

UDC 533.6.011.3
532.526

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-610

高・低亜音速流における乱流境界層の構造の研究

穂 積 弘 — • V. Zakkay • V. Barra

1980 年 5 月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

高・低亜音速における乱流境界層の構造の研究*

穂 積 弘 —** V. Zakkay*** V. Barra***

An Investigation of the Structure of High and Low Subsonic Turbulent Boundary Layer.

By

Koichi HOZUMI, Victor ZAKKAY and Vincent BARRA

ABSTRACT

Simultaneous measurements of velocity, wall pressure, and wall shear fluctuations in a turbulent boundary layer for three free stream conditions, $U_{\infty} = 675, 73$ and 32.6 ft/sec and $Re_{\theta} = 108,000, 12,500$ and $6,560$ respectively, are performed.

The present experiments were performed in order to understand the nature of coherent (or quasi-ordered) structures of the turbulent boundary layer at high subsonic speeds. That is, in order to establish the relationship on interaction between the large scale outer structure and the turbulent "burst" in the wall region, the conditional sampling analysis has been applied to digitized fluctuation. Then, for the events detected, ensemble averaged time signature is obtained.

The results of this investigation at high speeds did not yet resolve the question as to whether at high subsonic speeds there is, beside the outer flow process, a distinct inner region. With the limited instrumentation available it was not possible at the high subsonic speed to resolve any inner sublayer region, although it was found that the outer flow structure exert a strong influence on the wall. The experimental results at low subsonic speeds, on the other hand, did indeed identify an inner and outer region, and duplicated some of the results at low subsonic speed by other investigations.

記 号

A : 定数

B : 定数

δ : 境界層厚さ

δ^* : 境界層排除厚さ

E_b : 風速計ブリッジ出力電圧

E_b' : E_b の変動成分

E_{rms} : E_b' の2乗平均根

$E_p(\omega)$: 圧力変動パワースペクトル ($\int_0^{\infty} E_p(\omega) d\omega = \overline{p'^2}$)

$E_u(\omega)$: 基準化した速度変動パワースペクトル ($\int_0^{\infty} E_u(\omega) d\omega = 1.0$)

f : 周波数

L_a : ホットフィルムの実際の長さ

L_e : ホットフィルムの実効長さ

p' : 圧力変動成分

$\overline{p'^2}$: 圧力変動成分の二乗平均値

$\overline{p'}$: 圧力変動成分の集合 (アンサンブル) 平均

q_{∞} : 主流動圧

Re_{θ} : 運動量厚さによるレイノルズ数

M_{∞} : 主流マッハ数

$\nu = \mu/\rho$: 動粘性係数

t : 時間

u' : 速度変動成分

* 昭和55年1月14日

** 空気力学第一部

*** New York University, Antonio Ferri Laboratories

- \tilde{u}' : 速度変動成分のアンサンブル平均
 $u_\tau \equiv \sqrt{(\tau_w/\rho)}$: 摩擦速度
 τ' : 剪断応力変動成分
 $\tilde{\tau}'$: 剪断応力変動成分のアンサンブル平均
 τ_w : 表面摩擦応力
 U_∞ : 主流速度
 W : ホットフィルムのスパン方向への実効幅
 $y^+ \equiv u_\tau y/\nu$: 壁変数
 z : 流れ方向に直角な壁面上の座標

1. ま え が き

乱流境界層に伴う高い摩擦抵抗, 熱伝達や騒音のため, 過去 40 ~ 50 年間, 乱流境界層に対する実用的な興味を持たれて来た。境界層乱流の生成原因とその性質を理解することにより, 抵抗や騒音の増減の機構が分り, その低減に対する有用な方法が得られるであろうという期待が持たれている。

最近, 乱流境界層の組織的な構造 (coherent 又は quasi-ordered 又は organized structure) の定性的, 定量的な情報を得るために, 多くの努力が払われている。乱流境界層が全く不規則な変動運動をしているのではなく, コヒーレントな構造を持っているという証拠は色々のトレーサーを使った流れの可視化の実験によって得られている。^{1)~7)} これらの研究によって, 繰返し起る流れの構造にはいくつかの異なった過程が存在する事が示されている。境界層の壁領域 (wall region, $y^+ = yu_\tau/\nu < 100$) は, 流線方向の低速の条状流れ (streaks) の存在によって特徴づけられる。その条状流れは速度分布の局所的な曲りによって壁から急速に持ち上げられ (eruption), 続いてある種の振動運動を起し, 最後に突然小さなスケールの乱れとなって崩れる (break up)。この低速の流体の壁からの突出 (eruption) の次には, 外側領域 (outer region) から壁へ向う高速の流体の流

入 (sweep) が伴う。この全体の過程をバースト (burst) と呼んでいる。^{21), 22)} また流れの可視化による観察によれば, 内側領域 (粘性領域) から外側領域 (非粘性領域) にまたがる領域では, 境界層の端まで届くコヒーレントな渦構造が支配的な役割をしている。この大きなスケールの外側構造 (Large scale outer structure) と乱流 "バースト" との関係 (又は干渉) はまだはっきりと分っていない。特にレイノルズ数を増した場合, これ等の過程, 外側領域と壁領域の間関係は十分には調べられていない。

限られたレイノルズ数範囲における観察と計測から, バースト現象の過程は厳密に粘性底層中の現象であって壁変数 (wall variabl, y^+) で表わす事が出来る事, 一方外側構造は基本的にはレイノルズ数に独立であるという事が一般に受けいれられている。"乱流バーストの起る周期が外側の流れの変数 (即ち境界層厚さ) で表わせるという事実" はこの両過程の間関係を示しているように思われる。すなわち外部構造が通過する周期に関係すると考えられている。^{23), 24)}

この研究の主要な目的は高亜音速における上記の様な現象を調べることであり, 特に圧力変動がこの過程に対し, どの様な役割をし影響を与えるかを定める事であった。これまでのこの分野での研究は, $U_\infty < 100 \text{ ft/sec}$ で $Re_\theta < 10^4$ の比較的低い主流速度とレイノルズ数に対してであったが, 本研究では高亜音速流れ ($U_\infty = 675 \text{ ft/sec}$, $Re_\theta = 1.08 \times 10^5$) および低速流れ ($U_\infty = 73 \text{ ft/sec}$, $Re_\theta = 1.25 \times 10^4$; $U_\infty = 32.6 \text{ ft/sec}$, $Re_\theta = 6.56 \times 10^3$) の場合の境界層の三つの諸量 (流れ方向の流速, 壁面上の剪断応力, 壁面圧力) を同時に測定し, 乱流境界層の構造に関する情報を得るための解析を行なった。

2. 実験設備と実験方法

2.1 風 洞

本実験のため真空吸込式風洞を製作した (図 1)。吸

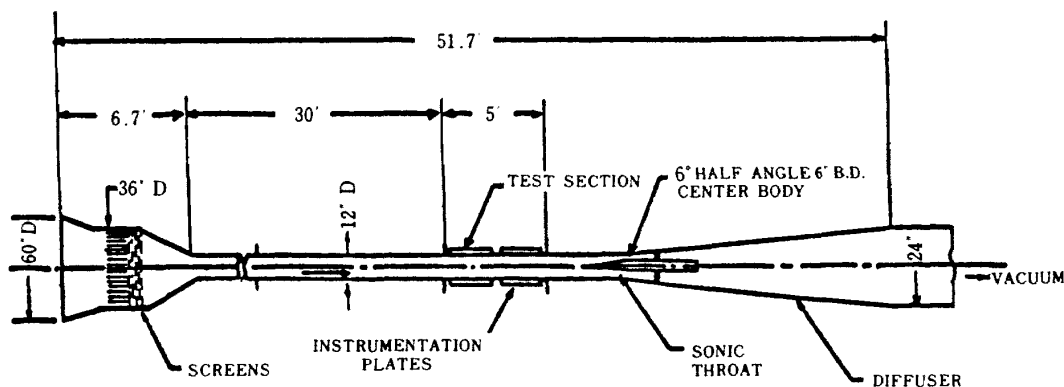


図 1 風 洞

入口は大気開放で、吸入口（入口径 5 ft）からすぐ下流に整流格子と数種の細かなメッシュのスクリーンから成る整流筒が続いている。その後には内径 12 インチの直管が続き、直管入口から約 20 ~ 30 ft の位置（可変）に 4 個の測定窓をもうけセンサを設置して、管壁上に沿って発達する境界層を測定した。測定部の後には半頂角 30° の円錐状拡散筒が続き、締切弁を経て、40,000 ft³ の真空タンクにつながっている。可変面積のスロートを作るため、半頂角 6° の円錐状のセンターボディを測定部（平行部）の直下流に設置した。

低い乱れの主流を作るため吸込式風胴を採用したが、さらに風胴のノイズレベルを下げるため、締切弁下流を高真空にしてから風胴を起動させ、スロート部で気流をチョークさせることによってスロート下流側の音源からの騒音を除去した。測定部におけるマッハ数はセンターボディを動かし、スロート部の面積を変える事によって、ほぼ 0.026 から 0.6 の間で変える事が出来る。

2.2 測定機器

2.2.1 壁面圧力

風胴壁上の圧力変動はフラッシュマウントピエゾ抵抗型圧力変換器（Kulite type MIC-080-5）を使って測定した。変換器の容量は 5 psi（差圧）で圧力受感部直径は 0.040 インチである（図 2）。これらの圧力変換器の感度は静的および動的な較正を行って調べた。出力電圧は圧力と変換器のブリッジ回路電圧に比例して非常に良い直線性を示した。感度は 0.6 mV/psi/V (input) であった。ピストンホーンを使った動的な較正による等価感度は 9 VDC のブリッジ印加電圧で、124 dB、250 Hz の圧力場をかけた時、-142 dB re 1.0 V/ μ bar であった。製造規格の自然周波数は 200 kHz であるので、DC からおよそ 40 kHz ($\omega \delta^2 U_\infty \cong 18$, $U_\infty = 675$ ft/sec の場合) まで、この感度は平坦で正確であると思われる。

これらの変換器からの出力信号は低雑音増巾器（Princeton Applied type 113）で調整して、テープレコーダー（Honeywell 5600）に記録した。高利得が必要となるため（典型的な場合、2,000 のオーダー）、微弱なノイズでも、信号に対する影響は非常に大きい。誘起される電氣的雑音を減らすため、増巾器は差分型で使った。（適正なシールドと接地を行う事も、雑音を減らすのに大変役立った。）増幅器に組み込まれた 6 dB/octave の roll-off フィルターで、必要のない低・高周波数成分を除去した。使用したバンドパスは、高周波数の雑音が増加した場合上限を 30,000 Hz まで下げる必要があったが、通常の場合には 10 ~ 100,000 Hz で充分であった。

2.2.2 壁面剪断応力

境界層の下の壁上の剪断応力を測るため、ホットフィルム（Thermo-System type 1237 flush-mounted hot film）を DISA 55A01 定温度型流速計と共に使用した。壁面上の剪断応力は、ブリッジ出力電圧から次の様なよく確立された関係（例えば Thomas（文献 16）参照）から決められる。

$$E_s^2 = A \tau_w^{1/2} + B \quad (1)$$

本実験におけるこの関係の適用性については以下の節で議論する。センサーの動的な特性は、上記の関係の係数 A と B がどのように周波数と共に変るかという事と流速計のフィードバック回路の時間応答特性とに依っている。後者は標準的な矩形波による較正法により調整を行い、フラットな応答曲線が大よそ $U_\infty = 32.6, 73, 675$ ft/sec に対し各々 2, 3 ~ 4, 20 kHz となるようにした。出力電圧と壁面剪断応力との間の関係が一定（(1) 式）である周波数範囲は、Thomas¹⁶⁾によって議論されているように、ホットフィルムの寸法とフィルムを支持する棒（Substrate）の材料および流れの条件に依っている。 $U_\infty = 675$ ft/sec の場合、これらの考察に依る周波数範囲は $190 \text{ Hz} < f < 21 \text{ kHz}$ である。これは本実験で取扱っている周波数範囲の測定に対して、充分と考えてよい。

2.2.3 流速

境界層中の流れ方向の速度の平均成分と変動成分はホットフィルムプローブ（Thermo-System type 1260 と 1297 hot film probes）と種々のタイプの定温度型流速計で測られた。これらのプローブの受感要素はアルミナで表面被覆（coating）した円柱状の水晶の棒で、1260 タイプでは直径 0.002 インチ・幅 0.040 インチであり、壁面近く置いた 1297 Subminiature Probe は幅 0.010 インチである。レイクに取りつけたプローブ（図 2）の較正は、このために作られた小さなインダクション風胴を使って行なった。風胴内の流速は連続的に 0 から約 600 ft/sec まで変える事が出来、長時間一定に保つ事が出来る。流れの速度はピトー管の静圧と静み圧の差から決めた。較正で得られたブリッジ出力と流速との関係は、図 3 で示したアナログリアライザーを設定するためや、デジタル化した後、流速を求めるためにデータを規格化する際に用いられた。

これらのシステムの周波数応答は、矩形波較正信号を用いて調べ、 $U_\infty = 32.6, 73, 675$ ft/sec に対して各々 2, 3 ~ 4, 10 ~ 20 kHz であった。そして一つのシステムでいくらかの違いはあるが、信号調整器は、典型的なバンドパスの範囲、5 ~ 50,000 Hz に設定した。

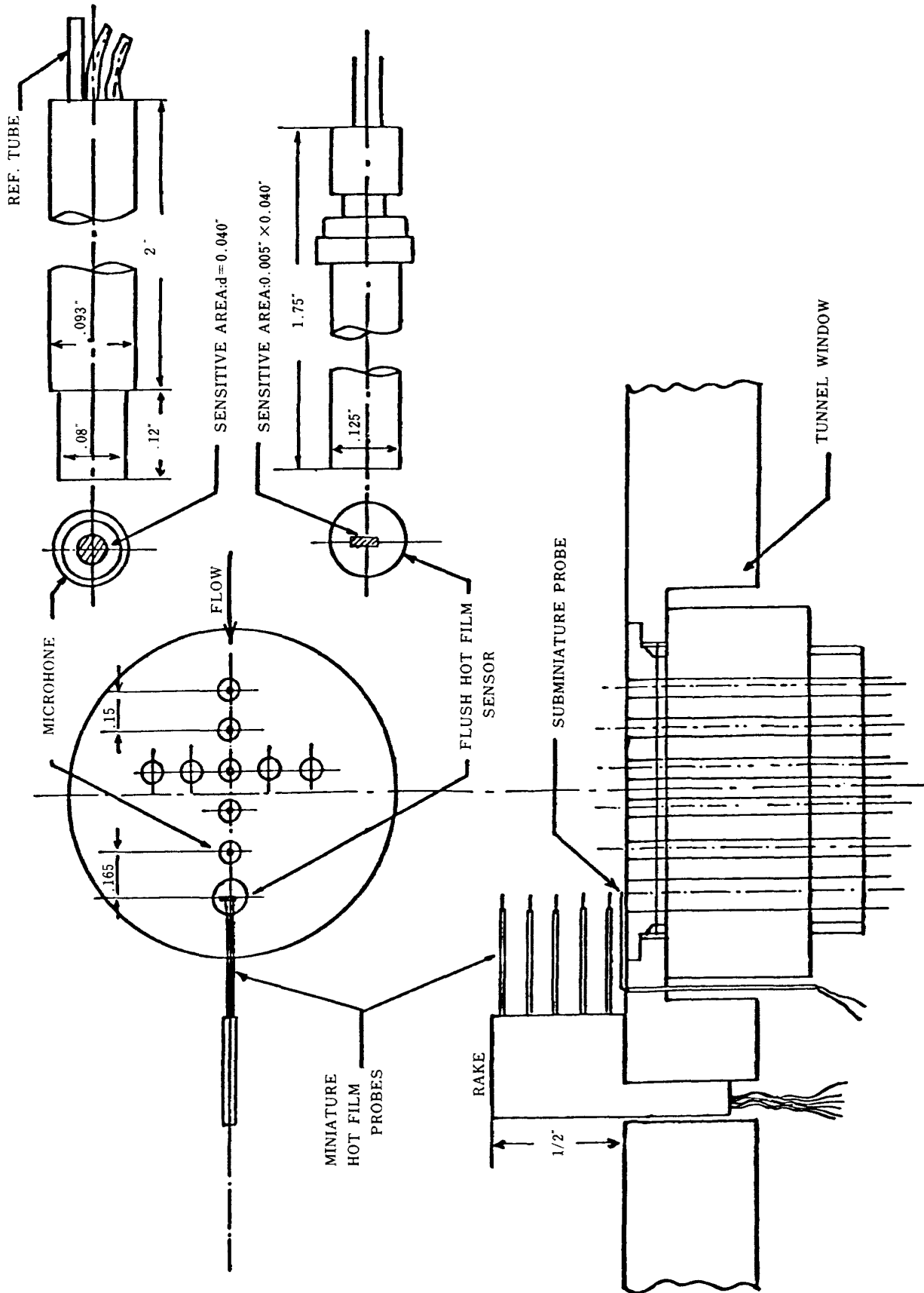


図2 センサー配置詳細図

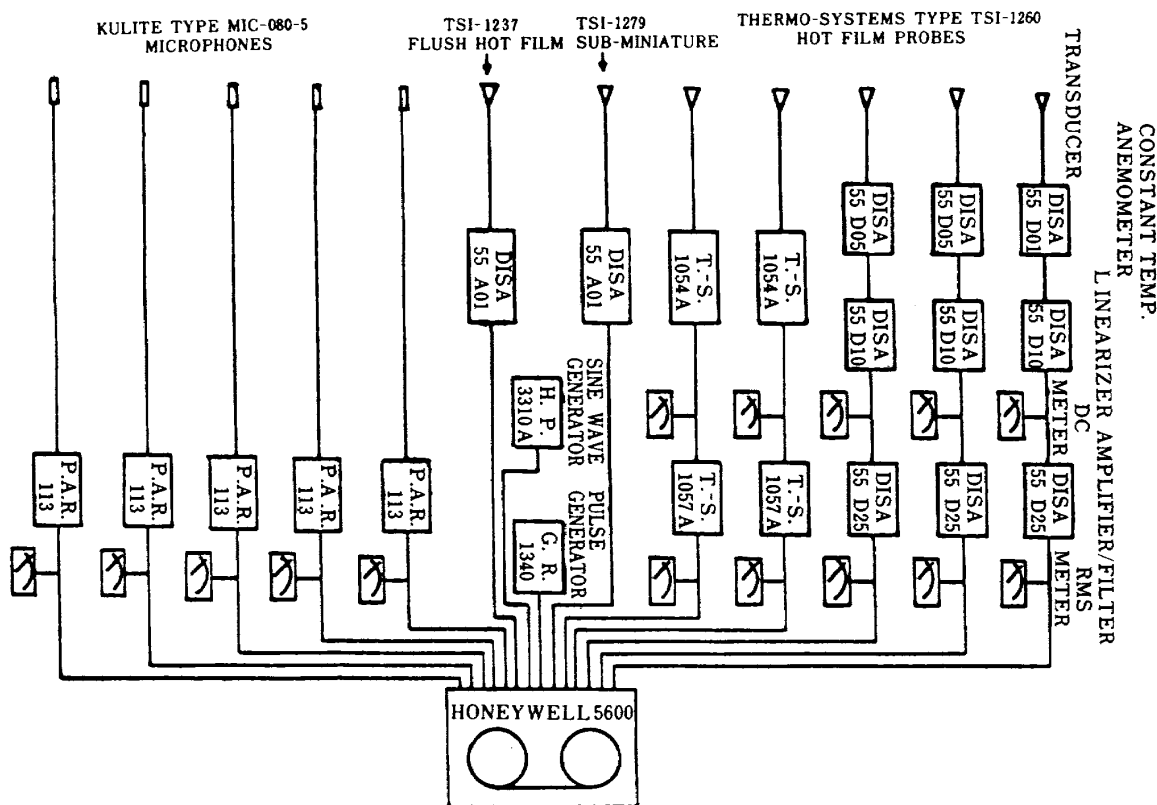


図3 データ収集システム

3. データ解析システム

3.1 アナログデータの記録

前節に示した種々のセンサからのアナログ変動成分の信号は13のデータチャンネルを持つHoneywell 5600 テープレコーダに記録した。最も適正なバンド幅を得るために、記録はFMモードで60 IPS (inch/sec)で行なった。この構成で得られるバンド幅はDC~40 kHzである。再生する時に異ったチャンネルどうしを同期させるため各試験に対して次の様な2つの信号をセンサ信号と同時に記録した。1つは大よそ1.5秒おきのパルス信号で、これは試験データをいくつかのセクションに分けて、デジタル化の開始のトリガとして使用した。もう一つは200 kHzの正弦波で、デジタル化する時、テープ上の時間を示す時計として働く。流れの中で12個の測定を行った時は、13チャンネルしか使用できないため、パルス信号はセンサ信号の1つに同時に加えた。

3.2 アナログデータのデジタル化

記録したデータは図4に示したシステムで解析した。アナログデータの通常のスเปクトル解析と相関解析はGeneral Radio 1900 wave analyzer と Saicor 42 correlation and probability analyzer を使って行なった。しかし、データ解析の大部分は、デジタル化して、

ディスクに記録したデータについて、PDP11/34 ミニコンピュータシステムを使って行なった。このシステムは64 Kバイトのメモリを持つ11/34 プロセッサと1つのRL01 カートリッジディスクドライブ、1対のフロッピーディスクドライブを持つ記憶装置および2つの入出力端から成っている。入出力端の1つはグラフィック機能とハードコピー能力を持つCRT ディスプレイ装置で、もう1つはこの解析に対し最も重要な、2つのプログラム可能な時計を持つ64チャンネルのADコンバータである。このシステムで使えるソフトウェアはRT-11オペレーティングシステム、フォートランⅣコンパイラ、科学計算用サブルーチンとLaboratory Application Package から成っている。

種々の考察の結果、本実験のため、次の様なデジタル化の方法を特に開発した。40 kHzの変動周波数まで正確に分解する必要があったため(特に壁圧に対しては)、サンプリング率は100 kHzまたはできれば200 kHzにする必要があった。その様な高いサンプリング率を達成し、しかも12コのデータチャンネルの同時性を保つためには、テープレコーダの再生を低速で行うばかりでなく、大変特殊な非常に早い静定時間と変換時間の多点サンプルアンドホールド回路を持ったA/Dシステムが必要となる。しかしながら、ここで述べる方法により、実効的なサンプリング率の200 kHzは、ミニコンピュータの限られ

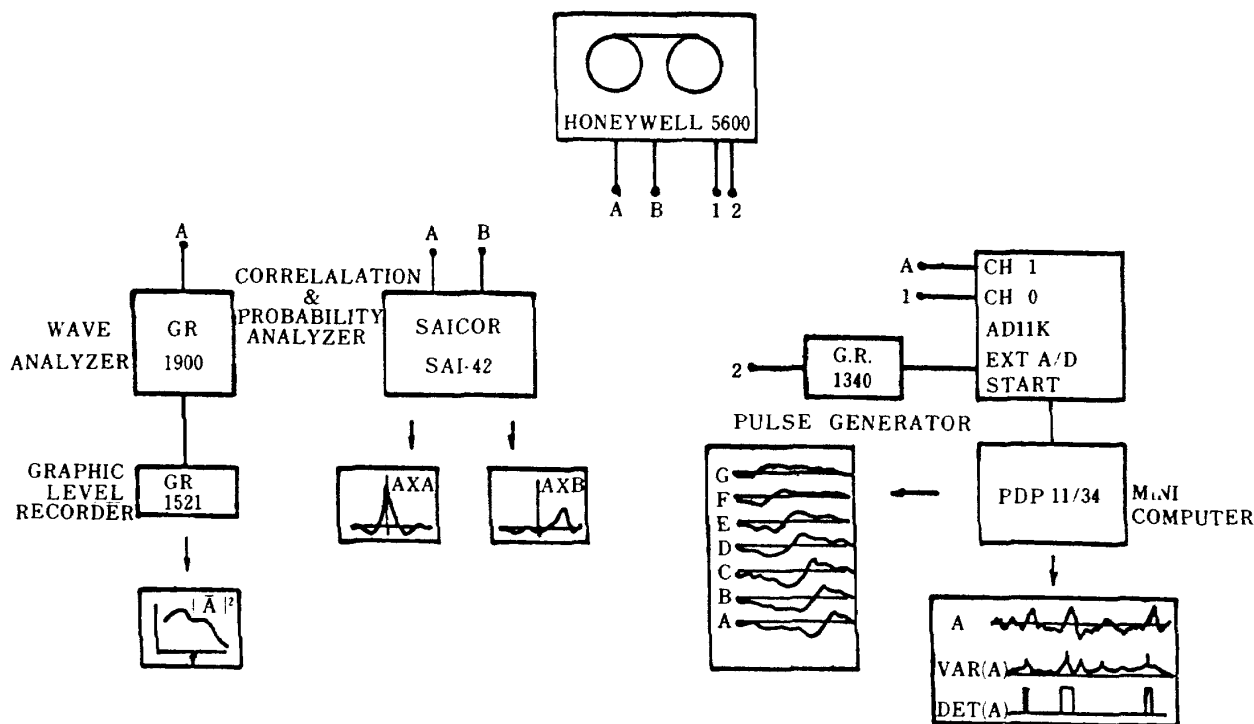


図4 データ解析システム

たADシステム (i.e., AD 11K) に対して、簡単にしかも比較的安価に、測定データチャンネル数が増えても実行出来る。このミニコンの制限の一つは、これがサンプルアンドホールド回路を一つ持つだけであるという事である。従って通常の方法で1チャンネル以上のサンプリングをする時は、厳密な同時性を達成することは不可能である。測定の同時性の要求は本実験のデータの解析では非常に重要なことである。

これらの要求を達成するために用いた方法は、非常に高い実効サンプリング率に対する要求を緩和する様に、1度に1チャンネルずつデジタル化を実行することである。その際記録しておいたパルスと200kHzの正弦波を用いて、サンプリング開始時期(パルスをトリガに用いる。)とサンプリング間隔(正弦波を用いる。)を決めて、デジタル化し、各チャンネルのデータ間の同時性を保った。データは記録された時の1/64の速度(15/16 IPS)で再生された。パルス列のチャンネル(図4で1として表わしている。)のうちのある1つのパルスの直前から再生を始め、サンプリングはこのパルスを感じた時から始める。その後は適当な信号の発生ごとにそれをA/DシステムのA/D Start入力に加えてサンプリングした。この信号にはレコーダ上の200kHz(実行時間では3.12kHz)の正弦波(図4の2で示めされる。)によって駆動されたパルスジェネレータからの矩形波を用いた。使用できるメモリの制限によりおおよそ最大10,000回のサンプリングが1回の変換プログラムで可能である。

このデータはディスク上に書き込み、1チャンネルずつレコーダの各チャンネルについて繰返した。

正弦波は(テープ上の時間に対して)5 μ secの分解能を持つ時計として使えることが分る。この様にしてテープ上の情報を厳密に位置づけることが出来る。例えば、10,000個以上のサンプルが必要な時には時計はパルス発生から10,000コの間隔の遅れを測るために用いる事が出来、それから次の10,000コのサンプルをデジタル化すればよい。このプロセスは、正弦波にノイズがほとんどなく、従ってサンプリング回数の誤差が蓄積することがなければ、非常に正確に繰返す事が出来る。また変換を行う際、サンプリング間隔を基本時間の5 μ secの整数倍の時間にすることも可能である。この様にして、サンプリングを200kHzの整数分の1の周波数でデータサンプリングを行うことが出来る。

3.3 デジタルデータの解析

前記のようなデジタル化の方法と同様に、デジタル化したデータの解析も11/34システムの制限下で行なわなければならない。使用可能なメモリの限度による問題は、解析プログラムで使うメモリを重複して使い、長い記録データ(典型的には30,000点)を1ブロックが512点のブロックごとに分けて、解析を行うくふうをして、克服した。これらの方法に加え、データアクセスタイムを最小にするため、RL01ディスクドライブを主要なまたは直接の記憶装置として使用した。11/34プロセッサー

の計算速度が遅いことは、このシステムの避けられない欠点である。これに対する解決策はより早い計算機へデジタル化したデータを移送することである。CDC-6600との間のこの可能性を調べたが、インターフェイスの問題などからこの実験では行えなかった。

この11/34を使って常時使用できる我々の作成した解析プログラムは次の様なものである。

- 長時間平均自己および相互相関
- 可変時間間隔平均 (the Variable Interval Time Average, VITA) バリアンスを用いた条件付サンプリング法 (Kaplan and Lanfer²⁶⁾ または Blackwelder and Kaplan⁸⁾); これにより1組の Events を求めそれに対するアンサンブル平均を得ることが出来る。
- パターン認識解析法 (Blackwelder²⁶⁾)
- 短時間条件付サンプリングによる自己相関と相互相関 (Brown and Thomas¹⁵⁾)

このプログラムのうち、本実験では、主に、流れのコヒーレントな構造を検知しその平均的構造を調べるためにVITAバリアンスを用いて検知したイベントに対するアンサンブル平均を行い、また空間の隔りのある2点の測定データ間の位相の揺ぎを修正するためパターン認識法を用いた。

VITAバリアンスは次の様に定義される。

$$\text{VAR}_{w'}(t) = \frac{w'(t)^2 - [\hat{w}(t)]^2}{w'^2} \quad (2)$$

ここで $\hat{w}(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} w(\tau) d\tau$ (T : 平均時間)

$$\bar{w} = \frac{1}{T_i} \int_0^{T_i} w(\tau) d\tau \quad (T_i: \text{全データサンプリング時間})$$

これから検知関数を次の様に決める。

$$\text{IVAR}_{w'}(t) = \begin{cases} 1. & \text{VAR}_{w'}(t) > V_0 \text{ に対し} \\ 0. & \text{VAR}_{w'}(t) < V_0 \text{ に対し} \end{cases} \quad (3)$$

ここで V_0 はあらかじめ設定した数値である。

大きな $\text{VAR}_{w'}(t)$ は変動成分 $w'(t)$ の急激な変化と関係していることが分っている。例えば速度の場合は強い流れ方向への加速または減速を示す。また今までの多くの研究から、速度や圧力の大きな急激な変化は乱流のコヒーレントな構造と関係していることが示めされている。これから $\text{VAR}_{w'}(t)$ の非常に大きいレベルの期間はその様なイベントが変動成分において起っている期間に対応し、 $\text{VAR}_{w'}(t)$ のレベルがイベントの強さに関係していると仮定した。すると、選択した数値のレベル V_0 に対して、関数 $\text{IVAR}(t)$ はある強さまたはそれより大きい強さのイベントが検知された期間を示すことになる。(検知期

間の中心時間をイベントの(起った)時間とした。)この様にして、イベントの起った平均周期を決めることができる。また $\text{IVAR}(t)$ がONの前後の瞬間的な速度、壁面剪断応力、壁面圧力変動はコヒーレントな構造の生成と発達に対する有用な情報を示すと思われ、各々の測定位置においてアンサンブル平均を行って、そこでの信号の平均的時間履歴を得ることができる。

本実験では、VITAバリアンスを求める際には、平均時間 T を $U_\infty = 675, 73, 32.6 \text{ ft/sec}$ に対して各々 $T = 0.2, 1.2, 1.8 \text{ msec}$ とした。この様にして求めたバリアンスから検知関数 $\text{IVAR}(t)$ を求める際、 V_0 は0.5に選び、さらに正の傾斜を検知の条件に加えた。この方法を主に流速と壁面剪断応力の変動成分に適用した。この様に検知されたイベントは、流速の変動の場合には、低速の流れに続く急激な加速の状態を示す。

デジタル化した変動成分のプロットの例を図5に示す。約42 msec ($tU_\infty/\delta^* = 588$)の間の8,400個のデータを9つの変動成分に対して示す。プロットのスケールは近接する二つのプロット間の距離が速度に対しては $0.13 U_\infty$ 、剪断応力に対しては $0.27 \rho u_\tau^2$ 、圧力変動に対しては $0.024 q_\infty$ である。このプロットの一部また全体を横切って、多くの容易に観察できるコヒーレンスが存在することが分る。時間 $t=0$ の印はVITAバリアンスを適用して $y/\delta^* = 0.88$ の速度変動に対して決めたイベントの位置である。この方法によるイベントは、他の位置での壁面剪断応力や速度変動の測定に対して、トリガとして用いることができ、位相関係も求められることが分る。

この様にして検知されたイベントを中心とする信号のアンサンブル平均を行う場合、各信号の全サンプリング時間に対するrmsで無次元化した変動出力の平均をとった。以後に示すアンサンブル平均の図の縦軸は全てこの量である。

パターン認識解析法は、本実験では、2つの測定信号中のイベント間の位相の揺らぎを修正するために、すなわち平均を求めたい信号を時間軸上で移動させトリガとしたイベント前後の信号と比較して、両信号の良く一致する時の移動量(位相差)を求めるために用いた。

パターン認識法では次の様なバリアンスを考える。

$$\sigma(\tau_k) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M [p_m(0, t_n) - p_m(\Delta x, t_n + \tau_k)]^2 \quad (4)$$

ここで

$$p_m(0, t_n) = w'(0, t_n + m - \frac{M}{2}) \quad m = 1, 2, 3 \dots M$$

τ_k をある範囲で変えて、 $\sigma(\tau_k)$ が最小となる時両信号が最もよく一致したとして、その時の τ_k を位相差とした。

本実験ではバリアンスをとる時間 $T (= \Delta t \times M; \Delta t: \text{サ$

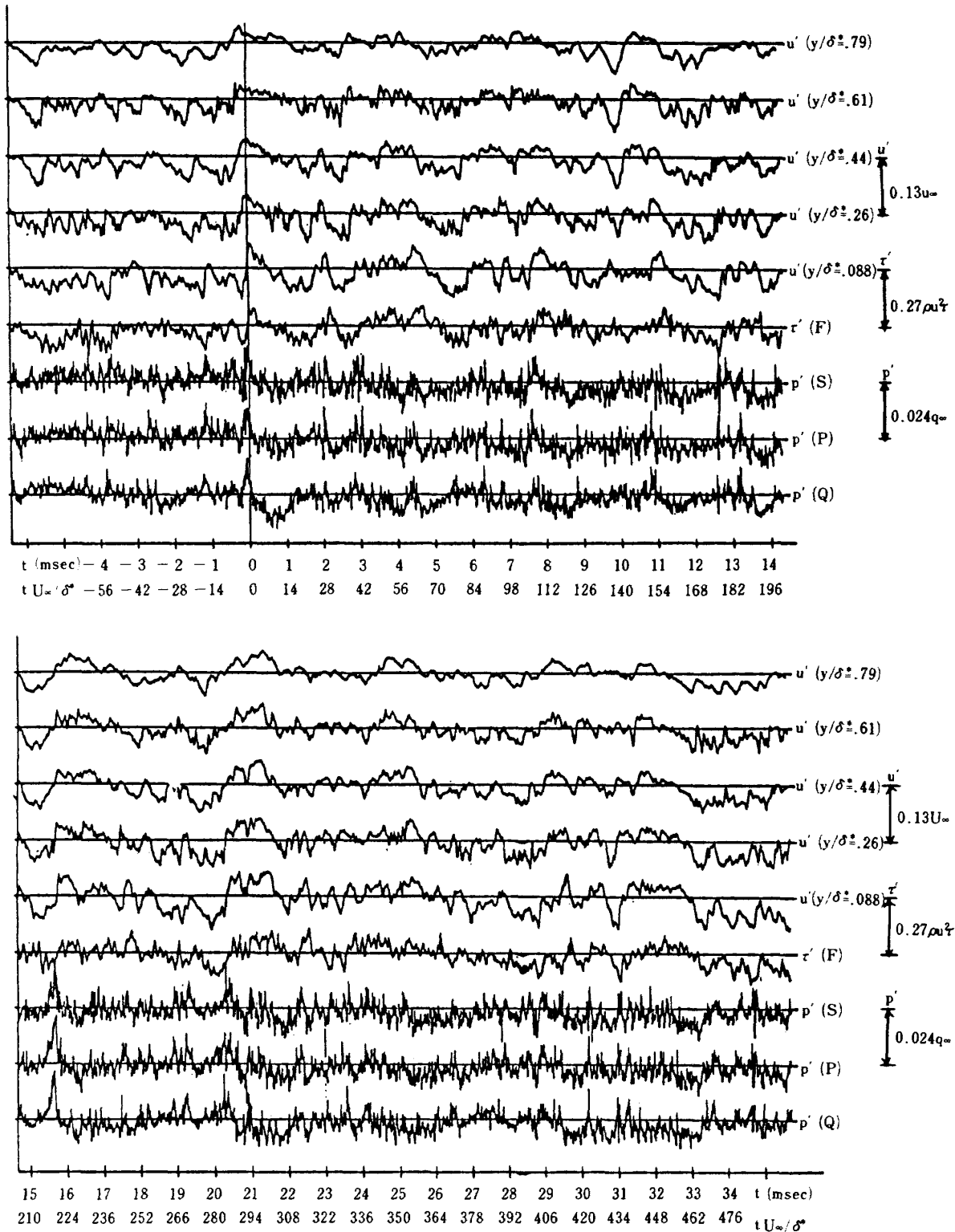


図5 デジタル化した速度，壁面剪断応力，壁面圧力変動成分の
プロット例

ンプリング間隔)を $U_{\infty} = 675, 73, 32.6 \text{ ft/sec}$ に対して約2, 10, 20 msecとした。 τ_k の探索範囲は位相修正を行なわないアンサンブル平均等から予想した位相差の2~3倍の範囲にした。

上記の解析は直接にオリジナルデータに対し、または高速フーリエ変換 (FFT) を使ってフィルタリングした

任意の周波数範囲の変動成分を含むデータに対しても適用できる。このフィルタリングや高周波数成分に対する rectifying¹⁶⁾等オリジナルデータにある処理を行なった場合、また上記の解析どうしを組合せた場合どの様な利益があるかを調べる試みも行なった。

4. 試験条件

高亜音速 ($U_\infty=675\text{ft/sec}$)における既報の実験結果²⁰⁾を検討して、本実験では、2つの新しいセンサを加えた配列に対して測定を繰返えし、より拡張した解析を行なった。さらに低亜音速 ($U_\infty=75\text{ft/sec}$ と 30ft/sec)における流れの平均成分と変動成分の計測を行なった。主に図2に示すセンサ配列で変動成分の同時測定を行い、さらに図21に示す壁面上の測定も行なった。後者においては、乱流境界層の横方向の構造についての情報を得るため、6個の壁面上の剪断応力の測定を行なった。境界層平均流分布はあらかじめ風胴に沿った数箇所でのピトー管と熱線風速計を用いて求めた。その結果を三つの流速条件に対して、表1に要約して示す。

このテストの結果は次の様な試験条件における場合である。

- $U_\infty=675\text{ft/sec}$ $X/D=31$ 2方向(図2および図21)
- $U_\infty=73\text{ft/sec}$ $X/D=15.5$ 図2の配列だけ
- $U_\infty=75\text{ft/sec}$ $X/D=20.5$ 図21の配列だけ
- $U_\infty=32.6\text{ft/sec}$ $X/D=20.5$ 2方向(図2および図21)

図6に流れ方向の計測の配置および無次元化した壁からの距離を示す。

この試験の目的は高速および低速での乱流境界層のデータを得ることであったが、風胴やセンサの大きさの制限から、レイノルズ数を高速と低速の場合に対しそろえることができなかった。したがって広範囲のレイノルズ数におけるデータ(5,000から100,000)となっている。しかし、大きいスケールの外側構造の大きさをそろえるため境界層の厚さは、各試験とも、約3~4インチに保った。Wall layerの中では重要パラメータである摩

擦速度も本実験では広い範囲の値、すなわち 1.8ft/sec から 18ft/sec の範囲の値となる。

5. 計測結果

5.1 流れ方向および垂直方向の測定(図2の配列)

5.1.1 全変動レベルとスペクトル分布

図2の配列による測定に対して、最初に変動スペクトル分布の解析を行なった。これは周波数分析機(GR 1900)を使ってアナログデータより直接行なった。この解析から低速の2つの場合には、期待していたよりずっと壁面圧力の変動レベルが高いという結果を得た。既報の多くの測定結果は壁圧変動のrmsレベルが動圧 q_∞ の0.5%から1%の間の値であることを示している。³⁰⁾ $U_\infty=675\text{ft/sec}$ の場合には、適当と思われるレベルの $0.008q_\infty$ という値を得たが、 $U_\infty=73\text{ft/sec}$ と 32.6ft/sec の場合には、測定したレベルは非常に大きく各々約 $0.23q_\infty$ と $0.65q_\infty$ であった。

典型的な壁圧変動に対して得られたパワースペクトル分布を図7に示す。Serafini²⁸⁾およびWooldridgeとWillmarth²⁹⁾によって得られたデータを比較のために示す。低速の2つの場合については、各周波数に対して全領域でノイズフロアが20から40dBだけ高いことははっきり分る。高速の場合には測定した変動レベルは比較に示した計測結果に比べて、低速の場合よりずっと良い一致を示している。

$\omega\delta^*/U_\infty \approx 3$ 以上では他の結果に比べるとより低めのレベルを示しているがこの理由のはっきり分らなかつた。Serafiniのデータは本実験と比べるとマッハ数は $M=0.6$ でほぼ同じ、変換器のサイズは直径 $d=0.0625$ インチで少し大きく、境界層の排除厚さは $0.047\sim 0.321$ インチで本実験の高速の場合(0.564インチ)より小さい。従っ

X/D	15.5	20.5	9.	15.5	31.	31.
M_∞	0.0263	0.0296	0.063	0.067	0.072	.64
U_∞ (ft/sec)	29.6	32.6	69.0	73.0	79.0	675
q_∞ (psi)	0.0068	0.0086	0.039	0.046	0.054	2.9
δ (in)	2.7	3.5	2.15	3.0	≈ 5.5	4.0
δ^* (in)	0.39	0.497	0.265	0.37	≈ 0.8	0.564
θ (in)	0.31	0.387	0.206	0.29	≈ 0.6	0.384
Re_θ	4.62×10^3	6.56×10^3	8.45×10^3	1.25×10^4	2.82×10^4	1.08×10^5
ν/u_τ (in)	1.66×10^{-3}	1.09×10^{-3}	$.69 \times 10^{-3}$	$.67 \times 10^{-3}$	$.68 \times 10^{-3}$	1.32×10^{-4}
ν/u_τ (μsec)	120	51.6	24.0	22.5	23.0	0.62
$(u'/u)_\infty$	0.005	—	—	0.005	0.021	0.0088

表1 三つの試験条件に対する平均流れのパラメータ

U_{∞} (ft/sec)		675		73		32.6	
	y	y/δ^*	y^+	y/δ^*	y^+	y/δ^*	y^+
I	.475"	.85	3600	1.28	710	.95	438
J	.375"	.67	2840	1.01	560	.75	344
K	.275"	.49	2083	.74	410	.55	252
L	.175"	.313	1325	.473	261	.350	160
O	.075"	.134	568	.203	112	.150	69
M	.025"	.045	189	.068	37	.050	23

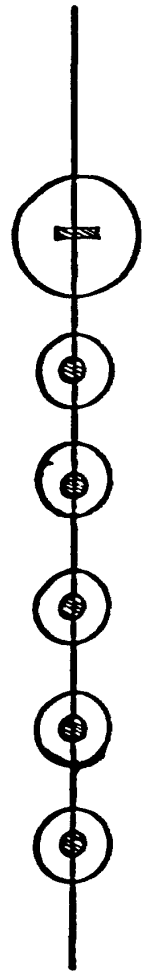
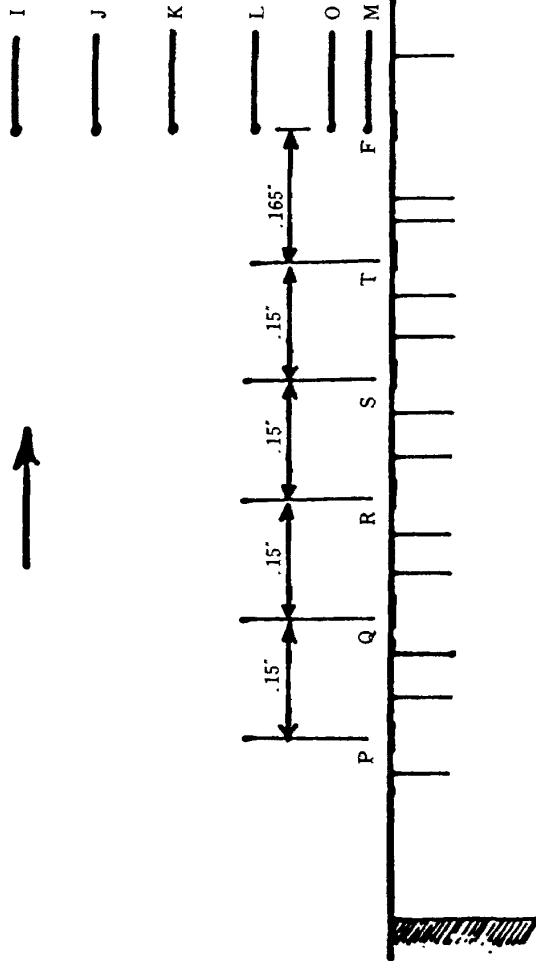


図6 センサー測定位置および壁からの無次元距離

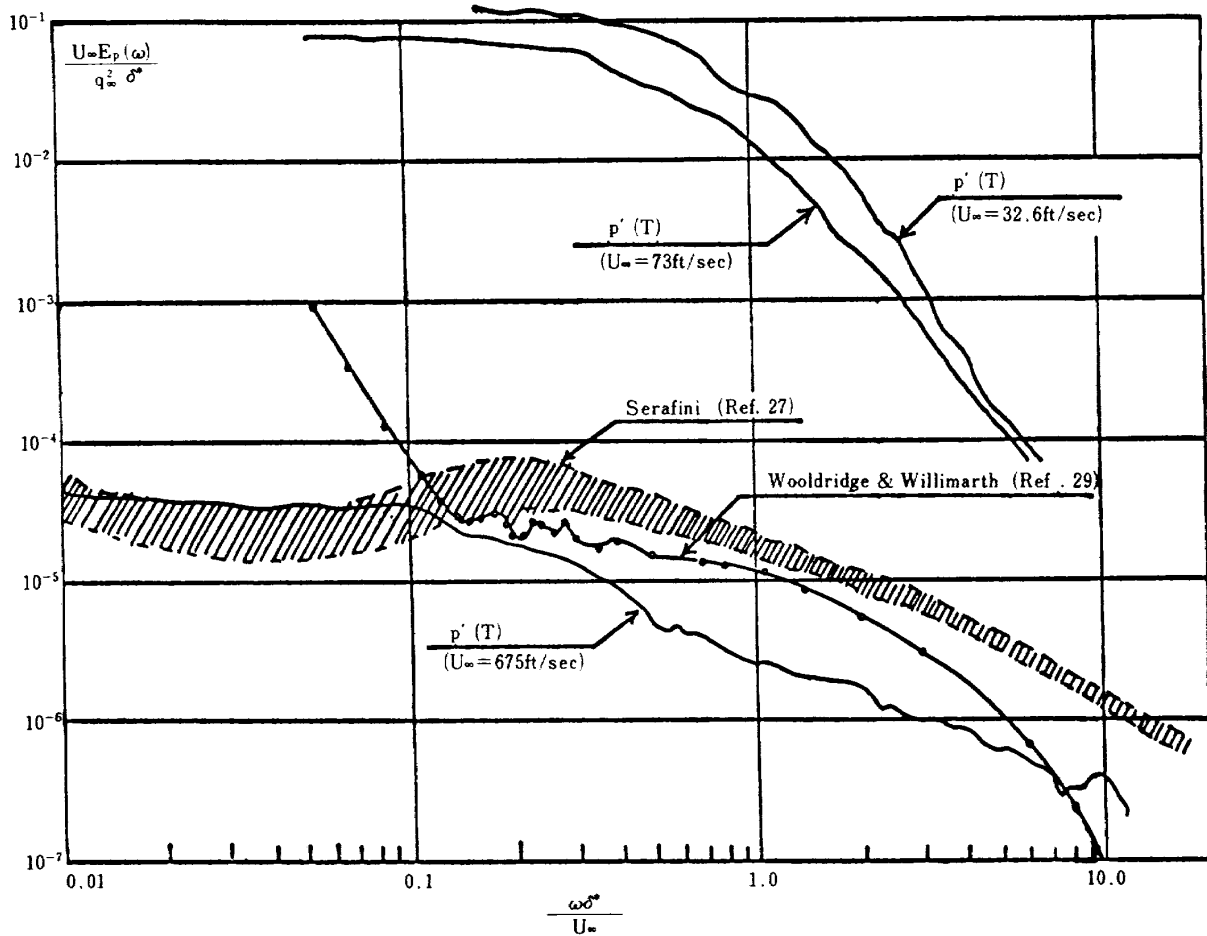


図7 壁面圧力変動の典型的なスペクトル分布

て高周波数成分の分解能は本実験の方が良いと考えられ、周波数応答が低いため Serafini のデータよりレベルが下がっているとは考えにくい。Serafini は圧力変動の rms レベルが $0.0075q_\infty$ である事を示しているが、本実験でもほとんど同じレベルの $0.008q_\infty$ であることから周波数応答による違いではないと考えられる。図7の Serafini のデータの幅は排除厚さ δ^* の違いによるものである。 $(\delta^*$ が大きい程、スペクトルの曲線が低い値を示している)。本実験のスペクトルの値が低めの値を示すのはこの境界層の厚さによる影響も多少あると思われる。

Wooldridge と Willmarth のデータは Serafini のデータと比べると $\omega\delta^*/U_\infty > 2$ 位からの減衰が大きくなっているが、これはこのデータが低速 ($U_\infty = 206 \text{ ft/sec}$, $Re_\delta = 38,000$) の実験のためマッハ数効果による違いのためか、または、境界層の厚さが本実験より少し厚め ($\delta = 5$ インチ) であるのに変換器の大きさが直径 $d = 0.163$ インチと大きく高周波数成分の分解能が低くなっている (6.2 節参照) とも考えられる。

境界層中の2点における速度変動のパワースペクトルを同種の測定である Wooldridge と Willmarth²⁹⁾ の結果と共に、三つ場合の流速に対し、図8, 9, 10 に示す。

この三つのケースについて、この全体の形状と各測定位置の rms レベルについて、他の結果と比べて壁面変動にみられた様な大きな違いがないことが分った。このことより壁圧変動と違って速度変動の計測では、低速の場合でも、ほぼ満足できるデータが得られていると考えられる。

速度変動のスペクトルは各流速とも、比較に示した Wooldridge と Willmarth の結果より全体に低めの値を示しているが、この理由として基準化の方法の違いが考えられる。すなわち Wooldridge と Willmarth のスペクトルでは、低周波成分には主流の乱れによる大きな誤差が含まれているとして、 $\omega\delta^*/U_\infty = 0.13$ ($f = 105 \text{ Hz}$) 以上のスペクトル成分のエネルギーで基準化している。本実験では、5 ~ 50 kHz のバンドパスを通して記録したアナログデータの全エネルギーを求めているため、Wooldridge と Willmarth のデータより低周波数成分を含み、それによる全エネルギーの違いにより、基準化した各周波数成分のレベルが低くなっているためである。

各図とも2つの測定位置におけるスペクトルの多少の違いを示しているが、この理由として、2つの測定位置での流れの構造の違いや使用した熱線風速計どうしの周波数応答の違い等が考えられる。

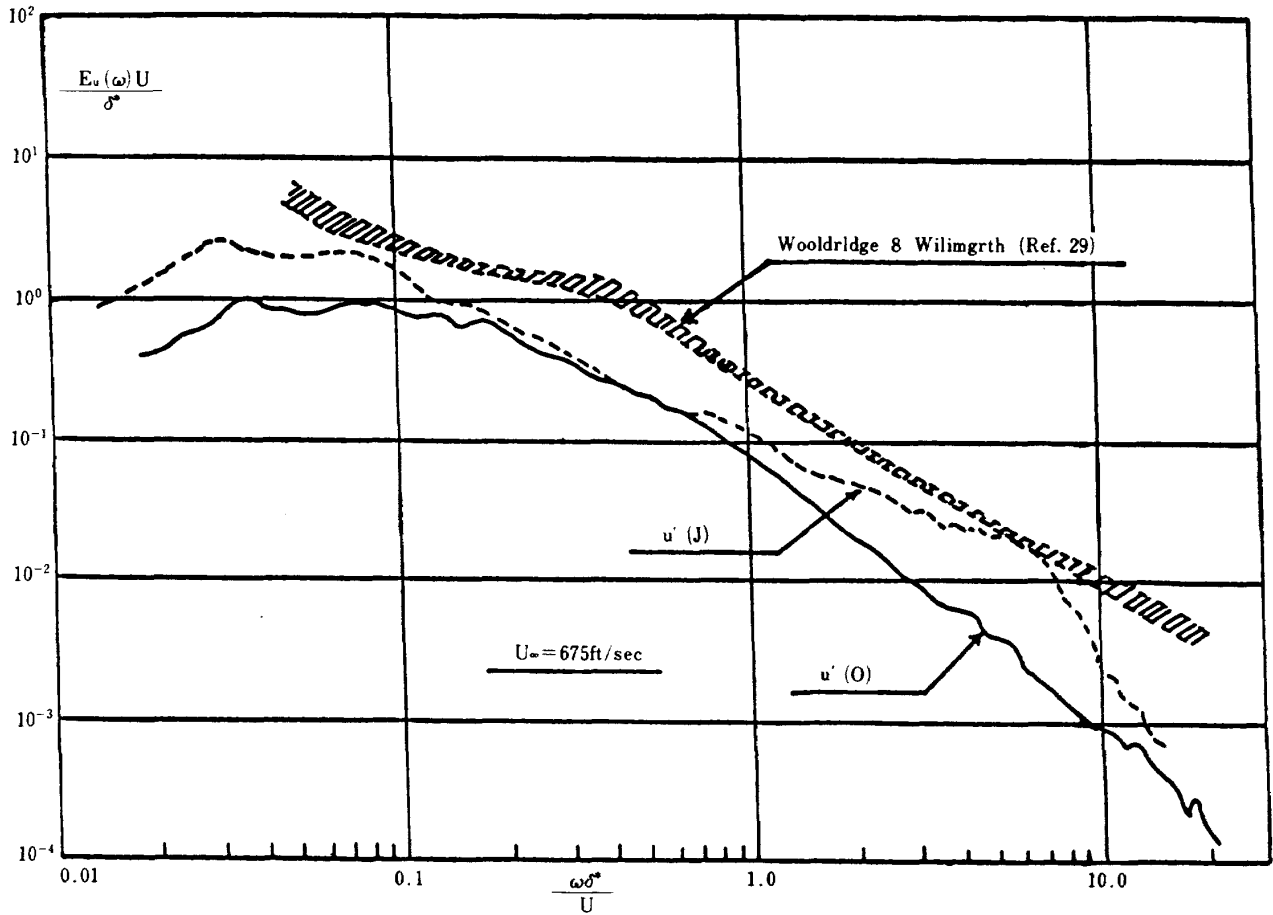


図8 $U_{\infty} = 675 \text{ft/sec}$ に対する典型的な速度変動スペクトル分布

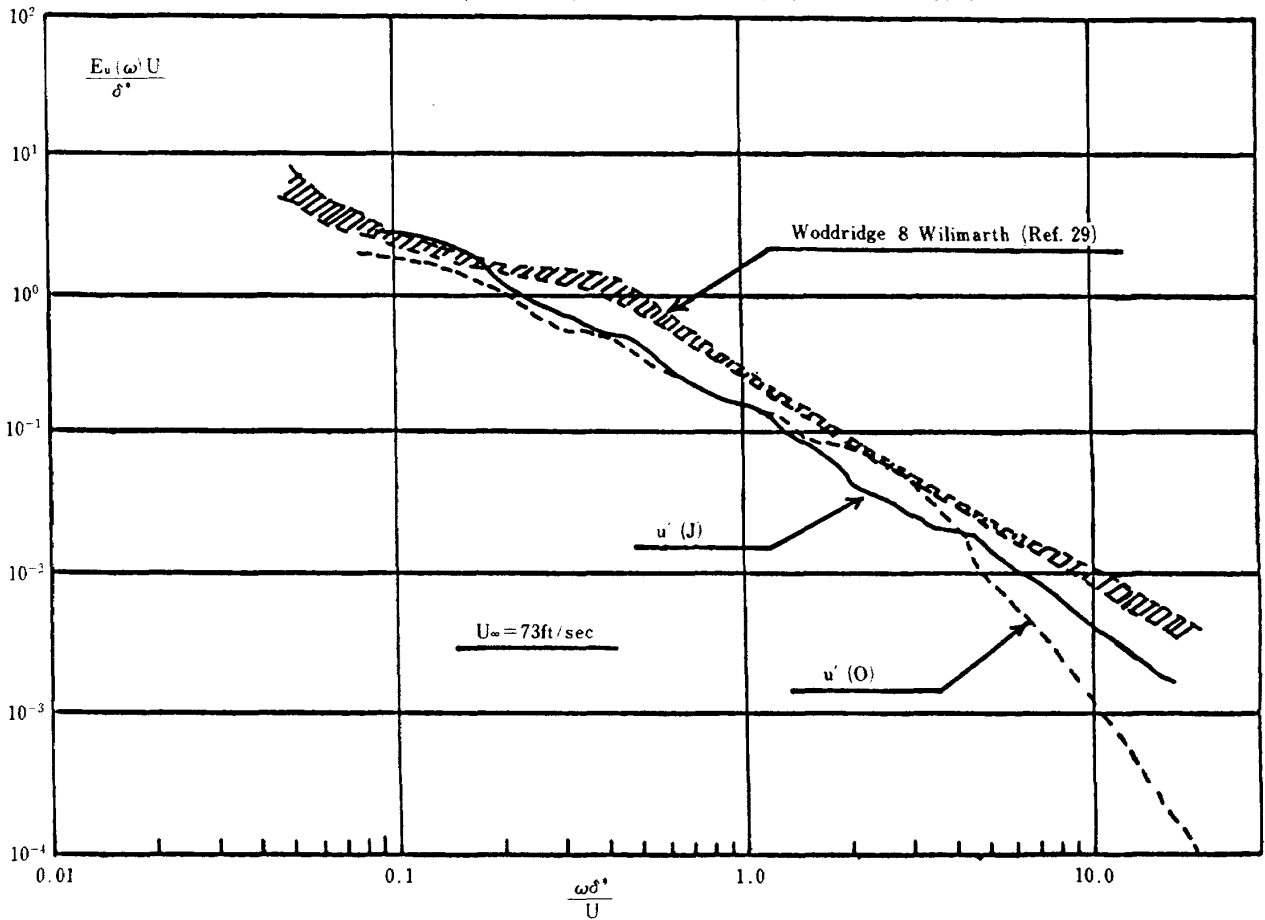


図9 $U_{\infty} = 73 \text{ft/sec}$ に対する典型的な速度変動スペクトル分布

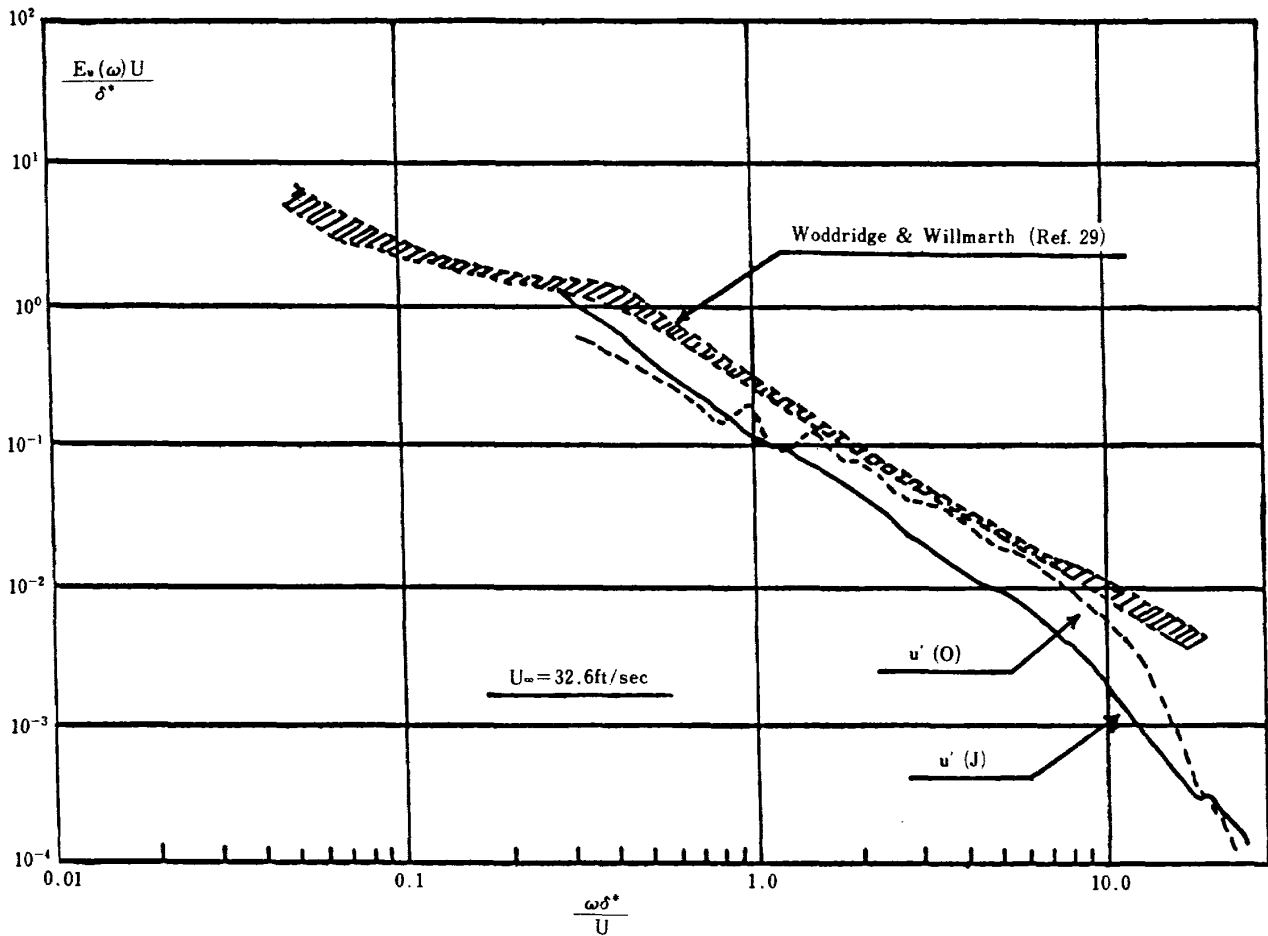


図10 $U_\infty = 32.6 \text{ft/sec}$ に対する典型的な速度変動スペクトル分布

Klebanoff³⁴⁾の実験 ($U_\infty = 50 \text{ft/sec}$) 結果は壁からの高さによるスペクトル分布への影響を示しているが、本実験の場合の $0.05 < y/\delta^* < 1.3$, $0.1 < \omega\delta^*/U < 10$ での、それによる違いはそれ程大きくないと考えられる。また比較のために示した Wooldridge と Willmarth の結果は低速 ($U_\infty = 206 \text{ft/sec}$) で $y/\delta^* = 0.1 \sim 0.6$ のときのデータであるが、高さの影響はそれ程ない事を示している。本実験の場合、 $U_\infty = 32.6 \text{ft/sec}$ の時 (図10), 全体的に $w'(0)$ が $w'(J)$ より高めであることは Klebanoff の結果と一致する。しかしながらもっと高速の場合 (図8, 図9) $w'(0)$ が高い周波数領域で $w'(J)$ より低くなるのは、 $w'(0)$ の高周波数応答が $w'(J)$ より低くなったためか図の無次元数による整理のしかたによるためと考えられる。すなわち、図の様な整理のしかたをした場合、2つ仮定がなり立つ時、(乱れが局所的な平均速度で伝わり、その周波数バンドが変わらない(凍結されている)時)、スペクトル分布は一つの普遍的な曲線となる³⁵⁾。しかしながら壁近くでは小さなスケールの擾乱が多く、その減衰や変形も大きい。そのため壁近くの高周波数のスペクトルは他と比べて低くなっている事も考えられる。なお本実験ではセンサの強度の関係で(特に高速の場合)流速の

測定にホットフィルムを用いたが、他の実験ではホットワイアを使用しており、その場合には周波数応答はホットフィルムに比べて周波数で1桁以上良いと考えて良い。また上で述べた様に速度変動スペクトルに対しては、主流速度ではなく、局所的な速度を無次元周波数に使っていることに注意を要する。

5.1.2 アンサンブル平均 (EAV)

3章で述べた VITA バリアンスを使って検知したイベントの平均周期を示す際には注意が必要だが、その一組のイベントに対してアンサンブル平均 (EAV) を行なった結果は流れの中のコヒーレントな構造の典型的な特性または平均の特性を説明するのに役立つものと考えられる。3ケースの流れの条件に対する速度変動と壁面剪断応力変動の一連のアンサンブル平均を図11, 12, 13に示す。これ等の図はOプローブ ($y = 0.075$ インチ) の速度変動に対して VITA バリアンスを求め、3章で述べた条件を科して得た一組の時間列すなわちO点において繰返し起っているイベントの時間列に対し求めたものである。イベントを検知した時の時間を中心とした512点の信号のアンサンブル平均を、6つの各測定点の速度と一

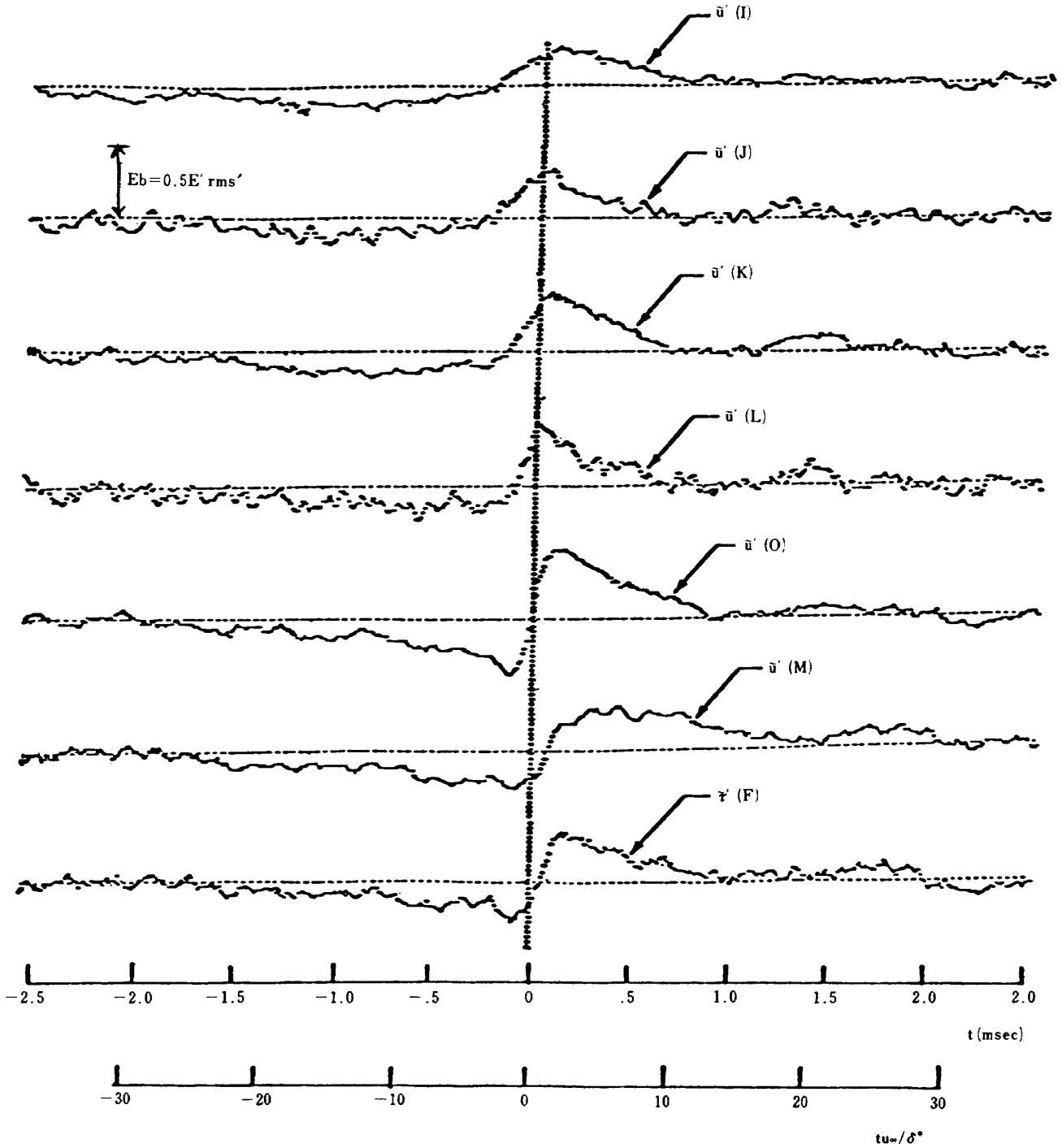


図 11 速度と壁面剪断応力変動のアンサンブル平均
 ($U_\infty = 675 \text{ ft/sec}$, トリガ: $u'(O)$)

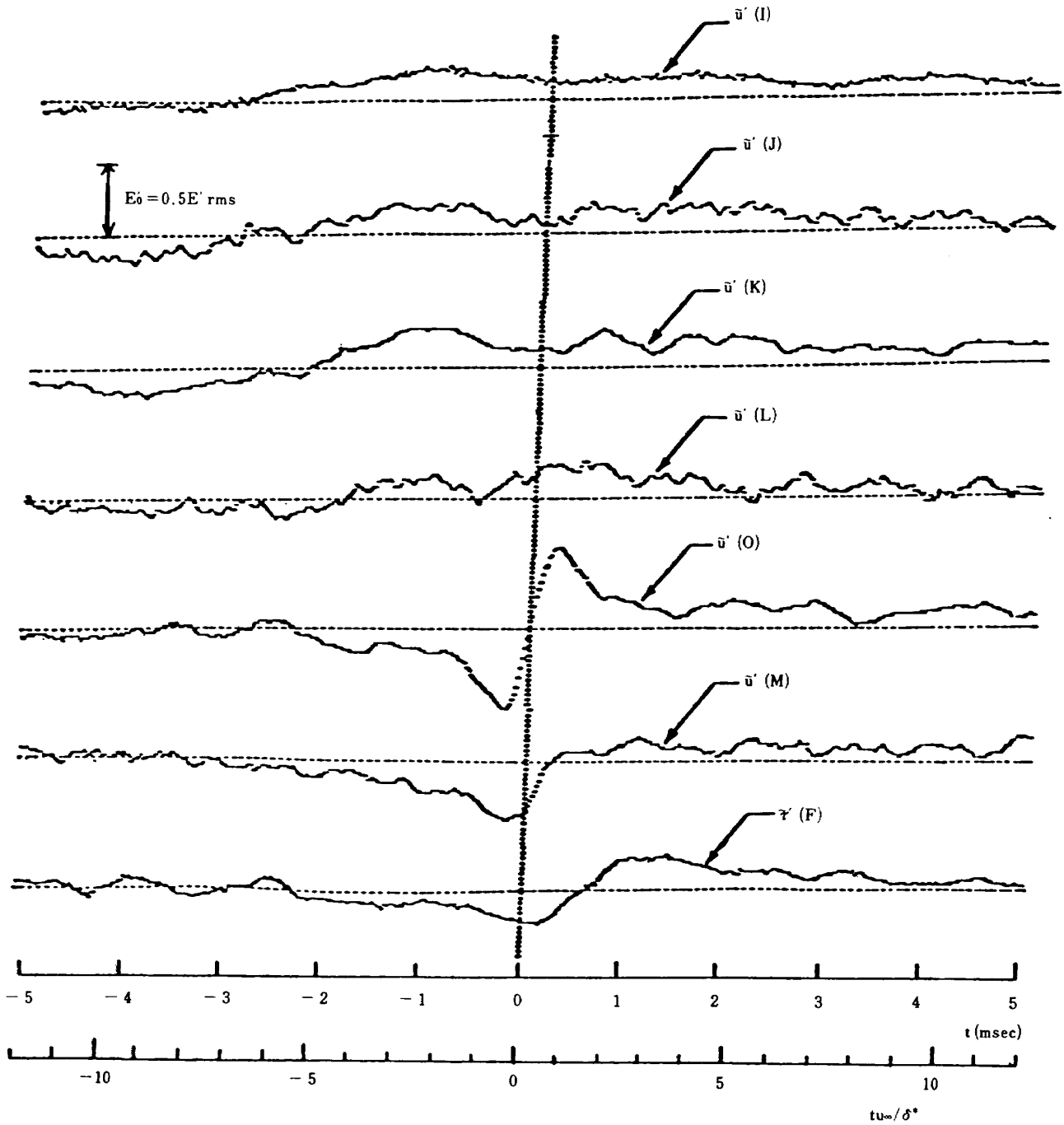


図 12 速度と壁面剪断応力変動のアンサンブル平均
 ($U_\infty = 73 \text{ft/sec}$, トリガ: $w'(0)$)

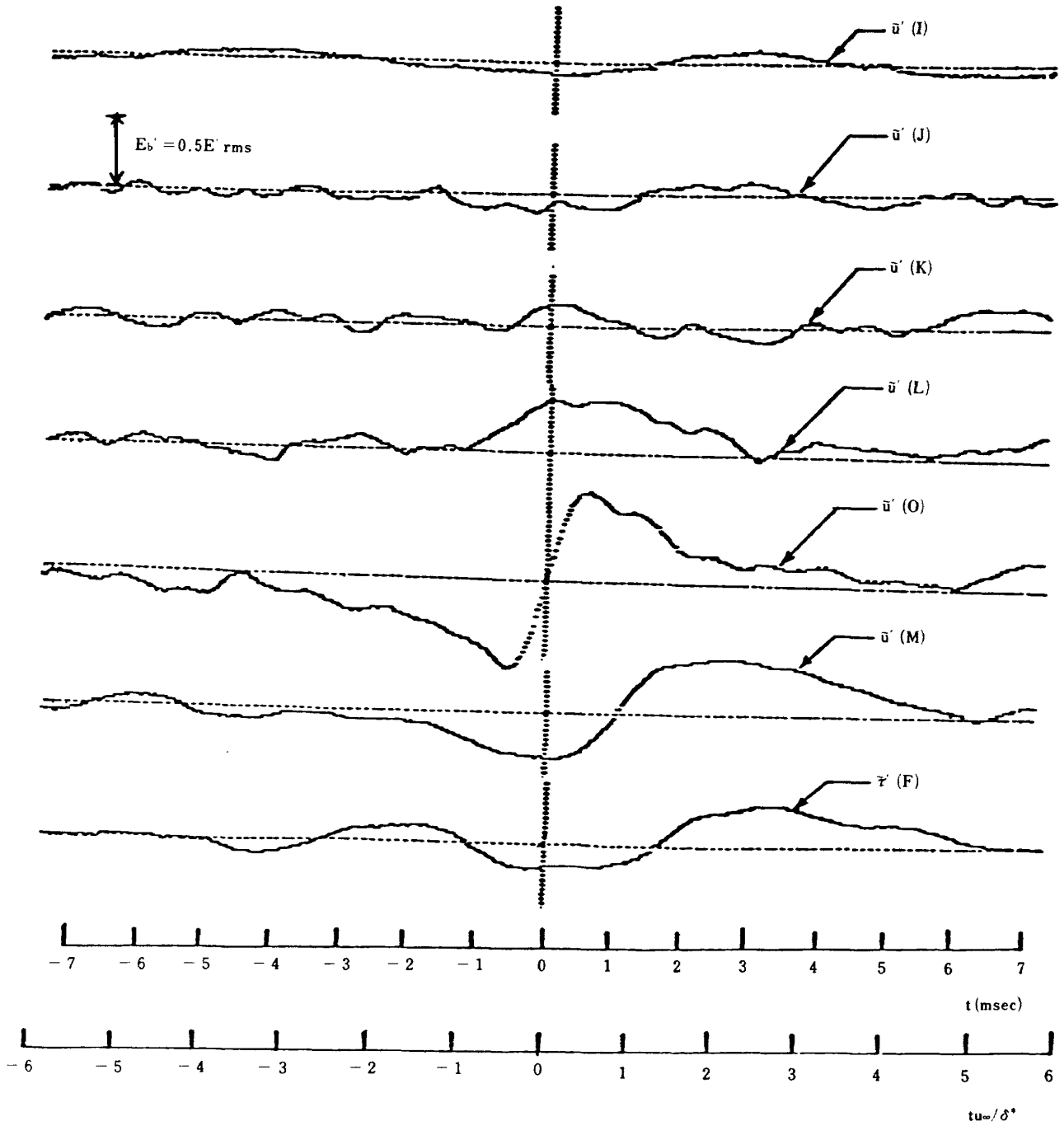


図13 速度と壁面剪断応力変動のアンサンブル平均
 ($U_{\infty} = 32.6 \text{ ft/sec}$, トリガ: $w(0)$)

つの壁面剪断応力に対して、行なった。 $U_\infty = 675 \text{ ft/sec}$ の場合は(図11)7つの測定点全体にわたってイベントを示す立上がりがあり、確かなコヒーレンスがあることを示している。すなわちこの解析により捕えられた流れのプロセスの平均の構造は7つの測定点全体を包括するか、少なくとも全測定点に強い影響を持つものであることを示している。

この結果は低速の場合には当てはまらない。図12,13から、0点($y = 0.075$ インチ, 壁領域内にあると思われる。)のデータから求めたイベントをトリガにした場合の平均構造は、壁近くの3つまたは4つの測定点の間だけでコヒーレンスがあった。 $U_\infty = 32.6 \text{ ft/sec}$ (図13)の場合は、このコヒーレンスが $U_\infty = 73 \text{ ft/sec}$ の場合(図12)より壁から約2倍の高さ(即ちK点($y = 0.275$ インチ)まで)の拡がりがある。一方壁領域の特性長さ ν/u_τ も $U_\infty = 32.6 \text{ ft/sec}$ の方が $U_\infty = 73 \text{ ft/sec}$ の場合より約2倍ある(表1)。これから内側領域は流れの速度が増し ν/u_τ が小さくなるにつれて、壁の方へ縮んでゆくこと、すなわち内側領域の厚さは、壁変数 y^+ で整理できる事を示しているものと考えられる($y^+ \approx 100 \sim 200$)。

低速流れの場合、同じ様なコヒーレンスが外側の測定に対して成り立つかを調べるため、J点($y = 0.375$ インチ)でのイベントをトリガに使うことでこの解析を繰返した。図14,15に示した結果から外側領域にもコヒーレンスのある構造は存在するが、それはK点($y = 0.275$ インチ)より下方へは拡がっていない様に思われる。このコヒーレンスがどの位壁面より上方へ拡がっているかはこの実験からは明らかにすることが出来なかった。

5.1.3 速度分布のシーケンス

図11に示した $U_\infty = 675 \text{ ft/sec}$ の場合の速度と壁面剪断応力の変動のアンサンブル平均から、図16に示した変動速度分布のシーケンスを与えることが出来る。これに対応する全速度分布のシーケンスを図17に示す。これ等の速度分布は、低速度の境界層内側領域で計測された速度分布、特にBlackwelderとKaplan⁸⁾によって得られたものと非常に多くの類似性が見られる。本実験で低速の場合の速度分布のシーケンスを得ることを試みたが、この領域内の測定点が限られているため、できなかった。

5.1.4 壁圧のアンサンブル平均

参考文献20に示した $U_\infty = 675 \text{ ft/sec}$ の場合の壁面圧力変動の振舞いについて、幾らかの予備的な結果を得た。測定点の配列は、図2に示したものとほぼ同様で、より少ない数のセンサしか使用可能でなかったため、流れ方

向の流速は少し異なった位置で測った。図18は時間区間 $TU_\infty/\delta^* = 2,000$ の間に $y/\delta^* = 0.088$ の測定点の速度変動から検知された60個のイベントをトリガに用いた時のアンサンブル平均を示す。速度と剪断応力変動はこの実験とトリガの位置が大体同じなので、基本的には、図11におけるものと同じである。図から壁圧変動は、外側領域の流れ構造が通過する間、非常に明確な圧力上昇を示すことが分る。

この圧力上昇は外側の大きなスケールの構造の通過、すなわち流れ方向に低速から高速へ急激な加速している流れ(イベント)の通過、によって引き起される圧力変化と考えられる(Thomas¹⁶⁾)。壁面圧力変動成分には内側領域のバースト現象(もしも存在すれば)からの信号(高周波数成分と考えられる)も含まれていると考えられるが、平均量としては現われていない様にみえる。圧力変換器の間隔と図18の過圧のピークの間時間差から求めた過圧の伝達速度は $u_c/u_\infty \approx 0.6$ であり、後に示す壁面剪断応力から求めた速度 $u_c/u_\infty = 0.7$ とほぼ同じであり、外側の大きな構造の伝達速度を示していると考えられる。

5.1.5 位相の揺ぎ(Phase jitter)の修正

2つの測定値の間の距離が離れば離れる程、ランダムな環境によって加わる揺ぎのため、基準となる測定点で検知したイベントともう一方の測定信号中のイベントの間の位相がランダムに変化する。そのためにアンサンブル平均をとった時にコヒーレンスが失しなわれる(Blackwelder²⁶⁾)。5.1.2節の低速の場合のアンサンブル平均の結果もこのためであるかどうかを決める試みを行なった。

0点($y = 0.075$ インチ)におけるイベントをトリガにして、他の測定点のイベントとの間の位相差の揺ぎを修正するために、3章で述べたパターン認識の解析を行なった。図19,20に示した結果は、各々図12,13に対応する。アンサンブル平均を行う際、トリガとした点のイベントに対して、他の信号は求めた位相差分だけ移動させるので、平均された信号中のイベントは全ての場合 $t = 0$ が中心となる。0点をトリガにした各平均に対する実際の位相関係はパターン認識によって位相修正を行った全イベントの平均ソフトとして示めされる。これを各測定点に対して、図19,20上に示す。 $U_\infty = 73 \text{ ft/sec}$ の位相修正を行った場合と行なわない場合(図19,12)を比較すると、この位相修正法はアンサンブル平均にほとんど影響を与えていない。この様にして、外側の測定点における流れのコヒーレンスの消失はランダムな位相

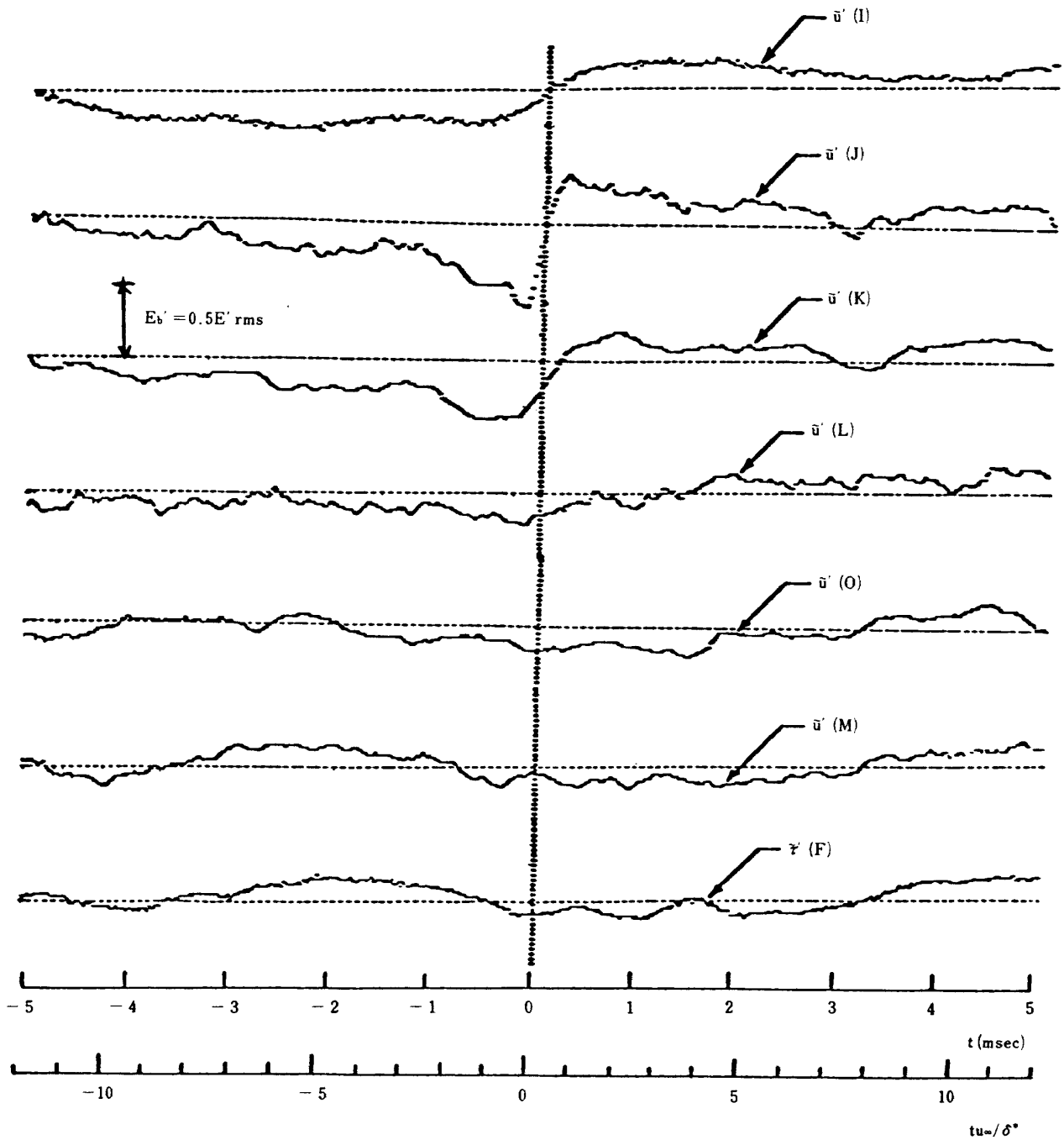


図 14 速度と壁面剪断応力変動のアンサンブル平均
 ($U_\infty = 73 \text{ft/sec}$, トリガ: $w'(J)$)

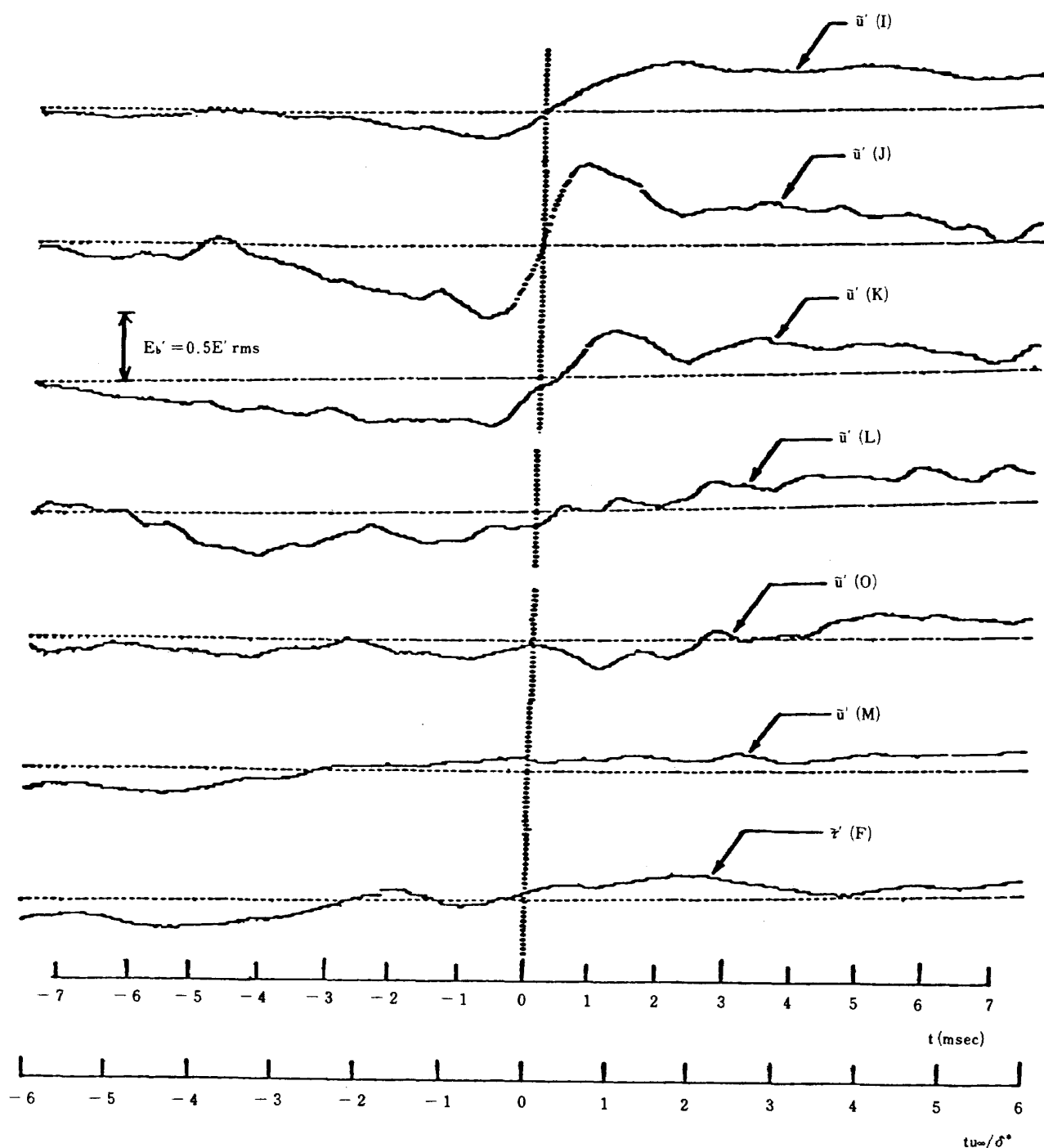


図15 速度と壁面剪断応力変動のアンサンブル平均
 ($U_\infty = 32.6 \text{ ft/sec}$, トリガ: $w'(J)$)

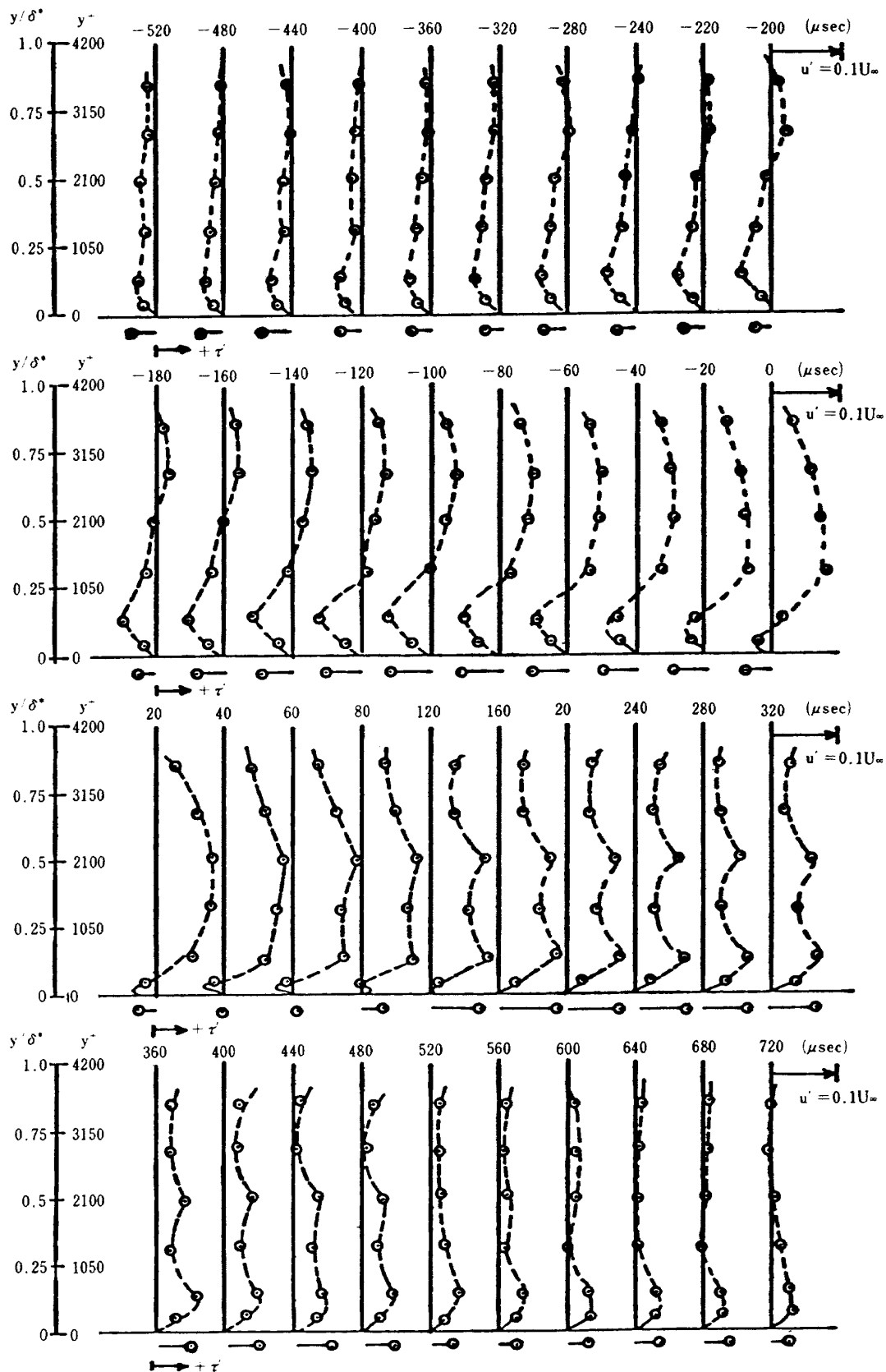


図 16 アンサンブル平均 (図 11) から求めた変動速度分布と壁面剪断応力変動のシーケンス ($U_\infty = 675 \text{ ft/sec}$)

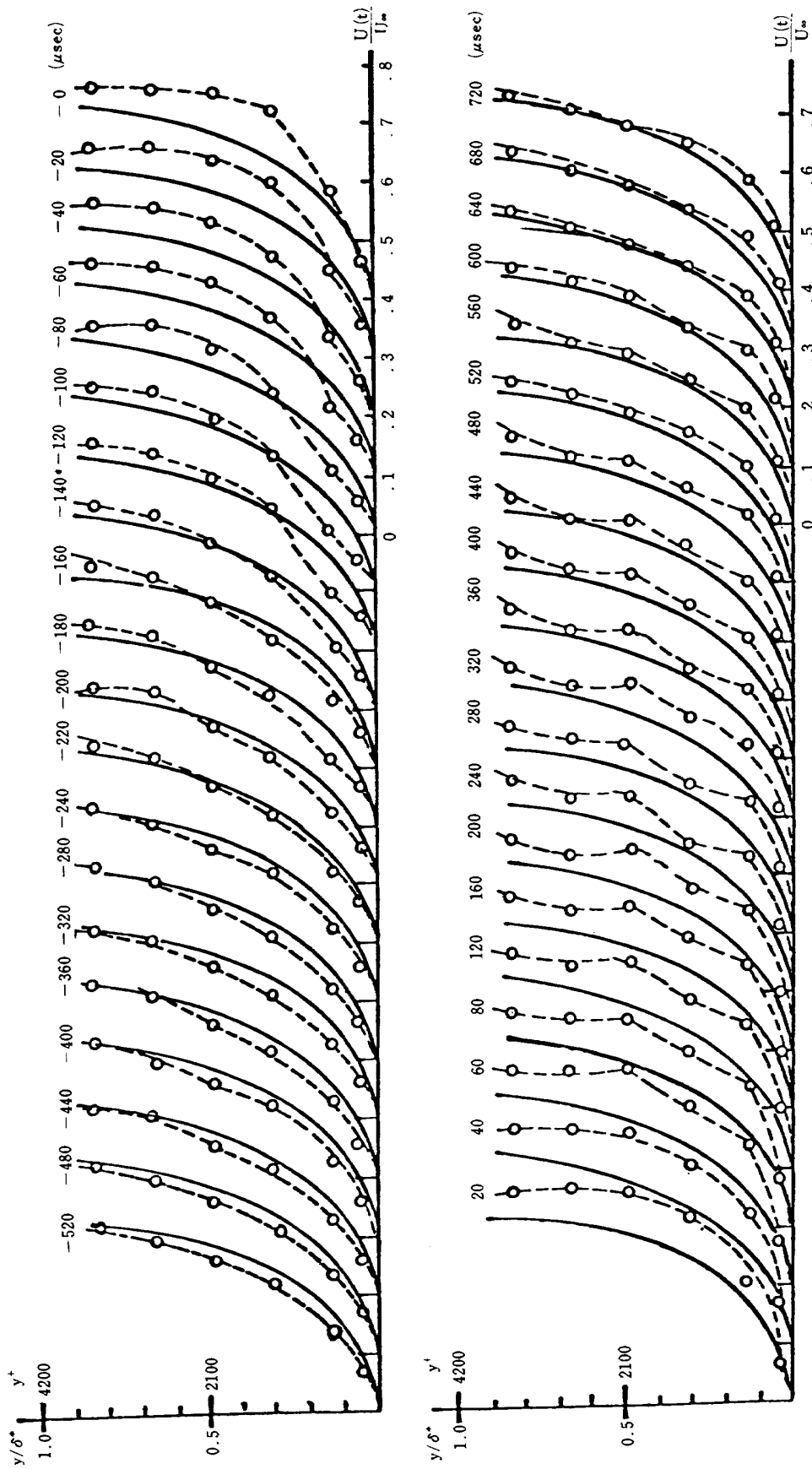


図 17 アンサンブル平均から求めた全速度分布のシーケンス ($U_\infty = 67.5 \text{ ft/sec}$)

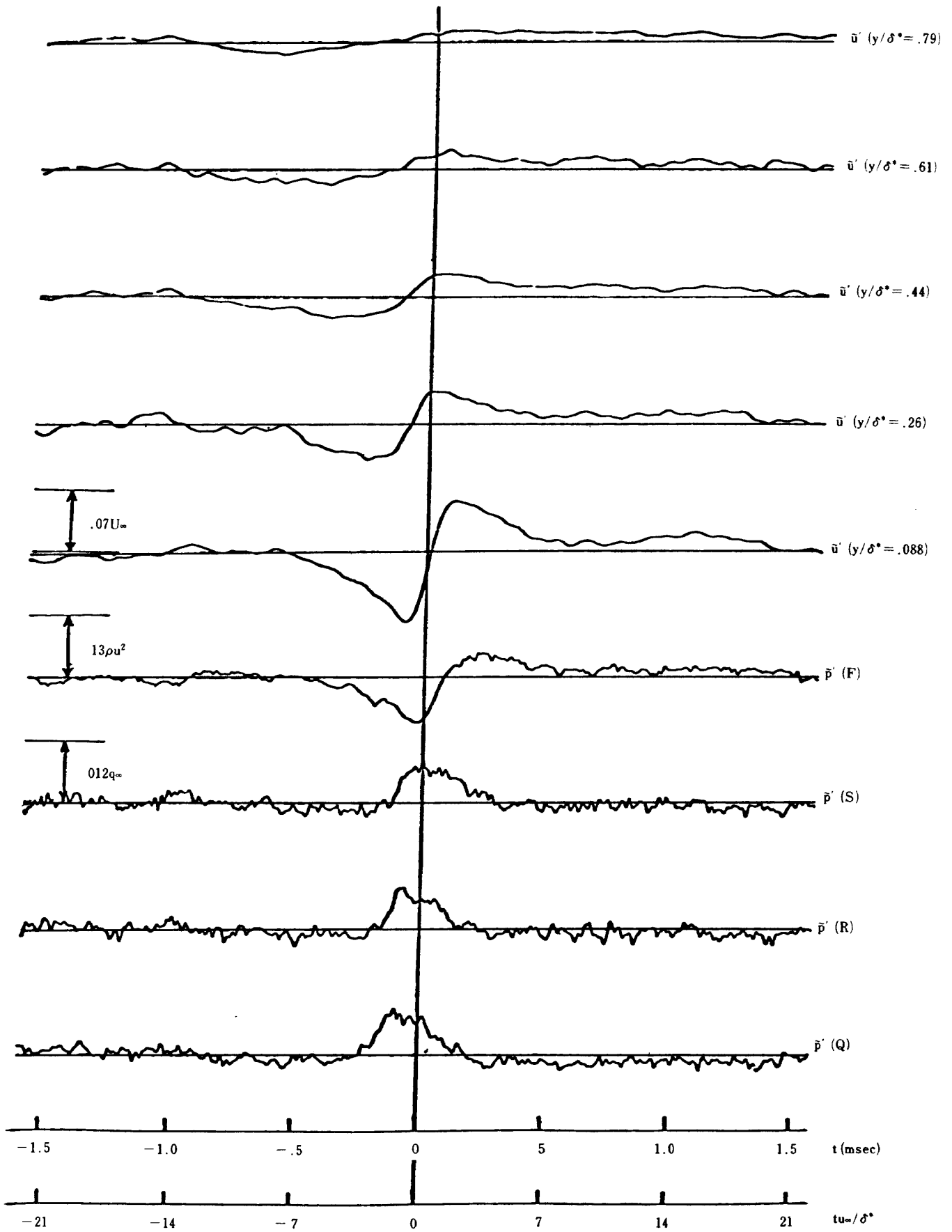


図 18 速度、壁面剪断応力および壁面圧力変動のアンサンブル平均
 $U_\infty=675\text{ft/sec}$, トリガ: $u'(y/\delta^* = .088)$ (文献 20 より)

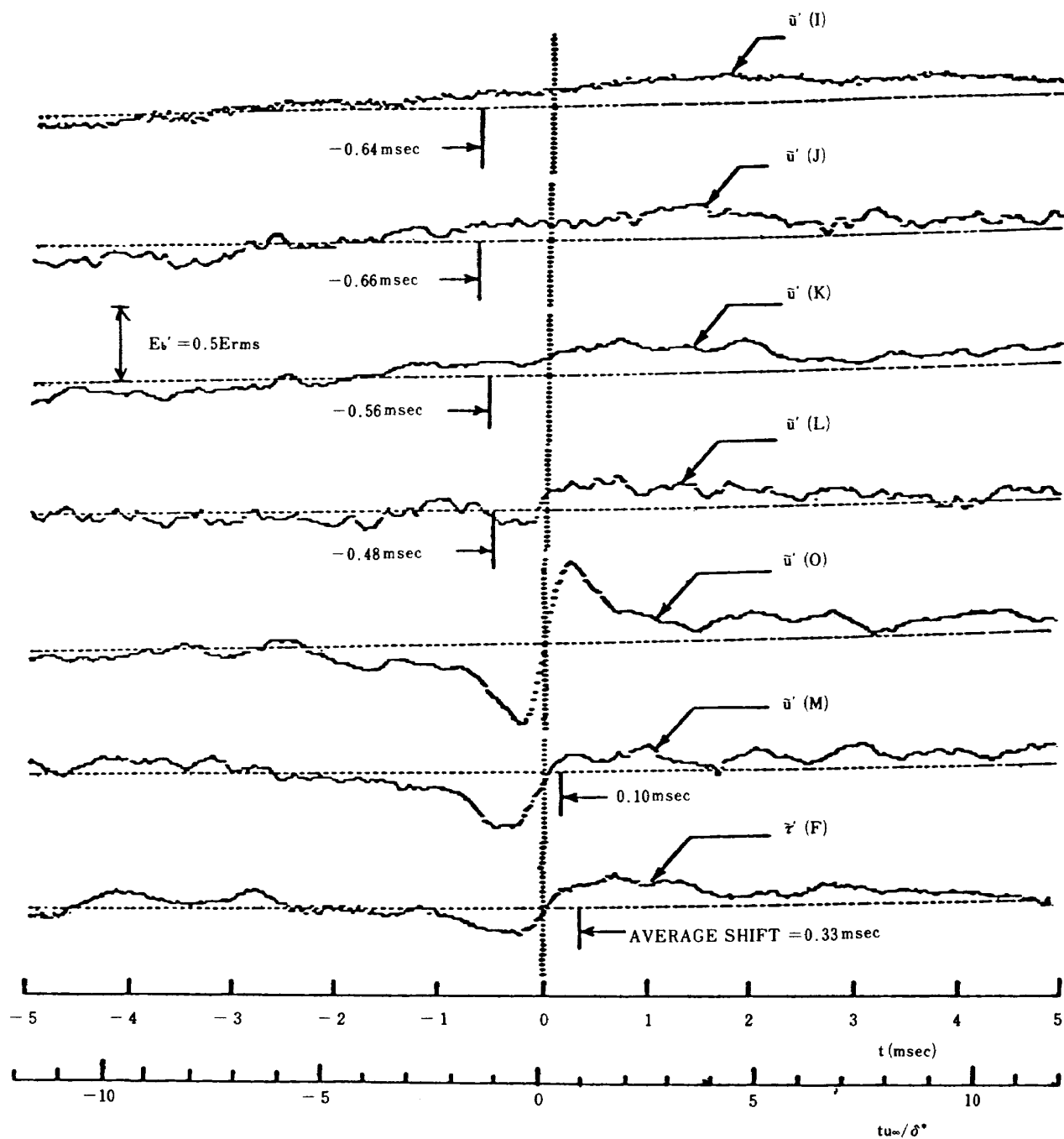


図 19 位相の揺ぎを修正した速度と壁面剪断応力のアンサンブル平均
 ($U_\infty = 73 \text{ft/sec}$, トリガ: $u'(O)$)

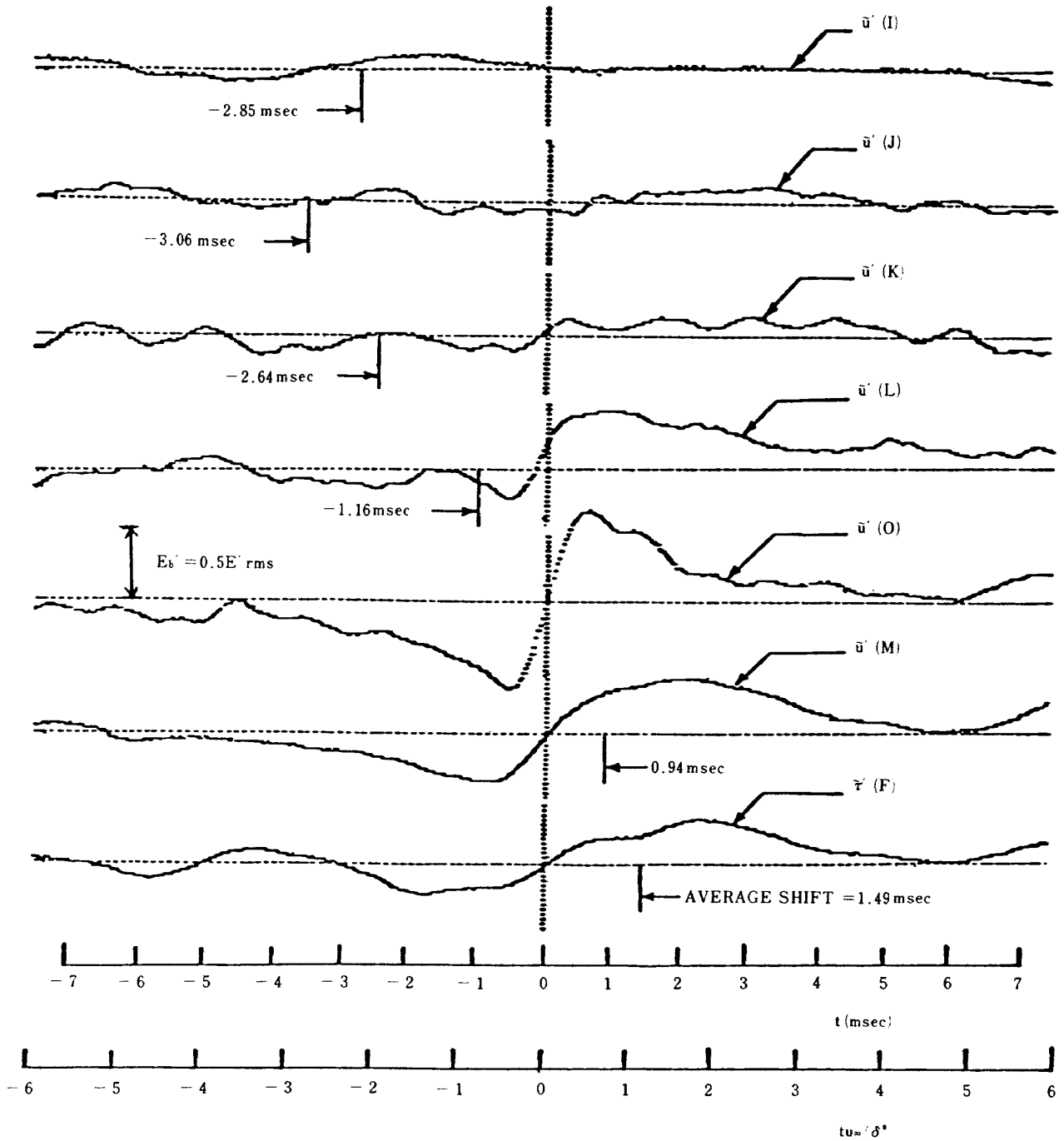


図 20 位相の揺ぎを修正した速度と壁面剪断応力のアンサンブル平均
 ($U_\infty = 32.6 \text{ ft/sec}$, トリガ: $u'(O)$)

の揺ぎのためでなく、壁領域における流れの構造の大きさが平均しておおよそ $y \approx 0.075 \sim .175$ インチ ($y^+ \approx 112 \sim 261$) である事を示していると考えられる。一方 $U_\infty = 32.6 \text{ ft/sec}$ の場合 (図 20, 13), この位相修正法は実際いくつかの平均に対して、明らかな改良を示している。この事は L 点 ($y = 0.175$ インチ) に対して明らかであり, K 点 ($y = 0.275$ インチ) ではずっと少ない割合であるが改良が認められる。この様にして, 位相の揺ぎを修正した後は, 主流速度が下るにつれて (即ち壁領域の特性長さ ν/u_τ が大きくなるにつれて) 内側構造のコヒーレンスはより壁から外側へ広がっていることを修正をしない場合より明確に示していると考えられる。このことはおそらく内側領域の厚さは, 壁変数で整理できる (即ち $y^+ \approx 160 \sim 252$) ことを示していると考えられる。
 $U_\infty = 675 \text{ ft/sec}$ の場合は, 低速の場合と同様な流れの構造を考えると, 壁面での測定点を除き全ての速度測定点は壁領域の外側である。それにもかかわらず壁面剪断応力と外側領域との間で非常に高いコヒーレンスがある (図 11) ことは, 低速の場合の結果と首尾一貫しない。この事はさらに次章 6.3 で議論する。

5.2. 壁面剪断応力の横方向への測定 (図 21 の配列)

5.2.1 アンサンブル平均 (EAV)

図 21 に示す配列に対する壁面剪断応力の測定結果を $U_\infty = 675, 75, 32.6 \text{ ft/sec}$ の場合について解析した。平

均を行うためのトリガとして C 点で検知したイベントを用いて求めた各測定点のアンサンブル平均の結果を図 22 ~ 24 に示す。トリガの C 点から直接下流の方向にある F 点の測定データとの間にははっきりとした相関関係があるのに, 高速の場合 (図 22) を除いて横方向には目立った相関がないことが分った。流れ方向に高い相関のあることは, 以前の測定や流れの可視化による観察によって壁領域内のバーストや大きなスケールの外側構造が流れ方向の大きな距離の間でも高い程度のコヒーレンスを保っていることから予想できる。横方向へのこれ等の構造の範囲と拡ろがりはずっと限られている。例えば壁領域のプロセスの場合, 流れ方向に向って流れるストリークの間隔は $z^+ \approx 100$ の間に限られていると予想される³²⁾。また各ストリークはこの間のもっと小さい部分に閉じこめられている。

図 22 ~ 24 の結果からは, 我々の用いている検知法により求めたイベント (大きな剪断応力変化) は壁領域の流れ構造に対する反応なのか, 外側の構造が通過する時の壁摩擦の反応によるものなのかははっきりしない。(この事はさらに 6 章で検討する。) 図 21 の無次元距離から, 少なくとも $U_\infty = 32.6 \text{ ft/sec}$ の場合, 剪断応力センサのサイズとその間のへだたり (Δz^+ は 100 のオーダー) は幾分なりとも壁領域のプロセスを感知できる範囲にあることを期待したが, この場合でも横方向の相関は得られなかった。このことは, 横方向の壁領域のプロセスの分解能を得るにはもっと小さなサイズと測定点の間隔が

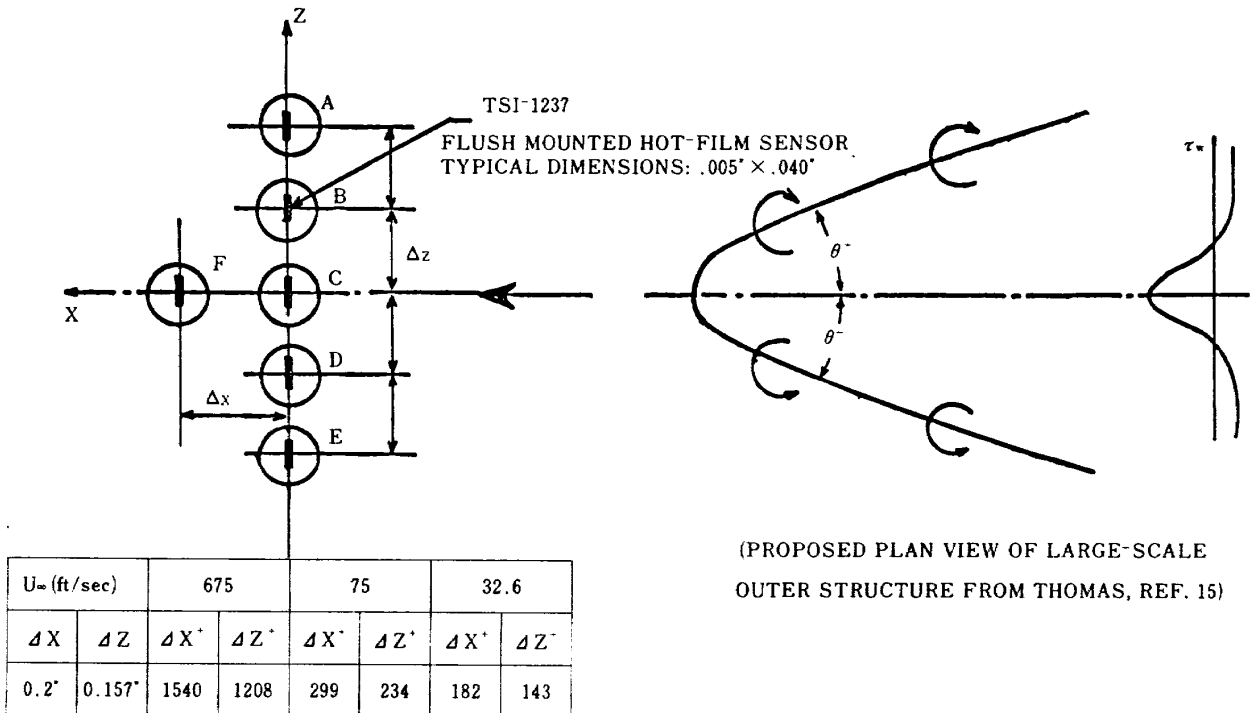


図 21 フラッシュマウントホットフィルムセンサの横方向配列図

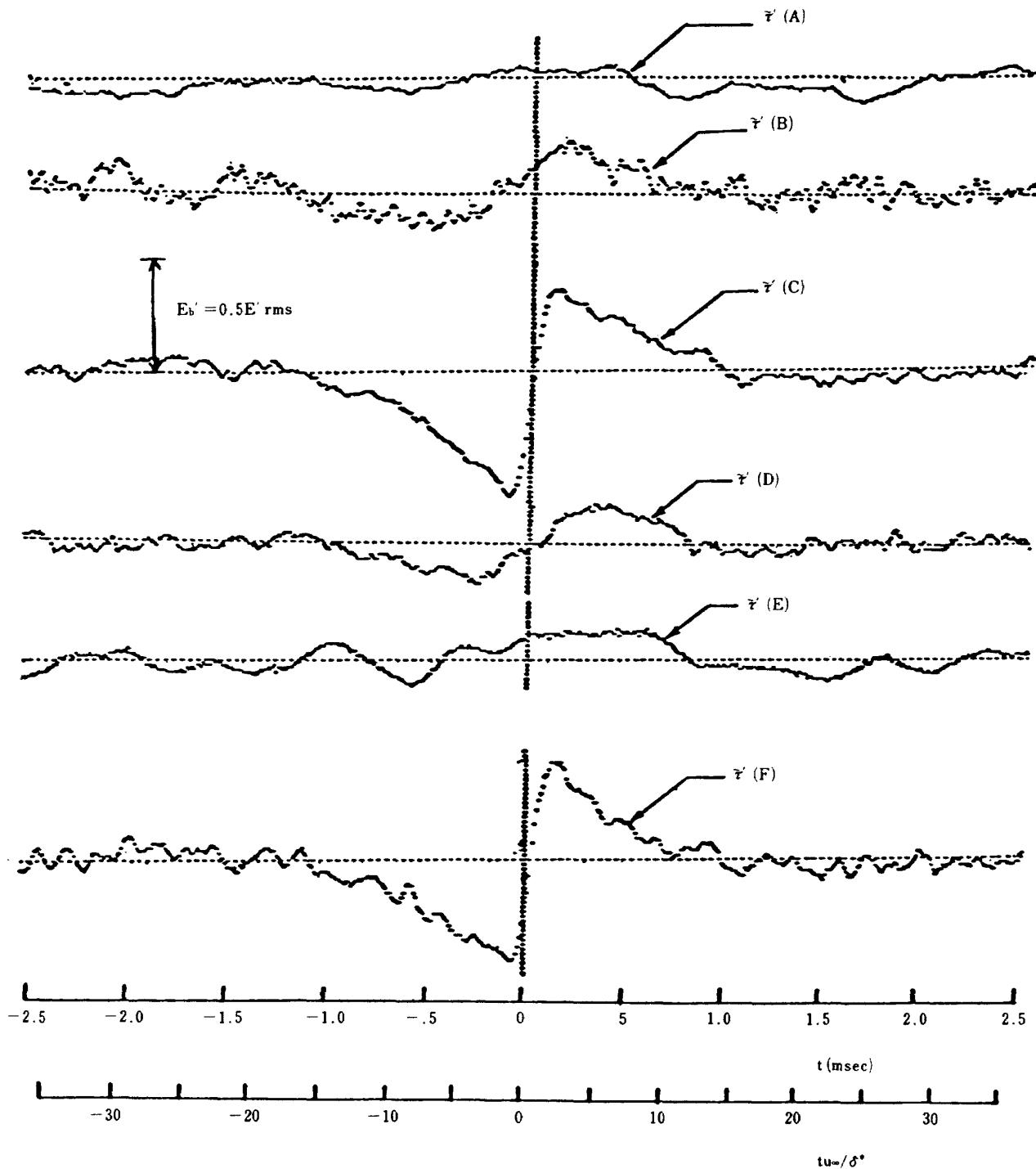


図 22 横方向配列に対する壁面剪断応力のアンサンブル平均
 ($U_\infty = 675 \text{ ft/sec}$, トリガ: $\tau'(C)$)

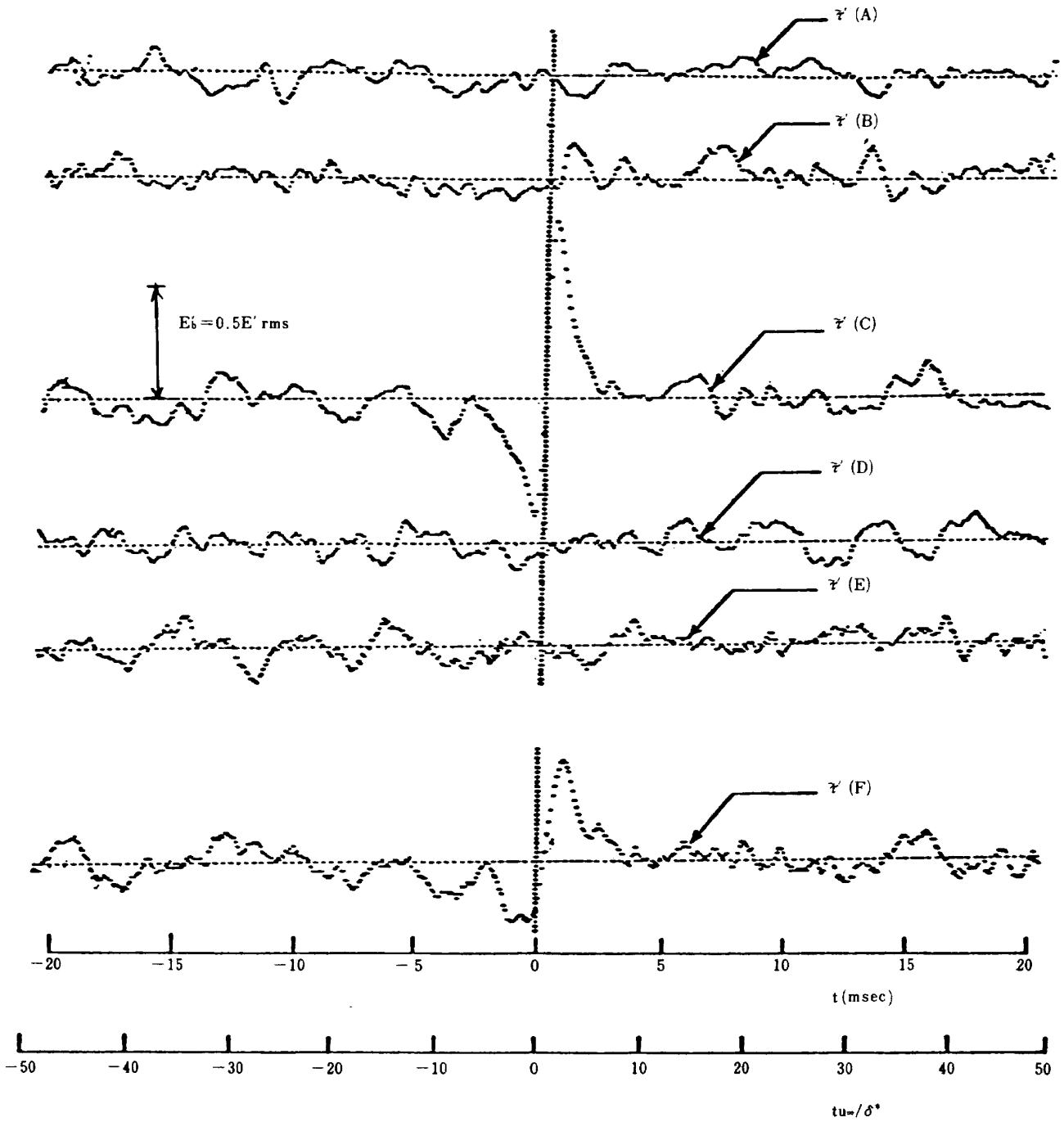


図 23 横方向配列に対する壁面剪断応力のアンサンブル平均
 ($U_\infty = 75 \text{ ft/sec}$, トリガ: $\tau'(C)$)

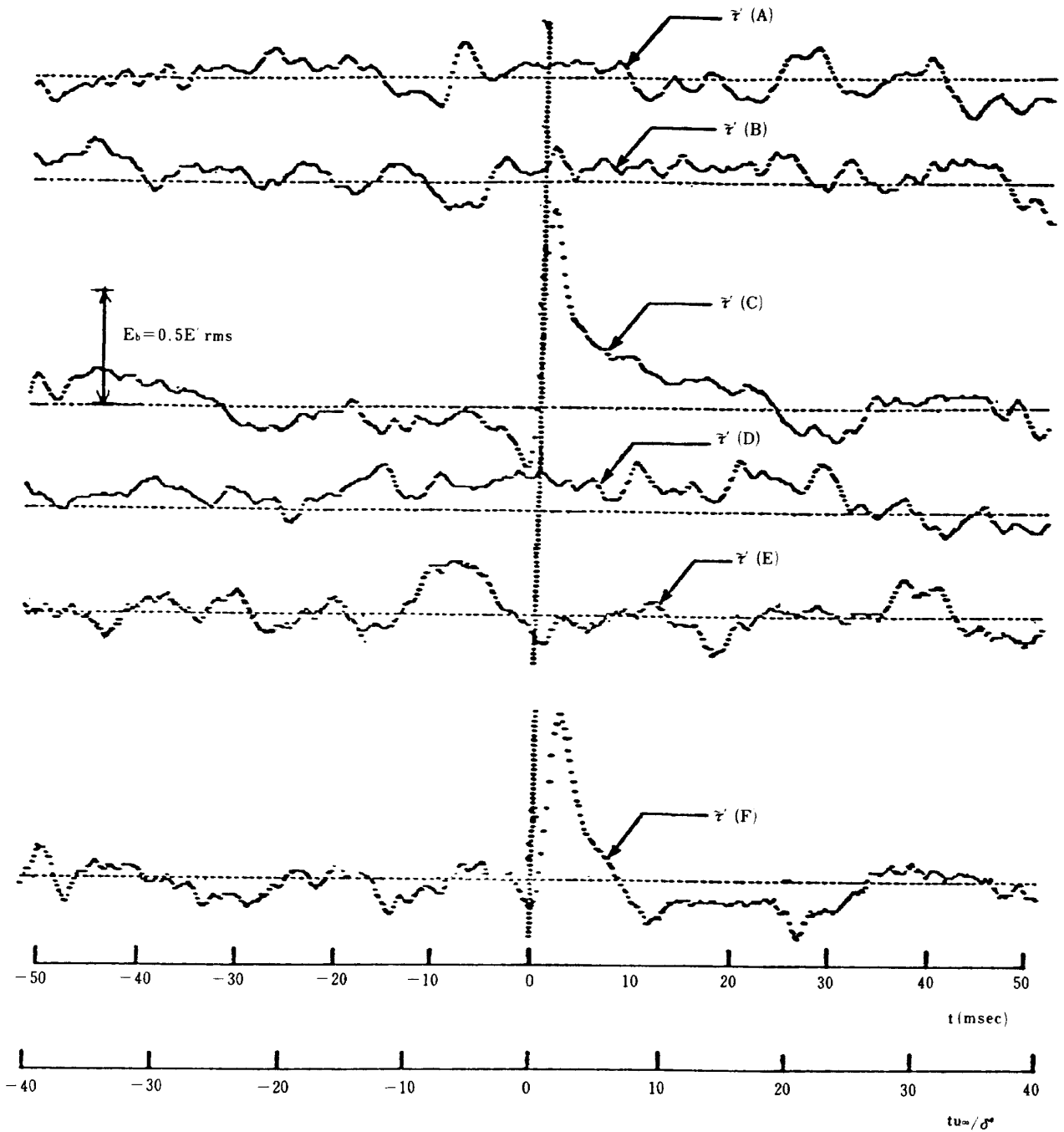


図 24 横方向配列に対する壁面剪断応力のアンサンブル平均
 ($U_\infty = 32.6 \text{ ft/sec}$, トリガ: $\tau'(C)$)

必要であると考えられる。

5.2.2 壁面上の横方向の測定に対する考察

低速における剪断応力変動のイベントのアンサンブル平均には、負側から正への急激な応力の増加の後にさらにオーバーシュートの様に見える応力変化がいつも認められる(図23, 24の $\tau(C)$)。すなわち急激に増加する壁面剪断応力変動の変化のピークの上にさらにつよいピークが付け加わって乗っている様に思われる。BrownとThomas¹⁵⁾は、壁面剪断応力の測定から、ゆっくり変る低周波成分のピークの上に高周波成分が乗っていることを観察した。そしてこの高周波成分はバースト現象によるものであると推測し、大きなスケールの外側構造に起因するゆっくり変化する低周波成分に対応して、ある一定の位相関係で高周波成分が現われていると考えている。図23と24のオーバーシュートの様に見えるピークはこの高周波成分(の平均)を示していると考えられる。図23の $U_\infty=76\text{ft/sec}$ の場合よりも図24の $U_\infty=32.6\text{ft/sec}$ の場合(この場合の方が壁領域のプロセスに対してより良い分解能が得られる)の方がこの形が明確にあらわれ、高速の場合($U_\infty=675\text{ft/sec}$)の図22には(この場合は壁領域のスケールの現象に対して計測器が十分な分解能を持たない。またはこの様な現象が存在しないことも考えられる。)、この様なピークが全くあらわれなかったことから、この実験でもBrownとThomasと同様結論が得られると考えられる。

この様にして、図22から24のアンサンブル平均を行った時間信号は基本的には外側構造に対する壁面剪断応力の応答を示していると考えられる。これから横方向への外側構造との関係は、位相修正を行って示すことができると考えた。このために $\tau(C)$ のデータから検知した一組のイベントを、以前に述べたパターン認識の解析を用いて、C点と他の各点のイベントの間の位相関係を求め、それにより2つのグループに分けた。この解析でC点と隣りの点(B, D点)の類似のイベントを捜す場合、時間遅れ τ_k の範囲を $-5 < \tau_k u_\infty / \delta_\infty < 5$ の範囲に限った。 $\tau(C)$ に対して一致(最小値)が遅く起った場合(正の遅れ)のイベントに対するアンサンブル平均を図25, 27, 29に示す。早く起った場合(負の遅れ)を図26, 28, 30に示す。時間遅れによって各イベントを $t=0$ の位置へ移動してアンサンブル平均をとった。その時の平均の時間遅れが各図に示してある。この様な移動によって著しい改良がアンサンブル平均に、特に低速の場合に起り、横方向にもコヒーレンスがある事が示めされた。(図22~24に示した様に以前はランダムな位相の揺ぎによって

横方向のコヒーレンスははっきりしなかった。) またこのコヒーレンスは近接する2点間の測定距離より3~4倍の拡がりがあった(i.e., $Z^+ \approx 500 \sim 5,000$)。この事は、コヒーレンスのある拡がり横方向に $Z^+ \approx 50$ のオーダーに限られる事が観察されている壁領域のStreakyな流れ²⁰⁾の結果ではないと考えられる。

イベントが反対の位相関係を持つ2つのグループに分けられるという事は、矢じり又は馬蹄形タイプの型をした構造を示しているものと思われる(図21)。これは境界層を壁上方から見た時の大きいスケールの外側構造に対して以前より仮定されている形である。一連の横方向の測定から得られる位相関係は、この構造のどちら側の“足”が2つの測定点を横切るかによっている。図25~30の結果から図21における θ^+ と θ^- すなわち各“足”がX方向となす角を推定することが出来る。CとFの間の平均時間遅れをとると、流れ方向の伝達速度は $U_\infty=675\text{ft/sec}$ の場合 $u_c/u_\infty=0.7$, $u_\infty=75\text{ft/sec}$ の場合 $u_c/u_\infty=0.69$, $U_\infty=32.6\text{ft/sec}$ の場合 $u_c/u_\infty=0.64$ となる。これ等の伝達速度と図25における $\tilde{\tau}(C)$ と $\tilde{\tau}(B)$ の間の時間遅れを使って、 θ^+ の角度は(局所的に平均値として) $U_\infty=675\text{ft/sec}$ の場合 5.8° である。図26の時間遅れから θ^- は 6.3° である。同様にして $U_\infty=75\text{ft/sec}$ の場合、図27と28から $\theta^+ \approx 18^\circ$, $\theta^- \approx 15^\circ$ であり、図29と30から $U_\infty=32.6\text{ft/sec}$ の場合 $\theta^+ \approx 20^\circ$, $\theta^- \approx 17^\circ$ となる。 θ^+ と θ^- の僅かの違いは、対称性からいってそれらは同じであるべきであるから、推定における誤差によると思われる。 $U_\infty \approx 100\text{ft/sec}$ におけるThomasによる類似の測定から推定された角度 22° と比べて、この2つの低速の場合の結果は良い値を示している。高速の場合、もっと小さな角度が得られたのは、主流速度が増すと横方向への流れの構造が制限されることを示しているものと思われる。

6. 議 論

乱流境界層の構造の実験的研究は、この10年間に飛躍的な進歩を示したが、そのほとんどが低亜音速でレイノルズ数も低い場合についてである。一方実用的見地から見ると、もっと高速で高レイノルズ数の流れが重要であり、多くの実験が行なわれるべきである。しかしながら、高速での実験は少なく、高亜音速での速度・壁面圧力・壁面剪断応力の同時測定は、本実験と一連の実験である文献20以外にはみあたらない。高速での実験(計測)が困難であることが、実験の少ない理由の一つと考えられるが、それにもかかわらず本実験では解析を行う

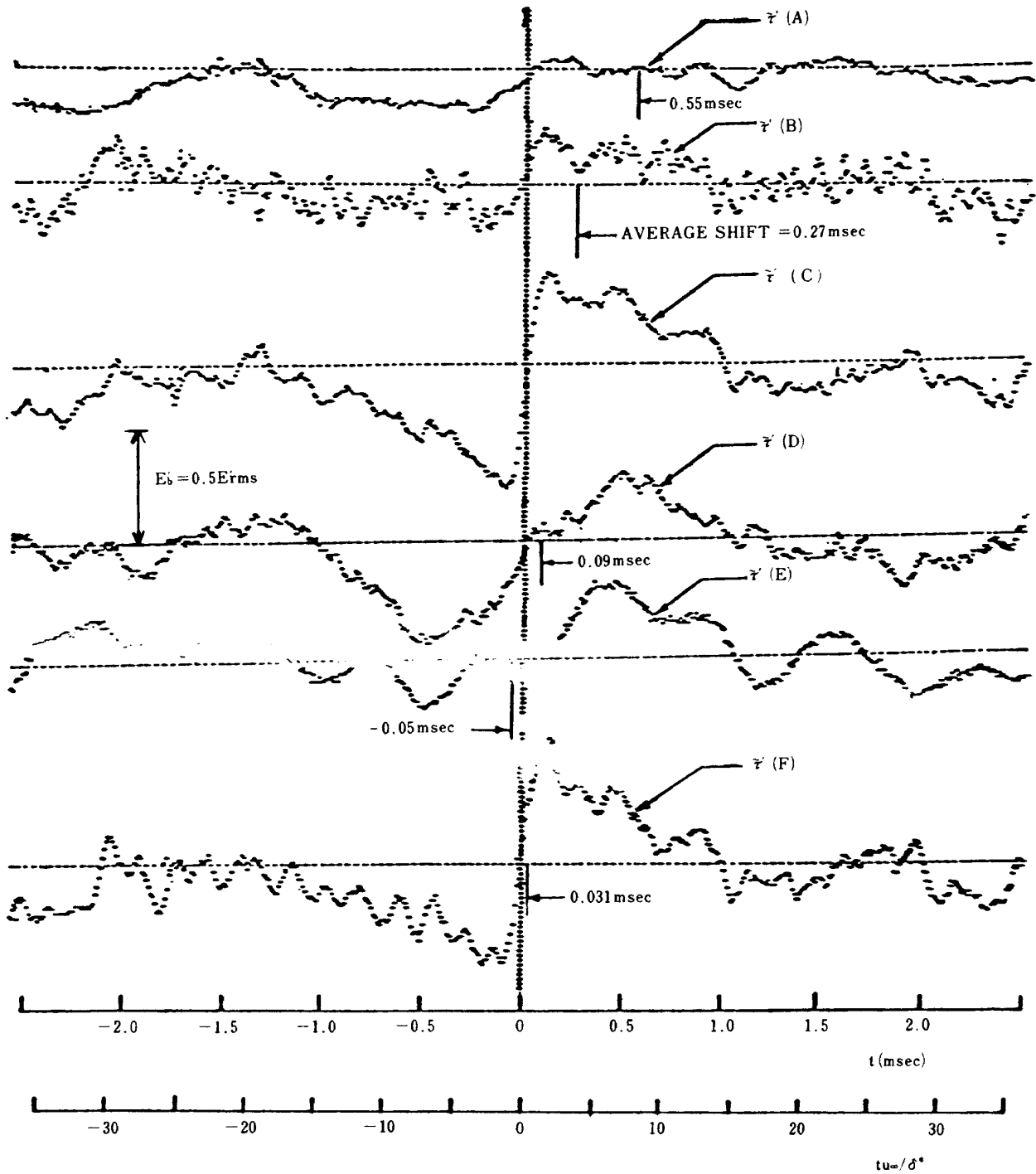


図 25 位相の揺ぎを修正した横方向配列に対する壁面剪断応力のアンサンブル平均 (τ'(C)とτ'(B)の間の正のシフトのイベントに対する場合, $U_{\infty} = 676 \text{ ft/sec}$, トリガ: τ'(C))

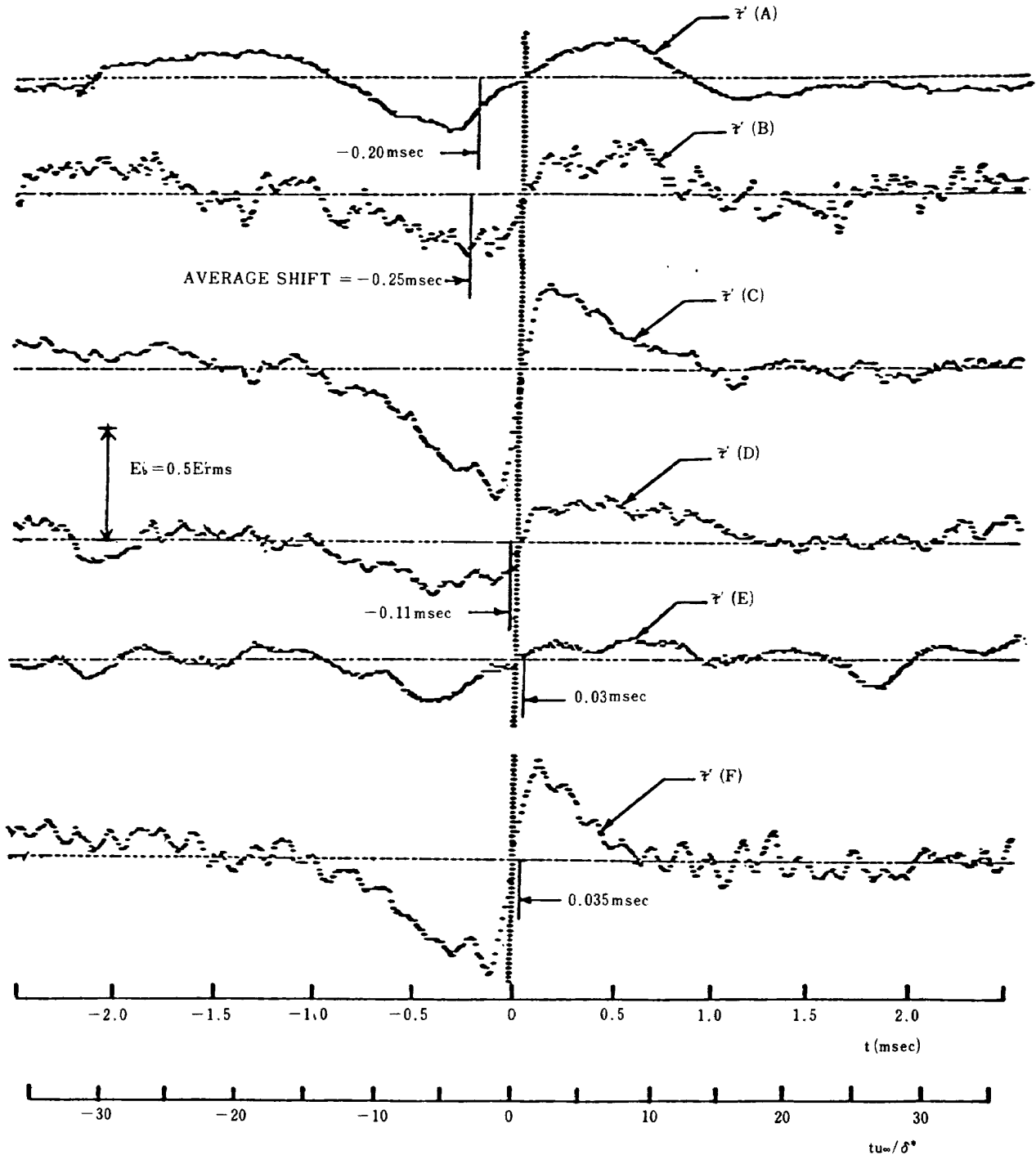


図 26 位相の揺ぎを修正した横方向配列に対する壁面剪断応力のアンサンブル平均 (τ'(C)とτ'(B)の間の負のシフトのイベントに対する場合, $U_\infty = 675 \text{ft/sec}$, トリガ: τ'(C))

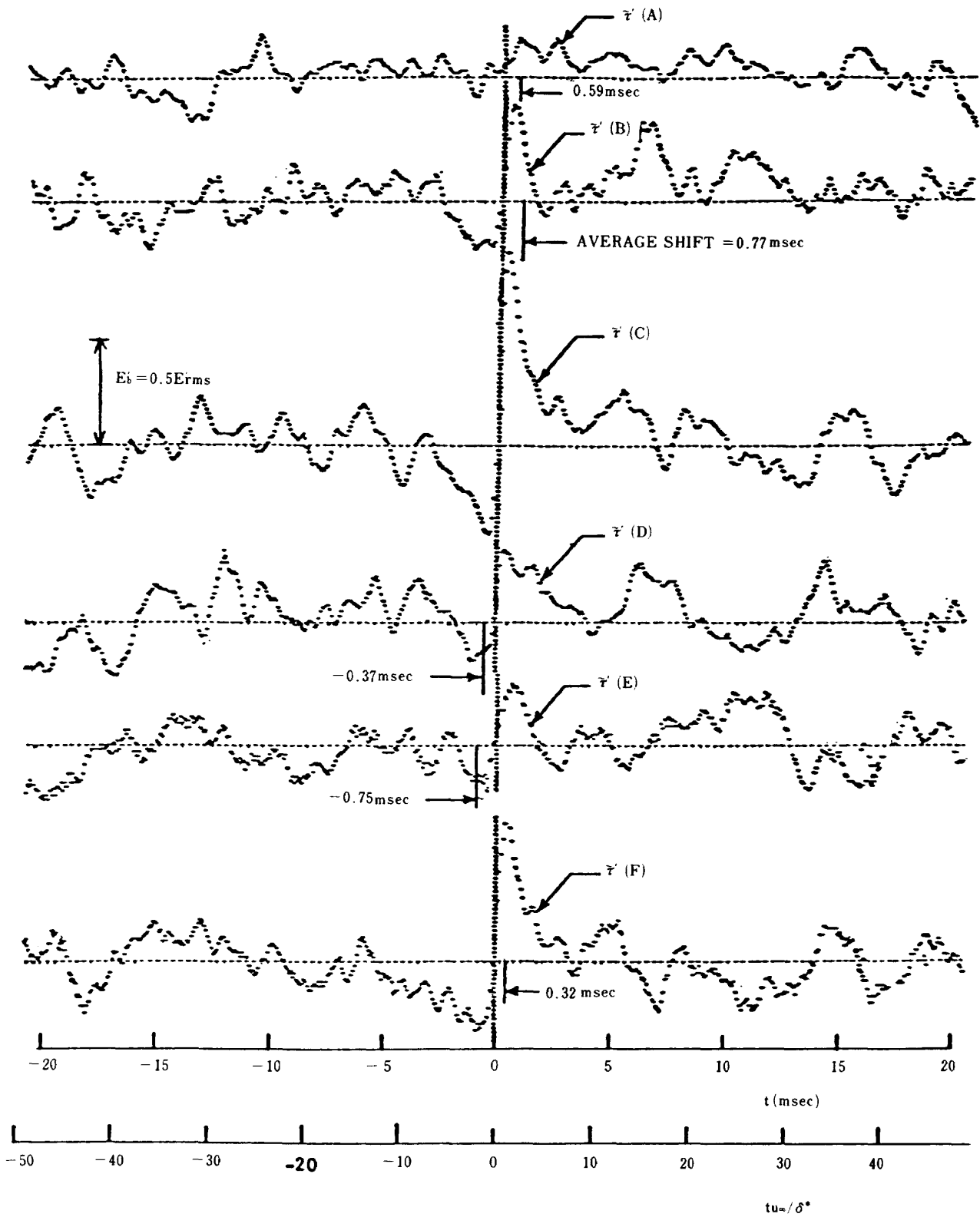


図 27 位相の揺ぎを修正した横方向配列に対する壁面剪断応力のアンサンブル平均 ($\tau'(C)$ と $\tau'(B)$ の間の正のシフトのイベントに対する場合, $U_\infty = 75 \text{ ft/sec}$, トリガ: $\tau'(C)$)

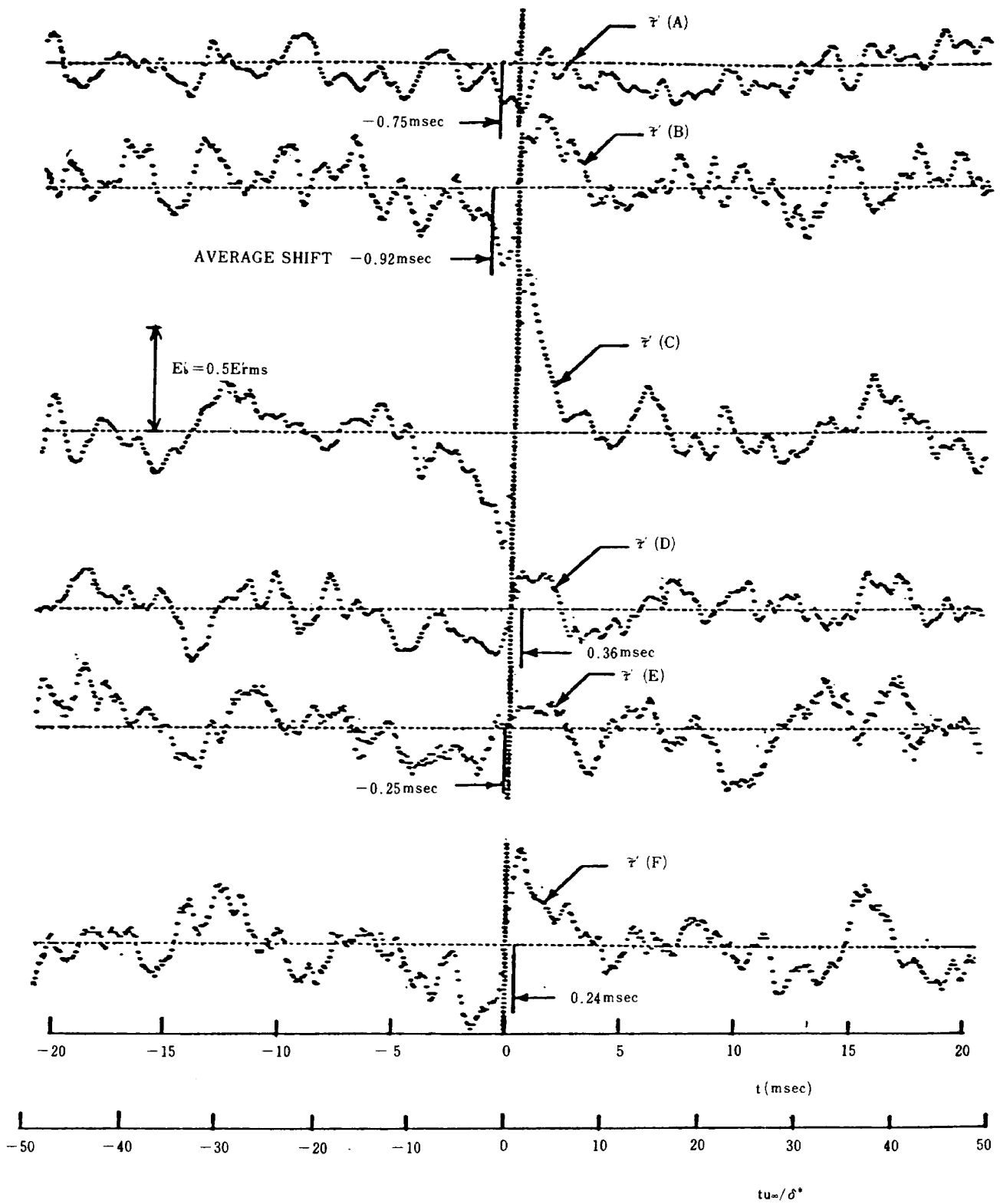


図 28 位相の揺ぎを修正した横方向配列に対する壁面剪断応力のアンサンブル平均 ($\tau'(C)$ と $\tau'(B)$ の間の負のシフトのイベントに対する場合, $U_\infty=75$ ft/sec, トリガ: $\tau'(C)$)

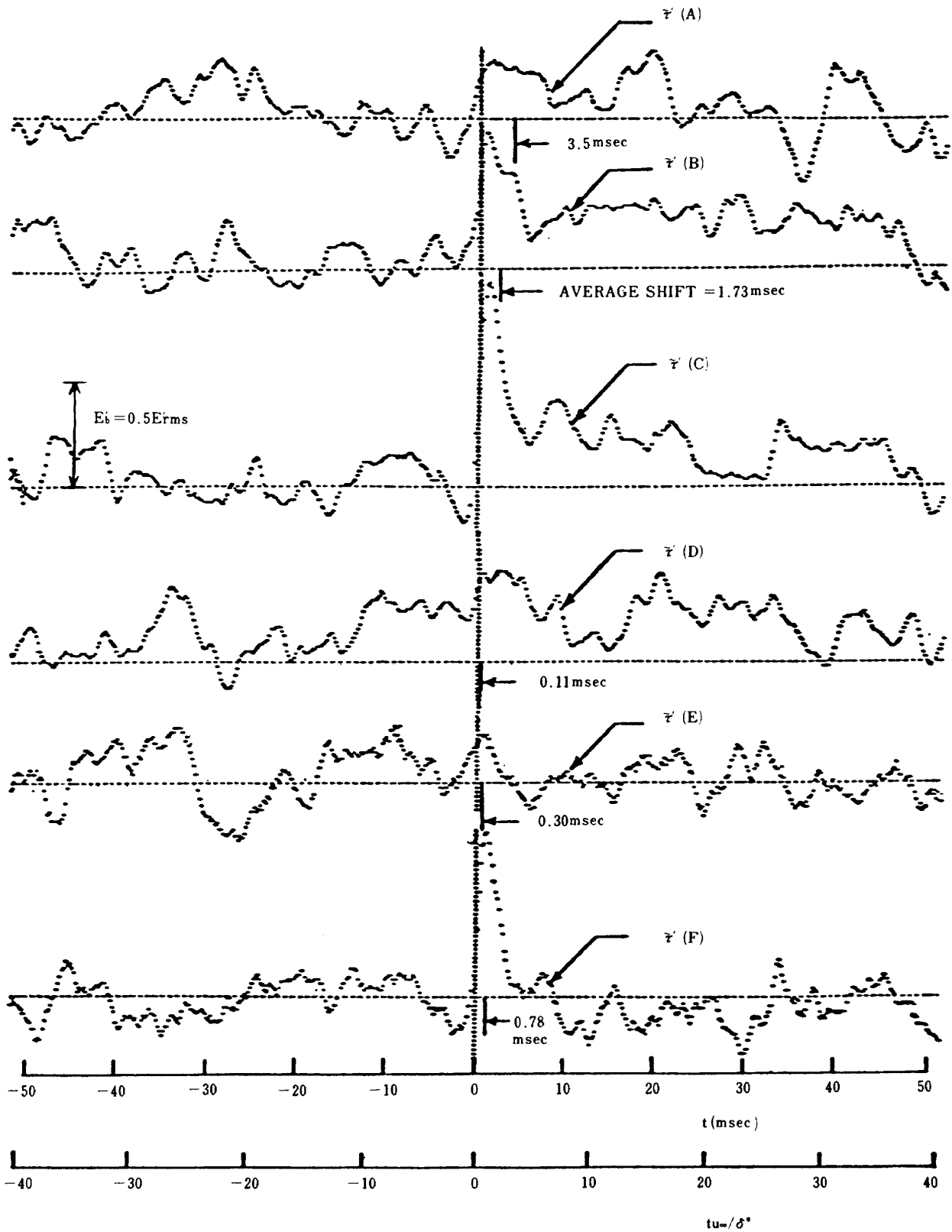


図 29 位相の揺ぎを修正した横方向配列に対する壁面剪断応力のアンサンブル平均
 ($\tau'(C)$ と $\tau'(B)$ の間の正のシフトのイベントに対する場合, $U_\infty=32.6\text{ft/sec}$,
 トリガ $\tau'(C)$)

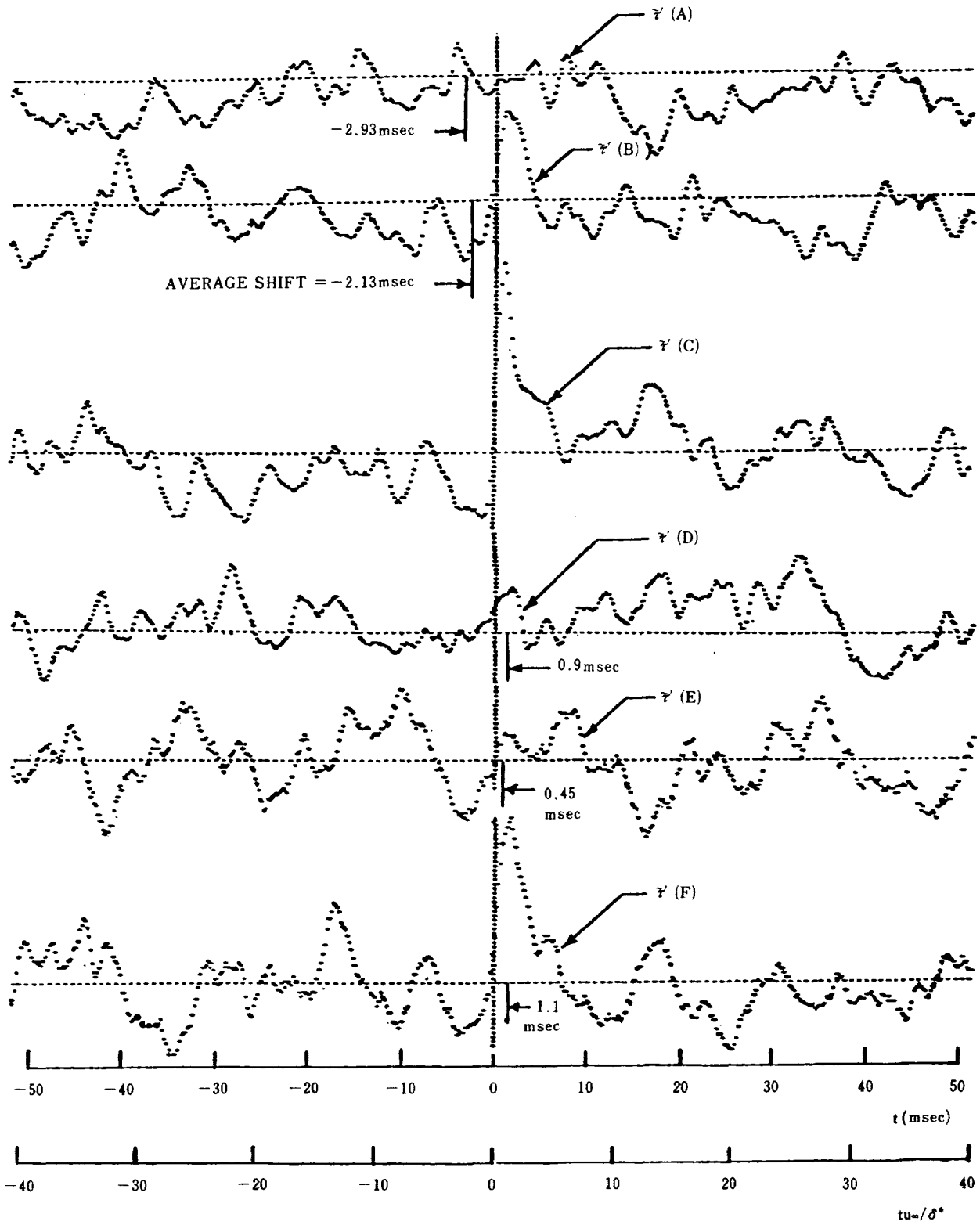


図 30 位相の揺ぎを修正した横方向配列に対する壁面剪断応力のアンサンブル平均 (τ(C)とτ(B)の間の正のシフトのイベントに対する場合, $U_{\infty}=32.6\text{ft/sec}$, トリガ: τ(C))

のに十分と考えられるデータが得られた。ここでは最初に本実験での測定上考慮した点について述べ、次に得られた結果の議論をする。

6.1 風洞騒音の影響

5章で述べた様に低速の場合の圧力変動レベルが既報の結果と比べて高かった。この理由は、低速の場合乱流境界層の速度変動により生じる壁圧の *rms* レベルが非常に弱くなるため、それが測定器の感じる信号以外の騒音レベル (noise floor) 以下になるためと考えられる。信号以外の騒音には例えば変換器の振動応答や風洞壁面とセンサの受感面の不一致等によるものが多少これに加わる事が予想されるが、主要なものは風洞騒音であると思われる。

乱流境界層の圧力変動信号 (サンサ付近の境界層の速度変動により生ずる圧力変動) 以外の風洞構造による雑音や波動による風洞騒音のレベル低減はむずかしい問題であるが、本風洞の場合は音速スロート直前の上流部 (ここでは流れは急加速される) に音響的な処理を行い、風洞の支持法を変えることによって、もっと低くする事ができると考えられる。しかしながら、時間の関係上また以下に示す理由によって、この様な改造は行なわなかった。第1に、本実験での主な興味の対象である高亜音速領域では、乱流境界層による壁圧変動は、ノイズフロアレベルより十分に高く、正確な測定が出来ると考えられること。第2に低速の場合、主な目的は壁面剪断応力と速度変動を調べることにあり (高速で得られたものと比較するため)、それ等の計測には、スペクトル分布の計測からも分るように (図 8, 9, 10), 風洞騒音は重大な影響を与えないものと思われることなどである。なお風洞雑音対策を行なった場合、低速の場合の圧力信号レベルは非常に低いため、現在使用しているものよりずっと感度の良い変換器が必要になると考えられる。

6.2 壁面上の変動測定に対するセンササイズの影響

本実験での主要な目的の一つである高速の場合の内側領域と外側領域の関係を調べるためには、もしも高速の場合でも低速の場合と流れの構造が同じだとすると、内側領域やストリークの大きさが非常に小さくなると考えられる。従って、熱線風速計で内側領域の現象を計測することは非常に難しくなり、壁面での測定が非常に大切になってくる。高速の場合、低速に比べて高い周波数範囲を測る必要があり高い周波数応答の測定器機が必要だが、さらに壁面上の測定では、内側領域の小さなスケールの現象を計測するには、センサの大きさが問題にな

る。

壁面圧力を測定する際には、以前の測定から、変換器の径が大きすぎると、壁近くの小さなスケールの現象による圧力変動に対する分解能の不足が生じるものと考えられる。Emmerling¹³⁾は無次元パラメータ du_r/ν を用いて入手可能な結果を整理した。ここで d は変換器の直径である。このパラメータの大小よそ 100 以上の値に対して、壁圧変動の全 *rms* レベルはいつも $0.005q_\infty$ の付近にあり、100 以下の場合には、*rms* の測定レベルは、このパラメータ du_r/ν が小さくなるにつれて直線的に増加する。これはより小さな変換器を使用することにより、強い小さなスケールの変動^{11), 12), 30)} (高周波数スペクトル成分) の分解能が増加することによって考えられている。(しかしながら、もっと最近の結果はこの増加のうちの大部分はピンホールマイクロフォンを使ったために、導き出されたエラーによることが示めされている。^{29), 33)}) 本実験で用いられた変換器に対しては、 $du_r/\nu \approx 300$ ($U_\infty = 675 \text{ ft/sec}$ の場合) であり、このことから本計測においては、小さなスケールの変動に対し幾分分解能の損失があるものと思われる。それにもかかわらず、 $0.008q_\infty$ という幾分高い全 *rms* レベルが得られた理由はまだ明確でない。(5.1.1 参照)

センサの大きさに対するもう一つの疑問はフラッシュマウントのホットフィルムセンサに対してである。2章で示したブリッジ出力電圧と壁面剪断応力の関係は、次の関係

$$7.8 < L_e u_r/\nu < 46$$

が成り立つ時に保たれることが見つけられている (Thomas¹⁶⁾)。ここで、 L_e は流れ方向へのセンサの実効長さである。およそこの長さの2倍のセンサの実効幅 W に対して、Thomas は $L_e/L_a \approx 2.6$ ということを見つけた。この実験の場合 ($L_e \approx 0.005$ インチ), この比を用いると、 $U_\infty = 675, 73, 32.6 \text{ ft/sec}$ に対して $L_e u_r/\nu$ は大よそ各々 100, 20, 12 である。しかしながら W/L_a が2より大きいので (約 8), 比 L_e/L_a は 2.6 より小さく、従って $U_\infty = 675 \text{ ft/sec}$ の場合でもより許容出来る $L_e u_r/\nu$ の値が得られるものと考えられる。

6.3 外側領域と内側領域の関係

低速流れで観察されている内側領域のバースト現象と外側領域の大きなスケールの構造との間の関係はまだはっきり分っていないが、この両者の関係を調べることが乱流境界層のメカニズムを知る一つの鍵となると思われる。

低速流れの外側領域を調べる実験は Chen と Black-

welder¹⁷⁾が境界層の外側領域の端近くの間欠領域から内側領域に入る点までの間で、わずかに加熱した壁上の境界層中の流速と温度の計測を行ない、測定点全体にわたってコヒーレントな構造のあることを示している。そして、外側構造の(大きなスケールの渦の)後ろ側(背中, back)を示していると考えられている剪断層(低速領域から高速領域への境目; internal shear layer; 本実験でのイベント)が2つの領域の渦構造をつないでいると考えている。すなわち外側構造が壁面近くのバーストに関係しているとしている。本実験の低速の場合は上記実験の内側領域と外側領域の境界付近をより詳しく計測している場合と考えられるが、前章で示したように外側領域と内側領域の間でのコヒーレンスは得られなかった。この理由として、一つには、もっと外側まで計測した場合コヒーレンスが得られるが、内側領域と外側領域の境目付近では両領域の現象の干渉によりコヒーレンスが失なわれるためであるということが考えられる。また本実験で検知したイベントは内側領域ではバースト現象、外側領域では外側構造の後方の剪断層を示しているとする、上記論文でも示している様に壁面付近のバーストの発生と外側領域からのイベントの到着の間に位相差があり、それによる内側領域と外側領域のイベントの間の位相差やその揺ぎが本実験で行なった位相修正の探索範囲より大きいためコヒーレンスが失なわれているようにみえるためであること等が考えられる。その様なことを確かめるためには、内側領域と外側領域で起っている個々のイベントを吟味し、それ等の間で干渉が存在するかを調べること等が必要となろう。

本実験の高速の場合には壁まで含めた測定点全体にコヒーレンスが存在した。この事は上記の低速の場合のChenとBlackwelderの結果と一致するが、これから高速の流れの構造が低速の場合と同一であることを示しているとは言えない。高速の場合には壁領域の厚さが非常に薄くなり、低速の場合の様なストリークの存在が疑わしく、従ってストリークが壁面から持ち上げられて崩れるプロセスと考えられるバースト現象の存在も疑わしいからである。Morrison等^{35), 36)}は、円管中の完全に発達した乱流について、速度成分の二次元周波数-波数スペクトルを求め、粘性底層中の特性伝達速度は波数に独立で位置によらず一定の $8.0 u_T$ であることを示した。このことから粘性底層中の乱れは波動の様な性質を持っていると考えている。さらにレイノルズ数(中心速度と半径にもとづく)が30,000以上では、低周波数、低波数の成分が急増して粘性底層の性質が大きく変わることから、高レイノルズ数ではストリークのある流れが存在し

ないのではないかと推測している。円管中で完全に発達した乱流と境界層外側に非粘性の主流を持つ本実験の様な場合とそのコヒーレントな構造は違っても考えられるが、後者の場合でも高速・高レイノルズ数になれば同様な事が考えられると思われる。

高速の場合、バースト現象が存在するかしないかは次の様にして確かめることが出来ると考えられる。すなわち、もしも低速の場合の様な内側領域が存在するとしたら、そこでの測定は前節で述べたごとく壁面上でしか可能でないと考えられる。この壁面上の信号には外側領域からの信号と内側領域での信号が含まれていると考えられるので、壁面上の変動を種々の周波数範囲で調べることによってバーストに関連する成分を分離することができ、それからどの様な関係がバーストと大きなスケールの流れの構造との間に存在するかを決めることができると考えられる。その様な解析が成功するかどうかは、6.2節でも考察した様に、バーストに関係した非常に小さいスケールの現象を正確に分離できるかどうかという使用計測器の性能に左右される。この観点から、より小さな市販の圧力変換器(受感部直径0.01インチのものがある)で試験を行い、この結果と現在使われている変換器(受感部直径0.04インチ)による結果との比較が必要であろう。

低速の場合、壁面上のストリークと外側からの剪断流れの干渉によりバースト現象が生じると考えることが出来るが、このバースト現象が乱流エネルギーの生成と消滅に対する重要な役割をしていると考えられている。実際、壁面近くのレイノルズ応力の大部分はバースト現象による突出(ejection)や流入(sweep)によっていることや非常に壁の近くで乱れの生成や消滅が最大になっていることが多くの文献で示めされている。³⁰⁾

高速の場合でも、低速の場合と同様に、乱れの生成や消滅は、壁面の近くの現象が重要であると考えられるが、低速の場合の様ないわゆるバースト現象が存在しない場合、どの様なメカニズムが存在して、乱流エネルギーの生成、コヒーレントな構造の再生に関係しているかは非常にむずかしい問題である。その様な場合にはMorrison等³⁶⁾が指摘した波動現象や圧力が重要な役割を果たすことが考えられる。

乱流境界層中の圧力変動は重みをかけて平均をした周りの乱流速度場のスカラーな性質を表わしていると考えられる。Kraichnan³⁷⁾やLilleyとHodgson³⁸⁾は乱流境界層中の壁面圧力変化の理論的な扱い方を示したが、Kraichnanは圧力変動に対して、速度変動成分と平均剪断応力の干渉の頃が支配的な役割をしていて、乱れと乱

れの干渉による頃の効果はずっと小さいことを示した。これに基づいて Thomas¹⁶⁾ は幾つかの仮定をして壁面近くの流れ方向の変動成分 $\partial w/\partial x$ の急激な時間変化の測定データに対応する圧力変動を求め、実際の圧力変動のアンサンブル平均と良く似た圧力変動を得ている。(その際、乱れは局所的平均速度で運ばれると仮定して、過圧の伝達速度に対応する位置での変動が過圧に対して支配的であると考え、その位置で測定した $\partial w/\partial y$ の時間変化を用いた。) この様に本実験で得られた外側構造の通過に対して示した過圧は壁近くの変動と平均剪断応力の干渉によるものと考えられる。

この(壁面上の)過圧は壁面近くの乱れの生成の結果とも考えられるが、同時にそれが、間接的、直接的に乱れの生成の原因にもなることが考えられる。すなわちこの様な圧力変化によって又は他の何らかの波動がある場合、その集積によって生じる非線型現象、不安定性が急激な剪断流れや大きなレイノルズ応力を生じ、そのため外側の構造のサイクルに合せて乱流エネルギーが生成されることも十分考えられる。この様な乱流を波動現象からとらえた理論的研究³⁹⁾もあるが、見通しの良い理論を作るためにも、もっと多くの実験的研究が必要であることは明らかである。

本実験で位相修正を行うことによって、壁面上での横方向の構造に対する情報が得られたことは興味あることである。今後、壁近くやもっと外側の境界層中で横方向の測定を行い、この実験での方法と同様な方法で解析をすることによって境界層中の横方向の構造の情報が得られると考えられる。さらに壁面上の横方向の測定も同時に行えば、壁面上のバーストと外側構造の三次元的な関係も得られることが期待され、この様な情報は乱流の構造やその生成メカニズムに対し非常に有用なものとなるだろう。

7. 結 論

広範囲な主流条件において、乱流境界層の流れのコヒーレントな構造に関する情報を得るため、その計測データの変動特性を解析した。主流速度が高超音速の領域の場合 ($U_\infty = 675 \text{ ft/sec}$) について調べる事が実用的見地から主要な目的であったが、比較のため2つのより低速の場合 ($U_\infty = 73 \text{ ft/sec}$, $U_\infty = 32.6 \text{ ft/sec}$) についても測定を行った。レイノルズ数 Re_θ は 10^6 からおよそ下限の 10^4 の範囲で、境界層の厚さは各場合についてほぼ一定の3~4インチの間であった。

境界層中の流れの方向の速度、壁面上の剪断応力、壁面

圧力のアナログデータを、同時性のある変動履歴を得るべくふうをして、デジタル化した。条件付サンプリング法によってコヒーレントな構造に関連したイベントを検知しその時の時刻を求め、この時間列に対する信号のアンサンブル平均を流れの構造の形状に関する諸量を得るために用いた。

この実験では、2つのケースのセンサ配列に対して、測定を行なった。第1の場合は、6コの流れ方向の速度プローブをレイクに取付け、その上流に壁面剪断力と壁面圧力のセンサを流れ方向に並べた。もう一つの場合は、流れの構造の横方向への情報を得るために壁面上に並べた壁面剪断応力センサによる測定である。

変動データからイベントの起った事を検知するための可変間隔時間平均(VITA)バリアンスの解析によって得られたイベント間の平均周期(\bar{T})は大体各ケースとも $\bar{T}U_\infty/\delta \approx 5$ で与えられる事がわかった。しかしながら、検知のために使われたデータ(の測定位置)によりいくらか違いがあるが、この技法により得られたイベントの数は、検知の解析のために用いた数値に非常に強く依存する。ここで与えた推測は数値値に変動の二乗平均の値の0.5倍の値を用いた場合である。しかしこの選択はむしろ任意であり、このイベント間の平均周期も、その様なことを考慮して判断されなければならない。

この様に、検知したイベントの数に対する疑問にもかかわらず、規準化した全イベントのアンサンブル平均は有用で、次の様な流れの構造のある特性を表わしていることを示した。

1. 高速 ($U_\infty = 675 \text{ ft/sec}$) の場合、流れ方向の速度測定を壁に垂直な方向に対し調べると、平均構造は壁面剪断応力も含め全測定間で良いコヒーレンスを示すことが分かった。

2. 1の様な事は低速の流れの2つの場合には成り立たなかった。壁の近くの測定値をトリガとして用いると、アンサンブル平均は、壁から或る距離(つまり $y^+ \approx 100 \sim 200$) までしかコヒーレンスを示めさなかった。外側の一点をトリガとして用いた場合は、同種のコヒーレンスが外側の測定間でのみ成り立った。

3. さらに内側領域と外側領域の境界は $U_\infty = 32.6 \text{ ft/sec}$ の場合の方が $U_\infty = 73 \text{ ft/sec}$ の場合より外にあった。このことから内側領域の特性長さは壁変数で表す事が出来ると考えられる。

4. 高速の場合(この場合、壁上の測定点を除いて外側領域)に本測定より得たコヒーレンス(変動分布の時間シーケンス)と低速度流れの壁領域における Blackwelder 等の計測結果から、内側領域と外側領域でコヒーレ

ンスが相似であるということが分った。

4.の理由は、次の2つの理由のうちの1つによるものと思われる。すなわち使用した検知法が境界層中の両領域に共に存在する典型的な構造によりトリガされるためか(同じ現象)、または壁領域の“バースト”の過程と外側大構造の現象が単に同じ様な流れ方向速度の時間シーケンスを示すためか(異なる現象)である。このうちどちらであるか本測定結果から決めることはむずかしく、さらに調べる必要がある。

高速の場合の特に興味深い点は、外側領域におけるコヒーレンスが壁まで届いている点である。壁面剪断応力も壁面圧力も外側構造の通過に対してははっきりとした相関を示している。このことは2つの低速の場合には、少なくともアンサンブル平均の結果においては、成り立たなかったが、低速の場合のデータの個々のイベントをもっと注意深く見ることによって、内側領域と外側領域の間で、ある相関を示すイベントがあるかどうかを決める事は可能であると思う。この高速の場合の測定間の強い相関は壁領域のプロセスに関連した小さなスケールの現象に対してセンサが十分な分解能を持たないためであるかどうかを決めるために、本実験で使用した変換器より小さい寸法の圧力変換器で実験を行うことが必要となろう。壁領域のプロセスと外側大構造との間の干渉に対する疑問については、この測定データを種々の周波数レンジで見て、これ等の間どの様な関係が存在するか調べる試みも必要であろう。

これ等の境界層流れの横方向の構造、もっと詳しく言うとその“足跡”(foot print)、に重点を置いた壁面剪断応力の測定から、2つの重要な結果が得られた。

1.2つの測定点におけるイベントの間の時間遅れからイベントの時間の組を2つのグループに分けてアンサンブル平均を行う事により横方向へのより良いコヒーレンスが得られた。この事よりこの構造が矢じり形(または馬蹄形)をしている事が予想され、流れの構造の平均伝達速度は $U_c \approx 0.6 \sim 0.7 U_\infty$ であった。

2.この結果と2つの横方向に近接した測定データから決めたイベント間の位相関係を組み合わせて、流れ方向にこの構造のなす側面の角度を決めた。角度は $U_\infty = 32.6$ ft/sec に対しては 20° 、 $U_\infty = 75$ ft/sec に対しては 18° であった。高速の場合($U_\infty = 675$ ft/sec)には、ずっと小さい角度 6° が推測された。この事は、主流速度が増すにつれて、横方向への流れの構造がより制限されることを示しているものと考えられる。

謝 辞

終りにこの研究は、主筆者が1977年9月から1979年9月までの間に、米国・ニューヨーク大学応用科学科のAntonio Ferri LaboratoriesにResearch Assistantとして滞在した時に行なったもので、この留学の機会を与えて下さり種々お世話いただいた航空宇宙技術研究所および科学技術庁の関係者の皆様に、また滞在中主筆者に種々の便宜を与えて下さったニューヨーク大学応用科学科の皆様にこの紙面を貸りて御礼申し上げます。

REFERENCES

1. Kline, S. J., Reynolds, W. C., Schraub, F. A. and Runstadler, P. W., "The Structure of Turbulence," *Journal of Fluid Mechanics*, 30:741, 1967.
2. Corino, E. R. and Brodkey, R. S., "A visual Investigation of the Wall Region in Turbulent Flow," *Journal of Fluid Mechanics*, 37:1, 1969.
3. Kim, H. T. and Kline, S. J., and Reynolds, W. C., "The Production of Turbulence Near a Smooth Wall in a Turbulent Boundary Layer," *Journal of Fluid Mechanics*, 50:113, 1971.
4. Offen, G. R. and Kline, S. J., "Combined Dye Streak and Hydrogen Bubble Visual Observations of Turbulent Boundary Layer," *Journal of Fluid Mechanics*, 62:223, 1974.
5. Falco, R. E., "Some Comments on Turbulent Boundary Layer Structure Inferred from the Movements of a Passive Contaminant," AIAA Paper No. 74-99, 1974.
6. Falco, R. E., "Coherent Motions in the Outer Region of Turbulent Boundary Layer," *Physics of Fluids*, 20: S124, 1977.
7. Smith, C. A., "Visualization of Turbulent Boundary Layer Structure Using a Moving Hydrogen Bubble-Wire Probe," *Proc. of the Workshop on Coherent Structure of Turbulent Boundary Layers*, p. 48, 1978.
8. Blackwelder, R. F. and Kaplan, R. E., "The Intermittent Structure of the Wall Region of the Turbulent Boundary Layer," U. Southern California, A. E. Report No. 1-22, 1972.
9. Wallace, J. M., Eckelmann, H. and Brodkey, R. A., "The Wall Region in Turbulent Shear Flow," *Journal of Fluid Mechanics*, 54:39, 1972.
10. Lu, S. S. and Willmarth, W. W., "Measurements of the Structure of the Reynolds Stress in a Turbulent Boundary Layer," *Journal of Fluid Mechanics*, 60:481, 1973.
11. Emmerling, R., "The Instantaneous Structure of

- the Wall Pressure under a Turbulent Boundary Layer," Max-Planck-Institut für Strömungsforschung Rep. No. 9, 1973.
12. Dinkelacker, A., Hessel, M., Meier, G. E. A. and Schewe, G., "Investigation of Pressure Fluctuations Beneath a Turbulent Boundary Layer by Means of an Optical Method," *Physics of Fluids*, 20: S216, 1977.
 13. Emmerling, R., Meier, G. E. A. and Dinkelacker, A., AGARD Conference Proceedings No. 131 on Noise Mechanisms, Paper No. 24, 1973.
 14. Zilberman, M., Wygnanski, I. and Kaplan, R., "Transitional Boundary Layer Spot in a Fully Turbulent Environment," *Physics of Fluids*, 20: S258, 1977.
 15. Brown, G. L. and Thomas, A. S. W., "Large Structure in a Turbulent Boundary Layer," *Physics of Fluids*, 20:243, 1977.
 16. Thomas, A. S. W., "Organized Structure in the Turbulent Boundary Layer," Lockheed-Georgia Report LG77ER0210, 1977.
 17. Chen, C. H. P. and Blackwelder, R. F., "Large-scale Motion in a Turbulent Boundary Layer: A Study Using Temperature Contamination," *Journal of Fluid Mechanics*, 89:1, 1978.
 18. Eckelmann, H., Wallace, J. M. and Brodkey, R. A., "Pattern Recognition, a Means for Detection of Coherent Structures in Bounded Turbulent Shear Flows," *Proc. of the Dynamic Flow Conference*, p. 191, 1978.
 19. Wygnanski, I., "The Recognition of an Evoked Large-Scale Structures in Bounded Turbulent Shear Flows," *Proc. of the Dynamic Flow Conference*, p. 161, 1978.
 20. Zakkay, V., Barra, V. and Wang, C. R., "The Nature of Boundary Layer Turbulence at High Subsonic Speed," *AIAA Journal*, 17:356, 1978.
 21. Offen, G. R. and Kline, S. J., "A Proposed Model of the Bursting Process in Turbulent Boundary Layers," *Journal of Fluid Mechanics*, 70:209, 1975.
 22. Kline, S. J., "The Role of Visualization in the Study of the Structure of the Turbulent Boundary Layer," *Proc. of the Workshop on Coherent Structure of Turbulent Boundary Layers*, p. 1, 1978.
 23. Rao, K. N., Narasimha, R. and Badri Narayanan, M. A., "The Bursting Phenomenon in a Turbulent Boundary Layer," *Journal of Fluid Mechanics*, 48:339, 1971.
 24. Laufer, J. and Badri Narayanan, M. A., "Mean Period of the Production Mechanism in a Boundary Layer," *Physics of Fluids*, 14:182, 1972.
 25. Kaplan, R. E. and Laufer, J., "The Intermittently Turbulent Region of the Boundary Layer," 12th Proc. Int. Congr. Mech., p. 236, 1969.
 26. Blackwelder, R. F., "On the Role of Phase Information in Conditional Sampling," *Phys. Fluids*, 20: S232, 1977.
 27. Zakkay, V., Barra, V. and Hozumi, K., "Investigation of the Fluctuation Mechanism in Turbulent Flow," Final Report prepared under Contract AFOSR-76-2497, December 1978.
 28. Serafini, J. S., "Wall-Pressure Fluctuations and Pressure Velocity Correlations in Turbulent Boundary Layers," AGARD Report 454, 1963.
 29. Wooldridge, C. E. and Willmarth, W. W., "Measurements of the Correlation Between the Fluctuating Velocities and the Fluctuating Wall Pressure in a Thick Turbulent Boundary Layer," U. of Michigan Report 02920-2-T, 1962.
 30. Willmarth, W. W. and Bogar, T. J., "Survey and New Measurements of Turbulence Structure Near the Wall," *Physics of Fluids*, 20: S9, 1977.
 31. Weidman, P. D. and Browand, F. K., "Analysis of a Simple Circuit for Constant Temperature Anemometry," *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, 8: 553, 1975.
 32. Blackwelder, R. F. and Eckelmann, H. E., "The Spanwise Structure of the Bursting Phenomenon," *Lecture Notes in Physics 75, Structure and Mechanisms of Turbulence I.*, Springer - Verlag, 1978.
 33. Bull, M. K. and Thomas, A. S. W., "High Frequency Wall-Pressure Fluctuations in Turbulent Boundary Layers," *Physics of Fluids*, 19:4, 1976.
 34. Klebanoff, P. S., "Characteristics of Turbulence in a Boundary Layer with Zero Pressure Gradient," NACA Report 1247, 1955.
 35. Morrison, W. R. B. and Kronauer, R. E., "Structural Similarity for Fully Developed Turbulence in Smooth Tubes," *Journal of Fluid Mechanics*, 39:1, 1969.
 36. Morrison, W. R. B., Bullock, K. J. and R. E. Kronauer, "Experimental Evidence of Waves in the Sublayer," *Journal of Fluid Mechanics*, 47:4, 1971.
 37. Kraichnan, R. H., "Pressure Fluctuations in Turbulent Flow over a Flat Plate," *The Journal of the Acoustical Society of America*, 28:3, 1956.
 38. Lilley, G. M., and Hodgson, T. H., "On Surface Pressure Fluctuations in Turbulent Boundary Layers," AGARD Report 276, 1960.
 39. Landahl, M. T., "Dynamics of Boundary Layer Turbulence and the Mechanism of Drag Reduction," *The Physics of Fluids*, 20:S55, 1977.

既 刊 報 告

TR-600	3次元ベクトル量計測における最適観測軸装置について(パイアスエラーを考慮する場合) Optimum Orientations of the Observation Axes for 3-Dimensional Vector Sensing	1980年2月	木村武雄
TR-601	振動の監視による転がり軸受の故障の早期発見に関する研究 An Investigation of the Early Detection of Defects in Ball Bearings by the Vibration Monitoring	1980年2月	西尾健二, 星谷昌二, 宮地敏雄
TR-602	任意翼型の一部を変更した衝撃波を伴わない翼型を求める解法 A Method for Obtaining Shockless Transonic Flows Past Airfoil Section, Partially Modified from a Given Arbitrary Airfoil Section	1980年2月	中村正義
TR-603	熱線流速計による軸流圧縮機内部の三次元計測 Three Dimensional Flow Measurement in the Axial Compressor with a Single Slanted Hot-Wire	1980年2月	熊谷龍王, 田中英穂, 丸田秀雄
TR-604	波板の圧縮座屈特性の解析 Elastic Buckling Analysis of Corrugated Plates Under Uniform Compression	1980年4月	三本木茂夫
TR-605T	A Formulation of the Three-Dimensional Potential Flow Field around a Wing by Use of the Surface Velocity Components	April 1980	Masao EBIHARA
TR-606	二次元風洞構成要素の研究(N) —消音装置の設計と性能試験— Investigation of the Components of NAL High Reynolds Number Two-Dimensional Wind Tunnel Part N Design, Construction and Performance of the Exhaust Silencer	1980年4月	榑原盛三, 三輪 等, 萱場重男, 佐藤 衛
TR-607T	Nonautonomous Differential Equations in Banach Spaces	1980年4月	Tadayasu TAKAHASHI
TR-608	統合航空計器の研究試作 Reserch and Production of Experimental Equipment for Airborne Integrated Display System	1980年4月	岡部正典, 川原弘靖, 田中敬司
TR-609	レーザホログラフ干渉計によるルートビーク管内の気流の可視化 Flow Visualization in a Ludwig Tube by a Laser Holographic Interferometer	1980年5月	高島一明, 原 亘利, 青木竹夫

航空宇宙技術研究所報告610号

昭和55年5月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺町1880
電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表)●182

印刷所 株式会社 三 興 印 刷
東京都新宿区信濃町12
