

扁平充腹断面に作用する変動揚力の空間相関特性

Spatial correlation characteristics of fluctuating lift which acts on flat cross-sections

宇都宮 英彦^{I)}長尾 文明^{II)}野田 稔^{III)}尾嶋 百合香^{IV)}刀禰 三奈子^{V)}Hidehiko UTSUNOMIYA^{I)}, Fumiaki NAGAO^{II)}, Minoru NODA^{III)}, Yurika OSHIMA^{IV)} and Minako TONE^{V)}^{I)} フェロー 徳島大学教授

工学部建設工学科

(〒770-8506 徳島市南常三島 2-1)

^{II)} 正 員 徳島大学助教授

工学部建設工学科

(〒770-8506 徳島市南常三島 2-1)

^{III)} 正 員 徳島大学助手

工学部建設工学科

(〒770-8506 徳島市南常三島 2-1)

^{IV)} 学生員 徳島大学大学院

工学研究科建設工学専攻 (〒770-8506 徳島市南常三島 2-1)

^{V)} 正 員 岸本ビルグループ

(〒545-0052 大阪市阿倍野区阿倍野筋 1 丁目 5 番 36 号)

For the estimation of the vertical gust response, the spatial correlation of fluctuating aerodynamic forces, R_L , plays important role. Generally, the spatial correlation of approaching flow fluctuation R_w , is used instead of R_L , because the measurement of R_L is difficult. However, R_L is not equal to R_w . This difference influences the result of gust response analysis. In this study, the relation between R_L and R_w was examined by two models with different types of separation from leading-edge in several grid turbulent flows. Furthermore, the effects of aerodynamic gust forces acting on upper and lower surface of deck on the correlation characteristics of the fluctuating lift were also investigated.

Key Words : spatial correlation, fluctuating lift force, pressure distribution

1. はじめに

風の乱れ成分は時間的また空間的に不規則であり、ある場所での風の乱れを確定的な時系列波形として扱うことは不可能である。そこで、通常は、このような不規則な風の乱れを定常なランダム過程とみなして、その統計量を用いて、構造物の応答の統計量が求められている。また、風の乱れや応答などの変動量は正弦波の重ね合わせと見なすことができ、周波数の関数として表されることから、ガスト応答の予測には、A.G.Davenport¹⁾による周波数領域での解析手法が一般的に用いられている。

しかし、この解析手法の中で用いられているスパン方向に離れた 2 断面に作用する変動空気力の空間相関は、一般的にその計測、予測が困難なため、比較的計測の容易な接近流の空間相関と等しいと仮定し解析が行われることが多い。しかし、変動空気力の空間相関の方が変動風速の空間相関よりも大きくなることが報告されており²⁾、さらに、断面に作用する変動空気力はその断面近傍の他の部分における流れ場の影響を受け、変動空気力のスパン方向の分布が変動風速の分布と異なることが指摘されている³⁾。また、断面に作用する変動空気力は物体表面からの流れの剥離の影響を受けると考えられており、さらに、乱流場での剥離流れの形成は一様流中と異なり乱れのスケールや乱れの強さといった乱流特性に大きく依存することが知られている⁴⁾。また、時間平均的な再付着点から断面後縁までの距離が十分長ければ、変動圧力および変動風速のスパン方向の相関は再付着点より下

流の後縁近傍で相関が回復し、断面に作用するスパン方向の変動圧力の相関は、断面前縁付近においては接近流の影響が支配的で、それより下流側においては模型からの剥離した気流の乱れが支配的になると考えられる⁵⁾。以上のことから、変動空気力の形成には非常に複雑な要素が含まれており、このことが変動空気力の空間相関特性にも多分に影響しているものと思われる。また、剥離形態の違いが変動空気力の空間相関に与える影響については、まだ未解明な点が多く残されている。

そこで本研究では、ガスト空気力の空間相関は剥離の影響を受け、乱れのスケールや乱れの強さといった乱流特性に大きく依存すると考え、剥離形態の異なる 2 種類の模型を用い、風洞実験で得られた結果に基づき、模型上面と下面に作用する空気力を考察し、剥離形態の違いによるガスト空気力の揚力成分の空間相関特性について検討した。

2. 風洞実験概要

本研究では風洞内に所要の乱流を作成し、その乱流場に模型を設置して風洞実験を行うことで、模型断面周りに作用する空気力特性を把握することにする。

2.1 接近流特性

風洞実験は 1.0m×1.0m の測定胴を有する N.P.L 型吸い込み式風洞を使用する。変動風速測定は、2 つの熱線風速計 X 型プロブを用いてスパン方向に離れた 2 点

間での流速を計測した。

乱流は 3 種類の格子を用いて発生させ、Table1 に平均風速が 6m/s における各ケースの乱れの強さ、および乱れのスケールを示す。乱れのスケールは変動風速のパワースペクトルをカルマン型スペクトルで近似し、スペクトルピークから代表長を推定した。各ケースの鉛直成分 (w 成分) の乱れの強さ、乱れのスケールは、GA と GB は乱れのスケールがほぼ等しく乱れの強さは異なり、GA と GC は乱れの強さがほぼ等しく乱れのスケールが異なっている。Fig.1 に基準点から主流に水平面内で直交方向に $y/D=1.11$ ($y=20\text{mm}$) 離れた点での接近流の鉛直成分のルート・コヒーレンスを示す。この図より、若干 GA のルート・コヒーレンスが大きい、GA, GB, GC の差は特になく、これは、計測点がスケールの大きさに対し離れすぎたためと思われる。また、Fig.2 に接近流の空間相関特性を示す。ここで、x 方向の空間相関は、乱れの凍結の仮説を用いて自己相関関数のタイムラグを x 軸方向の距離に置き換えており、縦軸 x は主流方向、横軸 y はスパン方向を示している。これは w 成分の水平面内の空間相関の広がり等を等高線によって表したものであり、主流およびスパン方向の相関係数の空間的な広がりを示している。各ケースとも、主流方向 (x) より主流横方向 (y) のスケールが

大きく見えるが、圧力孔の配置に合わせて気流を計測したため、気流に対して粗い測定になったことに起因する。主流横方向 (y) は計測が粗く、それをもとに線形補間した結果、主流横方向 (y) が大きく見えると思われる。図から、GA, GB のケースが接近流の鉛直成分の空間相関がほぼ同程度で、GC の空間相関が最も低くなるのが分かり、乱れのスケールの大きさが空間相関に及ぼす影響が大きいことが確認できる。

2.2 模型概要および計測器

本実験で使用した圧力測定模型は、アクリル製プレートを用いて作成された剛体模型で Fig.3 (a)に示す。模型表面には、スパン方向の変動圧力の相関を測るための直径 1mm の圧力孔を基準断面の上下面に各 13 個、他の 7 断面に上下各 7 個、合計 124 個設けている。図のように圧力孔を配置し、基準断面とスパン方向に離れた断面における圧力の同時計測を行い空間相関を求めた。模型は Fig.3 (b), (c)に示す桁幅: $B=234\text{mm}$ 、桁高: $D=18\text{mm}$ (断面比: $B/D=13$) の扁平矩形断面を有する再付着型模型 (Re-attachment Model 以下、RA 模型) と、RA 模型に半円弧型フェアリングを設置した非剥離型模型 (Non-separation Model 以下、NS 模型) の 2 種類の異なる剥離形態を持つ剛体模型を使用した。

Table 1 接近流特性

ケース名	GA	GB	GC
乱れの強さ (%)			
lu	14.15	7.01	11.74
lw	11.56	6.15	10.39
乱れのスケール			
Lu/D	1.58	1.43	0.83
Lw/D	0.60	0.57	0.40
バースイズ			
b (mm)	30	15	15
計測点			
x/b	30	60	30

(模型高さ: $D=18\text{mm}$)

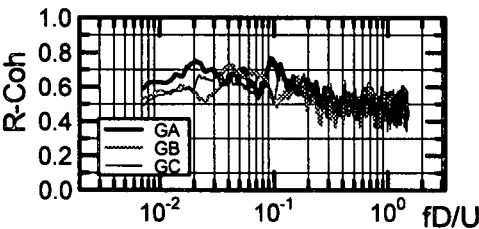


Fig.1 各接近流のルート・コヒーレンス (w 成分)

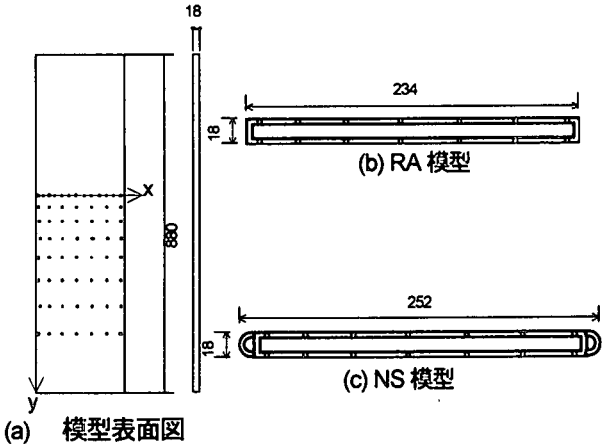


Fig.3 模型図 (単位: mm)

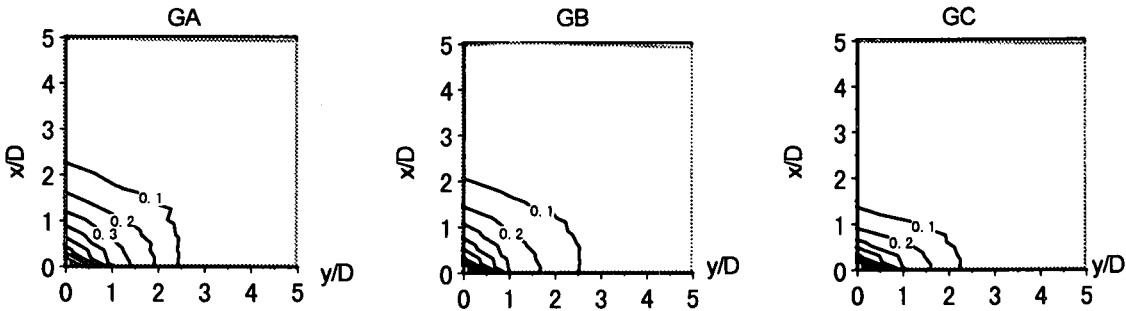
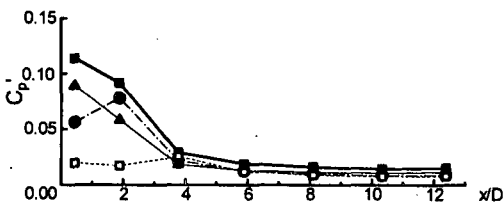
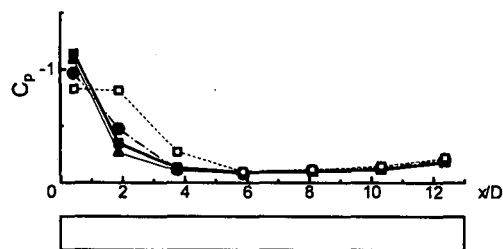
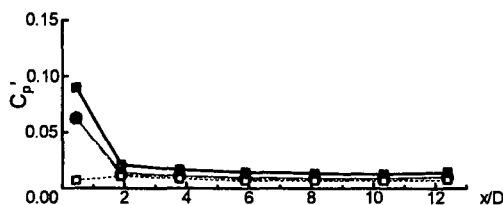
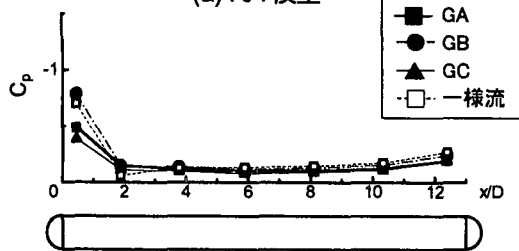


Fig.2 接近流の空間相関特性 (w 成分)



(a) RA 模型



(b) NS 模型

Fig.4 各断面の圧力係数

圧力の計測は微風圧計測システム（共和電業株式会社製）を使用した。ここで、剥離形態の相違を確認するために、各乱流と一様流中における各断面の平均圧力係数 (C_p)、変動圧力係数 (C_p') を Fig.4 (a), (b) に示す。

RA 模型では前縁で負圧となった後、 $x/D=4\sim5$ 付近で平均圧力が回復していることから、この断面位置付近で再付着していることが分かり、すべての乱流中では一様流に比べ圧力回復が早いことが分かる。また、NS 模型では前縁部で僅かに非定常な剥離が生じているほかは、ほぼ剥離が抑えられていることが確認できた。さらに、GB に着目すると、GA、GC に比べて平均圧力の回復が遅く、変動圧力のピークの位置も後流側に移動しており、GB が GA、GC に比べ乱れの強さが小さいことが影響していると考えられる。

3. 変動揚力の空間相関特性

各断面に作用する変動揚力は、実験で得られた断面に設置された各圧力孔の変動圧力を、以下に示すように積分をすることで求めた。

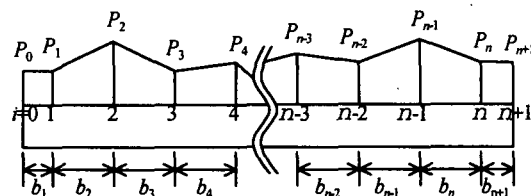


Fig.5 表面圧力分布の例

断面上面における圧力分布で得られた圧力より n 個の圧力孔の圧力分布を Fig.5 のように仮定する。最上流点から i 番目の圧力孔の圧力を P_i 、 $(i-1)$ 番目の圧力孔から i 番目の圧力孔までの距離を b_i とすると、模型上面に作用する空気力 L_U は式(1)のようにして求まる。

$$L_U = \sum_{i=1}^{n+1} \{(P_{i-1} + P_i) \times b_i\} / 2 \quad (1)$$

お、今回の実験では $n=7$ であり、端部の圧力は、最も近い圧力孔の圧力と同一 ($P_0=P_1$, $P_8=P_7$) と仮定した。このような計算をし、基準断面と他の断面で同時計測した表面圧力の各断面における積分によって変動揚力を求め、空間相関の測定を行った。積分は上面・下面別々に行いそれらを足し合わせるにより、各瞬間の揚力を求める。また、ここでは上面のみの積分値を上面揚力、下面のみの積分値を下面揚力と呼ぶ。なお、上面揚力と下面揚力の空間相関特性などはほぼ同一であり、ここでは、上面揚力のみを用いることとした。

3.1 変動揚力の空間相関係数

GA と一様流における変動揚力のスパン方向の空間相関係数を Fig.6 (a), (b) に示す。図より、乱流中では RA 模型、NS 模型ともに揚力の空間相関は、接近流の空間相関よりもスパン方向に相関が高いことが分かる。さらに、上面揚力の空間相関の方が揚力の空間相関よりもスパン方向に相関が高くなっている。RA 模型、NS 模型を比較すると、揚力においては両者の差はあまり見られないが、上面揚力だけで見ると、RA 模型より NS 模型の方がスパン方向の相関が高くなることが分かる。模型表面上における剥離による流れ場が揚力の空間相関に影響を与えていることが分かる。また、一様流中では揚力の空間相関係数は非常に低いが上面揚力の空間相関係数は非常に高くなっている。ここでは GA のケースのみを示しているが、GB、GC も同様の傾向が見られた。

また、Fig.7 (a), (b) は各気流による変動揚力の空間相関係数の比較を示している。この図より接近流と同様に変動揚力においても乱れのスケールが大きいほど ($L_{GA} > L_{GB} > L_{GC}$) スパン方向に相関が高くなることが確認できる。しかし、剥離形態の違いによる揚力の空間相関特性の差異は確認できなかった。

次に、同一断面に作用する上面揚力と下面揚力（上向きの揚力を正とする）の相互相関係数を Fig.8 (a), (b) に

示す。一様流中では、スパン方向に RA 模型が約-0.6、NS 模型が約-0.9 のほぼ一定の大きな相互相関を持つが、乱流中の相互相関は低く、0 に近い値となり、乱れのスケールが大きいほど相互相関は低いことが確認できる。

また、RA 模型と NS 模型を比較すると、NS 模型の方が一様流中と乱流中の差が大きく GA においては、相関はほぼ 0 になっており、RA 模型と比べて NS 模型の場合、乱流中の上面揚力と下面揚力の相互相関はほとんどないと言える。また全てのケースにおいてスパン方向に相互相関はほぼ一定の値を持つことから、上面揚力と下面揚力はスパン方向のどの断面においても同様の関係を持って作用していると考えられる。

これらの図に示された結果より、一様流中では揚力の相関は全くないが、上面揚力の空間相関が非常に高く、また上面揚力と下面揚力の相互相関係数も高いことから、

上面、下面に作用する圧力を積分して求めた上下面揚力の和である揚力では、上面と下面の相関の高い部分は互いに打ち消しあってしまうことにより、空間相関が非常に小さくなる。乱流中でも同様の傾向が認められる。

3.2 変動圧力の相互相関

$y/D=1.11$ の断面における圧力孔の上面圧力と下面圧力の相互相関係数を Fig.9 (a), (b) に示す。GA と GC において、上流から 1 点目と 2 点目に負の相互相関が見られ、後流側に離れるに従って相互相関は高くなっている。上面と下面の圧力が逆位相（負の相互相関）になることから、上下面の圧力が連動していると考えられる。よって、1 点目と 2 点目までは逆位相で上面圧力と下面圧力が連動し、3 点目以降からは同位相になり相互相関が高くなっていると考えられる。また、乱れのスケールが大

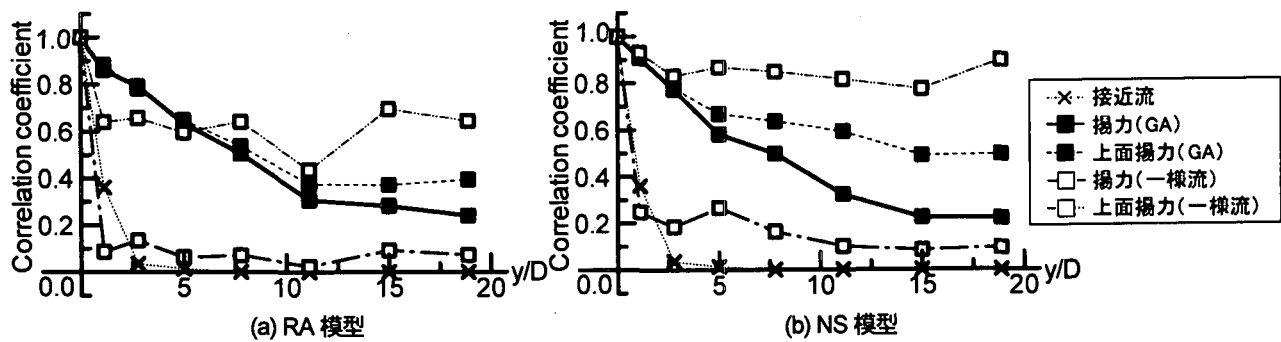


Fig.6 GA における変動揚力の空間相関係数

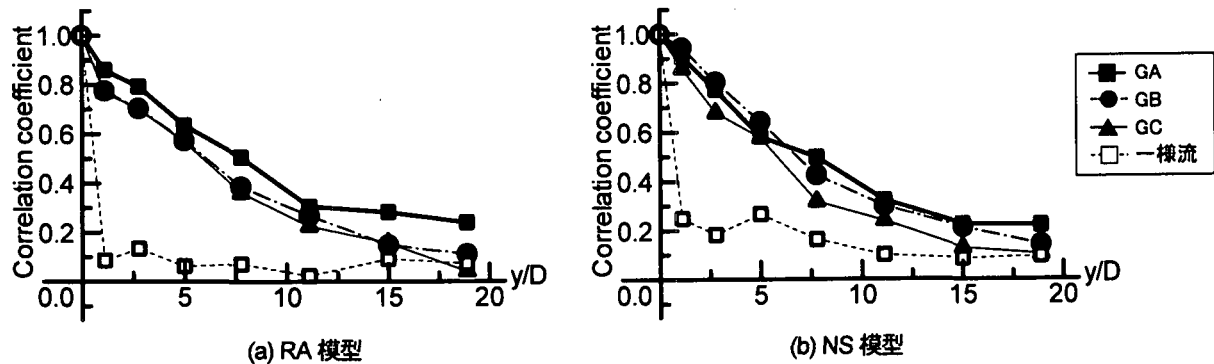


Fig.7 各気流による変動揚力の空間相関係数の比較

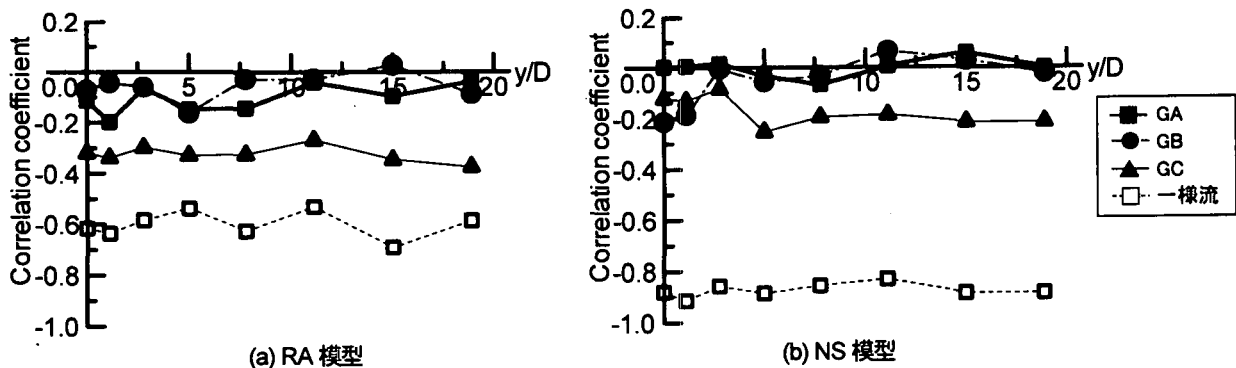


Fig.8 上面揚力と下面揚力の相互相関係数

きいほど前縁部の負の相互相関の絶対値が大きくなっていることが分かる。さらに、RA 模型の $x/D=1.89$ と NS 模型の $x/D=0.44$ の圧力孔は、平均圧力・変動圧力分布を示した Fig.4 (a), (b)より、前縁部で生じた剥離流の再付着点付近に位置するため、圧力変動が大きくなっている。この部分の圧力変動が乱れによって上下面で逆位相となることで、揚力の空間相関が大きくなること考えられる。

3.3 変動揚力のルート・コヒーレンス

変動揚力のルート・コヒーレンスを Fig.10 に示す。Fig.1 と Fig.10 を比較すると、各乱流中の揚力及び上面揚力のルート・コヒーレンスは接近流のルート・コヒーレンスよりもかなり大きいことが分かる。また、空間相関係数ほどの差はないが、乱流中、一樣流中ともに上面揚力の方が揚力よりもルート・コヒーレンスは大きいことが分かる。

また、RA 模型での各乱流中において ($y/D=1.11$, $y/D=18.9$ の比較より)、揚力、上面揚力ともにルート・コヒーレンスはスパン方向に離れると小さくなるが、一樣流中における揚力、上面揚力はほぼ一定の値を持ち、 $y/D=1.11$ では乱流のルート・コヒーレンスは一樣流より大きい、 $y/D=18.9$ では両者はほぼ等しくなり、Fig.7 における乱流中の空間相関係数がスパン方向に相関が低下し同値になっていることと同様であることが確認できる。

4. パワースペクトル特性

ここでは変動揚力及び上面揚力、模型表面の圧力孔から測定された圧力の上下の差（以下、揚力密度）及び上面のみの圧力のパワースペクトルについて考察する。

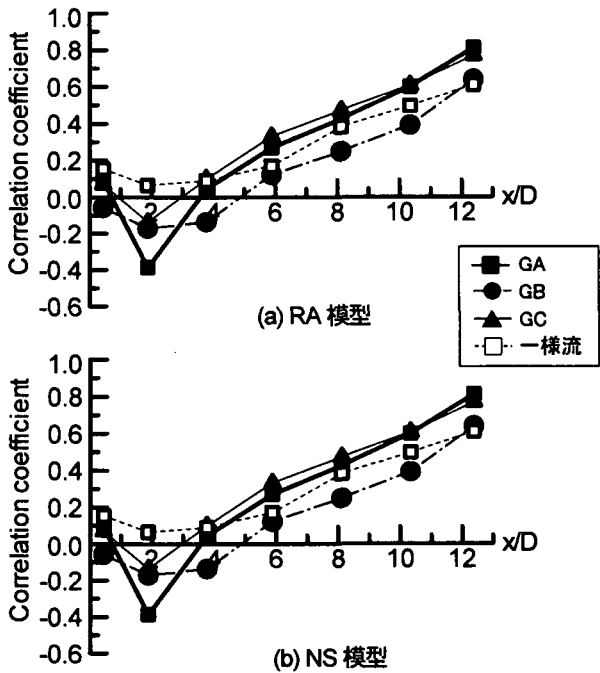


Fig.9 上面圧力と下面圧力の相互相関係数

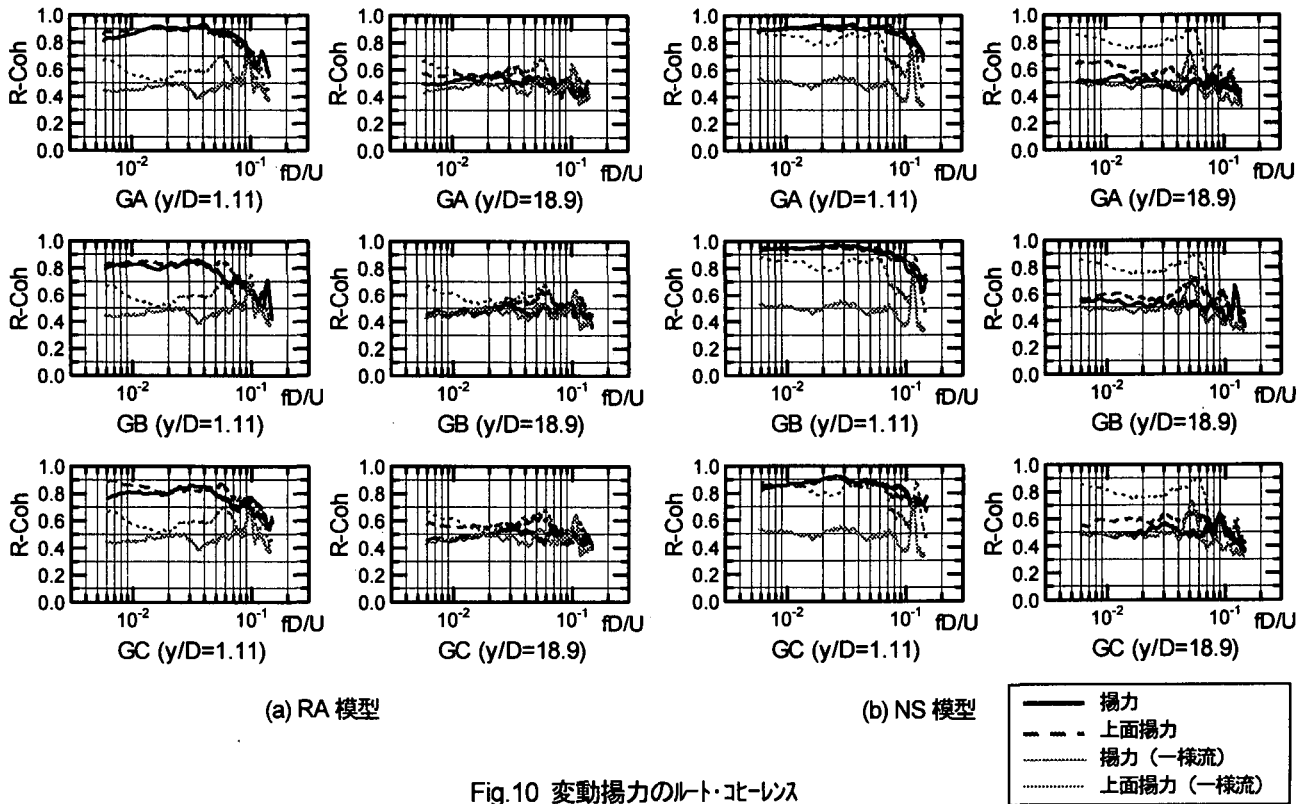


Fig.10 変動揚力のルート・コヒーレンス

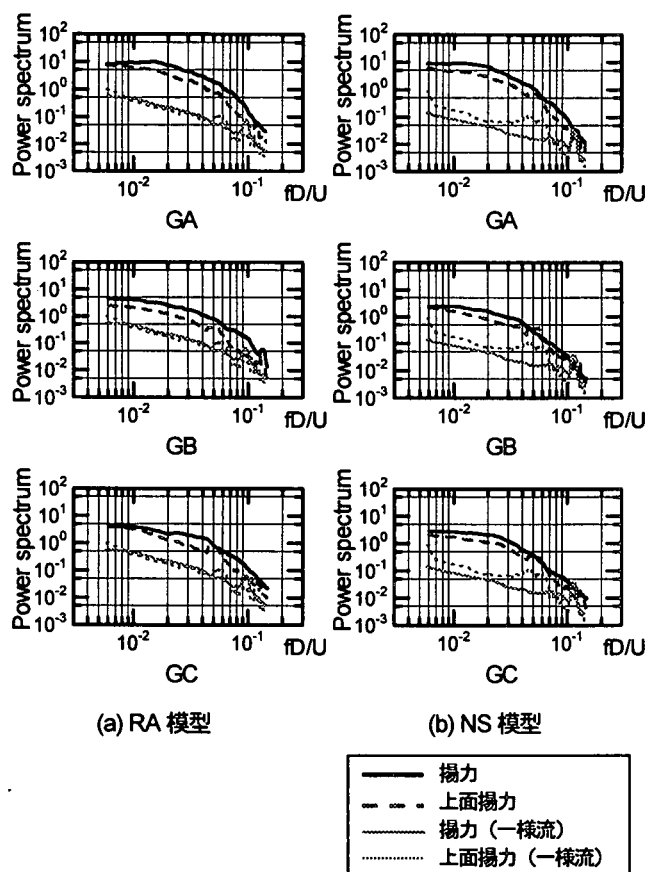


Fig.11 変動揚力のパワースペクトル

4.1 変動揚力のパワースペクトル特性

基準断面における変動揚力及び上面揚力のパワースペクトルを Fig.11 に示す。RA 模型, NS 模型ともに一様流中に比べ乱流中の方が非常に大きな値となる。また, 乱流中においては揚力と上面揚力との差はあまり見られないが, 一様流中では NS 模型において上面揚力の方が揚力よりも高い値を持つことが確認できる。

揚力は, それぞれ上面揚力と下面揚力の和であり, 上面揚力と下面揚力が逆位相で同一変動している場合には 0, 同位相で同一変動の場合には上面揚力の 2 倍となる。Fig.8 において, 一様流では, RA 模型の上下面の変動揚力の相互相関は約 0.5 の負の相関を持ち, パワースペクトルがほぼ一致していることより, 変動揚力と上面揚力は, それぞれほぼ同じレベルの変動であり, 上面揚力と下面揚力はある程度の位相差を持って変動していると考えられる。一方, NS 模型では, 上面揚力と下面揚力は約 0.9 の高い負の相関を持ち, ほぼ逆位相で変動していると考えられ, 揚力のパワースペクトルが, 上面揚力のパワースペクトルよりも値が小さいことが確認できる。

4.2 揚力密度・圧力のパワースペクトル特性

$y/D=1.11$ での揚力密度及び上面圧力のパワースペクトルを Fig.12 示す。RA 模型, NS 模型ともに, 一様流中と乱流中における値を比較すると, 各乱流中の $x/D=0.44$ における値が一様流中の値に比べ非常に高い値とな

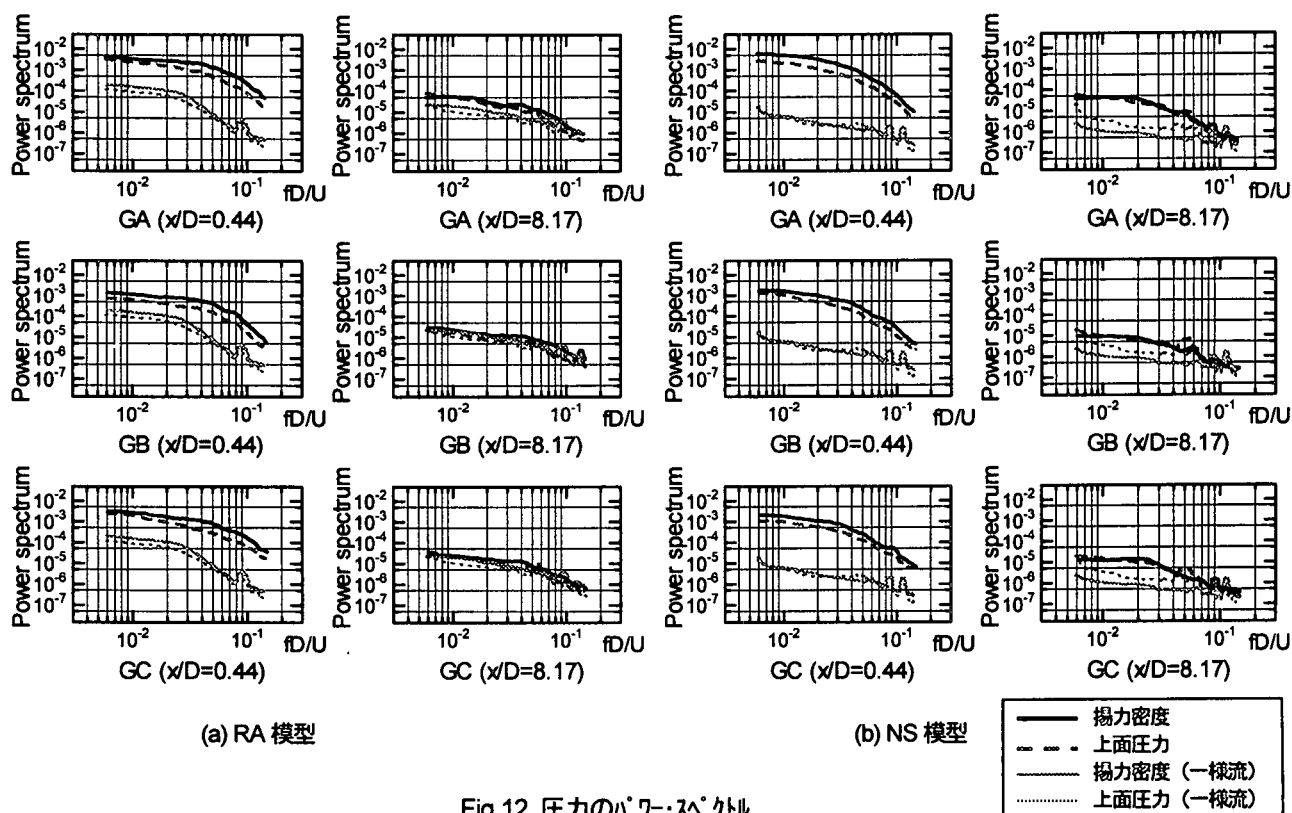


Fig.12 圧力のパワースペクトル

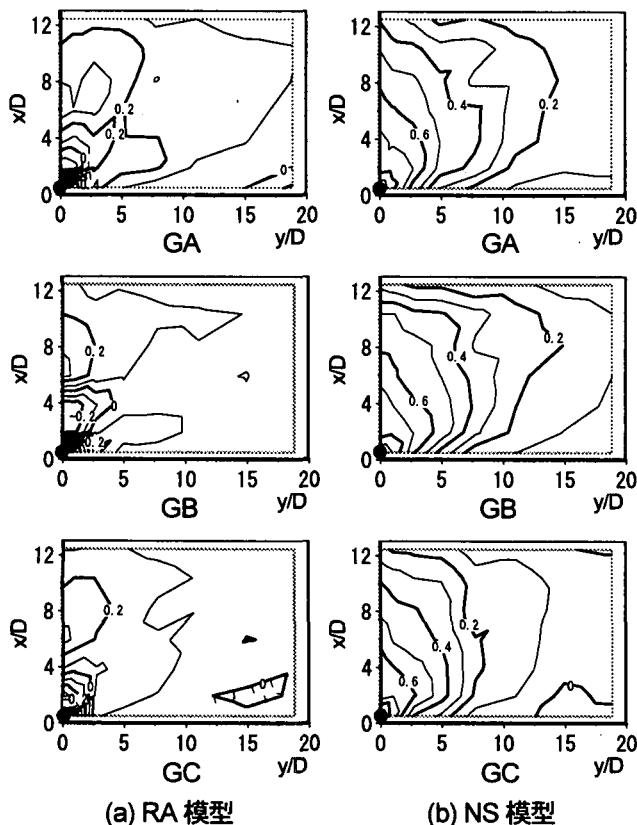


Fig.13 揚力密度の空間相関係数

っており、パワースペクトルの値は断面前縁部において乱流中では大きく、一様流中においては小さいことから、断面前縁部は接近流の乱れの影響を大きく受けることが分かる。一方、後縁部においては乱流中、一様流中ともほぼ等しい値をとることから、再付着点より下流側においては接近流の影響が小さいことが分かる。

また、パワースペクトルについては、上面圧力と揚力密度との差があまり見られなかった。ここで揚力密度は、模型表面のある1点の圧力孔に作用する上下面の圧力差である。よって、圧力についても揚力と同様に上下面である程度の位相差を持って圧力が変動していると考えられる。ただし、圧力については正圧、負圧をそのままの記号を用いているため、同位相、逆位相の関係が揚力の場合と逆になり、圧力が同位相で同一変動している場合は0、逆位相で同一変動している場合には上面圧力の2倍となる。

5. 揚力密度・圧力の空間相関特性

Fig.13にRA模型とNS模型の最上流点の揚力密度(図中の黒点($x/D=0.44, y/D=0$))を基準に主流方向、スパン方向の空間相関を示す。揚力密度は各ポイントに作用する揚力と考えることができ、模型表面に作用する全揚力を微視的に分析できることから、現象の解明に便利である。この図は変動揚力そのものの空間相関を説明す

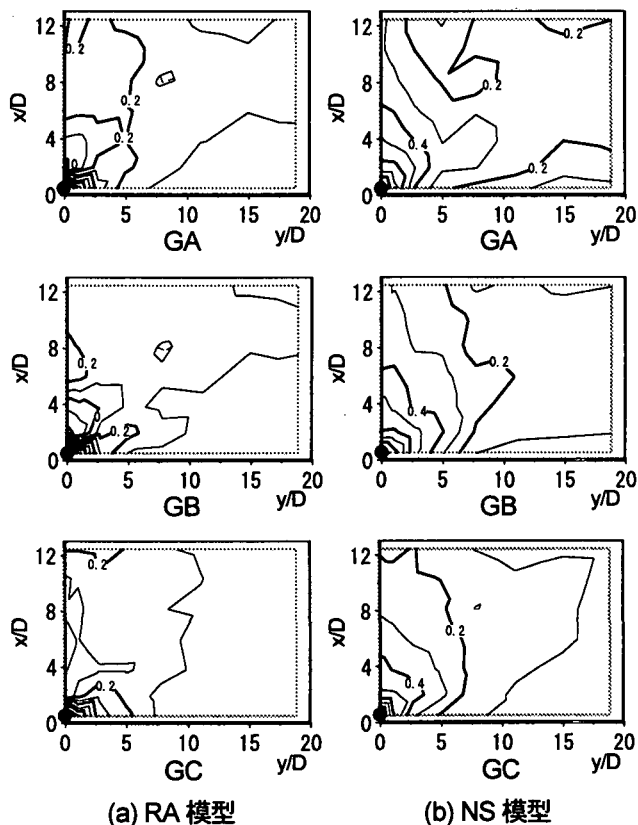


Fig.14 上面圧力の空間相関係数

るものではなく、各測点の上下面に作用する圧力の差の空間相関特性を示すものである。

RA模型とNS模型の変動揚力の空間相関特性はFig.7に示したように両者の間に差異は認められないが、揚力密度で見ると、RA模型に対してNS模型の方が揚力密度の空間相関が非常に高いことが確認できる。RA模型のケースでは、剥離点から幅員方向に離れるに従って負の相関が強くなり、 $x/D=2$ 付近で負値のピークを迎え、さらに後流に向かうに従って再び正の相関が高くなることが分かる。また、NS模型では最上流点でピークを持ちスパン方向、幅員方向ともに緩やかに相関が落ちていくことが確認できる。

さらに、上面圧力の空間相関特性をFig.14に示す。上面圧力の空間相関特性も揚力密度と同様の傾向がみられ、剥離形態の違いにより相関の広がりも違っている。

Fig.15, Fig.16は、GAにおける、最上流点($x/D=0.44, y/D=0$)、2番目($x/D=1.89, y/D=0$)、3番目($x/D=3.78, y/D=0$)、5番目($x/D=8.17, y/D=0$)、7番目の点($x/D=12.4, y/D=0$)の各点の圧力を基準として主流方向、スパン方向の空間相関を示している。Fig.13, Fig.14に示している最上流点の相関係数特性では、揚力密度、上面圧力の両者の違いは、あまりないように見えたが、基準点(図中の黒点)が下流側へ移動するにつれて揚力密度の空間相関よりも上面圧力の空間相関が値が高く緩やかに広がっていることが確認でき、これはFig.6に示したように、揚力よりも上面揚力の空間相関がスパン方向に離れてい

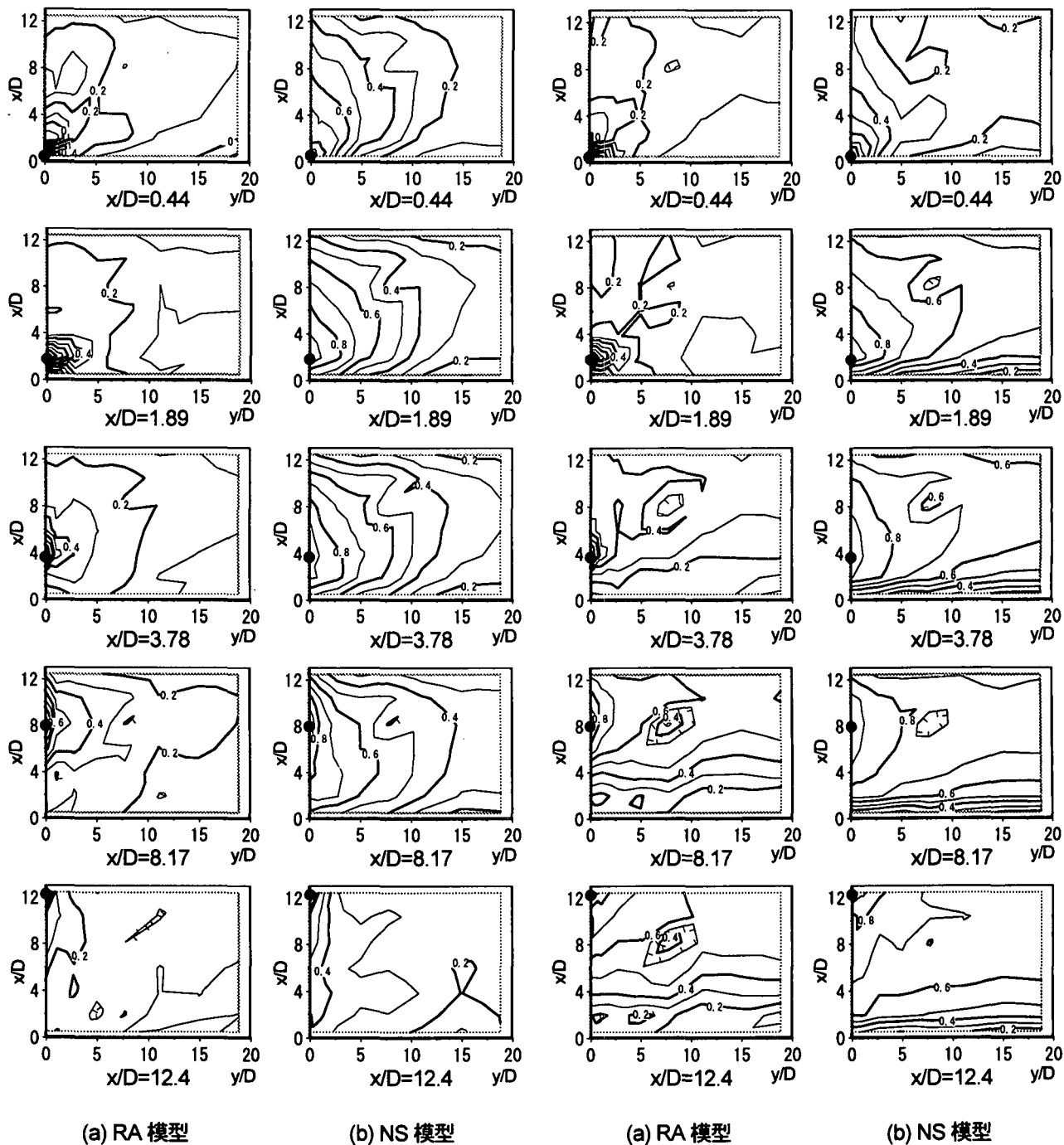


Fig.15 GA における
揚力密度の空間相関係数

Fig.16 GA における
上面圧力の空間相関係数

でも相関が高いことと同様の傾向を示していると言える。GB, GC のケースでも同様の傾向が見られた。

6. 空間相関係数の分解値

前節において、RA 模型と NS 模型において、変動揚力の空間相関特性には剥離形態の違いによる明確な差は認められなかったが、揚力密度の空間相関特性は著しい差異が存在することが確認できた。揚力密度の空間相関

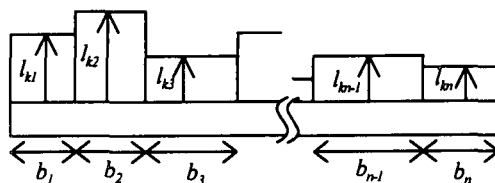


Fig.17 k 断面に作用する差圧と揚力の関係

特性では Fig.7 の説明にはならないが、変動揚力の空間相関が接近流の空間相関よりも強くなるメカニズムはそれぞれの剥離形態によって異なると考えられる。そこで、ある断面に作用するガスト揚力はその断面に作用する表

面圧力を幅員方向に積分して求められることを利用し、ガスト揚力の空間相関係数を幅員方向に分解することを考える。

スパン方向に離れた2断面に作用するガスト揚力の空間相関係数 R_{L0Lk} は基準断面の変動揚力 (L_0) とスパン方向に離れた k 断面の変動揚力 (L_k) の時刻歴波形より以下のように求めることができる。

$$R_{L0Lk} = \frac{C_{L0Lk}}{\sqrt{C_{L0L0}} \cdot \sqrt{C_{LkLk}}} \quad (2)$$

$$= \frac{\overline{L_0 \cdot L_k} - \overline{L_0} \cdot \overline{L_k}}{\sqrt{\overline{L_0^2} - \overline{L_0}^2} \cdot \sqrt{\overline{L_k^2} - \overline{L_k}^2}} \quad (3)$$

ここで、 L_k は Fig.17 に示すように各測点での揚力密度 l_{kn} を幅員方向に積分したものである。そのため、式 (3) は、

$$= \frac{\overline{L_0 \cdot (b_1 l_{k1} + b_2 l_{k2} + \dots + b_n l_{kn})}}{\sqrt{\overline{L_0^2} - \overline{L_0}^2} \cdot \sqrt{\overline{L_k^2} - \overline{L_k}^2}} - \frac{\overline{L_0} \cdot (\overline{b_1 l_{k1}} + \overline{b_2 l_{k2}} + \dots + \overline{b_n l_{kn}})}{\sqrt{\overline{L_0^2} - \overline{L_0}^2} \cdot \sqrt{\overline{L_k^2} - \overline{L_k}^2}} \quad (4)$$

と書き換えることができる。さらに、式 (4) を各測点ごとにまとめると次式のように、表すことができる。

$$= \frac{\overline{L_0 \cdot (b_1 l_{k1})} - \overline{L_0} \cdot (\overline{b_1 l_{k1}})}{\sqrt{\overline{L_0^2} - \overline{L_0}^2} \cdot \sqrt{\overline{L_k^2} - \overline{L_k}^2}}$$

$$+ \frac{\overline{L_0 \cdot (b_2 l_{k2})} - \overline{L_0} \cdot (\overline{b_2 l_{k2}})}{\sqrt{\overline{L_0^2} - \overline{L_0}^2} \cdot \sqrt{\overline{L_k^2} - \overline{L_k}^2}} + \dots + \frac{\overline{L_0 \cdot (b_n l_{kn})} - \overline{L_0} \cdot (\overline{b_n l_{kn}})}{\sqrt{\overline{L_0^2} - \overline{L_0}^2} \cdot \sqrt{\overline{L_k^2} - \overline{L_k}^2}} \quad (5)$$

$$= \sum_n \frac{C_{L0lkn}}{\sqrt{C_{L0L0}} \cdot \sqrt{C_{Lklk}}} \quad (6)$$

$$= \sum_n R_{div.n} \quad (7)$$

式 (5) で定義される $R_{div.n}$ は模型表面上の各測点ごとに一つの値を持ち、それらを幅員方向に加算するとその断面と基準断面との空間相関係数が求められることを示している。この各測点ごとの $R_{div.n}$ を変動揚力の空間相関係数の分解値と定義する。これにより、いかなる断面位置が変動揚力の空間相関係数に寄与しているかを知ることができる。また、上面揚力においても同様に求める。

変動揚力の空間相関に大きな差が見られなかった RA 模型、NS 模型について空間相関係数の分解値を Fig.18 (a)、(b) に示す。図は横軸にスパン方向、縦軸に幅員方向を表しており、 $y/D=0$ の位置を基準断面としている。RA 模型では、すべての接近流において $x/D=2$ 付近で値のピークが見られ、その後幅員方向に急激に値が低くなっている。また、 $x/D=2$ 付近の値は y/D が大きくなってもピークを有していることが示されている。このことから、ガスト揚力の空間相関が $x/D=2$ 付近に作用する空気力に支配されていると考えること

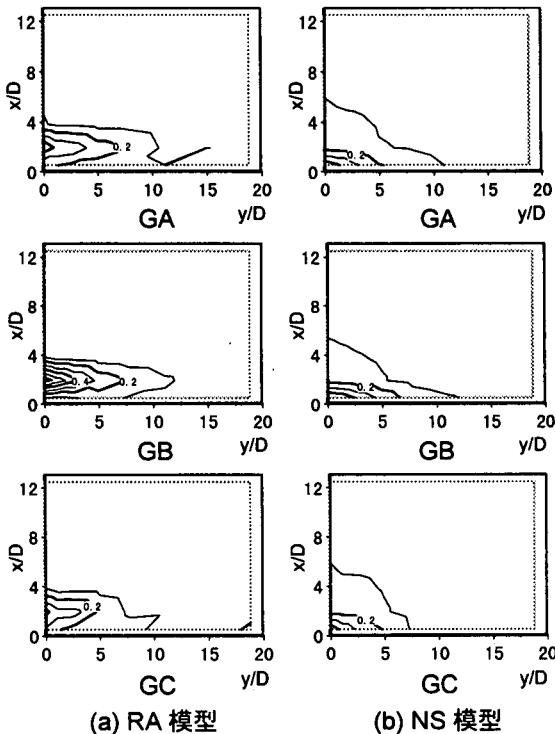


Fig.18 揚力の相関係数の分解値特性

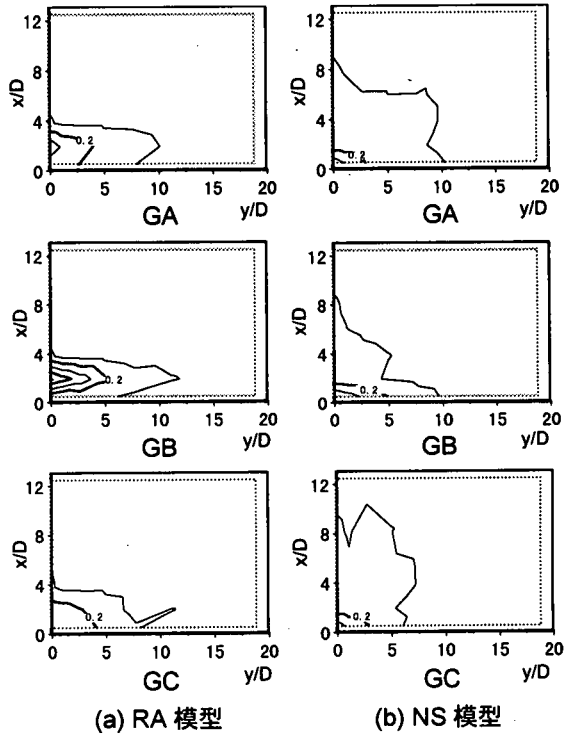


Fig.19 上面揚力の相関係数の分解値特性

ができる。NS 模型では、分解値が $x/D=0\sim5$ において幅員方向に緩やかに変化しており、揚力密度の変動が前縁部で最も大きな値となり、スパン方向、幅員方向の広い範囲にわたってガスト空気力の空間相関に影響を及ぼしていることが確認できた。また、どの図もスパン方向の分解値の相関は GA, GB, GC の順で大きくなっていることが確認でき、乱れのスケールの大きさによりスパン方向に相関が高くなることが考えられる。また、上面揚力の分解値を Fig.19 (a), (b) に示す。上面揚力の分解値においても同様のことが言えることが分かる。上面揚力の分解値においては、揚力の分解値に比べ、空間相関の変化は緩やかである。

空間相関係数においては RA 模型と NS 模型の両者の差を認めることはできなかったが、圧力の空間相関、揚力の分解値を用いることにより、流れ場の違いによる両者の空間相関特性の違いを確認することができた。

ここで、Fig.6 に示した変動揚力の空間相関係数で、上面揚力においては、RA 模型よりも NS 模型の空間相関がスパン方向に高いのは、NS 模型の空間相関特性が主流方向、スパン方向に緩やかに相関が広がっているためであると考えられる。

これまでに示した変動揚力および圧力の諸特性から模型周辺の流れ場を推定してみる。RA 模型では、剥離バブルが存在し、分解値が $x/D=2$ 付近で鋭いピークを持つことから、この付近の空気力がスパン方向の空間相関特性に影響を及ぼすと考えられ、スパン方向に空間的に広がりをもつ剥離バブルの存在が、接近流の空間相関よりも変動揚力の空間相関の方を高くする要因であると考えられる。また、この剥離バブルのある一点に外乱が作用した場合、剥離バブルが外乱をスパン方向に伝えるパイプ役となり、スパン方向に相関が高くなると考えられる。NS 模型においては、Fig.6 の圧力係数で前縁部に僅かに非定常な剥離が生じており、このわずかな剥離がスパン方向に相関を伝達しているものと考えられるが、より実験精度を高めた上での考察の余地がある。

7. まとめ

接近流と変動揚力の空間相関を空間相関係数及びルート・コヒーレンスにより比較すると、どちらの場合も変動揚力の方が空間相関は高くなり、また、揚力と上面揚力を比較すると、上面揚力の方が揚力より空間相関は高くなる。また、揚力においては、一様流中に比べると乱流中の空間相関の方がスパン方向に高く、一様流中では揚力の相関は全くないが、上面揚力の空間相関が非常に高い。さらに、上面揚力と下面揚力の相互相関係数は、乱流中においては 0 に近いが、一様流中においては剥離型模型及び非剥離型模型ともに高い値を持っており、上

面と下面の相互の相関の高い部分は互いに打ち消しあってしまうことにより、揚力全体の空間相関が小さくなっている。

乱流中における上下面圧力のパワースペクトル、変動圧力分布特性より、模型前縁部での剥離流の再付着点付近で圧力変動が大きくなり、この圧力変動が乱れによって上下面で逆位相の相互相関を持つことが上下面圧力の相互相関係数より明らかとなった。また、乱れのスケールが大きい乱流中において、上下面圧力の逆位相の相互相関係数が高い値を示しており、このことが揚力の空間相関が乱流中で大きくなることに結びついていると考えられる。GA~GC の各接近流の空間相関係数及びルート・コヒーレンスから乱れのスケールの大きさが空間相関に及ぼすことが分かった。しかし、乱れのスケールと乱れの強さとの関係を確定することはできず、今後さらに検討する必要がある。圧力のパワースペクトルより断面前縁部は接近流の影響を大きく受けるが、再付着点から後縁部においては接近流の影響はほとんどないことが分かった。また、上下面の圧力の差と上面圧力のパワースペクトルが同じレベルの変動であることから、上下面である程度の位相を持って圧力が変動していると考えられる。圧力の空間相関係数と変動揚力の空間相関係数の分解値特性から、空間相関特性が断面形状の影響を受けることが確認できたが、流れ場の推定にはさらなる検討が必要と思われる。また、模型前縁に生じる剥離が揚力のスパン方向の相関を高める機構にどのように関係しているのか詳細な検討を加える必要があると考えられる。

参考文献

- 1) Davenport, A.G.: A Statistical Approach to the Treatment of Wind Loading of Tall Masts and Suspension Bridges, PhD Dissertation, Univ of Bristol, 1961.
- 2) 藤野陽三 他：橋梁のガスト応答に関する調査，土木学会構造工学委員会・風洞実験相似則検討小委員会・ガスト・ワーキンググループ，July, 1996.
- 3) 木村吉郎，藤野陽三：ガストによって扁平な箱桁に作用する空気力の特性について，日本風工学会誌，第 59 号，pp43-46，May, 1994.
- 4) Lamson, P.: Measurements of lift fluctuations due to turbulence, NACA TN3880, 1957.
- 5) 松本勝，白土博通，荒木健二，原村高志：2 次元断面周りの気流及び表面圧力の空間相関に関する研究，第 16 回風工学シンポジウム，pp.261-266，2000.

謝辞

本研究の一部は、(財) 鹿島財団研究助成により行われたことを付記し、ここに謝意を表します。

(2001 年 4 月 20 日受付)