統計数理 (1995)
第43巻 第1号 199-209

研究会報告

乱流の統計理論とその応用

平成6年度 統計数理研究所 共同研究 (6-共会-10)

開　催　日：1994年12月1日～12月2日
研究代表者：岡崎　　卓 (統計数理研究所)
　　　　　　中内　紀彦 (東邦大学 医学部)
　　　　　　大木谷耕司 (広島大学 総合科学部)

乱流現象に潜む統計法則の理論的解明と応用に伴う諸問題の解決をめざす標記研究会においては，12の講演を中心に質疑討論が行われた．下記プログラムと講演要旨によって明らかなように各講演の内容は多岐にわたるが，注目する現象あるいは分析する視点によって分類すれば，エネルギーの伝達および圧力の変動に関する物理的機構の解析，乱流拡散の定式化と予測，境界層や剪断乱流の構造の記述と解明，電磁流体乱流の挙動に関する理論とに分けられる．いずれも既に長い研究の歴史をもつ課題であるが，講演は最前線における研究状況の報告に始まって新理論・新解釈の提案に及び，聴講する各参加者は自己の研究を進めるうえに有意義な示唆を受けた．特に電磁流体関係の講演は，地磁気逆転現象の解明や核融合炉の定常運転の実現に有益な指針を与えたものと思われる．

乱流現象を分析する手法によって各講演を分ければ，近似理論によるものと，直接数値積分・シミュレーションによるものとに大別される．流体の運動を支配する基礎方程式から，乱流の統計量が従う方程式を演繹的に導くことを使命とする近似理論は，乱流場の予測を可能にし，従って工学的応用に貢献すると同時に，乱流の物理に関する我々の理解を深める役割を果たしている．近年，この演繹的近似理論は格段の進歩を見せたが，今回の講演により，統一的体系化の面において一層の進展が窺われ，また詳細な注意点の指摘を通じて，現実的応用の段階に成熟したことが確認された．

各講演に対する質疑討論により，異なる領域の研究者が新たな方法論を相互に伝達することができ，本研究会は乱流理論の発展と応用の促進に多分の寄与をなし得たと信ずる．

(岡崎　卓)

プ　ロ　グ　ラ　ム

「乱流中の相対拡散」　関　和彦 (通産省・物質工業技術研)
「乱流モデリングに関する2, 3の話題」　吉澤　徴 (東大・生産研)
「乱流場のWavelet解析」　飯間　信・藤　定義 (京大・理)
「等方性乱流における速度差の統計」　細川　巌 (電通大)
「剪断乱流中の縦渦運動による渦層の形成過程」　河原　源太 (愛媛大・工)

「乱流境界層における Coherent Structure の運動について」
辻 義之(名大・院)・中村 育雄(名大・工)

「磁場対流における周期解の分岐」 戸次 直明(日大・工)

「球殻内の流体運動の解の分岐」
柳瀬慎一郎(岡山大・工)・荒木 圭典(京大・理)・水島 二郎(同志社大・工)

「圧縮性乱流におけるエネルギー交換のメカニズム」 三浦 英昭・木田 重雄(京大・数理研)

「大気境界層の非局所的な乱流拡散」 半場 藤弘(東大・生産研)

「一様引き伸ばし流中の非等方乱流」 高岡 正憲(阪大・基礎工)

「Statistics of Pressure Gradients in Homogeneous Turbulence」 後藤 俊幸(名工大)

乱流中の相対拡散

通産省 物質工学工業技術研究所 基礎部 関　和彦

絶対拡散が，それぞれの粒子の位置のゆらぎを問題にするのに対して，相対拡散は2粒子の相対距離の時間発展を統計平均したものである．2粒子が共に大きなスケールの流れに乗っている時には，相対拡散は絶対拡散と異なり相対距離より小さいスケールの乱れのみから影響をうける．大きなスケールの運動ではなく，小さなスケールの乱れによるゆらぎの解析には，絶対拡散よりも相対拡散の方が適している．一般に，乱流拡散の研究では，乱れた速度場の統計性から，速度場を構成している粒子の位置のゆらぎを得る方程式を閉じた形で求めることが行われてきた．これに対し，本研究ではランジュバン方程式に基礎を置き拡散現象を解析した．この時，ランダム力の時間相関はホワイトであるとし，空間相関については2粒子間の距離のみに依る関数であるとした．乱雑力が2粒子間の距離についてガウス関数である場合については，鈴木に依る先駆的な仕事 (Suzuki (1984)) があるが，本研究では，乱雑力の空間相関については関数形を決めず任意性を残し，相対距離の平均値について，非線形発展方程式を得た．さらに，速度に比例した抵抗項を導入することにより，相対距離の時間発展は200 mb. レベルの大気中での気球の相対拡散の実験データと定性的に一致した (Seki et al. (1994))．この事より，本研究で現象論的に導入したランジュバン方程式において仮定された抵抗項と乱雑力の分離や，乱雑力についての性質は，大気の乱流場が気球に及ぼす応力の効果を良く表現していると考えられる．この系は，確率過程として見たときも面白い性質を持っている．抵抗項がどれほど大きくても，相対距離は初期条件に対して指数関数的な敏感性を示している．これは，乱雑力が変数と結合している時，乱雑力を考慮しない安定性の解析が意味をなさなくなる典型的な例である．抵抗項がゼロの極限では，プラズマ乱流中での相対拡散を記述する方程式 (Misguich and Balescu (1982)) を得た．

参 考 文 献

Misguich, J.H. and Balescu, R. (1982). On relative spatial diffusion in plasma and fluid turbulences: clumps, Richardson's law and intrinsic stochasticity, *Plasma Phys*., **24**, 289-318.

Seki, K., Kitahara, K. and Nicolis, G. (1994). Relative spatial diffusion in turbulent media, *Physica A*, **209**, 369-384.

Suzuki, M. (1984). Scaling property of the relative diffusion of charged particles in turbulent electric fields. I, *Progr. Theoret. Phys*., **17**, 267-281.

乱流モデリングに関する2, 3の話題

東京大学 生産技術研究所 吉澤　徴・岡本　正芳

乱流モデリングに関連した話題として，以下の2点について述べる：

(1) 球形領域における乱流ダイナモ
(2) 一様等方性乱流における回転効果

項目 (1) においては，地球のようにほぼ球形の回転する形状内で，電導性流体の運動によっ

ていかに双極子型の磁場配位が生成維持されるかを考える．従来のダイナモモデルでは，ヘリシティ/差動回転モデルが広く受け入れられている．このモデルでは，

（A）回転速度が外側ほど速くなる差動回転により，回転軸方向に軸を持つ双極子磁場に代表されるポロイダル磁場がゆがめられ，トロイダル磁場が発生する．
（B）磁場と平行ないし反平行な電流成分を生成するヘリシティ効果によって上記磁場に平行ないし反平行な電流が生じる．この電流はアンペール則により，ポロイダル磁場を再生成する．

これに対して本研究では，クロスヘリシティ/ヘリシティモデルを提案する．本モデルでは，

（C）回転運動と密接するクロスヘリシティ効果によって，回転運動からトロイダル磁場が生成される．
（D）ヘリシティ効果によってこのトロイダル磁場に平行ないし反平行な電流が生成され，アンペール則により双極子型のポロイダル磁場が生じる．

項目 (2) においては，回転系での一様等方性乱流を考察する．一定の角速度で回転する座標系では，流体運動はいわゆるコリオリ力を受ける．流体方程式の直接数値計算より，この系での乱流エネルギーおよび同散逸率の減衰は角速度の増加と共に弱められる．乱流エネルギーの支配方程式に対するコリオリ効果は，一様等方性乱流では恒等的に消失する．その結果，一様等方性乱流に対する回転効果は乱流エネルギー散逸率方程式を通して現われることになる．しかし，現在提案されているほとんどすべての乱流モデルでは同方程式に回転効果は組み込まれておらず，この現象を説明することができない．

本研究においては，TSDIA (two-scale DIA) を用いて乱流エネルギー散逸率方程式に対するコリオリ効果を摂動理論的に導出した．この結果は弱いコリオリ効果に対するものであるため，パデ近似と組み合わせることによってより大きな場合にも適用可能となるように拡張した．本理論を流体方程式の直接数値計算と比べることによって，その妥当性を確認した．

乱流場の Wavelet 解析

京都大学 理学部　飯 間　信・藤　定 義

乱流中でのエネルギーの輸送過程は，場をスケールごとに分けて考えるとき，著しい特徴が見られる．エネルギーは，流体の非線形性によって，順々に小さいスケールに運ばれており，どのスケールでもその力学は変わらない．このようなカスケード過程は実空間での構造の力学と密接な結び付きがあると予想されるが，これを調べるためには場を構造に分解して，その相互作用を考察することが必要である．すなわち，場を位置とスケールの両方で分解できる解析法が必要である．

そこで本研究では場から位置とスケール双方についての情報を取り出すことができる wavelet 解析を用いた．とくに，本研究では Meyer が構成した完全正規直交系をなす wavelet (Yamada and Ohkitani (1991), Meyer (1988)) を用いて前述の目的を達成することを試みた．

乱流場の輸送を wavelet を用いて解析した研究の一つには，Meneveau (1991) が行ったものがある．ここで彼が定義した輸送関数などは Fourier 解析とのアナロジーから導き出したものである．したがってエネルギーの単なる空間移動 (sweeping) はこの定義では表すことがで

きず，またこれがエネルギーの局所的な輸送であるかのように観測されるなど不十分なものであった．そこで本研究では，移流の影響をそのまま取り込むことで，エネルギーの空間輸送とスケール間輸送を同等に扱える局所輸送関数を定義した．

本研究ではこの局所輸送関数を用い，一次元の例として，平均流で流されている一つの衝撃波を解析した．これには，定義した局所輸送関数が，物理的な描像と合致する結果をあたえることを確かめること，また起こり得る技術的な問題を解決するという二つの目的がある．

結果は，前者については肯定的な結果を得た．wavelet でみるとエネルギーは衝撃波の周りに局在しており，平均流で空間輸送される効果が局所輸送関数に表れた．また衝撃波の構造自体はエネルギーを衝撃波面に向けて空間輸送させながらより小さなスケールに向かってスケール間輸送させていることも局所輸送関数に表れた．

また後者については，次に述べる wavelet に固有の問題がある．Meyer の wavelet は，実関数で与えられているが，このとき解析した場には wavelet 基底の構造に由来する振動成分が混じることはすでに知られている (Farge (1992))．このような揺らぎを取り除き，可能な限り解像度をあげる一つの方法として，場を少しずつずらした wavelet 基底で解析したものを連続場に読み変え，その場の低波数成分を取り出すという方法を用いることにより，この問題は解決出来ることを示した．

参考文献

Farge, M. (1992). Wavelet transformations and their applications to turbulence, *Annual Review of Fluid Mechanics*, **24**, 395-457.

Meneveau, C. (1991). Analysis of turbulence in the orthonormal wavelet representation, *J. Fluid Mech.*, **232**, 469-520.

Meyer, Y. (1988). *Wavelets* (eds. J.M. Combes, A. Grossmann and Ph. Tchamitchian), Springer, Berlin.

Yamada, M. and Ohkitani, K. (1991). Orthonormal wavelet analysis of turbulence, *Fluid Dynamical Research*, **8**, 101-115.

等方性乱流における速度差の統計

電気通信大学　細　川　　巌

1962 年の Kolmogorov 仮説は，等方性乱流の中の慣性領域のスケール r をまたがる速度差とそのスケール r の小球の中の平均エネルギー散逸量 ε_r を

$$\Delta u_r = v(r\varepsilon_r)^{1/3}$$

の形で関連づける．ここで v は r, ε_r に関係しない普遍的無次元確率変数である．これはいわゆる $-5/3$ 乗則の拡張になっており，ε_r の intermittency を含んでいる．これはスケーリング則や速度構造関数の実験及び理論的研究に大きな役割を果して来たが，最近，v の確率分布の詳細が研究されると共に，再び脚光を浴びて来た．v は Gauss 分布に近いのである．しかし，r が小さくなり散逸領域に近づくと強い非 Gauss 性が出てくる (Stolovitzky et al. (1992))．

今迄 Δu_r の統計は，ε_r の統計によって v の統計を無視して議論されることが多かったが，上記の事情によって v の統計を考慮することにより，Δu_r の確率分布関数 (PDF) が非常に精密に議論できるようになる．本研究は，このことを ε_r に対して，最近著者の開発した 3D binomial Cantor set model (Hosokawa (1991)) を使用し，実行した．v の PDF, $P(v)$, に若干の非

Gauss 性 (Gram-Charlier form) を仮定し，信頼できる実験データとの比較によって，その形を確定する．この結果，得られるΔu_rの慣性領域において普遍的な PDF は，今までの既知のデータ，Van Atta and Thoroddsen の R_λ (テイラー・スケールのレイノルズ数)=570 の風洞内のいろいろな r の $P(\Delta u_r)$ 曲線，Yamamoto and Hosokawa の DNS ($R_\lambda \cong 100$) の速度勾配 $\partial u/\partial x$ の分布曲線，Zhu et al. の $R_\lambda=7200$ の大気乱流境界層内のいろいろな r の $P(\Delta u_r)$ 曲線とよく一致する．速度勾配の分布曲線は R_λ と共に強い intermittency を示し，一般に stretched exponential curve によって表わされることが分る (Hosokawa (1995))．

参 考 文 献

Hosokawa, I. (1991). Turbulence models and probability distributions of dissipation and relevant quantities in isotropic turbulence, *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 1054-1057.

Hosokawa, I. (1995). Extension of the Kolmogorov refined similarity hypothesis for isotropic turbulence, *Fluid Dynamical Research* (in press).

Stolovitzky, G., Kailasnath, P. and Sreenivasan, K.R. (1992). Kolmogorov's refined similarity hypothesis, *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 1178-1181.

剪断乱流中の縦渦運動による渦層の形成過程

愛媛大学 工学部　河　原　源　太

平均流が速度勾配をもつせん断乱流中には，流れの方向に向いた管状の渦構造 (縦渦構造) が存在する．この縦渦構造は，流れ方向の運動量の輸送を通じて乱流エネルギーを発生させるとともに，平均流の渦度の引き伸ばしによって新たな渦構造の種となる渦層を生成し，乱れの生成と維持に不可欠な要素となる．最近の直接数値シミュレーションから，縦渦構造は流れの方向に対してスパン方向への傾きをもち，構造内の渦度のスパン方向成分が平均流の渦度と平行 (cyclonic) になる場合と反平行 (anticyclonic) になる場合とがあることが明らかになった (Bernard et al. (1993))．しかし，縦渦のスパン方向への傾きと乱流エネルギーの発生との関連性，および cyclonic あるいは anticyclonic な傾きが縦渦運動による渦層の形成過程に及ぼす影響については明らかにされていない．

本研究では，壁面せん断乱流中の縦渦の可視化と流速の測定実験を行い，LDV (Laser-Doppler Velocimeter) で乱流エネルギーを生成する VITA (Variable-Interval Time-Averaging) 事象を検出すると同時に，可視化によって縦渦構造のスパン方向への傾き角を評価した．その結果，VITA 事象の際に縦渦の傾き角が大きくなることが明らかとなった．したがって，縦渦のスパン方向への傾きは乱流エネルギーの発生機構に関与するものといえる．

一方，縦渦の cyclonic あるいは anticyclonic な傾きが渦層の形成過程に及ぼす影響に関しては，非圧縮非粘性流を仮定した理論解析による検討を加えた．一様せん断流において，主流方向に対してスパン方向に傾いた縦渦構造を考える．縦渦の軸方向に流れの変化がないものとすると，渦軸に垂直な速度二成分は二次元の Euler 方程式を満足し，渦軸方向の速度成分は流体粒子に凍結される．縦渦の断面形状が楕円で，楕円内の渦度が一定な場合の渦軸垂直方向速度の定常解は，Moore and Saffman (1971) の渦で表される．渦軸方向速度は，流体粒子の位置に関する常微分方程式を数値積分することによって求められる．この理論解析から，cyclonic な場合に比べ，anticyclonic な場合のほうが，縦渦運動による主流渦度の引き伸ばしが極めて強く，より強い渦層が形成されることが明らかとなった．

参 考 文 献

Bernard, P.S., Thomas, J.M. and Handler, R.A. (1993). Vortex dynamics in near wall turbulence, *Near-Wall Turbulent Flows* (eds. So, Speziale and Launder), 43-52, Elsevier.
Moore, D.W. and Saffman, P.G. (1971). Structure of a line vortex in an imposed strain, *Aircraft Wake Turbulence* (eds. Olsen, Goldburg and Rogers), 339-354, Plenum Press.

乱流境界層における Coherent Structure の運動について

名古屋大学 大学院 辻　義之
名古屋大学 工学部 中村　育雄

乱流境界層中に秩序だった整構造 (Coherent Structure) の存在が実験的に確認されて久しいが，直接数値計算による結果を除けば，Cantwell (1981), Robinson (1991) のレビューを比較してみれば明らかな様に，研究は大きな進歩を遂げたとは言い難い．この様な進歩を阻む最大の原因は，(I) 整構造自体の定義が研究者によって異なり，普遍的な議論ができなかったこと，(II) その運動を記述する力学的方程式を導くことができなかったことにある．

そこで，整構造への定義を一意的に与え，その運動を記述する方程式を導くことが，今後の研究を進めるうえで重要となってくる．Lumley を中心とする Cornell 大学のグループは，Karhunen Loève 展開に基づき，整構造への定義を与え，Galerkin 法によってその運動方程式を提示した (Aubry et al. (1988))．彼らは流れ方向とスパン方向の 2 次元断面内でのたて渦の挙動を議論しているが，同様のことは流れ方向と垂直方向の断面内でもおこなうことができるので，それについて以下簡単に説明する．

K.L. 展開は正規直交展開であり，その特徴はランダム変量を少数の級数和で再構成できるところにある．この様な基底は，対象とした領域内の二点相関係数が分かれば一意的に求められる．K.L. 展開の第一基底が乱れエネルギーへの寄与に占める割合は 7 割近くになり，ここでは整構造の定義を，最もエネルギーを持った形という意味で，第一基底の形に対応させる．十分発達した乱流境界層の場合，流れ方向とスパン方向は，均一と見なせるので，フーリェ展開し，壁に垂直方向は，それらの波数の関数として K.L. 展開する．

さて，速度場が以上の様に直交展開されたとする．展開係数は時間のみの関数として考え，Navier-Stokes 方程式に代入し Galerkin 法によって展開係数の時間発展方程式を導くことができる．即ち，整構造の形は空間的に変化せず，時間的変化のみを議論する．今回の発表では，境界層壁近く ($y^+<100$) で小型プローブによる測定を行い，K.L. 展開に基づき整構造を定義し，その時間的変化を考察した．周期解，intermittency やカオス解が確認された (辻･中村 他 (1994))．今後は可視化等で確認されている構造との関わりについて考察を行いたい．

参 考 文 献

Aubry, N., Holmes, P., Lumley, J.L. and Stone, E. (1988). The dynamics of coherent structures in the wall region of a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, **192**, 115-173.
Cantwell, B.J. (1981). Organized motion in turbulent flow, *Annual Review of Fluid Mechanics*, **13**, 457-515.
Robinson, K.R. (1991). Coherent motions in the turbulent boundary layer, *Annual Review of Fluid Mechanics*, **23**, 601-639.

辻 義之，中村育雄 他 (1994). 乱流境界層壁近傍における整構造のダイナミックス，機械学会講演論文集，No. 940-30, 257-259.

磁場対流における周期解の分岐

日本大学 工学部 戸次 直明・唐木沢孝夫

我々は，テキサス大学のホートン教授達が提案した電子温度勾配によって駆動されるプラズマ乱流モデルを使った計算機シミュレーションを通して，磁場揺動による電子の熱輸送のパラメータ依存性等を明らかにしてきた．しかしながら，そのモデルは多くのパラメータと非線形過程を含んでいるので，熱輸送のメカニズムを解明するために，もう少し簡単でしかも類似のモデル，2次元の磁場対流，を考察することにする．このモデルは，電子（イオン）温度勾配によるプラズマ乱流のみならず，抵抗性インターチェインジモードによる乱流，化学反応系，回転流体系，二成分混合溶液の対流，等のモデルと類似点が多い．磁場対流は，太陽黒点付近のグラニュールの運動や高温プラズマの異常輸送現象等と密接に関係している．磁場対流の場合は，磁気プラントル数が小さいとき，（2次元ブシネスク）ベナール対流の場合とは異なり，単純分岐点（定常対流）の近くに Hopf 分岐点が存在する．Hopf 分岐点近くの周期解の振舞は，パラメータの変化に伴って複雑に変化するが，磁場対流を記述する基礎方程式系は，Hopf 分岐点近くでは，非線形項を含む5変数の常微分方程式系（truncated model）に帰着できる．この非線形発展方程式は，磁場無しの極限で，ローレンツモデルになる．磁場対流の場合は，基礎方程式に於けるローレンツ力の項のためローレンツモデルにローレンツ力が加わった形の系になっている．この系は Hopf 分岐点近くで摂動展開すると，外力の加わった Duffing-Van der Pol 方程式に帰着できるので，それらの周期解が楕円関数で近似できる．このモデルを数値積分すると，あるパラメータの値に対して，周期解からいろいろなタイプの分岐を通してカオスに至ることがわかった：即ち，周期倍分岐，ホモクリニック分岐，ヘテロクリニック分岐，拡張されたヒステリシス分岐，間欠性カオス，準周期解からのダイレクト-カオス遷移等．しかも，数値的に得た殆ど全ての結果は，Duffing-Van der Pol 方程式によって，定性的に説明可能である．

圧縮性乱流におけるエネルギー交換のメカニズム

京都大学 数理解析研究所 三浦 英昭・木田 重雄

圧縮性乱流の問題では，運動エネルギーと内部エネルギーのエネルギー交換は重要な研究テーマの一つである．流体の摩擦は常に運動エネルギーを内部エネルギー（熱）に変換する．他方，圧力のする仕事は，密度変化を伴い，両エネルギーを双方向に変換する．本研究では，この運動エネルギーと内部エネルギーのエネルギー交換のメカニズムを，運動エネルギー方程式および運動エネルギースペクトル方程式の右辺に現れる諸項の役割を評価することによって解析する．まず，圧縮性流体の運動方程式の直接数値計算により，統計的な意味で定常と見なせる状態を作る．この流れの中には，管状の高渦度領域や衝撃波など，発達した乱流としての特徴が実現されている．

正定値な運動エネルギースペクトルを定義するため，流体の密度 ρ と速度 $\boldsymbol{u}$ を用いて新しい量 $\boldsymbol{w}=\sqrt{\rho}\boldsymbol{u}$ を導入する．運動エネルギースペクトルはこの $\boldsymbol{w}$ の空間パワースペクトルの球殻

平均で与えられる．また，ヘルムホルツ分解を用いて運動エネルギーを圧縮成分と回転成分に分解する．運動エネルギーと内部エネルギーのエネルギー交換の機構を調べるため，運動エネルギーの空間平均とスペクトルの各々についての時間発展の方程式を導出する．両方程式の右辺は，流体による移流効果を表す項（移流項），圧力による仕事を表す項（圧力項），流体の粘性による摩擦の効果を表す項（粘性項）および外力による仕事を表す項（外力項）の4項に分類できる．運動エネルギーと内部エネルギー，および，右辺の各項の相対的な大きさの比較によって運動エネルギーの変化に中心的な役割を果たしている現象を解明する．

内部エネルギーの空間平均は，摩擦による温度上昇のため，ほぼ一定の割合で増加するが，そのゆらぎは運動エネルギーの圧縮成分とほぼ同じ大きさで反対位相で振動している．運動エネルギーの空間平均の方程式の右辺の各項を比較することにより，この反対位相の振動は圧力項のはたらきによるものであることがわかる．同様に，運動エネルギーの圧縮成分のスペクトルと内部エネルギースペクトルを比較すると，この両スペクトルが各波数でほぼ同じ大きさをもち，反対位相で振動していることがわかる．これもスペクトル方程式の圧力項のはたらきによるものである．圧力項のはたらきによるこの振動は，圧力変動が音波の方程式にほぼ従っていると理解することで説明がつく．実際，圧力変動の時空スペクトルにおける振動数と波数の間の関係は，音波の方程式から得られる分散関係式と音速などの物理量のゆらぎによって評価でき，圧力がほぼ音波の方程式に支配されていることが確認できた．

以上のように，この計算で実現された圧縮性乱流のエネルギー交換は音波によって支配されていることがわかった．音波の方程式が，一様な定常状態からの撹乱が小さい場合に導かれるものであることを考えると，このように発達した乱流においても音波の構造が乱流の重要な部分を占めていることは特筆に値する．

大気境界層の非局所的な乱流拡散

東京大学 生産技術研究所　半　場　藤　弘

大気汚染物質の輸送や都市のヒートアイランドなどの大気の現象を研究するには地上から約1 km までの大気境界層の対流や拡散を調べることが重要である．大気境界層では昼間日射によって地面が温められ浮力によって対流が生じ，運動量，熱，物質の混合が活発に行われる．気象の問題としてだけでなく，浮力下の乱流場の典型的な例とみなすことができる．大規模な数値モデルでは大気境界層の速度場や温度場を計算するのに K 理論と呼ばれる渦粘性，渦拡散型のモデルがよく用いられる．しかし温位（圧力の補正を加えた温度）の逆勾配拡散など K 理論ではうまく説明できない現象があることが知られている．このため K 理論の改良や新しい1次のモデルの導出が試みられている．

本研究では大気境界層の LES (large eddy simulation) を用いて非局所的なモデルを考察した．サブグリッドモデルとして1方程式モデルを用い，計算領域は水平方向に 5 km 四方，鉛直方向に 3 km の直方体を考え，2次精度の差分法を使って計算した．上方の境界ではフリースリップ条件を，水平方向には周期境界条件を用い，地表面からは一定の熱フラックスを与えた．時間発展の計算をし，水平面と時間について平均をとり，平均温位，乱流エネルギー，乱流熱フラックスなどの乱流統計量を求めた．それによると乱流の長さスケールと平均スカラーの長さスケールは同程度であるので，通常の局所的な渦拡散近似が良くないことが示唆される．そこでスカラーのグリーン関数を導入し，渦拡散近似を拡張した非局所モデルを導いた．実際に

LESからグリーン関数の値を求め，非局所モデルの係数の鉛直分布を計算し，スカラーフラックスの非局所性を調べた．その結果スカラーフラックスは広い範囲の高度のスカラー勾配の影響を受けていることがわかった．この非局所的なモデルを用いて温位の逆勾配拡散現象を説明した．すなわち大気境界層の中間で温位が増える方向に熱が流れるのは，地表面付近の負の温位勾配が非局所的に影響しているためであることが示された．

一様引き伸ばし流中の非等方乱流

大阪大学 基礎工学部 高 岡 正 憲

流れ場を平均流と揺らぎとに分解することは，乱流モデルの構築や様々な効果の理論的研究のために使われてきた．せん断や回転を伴う流れについては既に多くの研究があることや，渦伸長が三次元の非線形効果で重要であることから，ここでは平均流として一様引き伸ばし流 $(U=(A_1x_1, A_2x_2, A_3x_3), A_1+A_2+A_3=0)$ を考える．この流れにおける揺らぎ場の時間発展を，Navier-Stokes 方程式を直接数値計算することにより調べた．座標変換により平均流の座標依存性を繰り込み，揺らぎ場に対しては周期境界条件の下で空間微分にはスペクトル法（非等方グリッド），時間積分には Runge-Kutta-Gill 法を用いた．

高渦度領域の構造の時間発展は，等方乱流で報告されているように‘ブロッブ’→‘シート’→‘チューブ’となる．ただし，主流の一様引き伸ばし流のために，強められた渦（構造）のかなりの部分が伸びる方向 $(A_i>0)$ に向くという非等方性が起こる．この微細渦構造（高渦度領域）の出現が乱流の間欠性において重要な役割をなす．そこで本報告では，間欠性に対する非等方性及び渦構造の影響について調べた結果を報告する．

間欠性は分布関数を用いて調べられることが多く，一様等方乱流においては，速度場の分布はほぼ Gauss 分布，速度場の微分及びパッシブスカラー場の分布は指数型テイル，を持つことが知られている．この段階にある乱流を初期条件として，一様引き伸ばし流を（＋，－，－）の型で与えた．その結果，（計算可能な Reynolds 数があまり大きくないこともあり）極僅かではあるが伸びる方向の速度場の分布が Gaussian からずれ，そのずれ方はパッシブスカラーのそれに近く，他方，後の縮む二方向のそれは Gaussian のままであった．また，渦度の強さという条件付で速度場の分布を作ると，渦度の強いところほど Gaussian からのずれが大きいことが分かった．これが微細渦構造の非等方性によるのかどうかを見るために，“二次元構造を持つ三次元流”を数値シミュレーションした．この場合，一様引き伸ばし流の有無に拘らず，渦管の向いている（構造の無い）方向の速度場の分布が Gaussian からずれるが，他の二方向に対する速度場の分布はほぼ Gaussian であった．ここで，この構造の無い方向の速度場の発展方程式は，二次元流におけるパッシブスカラーのそれと同じになることを注意しておく．最後に，規格化した速度場の $2n$ 次モーメントの式を Navier-Stokes 方程式から作ると，速度場の分布関数が形式的に求まる．その表現をパッシブスカラーのそれと比べると，圧力項からの寄与の有無が異なっている．以上より，圧力項と散逸項のバランスが分布を決めていることが期待され，$|A_it|\ll 1$ における漸近解析においてこのことが数値的に裏付けられた．

Statistics of Pressure Gradients in Homogeneous Turbulence

名古屋工業大学 生産システム工学科 後 藤 俊 幸

乱流内部の動力学を理解するとき，流体粒子とともに動く系（ラグランジュ的）で現象を考えることが重要である．レイノルズ数が大きいとき，粘性スケールよりも大きなスケールでの流体の運動や変形には圧力勾配が大きな役割を担っている．例えば流体粒子は圧力勾配により加速されるが，それは流体の非圧縮性を保つような形でなされるし，またその大きさ $\langle(\nabla p)^2\rangle$ はラグランジュ速度 $\boldsymbol{v}(t)$ の自己相関関数 $R_L(t)=\langle\boldsymbol{v}(t)\cdot\boldsymbol{v}(0)\rangle$ の初期の曲率 τ^2 を与える．一方圧力場は速度勾配について2次の非同次項をもつポアッソン方程式の解として与えられるので，圧力場及び圧力勾配の統計性は非ガウス分布となることが期待される．従って圧力勾配の統計性が曲率 τ^2 を支配する．

Rogallo の協力を得て CTR の data base を使い，圧力場及び圧力勾配の分布関数（PDF）$P(p)$, $P(\nabla p)$ や，それから求めた分散のレイノルズ数依存性，間欠性の度合，そして圧力勾配のラグランジュ的2時刻相関などを求めた．主な結果のいくつかを列挙すると

1. $P(p)$ は $p<0$ のとき指数関数型をしており，$p>0$ においてはガウス分布に近い．
2. $P(\nabla p)\propto\exp\left(-C\left|\dfrac{\partial p}{\partial x_i}\right|^{\beta}\right),\qquad \beta\sim 1/2.$
3. $\langle(\nabla p)^2\rangle\propto R_\lambda^{1/2}$.
4. $E_p(k)/E_p^G(k)\propto R_\lambda^{1/2}\log(k/k_d)$.

ここで $E_p(k)$ は圧力場のパワースペクトル，$E_p^G(k)$ は DNS と同じエネルギースペクトルをもちかつガウス分布に従う速度場から求められた圧力場のパワースペクトルである．

$R_\lambda^{1/2}$ 依存性は渦管などの組織構造によるものと考えられる．また圧力場の間欠性は波数の対数に比例して大きくなる．ただし小さなべきに比例している可能性も否定できない．