

港湾技研資料

TECHNICAL NOTE OF
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH INSTITUTE
MINISTRY OF TRANSPORT, JAPAN

No. 322

June. 1979

ホットフィルム流速計と超音波流速計による乱れ測定および拡散係数の算定

村 上 和 男
亀 山 豊

運輸省港湾技術研究所



目 次

要 旨	3
1. まえがき	3
2. ホットフィルム流速計と超音波流速計の特性	4
2.1 ホットフィルム流速計の測定原理と特性	4
2.2 超音波流速計の測定原理と特性	5
3. 実験装置および予備実験	6
3.1 実験水路および計測機器	6
3.2 予備実験	8
4. 実験結果の検討	12
4.1 平均流速と乱流強度	12
4.2 エネルギースペクトルの算定	20
4.3 拡散係数の算定	20
5. ホットフィルム流速計と超音波流速計の比較	26
6. ま と め	35
参考文献	36

Measurements of Turbulence and Diffusion Coefficients in Channel Flow by Use of Hot-film Anemometer and Ultra-sonic Current Meter

Kazuo MURAKAMI*
Yutaka KAMEYAMA**

Synopsis

Turbulence generated by a vertical grid in open channel flow is experimentally investigated. A hot-film anemometer and an ultra-sonic current meter are used to measure the turbulence.

In case of the flow without a grid, the mean velocity profile is in good accordance with logarithmic law, and the distribution of relative intensity of turbulence increases with the distance from the surface. A grid installed in the flow, however, makes these distributions uniform over the whole depth, and decreases the energy distribution at lower frequency but increases at higher frequency.

Lateral diffusion coefficients are estimated to be in the range from $0.3 \text{ cm}^2/\text{s}$ to $0.6 \text{ cm}^2/\text{s}$ in case of the flow without a grid, while vertical diffusion coefficients are one tenth of lateral diffusion.

The measurements of turbulence by ultra-sonic current meter yield a slight under-estimation, which comes from the averaging process of the velocity between two oscillators, and over-estimation, which comes from the additional effect of the wake by oscillators. The averaging effect acts remarkably in intense turbulent field, while the wake behind the oscillators reveals its influence in weak turbulent field.

* Senior Research Engineer, Marine Hydrodynamics Division.

** Member of the Marine Diffusion Laboratory, Marine Hydrodynamics Division.

ホットフィルム流速計と超音波流速計による乱れ測定 および拡散係数の算定

村 上 和 男*
龜 山 豊**

要 旨

本実験は流れの中に格子を置いた場合の乱れ測定実験を、ホットフィルム流速計と超音波流速計により行ない、乱流格子の乱れ特性を調べるとともに、それぞれの流速計による乱れ測定結果の比較検討を行なったものである。

格子なしの場合に対数則分布に従っていた平均流速分布、また上層から底層に行くに従って増加していた乱流強度の分布は、流れの中に格子を置くことにより、上下層にならされて一様分布となる。乱れのエネルギースペクトルは、低周波側において減衰、高周波側において増大する。しかし、格子の位置から流下するに従って、乱れのエネルギーは粘性のために全周波数領域において減衰する。

拡散係数の結果は、格子なしの場合に水平方向で $0.3 \sim 0.6 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、鉛直方向は水平方向の約 $1/10$ である。格子を置いた場合に、格子と流速計のセンサーの距離が小さい場合には増大するが、距離が大きくなると格子なしの場合よりも減少する。

超音波流速計による乱れの測定においては、超音波振動子間の平均値を求めていることによって乱れのエネルギーを過小評価する効果と、振動子が造り出す後流によって乱れが増加するため、乱れを過大評価する効果とが作用している。前者は、乱流強度の大きい流れに対して大きく作用し、後者は乱流強度の小さい流れに対して顕著である。

1. まえがき

拡散水理模型実験において、拡散現象を原型と相似させることは最も重要な問題である。特に、埋立・しゅんせつ土砂による浮遊物の拡散を考えた場合、水平乱れのみならず、鉛直乱れについても把握する必要がある。特に、拡散に対する水平、鉛直乱れの寄与率についての検討が必要である。

水中での乱れの測定にはホットフィルム (hot-film) 流速計が最も一般に用いられる。しかしながら、ホットフィルム流速計は取り扱いがめんどうなうえに、水中に不純物を含んだ場合には適さないことが指摘されており、土砂を含んだ濁りの実験、あるいは大型の平面水理模型実験での乱れの測定には不適であると考えられる。最近、微流速の測定が可能な超音波流速計が開発され、各地で使用され始めている。しかし、その特性については、まだ不明な点が多い。

また、大型平面模型で潮流実験を行う場合、模型をひずめて作ることが多い。ひずみ模型においては、フルー

ドの相似則によって平均流速を原型と合わせているが、流速の鉛直分布は原型とはかなり相異したものとなる。これらの流速分布を補正するために、ストリップ粗度、パイプ粗度、あるいは格子状の粗度を模型床に置き、抵抗が全水深にわたって効くようにする試みがなされている。さらに、模型粗度を導入することにより、模型内に乱れを発生させ、拡散現象を促進させる必要がある場合もある。しかし、これらの粗度を模型内に設置した場合に、流速分布が変化すること、および乱れの状態が異なることから、従来のシア拡散の理論が適用されないものと思われ、拡散水理模型実験の相似則に対しても、さらに検討を加える必要があるものと考えられる。

本実験は、これらの点を考慮に入れながら、まず第一段階として、流れの中に置かれた格子の流速分布、ならびに乱れに及ぼす影響について、乱流強度・エネルギースペクトル・拡散係数を求めて検討を行ったものである。また、乱れ測定機器としてのホットフィルム流速計、および超音波流速計の特性を調べ、両者の比較を行った。

* 海洋水理部 拡散水理主任研究官

** 海洋水理部 海水汚染水理研究室

2. ホットフィルム流速計と超音波流速計の特性

2.1 ホットフィルム流速計の測定原理とその特性¹⁾

ホットフィルム流速計は、加熱された抵抗センサーが流れによって冷却され、抵抗が減少するという性質を利用して、水粒子の速度を測定するものである。従来は、熱線流速計として空気中で用いられていたものであるが、これは水中の測定には適さないとして、比較的丈夫なフィルムが考案された。

ホットフィルム流速計は原理的には図-1に示すごとく、ホイーストブリッジとサーボ増幅器により構成される。このブリッジが平衡状態にある時にはサーボ増幅器の入力間には電圧差が生じないが、流れが変化すると、センサーの温度を冷却あるいは加熱して、結果としてセンサー部の抵抗値を変化させ、増幅器の入力間に電圧差をもたらす。このサーボ増幅器の出力電圧はブリッジトップに供給され、センサーの温度（すなわち抵抗）を一定に保つように作動する。このように、フィードバック機構を用いてセンサーの温度を一定に保つ方式は定温度方式といわれ、現在市販されているホットフィルム流速計は、ほとんどこの方式である。

センサーの抵抗値と温度との関係²⁾は式(1)によって表わすことができる。

$$R_w = R_0 [1 + k (T_s - T_e)] \quad \dots\dots (1)$$

ここで、 R_w はエレメントの設定温度(T_s)における抵抗値、 R_0 はエレメントの周囲の流体温度(T_e)における抵抗値、 k は定数である。この関係を利用して、センサー部に供給される電流、および流体の速度の関係式を求めると、式(2)のように与えられる。

$$\frac{R_w I^2}{R_w - R_0} = C + DU^n \quad \dots\dots (2)$$

ここで、 I は供給電流、 U は流体の速度、 C 、 D 、 n はそれぞれ流体の種類、設定温度、流体温度などによって変化する定数である。式(2)において、エレメントの設定温度と周囲流体温度の差を示すパラメーターとして、式(3)に示すようなoverheating ratioを用いると、電圧と流速との関係は式(4)によって表わすことができる。

$$a = \frac{R_w - R_0}{R_0} \quad \dots\dots (3)$$

$$E_A^2 = R_0^2 a (1 + a) (C + DU^n)$$

あるいは、

$$E_A^2 = E_0'^2 + \alpha U^n \quad \dots\dots (4)$$

となる。ここで、 a はoverheating ratio、 E_A は出力電圧、 E_0' は $U = 0$ の時の電圧 E_0 に近い値である。 α は定数、 n はほぼ0.5に近い値である。式(4)から明らかなように、流速は流速計の出力電圧と線型な関係にない。したがって、流速の変動成分が微小な場合には、その範囲

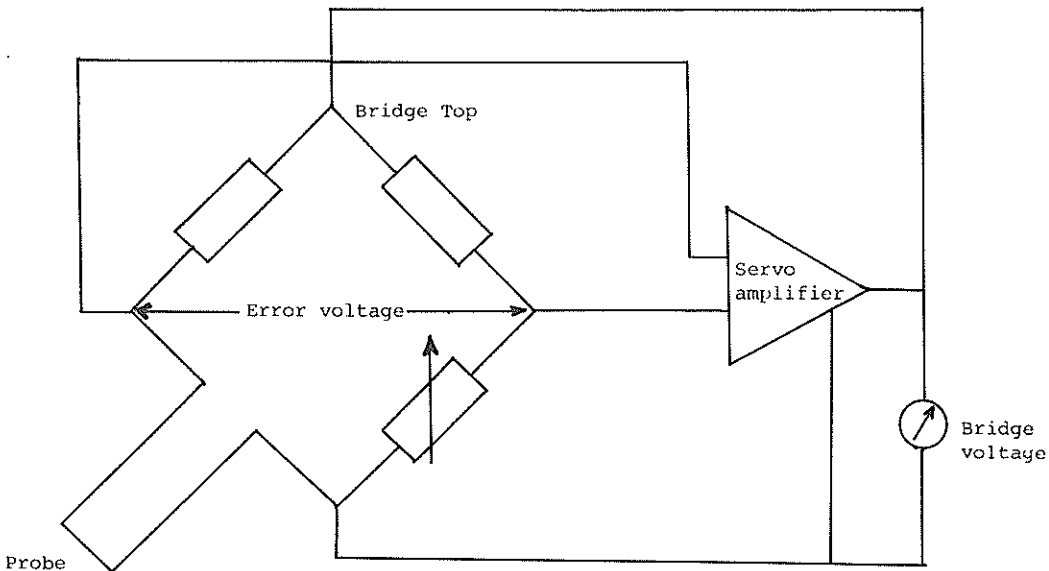


図-1 ホットフィルム流速計の原理

だけを近似的に線型とみなしうるが、変動成分が大きくなつた場合には、その大きさにひずみが生じる。そこで、リニアライザーによって流速と出力電圧 E_L を線型関係にしておく必要がある。

加藤ら³⁾によると、ホットフィルム流速計は温度変化に非常に敏感で、かつ水質の汚れに対しても、測定を著るしく阻害されることが示されている。図-2は水質の汚れによる出力電圧の低下状況を示したもので、10分間に3割程度減少している。

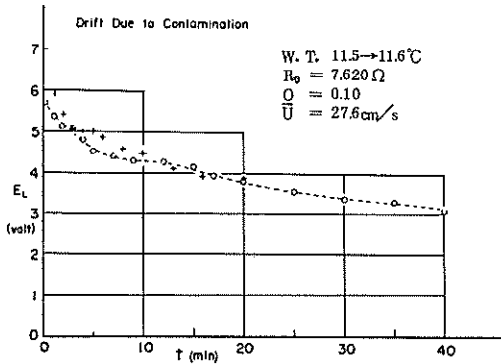


図-2 水質の汚れによる出力低下
(加藤ら³⁾より)

これらの対策として加藤らは、温度変化に対しては測定中に常に水温の変化を監視し、overheating ratio が常に一定の値を得られるようにプローブの温度を設定すれば、多少の温度変化に対しては実用上無視できるものとしている。図-3は、overheating ratioを一定にした場合の出力電圧を示したものである。また、水の汚れについては、できる限りきれいな水を用いること、

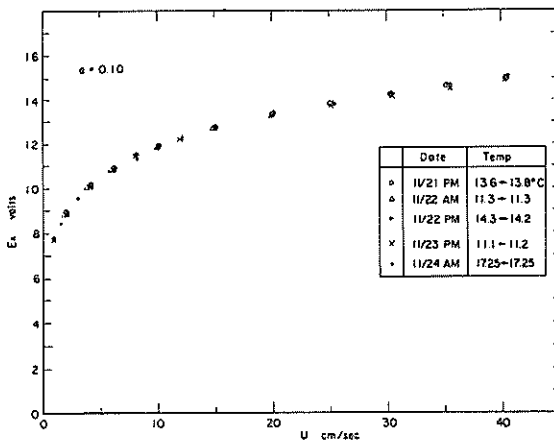


図-3 overheating ratioを一定にした時の流速電圧曲線 (加藤ら³⁾より)

測定時間をあまり長くとらないこと、さらに測定開始前にはエレメント部分をアルコールなどによってよく洗う必要があることなどを指摘している。

ホットフィルム流速計は周波数分解能が30 kHzと非常に高く、乱流測定 of 流速計としては最も適しており、数多くの研究者^{4),5)}によって利用されている。

2.2 超音波流速計の測定原理とその特性

潮汐水理模型での流れの測定には、流速のみならず流向も同時に測定する必要がある。また、かなり遅い流速が検出可能であることが要求される。最近、超音波を利用した流速計が開発され、これらの要求が満たされるようになった。和田ら⁶⁾は、ホットフィルム流速計では測定しにくい潮汐模型での乱れの測定を、超音波流速計を用いて行っている。また、鷺見⁷⁾は現地の潮流観測を超音波流速計によって行っている。

超音波流速計の測定原理²⁾は、水中での超音波の速度の水流に沿う場合と、水流にさかのぼる場合との差を求めて、水流の速度を求める方法である。超音波流速計には位相差方式とシングアラウンド方式とがある。今回の実験で用いたのは、以下に示す作動原理を利用した位相差方式の超音波流速計である。これは、図-4に示すように、2つの超音波振動子を流れの中に対向させておき、それぞれの振動子A、Bから超音波の弾性波を放射する仕組みとなっている。超音波振動子から発行される超音波の圧力変動を、 $P = P_0 \sin \omega t$ とし、BからA方向に流れの水の流速を v 、振動子間の距離を d 、水中における音速を V とすると、Aより放射されてBで受波された超音波 P_A 、あるいは逆にBより放射されてAで受波された超音波 P_B は式(5)、式(6)によって表わすことができる。

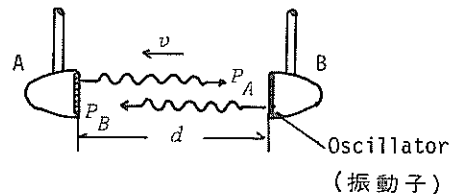


図-4 超音波流速計の原理

$$P_A = K_A P_0 \sin(\omega t - \varphi_A) \dots\dots\dots (5)$$

$$P_B = K_B P_0 \sin(\omega t - \varphi_B) \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 K_A, K_B は比例定数である。また、 φ_A, φ_B は位相差で、それぞれ式(7)、式(8)によって表わされる。

$$\varphi_A = \omega t_A = \omega \cdot \frac{d}{V_0 - v} \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\varphi_B = \omega t_B = \omega \cdot \frac{d}{V_0 + v} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 t_A, t_B はそれぞれ超音波が発射してから受波するまでの遅延時間である。今、A、Bで同時に超音波を発振し、発振と同時に受信に切り替えると受信波の位相差 φ_A, φ_B の差は式(9)で表わされる。

$$\varphi = \varphi_A - \varphi_B = \frac{2\omega d v}{V_0^2 - v^2} \quad \dots\dots\dots (9)$$

水中の超音波は水の流速に比べて極端に大きい ($V_0 = 1.4 \times 10^5 \text{ cm/s}$, $v \doteq 20 \text{ cm/s}$) ので、流速 v は近似的に式(10)で表わすことができる。

$$v \doteq \frac{\varphi V_0^2}{2\omega d} \quad \dots\dots\dots (10)$$

したがって、流速 v は位相差 φ を検出することにより求められる。水温の変化による超音波のスピードの変化は、温度補償回路によって自動的に補正を行っている。

超音波流速計の欠点は、発振部に比較的大きな振動子を持つために、方向によっては流れの障害となること、さらに、振動子間の平均流速を測定している⁸⁾ことによるために、細かい乱れの測定はできないことなどである。

岡田ら⁹⁾は、いろいろな形状の振動子を用いて、超音波流速計の特性、特に指向特性について詳細な検討を行っている。この報告によると、超音波流速計は若干のゼロドリフトが生じること、また流れの方向によっては振動子の影響により流速が10%程度減少することが示され、測定に際しては、流れの主流方向に対する振動子の位置および零点調整に注意すべきであることを指摘している。

3. 実験装置および予備実験

3.1 実験水路および計測機器

(1) 二次元水路

実験は二次元の水路で行った。長さ21 m、幅60 cm、深さ48 cmの両面ガラス張りの水路である。水路の概観を図-5に示す。水路脇に設置された回流ポンプにより、右から左に一定流量の水が流れるようになっている。

回流ポンプはエバラ製80 SMFポンプで、最大流量 $0.8 \text{ m}^3/\text{min}$ まで吐出可能である。また、小さな流量に

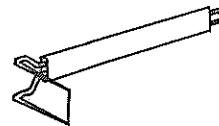
対しても比較的安定に作動するように、余分な水はバイパスを通して元にもどる仕組みとなっている。流量計にはベンチリメーターを用いた。

(2) ホットフィルム流速計 (Hot-film anemometer)

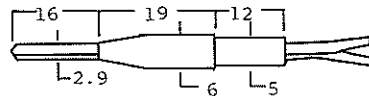
ホットフィルム流速計はDISA社製のものを使用した。流速計本体は55 M01型メインユニットと、55 M10型OTA標準ブリッジを組み合わせて用いる。ブリッジ比は20:1、ブリッジトップの抵抗は50 Ωである。流速計本体からの出力電圧を直線化するために、55 M25型のリニアライザーを用いた。このリニアライザーは、式(4)に示す n の値が流速の大きさによって変わるので、指数関数および平方根関数からなる伝達関数を有するアナログコンピューターにより、低流速から高流速の領域までの直線化が可能のように設計されている。

ホットフィルムのプローブは、1方向成分についてはFiber-film Probe (55 R14)、2方向成分については、くさび状の形をしたV-Probe (55 R72)を用いた。各々のプローブの形状を図-6に示す。

ただし、2成分の測定の場合には55 D01型の標準ブリッジ、55 D10型のリニアライザーを同時に使用している。



(a) 1成分 (55 R14)



(b) 2成分 (55 R72)

図-6 ホットフィルム

(3) 超音波流速計 (Ultra-sonic current meter)

電子工業社製の超音波流速計(位相差方式)を用いた。流速計のセンサー部を図-7に示す。超音波振動子の形状は縦12 mm、横5 mmの回転楕円体をしており、比較的大きい。振動子間の間隔は55 mmである。測定範囲は0~10 cm/s、0~20 cm/sのレンジ切替えとなっており、応答周波数は1 Hz、5 Hz、20 Hzの3段階切替え方式となっている。

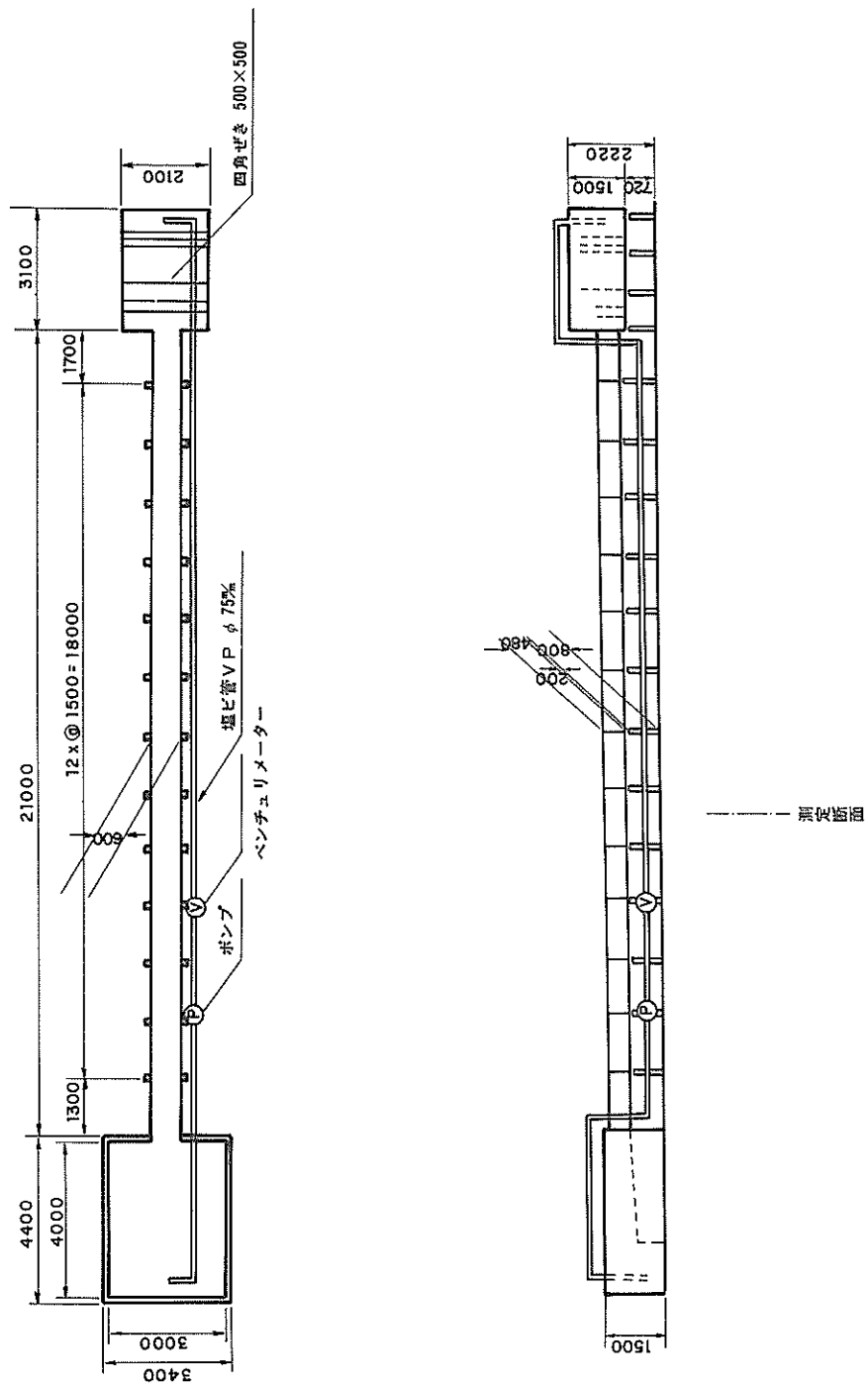


図-5 実験水路

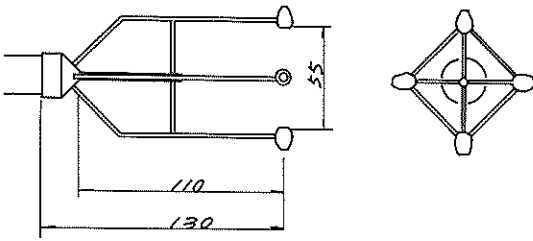


図-7 超音波流速計

(4) 乱流格子

水路内に乱れを発生するために2種類の鉄筋格子を流れに対して直角に置いた。格子間隔の細かいもの(鉄筋径6mm,メッシュ20mm)を格子A,粗いもの(鉄筋径12mm,メッシュ40mm)を格子Bとする。図-8に鉄筋格子の概略を示す。実験結果の説明において,格子ABとは,Aの格子とBの格子を重ねて置いたこと,格子AABとは,Aの格子2枚とBの格子を重ねて置いたことを意味する。

3.2 予備実験

(1) 検定曲線の作成

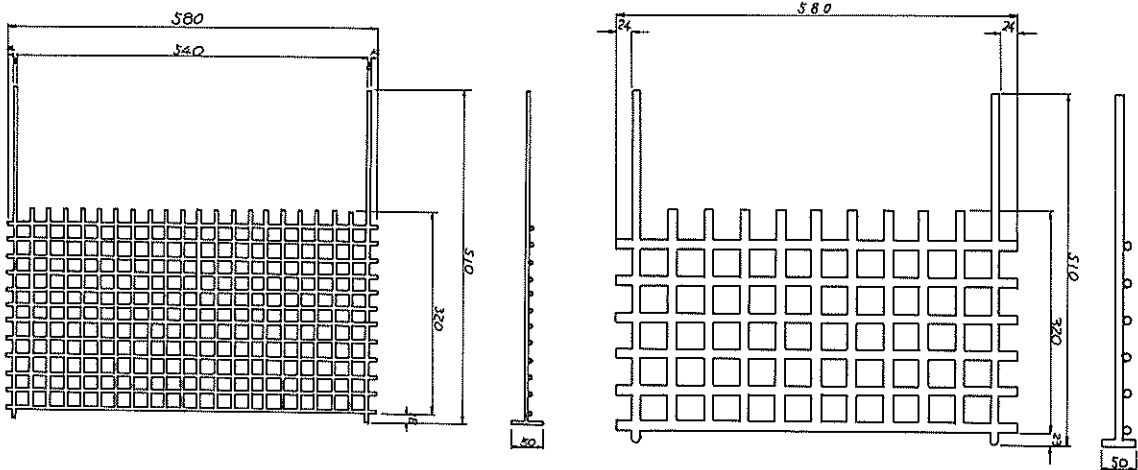
ホットフィルム流速計による測定は,実験開始前にその都度,検定曲線を作成する必要がある。検定水路は,加藤ら³⁾が用いたものを使用した。外壁と内壁の半径がそれぞれ60cm,30cmの環状タンクである。サーボ増幅器でコントロールされたモーターにより,タンクの

円の中心を支点としたアームを等速度で回転させる方法である。タンク内の水が回転しないように,外壁,内壁にはそれぞれ抵抗板が取り付けられている。

検定曲線の一例を図-9に示す。(a)は流速が比較的高速の場合,(b)は比較的低速の場合での検定曲線である。ほぼ直線性が満足されているものと考えられる。(c)は2成分の流速計の場合である。・印が下側のAプローブの検定カーブ,×印が上側のBプローブの検定カーブである。Aプローブについては原点を通る検定曲線にはなっていないが,直線性はほぼ得られている。

なお,リアライザーの目盛の設定には,まず検定水路を用いた時の流速計本体(CTA)からの出力電圧を記録しておき,後に電圧発生装置により各々の流速に対する電圧を発生して,リアライザーの目盛を調整すると,比較的よい検定カーブが作成できる。

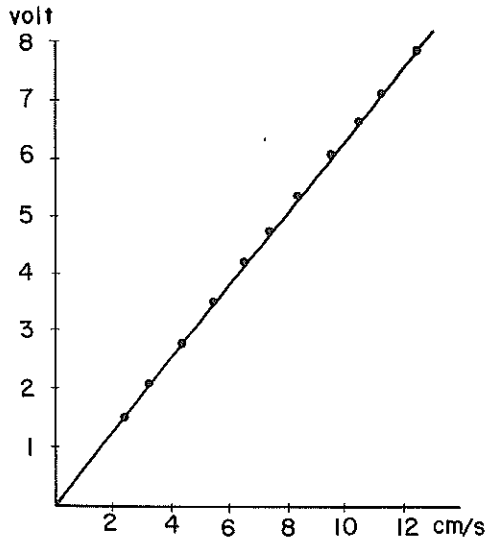
超音波流速計の検定については,流速計本体が大きいために前記の検定水路では行えないこと,および検定曲線そのものが超音波振動子間の距離が変化しない限り変わらないということから,今回は取扱説明書に付属している検定曲線,および図-10の角度に対する校正曲線を利用することにした。同図において,実線は本来出力しなければならない電圧であるのに対して,破線は実際に得られた出力電圧である。正弦曲線の頂部にあたる所で大きな差がみられる。これは,超音波振動子の後流による影響である。従って,超音波流速計による測定には,振動子の方向と流れの主流方向が一致しないよう



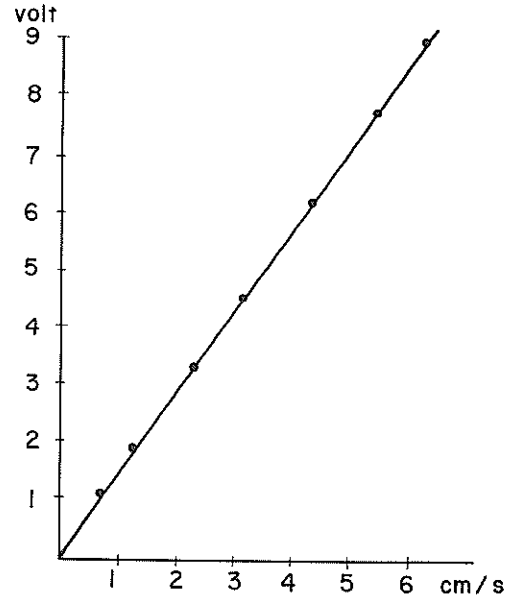
(a) 格子A (径6mm,メッシュ20mm)

(b) 格子B (径12mm,メッシュ40mm)

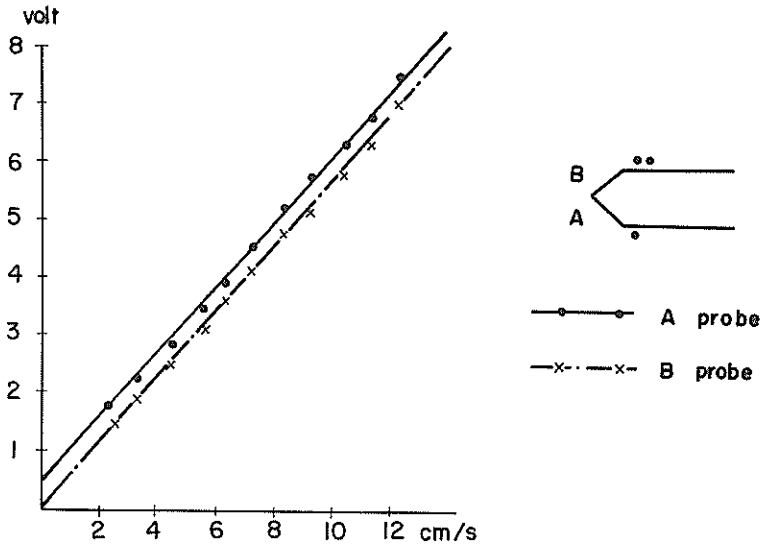
図-8 鉄筋格子



(a) 比較的流速が早い場合 (2 ~ 12 cm/s)

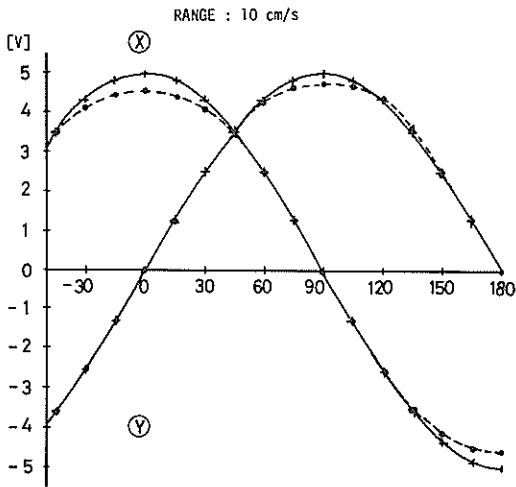


(b) 比較的流速が遅い場合 (0.7 ~ 6 cm/s)

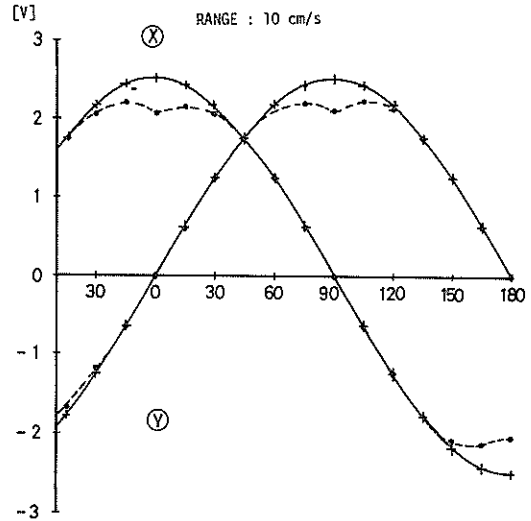


(c) 2成分流速計の場合

図-9 ホットフィルム流速計の検定曲線



(a) $u = 10 \text{ cm/s}$ の場合



(b) $u = 5 \text{ cm/s}$ の場合

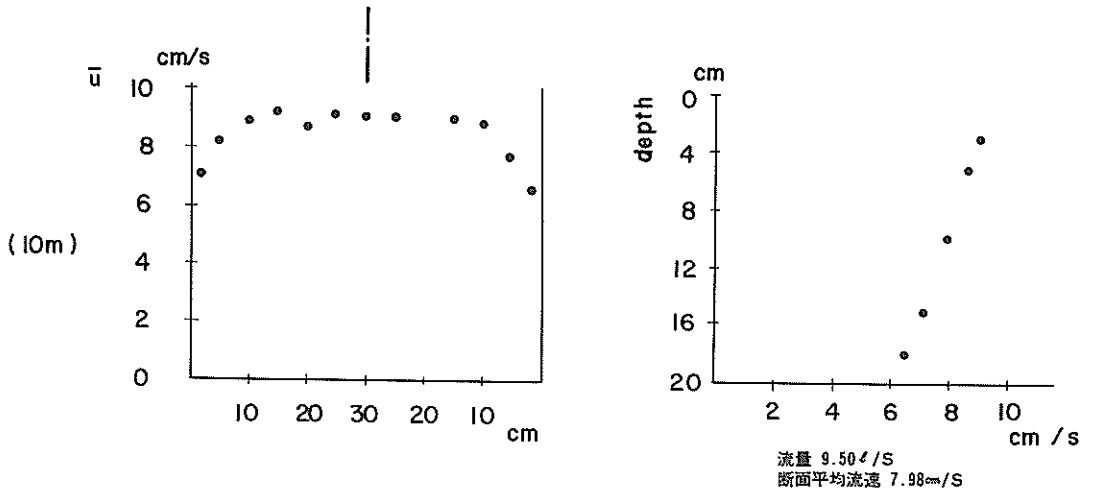
図-10 超音波流速計の検定曲線 (角度に対する校正曲線)

に注意する必要がある。また、平面模型のように流向がたえず変わる場合には、振動子による影響を取り除く必要がある。現在は、計算機の中で補正を行っているが、振動子による後流の大きさは流速によって変化しうるので、精度のよい校正カーブを作るのは非常に困難である。今回の測定は二次元水路による定常流であるので、流れに対して 45° の角度で流速計を設置すれば、この問題はない。

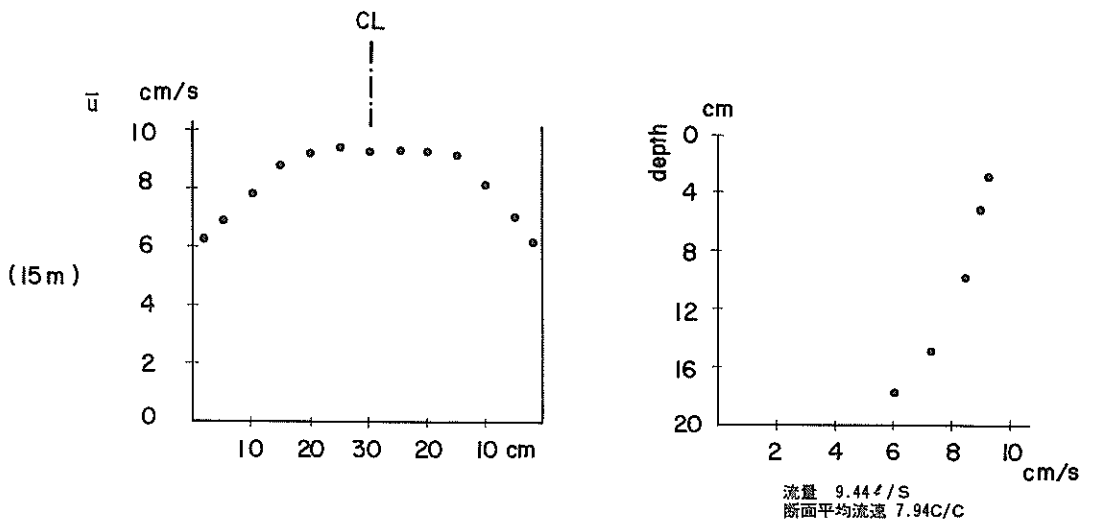
(2) プロベラ流速計による断面流速分布の測定

実験に先立って、プロベラ流速計による断面流速分布の測定を行った。これは、水路内に不均一な流れが生じていないか、ホットフィルムによる測定をどの断面で行

うか、および流量計のおおまかなチェックなどをするための予備実験である。上流端から 5 m, 10 m, 15 m 下流の 3 断面について、横方向および深さ方向に流速分布を求めた。その結果を図-11 に示す。結果は上層および中心軸での流速分布のみについて示す。これらの結果より、上流端より下流側 10 m では、流速分布はほぼ一定状態に達していることがわかった。したがって、測定断面 (すなわち、流速計の設置位置) は約 12 m 下流の位置に決定した。また、断面流速分布より計算した流量 (9.44 l/s , 9.50 l/s) とベンチェリ流量計の値 (9.60 l/s) は、ほぼ一致している。



(a) 上流端より 10 m



(b) 上流端より 15 m

図-11 プロベラ流速計による流速分布

表-1 実験ケース

4. 実験結果の検討

流速の測定は1ケース6深度(3, 6, 9, 12, 15, 18 cm)について行った。測定時間は1測点, 3分間である。リニアライザーからの出力をデータレコーダーに収録し, このデータをA-D変換器によりデジタル量に変換し, 計算機処理を行った。

実験ケースは表-1に示すごとく, 58のケースについて行った。これらの結果から, 特徴的なものについてのみ取り出して, 種々の検討を加えた。

4.1 平均流速と乱流強度

(1) 一成分ホットフィルム流速計による測定

水路の中心軸上において行った流速測定の結果を図-12に示す。(a)は格子を置かない場合, (b)は格子B, (c)は格子AB, (d)は格子AABを置いた場合の流速分布である。凡例に示す数字は, 格子と流速計のセンサーまでの距離(単位: cm)を示している。

格子を置かない場合の流速分布は, 底面に近づくに従って減少する典型的な分布をしている。この流速分布を片対数グラフで示したものが図-13である。ほぼ対数分布則に近い流速分布であることを示している。

流れの中に乱流格子を置いた場合には図-12(a), (b)に見られるように, 流速分布は水深方向にならされて, 上層から底層までほぼ一様分布になることがわかる。しかし, 格子と流速計のセンサーとの距離が大きくなると, 底面摩擦の影響により, 底層付近の流速は再び小さくなり, 対数分布則に近い流速分布に戻る。このような傾向は, どの格子のケースについても同様にみられる。・印での分布で底層の流速が若干大きな値を示しているのは, 図-8の格子の形状において, 最下部が空いていることに起因するものと考えられる。

次に, 流速の変動成分の大きさについて検討した。流速の変動成分は次のように定義される。

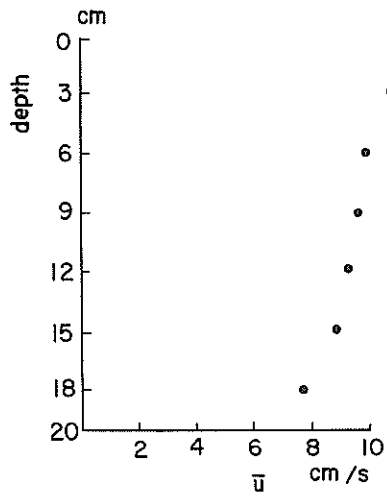
$$u' = u - u_{\text{mean}} \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここで, u は流速, u' は流速の変動成分, u_{mean} は流速の時間平均値を表す。いま, ここで u_{mean} としては, 水路でのゆるやかな変動(トレンド)を取り除く意味で, 20秒間の移動平均値を用いた。

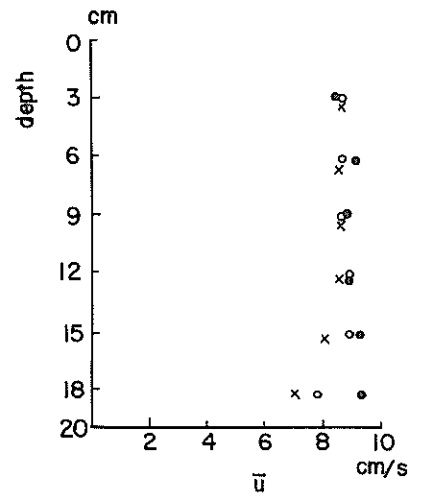
$$u_{\text{mean}}(k) = \frac{1}{2N+1} \sum_{i=k-N}^{i=k+N} u(i) \quad \dots (12)$$

ただし, $(2N+1)dt = 20 \text{ s}$ である ($dt = 1/51.2 \text{ s}$)。図-14に示すのは, 流速の測定記録を図化したものである。(上)の格子なしの場合にゆるやかに大きく変動していた流れが, (中)の格子を近くに置くことに

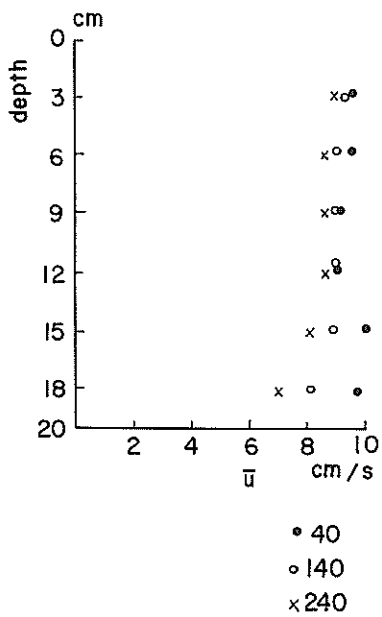
ケース番号	R ₀ 数	格子	距離	流速計
101	12,000			hot-film x
102	12,000	B	40	x
103	12,000	AB	60	x
104	12,000	AAB	80	x
105	12,000	B	140	x
106	12,000	AB	160	x
107	12,000	AAB	180	x
108	12,000	B	240	x
109	12,000	AB	260	x
110	12,000	AAB	280	x
111	6,000			hot-film x
112	6,000	B	20	x
113	6,000	AB	20	x
114	6,000	AAB	40	x
115	6,000	B	120	x
116	6,000	AB	120	x
117	6,000	AAB	140	x
118	3,000			hot-film x
119	3,000	B	20	x
120	3,000	AB	20	x
121	3,000	AAB	20	x
122	3,000	B	120	x
123	3,000	AB	120	x
124	3,000	AAB	120	x
201	12,000			ultra-sonic x, y
202	12,000	B	40	x, y
203	12,000	AB	60	x, y
204	12,000	AAB	80	x, y
205	12,000	B	140	x, y
206	12,000	AB	160	x, y
207	12,000	AAB	180	x, y
208	12,000	B	240	x, y
209	12,000	AB	260	x, y
210	12,000	AAB	280	x, y
301	12,000			hot-film x, z
302	12,000	B	40	x, z
303	12,000	B	60	x, z
304	12,000	AB	60	x, z
305	12,000	AAB	60	x, z
306	12,000	AAB	80	x, z
307	12,000	B	160	x, z
308	12,000	AB	160	x, z
309	12,000	AAB	160	x, z
310	12,000	B	260	x, z
311	12,000	AB	260	x, z
312	12,000	AAB	260	x, z
401	12,000			ultra-sonic x, y, z
402	12,000	B	40	x, y, z
403	12,000	B	60	x, y, z
404	12,000	AB	60	x, y, z
405	12,000	AAB	60	x, y, z
406	12,000	AAB	80	x, y, z
407	12,000	B	160	x, y, z
408	12,000	AB	160	x, y, z
409	12,000	AAB	160	x, y, z
410	12,000	B	260	x, y, z
411	12,000	AB	260	x, y, z
412	12,000	AAB	260	x, y, z



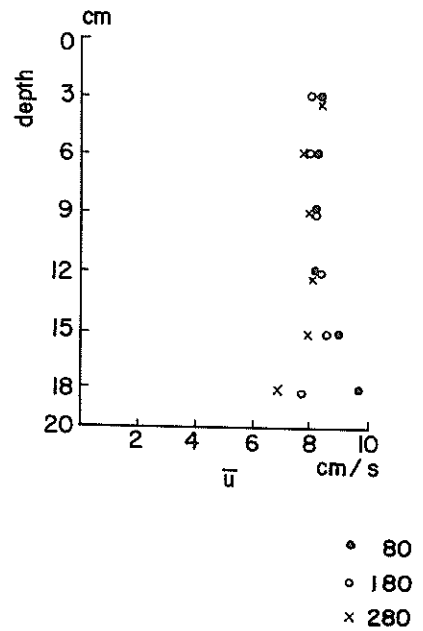
(a) 格子なし



(c) 格子 AB



(b) 格子 B



(d) 格子 AAB

図-12 流速分布 (ホットフィルム)

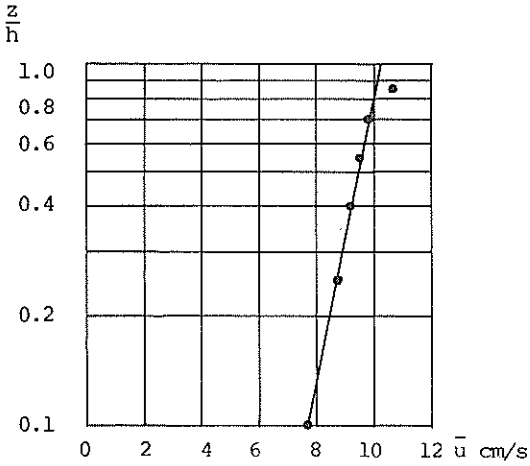


図-13 流速分布 (格子なし)

より、激しく乱れる。しかし、(下)の格子より流下するに従って乱れは減衰し、乱れの小さい流れとなる様子が、この図から読みとれる。

乱れの大きさを平均流速で除した相対的な乱れの強さ ($\sqrt{u'^2}/\bar{u}$: 乱流強度) を図-15 に示す。(a)は格子なしの場合の鉛直分布である。流速分布とは逆に、表層では小さく6%程度、底層に行くに従って増加し、12%以上の値となっている。この結果は Raichlen⁵⁾の測定結果とほぼ一致する。(b)の・印の分布よりわかるように、乱流強度の分布も平均流速と同様に格子を前面に置くことにより、鉛直方向にならされている。表層では増加しているのに対して、底層では逆に減少している。しかし、格子と流速計との距離が大きくなるに従って、表層では急激に減少し、底層では再び増加する傾向がある。これは、表・中層では格子によって作られたスケールの小さい乱れが、流下するにつれて粘性のために減衰するが、

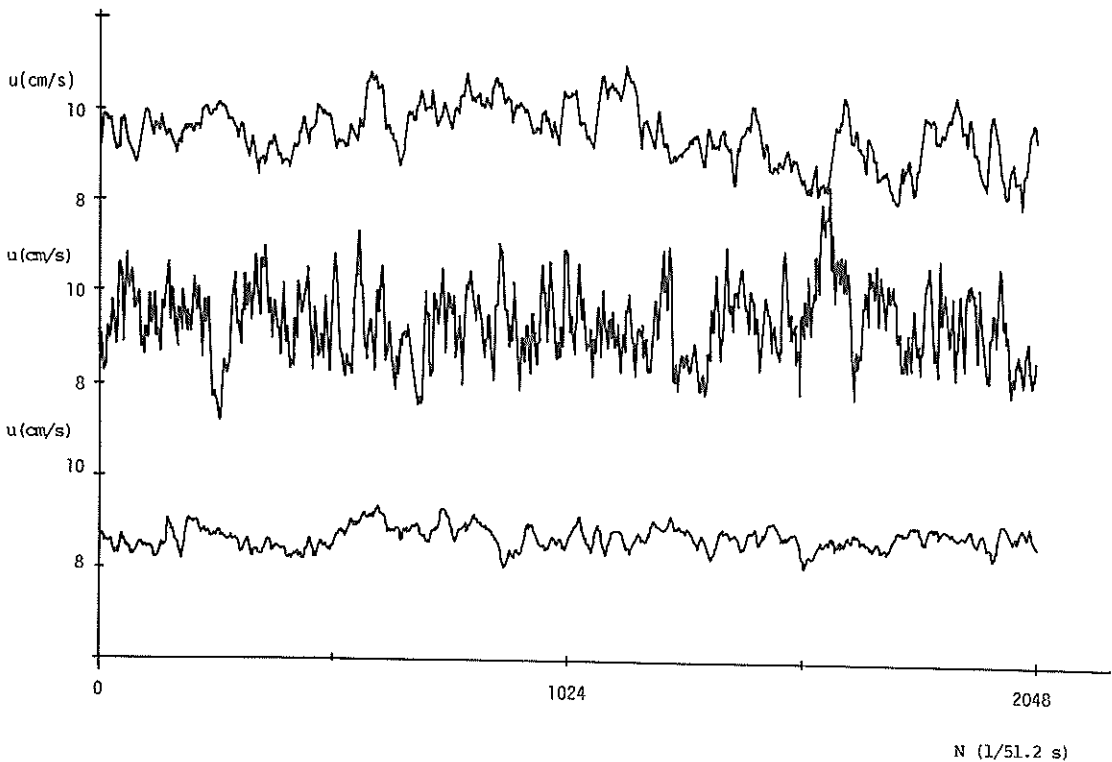
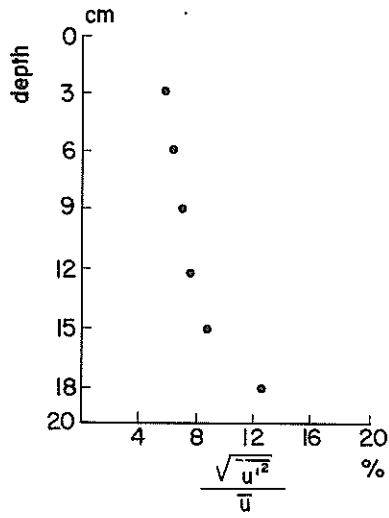
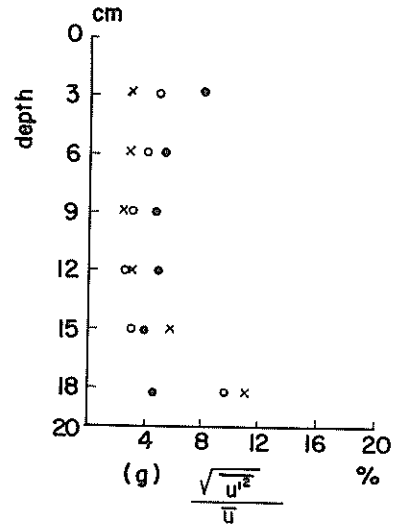


図-14 流速記録 (上: 格子なし, 中: 格子 B40, 下: 格子 B240)

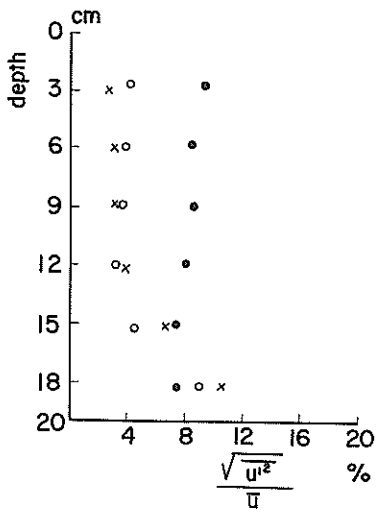


(a) 格子なし

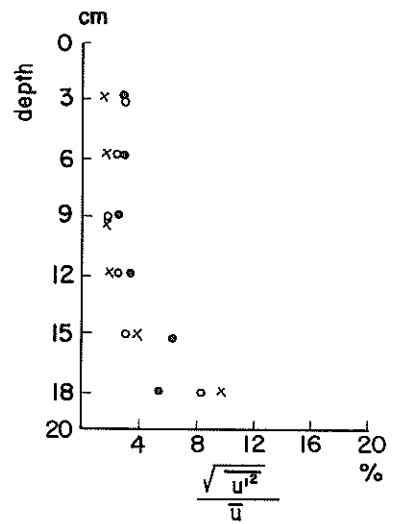


(c) 格子AB

• 60
○ 160
x 260



(b) 格子 B



(d) 格子AAB

• 40
○ 140
x 240

• 80
○ 180
x 280

图-15 乱流強度分布

底層では底面摩擦の影響により再び乱れが発生しているものと思われる。○印、×印の分布の表層の値が格子なしのケースよりも小さいのは、格子が整流効果を発揮していること、および底面による乱れが表層にはまだ達していないものと考えられる。

格子AB (図-15(c)), 格子AAB (図-15(d)) の場合についても傾向は同じであるが、格子Bの場合よりも乱流強度の値は小さい。これは、メッシュ間隔の小さい格子Aを含んだケースの方が乱れの大きさが小さいためであると思われる。

(2) 2成分ホットフィルム流速計による測定

2成分(水平・鉛直)のホットフィルム流速計により同様の実験を行った。図-6に示すように、このプローブは先端がくさび状になっている。この側面に2つのファイバフィルムが90°のなす角度で取り付けられている。ホットフィルム流速計は、主としてプローブに対する直交成分のみの流速を検出するものと仮定すれば、図-16に示すような流れにおけるプローブA、プローブBに対する垂直成分の流速は近似的に次のように表わすことができる。¹⁰⁾

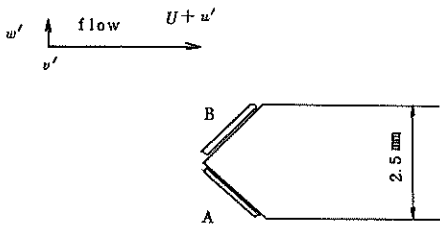


図-16 2成分のホットフィルム

$$V_{a,b} = \frac{U}{\sqrt{2}} \left[1 + \frac{u' \pm w'}{U} + \frac{u'^2}{U^2} - \frac{(u' \pm w')v'}{U^3} \right] \dots \dots \dots (13)$$

ここで、 U は x 方向の平均流速、 u', v', w' はそれぞれ x, y, z 方向の流速の変動成分、 V_a, V_b はそれぞれ、プローブA, Bに対する流速の垂直成分である。いま、 $U \gg u', v', w'$ の場合には、各々の成分の流速は次のように簡単に書き表わされる。

$$U + u' = \frac{1}{\sqrt{2}} (V_a + V_b) \dots \dots \dots (14)$$

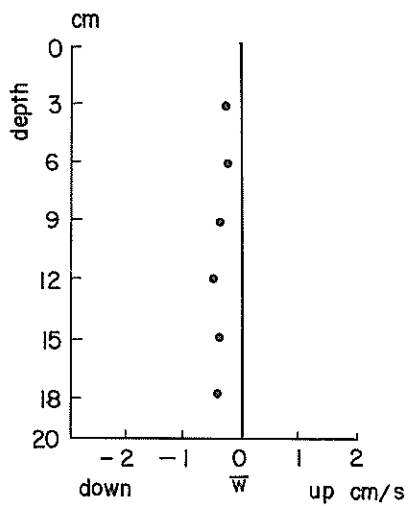
$$w' = \frac{1}{\sqrt{2}} (V_a - V_b) \dots \dots \dots (15)$$

水平方向の流速分布および乱流強度については、前述の1成分の測定結果と同じであるので、ここでは省略する。鉛直方向の平均流速の分布を図-17に示す。いずれのケースについても2~5 mm/sの下向きの流れを示している。しかし、これは実際に水路の中に下降流が生じているのではなく、A, Bのプローブの検定曲線の値かな差、あるいはホットフィルム流速計が完全に水平ではなく、僅かに先端が下向きに設置されていたものと考えられる。例えば、 $U = 10 \text{ cm/s}$, $W = 0.3 \text{ cm/s}$ の時、センサーの傾きは約1.7°である。この程度のセンサーの傾きになると平均流には若干の誤差となって現われるが、変動成分の大きさに対しては、ほとんど影響を及ぼさないことが確かめられるので、今回の測定では補正を行っていない。

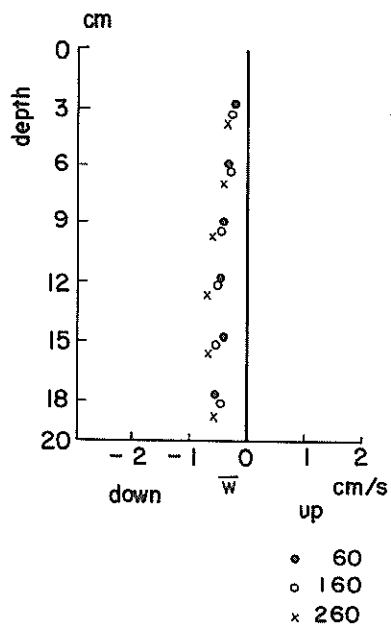
図-18に鉛直成分の乱流強度の分布を示す。表層で小さく、底層に行くに従って大きくなる傾向は水平成分と同じであるが、その大きさは3~6%であり、水平成分のその50~60%程度である。Nakagawa et al¹¹⁾による測定においても60%前後の値が得られている。また、Uberoi & Wallis¹²⁾の風洞での格子乱流による実験において、乱流強度の大きさは $w'^2 = v'^2 \approx u'^2 / 1.4$ であることが指摘されている。

鉛直成分の乱流強度についても、格子を置くことにより上下層間でならされて一様分布となる。また、流下するに従って、表・中層では減衰するが、底層では再び増大するという傾向は、水平成分の場合と全く同じである。

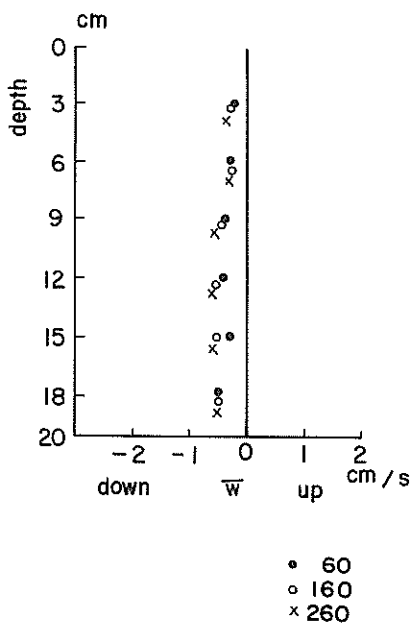
格子の種類による乱流強度の大きさを図-19に示す。水平方向についても同時に示す。一般的に、格子B, 格子AB, 格子AABの順となっている。また、格子を置いた場合を置かない場合の比較は、近くに格子を置いた場合を除いて、置かない場合の方が大きい。



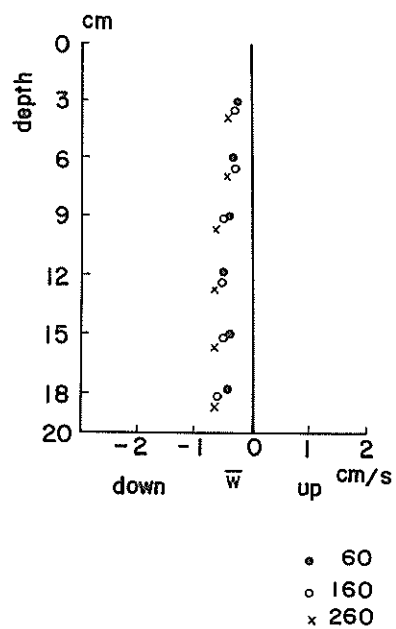
(a) 格子なし



(c) 格子AB

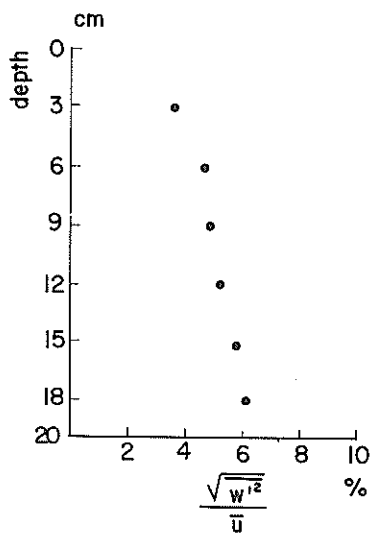


(b) 格子 B

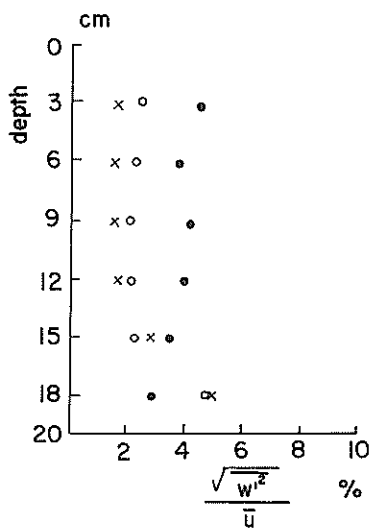


(d) 格子AAB

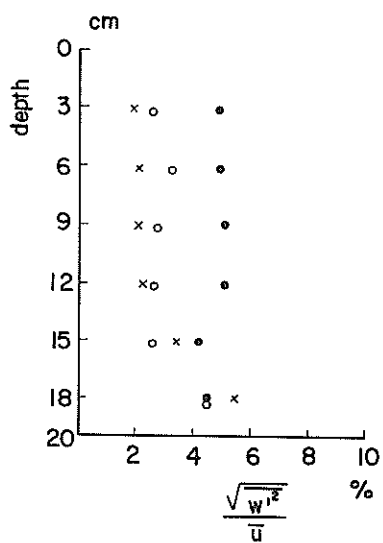
図-17 鉛直流速分布



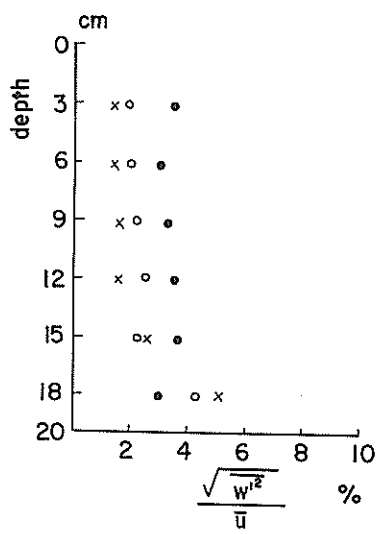
(a) 格子なし



(c) 格子AB

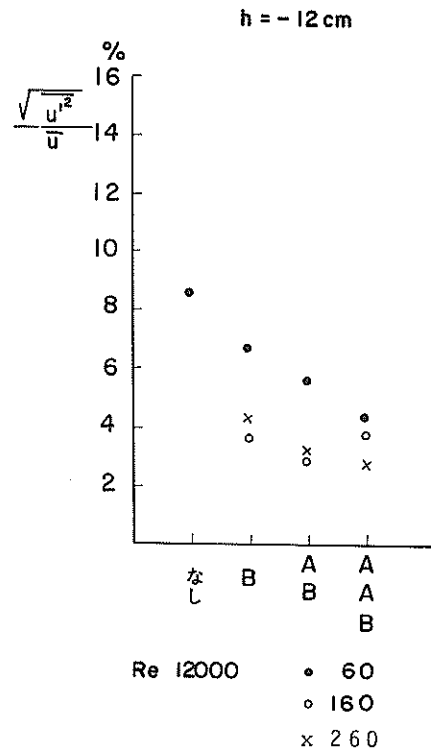
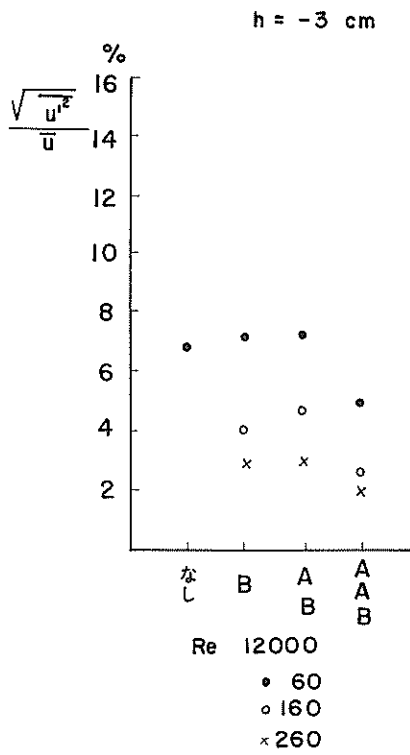


(b) 格子B

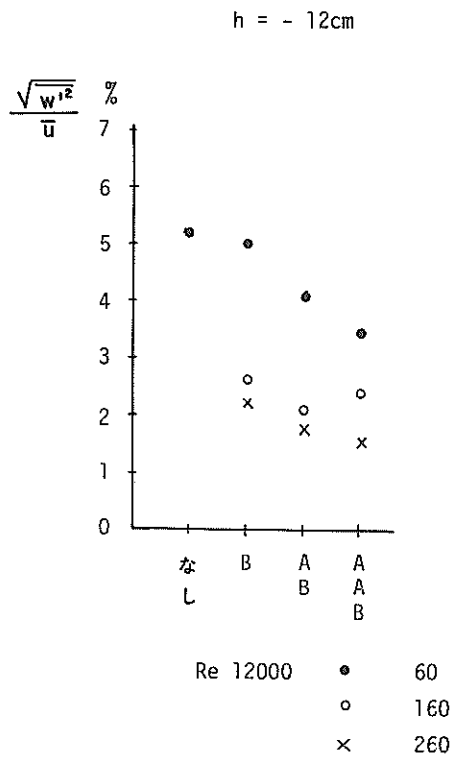
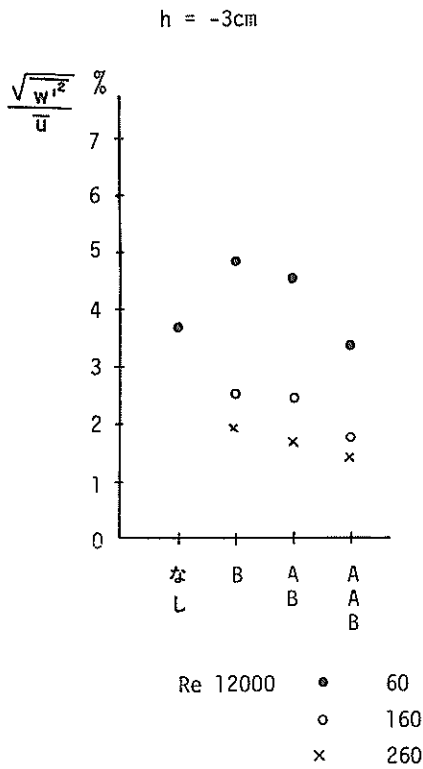


(d) 格子AAB

図-18 鉛直成分の乱流強度分布



(a) 水平成分



(b) 鉛直成分

図-19 乱流強度の比較

4.2 エネルギースペクトルの算定

乱れの特性を調べるために、FFT法（高速フーリエ変換）により乱れのエネルギースペクトルを算定した。スペクトル計算において、データ数 $N = 8196$ 、データのサンプリング間隔 $\Delta t = 1/51.2$ 秒である。一次スペクトルに対して $2^4 = 16$ 個の三角形フィルタ¹³⁾によって、スムージングを行っている。周波数分解能 $df = 0.1$ / 秒である。FFT法の等価自由度の計算法¹⁴⁾は式(16)によって与えられる。

$$f_d = 2 \left[\int_{-L}^L H(k) dk \right]^2 / \int_{-L}^L [H(k)]^2 dk \quad \dots\dots\dots (16)$$

いま、ここで $H(k) = (1 - |k|/L)/\bar{H}$ 、 $L = 16$ であるので、これらを式(16)に代入すると、等価自由度 f_d は 48 となる。

水平成分の乱れのエネルギースペクトル分布を図-20に示す。実線が格子を置かない場合のスペクトルで、他の曲線はそれぞれ格子を流速計の上流側 60 cm のところに置いた場合のスペクトル分布を示す。格子なしのケースのスペクトルは低周波側で高く、高周波側で低い、この配の急な分布を呈している。このことは、水路内にゆるやかな流速変動が存在することを示している。図中に示した直線はこの配 $-5/3$ 、および -7 の傾きを示している。エネルギースペクトルが $-5/3$ 乗則にのれば、乱れは慣性小領域にあることを示し、 -7 乗則にのれば粘性領域にあることを示している。周波数が $3 \sim 5$ Hz 以上の高周波側では、傾きが -7 に近くなり、粘性領域であるが、 3 Hz 以下の低周波側でも $-5/3$ よりも大きい。

流れの中に格子を置いた場合のスペクトルの形状は、低周波側でエネルギーが減衰し、高周波側で増大している。0.5 ~ 5 Hz の範囲では、ほぼ $-5/3$ 乗則に従っている。また、メッシュ間隔の粗い格子 B の場合のエネルギーが、他の格子の場合に比べて大きい。これは、格子によりスケールの大きな渦が破壊され、スケールの小さな渦が形成されたことを示している。また、乱れのエネルギーは大きな渦から小さな渦へ移行し、小さな渦が粘性によって逸散するという流れであることから、格子 AAB によって作られるスケールの小さい渦は減衰しやすいものと考えられる。

格子と流速計との距離によるエネルギースペクトル分布の比較を図-21に示したが、流下するに従って減衰している様子がよくわかる。特に、高周波側での減衰が著しいために、低周波側でのスペクトル形状が再び急勾配になってきている。なお、格子と流速計との距離が

小さい場合には、格子なしのケースに比べて、乱れのエネルギーがかなり増大していることが図-22より読みとれる。このように、水路内での乱れを格子、あるいは人工粗度のようなもので発生させた場合には、格子の種類、形状、位置などによって、乱れのスペクトルの大きさ、形状も変ってくる。したがって、図-22のスペクトル分布を考慮に入れて、格子の種類、配置間隔などを決定する必要がある。

鉛直成分の乱れのエネルギースペクトルを図-23に示す。この図において、実線は水平成分、破線は鉛直成分を示す。低周波側においては、水平成分よりもかなり小さい値を示しているが、 $1 \sim 2$ Hz よりも大きい周波数領域では、ほとんど同じ形状をしている。これは、スケールの小さい乱れについては、ほぼ等方性であることを示している。

4.3 拡散係数の算定

水平方向と鉛直方向の拡散係数の算定を G. I. Taylor¹⁵⁾の拡散理論に基づいて行った。Taylorの "one particle analysis" の理論によれば、拡散係数は式(17)、(18)で与えられる。

$$K_x = u'_l{}^2 \int_0^\infty R_{w_l}(\tau) d\tau \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$K_z = w'_l{}^2 \int_0^\infty R_{w_l}(\tau) d\tau \quad \dots\dots\dots (18)$$

ここで、 K_x, K_z は水平、鉛直方向の拡散係数、 u'_l, w'_l はラグランジュ的に流体粒子を追跡した場合の流速の変動成分、 R_{w_l}, R_{w_l} はある時間だけ隔った二時刻の流速の自己相関で、ラグランジュ相関係数と呼ばれるものである。不規則な場でのラグランジュ相関係数は、 τ が小さい場合には 1 に近い値をとるが、 τ が大きくなるとゼロに近づく性質のものである。したがって、拡散係数は次のような性質をもつ。

$$K_x = u'_l{}^2 \cdot T \quad (T \text{ が小さい場合}) \quad \dots\dots (19)$$

$$K_x = u'_l{}^2 \cdot T_* \quad (T \text{ が大きい場合}) \quad \dots\dots (20)$$

ここで、

$$T_* = \int_0^\infty R_{w_l}(\tau) d\tau = \text{constant} \quad \dots\dots (21)$$

である。この T_* は渦の緩和時間¹⁶⁾と呼ばれ、乱流場の代表的な時間スケールを表す指標である。

本実験のように、流速計によりある特定地点の流速を測定する場合には、オイラー流の流れ、オイラー流の自己相関係数を求めていることに相当し、Taylorの拡散理論とは異なったものになる。Hay & Pasquill¹⁷⁾は大気中で

の乱れの測定を、ラグランジュ流、およびオイラー流に行ない、両者の間には次の相関関係があることを指摘した。

$$R_L(\xi) = R_E(t) \quad \dots\dots\dots (22)$$

この時、 ξ と t の間の関係は、

$$\xi = \beta t \quad \dots\dots\dots (23)$$

である。ここで、 β はラグランジュ相関とオイラー相関の時間スケールの比を表わすものである。Hay らの観測によると、この値は非常にバラついており、1 ~ 8.5 の範囲の値が得られているが、平均的には4であることを示している。

Baldwin & Mickelson¹⁸⁾ は Hay らの考えに基づいてオイラー相関とラグランジュ相関の相似性について研究し、次のような関係式を提案した。

$$\beta = \alpha^{-1} \frac{u}{\sqrt{u'^2}} \quad \dots\dots\dots (24)$$

ここで、 u は平均流速、 $\sqrt{u'^2}$ は乱れの強さ、 α は定数である。Busch は式(24)の関係を理論的に求め、 α の値として 2.26 であることを示した。¹⁹⁾

乱流拡散におけるラグランジュ相関、オイラー相関についての研究は、日野ら²⁰⁾、Wandelら²¹⁾、Angell²²⁾ など数多くの研究者によってなされている。

今回の実験では β の値については言及しないで、オイラーの自己相関係数、オイラー流の流速変動を用いて拡散係数を算定した。

$$K_x^* = u_E'^2 \int_0^T R_{u_E}(\tau) d\tau \quad \dots\dots\dots (25)$$

$$K_z^* = w_E'^2 \int_0^T R_{w_E}(\tau) d\tau \quad \dots\dots\dots (26)$$

ここで、suffix E はオイラー流であることを示す。また積分範囲の T は、自己相関係数の値がゼロクロスするまでの時間とした。流速の乱れ成分については式(12)で定義したように 20 秒間の移動平均値からの偏差を用いている。これは、20 秒よりも長い周期の変動については、拡散には寄与しないと仮定したものである。オイラー流の値を用いていること、積分範囲の決め方および長周期成分の取り除き方など種々の問題点はあるが、これらの問題については今後の課題として、今回は便宜上式(25)、式(26)を用いることにした。

1 成分のホットフィルム流速計での拡散係数の算定結果を図-24に示す。3 ケースの流速について測定を行っている。(a) の R_e 数 12000 のケースの格子なしの場合、表・中層で $0.3 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、底層で $0.6 \text{ cm}^2/\text{s}$ の値が得

られている。格子を置くことにより拡散係数が減少している。しかし、(b)、(c) の図より、格子の位置が近い場合には増大することがわかる。また、格子を遠ざけるに従って、表層・中層での拡散係数はかなり小さくなるが、底層では再び大きくなる傾向がある。

2 成分のホットフィルム流速計の結果を図-25に示す。水平成分、鉛直成分ともに前に述べた結果と傾向は同じである。鉛直拡散係数は、 R_e 数 12000、格子なしの場合で $0.03 \sim 0.06 \text{ cm}^2/\text{s}$ と、水平拡散係数の約 1/10 である。図-26(a)、(b)には、水平成分、鉛直成分の乱れの自己相関係数を示す。格子なし、AAB260、AAB60、B60 の順に渦の緩和時間、すなわち渦のスケールが大きいくことがわかる。また、図の(a)と(b)を比べてみると、鉛直方向の渦のスケールが水平成分のそれより小さいことも明らかである。この自己相関係数の形状は、長周期成分の除き方、あるいは式(12)の移動平均の時間長さによって変わるので注意を要する。

R_e 数 12000、格子なしのケースの拡散係数についてのみ、若干の検討を加えた。Elder²³⁾ によると、鉛直方向の乱流拡散係数は式(27)で与えられ、また水平成分は鉛直成分の約 3 倍の値であることが示されている。

$$K_z = 0.068 u_* h \quad \dots\dots\dots (27)$$

$$K_x = 0.23 u_* h \quad \dots\dots\dots (28)$$

ここで、 u_* は摩擦速度 ($u_* = \sqrt{\tau_0/\rho}$)、 h は水深である。底面付近のせん断力 τ_0 は

$$\tau_0 = \rho \kappa^2 z^2 \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2 \quad \dots\dots\dots (29)$$

で表わされるので、摩擦速度は式(30)で与えられる。

$$u_* = \kappa z \frac{d\bar{u}}{dz} \quad \dots\dots\dots (30)$$

ここで、 κ はカルマン定数 ($\kappa = 0.4$)、 z は底面から上にとった鉛直座標である。図-12(a)の流速分布より、速度勾配を求めて式(30)に代入すると、摩擦速度 $u_* = 0.53 \text{ cm/s}$ となる。この結果を式(27)、(28)に代入すると、鉛直拡散係数 $K_z = 0.72 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、水平拡散係数 $K_x = 2.44 \text{ cm}^2/\text{s}$ となる。また、同じ実験ケースで式(24)の β の値を求めて、拡散係数を算定したものを表-2に示す。水平拡散係数で $1.7 \sim 2.7 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、鉛直拡散係数で $0.37 \sim 0.48 \text{ cm}^2/\text{s}$ である。この結果は、式(27)、(28)で求めた値とオーダーが一致する。また、 β の値は $3.5 \sim 12$ の範囲の値となっている。格子を置いたケースの β は、さらに大きな値が得られているが、詳しい検討はここでは行わなかった。

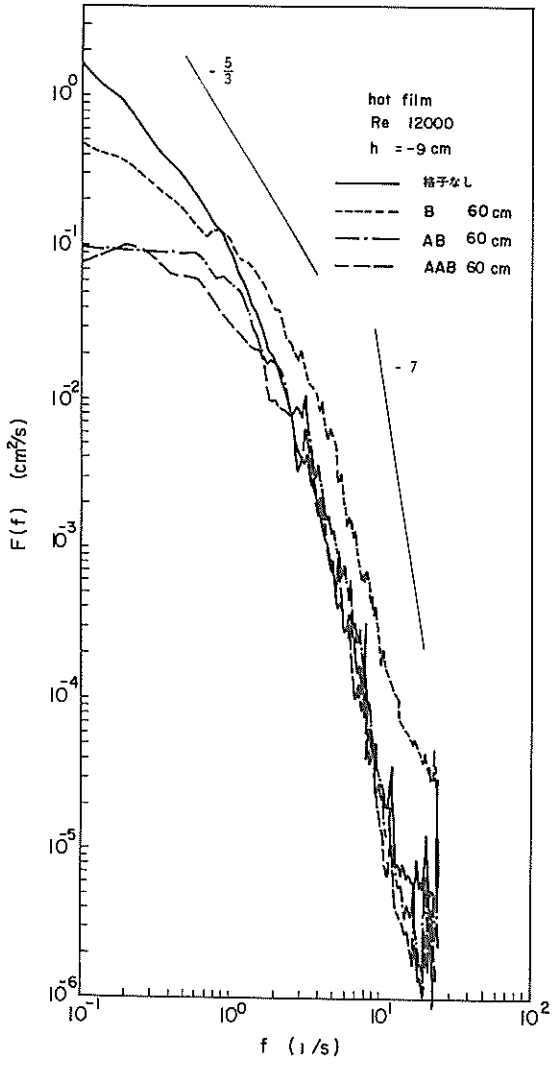


図-20 エネルギースペクトル分布

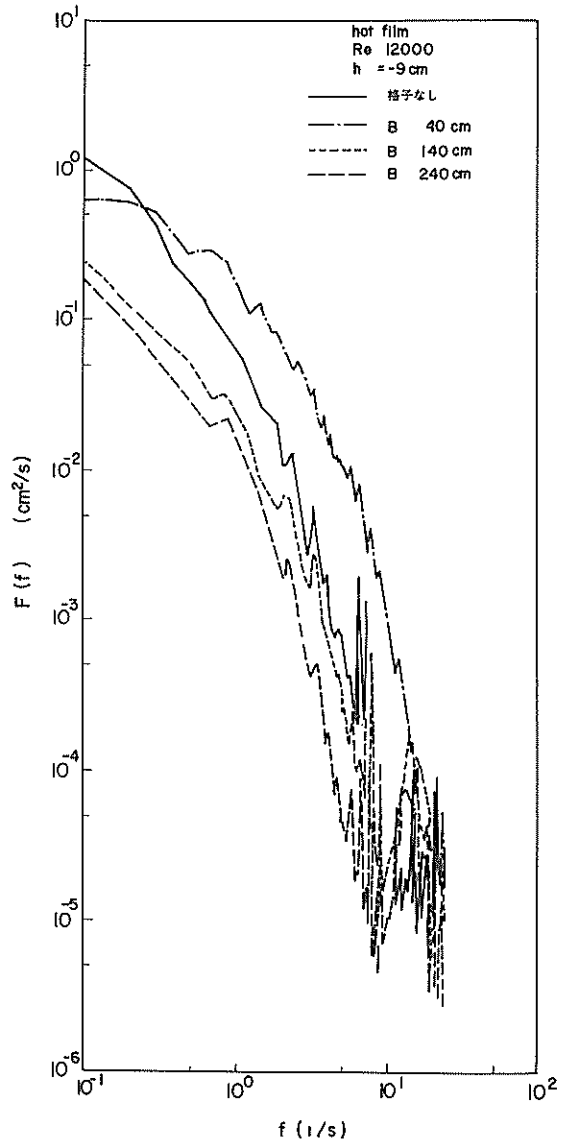


図-21 エネルギースペクトル分布

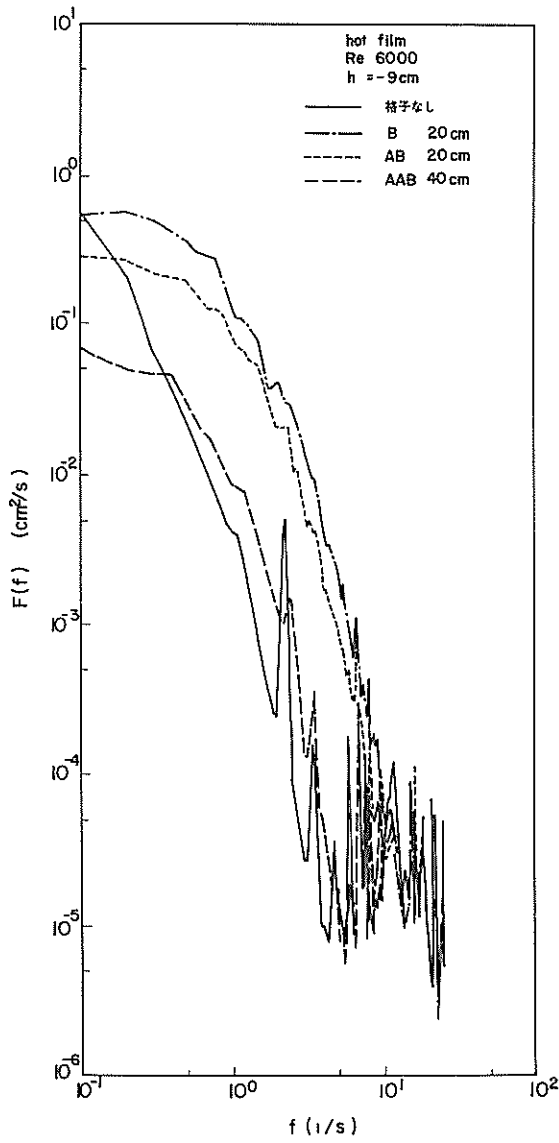


図-22 エネルギースペクトル分布

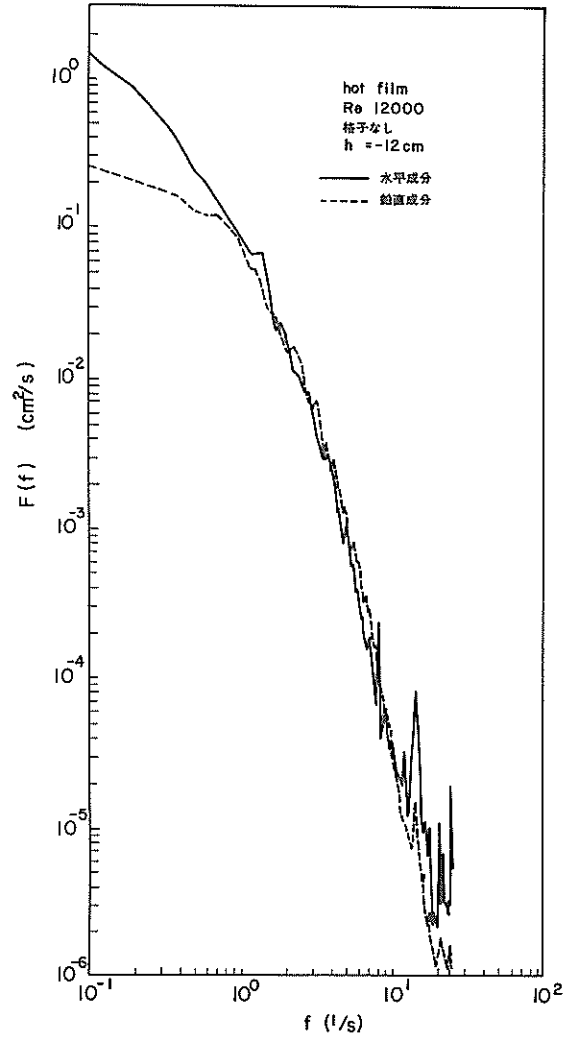
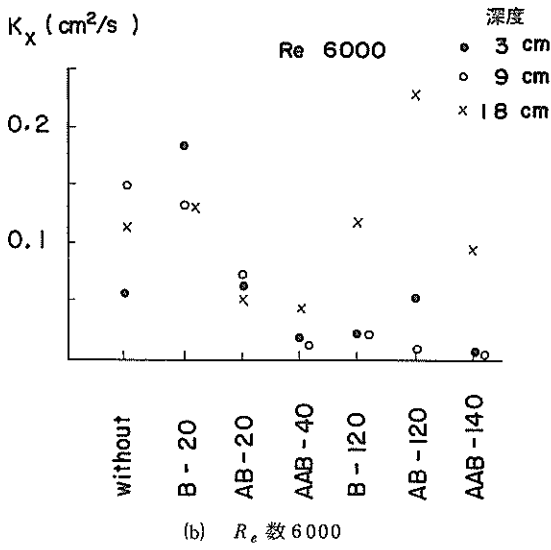
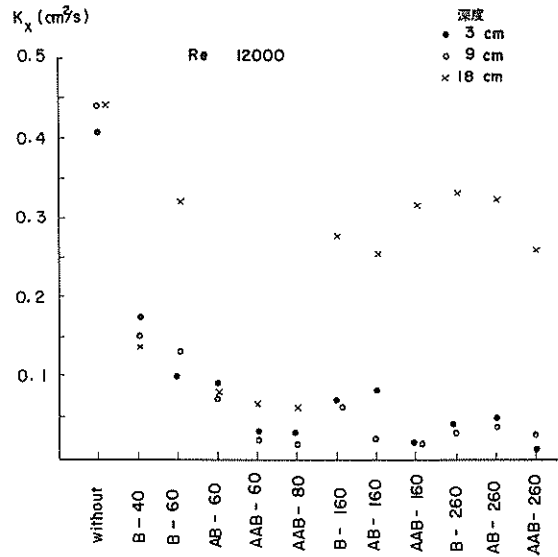
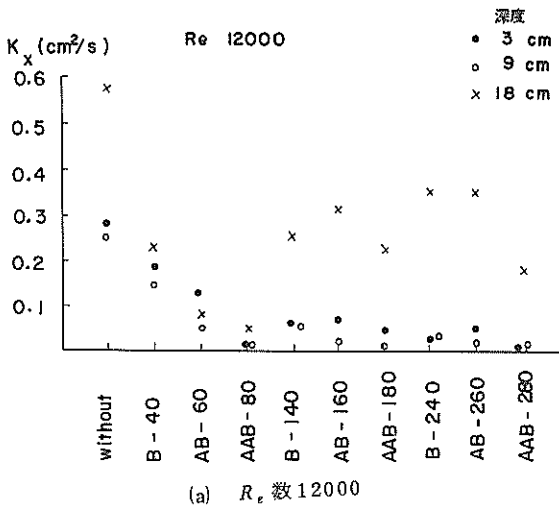
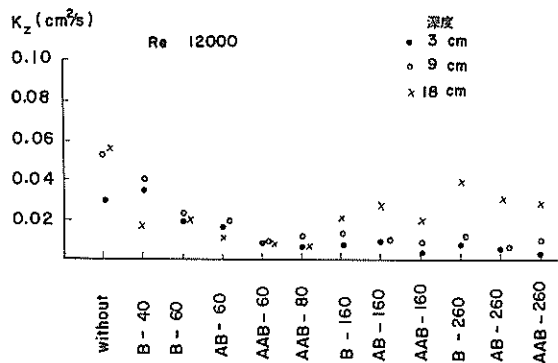


図-23 エネルギースペクトル分布



(a) 水平成分 (R_e 数 12000)



(b) 鉛直成分 (R_e 数 12000)

图-25 拡散係数 (2成分)

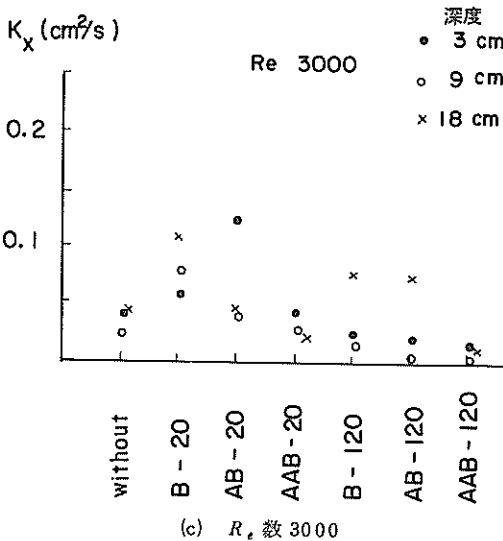


图-24 拡散係数 (1成分)

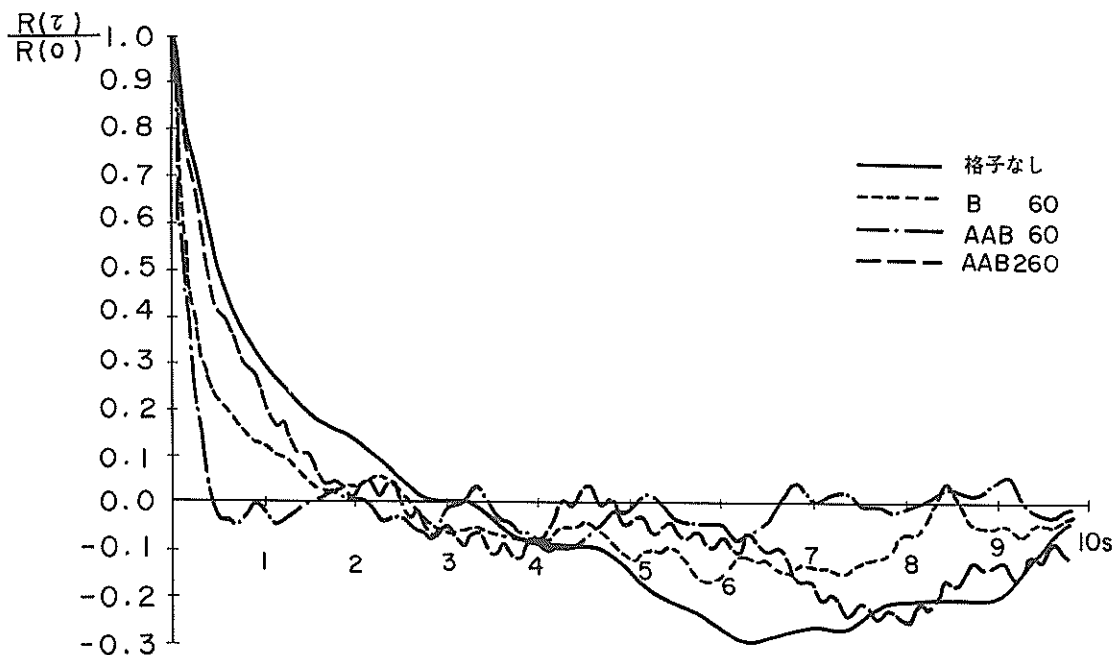


図-26(a) 自己相関係数 水平成分

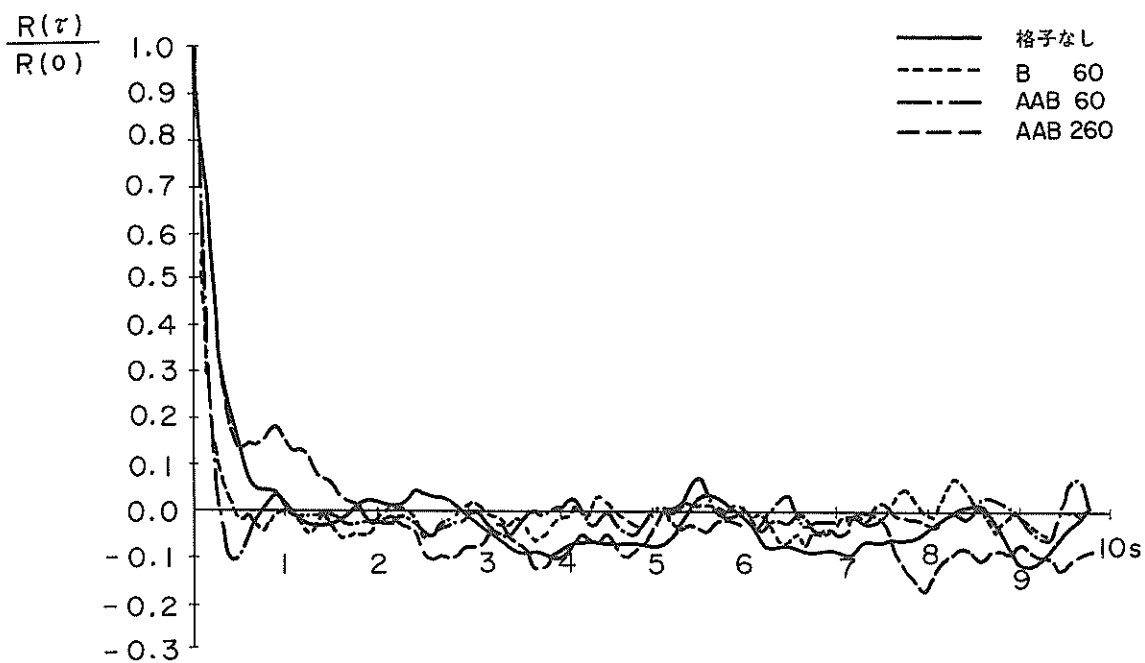


図-26(b) 自己相関係数 鉛直成分

表-2 拡散係数の算定結果

水平成分		水深	格子	\bar{u}	$\frac{\overline{u'^2}}{u}$	$\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{u}$	K_x^*	β	K_x
Case	R_e 数								
		cm		cm/s	cm ² /s ²	%	cm ² /s		cm ² /s
301	12,000	3	なし	10.35	0.498	6.82	0.411	6.49	2.67
301	12,000	9	なし	9.30	0.598	8.32	0.447	5.32	2.38
301	12,000	18	なし	7.57	0.796	11.79	0.448	3.75	1.68
鉛直成分		水深	格子	\bar{w}	$\frac{\overline{w'^2}}{w}$	$\frac{\sqrt{\overline{w'^2}}}{w}$	K_z^*	β	K_z
Case	R_e 数								
		cm		cm/s	cm ² /s ²	%	cm ² /s		cm ² /s
301	12,000	3	なし	-0.31	0.147	3.70	0.031	11.96	0.37
301	12,000	9	なし	-0.43	0.207	4.89	0.053	9.05	0.48
301	12,000	18	なし	-0.40	0.211	6.07	0.056	7.29	0.41

5. ホットフィルム流速計と超音波流速計の比較

ホットフィルム流速計で行った実験と同じ測定を、超音波流速計について行った。これらの結果を前章の結果と比較しながら、超音波流速計による流速測定、乱れ測定に対する特性について調べた。

図-27に平均流速分布を示す。ホットフィルム流速計での結果図-12と比較して、それほど大きな変化はみられない。しかしながら、次の乱流強度については若干の変化が認められる。図-28と図-15の格子なしのケースについての鉛直分布図を比較すると、ホットフィルム流速計での結果が底層に行くに従って急激に増加しているのに対し、超音波流速計での場合はその増加率があまり大きくない。この傾向は他のケース（例えばB140）の場合についても同様にみられる。また、格子B40の場合は、超音波流速計による結果の方が全般的に小さい。これは、超音波流速計による測定は振動子間（5.5 cm）の平均値を求めているために、乱れ成分を過小に見積ったことによるものと考えられる。

そこで、種々の実験ケースでのエネルギースペクトル分布について、ホットフィルム流速計と超音波流速計での結果を比較した。当初は、超音波流速計による方が全般的に乱れのエネルギーが小さく見積られることを予想したが、計算結果は意に反して、つぎのような3つのパターンが得られた。すなわち、図-29にみられるように、ホットフィルムでの結果の方が大きい場合（パターン1）、図-30のように両者の結果がほぼ同じであるという場合（パターン2）、および図-31のように超音波流速計での結果の方が大きい場合（パターン3）に分類

される。これらの分布で特徴的なことは、パターン1に属するのは比較的乱れのエネルギーが大きい場合、逆に、パターン3に属するのは乱れのエネルギーが小さい場合に相当することである。また、パターン2は、それらの中間的な場合に相当する。

ホットフィルム流速計の結果を正しいものと仮定すると、これらの結果の差異の原因は次のように考えることができる。超音波流速計での測定は、前に述べたように超音波振動子間の平均値を求めているために、乱れのエネルギーを小さく見積る効果と、図-32に見られるように、超音波振動子によって作られる後流による乱れを自分自身で感知するために、乱れのエネルギーを大きく見積る効果が同時に働いているものと思われる。Ishihara & Yokoshi⁸⁾は超音波流速計による前者の作用を、スパン長*l*によるフィルター効果として次の伝達関数で結果を評価する必要があるとしている。

$$A(f) = \frac{\sin^2(\pi s f)}{(\pi s f)^2} \quad \dots\dots\dots (31)$$

ここで、Taylorのfrozen turbulenceの仮定、すなわち、

$$s = l/u \quad \dots\dots\dots (32)$$

を代入すると、式31の伝達関数は次のように変換される。

$$A(f/u) = \frac{\sin^2(\pi l f/u)}{(\pi l f/u)^2} \quad \dots\dots\dots (33)$$

ここで、*f*：周波数、*l*：超音波振動子間の距離、*u*：平均流速、*s*：スパン長*l*による平均時間を示す。図-33にこの伝達関数を示す。いま、振動子間の距離*l* = 5.5 cm、および平均流速 *u* = 10 cm/s とすると、伝達関数 *A(f/u)* の値が 0.5 以下になるのは、周波数 *f*

が約 0.8 Hz 以上の領域である。また、これ以下の低周波側でも若干の減衰をする。これが、乱れエネルギーを過小評価する一つの要因である。また、高周波側での結果は非常に精度が悪いことを意味している。

次に、超音波振動子の後流による影響について考察する。いま、超音波振動子（12mm×5mmの回転楕円体）によるカルマンの渦列を考える。図-34に示したように、流れの中に物体を置いた場合にその背後にカルマン渦が発生するが、この渦列が物体より離れる周期については次の関係式が実験的に確かめられている²⁴⁾。

$$\lambda \frac{d}{u} = c \quad \dots\dots\dots(34)$$

ここで、 d は円柱の直径、 u は流速、 λ は円柱より単位時間に流れ出る渦の数、 c はほぼ一定値と考えられ、円柱の場合にはレイノルズ数 ($Re = ud/\nu$) が $10^3 \sim 10^4$ の範囲では 0.202 であると言われている。したがって、いま、 $u = 10 \text{ cm/s}$ 、 $d = 7 \text{ mm}$ 、 $c = 0.202$ を式 (34) に代入すると $\lambda = 2.9$ となる。故に、超音波振動子によって作られる渦の卓越周波数は 3Hz に近い値である。図-29～図-31のスペクトル分布において、超音波流速計による測定結果（破線）をみると、どのケースにおいても 3Hz 付近において小さなピークがみられる。これが、超音波振動子の後流による影響であるものと考えられる。

以上のように、振動子間でのフィルター作用によるマイナスの効果、および後流発生作用によるプラスの効果を重ねあって、複雑な状況を示しているものと考えられる。そして、パターン 1 のように乱れエネルギーが大きい場合に対しては、振動子間の平均値作用によるマイナスの効果、乱れの強さに比例して働くために、結果として乱れを小さく見積る傾向にあり、また、パターン 3 のように乱れエネルギーが小さい場合に対しては、振動子の後流によるプラスの効果、乱れの強さに関係なく働くために、乱れを大きく見積る結果になるものと考えられる。

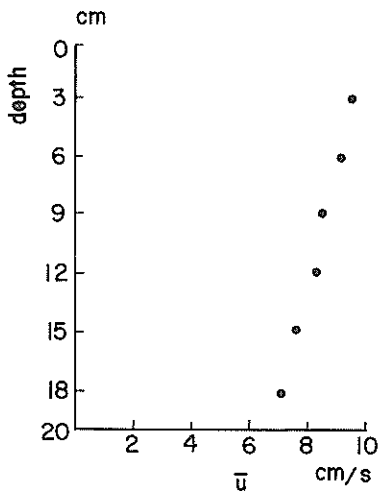
そこで、超音波流速計を流れの中に置いた場合、どの程度乱れが発生するかを調べる目的で、図-35に示すような実験を行った。ホットフィルム流速計の上流側 5 cm の所に超音波流速計を置いた場合と置かない場合についての比較を、ホットフィルム流速計にて測定した。

それらの比較したスペクトル図を図-36、図-37に示す。また、表-3には、平均流速、乱流強度、拡散係数の結果を比較して示す。スペクトル密度分布図より、高周波側では明らかに乱れエネルギーが増加しており、超音波振動子の後流の影響であることを示している。また、低周波側において若干乱れエネルギーが減衰する傾向があるが、これは超音波振動子そのものが乱流格子と同じ役目を果たしており、若干の整流効果を行っているものと考えられる。これらの点を考慮すると、図-29のスペクトル分布の比較図において、低周波側で超音波流速計による測定結果の方がかなり小さいのは、式(31)によるフィルター効果に加えて、この乱流格子としての効果によるものがあるためと考えられる。

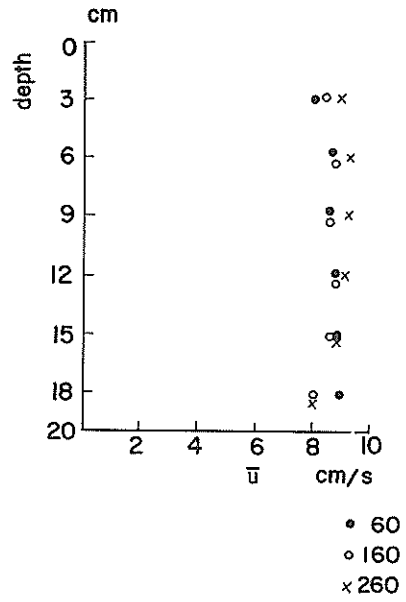
次に、3成分測定可能な超音波流速計によるエネルギースペクトル分布を図-38に示す。 x 成分、 y 成分についてはホットフィルム流速計の場合と同じく、2Hz以上の高周波領域において、ほとんど同じ分布であるとみなせるが、 z 成分については他の2成分よりも乱れエネルギーが小さいことがわかる。これは、 x 、 y 成分とも振動子の後流が発生する平面と流れを測定する面が一致しているのに対し、 z 成分については、この平面と垂直に交わっており、後流による影響をほとんど受けないことによるものと思われる。

3成分の超音波流速計による拡散係数の結果を図-39に示す。ホットフィルム流速計での結果と傾向は同じであるが、値は一般的に小さく、約 1/2 程度である。3成分の拡散係数の大きさを比較すると、 x 、 y 、 z の順になっている。これは、水路長 21 m、幅 60 cm、水深 20 cm での実験であることから考えて、ほぼ妥当な結果である。

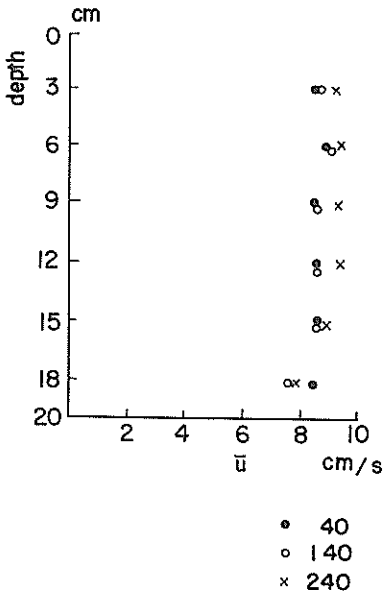
以上述べてきたように、超音波流速計による測定は、平均流速の測定には問題ないが、乱れの測定には若干の問題点が存在する。しかしながら、超音波流速計は流速、流向の測定が容易であること、およびかなりの微流速まで測定可能であり、また水質の汚れに対してもそう厳しくないことなど、測定法において非常に多くの利点を持つことから、今後も数多くの測定に用いられるものと考えられる。このため、超音波流速計の欠点については事前に十分把握しておかなければならないが、そうした点に注意を払えば、流速計として極めて有用であると考えられる。



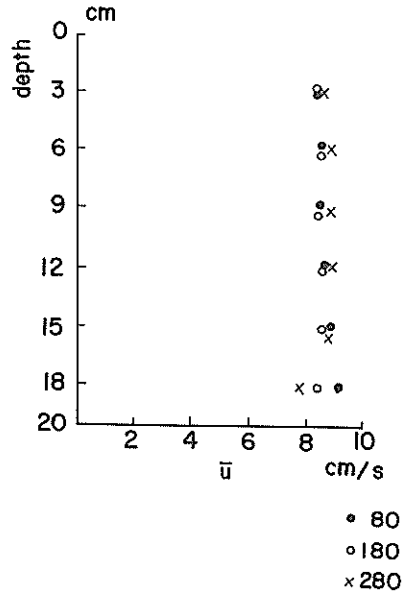
(a) 格子なし



(c) 格子AB

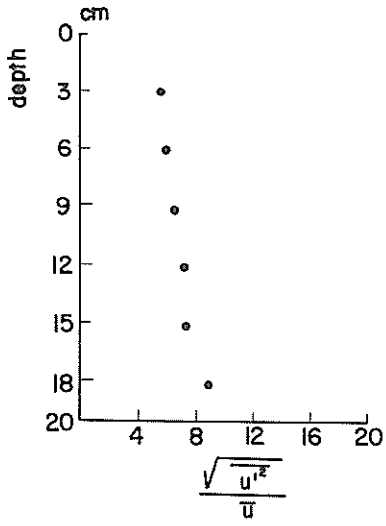


(b) 格子 B

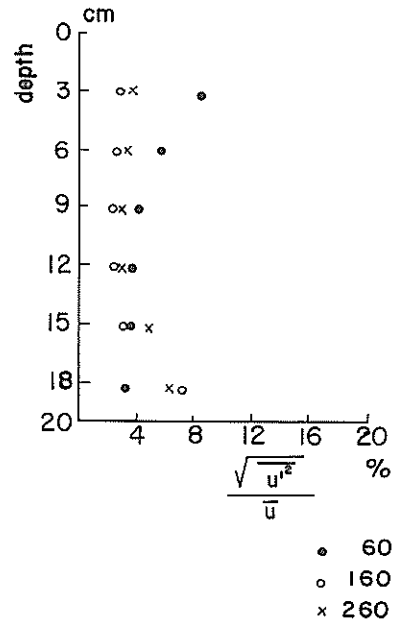


(d) 格子 AAB

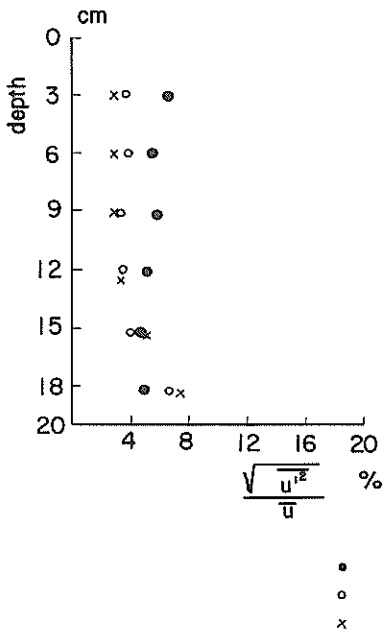
图-27 流速分布 (超音波流速計)



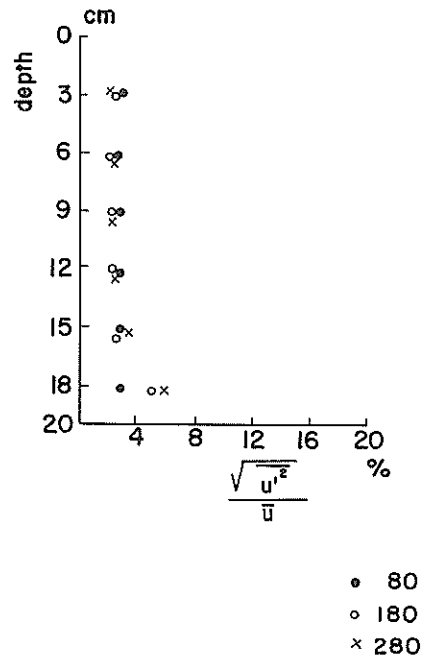
(a) 格子なし



(c) 格子AB



(b) 格子 B



(d) 格子 AAB

図-28 乱流強度分布 (超音波流速計)

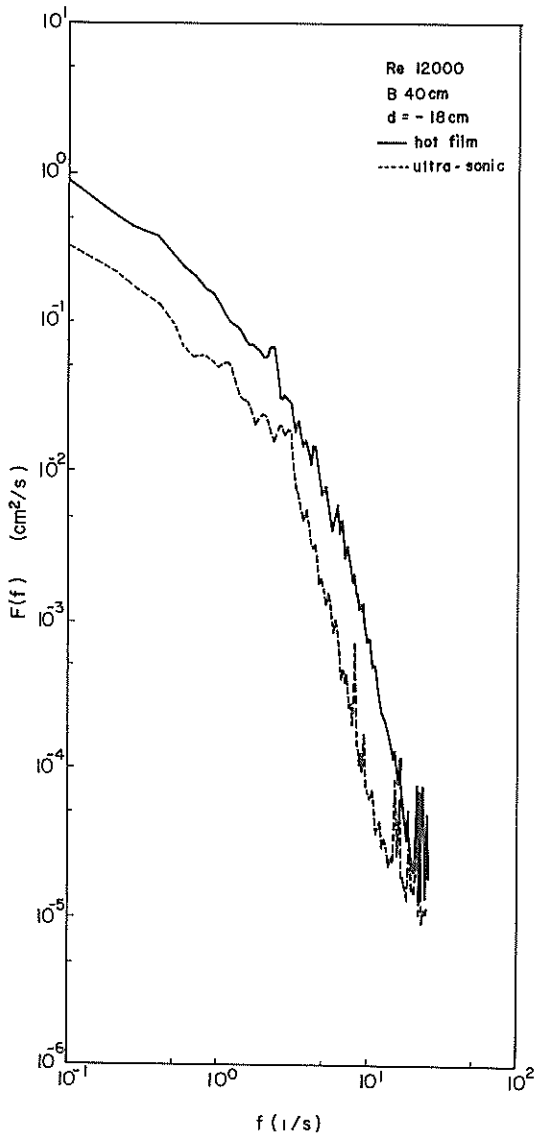


図-29 エネルギースペクトル (パターン1)

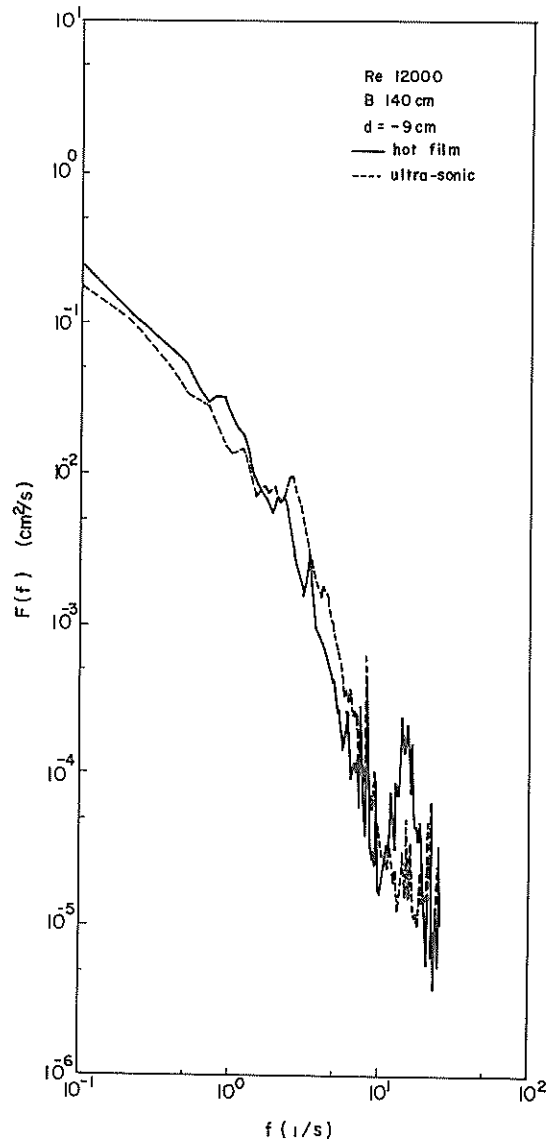


図-30 エネルギースペクトル (パターン2)

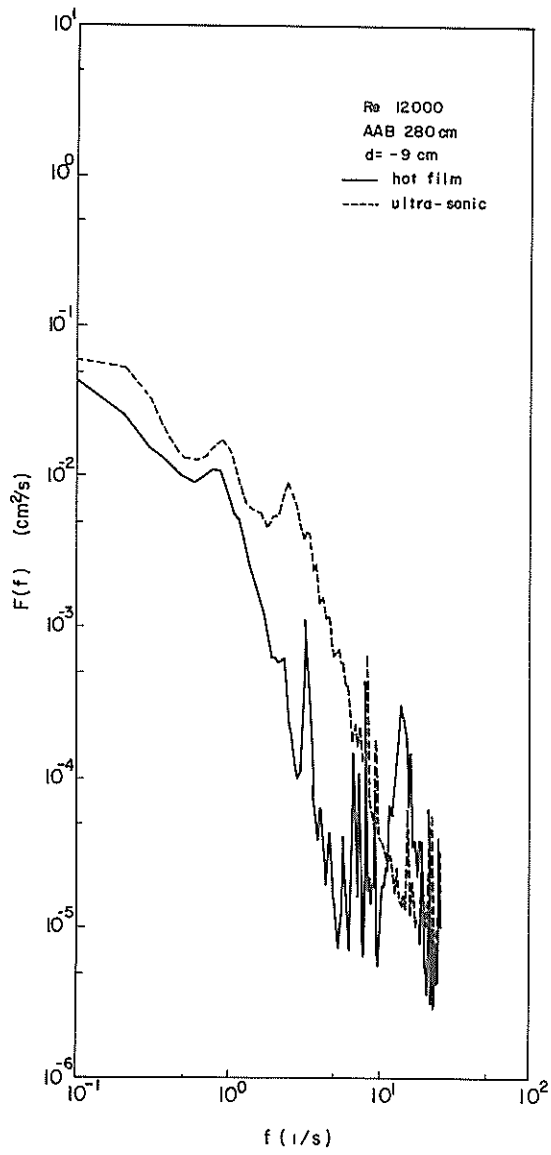


図-31 エネルギースペクトル (パターン3)

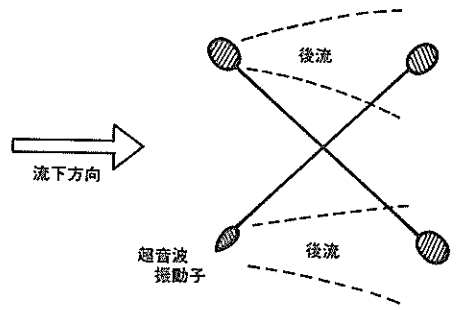


図-32 超音波振動子による後流の発生

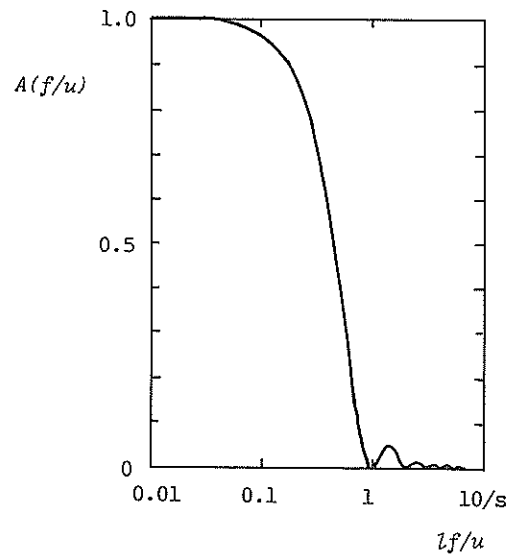


図-33 伝達関数

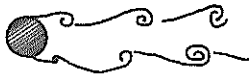


図-34 カルマン渦列

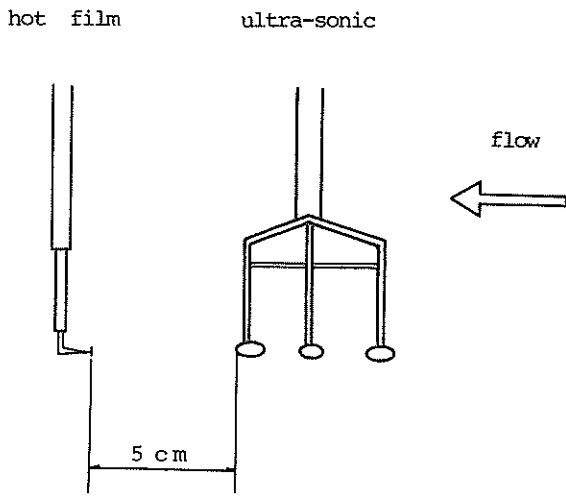


図-35 超音波振動子の影響

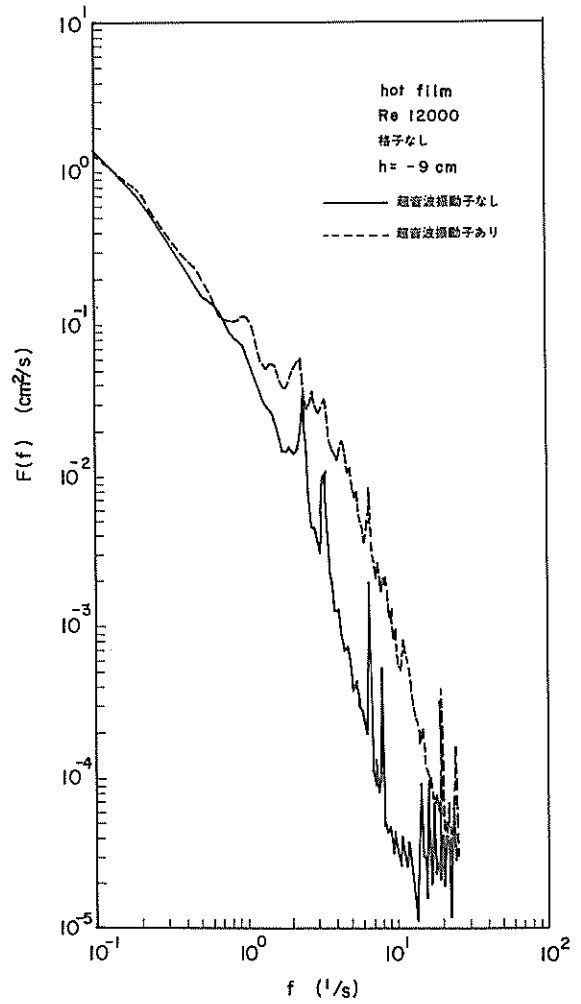


図-36 エネルギースペクトル (ホットフィルム)

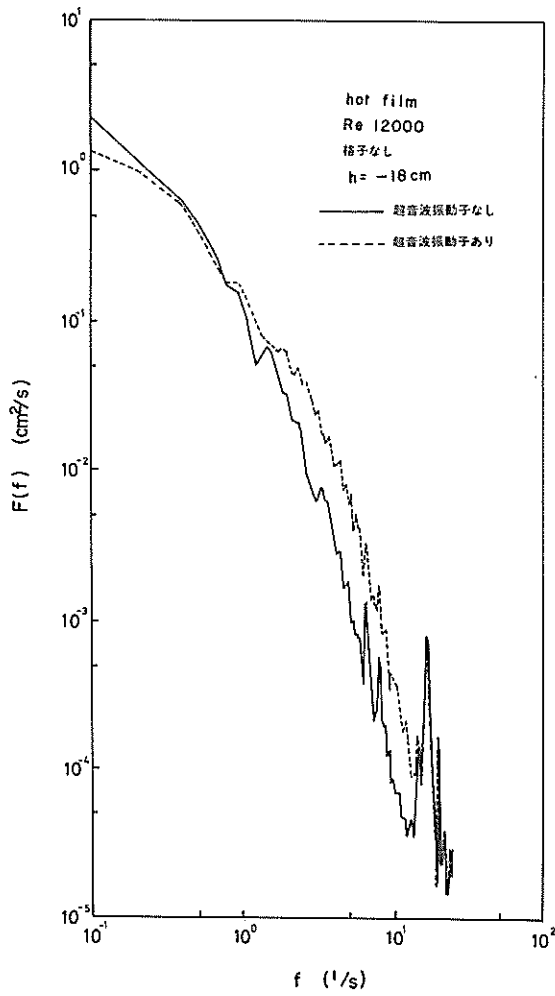


図-37 エネルギースペクトル (ホットフィルム)

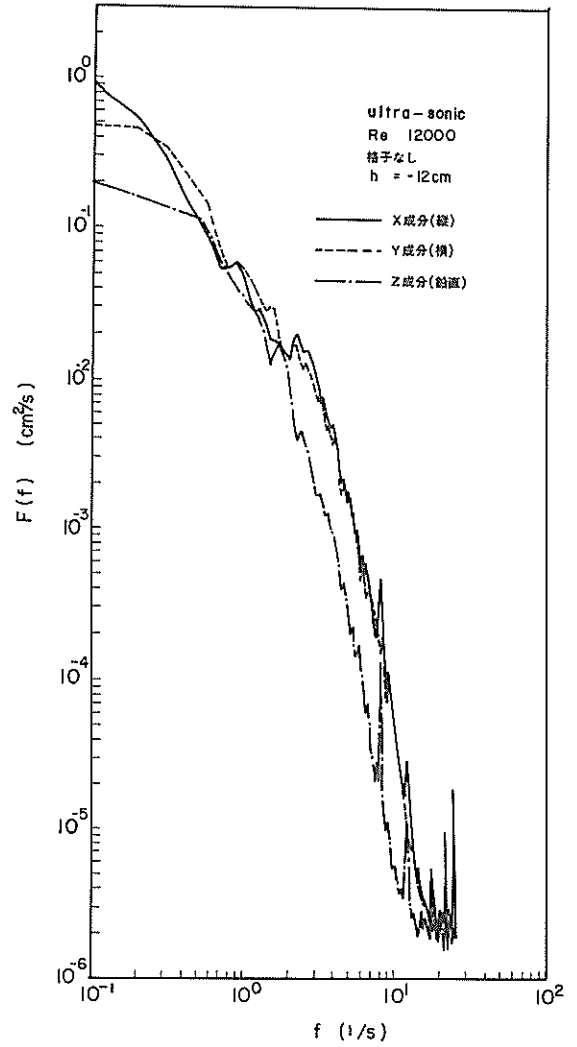
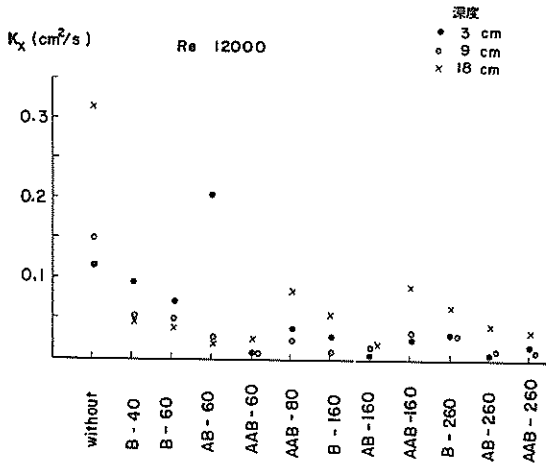


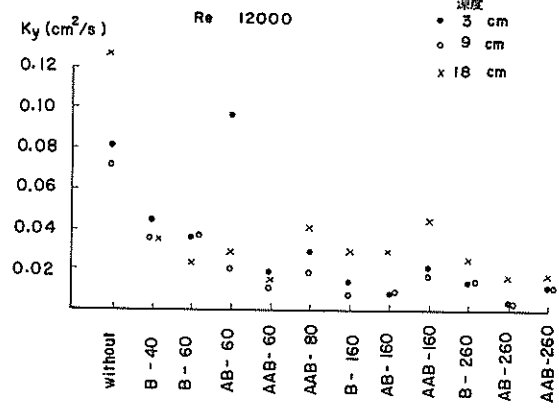
図-38 エネルギースペクトル (超音波流速計)

表-3 超音波流速計の影響

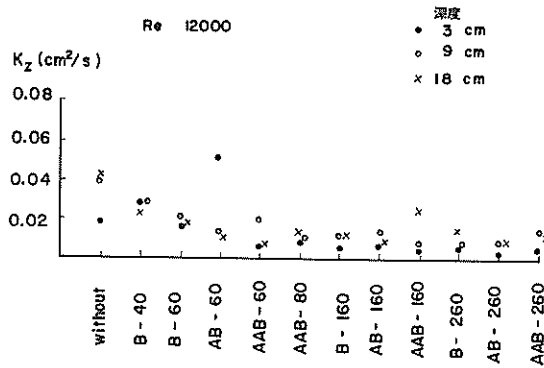
水深	格子	超音波振動子	\bar{u} (cm/s)	$\overline{u'^2}$ (cm ² /s ²)	$\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\bar{u}}$ (%)	K_x^* (cm ² /s)
9	なし	なし	9.16	0.491	7.65	0.321
18	なし	なし	7.18	0.896	13.18	0.338
9	なし	あり	8.94	0.608	8.72	0.308
18	なし	あり	7.00	0.752	12.39	0.324
9	AAB260	なし	9.14	0.050	2.45	0.017
18	AAB260	なし	7.80	0.542	9.44	0.222
9	AAB260	あり	9.13	0.078	3.06	0.023
18	AAB260	あり	7.86	0.499	8.99	0.191



(a) x成分 (K_x^*)



(b) y成分 (K_y^*)



(c) z成分 (K_z^*)

図-39 拡散係数 (超音波流速計)

6. まとめ

本研究はホットフィルム流速計と超音波流速計を用いて、乱れの測定を行った。以上の結果を要約すると次のようになる。

- (1). 格子なしの場合の乱流強度は表層において6%、底層において13%となっている。
- (2). 流れの中に格子を置いた場合、平均流速分布および乱流強度の分布は表層から底層までならされた一様分布となる。格子と流速計のセンサーとの距離が大きくなるにつれて、乱流強度は急速に減少する。ただし、底層においては、底面摩擦の影響により再び増加する。
- (3). 鉛直成分の乱流強度は水平成分の場合と同様傾向は同じであるが、その大きさは水平成分の50~60%程度である。
- (4). 乱れのエネルギースペクトル分布は格子なしの場合急こう配の形状になっている。格子を置くことにより、低周波側で減衰し、高周波側で増大する。
- (5). 鉛直方向の乱れのエネルギースペクトルは、低周波側においては水平方向のものよりも小さいが、2Hz以上の高周波側においては、両者はほとんど同じ形状である。すなわち、スケールの小さい乱れについては等方性であると思われる。
- (6). オイラー相関を用いて算定した水平拡散係数(K_x^*)は、格子なし、 R_e 数12,000のケースで $0.3\sim 0.6\text{ cm}^2/\text{s}$ である。格子を置いた場合、格子と流速計との距離が小さい場合には増大するが、距離が大きくなるにつれてかなり減少する。鉛直拡散係数値は、 $0.03\sim 0.06\text{ cm}^2/\text{s}$ で、水平拡散係数の約1/10である。
- (7). 超音波流速計による測定は、ホットフィルム流速計の場合と比べて、平均流速についてはほとんどその差異は認められない。乱流強度については、超音波振動子間の平均値を求めていることによる過小評価の効果と、振動子の造り出す後流によって乱れが増加することの過大評価とが同時に作用している。前者は乱流強度の大きい流れに対して有効に働き、後者は乱流強度の小さい流れに対して顕著である。
- (8). 超音波振動子の後流による乱れの特性は、周波数1 Hz以上の乱れにおいて顕著にみられる。特に、振動子によって作られるカルマン渦列の発生周波数

(約3 Hz)付近でスペクトルの形状にピークが存在する。

- (9). 3成分測定可能な超音波流速計による測定結果より、拡散係数の値は K_x^* , K_y^* , K_z^* の順になっている。また、超音波流速計による拡散係数の算定は、ホットフィルム流速計によるものよりも一般的に小さい。
- (10). 超音波流速計による乱れの測定は、潮汐模型のようにゆるやかな変動に対しては有効であると思われるが、細かい乱れ構造を把握する測定には適さない。しかし、超音波流速計の持つ長所、短所をよく考慮して用いれば、有用な流速測定機器であると思われる。

今回のホットフィルム流速計と超音波流速計での乱れの測定の比較は、ホットフィルムでの測定結果が正しい値であるものとして行った。しかしながら、ホットフィルム流速計についても、いくつかの問題点は存在する。たとえば、流速計のセンサーに対して直交成分の流速のみを感知するだけでなく、他の方向の流速に対しても若干の感知²⁵⁾があるために、平均流速に対して乱れの成分が大きいと測定結果に誤差が生じること。また

overheating ratio では補正できない微少な水温変化による誤差などが考えられる。これらの点を考慮しても、現在の時点では、乱れの測定の手段としては最も適した流速計であろう。

また、今後の研究課題として、拡散係数の求め方、長周期成分、あるいはトレンドの除去についての考え方、およびその方法、オイラー相関とラグランジュ相関の考え方、および両者を関係づける β の値、さらに自己相関係数の積分範囲など、数多くの問題点があげられる。

以上の点を踏まえたうえで、乱れ、拡散係数などを算定し、潮汐水理模型にどのように人工粗度を配置すべきか、拡散現象に与える影響はどうか、拡散実験の相似則をどう考えるかなどについて、今後さらに検討する必要があるであろう。

最後に、本実験を行なうに際し、ホットフィルム流速計の測定技術、その他多くの助言をいただいた当研究所水理研究室加藤始室長に感謝する。また、本実験は運輸省第三港湾建設局神戸調査設計事務所への委託により行ったものである。

(昭和54年3月31日受付)

参考文献

- 1) Hinze, J. O. : Turbulence, Mc Graw Hill, 1959.
- 2) たとえば, 石原藤次郎, 本間仁編: 応用水理学下 1, 丸善, 1971.
- 3) 加藤始, 佐野喜久雄, 高松恭文: 水中の乱流測定のための Hot-film 流速計の特性, 港湾技研資料, No. 157, 1973. 3.
- 4) Raichlen, F. : Some turbulence measurements in water, Proc. of ASCE, Vol. 93, EM2, 1967.
- 5) Richardson, E. V. and R. S. McQuivey : Measurement of turbulence in water, Proc. of ASCE, Vol. 94, HY2, 1968.
- 6) 和田明, 加藤正進, 片野尚明: 潮汐水理模型による拡散予測(その2), 第20回海岸工学講演会論文集, 土木学会, 1973. 11.
- 7) 鷺見栄一: 二層型超音波流速計の測定結果について, 公害資源研究所彙報, 第4巻, 第1号, 1974, 5.
- 8) Ishihara, Y. and S. Yokoshi : Ultrasonic flowmeters for measuring river turbulence, Bulletin of Disas. Prev. Res. Inst. Kyoto University. Vol. 18, Part 3, No. 144, 1969.
- 9) 岡田三郎, 住本哲宏, 今出政明: 超音波流速計の指向性について, 中国工業技術試験所報告, 1977. 7.
- 10) 加藤始: 波の上の風速変動に関する実験的研究, 土木学会論文報告集, 第217号, 1973, 9.
- 11) Nakagawa, H., I. Nezu, and H. Ueda : Turbulence of open channel flow over smooth and rough beds, Proc. of JSCE, No. 241, 1975, 9.
- 12) Uberoi, M. S. and S. Wallis : Small axisymmetric contraction of grid turbulence, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 24, Part 3, 1966.
- 13) 力石國男, 光易恒: スペクトル計算法と有限フーリエ級数, 九州大学応用力学研究所報, 第39号, 1973.
- 14) 桑原進, 永井康平: 任意個数試料のFFT (Fast Fourier Transform) 算法とそのスペクトル解析への応用, 港湾技研資料, No. 155, 1973, 5.
- 15) Taylor, G. I. : Diffusion by continuous movements, Proc. of the London Mathematical Society, Ser. 2, Vol. 20, 1921.
- 16) 日野幹雄: 流体力学, 理工学基礎講座 16, 朝倉書店, 1974.
- 17) Hay, J. S. and F. Pasquill : Diffusion from a continuous source in relation to the spectrum and scale of turbulence, Advances in Geophysics, Vol. 6, 1959.
- 18) Baldwin, L. V., and W. R. Mickelson : Turbulent diffusion and anemometer measurements, Proc. of ASCE, Vol. 88, EM2, 1962.
- 19) 日野幹雄: 乱流拡散における Lagrange 相関と Euler 相関の関係, 土木学会誌, 1975, 11.
- 20) 日野幹雄, 池田信己, 伊藤雄二: 乱流拡散における Lagrange 相関と Euler 相関, 第20回水理講演会論文集, 土木学会, 1976, 2.
- 21) Wandel, C. F. and O. K. Hansen : On the Eulerian-Lagrangian transform in the statistical of turbulence, Journal of Geophysical Research, Vol. 67, No. 8, 1962, 7.
- 22) Angell, J. K. : Lagrangian-Eulerian time-scale relationship estimated from constant volume balloon flights past a tall tower, Advances in Geophysics, Vol. 18, 1974.
- 23) Elder, J. W. : The dispersion of marked fluid in turbulent shear flow, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 5, 1959.
- 24) 藤本武助: 改著流体力学, 養賢堂, 1970.
- 25) たとえば, Jorgensen, J. E. : Directional sensitivity of wire and fiber-film probes, DISA Information, No. 11, 1971, 5.

港湾技研資料 No. 322

1979・6

編集兼発行人 運輸省港湾技術研究所

発行所 運輸省港湾技術研究所
横須賀市長瀬3丁目1番1号

印刷所 阿部写真印刷株式会社