連続の方程式と Navier-Stokes 式を出発点として，"仮の確率密度"や射影子など射影子法の道具を適宜用意すれば，一連の操作を経て U, H の時空間変化を定める連立方程式に達する．両式共に粘性項，対流項，および乱流応力項からなる．相関テンソル H に対する乱流応力項は過去の U, H に亘る時間積分を含むが，これは U, H 以外の統計量を排除したことによる情報の損失を補償するものである．この連立方程式は厳密であり，かつ各項の構造と物理的意味が明確であって Reynolds stress の平均速度による線形表現を得るにも便利であるが，しかし，そのままでは具体的表現が得られない．乱流応力項は射影子のほかに Navier-Stokes 式の解核を含むため，U, H の関数として具体的に表すには，ある意味で Navier-Stokes 式を直接解くのと変わらぬ手間を要するからであり，実用に供するには解核に対して何らかの近似を施すことが欠かせない．ここにこの方法の最大の難点がある．これを克服する若干の手段が考えられるが，その当否は今後明らかになるであろう．

なお，講演では表題のようにブラウン運動にも触れた．二変数のブラウン運動を一変数のブラウン運動に縮約する問題であって，流体運動方程式の代わりに Langevin 方程式を採り，平均速度や相関テンソルの代わりに一変数のみに関する確率密度関数を考えることと，仮の確率密度の構成法が異なることを除けば，上記乱流の定式化と殆ど変わらないが，Langevin 方程式に従う二変数の時間スケールの差を利用して容易に具体的な結果を得ることができる．

参 考 文 献

Grabert, H. (1982). *Projection Operator Techniques in Nonequilibrium Statistical Mechanics*, Springer, Berlin.

乱流の相対拡散

名古屋工業大学 後 藤 俊 幸

乱流の一つの大きな特徴はその大きな輸送能力にあり，乱流の統計理論の目的の一つはそのような乱流輸送係数を計算することにある．その代表的なものは乱流拡散係数である．これまでの理論は大きくわけて二つあり，random process の理論と次元解析を用いて現象論的に流体粒子の分散を直接考える方法（微視的）と，Navier-Stokes 方程式に基づいた繰り込み展開によって分布関数を求める方法（巨視的）とがある．しかし，前者の微視的な立場においては，Navier-Stokes 方程式に基づいて解析された例はこれまでのところ見あたらない．

ところで，拡散は微視的に見た場合，拡散する粒子を追跡していくという意味で本質的に Lagrange 的な現象である．一方，流体の基礎方程式（Navier-Stokes）は Euler 的である．この点で Navier-Stokes 方程式の Lagrange 的な繰り込み展開による乱流統計理論は有効な方法であり，その一つである Lagrangian Renormalized Approximation（LRA, Kaneda (1981)）をこの問題に応用した．その結果，流体粒子の相対距離の分散が時間の 3 乗に比例するという Richardson の法則を定数までを含めて得ることができた．さらに Lagrange 的に乱流場を見た場合，ある大きさを持った流体粒子の変形の特性時間は，Lagrange 的速度場の非圧縮成分から圧縮成分への緩和時間で与えられることがわかった（Euler 的には速度場は非圧縮である）．従って従来の現象論，特に Langevin 方程式に現れる減衰項はこの緩和をあらわしているものと考えられる．