

UDC 551.557:
532.517:
628.517.2

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-451

ジェット騒音に関係したジェット混合領域における
速度および圧力変動の測定

河野長正, 菊地一雄
細井正吾

1976年5月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

ジェット騒音に関係したジェット混合領域における 速度および圧力変動の測定*

河野長正** 菊地一雄**
細井正吾**

Measurements of Pressure and Velocity Fluctuations in Jet Mixing Region Related to Jet Noise

By Nagamasa KONO, Kazuo KIKUCHI
and Shogo HOSOI

ABSTRACT

Pressure and velocity fluctuations in the mixing region of a jet flow issuing from a nozzle with a diameter of 30 mm were measured by employing probe tube microphones and hot wire anemometers, and large scale pressure fluctuations in the jet closely related to noise generation were examined.

A special calibration test on the error due to the cross flow component of dynamic pressure fluctuations which the pressure probe detected was made in a jet flow generated by an inclined rotating nozzle and the allowable limit of the ratio of static pressure fluctuation to dynamic pressure fluctuation in a turbulent flow for which the probe can be applied was clarified.

The measurements were mainly made traversing the flow at two diameters downstream from the nozzle exit at the exit velocity of 20 m/sec. Intensity profiles were obtained for pressure and velocity fluctuation, and space-time correlation, power spectra, cross power spectra and coherence at a few selected locations for pressure-pressure, pressure-velocity and velocity-velocity fluctuation. In addition, the same measurements were made on the modified flow by applying wire screens and foil cylinders to the nozzle and the results were compared with those of the pure jet.

1. 序 論

ジェット騒音は4重極子によって発生する空気力学的騒音の代表的なものである。この騒音発生の機構については、数学的定式化および実験的検証によって多くの事実が明らかにされた。しかし音源となる非等方性乱流を記述する一般的方法が現在の流体力学では依然として解決されていないため、実用的に十分満足のゆく結果がえられていない。

ジェット騒音に関係した乱流の研究は等価音源の性質の解明に努力が向けられている。この方法の一つとして、騒音を発生する乱流を統計的に全く無秩序なものではなく、

その中に組織的なスケールの大きい流体運動の存在を実験的に見出し、このモデルを用いて問題を単純化しようとする試みが行なわれている。たとえば、P. O. A. L. Davies¹⁾、C. E. Wooldridge²⁾、最近ではLau, Fisher, Fuchs³⁾⁴⁾はジェット混合領域において、大きな渦が後流にある規則的な間隔で移流していることを示した。また、J. B. Roberts⁵⁾は物体近傍の伴流中の速度変動についてスケールの大きなコヒーレントな変動成分を見出している。このような実験結果から渦モデルを用いて遠距離場の騒音を求める解析方法も試みられた。しかし、この場合、2次の変動量、すなわち渦の形状や、強さの空間的、時間的変動が重要な要素となり、これらの点が実験的にも理論的にも明らかでないため十分満足のゆく結果

* 昭和51年3月6日 受付

** 空気力学第一部

は得られなかった。しかし、乱流のモデル化による解析方法の道を開いたことに対する意義は大きい。

このような乱流のモデル化に対して、音響的なモデルを用いた研究も進められている。これは、まず適当な音源を気流中において外部の遠距離場の音場特性を計算し、実験結果と合わせてゆく方法で、実用的価値は大きい、気流中の等価音源について、これまでほとんど推測によってその強さや形状が与えられ、実験的根拠に乏しかった。この例としてL. K. Schubert⁶⁾はジェット流の速度分布を直線近似し、ジェット軸上の適当な位置に点音源を置いて遠距離場の騒音を差分法や波管追跡法によって計算し、かなり実験と近い値を得た。また、E. Mollow-Christensen⁷⁾はジェット流近傍の外部の音場を詳しく測定し、ジェット騒音の音源モデルとしてLaguerreの多項式に関係した関数で表わされる、ジェット軸上の線音源で、強さが下流方向に減衰しながら、ある移流速度で流れているモデルを示した。

しかしながら、ジェット流中の騒音源の強さ、位置、形状等の合理的なモデルを見出すためには、外部音場からでなく、直接ジェット気流中の速度および圧力変動の情報から求められなければならない。H. S. Ribner⁸⁾は乱流中の圧力変動を音源とする波動方程式を導き、遠距離場の騒音の強さが乱流中の圧力変動の相互相関の2階の時間微分を乱流領域について二重積分したもので与えられることを示した。また、SchartonとWhite⁹⁾は遠距離場のパワー・スペクトル成分は乱流中の二点の圧力変動のパワー・スペクトル成分とそのコヒレンスの2乗の積を乱流領域について二重積分したものであることを示し、ジェット混合領域で相関関数が一様であると仮定し、圧力変動の測定によって遠距離場の音響パワーを求めた。しかし、測定された相関関数は一つのプローブを $x/D=5$ のジェット軸に固定し、他のプローブを移動したもので、十分満足のゆく測定結果に基くものではなかった。この他、気流中の圧力変動の相関関数の測定はFuchs¹⁰⁾やR. J. Hammersley¹¹⁾等によってそれぞれ単一、および同軸二重ジェット流中で測定されている。

Fuchsは圧力変動の測定に小型コンデンサー・マイクロフォンにノーズ・コーンを取付けて、速度変動による誤差を除いて使用した。また、Hammersleyはホット・フィルムとエヤ・ブリードを組み合わせた圧力変動のピックアップを用いている。測定された圧力変動の自己および相互相関関数は直接ジェット騒音の等価音源に関係し、4次の速度相関に較べて取扱いが容易であり、騒音源のモデル化に有益な情報を与えた。

速度変動については多くの研究成果が報告されている

が、圧力変動については乱流中で速度変動に伴う反作用として、その重要性があまり強く認識されなかった。しかし、音響学的取扱いにおいては、むしろ圧力変動あるいは音響インピーダンスが主要な従属変数となり、圧力場の情報が騒音の問題に対して重要な役割をもっている。乱流中の圧力変動を測定する試みはかなり行なわれているが、測定精度の評価に難点があり十分な信頼性がなかった。T. E. Siddon¹²⁾は乱流中の圧力プローブに対して垂直方向の速度変動の動圧による誤差を評価し、それを空力的に補償する方法を考案した。ここでは、この方法によって静圧管形のプローブのクロス・フロー・エラーを実測し、測定対象を限定して、実用上十分な精度でジェット混合領域内の圧力変動の測定を行なった。また、高速データ処理装置および大型電子計算機を使用し、大量のデータについて相関関数およびフーリエ変換の計算を行ない、相関関数、パワー・スペクトル、コヒレンスを迅速にしかも精度よく求め、良好な結果を得た。測定は比較的低速のジェット速度について、限られたパラメータについてのものであるが、圧力変動、速度変動の諸量からジェット騒音の音源モデルとしてMollow-Christensenの提唱したものが実験結果に近いことがわかった。すなわち、ジェット軸上を下流方向に減衰しながら、ある一定の移流速度で流されている線状音源モデルを考えてよいことがわかった。この場合、流れの中の音波は第1種Hankel関数によって半径方向への伝播を考えるのが妥当である。

この研究の目的は最終的には、より有効なノイズ・サブレッサーを設計する資料を得ようとするものであるが、このためにはジェット騒音の発生メカニズムの究明が重要である。ここではジェット・ノイズ・サブレッサーの試作の前段階として、ジェット混合領域内の圧力変動の減少と相互相関係数の減少を計るため薄肉のパイプ、金網、およびクロス・プレートをジェット・ノズルに取付け、これらの効果を調べた。

2. 記号

- A : 一様流に対するプローブ誤差係数
- B : クロス・フローに対するプローブ誤差係数
- b : プローブ半径
- c : 音速
- C_r : コヒレンス
- D : ジェット・ノズル直径
- f : 周波数
- f_H : ヘルムホルツ共振周波数
- G_{xx}, G_{yy} : パワー・スペクトル

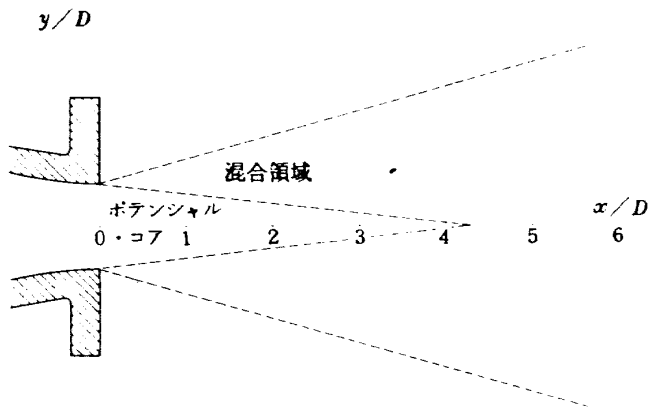
- G_{xy} : クロス・パワー・スペクトル
- l : プローブ長さ
- $p(t)$: 圧力変動
- q : 動圧
- R : 相関係数
- U_0 : ジェット吹出速度
- U : x 方向平均流速
- V : y " "
- W : z " "
- u : x 方向速度変動
- v : y 方向速度変動
- w : z " "
- x : 座標軸 (ジェット軸方向)
- y : " (水平方向)
- z : " (垂直方向)
- Z : 音響インピーダンス
- α : 迎角
- ρ : 密度

り低速とした。吹口にはエンブレインメントが安定に行なわれるように吹口直径の3倍の大きさの端板をとりつけた。第2図に計測装置のブロック・ダイアグラムを示す。圧力変動および速度変動について、それぞれ2点の同時測定を行なうため各々2チャンネルの測定回路を使用した。これらの信号は、一旦アナログ・テープ・レコーダーに記録し、オフ・ラインでデータ処理装置により必要な集録および計算を行って、結果をプリントした。

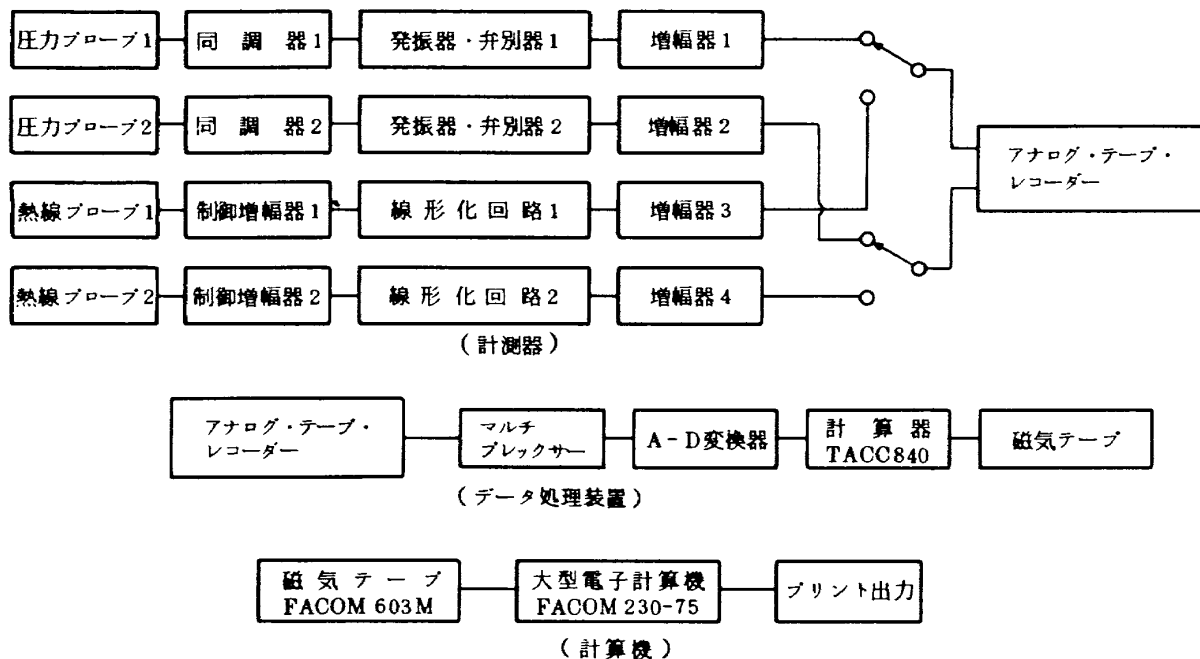
圧力変動は外径10mmの小型コンデンサー・マイクロフォンに静圧管形式のプローブをとりつけ、FM変調および複調器によって電気信号に変換して測定した。すなわち、第3図に示す如く、4MHzの発振器からの出力を、コンデンサー・マイクを同調回路の一部とする同調器に印加し、圧力変動による容量変化で変調を行なう。変調

3. 実験装置

第1図にジェット流の概念図を示す。測定はポテンシャル・コアの存在する、流れ方向のノズル吹口より直径の5倍以内の領域について行なわれた。使用したノズルは吹口直径が30mmで、ノズルの形状は面積比4:1の軸対称ポテンシャル流の流線によった。測定風速は実験装置の種々な制約により、主として20m/sとし、かな



第1図 ジェット混合領域



第2図 計測装置ブロック・ダイアグラム

波は比率弁別回路によって復調され、適当な電圧に増巾したのち記録される。一方、速度変動の測定はこれまでに確立されている熱線風速計の技術を用いて行なわれた。すなわち、5 μm のタングステン線に定温度型制御回路と線形化回路を用いて行なった。これらの電気回路は IC 化されたモジュールを利用したもので、第 4 図に制御回路を、第 5 図に線形化回路を示す。これらの回路の特性は良好で、作動は極めて安定であった。

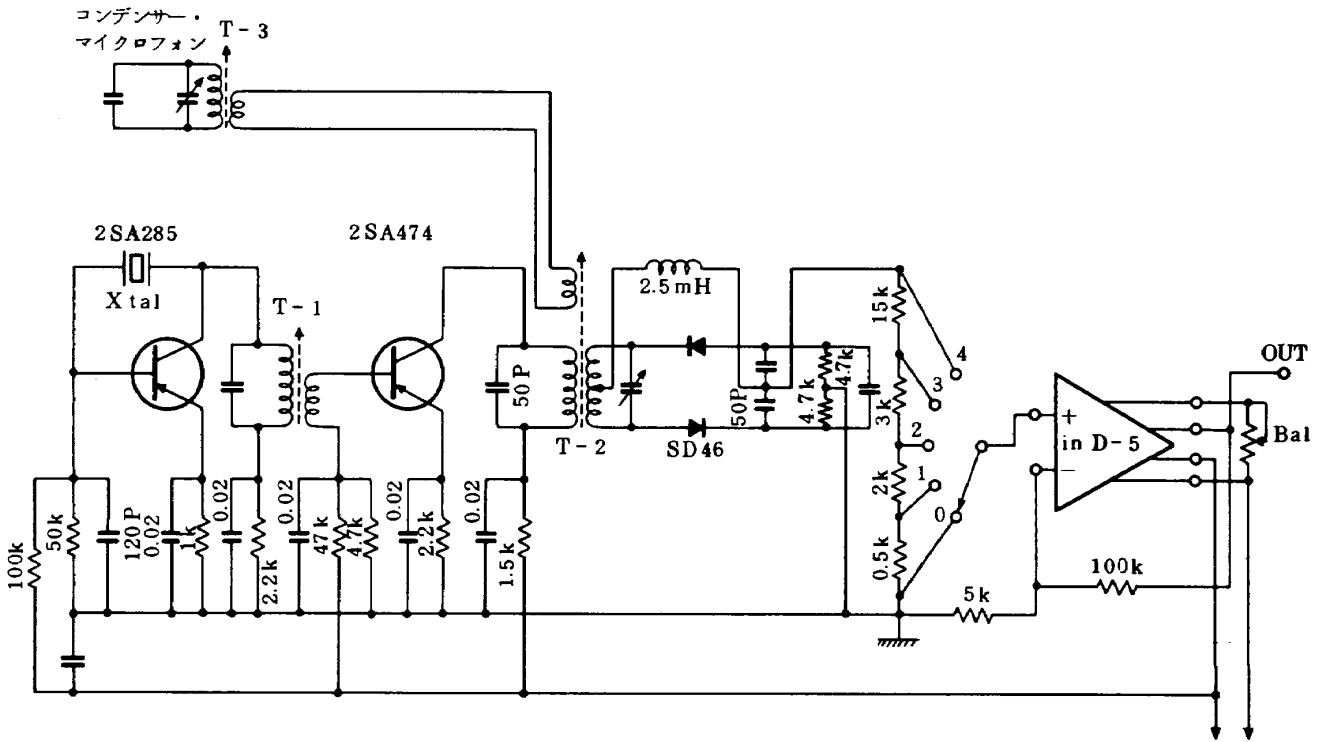
気流中の局所的な静圧変動の測定では圧力変換器の受圧面積が局所的な圧力とみなすには、あまりにも大きく空間的分解能が十分でない。このため適当なプローブを結合して使用する必要がある。この場合、二つの困難な問題¹³⁾が生じる。第一はプローブを結合したため、プローブと受圧素子の系にヘルムホルツ共振と管の気柱共振

を生じ、全体的な周波数特性が悪化することである。第二の問題は乱流中の静圧を測定する場合に、プローブに垂直な方向の速度変動成分の動圧による誤差の混入である。

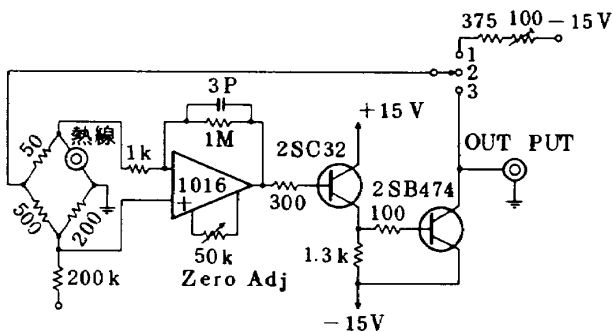
第一の問題についてはプローブ・マイクロフォンの周波数特性を電氣的に補償する方法¹⁴⁾があるが、ここでは、この周波数特性の解析結果を用い、最低次のヘルムホルツ共振周波数を求め、これを問題とする被測定対象の中心周波数より十分高くしたプローブを使用してこの問題を回避した。すなわち、プローブ・マイクロフォンのヘルムホルツ共振周波数は、

$$f_H = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{s}{l(V_c + V_T + V_{eq})}} \quad (1)$$

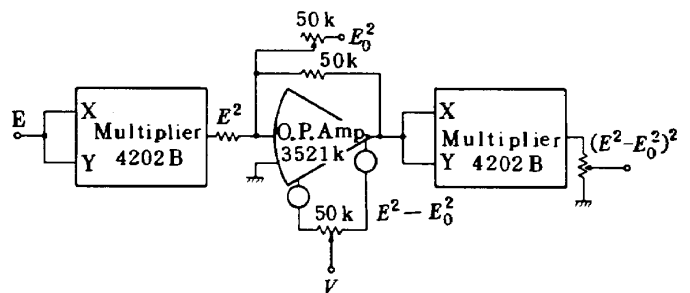
$$s : \pi b^2$$



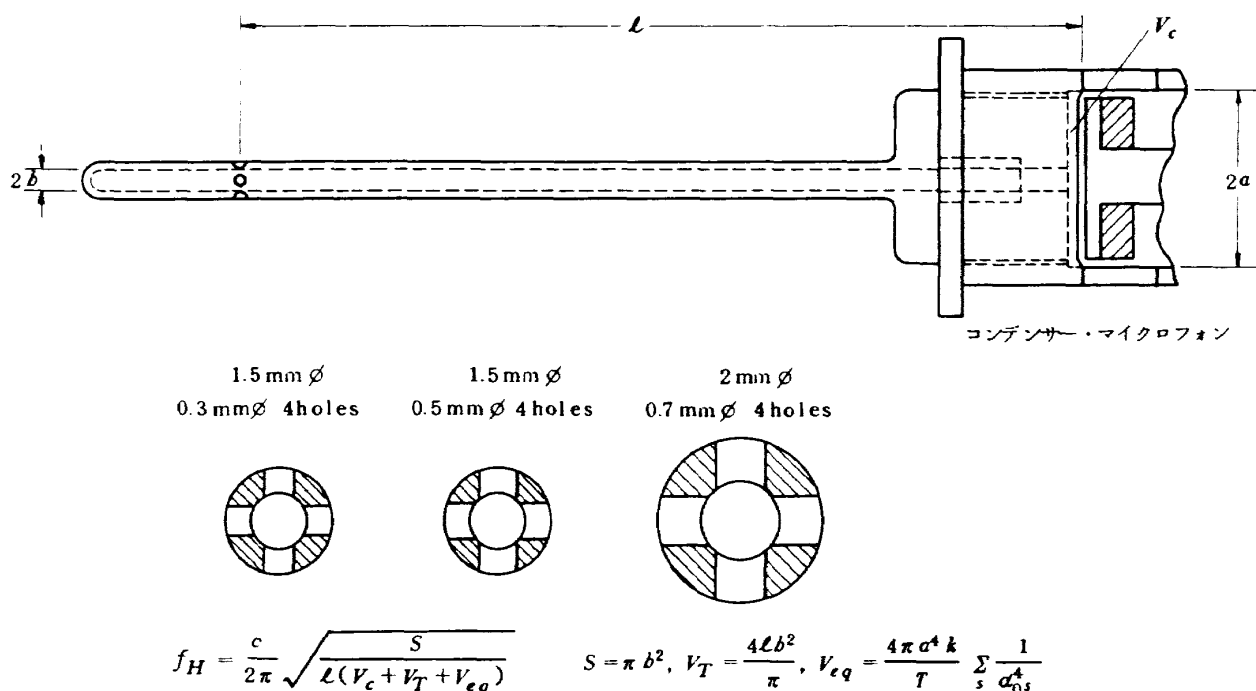
第 3 図 圧力プローブ変換回路



第 4 図 熱線制御回路



第 5 図 熱線線形化回路



第6図 圧力プローブ

V_c : 振動膜前方の空隙体積

$$V_T : \frac{4}{\pi} l b^2$$

$$V_{eq} : 4\pi \frac{a^4 k}{T} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{\alpha_{0s}^4}$$

a : 振動膜半径, k : 空気体積弾性率

T : 振動膜張力, α_0s : 第一種零次ベッセル関数の根

となり, 実験に使用したプローブでは $b = 0.5\text{mm}$, $a = 4\text{mm}$, $l = 42.5\text{mm}$, $V_c = 13.5\text{mm}^3$ であり, $V_{eq} \ll V_c \approx V_T$ より V_{eq} を無視して, $f_H = 1200\text{Hz}$ を得た。

第二の問題において, クロス・フローによる誤差を評価するため, 変動成分を含む一様な流れの中でU方向に正対しておかれた静圧管について, 測定された圧力 $p_m(t)$ と正しい圧力 $p_t(t)$ の差を次のようにおく,

$$p_m(t) - p_t(t) \approx A\rho U^2(t) + B\rho(\bar{V}^2(t) + \bar{W}^2(t)) \quad (2)$$

ただし, A および B はプローブによって決る, それぞれ一様流およびクロス・フローによる誤差係数であり, 一般に A は非常に小さい値である。流れを平均流と変動流の二つに分けると, 平均流について

$$\bar{p}_m - \bar{p}_t \approx A\rho(\bar{U}^2 + \bar{u}^2) + B\rho(\bar{V}^2 + \bar{W}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2) \quad (3)$$

変動流について

$$p_m(t) - p_t(t) \approx A\rho(2u\bar{U} + u^2 - \bar{u}^2) + B\rho(2v\bar{V} + 2w\bar{W} + v^2 - \bar{v}^2 + w^2 - \bar{w}^2) \quad (4)$$

いま, 変動量について A の値は小さいので(4)式の第1項を省略して,

$$p_m(t) - p_t(t) \approx B\rho(2v\bar{V} + 2w\bar{W} + v^2 - \bar{v}^2 + w^2 - \bar{w}^2) \quad (5)$$

がクロス・フローによる圧力変動の測定誤差として混入するものである。 B の値はプローブの静圧孔の数, 大きさ, 配置, 管の直径等に関係し, 実験的に定められるものである。測定の例として, 第6図に示すような3種のプローブについて T. E. Siddon¹²⁾ の方法により検定を行なった結果について述べる。この方法は傾いた回転ノズルの流れにより, プローブに周期的な正弦波のクロス・フローを与えて, プローブの迎角を変えて圧力変動を測定し, 計算で求められる動圧変動の比から誤差の程度を評価するものである。第7図に回転ノズルおよびプローブの配置を示す。この場合のクロス・フローの成分は

$$\left. \begin{aligned} v(t) &= U_0 \sin \theta_0 \sin 2\pi f t \\ w(t) &= U_0 \sin \theta_0 \cos 2\pi f t \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

いま, プローブを回転軸に対して α だけ傾け, この面を $x-y$ 面とすると, 速度成分は $V(t) = \bar{V} + v(t)$, $W(t) = \bar{W} + w(t)$ となる。したがって平均流は

$$\left. \begin{aligned} \bar{V} &= U_0 \sin \alpha \\ \bar{W} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

また, ノズルの中心軸と回転軸の交点において

$$p_t(t) = 0 \quad (8)$$

となること, および速度変動成分の関係

$$v^2 + w^2 = U_0^2 \sin^2 \theta_0 = \bar{v}^2 + \bar{w}^2 \quad (9)$$

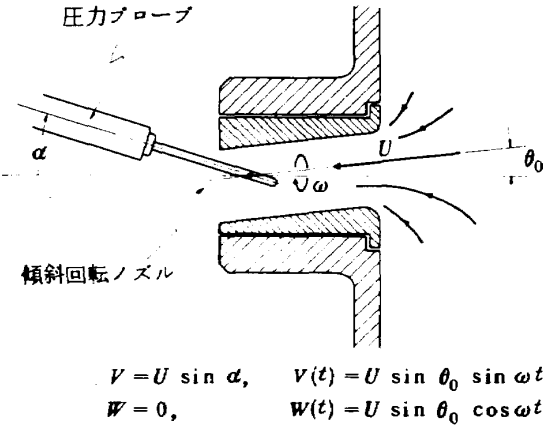
より, (5)式は

$$P_m(t) \approx 2B\rho \bar{V} v(t) \approx 2B\rho U_0^2 \sin \alpha \cdot \sin \theta_0 \sin 2\pi ft \quad (10)$$

となり, 誤差係数 B の値は $P_m(t)$ の 2乗平均値 $\sqrt{\overline{P_m^2}}$ の値から

$$B = \frac{\sqrt{\overline{P_m^2}}}{2\sqrt{2} \rho \sin \theta_0 \sin \alpha} \quad (11)$$

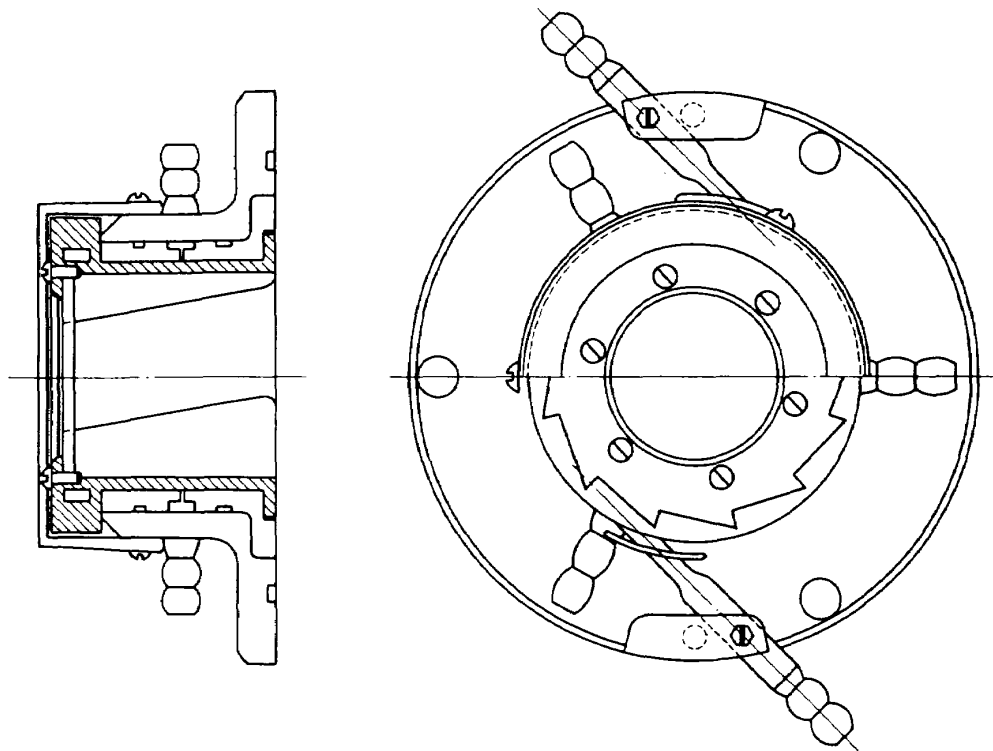
より求めることができる。実際の測定に使用した回転ノズルは第8図に示すようなもので, 空気ベアリングにより回転ノズル部を支え, 空気タービンにより駆動され,



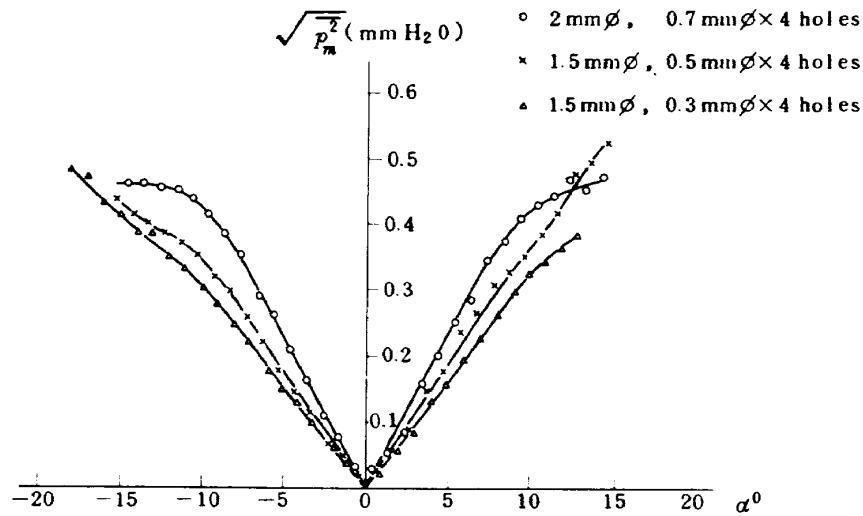
第7図 クロス・フローエラー検定概念図

回転数は約2万回転/毎分まで可能である。第6図に示したプローブの測定結果を第9図に示す。図は迎角 α を変えて測定した圧力変動の値で, 高い迎角における測定値の非対称性は静圧孔の工作上的非対称性等によるものである。この関係から誤差係数 B の値を求めると第10図のごとくなり, 外径2mm, 静圧孔0.7mm ϕ のプローブでは約0.21, 外径1.5mm, 静圧孔0.5mm および0.3mm についてそれぞれ0.17, 0.145 の値を得た。一般的に管径が小さい方がよい。また静圧孔の大きさが大きすぎてもよくないが, 最適形状を求めるにはまだ多くの測定を必要とする。

この結果によって, 乱流中の圧力変動を測定する場合, v, w 成分による動圧変動が圧力変動に比べて十分小さい値であれば, 目的に応じては十分な精度で圧力変動を測ることができる。乱流中の圧力変動に対する動圧変動の割合について,¹⁵⁾ これまで求められた理論および実験値は非常に少ないが, 等方性乱流で高いレイノルズ数における経験的な相関関数を用いて計算された値は $p \approx 0.7\rho u^2$ である。また, Proudman の実験結果による相関関数ではこの値は0.58となっている。Uberoi の測定では0.7~0.58の間の値を得ている。さらに, Sidonによる格子乱流の測定では0.94~1.04 値を示した。したがって, 圧力変動に対する動圧変動の割合はこれらの値の最高最低値の間, すなわち $p \approx (0.58 \sim 1.04)\rho u^2$ であ

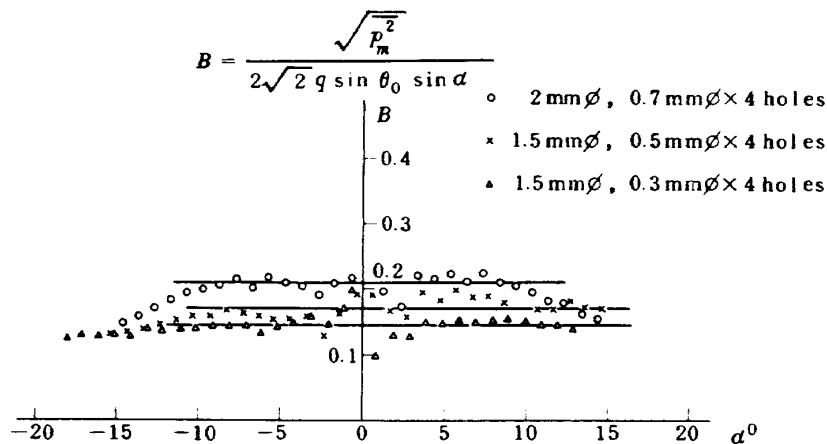


第8図 回転ノズル



第9図 クロス・フロー誤差測定値

$$p_m(t) - p_f(t) = B\rho(v^2 + w^2 - \overline{v^2} - \overline{w^2} + 2v\overline{V} + 2w\overline{W})$$



第10図 誤差係数

る。一方、非等方性乱流の場合、実験値は一般にもっと高い値が報告されており¹⁶⁾、その値は場所によって大きく異なっている。本実験においては、このクロス・フローの誤差に対して補償方法を用いないで、そのまま測定に使用した。したがって、測定値 p は $p \gg B\rho v^2$ の条件が成立する場合に限って精度が保証される。実際に測定に使用したプローブは外径2mm、内径1mm、長さ52.5mm プローブ先端より10mmの場所に0.7mmの静圧孔を4箇所設けたもので、ヘルムホルツ共振周波数1100Hz 誤差係数 $B \div 0.21$ のものを使用した。したがって実際の測定値は正しい圧力変動に対してヘルムホルツ共振およびクロス・フローの動圧変動が混入し過大評価される可能性が強いが、その程度を見積ることは現在のところ困難である。

4. データ処理

ジェット騒音やその原因となる気流中の速度変動や圧力変動の信号は時間的に複雑に変化しており、これらの信号を直接観測しても中に埋もれた因果関係を見出すことはほとんど不可能である。このようなランダムな現象の解析には、最近高速のデジタル・データ処理が行なわれるようになった。これは入力アナログ信号を所要の条件を満たすサンプリング時間間隔でデジタル化し、十分な平均操作を行なえる数のデータを、磁気テープに必要な編集を行なって記録した後、大型の電子計算機により目的に応じた計算を行なう方法である。本実験においても、速度および圧力変動のそれぞれの自己相関、パワー・スペクトル、ならびに速度-速度、圧力-圧力、圧力-速度のそれぞれの相互相関、クロス・パワー・スペクトル、およびコヒレンスが上述の方法によって処理された。す

なわち、アナログ磁気テープ・レコーダに記録された速度変動および圧力変動の記録はデータ処理装置により集録され、FACOM 230-75 によって相関関数、パワー・スペクトルが Roberts および Surry の高速相関関数および高速フーリエ変換プログラム¹⁷⁾を用いて求められた。データ処理装置によるサンプリング時間は $200 \mu\text{sec}$ で、サンプル数は各チャンネルにつき 256 点を 1 ブロックとして 864 ブロック、データ総数 221,184 個をとった。各ブロック毎に自己および相互相関の計算を行ない、全ブロックについて平均をとった後、フーリエ変換によりそれぞれパワー・スペクトル、およびコヒレンスを求めた。高速フーリエ変換ではウィンドウは矩形とし、平均化操作は行なっていない。なお、求められた結果は、別にデジタル相関計や周波数分析器により測定された結果と比較されたが、実験誤差の範囲で一致することが確認された。

5. 測定結果および考察

ジェット流の混合領域の平均風速や速度変動については J. C. Laurence の詳細な実験結果¹⁸⁾があり、ここで測定した結果もこれらの値とほぼ一致した。ジェットの吹出速度が 20 m/s の場合、 $x/D = 1, 2, 3$ における速度変動および圧力変動の rms 値をそれぞれ第 11, 12 図に示す。当然のことながら剪断流中で高い変動量を示し、ポテンシャル・コア内で小さくなっている。また、流れ方向の変化については第 13 図に示すごとく剪断流中の速度変動は x/D が約 0.5 まで急激に増加し最高値に達した後、いったん減少して、ふたたびゆるやかに増加す

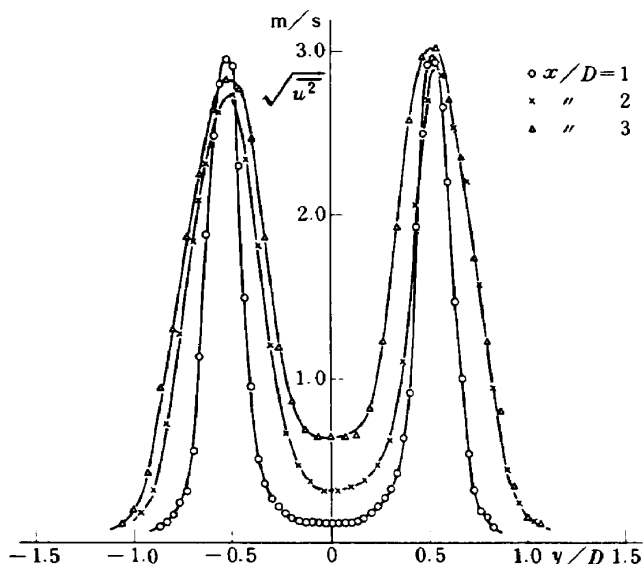
る。圧力変動は x/D が 0.9 まで急激に増加し、それより x/D が約 1.5 まで急激に減少し、以後ゆるやかに減少する。このとき変動値のピーク値が若干ジェット中心軸方向に移る。一方、ポテンシャル・コア内の速度変動は x/D が約 5 までほとんど直線的に増加するが、圧力変動は x/D が約 3 まで直線的に増加し、それ以後増加の割合はゆるやかになる。前述のごとく、乱流中の各場所における圧力変動と u 成分の動圧の比は乱流中の音波と pseudo-sound を区別する一つの根拠となるので、これを測定値より求めると第 14 図のごとくなり、剪断流中においては約 2 程度の値となって pseudo-sound が卓越していることがわかる。一方、ポテンシャル・コア内やジェット流の周辺では、これらの値は 10~100 の程度となっている。自由な空間中の平面進行波の音響インピーダンス、

$$Z = \frac{\rho}{u} = \rho_0 c$$

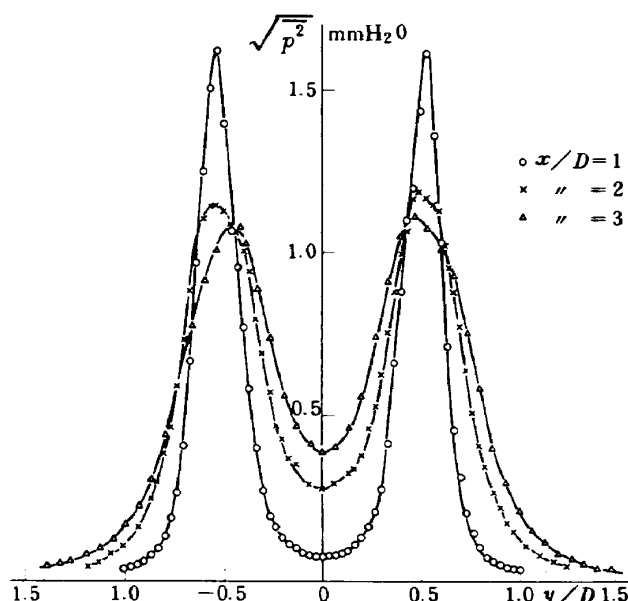
より、この値を求めると

$$\frac{p}{\rho_0 u^2} = \frac{\rho_0 c^2}{p} = \frac{1.39 \times 10^6 \text{ (dyne/cm}^2\text{)}}{p}$$

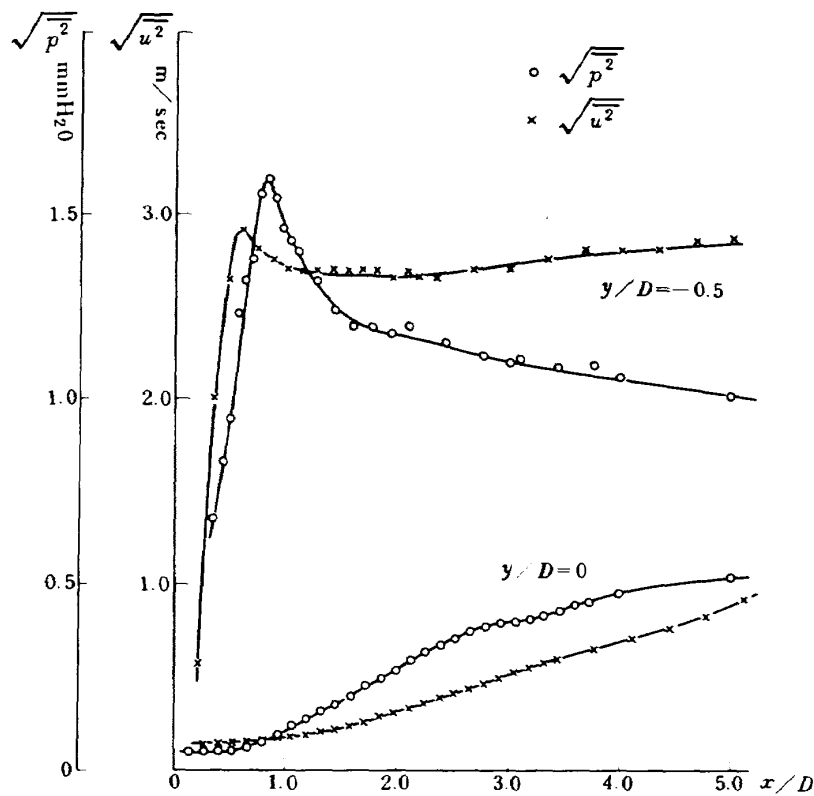
となり、ポテンシャル・コア内の p を $0.3 \text{ mm H}_2\text{O}$ (30 dyne/cm^2) とすると、この値は 4.6×10^4 となる。しかしながら、円筒内の音響インピーダンスと比較すると、低周波において 10^{-2} 程度の音響インピーダンスの変化は容易に起りうるので、ポテンシャル・コア内の圧力変動はかなり音波的であると考えてよい。一般に pseudo-sound は拡散的で音波は波動的な性質をもっており、その空間的スケールは音波に較べて pseudo-sound のスケ



第11図 速度変動 (rms 値)



第12図 圧力変動 (rms 値)

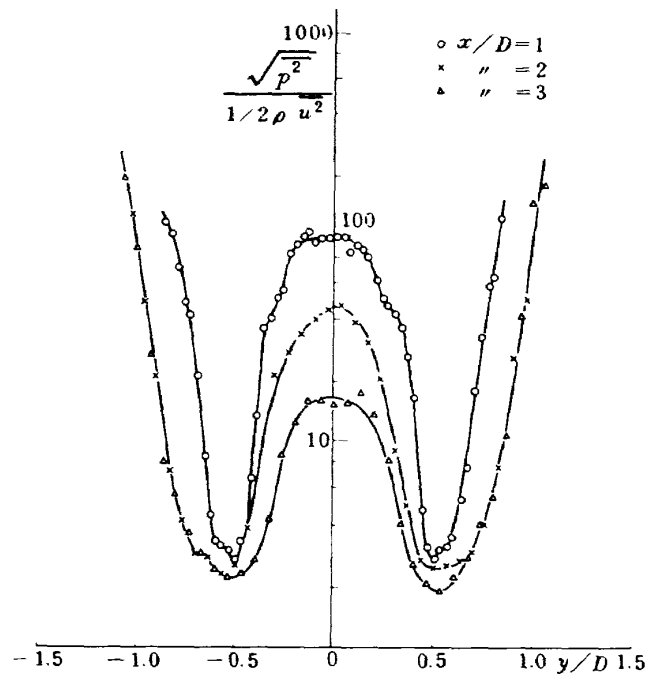


第13図 速度および圧力変動の流れ方向の変化

ールは相当小さいものと考えられる。このことをさらに詳しく調べるために、剪断流中に生じた速度変動と圧力変動のジェット流全体にわたる影響の相違を、ジェット流中の離れた代表的な場所について、相互相関、クロス・スペクトルおよびコヒレンスの測定を行なって明らかにする。

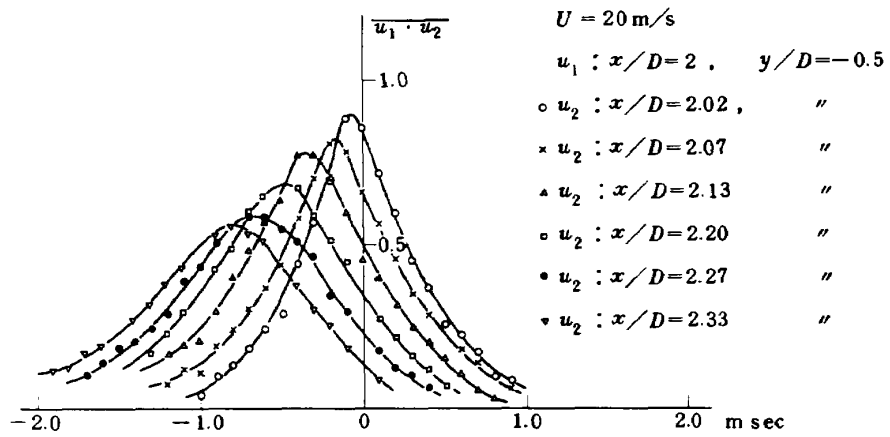
第15図は2本の熱線風速計のプローブを $y/D=0.5$ におき、一方側を他方に対して後流に少しづつ距離を変えてとった速度変動の相互時間相関係数の測定結果である。 x 方向の相互の距離によって相関のピークが現われる時間が遅れることにより、剪断層内の代表的な渦が後流に移動してゆくことがわかる。これは Davies や Wooldridge 等の測定結果と同じであり、J.C.Hardin¹⁹⁾はこの結果や Beavers と Wilson²⁰⁾の水槽実験によってジェット混合領域内の規則的な配列の円環渦による外部音場を計算している。しかし、第16図に示される y 方向、および z 方向の相互空間相関係数をみると R_y, R_z の減衰は x 方向より早く、形の整ったきれいな円環渦の存在はこの結果をみる限りでは、あまり明らかでない。

つぎに、 $x/D=2$ における圧力変動の相互相関を一つのプローブを $x/D=2, y/D=-0.5$ におき、他のプローブを同じ $x/D=2$ の場所で、ジェット軸中心に向かって $10\text{mm}(y/D=-\frac{1}{3}), 15\text{mm}(y/D=0), 30\text{mm}$

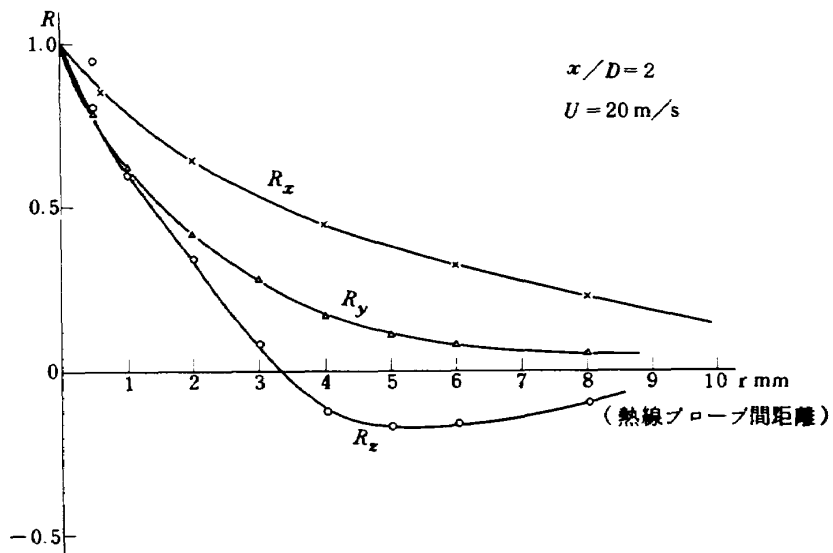


第14図 圧力変動に対する動圧変動の比

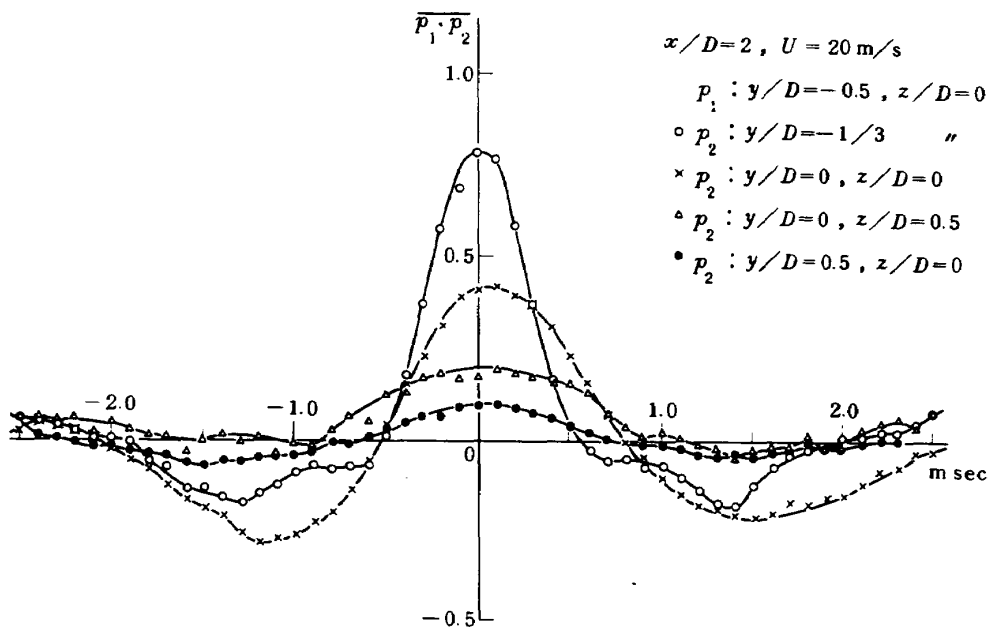
($y/D=0.5$)、および周方向に 90° 距った位置 ($z/D=0.5$) において測定した。相互時間相関係数の測定結果を第17図に示す。図より、剪断層内よりポテンシャル・コア内と剪断層との相互相関が著しいことがわかる。とくに、ジェット軸上と剪断層中の相関係数は 0.4 にもな



第15図 剪断層内の流れ方向の速度変動時間相関



第16図 剪断層内の速度変動の空間相関

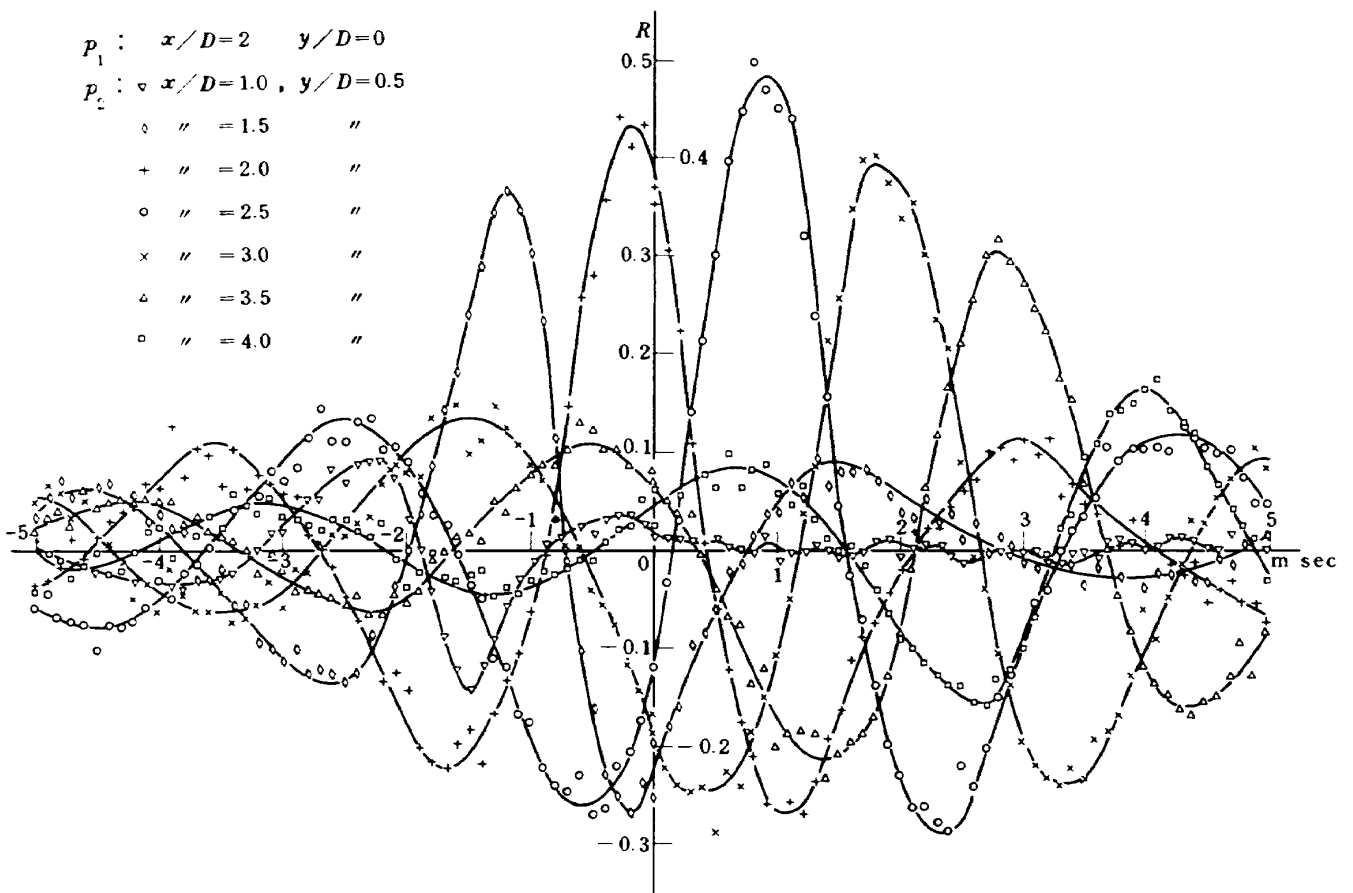


第17図 圧力変動の時間相関

り、かつ周期性が顕著である。第18図は同じく $x/D=2$ において、一方の圧力プローブをジェット軸上に固定し、他のプローブを $y/D=-0.5$ において上下流方向に $\Delta x/D=\delta$ の値で $-1, -0.5, 0, 0.5, 1, 1.5, 2.0$ のそれぞれの位置で測定した相互時間相関係数の結果である。第15図の速度変動と同様に x 方向の相互距離によって相関のピークが遅れて現われている。この場合の移流速度は主流の約75%であるが、 x 方向の位置による相関のピーク値は $\delta=-0.5$ の上流側より急に増大し、後流側 $\delta=1.5$ までかなり高い値がたもたれる。このようにジェット軸上と剪断層の間に強い相互関係があることは、剪断層内の圧力変動がジェット軸中心に向かって伝播していると考えられ、したがってジェット流の x 方向の各断面ではほぼ同位相で、かつ剪断層内の圧力変動の移流速度で後流に進行する音場が存在すると推測される。

つぎに、圧力変動および速度変動の各相関関数にフーリエ変換を施してパワー・スペクトル、クロス・パワー・スペクトル、およびコヒレンスを求めた結果を示す。第19, 20, 21, 22図は圧力変動の第17図に対応するもので、第19図は p_1 および p_2 をそれぞれ $y/D=0.5, y/D=-1/3$ においた場合のおおのこのパワー・スペクトル

(この量はパワー・スペクトルの計算プログラムで処理したもので、実際のパワーの次元をもつものではない) およびクロス・パワー・スペクトルで相対値で示されている。 p_1, p_2 が全く同じ信号のとき、これらのスペクトルは全く同一のものになる筈であるが、プローブの測定位置の相違、プローブや計測器の特性の相違によって若干異っている。パワー・スペクトルの第一のピーク(約330 Hz)は実際の流れの圧力変動成分を示しているが、第2のピーク(約1100 Hz)はプローブ・マイクロフォンのヘルムホルツ共振によるもので、これは議論の対象とならない。圧力変動の中心周波数に対するストローハル数は0.5であった。第20図について、 p_2 は前と同じ場所で p_1 をジェット軸上におくと、 p_1 のパワー・スペクトルは剪断層内のものに較べて卓越した中心周波数を示し、高周波成分が非常に少ない。また、 p_1 と p_2 のクロス・スペクトルもこの中心周波数で高いピークを示している。第21図はジェット流の相対する剪断層内でそれぞれ p_1, p_2 を測定したもので両者はほとんど同じパワー・スペクトルである。また、クロス・スペクトルも中心周波数でピークをもっているが、その値は第20図に較べるとかなり小さい。第22図は剪断層内で互に直角な位置における



第18図 剪断層とジェット軸中心上の圧力変動の時間相関

P_1, P_2 の測定結果である。これもパワー・スペクトルはほぼ同一で、クロス・スペクトルも中心周波数で前と同じ程度のピークを示している。つぎに、速度変動について、前の圧力変動と同じ関係位置について測定された結果を第 23, 24, 25, 26 図に示す。第 23 図は剪断層内で二つの熱線プローブを非常に接近させて得られた速度変動の各スペクトルである。この場合、圧力変動のような顕著な中心周波数は見られず、高周波でおおよそ周波数の $-5/3$ 乗に比例して減少している。しかし、ポテンシャル・コア内のジェット軸上においては第 24 図の u_2 のごとく極めて強い中心周波数における変動を示している。クロス・スペクトルの値は一般的に圧力変動の場合と比較して中心周波数で僅かに認められる程度で、あまり著しくなくすべての周波数について大体一定の割合でパワー・スペクトルに関係している。

二つの変動量の相互関係を互に比較するにはクロス・スペクトルをおのおののパワー・スペクトルで規格化したコヒレンスを用いるのが便利である。第 27 図は剪断層とジェット中心軸についてそれぞれ圧力プローブと熱線プローブの位置を交換して測定したコヒレンスおよび剪断層内で互に直角な場所で測定したものである。図より明らかなごとく、剪断層内の圧力変動とジェット軸上の速度変動が著しく高いコヒレンスをもっている。この逆の場合や剪断層内相互の圧力-速度のコヒレンスはそれ程大きな値ではない。さらに、前に示した各場所における圧力変動のコヒレンスの比較を第 28 図に示す。こゝでも剪断層内とジェット軸上とのコヒレンスが最も大きな値を示し、中心周波数において $|C_r| = 0.74$ であった。剪断層内相互間のコヒレンスは互に直角な場合がジェット流の相対する場所の場合より若干上廻っており、いづれもかなり高い中心周波数のピークを示した。

一方、コヒレンスの位相についての結果をみると第 28 図に対応して第 29 図の結果を得た。低周波側と高周波側を除いた周波数範囲で P_1, P_2 を剪断層内で接近して得られた場合を規準にとると、剪断層とジェット軸との位相差は約 $0.3 \sim 0.4$ rad でほぼ一定である。また、剪断層相互間についても $200 \text{ Hz} \sim 500 \text{ Hz}$ の間で位相差は大体一定に近い傾向を示しているが、絶対量については測定系の位相誤差範囲内であり、詳しい議論は困難である。圧力変動の移流効果(第 18 図)について、コヒレンスの絶対値は x 方向のプローブ間の距離に対して、ほとんど変化は示さなかった。しかし、位相関係は第 30 図に示す如く δ および周波数の増加と共に激しく変化する。中心周波数に近い 300 Hz についてみると位相の変化は約 0.12 rad/mm であった。1 周期すなわち 1 波長の長さ

は 300 Hz において 52.3 mm であることがわかる。これは音波の約 $1/20$ の値であり、移動速度から得られる渦の大きさとも大体一致する。ジェット流内の圧力変動の位相関係において音響的なものと乱流的なもの、二重性格があり、前者の位相差は後者に較べて小さく、かなりな高周波領域でない限り検出が困難であろう。一方、乱流的なものは波長が小さく、位相差も容易に検出ができる、しかしこの場合、一様流の影響を考慮する必要がある。

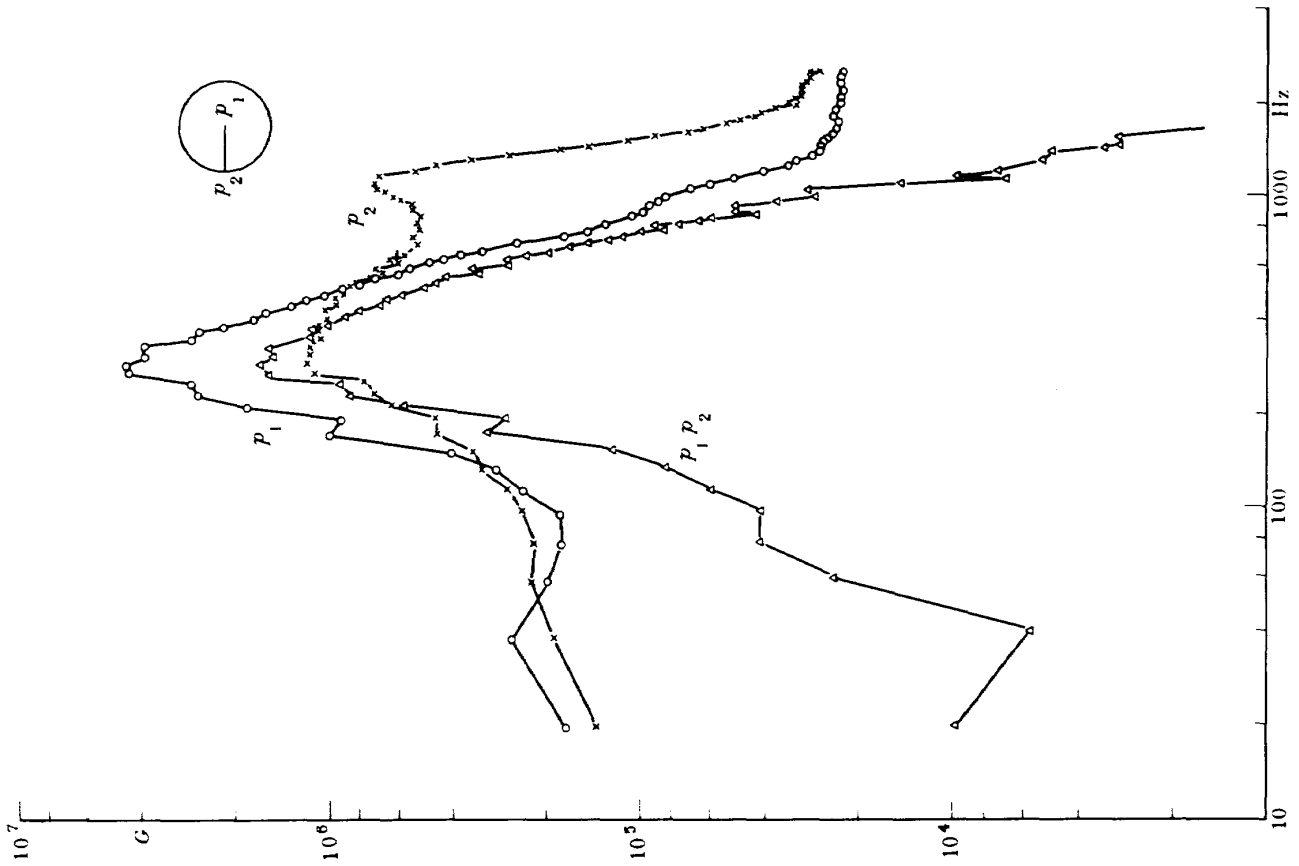
これまでの測定結果を総合して得られる結論はジェット流の剪断層内の高い圧力変動がポテンシャル・コア内の音波的な圧力変動と速度変動の原因と考えられること、すなわちこの領域はもともと乱れのない様な流れの場と考えられるが、実際には剪断層内の周方向の速度相関や圧力相関にみられるごとく、後流に一定の移流速度で動いている規則的に並んだ円環渦によって誘導された圧力変動場が存在する。この圧力場は半径方向に定在波的で、ジェット流のスケールの大きな変動で騒音発生に対して相当大きな部分を占めると考えられる。

これまでの測定は風速 20 m/s 、 $x/D = 2$ に限定されたが $x/D = 3, 4, 5$ について測定されたジェット軸上と剪断層内のコヒレンスの値を第 31 図に示す。後流においては中心周波数は不変であるがコヒレンスの形が一様に低周波側に移ることがわかる。第 32 図はジェット速度を 30 m/s とした場合のもので $x/D = 2, 3, 4$ についてそれぞれコヒレンスの値を示した。この場合、中心周波数が約 400 Hz となり、前と同じように後流にゆくにつれて低周波側にコヒレンスに移る。第 33 図はジェット軸上とジェット流の近傍のそれぞれ圧力変動と音圧をジェット速度に対して示した。図よりジェット軸上の圧力変動の強さ $\overline{p^2}$ がジェット速度の 4 乗に比例して増加することより遠距離場の騒音の強さはジェット速度の 8 乗に比例することが次元解析より示され、4 重極子輻射の相似則が成立していることがわかる。

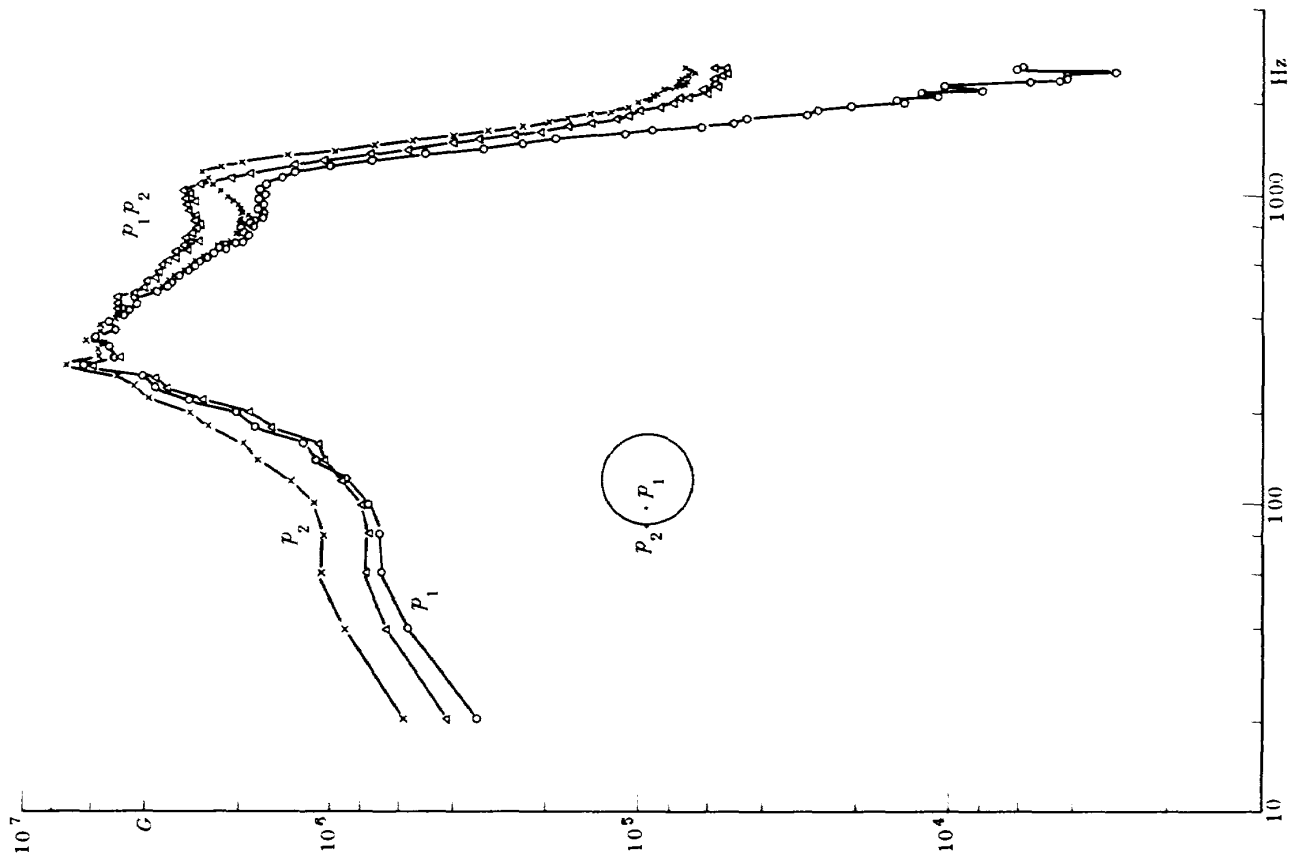
6. 円筒および金網等によるジェット流内の圧力変動の制御

ジェット・ノイズ・サブレッサーの設計はジェット・ノイズの発生機構の原理と密接に関係しており、新しい機構が解明されれば、当然これに対応したコントロールの方法が考えられなければならない。E. J. Stringas および R. Mani²¹⁾ によるとジェット・ノイズ・サブレッサーの騒音制御の機構は

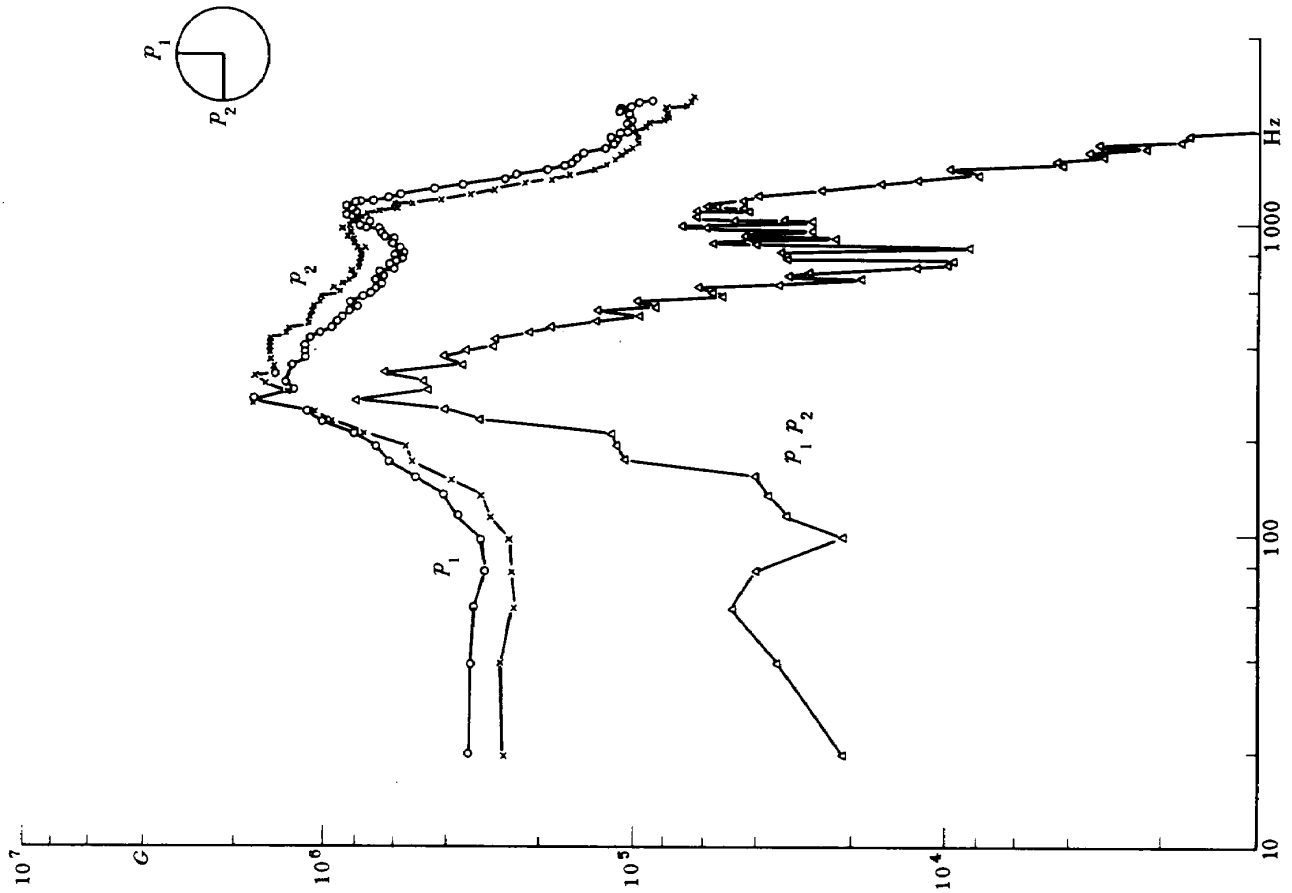
1. 音源の強さを減少せしめる。
2. 最大音響エネルギーの周波数特性を変化させる。



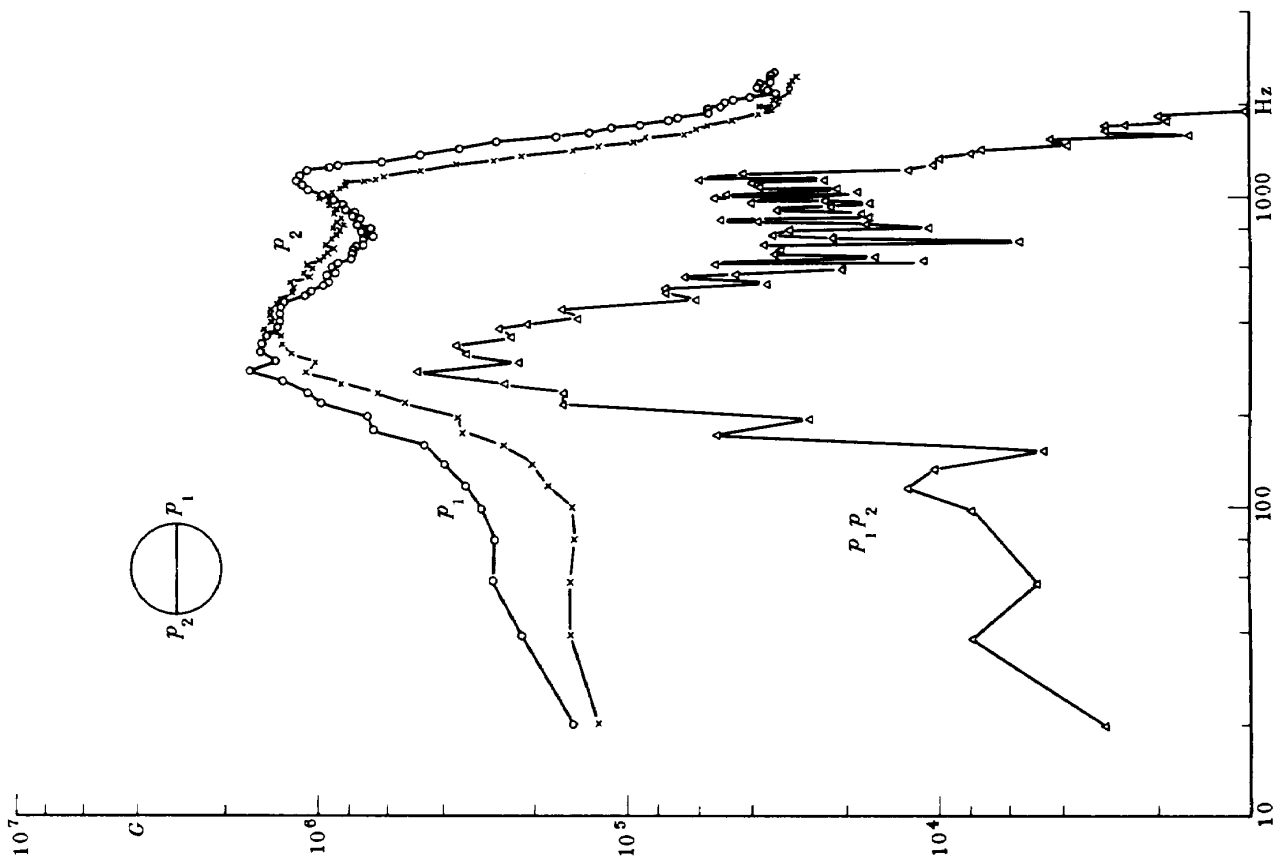
第19図 圧力変動パワー・スペクトル



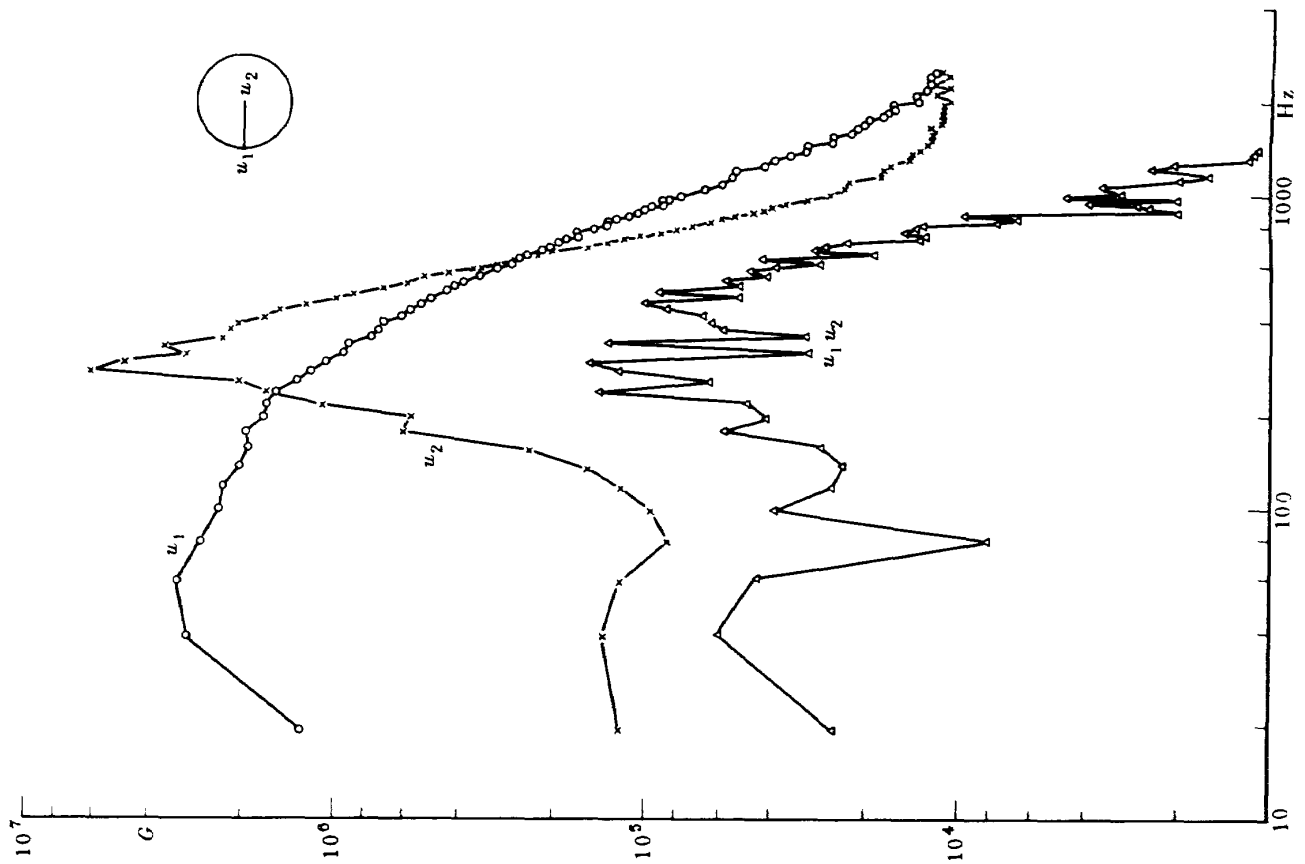
第20図 圧力変動パワー・スペクトル



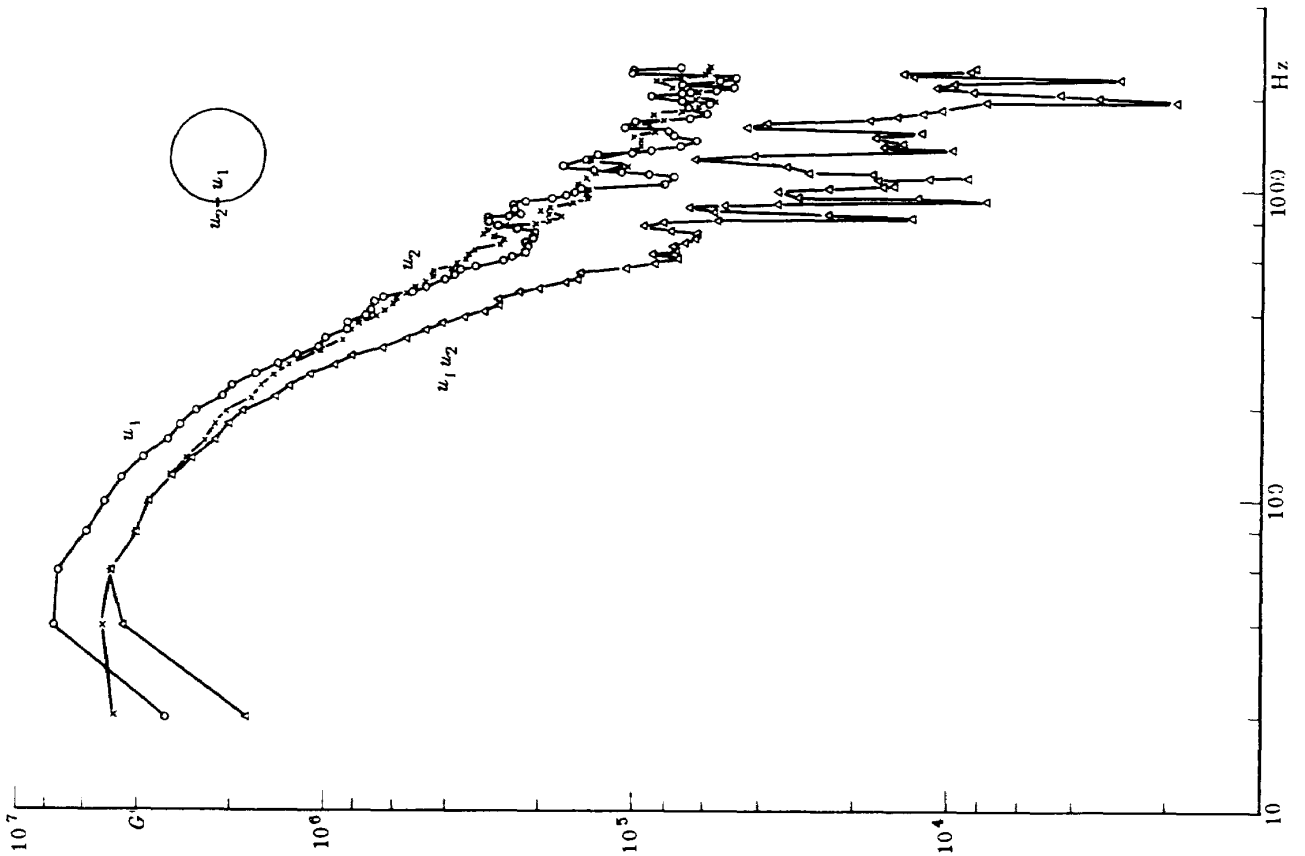
第22図 圧力変動パワー・スペクトル



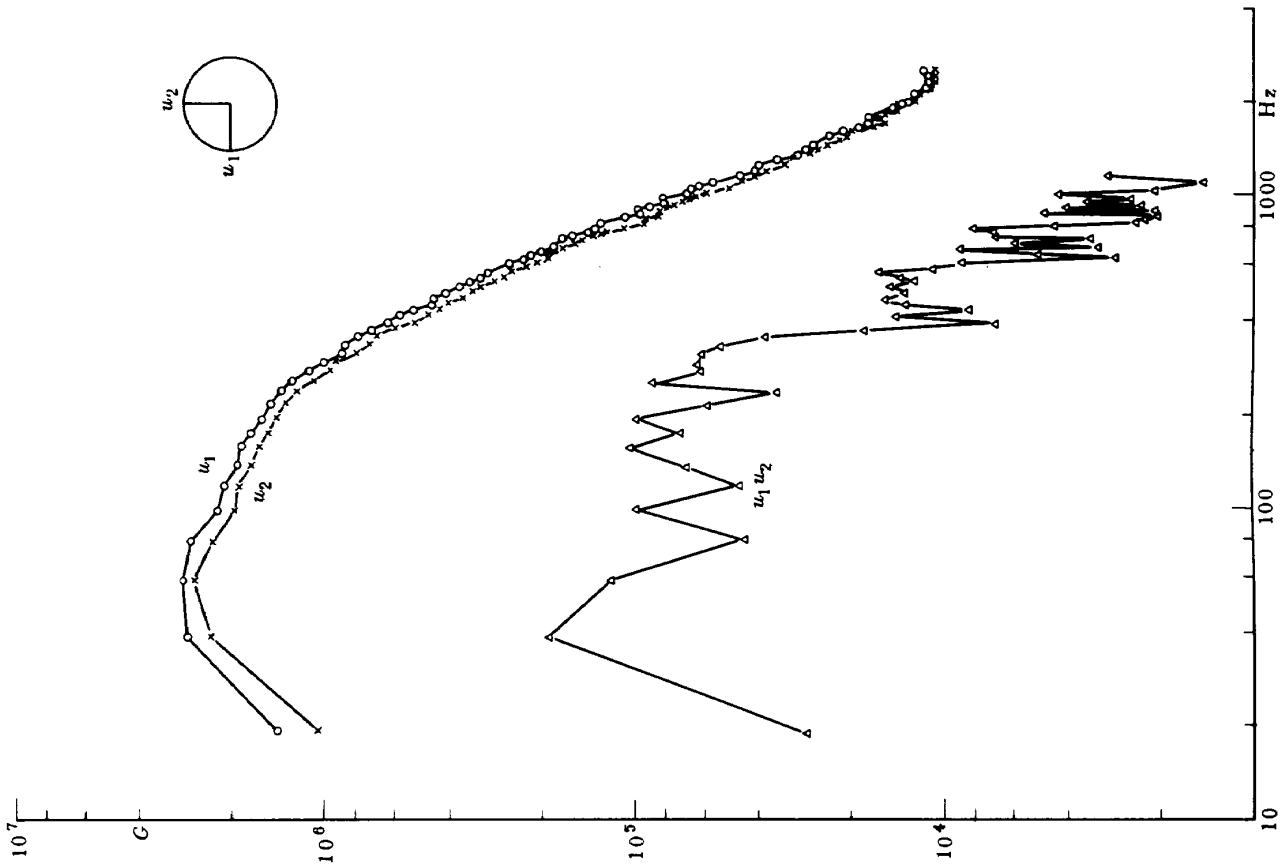
第21図 圧力変動パワー・スペクトル



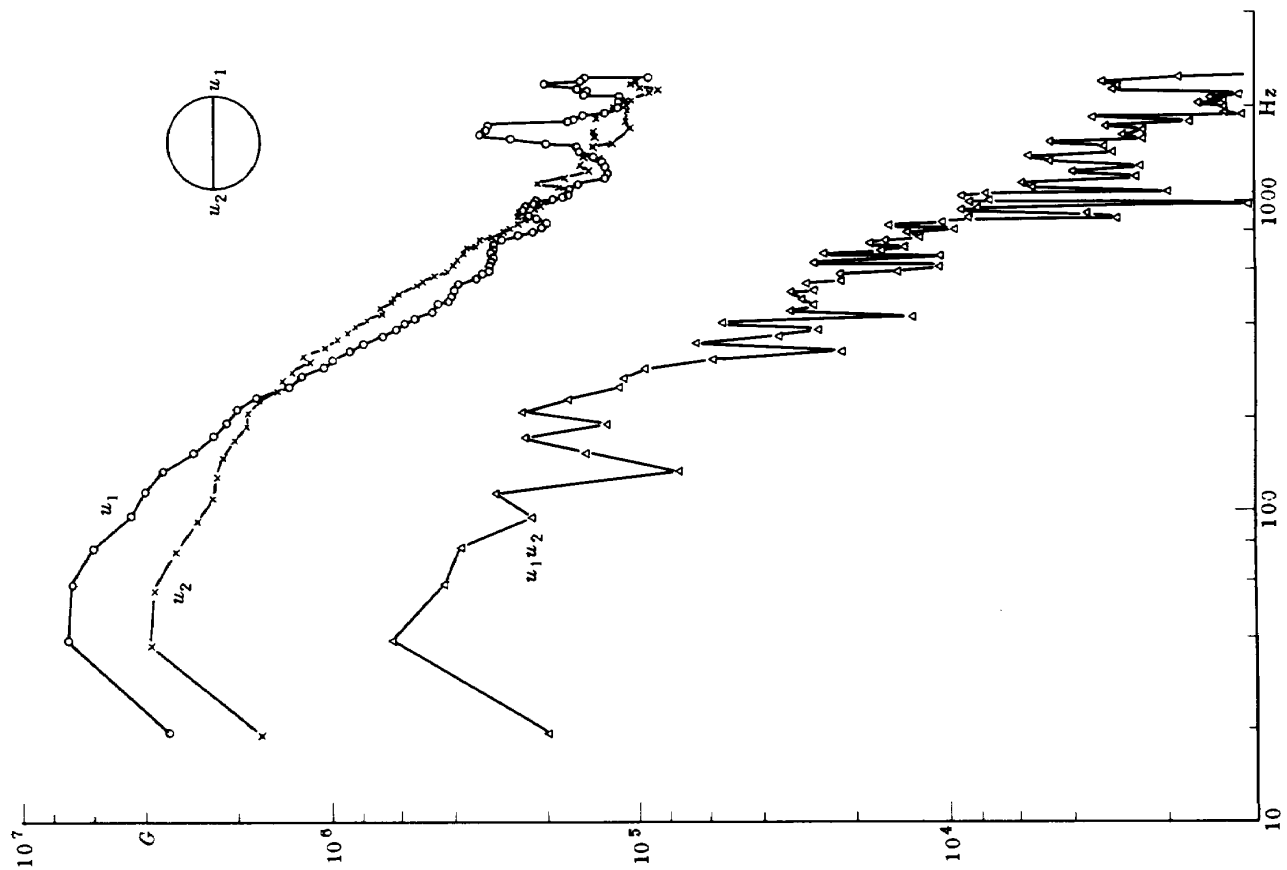
第23図 速度変動パワー・スペクトル



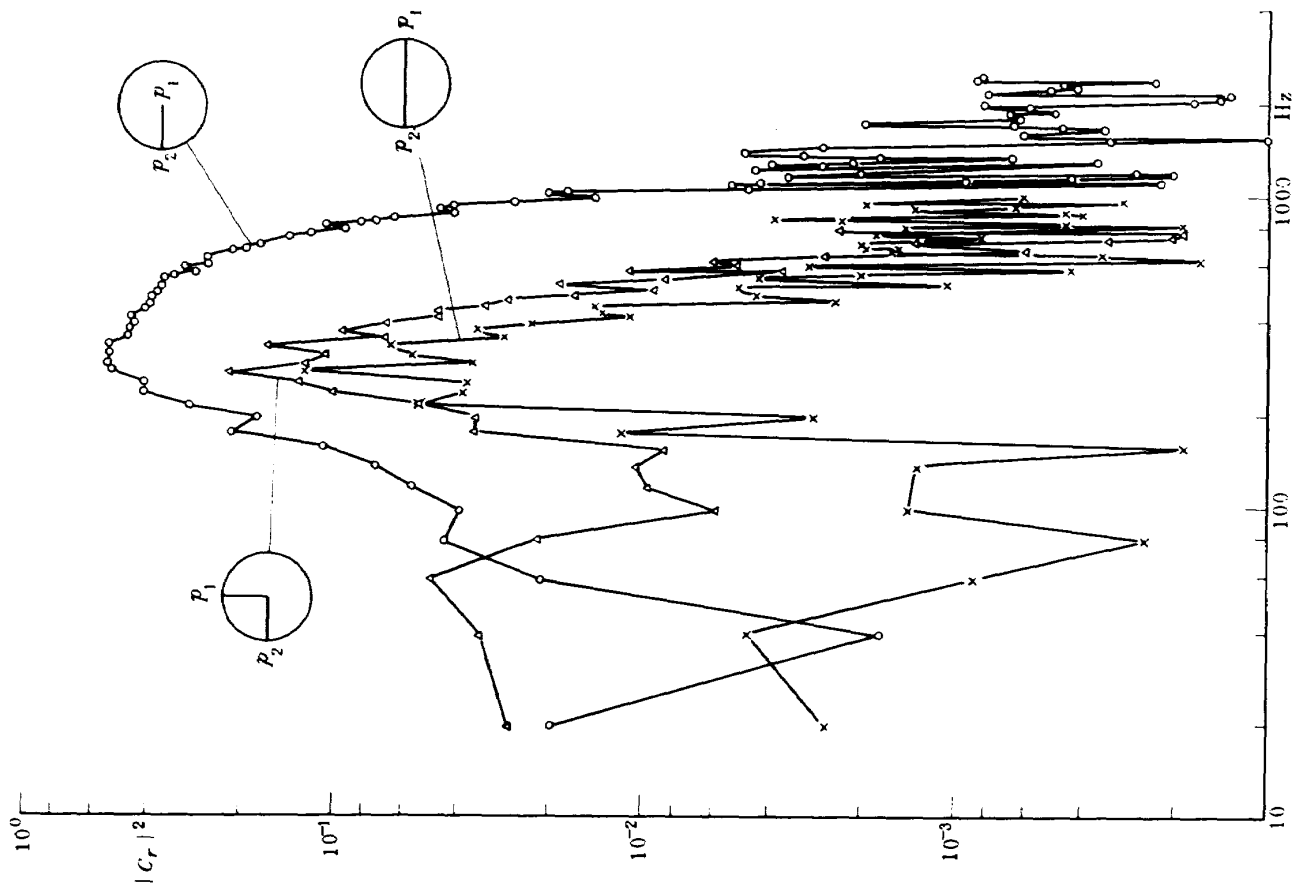
第24図 速度変動パワー・スペクトル



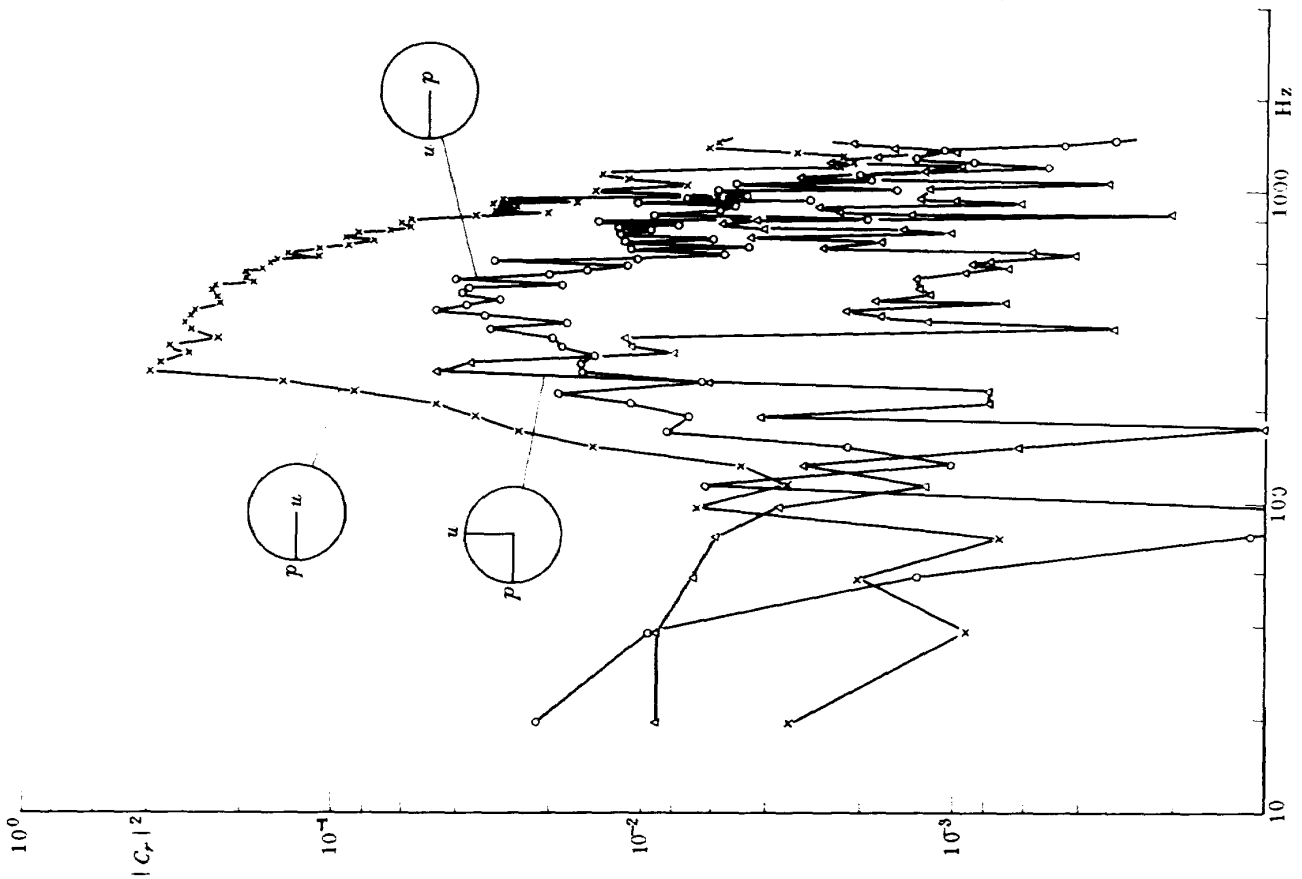
第25図 速度変動パワー・スペクトル



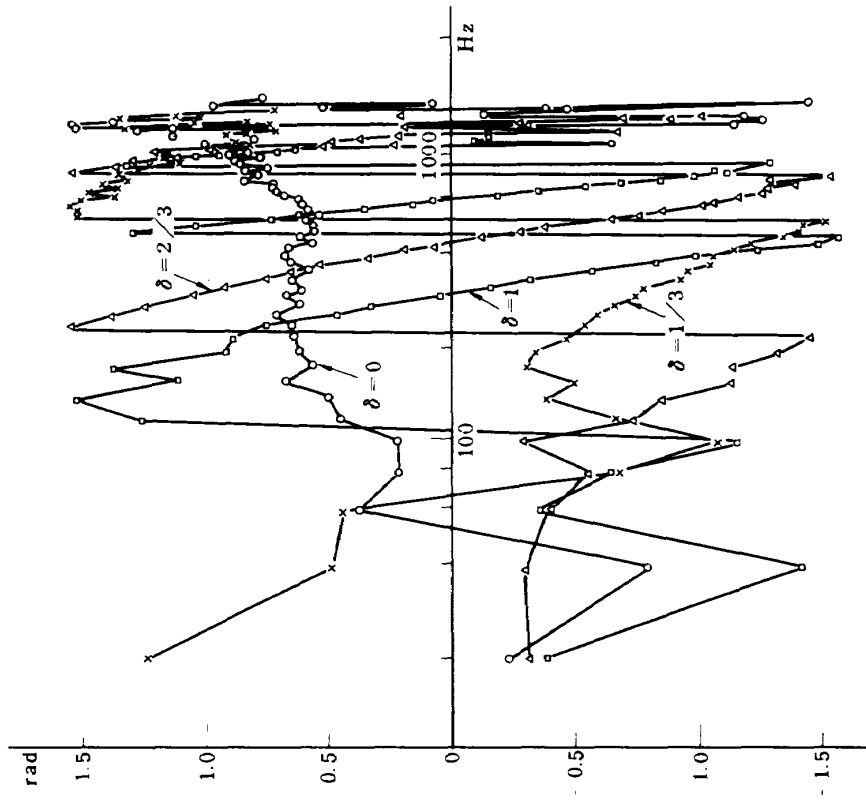
第26図 速度変動パワー・スペクトル



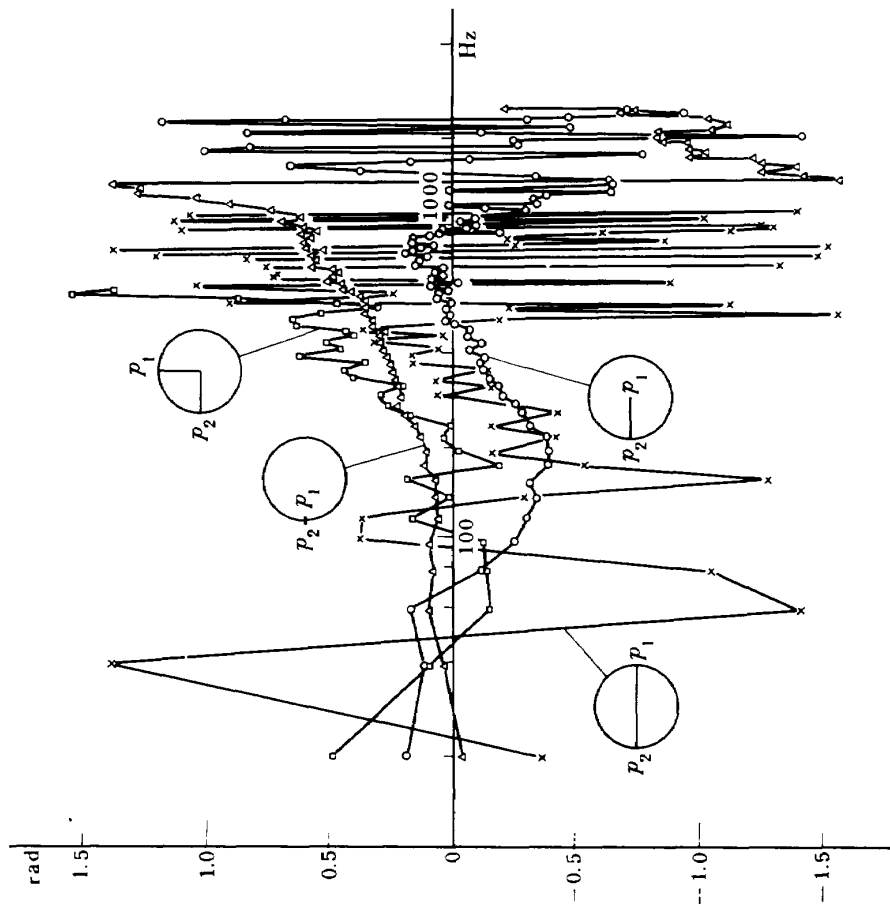
第28図 圧力-圧力変動コヒーレンス



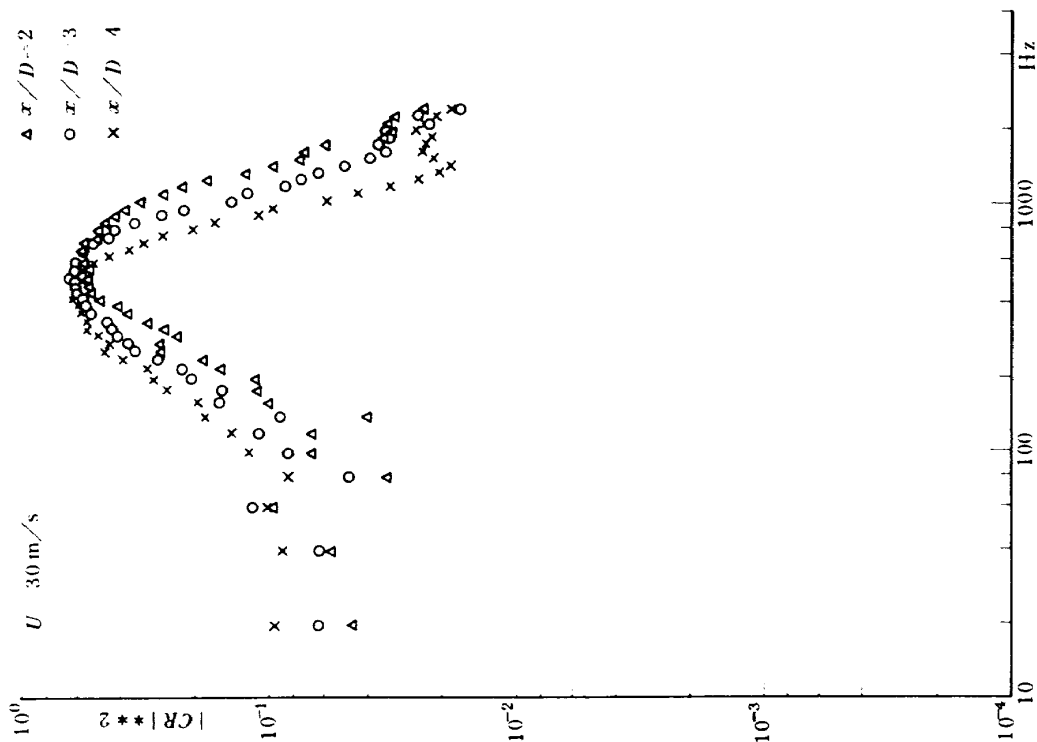
第27図 圧力-速度変動コヒーレンス



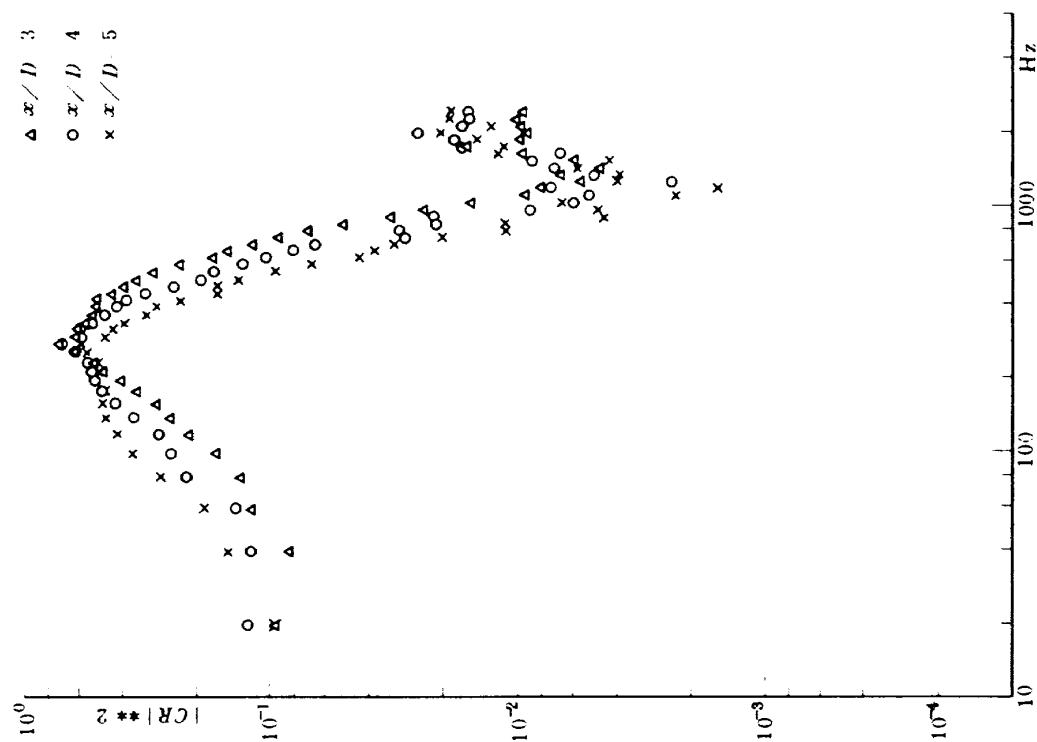
第30図 圧力変動コヒーレンスの位相



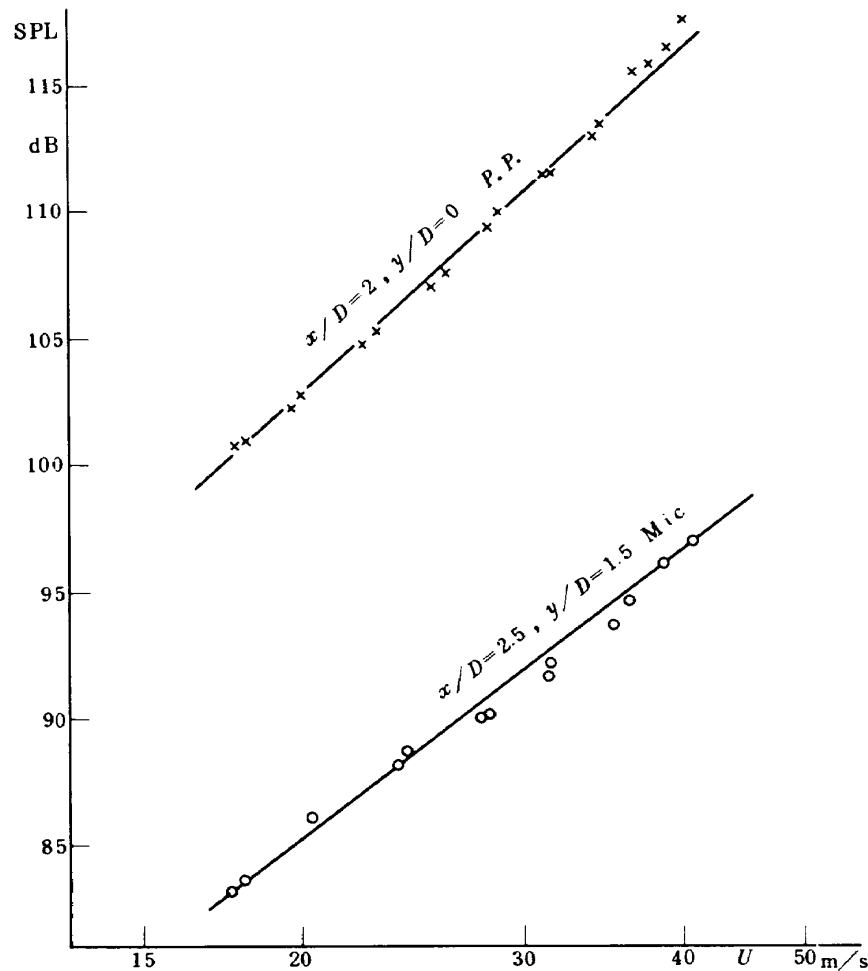
第29図 圧力変動コヒーレンスの位相



第32図 圧力変動コヒーレンス



第31図 圧力変動コヒーレンス



第33図 圧力変動とジェット速度との関係

3. エネルギー源の方向性を変化させる。

4. 音響効率を修正する。

に大別され、1についてはこれを細分して、

a. 乱流特性：出口および剪断流によるもの

b. ジェット，ウェーク流の特性：温度，速度および圧力の半径方向および軸方向分布

c. サプレッサーの幾何学

d. 衝撃波の構造

e. 屈折

f. フィード・バックの機構

g. 定常および非定常流

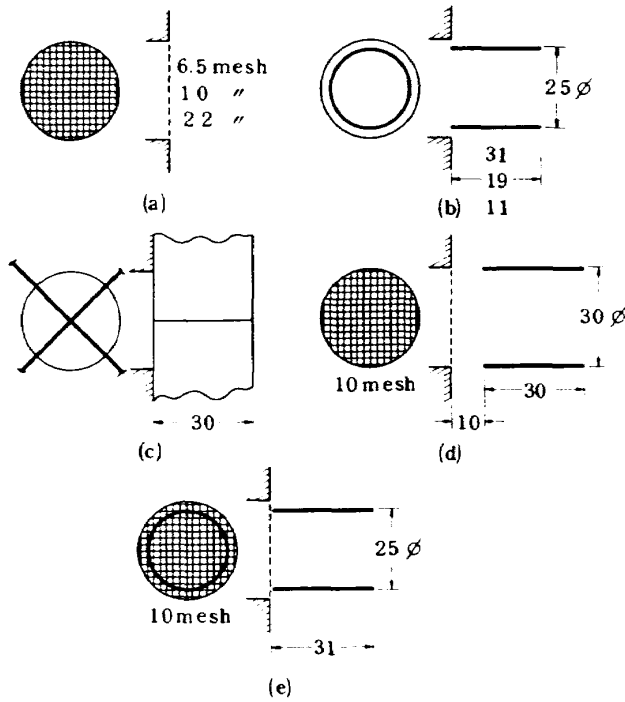
h. 特定の音源分布を変化させる

となることを示した。これらの各項は相互に関連し、特定のものだけ制御することは困難である。たとえば、1の音源の強さを減少せしめる対策を行なうと、2, 3, 4にも何等かの変化が生じることは自明である。われわれは1aに着目する。この項がジェット騒音の発生に最も直接的に関係しており、ジェット・ノイズ・サプレッサーの設計の重要な因子と考えられる。

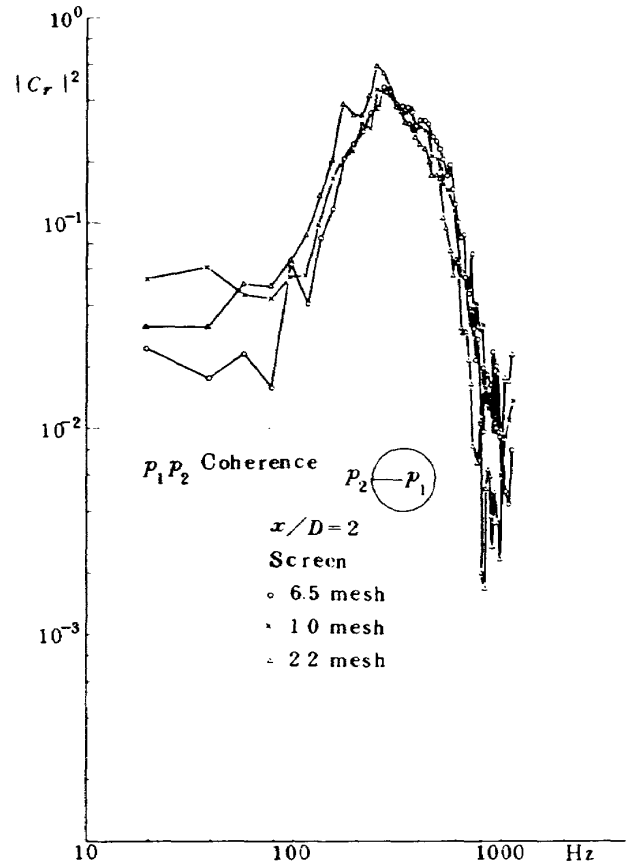
乱流特性の制御の方法はあまり数多くない。ここでは第34図に示されるような金網，パイプ，プレートを用いた基本的な要素によるジェット流中の圧力変動への効果を調べた。金網は風洞気流の乱れを減少させるために、しばしば用いられているが、風速の高い場所ではエネルギー損失が大きいためあまり用いられていない。金網の乱れに対する効果は乱れのスケールを小さくして、減衰を早くすることで、これをジェット吹口におくと、圧力変動分布は第35図のごとくなり、メッシュ数の増加と共に圧力変動の強さが減少する。ただし、この場合推力損失がメッシュ数6.5, 10, 22に対応してそれぞれ7.8%, 35%, 50%あり、正味の効果は、同じ推力の条件のもとで比較しなければならない。圧力変動はジェット速度の2乗に比例するので推力と圧力変動は正比例する。したがって圧力変動の減少がそれぞれ44.2%, 63.7%, 66.4%得られるので推力を同じとしても圧力変動は減少する。つぎに、ジェット軸上と剪断層内とのコヒーレンスをみると第36図のごとくなり、中心周波数より高周波領域でその値は若干減少するが中心周波数におけるピー

ク値はほとんど変化していないことがわかる。騒音の減少のためには圧力変動の強さの減少と共にコヒレンスの低下が重要である。コヒレンスを低下させる最も自明な方法は仕切板を用いることであろう。このような考えに基づいて、ジェット流中に円筒およびクロス・プレート（第34図(b), (c)）において圧力変動の強さとコヒレンスを調べた。ノズル直径と等しい長さのクロス・プレートを置いた場合、ジェット軸上と剪断層内のコヒレンスは

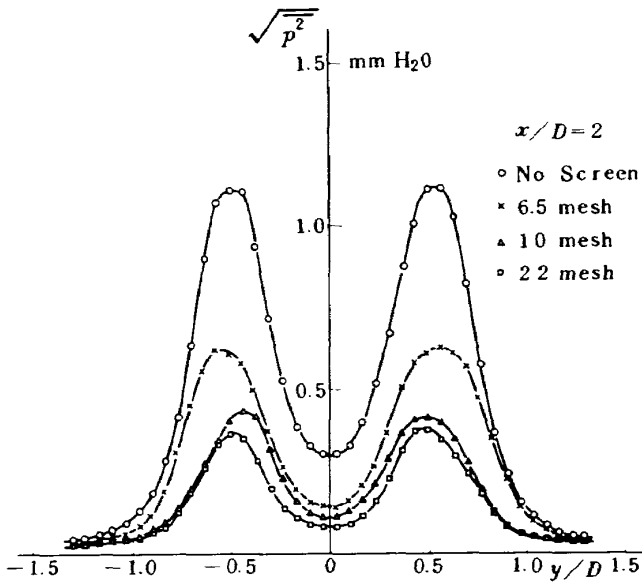
ほとんど影響を受けなかった。一方、長さの異なる25φの円筒を置いた場合の圧力変動の強さおよびジェット軸上と剪断層内のコヒレンスはそれぞれ第37, 38図に示すごとく圧力変動の減少はあまり顕著ではないが、コヒレンスのピーク値および形にかなりの相違が生じた。円筒の長さによるコヒレンスの依存性はあまり明らかでないが、相互時間相関係数のピーク値をみると同筒のない状態、円筒の長さ31mm, 19mm, 11mmにそれぞれ対応し



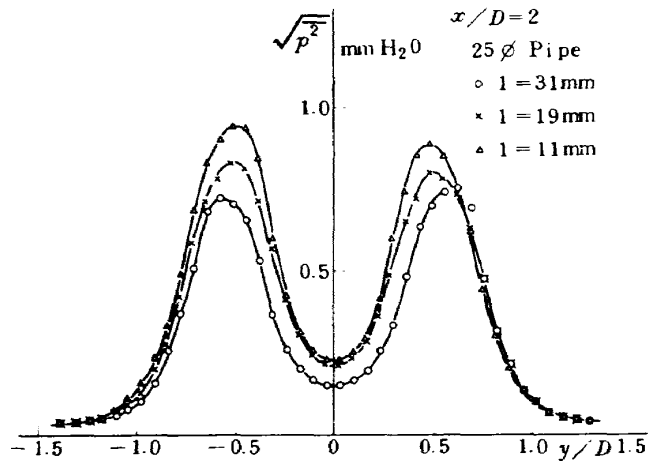
第34図 圧力変動の制御要素



第36図 金網による圧力変動コヒレンスの変化



第35図 金網による圧力変動の変化



第37図 薄肉円筒による圧力変動の変化

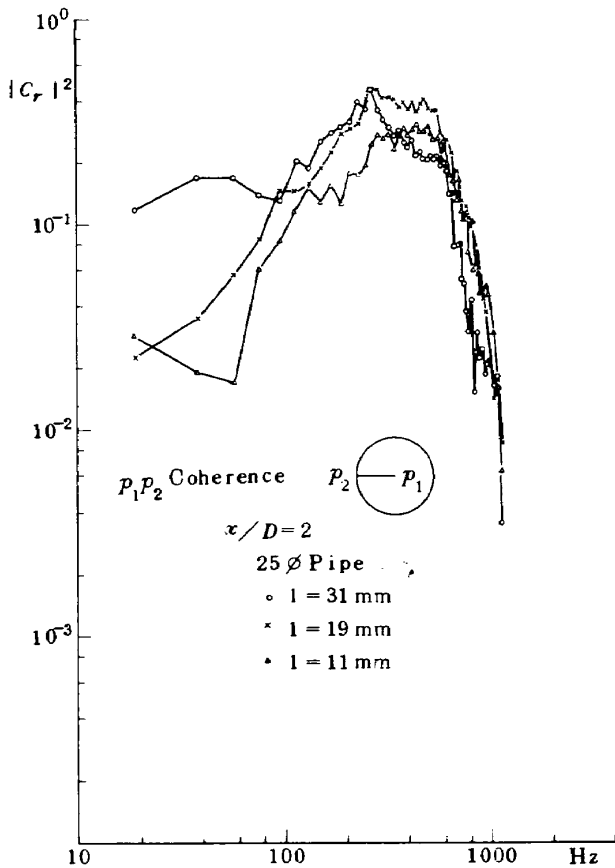
て 0.471, 0.389, 0.427, 0.343 となった。つぎに, 10 メッシュの金網をノズル吹口におき, 直径 30mm, 長さ 30mm の円筒を金網より 10mm 離しておいた場合, (第 34 図(d)) および直径 25mm, 長さ 31mm の円筒を金網に接しておいた場合 (第 34 図(e)) の圧力変動分布およびコヒレンスを第 39, 40 図に示す。図より明らかなごとく圧力変動において, もとの値の約 25% および 32% にそれぞれ減少し, コヒレンスの絶対値のピーク値でそれぞれ約

63% および 70% に減少した。これらの結果から遠距離場でかなりの騒音減少が期待できる。金網と円筒の組合せの形態および寸法による効果の相違はあまり明らかでないが, ノズルと同径の円筒を離しておくことと軸対称エッジトーンによる固有振動数の音を発生するが, 金網をおくことによりこの現象が抑止され, ジェット・ノイズの抑制効果のあることは興味ある問題である。

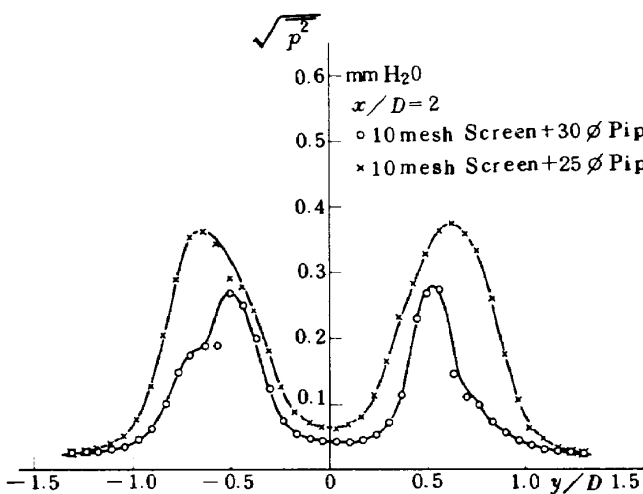
実用的なジェット・ノイズ・サブレッサーの重要な Figure of Merit は遠距離場の騒音減少と推力損失との割合である。したがってジェット流中の圧力変動の制御方法の有効性は圧力変動の減少と推力損失の比が重要となる。この点を考慮するとジェット流全面にわたって金網をおくことは有利な方法ではなく, これに代って剪断層のみに作用するノッチ, フィン, ロッド等を考えるべきであろう。また, 円筒の形状, 寸法についても損力損失と圧力変動の減少の両面より最適形状を実験的に求める必要がある。

7. 結 論

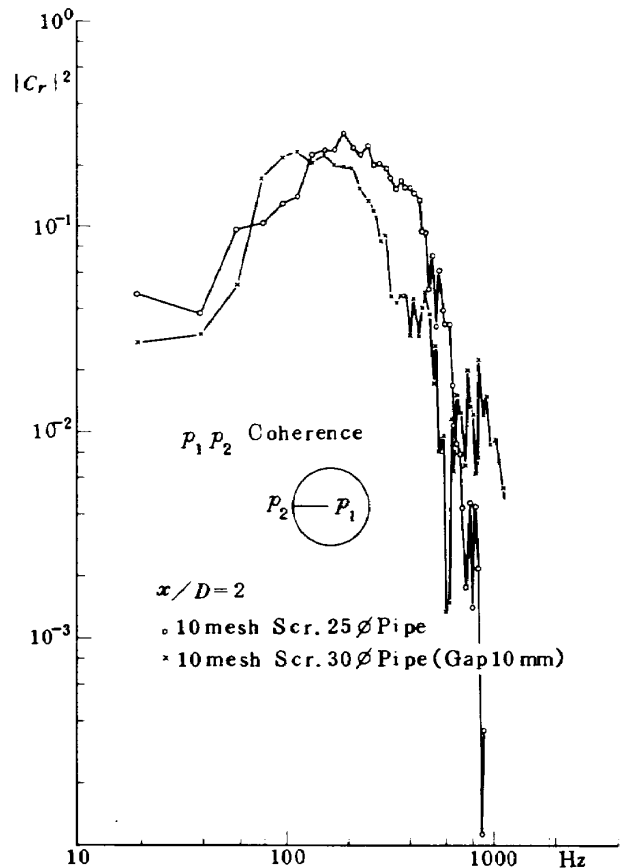
ジェット吹出速度 20m/s において, 直径 30mm のノズルのジェット混合領域における速度および圧力変動の測定を行ない, 次の結果を得た。



第38 図 薄肉円筒による圧力変動コヒレンスの変化



第39 図 金網と円筒の組合せによる圧力変動



第40 図 金網と円筒による圧力変動コヒレンス

- 1) クロス・フロー誤差を検定した圧力プローブによって、十分信頼のおける圧力変動の測定が可能であることが示された。
- 2) 圧力変動に対する速度変動のジェット軸方向成分による動圧の比は剪断層内では等方性乱流の値に近いが、ポテンシャル・コア内およびジェット流の外端では10~100の高い値を示した。
- 3) 圧力変動および速度変動のそれぞれの時間および空間相関の測定結果より、圧力変動についてはほとんどジェット流全体にわたるスケールの大きい変動がストローハル数0.5において存在するが、速度変動ではそれほど顕著ではなかった。
- 4) 圧力変動は後流に主流の約75%の速度で移動している。この波長は音波のそれよりはるかに小さい。
- 5) ジェット騒音の音源モデルとしてMollo-Christensenの提案した、ラゲール関数による線音源と定性的に一致しているが、移流速度や相関関数についてはやや異なっている。
- 6) 金網や円筒等をジェット流中において、流れを制御した場合の圧力変動を測定し、ジェット・ノイズ・サブレッサーに対する有効性を調べた。

以上の結果は実用的なジェット・ノイズ・サブレッサーの設計において基礎的なデータとなるもので、今後さらに測定条件の異なる場合についてデータを補足し、ジェット・ノイズの発生機構の詳細を明らかにする必要がある。

本研究のデータ処理について御尽力をえた新型航空機研究グループ北村清美技官に対し深く感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) P.O.A.L. Davies, M. J. Fisher and M. J. Barrett; The Characteristics of Turbulence in the Mixing Region of a Round Jet, *Jour. of Fluid Mechanics*, Vol. 15, pt. 3 (1963).
- 2) C. E. W. Wooldridge and D. C. Wooten; A Study of the Large-scale Eddies of Jet Turbulence Producing Jet Noise, *AIAA Paper No. 71-154* (1971/1).
- 3) J. C. Lau, M. J. Fisher and H. V. Fuchs; The Intrinsic Structure of Turbulent Jets, *Jour. of Sound & Vib.*, Vol. 22, No.4 (1972).
- 4) J. C. Lau and M. J. Fisher; The Vortex-Street Structure of 'Turbulent' Jets, Part 1 *Jour. of Fluid Mechanics*, Vol. 67, Part 2, pp. 299-337 (1975).
- 5) J. B. Roberts; Coherence Measurements in an Axisymmetric Wake, *AIAA Jour.*, Vol. 11, No. 11 pp. 1569~1571 (1973/11).
- 6) L. K. Schubert; Refraction of Sound by a Jet, Numerical Study, *UTIAS Report No. 144* (1969/12).
- 7) Erik Mollow-Christensen; Jet Noise and Shear Flow Instability Seen from an Experimenter's Viewpoint, *Jour. of Applied Mechanics* (1967/3).
- 8) H. S. Ribner; Aerodynamic Sound from Fluid Dilatations, *UTIA Report No. 86* (1962/7).
- 9) T. D. Scharton and P. H. White; Simple Pressure Source Model of Jet Noise, *Jour. of Acous. Soc. of Am.*, Vol. 52, No. 1 Part 2 (1972).
- 10) H. V. Huchs; Measurement of Pressure Fluctuations within Subsonic Turbulent Jets; *Jour. of Sound & Vib.*, Vol. 22, No. 3 (1972).
- 11) R. J. Hammersley and B. G. Jones; Turbulent Pressure Field in a Co-Annular Jet, *AIAA Paper No. 75-95* (1975).
- 12) T. E. Siddon; On the Response of Pressure Measuring Instrumentation in Unsteady Flow, *UTIAS Report No. 136* (1969/1).
- 13) T. Maekawa et al; Pressure Fluctuation Measuring Apparatus with Condenser Microphone, *Proc. of the 15th Japan NCAM* (1965).
- 14) N. Kono; Frequency Response of Probe Microphone and it's Equalizer, *Jour. of Science of Hiroshima Univ.*, Series A-2, Vol. 26, No.1 (1962/6).
- 15) J. O. Hinze; *Turbulence*, McGraw-Hill (1959).
- 16) Y. Kobashi; Measurements of Pressure Fluctuation in the Wake of Cylinder, *Jour. of Phys. Soc. Japan*, Vol. 12, No. 5 (1957/5).
- 17) J. B. Roberts and D. Surry; Some Experiences with 'On-Line' Spectral Analysis Using a Small Digital Computer, *ARC C.P. No. 1225* (1971/3).
- 18) J. C. Laurence; Intensity, Scale, and Spectra of Turbulence in Mixing Region of Free Subsonic Jet, *NACA Report No. 1292* (1956/4).
- 19) J. C. Hardin; Analysis of Noise Produced by an Orderly Structure of Turbulent Jets, *NASA TN D-7242* (1973/3).
- 20) G. S. Beavers and T. A. Wilson; Vortex Growth in Jets, *Jour. of Fluid Mech.*, Vol. 44, pt. 1, pp. 97~112 (1970/10).
- 21) E. J. Stringas and R. Mani; Aircraft/Engine Jet Noise Control-A Survey, *AIAA Paper No. 74-947* (1974/8).

航空宇宙技術研究所報告451号

昭和51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 東京プレス
東京都板橋区桜川2-27-12
