量(運動量，エネルギー)の符号が基本場の性質だけで決まる場合は積分定理が導かれる(表 1).

### 5. まとめ

不安定モードといえども保存量は保存しなければならない．保存量の符号が簡単に得られる場合には積分定理が導かれる．

正負両符号の保存量(運動量，エネルギー)が存在できて，お互いが相互作用し得る場合には，過剰反射が起こり得る，あるいは不安定モードが存在できる．

## Turbulent Binary Mixtures in One and Two Phase Regions

京都大学 基礎物理学研究所　小 貫　明

流動場の問題を臨界現象の専門家からの視点で考えてみた．最近たずさわったいくつかの問題をあげる．(1) 圧縮性流体を重力の下で撹拌する問題．どのようなマクロな不均一性が重力で引き起こされるか？　流体要素の対流による断熱変化のため $(\partial T/\partial p)_s \rho g$ の温度勾配が生ずると考える．この値は xenon の臨界点近くでは 1 mK/cm である．(2) 最近有効性がわかってきた乱流に対する動的光散乱法（homodyne spectroscopy）に関する問題．この方法は乱流中の微細構造の情報を精確に瞬時に与える．まず二点間の相対速度 $\boldsymbol{v}_R = \boldsymbol{v}(\boldsymbol{r}_1) - \boldsymbol{v}(\boldsymbol{r}_2)$ の確率分布 $P(\boldsymbol{v}_R)$ の Fourier 変換（特性函数）がわかる（現在のところ比較的小さな $\boldsymbol{v}_R$ に対して有効で $P(\boldsymbol{v}_R)$ の long-tail の存在がわかった）．また工夫によりある一点の shear $\partial \boldsymbol{v}_i/\partial x_j$ の分布函数もわかるはずである．また境界層の研究にも役立つにちがいない．この方法についてもっと関心が寄せられれば喜ばしい．(3) プローブとしての臨界流体．臨界流体は乱流の局所的なシェアに対し極めて鋭敏なプローブとなりうる．例えば一相状態でも臨界点に近ければ流体が著しく不均質な光散乱を示す．これは各点の構造因子が不均一な（間けつ的）シェアによって変化をうけるからである．(4) 乱流下の核生成（Nucleation）．周知のように過飽和度が小さいといわゆる臨界核の生成には天文学的時間がかかる．しかし局所的にシェアがあると核の誕生が飛躍的に加速されうると考える．即ち流動下では微小な過飽和度でも核を出現させうる．またシェアがある程度以上大きくなると臨界核そのものを Taylor の不安定性によって破壊しうる．これは臨界点近くで実現でき完全な metastability の抑圧となる．以上のトピックスについて近々 *Prog. Theor. Phys. Suppl.* に論文が発表される．また動的光散乱については，物性研究，**49** (3)（1987）に筆者の解説がある．

## 乱流の多重フラクタル性の問題点

電気通信大学　細 川　巌

Kolmogorov によって普遍平衡理論が確立されて以来，乱流理論はエネルギー散逸の局所ゆらぎを考える方向と，速度差の正規分布からのずれを考える方向とに分れ，いずれも乱流の間欠性を違った角度から研究することになった．lognormal model と $\beta$ model は，そのそれぞれの果実となった．しかし，いずれも実験値を説明できる intermittency exponents（間欠指数）を与えてはいない．

間欠性を包括するより一般的な理論が多重フラクタル理論であり，スケール指数 $\alpha$ を導入す

ると，慣性領域 $r$ のスケールで散逸は $\varepsilon_r \sim r^{\alpha-1}$, 速度は $v_r \sim r^{\alpha/3}$ のスケール則に従うことが，非粘性ナヴィエ-ストークス方程式から導かれる．$\alpha=1$ で Kolmogorov の慣性領域が成立することは明らかだが，多重フラクタル理論では，$\alpha$ がある範囲に変動し，その空間集合はフラクタル（次元 $f(\alpha)$）であると考える．

これによって，カオス理論の $f-\alpha$ のスペクトルと一般次元 $D_q$ との直接関連が生ずる．詳細は省略するが，実験と数値計算により間欠指数，$D_q$ および $f-\alpha$ スペクトルのある部分はかなり明らかになっている．しかしまだ曖昧な部分もあり，理論的モデルも最終的なものはない．さらに，$\alpha$ の分布確率はまだ未知である．$\alpha$ が負になる場合もあるという最近の報告もあり，状況は現在極めてスリリングな段階にある．筆者はスケール則の観点から $0<\alpha<3$ と考えている．

## ワイツェッカー流乱子モデルを修正したフラクタル乱流のリチャードソン 4/3 乗則

松　岡　春　樹

乱れた風のある大気中では，初め直径 1 cm 程度以上，例えば 5 cm の大きさの一塊の煙が浮游するとき，この煙の粒子の集りは時間と共に拡がってゆく．拡がり幅は，塊の質量中心からの粒子の距離の自乗平均（分散）の平方根〔現象のスケール〕で表現できる．この分散の時間的変化率の 1/2 を，相対拡散の拡散係数と定義すると，これは時間 $t$ の函数で，拡がり幅の4/3乗に比例する．この法則は理論的並びに実験的に確められてきた．

筆者は，ワイツェッカーの乱子モデルを修正して，近年問題となっている乱流構造の間欠性をとり入れたフラクタル・モデルを作り，さらに，連続型のフラクタル・モデルを作って，乱子サイズのエネルギースペクトル函数(間欠性因子に依存)，乱子の寿命時間のエネルギースペクトル函数(寿命時間に依らず一定，従って間欠性因子に依存しない)，及び乱子サイズと寿命時間との関係式（間欠性因子に依存）を導いた．この理論で得られた結果を用い，かつ，活性乱子のラグランジュ速度相関函数の型を仮定して，G.I. Taylor の拡散公式の枠組を相対拡散に適用できる形に直すことにより，前述の 4/3 乗則を理論的に導いた．

間欠性を考慮に入れた既存の理論によると，指数 4/3 は間欠性因子により修正されるべきことになっている．例えば Hentschel and Procaccia (1983, 1984)．しかし，彼等の理論は Gifford (1957) のデータ（煙のパフのリリーズに関する現象スケールの時間変化率）のうち，リリーズ後 10～20 秒のデータのみを説明する．筆者の理論では，リリーズの時($t=0$)の煙のサイズは，既に仮想的時間原点から 8 秒経過した状態と見なせることになり，$t=1$～20 数秒の全データが 4/3乗則に従っていることを確認した．

### 参　考　文　献

Gifford, F., Jr. (1957). Relative atmospheric diffusion of smoke puffs, *J. Meteor.*, **14**, 410-414.

Hentschel, H.G.E. and Procaccia, I. (1983). Fractal nature of turbulence as manifested in turbulent diffusion, *Phys. Rev. A*, **27**, 1266-1269.

Hentschel, H.G.E. and Procaccia, I. (1984). Relative diffusion in turbulent media : the fractal dimension of clouds, *Phys. Rev. A*, **29**, 1461-1470.