などについて述べる。特に本研究で用いた多線式プローブは高い空間分解能を有し、微細な空間構造の計測が可能であり本研究の主要な特色の一つである。

第三章では通常のアンサンブル平均によって得られる斑点の構造を観察し、それが融合によってどのように変化するかを明かにした。特に同位相で融合する場合の構造の変化は、乱流バルジへの成長を示唆するものであり詳細な解析を行った。

第四章では熊手型Iプローブを用いた多点同時計測により斑点内部構造の配置とその特性及び、斑点の成長機構を明かにした。その結果に基づき、融合したときの内部構造の観察から、斑点間の相互干渉によって構造が変化する機構を考察した。

第五章では熊手型Iプローブよりも空間分解能を一桁高めた熊手型Xプローブによる計測から、翼端部近傍に存在する縦渦構造を抽出し、翼端部融合時に形成される渦構造の特性を明かにした。

第六章では本研究結果の総括を行った。



## 主な記号

- $X, Y, Z$  : 主流、鉛直、スパン方向の座標  
 $T$  : 吹き出しからの経過時間  
 $T_d$  : 先行斑点に対する後続斑点の発生の遅れ時間  
 $U, V$  : 瞬間流速の流れ方向および鉛直方向成分  
 $U_\infty$  : 主流の平均流速  
 $U_t$  : 吹き出しを与えない時の局所平均流速  
 $\langle U \rangle$  : アンサンブル平均流速  
 $U_{LE}, U_{TE}$  : 斑点の前縁および後縁の移流速度  
 $N$  : 平均回数  
 $Re_\delta^*$  : 境界層排除厚さと主流流速に基づくレイノルズ数  
 $u, v$  : 速度変動の流れ方向および鉛直方向成分  
 $u_c, v_c$  : 速度変動の流れ方向および鉛直方向成分のアンサンブル平均値  
 $u_r, v_r$  : 速度変動の乱雑成分の流れ方向および鉛直方向成分  
 $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}, \langle v_r^2 \rangle^{1/2}$  : アンサンブル平均した乱れ強さの流れ方向および鉛直方向成分  
 $-\langle uv \rangle$  : アンサンブル平均された全レイノルズ応力  
 $-u_c v_c$  : レイノルズ応力の秩序成分  
 $-\langle u_r v_r \rangle$  : レイノルズ応力の乱雑成分  
 $\delta$  : 吹き出しを与えない時の境界層厚さ  
 $\delta^*$  : 吹き出しを与えない時の境界層排除厚さ  
 $\lambda_z$  : 内部構造のスパン方向間隔  
 $h$  : 斑点の高さ  
 $2b$  : 斑点の横幅  
 $\langle \rangle$  : アンサンブル平均値



## 第2章 乱流斑点の形成と多点同時計測

### 2.1 緒言

Emmons(1951)は傾斜水盤上の液面の観察から、局所的に乱れた部分が不規則に自然発生する様子を見出し、乱流斑点を初めて実験的に観察した。その後、Mitchner(1954)やSchubauer & Klebanoff(1955)により気流中に電気スパークを飛ばして斑点を人工的に発生する手法が用いられて以来、層流境界層中に与えた微小擾乱により発生位置と時刻を固定して、同じ状態にある斑点の集合から平均を取る手法は斑点研究の主流となった。この手法は外乱のないクリアーな層流中に一つだけ斑点を形成できるため、他の斑点の影響を受けない斑点そのものの構造に関して、定量的かつ信頼性の高いデータを得ることが可能である。さらに、斑点の基本的な構造は与える擾乱の型や擾乱を与える位置のレイノルズ数にはあまり依存しない(Wygnanski et al. 1976)。この大きな利点も人工的に形成した斑点の研究が主流になった要因の一つである。斑点を人工的に発生する手法により、斑点形状、成長率、移流速度、斑点内の速度分布などの基本特性が明らかにされた(Mitchner 1954, Schubauer & Klebanoff 1955, Wygnanski et al. 1976)。これに貢献したもう一つの要素に風洞性能の向上がある。Schubauer & Skramstad(1947)が行った主流乱れのレベルを極力抑えた風洞実験により、TollmienとSchlichtingの線形安定理論が予測した二次元波動の存在が実験的に初めて確認された。以来、気流の乱れを極力排除することは遷移実験にとって重要である事が認識され、乱流斑点の研究においても外乱の非常に少ない場での実験が行われてきた。

しかしその反面、自然発生する斑点には積極的に目が向けられては来なかった。そのため、斑点の遷移過程における位置づけは必ずしも明確にされていない。T-S波の発達過程からは必ずしも乱流斑点は生まれないことが示されている(奥出・松井 1985)が、一方、主流乱れが強い場合には自然発生する乱流斑点が観察される(Clark et al. 1995, 松原1997)。強い主流乱れが境界層中に



受容され(Morkovin 1991)急激に乱流斑点へと発達する機構は、境界層中に人工的に導入した微小噴流から斑点が誘起される機構と同じである可能性もある。しかし、人工的に斑点を形成する場合であっても、吹出し孔の直径を10mmにして弱いパルスを周期的に与える場合(Breuer, Cohen & Haritonidis 1997)には、擾乱はすぐに乱流斑点にはならず、高周波成分を持たない三次元的な波群からなるウェーブポケット(Gaster & Grant 1975)が先ず形成され、下流発達に伴って他の波数成分のエネルギーが増加していき、はるか下流で乱流斑点の発生を示すブレイクダウンが生じる。この過程はT-S波が一次不安定、二次不安定を経てブレイクダウンを生じる(Kovaszny, Komoda & Vasudeva 1962)のと良く似ている。層流境界層が乱流境界層へと至る過程が一つだけではない(Morkovin 1969, Hallböck et al. 1995)と同様、初期擾乱が乱流斑点へと至る過程もただ一つだけではないものと考えられるが、本研究では乱流斑点の発生機構を解明することが主目的ではない。これまで明らかにされてきた単独斑点の構造と成長機構に関する知見を基に、複数の斑点が融合する場合にその構造がどのように変化するか、そしてその変化が乱流境界層中の大規模構造の形成と関連を持つのかを探ることが主目的である。従って、流れ場は極力外乱を排除した層流境界層を形成し、微小擾乱によって人工的に形成した斑点を計測対象とした。

斑点の空間構造を抽出するのに有効であったアンサンブル平均手法(Wygnanski et al. 1976, Cantwell et al. 1978)は、斑点の成長に寄与する内部の小規模な渦構造を捉えるのに不十分であることは可視化の結果などから指摘されている(Matsui 1979, Perry et al. 1980, Wygnanski 1981)。従って、本研究においても従来の研究同様、乱流斑点の構造をアンサンブル平均によって観察するが、それによって得られる平均特性のみならず、瞬間的な構造を観察することを特に重視した。そのため二種類の多線式プローブによる計測を行った。本章では乱流斑点の形成手法や多線プローブによる計測手法、及び、解析手法などについて述べるとともに、形成した乱流斑点の特性が従来の多くの研究によって明らかにされている斑点の普遍的性質と同様なものであるかどうかを確認する。

## 2.2 風洞と境界層平板

図 2.1 に本実験に使用した境界層風洞を示す。本風洞は全長約 16m の吹き出し型であり、全長 8m の測定部を有する低乱風洞である。一般に層流境界



層を形成するためには主流乱れを抑えた低乱風洞(主流乱れ 0.1%以下)が必要である。平板上に発達した境界層の遷移位置は主流乱れの増加にしたがって上流側へ移行するが、主流乱れ 0.1%以下では気流中に侵入する騒音などの擾乱が影響し、それ以上遷移位置は下流へ移行しない(谷 1967)。気流の騒音が前縁などから境界層中に取り込まれ二次元波動を励起する現象は受容性(Saric et al. 1991)の問題として最近知られるようになった。本風洞ではこの点にも配慮し、低乱性だけでなく、送風機まわりの防音処置、及び、流路の各部に吸音処置を施し低騒音化も図った(西沢 1995)。風洞の基本性能を表 2.1 に示す。

表 2.1 風洞の基本性能

流速範囲	0.5~14m/sec(連続可変)
平均流速分布の一様性(流速 5m/sec 時)	±0.3%以内
乱れ強度(流速 5m/sec 時)	0.08%以下
騒音レベル(流速 5m/sec 時)	50.5dB(A)

実際の境界層平板では二次元微小振幅波動から導かれる遷移よりも、側壁の影響によって平板の両側端部から発生しスパン方向に広がっていく楔状の乱流域(Charters 1943)の方が遷移に悪影響を及ぼす。この現象はエッジコンタミネーション(White 1974)、サイドウォールコンタミネーション(Motohashi & Blackwelder 1985)などと呼ばれるが、流れ方向に対し約 9~11° の角度で乱流域を拡大していき、平板上に確保できる層流域を著しく狭める。主流乱れを小さくしても測定部が側壁で囲まれている以上サイドウォールコンタミネーションを完全に無くすことは困難である。しかし、これを抑制する方法としては平板と側壁の間に隙間を設け、測定胴内の圧力を高めることにより、そこから角部の境界層を掃き出す方法(Amini 1978、Motohashi & Blackwelder 1985)がある。本実験においても Motohashi & Blackwelder に従って、平板と側壁の間に隙間を設けた。また、測定胴内の圧力を高める方法としては Seifert & Wygnanski(1995)同様、測定胴最下流に金網(開口率 72%)を配置した。図 2.2 に測定部の概略図を示す。境界層平板上に点線で示した領域がサイドウォールコンタミネーションの除去を行わない状態であり、灰色の領域が除去を行った場合の乱流域である。層流域はスパン方向に約 18cm 拡大した。前縁から 700mm の位置に吹き出し孔がスパン方向に 5mm の間隔で 115 個設け



られている。これは、Coles & Barker(1975), 菰田と半田(1978), Savas(1979)のように、多数の斑点をスパン方向に並べて周期的に発生させることにより遷移を促進するためのものである。ただし、本研究では中央の孔から $\pm 20\text{mm}$ 離れた二つの孔のみを用い、他の孔は流路の外側から塞ぎ、そこからの外乱の侵入を防いだ。境界層平板(幅  $0.75\text{m}$ , 長さ  $7.7\text{m}$ )は縮流洞出口から  $300\text{mm}$  下流、向かい合う側壁から  $370\text{mm}$  離れてその前縁が位置し、撓みを防止するため測定洞内に鉛直に設置されている。平板、及び、測定部壁面に発達する境界層の影響で主流流速が流れ方向に変化するのを緩和するため、測定洞の上下壁は  $1/1000$  の勾配で下流へ広げている。平板と対向する側壁は可動壁となっており、これを調整することで流れ方向の圧力勾配を除去できる。前縁は  $1:5$  の楕円形状を有しており、前縁における流入条件は、境界層平板裏側の側壁(長さ  $900\text{mm}$ )末端に取り付けた可動翼により平板裏側の流路面積を変えることで調整された。

## 2.3 流れ場の基本特性

図 2.3 に主流流速  $U_\infty = 5\text{m/s}$  時における静圧の流れ方向変化を示す。図の縦軸は最上流の計測値との差圧で表した。図中灰色で示す計測範囲において圧力勾配はほぼ  $0 \leq (\Delta P/X_L)/(\rho U_\infty^2/2) \leq 6.15 \times 10^{-5} \text{cm}^{-1}$  の範囲に抑えられており、流れ方向圧力勾配の影響はほぼ完全に無視できる。

図 2.4 に乱流斑点を形成しない場合の各流れ方向位置における平均速度分布を示す。縦軸は無次元高さ  $\eta$ 、 $\nu$  は動粘性係数、 $X_L$  は前縁からの距離であり、実線は Blasius の理論値である。本流れ場は理論値と良く一致し、良好な層流境界層が形成されていることがわかる。従って、乱流斑点を形成しない場合の層流境界層の厚さ  $\delta$  は次式により求めた。

$$\delta \cong 5.0 \sqrt{\frac{\nu X_L}{U_\infty}} \quad 2.1$$

また、排除厚さ  $\delta^*$  は次式で求めた。

$$\delta^* \cong 0.35\delta \quad 2.2$$



表 2.2 に本実験で形成した境界層の基本特性を示す。  $X=0$  は後述するが斑点形成位置である。第 2 章から第 4 章までは表 2.2 に示す条件下で実験を行ったが、その後測定部を改良しサイドウォールコンタミネーションを除去したのに伴い境界層が発達を開始する位置が前縁から 170mm 下流へ移行したため、第 5 章における境界層厚さは 2.1 式中の  $X_L$  を  $X_L-0.17$  と置き換えて算出した。表 2.3 に第 5 章における境界層の基本特性を示す。

表 2.2 境界層の基本特性 I (第 2~4 章)

$X_L$ (mm)	700	1000	1300	1600
$X$ (mm)	0	300	600	900
$\delta$ (mm)	7.5	9.0	10.2	11.3
$\delta^*$ (mm)	2.6	3.2	3.6	4.0
$Re_{\delta^*}$	817	998	1122	1247

表 2.3 境界層の基本特性 II (第 5 章)

$X_L$ (mm)	700	900	1000	1300
$X$ (mm)	0	200	300	600
$\delta$ (mm)	6.2	7.4	7.8	9.1
$\delta^*$ (mm)	2.2	2.6	2.7	3.2
$Re_{\delta^*}$	744	887	931	1087

## 2.4 乱流斑点の形成方法

図 2.5 に実験概略図を示す。平板中心線からそれぞれ 20mm 離れた二つの吹き出し孔から微少噴流を初期擾乱として与え、二つの乱流斑点を形成した。乱流斑点を形成するための微小噴流は、スピーカ(図 2.2)をポンプとして用い、これに短時間電圧を印可することにより境界層中に与えた。吹き出し孔は直径 1mm、 $45^\circ$  の迎え角を有する(図 2.2)。斑点を人口的に形成する手法としては種々のものがあるが、微少噴流による方法は電気スパーク(Schubaure & Klebanoff 1955)などに比べ斑点の再現性が良い(菰田・半田 1975)ことから、本研究でも採用した。ただし、一般的には平板に対し垂直な吹き出し孔が用いられる(菰田・半田 1975, Cantwell et al. 1978, Antonia et al. 1981)が、本研究では、予備実験にて迎え角を与えた場合がより低噴出速度の噴流でも斑点を



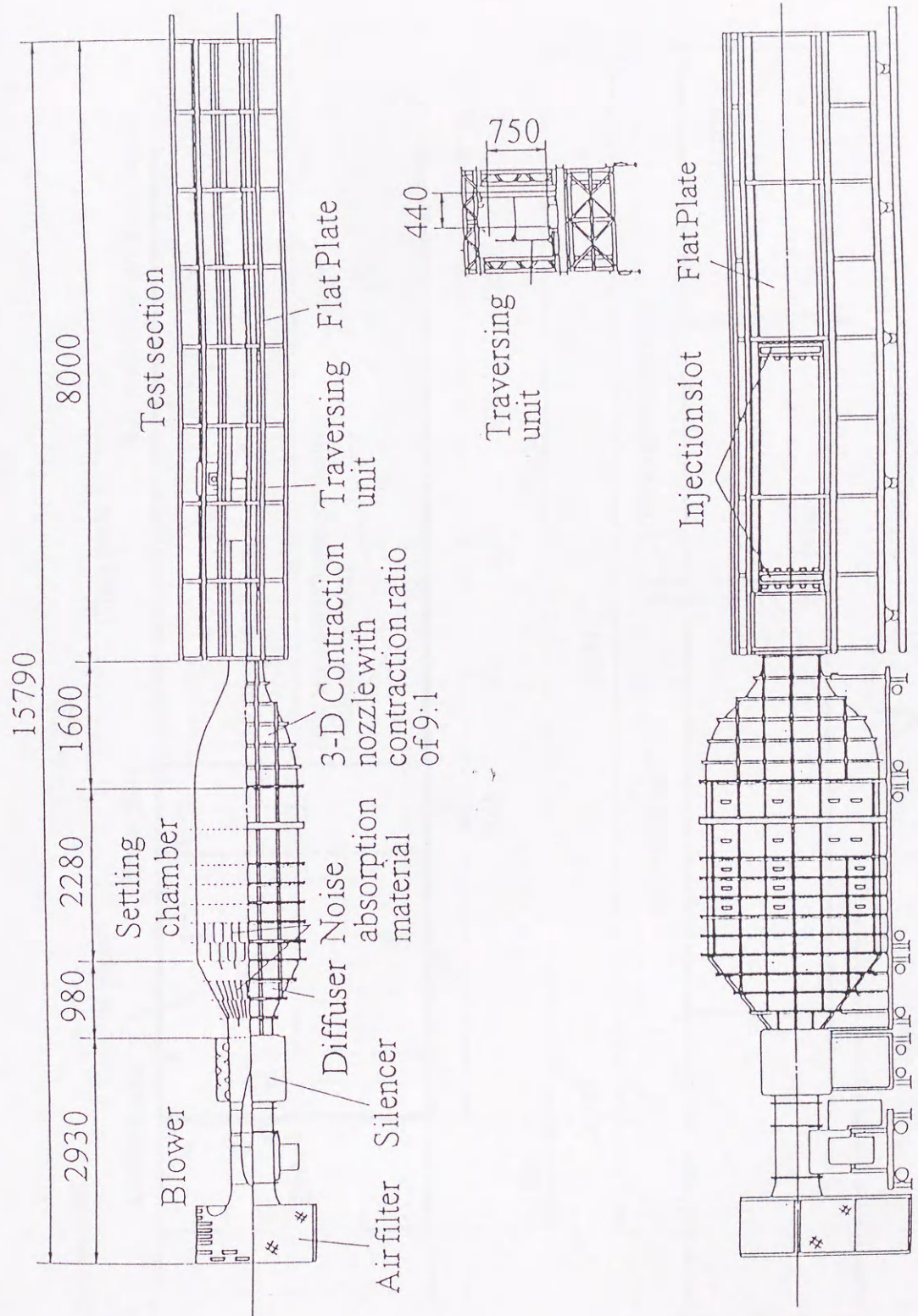


图 2.1 境界層風洞全景 (单位:mm)



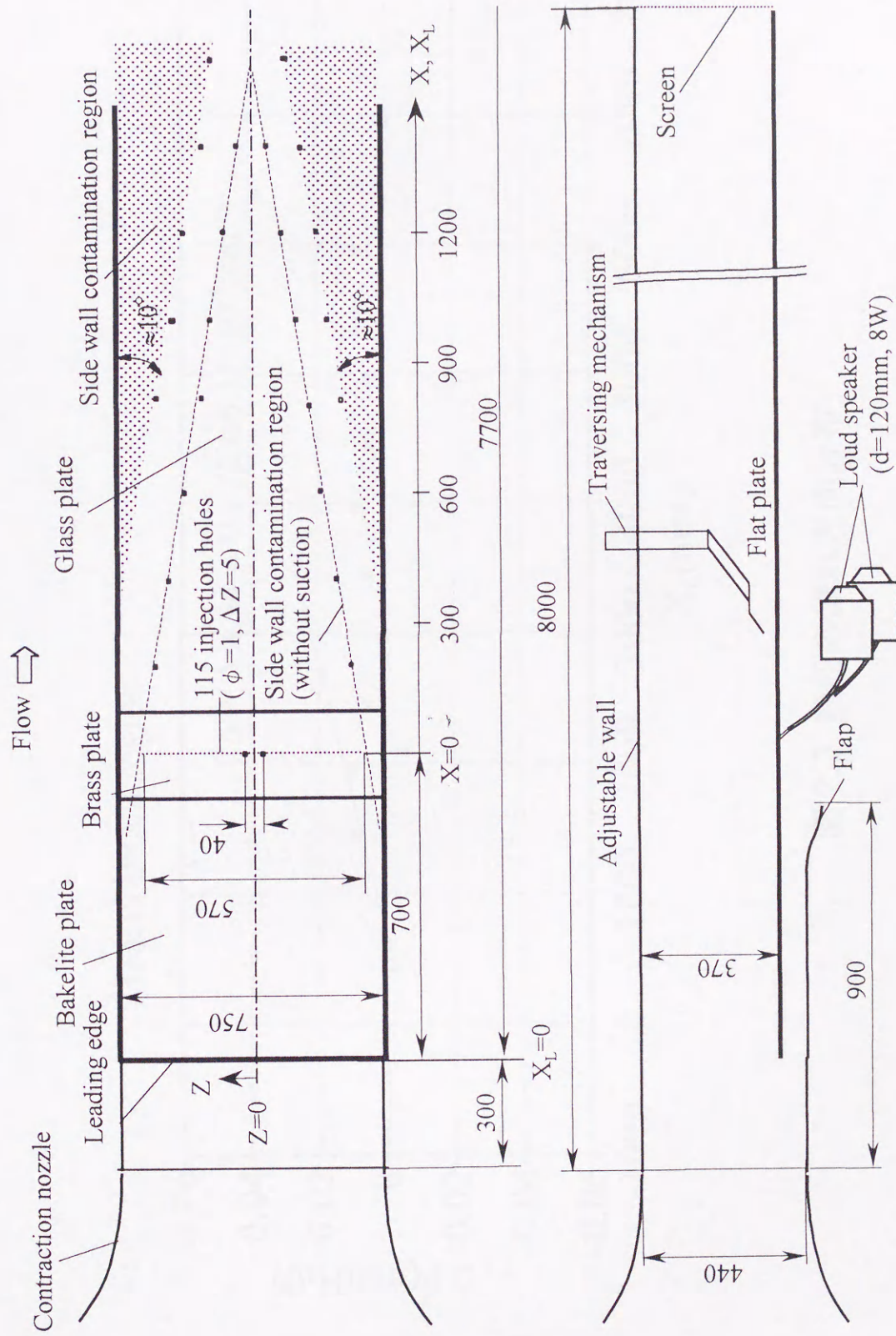


图 2.2 测定洞概略图 (单位:mm)



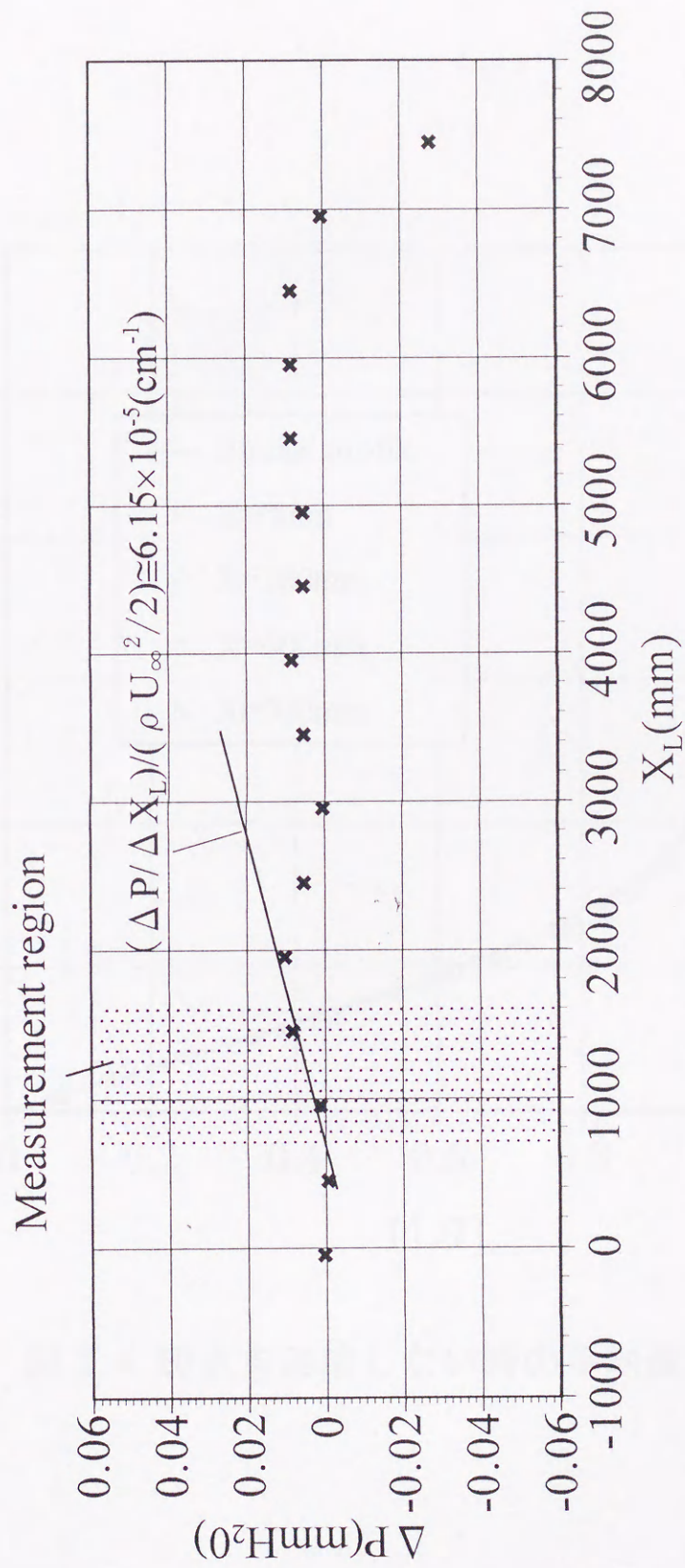


図 2.3 静圧の流れ方向分布



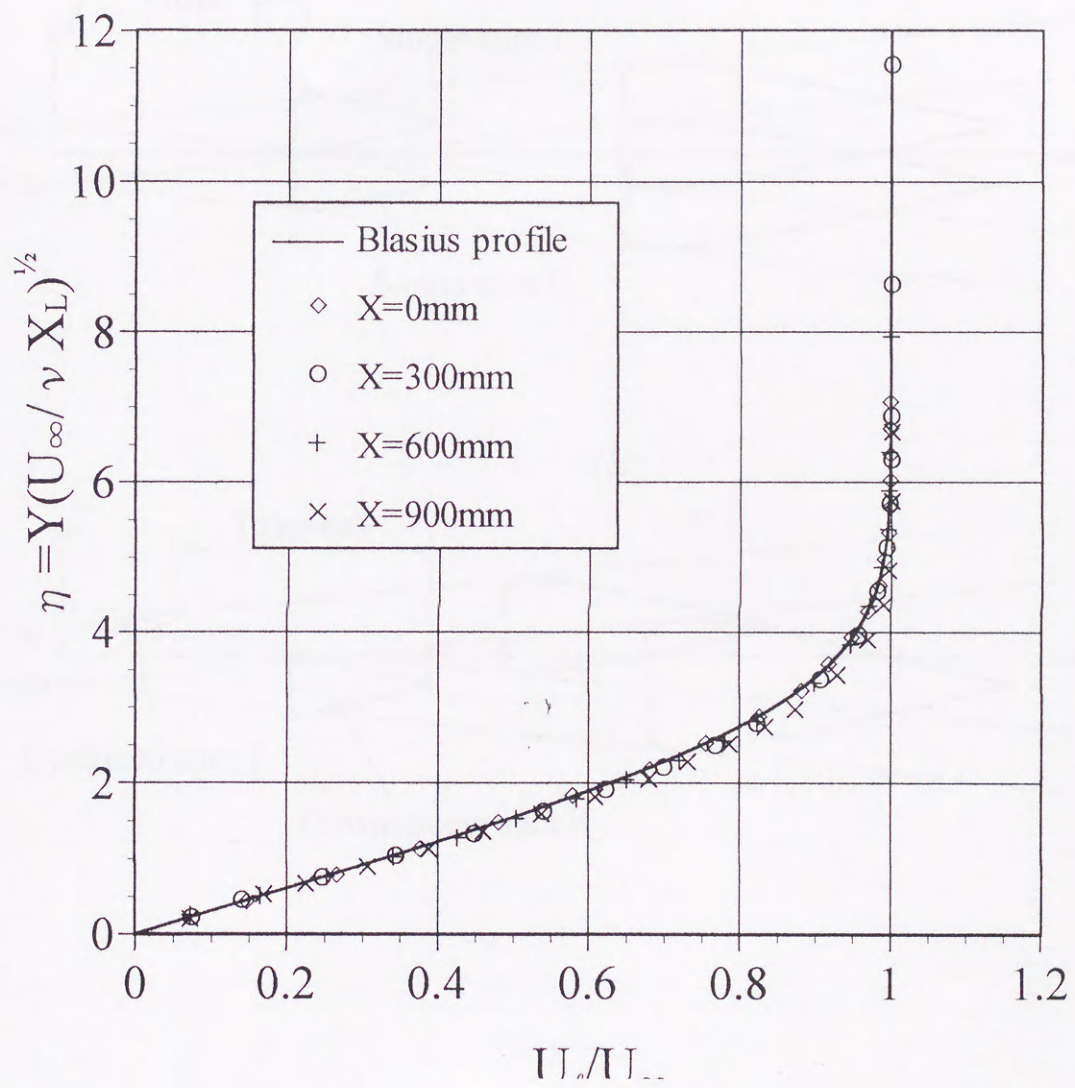


図 2.4 斑点を形成しない時の平均速度分布



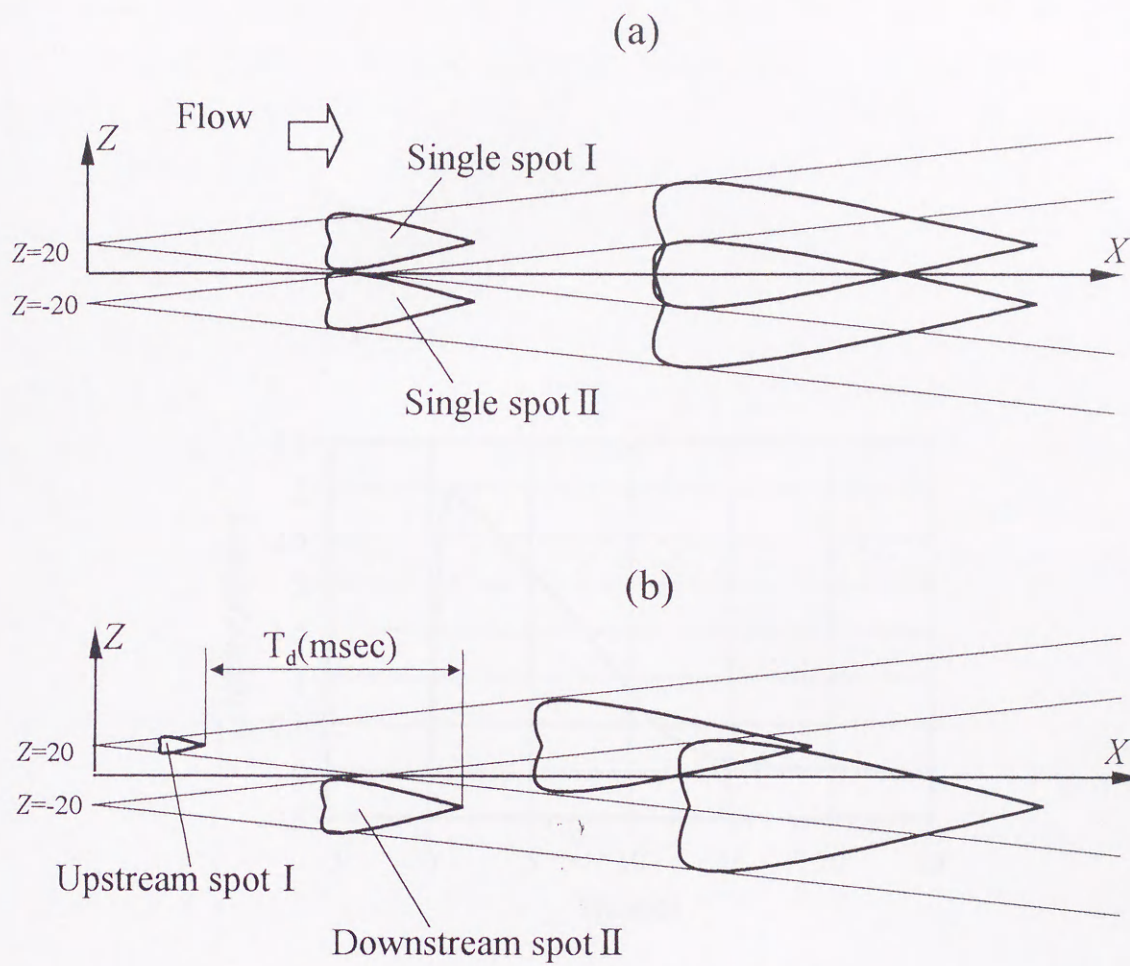


図 2.5 実験概略図(単位:mm). (a) 同位相の場合,  
(b) 流れ方向に位相差を持つ場合



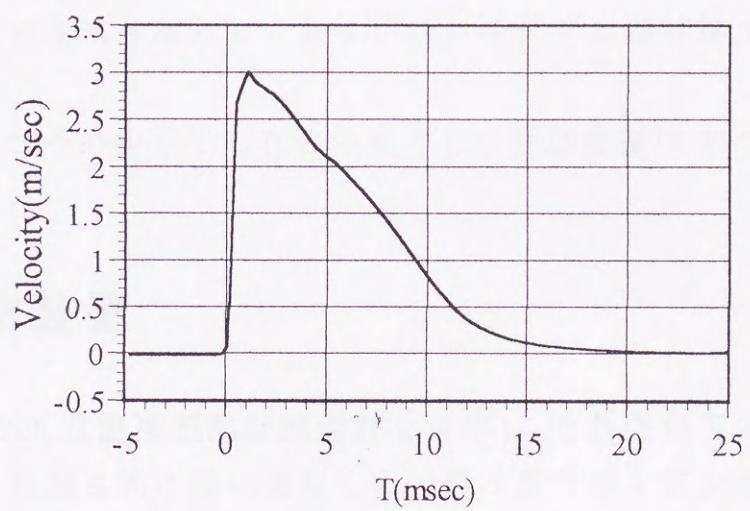


図 2.6 吹き出し孔真上の噴流波形,  
 $U_{\infty}=0$ ,  $X=0\text{mm}$ ,  $Y=1\text{mm}$ ,  $Z=20\text{mm}$ .



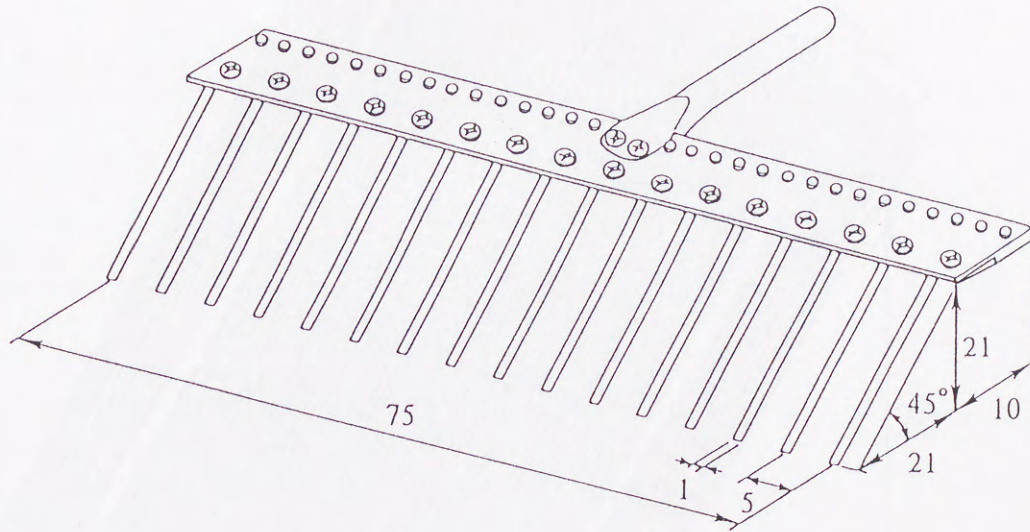
再現性よく形成することができることを確認し、本方式を採用した。本研究の初期段階では与える噴流の最大流速を 10~11m/s 程度に設定していた(蒔田・西沢 1998,1999)が、その後スピーカポンプのカバー形状や印可電圧を改良して噴流の持続時間を 1ms 程度延ばすことにより、さらに低流速(3m/s)の噴流でも斑点を再現よく形成できるようにした。噴流波形を図 2.6 に示す。噴流の発生周期は同一孔から発生した斑点が流れ方向に干渉しないよう 1~2pps とし、噴流発生時刻を  $T=0$  とした。本研究では 2 つの斑点が並進する場合だけでなく流れ方向に位相差を有する場合(図 2.5)についても実験を行った。その場合、 $Z=-20\text{mm}$  で発生した斑点に対し  $Z=20\text{mm}$  の斑点の発生時刻を  $T_d$  msec 遅らせた。以後、 $Z=20\text{mm}$  で発生した斑点を単独斑点 I、 $Z=-20\text{mm}$  で発生した斑点を単独斑点 II、あるいは、それぞれ後続斑点 I、先行斑点 II と呼ぶ。

座標原点は 2 つの吹き出し孔の中央とし、計測位置は  $X=200\sim 900\text{mm}$  とした。

## 2.5 計測装置

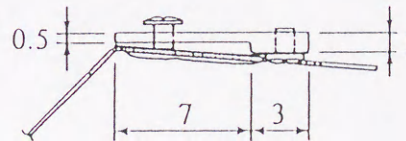
計測には 32ch.定温度型熱線流速計を自作し、それと以下に述べるような各種プローブを計測目的に従い使用した。第 3 章で示すアンサンブル平均結果は、一本の I プローブ(線径  $5\mu$ 、線長 1mm)または、X プローブ(線径  $2.5\mu$ 、線長 0.8mm、線間距離 0.4mm)を用いた繰り返し計測によって得られたものである。第 4 章では 16 チャンネル熊手型 I プローブ(図 2.7)を用いた。各 I プローブのスパン方向間隔は 5mm、計測幅は 75mm である。各ワイヤー較正後、境界層内にて流速値からそれぞれの高さを検定し、高さの差は微小ねじにより  $\pm 0.1\text{mm}$  以内に調整した。第 5 章では 30 チャンネル熊手型 X プローブ(図 2.8)を用いた。全 32 本の各ワイヤーはスパン方向に 0.5mm の等間隔で並べられており、プローブ軸に対する向きは互い違いになっている。演算は隣接する 3 本のワイヤーを一組として行うため計測点は 0.5mm 間隔で 30 点、計測幅は 14.5mm となる。また、両側に各 6 本のダミープロングを設けることにより、プローブ端部からはく離する渦などの影響が計測領域内に及ばないようにした。プローブを支持するサポートは角度検出機構を備えており、各ワイヤーの迎え角は測定胴内に設置後それぞれ個別に検定された。一本の I プ





線径：5  $\mu\text{m}$

プローブ間隔：5 mm



側面拡大図

図 2.7 16ch. 熊手型 I プローブ (単位: mm)



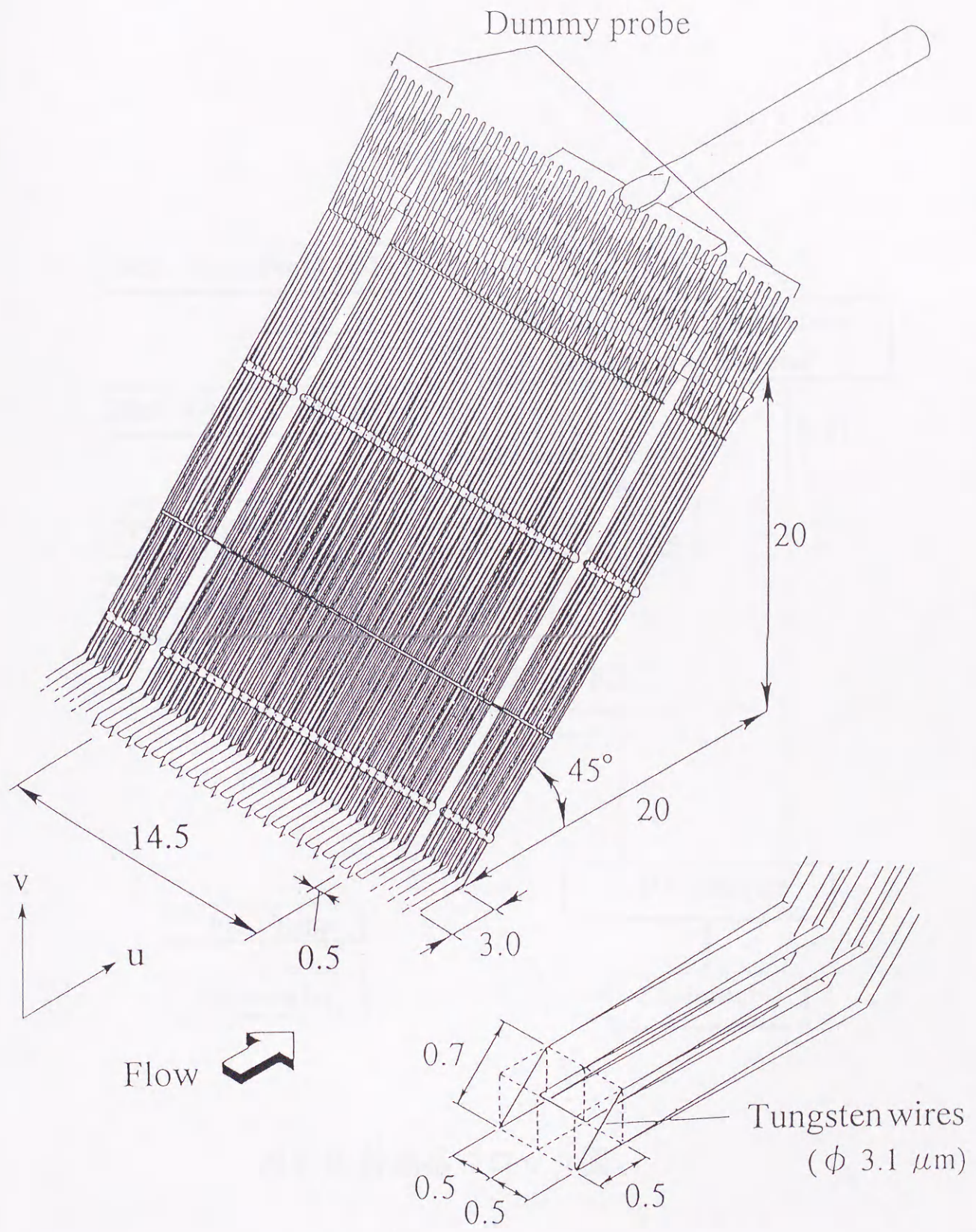


図 2.8 30ch. 熊手型 X プローブ (単位:mm)



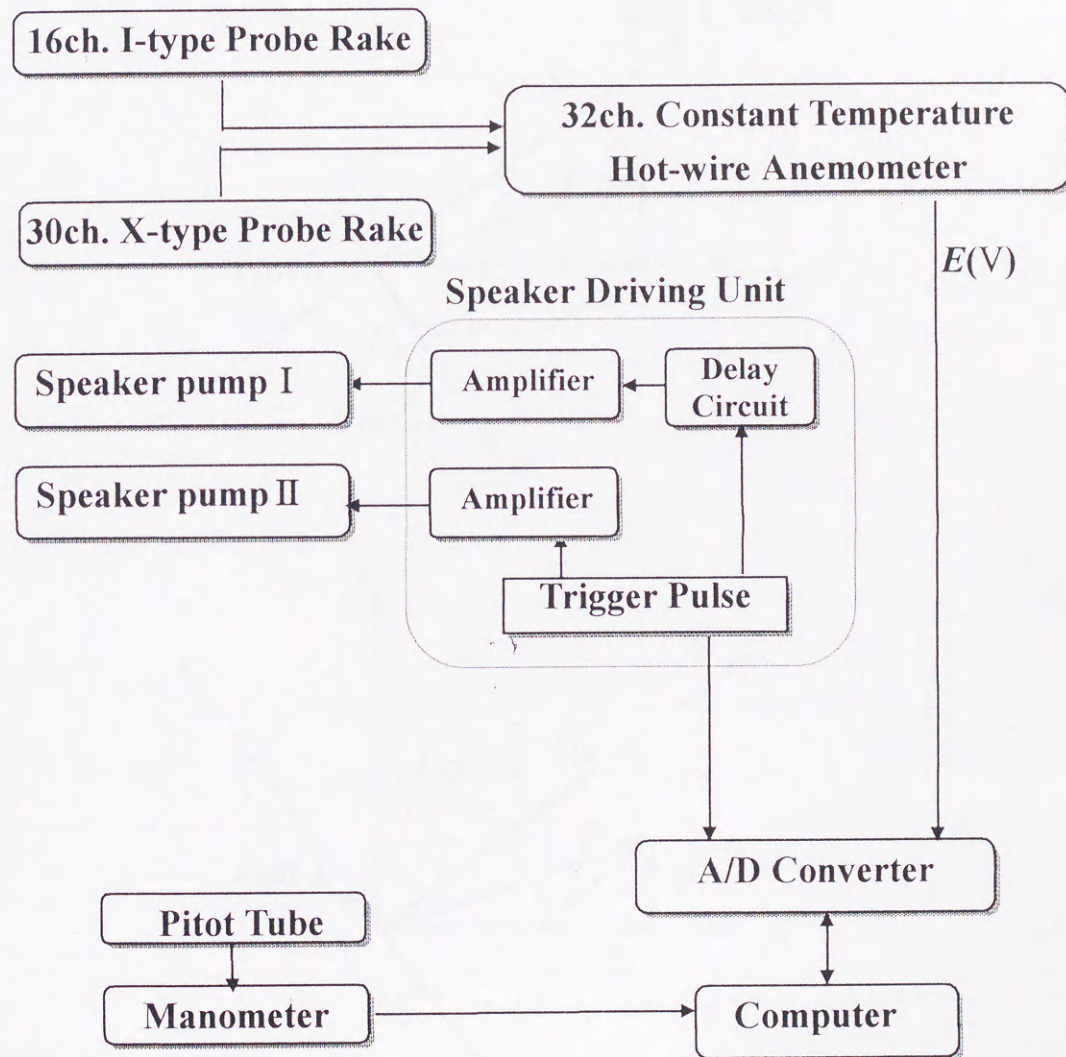


図 2.9 計測系ブロック図



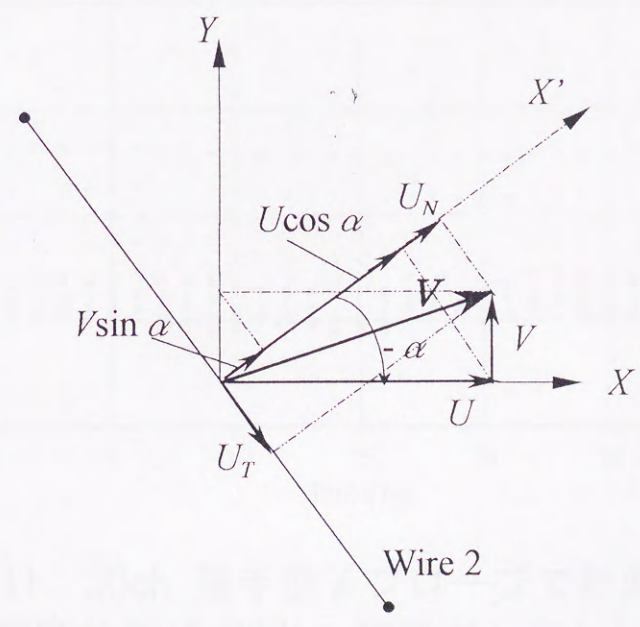
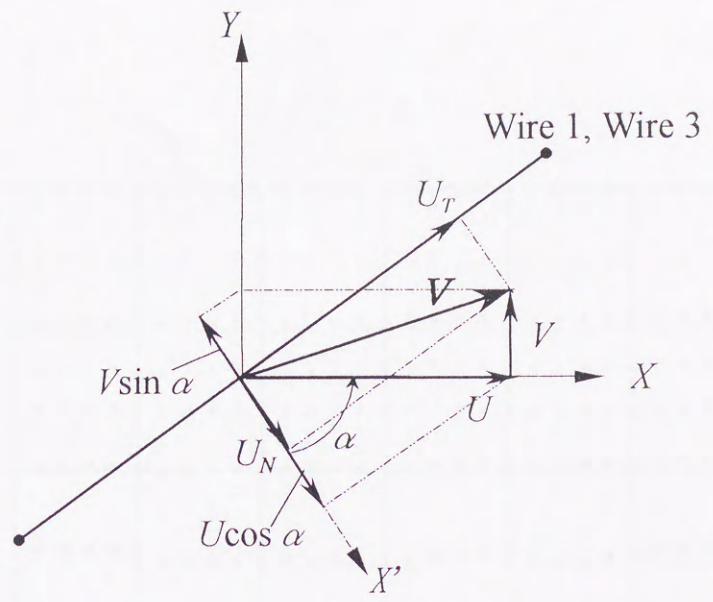


図 2.10 X-Y 断面における熱線の配置と記号の定義



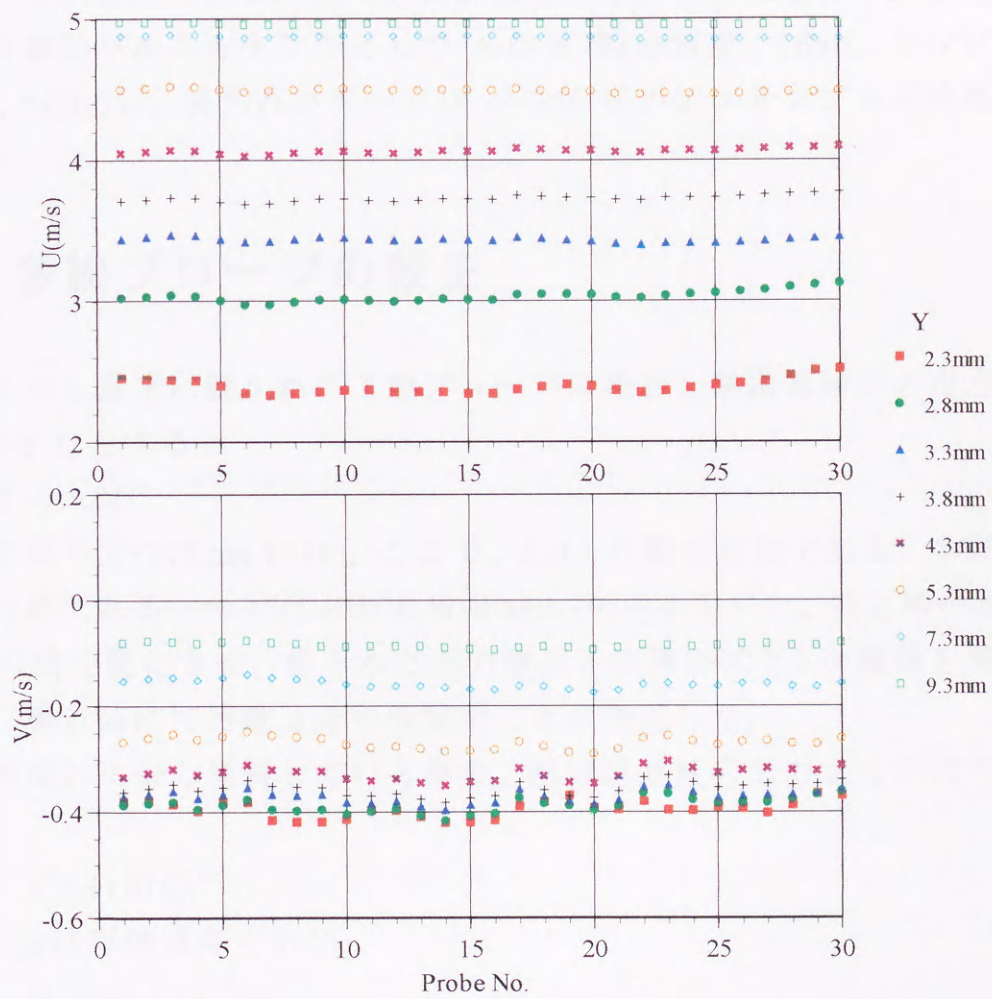


図 2.11 30ch. 熊手型 X プローブで計測した境界層内の速度分布 ( $X=300\text{mm}$ , 吹き出しなし).



ローブまたは、Xプローブを用いる場合には定温度型熱線流速計のアナログ線形化回路にて較正を行ったが、これらの多線プローブを使用する場合、熱線出力の線形化演算とその後の処理はデータ取得後コンピュータにて行った。

プローブは3次元トラバーサ装置に設置されX, Y, Z方向にそれぞれ8m、150mm、600mmの範囲が計測可能であり、位置決め精度はそれぞれ0.1mm、0.01mm、0.01mmである。図2.9に計測系のブロック図を示す。計測信号はスピーカ駆動パルスを用いてトリガとしてA/D変換(分解能; 16bit、サンプリング周波数; 5kHz)し、得られたデータはN=256回のアンサンブル平均処理を行った。

## 2.6 多線プローブの較正

流れに対し垂直に置かれたI型プローブの場合、熱線流速計の出力電圧をE、流速をUとすると

$$E^2 = A + BU^n \quad 2.3$$

の関係が成り立つ(King 1914)。ここで、A, B, nは較正定数である。本研究では一般的な値であるn=0.45(Collis & Williams 1959)を用いた。較正時の流速は1~5m/sの間で変化させ、得られた出力電圧と流速が式2.3の関係を満たすよう最小二乗近似にて定数A, Bを各熱線ごとに決定した。

熱線が流れに対し傾斜している場合、熱線流速計の出力Eは次式で表される。

$$E^2 = A + BU_{\text{eff}}^n \quad 2.4$$

ここで $U_{\text{eff}}$ は有効速度であり

$$U_{\text{eff}}^2 = U_N^2 + \kappa^2 U_T^2 \quad 2.5$$

で表される(Hinze 1975)。 $U_N$ は熱線の法線方向の速度成分、 $U_T$ は熱線の接線方向の速度成分、 $\kappa$ は熱線の接線方向速度成分による冷却効果を示す定数である。熱線の接線方向速度成分による影響を表す定数 $\kappa$ を求めるには、通常、熱線の流れに対して垂直にした状態で較正を行った後、熱線角度を変化させ2.5式を満たすように $\kappa$ の値を定める。本研究においても単一のXワイヤプローブに関しては同様な方式を用いた。しかし、本研究で用いた多チャンネルプローブの場合には各熱線の角度がそれぞれ異なるため、流れに対して垂直



にした状態でそれぞれ較正を行うのは非常に煩雑な手間を要し、事実上不可能である。 $\kappa$ は通常0.1~0.2程度の値を取りその影響は小さい。従って、多チャンネルプローブの場合便宜上、接線方向速度成分の影響は無視した。ただし、各チャンネルの幾何学的形状は出来る限り厳密に一致させ、各プローブ間の差異の低減を計った。熱線の配置を図2.10のように定義すると熱線1について

$U_N$  および、 $U_T$ は次のように表される。

$$U_{N1} = U_1 \cos \alpha_1 - V_1 \sin \alpha_1 \quad 2.6a$$

$$U_{T1} = U_1 \sin \alpha_1 + V_1 \cos \alpha_1 \quad 2.6b$$

ただし、添え字は熱線の番号である。従って、2.5式は

$$U_{\text{eff}}^2 = (U \cos \alpha - V \sin \alpha)^2 + \kappa^2 (U \sin \alpha + V \cos \alpha)^2$$

となるが  $\kappa \approx 0$  とすると各熱線について

$$U_{\text{eff}1} = U_1 \cos \alpha_1 - V_1 \sin \alpha_1 \quad 2.7a$$

$$U_{\text{eff}2} = U_2 \cos \alpha_2 + V_2 \sin \alpha_2 \quad 2.7b$$

を得る。

較正時はプローブ軸と流れ方向の向きを一致させ、かつ  $V \approx 0$  の状態で行うから、2.7式は

$$U_{\text{eff}} = U \cos \alpha \quad 2.8$$

となり、従って、2.4式は

$$E^2 = A + B(U \cos \alpha)^{0.45} \quad 2.9$$

である。 $\alpha$ はプローブを風洞内に設置後サポートの角度検定機構を用いてあらかじめ各熱線について求めておき、プローブ軸を流れに平行にした状態で較正を行った。定数  $A, B$  の決定手順は熊手型Iプローブの場合と同様である。

通常のXプローブは異なる角度に配置された二本の熱線出力間の演算から速度の二成分を求める。従って、平均速度勾配のある流れ場では各熱線位置で平均速度が異なるような配置はできない。例えば境界層流れの場合、平板に平行な速度成分  $W$  の計測にはX型ではなく、各熱線が同じ高さになるようV型に組み合わせたものを用いる方法(Itswire & VanAtta 1984, Seifert et al. 1994)や、三本の熱線を互い違いに配置し、上下二本の平均と中央の熱線出力から  $W$  成分を演算する方法(蒔田ら 1989)などがある。これに対し、平板に垂直にXプローブの各熱線を配置する場合にはせん断の影響はほとんど生じない(Itswire & VanAtta 1984)。しかし、乱流斑点はアンサンブル平均して得られ



る速度がスパン方向に急激に変化する部分もある(Barrow, Barnes, Ross 1984)ため、 $U, V$  成分の計測であっても局所的なスパン方向の速度せん断の影響を考慮する必要がある。そこで本研究では 32 本全ての熱線を 0.5mm おきに等間隔で互い違いに配置し、隣接する三本の間で演算を行うことにより局所的なスパン方向速度せん断の影響を排除した。通常、二本の熱線間の距離は短いから、 $U_1=U_2, V_1=V_2$  とみなすことにより 2.7 式から  $U, V$  が求まる。本プローブの場合も各熱線間の距離は 0.5mm と短い、より厳密な演算を行うため、各熱線位置で速度は異なるものとして扱う。ただし、三本の熱線の間で速度は直線的に変化することを仮定し、

$$U_2=(U_1+U_3)/2 \quad 2.10a$$

$$V_2=(V_1+V_3)/2 \quad 2.10b$$

とする。

各熱線について 2.7 式は

$$U_{\text{eff}1}=U_1 \cos \alpha_1 - V_1 \sin \alpha_1 \quad 2.11a$$

$$U_{\text{eff}2}=U_2 \cos \alpha_2 + V_3 \sin \alpha_2 \quad 2.11b$$

$$U_{\text{eff}3}=U_3 \cos \alpha_3 - V_3 \sin \alpha_3 \quad 2.11c$$

と書ける。2.11 式より、

$$U_{\text{eff}1} / \cos \alpha_1 = U_1 - V_1 \sin \alpha_1 / \cos \alpha_1 \quad 2.12a$$

$$U_{\text{eff}2} / \cos \alpha_2 = U_2 + V_2 \sin \alpha_2 / \cos \alpha_2 \quad 2.12b$$

$$U_{\text{eff}3} / \cos \alpha_3 = U_3 - V_3 \sin \alpha_3 / \cos \alpha_3 \quad 2.12c$$

2.12a,c 式から

$$\begin{aligned} (U_{\text{eff}1} / \cos \alpha_1 + U_{\text{eff}3} / \cos \alpha_3) / 2 = \\ (U_1 + U_3) / 2 - (V_1 \sin \alpha_1 / \cos \alpha_1 + V_3 \sin \alpha_3 / \cos \alpha_3) / 2 \end{aligned} \quad 2.13$$

2.12b 式-2.13 式より

$$\begin{aligned} U_{\text{eff}2} / \cos \alpha_2 - (U_{\text{eff}1} / \cos \alpha_1 + U_{\text{eff}3} / \cos \alpha_3) / 2 = \\ V_2 \sin \alpha_2 / \cos \alpha_2 + (V_1 \sin \alpha_1 / \cos \alpha_1 + V_3 \sin \alpha_3 / \cos \alpha_3) / 2 \end{aligned} \quad 2.14$$

を得るが 2.14 式は右辺第 2 項が  $V_1 + V_3$  の形ではないためこのままでは解くことができない。そこで 2.14 式中の第 2 項を次のように近似する

$$\begin{aligned} (V_1 \sin \alpha_1 / \cos \alpha_1 + V_3 \sin \alpha_3 / \cos \alpha_3) / 2 \\ \cong (V_1 + V_3) \{ (\sin \alpha_1 / \cos \alpha_1 + \sin \alpha_3 / \cos \alpha_3) / 2 \} / 2 \\ = V_2' (\sin \alpha_1 / \cos \alpha_1 + \sin \alpha_3 / \cos \alpha_3) / 2 \end{aligned} \quad 2.15$$

ここで  $V_2' \cong V_2$  は近似値であることを示す。2.15 式を 2.14 式に代入すると



$$U_{\text{eff}2}/\cos\alpha_2 - (U_{\text{eff}1}/\cos\alpha_1 + U_{\text{eff}3}/\cos\alpha_3)/2 = V_2' \{ \sin\alpha_2/\cos\alpha_2 + (\sin\alpha_1/\cos\alpha_1 + \sin\alpha_3/\cos\alpha_3)/2 \} \quad 2.16$$

2.16 式を変形し

$$V_2' = \{ U_{\text{eff}2}/\cos\alpha_2 - (U_{\text{eff}1}/\cos\alpha_1 + U_{\text{eff}3}/\cos\alpha_3)/2 \} / g_2 \quad 2.17$$

を得る。ここで

$$g_2 = \sin\alpha_2/\cos\alpha_2 + (\sin\alpha_1/\cos\alpha_1 + \sin\alpha_3/\cos\alpha_3)/2 \quad 2.18$$

である。この操作を熱線 1~32 について繰り返すことにより  $V_2' \sim V_{31}'$  を求めることができる。

2.15 式の近似による誤差は

$$\begin{aligned} \text{Errv}_2 &= (V_1 \sin\alpha_1/\cos\alpha_1 + V_3 \sin\alpha_3/\cos\alpha_3)/2 \\ &\quad - (V_1 + V_3) \{ (\sin\alpha_1/\cos\alpha_1 + \sin\alpha_3/\cos\alpha_3)/2 \} / 2 \\ &= (V_1 - V_3) (\sin\alpha_1/\cos\alpha_1 - \sin\alpha_3/\cos\alpha_3) / 4 \end{aligned} \quad 2.19$$

である。2.19 式を用いて 2.14 式を書き直すと

$$U_{\text{eff}2}/\cos\alpha_2 - (U_{\text{eff}1}/\cos\alpha_1 + U_{\text{eff}3}/\cos\alpha_3)/2 = V_2 \sin\alpha_2/\cos\alpha_2 + V_2 \{ (\sin\alpha_1/\cos\alpha_1 + \sin\alpha_3/\cos\alpha_3)/2 \} + \text{Errv}_2 \quad 2.20$$

となる。この式から真値

$$V_2 = \{ U_{\text{eff}2}/\cos\alpha_2 - (U_{\text{eff}1}/\cos\alpha_1 + U_{\text{eff}3}/\cos\alpha_3)/2 \} / g_2 - \text{Errv}_2 / g_2 \quad 2.21$$

を得る。従って、2.17 式により  $V_2' \sim V_{30}'$  を求めたのち 2.19 式から誤差  $\text{Errv}$  の大きさを求め、改めて 2.21 式により  $V$  を計算することにより正確な値を得ることができる。

一方、 $U$  成分についても同様な手順で計算できる。2.11 式より、

$$U_{\text{eff}1}/\sin\alpha_1 = U_1 \cos\alpha_1/\sin\alpha_1 - V_1 \quad 2.22a$$

$$U_{\text{eff}2}/\sin\alpha_2 = U_2 \cos\alpha_2/\sin\alpha_2 + V_2 \quad 2.22b$$

$$U_{\text{eff}3}/\sin\alpha_3 = U_3 \cos\alpha_3/\sin\alpha_3 - V_3 \quad 2.22c$$

2.22a,c 式から

$$\begin{aligned} & (U_{\text{eff}1}/\sin\alpha_1 + U_{\text{eff}3}/\sin\alpha_3)/2 \\ &= -(V_1 + V_3)/2 + (U_1 \cos\alpha_1/\sin\alpha_1 + U_3 \cos\alpha_3/\sin\alpha_3)/2 \end{aligned} \quad 2.23$$

2.22b 式+2.23 式より

$$\begin{aligned} & U_{\text{eff}2}/\sin\alpha_2 + (U_{\text{eff}1}/\sin\alpha_1 + U_{\text{eff}3}/\sin\alpha_3)/2 \\ &= U_2 \cos\alpha_2/\sin\alpha_2 + (U_1 \cos\alpha_1/\sin\alpha_1 + U_3 \cos\alpha_3/\sin\alpha_3)/2 \end{aligned} \quad 2.24$$

ここで 2.15 式同様



$$\begin{aligned}
 & (U_1 \cos \alpha_1 / \sin \alpha_1 + U_3 \cos \alpha_3 / \sin \alpha_3) / 2 \\
 & \cong (U_1 + U_3) \{ (\cos \alpha_1 / \sin \alpha_1 + \cos \alpha_3 / \sin \alpha_3) / 2 \} / 2 \\
 & = U_2' (\cos \alpha_1 / \sin \alpha_1 + \cos \alpha_3 / \sin \alpha_3) / 2
 \end{aligned} \tag{2.25}$$

と近似すれば

$$U_2 = \{ U_{\text{eff}2} / \sin \alpha_2 + (U_{\text{eff}1} / \sin \alpha_1 + U_{\text{eff}3} / \sin \alpha_3) / 2 \} / f_2 - \text{Err}u_2 / f_2 \tag{2.26}$$

を得る。ただし、

$$f_2 = \cos \alpha_2 / \sin \alpha_2 + (\cos \alpha_1 / \sin \alpha_1 + \cos \alpha_3 / \sin \alpha_3) / 2 \tag{2.27}$$

$$\text{Err}u_2 = (U_1 - U_3) (\cos \alpha_1 / \sin \alpha_1 - \cos \alpha_3 / \sin \alpha_3) / 4 \tag{2.28}$$

である。

通常の X プロブは 2ch. の流速計に対し一点しか計測点が取れないが、このように隣接する三本の熱線を一組とした演算を繰り返すことにより計 30 点の  $U, V$  同時計測が可能となる。

吹き出しを与えない層流時の境界層を本プロブにて計測した結果を図 2.11 に示す。境界層中では負の  $V$  成分が現れており、その値は下層部ほど大きい。この原因としてはプロブ自身によるブロッキング効果やプロブから放出される渦の影響などが考えられるが現段階では不明である。データ解析時には  $V_e \cong 0$  とみなし、 $V_e$  の局所時間平均量は差し引いた。30ch. X プロブを用いた解析結果は第 5 章で示すが、 $Y/\delta \leq 0.6$  の境界層内においては局所時間平均量  $V_e$  を差し引いた  $v$  の変動成分に対しても単一の X プロブを用いた計測では観察されない低周波成分が重畳することが確認されたため、 $v$  成分に関しては主に  $Y/\delta \geq 0.7$  の計測結果のみを示すこととした。

## 2.7 解析方法

瞬間流速  $U$  は吹き出しを与えないときの局所平均流速  $U_e$  と瞬間速度変動  $u$  により次のように分解できる。

$$U(T) = U_e + u(T) \tag{2.29}$$

ただし、これは通常のレイノルズ分解と異なり、瞬間流速  $U$  の時間平均量が  $U_e$  に一致しない。しかし、斑点を層流中に孤立して形成する場合、斑点の発生は単発の現象として捉えられるから、時間平均量は必ずしも本質的意味を持たない。従って、本研究においても従来の単独斑点の研究(例えば Antonia et al. 1981, Barrow et al. 1984, Itswire & VanAtta 1984)同様、斑点を形成しない層



流時の局所平均流速からのずれを変動成分とする。鉛直方向速度成分についても同様に

$$V(T) = V_\ell + v(T) = v(T) \quad 2.30$$

ただし  $V_\ell \neq 0$  である。なお、斑点内部構造としてしばしば観察される渦構造は鉛直断面を回転面とする場合が多い(Sankaran et al. 1991)ことなどを考慮して、本研究では鉛直方向速度成分の計測を優先し、スパン方向速度成分については計測を行っていない。速度変動のアンサンブル平均値は次式で定義される。

$$u_c = \langle u(T) \rangle \equiv \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i(T) \quad 2.31$$

ただし、 $\langle \rangle$  はアンサンブル平均値を表す。したがって瞬間速度変動は速度変動の秩序成分  $u_c, v_c$  と乱雑成分  $u_r, v_r$  に分解でき、瞬間流速は

$$U = U_\ell + u_c + u_r, \quad V = v_c + v_r \quad 2.32$$

のように3成分に分解される(Hussain & Reynolds 1970, Mollo-Christensen 1971)。

ここで、

$$u_r = u - u_c, \quad v_r = v - v_c \quad 2.33$$

である。図 2.12 に瞬間流速と3成分分解によって得られる各成分の関係を示す。また、レイノルズ応力のアンサンブル平均値は

$$-\langle uv \rangle = -u_c v_c + (-\langle u_r v_r \rangle) \quad 2.34$$

のように秩序成分  $-u_c v_c$  と乱雑成分  $-\langle u_r v_r \rangle$  の和として表せる(Hussain & Zaman 1980)。ただし、変動の秩序成分と乱雑成分は相関を持たないため

$$\langle u_c v_r \rangle = 0, \quad \langle u_r v_c \rangle = 0$$

となる。また、 $-\langle uv \rangle$  は全レイノルズ応力を表す。

乱れ強さは次式で定義される。

$$\langle u'(T) \rangle \equiv \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i(T) - \langle u(T) \rangle)^2} \quad 2.35$$

もともと、3成分分解は噴流中の大規模渦構造を抽出する場合(Hussain 1983, Hussain & Zaman 1980)のように周期的現象を対象としていたが、その場合、得られる秩序成分には渦構造の通過に対応した明確な周期性が現れる。従って、変動の秩序成分は周期的に出現する渦構造による平均場の変形、乱雑成分はその渦構



造が内包する小規模な乱雑変動とみなすことができる。一方、乱流斑点の通過に伴って変化する速度場を3成分分解で表すとき、それによって得られる各変動成分が何を表すのかは必ずしも明確ではない。なぜならば乱流斑点の構造は大規模な単一の渦構造そのもの(Wygnanski et al. 1976, Coles & Barker 1975)ではなく、小規模な多数の渦の集合体(Matsui 1979, Perry et al. 1981, Wygnanski 1981)であるが、得られる変動の秩序成分は形状、位置、個数などが異なる小規模渦構造を平滑化した結果大規模構造として現れるからである。これを回避するアンサンブル平均手法の一つとして、斑点内部の渦構造の数が同じ場合のみの波形から平均を取る方法(Wygnanski 1981, Itswire & VanAtta 1984, Sankaran et al. 1988)や個々の渦構造に対して平均を取る方法(Sankaran et al. 1991, Seifert et al. 1994)などが提案されている。これらの手法は、流れ方向には多数の渦が存在するが高さ方向には一つの渦しか存在しない鉛直断面を観察するときには有効であり、明瞭な渦構造が抽出されている(Sankaran et al. 1991)。しかし、水平断面内にはスパン方向にも流れ方向にも多数の渦構造が不規則性を伴いつつ存在するため、この様な手法を用いても鉛直断面の渦構造を計測する場合に比べて平滑化されやすく、DNS(Singer 1996)で観察される渦構造に比べて規模が大きくかつ渦間隔が粗くなってしまう傾向がある(Wygnanski 1981, Itswire & VanAtta 1984)。従って、本研究では融合した斑点の構造が、単独の場合に比べどのように変化するかを明かにすることを重視し、特別な条件付けを行ったアンサンブル平均は行わずに、平均的構造を観察する場合には通常アンサンブル平均のみを用いた。

可視化は瞬間的な流れ場の状態が分かるため斑点の内部構造を観察する手法として有効であるが、本研究では多点同時計測により得られた瞬間波形を等値線図として表すことにより、斑点の瞬間構造を観察する。同様な観察手法は鉛直断面に関しては Wygnanski, Zilberman & Kaplan(1982)や Sankaran ら(1991)によっても行われたが、著者の知る限りでは水平断面の瞬間構造を観察した多点同時計測の結果は存在しない。可視化などでは内部構造として水平断面で千鳥状に配置したヘアピン渦などが提案(Perry et al. 1981)されており、DNS ではスパン方向の渦度が卓越した横渦構造よりもむしろ流れ方向の渦度が卓越した縦渦構造のほうが斑点の内部構造として重要であることが指摘されている。従って、本研究では水平断面の瞬間像を観察することを特に重要と考え、熊手型の多線プローブを用いた計測を行った。しかし、計測データは時系列のデータであり厳密には瞬間構造を表さない。乱流斑点の場合、計測点を通過する前と後では斑点長さが2倍程度に成



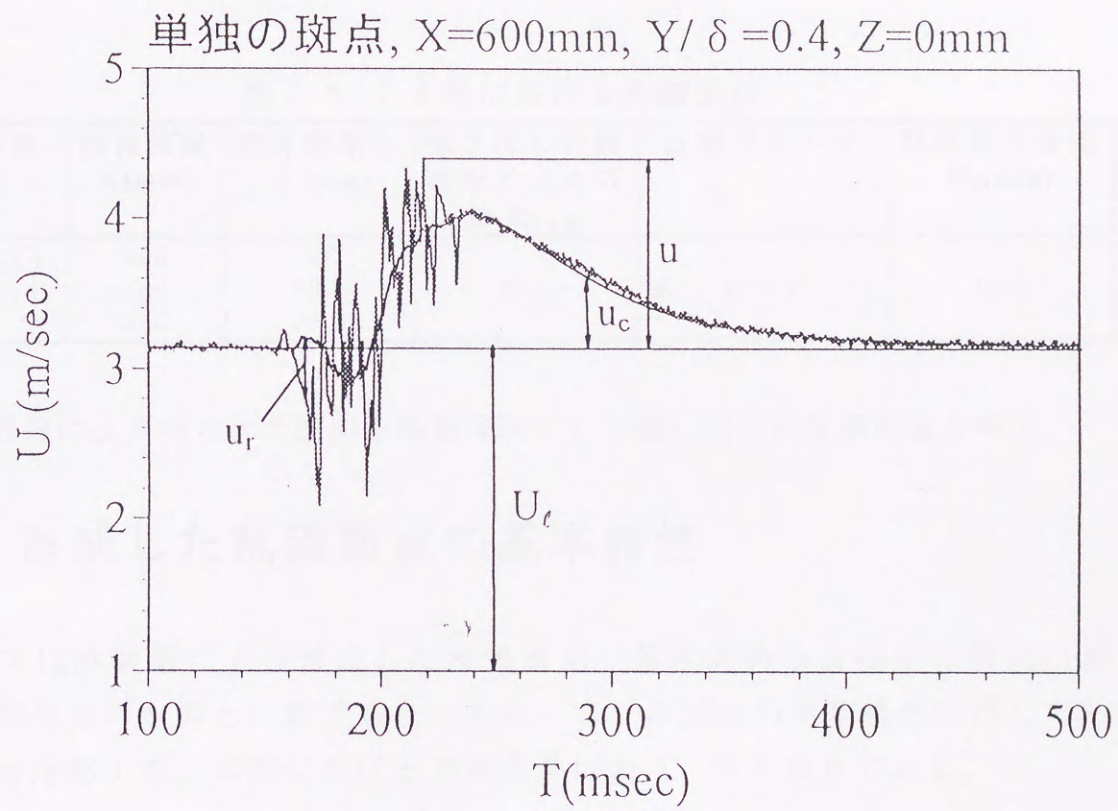


図 2.12 波形のデータ処理



長する(Wygnanski et al. 1976, Cantwell et al. 1978)ため Taylor の凍結仮説は適用できない。ただし、このような成長は内部の渦構造の数が増加するために生じる(Matsui 1979, Sankaran et al. 1988)ことが原因であり、斑点内部に存在する個々の渦構造のスケールが計測点を通過する前と後で著しく異なるわけではない(Sankaran et al. 1991)。そこで本研究では、内部の小規模な渦構造を観察する場合に、時間軸を空間軸に変換してもそのスケールを著しく見誤ることはないものと解釈し、多

表 2.4 2.8 節における実験条件

計測対象	計測位置 X(mm)	境界層厚さ $\delta$ (mm)	吹き出し位置 のレイノルズ 数 $Re_{\delta 0^*}$	計測プローブ	噴流最大流速 $U_j$ (m/s)
単独斑点 I	300	9.0	817	単一 X プローブ	10.0
単独斑点 II	600	10.2			
	900	11.3			

点同時計測により得られた波形を等値線図として表したものを瞬間像と呼ぶ。

## 2.8 形成した乱流斑点の基本特性

本節では本装置により形成した乱流斑点の基本的特性を従来の研究における乱流斑点のものと比較するとともに、二つの斑点の平均特性が同じであることを確認する。本節における実験条件は表 2.3 のとおりである。

図 2.13(a)(b)に  $X=300, 600\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.4$  の  $Z$ - $T$  断面における各単独斑点の乱れ強度のアンサンブル平均値  $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty$  を等値線図にして示す。最も外側が  $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty=2\%$  の線で等値線の間隔は  $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty=2\%$  である。左から右を流れ方向とみなすため時間軸  $T$  の向きは右から左とした。また、 $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty=2\%$  の線は乱流斑点の形状を表わす指標の一つである。一般的に用いられる乱流斑点各部の名称を図 2.13(a)中に示す。図 2.13(a)と(b)を比較すると、どちらの斑点とも乱流斑点の外形としてよく知られる矢尻形状を有しており、両者の大きさもほぼ等しい。

図 2.14 に図 2.13 と同一断面における速度変動のアンサンブル平均値  $u_c/U_\infty$  の等値線分布を示す。比較のため乱れ強度分布の輪郭線  $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty=2\%$  を図中に黒線で示す。 $u_c$  が正の領域と負の領域に明確に分かれているが、正の領域は層流時の局所平均流速  $U_c$  よりも速く、負の領域はそれよりも遅いことを表している。以後、



速度変動の流れ方向成分のアンサンブル平均値  $u_c$ 、または、瞬間速度変動の流れ方向成分  $u$  が正になる領域をとともに加速領域、負になる領域をとともに減速領域と呼ぶ。 $u_c$  の分布で見ても単独斑点 I, II はほぼ等しい分布形状を有している。乱流領域後縁の上流側にも加速領域が広がっているが、この領域では図 2.12 の瞬間流速  $U$  とアンサンブル平均流速  $\langle U \rangle$  の比較で示したように  $U$  と  $\langle U \rangle$  がほぼ一致し、波形の再現性がきわめて良好のため  $u_r$  は非常に小さくなる。この乱れの少ない加速領域は通常 **calmed region**(静隠領域) と呼ばれる (Schubauer & Klebanoff 1955)。その分布域は乱れの分布域よりも上流側に二倍程度伸びている。本研究では以後、この静隠領域も含めた部分を乱流斑点と呼ぶ。ただし、一般的な呼び方に従い、前縁及び、後縁は乱流域の境界を指す(図 2.13)ものとする。

図 2.14 は斑点の通過に伴う速度場の変形を表すものであるが、次に斑点周りの速度場の変化を詳細に見るため単独斑点 I について  $u_c/U_\infty=0$  の低レベルまで表示した分布図を図 2.15 に示す。この図から斑点の通過に伴う周囲の速度場の変形は、斑点の輪郭を明確に定めるのが困難なほど遠くまで及ぶことがわかる。このため斑点の境界は各研究者によって任意に定められている。翼端部上流側の加速領域中には斑点中心線 ( $Z=20\text{mm}$ ) の両側に斜行波が左右対称に存在する様子が確認できる。この波動は十分発達した斑点に付随するウェーブポケット (Wyganski, Haritonidis & Kaplan 1979) と呼ばれるもので、流れ場の安定度の違いによって発達も減衰もし得る (Chambers & Thomas 1983, Glezer, Katz & Wyganski 1989) ことが知られている。

図 2.16 に斑点の対称断面から翼端部までの距離である半値横幅  $b$  の流れ方向変化を示す。翼端部の位置は  $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty=2\%$  の線から決定した。 $b$  の値は直線的に増加する。図 2.16 から求められるスパン方向の成長率は  $db/dZ=0.185$ 、広がり角は約  $20^\circ$  であり、従来の結果 (Schubauer & Klebanoff 1955, Wyganski et al. 1976) とよく一致している。

表 2.5 乱流斑点の平均特性の比較

	$U_\infty$ (m/s)	$Re_{\delta_0^*}$	$db/dX$	$U_{LE}/U_\infty$	$U_{TE}/U_\infty$
<b>Present work</b>	<b>5.0</b>	<b>817</b>	<b>0.185</b>	<b>0.88</b>	<b>0.53</b>
Schubauer & Klebanoff (1955)	9.1	1140	0.200	0.88	0.50
Wyganski et al. (1976)	9.4	1530	0.190	0.89	0.5
Antonia et al. (1981)	11.0	807	-	0.74	0.53
Gutmark & Blackwelder (1987)	4.33	556	0.158	0.88	0.58
Sankaran et al. (1988)	4.3	513	-	0.8	0.58



図 2.17 に斑点前縁および後縁の到着時刻の流れ方向変化を示す。前縁、後縁ともに一定速度で移動するが前縁の方が後縁よりも速い。この移動速度の差は斑点の流れ方向の成長を示している。図 2.17 の各直線の勾配から前縁および後縁の移流速度を求めるとそれぞれ  $U_{LE}=0.88U_{\infty}$ ,  $U_{TE}=0.53 U_{\infty}$  である。

表 2.5 に斑点の基本特性を他の研究のものと比較する。表中の  $Re_{\delta_0}^*$  は斑点形成位置における境界層排除厚さに基づくレイノルズ数である。本研究で形成された乱流斑点の特性は従来の研究で得られたものとほぼ等しい。

## 2.9 結言

本章では実験装置の概略、および、多線プローブの較正方法とデータ解析手法について説明し、本装置で形成した乱流斑点の特性を従来の研究結果と比較した。結言は以下のとおりである。

- (1) 測定範囲内 ( $X=0\sim 900\text{mm}$ ) においてサイドウォールコンタミネーションの影響を受けないゼロ圧力勾配の層流境界層が形成された。
- (2) 本装置で形成された単独の乱流斑点の成長率および移流速度は、従来の研究で得られたものとよく一致した。
- (3) 形成した二つの斑点は大きさ、形状などの基本特性がほぼ等しいことが確認された。



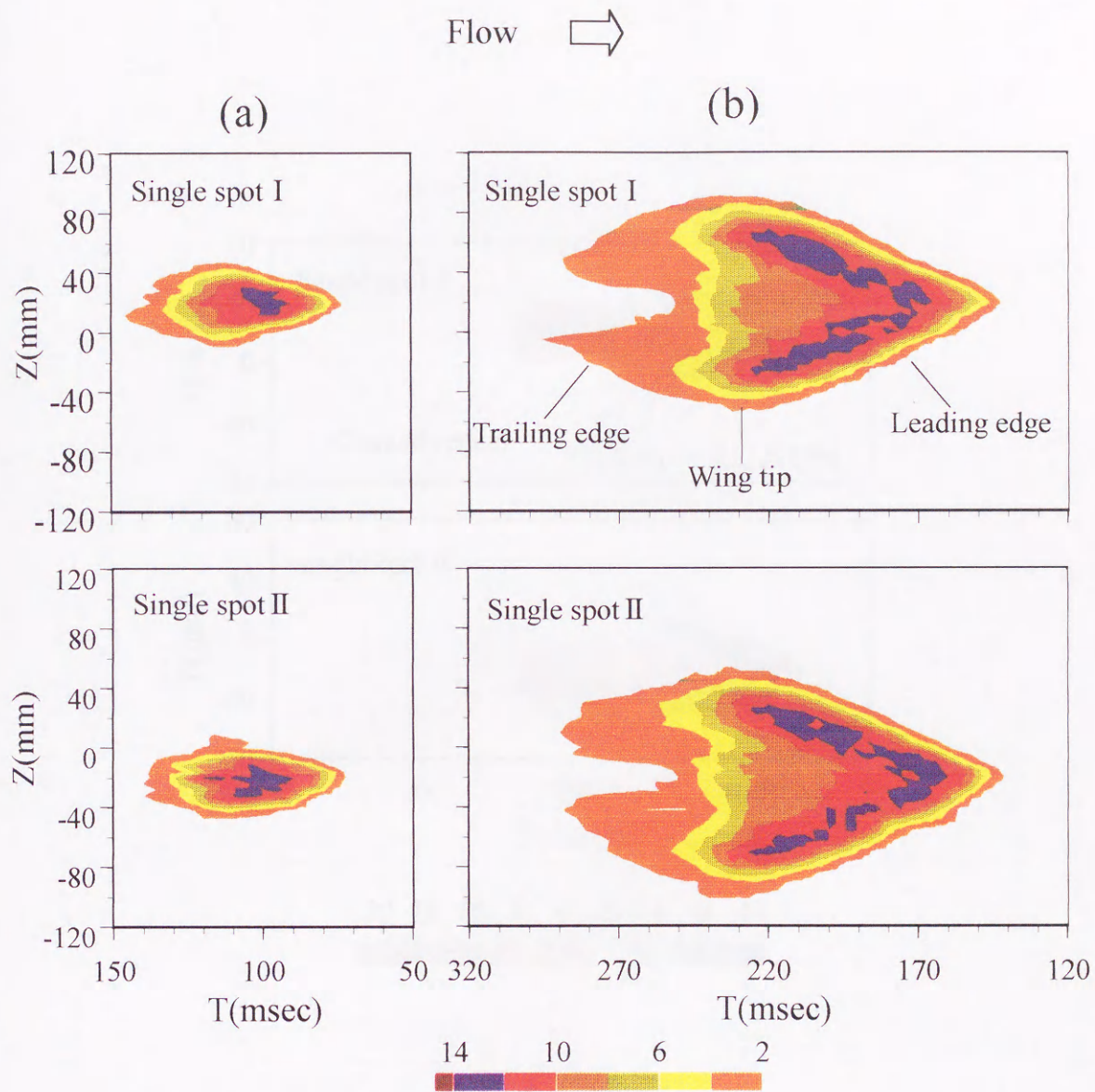


図 2.13 各単独斑点における乱れ強度のアンサンブル平均値  $\langle u_r^2 \rangle^{1/2} / U_\infty$  (%) の Z-T 断面分布.

$Y/\delta = 0.4$ , (a)  $X=300\text{mm}$ , (b)  $X=600\text{mm}$



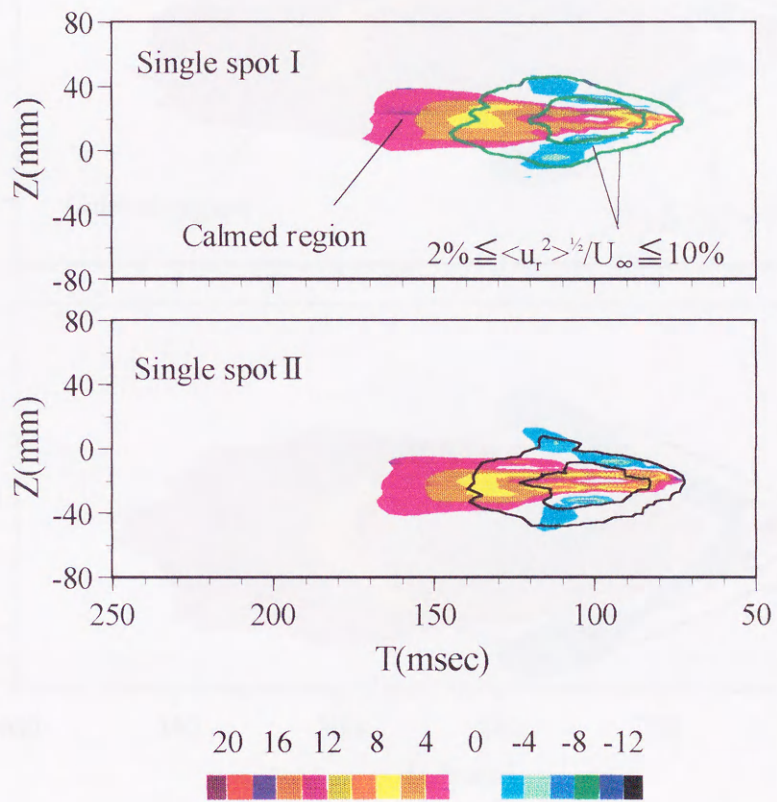


図 2. 14(a) 各単独斑点における速度変動のアンサンブル  
 平均値  $u_c/U_\infty$  (%) の Z-T 断面分布.  
 $Y/\delta = 0.4$ ,  $X = 300\text{mm}$



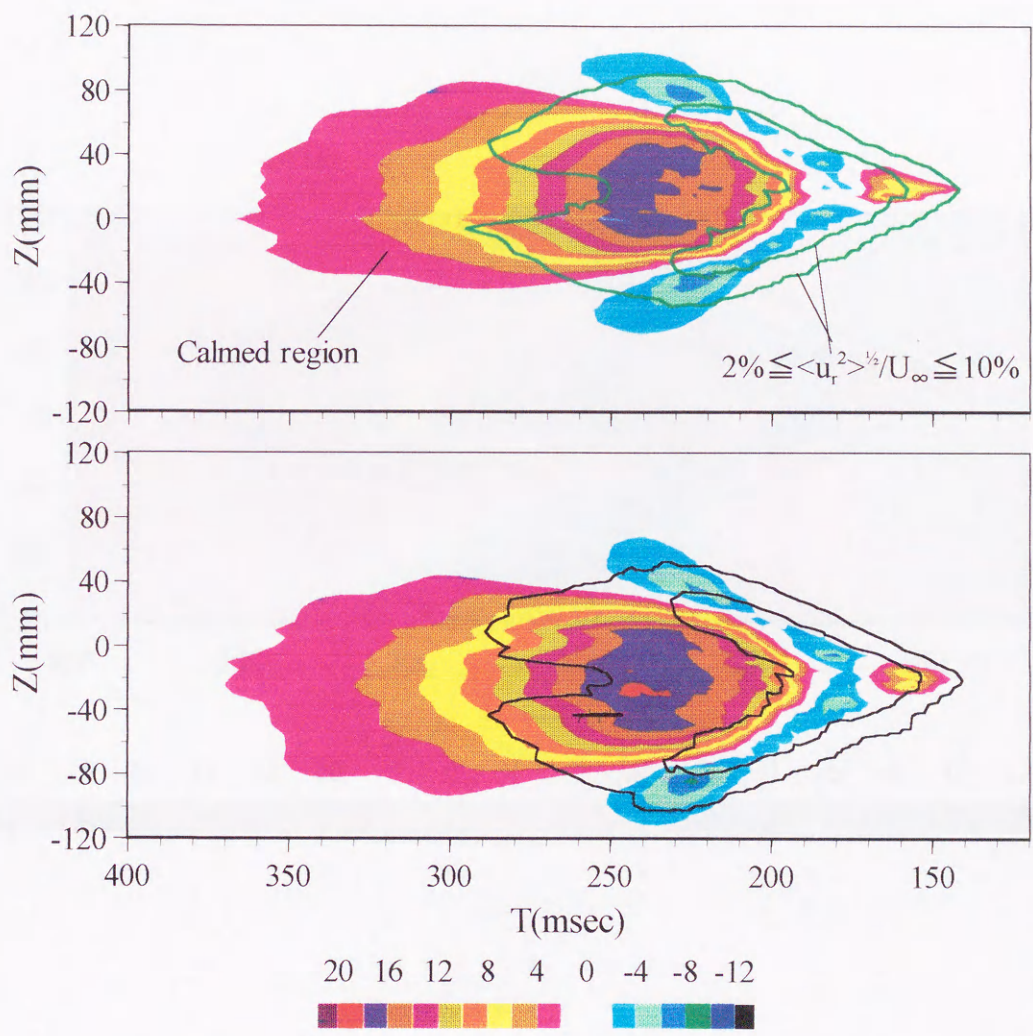


図 2. 14 (b) 各単独斑点における速度変動のアンサンブル  
平均値  $u_c/U_\infty$  (%) の Z-T 断面分布.  
 $Y/\delta = 0.4$ ,  $X = 600\text{mm}$



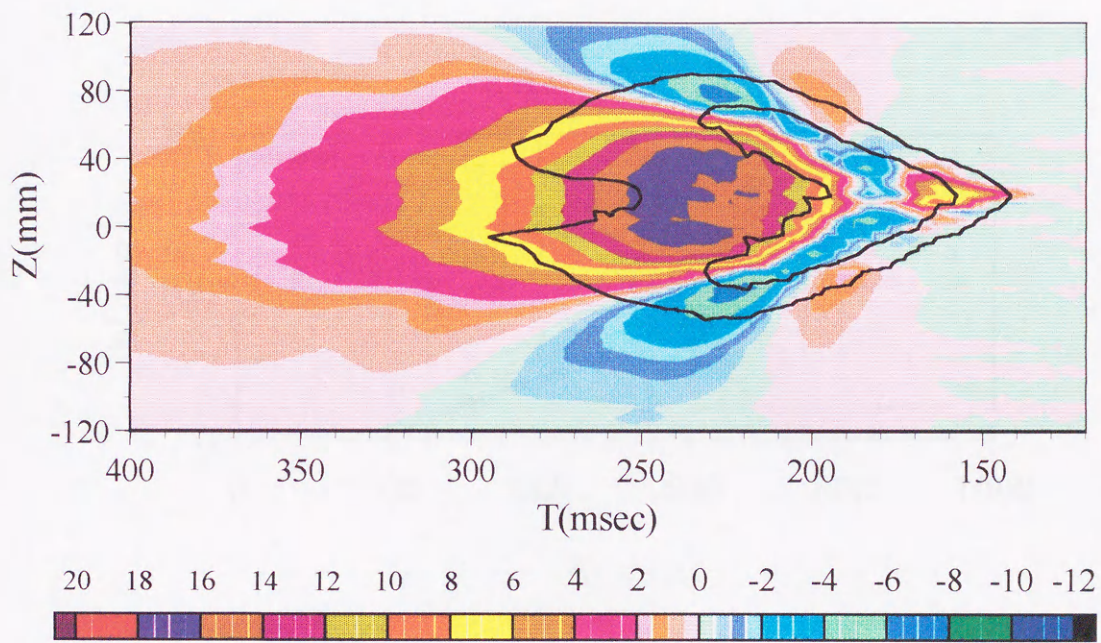


図 2.15 単独斑点における速度変動のアンサンブル平均値  $u_c/U_\infty$  (%) の Z-T 断面分布.  $Y/\delta = 0.4$ ,  $X=600\text{mm}$ .  $\bigcirc$ :  $2\% \leq \langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty \leq 10\%$



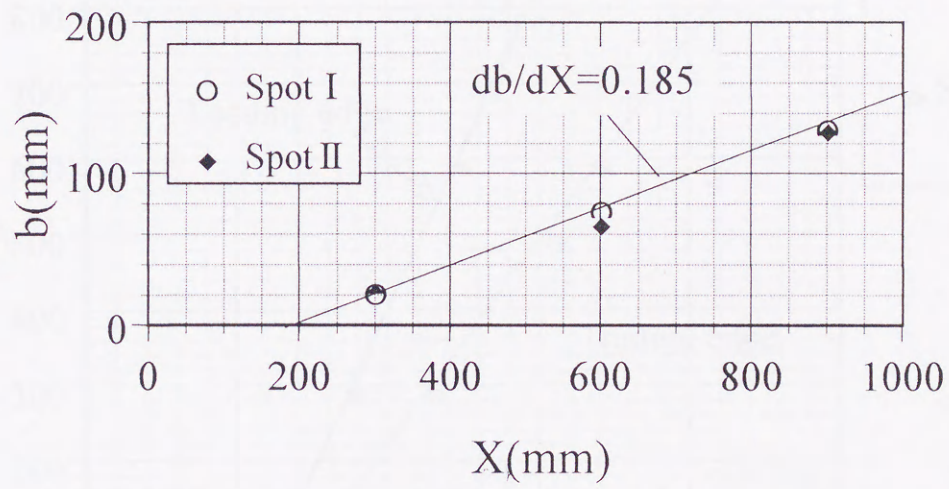


図 2.16 斑点の半幅  $b$  (mm) の流れ方向変化



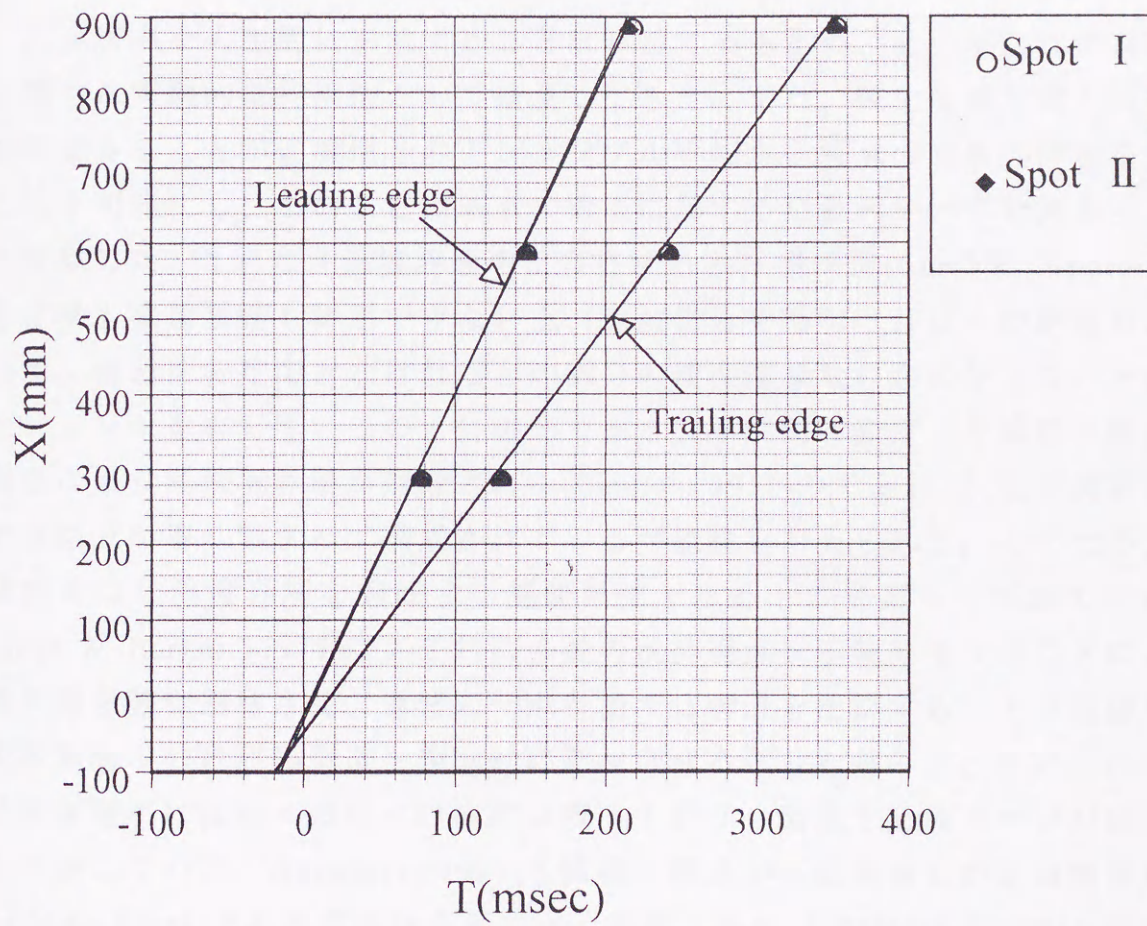


図 2.17 前縁と後縁の到着時刻の流れ方向変化



## 第3章 融合斑点の平均特性

### 3.1 緒言

乱流斑点を人工的に形成することは容易であるため、その手法は従来斑点に関する実験的研究手法として普及してきた。また、発生位置と発生時刻を特定できることが速度信号のアンサンブル平均から斑点の立体的構造を描くことを可能にし、このことは斑点の構造に関する定量的データを得る上で特に貢献した。これは乱流境界層中に存在する秩序渦構造(Cantwel 1981)が、発生位置も発達段階も特定できない上、速度信号を得なければその構造がわからず、構造を特定できなければどの部分の速度信号なのかわからないといったジレンマを有しているのと対称的である。不規則に発生した多数の斑点の融合により乱流境界層が形成される(Emmons 1951)のであれば、乱流境界層は乱流斑点が寄り集まって構成されている可能性も考えられる。そのため、乱流斑点は乱流境界層を構成する基礎単位であるとの提案もなされている。Coles & Barker (1975)は人工的に多数の乱流斑点を連続発生することにより境界層を強制遷移させ、通常の一点計測では構造を把握することが困難な乱流境界層中の秩序渦構造を規則的に発生させることを試みた。形成された乱流境界層中には個々の斑点の痕跡が残っており、斑点と乱流バルジの関連性を示唆している。Wynanski(1981)も同様な観点から乱流斑点が乱流境界層の building block である可能性を述べた。菰田と半田(1977)は斑点列から乱流境界層へ至る過程を調べたが乱流境界層の構造が制御されることを目論んでいる。これらの研究のそもそもの着眼点は斑点形状の規則性、特に境界層の外側に突き出たその構造の特徴が乱流境界層中に存在する秩序構造の一つである乱流バルジあるいは大規模渦構造を連想させることであり、斑点と大規模渦構造の間に因果関係が存在する可能性を示した。

これらの研究は、周期的に形成した多数の斑点が融合して乱流境界層へと発達した後、斑点の発生に同期した構造がどの程度観察されるかに注目し、



斑点と秩序構造との関連性を探る手がかりとした。一方、Zilbermanら(1977)は単独の斑点を層流境界層中に発生させると同時にその周りの境界層を壁面に設けた微小突起により乱流遷移させ、乱流境界層中に突入した斑点の構造を境界層厚さの70倍下流まで追跡した。乱流境界層中では層流中の斑点に比べ成長が鈍くなること、移流速度が $0.9U_0$ であり乱流境界層中の大規模渦構造に近い値をとることなど興味深い結果が得られた。Zilbermanら(1977)は斑点が大規模渦の基となるだけでなく斑点から新たな大規模渦が再生される可能性も指摘しているが、乱流境界層中に突入した斑点から新たな構造が生成されることは見出していない。Coles & Savas(1980)はColes & Barker(1975)の研究を発展させ斑点の配列の仕方を様々に変化させて遷移過程における斑点の構造の変化を詳細に調べた。彼らは配列の仕方によっては斑点と斑点の間に新たな乱流域が生じる場合があることを見出したが、斑点が融合していく過程で一時的に見られる現象であり、乱流境界層中で同様な現象が顕著に生じることはないだろうと述べている。

これらの研究結果は斑点と乱流境界層中の大規模渦構造との関連性を示唆するものである。しかし、斑点が乱流境界層の building block(Wygnanski 1981)であるか否かということについては未だに明確な解答が得られていない。これは、斑点のマクロな平均構造についてさえ、複数の斑点が融合することによりそれがどのように変化していくのかが詳細に調べられていないことも一因である。多数の斑点を発生させそれによって作られる乱流境界層の構造と斑点の構造の類似点を探るのは一つの有効な手法であるが、それのみでは不十分であり、斑点間の距離や発生周期、発生個数、配列の仕方などをパラメータとして融合した斑点の形状や、移動速度、成長率など、アンサンブル平均によって得られる平均特性の変化を系統的に調べる必要がある。

アンサンブル平均した斑点の構造は従来大規模な単一構造(Coles & Barker 1975, Wygnanski et al. 1976)、もしくは大規模な単一の渦構造と小規模な単一の渦構造が対を成した構造(Cantwell et al. 1978)として観察されたが、これは斑点内部に存在する多数の小規模な渦構造(Matsui 1980)を平滑化した結果現れる見かけの構造であり、斑点が実際に斑点全域に及ぶような大規模な渦構造によって構成されているわけではない。従って、通常のアンサンブル平均によって斑点の構造を観察する場合には、内部の渦構造の特性が反映されにくいことを考慮しなければならない。なお、斑点の内部構造に関する考察は



第4章および第5章で行う。本章では二つの斑点の融合によってアンサンブル平均から得られる斑点構造がどのように変化するかを単独の斑点と比較することにより調べる。

### 3.2 並進する二つの斑点の融合

乱流斑点の概念を提案した Emmons(1951)は境界層遷移領域における間欠率を斑点の発生確立と斑点形状の関数として表した。Emmons の理論では、(1)斑点が点源から発生し直線的に成長すること、(2)斑点と周囲の層流との境界は明確であること、(3)斑点間に相互の干渉はないことなどが仮定されている。斑点が明確な矢尻形の相似形状を保ったまま直線的に成長することは斑点の最も顕著な特徴の一つであり、Schubauer & Klebanoff(1955)の詳細な実験によって確認された。さらに、その形状や成長率はレイノルズ数によって変化しにくい(Wygnanski et al. 1976)。そのため、斑点の関数として表した間欠率の分布から、遷移領域におけるせん断応力や速度分布などの平均特性を広いレイノルズ数の範囲にわたって導くことができる(Dhawan & Narasimha 1958)。Elder は Emmons の理論に用いられた仮定の一つである斑点間の非干渉性を検証するため、周期的に二つの斑点を発生させた場合の間欠率の分布を描き、融合した斑点の外形は各斑点の輪郭を重ねあわせたものとほぼ一致することを示した。従って、層流中に単独で存在する斑点の形状と成長率さえわかっているならば、Emmons の理論によって多数の斑点が融合しあうような流れ場でもその成長率の値から間欠率の分布を導くことができる。しかし、多数の斑点の配列を様々に変化させた Savas(1979)、Coles & Savas(1980)の実験では斑点の成長が流れ方向とスパン方向に抑制されること、斑点と斑点の間に新たな乱流域が生じる場合のあることなどが見出されている。彼らは Elder との相違について、観察したレイノルズ数の範囲の違いと Elder よりも様々な配列パターンについて実験を行ったことを述べている。Elder や Coles & Savas の結論は間欠率の計測に基づくものであるが、間欠率は斑点形状の関数(Dhawan & Narasimha 1958)であり、斑点の外形を表すに過ぎない。従って、乱流斑点間の相互干渉の有無やそれが斑点の構造に及ぼす影響を評価するのに十分ではなく、 $\langle u \rangle$  および  $\langle u \rangle$  の水平および鉛直断面分布を観察することにより、相互干渉が斑点の外形に及ぼす影響と、その構造の変化について検討する必要がある。



### 3.2.1 乱れ強度分布

本節における実験条件は 2.8 節(表 2.3)と同じである。二つの斑点を同時に形成した場合の $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty$ の等値線分布を、図 2.12 と同一の  $Z-T$  断面について図 3.1 に示す。左から右を流れ方向とみなすため時間軸  $T$  の向きは右から左とした。図中に示す緑線と黒線はそれぞれ単独斑点 I、II の  $2\% \leq \langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty \leq 10\%$  の領域を表す。 $X=300\text{mm}$ (図 3.1a)において二つの斑点はその翼端部が互いに重なり合う。 $X=600\text{mm}$ (図 3.1b)においては、それぞれの斑点は完全に融合し、前縁部が W 字形になった一つの大きな斑点が形成されている。融合した斑点の輪郭は、単独の各斑点の輪郭を重ね合わせたものにほぼ一致する。従って、斑点の輪郭のみで判断すると、スパン方向に並んだ二つの斑点が融合しても互いの成長にはほとんど影響を与えない。この結果は、Emmons(1951)の仮定を支持しているように見える。しかし、図 3.1b に示す融合した斑点の後縁部は、その両端において単独の斑点の輪郭と一致して突出した形状になっているものの、それぞれの単独の斑点の輪郭が重なり合う領域( $-50\text{mm} \leq Z \leq 50\text{mm}$ )では突出が消え、単独の斑点の輪郭と一致していない。つまり、融合した斑点の面積は単独の斑点の輪郭を組み合わせたものよりも若干減少している。ただし、その違いはわずかであり、前述の Emmons の仮定に本質的な影響を与えるほどの差異はない。

図 2.12(a),(b)に示す単独の斑点はどちらも乱れが強い $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty \geq 10\%$ の領域が前縁に沿ってV字型に分布しており、乱れの分布形状には明確な秩序性が認められる。融合した斑点(図 3.1b)の $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty \geq 10\%$ の領域に注目すると、その形状は前縁に沿ったW字型になっており、単独の斑点同様周囲の層流との境界においてのみ強い乱れが生じている。図 3.1 に重ねて示す内側の線は単独斑点の $\langle u' \rangle/U_\infty \geq 10\%$ の領域であるが、融合した斑点の強い乱れの分布域はそれぞれの単独の斑点における $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty \geq 10\%$ の領域を単に組み合わせた大きさにはならないことがわかる。つまり、個々の斑点の特性がそのまま融合した斑点の内部で維持されることはない。

図 3.2 に示す乱れ強度の時間変化を用いて、融合による乱れの構造の変化をより詳しく検討する。図 3.1 と同様時間軸  $T$  の向きは右から左とした。 $Z=0, 10\text{mm}$ においては、斑点 I、II の波形はほぼ同位相であり、乱れのレベルにも大きな違いはない。融合した斑点の波形とこれらを比較すると、波形のピーク位置付近においてどちらの単独の斑点よりも融合した斑点の方が乱れのレベルが小さくなる部分がある。 $Z=20, 30\text{mm}$ においては斑点 II の乱れの大きさが斑点 I の乱れの大き



きさを大きく上回る区間( $200\text{ms} \leq T \leq 230\text{ms}$ )があるにもかかわらず、融合した斑点は斑点 I の波形とよく一致している。このことは、 $Z \geq 20\text{mm}$  において斑点 II が融合した斑点の構造に直接的な影響を及ぼさないことを示している。

Glezer ら(1989)は水平断面の乱れ強度分布の流れ方向変化を観察し、下流へ行っても前縁近傍や翼端部における乱れ強度が常に大きな値を示すことから、そこでは強い乱れが生成されていると説明している。Gad-el-Hak ら(1981)は、乱流斑点は単に移流していくのではなく、その前縁で周囲の層流を乱流に遷移させつつスパン方向へ成長すると説明した。図 2.12 (b)において、前縁部近傍で大きな乱れが発生することは、この部分に Gad-el-Hak ら(1981)が指摘した様なスパン方向への成長に寄与する構造が存在することを示している。図 3.2 の  $Z=20, 30\text{mm}$  において斑点 II の乱れの強い部分の影響が融合した斑点には現れず、斑点 II による乱流生成がこの  $Z$  位置では抑制されている。また、図 3.1b の分布からわかるように、 $Z \leq -20\text{mm}$  における斑点 I の前縁部に相当する場所には緑線で示す斑点 I の乱れの強い領域の影響が現れていない。さらに、図 3.1b の融合した斑点の乱れ強度分布において、単独の斑点後縁部の突起に相当する部分が消えてしまっている。これらの結果は二つの斑点が融合する時、個々の斑点の構造が互いの領域に侵入するのは各斑点の輪郭が重なる範囲よりも狭いスパン範囲に限られることを示している。すなわち、融合部近傍の相互干渉が生じる領域内では各斑点のスパン方向への成長は抑制される。

Seifert ら(1994)は翼端部に外向きの強いスパン方向の速度成分が存在することを示した。斑点が成長に伴って周囲の層流を遷移させる機構について、Seifert & Wygnanski(1995)は、斑点翼端部近傍における流れ方向速度成分の鉛直方向分布に変曲点が存在し、そこでの二次不安定から遷移が生じる可能性を指摘し、さらに Seifert ら(1994)が示したスパン方向速度成分の存在が二次不安定を促進すると述べている。二つの斑点が融合する時、融合しあうそれぞれの翼端部における外向きのスパン方向速度成分は相殺すると考えられる。単独で存在する場合は周囲が層流境界層であるのに対し二つの斑点が接する時、翼端部の隣は相手の斑点の既に遷移を生じた流体が接する。この時、翼端部の周囲は層流の場合よりも速度分布が安定になり、新たな遷移が生じる必然性はなくなることが予想される。図 3.2 の  $Z=0$  において、融合した斑点の乱れ強度がどちらの単独斑点のものよりも弱まっていることはこの推測を支持している。



Matsui(1980)や Perry ら(1981)は、乱流斑点のスパン方向への成長は斑点を構成している小規模な縦渦構造群の数が下流へ行くに従って増加することによって生じるとしている。この説明は Gad-el-Hak ら(1981)よりも具体的であり、Perry ら(1981)の提案したヘアピン渦群が千鳥状に配列した斑点のモデルは、斑点が規則的な矢尻形状となることを説明している。図 3.1 の融合した斑点の分布を見ると、矢尻の先端部の形状は単独の斑点のもの(図 2.12(a),(b))とほとんど変わらず、両斑点が接する部分まで輪郭が一致している。このことは、二つの斑点が融合しても、融合部分以外に存在している内部の渦構造の生成過程は、単独の斑点の場合と変わらないことを示している。すなわち、斑点の境界で新たな渦構造が生成される機構は、周囲の層流との境界条件に強く依存し、融合によって構造が部分的に変化してもそこから離れた位置における渦構造の生成は影響を受けにくいものと考えられる。

前述の Savas(1979)、Coles & Savas(1980)は多数の乱流斑点を様々な配列で形成する実験により、互いに近接して形成された斑点はその成長がスパン方向にも流れ方向にも抑制されることを報告した。しかし、速度信号を乱流部分と非乱流部分の矩形信号に変換したものをアンサンブル平均して得た間欠率の水平断面分布から、個々の斑点の形状が明確に判別できるよう、斑点上部( $Y/h \approx 0.7$ ,  $h$ :斑点高さ)においてのみ計測を行っており、斑点の最大長さおよび最大幅を観察した結論ではない。また、単独の斑点を形成した場合のデータも示されているが、その計測位置( $Y/h \approx 0.5$ )は多数の斑点を形成した場合より低いため直接比較することはできない。斑点のスパン幅と流れ方向長さは鉛直上方ほど短くなる(Wygnanski et al. 1976)ことを考慮すると、その抑制の効果を正確に判断することは難しい。Narasimha(1985)も Coles & Savas の計測高さの問題点を指摘している。本実験の計測位置( $Y/h \approx 0.2$ )は斑点がほぼ最大幅となる高さ(Wygnanski et al. 1976)である。本結果からは隣り合う斑点はスパン方向の成長に伴う互いの領域への侵入を抑制すること、ただし周囲の層流と接する境界部分では単独に存在する場合と同様に成長すること、一方、流れ方向への成長は融合する部分も含めてほとんど影響を受けないことなどがわかる。Savas や Coles & Savas の結果は、下流へ行っても隣接した斑点間に層流域が残っているように見える場合がある。しかし、本結果が示す成長の抑制は、隣接した斑点間にいつまでも層流域が維持されるというのではなく、斑点の成長に寄与する内部の渦構造は、周囲が層流である限り他の斑点にほとんど影響を受けずに生成し続けると考えられる。従って、斑点同士が近接



してもなお融合を生じないような機構は考えにくく、Savas や Coles & Savas の場合も、計測位置が高いために斑点間にいつまでも層流域が残るように見えるだけであって、壁面の近くでは融合した斑点によって乱流域で埋め尽くされていると思われる。

Cantwell ら(1978)は十分発達した乱流斑点のスパン方向のスケールが乱流境界層中の大規模渦構造と比べても大きすぎる点を指摘した。本結果からは、自然遷移過程において多数の乱流斑点が融合しあって平板上を覆っていくとき、隣接した斑点間でスパン方向の成長が抑制され、層流境界層中に孤立して存在する場合に観察されるような大スケールの構造を有する斑点が形成される可能性は少ないことが予想できる。

### 3.2.2 速度変動分布

乱れ強度分布において融合の影響が顕著に観察された  $X=600\text{mm}$  における  $u_c/U_\infty$  の分布を図 3.3 に示す。図 3.3(a)は単独斑点 I に単独斑点 II の  $u_c/U_\infty = \pm 2\%$  の輪郭をそれぞれ実線と点線で重ねて示してある。図 3.3(b)は融合した斑点である。最も外側の等値線が  $u_c/U_\infty = \pm 2\%$ 、等値線の間隔は  $\Delta u_c/U_\infty = 2\%$  である。また、図 3.1b で示した乱れ強度  $2\% \leq \langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty \leq 10\%$  の領域を実線で重ねて示す。減速領域は前縁部に沿って分布し、その位置は乱れ強度が 10%以上の領域とほぼ一致する。

融合した斑点の乱れ強度の分布域(図 3.1)は、単独の斑点それぞれの分布域を組み合わせたものよりも後縁部において若干縮んでいた。これに対し、図 3.3b の融合した斑点の速度変動の分布域は単独の斑点(図 3.3a)の分布域よりも静隠領域が上流側に伸びている。また、二つの斑点の中間に位置する融合した斑点の減速領域のピーク値(図 3.3b)は、単独の斑点の同位置における減速領域のピーク値(図 3.3a)よりも大きくなっている。つまり、斑点の構造は融合によって強まる部分がある。3.2.3 で述べるが、それと対応して、二つの斑点中間の鉛直断面では、融合した斑点の減速領域は単独の場合に比べ拡大する。このことは複数の斑点が乱流境界層を形成していく過程において、融合部の構造はより下流まで個性を維持できる可能性があることを示す。

各  $Z$  位置における  $u_c/U_\infty$  の波形を図 3.4 に示す。また、融合した斑点の静隠領域に相当する区間を灰色の太線で示す。 $Z=0\text{mm}$  の波形を見ると、図 3.3 の融合した斑点における減速領域のピーク値の増加と静隠領域の伸長は、各斑点の速度変動がほぼ同位相で重なることにより、相互に強め合ったためであることがわかる。



ただし、融合した斑点の振幅の大きさは単独の斑点の各変動の振幅を足し合わせたほど増加してはいない。融合が始まるのは本計測位置( $X=600\text{mm}$ )よりもかなり上流側( $X\cong 300\text{mm}$ )であり、各斑点の速度変動が図 3.4 に示す大きさで重なり合うのではない。融合する時に生じる内部の構造の変化は相互干渉のメカニズムを探る上で重要であるが、次章で融合した直後( $X\cong 300\text{mm}$ )の構造の変化を詳しく考察する。

乱れ強度の波形(図 3.2)では $Z=20, 30\text{mm}$ において融合した斑点と斑点 I は良く一致しており、斑点 II の影響がほとんど見られないが、同位置の $u_c/U_\infty$ の波形(図 3.4)では $T \geq 240\text{ms}$  で融合した斑点の波形の振幅がどちらの斑点のものよりも大きい。つまり、この $Z$ 位置では斑点 II と I が相互に干渉した影響が現れている。また、 $Z=30\text{mm}$ (図 3.4)の $T \leq 240\text{ms}$  では融合した斑点の方が斑点 I より変動の値が小さくなっている部分がある。 $Z=42\text{mm}$ (図 3.4)の $220\text{ms} \leq T \leq 240\text{ms}$ においても、融合した斑点の方が斑点 I よりわずかに振幅が小さくなっており、斑点 II の前縁部に相当する減速波形の影響が現れている。 $Z=49\text{mm}$ (図 3.4)になると融合した斑点の波形に斑点 II の減速波形の影響は見られない。従って、 $u_c/U_\infty$ の波形でみると $Z \geq 20\text{mm}$ においても融合した斑点に斑点 I の影響が及んでいる。ただし、斑点 I と II の $u_c$ がともに正の値を示す静隠領域では融合した斑点の波形は両斑点に比べて振幅を増し、明確な変化が現れるのに対し、斑点 II の変動が負になる部分では融合した斑点の波形の変化に対する斑点 II の寄与は小さい。

前縁に沿って存在する減速領域は乱れ強度が卓越する領域とほぼ一致し、翼端部にまで達している(図 2.12, 図 3.3)。このことから、減速領域は斑点のスパン方向への成長とともに外側に向かって拡張していくと考えられる。従って、静隠領域では $Z=42, 49\text{mm}$ においても融合した斑点の波形に相互干渉による変化が認められるが、斑点 II の減速波形の影響が融合した斑点の波形に現れていないことから、斑点 II のスパン方向への成長は融合により抑制されたとみなす方が妥当である。ここには示さないが、 $Z \leq 0$ においても融合した斑点に対する斑点 I の寄与は、上記の傾向と同様であった。

Glezer ら(1989)は、前縁から斑点長さの 1/2 程度までの乱れのある領域に関しては、斑点の鉛直断面および水平断面形状が発生位置からの距離で無次元化すると一つの輪郭として表せるのに対し、静隠領域の輪郭は無次元化できないことから、静隠領域が成長する機構は、斑点本体が entrainment(Wygnanski et al. 1976, Cantwell et al. 1978, Gad-el-Hak et al. 1981)によって鉛直方向へ成長する機構や周囲の層流



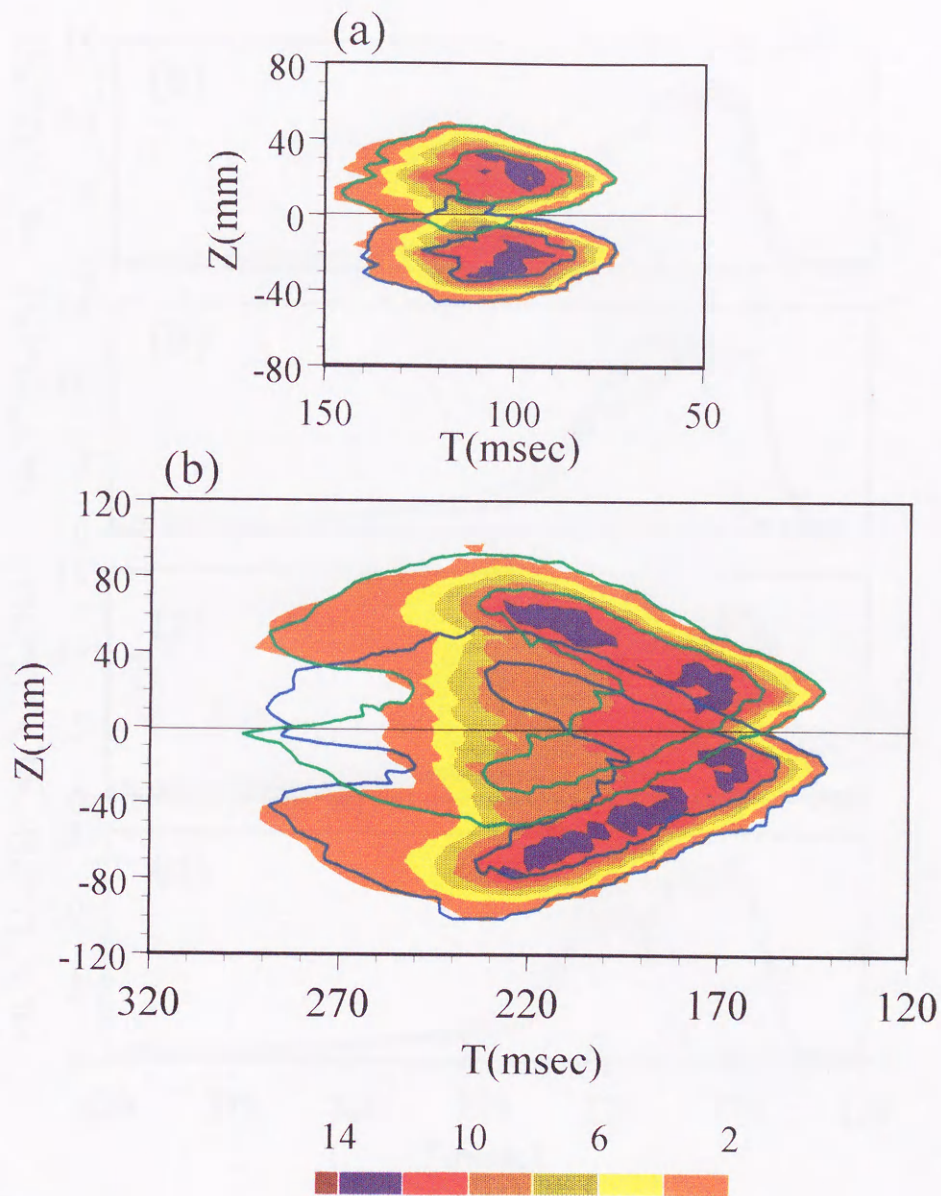


図 3.1 融合斑点における乱れ強度のアンサンブル平均値  $\langle u_r^2 \rangle^{1/2} / U_\infty$  (%) の Z-T 断面分布.

$Y/\delta = 0.4$ , (a)  $X=300\text{mm}$ , (b)  $X=600\text{mm}$

- 単独斑点 I の  $2\% \leq \langle u_r^2 \rangle^{1/2} / U_\infty \leq 10\%$  の領域
- 単独斑点 II の  $2\% \leq \langle u_r^2 \rangle^{1/2} / U_\infty \leq 10\%$  の領域



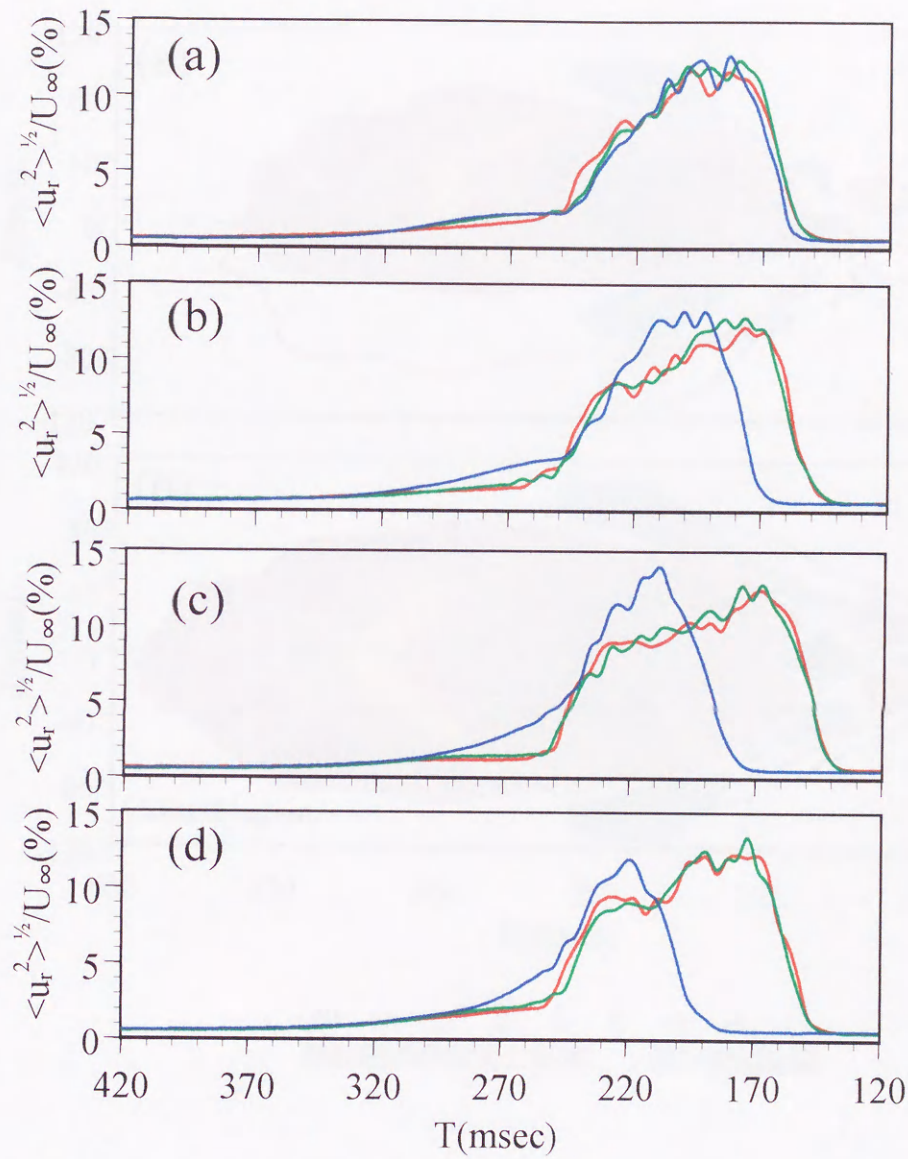


図 3.2 各  $Z$  位置における乱れ強度のアンサンブル平均値  $\langle u_r^2 \rangle^{1/2} / U_\infty (%)$  の時間変化.  $X=600\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.4$

(a)  $Z=0\text{mm}$ , (b)  $Z=10\text{mm}$ , (c)  $Z=20\text{mm}$ , (d)  $Z=30\text{mm}$

— : 単独斑点 I, — : 単独斑点 II, — : 融合斑点



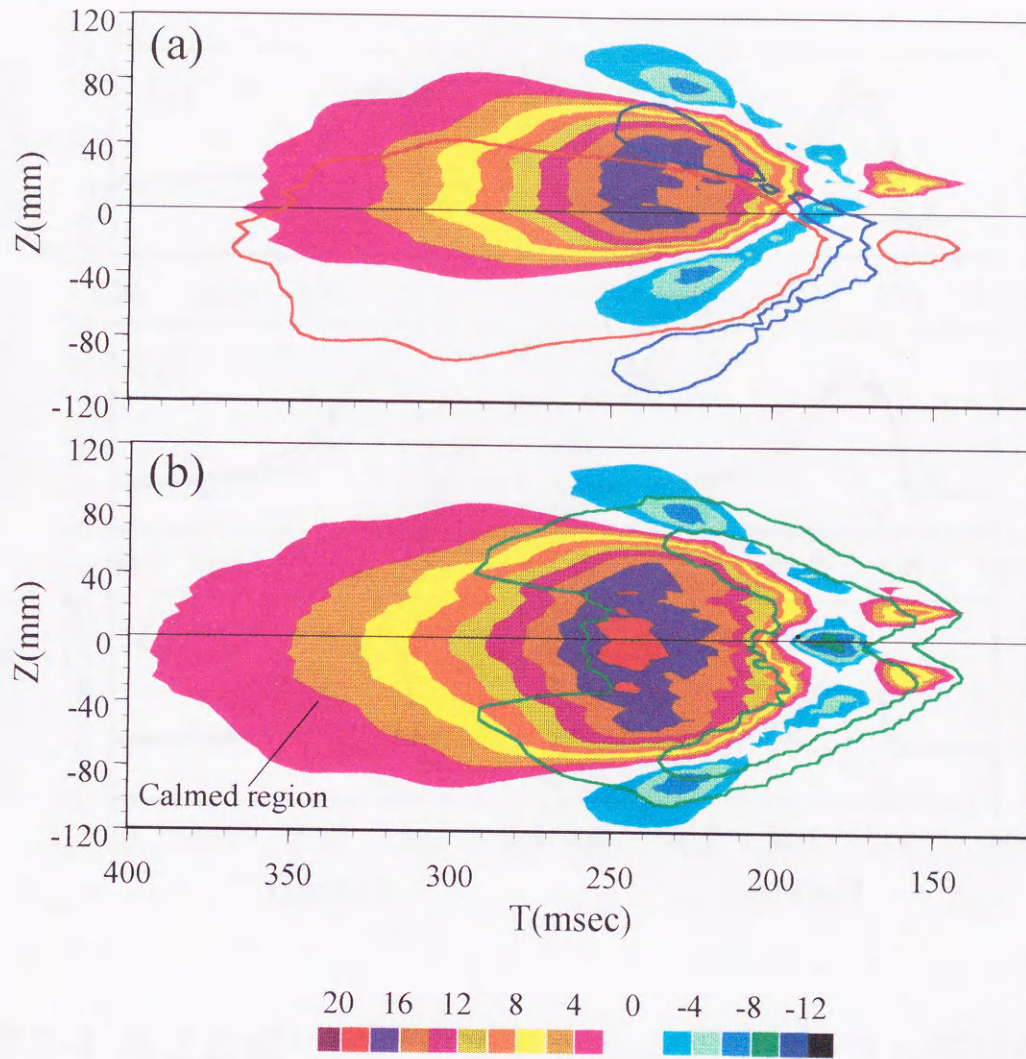


図 3.3 速度変動のアンサンブル平均値  $u_c/U_\infty$  (%) の Z-T 断面分布.  $Y/\delta=0.4$ ,  $X=600\text{mm}$  (a) 単独斑点 I, (b) 融合斑点.

□ :  $u_c/U_\infty \leq -2\%$ , □ :  $u_c/U_\infty \geq 2\%$  (単独斑点 II).

□ : 融合斑点の  $2\% \leq \langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty \leq 10\%$  の領域



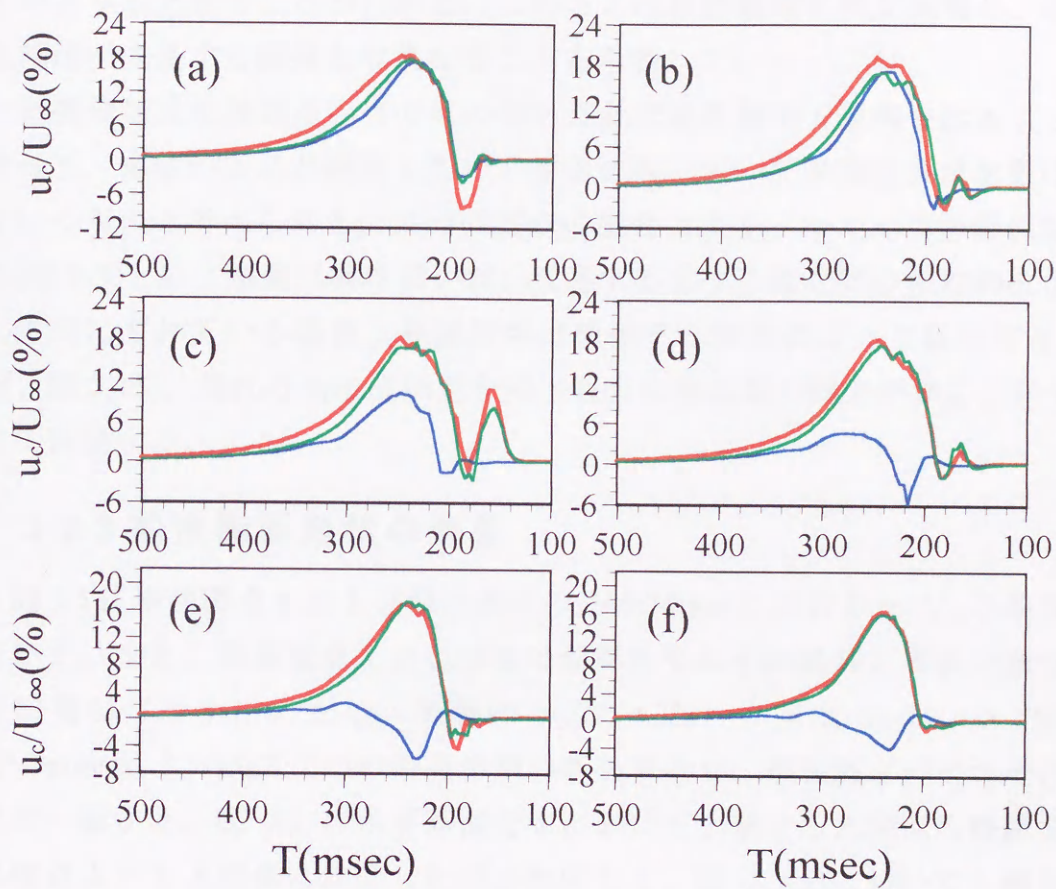


図 3.4 各  $Z$  位置における速度変動のアンサンブル平均値  $u_c/U_\infty$  (%) の時間変化.  $X=600\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.4$ , (a)  $Z=0\text{mm}$ , (b)  $Z=10\text{mm}$ , (c)  $Z=20\text{mm}$ , (d)  $Z=30\text{mm}$ , (e)  $Z=42\text{mm}$ , (f)  $Z=49\text{mm}$ .  
 — : 単独斑点 I, — : 単独斑点 II, — : 融合斑点



を遷移させてスパン方向へ成長する機構(Gad-el-Hak et al. 1981)とは異なる可能性を指摘した。図 3.4 から、静隠領域は乱れを含む領域よりも、スパン方向に広い範囲にわたって相互干渉の影響が及び、融合斑点の  $u_c$  の値がどちらの単独斑点のものよりも上回ることがわかる。このことは静隠領域の成長機構が、斑点本体の乱流域が成長する機構とは異なることを示唆している。

静隠領域は乱流斑点固有のものであり乱流境界層中で観察されることはない。従って、多数の斑点が融合していく遷移過程において静隠領域は次第に侵蝕されていくものと考えられる。二つの斑点の融合により、かえって静隠領域が拡大する(図 3.3)という事実は興味深いが、後述するように斑点間の相対的位置関係が流れ方向にずれている場合、静隠領域は後続する斑点によって乱流化される(3.3.3 項、図 3.15)。流れ方向に位相差を持つ場合の斑点間の相互干渉については 3.3 節にて詳述する。

### 3.2.3 鉛直断面形状の変化

図 3.5 に単独斑点 I および融合斑点の  $Z=0, 20\text{mm}$  における  $u_c/U_\infty$  の鉛直断面分布を示す。また、単独斑点 I および II の輪郭をそれぞれ緑線と黒線で融合斑点の分布に重ねて示す。ただし、実線は  $u_c/U_\infty=2\%$ 、点線は  $u_c/U_\infty=-2\%$  である。 $Z=0\text{mm}$ (図 3.5(a))は二つの斑点中間の断面であり、単独斑点のそれぞれの輪郭はほぼ一致する。図 3.3 の水平断面分布において、融合した斑点の静隠領域が単独の斑点よりも上流側に伸長したのに対応して、図 3.5(a)においても融合した斑点の加速領域はどちらの単独斑点のものよりも上流側に伸びている。しかし、加速領域の高さは単独斑点と比べほとんど変化していない。一方、融合斑点の減速領域は単独の斑点よりも上方まで分布しており、そのピーク値も単独斑点に比べ著しく増加している。このことから二つの斑点が融合すると相互干渉によって融合部には強い構造が形成され、鉛直上方への成長が促進されると考えられる。また、その高さは同一流れ方向位置における単独の斑点の最大高さよりも高い。Savas(1979)は複数の斑点が密集していても鉛直方向の成長率はほとんどその影響を受けないとした。これは本結果と異なるが、Savas の実験では水平断面における間欠率の計測に重点が置かれていたために、斑点高さの違いは捉えきれなかったものと考えられる。

菰田と半田(1983)は多数の斑点がスパン方向に一系列に並んだ“乱流帯”を形成し、乱流帯は単独の斑点に比べより高い位置まで速度変動波形の変化が及ぶこと、



および、 $u_c$  や  $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}$  の分布はスパン方向に大きく変化しないことを報告した。複数の斑点が同位相で重なり合う時、鉛直方向への成長が促進されるという傾向は本結果と同様である。しかし、本結果では  $Z=20\text{mm}$  (図 3.5(b)) において融合した斑点の高さはそれぞれの単独の斑点とほとんど等しく、この位置では融合による鉛直方向への成長の促進は見られない。従って、相互干渉が鉛直方向への成長に影響を与えるのは二つの斑点中間の狭い範囲に限られる。これは菰田らの結果と異なるが、菰田らの実験では斑点の個数が多く隣り合う斑点のスパン方向間隔 (10mm) が本実験 (40mm) に比べ非常に狭いため、融合によって局所的に鉛直上方への成長が促進したとしても、斑点内の乱れによる拡散作用を受けて  $u_c$  の分布はすぐにスパン方向に一様化してしまうのではないかと考えている。

乱流斑点の構造は乱流境界層中のバルジなどのような比較的大規模な秩序構造との類似性が指摘されている (Coles & Barker 1975) が、著者らは斑点そのものがバルジへ発達するとは考えていない。しかし、図 3.5 に示すように斑点の融合によって局所的に突出した構造が形成される機構は、下流の乱流境界層の境界面に非一様性を生じる原因となる可能性があると考えている。ただし、菰田らが示すように融合によって斑点の成長が促進されたとしても、スパン方向間隔が狭い場合スパン方向には分布が一様化してしまう。従って、乱流境界層中の大規模秩序構造との関連性を探る一つの手段として、斑点が構造の不均一性を維持できる距離と、斑点の間隔や個数などの各パラメータとの関係や配列による違いなどを今後詳細に検討することが必要と思われる。

### 3.2.4 速度変動分布の流れ方向変化

速度変動のアンサンブル平均値  $u_c$ ,  $v_c$  の鉛直断面分布を図 3.6~3.8 に示す。 $X=300\text{mm}$  (図 3.6a) は翼端部が融合した直後であり、 $u_c$ ,  $v_c$  の分布域は融合によって顕著に拡大してはいないが、どちらの成分も融合斑点の方が単独斑点より大きくなる。 $X=600\text{mm}$ ,  $900\text{mm}$  (図 3.7, 3.8) になると、融合斑点は両成分の値が増加するだけでなく  $u_c$  の分布域は上方および上流側に拡大する。しかし、 $v_c$  の分布は乱れの分布域よりも上方まで鉛直方向にほぼ一様な分布形状で伸びており、この分布から斑点の成長がどの程度促進したのかは判断しづらい。 $v_c$  がこのような分布になるのは斑点の移動速度が主流の速度よりも遅い (Schubauer & Klebanoff 1955) ために主流が斑点を乗り越えていく (菰田・半田, 1983) からであり、そのため斑点高さの 3 倍程度上方まで主流が変形した



ポテンシャル流れが形成される (Van Atta et al. 1982) ことによる。従って、斑点高さがより大きい融合斑点の方が、それを乗り越える主流の変形が大きくなる (図 3.6b,c)。斑点を形成しないときの層流時の境界層厚さ以下の領域では  $v_c$  はほぼ正の値を取り、静隠領域内には  $v_c$  はほとんど存在しない。静隠領域よりも上方では  $v_c$  は負の値を示すが、これは主流が斑点の背面を通じて斑点内部にエントレインメントされる (Cantwell et al. 1978, Gad-el-hak et al. 1981) ことに対応していると考えられる。しかし、その値は斑点内部乱流域における正の  $v_c$  成分よりもかなり小さい。乱流バルジが大規模な馬蹄形状の渦構造から構成されたものであることは Makita et al. (1987, 1988, 1989), Makita & Sassa (1991, 1992) による乱流境界層中に人工的に渦構造を誘起した一連の先駆的研究によって詳細な定量的データが示されている。乱流境界層中に存在する大規模馬蹄形渦の頭部はその上流側に吹き上げを、下流側に吹き降ろしを伴うスパン方向渦度成分が卓越した回転運動をしていることが示されているが、本結果における斑点頂上部の  $v_c$  成分の分布からは背面側に吹き上げ、前縁側に吹き降ろしを伴う渦構造の存在が予想できる。融合した場合の方が  $v_c$  成分の値は頂上部付近で特に強くなっていることから、融合により、斑点頂上部近傍には強い渦構造が形成されている可能性がある。

### 3.2.5 融合による鉛直方向成長率の変化

図 3.6~3.8 の  $u_c/U_\infty=2\%$  の輪郭から判断した  $Z=0$  における斑点高さ  $h$  の下流変化と成長率を図 3.9 に示す。  $X=300\sim 600\text{mm}$  にかけて高さの変化が急激なのは、  $X=300\text{mm}$  では比較的構造の弱い翼端部近傍であることによる。従って、成長率は  $X=600, 900\text{mm}$  のデータから求めた。単独斑点の成長率は Cantwell ら (1978) が示した斑点の対称断面における値  $dh/dX=0.013$  と等しい。これに対し、融合斑点の成長率は  $dh/dX=0.02$  であり、単独斑点の 1.5 倍程度となる。すなわち融合により上方へ拡大した構造が単独の場合と同じ成長率で成長するのではなく、融合部の構造は鉛直上方へ成長する能力が他の部分よりも卓越していると考えられる。

斑点の鉛直方向の成長率は乱流境界層の厚さの増加率と近い値をとり、斑点の形成方法やレイノルズ数には大きく依存しない (Wyganski 1976)。従来、乱流斑点と乱流バルジ (Kovaszny et al. 1970) の類似性を指摘した研究 (Coles & Barker 1975, Wyganski 1981) はいずれも、斑点頂上部の構造が境界層の厚



さを超えて上方へ突出した形状を有していることから、その部分が多数の斑点が融合して乱流境界層を形成した後も個性を維持しているためにそれが境界層外縁部の湾曲の原因となることを期待したものである。Coles & Barkerの実験では多数の斑点を周期的に発生させることにより乱流境界層の発達を促進する手法が提案され、斑点の発生に同期した周期的な速度変動が乱流境界層中でも観察されることが示された。彼らは多数の斑点によって形成した乱流境界層の外縁形状を直接観察はしていないものの、それが斑点の発生に同期して歪んだ形状になることを予測している。Wynanski (1981)は5つの斑点を流れ方向に連続的に形成しその対称断面の分布図を描いた。鉛直断面における乱流域の分布図は単独の斑点の輪郭を流れ方向に連ねたようになっており、境界層外縁部には斑点と斑点の間に鋭く侵入した層流域が形成されていることが示された。菰田と半田(1977)も多数の斑点を周期的に発生させ乱流境界層を形成した。彼らは隣接する斑点間の位相差を変え( $0^\circ, 180^\circ, 120^\circ$ )、それによって遷移が完了する位置が異なること、および、遷移の終了が遅い場合ほどより下流まで斑点の発生に同期した周期的な速度変動野の波形が観察されるが、いずれの位相差の場合も最終的には規則的な波形はほとんど観察されなくなる事を示した。この結果は、斑点を周期的に形成しても十分発達した乱流境界層になるまで追跡すればいずれは元の斑点の個性は失われてしまう事を示唆する。また、斑点の構造がそのまま乱流境界層中に維持されていくとすれば、Cantwell et al.(1978)が指摘したように斑点のスパンスケールがバルジなどの大規模渦構造のスパンスケールと比べ大きすぎる点を説明できない。本結果は、融合部の方が単独斑点の最大高さよりも高い事を示しているが、このように融合部のみその構造が上方へ突出する機構は、乱流バルジを形成するのは斑点そのものではなく、むしろ融合によって変化した部分の構造が遷移の過程においてより上方まで発達していくのであり、これが乱流境界層中の大規模構造の起源となる可能性を示唆する。また、並進する斑点が融合すると融合部において互いのパン方向の成長を抑制しあう事を3.2.1および3.2.2で示したが、このことは層流中に孤立して存在する斑点のスパンスケールが大規模渦構造と比べても大きすぎる点も説明することができる。これらの結果から並進する斑点融合部の構造は乱流境界層中の大規模渦構造との因果関係を調べる上で特に重要と考えられる。



### 3.2.6 レイノルズ応力分布

図 3.10 に  $X=600,900\text{mm}$  の中心断面( $Z=0$ )における、アンサンブル平均された全レイノルズ応力 $-\langle uv \rangle / U_\infty^2 (\times 10^2)$ の  $Y$ - $T$ 断面分布を示す。また  $u_c / U_\infty \leq -2\%$  の領域(減速領域)を青線で  $u_c / U_\infty \geq 2\%$  の領域(加速領域)を赤線で示す。単独斑点と融合斑点を比較すると、どちらの斑点も減速領域に対応して正のレイノルズ応力が分布しており、加速領域内にはわずかに負の領域も存在する。そのピーク値、分布域ともに融合斑点のほうが単独斑点よりも大きい。しかし、 $X=600\text{mm}$  と  $900\text{mm}$  を比較すると、両ケースとも分布域は下流で拡大しているがピーク値はほとんど変化していない。従って、さらに下流へ成長しても、その分布形状が相似的に拡大するのみでピーク値には大きな変化のないことが推察される。乱流境界層中でのレイノルズ応力の分布は壁の近傍( $Y/\delta \leq 0.05$ )にピーク( $-\overline{uv}/U_\infty^2 (\times 10^2) \cong 0.14$ )を持つ(Klebanoff 1955)。これに対し、斑点内のレイノルズ応力は斑点高さの中心付近にピークを持ち、その値は乱流境界層のピーク値と比べて極めて大きい。また、壁面に近づくほど正のレイノルズ応力の分布幅は狭くなる。従って、斑点がこの特性を維持しつつ単に流れ方向に連なった状態で平板上を覆い尽くしても、乱流境界層のレイノルズ応力分布に近づくとは考えられない。このことから、多数の斑点が融合していく過程において壁近傍に強いレイノルズ応力を生成するような構造の変化が生じる必要性があると考えているが、少なくとも同位相での融合はそのような傾向を示してはいない。これは第 2 章の解析方法でも少し触れたが、アンサンブル平均によって得られる変動の秩序成分と平均操作で分離される乱雑成分をどのように位置付けるかということにも関連している。言うまでもなく乱流境界層中で観測されるレイノルズ応力は時間平均流速からのずれを変動成分として捉え、その積から算出されたものである。これに対し図 3.10 に示した全レイノルズ応力は、斑点を形成しない層流時の局所平均流速  $U_t$  からのずれを全て変動成分とみなして算出された。しかし、 $U_t$  と  $u_c$  の和であるアンサンブル平均流速 $\langle U \rangle$ の分布はそれ自体乱流境界層の時間平均流速の分布とよく似ている。福西ら(1998)は乱流斑点の発生位置より下流の境界層を強制遷移させ、乱流環境に置かれた乱流斑点の特性を調べた。彼らによれば乱流境界層中に侵入した斑点は、層流中ならば観察された壁近くの加速領域が消えてしまうことが報告されている。その理由として、斑点内の速度分布が乱流境界層型であるために周囲の層流境界層の速度分布からのずれとし



て観察されていた加速領域が、周囲も乱流境界層になったために見えなくなったことを挙げている。すなわち、多数の斑点が流れ方向にも連なって平板上を覆い尽くすときは、層流中に孤立して存在していたときとは異なり、その位置における局所時間平均流速からのずれを変動成分とする方が妥当であり、そのときの  $u_c$  は層流境界層の速度分布からのずれを変動成分として捉えて算出した  $u_c$  よりも小さくなることが予想される。このことから、 $u_c$  を変動成分として捉えるのではなく、斑点の通過に伴って平均場が  $U_i + u_c$ ,  $v_c$  で変化し、変動成分  $u_r, v_r$  が生じるとみなすことも妥当性を持つと考えられる。図 3.10 に示した全レイノルズ応力はレイノルズ応力の秩序成分  $-u_c v_c$  および、乱雑成分  $-\langle u_r v_r \rangle$  に分離でき、 $-\langle uv \rangle = -u_c v_c + (-\langle u_r v_r \rangle)$  の関係がある (Hussain 1983)。乱雑成分は平均処理で除去される小規模な構造の寄与を示す。

次にレイノルズ応力乱雑成分の分布を示し、乱流境界層中のレイノルズ応力分布との対応について考察する。融合斑点の鉛直方向への成長率が増加することは、先述したようにその構造が乱流バルジに発達する可能性を示唆するが、乱流境界層中でレイノルズ応力の生成に寄与するのは内層の比較的小規模な秩序構造 (Kline et al. 1967) である。図 3.11 に  $X=900\text{mm}$  における  $-\langle u_r v_r \rangle / U_\infty^2 (\times 10^2)$  の  $Y$ - $T$  断面分布を示す。 $-\langle u_r v_r \rangle$  は全域で正の値を示し、そのピーク値は両斑点とも等しい。また、その分布形状は  $-\langle uv \rangle$  の分布形状とは異なり、壁近傍ほど分布幅は長くなる。このような分布を持つ斑点が流れ方向に連続して存在するような流れ場では小規模な構造によって生成されるレイノルズ応力の時間平均値は乱流境界層の傾向と一致すると考えられる。また、図 3.11 の壁近傍の値は一般的な十分発達した乱流境界層中のレイノルズ応力のピーク値 (Klebanoff 1955) とかなり近い。このことから、斑点が乱流境界層中のレイノルズ応力の生成に寄与するような小規模な渦構造を内包している可能性も考えられる。また、図 3.11 の分布が単独斑点と融合斑点であり変化しないのはそのような小規模な構造が生成するレイノルズ応力は斑点の融合の影響を受けにくいことを示唆する。

これらの結果は  $U_i + u_c$ ,  $v_c$  を平均場、 $u_r, v_r$  を変動成分として捉えることがある程度は妥当であることを示しているが、もともと、通常の三成分分解によるアンサンブル平均処理では、斑点内部の秩序的な渦構造を的確に捉えることができないのは冒頭にも述べたとおりである。また、 $u_c$  の鉛直方向分布はスパン方向にも流れ方向にも一様ではなく、 $U_i + u_c$  がどこでも乱流境界層中の速度分布に一致するわ

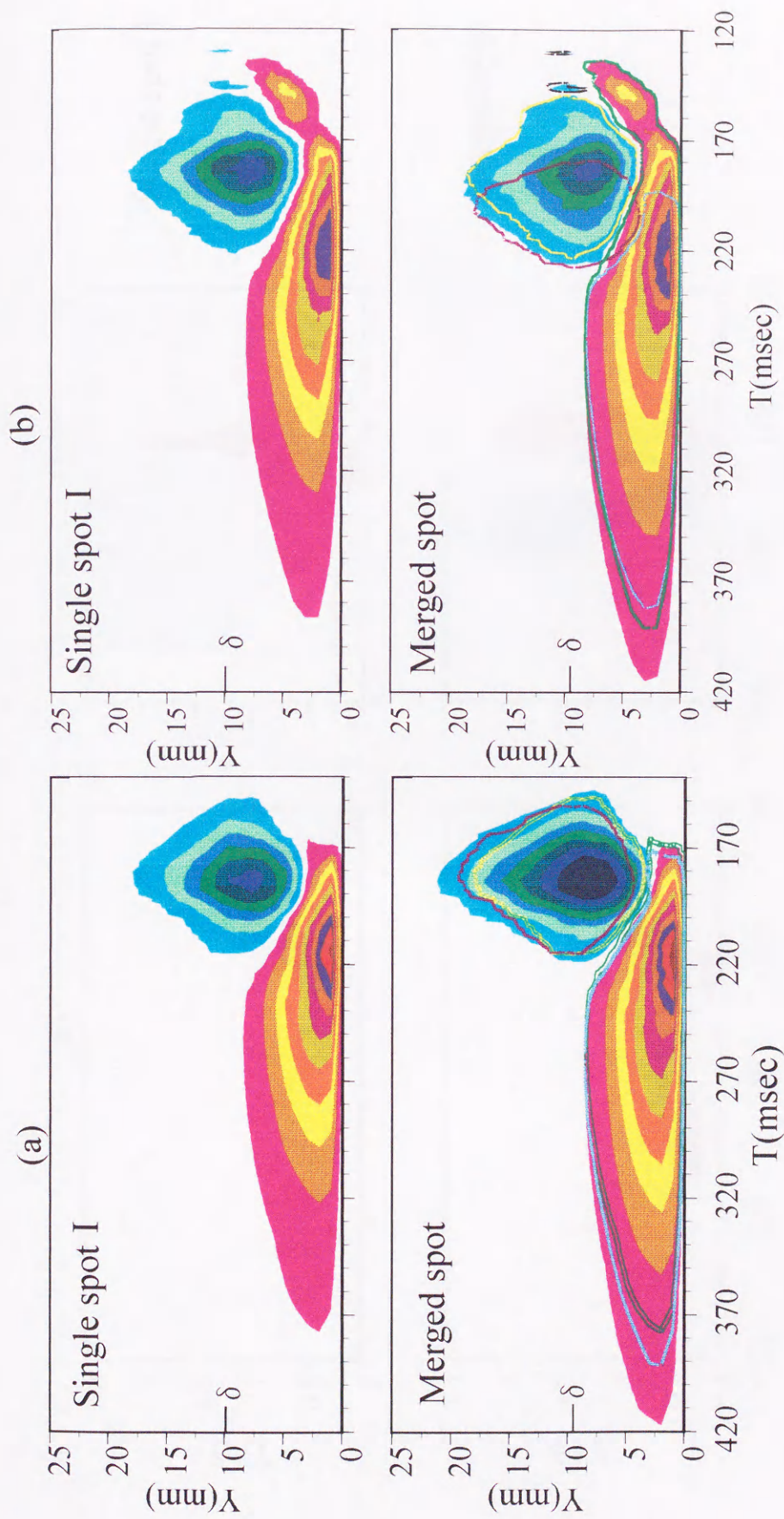


けではない。従って、多数の乱流斑点が密集して存在するような場では、個々の斑点の成長により時間平均流速が乱流境界層のものに近づく下流ほど、相対的にレイノルズ応力乱雑成分の寄与が大きくなることが予想されるが、融合により  $u_c, v_c$  が強まった部分の構造はその特性をより下流まで維持できる可能性があり、レイノルズ応力秩序成分からの運動量輸送への寄与は無視し得ないと考えられる。

初期の研究ではアンサンブル平均によって得られる斑点の構造が大規模な渦構造(Coles & Barker 1975, Wygnanski et al. 1976)とされ、それによるエントレインメント(Wygnanski et al. 1976, Cantwell et al. 1978, Gad-el-Hak et al. 1981)が斑点の鉛直方向への成長を引き起こすとされた。図 3.5(a)に示したように融合した斑点の減速領域がより上方へ拡張したのは、相互干渉によりエントレインメントが増加したためと思われるが、通常アンサンブル平均により得られた本結果からは、斑点内部の渦構造の存在を特定することはできない。実際、そのような大規模な渦構造が斑点を構成しているのではなく、乱流斑点の内部構造としては、可視化(Matui 1980, Perry et al. 1981)からはヘアピン渦が観察されており、計測(Itsware & VanAtta 1984)やDNS(Singer 1996)によっても同様な縦渦構造が見出されている。特に Singer は斑点の前縁付近に存在する縦渦が周囲の層流を巻き込む様子を示し、縦渦によるエントレインメントが斑点の成長に寄与する一つの重要な経路となることを指摘した。

本結果は、融合した斑点の構造に単独の斑点と比べて明確な変化の現れる領域は、二つの斑点中間のスパン方向に狭い範囲に限られることを示した。乱流斑点が小規模な渦構造の集合体であることを考慮すれば、融合部に位置する渦構造以外には変化が及びにくいことがこの一因として考えられる。しかし、本結果では相互干渉と斑点内部構造との関係は不明確であり、斑点間の相互干渉によってその構造や成長率が変化する機構を詳細に調べるには、斑点内部の構造を定量的に捉えるような計測および解析上の工夫が必要不可欠である。なお、相互干渉による斑点内部の微細構造の変化を多線プローブ計測による瞬間像から捉えた結果は第4章、第5章で示す。





38 34 30 26 22 18 14 10 6 2 -2 -6 -10 -14 -18 -22 -26

図 3.5 速度変動のアンサンブル平均値  $u_c/U_\infty$  (%) の Y-T 断面分布.  $X=600\text{mm}$ ,  
 (a) :  $Z=0\text{mm}$ , (b) :  $Z=20\text{mm}$ .

- :  $u_c/U_\infty \leq -2\%$ ,  :  $u_c/U_\infty \geq 2\%$  (単独斑点 I).
- :  $u_c/U_\infty \leq -2\%$ ,  :  $u_c/U_\infty \geq 2\%$  (単独斑点 II).



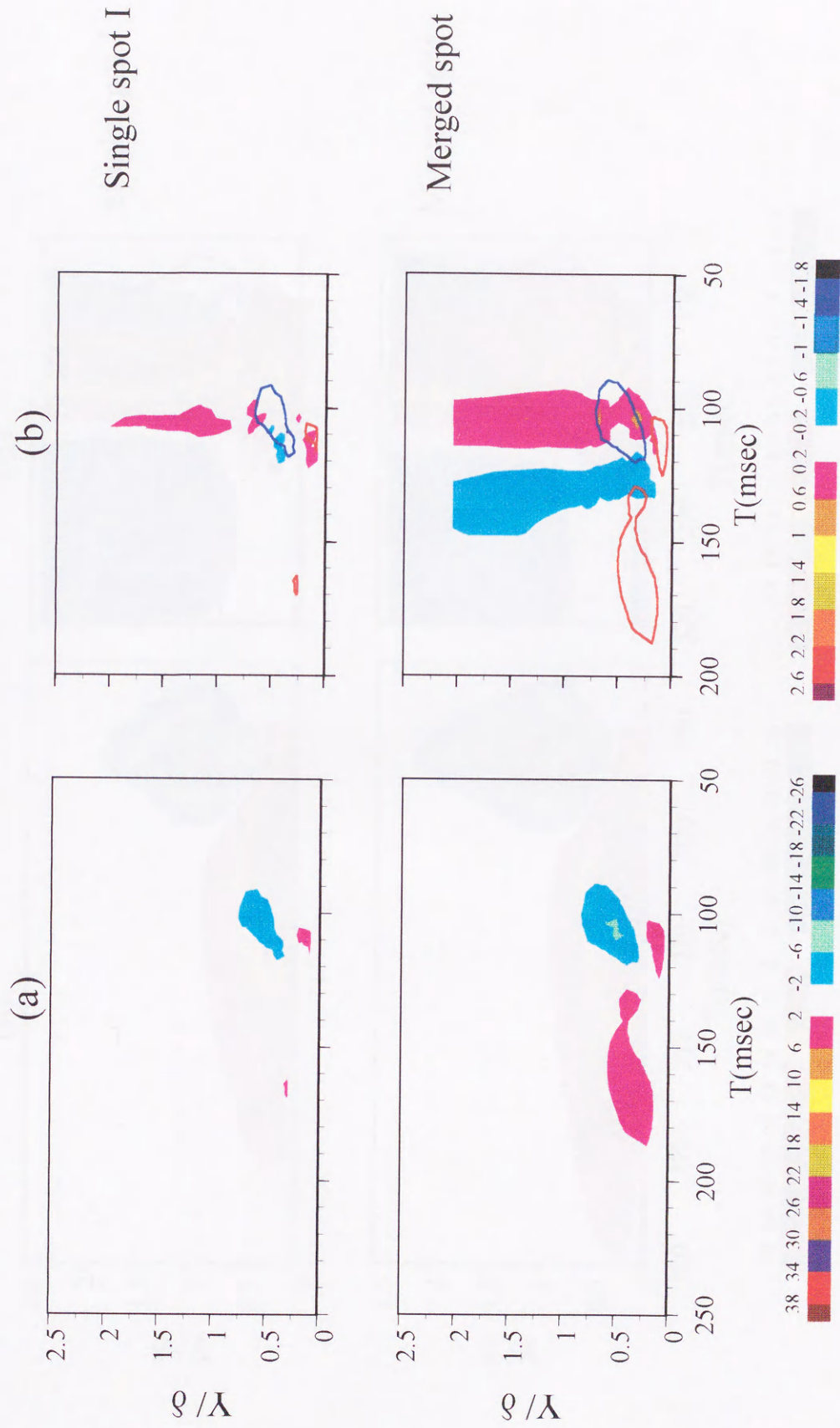


図 3.6 速度変動のアンサンブル平均値の Y-T 断面分布.  
 $X=300\text{mm}, Z=0\text{mm}$ . (a)  $u_c/U_\infty$  (%), (b)  $v_c/U_\infty$  (%)  
 :  $u_c/U_\infty \leq -2\%$ ,  :  $u_c/U_\infty \geq 2\%$ .



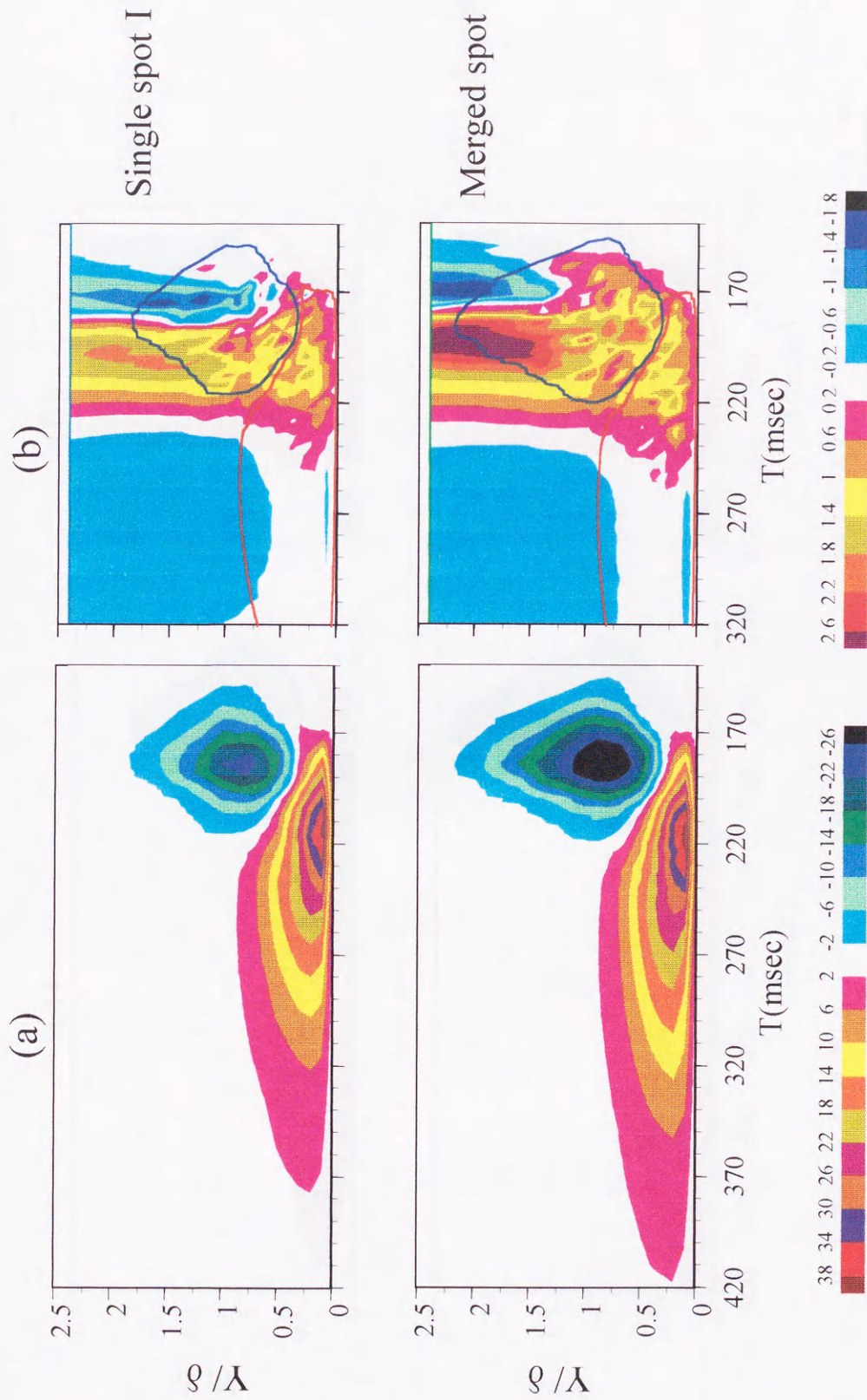


図 3.7 速度変動のアンサンブル平均値の Y-T 断面分布.  
 $X=600\text{mm}, Z=0\text{mm}$ . (a)  $u_c/U_\infty$  (%), (b)  $v_c/U_\infty$  (%)  
   :  $u_c/U_\infty \leq -2\%$ ,    :  $u_c/U_\infty \geq 2\%$ .



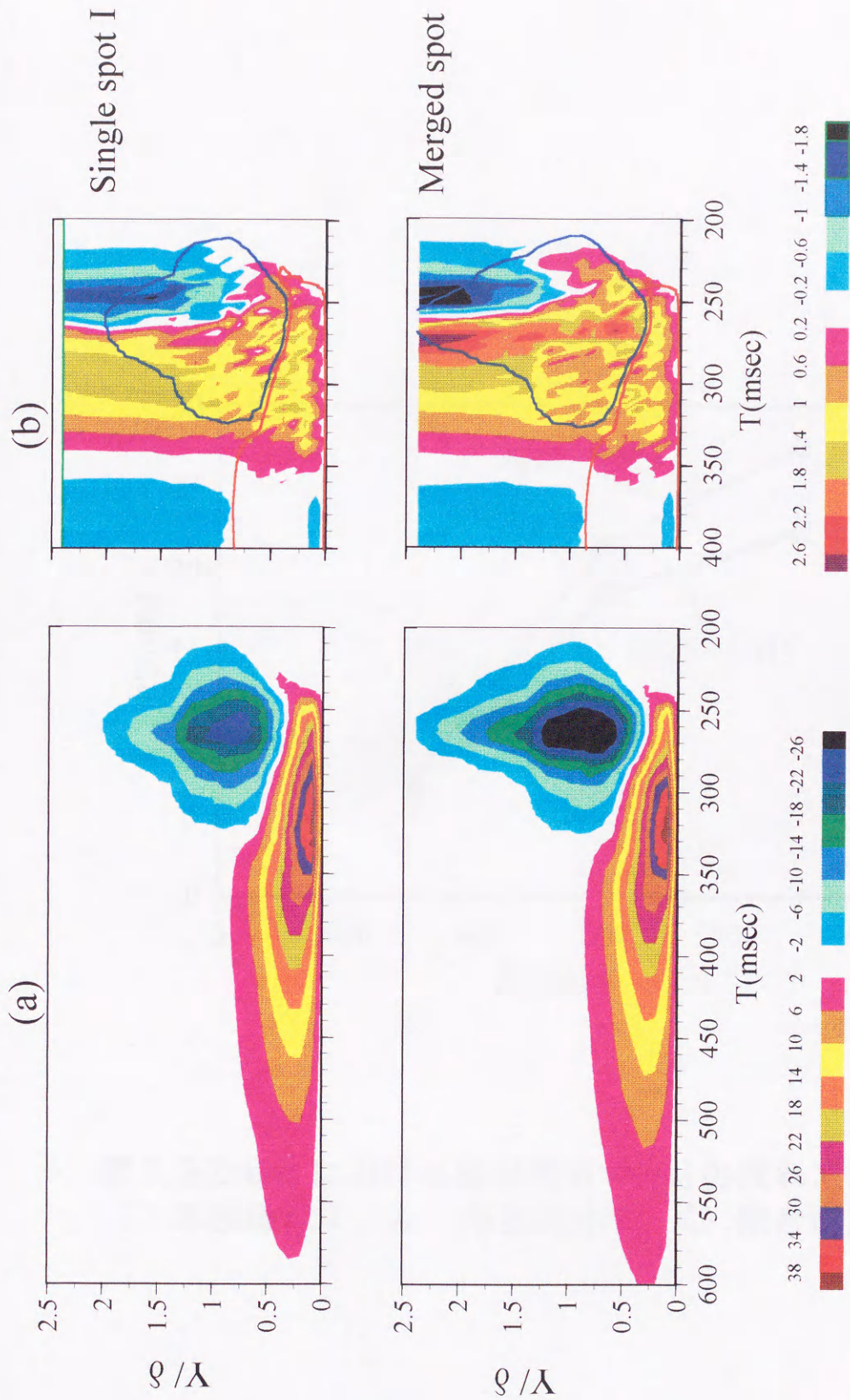


図 3.8 速度変動のアンサンブル平均値の Y-T 断面分布.  
 $X=900\text{mm}$ ,  $Z=0\text{mm}$ . (a)  $u_c/U_\infty$  (%), (b)  $v_c/U_\infty$  (%)  
 :  $u_c/U_\infty \leq -2\%$ ,  :  $u_c/U_\infty \geq 2\%$ .



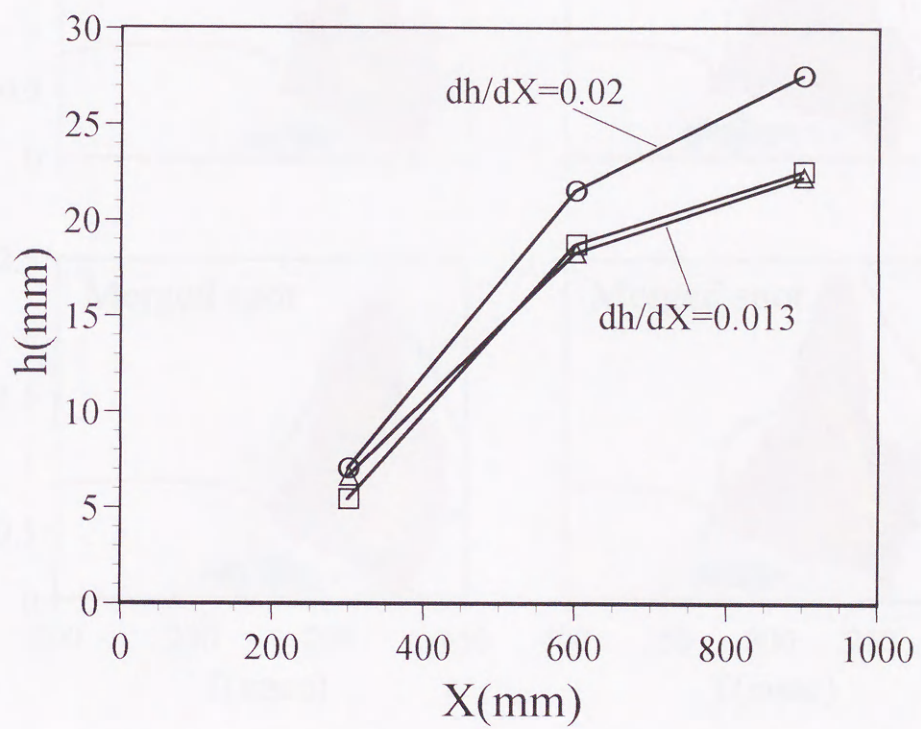


図 3.9  $Z=0$ mm における斑点高さ  $h$  (mm) の流れ方向変化.  
 □: 単独斑点 I, △: 単独斑点 II, ○: 融合斑点.



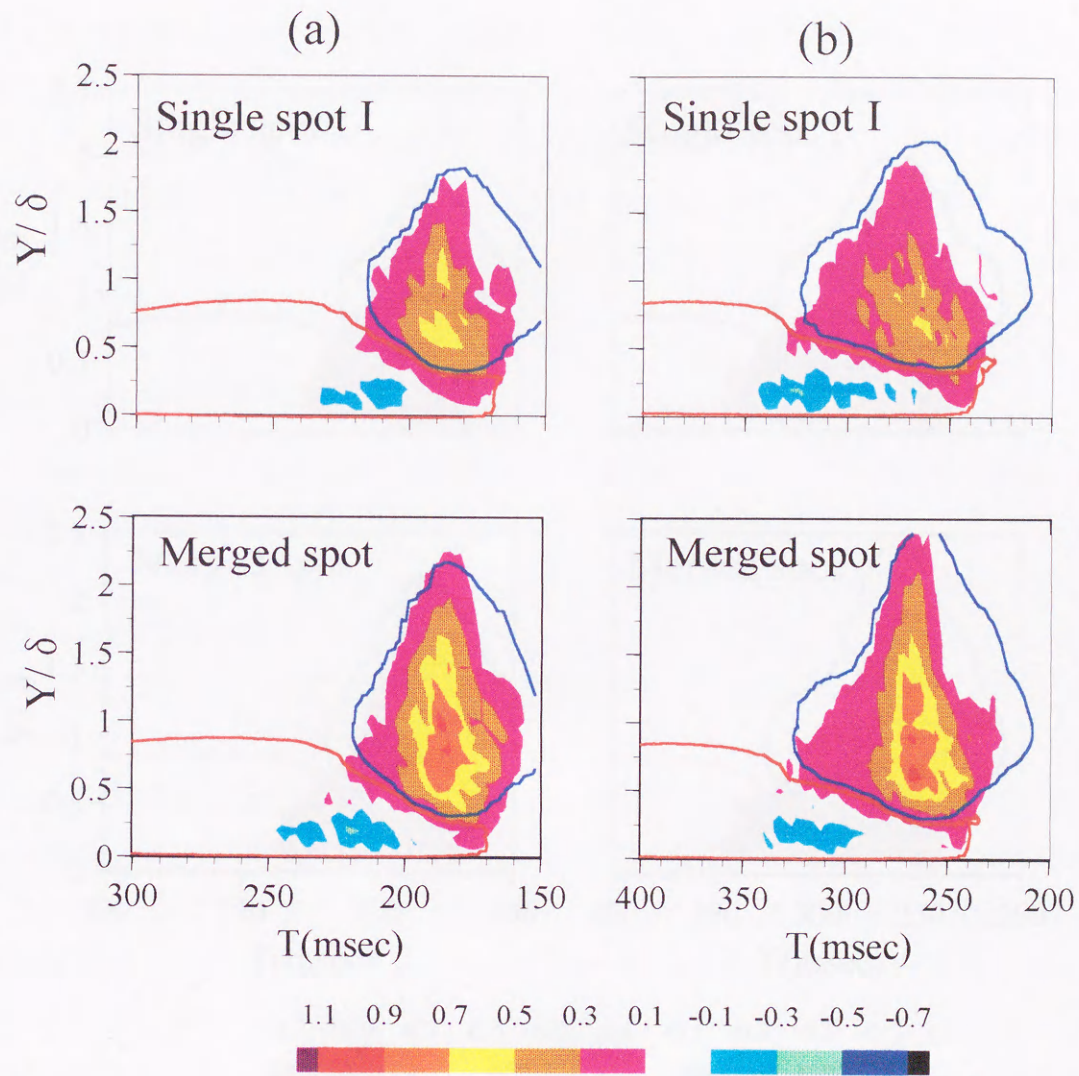


図 3.10 全レイノルズ応力  $-\langle uv \rangle / U_\infty^2$  (%) の Y-T 断面分布.  
 $Z=0\text{mm}$ , (a)  $X=600\text{mm}$ , (b)  $X=900\text{mm}$ .

□ :  $u_c / U_\infty \leq -2\%$ , □ :  $u_c / U_\infty \geq 2\%$ .



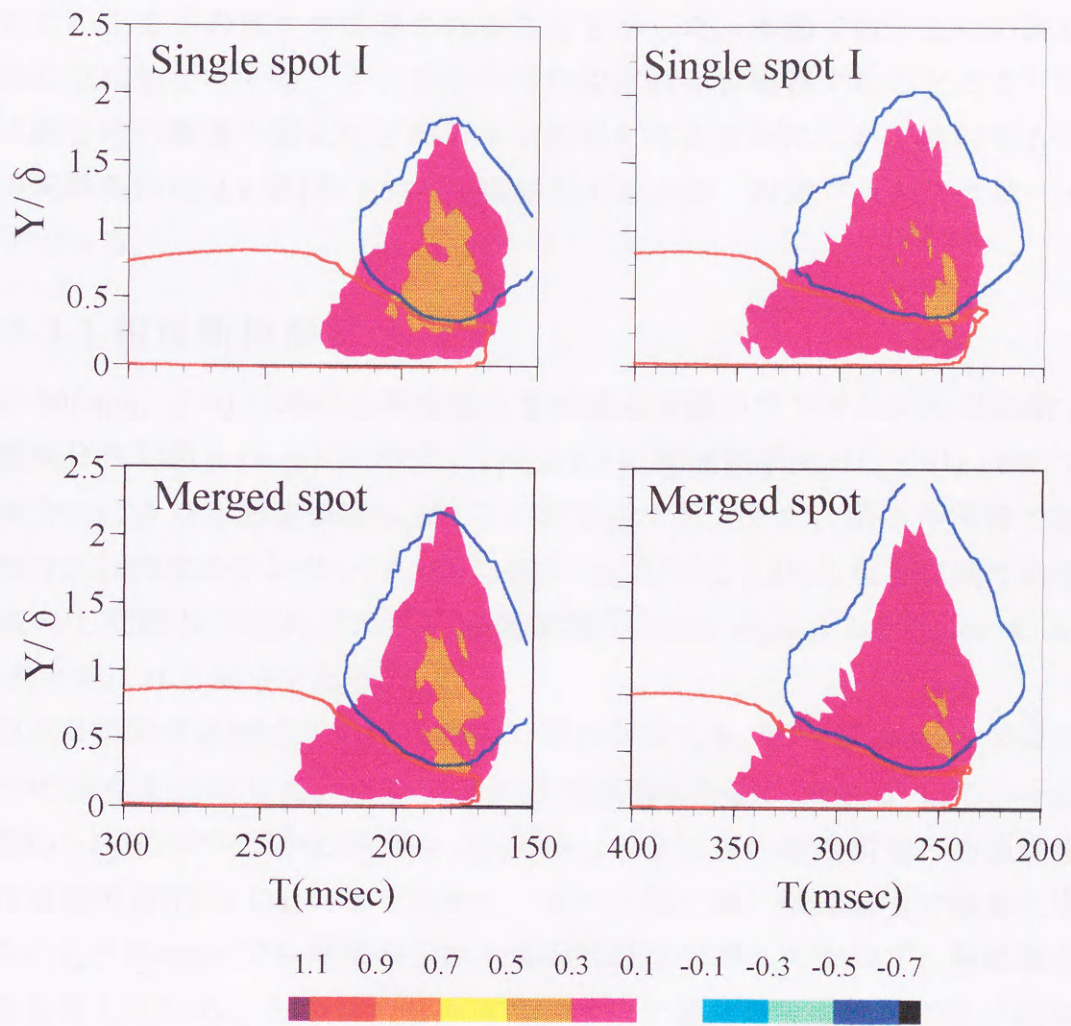


図 3.11 レイノルズ応力乱雑成分  $-\langle u_r v_r \rangle / U_\infty^2$  (%) の  $Y-T$  断面分布.  
 $Z=0\text{mm}$ , (a)  $X=600\text{mm}$ , (b)  $X=900\text{mm}$ .

□ :  $u_c/U_\infty \leq -2\%$ , □ :  $u_c/U_\infty \geq 2\%$ .



### 3.3 流れ方向に位相差を持つ斑点の融合

前節までは並進する二つの斑点が融合する時、その中間の狭い領域で相互干渉が生じ、上方への成長が促進されることを示した。本節では、二つの斑点が流れ方向に位相差を有するとき、その中間の鉛直断面を観察することにより位相差が斑点融合時の構造の変化にどのような影響を与えるかについて検討する。なお本節の実験条件は 2.8 節(表 2.3)とほぼ同じであるが、計測プローブは単一の I プローブである。

#### 3.3.1 鉛直断面形状

$X=600\text{mm}$ 、 $Z=0$  における単独斑点 II の速度変動のアンサンブル平均値  $u_c/U_\infty$  の等値線分布を図 3.12 (a) に示す。 $Y/\delta \geq 0.3$  に減速領域( $u_c/U_\infty < 0$ )、その下層には上流方向に伸びた加速領域( $u_c/U_\infty > 0$ )が存在する。また、図中の実線で囲まれた領域は乱れ強度のアンサンブル平均値が  $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty \geq 2\%$  となる領域である。加速領域の上流部分は乱れが小さい静隠領域(calmed region)(Schubauer & Klebanoff 1955)と呼ばれる部分である。

斑点 II に対する斑点 I の発生時刻の遅れ時間  $T_d$  を 0~100msec まで変化させて二つの斑点を形成した。この場合の中間断面( $Z=0$ )における  $u_c/U_\infty$  の分布を図 3.12(b)~(g)に示す。同位相(図 3.12b)の時、融合斑点の減速領域と加速領域の分布域は単独斑点(図 3.12a)よりも拡大し、ピーク値も特に減速領域で顕著に増加している。 $T_d=20\text{msec}$  でも両斑点頭部の減速領域は分離しておらず、単独斑点と類似の形を有している。しかし、減速領域のピーク値は単独の場合に比べ増加しているが、 $T_d=0$  の場合のような鉛直上方への成長の促進は認められない。

斑点構造は従来考えられていたような斑点全域に及ぶ単一の大規模渦構造(Coles & Barker 1975, Wignanski et al. 1976)ではなく、多数の小規模なヘアピン渦群によって構成されていることが可視化(Matsui 1980, Perry et al. 1981)により示されている。DNS(Singer 1996)の結果も斑点内部に存在する縦渦群を示しており、それらはヘアピン渦の脚部とも考えられる。小規模な渦構造を直接計測することは一般的には困難であるが、Wignanski(1981)は速度変動の低周波成分をフィルターで抽出し、波形のピークの数と同じ場合のみの集合平均から斑点の内部構造を示した。Itswire & Van Atta(1984)は速度の二成分の計測結果にこれと同様な平均手法



を適用し、鉛直方向渦度成分の水平断面分布を描いた。その結果、渦度の極値が多数水平断面内に存在すること、対称断面から離れるほど各Z位置における極値の数が減ること、後縁近傍で渦度の等値線分布が流れ方向に伸びた形状を有していること、などが示された。ヘアピン渦の脚部は下流へ向かって平板に対し上方に傾く(Haidari & Smith 1994)から、Itswire & Van Atta が示した鉛直方向渦度成分の等値線分布におけるそれぞれの極値は、傾斜したヘアピン渦脚部の一断面に対応すると考えられる。これらの結果は、斑点構造が縦渦あるいはヘアピン渦が一つの集合体を形成したものであることを示している。

同位相の時に斑点の高さ方向への成長が促進される原因として、斑点内部の縦渦間の相互干渉の可能性を前節で指摘したが、同位相の場合最初に融合するのは各斑点の翼端部である。Itswire & Van Atta によれば、翼端部における渦度の極値は一つだけであり、流れ方向に複数の渦が連なっているのではない。また、Perryら(1981)が可視化による観察から示した千鳥状に配列したヘアピン渦群のモデルでも、翼端部では斑点の成長によらずヘアピン渦は常に一つしか存在しない。従って、同位相で融合する時には翼端部に位置する各一つのヘアピン渦脚部が相互干渉をすると考えられる。Singer(1996)は DNS により斑点内部に存在する縦渦の空間構造を抽出した。その流れ方向スケールは境界層排除厚さの10~20倍程度である。本実験の境界層排除厚さ $\delta^* = 3.6\text{mm}$ ( $X = 600\text{mm}$ )と主流流速 $U_\infty = 5\text{m/sec}$ を用いると、その長さは時間スケールにして7~14msec程度であり、本実験の最小遅れ時間 $T_d = 20\text{msec}$ より短い。 $T_d = 20\text{msec}$ の場合、アンサンブル平均結果では二つの斑点はほとんど一つに融合し、位置のずれは小さく見える(図3.12c)。しかし、内部の渦構造の長さスケールと比べて大きく、斑点高さの成長が促進されるのは内部の渦構造がほぼ厳密に同位相と見なし得る範囲内で強い干渉を起こした場合であることが予想される。

$T_d = 40\text{msec}$ では減速領域、加速領域にそれぞれ二つのピークが存在し、各斑点が識別可能となる。また、後続の斑点Iの減速領域は先行する斑点IIよりピーク値が減少し、分布高さも低くなっている。 $T_d = 60\text{msec}$ になると斑点Iの高さはさらに低くなり、減速領域のピーク値はより小さくなる。 $T_d = 80\text{msec}$ では減速領域のピーク値が $T_d = 60\text{msec}$ の場合に比べやや増加しているが、高さはほとんど変わらない。 $T_d = 100\text{msec}$ では斑点Iの減速領域のピーク値はさらに増加する。すなわち $T_d = 60\text{msec}$ 以上では $T_d$ の増加とともに斑点Iの減速領域の強さは徐々に回復していく。この様に、斑点Iの減速領域が $T_d$ の違いによって明確に変化するの



に対し、斑点Ⅱの減速領域の構造は単独の場合(図 3.12a)と比べほとんど変化しない。以上の結果から、流れ方向に位相差のある場合は後続斑点の成長は抑制されるが、先行斑点の成長はほとんど融合の影響を受けないこと、また、後続斑点の成長を最も抑制する位相差が存在し、本実験の場合これは  $T_d = 60\text{msec}$  に相当することがわかる。このとき後続斑点の減速領域は先行斑点の乱流域後縁の直後に位置する。

乱流斑点の鉛直上方への成長は周囲の非乱流部分を取り込むエントレインメントによる(Wygnanski et al. 1976, Cantwell et al. 1978, Gad-el-Hak et al. 1981)。Cantwell らは鉛直断面の計測からエントレインメントの 80%は斑点の背面で生じ、20%が前縁部下層で行われるとした。Gad-el-Hak ら(1981)は可視化による観察から、斑点の背面において主流の非乱流部分が壁近傍まで深く入り込む様子を観察し、乱流境界層が発達するのと同様なエントレインメントによって斑点が鉛直方向へ成長するとした。これらは主に背面からのエントレインメントが鉛直上方への成長に寄与する点と共通している。

本結果を見ると、並進する二つの斑点間の相互干渉が鉛直上方への成長に影響を与えることがわかるが、流れ方向に位相差を有する場合には後続斑点Ⅰのみが他の斑点の影響を受け、その成長は抑制される。しかし、先行斑点Ⅱの高さは位相差によらずほとんど変化しない。このことは、斑点Ⅱはその後方つまり背面側に位置する他の斑点の影響をほとんど受けないことを示している。これらの結果は、Cantwell らや Gad-el-Hak らが提唱したほどには、背面からのエントレインメントが上方への成長に寄与しないことを示す。

Cantwell らが示したようにエントレインメントは背面以外でも生じる。Gad-el-Hak らは、壁面に広がった染料が前縁部下層において斑点内部に吸込まれる様子を観察した。ただし、これをエントレインメントとは述べておらず、また、鉛直方向への成長との関連についても言及していない。しかし、染料の動きから前縁部には強い鉛直方向の速度成分が存在し、それが渦運動と関連する可能性を示唆した。Singer(1996)は DNS により斑点内部の渦構造を抽出し、前縁近傍に存在する縦渦に周囲の層流が巻き付くようにして斑点内部に取り込まれる様子を示した。これは Gad-el-Hak ら(1981)の推測を裏付けるものであり、背面からのエントレインメントとは異なる経路によっても斑点は鉛直方向に成長し得ることを示す。Antonia ら(1981)は斑点の対称断面における計測から、 $u_c$  が負のピークとなる時刻で  $v_c$  が正のピークをとることを示した。また、Seifert ら(1994)は流れ方向と



スパン方向の速度成分の計測から鉛直方向の速度成分の分布を計算し、前縁部境界付近に強い吹き上げが存在することを指摘した。これらの結果から、前縁部付近に存在している縦渦が壁近傍に正の鉛直方向速度成分を誘起し、周囲の層流が斑点内部に取り込まれて上方へ輸送されるため斑点が鉛直方向に成長することが予想される。また、斑点Ⅰの成長が抑制されるのは、前縁下部から斑点Ⅱの加速領域にある高運動量流体を取り込み、減速領域の速度欠損が弱まったことが一つの原因と考えられる。

Coles & Savas (1980)は様々な配列で多数の斑点を並べて発生させる実験を行い、特定の配列を有する時、下流へ行くに従って斑点の間に新たな斑点が発生し、それに伴って元の斑点の輪郭が不明確になっていき、新たな配列に置き換わる現象(eddy transposition)を見出した。彼らは、元の斑点の秩序性がなくなっていくのは、新たに発生した斑点がその前方にある元の斑点による主流のエントレインメントを妨げるためとした。これは、斑点の発達には背面からのエントレインメントが最も寄与するという Cantwell らの結論を根拠にしたものである。しかし、斑点を連続的に発生させ、流れ方向に繰り返す配列パターンを形成しているため、上流側の斑点が下流側の斑点の妨げになったのか、またはその逆なのかを区別することは難しい。Chernys & Pauley(1994)は同一孔から発生した二つの斑点が流れ方向に干渉する様子を調べ、先行斑点の静隠領域に後続斑点が侵入する時、後続斑点の鉛直方向への成長が抑制されることを示した。この場合、両斑点のスパン方向位置は同一であるが、後続斑点のみ成長が抑制される点は本結果と同様であり、斑点間の相互干渉によって後続斑点の成長が抑制されるのは普遍的な性質とも考えられる。Coles & Savas(1980)は鉛直断面を観察しておらず、秩序性を失っていく斑点の高さが周りの斑点と比べてどのように変化したのかは示されていないが、斑点の頂上付近の水平断面における間欠率の分布を観察しており、秩序性の消滅はその斑点の高さが周りの斑点よりも低いことに対応している可能性が強い。従って、Coles & Savas の場合も、元の斑点が新たに生じた斑点のために減衰する原因は、むしろ、後続斑点が先行斑点の影響を受けて成長が抑制されたためと考えられる。

### 3.3.2 乱れ強度分布

図 3.13(a)に図 3.12 と同一断面における単独斑点Ⅱの乱れ強度 $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty$ の分布を示す。一番外側の等値線の値および各等値線の間隔は $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty=2\%$ である。乱



れの分布域と減速領域(図 3.12a)は高さが最大となる時刻が一致( $T=190\text{msec}$ )しており、どちらの分布域も前縁下部において下流側にオーバーハング(Gutmark & Blackwelder 1987)している。乱れ強度のピーク領域( $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty \geq 12\%$ )は減速領域、加速領域のどちらのピーク位置とも異なり前縁側の壁面近傍( $Y/\delta=0.1 \sim 0.3, T=180 \sim 200\text{msec}$ )にある。前節では水平断面の観察から前縁に沿った周囲の層流との境界近傍で乱れ強度が卓越することを示したが、ここで生成された乱れが正の鉛直方向速度成分によって上方へ輸送されると考えられる。

図 3.13 (b)~(g)に、遅れ時間  $T_d$  による二つの斑点中間断面の乱れ強度分布  $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty$  の変化を示す。同位相(図 3.13(b))の時、 $u_c/U_\infty$ (図 3.12(b))の分布同様乱れの分布域も単独斑点に比べ鉛直上方へ拡大している。しかし、単独斑点(図 3.13(a))の場合は前縁部壁面近傍において乱れの集中領域( $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty \geq 12\%$ )が存在していたのに対し、融合斑点の場合はほとんど無くなっている。これは単独斑点がその境界面において周囲の層流中に新たな渦構造を形成しつつ成長していく作用(Matsui 1980, Peryy et al. 1981)が、両斑点中間の融合部において抑制される(蔭田・西沢 1998)ことを示している。 $T_d=20\text{msec}$  における分布形状は単独斑点とおおむね同じであり、壁面近傍の  $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty \geq 12\%$  の領域は  $T_d=0\text{msec}$  の時とは異なり単独斑点同様存在している。また、成長が促進された様子も見られない。 $T_d=40\text{msec}$  では後続斑点 I の成長は抑制されるとともに、 $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty \geq 12\%$  の領域が著しく縮小している。 $T_d=60 \sim 100\text{msec}$  にかけては  $T_d$  の増加とともにその領域が回復していくものの、分布の高さはほとんど変化せず単独の場合に比べ低いままである。すなわち、二つの斑点が離れるほど相互干渉の影響が及びにくくなるが、斑点頂上部の構造は他の斑点の影響を受けて比較的变化しやすいことがわかる。

Sankaran ら(1991)は 7 本の X プローブを鉛直方向に並べて多点計測を行い、斑点内部の個々の渦構造を明確に抽出し、鉛直断面内にスパン方向に軸を持つ数個の渦が流れ方向に並ぶ様子を示した。Sankaran らの結果を考慮すると、後続斑点の成長が抑制される原因として、内部の渦同士の位相がずれるために互いの運動を抑制し合う可能性も考えられる。しかし、Sankaran らの捉えた渦構造はヘアピン渦の頭部である可能性が強く、複雑な三次元渦構造間の相互干渉を流れ方向の位相差だけで単純に判断することはできない。減速領域のピーク値が最も小さくなる  $T_d=60\text{msec}$ (図 3.12e)では、図 3.12a の単独斑点 II と比較するとわかるが、後続斑点 I の減速領域は先行斑点 II の乱れを有する領域からは離れており、静隠領域の上方に位置している。Singer(1996)の数値計算結果では明確な縦渦構造が観察



されるのは矢尻形状をした乱れのある領域内のみであり、後部の静隠領域には観察されていない。従って、本結果における成長が抑制される場合の位置は、斑点 I が斑点 II の乱れを持つ本体部分からは遠ざかっており、各斑点が内包する渦構造同士が直接干渉しあうような関係にはない。Gutmark & Blackwelder(1987)は、加熱平板上に二つの斑点を流れ方向に並べて形成し、先行斑点の静隠領域に後続斑点が追いつくと、後続斑点内部の温度変動が抑制される事などを見出した。その原因として、静隠領域の速度分布が周囲の層流よりも擾乱に対して安定な分布形状を有するためとした。また、Chernys & Pauley(1994)は後続斑点の成長が抑制される原因について、Gutmark & Blackwelder と同様な見解を述べている。図 3.14 に示すように、乱れの弱い上流側( $T \geq 250\text{msec}$ )の速度分布は Blasius の分布に比べ壁面近傍まで速い流速を維持した分布形状となっている。このこのような速度分布は流れ方向に順圧力勾配を持つ層流境界層の場合と類似しているが、順圧力勾配下では斑点のすべての方向に対する成長率は圧力勾配のない場合に比べ低下する(Narasimha et al. 1984, Katz et al. 1990)ことが知られている。半田(1975)は静隠領域の速度分布が Pohlehausen の速度分布で表されること、および、Pohlehausen のパラメータ  $\lambda$  が  $1.67 \leq \lambda \leq 12.4$  の範囲で流れ方向に連続的に変化している事を示した。 $\lambda$  が正の値を取るときの二次元層流境界層の速度分布は零圧力勾配の層流境界層より擾乱に対し安定であり、臨界レイノルズ数が高くなる(Schlichting)。本結果の  $T_d \geq 60\text{msec}$  の場合、斑点 I の高さが最大となる位置は斑点 II の静隠領域内にあり、また、斑点 I の鉛直方向への成長が抑制される様子は Chernys & Pauley(1994)の結果に類似している。従って、成長の抑制は渦構造間の直接的な干渉によるのではなく、斑点 I 内部の渦構造が安定な速度分布を有する斑点 II の静隠領域に侵入することに起因し、その結果斑点 I の壁面近傍の乱れが弱まるものと考えられる。

Haidari & Smith(1994)は斑点に発達する前段階にある単体のヘアピン渦の挙動を調べ、ヘアピン渦の一对の脚部と壁近傍流体の相互干渉によって低運動量流体が上方へ輸送され、それが次の新たなヘアピン渦形成の原因となることを示した。このようなヘアピン渦の集合体が乱流斑点の内部構造(Matsui 1979)と考えられる。Haidari & Smith(1994)によればヘアピン渦の頭部は下流へ行くに従って上方へ移動していくが、境界層の外側に突出すとやがてその移動は止まる。従って、斑点の鉛直上方への成長にはヘアピン渦頭部の移動だけでなく、両脚部の間で吹き上げられた境界層下層部の流体が上層まで拡散することも大きく寄与すると考え



られる。Haidari & Smith はヘアピン渦脚部がスパン方向に振動する様子が乱流境界層中で観察される低速ストリーク(Kline et al. 1967)の振る舞いに類似していることを指摘した。また、Kline ら(1967)はストリークの崩壊に伴うイジェクションの発生頻度が順圧力勾配の境界層中において少なくなることを示した。従って、後続斑点の成長が抑制されたのは、斑点を構成しているヘアピン渦の脚部間における壁面近傍流体の取り込みと上方への輸送が、静隠領域に侵入したために抑制されたことにも一因があると考えられる。

本計測では内部の渦構造の存在を特定することはできないが、Haidari & Smith が指摘したように斑点が乱流境界層中に存在するストリーク構造とも関連を持つとすれば、斑点内部のヘアピン渦によって誘起される速度変動が、斑点間の相互干渉によってどのような影響を受けるのかを明らかにすることは、乱流境界層中のバースト発生周期(Kline et al. 1967)を決定付ける機構を探る手がかりとなる可能性もあり重要である。斑点内微細渦構造に関する考察は第5章で行う。

### 3.3.3 水平断面の構造

ここでは二つの斑点間で相互干渉の影響がもっとも顕著に観察された位相差( $T_d = 60\text{msec}$ )の場合について水平断面の構造を示す。図 3.15(a)、(b)はそれぞれ融合した斑点の  $X=600\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.4$  における  $u_c/U_\infty$ 、 $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty$  の等値線分布である。本実験における単独斑点 ( $Z=20\text{mm}$ )の最大高さは  $X=600\text{mm}$  において  $h=18.4\text{mm}$  であるが、計測高さは斑点の横幅が最大となる断面( $Y/h \approx 0.2$ )(Wyganski et al. 1976)を選んだ。図 3.15(a)中の太い実線は  $T=300\text{msec}$  における融合斑点の  $u_c/U_\infty$  のスパン方向分布、一点鎖線と破線はそれぞれ単独斑点 I ( $T=300\text{msec}$ )、単独斑点 II ( $T=240\text{msec}$ )の  $u_c/U_\infty$  の分布である。また、図 3.15(b)中に比較のため単独斑点 I、II の輪郭( $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty = 2\%$ )をそれぞれ緑線と黒線で示す。

図 3.15(a)を見ると、先行斑点 II は減速領域が対称断面( $Z=-20\text{mm}$ )の両側に存在しているのに対し、後続斑点 I の片方の減速領域は斑点 II の加速領域と融合して見えなくなっている。 $T=300\text{msec}$  における  $u_c/U_\infty$  のスパン方向分布を見ると、斑点 II の速度分布は各斑点相互の影響を受けて変化し、その変化は  $-100\text{mm} \leq Z \leq 50\text{mm}$  のスパン方向に広い範囲に渡ることがわかる。図 3.15(b)中の太線で囲まれた  $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty \geq 10\%$  の領域は、斑点 II においては前縁に沿った V 字型となっており、単独の場合(図 2.12)と変わらないのに対し、斑点 I の同領域は融合する部分で途切れて乱れは弱まっており、融合部近傍の乱れは水平面内で比較的一様になって



いる。斑点Ⅱの内部では $T \geq 270\text{msec}$ においてほとんど乱れがなく(図 3.15b)、斑点Ⅰの翼端部近傍( $270\text{msec} \leq T \leq 300\text{msec}$ ,  $Z \approx -50\text{mm}$ )は斑点Ⅱの静隠領域に位置していることがわかる。そこでは斑点Ⅰの横幅は破線で示す単独斑点Ⅰのものと同様で、斑点Ⅱの静隠領域に侵入することによって斑点Ⅰの乱れは弱められるものの、鉛直方向への成長とは異なり、スパン方向への成長はほとんど抑制されていないことがわかる。斑点のスパン方向への成長は鉛直方向への成長機構とは異なり、翼端部において渦構造が連鎖的に生成されることによって生じるとされている(Matsui 1979)が、斑点Ⅰのスパン方向への成長はほとんど抑制されていないことから、静隠領域に侵入しても新たな渦構造の形成そのものは単独の場合と同様に生じると考えられる。しかし、融合部における $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}$ の値は減少していることから、個々の渦運動や乱れの生成は弱められていると考えられる。両斑点が本計測位置より下流へ移流する過程でも、斑点Ⅰのスパン方向の成長が単独の場合と同じであり続けるかどうかは、多数の斑点がどのような相互の関係を持ちながら平板を埋め尽くしていくのかを知る上で興味深く、今後明らかにする予定である。

前節で示したように、同位相の場合、静隠領域に関しては各単独斑点の輪郭が重なり合う領域ではほぼ全域にわたって相互干渉の影響が及ぶが、乱流領域では融合部の近傍でしか斑点の構造は変化しなかった(蔦田・西沢 1998)。これは二つの斑点が融合する時、各斑点の翼端部に位置するヘアピン渦がその外側に新たなヘアピン渦を形成するのを互いに抑制するためと考えられるが、その結果、融合部を越えて他の斑点の領域へ侵入することは抑制される。位相差がある場合、斑点Ⅰの構造は斑点Ⅱの静隠領域内で弱まるものの、渦構造の生成そのものはほとんど衰えないために斑点Ⅱの静隠領域は乱される。斑点の前縁と後縁の移動速度は異なる(Schubauer & Klebanoff 1955)から、複数の斑点が存在する時、後続斑点の乱れを有する領域は先行斑点の静隠領域に必ず侵入することになる。従って、多数の斑点が融合しあって乱流境界層を形成していく場合、それぞれの斑点に伴う乱れの不均一性はこのようにして一様化し、斑点頂上部の突出も平滑化されていくと考えられる。しかし、同位相で融合した部分は成長が促進され、そこは局所的に高さが増すとともに上層部において大きな速度欠損を有する強い構造となるから他の部分よりも下流まで上方に突出した境界面を維持できる可能性がある。その機構を詳細に調べることは乱流バルジが形成される機構を知る上でも重要と考えている。



### 3.4 結言

二つの斑点が融合した場合の平均構造の変化を、単独の斑点と比較することにより以下の結言を得た。

- (1) 二つの斑点が融合するとき、両斑点の中心断面近傍で相互干渉が生じるが、その領域を越えて個々の斑点の構造が他の斑点中に侵入することは抑制される。
- (2) 融合部以外の境界は、単独に存在する時とほとんど変わらずに成長するため、融合した斑点の水平断面形状は、後縁部を除いて単独の斑点の輪郭を組み合わせたものとはほぼ一致する。
- (3) 二つの斑点中間の領域で相互干渉が生じ、そこでは、速度変動のアンサンブル平均値のピーク値が、単独の斑点のものよりも増大する。
- (4) 二つの斑点の融合部中心の鉛直断面では減速領域の上方への成長が促進され、斑点の最大高さは単独の斑点よりも増大する。
- (5) 融合した斑点の静隠領域は単独の斑点のものよりも伸長する。
- (6) 同位相で並進する二つの斑点が融合すると、両斑点中間の鉛直断面において、減速領域、乱れの分布域ともに上方への成長が促進され、減速領域における速度欠損の値も単独の斑点より大きくなる。一方、斑点前縁側壁面近傍の乱れの集中領域は著しく縮小する。
- (7) 位相差のある場合、先行斑点の静隠領域に侵入した後続斑点は上方への成長が抑制されるとともに乱れが弱められる。しかし、スパン方向の成長はほとんど変化しない。その際、先行斑点の成長は単独の場合とほとんど変わらない。なお、後続斑点の減速領域が先行斑点の乱流領域後縁の直後に位置する時、その速度欠損の値は最も小さくなる。
- (8) 斑点の鉛直上方への成長には乱流領域後縁側よりも前縁側からのエントレインメントの方が大きく寄与する。



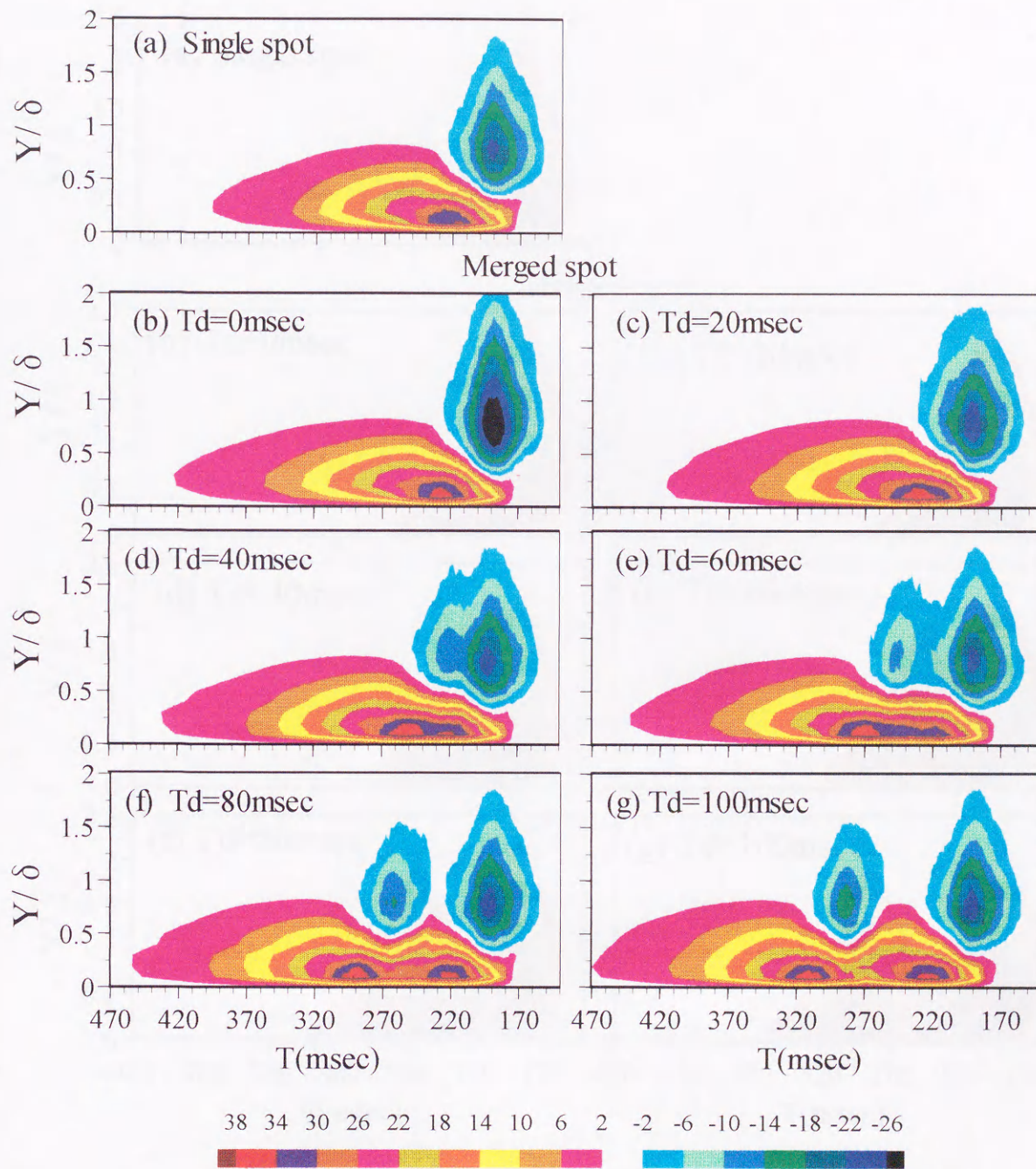


図 3.12 時間遅れ  $T_d$  による  $u_c/U_\infty$  (%) の Y-T 断面分布の変化.  $X=600\text{mm}$ ,  $Z=0\text{mm}$ . (a) 単独斑点 II, (b) ~ (g) 融合斑点.



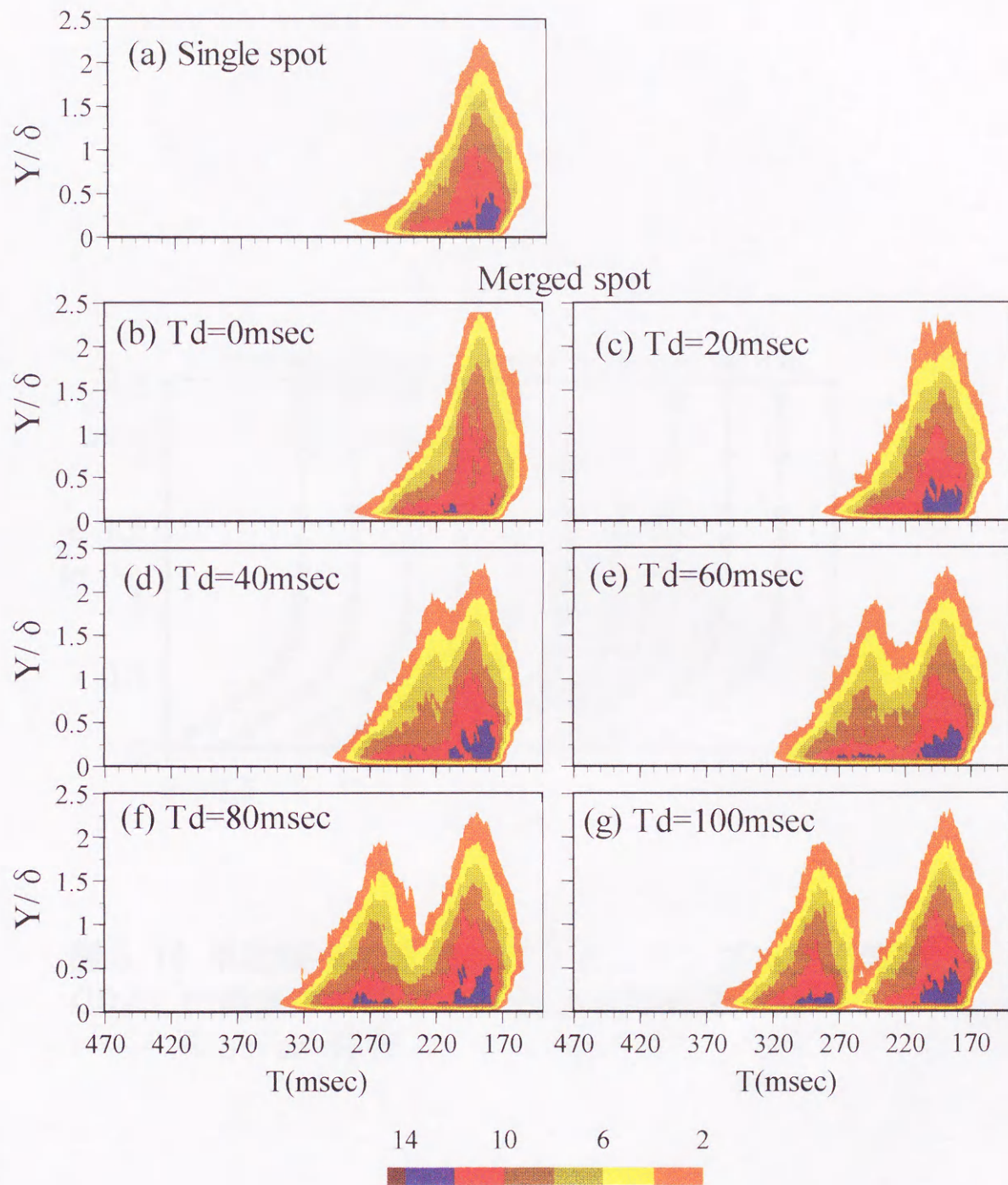


図 3.13 時間遅れ  $T_d$  による  $\langle u_r^2 \rangle^{1/2} / U_\infty$  (%) の Y-T 断面分布の変化.  $X=600\text{mm}$ ,  $Z=0\text{mm}$ . (a) 単独斑点 II, (b) ~ (g) 融合斑点.



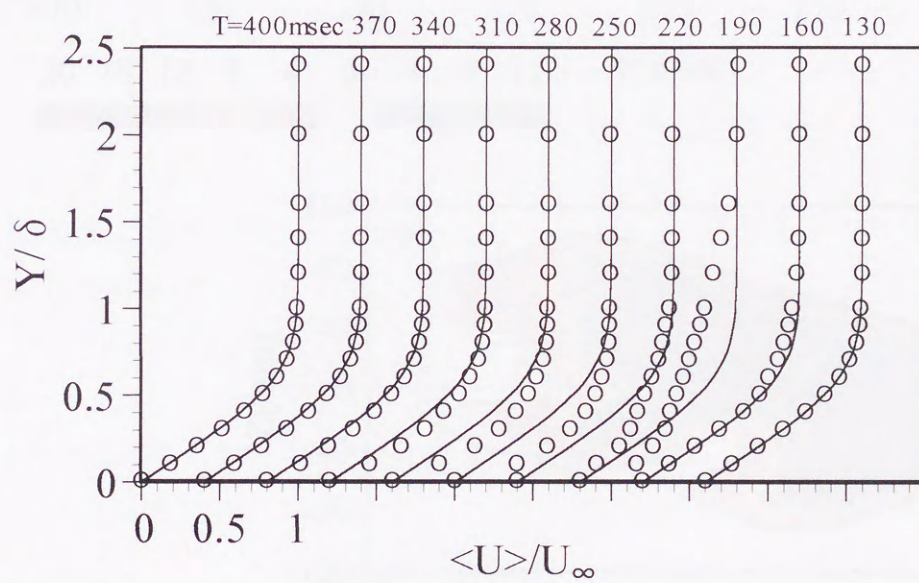


図 3.14 単独斑点の通過に伴うアンサンブル平均流速  $\langle U \rangle / U_\infty$  の鉛直方向分布の変化.  $X=600\text{mm}$ ,  $Z=0\text{mm}$ .

— : Blasius 分布



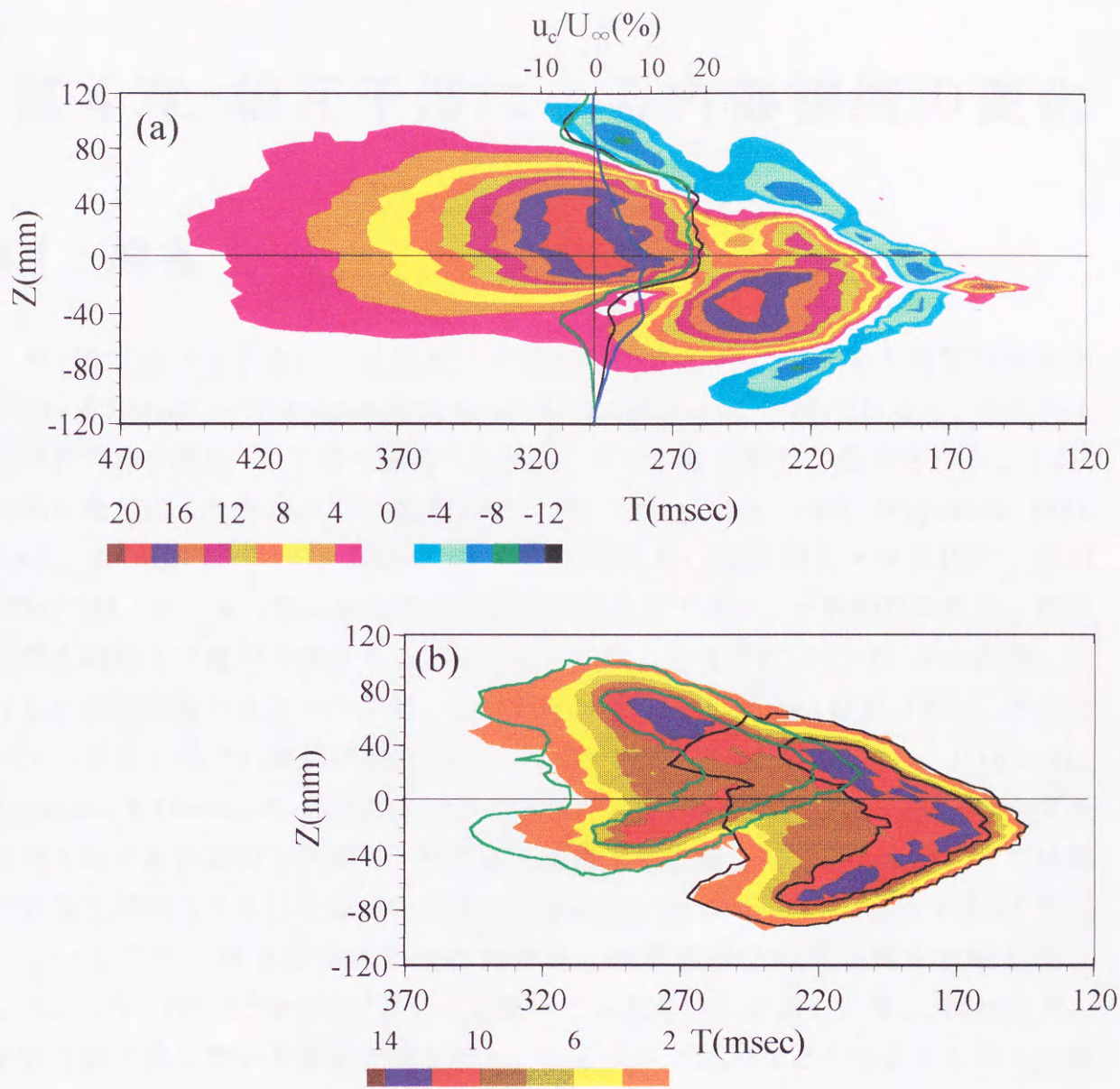


図 3.15  $T_d=60\text{msec}$  における融合斑点の Z-T 断面構造.  
 $X=600\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.4$ . (a)  $u_c/U_\infty$  (%), (b)  $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty$  (%).  
 (a); —: 単独斑点 I, —: 単独斑点 II, —: 融合斑点.  
 (b); □: 単独斑点 I, □: 単独斑点 II の  $2\% \leq \langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty \leq 10\%$  の領域.



## 第4章 相互干渉による内部構造の変化

### 4.1 緒言

第1章で述べたように、乱流斑点は従来いわれていたような大規模な渦構造 (Coles & Barker 1975, Wygnanski et al. 1976, Cantwell et al. 1978)ではなく、多数の小規模渦構造を内包し、下流へ成長するに従ってそれらが新たに生成されることが、可視化などにより示されている(Matsui 1979, Perry et al. 1981, Wygnanski 1981, Itswier & VanAtta 1984)。発達のごく初期段階にある斑点(菰田・半田1987, 菰田1994)では、そのような小規模構造の再現性が良好であり、一般的な条件付計測手法でも細部まで観察可能である。しかし、成長した乱流斑点では、その内部における小規模構造の大きさや位置、個数などが異なり(Sankaran et al. 1991)、アンサンブル平均処理では単に平滑化した大規模な構造しか観察されない。Wygnanski, Zilberman & Haritonidis (1982)は、Iプローブを鉛直方向に並べたくし型プローブを用いて斑点鉛直断面を計測し、瞬間速度変動を等値線分布で表したが、その輪郭が可視化写真に見られる斑点の構造(Gad-el-Hak, Blackwelder & Riley 1981)と類似している点や、等値線図における山や谷と秩序渦構造の関連性を示唆した。Sankaranら(1991)は7本のXプローブを用いて斑点の鉛直断面を計測し、流れ方向に数個の渦が並んでいる様子を描き出し、レイノルズ応力などの大きさを個々の渦構造について求めたが、その配置及び大きさはWygnanskiら(1982)が推測した渦構造のものと類似している。また、Singer(1996)はDNSにより、渦度の流れ方向成分の空間的分布を求め、多数の縦渦が斑点内部に存在する様子を示した。これらの研究は単独の斑点の構造を解明する上で重要な手がかりを与えた。しかし、斑点の相互干渉と内部構造の関連について定量的に調べた研究は少ない。

本章では、熊手型Iプローブを用いた水平断面瞬間像の計測から、二つの斑点間の相互干渉による内部構造の変化を調べた。



## 4.2 単独斑点の内部構造と成長機構

本章では表 4.1 に示す条件で実験を行った。

表 4.1 4章における実験条件

計測対象	計測位置 X(mm)	境界層厚さ $\delta$ (mm)	吹き出し位置 のレイノルズ 数 $Re_{\delta 0}$	計測プローブ	噴流最大流速 $U_j$ (m/s)
単独斑点 I	300	9.0	817	16ch. 熊手型 I プローブ	10.0
単独斑点 II	400	10.2			
融合斑点	500	11.3			

### 4.2.1 内部構造の高さ方向変化

$Z=20\text{mm}$  で形成した単独斑点の  $X=300\text{mm}$ 、 $Y/\delta=0.4$  における瞬間速度変動  $u/U_\infty$  の時間変化を図 4.1 に示す。16 チャンネルの同時計測により、矢尻形状をした斑点の瞬間構造が捉えられている。内部には変動の高周波成分が存在するが、斑点後方(上流側)では緩やかに速度変動分布が回復していること、周囲の層流との境界においても緩やかに波形が変化しており、必ずしも明確な境界を有してはいないことなどがわかる。図 4.2 に図 4.1 と同一の単独斑点の各時刻における瞬間速度変動値とその速度変動のアンサンブル平均値のспан方向分布を示す。瞬間速度変動はспан方向に波打っているが、ひとつの峰または谷が三～五点で捉えられているため、その振幅やスケールを正確に知ることはできない。しかし、その分布形状は数 msec にわたって類似な形状を保持しており、これらの波形は単なる瞬間的なランダム速度変動を捉えたものではなく、ある空間的な大きさを持ち span 方向に速度変動が波打つような構造を捉えている可能性を示している。

図 4.3 に  $X=300\text{mm}$  の異なる高さにおける速度変動のアンサンブル平均値の等値線図を示す。流れ方向を左から右とみなすため時間軸の向きは右から左とした。また、乱れ強度のアンサンブル平均値が  $\langle u_r^2 \rangle^{1/2}/U_\infty \geq 2\%$  となる領域を太線で重ねて示す。このような通常のアンサンブル平均によって得られる構造は、斑点形状や斑点内部の速度分布、成長率や移動速度などの基本特性(Wygnanski et al. 1976, Cantwell et al. 1978)を表す指標となるが、可視化 (Matsui 1979, Perry et al. 1981) などにより指摘されている微細な内部構造までは捉えきれない。しかし、多線プ



ローブを用いて瞬間像を観察した Wygnanski ら(1982)や Sankaran ら(1988)の結果から判断すると、本結果においても、瞬間速度変動の等値線図から、プローブ分解能の範囲内で小規模な構造の配置や大きさを観察することが可能であると考えられる。本実験結果にも Wygnanski らと同様な手法を適用し、ローパスフィルター( $f_c=200\text{Hz}$ ;  $U_\infty/f_c = 25.0\text{mm}$ (Itswire & VanAtta 1984))を通した瞬間速度変動の等値線分布を図 4.4 に示す。斑点は計測点を通過する間にその長さが二倍程度増加する(Wygnanski et al. 1976, Cantwell et al. 1978)ため、一点で計測したデータの時間変化をそのまま空間スケールにおきかえることはできないが、斑点の成長は新たな渦構造が付加されていくことによって生じ、個々の渦構造の大きさ自体は移動しても著しく変化することはない(Matsui 1979, Sankaran et al. 1991)。従って、時系列のデータから、内部構造のスケールをある程度判断することは可能である。以後、瞬間速度変動の等値線図を瞬間像と呼ぶ。なお、各断面はそれぞれ異なる瞬間のデータである。図 4.5 に瞬間波形とフィルタリングした波形を比較する。カットオフ周波数  $f_c$  の決定に主観的な要素が入ることには注意を要する(Itswire & VanAtta 1984)が、両者を比較するとフィルタリングによって波形の基本的な形状は損なわれていないことがわかる。

各高さにおける瞬間像(図 4.4)とアンサンブル平均分布(図 4.3)を比較すると、大きさおよび外形はほぼ等しい。しかし、瞬間像はアンサンブル平均された構造とは異なり、どの高さにおいても等値線図に多数のピークを有する。 $Y/\delta=0.2$ ,  $0.4$  の瞬間像(図 4.4a,b)において、矢尻型の斑点先端部には流れ方向に伸びた加速領域( $u \geq 0$ )が存在し、それを挟んで両側に減速領域( $u \leq 0$ )が位置している。 $Y/\delta=0.2$  ではアンサンブル平均結果(図 4.3a)は全域が加速領域であるのに対し、前縁に沿った領域では、比較的小さな減速領域が加速領域と交互に繰り返すように配置しており、規則性が認められる。 $Y/\delta=0.4$  においても瞬間像における減速領域は前縁に沿って階段状に分布している。斑点先端部の加速領域および前縁に沿って分布する減速領域のスケールはスパン方向に  $5 \sim 15\text{mm}$  程度、時間軸方向に  $10 \sim 20\text{msec}$  程度である。この時間スケールは層流時の局所平均流速  $U_t=0.63U_\infty$  ( $Y/\delta=0.4$ )を用いて流れ方向の長さに変換すると  $U_t T=30 \sim 60\text{mm}$  程度となり、スパン方向のスケールに比べてかなり長く、斑点内部には流れ方向に伸びた筋状の構造が存在していると考えられる。

乱流斑点が多数のヘアピン渦や縦渦によって構成されていることが可視化(Matsui 1979, Perry et al. 1981)や DNS(Simger 1996)などにより示されている。これ



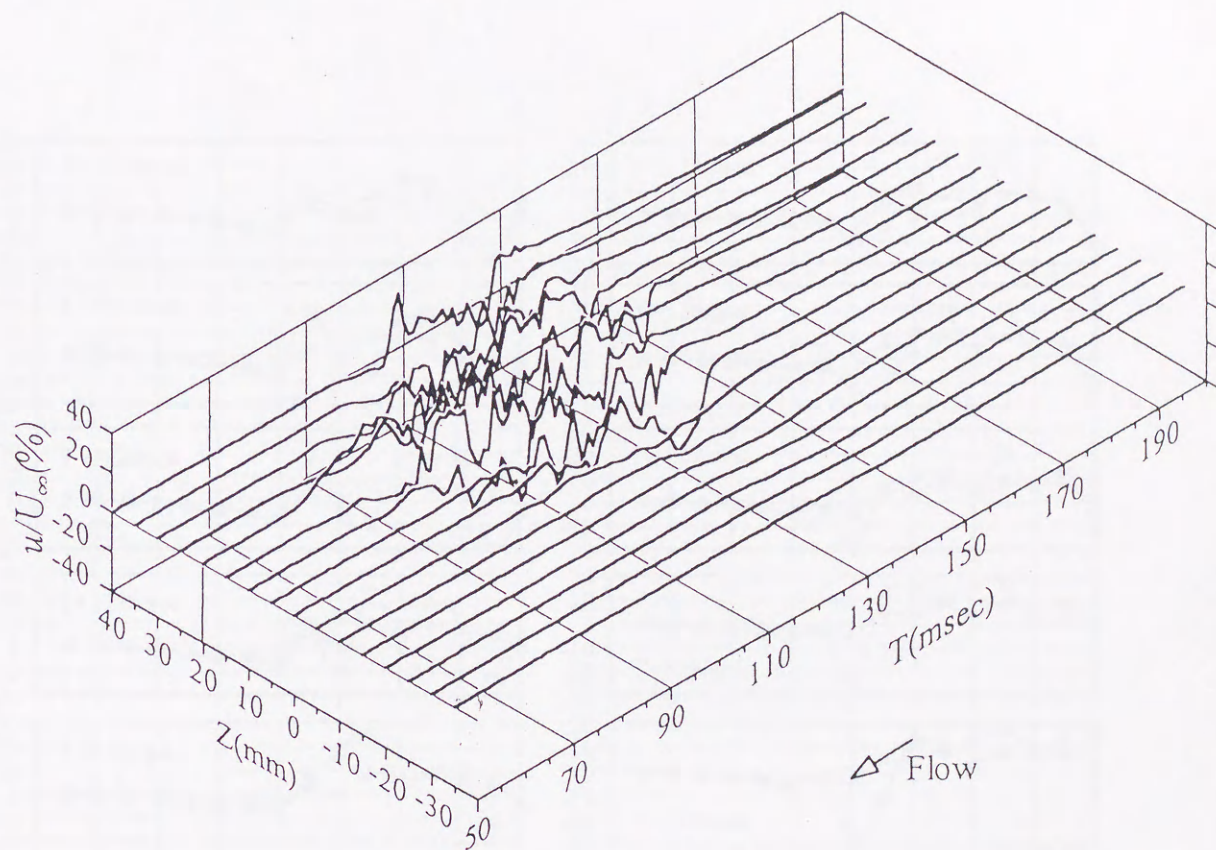


図 4.1 16ch. 熊手型 I プローブで計測した単独斑点の通過に伴う瞬間速度変動  $u/U_\infty$  の時間変化.  
 $X=300\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.4$ .



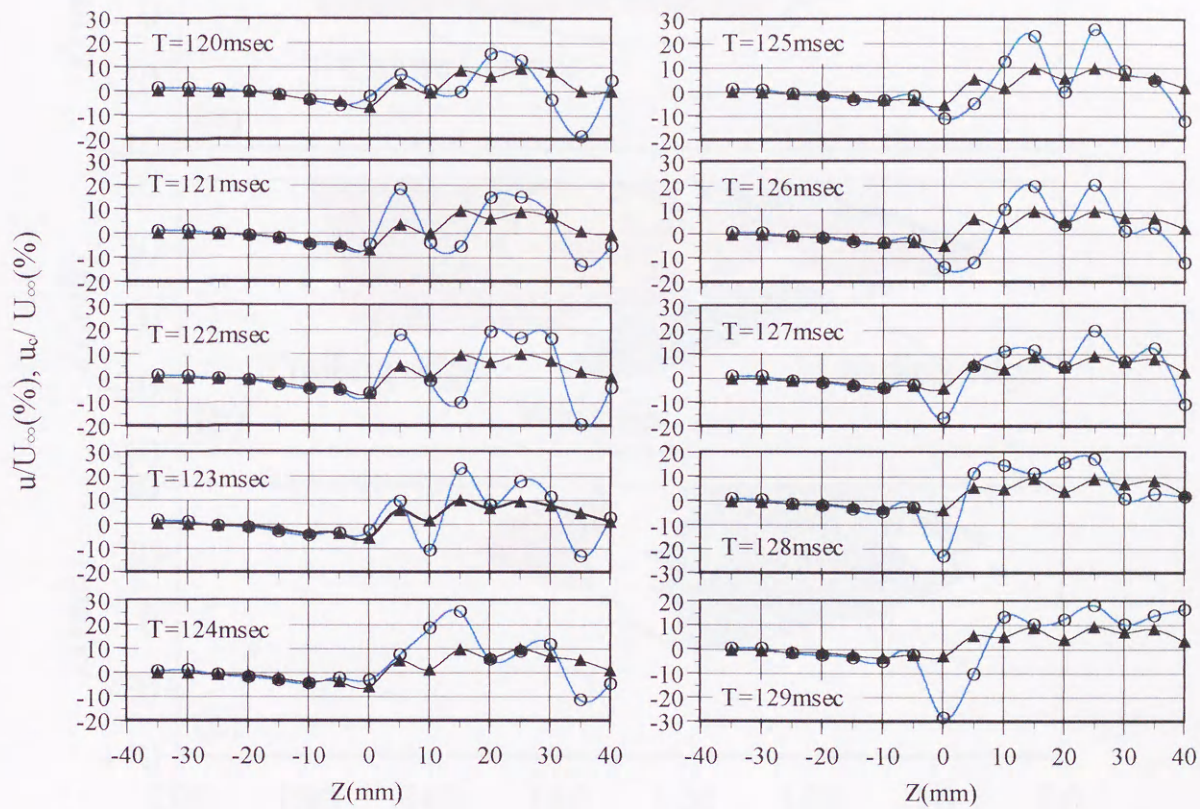


図 4.2 各時刻における速度変動のスパン方向分布(単独斑点)  
 $X=300\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.4$ ,  $\circ: u/U_\infty(\%)$ ,  $\blacktriangle: u_c/U_\infty(\%)$ .



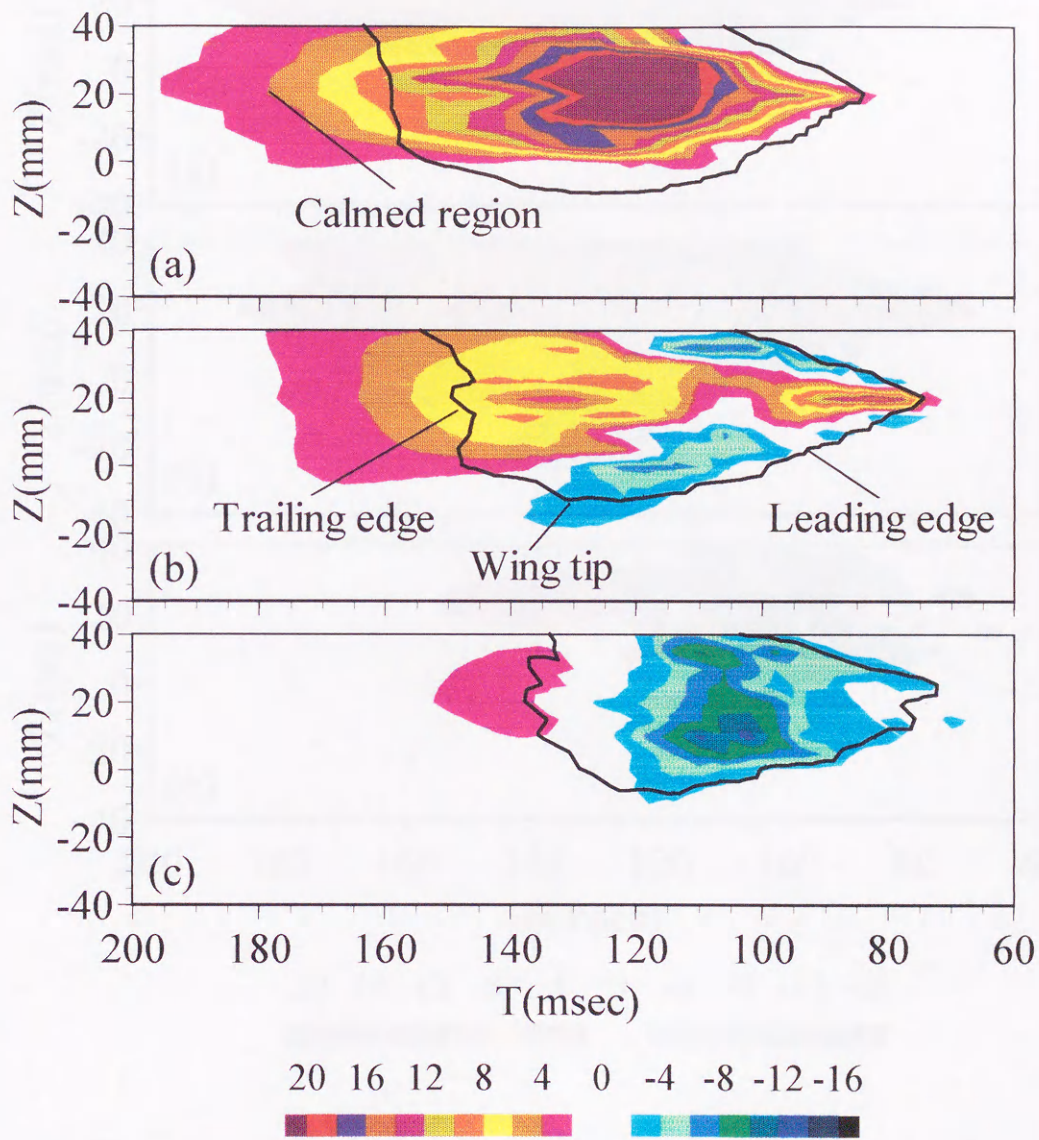


図 4.3 単独斑点における  $u_c/U_\infty$  (%) の Z-T 断面分布.  
 $X=300\text{mm}$ , (a)  $Y/\delta=0.2$ , (b)  $Y/\delta=0.4$ , (c)  $Y/\delta=0.7$



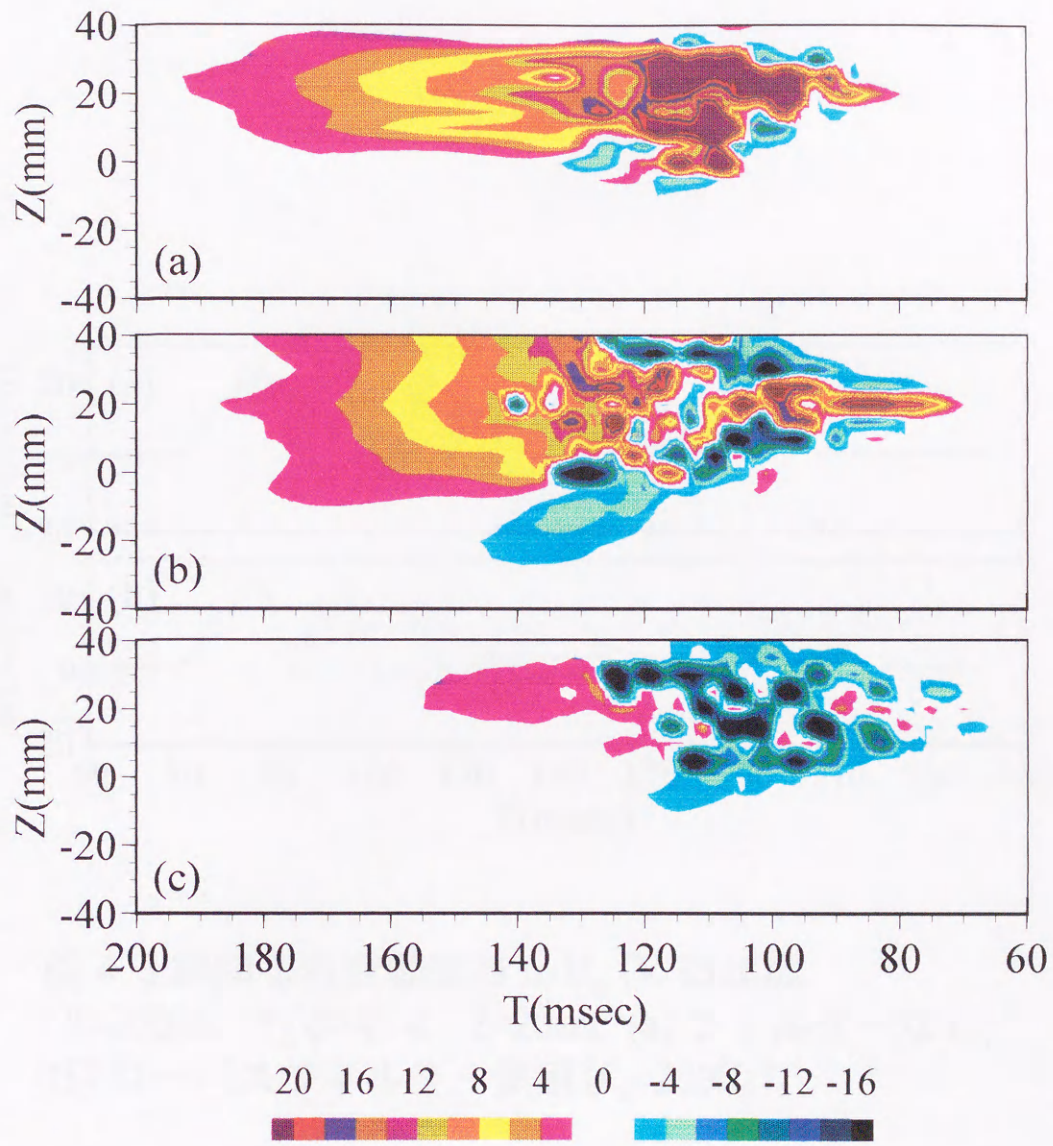


図 4.4 単独斑点における  $u/U_\infty$  (%) の Z-T 断面分布.  
 $X=300\text{mm}$ , (a)  $Y/\delta=0.2$ , (b)  $Y/\delta=0.4$ , (c)  $Y/\delta=0.7$



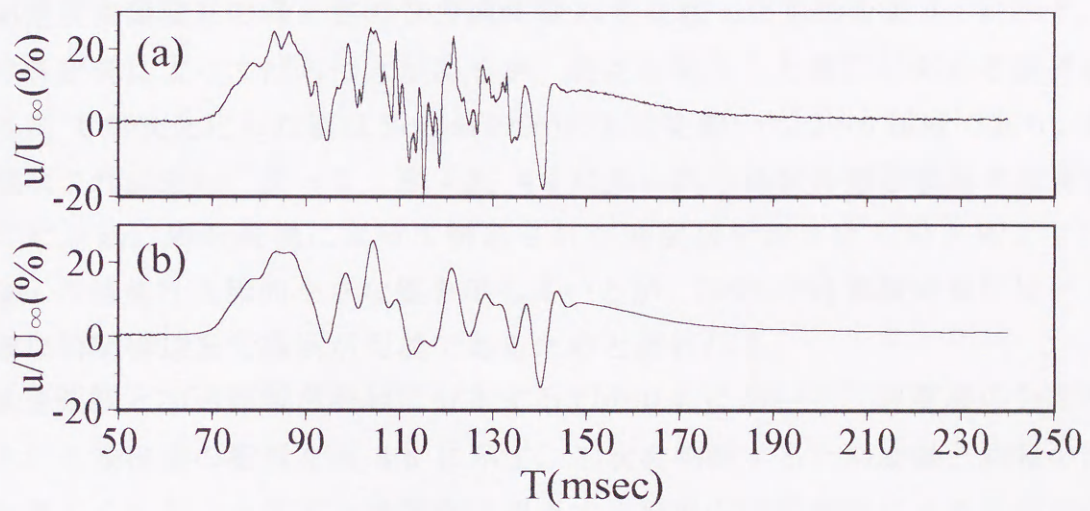


図 4.5 瞬間速度変動波形  $u/U_\infty$  (%) の比較.  
 $X=300\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.4$ ,  $Z=20\text{mm}$ , (a) フィルターなし,  
(b) ローパスフィルター使用 ( $f_c=200\text{Hz}$ )



表 4.2 斑点内部構造のスパン間隔  $\lambda_z$  の比較.

	$U_\infty$ (m/s)	$\delta_0^*$ (mm)	$R_{\delta_0}$	$X/\delta_0^*$	$\lambda_z$ (mm)	$\lambda_z/\delta_0^*$
Present work	5.0	2.6	817	114	5~15	2.0~5.8
Matsui(1979)	0.076	7.3	502	110	14~35	2.0~4.8
Perry et al.(1981)	1.08	6.1	439	69	30	4.9
Itswire & Van Atta (1984)	8.6	1.4	776	444	5~9	3.6~6.4
Singer(1996)	-	-	600	150~184	-	1.0~4.3

( $X$  は斑点発生位置から  $\lambda_z$  を観察した位置までの距離)

らの研究におけるヘアピン渦脚部渦や、縦渦のスパン方向間隔、本結果における瞬間速度変動波形の峰と谷の  $Z$  方向間隔  $\lambda_z$  を比較したものを表 3.1 に示す。 $\lambda_z$  の値は各研究によってばらつきがあるが、斑点を発生した場所における境界層排除厚さ  $\delta_0^*$  で無次元化した値は Singer(1996) のものを除いて 2~6 程度であり、本結果の値はこれに近い。従って、図 4.2、4.4 に見られる筋状の減速領域や加速領域はヘアピン渦の脚部縦渦によって誘起された速度場を捉えたものと考えている。Singer の結果は比較的小さな値を示しているが、DNS では実験結果に比べ、より微細な瞬間構造まで識別が可能であるためと思われる。

減速領域と加速領域が明確に分布する  $Y/\delta=0.4$  において、速度場の分布から推測される渦構造の配置を図 4.6 に示す。形状を判断するため縦軸と横軸のスケールを等しくした。ヘアピン渦脚部に相当する縦渦の回転運動による下向きの流れが正の  $u$  を、上向きの流れが負の  $u$  を誘起するものと考え、ヘアピン渦の脚部とその回転方向を図中に矢印で示した。Smith ら(1991)によればヘアピン渦脚部の間隔が広く離れている時には、両脚部の間から生じた二本の低速の筋が脚部のさらに上流側まで伸張することもあり、単純に  $u$  成分の分布図から渦構造の位置を特定づけることはできないが、それは主に壁の近傍で観察されることから、ここではそのような場合は考慮していない。また、ヘアピン渦の頭部がどこに位置するかを一水平断面の観察から判断することは困難である。ここでは、仮に負の領域の両側に正の領域がある場合を脚部渦対とみなし、どの渦対が一つのヘアピン渦に相当するのかを表すものとして図 4.6 に示した。

斑点先端部の構造は加速領域の両側に減速領域が位置する。ヘアピン渦の脚部渦対間に減速領域、その両側に加速領域が誘起されると考えると、先端部には二つのヘアピン渦が並んで存在しており、その中間に強い加速領域を誘起しているが、この配置は Singer(1996) の DNS の結果と一致している。ただし、Singer の計



算は対称性を仮定して片側だけ行ったものであり、単純に比較することには注意を要する。

翼端部は減速領域が緩やかに広がり、外側に向かって $u=0$ に漸近していくため、これに対応する渦はヘアピン型ではなく図のように片方の脚部縦渦のみとなる。斑点内部の渦構造は常にヘアピン型として観察されるのではなく、一本の縦渦として観察されることもあり(Smith et al. 1991)、片方の脚部が未発達な左右非対称なヘアピン渦も存在するものと考えられる。Matsui(1979)は斑点内部を連続写真により観察し、大きなヘアピン渦の脚部近傍にそれよりも小さな二つのヘアピン渦が形成される様子を捉えているが、小さなヘアピン渦は発生段階から両脚部を有している。ただし、これらの渦は斑点の比較的中央付近に位置するものであり、翼端部の渦を捉えたものではない。Haidari & Smith (1994)は、ヘアピン渦を構成している渦糸と平均速度せん断の相互作用による渦糸の変形がスパン方向に伝播する(Smith et al. 1991)ことによって、初期攪乱から発達した最初のヘアピン渦がそのスパン方向外側に相似形状を有する新たなヘアピン渦を副次的に形成していくが、それらは左右対称ではなく、片方の脚部が未発達な準縦渦構造である場合が多い(Smith et al. 1991)ことを示した。Seifertら(1994)の多線プローブによる $u, w$ 成分の同時計測の結果は、翼端部近傍に存在する渦構造が馬蹄形渦の片方の脚である可能性を示した。彼らの結果は本結果から類推される翼端部渦構造を支持するものであるが、それが斑点の発達に伴ってどのように変わっていくのかは示されていない。後述するが、並進する二つの斑点が融合する際、最初に接触するのは各斑点の翼端部であり、その構造の解明は相互干渉を理解する上で重要となる。

図 4.6 で筋状の減速領域と加速領域から縦渦構造の位置を推定したが、図 4.4 の瞬間像を見ると、 $Y/\delta=0.2$  は大部分が正、 $Y/\delta=0.7$  は静隠領域以外ほとんど負であり、減速領域と加速領域が縦渦の存在を示唆するように明確に配列しているのではない。しかし、瞬間速度変動のスパン方向分布は $Y/\delta=0.4$  同様、スパン方向には波打っており、その振幅も $Y/\delta=0.4$  と同程度であった。斑点鉛直断面では個々の内部構造はその位置の斑点高さと同程度の高さを有している(Wygnanski et al. 1982, Sankaran et al. 1988)。また、ヘアピン渦の脚部が下流へ行くにしたがって傾斜し、その頭部が平板に対し上昇する(Haidari & Smith 1994)ことを考慮するれば、 $Y/\delta=0.4$  以外の計測断面においてもヘアピン渦によって誘起される速度場の影響が現れていると考えられる。



$Y/\delta=0.2$  の瞬間像(図 4.4a)を見ると後縁部近傍  $Z \approx 25\text{mm}$ 、 $T=130 \sim 145\text{msec}$  において細長い低速の領域( $0\% \leq u/U_\infty \leq 10\%$ )が高速の領域( $10\% \leq u/U_\infty \leq 14\%$ )に入り込んでいる。その斜め後ろ( $Z \approx 15\text{mm}$ 、 $T=145 \sim 160\text{msec}$ )にも同様な分布が観察される。これらの等値線分布の形状は Matsui(1979)が斑点下層部の可視化で捉えたヘアピン渦に類似しており、ヘアピン渦両脚部の間に周囲よりも低速の領域が形成されたものが捉えられていると考えられる。

$Y/\delta=0.4$  では  $Z \approx 20\text{mm}$ 、 $T \approx 140\text{msec}$  に周囲より低速の領域が形成されているが、 $Y/\delta=0.2$  のように筋状ではなく、それより上流側にはそのような領域は存在しない。Matsui によれば斑点翼端部、および後縁部は新たな渦が形成される領域であり、 $Y/\delta=0.2$  の後縁部近傍に見られるヘアピン渦と思われる領域は形成されたばかりの新しい渦である可能性が高い。 $Y/\delta=0.4$  及び、 $Y/\delta=0.7$  の  $T \geq 140\text{msec}$  において  $Y/\delta=0.2$  のような筋状の領域が観察されないのは、ヘアピン渦の脚部が下流側ほど壁から離れた傾斜形状を有する(Haidari & Smith 1994)ことに対応し、このため、計測断面が高いほど乱れの分布域が下流側へシフトしている(図 4.3)ものと考えられる。

$Y/\delta=0.7$ (図 4.4c)は静隠領域を除いてほぼ全域が減速領域であるが、図中には多数のピークが存在する。それらは単に乱雑に分布しているのではなく千鳥状に分布しており、Perry ら(1981)の斑点モデルを支持している。Perry らはヘアピン渦が規則的に形成されていくことにより斑点が矢尻形になることを提案した。図 4.4c の結果は斑点が発達する過程において、内部の渦構造が次の渦構造を形成する機構に規則性があることを示唆する。Perry らの提案した斑点モデルも Matsui(1979)による観察結果も、ともに斑点内部の渦構造が連鎖的に生成されることによって斑点は流れ方向およびスパン方向に成長することを述べており、新たに生成された渦構造がさらに次の渦構造を誘起すること、及び、斑点内部の各渦構造は世代に差があることが予想できる。しかし、Perry らのモデルではヘアピン渦は前縁側に形成されていくのに対し、Matsui による可視化の結果は斑点後縁部後方に次々と新たな渦が形成されていく様子を示している。Sankaran ら(1988)はほぼ Matsui の観察結果を支持しながらも、斑点内部構造の高さが最大となるのは先端部の構造ではなく、それよりも内側の構造であることから、前縁側でも新たな渦構造が形成される可能性があることを指摘した。Haidari & Smith (1994)の観察結果では、ヘアピン渦は外側に新たな渦構造を誘起する一方で、頭部の背後及び、それぞれの脚部付け根の内側に各一つの新たなヘアピン渦を形成することが示されてお



り、Matsui の観察結果とも良く一致する。また、このような過程が繰り返すこと  
によって斑点内部の渦構造は千鳥状に配列し得る。後述するが、本結果は渦の配  
列については Perry らの斑点モデルを支持しているが、新たに渦構造が形成され  
る機構は Matsui や Haidari & Smith の結果を支持している。

次に斑点幅が最大であった  $Y/\delta=0.4$  における四回分の瞬間像を図 4.7 に示し、内  
部構造に関する平均的な特性を調べる。全体の形状や大きさは No.4 以外どの斑点  
もほぼ等しいが、No.4 のように発達の遅い斑点が形成される頻度も 13% 程度あつ  
た。各瞬間像に共通の性質として、静隠領域には細かいピークは存在しないが、  
その輪郭は必ずしも滑らかでないこと、先端部は加速領域が下流側に突出し、そ  
の両側に減速領域が並ぶ構造になっていること、翼端部外側は常に減速領域であ  
ることが確認できる。一方、減速領域や加速領域のピーク位置は各斑点で異なり、  
層流斑点(菰田・半田 1987, 菰田 1994)のような再現性はない。すなわち、内部  
の渦構造の位置や個数は斑点を形成するたびに異なり(Sankaran et al. 1991)、これ  
を考慮しない一般的なアンサンブル平均処理では内部構造の特性を適切に反映さ  
せることは困難であることがわかる。しかし、先端部の構造は再現性が良く、ア  
ンサンブル平均結果(図 4.3b)と類似しており、それは No.4 の斑点においても同様  
である。内部構造が連鎖的に形成されていく(Matsui 1979, Perry et al. 1981, Haidari  
& Smith 1994)ことを考慮すれば、斑点の発達する過程で後にできる渦構造ほど先  
にできた渦構造のゆらぎの影響を受け、その発生位置や形状に偶然性が入る余地  
は大きくなる。仮に、Perry ら(1981)の斑点モデルのように前縁側に向かって新た  
な渦構造が生じていくとすると、No.4 のように未発達の斑点においても先端部の  
構造が位置、分布形状ともに他の斑点のものと類似していることを説明できない。  
斑点の前縁部と後縁部の移動速度は異なる(Schubauer & Klebanoff 1955, Wagnanski  
et al. 1976)が、内部構造そのものは定速度で移動する(Matsui 1979, Sankaran et al.  
1988)。瞬間像から後縁部の位置を正確に定めることは難しいが、No.1~3 につい  
ては等値線分布に細かなピークが見られるのは  $T \leq 145\text{msec}$  の領域であり各後縁  
部の位置はほぼ等しい。しかし、No.4 の同領域は  $T \leq 135\text{msec}$  であり、後縁部が  
プローブを通過する時刻は他のものよりも早い。これに対し、先端部の通過時刻  
は No.1~4 全てがほぼ等しい。このことは、斑点の長さが増加するのは後縁部に  
新たな渦構造が付加されていくためとした Matsui(1979)の結果を支持している。  
本結果は同一の斑点を下流へ追跡したものではないが、これらのことから斑点先



端部には最も初期にできた渦構造が存在し、後縁側に向かって新たな渦構造が形成されていくものと考えられる。

また、再現性が良い先端部の構造に関しては、単独のプロブによる条件付き計測でも空間的な構造をある程度正確に捉えることが可能であると思われる。先端部の構造は吹き出しによって直接誘起された一次渦(Haidari & Smith 1994, 菰田 1994)の可能性もあり、今後詳細に調べる予定である。

菰田(1994)は波形の再現性が極めて良い発達初期段階の斑点を‘層流斑点’と名づけ、その成長機構を調べた。層流斑点のスパン方向への成長は翼端部において減速領域と加速領域が交互に繰り返り形成されることによって生じる。従って、層流斑点の翼端部には減速領域が位置する場合も加速領域が位置する場合も両方存在する。しかし、本結果の場合、瞬間の構造であっても、翼端部の近傍には常に減速領域が位置し(図 4.7)、最も外側に加速領域が位置することはない。発達した斑点の場合、その翼端部を超えて広がる減速領域は、周囲の層流よりも攪乱に対し不安定な速度分布を有し(Glezer, Katz & Wygnanski 1989)、その後方に斜行 T-S 波の周波数を持つウェーブポケット(Wygnanski, Haritonidis & Kaplan 1979)を生成する。この領域は速度変動波形に高周波成分がほとんど現れず、渦構造そのものとは考えにくい。翼端部に位置する渦構造はその外側に次の渦構造を形成することによりスパン方向に伸びていく(Matsui 1979)。従って、翼端部に常に付随するこの減速領域は、渦構造が形成される前段階における速度場の変形したものと考えられる。

#### 4.2.2 内部構造の流れ方向変化

前節の結果から内部構造が翼端部、および、後縁部において形成されていくことが予想されるが、Sankaran ら(1988)は内部構造の数が増えるだけでなく、それらの大きさが下流へ拡大する、あるいは内部構造間の間隔が広がることなども斑点のスパン方向への成長に寄与する可能性があることを指摘した。本節では、内部構造の下流変化を観察することにより内部構造と斑点の成長機構との関連を明らかにする。

図 4.8 に  $X=300,400,500\text{mm}$  における瞬間像の流れ方向変化を示す。ただし、これらは同一斑点が下流方向に成長する過程を追跡したものではない。これらの像を比較すると、前縁に沿って筋状の減速領域と加速領域が交互に配置する様子はよく似ている。個々の筋状の領域はその大きさや互いの間隔に著しい変化がある



ようには見えず、それらの数が下流へいくに従い増加することが、斑点のスペン方向への成長に最も寄与していることが分かる。斑点先端部(矢尻の頂点)の構造に注目すると、斑点の成長に関わらずどの流れ方向位置においても対称断面( $Z=20\text{mm}$ )に位置する筋状の加速領域を挟んでその両側に減速領域が配置する類似した構造となっており、これらの図からも最初に先端部に位置していた構造はその後先端部にあり続ける事がわかる。しかし、 $X=500\text{mm}$ における先端部の構造は上流側のものに比べ加速領域が短く、その周囲に細かな減速領域と加速領域が現れている。このことから、発達段階を経た主渦が減衰過程に入りスモールスケールの乱れによって崩壊しつつある可能性も考えられる。Haidari & Smith(1994)は吹き出しによって形成された単体のヘアピン渦の挙動を調べ、ヘアピン渦は下流にいくに従ってその頭部を上昇させるが境界層厚さを超えるとその上昇は止まることを観察した。Sankaran ら(1988)は斑点高さが最大になる位置が前縁よりも内側である事から、前縁側にも新たな渦構造が形成されていく可能性を指摘した。これは先にできた構造ほどより上方まで達することを念頭に置いたものであるが、先端部の構造が斑点の中央部よりその高さが低いのは、先端部の構造は周囲の環境が元の層流状態であるのに対し、中央部では内部構造同士の干渉によって平均場が変形し、より上方までヘアピン渦の頭部が成長できるためとも考えられる。ただし、先端部から翼端部にかけて前縁と周囲の層流との境界付近に注目すると、 $X=300\text{mm}$ では加速領域がほとんど存在していないのに対し、 $X=400\text{mm}$ になると多数の加速領域が境界の最も外側に分布し始め、さらに、 $X=500\text{mm}$ ではそれらの加速領域の外側に減速領域が形成されているように見える。従って、Sankaran ら(1988)が指摘したように前縁側でも新たな構造が生成される可能性がある。先端部より下流側には新たな構造が形成されず、そこから離れた前縁部の下流側に新たな構造が形成されるとすれば矢尻型先端部の角度が下流へ行くに従って緩やかになるはずである。単独斑点の乱れ強度の水平断面分布(図 2.12)を見ると、確かに  $X=600\text{mm}$  に比べ  $X=300\text{mm}$  の方が先端部の角度は鋭く、そのような傾向が認められる。しかし、十分発達した乱流斑点は相似形状になることが知られており(Schubauer & Klebanoff 1955, Wygnanski et al. 1976)、前縁側に新たな構造が形成されることによって生じる先端部の角度の変化は発達の初期段階にのみ観察されるものと思われる。



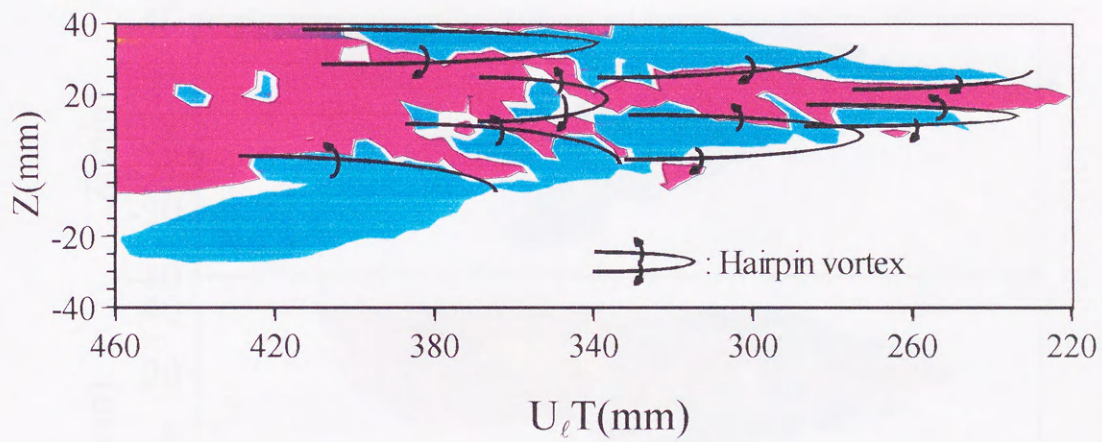


図 4.6 単独斑点の瞬間速度変動  $u/U_\infty$  (%) の分布から推測したヘアピン渦の配置.  $X=300\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.4$

■:  $u/U_\infty$  (%)  $\geq 2\%$ , ■:  $u/U_\infty$  (%)  $\leq -2\%$



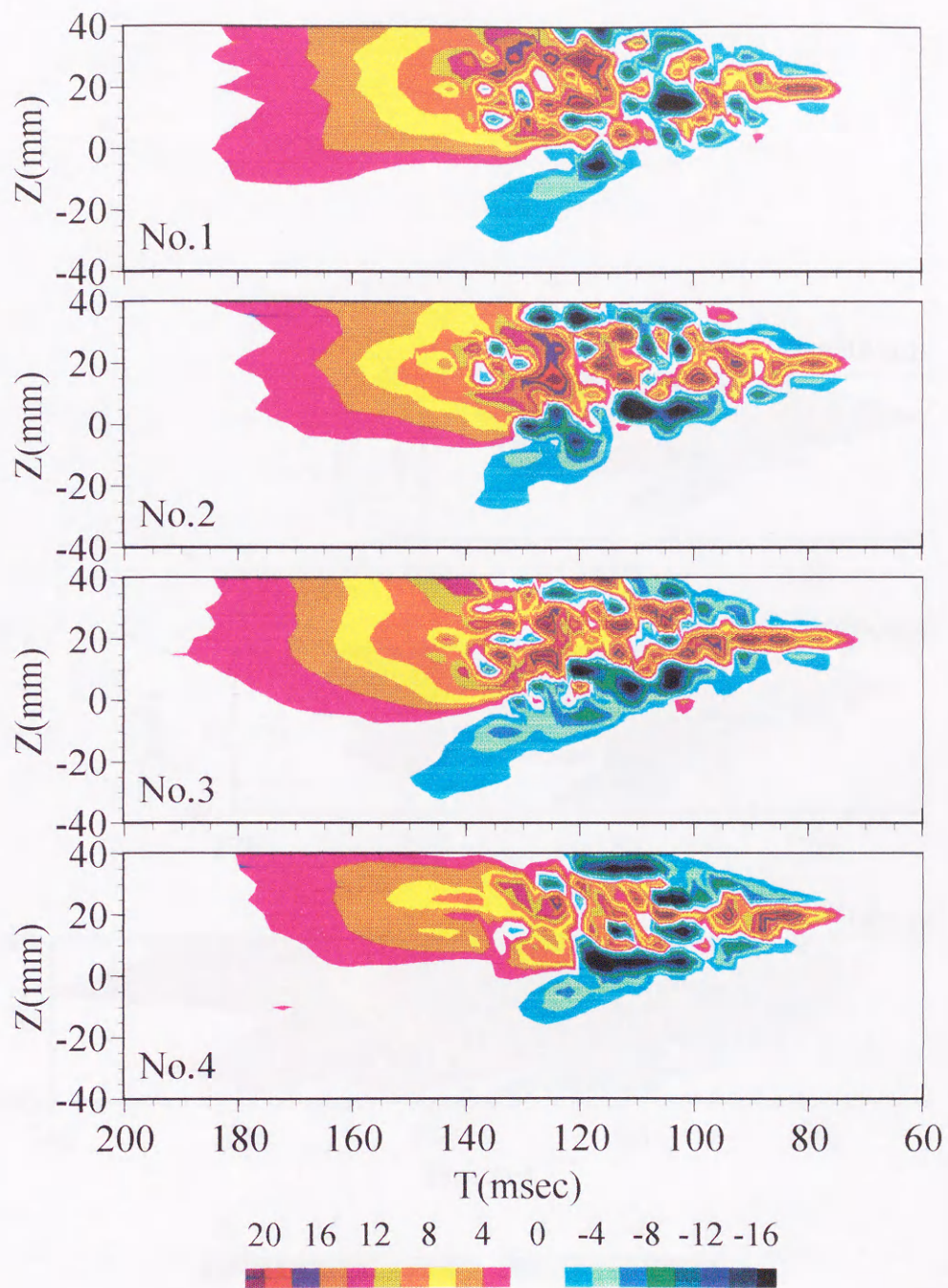


図 4.7 単独斑点における  $u/U_\infty$  (%) の  $Z$ - $T$  断面分布.  
 $X=300\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.4$



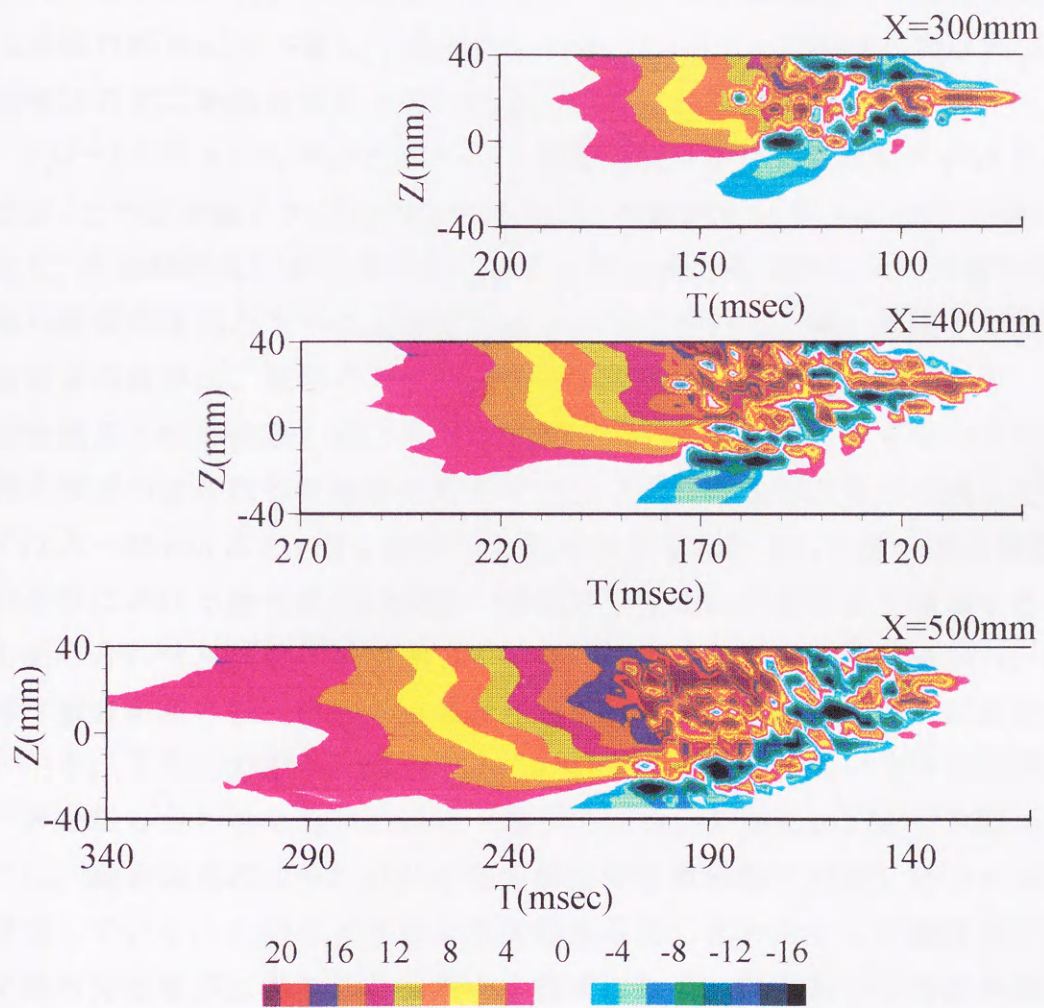


図 4.8 単独斑点における  $u/U_\infty$  (%) の  $Z$ - $T$  断面分布の流れ方向変化.  $Y/\delta=0.4$



### 4.3 並進する斑点の融合による内部構造の変化

二つの斑点を形成した場合の  $X=300\text{mm}$  における速度変動のアンサンブル平均値  $u_c/U_\infty$  の  $Z-T$  断面分布を図 4.9 に示す。単独斑点の  $u_c/U_\infty$  の分布(図 4.3)と比較すると、 $Y/\delta=0.2$  では単独斑点には見られなかった減速領域が二つの斑点の中間に現れており、 $Y/\delta=0.4$  になると二つの斑点の中間において減速領域のピーク値は単独の斑点に比べ著しく増加している。しかし、 $Y/\delta=0.7$  では両斑点中間の減速領域の値に単独の斑点と比べ大きな変化はない。

$Y/\delta=0.4$  の  $u_c/U_\infty$  の分布において減速領域がピーク値を示すのは  $Z=-5\text{mm}$  であるが、この  $Z$  位置における各斑点の  $u_c/U_\infty$  の波形を各高さについて図 4.10 に示す。また、各単独斑点のデータを足し合わせて合成した波形も太い破線で重ねて示す。最も顕著な変化があった  $Y/\delta=0.4$ (図 4.10b)において、細い実線と破線で示す各単独斑点の波形は、振幅のレベルに差があるもののほぼ同位相であり、太線で示す融合斑点の波形は峰、谷とも両単独斑点のものよりも大きくなっている。また、融合斑点の波形は各単独斑点のデータを合成した波形と良く一致している。前章では  $X=600\text{mm}$  において、融合した斑点がさらに発達した後の斑点構造を観察し、融合部における融合斑点の波形の振幅は単独斑点のものより増加するものの両者を足し合わせたほどには増加していないことを示した。本結果から、融合した直後は融合斑点の構造は各単独斑点の運動量を足し合わせたように変化することがわかる。また、 $Y/\delta=0.7$ (図 4.10c)においても、融合斑点の波形は各単独斑点のデータを足し合わせたものとほぼ一致している。しかし、 $Y/\delta=0.2$ (図 4.10a)に関しては、融合斑点の波形における谷の部分各単独斑点の足し合わせよりも振幅が増加している。このことは単なる運動量の足し合わせとして融合部における速度変動の分布域が広がるのとは異なる機構により、融合斑点の構造が空間的により発達したことを示唆する。

次に、融合斑点の瞬間構造が相互干渉によってどのように変化するかを調べるため、 $Y/\delta=0.4, 0.2$  の断面について瞬間速度変動の等値線分布を図 4.11(a),(b)に示す。 $Y/\delta=0.4$  において二つの斑点の中間には明確な強い減速領域が形成されている。単独斑点の場合、翼端部外側には常に減速領域が緩やかに広がっている(図 4.7, 4.8)ため、融合によりそれらが重なり合っただけでその振幅を増した可能性が考えられる。しかし、翼端部外側の減速領域は  $u/U_\infty \approx -4\%$  程度の値しか持たない弱い構



造である。この領域は瞬間値とアンサンブル平均値の間にほとんど差がない(図 4.1)ことから、瞬時的にも大きな値を持つことはほとんどないと考えられる。一方、融合した斑点の融合部に強い減速領域が形成される場合には、その値は  $u/U_\infty \approx -18\%$  を越え(図 4.10a)、単に翼端部外側の減速領域が重なりあって形成された構造とは考えにくい。融合斑点の構造が各単独斑点の運動量を足し合わせたように変化するということはあたかも波動の重ね合わせ現象のようであるが、翼端部近傍の  $Z \approx -5\text{mm}$  には強い減速領域が存在する場合が多い(図 4.7)ことから、この位置には図 4.6 に示すようにヘアピン渦のような渦構造が存在しており、それらの間で相互干渉が生じた可能性が高いと考えている。

$Y/\delta=0.2$ (図 4.11b)においても二つの斑点の間には減速領域が形成されており、その分布域は単独斑点の同断面における減速領域(図 4.4a)の位置よりもかなり上流側まで伸びていることがわかる。ヘアピン渦は壁から離れたところで形成されその下流発達に伴って、頭部を上昇させるとともに脚部を壁に向かって伸ばしていく(Smith & Walker 1995)。従って、 $Y/\delta=0.2$  において二つの斑点の間に形成された減速領域は、流れ方向に伸びた筋状であること、 $Y/\delta=0.4$  の減速領域よりも上流側に達していること、この領域の形成は単なる各単独斑点の運動量の足し合わせでは説明できないことなどからも、これが翼端部に位置する渦構造間の相互干渉の結果形成されたものであると考えられる。翼端部縦渦が図 4.6 に示すように片脚のヘアピン渦とすれば、二つの斑点の融合によりそれらが結合し、一つの強いヘアピン渦が形成される可能性もある。

二つの斑点の融合によって両者の間に形成された強い構造は、周囲の他の渦構造とともに下流へ流されながら発達していくと考えられるが、強い減速領域を伴うことから下層の低速流体を上方へ輸送する能力が卓越していることが予想される。また、その前方には他の渦構造が存在しないため、前縁側下層部から層流部分を取り込む(Singer 1996, Gad-el-Hak et al. 1981)上で妨げとなるものがない。さらに、そのすぐ隣は斑点内部であるため層流よりも境界層厚さが厚く、ヘアピン渦のような渦構造はより上方まで発達可能であるなど、発達のための好条件を備えている。従って、融合により生じた強い構造は鉛直上方へ成長する能力が卓越していることが予想され、このため下流において融合斑点の高さが単独斑点のものより増加する(蔭田・西沢 1998)ものと考えられる。



## 4.4 流れ方向に位相差を持つ斑点の融合による内部構造の変化

流れ方向に位相差を有する場合の斑点間の相互干渉は各斑点内部の渦構造同士の干渉ではなく、後続斑点内部の渦構造と先行斑点の静隠領域の干渉として捉えることができることは前章で述べた。ここでは、内部構造が静隠領域に侵入することによってどのように変化するかを調べる。

図 4.12 に  $T_d=60\text{msec}$  のときの融合斑点の瞬間像を単独斑点と比較する。図 4.12a の後続斑点前縁部にはこれまで示してきたと同様な筋状の減速領域が確認できる。図 4.12c の融合した場合を見ると、後続斑点前縁部に当たる領域に明確な筋状の減速領域はほとんどなく、先行斑点の静隠領域で後続斑点の内部構造が弱められたことが予想できる。正確には、渦構造が弱まったかどうかを判断するには速度の値ではなく渦度で判断すべきであるが、後続斑点前縁部の乱れ強度も弱まっている(図 3.15b)ことから、単に先行斑点の加速領域の中で後続斑点の減速領域の速度欠損が弱まっただけでなく、後続斑点前縁部では瞬間的なスパン方向の速度差も小さくなったことがわかる。

順圧力勾配下の層流境界層中ではヘアピン渦が減衰することが報告されている(西岡 1997,1998)。Smith ら(1991)は圧力勾配がヘアピン渦に与える影響について、順圧力勾配下ではヘアピン渦の移流速度が増し、壁面近傍流体が脚部によって誘起される局所圧力勾配の方向に急激に剥がれるのに要する時間よりも速く脚部が移流してしまうため、脚部が表面層のブレークダウンの発生に及ぼす影響が減少するのに対し、逆圧力勾配下ではヘアピン渦の移流速度が低下するために、脚部によって壁面近傍流体が鋭く上昇する効果が増すことを述べている。すなわち、ヘアピン渦脚部と壁面近傍流体の相互作用によるヘアピン渦の再生成が、順圧力勾配下では衰え、逆圧力勾配下では活発になる。本結果は先行斑点の静隠領域に侵入した後続斑点の内部構造は確かに弱められる(図 4.11)ものの、後続斑点の外形そのものは単独の場合とほぼ一致する(図 3.15)ことからスパン方向への成長は抑制されないことを示している。つまり、ヘアピン渦がそのスパン方向外側に新たなヘアピン渦を誘起する速さは静隠領域内においても衰えていない。



融合によって生じる強い構造の発達過程を解明するには、多線プローブを用いて速度の二成分を同時計測すること、および、融合部の構造を詳細に調べられるようプローブの空間分解能を高めることなどが必要である。その結果については第5章で述べる。

## 4.5 結言

多線プローブを用いた斑点瞬間像の観察から、その内部構造を調べ、単独斑点と融合斑点の比較を行い以下の結言を得た。

- (1) 乱流斑点は流れ方向に伸びた多数の筋状の構造により構成されており、速度の速い領域と遅い領域が千鳥状に並んでいる。
- (2) 斑点先端部の構造は最も古く、斑点の成長に寄与する内部構造は翼端部および後縁部で新たに形成される。
- (3) 斑点翼端部には比較的強い減速領域が存在することが多く、その外側には緩やかに変化する弱い減速領域が常に存在するが、二つの斑点の融合により両者の中間に非常に強い減速領域が形成され、さらにこの領域は下層部に向かって上流側に拡張する。
- (4) 融合直後には、融合した翼端部におけるアンサンブル平均された速度変動波形は、各単独斑点の速度変動を足し合わせたものとほぼ一致するが、その下層部における波形の振幅は足し合わせよりも増加した。
- (5) 流れ方向に位相差を有する斑点が融合する場合、先行斑点の静隠領域に侵入した後続斑点の内部構造は減衰する。



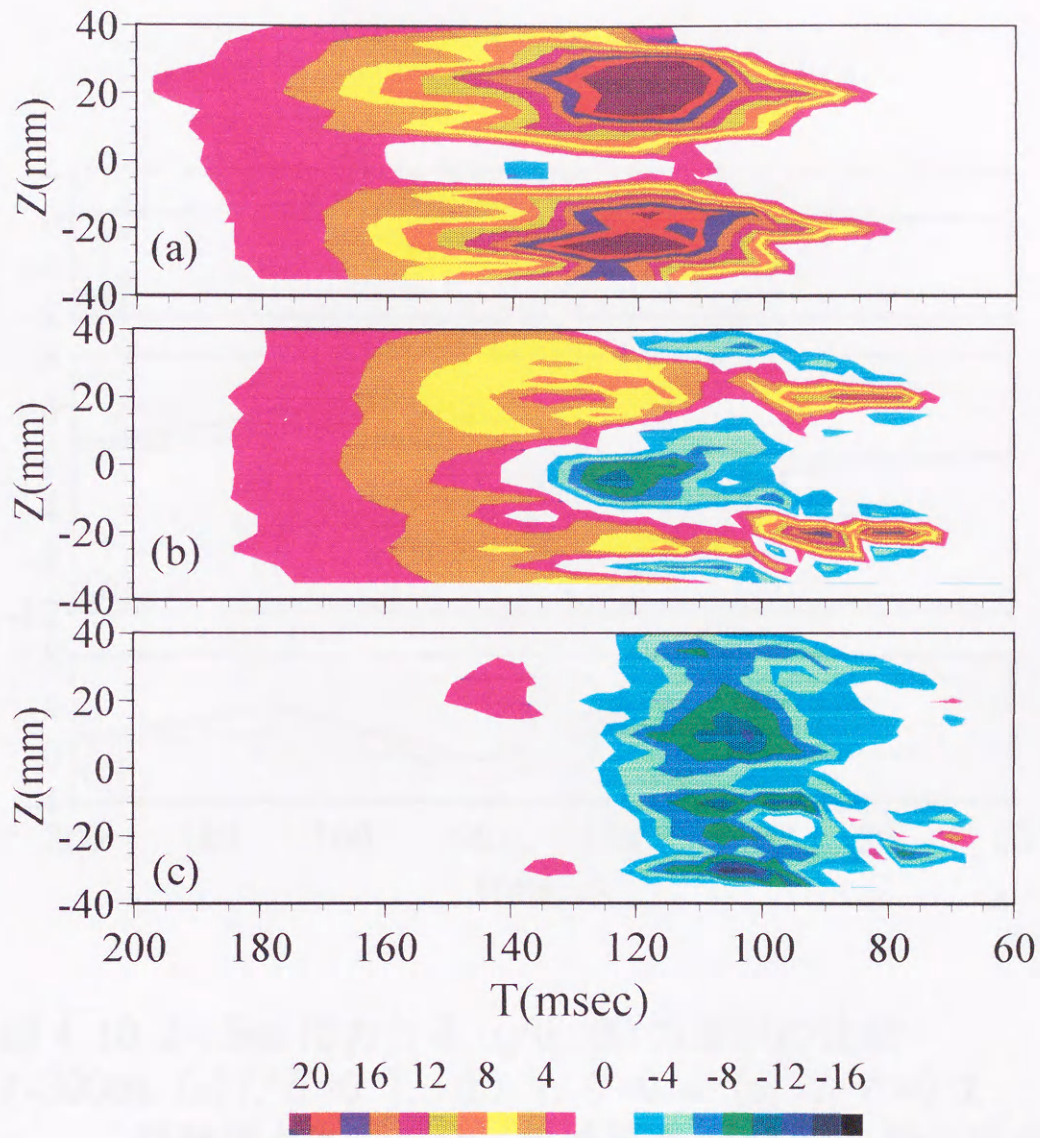


図 4.9 融合斑点における  $u_c/U_\infty$  (%) の Z-T 断面分布.  
 $X=300\text{mm}$ , (a)  $Y/\delta=0.2$ , (b)  $Y/\delta=0.4$ , (c)  $Y/\delta=0.7$



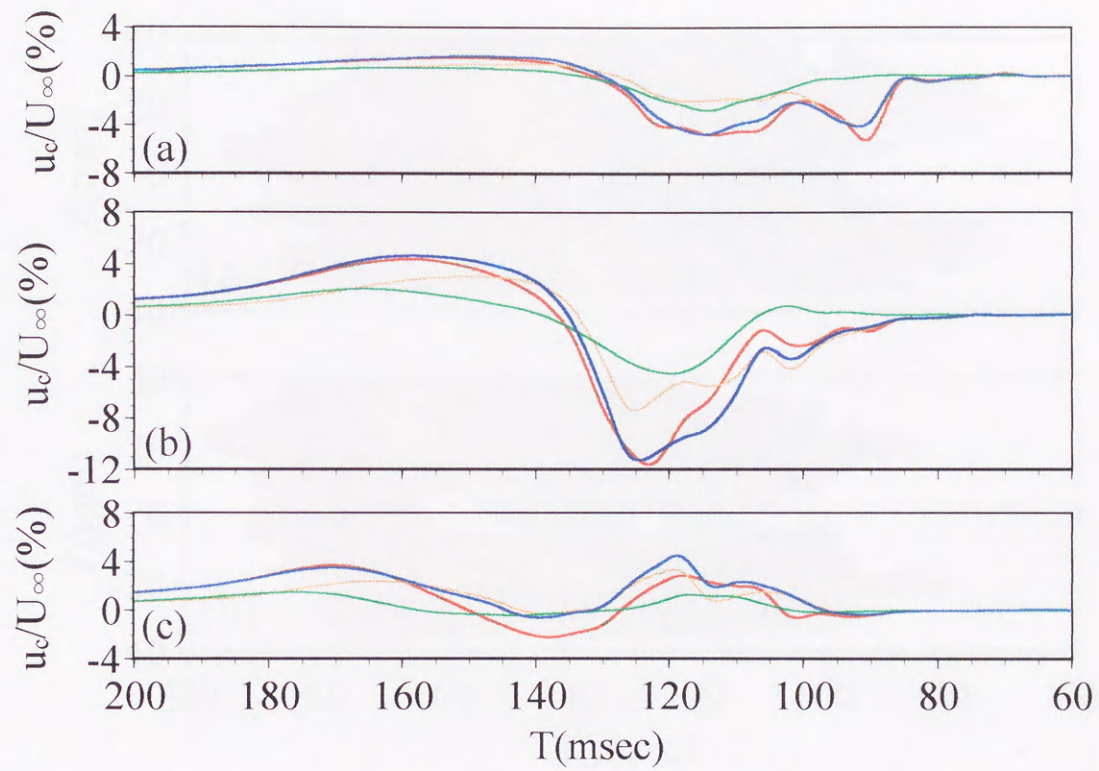


図 4.10  $Z=-5\text{mm}$  における  $u_c/U_\infty$  (%) の波形の比較.

$X=300\text{mm}$ , (a)  $Y/\delta=0.7$ , (b)  $Y/\delta=0.4$ , (c)  $Y/\delta=0.2$

— : 单独斑点 I, — : 单独斑点 II, — : 融合斑点  
 — : 单独斑点 I と单独斑点 II の合成波形



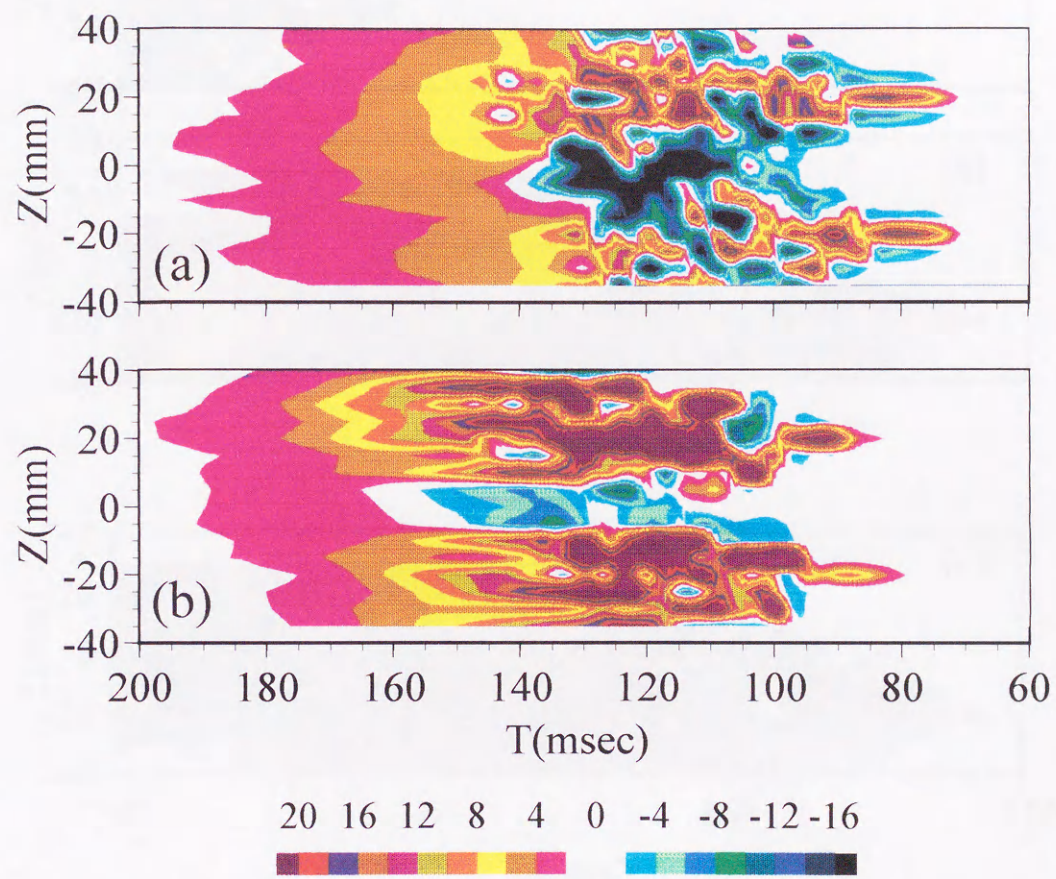


図 4.11 融合斑点における  $u/U_\infty$  (%) の Z-T 断面分布.  
 $X=300\text{mm}$ , (a)  $Y/\delta=0.4$ , (b)  $Y/\delta=0.2$



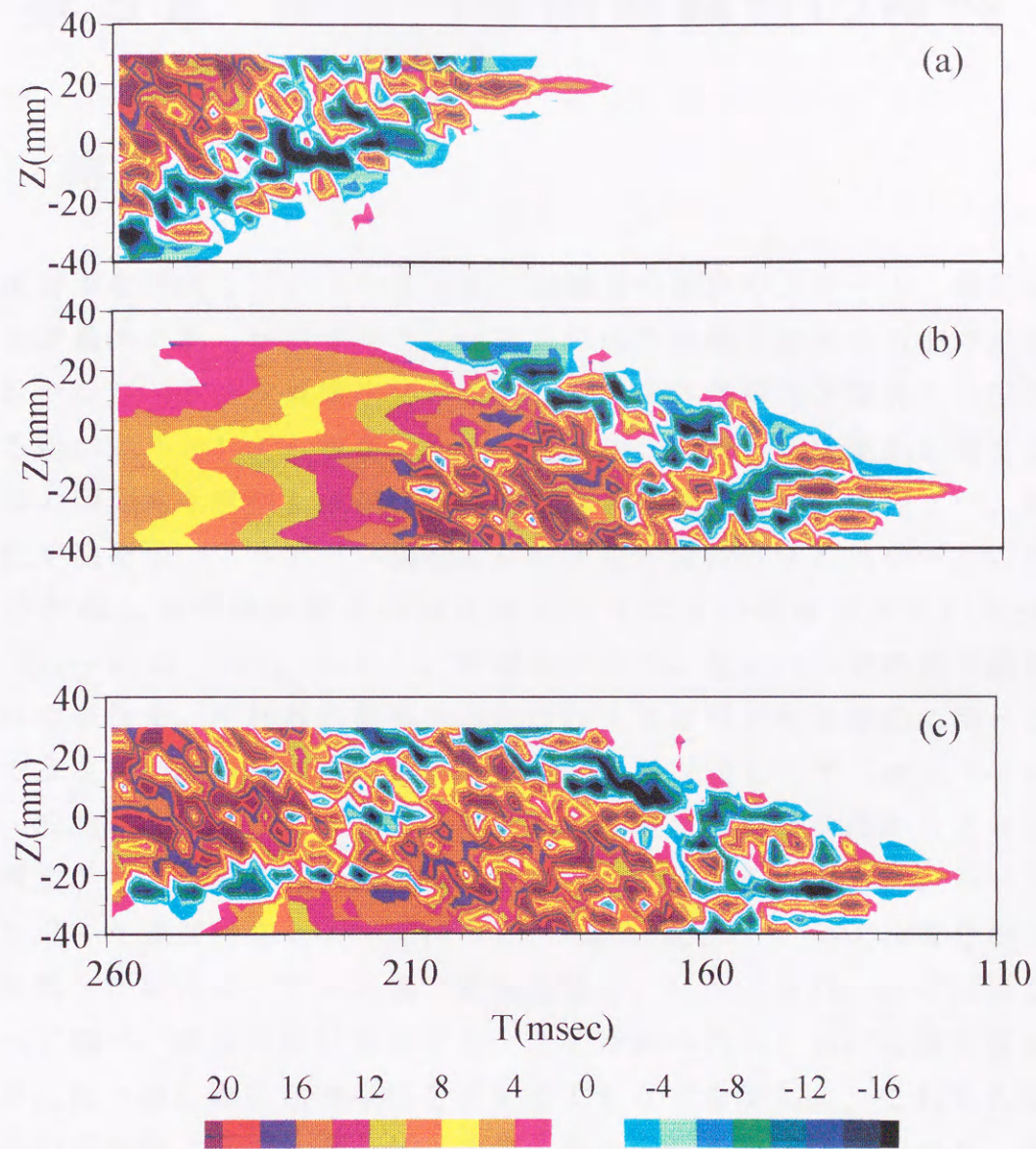


図 4.12  $T_d=60$ msec における  $u/U_\infty$  (%) の Z-T 断面分布.  
 $X=500$ mm,  $Y/\delta=0.4$ , (a) 単独斑点 I, (b) 単独斑点 II,  
 (c) 融合斑点



## 第5章 斑点内微細渦構造の特性

### 5.1 緒言

乱流斑点を構成している内部の微細渦構造の形状やスケール、再生機構などを定量的に明らかにすることは斑点の成長機構を解明する上で重要であるだけでなく、乱流境界層中における種々の秩序渦構造と斑点との因果関係を探る手がかりとしても重要である。斑点の内部構造を視覚的に捉えるには流れ場の瞬間的な構造を観察できる可視化が有利であり、現在まで、種々の可視化手法を用いてヘアピン渦や馬蹄形渦など斑点全体のスケールに比べてより小規模な渦構造が斑点内部に存在することが報告されている(Matsui 1979, Perry et al. 1981)。しかし、可視化のみでは斑点内の渦構造が維持・再生される条件や、それらが乱流生成に及ぼす寄与などを定量的に調べるのに十分ではない。Matsui & Okude(1984)は振動リボンによって二次元 T-S 波を励起し、波動の三次元化によって形成された多数のヘアピン渦からより小規模な渦構造が生じる様子を水素気泡法によって観察するとともに、ホットフィルムを用いた速度計測も同時に行った。Haidari & Smith(1994)は吹き出しによって誘起した単体のヘアピン渦の形成過程を、Matsui & Okude と同様な手法によって調べ、斑点内部に存在するヘアピン渦の頭部における速度波形が他の部分に比べ特に顕著な秩序性を有することなどを示した。これらの研究は渦構造の各部位とその通過に伴う速度波形の変化を対応付けており、渦構造の定量的評価を可能にしている。しかし、これらの研究はどちらも発達の初期過程における再現性の良い渦構造を対象にして行われたものである。十分発達した乱流斑点では Matsui (1979)の可視化写真にも示されるように内部の渦構造は形状、大きさともに様々なものがあり、かつ、斑点を形成するたびにそれらの位置や個数が異なる(Sankaran et al. 1991)ため、斑点を構成する小規模渦構造の詳細な定量的計測はより困難となることが予想される。



Henningson, Lundbladh & Johansson (1993)は DNS により局所初期擾乱から縦渦が形成され、その鉛直方向速度波形に強いスパイクが現れると乱流斑点へと成長していくことなどを示した。Singer(1996)は DNS により斑点の前縁付近に存在する縦渦群が前方の層流を斑点内部へと巻き込む様子などを観察し、縦渦構造が斑点の成長に寄与することを示した。これらの結果に示されるように、DNS は計測によって捉えることが困難な流れ方向渦度の空間分布などを与えることができ、斑点内部の渦構造を詳細に調べる有力な手段を提供している。しかし、Singer(1996)自身指摘しているように、現在の DNS では高レイノルズ数の流れ場を扱うことができないため、本研究や多くの実験で観察されている斑点翼端部に付随したウェーブポケット(Wygnanski et al. 1979)が観察されないなどの問題点もあり、十分発達した斑点の構造を正確に描き出すまでには至っていない。

第4章でも述べたように、斑点内部の渦構造を計測によって捉えようとした試みは主に多線プローブを用いたものが多く(Wygnanski, Zilberman & Haritonidis 1982, Sankaran et al. 1991, Seifertら 1994)、スパン方向の渦度が卓越した複数の渦構造が流れ方向に連なって鉛直断面内に存在する様子などが描き出されている(Sankaran et al. 1991)。本研究では、縦渦が内部構造として重視されている(Matsui 1979, Henningson et al. 1993, Singer 1996)ことから、斑点の水平断面における瞬時的構造を観察する必要性も考慮し、熊手型 I プローブを用いて相互干渉による内部構造の変化を調べてきた。本章では第4章で示された斑点内部の筋状の構造をより詳細に解明するため、16ch.熊手型 I プローブ(図 2.7)よりもスパン方向の空間分解能を 10 倍に高めた 30ch.の熊手型 X プローブ(図 2.8)を用いることにより、渦構造の空間的分布や諸特性を明らかにした。また、翼端部の構造が斑点間の相互干渉を理解する上で特に重要であることを第4章で示したが、本章では並進する二つの斑点が同位相で融合する場合について、各斑点の翼端部が融合してからそこに位置する渦構造が相互の影響により変化し、成長が促進していく過程を詳細に解明した。

表 5.1 5章における実験条件

計測対象	計測位置 X(mm)	境界層厚さ $\delta$ (mm)	吹き出し位置 のレイノルズ 数 $Re_{\delta 0^*}$	計測プローブ	噴流最大流速 $U_j$ (m/s)
単独斑点 I	200	7.4	744	30ch.熊手型 X プ ローブ	3.0
単独斑点 II	?	?			
融合斑点	600	9.1			



## 5.2 単独斑点の瞬間波形

本章における実験条件は表 5.1 に示すとおりである。第 4 章では I プローブによる計測であり、また、各プローブの間隔も  $\Delta Z=5\text{mm}$  であったため、本章で述べるよりはより広い範囲を同時計測したものであったが、瞬間速度変動  $u$  の符号の変化から渦構造の配置を推定した(図 4.6)にとどまった。本節では  $u, v$  成分の多点同時計測から得た瞬間波形を観察することにより、斑点内部構造と波形との対応を考察する。ただし、 $Y/\delta \leq 0.6$  の境界層内においては下層に行くほどプローブを挿入した影響が流れ場に現れ  $v$  成分の計測値に誤差を生じるため、現段階では正確な値が得られていないことが単一の X プローブを用いた計測結果との比較から確認されている。本章では、主に  $Y/\delta \geq 0.7$  の計測位置において、二つの斑点の間である  $Z=0\text{mm}$  および、単独斑点 I の対称断面である  $Z=20\text{mm}$  をそれぞれ中心としたスパン幅の範囲について瞬間像を観察した。しかし、境界層下層部における  $v$  成分の値そのものは誤差を含むが、その変化の傾向から渦構造の存在を推定することは可能であったので、必要に応じて下層部における  $v$  成分の分布も示した。

図 5.1 に  $X=200\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.8$  における単独斑点 I の対称断面( $Z=20\text{mm}$ )近傍の瞬間速度変動  $u, v$  の波形を示す。 $Z=26\text{mm}$  及び  $14\text{mm}$ ,  $86\text{ms} \leq T \leq 88\text{ms}$  において見られるように、 $u$  が負の値を示す間  $v$  は正の値を示すことが多く、低速流体の吹き上げが斑点各部で生じていることがわかる。しかし、斑点の先端部に相当する  $Z=20\text{mm}$ ,  $50\text{ms} \leq T \leq 64\text{ms}$  では、 $u$  が大きな負の値を示しているにもかかわらず  $v$  は非常に小さく、流れ方向速度成分の減速が常に強い吹き上げによって引き起こされるのではないことがわかる。したがって、図 4.6 のように  $u$  成分のみの分布から渦構造の配置を推定する場合には、このような斑点各部の特性の違いを十分考慮しなければならない。

十分発達した乱流境界層中やチャネル乱流においては、速度変動の 4 象限解析を行った場合、第 2 象限( $u < 0, v > 0$ )か第 4 象限( $u > 0, v < 0$ )の事象が支配的であり、第 1 象限( $u > 0, v > 0$ )や第 3 象限( $u < 0, v < 0$ )の発生頻度は少ないことが知られている(Lu & Willmarth 1973, Wallace, Eckelman & Blodky 1973)。図 5.1 を見ると、乱流斑点内部の  $u$  と  $v$  の対応は特に第 4 象限( $u > 0, v < 0$ )の事象が



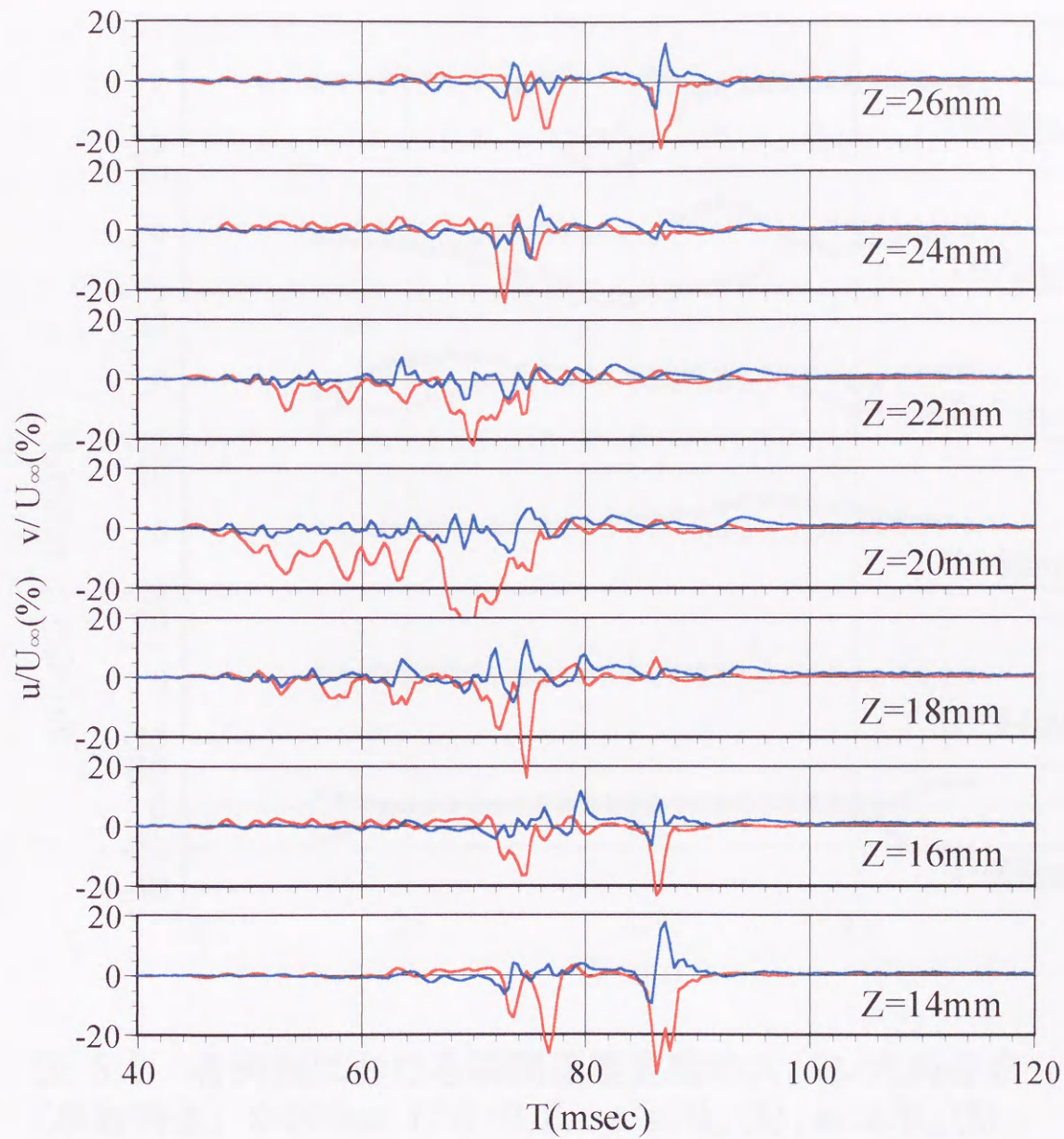


図 5.1 各スパン位置で同時計測した瞬間速度変動の時間変化  
(単独斑点)  $X=200\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.8$ , —:  $u/U_\infty(\%)$ , —:  $v/U_\infty(\%)$ .



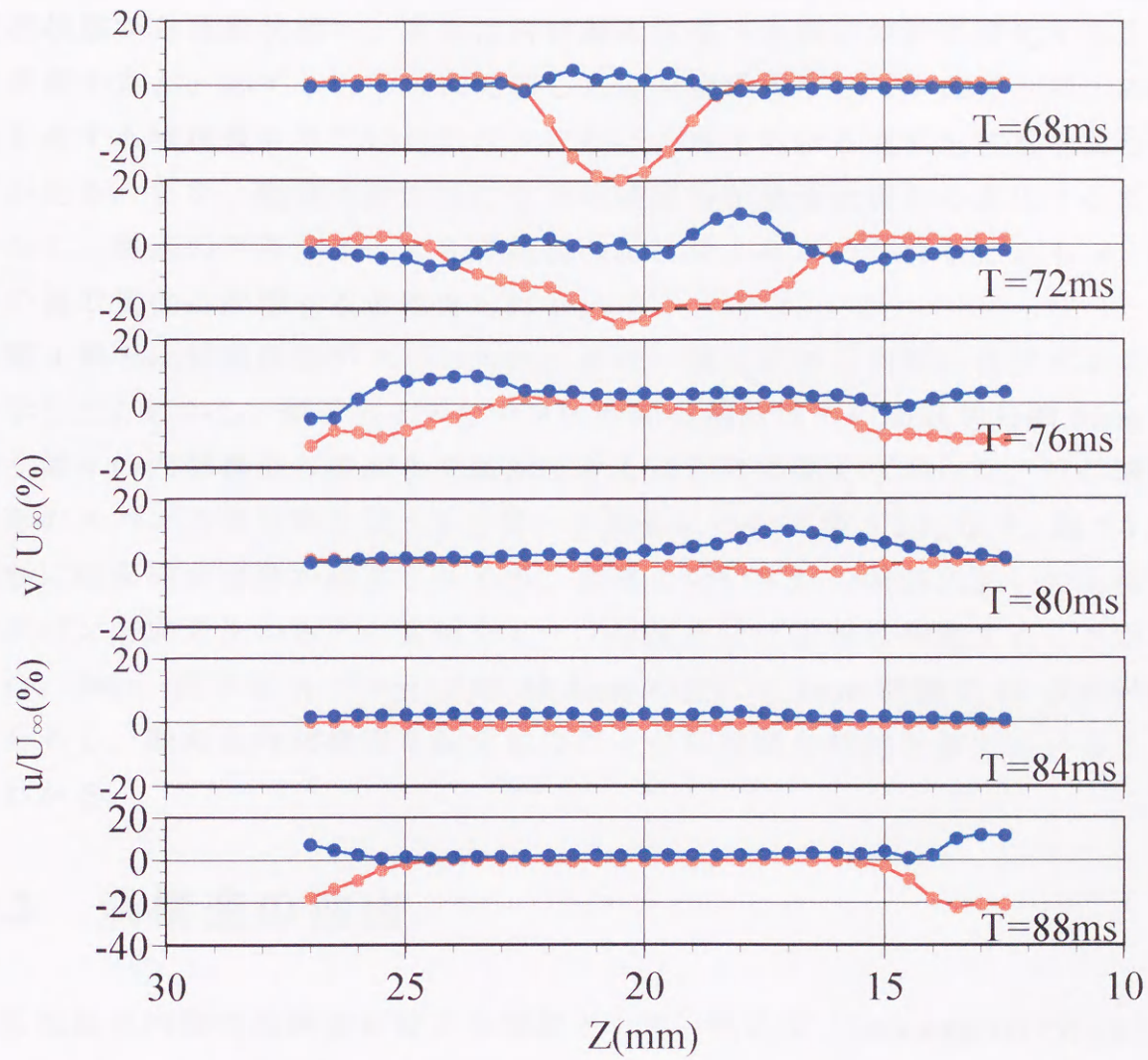


図 5.2 各時刻における瞬間速度変動のスパン方向分布  
(単独斑点)  $X=200\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.8$ , ●:  $u/U_\infty$  (%), ●:  $v/U_\infty$  (%) ,



観察されにくい点で、それとは異なる傾向を示している。ただし、乱流境界層中の  $u, v$  成分は時間平均流速からのずれをみているのに対し、乱流斑点の場合、 $u, v$  成分は層流時の値からのずれであり、斑点の通過によって平均場が層流状態から乱流状態へ、さらに再び層流状態へと非定常的に変化することを考慮すると、必ずしも十分に発達した乱流境界層中の  $u, v$  成分と同一の特性を有する物理量を見ているわけではないと考えられる点にも注意を払う必要がある。また、斑点内部における平均速度場が層流状態から変化するだけでなく、斑点の存在によってその周囲の流れ場もゆがめられることも  $u, v$  成分の値の変化に影響すると考えられる。

第4章では瞬間波形がスパン方向に波打つ構造が斑点内部に存在することを示した。しかし、熊手型Iプローブの空間分解能はその間隔から約5mmであり個々の内部構造の詳細まで識別できるほどには高くなかった。次に瞬間波形のスパン方向分布を図5.1と同一の斑点について図5.2に示す。図5.1の波形には高周波成分が観察されるが、図5.2のいずれの時刻においても波形のスパン方向変化からその振幅やピーク位置をほぼ正確に特定することができた。30ch. 熊手型Xプローブは14.5mmの間に0.5mm間隔で30点の計測点を有し、微細な内部構造を捉えるのに十分な空間分解能を備えていることがわかる。

### 5.3 渦構造の抽出

乱流斑点内部の渦構造を捉える手法として、例えば、Sankaranら(1991)は7本のXプローブを鉛直方向に配置し、鉛直断面内のベクトル線図や時間軸を空間座標に置き換えた擬似的流線の分布などを描いた。また、Seifertら(1994)は8本のV型プローブを用いた  $u, w$  成分の同時計測から、速度変動のピーク位置を重ねる平均手法により水平面内ベクトル線図を描き、斑点翼端部近傍の渦構造を示した。図5.2で示したように本研究で用いた30ch.熊手型Xプローブは水平面内における  $u, v$  成分の瞬間的分布を高い空間分解能で得ることができる。本節では、斑点内の渦構造を抽出するのに適したデータの解析手法について検討する。

まず、4章で瞬間像を観察したのと同様に瞬間速度変動  $u, v$  成分から求めた等値線図を観察するが、観察する瞬間像が斑点のどの位置に相当するのか



をわかりやすくするため、図 5.3 に  $X=200\text{mm}$ 、 $600\text{mm}$  における単独斑点 I および、融合斑点の速度変動のアンサンブル平均値  $u_c$  の  $Z$ - $T$  断面分布を示す。図中矢印で示した幅が瞬間像を観察した領域である。なお、 $X=200\text{mm}$  と  $600\text{mm}$  ではスケールを変えてある。図 5.4 に  $X=200\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.3\sim 0.6$  の  $Z$ - $T$  断面における単独斑点 I の対称断面 ( $Z=20\text{mm}$ ) 近傍の瞬間像を  $u$  成分について示す。ただし各高さはそれぞれ異なる瞬間のデータである。先端部近傍 ( $45\text{ms}<T<70\text{ms}$ ) は加速領域を中心にその両側に減速領域が位置し、さらにその外側に加速領域が位置する非常に対称性のよい構造となっている。これに対し  $T>70\text{ms}$  における斑点内部の減速領域と加速領域の形状は歪んでおり、先端部の構造に比べ構造の再現性が劣化し始めていることがわかる。これは 4 章でも述べたように斑点内部の渦構造が斑点の上流側に向かって次々と生成されていくため、後にできる渦構造ほど先にできた渦構造のゆらぎの影響を受け、その発生位置や形状に偶然性が入る余地が大きくなるためである。また、 $Y/\delta=0.3, 0.4$  における減速領域と加速領域の分布形状は流れ方向に伸びた筋状であり、かつ、減速と加速がスパン方向に交互に並んでいることから、これらの領域は縦渦によって誘起された速度場を捉えたものである可能性が高い。次に、この上層部  $Y/\delta=0.7\sim 1.2$  における  $u, v$  成分の瞬間像を図 5.5 に示す。 $u$  の分布は上方ほど分布幅が狭くなり、特に  $Y/\delta=1.2$  では分布域も下流側 ( $45\text{ms}<T<70\text{ms}$ ) のみに限られている。このことは、斑点内部の渦構造が対称断面からスパン方向外側に向かって新たに形成されていくことを示すとともに、対称断面近傍に位置する古い渦構造がより上方へ発達したことを示唆する。また、 $Y/\delta=1.2$  における減速領域の分布は明確な 4 つの領域に分かれており、流れ方向に 4 つの渦構造が並んでいることが推測できる。これらの領域に対応する  $v$  の分布を見ると、 $45\text{ms}<T<60\text{ms}$  において微弱ではあるが正と負の領域が流れ方向に交互に存在している。また、先端から 4 番目の減速領域に対応する  $v$  成分 ( $T\approx 70\text{ms}$ ) を見ると、上流側に吹き上げ、下流側に吹き下ろしを伴うスパン方向に伸びた構造が存在することがわかる。同様な構造は  $Y/\delta=1.0$  においても観察されるが、これらはその形状および、 $v$  の符号から判断して、スパン方向に軸を持つ横渦と考えられる。 $Y/\delta=1.2$  で観察される 4 つの減速領域はスパン方向に  $7\text{mm}$  程度の幅を有するが、これらは第 4 章で用いた 16ch. 熊手型 I プロブの空間分解能 ( $5\text{mm}$ ) では捉えきれない微細



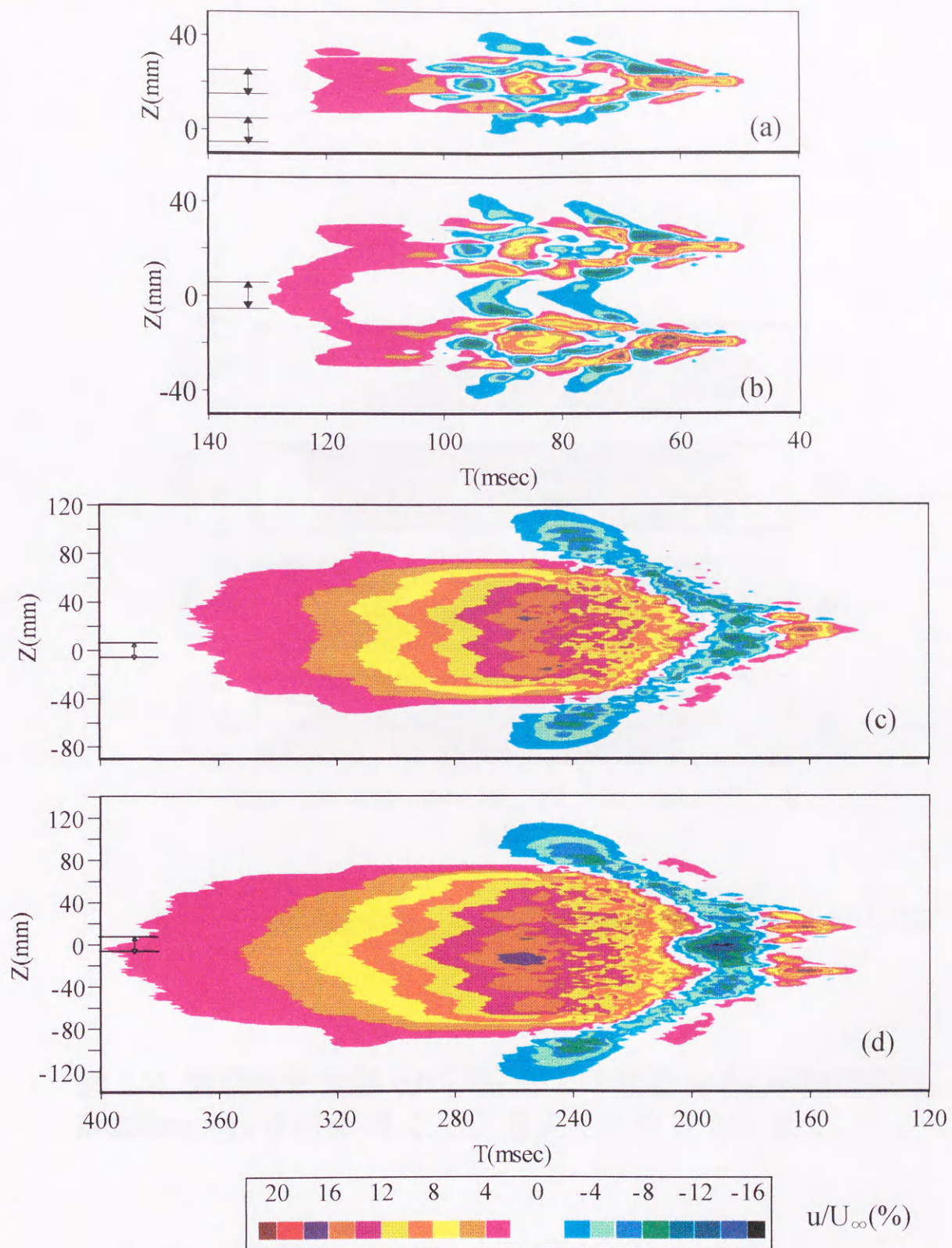


図 5.3  $Y/\delta = 0.4$  における  $u_c/U_\infty$  の Z-T 断面分布.  
 $X=200$ mm: (a) 単独斑点, (b) 融合斑点  
 $X=600$ mm: (c) 単独斑点, (d) 融合斑点.



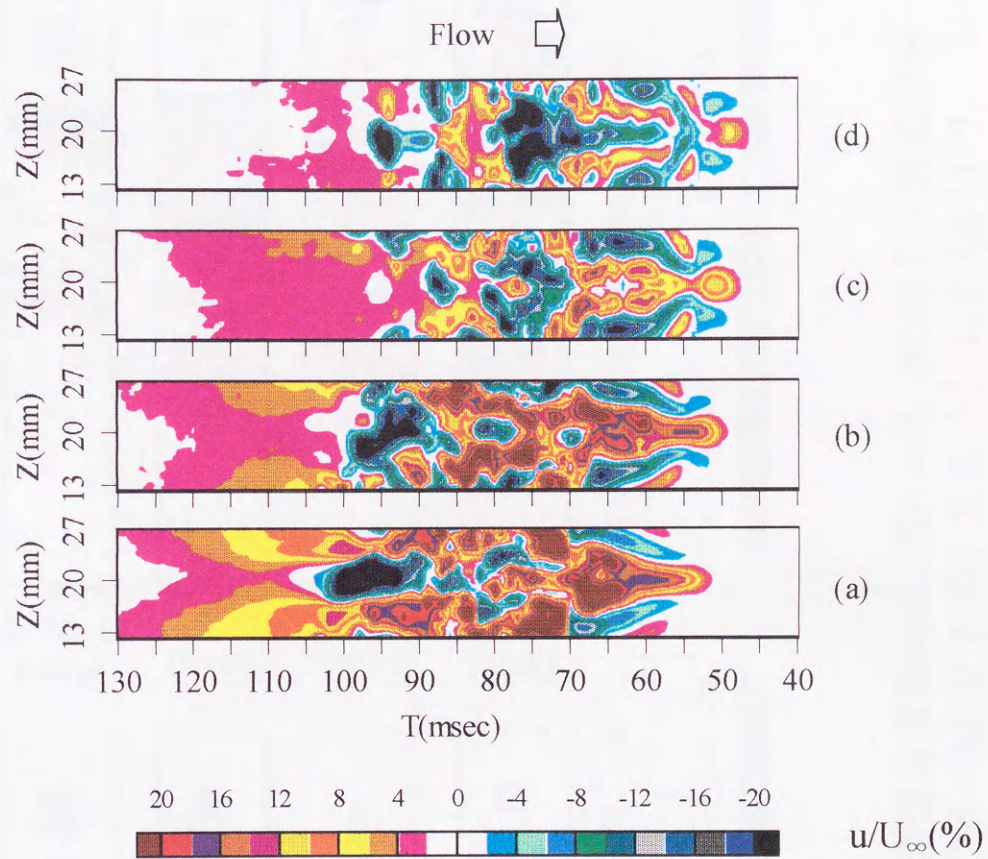


図 5.4 瞬間速度変動  $u/U_\infty(\%)$  の Z-T 断面分布 (単独斑点).  
 $X=200\text{mm}$ ,  $Y/\delta = (a):0.3, (b):0.4, (c):0.5, (d):0.6$



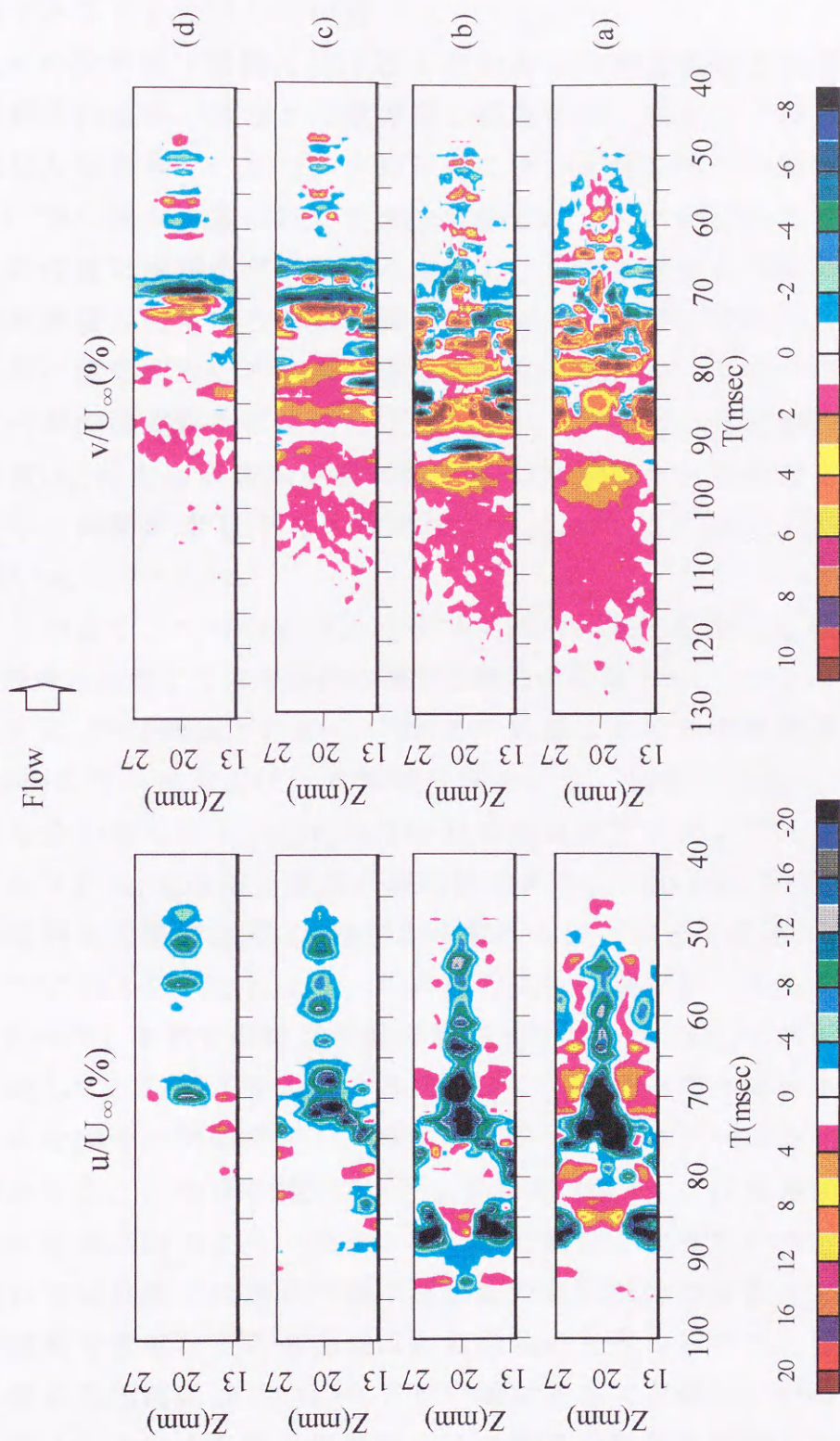


図 5.5 瞬間速度変動  $u/U_\infty$  (%),  $v/U_\infty$  (%) の Z-T 断面分布 (单独斑点),  $X=200\text{mm}$ ,  $Y/\delta = (a):0.7$ , (b):0.8, (c):1.0, (d):1.2



な構造であり、30ch.熊手型 Xプローブが斑点内部の微細な渦構造を捉えるのに有効であることを示している。

図 5.4 の境界層下層部における  $u$  の分布には減速領域と加速領域が同じ程度に観察されるが、図 5.5 の境界層上層部では、ほとんど減速領域となる。これはせん断が弱く、かつ、主流流速に近い速度を持つ上層部においては上方から下方へ流体が運ばれても加速が生じにくいためであり、 $u$  成分のみからはこの位置に渦構造が存在するのかどうかを判断するのは難しい。また、多数の渦構造が密集する斑点内部では、平均場が層流状態から乱流状態へと非定常的に変形するため、この平均場の変化を含む  $u, v$  成分の変化は必ずしも斑点内部の渦運動を直接的には表さない。そこで、速度変動のアンサンブル平均値  $u_c, v_c$  を層流時の局所平均流速  $U_l$  に重ねたものを斑点内部の平均場とみなし、瞬間流速  $U, V$  をそれぞれ

$$U=U_c+u_r, \quad V=V_c+v_r \quad 5.1$$

と表す。つまり、 $U_c=U_l+u_c, V_c=v_c$  を平均成分、速度変動の乱雑成分  $u_r, v_r$  のみを変動成分とみなして水平面内の瞬時的構造を観察する。

図 5.6 に  $X=200\text{mm}$ 、 $Y/\delta=0.4$  の  $Z-T$  断面における単独斑点 I の対称断面 ( $Z=20\text{mm}$ ) 近傍の  $u_r$  および  $v_r$  の瞬間分布を示す。比較のため  $u_c, v_c$  および  $u, v$  の分布も合わせて示す。 $u_c, v_c$  は 256 個の斑点をアンサンブル平均した値であるが、 $u, v$  と  $u_r, v_r$  は同一斑点の瞬間像である。Sankaran ら(1988)によれば、斑点内部構造の移流速度  $U_c$  は壁から離れるほど大きくなるが  $Y/\delta > 0.2$  においてすでに  $U_c > 0.8 U_\infty$  となり、その後の変化は緩やかであることが示されている。従って、本章では斑点前縁の移流速度  $U_{LE}=0.85 U_\infty$  で内部構造が移流すると仮定して、時間  $T$  を前縁の移流速度  $U_{LE}$  によって長さの単位に変換したスケールを図中に矢印で示し、内部構造の  $X$  方向スケールを判断するひとつの目安とする。 $u_c$  の分布(図 5.6a)と  $u$  の分布 (図 5.6c) は減速領域と加速領域のピーク位置がおおよそ一致し、よく似た構造となっている。したがって、この流れ方向位置では斑点内部に高周波の乱れ成分が存在するものの、内部構造の個数や位置などの再現性は比較的良いと考えられる。図 4.6 で  $u$  の分布から斑点先端部には二つのヘアピン渦が並んで存在していることを予測したが、図 5.6 における斑点先端部には渦構造の存在を示唆する明確な  $v$  成分の分布は観察できない。渦構造でないとするならばなぜ  $u$  の分布が図 5.5a,c のように明確な秩序性を有するのか、また、いかにしてスパン方向の速度勾配を



維持しているのか興味深い。菰田(1994)は発達のごく初期段階にある斑点の構造を詳細に調べ、先端部の加速領域上方の  $Y-Z$  面には中心に減速、外側に加速を伴う渦輪状の構造が生じることを示したが、図 5.6a,c における先端部の加速領域が渦輪の下方において誘起されたものであるとすれば  $v$  成分が非常に小さくなることも予想できる。

図 5.6 e,f の乱雑速度変動成分  $u_r, v_r$  の分布を見ると、瞬間像(図 5.6c,d)と類似した部分はかなり多く、例えば  $u_r$  の分布中に見られる 3 つの大きな負の領域は  $u$  の分布とほぼ同じである。またこれらに対応して  $v_r$  の分布は  $u_r$  と逆符号の良好一致を示している。内部構造の形状を判断しやすくするため図 5.6g,h に縦軸と横軸のスケールを等しくした  $u_r, v_r$  の分布を示す。これを見ると乱雑成分の分布であるにもかかわらず、小規模な乱れが完全にランダムに分布しているのではなく、正の  $v_r$  が負の  $u_r$  を、負の  $v_r$  が正の  $u_r$  を伴い、かつ流れ方向に伸びた筋状となっていることから、4.2.1 節で予想したように斑点内部に存在する縦渦構造が捉えられたものと考えられる。図 5.6 に示した  $v$  成分の値には境界層の下層部であるため前述したように速度場の計測値に関しては計測上の誤差が含まれるものの、速度変動から低周波成分の影響を除去した乱雑変動  $v_r$  の分布のみを抽出することにより渦構造の位置や形状、および、スケールを判断することがある程度可能であると考えられる。)

縦渦構造を定量的に評価するには渦度の流れ方向成分の分布を立体的に見ることが有効である。しかし、一般的には計測によって  $v, w$  成分の多点同時計測を行うことは困難であるから、DNS で抽出される微細な縦渦構造(Singer 1996)と比較しうる実験データは存在しないのが現状である。本実験結果から瞬間的な渦度の流れ方向成分を求めることはできないが、図 5.2 に示すように瞬間波形のスパン方向分布を高精度で得ることができる。そこで渦度の代わりに、 $u, v$  それぞれのスパン方向の勾配  $\partial u/\partial Z, \partial v/\partial Z$  を求めた。

勾配の算出にあたり、 $u, v$  各成分の値は  $Z$  方向に 5.2 式を用いて移動平均し、平滑化を行った。次に、 $Z$  方向に前後各 2 点の値を用いてラグランジュの数値微分(5.3 式)により  $\partial u/\partial Z, \partial v/\partial Z$  を求めた。

$$\bar{u}(Z_i) \equiv \frac{1}{3} \sum_{j=-1}^1 u(Z_{i+j}), \quad \bar{v}(Z_i) \equiv \frac{1}{3} \sum_{j=-1}^1 v(Z_{i+j}) \quad 5.2$$

$$\frac{\partial u}{\partial Z}(Z_i) \equiv \frac{1}{12\Delta Z} \{ \bar{u}(Z_{i-2}) - 8\bar{u}(Z_{i-1}) + 8\bar{u}(Z_{i+1}) - \bar{u}(Z_{i+2}) \} \quad 5.3a$$



$$\frac{\partial v}{\partial Z}(Z_i) \equiv \frac{1}{12\Delta Z} \{ \bar{v}(Z_{i-2}) - 8\bar{v}(Z_{i-1}) + 8\bar{v}(Z_{i+1}) - \bar{v}(Z_{i+2}) \} \quad 5.3b$$

式中の添え字  $i$  は第  $i$  番目の  $Z$  位置における計測点を示し、 $\Delta Z=0.5\text{mm}$  は本実験に用いた熊手型プローブのスパン方向の間隔である。 $\partial v/\partial Z$  が渦度の流れ方向成分を評価するひとつの目安となるのに対し、 $\partial u/\partial Z$  は渦度の鉛直方向成分を評価する目安となる。図 5.7 に  $X=200\text{mm}, Y/\delta=0.4$  の対称断面近傍における無次元速度勾配  $\partial u/\partial Z(\delta_0^*/U_\infty)$ ,  $\partial v/\partial Z(\delta_0^*/U_\infty)$  の  $Z$ - $T$  断面分布を示す。ここで  $\delta_0^*=2.2\text{mm}$  は吹き出し位置における境界層排除厚さである。対称断面近傍では  $\partial u/\partial Z(\delta_0^*/U_\infty)$ ,  $\partial v/\partial Z(\delta_0^*/U_\infty)$  の分布はどちらも流れ方向に伸びた筋状であり、 $\partial u/\partial Z$  と  $\partial v/\partial Z$  の正負の領域がそれぞれ逆の符号で良く対応している。したがって、対称断面の近傍においては互いに逆回転する縦渦が対になって存在していることが明確に示されており、スパン方向速度勾配が縦渦構造の検出に有効であることがわかる。

#### 5.4 翼端部渦構造の特性と相互干渉による変化

翼端部の構造が縦渦であるのか、また、その回転方向はどちらなのかは斑点間の相互干渉のメカニズムを解明する上で重要である。本節では翼端部の構造について詳細に調べ、それが斑点の融合によって変化していく様子を明らかにする。図 5.8 に単独斑点 I の翼端部近傍、 $Y/\delta=0.3\sim 0.5$  における瞬間速度変動および、スパン方向速度勾配の  $Z$ - $T$  断面分布を示す。スパン方向の速度勾配は速度変動に重畳した低周波成分をある程度除去する効果もあるため  $\partial v/\partial Z$  の分布から渦構造を特定可能であり、したがって、ここでは  $v$  成分についても示した。各高さはそれぞれ異なる瞬間のデータである。速度勾配  $\partial u/\partial Z$  の分布には各高さにおいて、流れ方向に伸びた筋状の正と負の領域がスパン方向に交互に存在することから、互いに逆回転する縦渦の存在が示唆される。 $v$  成分の分布は壁面近傍にプローブを挿入した影響により、ほぼ全域が正の値となってしまうため、 $Y/\delta \geq 0.8$  における対称断面近傍の場合(図 5.5)と異なりその符号の変化から渦運動を判別することは困難である。しかし、スパン方向の勾配  $\partial v/\partial Z$  の分布を見ると、図中楕円で囲った部分には正と負の筋状の領域が明確に現れている。楕円で囲った部分における  $\partial v/\partial Z$  の領域からその長さスケールを見積もると  $U_{LE} \Delta T \approx 45\text{mm}$  であり、スパン方向に比べ流れ方向に長い構造であることがわかる。これらは  $\partial u/\partial Z$  における筋状の領域と逆符号でよく対応しており、翼端部に位置する縦渦構造を



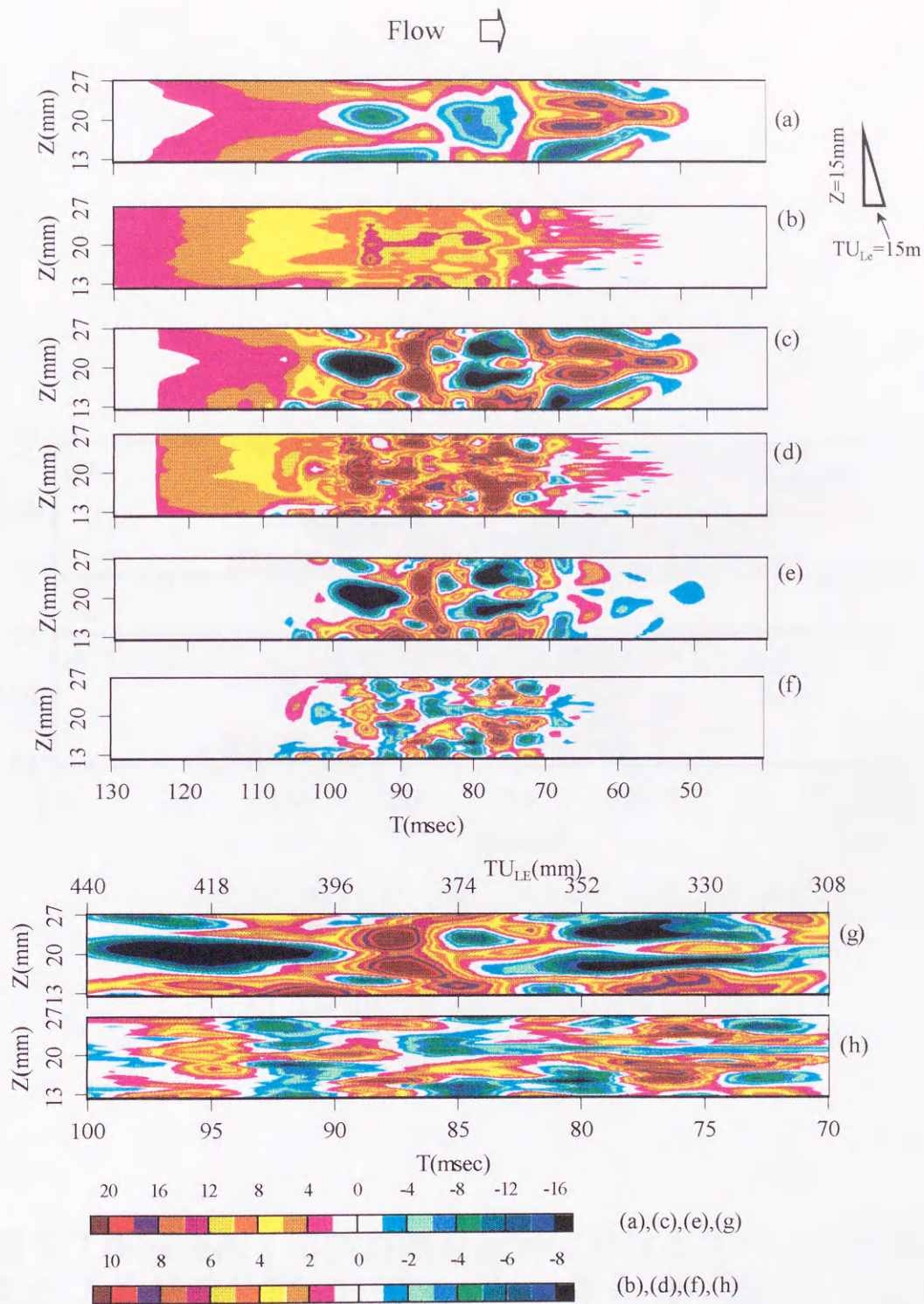


図 5.6 対称断面近傍における各パラメータの Z-T 断面分布 (単独斑点).  $X=200\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.4$ , (a):  $u_c/U_\infty(\%)$ , (b):  $v_c/U_\infty(\%)$ , (c):  $u/U_\infty(\%)$ , (d):  $v/U_\infty(\%)$ , (e):  $u_r/U_\infty(\%)$ , (f):  $v_r/U_\infty(\%)$ , (g):  $u_r/U_\infty(\%)$ , (h):  $v_r/U_\infty(\%)$ .



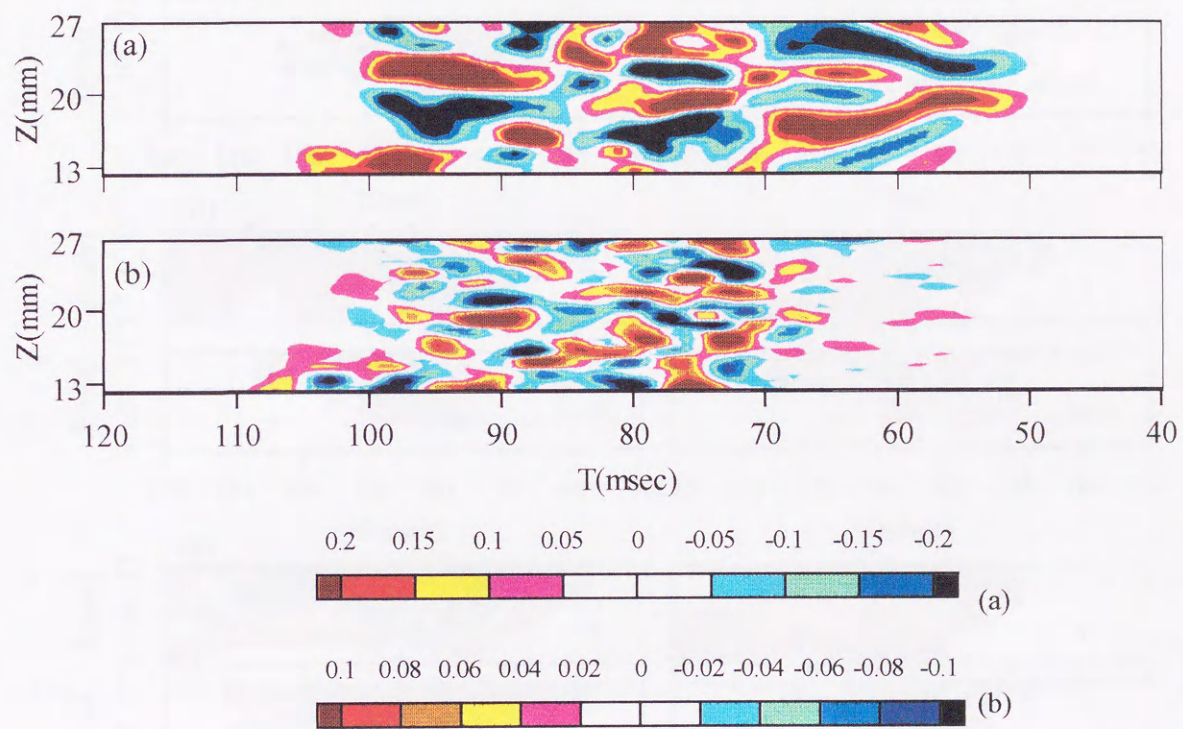


図 5.7 単独斑点 I の対称断面近傍におけるスパン方向速度勾配の Z-T 断面分布.  $X=200\text{mm}$ ,  $Y/\delta=0.4$ , (a):  $(\partial u / \partial Z) / (U_\infty / \delta_0^*)$ , (b):  $(\partial v / \partial Z) / (U_\infty / \delta_0^*)$



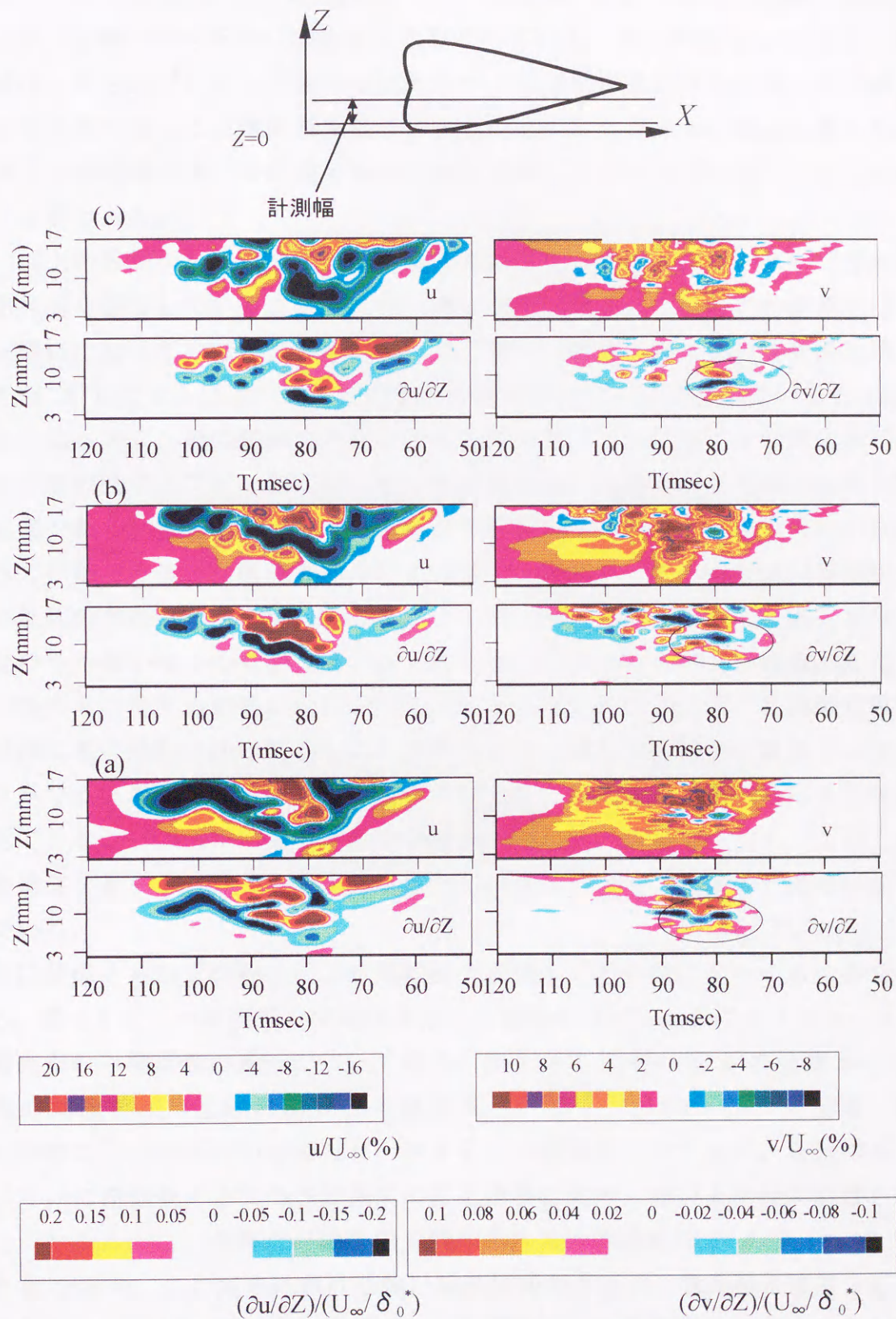


図 5.8 単独斑点 I の翼端部近傍における瞬間速度変動  $u, v$  およびスパン方向速度勾配の  $Z-T$  断面分布.  
 $X=200\text{mm}, Y/\delta =$  (a): 0.3, (b): 0.4, (c): 0.5,



捉えたものと考えられる。負の $\partial v/\partial Z$ の分布は流れ方向に向かって渦軸の右側に吹き上げ、左側に吹き下ろしを伴うことを示している。その外側の $\partial v/\partial Z$ が正となる領域は、吹き上げによって強められた正の $v$ 成分が斑点の外側に向かって減衰していくために生じる二次的な渦度と考えられる。したがって、斑点の最も外側に位置する渦構造は単一の縦渦であり、渦対を脚とするヘアピン型にはなっていないことがわかる。

以上の結果から、翼端部には縦渦構造が存在しており、そのスパン方向外側に上昇流を誘起していること、また、第4章で推測したようにこの渦構造はヘアピン型にはなっていないことがわかった。同一の斑点内部でも対称断面近傍では図5.7に示したように互いに逆回転する縦渦が対になって存在していることから、これらはヘアピン渦の脚部であると考えられるが、これに対しなぜ翼端部の渦が渦対を形成せずヘアピン型にならないのか興味深い問題であり今後の詳細な解明が必要である。壁近傍乱流中では縦渦が対をなして並ぶのではなく流れ方向に連なって存在する様子も観察されている(三宅ら 1995)。一般的な乱流境界層中では強い乱れの存在により渦度は拡散されるから、瞬間の構造としてはヘアピン渦の脚部のうち強いほうだけが強調されて現れるということも考えられる。ただし、その場合も出現する縦渦の回転方向は正負とも同じ頻度となる。乱流斑点翼端部の縦渦は常に回転方向の同じものが現れる点で、壁近傍乱流中の縦渦とは生成機構が異なると考えられる。斑点の境界では内部が乱流状態であるのに対し外部は層流であることから平均場そのものが縦渦に対し左右対称ではなく、このことが対称構造を有するヘアピン渦が形成されない原因になっているのではないかと考えている。

次に並進する斑点の融合により翼端部の渦構造がどのように変化するかを考察する。図5.9に二つの斑点を同時に形成した場合の $X=200\text{mm}$ における $u, v$ の分布を両斑点の中間近傍の断面について示す。 $Y/\delta=0.3$ において $u$ の分布からは各斑点の減速領域が互いに結合して強まっていることがわかる。 $v$ の分布に関しても同様に二つの斑点の中間でピークを有する構造になっており、各翼端部に位置し互いに逆回転する二つの縦渦間の相互作用により、強い上昇流が誘起されたことがわかる。二つの斑点の融合部で強められた減速領域は $Y/\delta=0.4\sim 0.5$ でピーク値を示す。この高さにおける強い減速領域の存在は、境界層の速度分布に変極点を生じ、Blasius分布よりも擾乱に対し不安定な分布形状にひずませると考えられる。Seifert & Wygnanski(1995)は、斑点翼端部近傍における流れ方向速度成分



の鉛直方向分布に変曲点が存在し、そこでの不安定性が遷移を促進する可能性を指摘したが、融合部は単独の場合よりも減速の程度が著しいため、この位置ではより早い段階で乱流遷移が生じることが予想できる。

図 5.10 に融合がさらに進行した下流  $X=250\text{mm}$  における瞬間速度変動  $u, v$  の分布を示す。 $Y/\delta=0.4\sim 0.6$  では  $X=200\text{mm}$  のときに比べ分布形状が歪んでおり、かつ、ピーク値が増大している。従って、融合部に形成された強い構造は変動の振幅を増しつつ成長していくことがわかる。 $Y/\delta=0.7$  になると  $u$  の分布における減速領域の数が 3 つに増えているが、これは各斑点の下流発達に伴い新たな渦構造が翼端部に付加されたことによると考えられる。

図 5.11 に斑点融合部の  $X=300\text{mm}$  における  $u, v$  の分布を示す。 $Y/\delta \leq 0.6$  では二つの斑点の中間に変動の非常に弱い空白部分がほとんど見られず、各斑点の成長に伴って融合部に生じた不安定な速度場から高周波成分を含む乱れが生じ、融合部が乱流域で埋められたことがわかる。ただし、完全に乱雑に分布するのではなく  $Y/\delta=0.3$  の  $u$  の分布には流れ方向に伸びた筋状の減速領域と加速領域が観察されることから、各斑点の翼端部に位置していた縦渦同士が互いに近接した状態にあると思われる。一方、上層の  $Y/\delta=1.2$  では  $v$  の分布において正の領域と負の領域がそれぞれスパン方向に一様に伸びており、上流側  $X=200\text{mm}$  の対称断面上層(図 5.6)で観察されたのと同様な横渦構造が、このスパン位置においても形成されつつあることがわかる。これらの結果から判断すると、二つの斑点の接近によって両者の間に直ちに強い渦構造が形成されるのではなく、翼端部に位置する縦渦がその外側にもともと誘起していた上昇流が互いに重ね合わされて強まったことにより速度場が不安定になり、そのため流れ場の平均構造が速度変動の発達しやすい環境になったものと考えられる。

## 5.5 融合部における渦構造の下流発達

第 3 章において斑点の融合が進行した下流位置( $X=600, 900\text{mm}$ )では、融合部の斑点高さが単独の場合に比べ非常に増加することを示した。第 4 章において、この原因は斑点翼端部に存在する縦渦同士の相互干渉により強い渦構造が形成され、その渦構造の上方へ成長する能力が卓越するためであるとの予測をたてた。本節では融合した斑点が十分発達した下流において、融合部



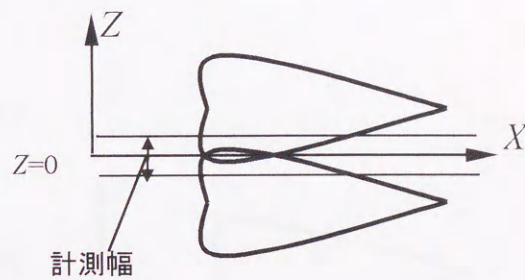
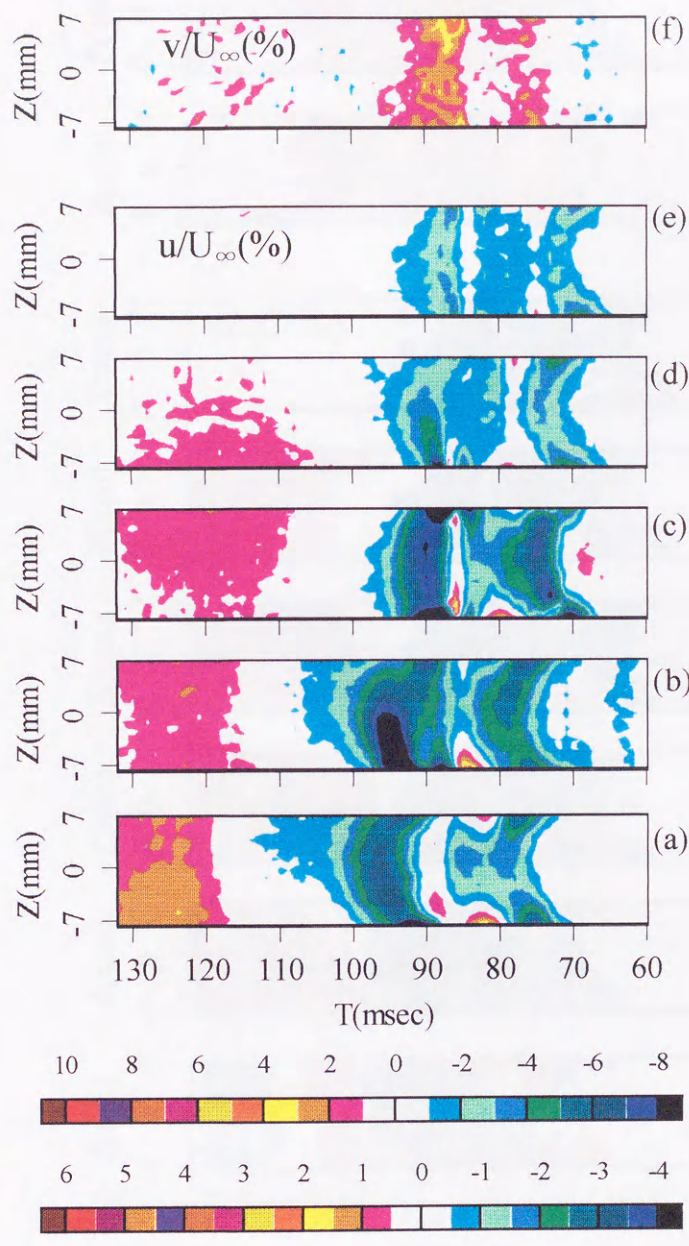


図 5.9 融合部近傍における瞬間速度変動  $u$ 、 $v$  の  $Z$ - $T$  断面分布 (融合斑点).  $X=200\text{mm}$ ,  $Y/\delta =$  (a): 0.3, (b): 0.4, (c): 0.5, (d): 0.6, (e), (f): 0.7.  
 (a) ~ (e):  $u/U_\infty(\%)$ , (f):  $v/U_\infty(\%)$ .



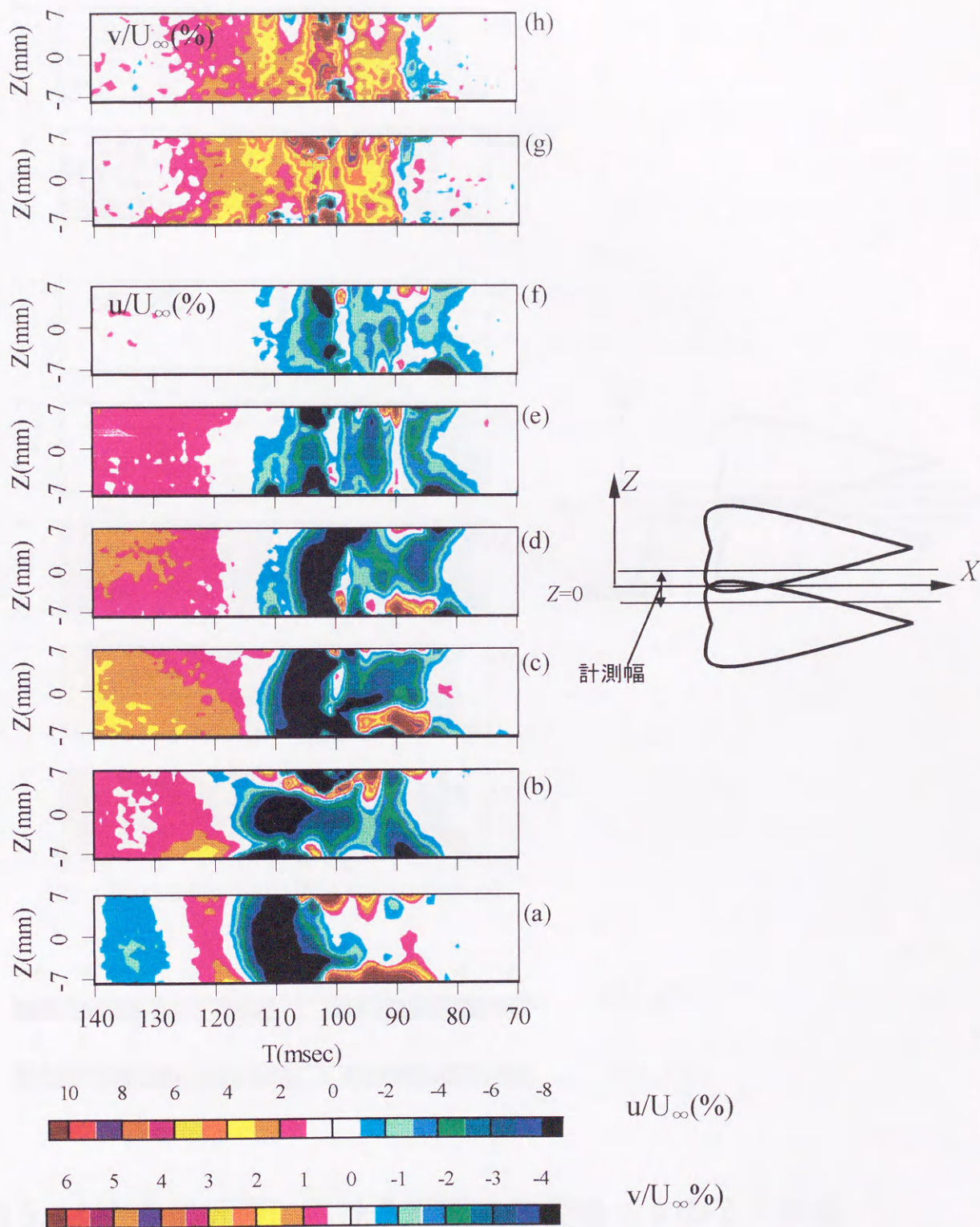


図 5.10 融合部近傍における瞬間速度変動  $u$ 、 $v$  の  $Z$ - $T$  断面分布 (融合斑点).  $X=250\text{mm}$ ,  $Y/\delta =$  (a):0.3, (b):0.4, (c):0.5, (d):0.6, (e), (g):0.7, (f), (h):0.8. (a) ~ (f):  $u/U_\infty$  (%), (g), (h):  $v/U_\infty$  (%).



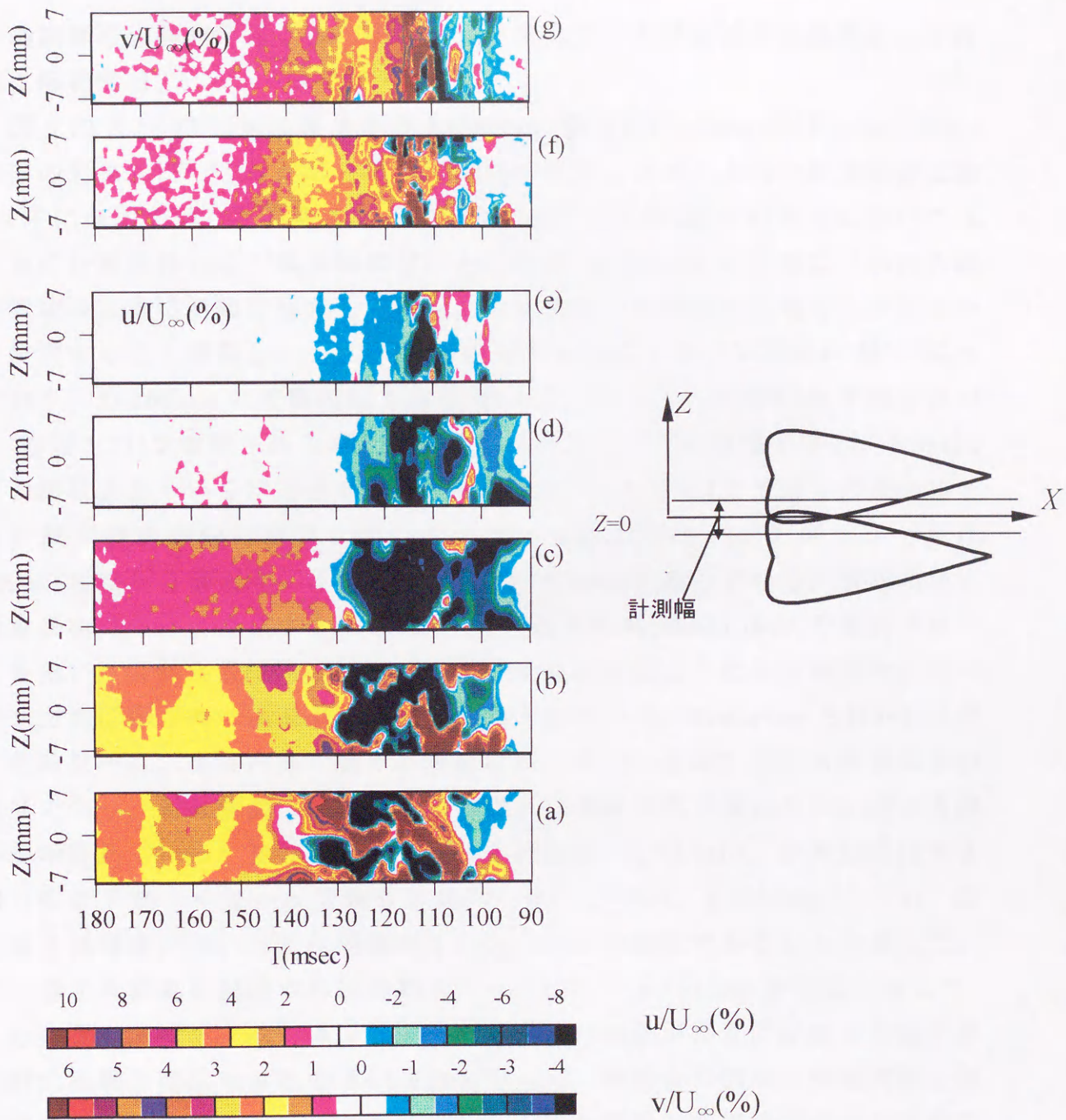


図 5.11 融合部近傍における瞬間速度変動  $u, v$  の  $Z$ - $T$  断面分布 (融合斑点).  $X=300\text{mm}$ ,  $Y/\delta =$  (a): 0.3, (b): 0.4, (c): 0.6, (d), (f): 0.8, (e), (g): 1.2. (a) ~ (e):  $u/U_\infty$  (%), (f), (g):  $v/U_\infty$  (%).



の瞬間構造を観察することにより、融合斑点の成長が促進する機構をより詳細に解明する。

図 5.12 及び 13 に単独斑点 I の  $X=600\text{mm}$ 、融合部( $Z=0\text{mm}$ )近傍における  $u, v$  成分の分布を  $Y/\delta \geq 0.8$  の各高さについて示す。スパン方向の計測範囲は図 5.3 中に矢印で示した範囲である。 $X=200\text{mm}$ (図 5.5)同様、この高さにおいて  $u$  成分の分布はほとんど減速領域だけとなるが  $X=200\text{mm}$  の上層部における減速領域のように明確に分離していないため個々の渦構造の位置をこの分布から推定することは難しい。しかし、 $v$  の分布をみるとスパン方向の'縞'が現れており、 $X=200\text{mm}$  の対称断面上層部(図 5.5)、および、 $X=300\text{mm}$  の融合部の上方(図 5.11)で観察されたのと同様な横渦構造の存在が観察できる。さらに、この縞は上方へいくほどその存在が明確になり、 $Y/\delta \geq 1.0$  では  $v$  の正の縞と負の縞が流れ方向に交互に現れている。それらのスパン方向スケールは  $10\text{mm}$  程度から最大でプローブの計測幅( $14.5\text{mm}$ )に達している。斑点内部には縦渦構造だけが存在するのではなく、可視化写真(Matui 1979)や多線プローブを用いた計測結果(Sankaran et al.1991)に見られるように鉛直断面内にはスパン方向に軸を持つ渦構造の存在も観察されている。Sankaran ら(1991)が示した結果では、斑点内部の個々の渦径はおよそその位置における斑点高さの程度であり、対称断面において 5 つの渦がほぼ等間隔で流れ方向に連なる様子が示されている。彼らの実験条件は主流流速  $U_\infty=4.4\text{m/s}$ 、計測位置は吹き出し位置下流  $X=525\text{mm}$  であり本実験条件( $U_\infty=5\text{m/s}$ 、 $X=600\text{mm}$ )と近い。彼らは各渦構造の流れ方向の間隔が  $\Delta T(U_\infty/X) \approx 0.1$  程度であることを示した。この値を本結果に適用すれば時間スケールにして  $\Delta T \approx 12\text{ms}$  となる。そこで、 $v$  の分布にスパン方向に伸びた正と負の縞状の構造が交互に配置する様子が比較的明確に観察できる  $Y/\delta=1.0$  の分布から、同符合の領域の時間間隔を読み取ると  $\Delta T=7\sim 12\text{ms}$  程度であり、Sankaran らが示した渦構造の流れ方向の間隔と良く一致する。また、縞状の構造の数は  $4\sim 7$  であり、これも彼等が示した渦構造の数と同程度である。したがって、これらのことから  $Y/\delta \geq 0.8$  において観察されるスパン方向に伸びた縞状の構造は、 $Y-X$  断面を回転面とする横渦構造の一断面を捉えたものであることがわかる。上層部ほど縞状の構造の数が少なくなるが、これは各渦構造の高さが前縁部近傍よりも内側において最も高く、上下流に向かって流れ方向に遠ざかるほど低くなることを示している。これらの結果から斑点下層部には流れ方向に伸びた縦渦構造が、



また、上層部にはスパン方向に伸びた横渦構造が存在していることがわかるが、対称断面近傍では縦渦構造は対になって存在する (図 5.7) ことから、これらはそれぞれ対称断面をまたいで存在するヘアピン渦あるいは馬蹄形渦の脚部と頭部に相当するものと考えられる。

図 5.14 及び 5.15 に並進する斑点が融合した場合の融合部近傍における瞬間速度変動  $u, v$  の分布を、図 5.12, 13 と同一の断面について示す。融合した場合にも縞状の構造は単独の場合と同様に観察され、上層部ほどそれらの数が減る傾向も同じである。 $Y/\delta=1.0$  の分布を詳しく見ると、単独の斑点の場合、 $v$  成分 (図 5.13) における縞状の構造は  $180\text{ms} \leq T \leq 230\text{ms}$  の範囲に存在しているのに対し、融合斑点の場合 (図 5.15) 同領域は  $170\text{ms} \leq T \leq 245\text{ms}$  の範囲で観察される。瞬間値の分布なのでこの  $T$  の幅にはばらつきがあるが、 $Y/\delta \geq 1.0$  のいずれの高さにおいても傾向は同じで、融合斑点のほうが  $v$  成分における縞状の構造が存在する時間が長い。しかし、この差は個々の構造自身の大きさが流れ方向に長くなったためではなく、構造の数が単独斑点の場合に比べ増加したためであることが図 5.13 との比較からわかる。したがって、二つの斑点の融合部では融合直後に上昇流を伴う強い減速領域が形成される (図 5.9) が、下流へいくにしたがい、その融合部からはより多くのヘアピン渦が形成されたことになる。4.2.2 節で示したように、単独斑点の場合、斑点の下流発達に伴う新たな渦構造の生成は、Matsui (1979) の可視化写真にも示されるのと同様、主に斑点の上流側に向かって生じていく。しかし、図 5.15 と図 5.13 を比較すると、融合斑点内部で縞状の構造が存在する範囲は、単独斑点に比べ上流側にも下流側にも長くなっていることから、融合部では単独斑点よりも早い段階でヘアピン渦が形成され始めたことと、上流側への渦構造の生成が促進されたことが予想される。

融合部においてより多くの渦構造が形成されたことにより、そこでは単独斑点と比べ主流のエントレイメントが活発になる可能性がある。また、単独斑点の境界近傍は内部と外部の平均場が非常に異なるため左右対称の渦構造は形成されにくいのに対し、二つの斑点の間である融合部は平均的には左右対称の流れ場となっており、融合直後に対称性の良い構造が生成された (図 5.9) のと同様、ここに形成されるヘアピン渦は両脚部を有する頻度が高いと考えられる。前述したように Haidari & Smith (1994) は可視化による観察などからヘアピン渦が新たな渦構造を再生する機構について二種類のものを提案



している。一つは主渦を構成する初期の渦糸の変形が平均速度せん断と渦糸の相互作用によりスパン方向に伝播することによるもので、元のヘアピン渦の横に次の渦が形成されるものである。せん断流中において渦糸に生じた初期擾乱がスパン方向に広がっていく同様な機構は、非粘性を仮定した数値シミュレーションによっても示されている(Hon & Walker 1991, Smith et al. 1991)。もう一つの機構は、ヘアピン渦脚部が壁に近接する場合に脚部渦管の誘起する圧力勾配によって局所的な壁近傍流体の非定常はく離が生じ、その結果二次渦が主渦の上流側に生じるというものである。本結果の場合、3.2節でも示したように二つの斑点の融合部では各斑点の構造が融合部を超えて他の斑点中へ侵入していった形跡は見られない(図 3.1~図 3.4)ことから、翼端部が融合した後でも新たな渦構造の連鎖的な生成が単独の場合と同じようにスパン方向に生じていくことは考えにくい。従って、融合部においてはこれら二つの機構のうち、主に後者により新たな渦構造が形成されると予想できる。融合部に形成されるヘアピン渦は両脚部を有する頻度が高く、また、ヘアピン渦が両脚部を有するとき脚部縦渦間に誘起される強い低速流体の上昇が二次渦の再生(Haidari & Smith 1994)を促進し、これらの相乗作用が融合部の構造の鉛直上方への成長を促進する要因になっているものと考えられる。

## 5.6 結言

スパン方向の空間分解能を極めて高くした 30ch.熊手型 Xプローブを用いて、二つの並進する斑点の融合により生じる内部渦構造の変化を詳細に調べた結果以下の結言を得た。

- (1) 乱流斑点の対称断面近傍下層部には互いに逆回転する縦渦が対になって存在しており、上層部にはヘアピン渦の頭部を示唆する横渦が流れ方向に連なって存在している。
- (2) 斑点翼端部にはそのスパン方向外側に吹き上げを誘起する比較的弱い縦渦が単体で存在している。
- (3) 二つの斑点が融合するとそれぞれの翼端部に位置する縦渦間の相互作用により強い低速上昇流が誘起され、両者の中間に非常に強い減速領域が形成される。



- (4) 融合部においては横渦構造の個数が単独斑点のものに比べ増加し、それらがより上層部に達することにより融合部の鉛直方向への成長が促進される。
- (5) より下層部の構造を知るためにはさらにプローブの小型化を行う必要がある。



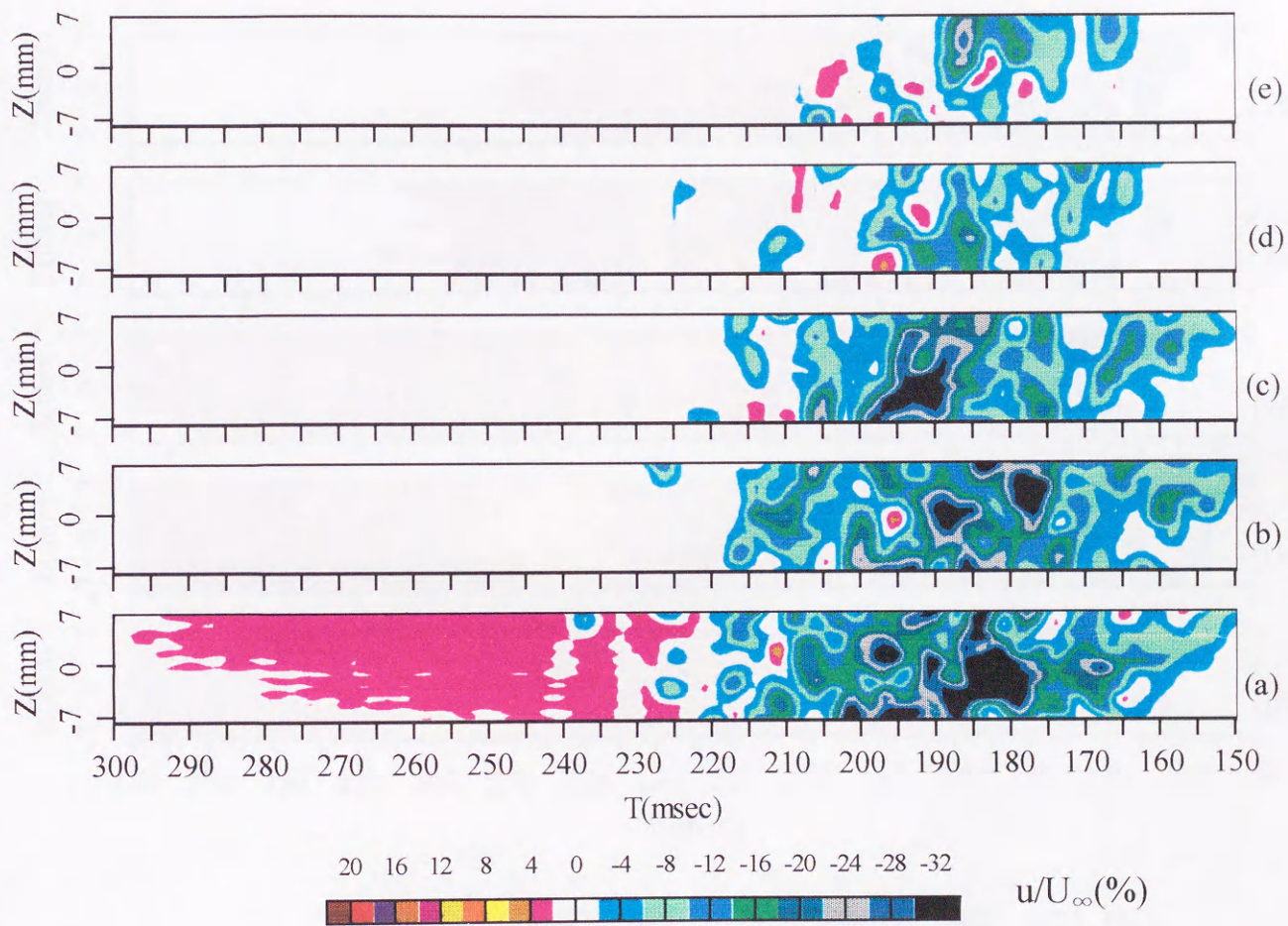


図 5.12 瞬間速度変動  $u/U_\infty$  (%) の  $Z$ - $T$  断面分布 (単独斑点).  $X=600\text{mm}$ ,  $Y/\delta =$  (a):0.8, (b):1.0, (c):1.2, (d):1.4, (e):1.6.



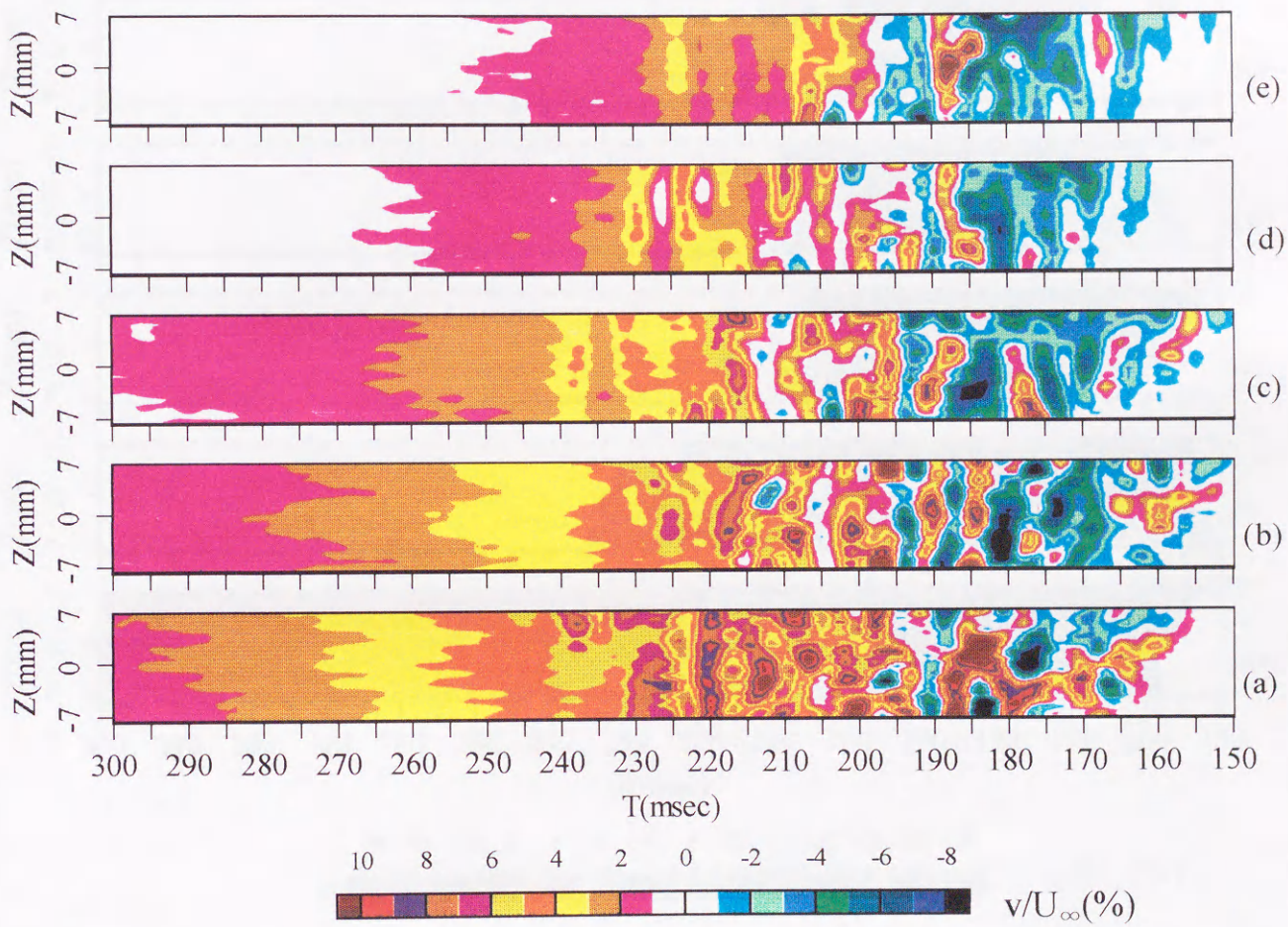


図 5.13 瞬間速度変動  $v/U_\infty$  (%) の Z-T 断面分布 (単独斑点).  
 $X=600\text{mm}$ ,  $Y/\delta =$  (a):0.8, (b):1.0, (c):1.2, (d):1.4, (e):1.6.



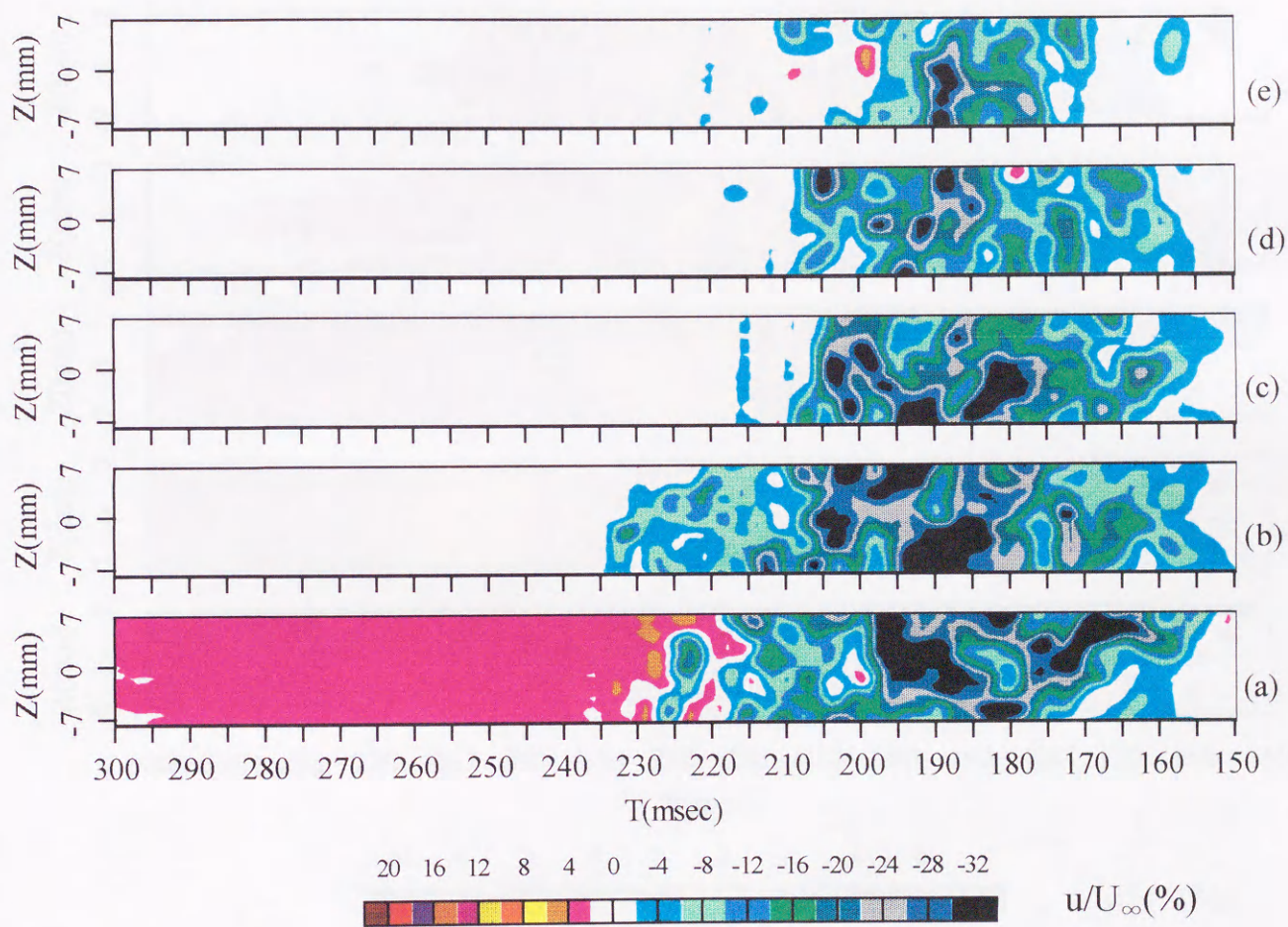


図 5.14 瞬間速度変動  $u/U_{\infty}$  (%) の Z-T 断面分布 (融合斑点).  
 $X=600\text{mm}$ ,  $Y/\delta =$  (a):0.8, (b):1.0, (c):1.2, (d):1.4, (e):1.6.



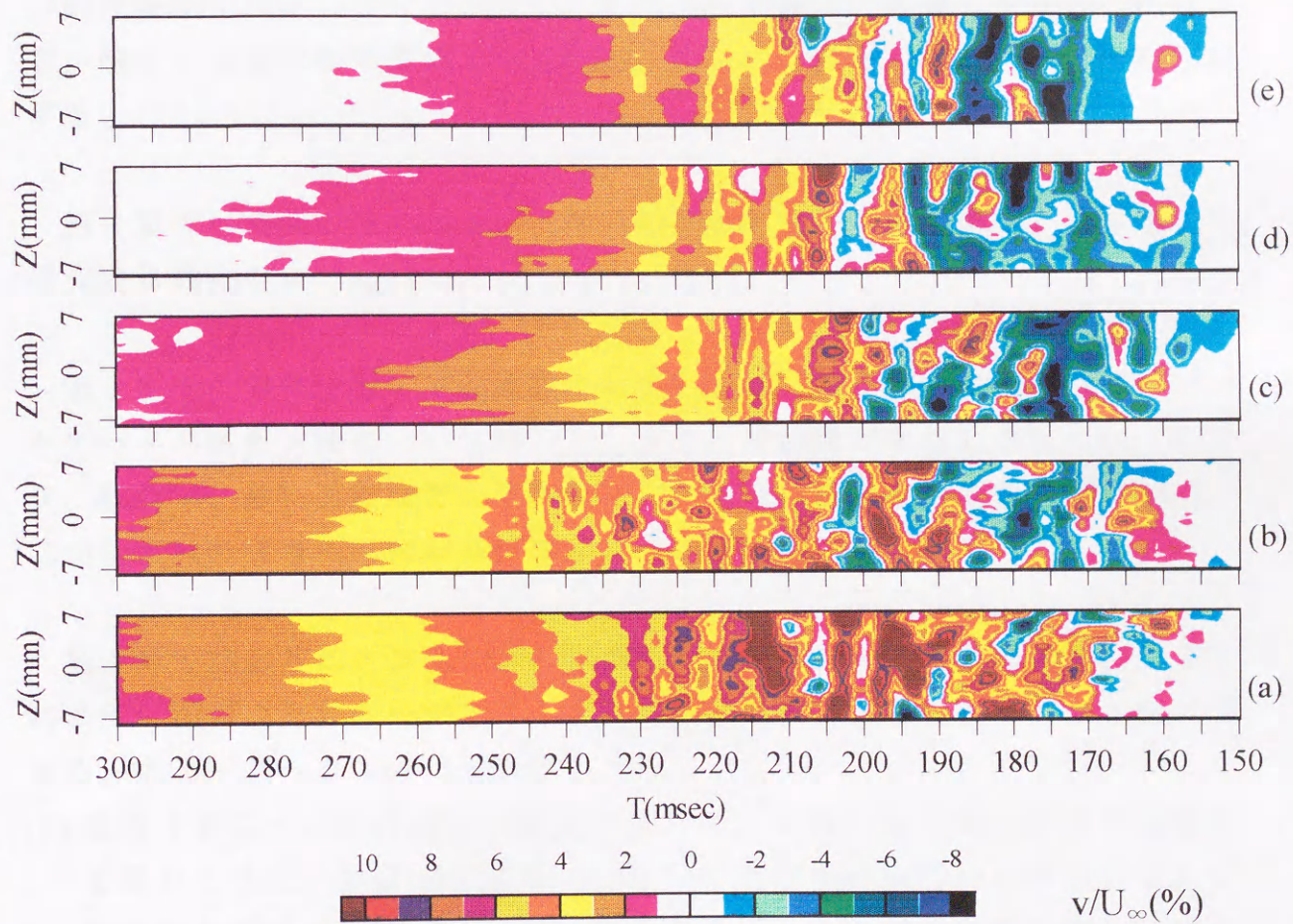


図 5.15 瞬間速度変動  $v/U_\infty$  (%) の Z-T 断面分布 (融合斑点).  
 $X=600\text{mm}$ ,  $Y/\delta =$  (a) : 0.8, (b) : 1.0, (c) : 1.2, (d) : 1.4, (e) : 1.6.



## 第6章 結論

乱流斑点間に生じる相互干渉を解明し、その知見に基づき、遷移過程における斑点構造の変化と乱流境界層中に存在する大規模秩序渦構造形成機構との因果関係を探ることを目的とし、多点同時計測などを通じて二つの乱流斑点が融合する場合の構造の変化を詳細に調べた。以下、得られた結論を総括する。

第1章では研究の背景および、乱流斑点間の相互干渉を解明する意義と本研究の目的について述べた。

第2章では実験装置・実験方法の概略および、熊手型プローブの較正手法とデータの解析方法について述べた。また、本装置で形成した乱流斑点の形状、成長率、移動速度などの基本的特性が従来の結果とよく一致し、かつ、二つの斑点の規模や形状がほぼ等しいことを確認した。

第3章では通常のアンサンブル平均によって得られる斑点の構造が、融合によってどのように変化するかを明らかにした。主な結論は次のとおりである。

- (1) 並進する二つの乱流斑点が融合するとき、それらは単独に存在する場合と同じようにいつまでも成長し、互いに重なり合っていくのではなく、融合部を超えて他の斑点内部に侵入するようなスパン方向の成長は抑制される。しかし、融合部以外の境界は単独の場合とほとんど同じように成長するため、融合斑点の水平断面形状は各単独斑点の輪郭の重ね合わせにほぼ一致する。
- (2) 二つの斑点中間の融合部では、単独斑点に比べ低速流体の上方への輸送が活発になるため鉛直上方への成長が促進し、融合斑点の高さは単独斑点の最大高さよりも増大する。



- (3) 流れ方向に位相差を持つ二つの斑点が融合する場合、先行斑点の静隠領域に侵入した後続斑点は上方への成長が抑制されるとともに乱れも弱められる。しかし、先行斑点の構造は単独の場合とほとんど変わらない。
- (4) 斑点の鉛直上方への成長には乱流領域後縁側からのエントレインメントよりも前縁側からのエントレインメントの方が大きく寄与する。

第4章では多点同時計測から瞬間的な斑点の水平断面構造を観察することにより、先ず、単独斑点の内部構造と成長機構を明らかにした。また、融合による内部構造の変化を調べ、融合斑点の成長が促進する機構について考察した。主な結論は以下のとおりである。

- (1) 乱流斑点は流れ方向に伸びた多数の筋状の構造により構成されており、速度の速い領域と遅い領域が千鳥状に配列している。
- (2) 斑点翼端部には強い減速領域が存在することが多く、各斑点の翼端部が融合することにより二つの斑点中間には非常に強い減速領域が形成される。
- (3) 流れ方向に位相差を持つ斑点が融合する場合、後続斑点内部の筋状の構造は先行斑点の静隠領域に侵入することにより減衰する。

第5章では  $u, v$  成分の多点同時計測から斑点翼端部渦構造の特性を明らかにし、融合による渦構造の変化と融合斑点の成長が促進する機構を明らかにした。主な結論は以下のとおりである。

- (1) 乱流斑点の対称断面近傍には互いに逆回転する縦渦が対になって多数存在しているが、翼端部にはスパン方向外側に吹き上げを誘起する比較的弱い縦渦が単体で存在しする。
- (2) 二つの斑点が融合するとそれぞれの翼端部に位置する縦渦間の相互作用により両者の中間には低速上昇流を伴う強い減速領域が形成される。
- (3) 融合部においては横渦構造の個数が単独斑点のものに比べ増加し、それらがより上層部に達することにより融合部の鉛直方向への成長が促進される。

以上、本研究により乱流斑点の相互干渉に関する実験データが詳細に得られ、斑点の相互干渉によって成長が促進することや逆に抑制されることなど興味深い現象の存在が明らかにされただけでなく、従来、計測によってほとんど



得られていなかった斑点内部の微細な渦構造の特性が定量的に示されるとともに、斑点の融合時における相互干渉の機構が解明された。特に、斑点の融合によりその融合部の成長が局所的に促進される機構は、これが乱流バルジなど乱流境界層外縁部の大規模秩序構造発生の要因となる可能性を示唆するものである。従来、斑点の構造と乱流境界層中の秩序渦構造との類似性を指摘した研究はいくつかあったが、本研究は、乱流斑点間の相互干渉が乱流境界層中の大規模秩序構造生成の要因となる可能性を示した点で斬新であり、本研究をさらに発展させることにより今後、乱流斑点と乱流境界層中の大規模構造との因果関係が解明されることが期待できる。



## 謝辞

私が研究室に配属されて以来7年間の長きにわたり、蒔田秀治教授のご指導を受け、風洞の設計・製作から研究に関する諸事のみならず、研究者としての心構え、人としてのあるべき姿勢など実に様々なことを教えていただき、また、常に暖かい眼差しを持って接していただきました。ここに深く感謝の意を申し上げます。今後私が生きていく上で先生に教えていただいたことを常に心にとどめ精進していく所存です。

三田地紘史教授、中川勝文助教授、野田進助教授にはお忙しい中快く審査を引き受けていただき、また、本研究をまとめるにあたり貴重なご助言をいただきました。深く感謝の意を表します。

現高知大学助手の佐々浩司氏には研究の基礎から私事にいたるまで面倒を見ていただきました。感謝しております。研究室助手の関下信正氏には研究活動のあらゆる面において援助をいただきました。ありがとうございました。

また、OBの澤田耕二氏、山本正幸氏、岩崎隆夫氏、飯田明由氏、鶴田勇氏、茂山正明氏には貴重なご助言と激励をいただきました。感謝申し上げます。この7年間、研究室に所属しともに研究活動を行ってきたすべての方々から多大なる援助と助言をいただき、また、常に勇気付けられ励まされてきました。以下、入室年度順に記しますと、森重樹氏、小杉淳氏、長谷川敏行氏、矢萩明之氏、飯田敏岳氏、佐々木俊延氏、増井政樹氏、伊藤弘志氏、大庭勝久氏、奥村亮一氏、渋谷進一氏、宮田嗣生氏、渡部英昭氏、文堂耕平氏、小杉暢良氏、田中富和氏、水野孝義氏、Uyung.G.S.Dinata氏、一郷正幸氏、太田康之氏、松永剛氏、森田友洋氏、有本功氏、藤田唯介氏、山口雄児氏、岡林大輔氏、鳥居紀男氏、三好秀昌氏、宮田裕輔氏、小林城久氏、深瀬統史氏、山岸健太郎氏、山田祐二氏、Adjar Pratoto氏、Adek Tasri氏におかれましては多大なる援助をいただき、心から謝意を申し上げます。CSIROのRichard j. Brown氏には研究全般に渡り、多くの助言をいただきました。感謝いたします。また、現シロキ工業(株)の南佳世子嬢には風洞の製作などに関し多大なるご助力をいただきました。深く感謝申し上げます。同級生の村尾卓児氏、大江広行氏には卒業後も絶えず励まされつづけました。心より感謝の意を表します。共同研究者の兼口武久氏、谷尚善氏、上之園薫氏、松尾智広氏、谷和彦氏、川崎智之氏には実験装置の設計・製作、実験の遂行、データの解析など多事に渡り協力を得るとともに、私事にいたるまでお世話になりました。本研究をまとめ上げることが出来たのも皆様のおかげであります。心から感謝いたします。

1999年2月23日



## 参考文献

- (1) Amini, J., Ph.D thesis, (1978), University of Grenoble.
- (2) Antonia, R.A., Chambers, A.J., Sokolov, M. & Van Atta, C.W., *J. Fluid Mech.*, 108 (1981), 317.
- (3) Asai, M., & Nishioka, M., in *Laminar-Turbulent Transition*, (1990), 215, Springer.
- (4) Blackwelder, R.F., & Kovasznay, L.S.G., *Phys. Fluids* 15 (1972), 1545.
- (5) Bandyopadhyay, P.R., *J. Fluids Engng* 108 (1986), 127.
- (6) Barrow, J., Barnes, F.H., Ross, M.A.S., *J. Fluid Mech.*, 149 (1984), 319.
- (7) Breuer, K.S. Cohen, J., & Haritonidis, J.H., *J. Fluid Mech.* 340 (1997), 395.
- (8) Cantwell, B., Coles, D. & Dimotakis, P., *J. Fluid Mech.*, 87-4 (1978), 641.
- (9) Cantwell, B., *Ann. Rev. Fluid Mech.* 13 (1981), 457.
- (10) Chambers, F.W., *AIAA J.* 24-12 (1986), 1987.
- (11) Chambers, F.W., & Thomas, A.S.W., *Phys. Fluids* 26(5), (1983), 1160.
- (12) Charters, A.C., Jr., *NACA TN*, 891 (1943).
- (13) Chernys, M. & Pauley, W.R., *FED ASME* 184 (1994), 21.
- (14) Clark, J.P., Jones, T.V. & Lagraff, J.E., *J. Engng. Math.* 28 (1994), 1.
- (15) Cohen, J., Breuer, K.S. & Haritonidis, J.H., *J. Fluid Mech.* 225 (1991), 575.
- (16) Coles, D. & Barker, S.J., in *Turbulent Mixing in Nonreactive and Reactive Flows*, (1975), 295, Plenum.
- (17) Coles, D. & Savas, O., in *Laminar-Turbulent Transition*, (1980), 277, Springer.
- (18) Collis, D.C. & Williams, H.J., *J. Fluid Mech.* 6(1959), 357.
- (19) Corrsin, S. & Kistler, A.L., *N.A.C.A. TR 1244(1955)* (N.A.C.A. TN, 3133).
- (20) Dargahi, B., *J. Engng. Mech.* 127(1997), 686.
- (21) Dhawan, S. & Narasimha, R., *J. Fluid Mech.* 3 (1958), 418.
- (22) Elder, J.W., *J. Fluid Mech.*, 9 (1960), 235.
- (23) Emmons, H.W., *J. Aeronaut. Sci.*, 18 (1951), 490.
- (24) Falco, R.E., *Phys. Fluids* 20-10 (1977), S124.
- (25) 福西・村田・島田・横川, *ながれ* 17 (1998), 346.
- (26) Gad-el-Hak, M., Blackwelder, R.F. & Riley, J.J., *J. Fluid Mech.*, 110 (1981), 73.
- (27) Gaster, M. & Grant, I., *Proc. Roy. Soc. London A* 347 (1975), 253.
- (28) Glezer, A., Katz, Y. & Wygnanski, I., *J. Fluid Mech.*, 198 (1989), 1.
- (29) Goldstein, M.E., & Hultgren, L.S., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 21 (1989), 137.
- (30) Goodman, W.L., *AIAA J.*, 23-1 (1985), 155.
- (31) Gutmark, E. & Blackwelder, R.F., *Exp. in Fluids*, 5 (1987), 217.
- (32) Gutmark, E. & Blackwelder, R.F., *AIAA J.* 25-9 (1987), 1207.



- (33) Haidari, A.H. & Smith, C.R., *J. Fluid Mech.*, 277 (1994), 135.
- (34) Hallbäck, M., Henningson, D.S., Johansson, A.V., & Alfredsson, P.H., "Turbulence and Transition Modelling" (1996), Kluwer.
- (35) 半田・菰田, 第5回乱流シンポジウム講演論文集, (1973), 50.
- (36) Henningson, D.S., Lundbladh, A., & Johansson, A.V., *J. Fluid Mech.*, 250 (1993), 169.
- (37) Hinze, J.O. "Turbulence", (1975), McGraw-Hill, New York.
- (38) Hon, T.L. & Walker, J.D.A., *Computers and Fluids*, 20 (1991), 343.
- (39) Hussain, A.K.M.F. & Reynolds, W.C., *J. Fluid Mech.*, 41 (1970), 241.
- (40) Hussain, A.K.M.F., *Phys. Fluids* 26(10) (1983), 2816.
- (41) Hussain, A.K.M.F. & Zaman, K.B.M.Q., *J. Fluid Mech.*, 159 (1985), 85.
- (42) Itswire, E.C. & Van Atta, C.W., *J. Fluid Mech.*, 148 (1984), 319.
- (43) Katz, Y., Seifert, A. & Wygnanski, I., *J. Fluid Mech.*, 221 (1990), 1.
- (44) King, L.V., *Proc. Roy. Soc. London*, 90(1914), 563.
- (45) Klebanoff, P.S., N.A.C.A. Tech. Rep. 1247(1955).
- (46) Klebanoff, P.S., Tidstrom, K.D. & Sargent, L.M., *J. Fluid Mech.*, 12 (1962), 1.
- (47) Kline, S.J., Reynolds, W.C., Schraub, F.A. & Runstadler, P.W., *J. Fluid Mech.*, 30 (1967), 741.
- (48) Kovasznay, L.S.G., Kibens, V. & Blackwelder, R.F., *J. Fluid Mech.*, 41 (1970), 283.
- (49) 菰田, 平成5年度科学研究費補助金研究成果報告書 03650163, (1994).
- (50) 菰田・半田, 第10回乱流シンポジウム講演論文集, (1978), 214.
- (51) 菰田・半田, 第15回乱流シンポジウム講演論文集, (1983), 37.
- (52) 菰田・半田, 河口湖集会研究成果報告書, (1983), 66.
- (53) 菰田・半田, 第19回乱流シンポジウム講演論文集, (1987), 143.
- (54) Kovasznay, L.S.G. Komoda, H. & Vasudeva, B.R., *Proc. Heat Transfer and Fluid Mech. Inst., Stanford Univ. Press*, (1962), 1.
- (55) Krane, M.H. & Pauley, W.R., *NCA ASME* 13 (1992), 133.
- (56) Krane, M.H. & Pauley, W.R., *J. Fluids Engng.* 116 (1994), 653.
- (57) Lu, S.S. & Willmarth, W.W., *J. Fluid Mech.*, 60-3 (1973), 481.
- (58) Makita, H. & Sassa, K., in *Advances in Turbulence 3* (1991), 497, Springer-Verlag.
- (59) Makita, H. & Sassa, K., in *Turbulent Shear Flows 8* (1992), 23, Springer-Verlag.
- (60) Makita, H. & Sassa, K., in *Proc. of 5th Asian Cong. of Fluid Mech.* 2 (1992), 859, Taejon, Korea.
- (61) Makita, H., Sassa, K., & Abe, M., in *Frontiers of Fluid Mech.* (1988), 104, Pergamon Press.
- (62) Makita, H., Sassa, K., Abe, M. & Itabashi, A., *AIAA Pap.* 87-1232. (1987).
- (63) Makita, H., Sassa, K., Abe, M. & Itabashi, A., *AIAA J.* 27-2 (1989), 155.
- (64) 蒔田・阿部・佐々・板橋, *機論 B 編*, 55-511 (1989), 606.
- (65) 蒔田・西沢, *機論 B 編*, 64-627 (1998), 3682.



- (66) 蒔田・西沢, 機論 B 編, 65-630 (1999), 573.
- (67) 蒔田・西沢, 機論 B 編, 論文 No.98-1421
- (68) 松原, 航空宇宙技術研究所特別資料 sp-36 (1997) 5.
- (69) Matsui, T., in *Laminar-Turbulent Transition*, (1979), 288, Springer.
- (70) Matsui, T., & Okude, M., in *Laminar-Turbulent Transition*, (1984), 625, Springer.
- (71) Mautner, T.S. & Van Atta, C.W., *J. Fluid Mech.*, 118 (1982), 59.
- (72) Mitchner, M., *J. Aeronaut. Sci.*, (1954), 350.
- (73) 三宅・宇城・森川, 機論 B 編 61-584(1995), 1272
- (74) Mollo-Christensen, E., *AIAA J.* 9 (1971), 1217.
- (75) Morkovin, M. V., in *Viscous Drag Reduction* (Wells, C.S., editor) (1969) Plenum Press.
- (76) Morkovin, M. V., *FED ASME* 114 (1991), 1.
- (77) Motohashi, T. & Blackwelder, R.F., *J. Fluids Engineering*, 105 (1983) 435.
- (78) Narasimha, R., *Prog. Aerospace Sci.*, 22 (1985), 29.
- (79) Narasimha, R., *J. Aeronaut. Sci.*, (1957), 711.
- (80) Narasimha, R., Subramanian, C. & Badri Narayan, M.A., *AIAA J.*, 6 (1984), 837.
- (81) Nishioka, M. Iida, S. & Ichikawa, Y., *J. Fluid Mech.*, 72 (1975), 731.
- (82) Nishioka, M., Asai, M., & Iida, S., in *Laminar-Turbulent Transition*, (1980), 37, Springer.
- (83) Nishioka, M., Asai, M., & Iida, S., in *Proc. Symposium on Transition and Turbulence* (Meyer, R.E. editor), (1981), 113, Academic Press.
- (84) 西沢, 平成 6 年度豊橋技術科学大学修士論文(1995).
- (85) Perry, A.E., Lim, T.T. & Teh, E.W., *J. Fluid Mech.*, 104 (1981), 387.
- (86) Riley, J.J & Gad-el-Hak, M., in *Frontiers in Fluid Mechanics*, (1985), 123, Springer.
- (87) Robinson, S.K., *Structure of Turbulence and Drag Reduction*. (1990), 23. Springer.
- (88) Robinson, S.K., *Annu. Rev. Fluid Mech.* 23 (1991), 601.
- (89) Sankaran, R., Antonia, R.A., Bisset, D.K. & Sokolov, M., *Phys. Fluids A*, 3 (1991), 1560.
- (90) Sankaran, R., Sokolov, M. & Antonia, R.A., *J. Fluid Mech.*, 197 (1988), 389.
- (91) Saric, W.S., Hoos, J.A., Radeztsky, R.H. & Kohama, Y., *ASME FED*, 114 (1991), 17.
- (92) Savas, O. & Coles, D., *J. Fluid Mech.*, 160 (1985), 421.
- (93) Savas, O., Ph.D. Thesis, (1979), California Institute of Technology.
- (94) Schubauer, G.B. & Skramstad, H.K., *J. Aero. Sci.* 14 (1947) 69.
- (95) Schubauer, G.B. & Klebanoff, P.S., *N.A.C.A. TN* 3489 (1955).
- (96) Seifert, A. & Wygnanski, I., *J. Fluid Mech.*, 296 (1995), 185.
- (97) Seifert, A., Zilberman, M. & Wygnanski, I., *J. Engineering Mathematics*, 28 (1994), 43.
- (98) Shaikh, F.N. & Gaster, M., *J. Engng. Math.* 28 (1994), 55.
- (99) Singer, B.A., *Phys. Fluids*, 8(2) (1996), 509.



- (100) Singer, B.A. & Joslin, R.D., *Phys. Fluids* 6(11), (1994), 3724.
- (101) Smith, C.R. & Walker, J.D.A., in *Fluid Vortices* (1995), 235, Kluwer.
- (102) Smith, C.R., Walker, J.D.A., Haidari, A.H. & Sobrun, U., *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* 336 (1991), 131.
- (103) Smith, F.T., Dodia, B.T. & Bowles, R.G.A., *J. Engng. Math.* 28 (1994), 73.
- (104) 谷, “境界層の遷移を後らせる翼型に就いて” 東大航研報告 250 (1943).
- (105) 谷, 流れ学(1967).
- (106) Van Atta, C.W. & Helland, K.N., *J. Fluid Mech.*, 100-2 (1980), 243.
- (107) Van Atta, C.W., Sokolov, M., Antonia, R.A. & Chambers, A.J., *Phys. Fluids* 25(3), (1982), 424.
- (108) Wallace, J.M., Eckelmann, H. & Brodkey, R.S., *J. Fluid Mech.*, 60 (1973), 39.
- (109) Wygnanski, I., Zilberman, M. & Haritonidis, J.H., *J. Fluid Mech.*, 123 (1982), 69.
- (110) Wygnanski, I., Haritonidis, J.H., Kaplan, R.E., *J. Fluid Mech.*, 92 (1979), 505.
- (111) Wygnanski, I., in *Proc. Seventh Symposium on Turbulence*, (1981), 390, Univ. Missouri-Rolla.
- (112) Wygnanski, I., Sokolov, M. & Friedman, D., *J. Fluid Mech.*, 78-4 (1976), 785.
- (113) Zilberman, M., Wygnanski, I. & Kaplan, R.E., *Phys. Fluids*, 20-10 (1977), s258.



## 研究業績

### 本研究に関する主要論文

1. スパン方向に配列された二つの乱流斑点の相互干渉  
蒔田秀治、西沢啓  
日本機械学会論文集 B1 編、64-627(3682-3689)1998.
2. 乱流斑点の相互干渉がその成長に及ぼす影響  
蒔田秀治、西沢啓  
日本機械学会論文集 B1 編、65-630(573-580)1999.
3. 乱流斑点間の相互干渉による内部構造の変化  
蒔田秀治、西沢啓  
日本機械学会論文集 B1 編、論文 No.98-1421、掲載決定

### 主要論文に準ずるもの

1. 2つの乱流斑点間の相互干渉  
蒔田秀治、西沢啓  
航空宇宙技術研究所特別資料 SP-35、p.37-41(1997)
2. 乱流斑点の相互干渉に関する実験的研究  
蒔田秀治、西沢啓  
航空宇宙技術研究所特別資料 SP-37、(1998)

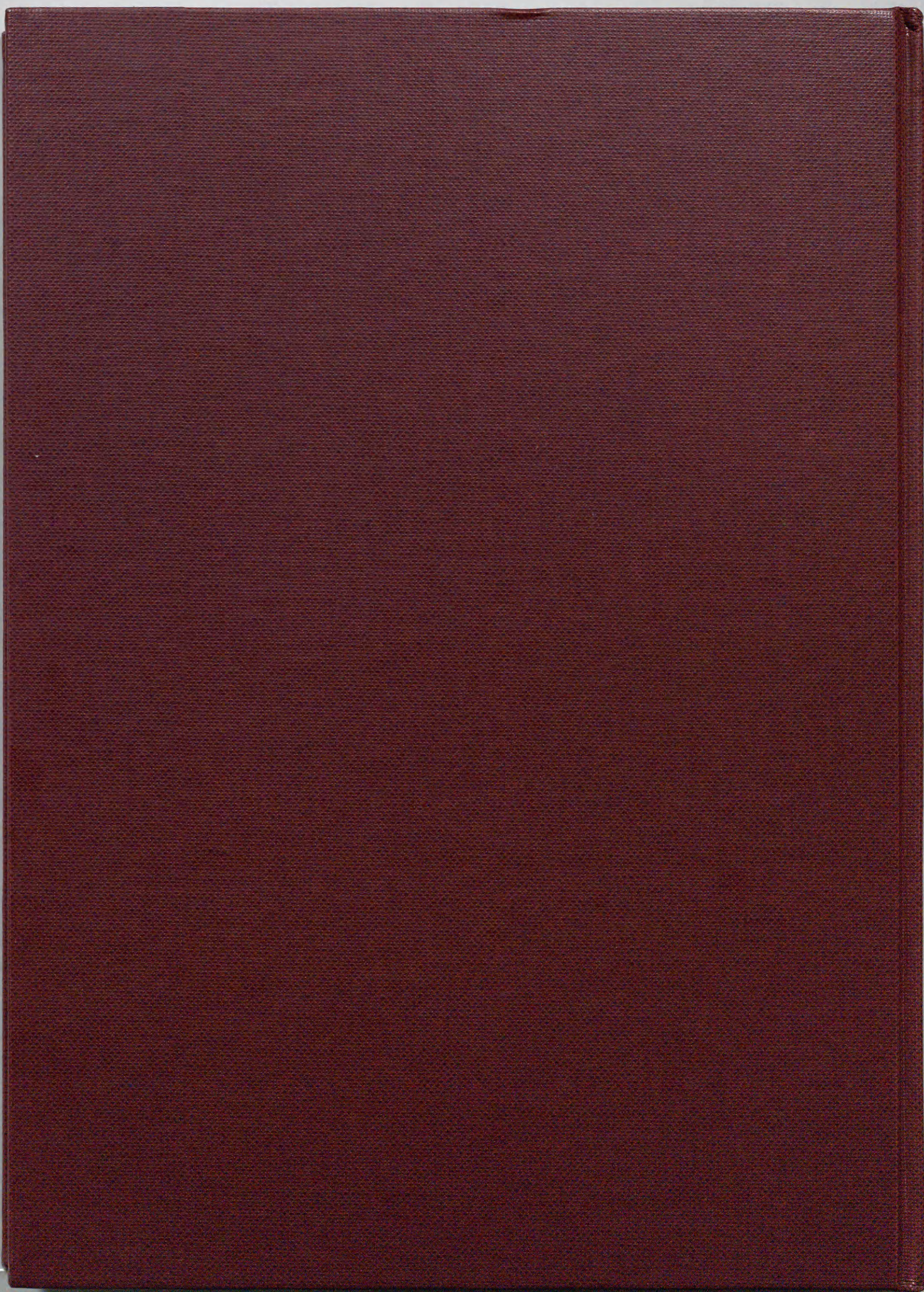
### 口頭発表

1. 乱流斑点の相互干渉  
蒔田秀治、○西沢啓、兼口武久、谷尚善  
日本機械学会第 74 期全国大会講演論文集、p.185 (1996.9)
2. 二つの乱流斑点間の相互干渉



- 蒔田秀治、○西沢啓  
航空宇宙技術研究所 第19回境界層遷移の解明と制御研究会(1996.9)
3. 流れ方向位相差を持つ乱流斑点の相互干渉  
○西沢啓、蒔田秀治、兼口武久、谷尚善、上之園薫  
第28回流体力学講演会講演集、p.189 (1996.10)
4. 相互干渉が乱流斑点の成長に与える影響  
○西沢啓、蒔田秀治、谷尚善、上之園薫  
第29回流体力学講演会講演集、p.289 (1997.9)
5. 多線プローブを用いた相互に干渉する乱流斑点の計測  
蒔田秀治、○西沢啓  
航空宇宙技術研究所 第21回境界層遷移の解明と制御研究会(1997.9)
6. 遷移過程における乱流斑点の相互干渉  
○西沢啓、蒔田秀治、谷尚善、上之園薫  
日本流体力学会年会'98講演論文集、p.167(1998.7)
7. 複数の乱流斑点によって構成される遷移境界層の特性  
蒔田秀治、○西沢啓  
航空宇宙技術研究所 第23回境界層遷移の解明と制御研究会(1998.10)







Inches 1 2 3 4 5 6 7 8  
cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

# Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak



# Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM: Kodak

A 1 2 3 4 5 6 M 8 9 10 11 12 13 14 15 B 17 18 19

