

高速増殖炉の炉心出口部における温度ゆらぎ現象の統計的性質

Statistical Characteristics of Temperature Fluctuations in Core-outlet of FBR

(財) 電力中央研究所 正員 守屋祥一 S. Moriya

(財) 電力中央研究所 正員 牛島 省 S. Ushijima

(株) 東芝 大島 巖 I. Ohshima

1. はじめに

高速増殖炉の炉心出口でのナトリウム冷却材は、炉心構成要素の発熱量の相違により、空間的に不均一な温度分布を有して噴出されている。特に、燃料集合体と制御棒集合体からの噴出流体の温度差は、150℃以上に達すると予想されている¹⁾。図-1に示すように、構造材がこのような流体と長時間接触していると、熱疲労により構造材の強度が低下する恐れがある。流体の温度変動が構造材に熱疲労を発生させる一連の事象を原子炉工学の分野では「サーマルストライピング現象」と呼び、高速増殖炉の熱的健全性を評価する上で重要な検討課題として挙げられている。サーマルストライピングによる構造材の熱疲労健全性を定量的に評価するためには、構造材表面での温度変動特性を明らかにする必要がある。そのためには、まず炉心出口上部における流動特性および温度変動特性を明確にしておくことが重要となる。

本論文は、炉心出口上部で低・高温流体が混合する時に生じる温度変動現象の基本特性を解明することを目的としたものである。そのため、燃料集合体と制御棒集合体からの噴流を温度差を有した同軸2重管噴流で模擬し、この噴流内の流速および温度の変動特性について実験的に検討した結果を述べる。さらに、構造材の熱疲労を推定する上で重要な特性量である温度波形の波高および周期に関する統計的性質について検討する。

2. 実験概要および実験条件

実験は、流速測定が比較的簡単な空気を試験流体として実施した。実験装置の概略を図-2に示す。試験流体は2台のプロワーから、ヒータ、流速計を経て、2つのバッファタンクに導かれる。これらのタンク内で十分混合された後、試験ノズル内管側から高温の空気、外管側から低温の空気が試験タンク内に噴出される。試験タンク下部には、噴流の周囲流体温度を2重管噴流の温度および流量から算出される完全混合温度に保つためのマイクロヒータが設定されている。試験ノズルの内管および外管の内径はそれぞれ19mm、および39.4mmであり、内管の先端部には流れの死領域が生じないようにテーパが設けられている。また、内・外管ノズルは長さ550mm、および700mmのステンレス製直管とし、ノズル出口での流速分布が十分発達した境界層分布になるようにした。

流速はArイオンLDVを用いて2方向流速成分の計測を行った。LDV用散乱粒子として試験ダスト11種(関東ローム、平均粒径約1μm)を流動層方式の粉体発生装置を用いて噴流内に混入させている。一方、温度はコールドワイヤ(ワイヤ径1μm、時定数:0.5ms)を用い

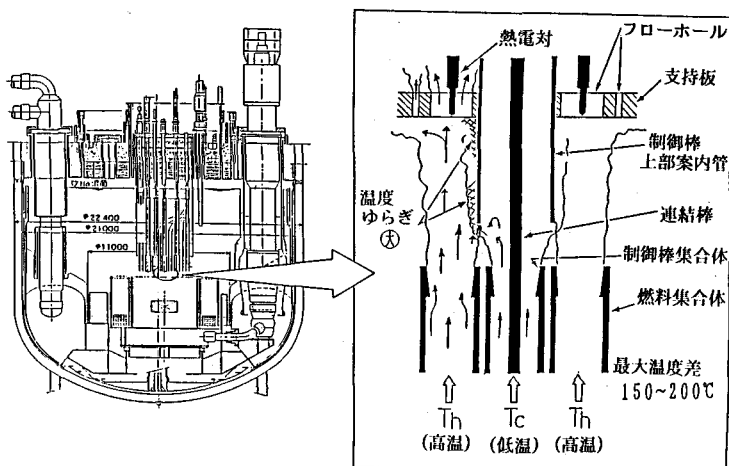


図-1 炉心出口付近の流動状況

て計測した。これらから得られたアナログ信号はデジタルデータレコーダにより磁気テープに収録される。サンプリング時間およびサンプリング周波数は、データの平均値、標準偏差およびパワースペクトル等の算出に影響しないことを確認した上で、それぞれ15秒および2 kHzとした。

実験は2重管ノズルの内・外管断面平均流速を一致させ、また2重管噴流の温度差に起因する浮力効果が無視できる程度に小さなりチャードソン数 Ri 領域で、主としてレイノルズ数 Re をパラメータとして実施した。実験条件を表-1に示す。ここで U_1 、 U_2 ：内・外管ノズルでの断面平均流速、 $U_{1,max}$ 、 $U_{2,max}$ ：内・外管ノズルでの最大流速、 $\Theta_{1,max}$ 、 $\Theta_{2,min}$ ：内・外管ノズルでの最大および最低温度、 $\Delta\Theta_{max}=\Theta_{1,max}-\Theta_{2,min}$ 、 $Re=U_1\cdot D_1/\nu_1$ 、 $Ri=\beta\cdot\Delta\Theta_{max}\cdot g\cdot D_1/U_1^2$ 、 D_1 ：内管の内径 (19mm)、 ν_1 ：温度 $\Theta_{1,max}$ での動粘性係数、 β ：温度 $\Theta_{1,max}$ での体積膨張率、 g ：重力加速度である。

3. 実験結果と考察

3.1 ノズル出口での流速および温度分布

ノズル出口 ($x=0.2\text{cm}$) での平均流速 U^* ($=U/U_{1,max}$) 平均温度 Θ^* ($=(\Theta-\Theta_{2,min})/\Delta\Theta_{max}$) を図-3 (a)、(b)に示す。横軸 r^* は内管半径 R_1 ($=0.95\text{cm}$) で無次元化した径方向座標であり、内・外管ノズル壁はそれぞれ $r^*=1.00\sim 1.05$ 、および $2.07\sim 2.25$ に対応している。流速分布中の一点鎖線および波線はそれぞれ直管内の層流流速分布 (ポアズイユ流れ) および乱流流速分布 (ブラジウスの1/7乗則) を示している。 Re 数が最小のRun A1は完全には乱流状態とはみせず、層流および乱流流速分布の中間に位置している。また、他のケースではほぼブラジウス分布で近似可能であることがわかる。一方、温度分布の方は出口流速の増加とともに、徐々に急峻になる傾向が認められる。これは、試験ノズル内での径方向の熱輸送量の差異に起因するものである。噴流内の温度特性を検討する上ではノズル出口での温度分布は同一であることが望ましいが、試験ノズルを取替えない限り温度分布形を変化させることはできない。そこでノズル出口での温度分布の影響について $k-\epsilon$ 乱流モデルを用いた数値解析より検討したところ、Run A1の流速条件に対し温度分布が緩やかな場合 (実験値) には、急峻な場合よりも、最大温度変動量は5%程小さくなることがわかった。この程度の誤差は、現象を評価する上で十分許容される範囲と考えられる。

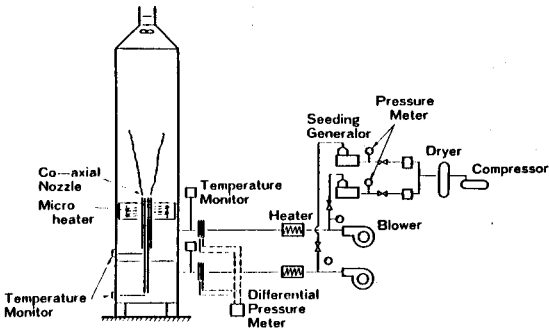


図-2 実験装置

表-1 実験条件

Run	U_1 m/s	U_2 m/s	$U_{1,max}$ m/s	$U_{2,max}$ m/s	$\Theta_{1,max}$ ℃	$\Theta_{2,min}$ ℃	Re (-)	Ri (-)
A1	2.51	2.51	3.02	3.07	65.7	44.1	$\times 10^4$ 0.25	2.0×10^{-3}
A2	3.67	3.67	4.38	4.11	67.6	44.9	0.36	1.0×10^{-3}
A3	5.62	5.62	6.53	6.17	67.9	42.4	0.55	5.2×10^{-4}
A4	11.2	11.2	13.65	12.69	70.4	42.3	1.1	1.4×10^{-4}
A5	29.3	29.3	33.00	31.22	76.7	63.3	2.7	8.0×10^{-6}

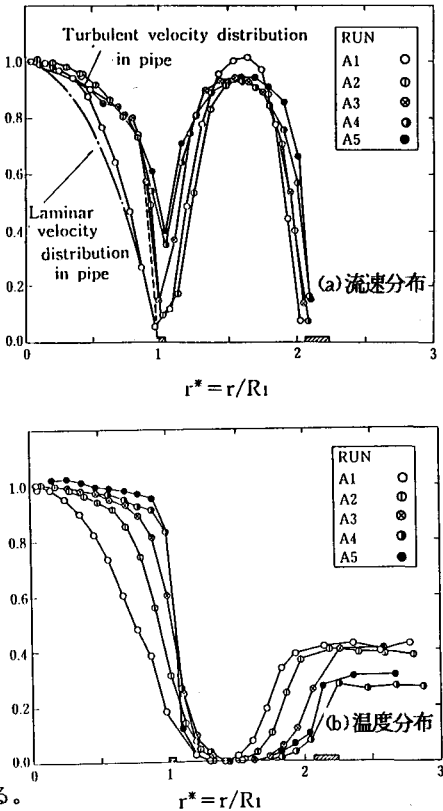


図-3 ノズル出口での (a) 流速分布 (b) 温度分布

3.2 噴流内の温度分布

噴流中心に沿った平均温度 Θ^* および温度変動の無次元rms値 $\theta^*_{rms} (= \theta_{rms} / \Delta \Theta_{max})$ の変化特性を図-4(a)、(b)に示す。横軸 x^* は内管ノズル直径 D_1 ($=19\text{mm}$) で規格化した無次元軸方向距離である。ノズル出口で非乱流状態にある Run A1 の場合、 Θ^* の低減開始位置や θ^*_{rms} のピーク発生位置は他のケースよりもノズルに近い場所に生じ、また θ^*_{rms} のピーク値は他のケースよりも著しく大きな値となる。これは噴出流が層流から乱流状態に遷移することによるものと考えられる。一方、Run A2～A5 の場合には、 Θ^* の低減開始位置は Re 数の増加とともにノズル上方に移動し、それと同時に θ^*_{rms} のピーク値もノズルから離れる傾向が認められる。また、 θ^*_{rms} のピーク値は0.14から0.16へとわずかであるが増加している。

図-5(a)、(b)は、Re 数が最小および最大である Run A1、A5 における θ^*_{rms} のコンタを示している。両者の特性の相違を明確にするため、横軸のスケールは縦軸の10倍に拡大して表示した。Re 数の小さな Run A1 では、内管直径の約5倍の場所に比較的大きなピークが発生している。一方、Run A5 における θ^*_{rms} のピークは内管直径の約10倍付近に生じ、また比較的 θ^*_{rms} が大きい領域は軸方向に分布している。図には示していないが、Run A3、A4 の θ^*_{rms} コンタは Run A5 のものと同じ特性を示しており、また Run A2 のものは Run A1 と Run A5 の中間的な性質を有している。

以上の結果より、 θ^*_{rms} の値や分布形状は噴流が乱流状態であるか、または非乱流状態であるかによって大きく異なること、しかしながら十分に乱流状態であれば顕著な差異は認められないことがわかる。

3.3 温度時系列データの歪度・尖鋭度

Run A3 の噴流中心軸上における温度時系列を図-6に示す。図の縦軸は、温度変動量 θ をその点の θ_{rms} で規格化した無次元変動量を示している。ノズル出口近傍の $X^*=1.12$ での温度変動はほぼランダムな変動特性を示しているが、 $X^*=5.3$ ではその場の平均温度より低温でかつスパイク状の変動（低スパイク）が認められる。 $X^*=10.5$ では逆に高温スパイク状の変動が生じている。このようなスパイク的温度変動は低・高温流体塊の間欠的な混合を表わすものである。これらの特性は、温度時系列データの確率密度分布形状の指標となる歪度および尖鋭度により定量的に評価できる。歪度 θ_{ske} および尖鋭度 θ_{kur} は次式によって定義される。

$$\theta_{ske} = \frac{1}{\theta^3_{rms}} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \theta_i^3,$$

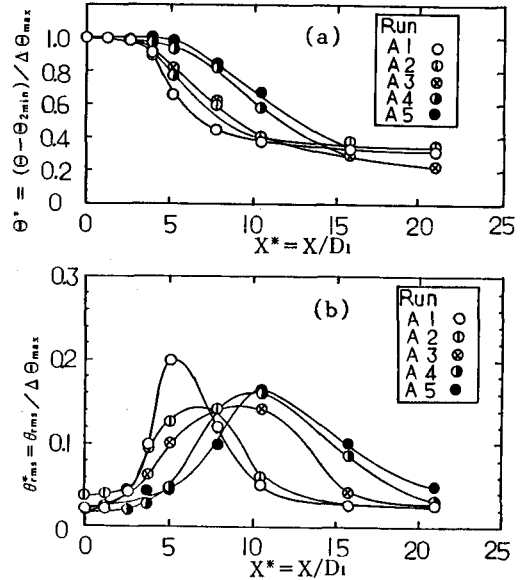


図-4 噴流中心に沿った(a) Θ^* (b) θ^*_{rms} の変化特性

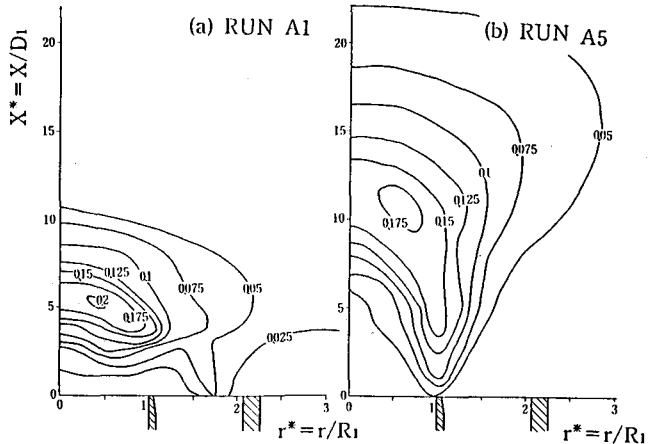


図-5 θ^*_{rms} コンタ

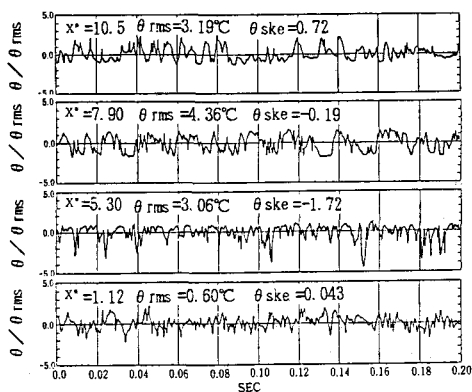


図-6 中心軸上の温度時系列 (Run A3)

$$\theta_{kur} = \frac{1}{\theta^4_{rms}} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \theta_i^4$$

データの確率密度関数がGauss分布に従う場合には、 $\theta_{ske} = 0$ 、 $\theta_{kur} = 3$ となる。また、 θ_{ske} は低温スパイク変動を示すデータに対しては負の値、逆に高温スパイク変動に対しては正の値を示す。

図-7はRun A3における温度時系列データの尖鋭度 θ_{kur} と歪度 θ_{ske} との関係を示したものである。両者は極めて強い相関関係にあり、 θ_{ske} の値によって θ_{kur} の値が一意的に決定されることがわかる。また、 θ_{ske} がゼロのときは θ_{kur} は2~3の値を示すことにより、この点での時

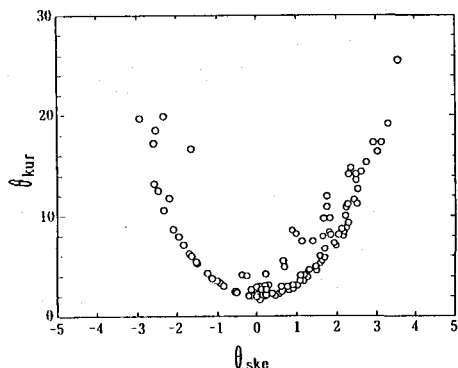


図-7 θ_{kur} と θ_{ske} の関係 (Run A3)

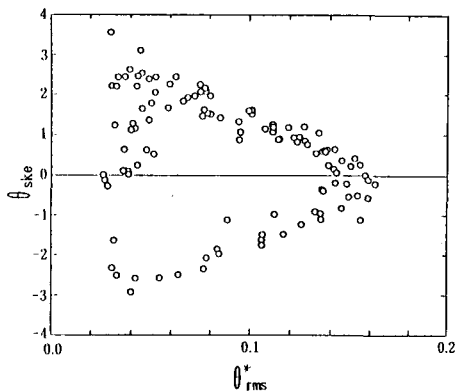


図-8 θ^*_{rms} と θ_{ske} の関係 (Run A3)

系列データの確率密度関数はGauss分布に従うことがわかる。図-8にRun A3における θ^*_{rms} と θ_{ske} との関係を示す。 θ^*_{rms} が最大および最小になるところでは、 θ_{ske} の値はほぼゼロとなり、また θ_{ske} の絶対値が大きいデータの θ^*_{rms} の値は比較的小さいことがわかる。図-9にRun A3における歪度コンタを示す。中心軸に沿った θ_{ske} の値は、ノズル近傍ではほぼゼロであるが、ノズルより離れるに従い徐々に減少し $x^* = 3$ 付近で負のピーク値 $\theta_{ske} \approx -2$ に達している。さらにノズルから離れると θ_{ske} は徐々に増加傾向を示し、 $x^* = 13$ で正のピーク値を示す。その後は緩やかに減少する傾向が認められる。一方、外管上方領域では θ_{ske} は正の値を示しており、高温流体が低温噴流内に連行されていることがわかる。また、図には示していないが、各径方向断面における θ^*_{rms} のピーク値は、内管ノズル隔壁から中心に向かう $\theta_{ske} = 0$ のライン上に生じている。

3.4 温度波形特性量の統計的性質

ここでは、温度時系列データを海岸工学の分野で一般に用いられているゼロアップクロス法により波形に分割し、それらの波形の波高および周期の統計的性質について述べる。

図-10(a)、(b)および図-11(a)、(b)にRun A3の $x^* = 3.9$ における温度波形の波高 H と周期 τ の確率密度分布を示す。これらの図のうち(a)は θ_{ske} が負のピーク値をもつ $r^* = 0.0$ のものであり、また(b)は θ_{ske} がほぼゼロの位置 $r^* = 0.8$ のものである。また、図中の実線は次式で示されるレーリー分布である。

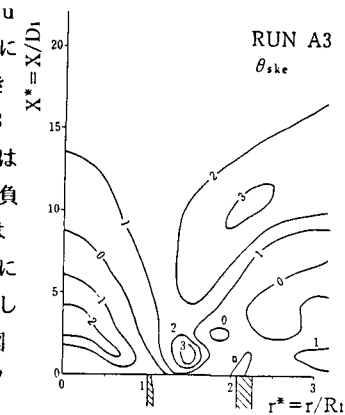


図-9 θ_{ske} コンタ (Run A3)

$$P(x) = \frac{\pi}{2} x \exp\left(-\frac{\pi}{4} x^2\right), \quad x = H/\bar{H}, \quad \tau/\bar{\tau}$$

ここで、「 $\bar{\quad}$ 」はそれぞれの特性量の平均値を示している。

図-10(a)、(b)の比較により、波高の確率密度分布に及ぼす θ_{ske} の影響がわかる。両者の最も大きな相違点は、大きな波高の存在確率にある。すなわち、 θ_{ske} の絶対値が大きい(a)の方では、 $\bar{H}$ の4倍以上の波高が存在しているが、 θ_{ske} がほぼゼロの(b)の方では $\bar{H}$ の約2倍以上の波高は存在していない。 θ_{ske} に対する影響は、現象的にみるとスパイク的な温度波形の影響と換言することができる。一方、周期に関する確率密度分布の方は図-11(a)、(b)に示したように、 θ_{ske} の値にはほとんど影響されていない。その分布形はレーリー分布よりもわずかながら尖っていることがわかる。

海岸工学の分野では、不規則に変動する海面変動波に対し、その波高の確率密度分布より算出される1/10最大波、1/3最大波（有義波）、および平均波等の代表波を定義している。これらの代表波は構造物に対する波圧や波浪推算の評価に用いられている。ところで、構造物の熱疲労評価の観点からみると、波高に着目した代表波も重要ではあるが、それ以上に周期に着目した代表波も重要になると考えられる。そこでここでは、波高または周期に着目した2種類の代表波の統計的性質について述べる。両者を区別するために、波高に着目した代表波には下付添字 h 、周期に着目したものは τ を記す。ここで新たに定義された周期に着目した代表波の周期 $(\tau_{1/n})_{\tau}$ は次式で表現できる。

$$(\tau_{1/n})_{\tau} = \int_{\tau_n}^{\infty} P_{\tau}(\tau) d\tau / \int_{\tau_n}^{\infty} P_{\tau}(\tau) d\tau$$

ここで、 τ_n は

$$\int_{\tau_n}^{\infty} P_{\tau}(\tau) d\tau = 1/n$$

を満足する周期である。周期に着目した $1/n$ 最大波高 $(H_{1/n})_{\tau}$ は、周期の超過確率が $1/n$ 以下の温度波群における波高の平均値として定義される。

図-12は Run A 3 における波高に着目した無次元 $1/n$ 最大波高 $(H^*_{1/n})_h$ と θ^*_{rms} との関係を示したものである。ここで $(H^*_{1/n})_h = (H_{1/n})_h / \Delta \Theta_{max}$ である。これら3種類の代表波高と θ^*_{rms} とは非常に相関が強く、両者はほぼ直線で近似できることがわかる。このような比例関係は他のケースでも認められ、また、それらの比例係数は Re 数の値によらずほぼ一致している。

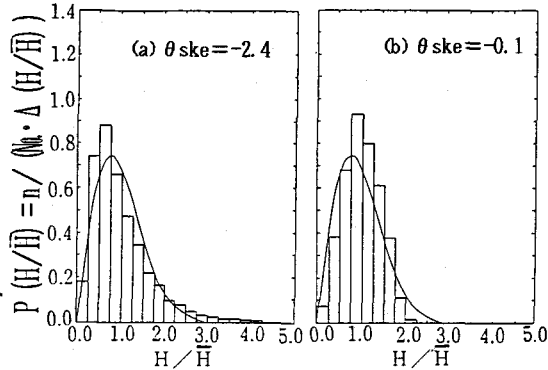


図-10 温度波高の確率密度分布

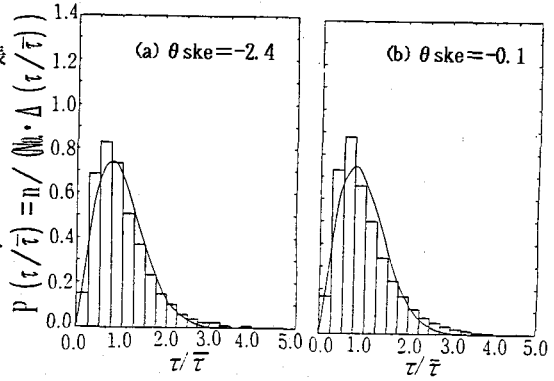


図-11 周期の確率密度分布

図-13は、2種類の定義による代表波高と θ^*_{rms} の比および代表周期間の比と超過確率のしきい値を表わす n 値との関係を示す。プロットしたデータはRun A1~A5の計測点のうち θ^*_{rms} が0.1以上の計測点(180点)から算出される各特性量の平均値である。なお、図中の実線は温度波高 H および周期 τ の確率密度関数がレーリー分布に従うと仮定して算出される理論曲線である。 $(H_{1/n})_h / \theta^*_{rms}$ の実験値は実線で示した理論曲線より10~20%程度小さく、この傾向は n 値が大きくなるほど顕著になる。これは図-10に示したように、確率密度分布形の相違に起因するものである。ただし、 $n=1$ の場合には実験値では $\bar{H} / \theta^*_{rms} = 2.37 \pm 0.10$ であり、理論値の2.50と極めて近い値を示している。図には示していないが、最大波高と θ^*_{rms} との比は $H_{max} / \theta^*_{rms} = 5.64 \pm 0.77$ であり、これは θ^*_{rms} が0.2程度の温度変動では $\Delta \Theta_{max}$ 以上の温度波形が生じる可能性があることを示すものである。また、波高に着目した代表周期 $(\tau_{1/n})_h$ は平均周期 τ よりも短く、 n 値に対する依存性も少ないことがわかる。これは波高が大きな温度波形は比較的短い周期を有していることを示している。一方、周期に着目した代表周期 $(\tau_{1/n})_\tau$ 間の比の値は理論曲線より若干大きく、また周期に着目した代表波高 $(H_{1/n})_\tau$ は、 n 値に対する顕著な依存性は認められない。以上に述べてきたように、噴流内で生じている温度波形の分析に対して、海岸工学の分野で展開されている波別解析法が非常に有効な手段であることがわかる。今後は、波高と周期との結合確率密度関数および周期とパワースペクトルとの関係等の諸特性について、実験的・理論的な検討を実施する予定である。

4. おわりに

本研究は、構造物の熱疲労損傷を評価する上で重要となる噴流の温度変動諸特性を実験的に検討したものである。その結果、噴出口で十分乱流状態と見なせる噴流における温度変動強度は Re 数の影響をほとんど受けず、その特性はほぼ一定となることが明らかになった。また、温度変動波形の波高に関する確率密度関数はデータの歪度によって変化するが、 Re 数にはほとんど依存していないことがわかった。さらに、比較的溫度変動が大きな領域における平均温度波高はその点の θ^*_{rms} 値の約2.4倍であることを示した。

今後は、より合理的な熱疲労評価手法の確立に向けて、温度波形の波高と周期の相互関係、温度変動現象と流れ場との関係、および温度変動現象に及ぼす試験流体の影響等の検討が必要となる。

【参考文献】

- 1) Reese, J, C., et al. "Summary of CRBRP Thermal Striping Test in IRFM and Seven-Assembly Facility", IAHR Specialist's Meeting, Session IV-B, Sunnyvale, USA, (1983)
- 2) たとえば合田良實「港湾構造物の耐波設計」鹿島出版会 p.169, 1980

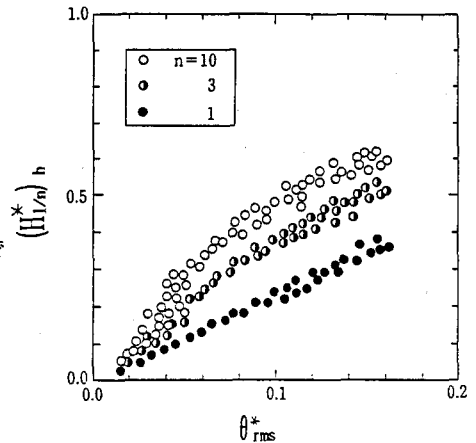


図-12 $(H_{1/n})_h$ と θ^*_{rms} との関係 (Run A3)

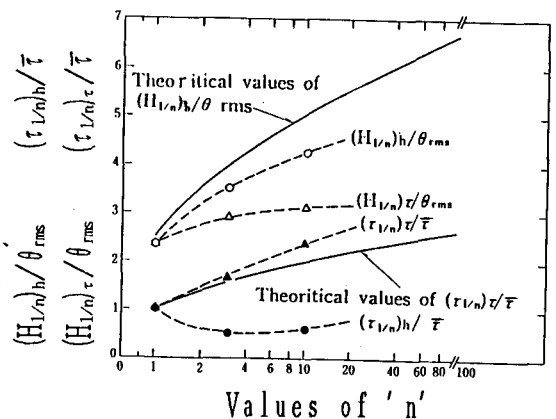


図-13 代表波形特性量間の比