

# 21. 乱流の組織構造

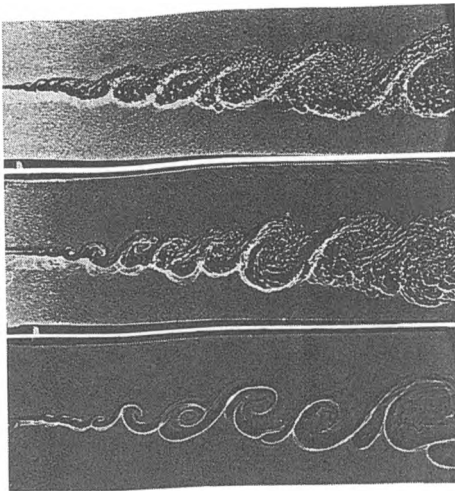
## 21.1 乱流の実態

乱流の特徴は、流れの変動の時間的空間的不規則性にあると長い間考えられてきた。しかし、風洞の乱流格子の後に作られる等方性乱流場はむしろ例外的な人為的乱流場であって、普通われわれが取り扱う噴流・後流・混合層などの自由剪断乱流には、流れの幅や厚さなど全体的スケールと同程度の大きなスケールの共通の構造が存在すること、それが現実の乱流の特徴であり、乱れを作り出し維持する主要な役割を担っていることが、1950年代から指摘され始め、1960年代の後半以後広く認識されるようになってきた。このような構造性の乱流運動を乱流の大規模構造 (large scale structure)、あるいは大規模渦 (large scale eddy) と呼ぶ。

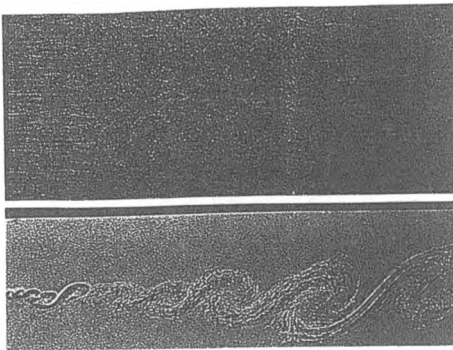
一方、境界層や管内流あるいは開水路流などの壁面乱流においても境界層の厚さスケールの大規模運動が存在すること、壁面近傍の粘性底層外縁域にバースティング (bursting) と呼ばれる境界層厚さに比べて遥かに小スケールではあるが特徴的な乱流運動が存在し、レイノルズ応力の生成に大きな役割を果たしているという発見と見解が広く支持され、1960年代後半以後、この現象の解明が乱流構造研究の牽引役となってきた。

これらの乱流運動ないしは構造を総称して、組織運動 (organized motion) あるいは秩序構造 (ordered motion, coherent structure) と呼ぶ。もちろん、従来の乱流の統計理論的取扱いにおいても、大きな渦という表現は用いられてきたが、これは統計の意味で (不規則な変動を代表する大きなスケール) のことで、構造と呼べる概念はなかった。

たとえば、図 21.1(a) は二種類の気流 (上層流はヘリウム, 下層流は窒素ガス) によって作られる混合層流れのスパーク・シャドウグラフ法による瞬間映像であるが、混合層内にはスパン方向 (流れを横切る方向) に軸をもつ同方向に回転する



(a)



(b)

図 21.1 混合層乱流の大規模構造 (Brown and Roshko, 1974)

渦が流下方向に整然と並んでいる様子が、二気体の密度差によって明瞭に可視化されている。(この渦構造が二つの気体の密度差によるものでないことは、密度を等しく調整した気体を用いた別の実験 (図 21.14(a)) によって確かめられている。) これらの渦のスケールはほぼ混合層の厚さに等しく、その意味で大スケールの運動である。一方、この混合層を上面から観察すると、細かなスケールの乱れが流れの全面を覆っている (図 21.1 (b); 図 21.13 も参照)。したがって、乱流は構造をもたない (incoherent) 均一な小規模なスケールの乱流運動と、流れ全体のスケールのオーダーの構造的な乱流 (秩序構造) から成り立っていると見ることができ。

#### a. 組織構造発見の発端

1943年コアシン (Corrsin) は加熱気体の噴流について、また 1954年コアシンとキスラー (Corrsin and Kistler) は弾丸の後流について、シュリーレン写真 (「流れの世界」図

37) を示し、これらの流れの瞬間像が細かな変動の乱流領域と乱れのないポテンシャル流れの領域との間に明瞭な境界をもち、この境界が大きく乱流内に入り込みあるいは平均的な境界の外部に飛び出していることに注意を喚起した。(もっとも、より以前に撮られた弾丸の瞬間写真の後流にもこのような構造が写っているとの指摘もあるが、その写真が撮られた時点でその写真からこのような現象の読み取りはなされていない。これは「科学上の発見」ということと「単に知っている

た(が、何とも思っていなかった)」との大きな差である。「リングが地面に落ちること」と「このことから万有引力を発見すること」との違いである。)

ほぼ同じ頃、浜良助 (1953; Corrsin, 1957) は開水路流れの底面から色素の膜を流し、これが縞模様 (streak) となることを指摘している。少し遅れてクラインとランスタドラー (Kline and Runstadler, 1959) も同じような実験を行い、今日イジェクションとかバースティングと呼ばれる特徴的な現象が発生していることを見出している (この模式図を歴史的記念碑的の意味で図 21.2 に載せる)。

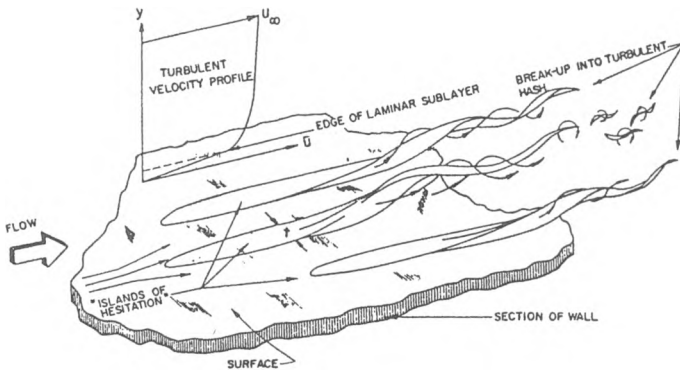
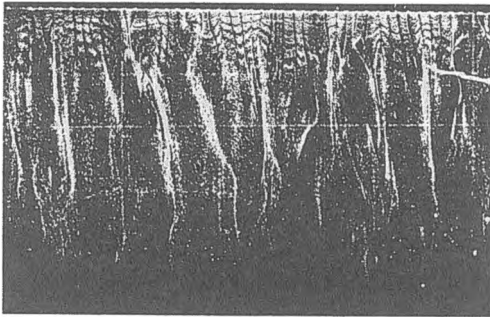


図 21.2 壁面乱流の構造についての初期の概念図 (Kline and Runstadler, 1959)

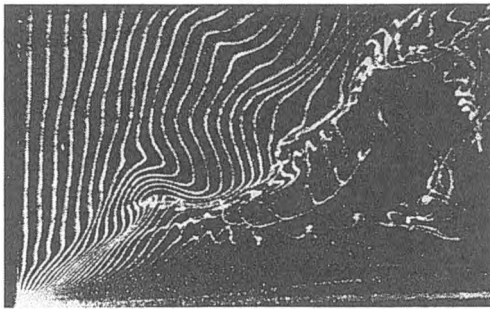
乱流の組織構造 (大規模渦) の研究が爆発的な流行をみるのは、クラインとその仲間達 (Kline, Reynolds, Schraub and Runstadler, 1967) が水素気泡法を用いた可視化手法により、平板に沿う境界層の壁面近傍での乱流運動を詳細に観察し、縞模様やバッファー層での渦運動などが壁面乱流を特徴づけるものとして以来である (図 21.3)。

また、アインシュタインとリー (Einstein and Li, 1956) およびハンラティ (Hanratty, 1956) による“粘性底層の更新説”の提案と壁面における圧力変動の測定も、乱流の組織構造の研究の上でこれらの発見とともに記憶さるべきであろう。

現実の乱流におけるこのような大スケールの構造の定量的な研究は、ファーブルら (Favre, Gavilio and Dumas, 1957) にまで遡ることができる。彼らは壁面乱流について、ある固定点に対するまわりの各点の乱流変動の時間的空間的相関図 (図 21.4) を求め、乱流中の大きな渦の平均的形態を示した。



(a)



(b)

図 21.3 壁面乱流の壁近傍の乱流構造を示す水素気泡法による写真 (Klineら, 1967, 1971).

乱流場が大規模な渦構造や大きな構造的な乱れと細かい乱れの二重性をもつことはタウンゼント (Townsend, 1956) により指摘され、Grant (1958) や Pane and Lumley (1967) は乱れの統計処理から組織的渦構造モデルを提案した。

これに対し、コバズナイら (Kovaszny, Kibens and Blackwelder, 1970) や Blackwelder and Kovaszny (1972) はただ単に乱れの時空間相関をとるのではなく、検知プローブ (detection probe) が乱れの特徴的信号を感知した場合のみ各点の流速変動を

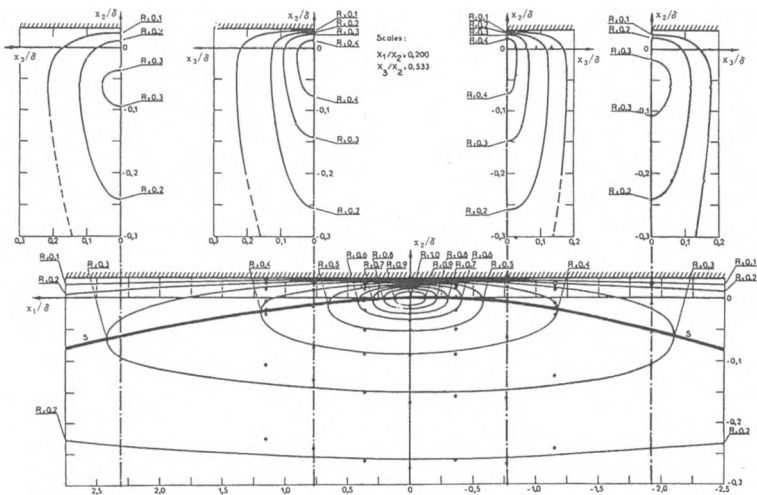


図 21.4 時空間相関法による乱流構造 (Favreら, 1957)

求め統計処理をする方法（条件付抽出法）を提案し、境界層外層の大スケールの構造の存在を明らかにした。この方法をさらにすすめた条件付抽出集合平均法が後に Blackwelder と Kaplan (1976) により導入された。

## b. 実験・解析手法

### (1) 可視化法

流れの状況を色素やアルミ粉（アルミの小箔片）などで把握することは、レイノルズ (1883) による乱流遷移の実験やプラントルによる開水路表面の渦構造、境界層の剝離現象の実験などで以前から行われていた。このような流れの可視化法 (flow visualization) に関しては、1950 年代からさまざまな新しい手法（特に水素気泡法）が開発され、乱流構造の解明の有力な手段として広く利用されてきた。可視化法による流れの研究は初期の頃は必ずしも高く評価されなかった。しかし、可視化法は流れの全体像の大局的把握に優れた方法であり、次第にその有用性が認められるようになり、現在では流れの現象の解明に不可欠な方法となっている。最近では、粒子法により流れ場の流速測定も行われるようになった。

水素気泡法は水中に細い金属線を張り、これを陰極として水流を電気分解するとき金属線に発生する細かな白い水素気泡の膜あるいは線（水中の微細気泡は白色に見える）で流れを可視化する方法である。この方法は、平板上の層流境界層の乱流への遷移過程の可視化（「流れの世界」図 31；Hama and Nutant, 1963）や Kline ら (1967) の乱流の組織構造の研究に利用されたに留まらず、流れのもつ美を新たに認識させるものとなった。

### (2) 四象限分類法

流れの可視化法で見出された乱流の組織構造を定量化する簡単な方法は、一点で流速の主流方向と壁面に垂直な方向の二成分 ( $u'$ ,  $v'$ ) の同時測定を行い、( $u'$ ,  $v'$ ) 平面内の四つの象限で現象を分類するものである (Willmarth and Lu, 1972; Wallace, Eckelmann and Brodkey, 1972)。各象限での現象は次のように分類される (図 21.5)。

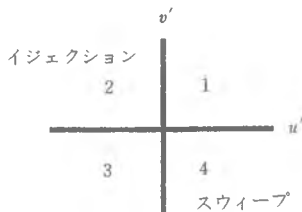


図 21.5 四象限分類法

- I 象限 ( $u' > 0, v' > 0$ ) 外向インターアクション
- II 象限 ( $u' < 0, v' > 0$ ) イジェクション
- III 象限 ( $u' < 0, v' < 0$ ) 内向インターアクション

IV 象限 ( $u' > 0, v' < 0$ ) スウィープ

これら四つの型の乱流運動のうち、レイノルズ応力の発生に寄与するのは、イジェクション (ejection) とスウィープ (sweep) で、前者は低速流体塊が壁面近傍から上方へ飛び出す運動であり、後者は高速の流体塊が下層へと突っ込んでくる運動である。これらの各象限で現象が起こっているときをそれぞれ区別して統計的平均を求め、乱れの構造と各事象の役割を判別することができる。

### (3) 条件付抽出とアンサンブル平均法

熱線流速計やレーザー流速計による流れの計測は、精密な流速変動の時系列をとることには優れているものの、同時に計測しうるのは一点ないしたかだか数点であり、同時に多数点で流速変動を記録し、乱れの空間的な三次元像を探ることは困難である。また、すべてのデータを単に時空間的に平均し相関平均をとってもさまざまな特徴のある構造やパターンを一律に平滑化してしまうという欠点がある。

そこで、固定点に検知用プローブを設置し、他の一本ないし数本のプローブを測定空間内のさまざまな点に移動し、検知プローブが特定の乱流信号を捉えたときのみこれをバーストと判断し、他のプローブもいっせいにその時点の前後で乱れの記録 (条件付抽出) を開始し、各点で得られるこのような同一条件下での多数の時系列信号を寄せ集めた平均波形 (平均時系列) から、乱れの平均的空間全体像を組み立てようという手法が条件付抽出アンサンブル平均法 (conditional sampling and ensemble average method, Blackwelder and Kaplan, 1976) である。

$$\langle Q(x, \tau) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N Q(x, t_i + \tau) \quad (21.1)$$

ここに、 $Q$  は乱流変動量、 $t_i$  は第  $i$  回目の条件付信号の始まる時刻。

条件付信号としては、流速変動があるレベルを超える場合、瞬間レイノルズ応力がある値を超える場合、あるいは流速変動信号に ramp pattern と呼ばれる変動流速が負の値から急に正の値に変化しその後緩やかに減速するパターン (図 21.6) が現れる場合などが用いられる。このような条件付けを定量化するために提案されたのが VITA 法 (variable interval time averaging; 可変時間間隔平均法; Gupta, Laufer and Kaplan, 1971; Blackwelder and Kaplan, 1976) である。

位相平均法あるいは条件付抽出アンサンブル平均法は、主流が周期変動をする

波動場の乱流現象解析などにも有効な方法である。

条件付抽出アンサンブル平均法は単純な統計平均法の欠点をおおいに改善する方法であるが、この方法で得られる平均的乱流構造は当然ながら検知プローブの置かれた点を通る壁に垂直な流下方向の平面に関して対称な形となる。というのは個々の乱流渦が非対称であっても、中心線の左側の渦が強い確率とその逆が生じる確率は等しいので、平均をとると左右は対称となるからである。たとえていえば、磯にシオマネキとい

う小ガニがいるが、その雄のカニは左右いずれかの缺が大きい。これらの雄ガニの多数の缺を平均してしまうと、シオマネキの特徴は消えてしまう。

#### (4) 瞬間像

前述のように条件付抽出アンサンブル平均法は、個々の乱流構造の左右非対称性を消してしまう。そこで、乱れの構造の瞬間像をとらえる試みがなされている。

**MASCON 法 (逆推定法)**：一つは、疎らに配置した小数点 (6~11 点) での乱れの条件付記録あるいは粒子法 (PTV: particle tracing velocimeter; PIV, particle image processing velocimeter) による可視化 3 次元流速場のデータから連続の方程式を束縛条件として変分法で流れの場全体を逆推定する方法である (「流れの世界」図 35, 36)。

**数値シミュレーション**：いま一つは、スーパー・コンピューターを活用してナビエ-ストークスの方程式の直接数値積分 (DNS: direct numerical simulation) を行うか、あるいは、信頼性の高い小領域乱流モデル (SGS: subgrid scale model) を用いて、計算格子間隔より小さなスケールの変動による格子間隔の乱流変動への寄与を計算する LES (large eddy simulation) 法が用いられている。

これらの方法の結果により、渦対あるいはアーチ渦は流下方向の垂直面に関し

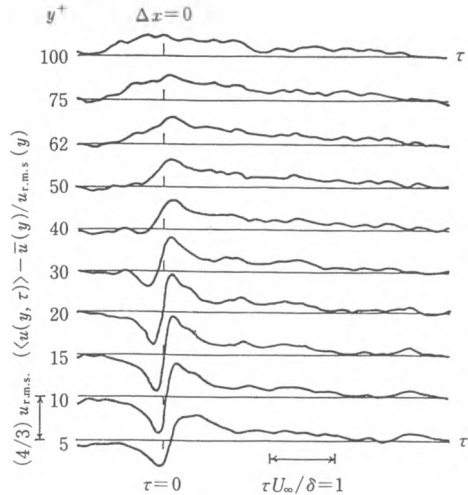


図 21.6 壁面乱流のバースティングに特徴的な流速変化パターン

て左右対称なものはむしろ例外的で、多くは左右非対称な不完全な形であることが明らかにされた。

手法の変遷と役割：乱流構造の研究は、これらの実験解析手法の進歩とともに、可視化を主とする時代（1943～1970年頃）、条件付抽出およびアンサンブル平均法の時代（1970年頃～1985年頃）、コンピューター・シミュレーションの時代（1980年頃～）と推移してきた。

## 21.2 壁面領域の乱流構造——組織構造の多重性——

### a. バッファー域の低速縞

乱流境界層の底層は層流ではなく、流下方向に延びる高速・低速縞からなっている。この縞は揺動しており非定常的である（図 21.3(a)）。この領域のスケリングは壁法則つまり  $\nu$  と  $U_r$  によって決まる。低速縞の間隔  $l_s$  は  $Re_0 < 6000$  の範囲で

$$\frac{l_s U_r}{\nu} \cong 100$$

である。

### b. イジェクションとスウィープ

底層の上のバッファー層は乱れエネルギーの生産が最も活発な場所で、それは二つの特徴的な乱流運動、すなわち低速流体の外側への放り上げであるイジェクション (ejection)  $(u'v')_2$  と高速流体の壁方向への急な突っ込みであるスウィープ (sweep)  $(u'v')_4$  との間欠的発生によってなされる。（イジェクションは  $y^+ \approx 12$  より上で、スウィープより壁面近くで卓越する。）壁面近傍領域では、ほぼ流下方向に軸をもち、下流に向かって頭をもち上げた比較的強い渦（縦渦）が多数見つかる。卓越するこれらの渦がイジェクションやスウィープの過程に密接に関連している。最近のコンピューターによる直接シミュレーション (DNS) の結果によって、バッファー域の組織構造は流下方向の小さな縦渦によっていることが明らかにされた（図 21.7）。

壁面に垂直な流下方向の断面内の瞬間的な流速分布  $u(y)$  や壁面と平行な面内の瞬間的な流速分布  $u(z)$  が変曲点型となり強い剪断層が局所的に形成され、その層が不安定化し、渦へと生長すると考えられる。

## バースティングの定義と役割

壁面近傍の乱れの組織構造を特徴づける現象は、“バースティング (bursting)” と呼ばれる。これは最初は縞状の低速流体が壁面近傍から上昇し、振動し破断される状態を指したが、その後さまざまな乱流運動についてこの名称が用いられたために、定義の曖昧さを生じた。アンサンブル平均計測や数値シミュレーションにより、壁面近傍のバッファー層の空間的瞬間像が得られるようになって、“バー

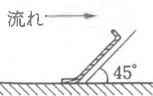


図 21.7 壁面乱流の壁近傍の構造。流れは左から右へ。低圧部（斜線部）の左右にイジェクション（うすい網点）とスウィープ運動（濃い網点）が見られる（原図はカラー）。

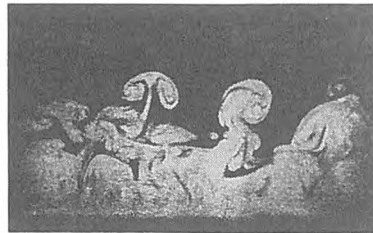
$y^* (=yU_\tau/w)$  で  $100 \times 100 \times 20$  の範囲のコンピューター・シミュレーション (DNS) (笠木, 1992)。



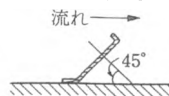
光のシートは下流から 45°



(a)



光のシートを上流から 45°



(b)

図 21.8 光のシートによる組織構造の可視化 (Head and Bandyopadhyay, 1981)

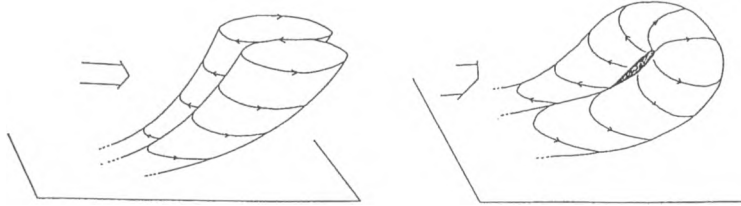


図 21.9 アンサンブル平均によって見出された外層域の三次元構造 (福西・佐藤, 1985)

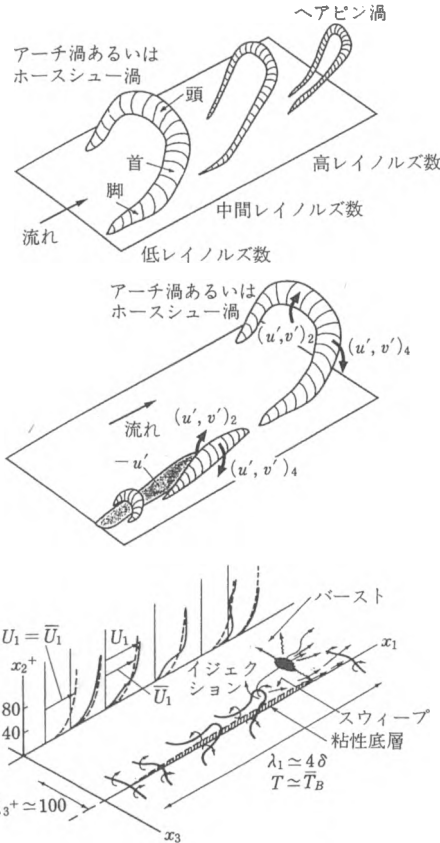


図 21.10 壁面乱流外層域の三次元構造の概念図 (Robinson, 1991; Hinze, 1975)

スティングとは空間的には散在しているが、寿命時間の比較的長い1個もしくは数個のほぼ流下方向の下流側に傾いた渦の通過に伴う壁面からの流体の局所的なイジェクション (あるいは噴出)”を指すというように統一された。

壁面乱流において乱流変動が最も激しいのは粘性底層の外縁部であることはすでに、Laufer (1953) の熱線風速計による実験で明らかにされていたが、この小スケールのバースティングこそレイノルズ応力の発生や乱流活動を維持する正体であった。

バースティングは粘性底層の外縁、バッファ層で起こる壁変数  $\nu/U_\tau$  オーダーのごく小スケールの乱流運動であり、高さも境界層の厚さの1/10程度にすぎない。そして、バースティングは次に述べる境界層外層域の大規模な組織運動とは区別されている。

### c. 外層 (対数-後流域) の組織構造

壁面領域、バッファ領域の外側に、ホースシュー渦、ヘアピン渦、 $\Lambda$ 渦、バナナ渦などと呼ばれるループ型の渦構造が存在する (図 21.9, 21.10)。これらの組織構造が乱れのエネルギー生産になんらかの役割を果たしているのは確かであ

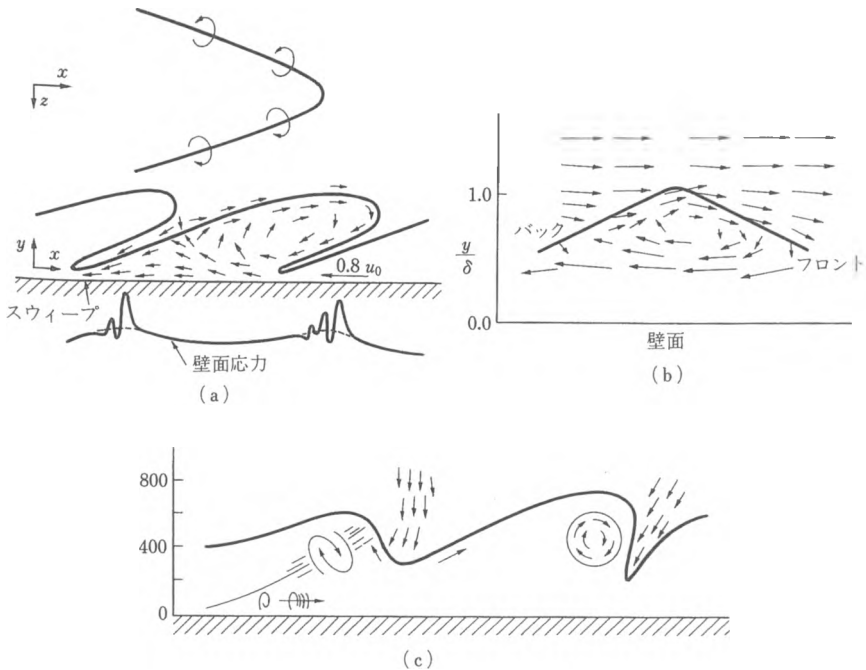


図 21.11 壁面乱流外層域のバルジ構造 ((a) Brown and Thomas, 1977; (b) Blackwelder and Kovaszny, 1972; (c) Praturi and Brodkey, 1978)

るが、それについての議論は終結していない。対数領域の上部域や後流域においては、レイノルズ応力は一つまたは二つの脚をもつアーチ渦の寄与によっており、この渦の“頭部”をなす横断方向の渦（横渦：transverse vortices）の上流側で最も強いイジェクションが起こっている（図 21.10；Robinson, 1991）。

乱流境界層の間欠領域は境界層の厚さ全体に及ぶ（ $\delta$ スケールの）大規模乱流運動による三次元的なバルジ（bulge）構造になっている。このバルジは平均歪方向の緩い回転運動により特徴づけられる。バルジの上流側には外側の高速のポテンシャル流が侵入してクレバスを形成し、ここでポテンシャル流の連行が行われる。乱流境界層の乱れの間欠性はこのバルジおよびクレバス構造によっている（図 21.11(a), (b)）。外側の非回転流体の連行の様子を、二次元断面での観察だけで示すことは無理で、その実態は三次元的である。すなわち、非回転流体の連行は大きなアーチ渦の“首”部に沿って、あるいは横渦の下流側で起こっている（図 21.10）。

#### d. 内層域と外層域の関係

乱流境界層の外域（外層縁あるいは外層域）に見出される上述の横渦は、壁領域の流れ方向の渦に比べて長寿命である。壁面域の縦渦は外層域の横渦より遙かに出現度が高い。このことは、縦渦のすべてがアーチ渦やヘアピン渦の脚に相当するわけではないことを示唆している。壁領域の渦は壁面近傍の高剪断流で急激に引き伸ばされ、強い粘性作用のためエネルギーを消費する。

壁面近傍のペースティング過程は、イジェクションによる質量輸送により直接的に、また壁面からの渦構造の生長により間接的に外層域に伝えられる。しかし、内層域と外層域の組織構造の相互関係の多くは今後の研究課題である。

#### e. 低圧域と高圧域

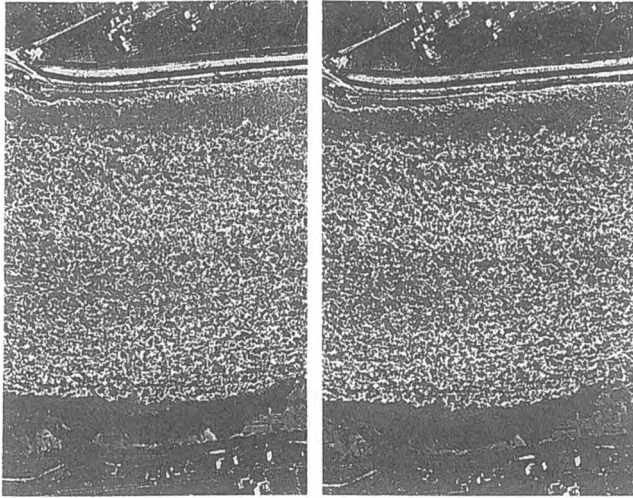
流れの中の低圧部は渦の核に対応しており細長く引き伸ばされている（図 21.7）。高圧部は低速流体部に高速流れが衝突するよどみ部で生じている。

### 21.3 開水路流の縦渦とポイル

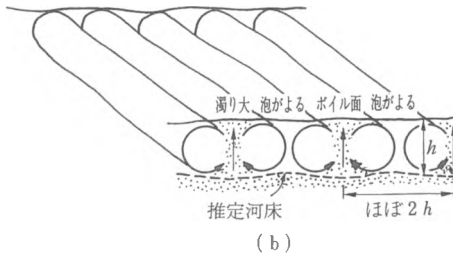
幅の広い開水路流には、上述の乱流境界層に見られる組織構造はもちろん存在するが、それ以外に自由表面をもたない管路の乱流や外側にポテンシャル流れの領域をもつ境界層乱流とは異なる型の大規模構造の乱れが存在する。これらは縦渦とポイルである。

縦渦：洪水時の河川流の航空写真には、河川形状が真直で上流に橋脚などの二次的流れを引き起こす特別な構造物がないにもかかわらず、水深のほぼ2倍の等間隔で流下方向に連なる幾条もの白い泡の列や浮遊物が集まって作る斑点の条（帯）を見ることができる。このような大きな河川の洪水時の河幅と水深の比は略々1000 m 対 10 m のオーダーである。流れに沿って河の上を飛行機で飛びわずかの時間間隔をおいて撮られた二枚一組の航空写真を立体視（ステレオ写真としてみる）し、河の表面流速の差を水面の高低差としてとらえるカメロン効果を利用して調べると、これらの条の泡の集まる所が高速帯に、土砂濃度の濃い所が流れの低速帯になっていることがわかる（図 21.12）。これらのことから河川流には径が水深スケールの互いに逆向きに回転する縦渦が形成されていることを認めることができる。このような縦渦の生成は室内実験でも確認されており、開水路乱流の一つの特徴かと思われる。

ポイル：河の表面を眺めていると、ときおりあたかも大量の水が下から湧き出



(a)



(b)

図 21.12 (a) 河川流における縦渦構造を示すステレオ写真 (木下 (良), 1967), (b) 縦渦構造の概念図

しているかのように、河面の一部分が円形に盛り上がりながら流下して行く様子を見ることができる。これがボイル (boil) と名づけられた現象である。ボイルは、大気中に発生する竜巻きとは異なって、回転は伴わずその中心が盛り上がり周囲へと流れ、水面下に潜り込んでいるように見える。われわれが普通に見るボイルは直径がたかだか数十 cm から 1~2m にすぎないが、アマゾン河のような大河のボイルは観測用の小舟が転覆の危険を感じるほどに強く大きいとのことである。

ボイルがいかなる現象であるのか、乱流境界層のバースティングやアーチ渦と関係しているのではないかと、(上述の縦渦が引き伸ばされた所で上昇流が特に強くなるなど) 縦渦の上昇部である低速帯に関連しているのではないかと、あるいはボイルが特定の箇所から発生するという報告から砂や礫の作る河床波によるのではないかなどさまざまな議論があるが、いまだ確然とした結論はない。しかし、

ボイルに伴って浮遊土砂濃度が増加するという観測結果は、ボイルが土砂濃度の高い河床起源であることを示唆するであろう。

### 21.4 自由剪断流の乱流構造

層流から乱流への不安定化・遷移現象において、変曲点不安定型の流れでは、波動型の攪乱が流下方向に長い距離にわたって持続する傾向があることはすでに述べた。では、このような流れの乱流構造はどうなっているのであろうか。ここでは自由剪断流（噴流，後流，混合層）の代表的な流れとして，流速の異なる平行な流れの間に発達する混合層の場合について主に述べる。

#### a. 混合層流れ

(i) レイノルズ数が小さい間は細かな乱れ構造は見られない（図 21.1(a) 下図）が，レイノルズ数が増加するにつれてスパン方向の二次元的な大きな渦構造の中に細かなスケールの乱れが現れる（図 21.1(a) 上，中図）。しかし，平均流速分布，広がり幅といった平均流の特徴はレイノルズ数には依存しない。このことは流体混合が大きな組織構造に支配され，また大きな組織構造は細かな乱れには影響されないことを意味している。

(ii) このような自由剪断層のスパン方向の前後の渦は流下につれて互いに回転しつつ融合合体 (pairing interaction ; merge, amalgamate) し，渦の大きさと間隔を変化させてより大きな渦へと生長する（図 21.14）（Winant and

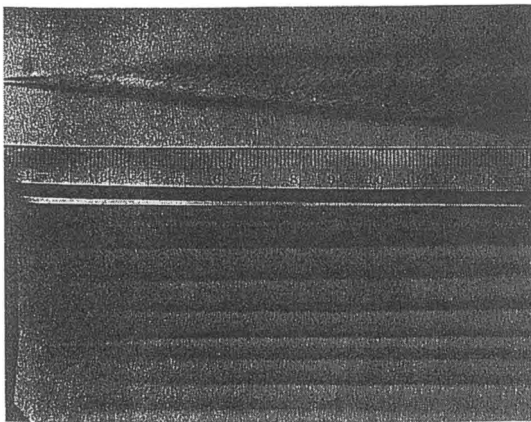
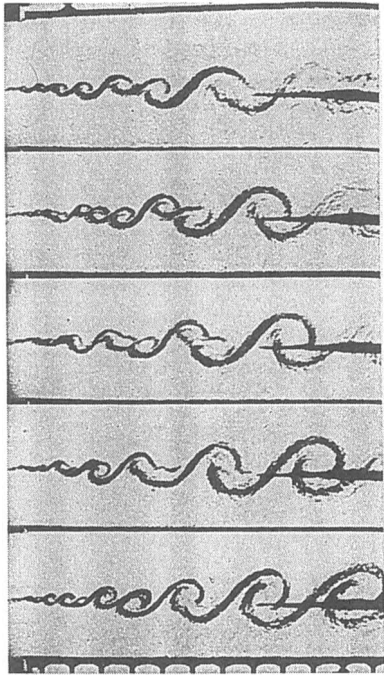


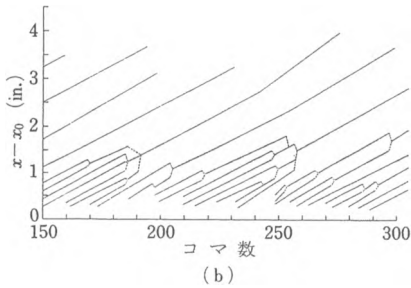
図 21.13 混合層乱流のスパン方向の二次渦構造，タイム露光（2秒）（Roshko, 1976）

Browand, 1974 ; Roshko, 1974, 1976). 融合合体による周辺流体の連行はわずかであり，連行の大部分は後述のリブ構造域において行われる。

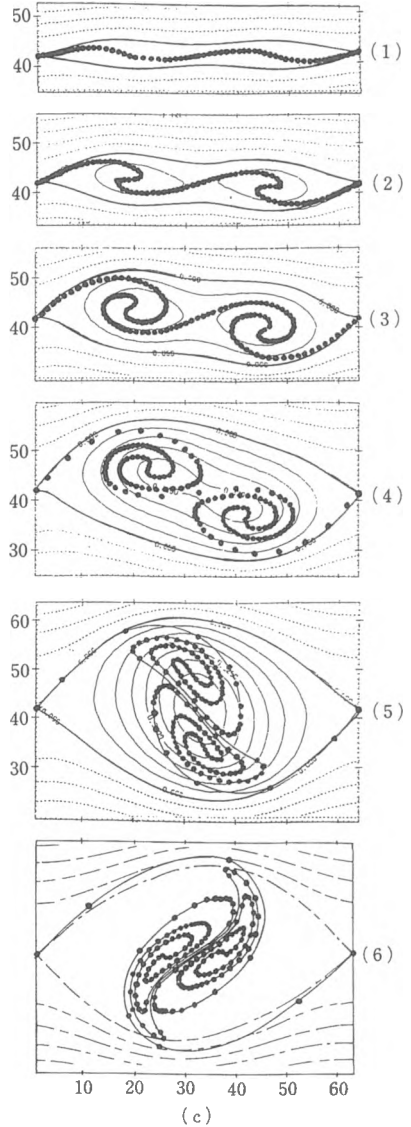
(iii) レイノルズ数が臨界値を超えるとスパン方向の二次不安定の結果，流下方向に縞模様が出現する（Bradshaw, 1966）。これはスパン方向に軸をもつ前後の主渦に格みつくようにある間隔で配



(a)



(b)



(c)

図 21.14 混合層乱流における主渦の融合合体 ((a), (b) Roshko, 1976, 1974;  
(c) Corcos and Sherman, 1984)

列する交互に反対に回転する流下方向の渦によるものである (Jimenez, 1983 ; Hussain, 1983 ; Winant and Browand, 1974). このような乱流構造は“リップ

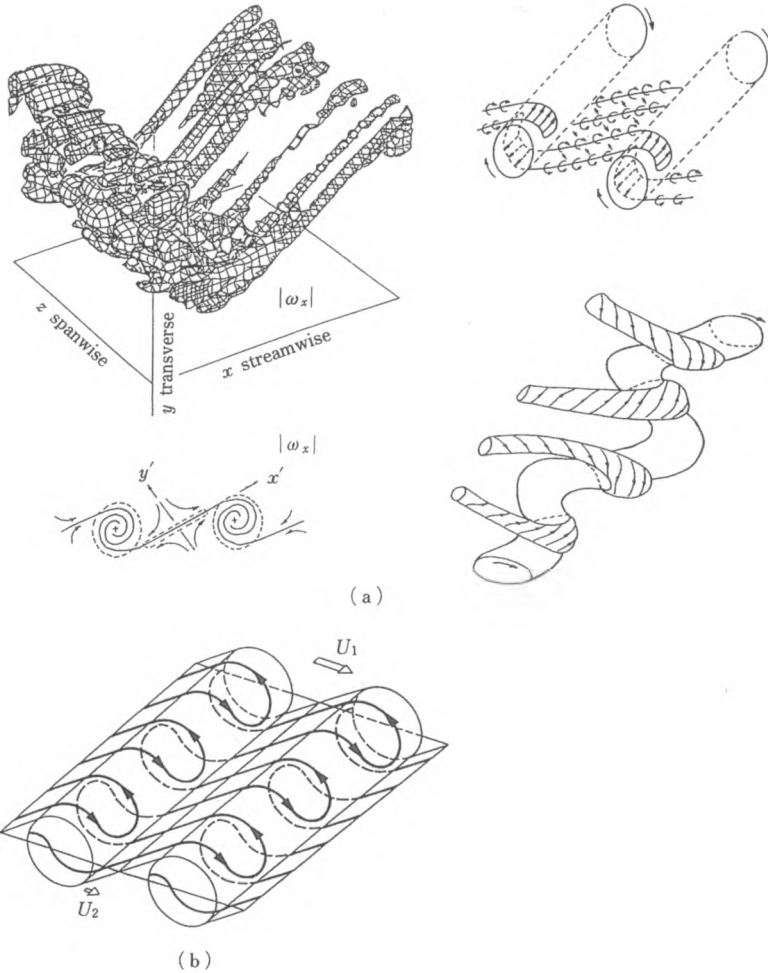


図 21.15 混合層乱流のリブ構造 ((a) Hussain, 1986; (b) Bernal and Roshko, 1986)

(rib—肋骨) 構造”と呼ばれる (図 21.15, 21.16). スパン方向に隣り合う二次渦は先端でつながる一本の渦である. 臨界レイノルズ数は速度比, 初期流速分布, (密度比) に依存する. 主渦の波長によって正規化された二次渦の平均波長 (間隔) はレイノルズ数には無関係である (Hussain, 1986; Bernal and Roshko, 1986) が, 初期境界の与える微小な攪乱に影響される. これは二次渦の安定曲線の増幅波長域が広いという理論結果によって説明しうる.

(iv) このスパン方向の構造のスケールは流下につれて増加する. 二次渦はスパン方向の主渦に依存している. それゆえスパン方向の軸をもつ主渦が生長する

とそれまでの二次渦を支えきれなくなり、新しい二次渦におき換わるようになる。

(v) また、スパン方向の二次構造は周囲の流体の連行に効果的に働いている。剪断流の非構造性の乱れが作られるのは、流れの“鞍部” (図 21.15 (a) の左下図) においてであり、スパン方向の主渦であるロール (roll) の間を結ぶ

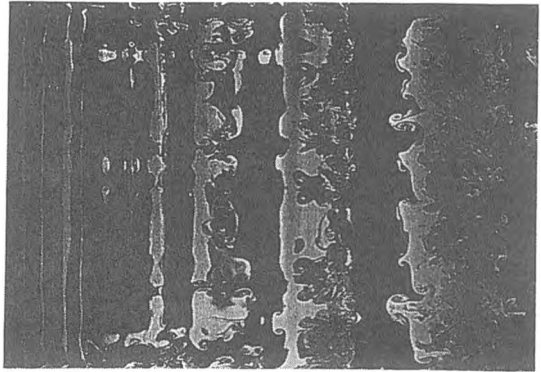


図 21.16 混合層乱流のリブ構造 (Bernal and Roshko, 1986)

“リブ” と呼ばれる縦渦の引き伸ばし効果によって作られる。このリブがスパン方向の主渦を歪ませ、混合と消散が行われる。

ポテンシャル流域の流体の連行は、単なる渦度の拡散によるのではなく、大規模渦によるポテンシャル流の巻き込み (engulfment) によって行われる。この非乱流流体塊は層状に薄くずり変形を受け、粘性の作用による乱流化が行われる (Hussain, 1986)。

(vi) 大規模渦構造の観点から、負の生産 (negative production, 速度勾配と熱や運動量の積が負となり、熱や運動量が速度勾配と逆方向に輸送される現象) の機構を説明しうる。図 21.17 で、楕円形の渦の長軸が平均シアアーの方向と同じ B の場合は、レイノルズ応力が  $-\overline{u'v'} < 0$  となる領域 (図の網点の部分で示す) は  $-\overline{u'v'} > 0$  の部分 (斜線で示す) より大きく、全体としては乱れエネルギーの生産は  $-\overline{u'v'} \partial u / \partial y < 0$  となる。

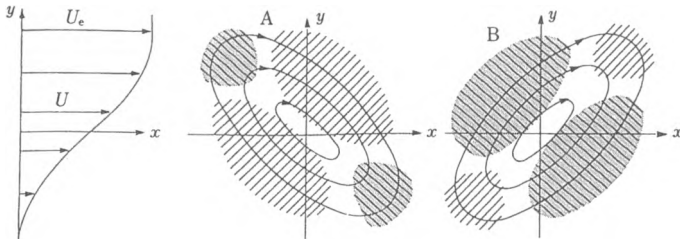


図 21.17 大規模渦による負の生産機構 (Hussain, 1986)

## b. 軸対称噴流

軸対称噴流の場合は、流軸に垂直な断面内に渦輪ないしは波が発達し、それら

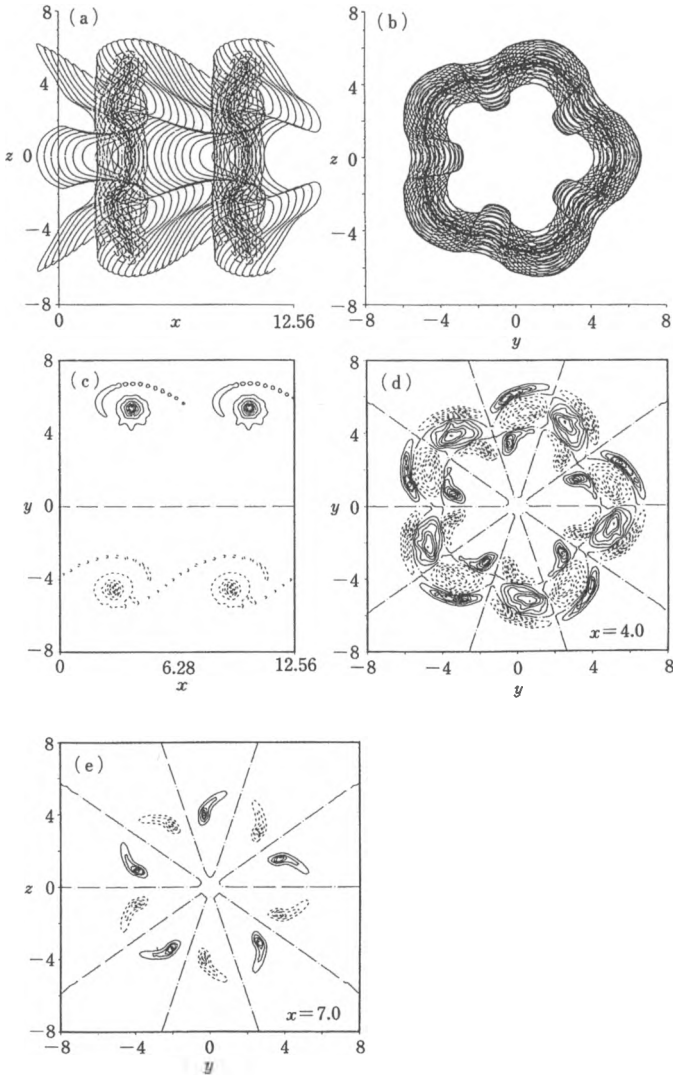


図 21.18 軸対称噴流の組織構造 (コンピュータ・シミュレーション) (Martin and Meiburg, 1991)

(a) 主流方向の渦度分布の側面図, (b) 主流方向から見た渦線, (c) 円周方向の渦度成分のコンター図, (d), (e) 主流方向の渦度のコンター図.

が円周方向に波打ち変形して行く (図 21.18).

軸対称噴流の噴出口付近にある特定の周波数  $f=0.5U_i/d$  ( $U_i$ : 噴流速度,  $d$ : ノズル直径) で刺激する場合に限って噴流中に渦輪が形成され, 噴流における騒音の発生はこのリブの破断や合体によっているという報告もある (Hussain and Zaman, 1985).

## 21.5 乱流の予測と制御

力学モデル: 乱流の予測には乱流の力学モデルを確立することが必要である. 上述の組織構造の知見を踏まえて, 乱流境界層内の流速分布やエネルギー・スペクトルを説明する理論もいくつか提出されある程度の成功をおさめているが, 今後の研究に期されるところが大きい. 最近では直接数値シミュレーションないしは高次の乱流モデルを組み込んだ数値モデルにより, 複雑な乱流場 (たとえば成層流, 混相流, 植生層) の精度の高いコンピューター予測が可能になりつつある.

乱流の制御: 乱れの組織構造を知るとは, 単に流れの物理として興味深いのみならず, “乱流の制御” という点からも重要である. 乱流の制御という場合には乱流発生抑制と場合によっては逆に乱流化の促進の二つの方向がある. これに関する研究はいまだ緒に着いたばかりという段階で, いくつかの試み—たとえば, (i) 乱れの発生初期の T-S (トルミエン-シュリヒティング) 波を検知し, これと逆位相の波を人工的に重ねて, T-S 波を消去する. (ii) 壁面乱流においては組織構造の種の通過を検知し, 少し後方でこれを壁面から吸引して乱れ発生の初期段階でその発達を抑えこむ, (iii) リブレットと呼ばれる流れ方向の細かい溝を壁面に刻む, あるいは貼りつける, (iv) 壁面を弾性のある材料とし, 乱れの発生を抑え抵抗を減らす, (v) 壁面上に高分子のうすい溶液を流して抵抗を減らす, (vi) 壁面のごく近傍に薄い平板を壁面に沿ってスパン方向に配置する, (vii) 乱流の発生を特定周波数音で励起して騒音の発生を制御する, (viii) 壁面の形を平面からわずかに変形させるなど—があるが, 実用化は今後の課題である.

## テイラー—孤高のアマチュア

(Geoffrey Ingram Taylor, 1886—1975)



流体力学の研究者で *J. Fluid Mechanics* を手にしたことの無い人は恐らくいないだろう。また、*J.F.M.* のエディターでもある Batchelor 教授をリーダーとするケンブリッジ大学の DAMTP (Department of Applied Mathematics and Theoretical Physics) を知らない人は少ないだろう。否、最近では DAMTP において学び研究のときを過ごした人も少なくない。この古めかしいレンガ造りの建物に入ると、突き当りの壁に大きな温厚な老人の油画的肖像画が掛かっている。Sir Geoffrey Taylor の肖像画である。弟子達は彼を G.I. と呼んだ。

完全流体の力学、特にポテンシャル流れの力学は 19 世紀末までにはほぼ完成された。(事実、20 世紀に入ってからのポテンシャル理論による際立った理論としては、カルマン渦列の理論と Theodorsen による振動翼の揚力理論があるくらいであろうか。そして、1932 年には完全流体の力学の総大系ともいべきラムの “Hydrodynamics” の最終版 (第 6 版) が刊行されている。) その一方で、現実の流れ特に速い粘性流体の力学は、レイノルズによる限界レイノルズ数やレイノルズ応力の発見があったものの、その後の進歩は遅く足踏みの状態にあった。こうした状態の中で今世紀に入って、流体力学は大きく前進し変貌した。その前半は粘性流体に関する基礎的な問題で、境界層、流れの安定問題と遷移、乱流、高速気体などの研究によって特徴づけられよう。その後半は環境問題とも相まって大気や海洋など地球規模の流れ、人体や生物にかかわる流れなど広い分野への流体力学の波及と拡大である。この 20 世紀の流体力学の建設者として、テイラーの名をブランドととも上げることに異論はないであろう。

個人名がつけられた定理や理論あるいは無次元数によって、その人の学問への貢献度を知ることができるが、テイラーほど多くこの榮譽に輝く人も少ないだろう。ちょっと数えても、(i) テイラー渦 (回転軸円筒間の流れに円筒まわりに沿って発生するドーナツ型の多段渦)、(ii) テイラー数 (テイラー渦の発生限界を与える無次元数)、(iii) プラウドマン-テイラーの定理 (回転流体の流れは鉛直方向に二次元的であり、高さによらない)、(iv) テイラー・カラム (回転流体中の小物体上に生じる柱状の領域)、(v) テイラーの凍結乱流の仮説 (乱れの場はある瞬間の構造のまま凍結的に下流に移流される)、(vi) テイラーの最小渦径 (乱れの最小スケールの定義)、(vii) テイラー型拡散 (固定源からの長時間放出による拡散。こ

れに対し相対拡散ないしはリチャードソン型拡散がある), (viii) テイラー・フェイズ (剪断流における移流拡散) などがあげられる。

研究者には、大きな研究所や組織を動かし、多数の研究者を指導して研究を行うタイプと、ほとんど一人でしかも偉業を成し遂げるタイプがある。ポアとアインシュタインがそれぞれのタイプの好例としてあげられる。流体力学者ではプラントルやカルマンが前のタイプの研究者であり、テイラーは後者のタイプである。数々の新奇な流体実験も Cavendish Laboratory の小さな実験室で (バチューラーによれば, “table-top sized” experiments in “one-room” laboratory), ただ一人のテクニシャン (テイラーとともに年老いた) の助力のみで行われた。

テイラーは物事の本質を見抜く能力と物理的洞察力に優れ、定性的解析的思考に驚くほどの才をもっていた。テイラーの弟子であるバチューラーは、こう語っている。「テイラーと一緒に仕事をすると自分が無能に思えた。たとえば、ある日テイラーとある問題について議論をした後、その日の夜のうちに解析に取りかかり、面白そうなる研究ができそうだと見込みをつけて翌日テイラーに話すと、彼はもうその夜のうちに解決してしまっていた。」

このような偉才の流体力学者を、流体力学の発展期にもつことができたのは、大きな幸であるが、テイラーはもともと数学者や科学者を輩出した家系に生まれた。母方の祖父はブール代数の創始者ブール (George Boole) で、祖母はインド測量隊の総督であり、世界の最高峰にその名を残すイギリス人エベレスト (George Everest) の姪にあたる。彼自身も数学者を目指したそうである。しかし、本人は自分の数学の才能には自信がもてず、幼い頃からの趣味であったヨット遊び、それが嵩じてのヨット造りに関係のある学問ということで、流体力学を選んだとのことである。神はなんと粋な遊びをなさったことか。

彼のヨットの趣味は生涯を通じて変わらないもので、新しいタイプの錨 (イカリ) の発明特許ももっていた。そういえば、1977年ドイツのバーデン・バーデンで開かれた IAHR (国際水理学会) のスタディー・ツアーで、晩年のシュリヒティング教授 (Schlichting, 層流から乱流への遷移における T-S 波 (トルミエン-シュリヒティング波), 大著 “Boundary Layer Theory” で知られる) とバスで一日隣席する機会があり、いろいろとお話を伺うことができたが、その際に T-S 波の計算にはどのくらい時間がかかりましたかとの私の質問に対して、彼はこう語っていた。「その計算には3年ほどを要した。その間テイラーからヨット遊びに来ないかとの誘いを受けたが、計算に興が乗っていたので延ばしてもらった。そうこうしているうちにヨーロッパの (社会・政治の) 空気は急変し (1933年ヒットラー政権獲得)、テイラーの招待にこたえることができなくなった。われわれが実際に相見 (まみ) えたのは、第二次世界大戦後のことであり、自分も50歳を過ぎともに老人となっていた。」

テイラーは、ケンブリッジ大学で数学 (2年間) と物理 (2年間) の教育を受け、その後 Trinity College で原子物理学者 J.J. Thomson の指導を受けた。彼のその後の研究活動のほとんどは Trinity College, Cavendish Laboratory で行われた。彼は内気で控え目で (shy and reserved man), 自らのことを話すことはほとんどなかった。もっとも、晩年には自身の生活や研究についての回顧を喜んで述べた。

彼は自らを応用数学者と考えており、アマチュアないしはナチュラルリストと位置づけていた。

テイラーの結婚は遅く30歳を過ぎてからで、彼らには子供はなかった。テイラーは長生き(89歳)であったが、晩年になっても医者忠告を無視して自ら自動車を運転して空港にかけつけ、国際会議へ出席するほど研究への意欲は盛んであった。

第二次世界大戦後の時期、普通の人ならばもう隠棲生活に入る60歳、70歳台に、テイラーは小さな手作りの("table-top sized")実験装置で数々の新しい珍しい流体現象の発見をし、その力学解析を行っている。この"table-top sized" flow phenomenaの研究はテイラーの研究の本領を示すものと一般には受け取られている。しかし、これは正しくない。彼の若い頃には大規模なプロジェクトとして野外観測や実型試験も行っている。その一つは、1912年の初航海で氷山に衝突して沈没した英国の豪華船タイタニック(Titanic)号の事故原因の究明のために英国政府が組織した調査委員会に参加したときである。彼はわずか230tのScotia号で行われた氷山の挙動調査において海洋上の大気乱流の実測を行っている。

1903年にライト兄弟により発明された飛行機は、10年後の第一次世界大戦にはもう兵器として実戦に登場した。戦後、英国国立航空廠は飛行機の性能向上のために委員会を設けた。テイラーも委員会の一員であったが、パイロットの説明には満足せず、自らライセンスを取り飛行機を操縦し、実機による翼面上の圧力分布の実測を行っている。

彼の遺した研究自体の偉大さはもちろんであるが、それに劣らず「現象の本質を見抜き、大仕掛な実験装置や大した費用を使わずに、それを小さな装置で巧みに実証する」という彼の考え方が同時代の研究者に与えた影響を見逃すことができない。彼の偉業を偲んで、1986年"Fluid Mechanics in the Spirit of G.I. Taylor"と題するIUTAM(国際理論応用力学会)シンポジウムが開催された。

1) Batchelor, G.K. (1976): G.I. Taylor as I knew him, *Advances in Applied Mechanics*, **16**.

2) Batchelor, G.K. (1986): Geoffrey Ingram Taylor, 7 March 1886-27 June 1975, *J. Fluid Mech.*, **173**, 1-14.

3) McNown, J.S. (1991): 流体力学の指導者たちの思い出、ながれ(日本流体力学会誌) **10**(3), 181-196.