

UDC 532.526:534.12:  
534.44

# 航空宇宙技術研究所資料

TECHNICAL MEMORANDUM OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TM-162

境界層内圧力変動および板の振動変位の測定 (I)

藤森義典・山崎 浩

1969年9月

航空宇宙技術研究所  
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 資 料

|        |  |          |   |
|--------|--|----------|---|
| TM-125 | 航枝研 1m×1m 吹出式超音速風洞におけるハーフモデル試験について             | 1968年2月  | 石原久蔵, 原 亘利<br>榊原盛三, 関根英夫  |
| TM-127 | 2024-T3 アルミニウム合金の 3-bay 有孔補強平板の軸荷重による疲労特性      | 1968年4月  | 飯田宗四郎, 猿本光明<br>斎藤信一郎  |
| TM-130 | リフトエンジンの自然吸込みについて                              | 1968年4月  | 近藤 博, 大城章一郎   |
| TM-131 | 還音速タービン翼列二次元試験(Ⅲ)                              | 1968年5月  | 近藤 博, 義田光弘<br>山崎紀雄, 古川 昇  |
| TM-132 | 行列の最小固有値の一計算法                                  | 1968年5月  | 戸川隼人, 戸川保子  |
| TM-133 | フィラメント・ワインディング円筒の強度特性に関する研究                    | 1968年5月  | 竹中幸彦, 斎藤浩一郎<br>古田敏康, 川島矩一郎<br>三本木茂夫, 小川鉦一<br>越出慎一, 朝田洋雄<br>熊倉郁夫, 大竹邦彦 |
| TM-134 | AGARD 標準模型 HB-1, HB-2 の超音速風洞試験                 | 1968年5月  | 斎藤秀夫, 石原久蔵<br>原 亘利, 野田順一<br>関根英夫                                      |
| TM-135 | 歪ゲージの自己加熱による歪とドリフト                             | 1968年5月  | 小川鉦一, 遠藤修司  |
| TM-136 | “NAL-16-31” および “NAL-25-31” 二段ロケット結合部の曲げ剛性試験   | 1968年5月  | 中井暎一, 飯田宗四郎<br>高木俊朗, 安藤泰勝<br>菊地孝男                                     |
| TM-137 | ロケットの三次元の運動の方程式および HITAC 5020 による軌道計算のためのプログラム | 1968年5月  | 毛利 浩  |
| TM-138 | 片持板の振動解析に関する考察                                 | 1968年6月  | 埴 武敏, 越出慎一<br>林 洋一  |
| TM-139 | 薄板構造の疲れき裂伝ば実験                                  | 1968年6月  | 竹内和之, 野原利雄<br>飯田宗四郎   |
| TM-140 | 二次元スラットおよびスロッチッドフラップの実験的研究(Ⅱ)                  | 1968年7月  | 犬丸矩夫, 北村清美  |
| TM-141 | 超音速二次元翼列予備実験風洞について                             | 1968年7月  | 近藤 博, 坂口 一<br>八山 優, 高森 晋  |
| TM-142 | 二次元スラットおよびスロッチッドフラップの実験的研究(Ⅲ)                  | 1968年7月  | 犬丸矩夫, 高橋 俣  |
| TM-143 | 端面一体巻きフィラメント・ワインディング容器の静圧強度および疲れ強度             | 1968年8月  | 竹中幸彦, 朝田洋雄<br>野口義男  |
| TM-144 | 真ひずみ計の試作                                       | 1968年8月  | 竹中幸彦, 朝田洋雄<br>野口義男  |
| TM-145 | スピンを伴うロケットの運動を計算するプログラム                        | 1968年8月  | 戸川隼人, 石黒登美子<br>山本浩道   |
| TM-146 | 双発 STOL 機の飛行試験<br>(実用運用包囲線および離着陸特性)            | 1968年8月  | 幸尾治朗, 岡 遠一<br>塚野雄吉, 鎌田幸男<br>小野孝次                                      |
| TM-147 | 浮動振子型加速度計の試作                                   | 1968年9月  | 大月正男, 鈴木孝雄<br>円居繁治  |
| TM-148 | 吹出しフラップ翼の高揚力特性                                 | 1968年9月  | 小橋安次郎, 宮沢政文<br>西 武徳   |
| TM-149 | NAL-16-TR ロケットの研究試作                            | 1968年10月 | ロケット性能研究室   |
| TM-150 | リフトジェット VTOL 機の着陸における水平方向の減速について               | 1968年11月 | 西村博史  |
| TM-151 | フラッタ解析法の再検討<br>(フラッタ解析法の研究その1)                 | 1968年12月 | 市川輝雄  |

# 境界層内の圧力変動および板の振動変位の測定 (I)\*

藤 森 義 典\*\*・山 崎 浩\*\*

## Measurements of Boundary Layer Pressure Fluctuations and Induced Panel Vibration (I)

Yoshinori FUJIMORI and Hiroshi YAMAZAKI

An experimental investigation was carried out to clarify the space-time characteristics of boundary layer pressure fluctuation on the duct wall at flow speeds of 41.5, 33.6, 28.3 m/sec, as well as the induced panel vibration.

Our results show that wall pressure noise contains not only homogeneous boundary layer pressure fluctuations but also disturbances arising from the wind tunnel such as fan noise, reverberant noise inside the duct and vibration noise of the wind tunnel structure. Turbulent boundary layer pressure fluctuation has frequency components mostly higher than 100 cps, and is convected leeward at a speed about 80% of that of free flow velocity. It is difficult to distinguish turbulent pressure fluctuation from other noise. Contours of the same-level cross-correlation coefficients show elliptic curves on the plane of  $(U_c\tau, \Delta X)$  for longitudinal measurement and  $(U_c\tau, \Delta Y)$  for transverse, though the absolute values of the transverse cross-correlation coefficients are by far smaller than the longitudinal ones.

The panel is mostly excited by wind tunnel disturbances, and its vibration response is of a standing wave type, with no travelling wave being identified from our experiments.

### 結 言

航空機、ロケット等の外板は一般に薄いので、強力な騒音にさらされると有害な振動を起こす。最近ではエンジンの出力が大きくなっており、また高速飛行の機会も増えているから、騒音の影響を無視することはできない。この音響疲労と一般にいわれている研究課題は音響学、空気力学、振動、波動、疲労など非常に多くの内容を含んでいて、そのすべてにわたって十分な調査研究を行なうには多くの研究者を必要とすることはいうまでもないが、大体の研究の順序として

- (1) 起振源である騒音、圧力変動の種類、性質を調べる。
- (2) 構造物の振動特性を調べる。複雑な構造の場合は合理的なモデル化を行なう。
- (3) 応答計算法の確立(疲労強度の推定)

の三段階が考えられよう。(1)の問題は多分に音響学とも関連があるが、構造物を取り扱うという立場から

は、騒音の発生、伝播機構などよりも、外力としてどのように振る舞うかという力学的観点から考察することが、より重要な課題である。(3)の問題は従来多くの研究者により解析がなされており、その成果を十分取り入れることが大切である。(3)の問題は(1)と(2)とを組み合せて、構造物の応答変位および歪を算定しようとするもので、ごくわずかの例についてだけ解析がなされている。

今日騒音源とみなされるものを大別して列挙すると次のようになる。

- (イ) 燃焼、爆発による騒音
- (ロ) ジェットエンジンなどの排気騒音
- (ハ) 空気力学的騒音  
衝撃波、はく離流による圧力変動  
境界層内圧力変動
- (ニ) プロペラ、ロータ、ファンの回転騒音

(イ) はロケットなどの発進時の騒音が主であるが、火山、火薬などの炸裂では静圧が急激に増大する場合も考えられる。(ロ) は最も一般的なもので軍事基地、空港の近くでは公害問題となっているものである。

\* 昭和44年4月4日受付

\*\* 機体第二部

(二) は回転翼が空気を切る騒音で、比較的規則的な波形をしている。

音響疲労全般については文献 (1)~(6) に概説されている。(1) は主として境界層内圧力変動の測定や、それによるパネルの振動実験等の文献をまとめたものである。境界層内圧力変動の測定は Willmarth<sup>18)</sup>,<sup>19)</sup>, Harrison<sup>20)</sup> の実験が最初であり、その後 Tack<sup>15)</sup>, Smith<sup>17)</sup>, el'Baroudi<sup>24)</sup> 等多くの実験が積み重ねられている。また圧力変動によるパネルの振動実験も Maestrello<sup>23)</sup>, el'Baroudi<sup>24)</sup> らにより行なわれており、板の振動も圧力変動の移動につれて空間的に移動することがあると報告されている。速度の高いところでは Bies<sup>22)</sup> により応答の測定がなされている。

特に重要な応答解析については別に報告する。

## 記号

- CCN: 相関器カウント数  
 CSN: 相関器サンプリング数  
 AVE: カウント数の平均値  
 $= 7.03125 \times CSN$   
 ECN: 相関器実効カウント数  
 $= CCN - AVE$   
 ( $ECN(\Delta X, \Delta Y, \tau)$  と書く)  
 DRG: データレコーダ倍率  
 AMG: 増幅器倍率  
 MS: 信号の自乗平均  

$$= \frac{ECN(0, 0, 0)}{CSN \times DRG^2 \times AMG^2 \times 10}$$
  
 RMS: 自乗平均平方根  
 $= \sqrt{MS}$   
 FBW: フィルタバンド幅  
 $H(j2\pi f)$ : 測定系周波数特性  
 $\Delta X$ : 流れ方向測定点間隔 (縦方向)  
 $\Delta Y$ : 流れに垂直方向の測定点間隔 (横方向)  
 $R(\Delta X, \Delta Y, \tau)$ : 相互相関関数, 二点相関  
 $R(\tau)$ : 自己相関関数  
 $= R(\Delta X, \Delta Y, \tau)_{\Delta X=0, \Delta Y=0}$   
 $r_p(\Delta X, \Delta Y, \tau)$ : 圧力変動相互相関値 (相互相関係数)  

$$= \frac{ECN_{12}(\Delta X, \Delta Y, \tau)}{(ECN_1(0, 0, 0) \times ECN_2(0, 0, 0))^{1/2}}$$
  
 $r_d(\Delta X, \Delta Y, \tau)$ : 振動変位相互相関値 (相互相関係数)  
 $G(f)$ : スペクトル  $0 < f < \infty$  で定義  
 $S(f)$ : スペクトル  $-\infty < f < \infty$  で定義

- $f$ : 周波数 cps  
 $g$ : 重力加速度  
 $q_\infty$ : 動圧  
 $U_\infty$ : 自由流風速  
 $U_G$ : 圧力変動移動速度  
 $\delta^*$ : 境界層排除の厚さ  
 $\tau$ : 信号間時間差  
 $\zeta$ : 圧力変動時定数 (減衰係数)  
 $L_x$ : 圧力変動の大きさ (縦方向)  
 $L_y$ : 圧力変動の大きさ (横方向)  
 $\langle p^2 \rangle$ : 圧力変動自乗平均 (=MS<sub>p</sub>)

## 1. 実験の目的および実験概略

### 1.1 実験の目的

航空機, ロケット等は先に列挙したいろいろな騒音にさらされる。普通離陸時にはエンジン騒音が大きな割合を含め、高空で巡航するときには、空気力学的騒音も起振源として重要性を増すと思われる。われわれは飛行中の航空機, ロケットなどの外板に密着してそれらのおもな振動源となっていると思われる境界層内の圧力変動に着目し、第一にそれを測定する。

まず風洞壁面に存在する境界層を利用して壁面の圧力変動を測定し、その性質を空間的, 時間的広がりの中に把握し、それによるパネルの振動応答をも測定して、圧力変動によりパネルがどのように振動するかを実験的に調べることを目的としている。そして応答解析に用いる圧幅変動の時間-空間についての相関関数の近似表示の妥当性を確認することも目的の一つである。われわれはできるかぎり空間的測定点を多くとり、今までの多くの実験よりも綿密に壁面の圧力変動を測定し、振動変位についても同様にした。

### 1.2 実験要領および実験装置

#### 使用風洞

実験に使用した風洞は図 1.1 の平面図を持つ最大風速 45 m/sec の風洞である。測定部は 50×50 cm 正方形で当所計測部所属 (実験当時) のものである。

境界層内圧力変動を騒音源とするため開放されている風洞の測定部に正方形断面のダクトをはめるようにした。図 1.2, 写真 1. ダクトの内壁に存在する圧力変動を測定するマイクロホンを取り付けたり, 試験用パネルを取り付けたりできるようにダクトの上面には開孔部を設けてある (写真 2)。マイクロホン取付時やパネル取付時のいずれのときにも壁面上に凹凸がないように, 金具類やダクトを正確に仕上げた。また風洞本体とダクトは振動がダクトに伝わらないように離し

であるが、風洞の絞り部とダクトとは気流の乱れが生じないように滑らかに接合してある。

#### 測定、解析概略

圧力変動、振動変位の測定、収録、解析の要領を図 1.3 に示す。いずれについても空間的 2 点で同時に測定し、電圧信号としてデータレコーダ(写真 10) に収録し、それを相関器で解析する。風洞壁測定点のパネル上での対応を図 1.4 に示す。図中 (6) 番目の位置がパネルの中心に当り、これを基準点とし流れ方向(縦方向)と流れに垂直方向(横方向)に測定点間隔を 20, 40, 60, 80, 100 mm と変えて測定した。圧力変動、変位いずれも (6) の位置の信号を相関器の A-端子に (6) を除いた (1)~(11) の位置の信号を B-端子にそれぞれ接続した。

圧力変動を測定するには凸型をしたプローブマイクロホン(写真 3)を 2 個金具の凹孔にはめ込み、その金具をダクトに取り付ける(図 1.5 (a), 写真 4, 5, 7)。マイクロホンの外径は 15 mm であるから垂直に取り付けたのでは測定間隔を 20 mm 以下にすることができない。そこでマイクロホンを斜めにはめ込むようにして最小 10 mm まで測定点間隔を近づけられるようにした(図 1.5 (b), 写真 6, 8)。

測定に用いたプローブマイクロホンの周波数特性を表 1.1 に掲げる。東京理工社製 MR-104 マイクロホンに特製のプローブを取り付けた音響変換器で、同社提出の電圧感度校正曲線(dB 表示)から絶対値を計算したものである。

振動変位計測の微小変位計は試験パネルと電極間の容量変化を取り出すものである。電極としてはマイクロメータを用いた(写真 9)。変位計と直流増幅器を接続したときの変位と出力電圧の関係を図 1.6.1, 1.6.2 に示す。間隔を始め 1 mm とし、その位置でブリッジを平衡に保ち、間隔が狭くなる方向を(-)側、広くなる方向を(+ )側とする。この 2 系統の関係図はいずれも厳密には線形とはいえないが、変位が 0.1 mm 以下、すなわち板厚以下であれば変位測定系は一応線形とみなしてよい。この変位-電圧関係は電極の大きさ、増幅器の倍率などにより異なるので、絶対変位を知りたいときはその都度この校正曲線を求める必要がある。またマイクロメータの大きさから、振動変位の測定間隔を 20 mm 以下にすることができなかった。

#### 相関器

二つの信号の間の相関値を求めるために小野測器製のデジタル相関器(写真 11)を使用した。この計

器についての詳細は文献(7), (9)を参照されたい。この相関器は  $\pm 1$  ボルトのアナログ信号を 16 段階の粗い整数に変換して相関を求めるものである。相関器には A, B の二つの端子があり、この両端子間にレベルや位相差がないかどうかを調べてみた。発振器のサイン波をデータレコーダの二つのトラックに入れ、このトラックに記録された波形の自己相関と相互相関を比較する。結果を表 1.2 に示す。位相差は 0.1~0.3 m sec と小さいが、レベルは 1.2 ぐらいの差があるので、相互相関値は 1.2 で除して自己相関と比較する。相関器の A-D 変換器の直線性は図 1.7 のようになる。図の縦軸は実効カウント数をサンプリング数で除したもの、横軸はサイン波の自乗平均電圧である。実線は実測したものであり、点線は A-D 変換器のスケールより計算される直線である。両者は大体一致するが絶対値が大きくなると合わなくなる傾向がある。また相関値(相関係数ともいう)が 0.1 以下になると、相関器の精度から、あまり正確な相関値を期待できない。相関曲線を求めるとき時間差  $\tau$  を変えるたびにデータレコーダのテープを巻きもどすが、その時テープが全くもとと同じ位置にもどるとはかぎらないので、解析データの多少のずれはやむを得ない。

#### 風洞壁速度分布

実験の際には風速を少しずつ変えて圧力変動及振動変位を測定した。各風速について壁面上の速度分布を図 1.8 に示す。どの風速でも大体同じ型をした速度分布となり壁面上 20 mm ぐらいで一樣な流れとなる。われわれの実験範囲では  $\delta^*$  がほぼ一定であるので、どの風速でも境界層の厚さは大体同じであろう。図 1.8 から境界層は発達した乱流境界層になっているものと思われる。ただしこの速度分布は番号 (6) の位置で計測したものである。

## 2. 圧力変動の測定結果\*

風洞ダクト壁面上に存在する境界層内の圧力変動について二点相関(空間的に離れた二点の相互相関関数)を求めることにより、圧力変動の空間的、時間的性質を知ることができる。縦方向の二点相関の結果を各風速について図 2.1.1, 2.1.2, 2.1.3 に掲げる。どの結果も同様な傾向を示し、基準点 (6) から見て下流方向は左側、すなわち相関器の B 端子先行の場合に相関値のピークが現れる。B 端子先行とは B 端子に入っ

\* 昭和44年4月9日第16回航空宇宙学会年会で発表

てくる信号が早く A-D 変換されるという意であり、データの整理上 A 端子先行の場合の  $\tau$  を正とする。上流の方向は A 端子先行の場合にピークが現れる。ただし基準点 (6) の位置の信号は常に相関器の A 端子に接続してある。図 2.1.1~3 の結果は圧力変動自体が流れとともに移動していることを意味する。移動方向は気流の方向と同じである。また二点間の距離を大きくとると、それだけピークの相関値が小さくなるが、これは空間的に距離が遠くなればなるほど二点間の関連度を示す目安としての相関値はそれだけ小さくなることを意味する。

これらの相関曲線を求める時 89 cps 以下の信号はフィルタで除去した。また相関器の性能から 5,000 cps 以上の信号は処理されない (付録 2 参照)。

横方向の二点相関についての結果を図 2.2.1, 2.2.2, 2.2.3 に掲げる。これらの図より相関値そのものは縦方向の場合に比較してはるかに小さく、ピークの位置が A 端子先行, B 端子先行のいずれかにずれることがない。これより圧力変動の横方向相関は極めて低く、また横方向に移動することがないと判断される。

縦方向の二点相関のピークの時間的位置とマイクロホンの空間的間隔を図 2.3 に図示する。基準点 (6) から見て、上流の方向、下流の方向のいずれにも等間隔にピークが現れる。これは可付番個の測定点 (1)~(11) に相当する領域において境界層は安定した均一な圧力変動場を形成していることを意味する。図 2.3 の直線の勾配が圧力変動の移動速度であり  $U_c/U_\infty = 0.8$  であることから自由流より若干低い。同様な結果は Willmarth の測定した結果<sup>18), 19)</sup> からも得られている。彼の実験は円管内壁の圧力変動を測定したものであり、われわれの行った風速より高いところで実験しており  $U_c/U_\infty$  の値は 0.8 と 0.9 の間にある<sup>18)</sup>。

次に以上の実験結果をモデル化した圧力変動の性質を一般的に論ずる。二点相関の等高線図を縦方向については  $(U_c\tau, \Delta X)$  平面に、横方向については  $(U_c\tau, \Delta Y)$  平面に描くと図 2.4.1, 2.4.2, 2.4.3, 図 2.5.1, 2.5.2, 2.5.3 のようになる。いずれの方向にも等高線は楕円群となり、気流に沿って移動のある場合には楕円が  $U_c\tau$  軸の方向に傾き、移動のないときには傾くことがない。これらの楕円群の  $\Delta X, \Delta Y$  軸についての截断面がそれぞれ縦方向、横方向の空間軸に関する自己相関を表わし、圧力変動の空間的広がりを示す。図 2.6 の  $r_p(\Delta X, 0, 0)$ ,  $r_p(0, \Delta Y, 0)$  は  $\Delta X, \Delta Y$  軸について急激に減少するので、空間軸については  $\delta$ -関数的であるとみなされる。図 2.6 の二つの曲

線に指数関数  $\exp(-\Delta X/L_x)$ ,  $\exp(-\Delta Y/L_y)$  を当てはめ、曲線に最も適当な  $L_x, L_y$  を求めれば、圧力変動の空間的広がりを示す一つの目安となる。この指数関数近似をするということは  $r_p(\Delta X, 0, 0), r_p(0, \Delta Y, 0)$  を  $\Delta X, \Delta Y$  について 0 より  $\infty$  まで積分し、その面積を求めることに等しい。 $L_x, L_y$  はいずれも 0.1~1 cm の程度である。

縦方向相関曲線のピーク値は測定間隔が大きくなると減少するのは図 2.1.1~3 に見られるように、厳密に言えば指数関数的に減少するものではない。しかし一応の目安として指数減衰  $\exp(-\tau/\zeta)$  を当てはめ、各々の曲線のピーク位置を通り近似曲線とみなされる場合の  $\zeta$  を圧力変動の時間的広がりを示す目安とする。図 2.1.1~3 からわかるように、各々の風速について  $\zeta$  の値は A 端子先行, B 端子先行のいずれの方向にもほぼ同じであるが、風速が増すと少し小さくなる傾向にある。物理的に考えて空間的広がりを示す目安としては縦方向の場合  $L_x$  よりも  $\zeta$  ( $U_c$ ) の方がより適当と思われる。横方向についてはその方向に圧力変動の移動がないので  $\zeta$  は存在しない。 $\zeta$  の値は圧力変動の移動速度が大きいと小さくなり、周波数が低いと大きくなる傾向にあることが Tack らの実験<sup>15)</sup> でも示されているが、これは波長の長い音程減衰が少いことや、速度が早いほど圧力変動の移動も早くなることから当然予想されることである。

次にマイクロホンを斜めに取り付けの場合と垂直に取り付けた場合とでは測定結果にどのような差が生ずるかを調べた。図 2.7.1, 2.7.2 に自己相関の結果を示す。図 2.7.1 と 2.7.2 に多少の違いがあるのは二つのマイクロホンの周波数特性が異なることに基づく。縦方向の二点相関の比較を図 2.8.1, 2.8.2, 2.8.3 に、横方向についてのそれを図 2.9.1, 2.9.2, 2.9.3 に示す。いずれの結果からも、位相、レベルともにマイクロホンの取付け状況により解析結果が異なることはない結論される。

圧力変動のスペクトルは自己相関関数をフーリエ変換して求める。基準点 (6) の位置のスペクトルを図 2.10.1 に示す。スペクトルの形状はどの風速においても同様で風速が増すと当然のことながら全体的レベルが増す。いずれも 100~1,000 cps の範囲で一様で 100 cps 以下では多くなる。図中点線はフィルタの性能を考慮して求めたもので、スペクトルは低周波数になるほど大きいレベルとなる。また 2,000 cps 以上ではスペクトルレベルが急激に低下する。基準点 (6) 以外の位置におけるスペクトルの形状、レベルともに

大差なく、ほぼ同様と考えてよい。これより圧力変動は空間的に均一であると思われる。このスペクトルレベルの 100 cps 以下の成分は風洞送風機の回転騒音が主であると思われ 100 cps より上にある一様なレベルの騒音が境界層内の圧力変動と思われる。この図 2.10.1 を  $U_\infty$ ,  $q_\infty$ ,  $\delta^*$  等を用いて無次元化すると図 2.10.2 の様になり、絶対値表示では離れていたグラフも無次元化するとほぼ同じ位置に集る傾向にある。

次に圧力変動のスペクトルレベルが動圧  $q_\infty$  のどのくらいの割合になっているかを調べてみる。代表的な周波数における  $\sqrt{G_p(f)}/q_\infty$  の値を表 2.1 に示す。各風速について

$$\sqrt{G_p(f)}/q_\infty \approx 1 \sim 10 \times 10^{-4} \quad (1)$$

である。風速が高くなると、90~100 cps の低周波数においてこの値が大きくなるのは、風速の増加につれて圧力変動のレベルが増加する以上に、風洞送風機の回転騒音、風洞本体の振動等、内部の反響音が増大するためと考えられる。

圧力変動の全周波数帯域における自乗平均はスペクトルを積分して求められる。

$$\langle p^2 \rangle = \int_0^\infty G_p(f) df \quad (2)$$

われわれの解析では 89 cps 以下はフィルタで除外してあり、またスペクトルレベルも 2,000 cps 以上になると無視できるほど小さくなるので、(1) 式で与えられる overall 音圧を 90~2,250 cps の区間で求める。結果を表 2.2 に示す。風速の増加につれて音圧レベルも増し、音圧と動圧の関係は大体次のようである。

$$\sqrt{\langle p^2 \rangle}/q_\infty \approx 3 \times 10^{-3} \quad (3)$$

この値は他の研究結果 (Willmarth は  $\sqrt{\langle p^2 \rangle}/q_\infty = 6 \times 10^{-3}$ ) にくらべると 5 倍ほど大きい値である。(3) 式に示される数値は境界層内の圧力変動のほか、送風機回転騒音、風洞の振動音、内部の反響音などが含まれている結果と推定されるから、(3) 式から、直ちに気流の運動エネルギーの 3% が音響エネルギーに変化したということとはできない。表 2.1, 2.2 の結果は基準点 (6) における結果であるが、他の測定点においてもほとんど同様な結果となった。

以上のことから一般的にいえることは、われわれの用いた風洞の雑音レベルは高く、境界層内の圧力変動のみを観察するには不向きであるということである。

### 3. 振動変位の測定結果

圧力変動を測定した同じ場所に試験用パネルを取り付け振動変位を測定した。試験用パネルは日新製鋼製 SUS-27 ステンレスで寸法は  $220 \times 220 \times 0.1$  mm, 周辺は接着剤で金枠に固定した。測定点は圧力変動の場合と同じく番号を付け、中央位置 (6) をパネルの中心にとりこれを基準として縦方向、横方向に 20, 40, 60, 80, 100 mm の間隔で二点相関を求めた。相関曲線を求めるとき圧力変動のときと同じく 89 cps 以下はフィルタで除去した。各点の自己相関を  $U_\infty = 41.5$  m/sec につき求めた結果を図 3.1 に示す。 $\tau$  が増加するとわずかながら相関値が低下するが、ほぼ定常的なサイン波形を示すから、パネルはサイン波的に振動しているといえる。この図よりパネルの振動周波数は約 100 cps であることがわかる。縦方向の二点相関の結果を図 3.2.1, 3.2.2 に示す。相関曲線の形状は自己相関と変わらず、測定点間の距離が大きくなると相関値は小さくなる。また相関曲線の極値を与える  $\tau$  が圧力変動の縦方向相関のときのように左右にずれることがない。これはパネルの振動が縦方向には定常的な定在波であり、圧力変動のように振動自体が流れに沿って移動することがないことを意味する。距離が離れている二点間の相関値のレベルが低いのは、空間的に遠く離れていれば、それだけ二点間の関連が薄くなるということである。これは圧力変動の測定結果についても同じであった。

横方向の二点相関の結果を図 3.3.1, 3.3.2 に示す。これは  $U_\infty = 41.5$  m/sec のときの例である。これらの図から、横方向相関についても相関値が縦方向の場合に比べて多少低くなる傾向にあることを除けば、ほとんど変わらないといってよい。板の振動変位の解析は圧力変動を測定したと同じ風速でそれぞれ行なったわけであるが、自己相関、相互相関すべて図 3.1, 3.2.1~3, 3.3.1~3 と変わらない結果を得た。

振動変位の各風速におけるスペクトルを図 3.5 に示す。これは相関器とフィルタを用いて求めたものである。20, 100 cps 近傍にピークがあるが、われわれの解析は二番目の 100 cps 前後のピークについて行なったことになる。ただしパネルが薄すぎて固有振動数、振動モードを確認することができなかった。

上記のように外力としての圧力変動が流れとともに移動していて、パネルに対して移動荷重のように作用しているが、パネルの振動は全面同位相の定常的振動であると結論される。

#### 4. 結 論

今回行った低速における境界層内圧力変動の測定から次のようなことがいえる。

(1) 気流方向の二点相関曲線は時間差  $\tau$  の特定な値で極大値をとる。この  $\tau_{rp\max}$  なる時間差は測定点間の距離に比例し、基準点を中心とし上流に向っても、下流に向ってもピークが規則的に現れるので、境界層内圧力変動は測定した領域内で流れ方向に均一である。

(2) 圧力変動は縦方向に自由流の 0.8 前後の移動速度をもって流れている。

(3) 気流に垂直な方向の相関曲線はその相関値が縦方向の場合と比較するときわめて小さく、ピーク位置も  $\tau=0$  であり測定間隔により変らない。これより圧力変動が流れに対して垂直に移動することはない。

(4) 等相関値を  $(U_0\tau, \Delta X)$ ,  $(U_0\tau, \Delta Y)$  平面に描いてみるといずれも楕円群となる。空間的に圧力変動が移動していれば楕円群が傾き、移動していなければ傾くことはない。

(5) 空間軸についての自己相関は  $\delta$ -関数的である。

(6) 圧力変動のスペクトルは場所により形が変らな

いことから、空間的均一性がわかる。

(7) マイクロホンを垂直に取り付けても、斜めに取り付けても結果は変らない。

(8) 測定結果には境界層内圧力変動、送風機の回転騒音、風洞本体の振動音、内部の反響音等が含まれていると考えられるが、それらを分離して測定することはきわめてむずかしい。

振動変位の測定結果から次のようなことがいえる。

(1) パネルの振動についてはどの二点相関もサイン波的である。パネルの中央の自己相関、縦方向および横方向の二点相関いずれも相関値レベルの差はあっても形状は変らない。

(2) 流れ方向の二点相関においても特定の時間差  $\tau$  によって曲線がピークとなることがないので、パネルは定在波による全面同位相の振動をしていて、曲屈振動が圧力変動のように流れることはない。

(3) 圧力変動のスペクトルにおいて 100~1,000 cps の領域の境界層内圧力変動と思われるもののレベルが低く 100 cps 以下の風洞送風機の回転騒音と思われるもののレベルが高いので、パネルの振動は空間的に移動の少ないと考えられる後者により加振されている可能性がある。



表 1.1 プループマイクロホンの周波数特性 (単位 Volt/dyn/cm<sup>2</sup>)

| KC   | MIC No. 1             | MIC No. 2             | KC    | MIC No. 1             | MIC No. 2             |
|------|-----------------------|-----------------------|-------|-----------------------|-----------------------|
| 0.04 | $4.12 \times 10^{-3}$ | $4.42 \times 10^{-3}$ | 4.00  | 1.63                  | 1.64                  |
| 0.05 | 4.31                  | 4.55                  | 4.50  | 1.37                  | 1.38                  |
| 0.07 | 4.58                  | 4.84                  | 5.00  | 1.17                  | 1.16                  |
| 0.09 | 4.62                  | 5.01                  | 5.50  | 1.09                  | 1.04                  |
| 0.10 | 4.68                  | 5.07                  | 6.00  | 1.02                  | $9.77 \times 10^{-4}$ |
| 0.20 | 4.73                  | 5.19                  | 6.50  | $9.66 \times 10^{-4}$ | 9.23                  |
| 0.30 | 4.79                  | 5.19                  | 7.00  | 9.66                  | 8.91                  |
| 0.50 | 4.96                  | 5.50                  | 7.50  | $1.02 \times 10^{-3}$ | 9.02                  |
| 0.70 | 5.24                  | 6.10                  | 8.00  | 1.07                  | 9.53                  |
| 1.00 | 5.76                  | 7.08                  | 8.50  | 1.17                  | $1.03 \times 10^{-3}$ |
| 1.50 | 6.61                  | 9.77                  | 9.00  | 1.34                  | 1.14                  |
| 2.00 | 5.63                  | 7.94                  | 9.50  | 1.49                  | 1.22                  |
| 3.00 | 2.85                  | 2.92                  | 10.00 | 1.55                  | 1.27                  |
| 3.50 | 2.07                  | 2.09                  |       |                       |                       |

表 1.2 相関器 A, B 両端子間の位相差および振幅比

| cps   | 100       | 500  | 1000 |
|-------|-----------|------|------|
| 位 相 差 | 0.30 msec | 0.15 | 0.10 |
| 振 幅 比 | 1.22      | 1.21 | 1.18 |

表 2.1  $\sqrt{G_p(f)}/q_\infty$  ((6) の位置)

| $U_\infty$<br>cps | 41.5                 | 33.6                 | 28.3                 |
|-------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| 90                | $9.4 \times 10^{-4}$ | $9.9 \times 10^{-4}$ | $6.3 \times 10^{-4}$ |
| 100               | 8.7                  | 9.2                  | 5.8                  |
| 200               | 7.6                  | 8.0                  | 5.3                  |
| 300               | 7.3                  | 7.7                  | 5.5                  |
| 500               | 6.6                  | 7.1                  | 5.7                  |
| 700               | 6.0                  | 6.8                  | 5.8                  |
| 1000              | 5.5                  | 6.7                  | 5.4                  |
| 1500              | 4.3                  | 5.5                  | 4.5                  |
| 2000              | 3.4                  | 5.0                  | 3.8                  |

表 2.2 Over All Noise Level (90-2250 cps)  
((6) の位置)

| $U_\infty$                              | 41.5                 | 33.6                 | 28.3                 |
|---|----------------------|----------------------|----------------------|
| dB versus<br>0.0002 dyn/cm <sup>2</sup> | 122                  | 120                  | 115                  |
| $\sqrt{\langle p^2 \rangle}/q_\infty$   | $2.5 \times 10^{-2}$ | $2.9 \times 10^{-2}$ | $2.3 \times 10^{-2}$ |

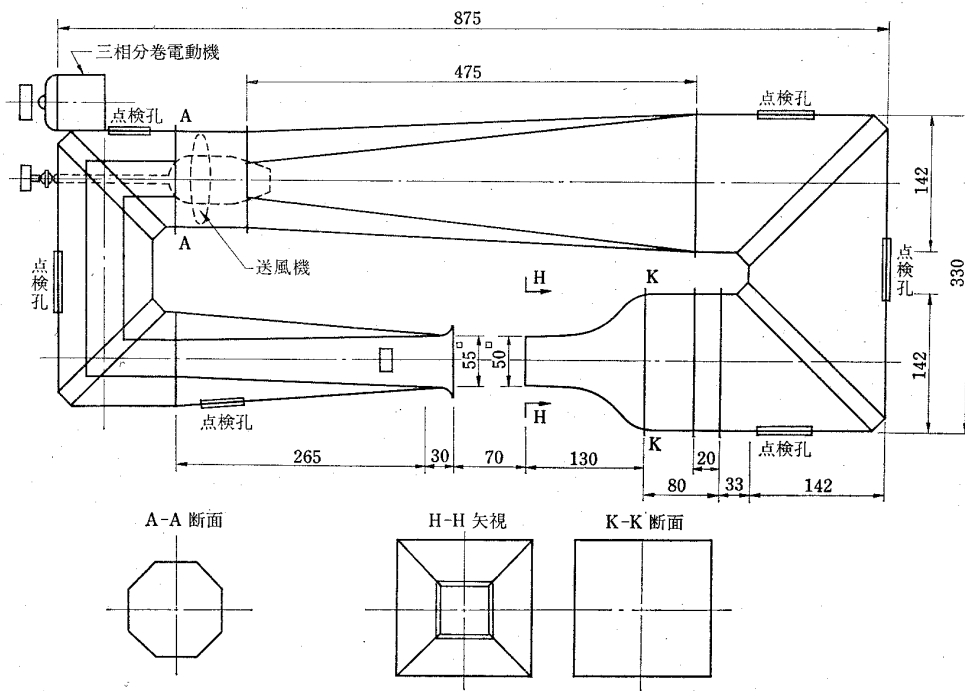


図 1.1 風 洞 概 略 図

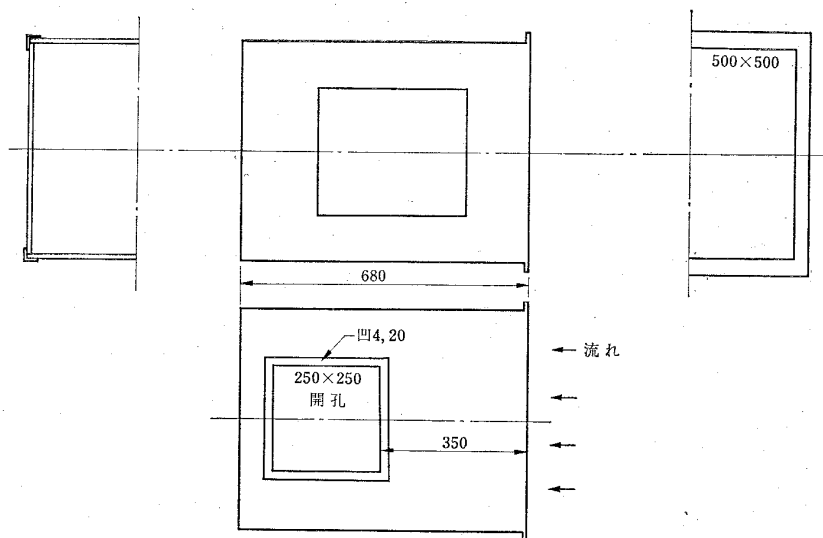


図 1.2 実 験 用 ダ ク ト

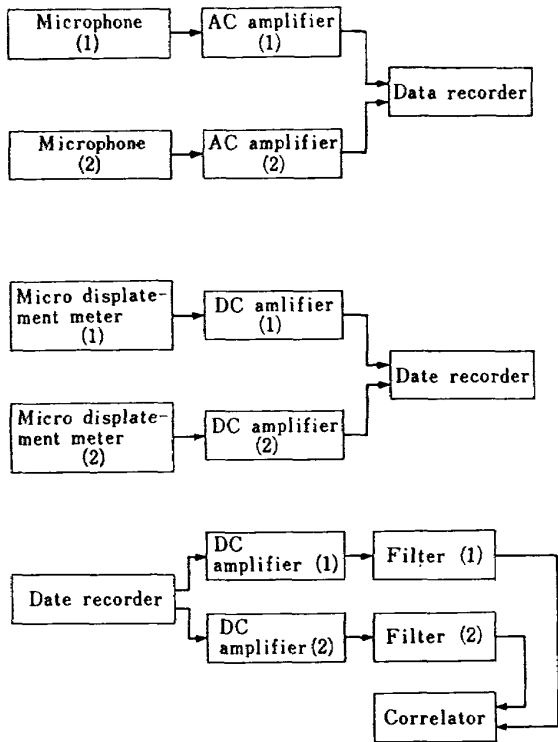


図 1.3 データ収録および解析概略

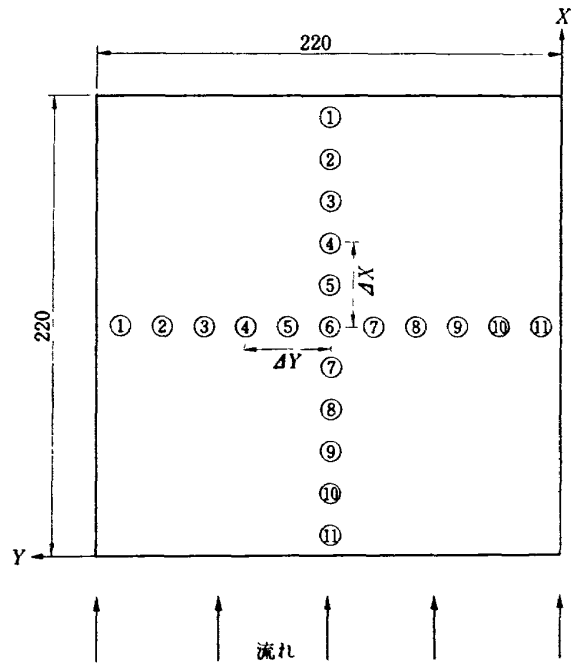
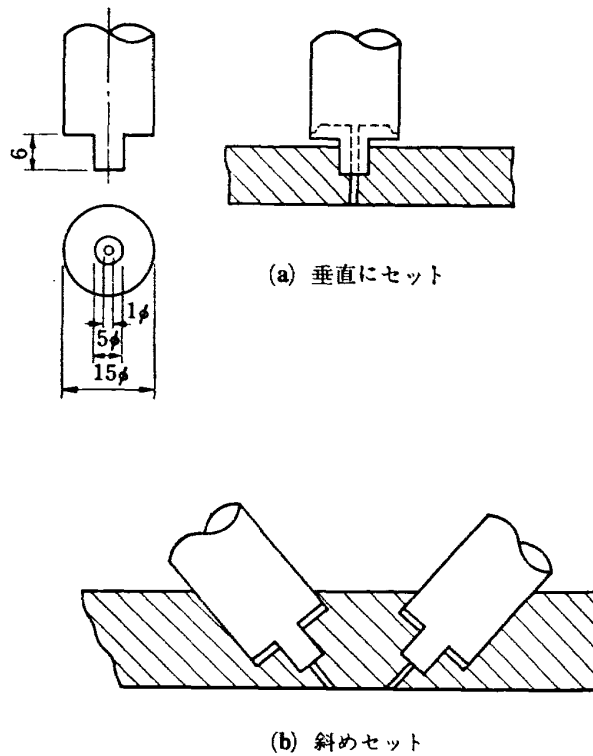


図 1.4 測定位置番号



(a) 垂直にセット

(b) 斜めセット

図 1.5 プループマイクロホンの取付状況

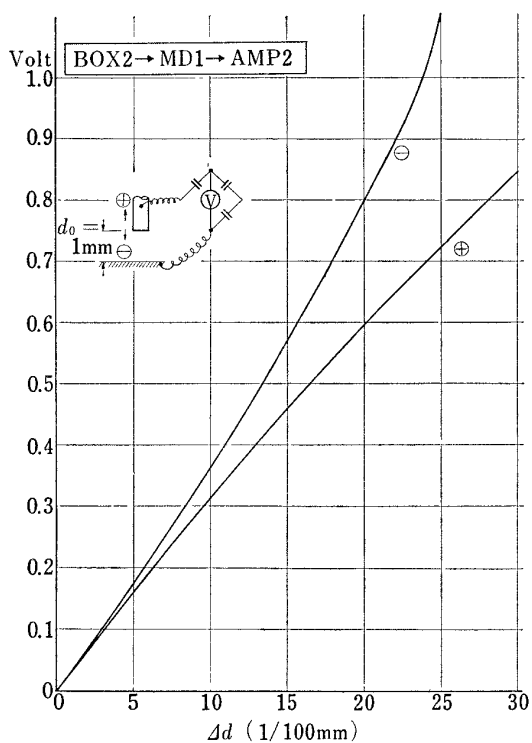


図 1.6.1 変位測定系較正 (I)

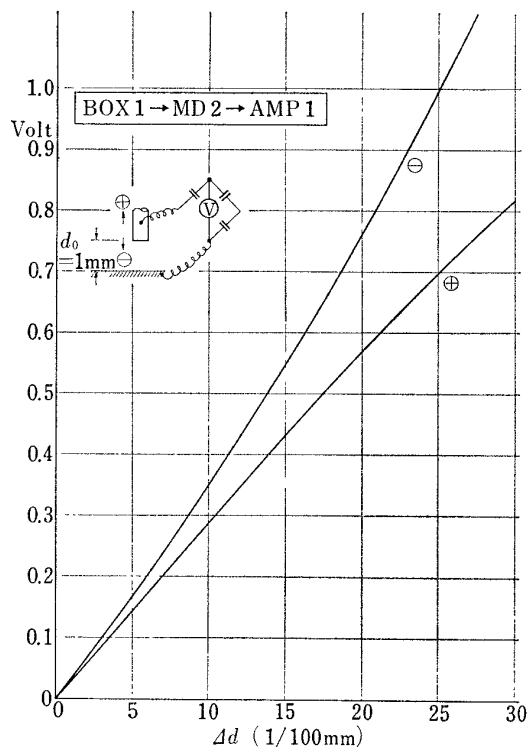


図 1.6.2 変位測定系較正 (II)

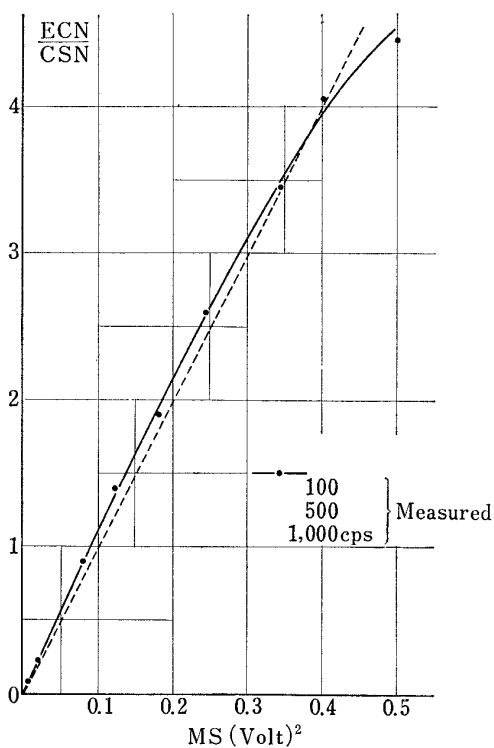


図 1.7 相関器 A-B 変換器の直線性

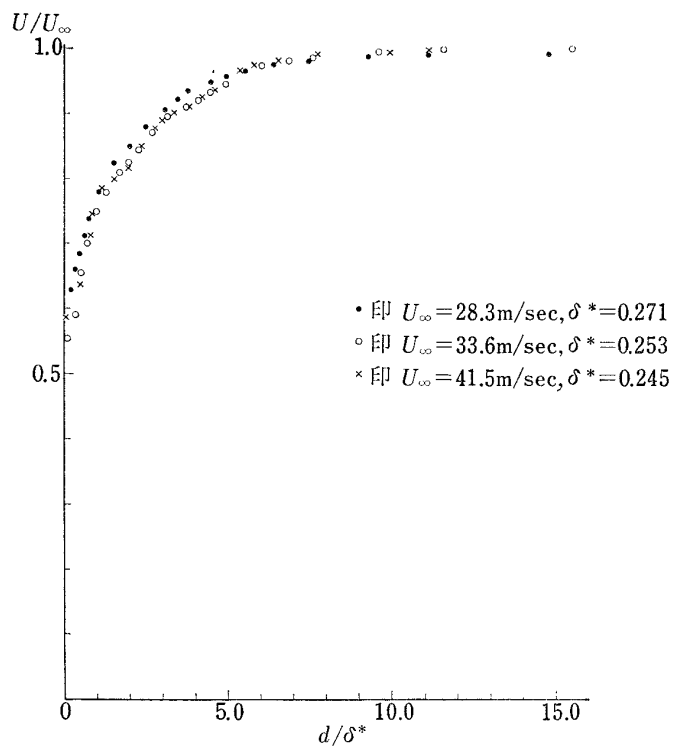


図 1.8 無次元化した速度分布

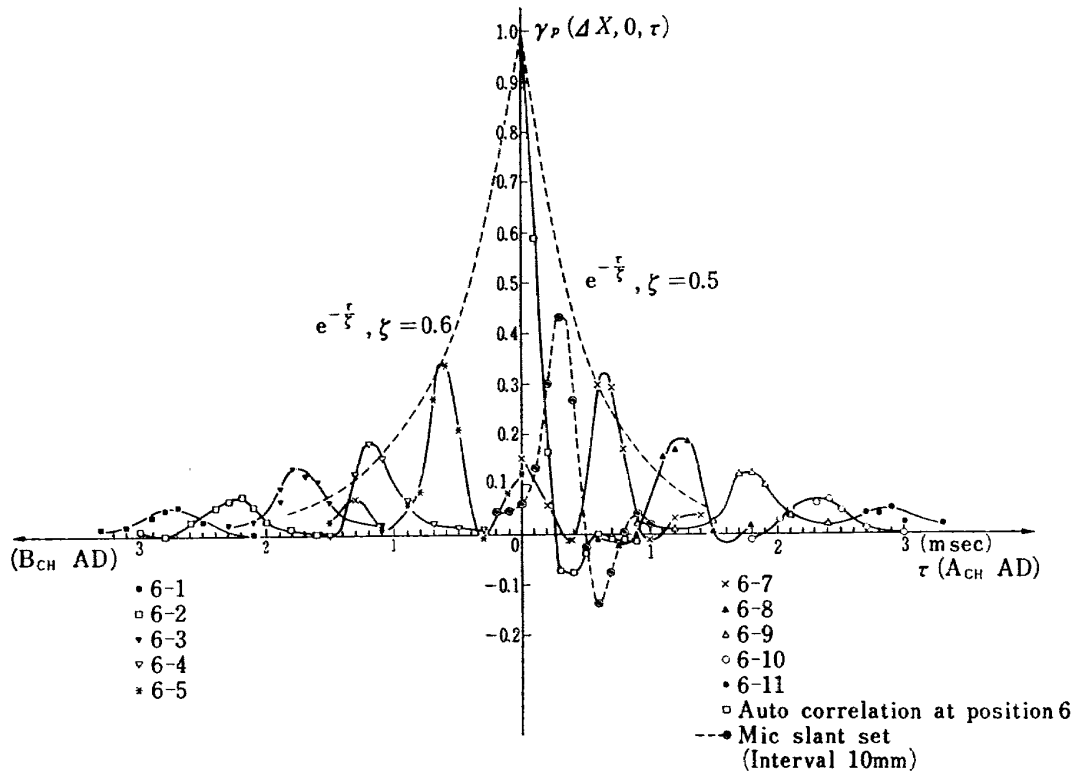


図 2.1.1 圧力変動相互相関係数 縦方向  $U_\infty = 41.5$  m/sec

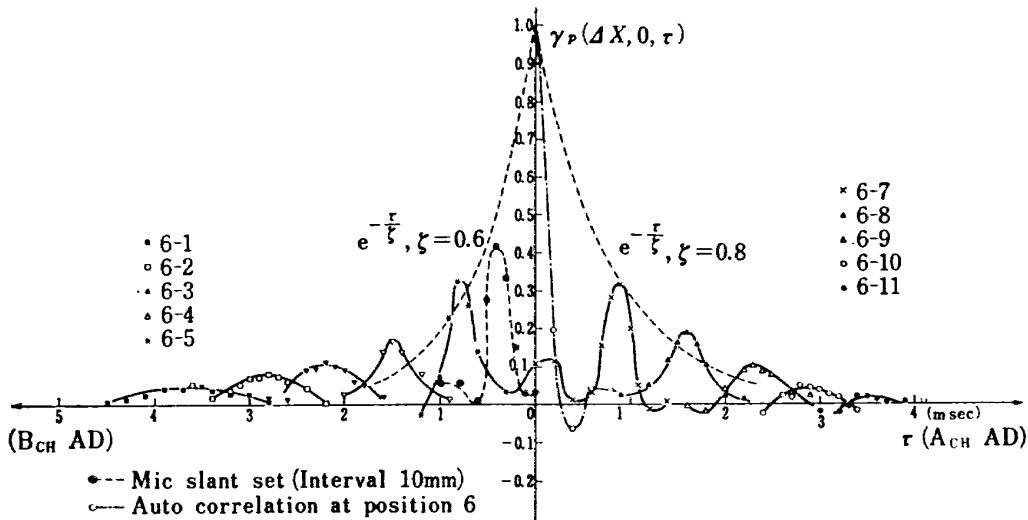


図 2.1.2 圧力変動相互相関係数 縦方向  $U_\infty = 33.6$  m/sec

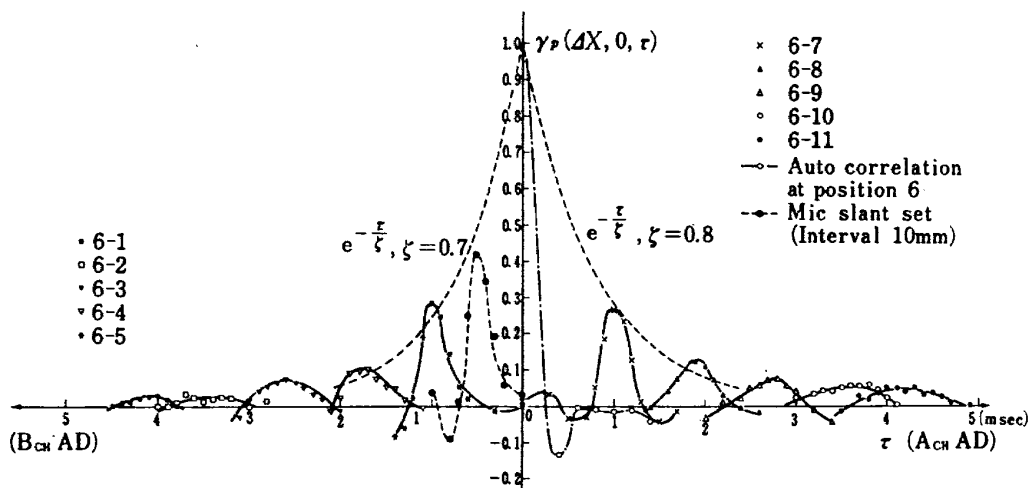


図 2.1.3 圧力変動相互相関係数 縦方向  $U_\infty = 28.3$  m/sec

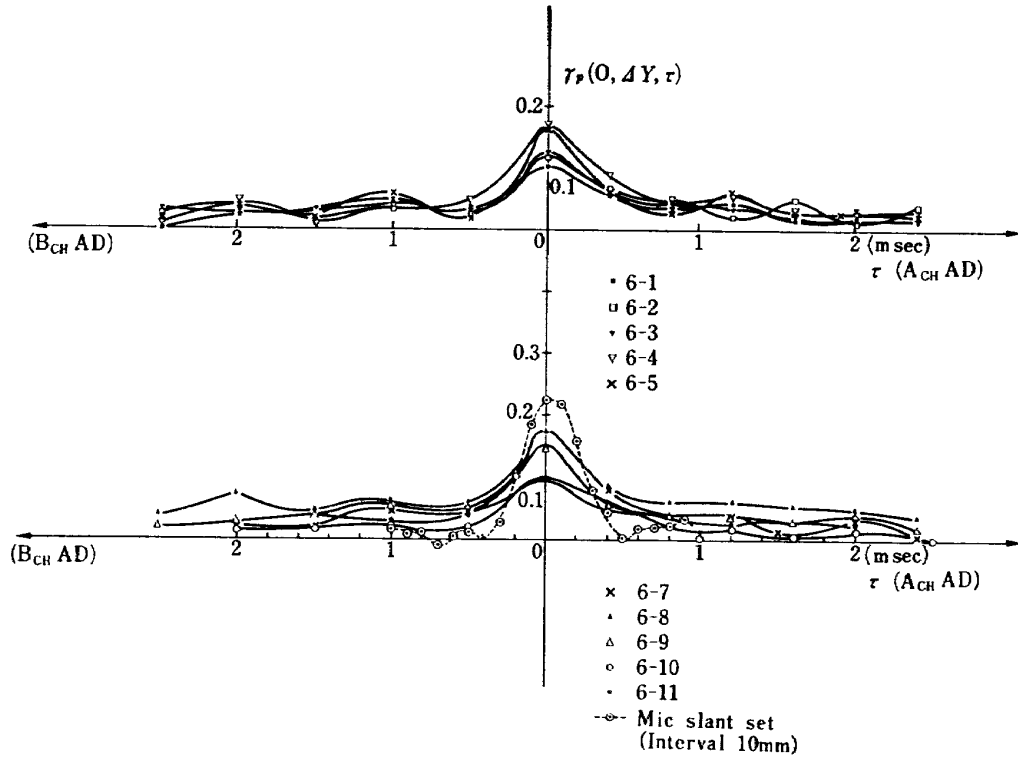


図 2.2.1 圧力変動相互相関係数 横方向  $U_{\infty}=41.5$  m/sec

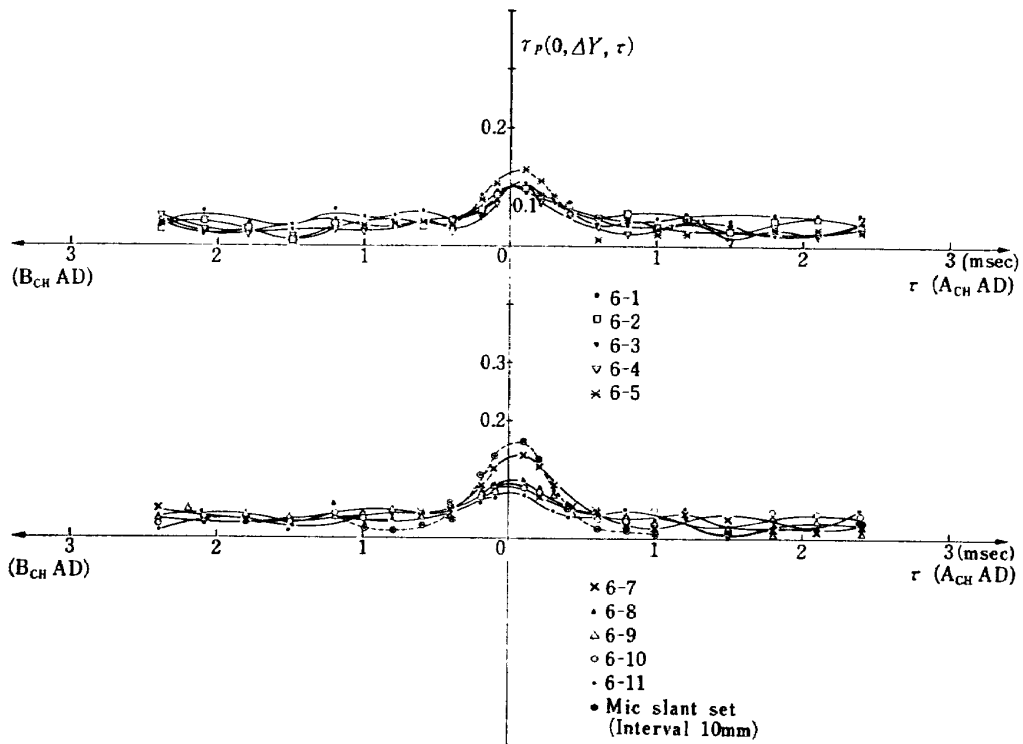


図 2.2.2 圧力変動相互相関係数 横方向  $U_{\infty}=33.6$  m/sec

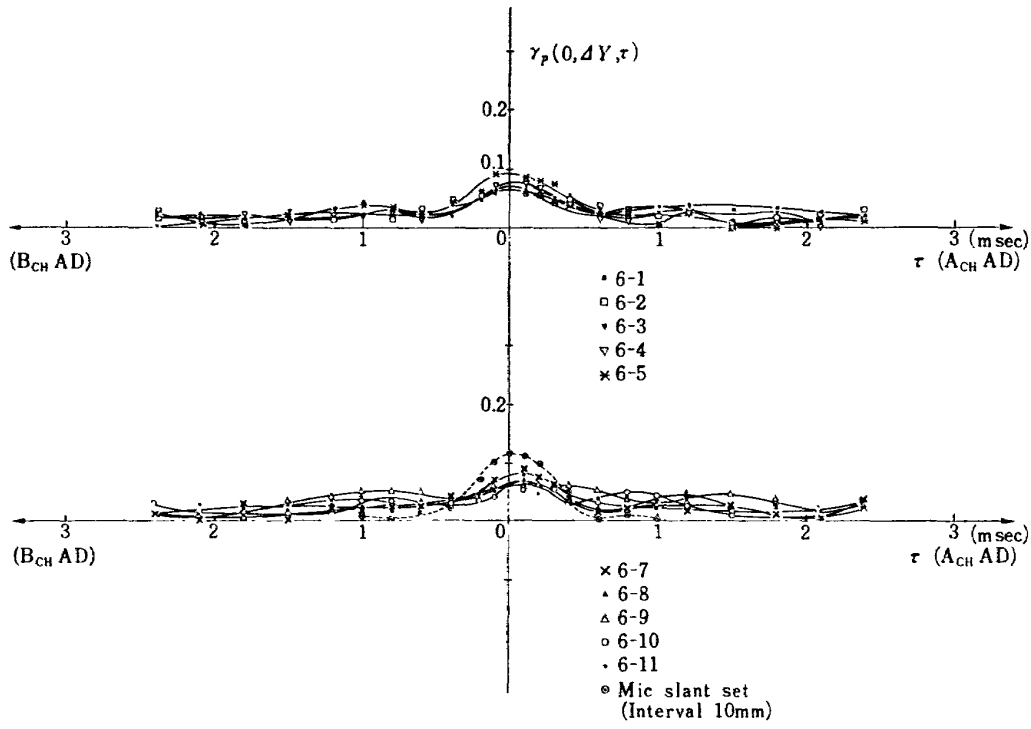


図 2.2.3 圧力変動相互相関係数 横方向  $U_\infty = 33.6 \text{ m/sec}$

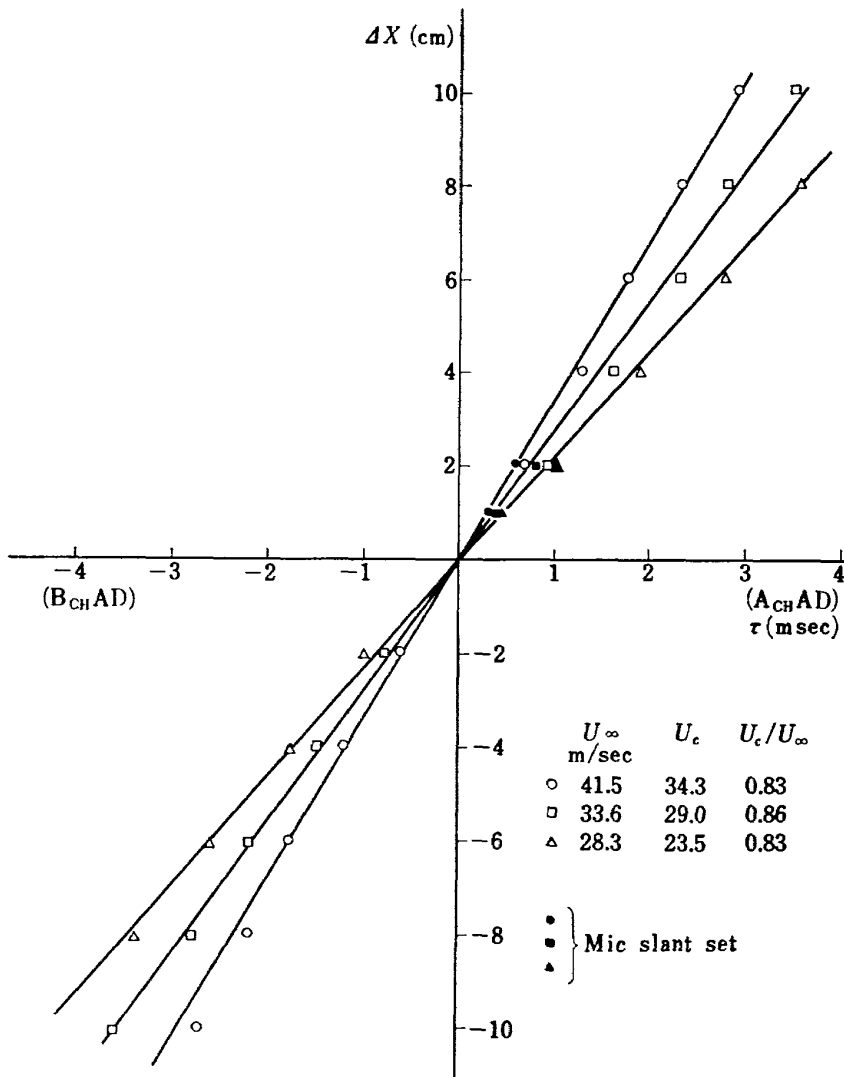


図 2.3 圧力変動の相互相関係数 (縦方向) が最大となる時間差

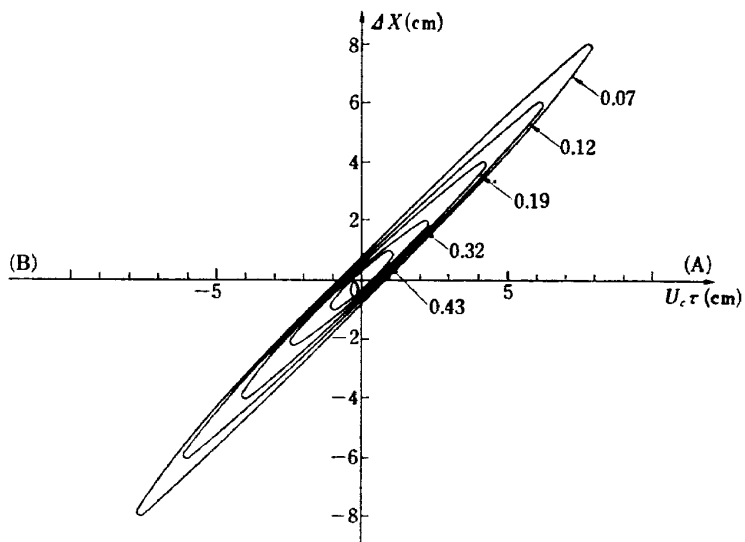


図 2.4.1 圧力変動相関係数の等高線 (縦方向)  $U_\infty=41.5$  m/sec

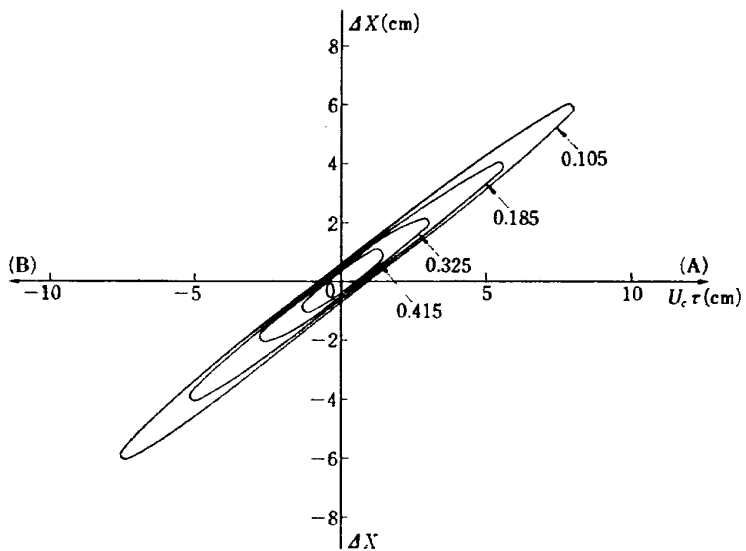


図 2.4.2 圧力変動相関係数の等高線 (縦方向)  $U_\infty=33.6$  m/sec

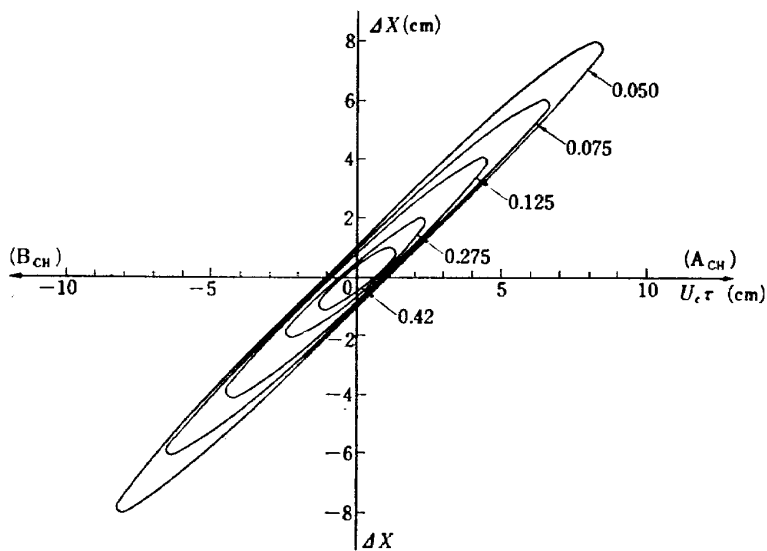


図 2.4.3 圧力変動相関係数の等高線 (縦方向)  $U_\infty=28.3$  m/sec



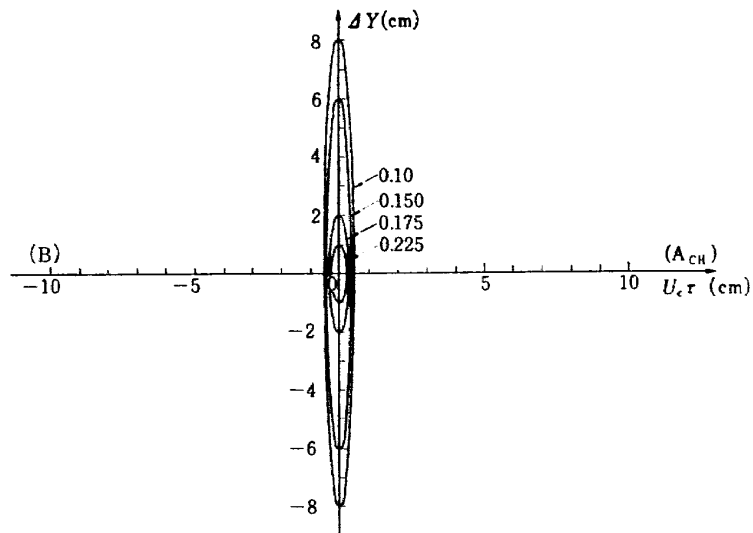


図 2.5.1 圧力変動相関係数の等高線 (横方向)  $U_{\infty}=41.5$  m/sec

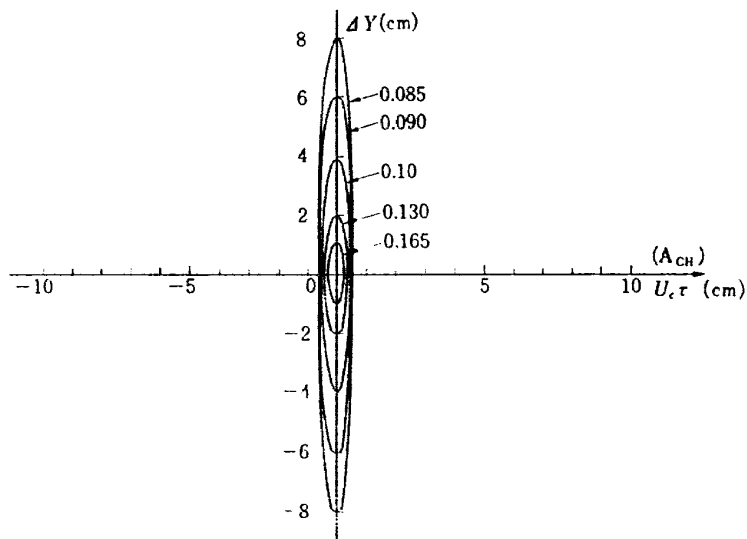


図 2.5.2 圧力変動相関係数の等高線 (横方向)  $U_{\infty}=33.6$  m/sec

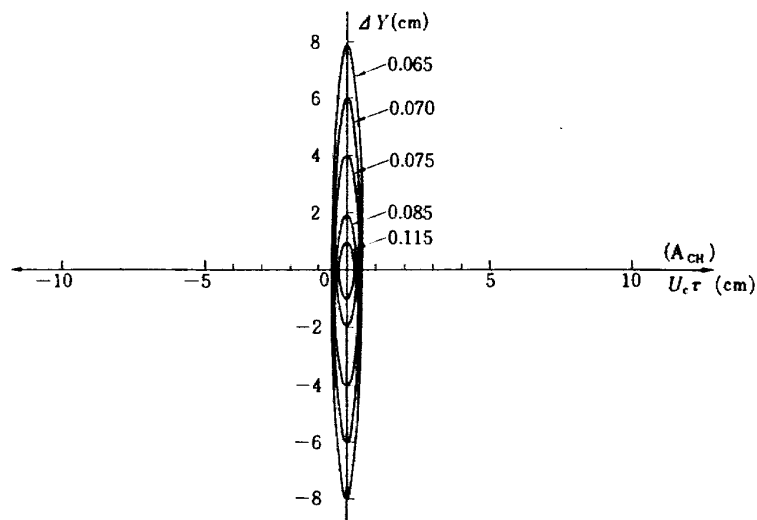


図 2.5.3 圧力変動相関係数の等高線 (横方向)  $U_{\infty}=28.3$  m/sec

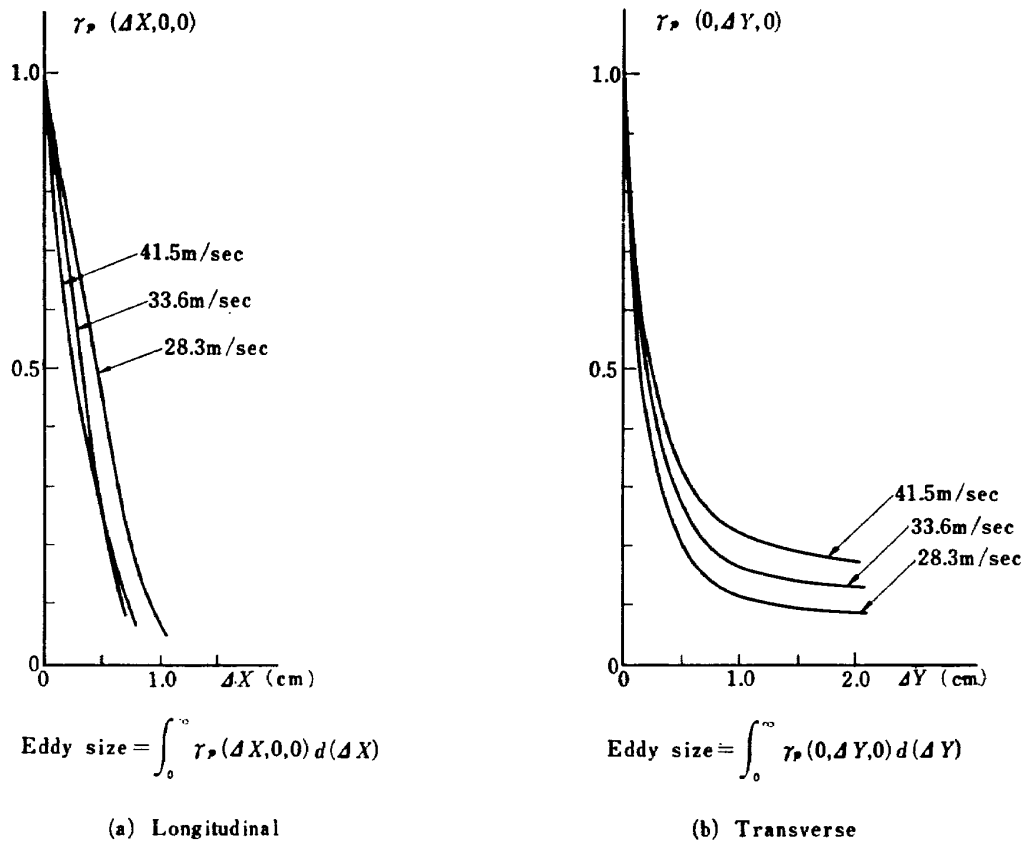


図 2.6 空間軸についての自己相関

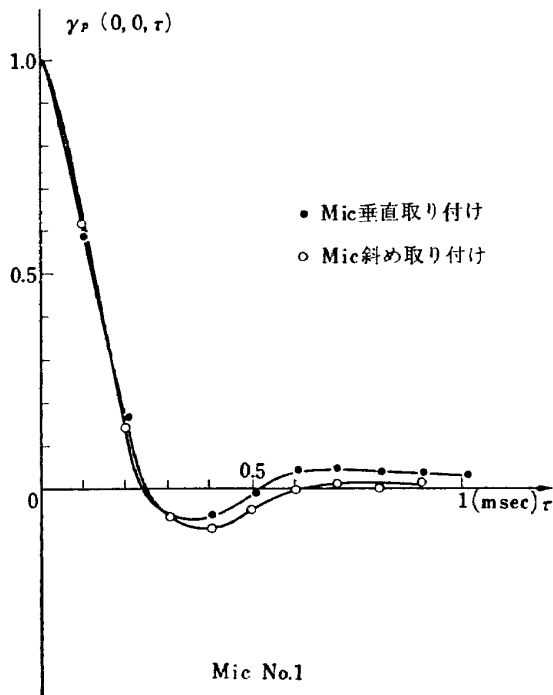


図 2.7.1 圧力変動の自己相関係数の比較  
 $U_\infty = 41.5 \text{ m/sec}$

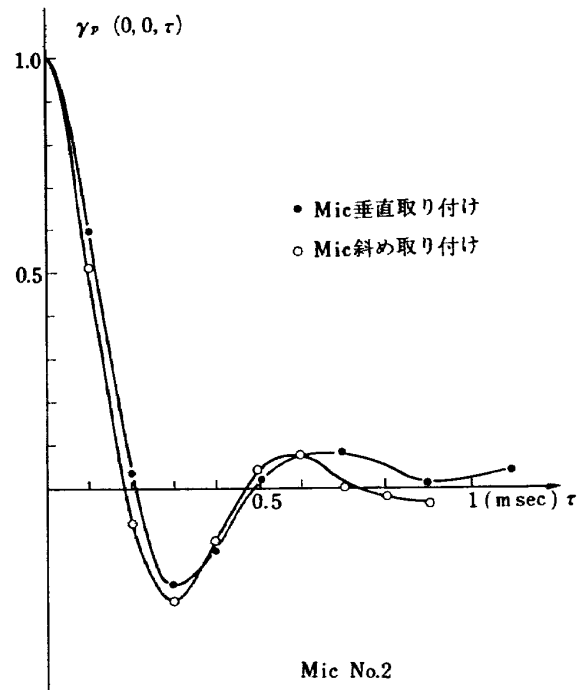


図 2.7.2 圧力変動の自己相関係数の比較  
 $U_\infty = 41.5 \text{ m/sec}$

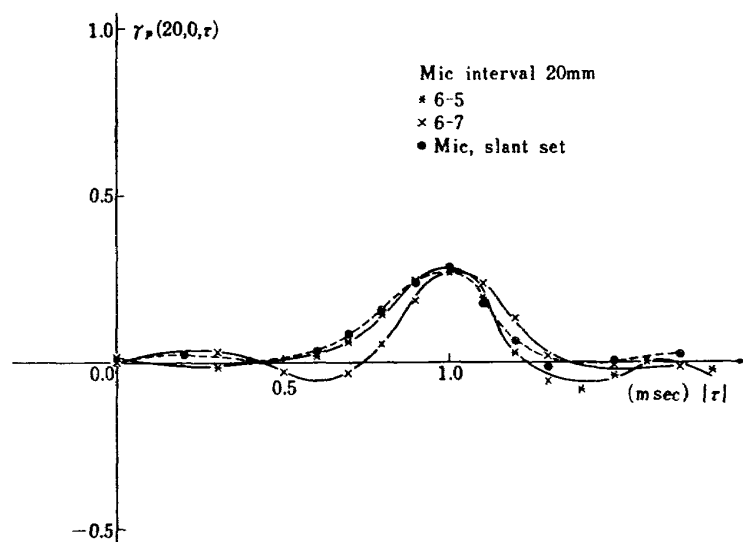


図 2.8.1 圧力変動相互相関係数の比較 (縦方向)  $U_{\infty}=41.5$  m/sec

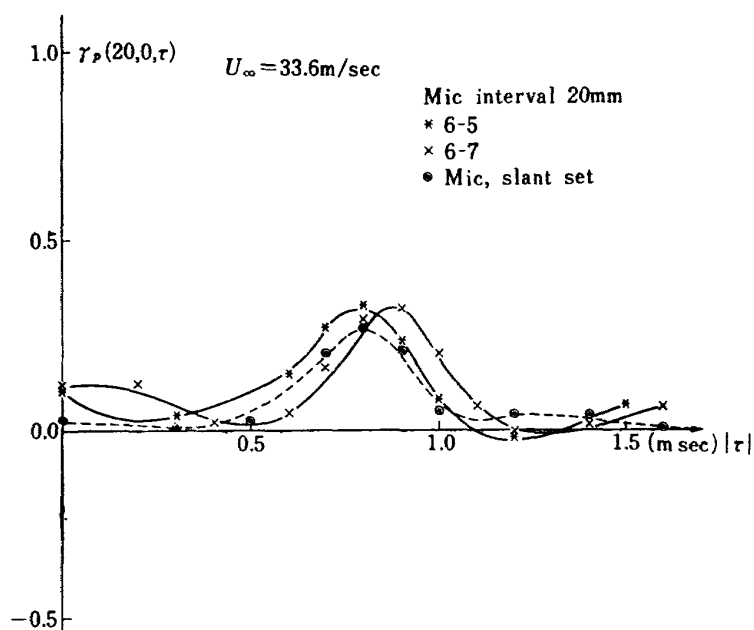


図 2.8.2 圧力変動相互相関係数の比較 (縦方向)  $U_{\infty}=33.6$  m/sec

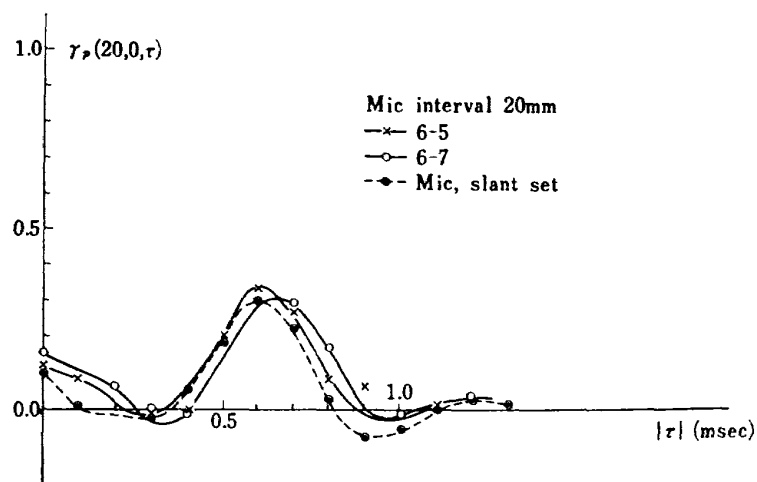


図 2.8.3 圧力変動相互相関係数の比較 (縦方向)  $U_{\infty}=28.3$  m/sec

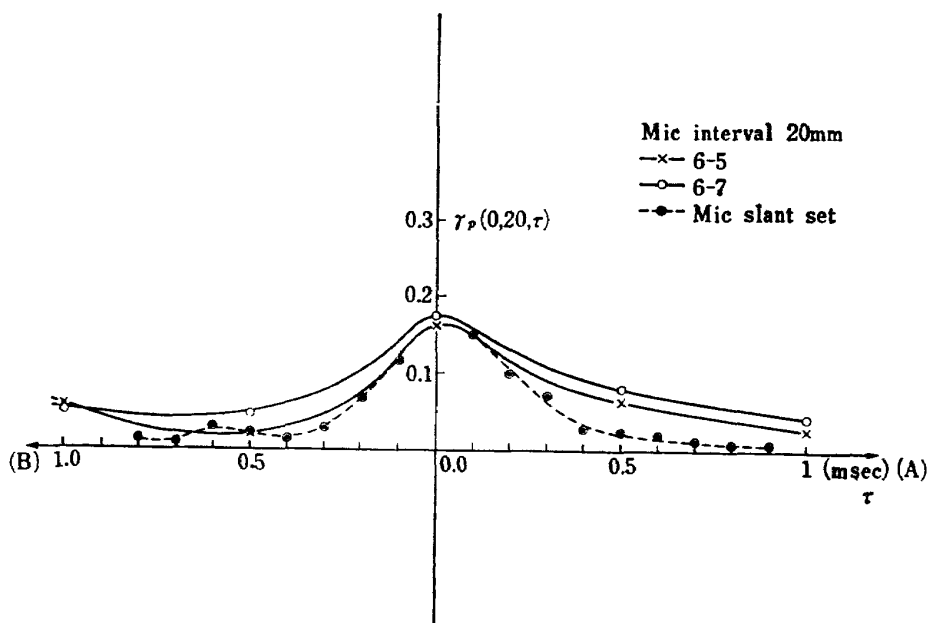


図 2.9.1 圧力変動相互相関係数の比較 (横方向)  $U_{\infty}=41.5 \text{ m/sec}$

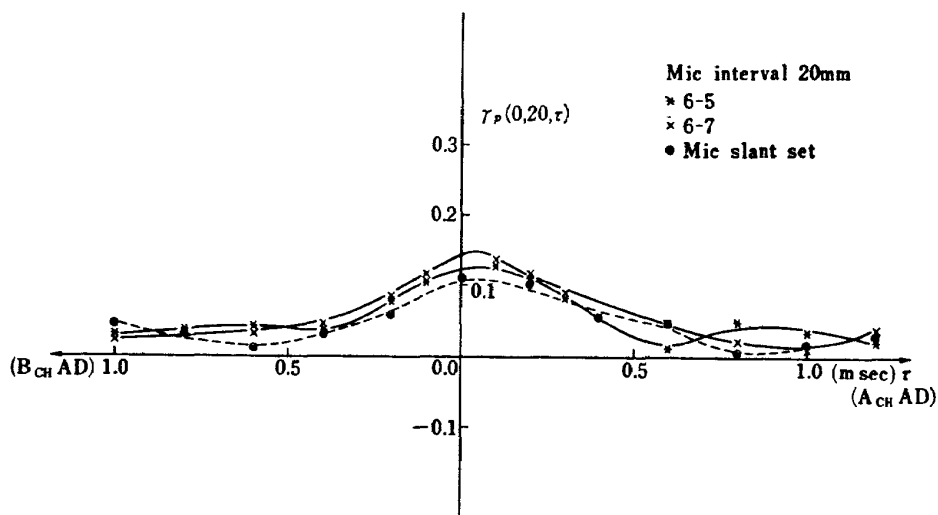


図 2.9.2 圧力変動相互相関係数の比較 (横方向)  $U_{\infty}=33.6 \text{ m/sec}$

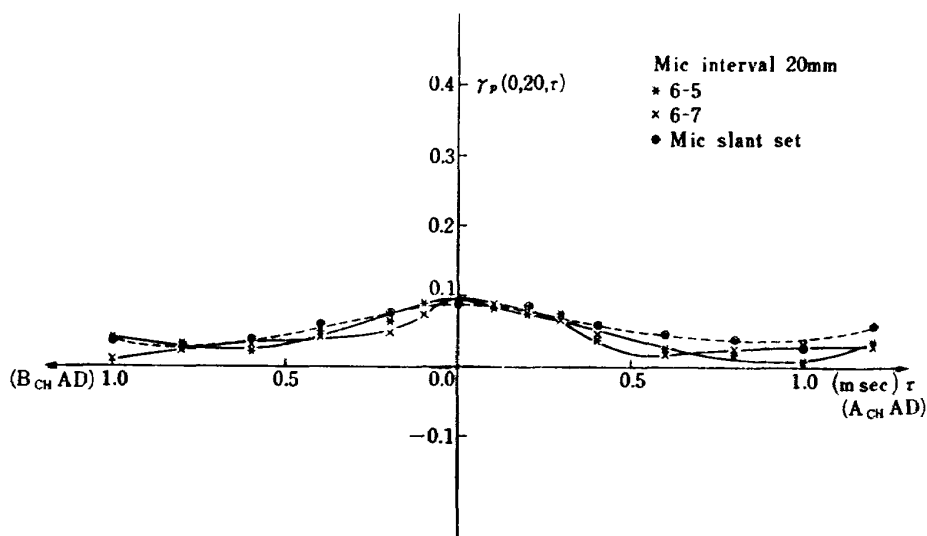


図 2.9.3 圧力変動相互相関係数の比較 (横方向)  $U_{\infty}=28.3 \text{ m/sec}$

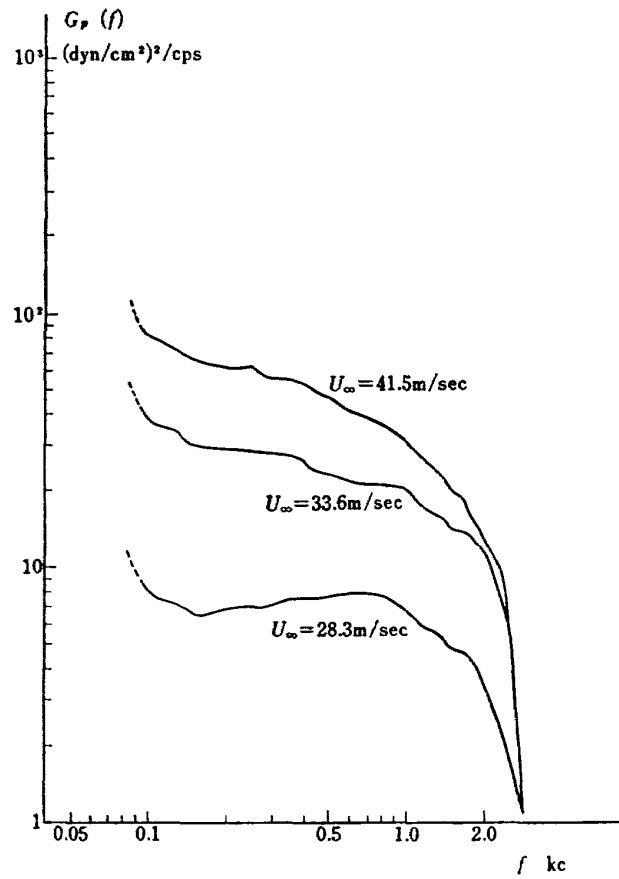


図 2.10.1 圧力変動スペクトル ((6) の位置)

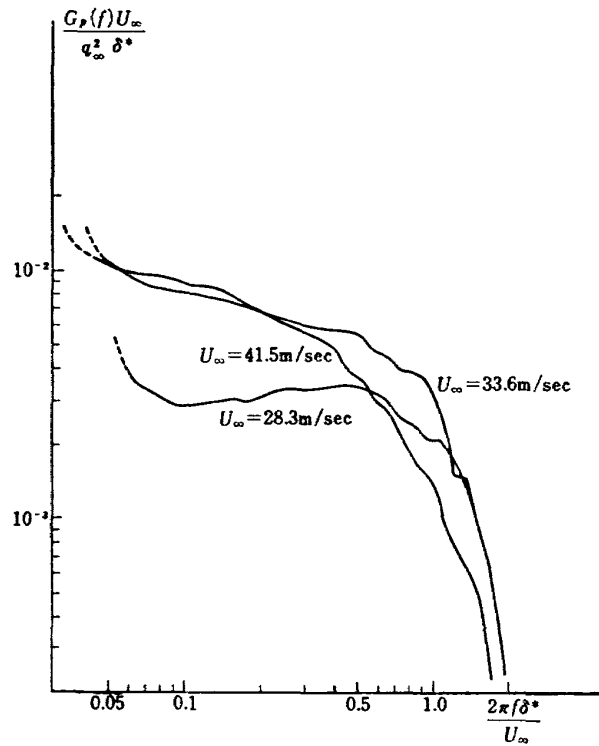


図 2.10.2 無次元化スペクトル ((6) の位置)

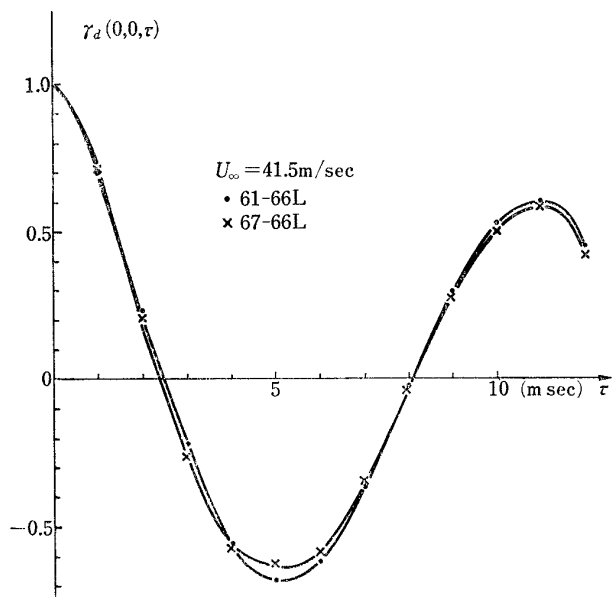


図 3.1 変位の自己相関係数  $U_\infty=41.5$  m/sec  
(6) の位置

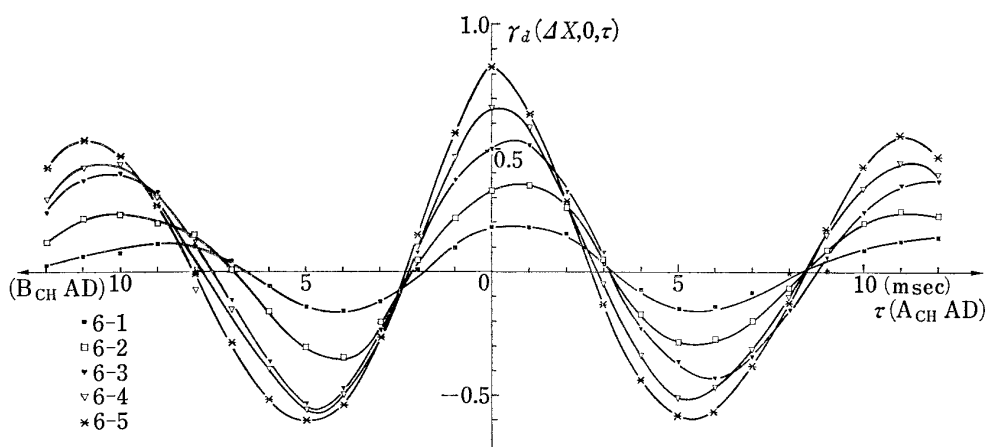


図 3.2.1 変位の相互相関係数  $U_\infty=41.5$  m/sec 縦 (1)~(5) の位置

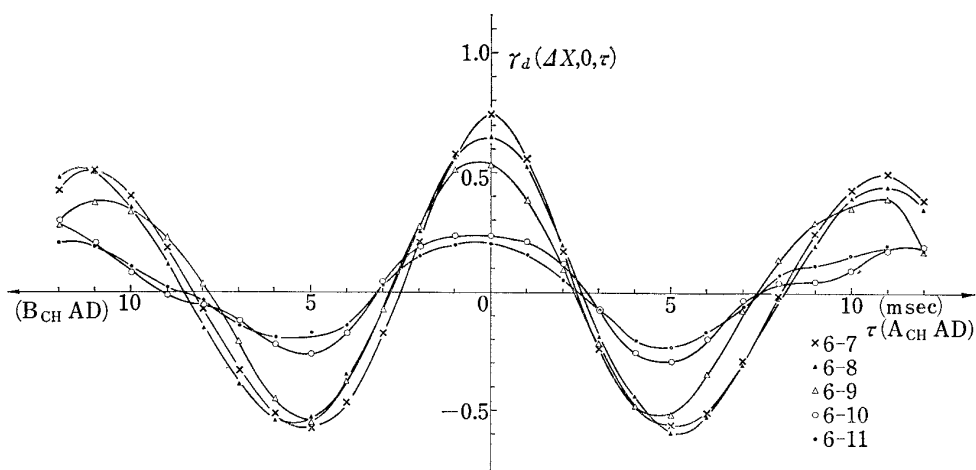


図 3.2.2 変位の相互相関係数  $U_\infty=41.5$  m/sec 縦 (7)~(11) の位置

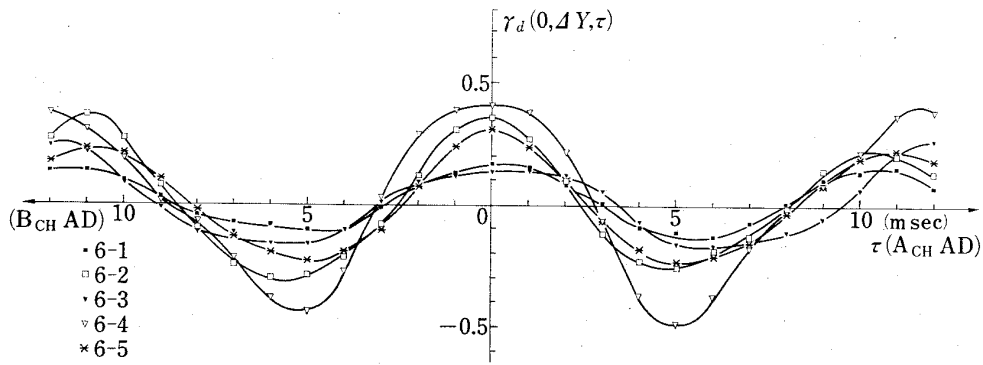


図 3.3.1 変位の相互相関係数  $U_\infty=41.5 \text{ m/sec}$  横 (1)~(5) の位置

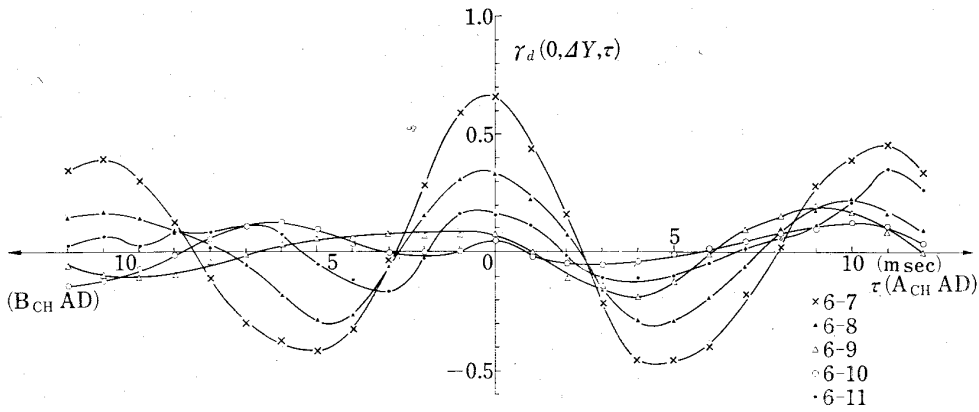


図 3.3.2 変位の相互相関係数  $U_\infty=41.5 \text{ m/sec}$  横 (1)~(5) の位置

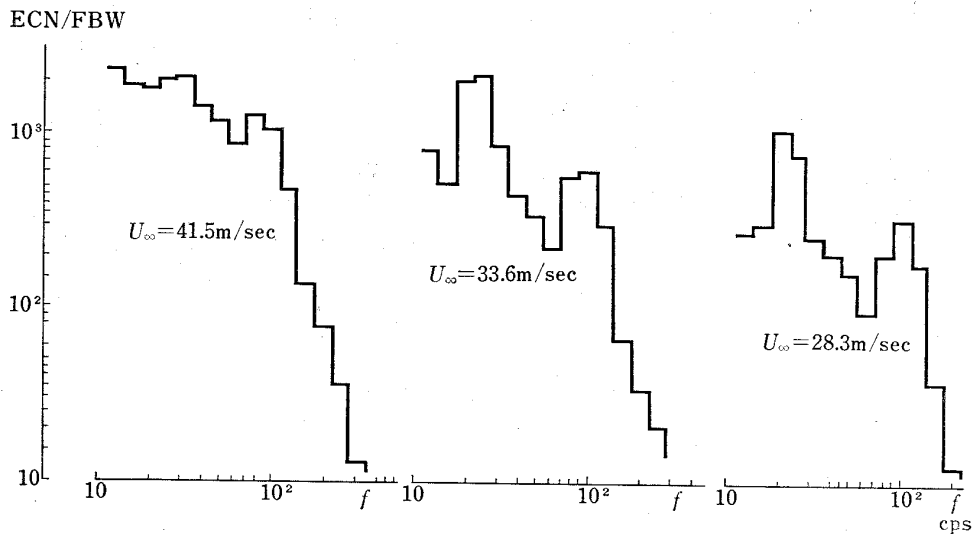


図 3.4 変位のスペクトル

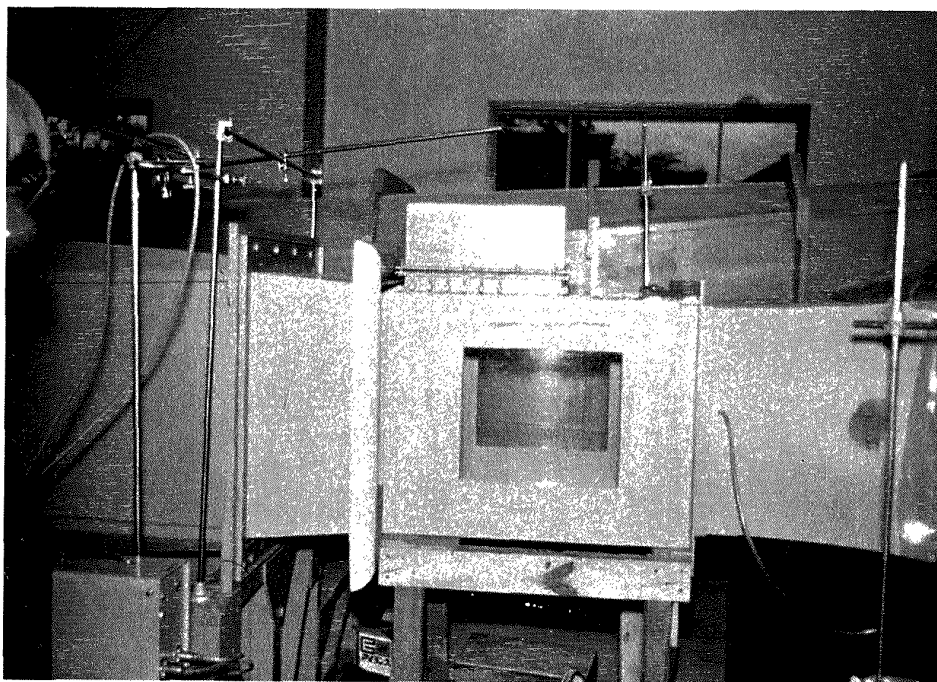


写真 1 実 験 用 ダ ク ト

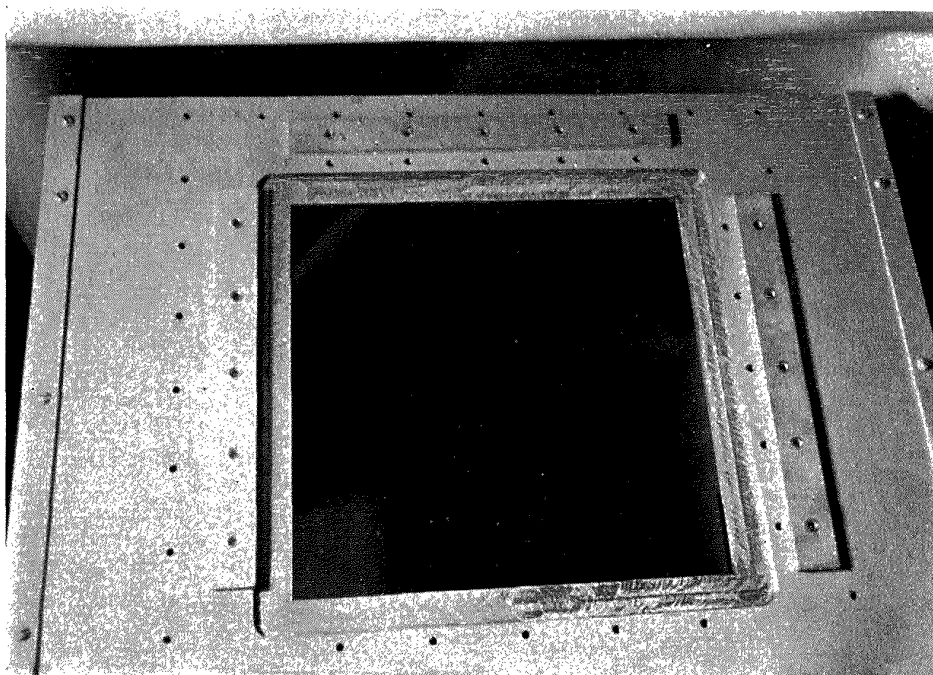


写真 2 ダ ク ト 開 孔 部



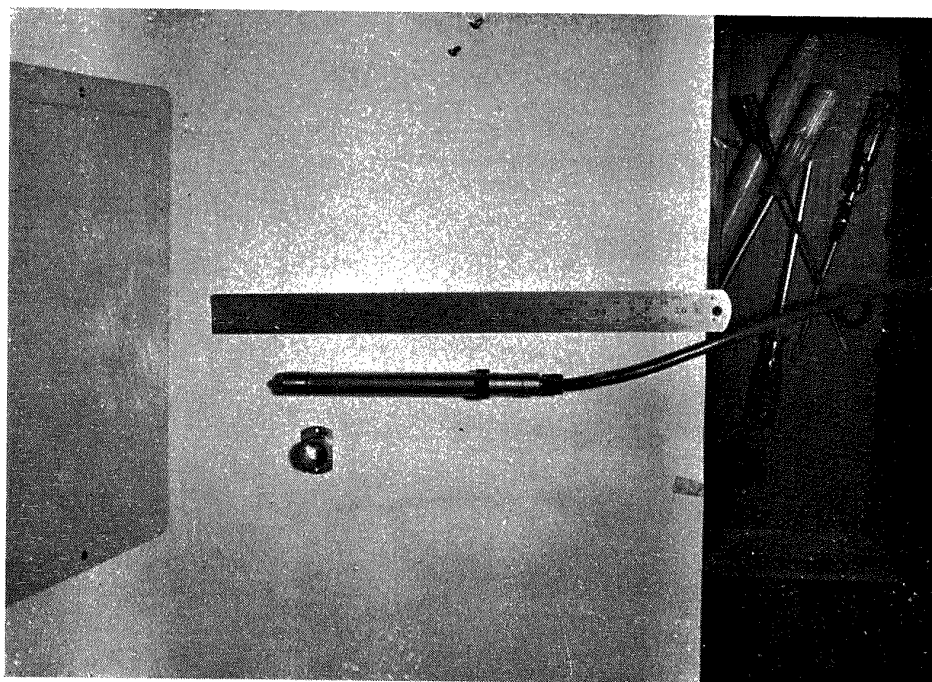


写真 3 ブローブ型マイクロホン

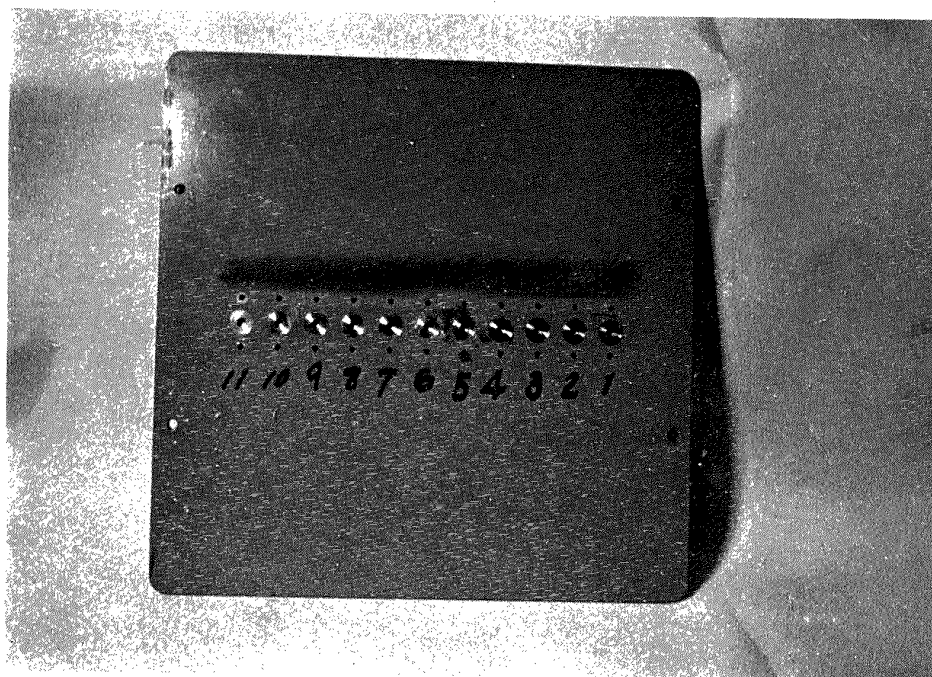


写真 4 マイクロホン取付金具 上面

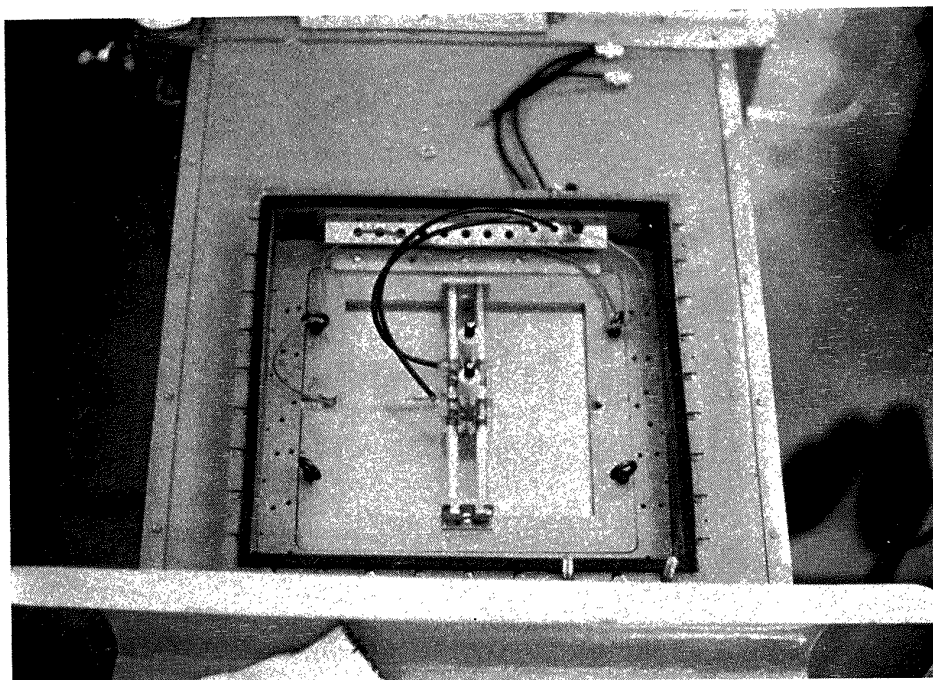


写真 9 変位検出用電極



写真 10 FM データレコーダ

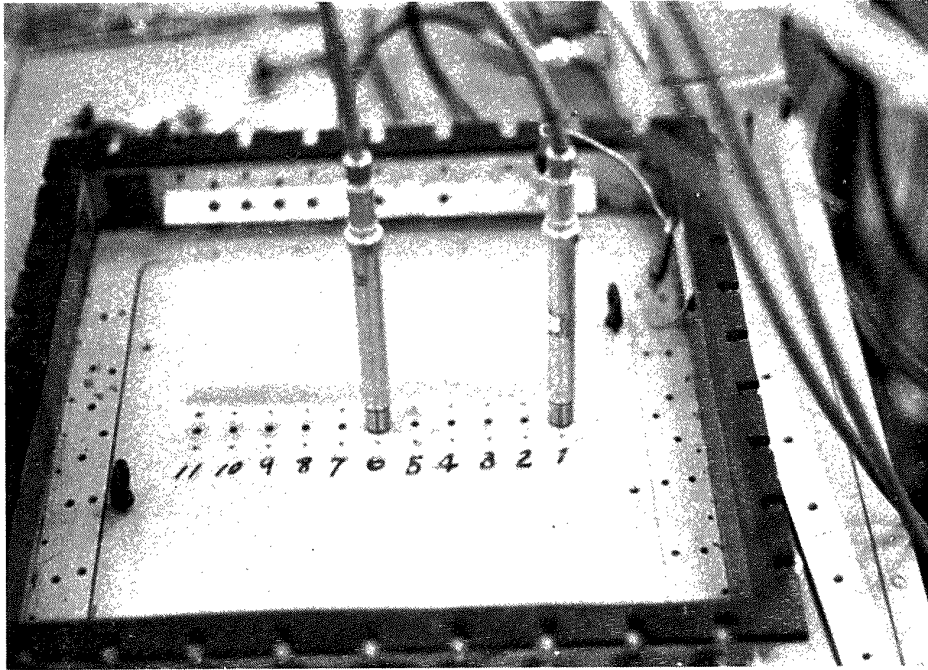


写真 7 マイクロホン取付状況

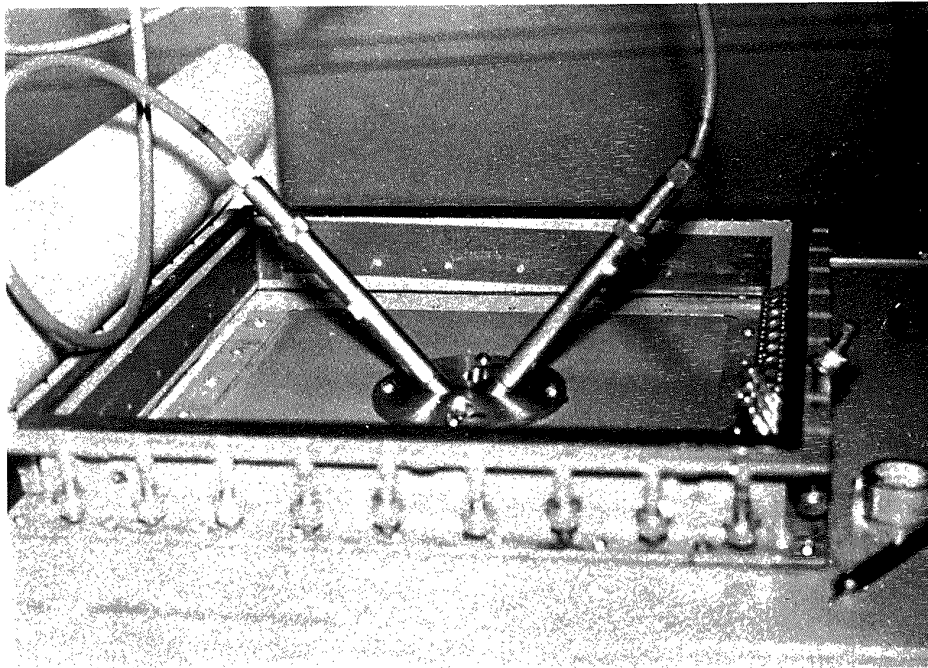


写真 8 マイクロホン取付状況（斜め）

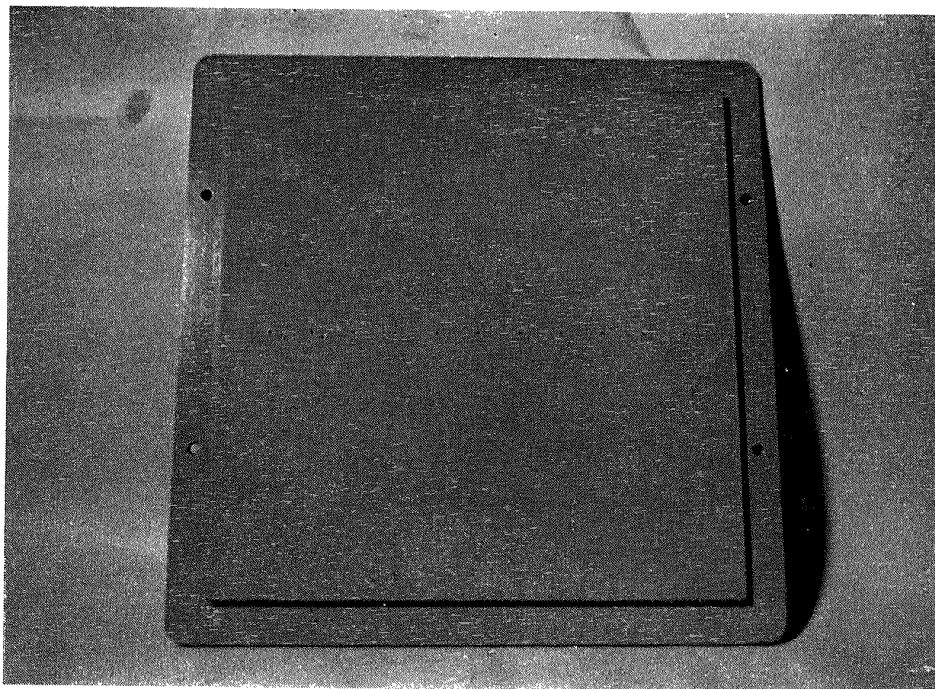


写真 5 マイクロホン取付金具 下面

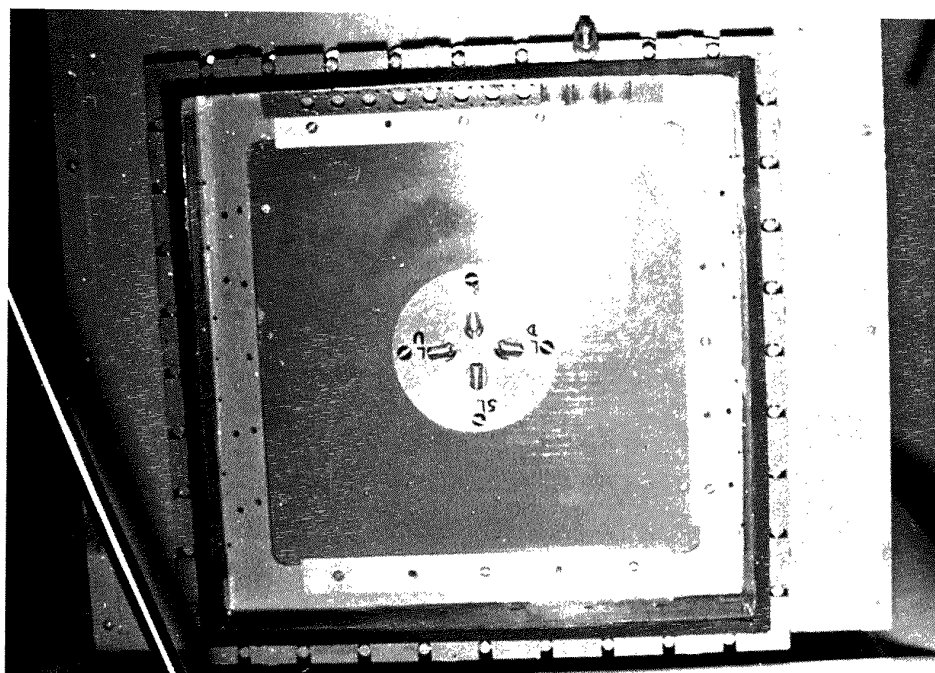


写真 6 マイクロホン取付金具 上面 (斜め取付用)



写真 11 デジタル相関器



### 付録 1. 雑音, 騒音, 圧力変動などの意味

一般的に広く使われている「雑音」, 「騒音」は人間の耳に不快感を与える有害無益な音の総称である。もともと英語の“Noise”の訳語に相当する。“Noise”という語も音のみを対象とするものでなく, 種々の不必要な時間的変動を広く意味することから, 電気工学などでは不規則な電圧変動などを“Noise”といている。邦語においても「真空管雑音」というように「雑音」という語も広く解釈されている。

次に「音」といわれる語の定義を記すと, 「音」とは一種の「圧力変動」である。すなわち「気圧の変動」である。その振幅の方向と伝播の方向が同じである。いわゆる縦波である。「気圧の変動」であるので「粗密波」ともいわれる。音響学で取り扱われる「音」とはこの気圧の変動すなわち粗密の振幅が平均値である大気圧と比較して無視できるほど小さい「気圧の微小変動」をいう。また流体力学と同じく速度のポテンシャルを用いて記述される。そしてこれらの音は固有の「伝播速度」を持っているという大きな特徴を有している。

Jet 騒音, 燃焼音, 爆発音は振幅が極めて大きくなると有限振幅の圧力変動となり音響学的な「音」とはいい難くなるが, 大体音響学的な音の延長として取り扱いは得る。しかしこの報告においてわれわれの取り扱った境界層内の圧力変動は「音」という意味において若干異なるものである。空気力学的騒音は「騒音」というよりは厳密な意味において「圧力変動」であり, これはあくまでも「流れ」という現象に依存するものであるから, 「流れ」のない所には存在しない。機体構造に密着し外板等の振動の主要な起振源と見做される境界層内の圧力変動は確かに「気圧変動」には違いないので「広義の音」といえる。しかし, それ自身は固有の伝播速度を持っておらず, 層内で生成, 消滅を繰り返す「渦群」である。音に似た音という意味で「擬音」, “Pseudo sound”といえる。強さの表示としては普通の音と同じく dB versus 0.0002 dyn/cm<sup>2</sup> を用いる。

### 付録 2 圧力変動のスペクトル計算および 相関関数の修正について

種々の自然現象を観測するとき得られるデータは測定, 解析計器類の特性の影響を受けている。計測器を一つの変換系とすればその出力 (output) としてのデータを得ているわけであって, 入力 (input) である

自然現象について直接データを得ているわけではない。ゆえに厳密には得られた output データから本来の姿を計算等により求める必要がある。

一般に計器類の特性は電氣的な校正により製作過程で求められている。これは計器の性能仕様の重要な点である。

ここではスペクトル, 自己相関, 相互相関の求め方について具体的な方法を記す。これらの修正は本質的に異なるものではないが実際の演算については多少の違いがある。スペクトル, 自己相関の修正は計器の周波数特性の絶対値を用いてすぐ行なえるが, 相互相関の場合は二つの変換系の周波数特性の絶対値を近似する位相をも考慮した複素近似関数を求めねばならないので, 変換系の周波数特性が複雑であるとうまくゆくとはかぎらない。

われわれの解析結果については圧力変動のスペクトルについてのみ修正をしてある。

いま一つの線形の測定系を考える。入力  $x(t)$ , 出力  $y(t)$  とする。

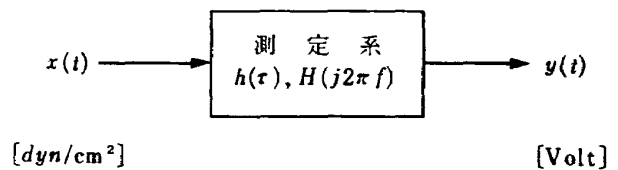


図 A.1 入出力関係

測定系の周波数特性がわかっているならば出力の自己相関を知って入力のスペクトルを計算することができる。上図の入出力のそれぞれの自己相関とスペクトルについて次のような関係がある。

$$S_{yy}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{yy}(\tau) e^{-j2\pi f \tau} d\tau \quad (1)$$

$$R_{yy}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{yy}(f) e^{j2\pi f \tau} df \quad (2)$$

$S_{xx}(f)$ ,  $R_{xx}(\tau)$  についても同様である。 $x(t)$ ,  $y(t)$  が定常 (stationary) であれば, 入力-出力のスペクトルの間には次の関係式が成り立つ。

$$S_{yy}(f) = S_{xx}(f) |H(j2\pi f)|^2 \quad (3)$$

ただし  $S_{yy}(f)$ ,  $S_{xx}(f)$  は  $-\infty < f < \infty$  で定義  
 $R_{yy}(\tau)$ ,  $R_{xx}(\tau)$  は  $-\infty < \tau < \infty$  で定義  
実際に測定から求められるスペクトルは  $0 < f < \infty$  において物理的に意味を持つので, 考慮すべきスペクトルを  $G_{xx}(f)$ ,  $G_{yy}(f)$  とする。

$$G_{yy}(f) = 2S_{yy}(f) \quad (4)$$

$$G_{xx}(f) = 2S_{xx}(f) \quad (5)$$

ただし  $G_{xx}(f)$ ,  $G_{yy}(f)$  は  $0 < f < \infty$  で定義

これより自己相関とスペクトルの関係は

$$G_{xx}(f) = 4 \int_0^{\infty} R_{xx}(\tau) \cos 2\pi f \tau d\tau \quad (6)$$

$$R_{xx}(\tau) = \int_0^{\infty} G_{xx}(f) \cos 2\pi f \tau df \quad (7)$$

(3) 式を用いれば

$$G_{xx}(f) = \frac{4 \int_0^{\infty} R_{yy}(\tau) \cos 2\pi f \tau d\tau}{|H(j2\pi f)|^2} \quad (8)$$

$$R_{yy}(\tau) = MS_y \gamma_{yy}(\tau) \quad (9)$$

と書き (8) 式を次のように書く。

$$G_{xx}(f) = 4 MS_y \frac{\int_0^{\infty} \gamma_{yy}(\tau) \cos 2\pi f \tau d\tau}{|H(j2\pi f)|^2} \quad (10)$$

(10) 式がスペクトルを計算する式である。実験的に  $MS_y, \gamma_{yy}(\tau)$  を求め、測定系の周波数特性  $|H(j2\pi f)|$  がわかっているならば、入力側のスペクトル  $G_{xx}(f)$  を求めることができる。実測例を互いに比較するために、周波数、スペクトルを無次元化することが行なわれている。

$$\text{Normalized Frequency} = 2\pi f \frac{\delta^*}{U_{\infty}} \quad (11)$$

$$\text{Normalized Spectrum} = \frac{G_{xx}(f)}{q_{\infty}^2} \frac{U_{\infty}}{\delta^*} \quad (12)$$

(10) 式を (7) 式に代入すれば入力側の自己相関を求められる。

$$\begin{aligned} R_{xx}(\tau_1) &= \int_0^{\infty} \frac{4 MS_y \int_0^{\infty} \gamma_{yy}(\tau) \cos 2\pi f \tau d\tau}{|H(j2\pi f)|^2} \\ &\quad \times \cos 2\pi f \tau_1 df \\ &= 2 MS_y \int_0^{\infty} \gamma_{yy}(\tau) d\tau \\ &\quad \times \int_0^{\infty} \frac{\cos 2\pi f(\tau_1 + \tau) + \cos 2\pi f(\tau - \tau_1)}{|H(j2\pi f)|^2} df \end{aligned} \quad (13)$$

(13) 式が自己相関を修正する式である。実験的に  $MS_y, \gamma_{yy}(\tau)$  を知り  $|H(j2\pi f)|$  を既知とすれば自然現象についての自己相関を得ることができる。

スペクトル  $G_{yy}(f)$  を求める方法としては自己相関のフーリエ変換ではなく直接相関器とフィルタを用いて求めることができるが、入力側の  $R_{xx}(\tau)$  を求めるには計算によるほかない。

次に測定系を二系統用いた場合の相互相関関数を修正する方法を略記する。二系統について添字 1, 2 で表わす。

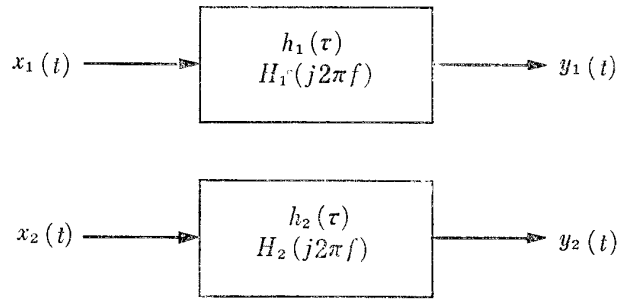


図 A.2 二系統入出力関係

各々の入出力関係をそれぞれ

$$y_1(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x_1(t-\alpha) h(\alpha) d\alpha \quad (14)$$

$$y_2(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x_2(t-\beta) h(\beta) d\beta \quad (15)$$

(4) 式に  $y_2^*(t-\tau)$  を (15) の共役数に  $x_1(t+\tau)$  を乗じ各々の期待値をとれば

$$R_{y_1 y_2}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{x_1 y_2}(\tau-\alpha) h_1(\alpha) d\alpha \quad (16)$$

$$R_{x_1 y_2}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{x_1 x_2}(\tau+\beta) h_2^*(\beta) d\beta \quad (17)$$

(16), (17) 式の関係は図 A.3 のように描くことができる。

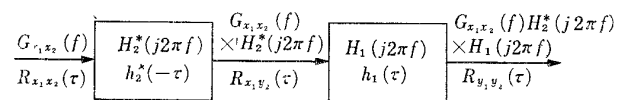


図 A.3 相互相関及スペクトルの変換関係

(16), (17) 式をフーリエ変換すると

$$S_{y_1 y_2}(f) = S_{x_1 y_2}(f) H_1(j2\pi f) \quad (18)$$

$$S_{x_1 y_2}(f) = S_{x_1 x_2}(f) H_2^*(j2\pi f) \quad (19)$$

(18), (19) 式から

$$S_{y_1 y_2}(f) = S_{x_1 x_2}(f) H_1(j2\pi f) H_2^*(j2\pi f) \quad (20)$$

(1), (2) 式の関係はクロススペクトルと相互相関についても成り立つので、(20) 式より入力側の相互相関は、

$$\begin{aligned} R_{x_1 x_2}(\tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{S_{y_1 y_2}(f)}{H_1(j2\pi f) H_2^*(j2\pi f)} e^{j2\pi f \tau} df \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} R_{y_1 y_2}(\tau) e^{-j2\pi f \tau} d\tau}{H_1(j2\pi f) H_2^*(j2\pi f)} e^{j2\pi f \tau} df \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} R_{y_1 y_2}(\tau) d\tau \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{j2\pi f(\tau_1 - \tau)}}{H_1(j2\pi f) H_2^*(j2\pi f)} df \\ &= \sqrt{MS_{y_1}} \sqrt{MS_{y_2}} \int_{-\infty}^{\infty} \gamma_{y_1 y_2}(\tau) d\tau \\ &\quad \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{j2\pi f(\tau_1 - \tau)}}{H_1(j2\pi f) H_2^*(j2\pi f)} df \end{aligned} \quad (21)$$

(21) 式により相互相関を修正することができる。普通測定系の周波数特性は  $|H_1(j2\pi f)|$ , また  $|H_2(j2\pi f)|$  としてしか知られていない。位相をも含んだ複素関数を作らなければ計算することができない。

(20) 式のカロススペクトルの実数部, 虚数部は相関器やフィルタを用いて直接求めることもできる<sup>20)</sup>が, 入力側の相互相関を求めるにはやはり計算によらねばならない。

われわれの解析において自己相関, 相互相関の修正はほどこしていない。マイクロホンの特性がよくないので最小自乗法で  $H_1(j2\pi f)$ ,  $H_2(j2\pi f)$  の近似関数をうまく作ることができなかった。すべての実験点は測定系の影響を受けているわけであるが, 測定はすべて同じ計器類を用いているのであるから, 上の数式を用いて修正をしても物理的内容が極端に違う結果とならないことは明らかであると考えられる。

最後に, この実験を行なうに当り機体第一部市川輝雄氏に終始ご助言を賜りました。また計測部松島弘一氏には風洞, 測定計器借用等で便宜をはかっていただきましたことを付記します。

#### 文 献

- 1) David Alan Bies; A Review of Flight and Wind Tunnel Measurements of Boundary Layer Pressure Fluctuations and Induced Structural Response, NASA CR-626, 1966
- 2) Alan Powell; Aero-Axoustic Excitation of Structures, SAE 650823 1965
- 3) Trapp, J.W. and Forney, Jr. D.M.; Acoustical Fatigue in Aerospace Structures; Proceedings of the 2nd International Conference 1965, Syracuse Univ. Press 1965
- 4) Rainey, A.G.; Progress on the Launch Vehicle Buffeting Problem, Jour. of Spacecraft and Rockets Vol. 2, No. 3, 289-299, 1965
- 5) Conference on Acoustical Fatigue 1961, WADC-Univ. of Minesota, WADC TR-59-676
- 6) Symposium on Acoustical Fatigue; 63rd Annual Meeting Papers ASTM Special Technical Publication No. 284, 1960
- 7) 磯部孝編; 相関関数及スペクトル, 東大出版, 1968
- 8) 堀川 明; ランダム変動の解析, 共立出版, 1965
- 9) 五十嵐寿一, 石井泰, 杉山清春; デジタル型相関器の試作, 東京大学航空研究所集報 4 巻 1 号, 7-31, March 1964
- 10) Nagamasa Kono; Frequency Response of Probe Microphone and Its Equalizer, Jour. of Science of the Hiroshima Univ. Series A-II, Vol. 26, No. 1, 25-65; June 1962
- 11) 宮脇一男; 雑音解析, 朝倉書店
- 12) Bendat, J.S.; The Application of Statistics to the Flight Vehicle Vibraton Problem, ASD TR 61-123, 1961, AD-271913
- 13) Shattuck, R.D.; Capacitance-Type Displacement Probe, Jour. of Acoustical Society of America Vol. 31, No. 10, 1297-1299, October 1959
- 14) Bendat, J.S.; Principles and Applications of Random Noise Theory Wiley, 1958
- 15) Tack, D.H., Smith, M.W. and Lambert, R. F.; Wall Pressure Correlation in Turbulent Airflow Jour. of Acoustical Society of America Vol. 33, No. 4, 410-418, April 1961
- 16) Masahiko Kawamura; Pressure-Velocity Correlation and Double Velocity Correlation in Turbulent Boundary Layer along a Flat Plate, Jour. of Science of the Hiroshima Univl Series A Vol. 24, 403-416, October 1960
- 17) Smith, M.W. and Lambert, R.F.; Acoustical Signal Detection in Turbulent Airflow Jour. of Acoustical Society of America Vol. 32, No. 7, July 1960
- 18) Willmarth, W.W.; Space Time Correlations and Spectra of Wall Pressure in a Turbulent Boundary Layer, NASA MEMO 3-17-59 W March 1959
- 19) Willmarth, W.W; Wall Pressure Fluctuations in a Turbulent Boundary Layer, NACA TN 4139 1958
- 20) Harrison, M.; Pressure Fluctuations on the Wall Adjacent to a Turbulent Boundary Layer, David Taylor Model Basin Hydrodynamic Laboratory Research and Development Report No. 1260 December 1958
- 21) Kraichnan, R.H.; Noise Transmission from Boundary Layer Pressure Fluctuations, Jour. of Acoustical Society of America Vol. 29, No. 1, 65-80, January, 1957
- 22) David Alan Bies; A Wind Tunnel elnvestigation of Panel Response to Boundary Layer Pressure Fluctuations at Mach 1.4 and Mach 3.5, NASA CR-501
- 23) Maestrello, L; Measuerements of Panel Response to Turbulent Boundary Layer Excitation, AIAA Jour. Vol 3, No. 2, 359-361 February 1965
- 24) M.Y. el'Baroudi; Turbulence Induced Panel Vibration, UTIAS Report No. 98 1964



|        |                                      |         |                         |
|--------|--------------------------------------|---------|-------------------------|
| TM-152 | ノズル内の突起物によるロケットエンジンの側分力              | 1969年1月 | 楢崎哲二, 中野富雄              |
| TM-153 | FA-200 改機の風洞試験<br>(I) プロペラ付き         | 1969年2月 | 広末健一, 坂井紀穂<br>高橋宏, 綿貫忠晴 |
| TM-154 | FA-200 改機の風洞試験<br>(II) 高揚力装置付き       | 1969年2月 | 広末健一, 木村友昭<br>高橋宏, 綿貫忠晴 |
| TM-155 | 極超音速風洞 M7 ノズル較正試験                    | 1969年2月 | 橋本登, 吉沢昭<br>穂積弘一        |
| TM-156 | 自動制御系の動特性を計数型電子計算機により模擬するための汎用プログラム  | 1969年3月 | 戸川隼人, 丸山治雄              |
| TM-157 | 機上用超小形エンコーダの研究                       | 1969年3月 | 中正夫, 山本芳樹<br>大石晃        |
| TM-159 | 可動アイアンバードによる姿勢制御の実験                  | 1969年5月 | 西村博史, 藤枝郭俊              |
| TM-160 | 極超音速風洞計測装置について                       | 1969年7月 | 長洲秀夫, 吉沢昭<br>松崎貴至       |
| TM-161 | 燃料蒸発管に関する研究 (II)<br>—加熱蒸発管の燃料未蒸発分捕集— | 1969年8月 | 鈴木邦男, 田丸卓<br>乙幡安雄       |

注：欠番は配布先を限定したもの

---

## 航空宇宙技術研究所資料162号

昭和44年9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)44-9171(代表)☎182

印刷所 株式会社 東京プレス  
東京都板橋区桜川 2~27~12

---

