

強い安定成層状態での格子乱流に関する実験的研究

渋谷, 靖久

植田, 洋匡
九州大学応用力学研究所

烏谷, 隆
九州大学応用力学研究所 : 助手

石井, 幸治
九州大学応用力学研究所 : 文部技官

<https://doi.org/10.15017/4744032>

出版情報 : 応用力学研究所所報. 82, pp.127-138, 1997-11. 九州大学応用力学研究所
バージョン :
権利関係 :



強い安定成層状態での格子乱流に関する実験的研究

澁谷 靖久* 植田 洋匡†
鳥谷 隆‡ 石井 幸治§

概 要

強い安定成層流体中での格子乱流の統計的性質を実験的に調べた。温度成層風洞で低風速の強い安定成層流を作り、熱線流速計と抵抗温度計を用いて流れ方向と鉛直方向および温度の3成分を同時測定した。その結果、速度変動2成分はいずれも正規分布と近似してよいが、温度変動の分布は格子背後から下流まで統一性の無い分布であることがわかった。つまり、成層の効果の本質的に現れるのはスカラー量の分布形に対してであることがいえる。また、瞬間的な鉛直速度変動 w' と温度変動 θ' との積 $w'\theta'$ の時系列データは時間的な周期性をもたないこともわかった。あわせて、 w' と θ' の散布図と $w'\theta'$ の確立分布を調べることにより w' と θ' との相関係数が格子からの距離とともに波打ちながら減衰するのは、 $w'\theta'$ の時系列データの中で符号が正であるものと負であるものとの占める割合が距離とともに変化するからであることがわかった。

Key words:

1. ま え お き

通常、我々の身の周りの流体はほとんどが密度差によって成層している。このため成層の効果を検討した流体の性質についての研究は自然界の流体中の現象を調べるのに役に立つ。野外観測の結果によると、特に、強い安定成層状態の大気中では熱の逆勾配拡散現象とよばれる熱輸送に関する興味深い現象が起こることが報告されている¹⁾。

例えば、ある物理量が拡散する場合は、その勾配をならす方向へ輸送される。熱の拡散も同様で、鉛直下向きを正、物理量である温度の勾配を負つまり上へゆくほど暖かいという安定成層状態を考えると、

*九州大学院総合理工学研究科大気海洋環境システム学専攻

†九州大学教授、総合理工学研究科

‡九州大学助手、応用力学研究所

§文部技官、九州大学応用力学研究所

熱は温度の高い方から低い方へと輸送される。つまり、周りより温度の高い（低い）流体塊が鉛直方向に平均的に輸送する熱フラックスは鉛直下向き（上向き）である。従って、熱フラックスすなわち鉛直方向の速度変動 w' と温度変動 θ' との積 $w'\theta'$ を長時間平均したもの（相関）の符号は、常に正の値をとる。

この符号が負になる事が熱の逆勾配拡散現象である。この場合、周りより温度の高い（低い）流体塊が、通常とは逆に、鉛直上（下）向きに輸送されていることになり、従って、温度勾配がよりきつくなるように輸送されているという事を意味する。

このような現象を理解するためにも、室内実験による現象の再現はきわめて重要な役割を果たす。しかし、低風速での強い成層状態の実験には大掛かりな実験装置が必要で、実験結果自体があまり無いのが現状である。従って、本研究では特に乱流のふるまいに焦点を絞って、その特徴を実験的に調べることを目的とした。具体的には、温度成層風洞を用いて低風速の強い安定成層状態の流れを作り出し、その中で格子乱流の乱れの性質が格子から下流へ行くにつれてどのように変化するのかを分析した結果を報告する。

2. 実験装置

実験には九州大学応用力学研究所にある温度成層風洞を用いた。風洞は、テストセクションの高さが1.1メートル、幅1.1メートル、流れ方向が9メートルの吸い込み型である。温度成層部には40段の過熱用ヒーターがあり各々のヒーターは独立に制御できる。これにより最大温度差120°Cの温度勾配まで、任意の形状の温度勾配をつける事が可能である。

測定は、鉛直方向速度と流れ方向速度と温度とを同時に計測するため、流速2成分の測定にはX型の熱線流速計 DANTEC 55 P 61 を、温度の測定には抵抗温度計 DANTEC 55 P 05 を組み合わせて使用した。

出力電圧のデータは1000 Hz でローパスフィルターをかけ、その出力をADコンバーターにサンプリング周波数2000 Hz で5分間パソコンへ取り込んだ。熱線流速計の出力データに対しては温度補正と、熱線の有限長さによる影響を補正したが、さらに本実験では装置特有のヒーターのオンオフからくる温度のうねりも除去した。

具体的に、まず、温度補正には Collis & Williams の実験式を用いた。これによると、熱線の絶対温度 T_w と熱線の周囲の絶対温度 T_a を用いて、定温度型熱線流速計の出力電圧 E は風速 U の関数として次のようにあらわされる。

$$E^2 = (A + B \cdot U^{0.45}) \cdot (T_w - T_a)$$

ここで、 A 、 B は共に T_w と T_a を用いて表される定数であるが、ここでは

$$A = a_0 + a_1 \cdot (T_w - T_a), \quad B = b_0 + b_1 \cdot (T_w - T_a)$$

と仮定した。この定数を具体的に求めるには、次のようにする。

まず、一定の周囲温度で幾つかの異なった流速に対して出力電圧の変化を記録する。次にこれと同じ事を周囲温度をいろいろ変えて行えば、 E の $T_w - T_a$ 依存性がわかるので、従って T_w の値がわかる。一

方, 抵抗温度計の出力 V に対しては, 周囲の絶対温度 T との間に定数 a, b を用いて $T = a + b \cdot V$ という関係が成り立つので, 任意の瞬間の抵抗温度計の出力電圧 V がわかれば, その瞬間の周囲温度 T すなわち T_a がわかる. 従ってその瞬間の熱線流速計の出力電圧 E から瞬間風速 U を求めることができる.

また, 熱線の有限長さによる補正であるが, まず, 理論上では風速 V の熱線に垂直な成分だけが熱線の冷却に有効に働く有効風速 V_{eff} である (コサイン法則) が, 実際にはこれにサインによる補正項を加えた次の式を用いた.

$$V_{eff} = V \cdot (\cos^2 \alpha + k^2 \sin^2 \alpha)^{1/2}.$$

ここで, α は風速が熱線に当たるとき, 熱線に対して垂直な方向となす角度のうち小さい方をあらわし, k^2 の値は, 使用したプローブでは熱線の長さ/熱線の直径 = 250 より, 0.03 とした.

3. 実験条件

風洞の上流に直径 6 mm のステンレスパイプで作ったサイズ 30 mm の矩形メッシュのバイブレーション型格子を設置し, 温度勾配 91.7 [k/m], 平均流速が 0.85 (Run 2), 1.10 (Run 1), 1.35 (Run 3) [m/s] で行った. 測定は格子より下流方向にメッシュサイズの 10 倍の距離 = 0.3 [m] ごとに 10 点程度行い, 各測定断面の中央の位置において測定した.

メッシュサイズに基づくレイノルズ数と, 成層の強さを表すプラント = バイサラ振動数はそれぞれ $Re_m = 1400, 1800, 2200, N = 1.7$ であった.

4. 実験結果

4.1 実験データの前処理

先に述べたとおり, 熱線流速計のデータには実験装置のヒーターの制御による大きな温度のうねりが入っているのでこれを除去する必要がある. このため, 数値的に矩形フィルターをかけて取り除いた. その結果を図 1 に示す.

うねりの除去の方法は, まず, 実験で得られた生のデータからヒーターによる平均温度のうねりを十分良く表すような平均値を求める. この平均値は時間的に変化する値で, 適当な個数のデータ点で単純移動平均をとる, すなわち矩形フィルターをかけて得られる. この平均値とその時の生データからの変位が正しい変動とみなす. 従ってこれにより温度のうねりが除去されたので, この変動分に, 全ての生データの平均値 (一定値) を加えて新たに温度のデータとした. 温度のうねりは 35 秒程度の長周期変動で, 平滑化の個数は試行錯誤の結果 3201 個 = 1.6 [sec] とした.

流速データ 2 成分の出力に対しても同様な温度うねりの補正を行い, 流れ方向と鉛直方向の速度の瞬間値を求めた.

4.2 ヒートフラックス

まず, 3 回の実験について, 格子からの距離に対する温度変動と鉛直方向速度変動との相関係数の変

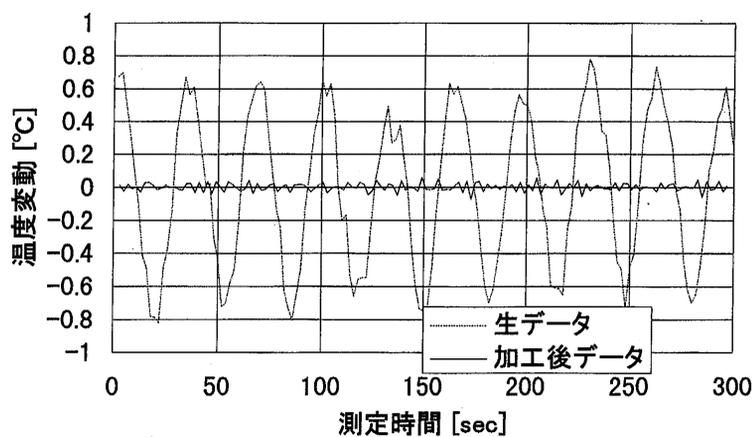


図1 抵抗温度計の出力データ。点線は生データの変動データ、実線が温度のうねりを取り除いた後の変動のみのデータ。縦軸は温度変動 (°C)、横軸は時間 (sec)。

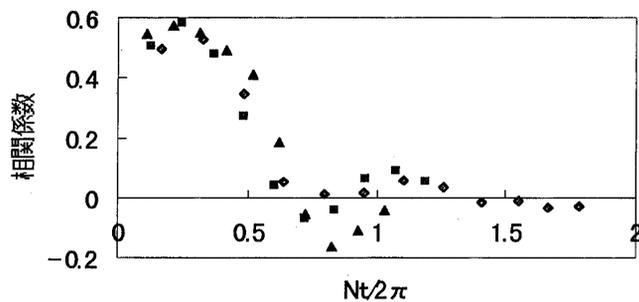
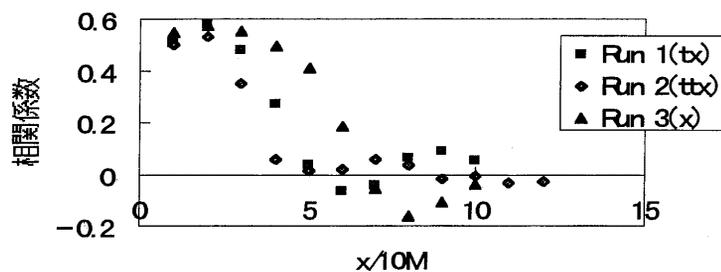


図2 鉛直方向の速度変動と温度変動との相関係数。横軸は(a)格子からの無次元距離、(b)無次元時間。

化をあらわすグラフを図2(a)に示す。図2(b)は横軸をその点での平均流で割って時間の次元に直したものである。これによると、3つのケースとも共通して相関係数が波打ちながら0になるという傾向がある。この振る舞いはMETAIS, O. & HERRING, J. R. (1989) による数値実験 (Direct simulation)

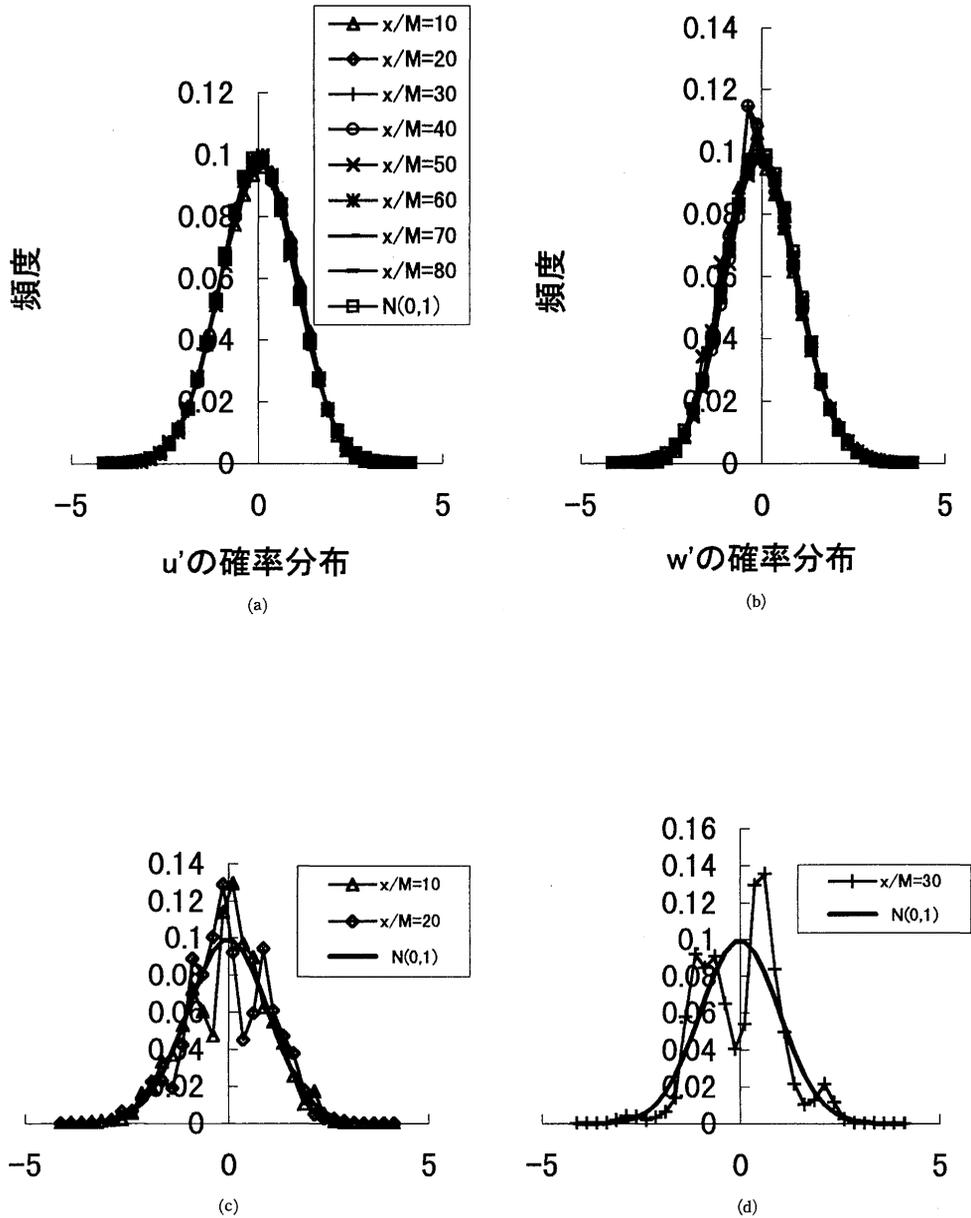


図3 各測定点での(a)流れ方向速度変動の確率分布, (b)鉛直方向速度変動の確率分布, (c)~(g)温度変動の確率分布。図中の黒太線は正規分布から予想される確率を表す。

と定性的にも定量的にも良く似ている⁵⁾。

4.3 速度変動及び温度変動の分布

以下では、代表的に Run 1 の実験結果のみについての結果を示す。流れ方向の速度変動 u' の確率分布と鉛直方向の速度変動 w' の確率分布、及び温度変動 θ' の確率分布とを調べた結果を図 3 に示す。図の

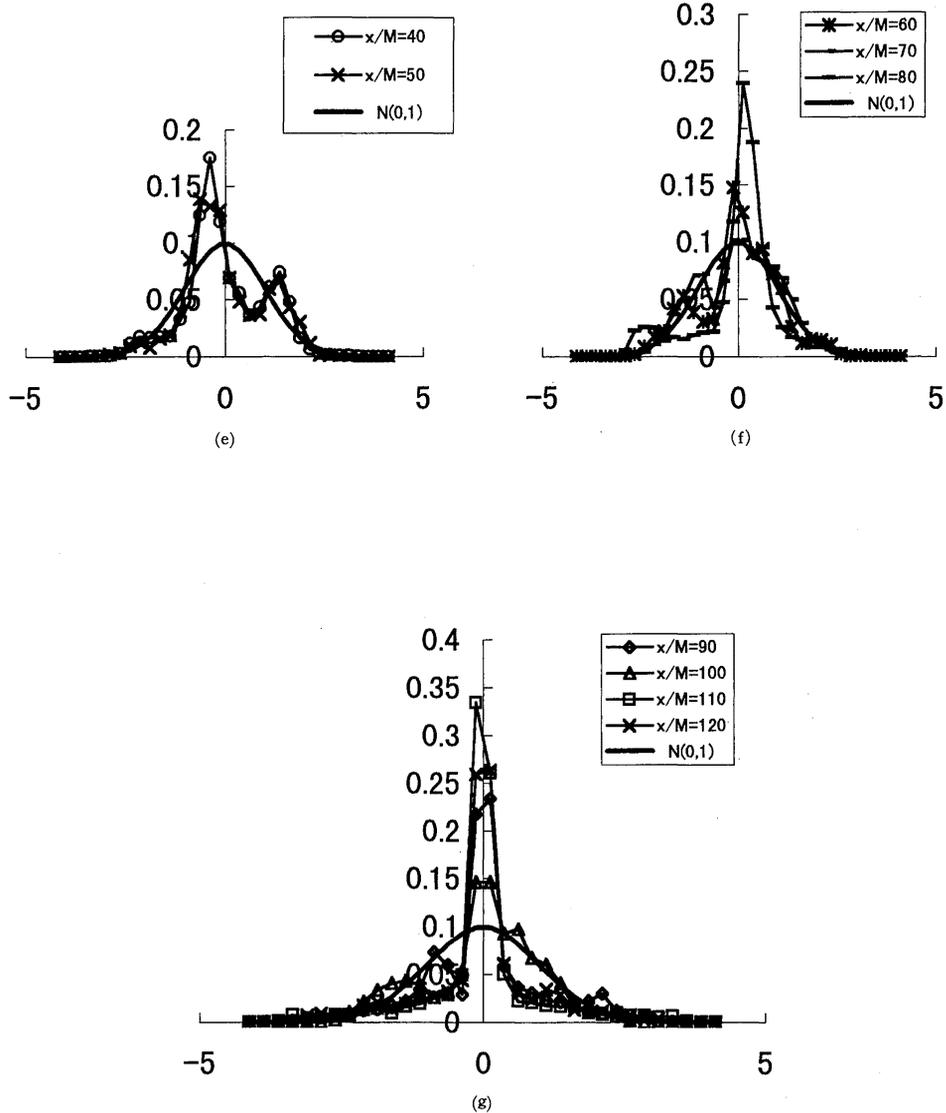


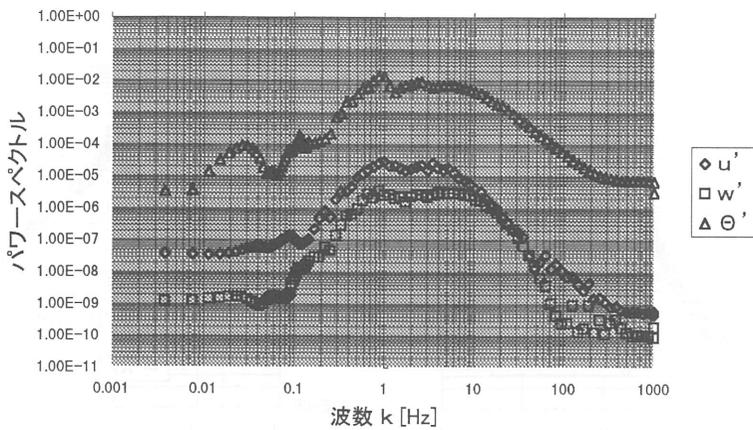
図 3 各測定点での(a)流れ方向速度変動の確率分布, (b)鉛直方向速度変動の確率分布, (c)~(g)温度変動の確率分布。図中の黒太線は正規分布から予想される確率を表す。

横軸はそれぞれの標準偏差で正規化してあり、縦軸は、出現度数を総度数で割った、出現確率（頻度）である。また、図中の $N(0, 1)$ は、正規分布の確率密度曲線から求めた出現確率をあらわす。つまり、確率変数 X が正規分布に従う場合に x_1 から x_2 までの間の面積、すなわち X が x_1 から x_2 までの間の値をとる確率 $P[x_1 < X < x_2]$ を意味している。

これによると、格子より下流のどこの測定点においても流速変動の分布は u' も w' も十分正規分布とみなせるということがわかる。

しかし、 θ' に対しては、はっきりとした傾向が無い。測定点ごとにばらばらで、しかも非対称な分布をしている事もあるということがわかった。

(a) 変動成分のパワースペクトル



(b) 積のパワースペクトル

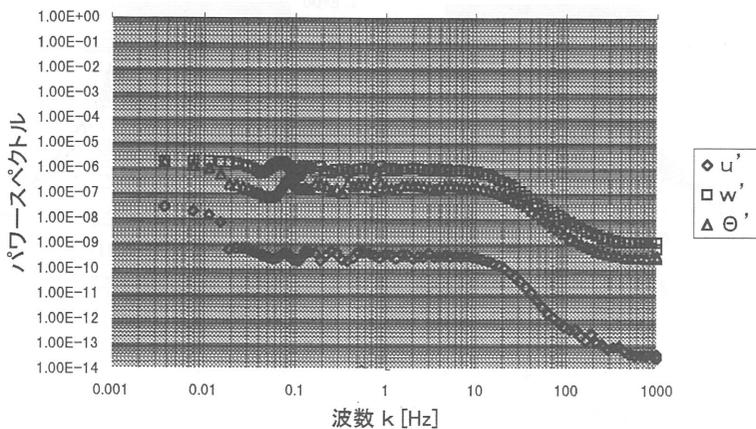


図4 代表的な(a)パワースペクトル(b)積のスペクトル ($x/M=60$).

4.4 積の時系列

一般的ではないが、ここで積の時系列データを調べた。時間的な周期性を知るために、同時刻のデータの変動成分のみ同士を掛け合わせた積の時系列データを作り、それをフーリエ変換した。例えば、もし $w'\theta'$ のとる値や符号変化に周期性があればこの時系列データのパワースペクトルのどこか適当な周波数にピークを持つはずである。

その結果、格子より下流のすべての点において積のスペクトルは同じ傾向を示す事がわかった。即ち、低周波数と高周波数では一定値でその間では直線的に減衰するようなスペクトルが得られる。図4に代表的な1点として相関係数が負であるような測定点 $x/M=60$ での結果を示す。(a)は通常のパワースペクトル、(b)は積のパワースペクトルである。横軸は周波数 k [Hz] で、コルモゴロフスケールで正規化したり 2π で割って角周波数に直すなどの処理はしていない。これにより、積の時系列データには全く周

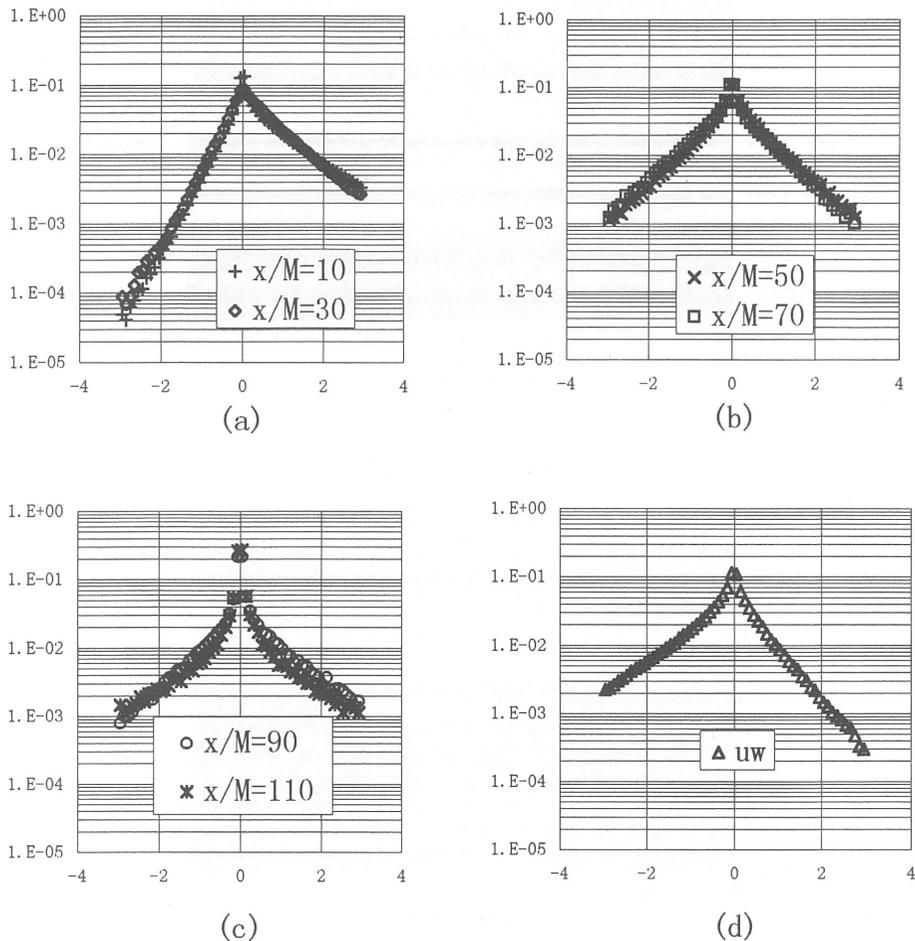


図5 各測定点での(a)~(c) $w'\theta'$ の確率分布と(d) $u'w'$ の確率分布。横軸は標準偏差で正規化してある。

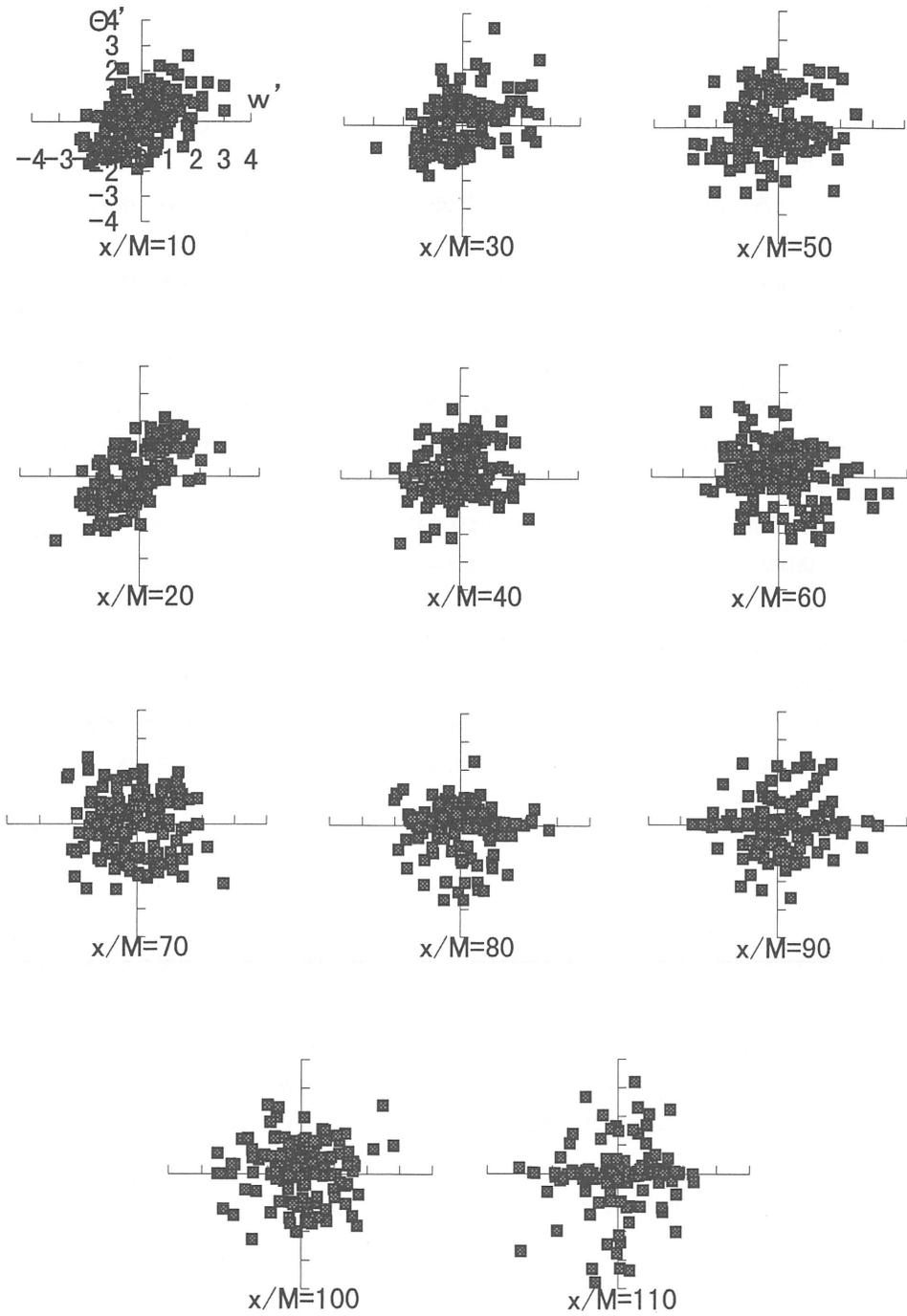


図6 各測定点での温度変動（縦軸）と鉛直方向速度変動（横軸）との散布図。両軸ともそれぞれの標準偏差で正規化してある。

期性が無いことがわかる。実際、積の時系列データそのものを見ても確かに周期性のものは見られなかった。

次に積のうちでも特に $w'\theta'$ の確率分布を調べた。すなわち、積の時系列データのヒストグラムをとった結果を図5(a)~(c)に示す。図では横軸をそれぞれの測定点での標準偏差で正規化してあるだけで、平均値を差し引くなどの処理は行っていない。

すると、まず格子より下流のどの点においても最頻値は0であることがわかる。特に格子直後で強い正の相関があるところではかなり強い非対称性が現れている。相関係数が負になる点でも最頻値0から離れるにつれ単調に減少する、という特徴は基本的に変わらない。従って、相関係数が変化するのはこの分布形が左右非対称であることに起因していることがわかる。

つまり、最も起こりやすい状態はあくまで $w'\theta'$ の値が0の状態であり、分布形が左右非対称になるために相関係数が波打つのだ、ということがわかる。すなわち、格子から下流へ行くにつれて $w'\theta'$ の符号が正であるものと負であるものとの出現割合だけが格子からの距離とともに変化することが、相関係数の値や符号が変化することによる原因である。

従って、特に相関係数が負であっても、全体的に見ても最も起こりやすい状態はあくまで $w'\theta'$ が0の状態であり、瞬間的に $w'\theta'$ の符号が負である状態の方が正である状態よりも出現確率が高い(起こりやすい)だけである。また、 $w'\theta'$ の強いスパイクが起こる事はスロが広がることを意味するが、格子よりある程度離れた場所より下流では、その出現確率に特別な変化は見られない。

さらに、相関の強さだけでなくこのときの w' と θ' の間の関連の強さの度合を調べるために、横軸に w' 、縦軸に θ' をとり散布図を求めた(図6)。この図では、縦軸も横軸もそれぞれ各々の標準偏差で割って正規化してある。これより、格子直後の2点では確かに散布図が右上がりの傾向を持つ事から、正の、ある程度線形な関係がある事がわかる。しかし、その他の測定点ではほとんど無相関であり、無関連とも思えるような状況を示している。

5. 議 論

まず、実験装置に関してであるが、本実験ではヒーターのON、OFFからくる温度のうねりの効果を調べていない。温度の比較的長時間にわたる周期変動は、数値的なフィルタリング操作を行えば物理量の統計的性質に影響を及ぼさないが、流れ場全体の構造には影響を及ぼしている可能性はある。従って、相関係数が負になっている部分で起こっていることが純粋に成層の影響であるとはいえないので、逆勾配拡散現象の構造についてはわからないし、図3で温度変動の分布として正規分布が得られなかった原因がここにある可能性は否定できない。ただし、相関係数など平均値であるような統計量はフィルタリング操作を行ってあるので信頼できるし、温度のうねりは全ての測定点で同等に影響を与えているので、少なくとも、格子からの距離によって異なった温度変動の分布形が得られるという事実は安定成層状態での格子乱流の特徴であるといえる。実際には、温度成層風洞を用いて比較的低流速で行う強い安定成層状態での実験ではヒーターの影響による温度のうねりをあらかじめ取り除いて実験するのは技術的に困難である。

次に、 w' と θ' の間の関連の度合に関してであるが、相関係数の距離による変化の様子と散布図とをあわせて考えると、格子から離れるにつれて両者の間には関係がなくなってゆくように見える。確かに、もし w' も θ' も正規分布ならば、相関が弱くなってゆくにつれて二つの量が互いに統計的に独立になってゆくといえる。しかし温度変動の分布がとも正規分布とは言えないことから、無相関のようにみえても、ある程度の強い相関があると同時に強い非線形な関係（曲線的な関数関係）が両者の間にあるとも考えられる。ただし、格子から下流へいくにつれて相関がなくなると考えるならば、下流での散布図では広い範囲の w' の値に対して θ' がほぼ0に集中していることに注目すると、下流では w' と θ' とは関連がないといえる。

最後に、 $w'\theta'$ の分布の非対称性が $w'\theta'$ の個々の分布形のゆがみによるかもしれないということが考えられる。もし w' と θ' の分布が正規分布であれば、 $w'\theta'$ の分布形が非対称になるのは当然、相関係数の値によるものである。 θ' は正規分布ではないので w' と θ' の間に強い関数関係があると考えられるが、ここで、もし $w'\theta'$ の分布の非対称性が相関の有無だけからくるとすれば、その関数関係は統計量の値そのものに反映されるだけで、統計的性質には影響しないことになる。これに関連して、正規分布に従う2つの確率変数の積の分布を相関係数も考慮して一般的に計算すると、実は格子より下流では実験で得られた $w'\theta'$ の分布と極めてよく一致する。 θ' の分布の形がとも正規分布とはみさせないような分布形をしていることを考えれば、これは非常に興味深いことである。しかも、格子直後できわめて強い正の相関があるところでは、 $w'\theta'$ の符号が正であるものの出現確率は理論値とよく一致するが、負であるものの出現確率が一樣に理論値よりもかなり小さいこともわかり、非常に興味深い。速度変動2成分は共に正規分布であったが、もちろん速度同士の積 $u'w'$ の分布（図5(d)）は理論値と一致する。

以上のように、単に統計量だけではなく、統計量のもとの分布を調べることで、その統計量に対応する現象に関して新たな性質がわかる。今後、いろいろな物理量も統計的な性質を見直すと新しい発見があるかも知れない。

参 考 文 献

- 1) Dickey, T. D. & Mellor, G. L. 1980 Decaying turbulence in neutral and stratified fluids. *J. Fluid Mech.* 99, 13-32.
- 2) Gerz, T. & Schumann, U. 1994 An explanation of counter-gradient fluxes in homogenous turbulence. Institut für Physik der Atmosphäre Report NO. 18.
- 3) Itswire E. C., Helland, K. N. & Van Atta, C. W. 1986 The evolution of grid-generated turbulence in a stably stratified fluid. *J. Fluid Mech.* 162, 299-338.
- 4) Lienhard V, J. H. & Van Atta, C. W. 1990 The decay of turbulence in thermally stratified flow. *J. Fluid Mech.* 210, 57-112.
- 5) Metais, O. & Herring, J. R. 1989 Numerical simulations of freely evolving turbulence in stably stratified fluids. *J. Fluid Mech.* 202, 117-148.
- 6) Stillinger, D. C., Head, M. J., Helland, K. N. & Van Atta, C. W. 1983a A closed-loop gravity-

- driven water channel for density-stratified shear flows. *J. Fluid Mech.* 131, 73-89.
- 7) Stilling, D. C., Helland, K. N. & Van Atta, C. W. 1983b Experiments on the transition of homogenous turbulence to internal waves in a stratified fluid. *J. Fluid Mech.* 131, 91-122.
- 8) Wyngaard, J. C. 1992 Atmospheric turbulence. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 24, 205-233.

(平成9年6月30日 受理)