

純振動流に発生する乱流のスペクトル構造の時間的・空間的变化

国立循環器病センター研究所 脈管生理部 中野厚史 (Atushi Nakano)

1. 緒言

振動流現象は波や潮流といった海洋工学の分野から、配管系での水撃圧やサージングといった問題、さらには呼吸器系の流れや血管内の流れ等という生理生体工学の分野まで様々な分野で見られる現象である。呼吸器系における振動流現象の一つとして近年高頻度換気法 (High Frequency Ventilation) が barotruma (肺の圧力傷害) を避ける手法として着目されている。HFV は通常の呼吸より 1 桁小さな体積と 1 から 2 桁大きな振動周波数で呼吸を保つものである。HFV のガス交換能の顕著な改善は高い振動周波数で流れに発生する乱流による拡散と関連があるのではないかと考えられている¹⁾。また、人を含む大型動物の大動脈内の血流は心臓からの駆出による周期的な非定常流であり、安静時でも乱流となることが知られている²⁾。血流が乱流へと遷移すると流れ場の物理的性質が大きく変化し、血管壁に対する応力の増加、血液内とりわけ血球に対する応力の増大、血液中の様々な物質の輸送や混合が発生するため、溶血・血栓・粥状動脈硬化等との関連が考えられている。

このような非定常流の乱れについては、Sergeev³⁾ の実験以来様々な観点からの報告が行なわれている。Hino⁴⁾、近江⁵⁾ の研究によってその安定限界や特徴が次第に明らかに

されてきた。しかしながら乱流遷移のメカニズムに関しては明確でない点が数多く残されている。平板脈動境界層の乱流遷移に関しては小橋ら⁶⁾によって非定常性が層流境界層内の微小攪乱の増幅を促進し、乱流塊が減速期において発生するとの報告がある。

そこで我々は、大動脈内における乱流の発生する様子を明らかにするため、非定常性の乱流遷移に対する影響を調べるためのモデル実験として直円管内に空気振動流を発生させ、そこで計測される軸方向速度変動の高次モーメントの統計的性質の変化から乱流遷移の様子の記述を行なってきた⁷⁾。さらに本研究においては乱流の性質を捉える上での必須の統計量の一つであるパワースペクトルの遷移時における時間的・空間的变化の報告を行なう。

2. 実験方法と解析方法

本実験で用いた実験系をFig. 1に示す。流路は、内径30φ、全長8mの亚克力製である。流路の一端はベルマウス、ピストンを通じてサーボモータで駆動される振動流発生装置に接続され、他端はベルマウスを通じて大気中に開放される。作動流体は空気で計測は熱線流速計を用い、流路の中央部断面内において半径方向16ヶ所での軸方向速度を計測した。この流速信号はフィルターを通し、駆動系に取付けられたトリガー信号と共にMasscomp MC5450で20KHzでA/D変換される。A/D変換された流速信号はトリガーをもとに切りだし、位相を揃え、各周期毎に現われる乱流の性質を統計的手法を用いて解析を行なった。(Fig. 1)

本報告における流動条件は、管断面平均速度の振幅を代表流速とし、代表長さとして管直径を用いるレイノルズ数を $R_s = 17000$ 、ストークスパラメータ $\alpha = a\sqrt{\omega/\nu} = 7.4$ と設定した。尚、このときストークス層厚さを代表長さとするレイノルズ数は $R_s = 1600$ となる。この条件は日野らは conditional turbulence と呼んでいる再層流化を伴い乱れへの遷移が明確に現われる流動条件である。

得られる乱流波形及び高次モーメントの算出の方法は Fig. 2, 3 に示す。実際の流速波形は Fig. 2 の生波形が 1800 周期以上連続しているものである。

乱流の性質の重要な解析手段としてスペクトル解析があるが、本実験のように乱流が発生・発達・減衰・消滅といった周期を繰り返す場合には当然含まれる渦構造も時々刻々変化する。瞬時のパワースペクトルは定義できないため、ここでは周期内の微小区間を大きさ 1024 点 Hanning で切りだし、各 window 内では定常であると仮定し、この window $W(t)$ を動かすことによって得た。

$$p(f, t) = E \left[\left| \int_{t-\frac{1}{2}}^{t+\frac{1}{2}} u'(\tau) W(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau \right|^2 \right]$$

このスペクトルを特長付けるため、DC成分からインテグラルスケール、分散マイクロスケールを算出した。cosine窓内での平均流速を $U^*(t)$ とし次式から得た。

$$L(t) = U^*(t) \cdot (p(0, t)/2)$$

$$\lambda(t) = U^*(t) / \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} f^2 p(f, t) df}$$

3. 結果および考察

Fig. 4に、計測を行なった16ヶ所中、特長的な傾向を示す4ヶ所、管中央($\eta=0/15$)・断面中央($\eta=8/15$)・ストークス層外縁($\eta=12.5/15$)・壁面近傍($\eta=14.5/15$)における半周期分の結果を示す。アンサンブル平均流速波形上では、管中央側で流速の減少、管壁側では過剰が見られ乱流への遷移を示している。ここで見られる遷移の位相は管壁側が先に現われる。乱流強度のピークを持つ位相はアンサンブル平均における変化の中ほどと一致する。またストークス層外縁ではアンサンブル平均から考えられる遷移位相よりも前に乱流強度が大きくなる位相のあることを示している。また乱流に遷移後の位相では管壁近傍を除き主流速度は大きく減少しているにもかかわらず、乱流強度はほぼ一定値をしめす。さらに、周期最後の位相の乱流強度と(次の)周期最初の乱流強度の値は、その間に主流速度が0になる位相をはさんでいるが連続しているよう見える。

skewness, *kurtosis*は乱流強度の立ち上がる直前の位相で特異的な振る舞いを示す。*skewness*は変動速度の3乗に依存し、乱流エネルギー束の移動を特長付けるものと考えられる。*kurtosis*が3より大きいときには、特定な速度変動が生じる確率が高く確率分布が尖り、乱れの発生位相の周期毎の間欠性を表す。振動流のように周期的に乱流の発生、消滅を繰り返すような現象では、これらのピークは遷移の前兆を示唆している。さらにストークス層外縁部では、乱流強度の立ち上がりより前の位相で、*kurtosis*が大きな値を示す位相が

存在し、この現象は乱れの発生と関連があるものと思われ、このことはスペクトル解析によってより明確なものとなる。

Fig. 5にFig. 4図中点線で示したのA, B, C, Dの位相におけるパワースペクトルの断面内分布である。なおA-B間は150ms、B-C, C-D間は100msである。

位相Aは主流速度が、ピークとなる手前、管壁での遷移直前の位相である。この図では隠れてみえないが、管壁でのスペクトル分布は非常に狭く高周波成分は見られず、狭いスペクトル（層流型スペクトル）を示している。それに対しストークス層外縁部ではすでにその帯域に広がりが見られ、乱流強度でのこの位相のもち上がりを裏付けている。ただし、他の半径方向位置での遷移に比べ、Kurtiosisの変化が特異であるため、周期毎に発生位相が異なっていることが想像できる。またより管中央側では200Hz前後に多少盛り上がりを見せ、乱流強度・高次モーメントでの観察を裏付ける。なおこれ以前の層流域と考えられてきた位相では高周波成分は管中央よりにわずかに残っており、管壁近傍では粘性の影響により高周波成分は全く見られない。この位相よりさらに150ms前の位相ではストークス層外縁部で、低周波成分の増大が観察されこのエネルギーがAの位相におけるスペクトルの広がりをもたらすものと考えられる。

位相Bは主流がピーク流速を迎えた直後の位相である。A-B管の変化は管壁において特徴的に変化する。管壁は乱流への遷移を終了し、広く滑らかなスペクトルの形状（乱流型スペクトル）となる。この位相で興味深いのは、ストークス層外

縁においてはスペクトルのパワーが減少していることである。これは位相 A でこの位置がもっていたエネルギーによって管壁での不安定性を励起したものと思われる。ストークス層より管中央側の領域では位相 A に比べ高周波数側が減少している、つまり流れが安定化したことを示しているのではなからうか？管中央側ではやはり 200 Hz 辺りに極大値が存在する。

位相 C は管中央における遷移直前の位相で、B-C 間ではストークス層より管中央側において劇的に変化する。これらの領域では、乱流強度はまだ立ち上がる直前の位相であるにもかかわらず、かなり広い帯域を有するスペクトルを持つようになる。その度乱流強度はピークを取りその後比較的一定な値を示す位相 D となる。この間のスペクトルの挙動は位相 C で型作った乱流型の構造を保ったまま、つまり全体域で持ち上げるといった形で遷移をすすめる。この位相では断面全体が乱流状態で、パワースペクトルの傾きは $-5/3$ に近づき、さらに高周波側では -7 となっている。なお管壁ではすでに粘性のため高周波側の減衰が顕著にみられる。

しかしながら、これまでのスペクトルの観察はあくまで周波数ベースであるため実際の渦構造とは異なっている可能性がある。そこで今回は先に述べたとおり、スペクトルの特徴量に対して window 内での平均流速を用いインテグラルスケール、マイクロスケールを求めた。(Fig. 4) インテグラルスケールはまずストークス層外縁部で加速期の極初期から発達する。しかしながら、インテグラルスケールの全位相を通じてのピークはより中央側の領域 ($\eta = 10/15$) において現われる。

マイクロスケールは、ストークス層外縁近傍では急激な増加を、中央側の領域ではなだらかな増加を見せる。

こうした観察から、ストークス層の局所的な剪断応力により渦が生成され、管中央側へと伝播されながら崩壊していくものと考えられる。さらに、各半径方向位置での局所流速で渦が引き伸ばされるためインテグラルスケールが中央側の領域において大きくなると考えられる。

$\eta = 8/15$ の乱流遷移の位相を観察するとインテグラルスケールの減少に伴ってマイクロスケールが一次的にピークを持ちその後、両スケール共一定値を取り乱流への遷移が完了したことを示している。乱流への遷移の開始であるインテグラルスケールの崩壊は主流速度の減少に伴い渦の保持ができなくなるために生じるものと考えられる。

乱流への遷移後は、半径方向位置、時間にかかわらず、インテグラルスケールはほぼ管半径の大きさ、マイクロスケールは管直径の約 $1/10$ の値、また高次モーメントも一定値を示し、遷移後の乱流の状態が一様等方乱流に準じた状態であることを示している。

参考文献

- 1) Kamm, R. D. 他 2 名, CRC CR Biomed. Eng., 9-4(1984), 347.
- 2) Yamaguchi, T. 他 4 名, T. ASME, J. Biomech. Eng., 105 (1983), 177.
- 3) Sergeev, S. I., Fluid Dyn., 1 (1966), 121.
- 4) Hino, M. 他 4 名, J. Fluid Mech., 131(1983), 363.
- 5) 近江・井口, 機論, 48(1982), 981.
- 6) 小橋・恩地, 航空宇宙技術研究所報告, TR-65, (1964), 1.
- 7) 中野 他 4 名, 機論, 57-542(1991), 3395.

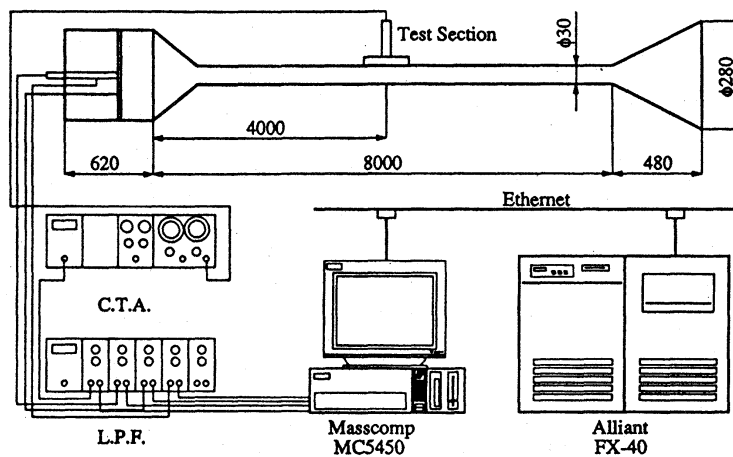


Fig.1 実験装置及び解析系

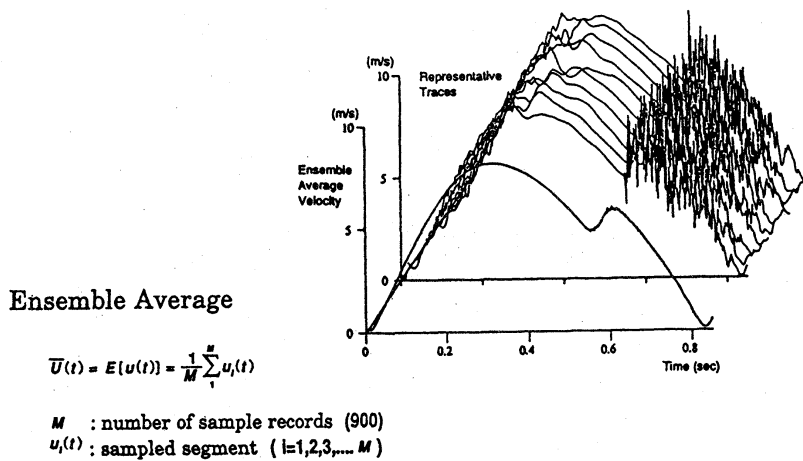


Fig.2 乱流波形とアンサンブル平均

Turbulence Component

$$u'_i(t) = u_i(t) - \bar{U}(t)$$

n-th order momentum function of $u_i(t)$

$$m_n(t) = E[(u_i(t))^n]$$

$$n = 1,2,3,\dots$$

Turbulence Intensity

$$I(t) = \sqrt{m_2(t)}$$

Skewness

$$S(t) = m_3(t) / (m_2(t))^{3/2}$$

Kurtosis

$$K(t) = m_4(t) / (m_2(t))^2$$

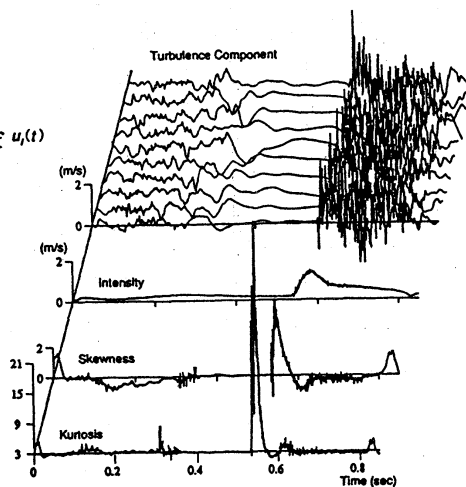


Fig.3 乱流成分と高次モーメント

Statistical & Spectral Parameters

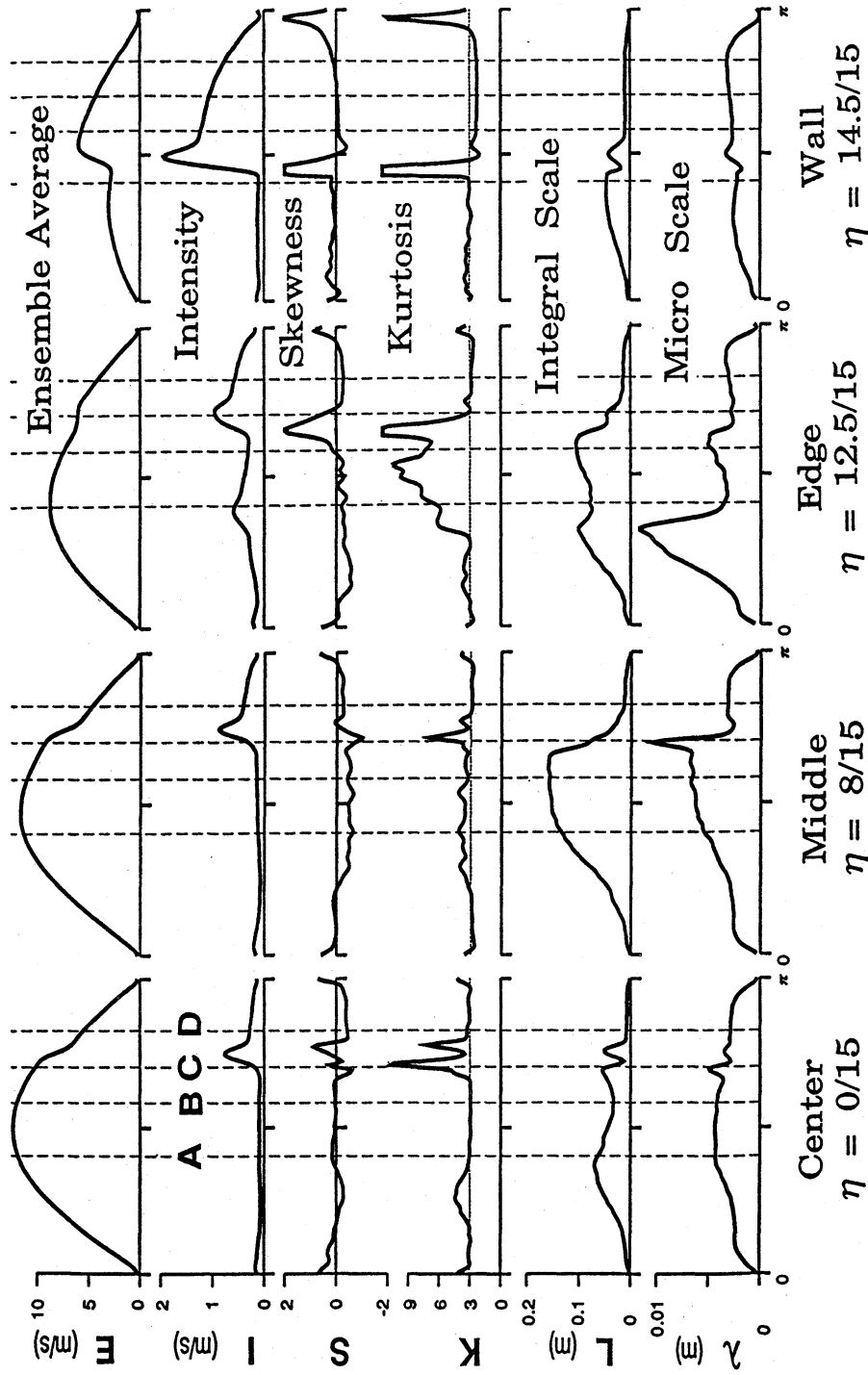


Fig.4 管断面方向4ヶ所における高次モーメント関数と
インテグラルスケール、マイクロスケールの位相による変化
 $R_s = 17000, R_s = 1600, \alpha = 7.4$

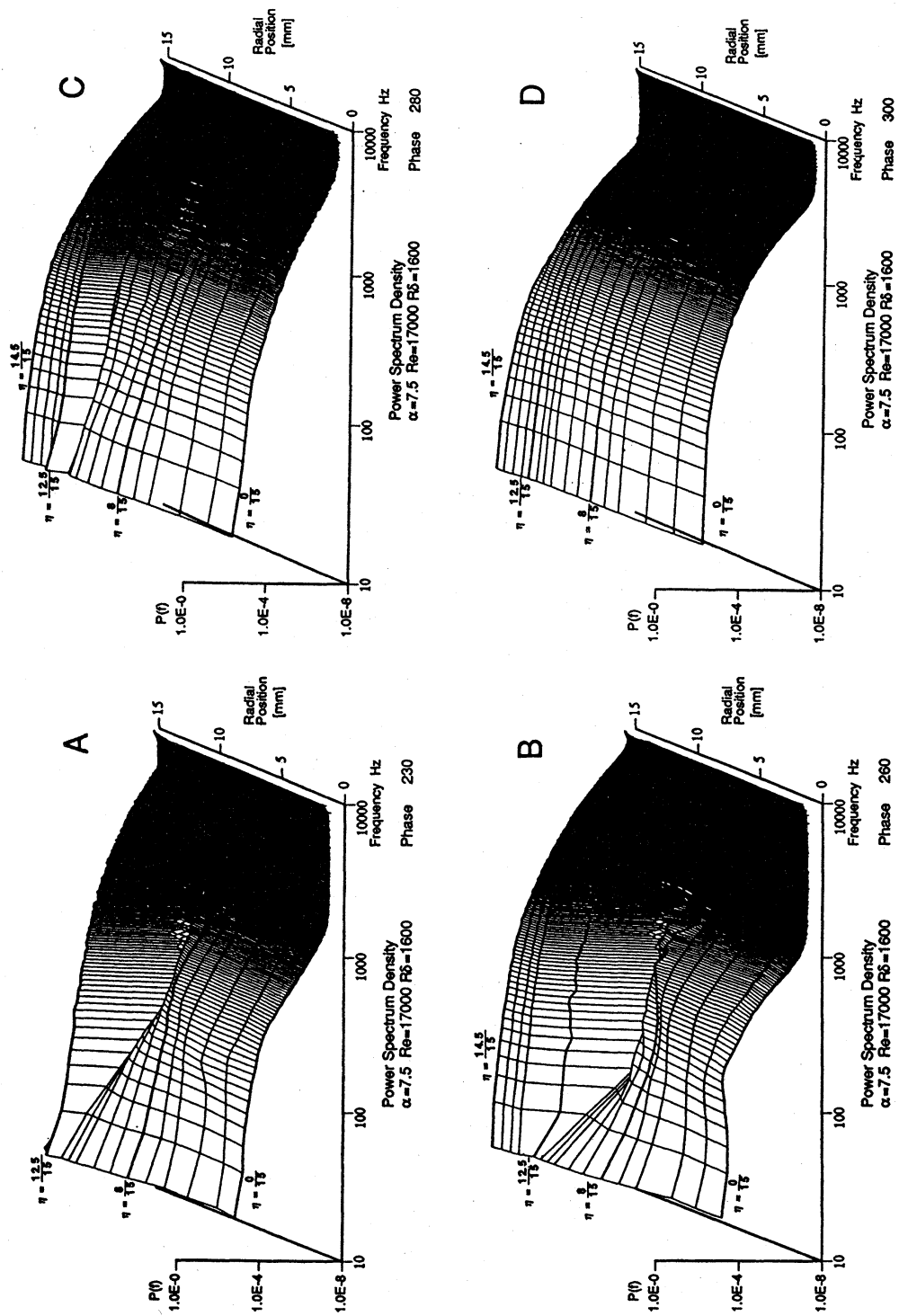


Fig.5 乱流遷移時におけるパワースペクトルの管断面内での変化
 図中A,B,C,DのはFig.4に示した点線の位相である。