構造工学論文集 Vol. 40 A (1994年3月)　　土木学会

バフェティング応答解析におけるストリップ理論の仮定について

ON THE STRIP THEORY APPROXIMATION IN THE BUFFETING ANALYSIS

木村吉郎*　藤野陽三**
By Kichiro KIMURA and Yozo FUJINO

The strip theory approximation has been applied to the conventional buffeting analysis that predicts the buffeting responses of the long span bridges. This paper reviewed some studies that examined the applicability of the approximation. To demonstrate the applicability of the approximation, the buffeting lift forces acting on a portion of a sectional model with a flat hexagonal cross-section were measured in turbulent flows with different turbulence scales. The experimental results were compared with the conventional analytical results and different characteristics between them such as the location of the spectral peak were found. Some possible points that may improve the analysis were discussed.

Key Words: buffeting, strip theory approximation, turbulence scales

1. はじめに

長大吊形式橋梁に対しては、自然風の風速変動により生じるバフェティング応答を予測することは重要である。

従来こうした線状構造物のバフェティング応答の予測は、バフェティング応答解析または自然風を模擬した境界層乱流中での全橋模型を用いた風洞実験により行われてきた。バフェティング応答解析においては（狭い意味での）ストリップ理論の仮定、すなわち断面に作用する空気力を2次元変動風速場におけるものとして求めてそれを線状構造物のスパン方向に重ね合せることにより全体に作用する空気力が得られるとする仮定、が用いられている。しかし、元来乱流は3次元的な風速変動場であり、2次元変動風速場における空気力を用いるストリップ理論の仮定は厳密には成り立たない。実際、既往のいくつかの研究[1~6]においても、ストリップ理論の仮定を支持しない実験結果が示されている。

本論文では、バフェティング応答の原因となる、風速変動により生じる不規則変動空気力（以下「ガスト空気力」とする）に対してストリップ理論の仮定がどの程度成り立つかを明らかにする目的で行っている実験的研究の第一報を報告する。なお論文においては、実際のガスト空気力をより忠実に再現しうる解析法とするためにはどのような手法が考えられるか、その可能性についても考察する。

そこで本論文では、まず「ストリップ理論の仮定」について、本論文で用いる狭い意味での定義を明

* Ph. D. 東京大学工学部土木工学科 講師 (〒113 文京区本郷7-3-1)
** Ph. D. 東京大学工学部土木工学科 教授 (〒113 文京区本郷7-3-1)

らかにする。さらに、この狭い意味でのストリップ理論の仮定により得られる空気力が実際のガスト空気力とどのように異なるかを検討した上述の既往の研究[1~6]の結果をまとめ、検討しておく。

次に、偏平六角形断面をもつ部分模型のスパン中央部分に作用するガスト空気力を、乱れのスケールが異なる3種類の気流のもとで測定した結果を示す。このように乱れのスケールに着目したのは、流れ場が構造物のスパン方向に一様な2次元である場合にはストリップ理論の仮定は厳密に成り立ち、これは接近流の乱れのスケールが構造物のスパン方向に非常に大きい場合に対応するため、乱れのスケールはストリップ理論の仮定の適用性を示すパラメータと考えられるからである。

さらに実験で測定されたガスト空気力をストリップ理論の仮定を用いた解析結果と比較する。模型の一部分に作用するガスト空気力の積分値に対しての比較なので詳細な検討は行えないが、ストリップ理論を用いた解析結果と実験結果の傾向の違いを示す。また流れ場の3次元性を考慮した、より実際のガスト空気力に忠実な解析方法として、断面に作用するガスト空気力を、主流方向の乱れのスケールだけではなくスパン方向の乱れのスケールもパラメータとして定式化することが考えられるので、その可能性についても述べておく。

2．ガスト空気力に関する研究の背景

2.1　ストリップ理論の仮定

ストリップ理論の仮定という言葉は、橋桁の各断面に作用する空気力をスパン方向に積分することで橋桁全体に作用する空気力が求められるという、広い意味で用いられることもあるようである。この広い意味でのストリップ理論の仮定は、各断面に作用する空気力が正確に求められていれば、常に成り立つ。

一方、本論文ではストリップ理論の仮定という言葉を、より限定された以下の意味で用いることとする。すなわち、各断面に作用する空気力は2次元の空気力として求め、そうして求められた空気力をスパン方向に積分することにより全体に作用する空気力が求められるとする仮定、という意味で用いる。このように、断面に作用する空気力を流れ場を2次元と仮定して求める、というところにストリップ理論が「仮定」である理由がある。もしも、この狭い意味でのストリップ理論の仮定がガスト空気力に対しても成り立ち、また線形空気力を仮定すれば、断面形の変化しない橋桁において位置の異なる2つの断面に作用するガスト空気力間の相関は、2つの断面の位置における変動風速の相関と等しくなる。

2.2　ストリップ理論の仮定の適用性に関する既往の研究およびその検討

ここでは、乱流中で構造物に作用する不規則なガスト空気力を測定し、ストリップ理論の適用性を論じた既往の研究の結果を簡単にまとめ、検討しておく。

Lamson[1]は、弦長64 mm、スパン178 mmの翼の2次元模型の、幅18 mmのストリップに作用するガスト空気力の揚力成分（以下「ガスト揚力」とする）を格子乱流中で測定した。図1に乱れのスケールがほぼ13 mmの気流のもとでの空力アドミッタンスの測定結果を引用する。図に「NO PLATES」とあるのは通常の条件で測定したもので、「WITH END PLATES」とあるのは空気力を測定するストリップの両側に端板を近接して設置（端板の間隔25 mm）したものである。通常の条件で測定されたストリップに作用するガスト揚力に対応する空力アドミッタンスは、Sears[7]の2次元鉛直変動風中での理論値よりもかなり小さくなっている。一方ストリップの両側に端板を設置した場合には、Searsの理論値に近いものとなっている。これは、ストリップに作用する揚力に対して、スパン方向に離れた位置での翼の後流がおよぼす影響が、端板の存在により遮断されたためと考察している。端板を設置した場合には、模型の有効スパン長（すなわち翼の後流の影響がおよぶ範囲のスパン長）は端板の間隔と等しくなるが、間隔の狭い端板の間は2次元に近い変動風速場となり、Searsの理論値と近い空力アドミッタンスが得

られたとしている。なお乱れのスケールがほぼ25 mmの場合にも同様な結果が得られている。これらのことから、1）2次元の空力アドミッタンスを得るためには、測定するストリップの幅が乱れのスケールよりも小さいだけでは十分でない、2）ストリップの幅が小さいとしても、スパン全体の後流の影響がストリップに作用するガスト揚力におよぶ、としている。

ところで薄翼理論によると、翼面上に誘起される流速を翼面およびその後流中の渦度の関数の積分で表わし、その流速が翼面上での境界条件を満たすように渦度の分布を定めることによって、ある翼断面に作用する非定常揚力分布が定式化されている。乱流の作用により生じるガスト揚力に対しても同様の定式化が成り立つとすると、乱流は3次元的に変化しているので、その影響を含むためには、乱流中で誘起される流速を表わす渦度の関数の積分の範囲を、翼のスパン方向にも拡げる必要がある。すなわち薄翼の場合には、翼の前縁を境界として下流側に拡がる翼面を含んだ半平面としなければならないと考えられる。つまり、1断面に作用するガスト揚力の定式化にも、翼のスパン全体を含む流れ場がかかわってくる。このように考えると、上述の実験結果に対する、スパン全体の後流の影響がストリップに作用するガスト揚力におよぶ、という記述の物理的意味が理解できる。また、このようにガスト揚力は3次元的な流れ場により生じるものであるから、断面に作用する空気力を2次元の仮定で求めるストリップ理論の仮定は、基本的には成り立たないということがわかる。

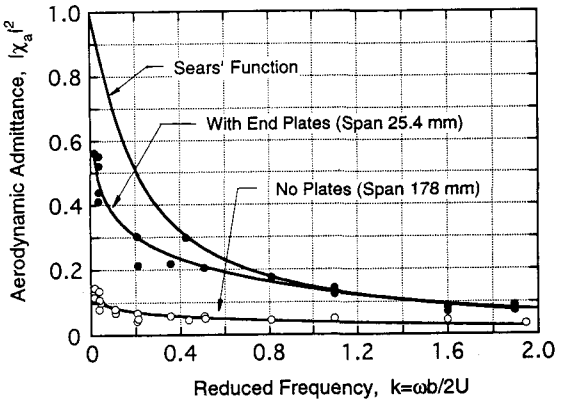


図1　翼の2次元模型のストリップに対する空力アドミッタンス、Lamson[1]より再プロット

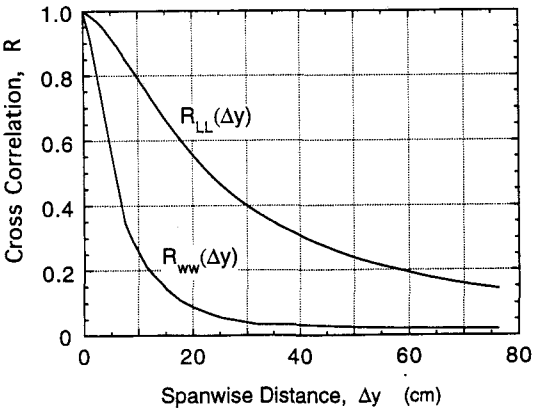


図2　翼に作用するガスト揚力のスパン方向の相関、Etkin[2]より再プロット

Etkin[2]の著書に示されているNettletonの実験結果を図2に引用する。図では翼のスパン方向にΔy離れた2点における、幅の狭いストリップに作用する揚力Lおよび鉛直変動風速wの相互相関関数を示している。気流の乱れのスケールは翼の弦長とほぼ等しい。図によると、変動風速の相関よりもガスト揚力の相関の方が大きい。これも、ストリップ理論の仮定とは相反する結果である。しかし、ある断面に作用するガスト揚力はスパン全体の後流の影響を受ける、という前述の現象とは符合している。なぜなら、断面に作用するガスト揚力がスパン全体の後流の影響を受けるとすると、ガスト揚力のスパン方向の分布は鉛直変動風速のスパン方向分布に対してスパン方向に重みをつけて平均化を行ったようなものとなり、ガスト揚力のスパン方向の相関は変動風速の相関よりも大きくなると考えられるからである。

河井[3]は、正方形角柱の風上面の2点に作用する圧力の間の相関を測定し、変動風速の相関と比較している。圧力の相関の方が変動風速の相関よりもかなり大きいという結果が得られた。ただしこのように鈍い断面においては、平均流が物体の存在により変形を生じ、それに伴って乱れも変形するため、現

象はかなり複雑である。

Melbourne[4]は、偏平箱桁断面をもつ部分模型の上面で、前縁から桁幅の1/10だけ離れた点における圧力のスパン方向の相関を測定した。2点間のスパン方向距離をΔy、風速をU、周波数をfとすると、主流方向の変動風速のコヒーレンスが$\exp(-16f\Delta y/U)$で近似されるのに対し、変動圧力のコヒーレンスは$\exp(-4f\Delta y/U)$で近似され、すなわち空気力の相関の方が変動風速の相関よりも大きいことを示唆している。

SankaranとJancauskas[5]は、辺長比が1:10、1:6および1:4の矩形柱に対して、上面の前縁から弦長の1/20だけ離れた点における圧力の、スパン方向の相関を測定した。変動風速の相互相関およびコヒーレンスよりも変動圧力の相互相関およびコヒーレンスのほうが大きいという結果が得られた。また、断面全体に作用する圧力の平均値のスパン方向の相関は、変動風速および前縁に近い1点での圧力、いずれのスパン方向の相関よりも大きかった。このように空気力の相関の方が変動風速の相関よりも大きくなる理由は、流れの剥離により生じる渦の中に物体があるため、これら2つの相関が対応しないためとしている。

Larose、DavenportとKing[6]は、偏平6角形箱桁の断面に作用するガスト空気力を、同時多点圧力計を用いて測定した。スパン方向に離れた2断面における、ガスト揚力またはモーメントの相互相関は、変動風速の相互相関よりも大きかった。また実験結果を用いて、その極限ではストリップ理論の仮定と等価となる、2つの断面におけるガスト空気力のコヒーレンスの実験式を提案している。

3．風洞実験

前章でまとめた既往の研究の結果は、いずれもストリップ理論の仮定がガスト空気力に対しては成り立っていないことを示している。また前章で述べたように、翼断面に作用するガスト揚力に対しては、理論的にもストリップ理論の仮定は成り立たない。しかし、乱れのスケールが構造物のスパン方向に非常に大きければストリップ理論の仮定は成り立つと考えられる。したがって、乱れのスケールによって、ストリップ理論の仮定がどの程度成り立つかが大きな影響を受けるはずである。

そこで、乱れのスケールを主なパラメータとしてガスト揚力の測定を行った。ただし、風洞測定部の大きさの制約で、気流の乱れのスケールは実橋における場合の相似条件と比べてかなり小さいものしか用いることができなかった。模型断面は、空気力の特性が良くわかっている平板断面に近いものとして、偏平6角形断面とした。

3.1　風洞および模型

風洞は東京大学工学部土木工学科橋梁研究室所属の吸い込み式エッフェル型風洞を用いた。測定部の大きさは、幅1.09 m、高さ1.80 mである。乱流は、表1に示すような諸元をもつ乱流格子で生成した。乱流格子は大きさを変えた3種類を用いたが、「格子の間隔／格子に用いた板の幅」比を4に保ち、また「格子と模型の距離／格子に用いた板の幅」比も10と一定にした。その結果、鉛直成分の乱れの強さが約8％で、乱れのスケールのみ異なる3種類の乱流を生成することができた。

模型は偏平6角形断面をもつ、長さ1.05 mの部分模型である（図3）。模型のスパン中央部は独立させて2枚または4枚の板ばねにより支持されており、この部分（以後「測定部」と呼ぶ）に作用する揚力を、板ばねに取り付けたひずみゲージおよび動ひずみ計で測定した。出力はローパスフィルタで処理した後、1 kHzのサンプリングレートでA／D変換し、パーソナルコンピュータで解析を行った。出力のキャリブレーションは、測定部の中央におもりをのせ、各板ばねには等しい荷重が作用しているものと仮定して、各板ばねに対する較正係数を定めた。各板ばねからの出力に較正係数をかけた後に足し合わせ、測定部に作用する揚力を求めた。測定部の模型スパン方向長さWは、2、5、および10 cmの3

種類とした。

表1　乱流格子の形状および気流の特性

	Grid 1			Grid 2			Grid 3		
B (mm)	20			50			80		
M (mm)	80			200			320		
D/B	10			10			10		
U (m/s)	4.0	8.0	12.0	4.0	8.0	12.0	4.0	8.0	12.0
I_w (%)	8.8	7.4	7.5	8.0	7.4	8.0	7.7	8.3	7.3
$L_w{}^z$ (mm)	21	25	27	38	47	57	49	60	68
$L_w{}^y$ (mm)	25	25	25	30	30	30	40	40	50

where, B:bar size, M:mesh size, D:grid to model distance, I_w:turbulence intensity of w, and $L_w{}^z$ and $L_w{}^y$:integral scales of turbulence of w

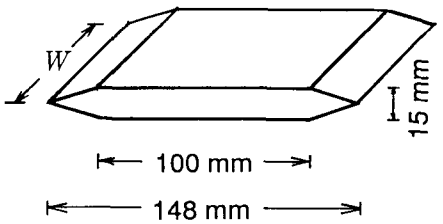


図3　模型測定部の形状

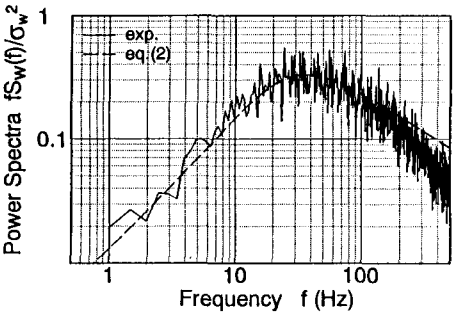
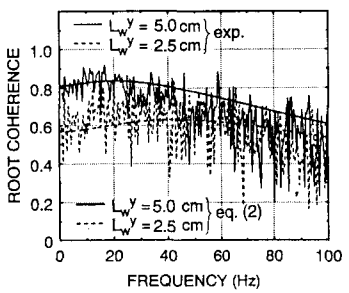
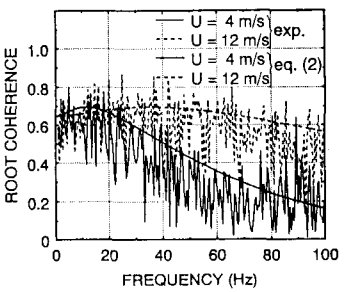


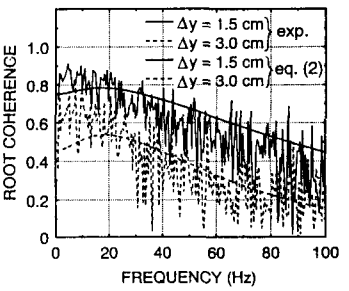
図4　鉛直変動風速 w の無次元化パワースペクトル（Grid 2, U = 8 m/s）



(a) Δy = 1.5 cm, U = 12 m/s



(b) Grid 2, Δy = 1.5 cm



(c) Grid 3, U = 8 m/s

図5　主流直角方向に Δy 離れた2点における鉛直変動風速 w のルート・コヒーレンス

3.2　気流の特性

気流の特性は、特に変動風速の鉛直成分、w、に着目して行った。これは、本実験で対象としている模型の偏平6角形断面が上下対称で、気流の平均の迎角が0°、また抗力も小さいので、ガスト空気力のうち支配的となる揚力は w の関数となると考えられるからである。気流の測定はX型プローブと熱

線風速計を用いて行った。測定したwのパワースペクトルおよびクロススペクトルは、以下のように表わされるカルマン・スペクトルおよびそれから求めたクロススペクトルの式[8]で近似した。

$$S_w(f) = \frac{\left(2\cdot\sigma_w{}^2\cdot L_w^z/U\right)\cdot\left[1+188.8\cdot\left(f\cdot L_w^z/U\right)^2\right]}{\left[1+70.78\cdot\left(f\cdot L_w^z/U\right)^2\right]^{11/6}} \tag{1}$$

$$S_{ww}(f,\,y,\,y') = \frac{2^{1/6}\cdot S_w(f)}{\Gamma(5/6)}\times\left[\eta^{5/6}\cdot K_{5/6}(\eta) - \frac{\eta^{11/6}\cdot K_{1/6}(\eta)}{1+\frac{8}{3}\cdot\left(2\cdot\pi/B_1\right)^2\cdot\left(f\cdot L_w^y/U\right)^2}\right] \tag{2}$$

ただし、

$$\eta = \frac{|y-y'|}{L_w^y}\cdot B_1\cdot\sqrt{1+\left(2\cdot\pi/B_1\right)^2\cdot\left(f\cdot L_w^y/U\right)^2}\ 、\ B_1 = \sqrt{\pi}\cdot\frac{\Gamma(5/6)}{\Gamma(1/3)}$$

また、$S_w(f)$はwのパワースペクトル、$\sigma_w{}^2$はwの分散、$L_w{}^z$、$L_w{}^y$は乱れのスケールに対応するパラメータ、Uは平均風速、fは周波数、$S_{ww}(f, y, y')$はwのクロススペクトル、yおよびy'は模型スパン方向にとった座標、Γはガンマ関数、Kは第2種の変形ベッセル関数である。カルマン・スペクトルは、等方性乱流に対して導かれたものであるが、Irwin[8]が行ったように、乱れのスケールに対応するパラメータ$L_w{}^z$、$L_w{}^y$をそれぞれ別々に実験値の近似が最も適切となるように定めることで、非等方性乱流に対しても適用できるものとした。実験に用いた気流の変動風速鉛直成分のスペクトルおよびルート・コヒーレンスの例を、式(1)(2)によって近似したものと共に図4と5に示す。気流の特性を表1に示すが、風速にいくらか依存する傾向があった。

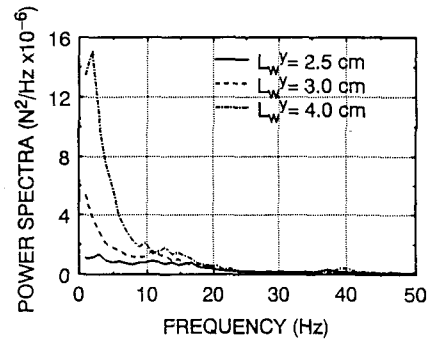
3.3 ガスト揚力の測定結果

図6～8は測定されたガスト揚力のパワースペクトルを示す。それぞれが、乱れのスケール、風速、ならびに測定部のスパン方向長さの影響を表わすように整理して示してある。パワースペクトルの40 Hz付近にあるピークは、模型全体がわずかに振動して測定部の慣性力が板ばねに加わることにより生じたものと考えられ、ガスト空気力とは関係ないものとして無視されるべきものである。以下の説明で用いられる「スペクトルのピーク」という言葉は、このノイズと考えられるピークを除いた部分で、パワースペクトルが大きく山のようになっているところを示すものとする。各パラメータがガスト揚力のパワースペクトルにおよぼす影響を以下にまとめる。

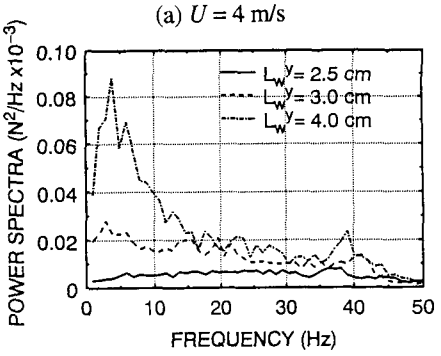
1）接近流の乱れのスケールが大きくなると、パワースペクトルの絶対値は大きくなり、スペクトルのピークは急になり、スペクトルのピークの位置は低周波数側となる（図6）。

2）風速が高くなると、スペクトルのピークの位置は高周波数側となり、スペクトルのピークは緩やかとなる（図7）。ただし図7のU=4および8 m/sに対するパワースペクトルは、それぞれ9および2.25倍して、U=12 m/sの値に換算して示してある。

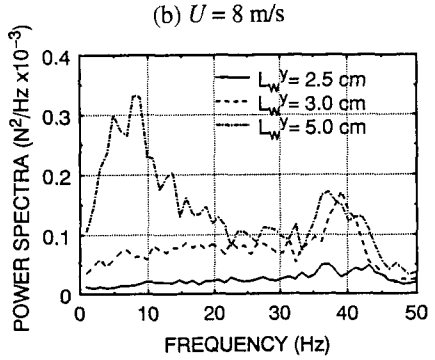
3）測定部のスパン方向長さの違いによる影響は、W=2cmとW=5cmでは明らかではない（図8）。W=10 cmのケースについては、同じ面積あたりに作用するガスト揚力のパワースペクトルの絶対値は小さくなっている。ただし図8のW=2および5cmにおけるパワースペクトルは、それぞれ25および4倍して、W=10 cmに対応する面積あたりの値に換算して示してある。



(a) U = 4 m/s

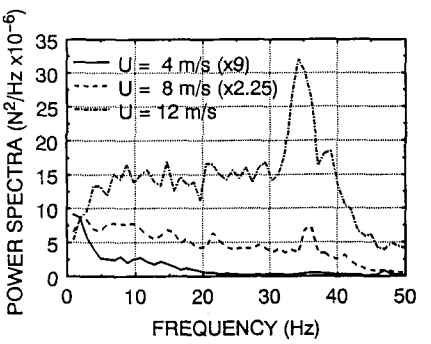


(b) U = 8 m/s

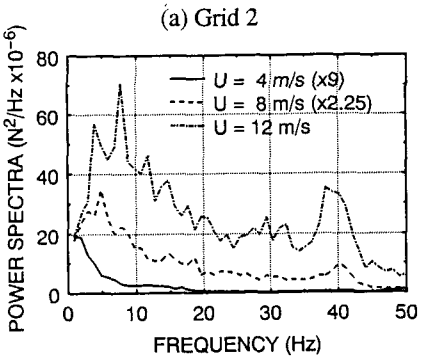


(c) U = 12 m/s

図6　乱れのスケールの影響（W = 5 cm）



(a) Grid 2



(b) Grid 3

図7　風速の影響（W = 2 cm）

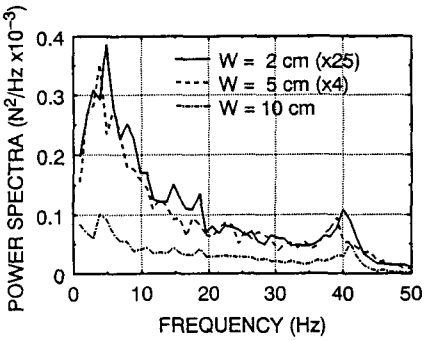


図8　測定部のスパン方向長さの影響
（Grid 3, U = 8 m/s）

4．解析結果との比較および考察

4.1　ストリップ理論の仮定を用いたガスト揚力解析結果との比較

標準的なバフェティング応答解析法としては、明石海峡大橋耐風設計要領に記述されている方法[9]があり、本研究で用いた方法もほぼこれに従っている。ただし本研究では変動風速の鉛直成分のクロススペクトルとして実験値を近似した式 (2) を用い、ストリップ理論の仮定を厳密に適用した。なお、空力アドミッタンスとして平板に対する2次元鉛直変動風中での理論値である Sears 関数[7] の近似式を、揚

力係数の勾配としては乱流中での実測値を用いた。解析結果を図9に示す。対応する実験結果（図6(b)、図7(a)、図8）と比較すると、解析結果は実験結果の傾向を必ずしも再現していない。相違点を以下にまとめる。

1）乱れのスケールが小さい場合は、特に低周波数域（大体10 Hz以下の場合）において解析のパワースペクトルの絶対値は実験値ほど小さくはならない。

2）風速が大きくなる、または乱れのスケールが小さくなると、実験ではスペクトルのピークが高周波数側に移動した。しかし解析においては、スペクトルは常に最も低い周波数で最大値をとる。

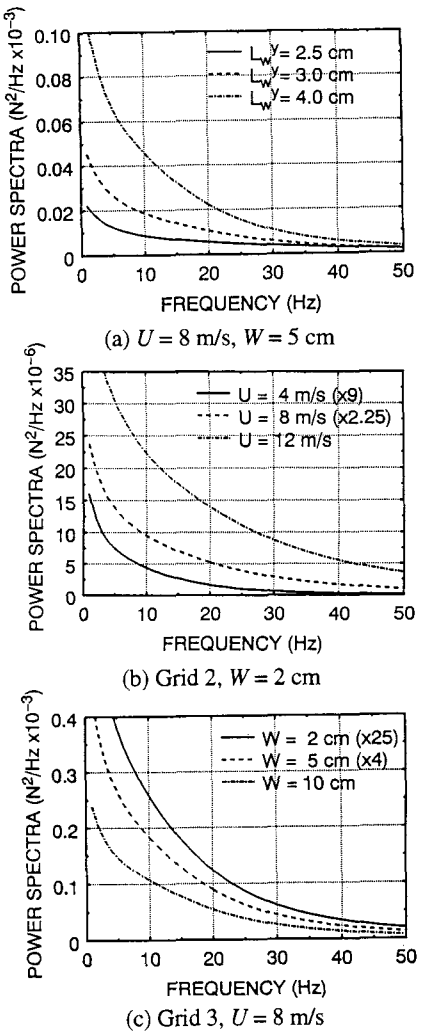


図9　ストリップ理論の仮定を用いた解析結果

4.2　現実のガスト空気力により忠実な解析法に関する考察

解析において、断面に作用するガスト空気力が正確に求められ、さらにそのスパン方向の相関が正確に求められていれば、実験結果と解析結果は一致するはずである。前節のようにストリップ理論の仮定を用いた既往の解析法による結果と実験結果が異なる本質的な理由は、2章で述べたことからみて、解析においてストリップ理論の仮定を用いていることによると考えられる。

ストリップ理論の仮定によらない解析法としては、翼断面に作用するガスト空気力を、主流方向、主流直角方向、両方の乱れのスケールの関数である空力アドミッタンスを用いて定式化した方法[10]がある。つまり、主流直角、すなわち翼のスパン方向の乱れのスケールも断面に作用するガスト揚力の定式化に取り入れることで、3次元的に変化している乱流による翼周りの渦の影響を忠実に反映する解析法となっている。このような空力アドミッタンスを用いることは、現実のガスト空気力により忠実な解析法とするための一つの方法といえる。今回の実験結果をみても、乱れのスケールや風速を変えた場合にガスト揚力のパワースペクトルの形状が変化する傾向は、同じ場合に主流直角方向に離れた2点での鉛直変動風速のコヒーレンスが変化する傾向と似ている（図5(a)(b)）。この変動風速のコヒーレンスのもつ傾向は、スパン方向の乱れのスケールを断面に作用する揚力の定式化に取り入れることでより強く反映させることができると考えられ、そうすることで実験結果により近い解析結果が得られる可能性があることを示唆している。

また、ガスト揚力のスパン方向の空間相関については、Δyが1.5 cmから3.0 cmへ増えると図5 (c)に示す変動風速のコヒーレンスは減少しているのに対して、図8によるとW = 2 cmと5cmでは同じ面積あたりのガスト揚力のパワースペクトルにはほとんど差がない。これは、既往の研究[2~6]と同様、空気力の相関が変動風速の相関に比べて高いことを示していると考えられる。これもストリップ理論の仮定とは相反している。したがって、ガスト空気力のスパン方向の相関の、現実に忠実な定式化を行うことが必要である。

5．まとめ

バフェティング応答解析におけるストリップ理論の仮定の適用性に関する既往の研究結果をまとめ、検討した。また、乱れのスケールを主なパラメータとした風洞実験を行い、偏平6角形断面をもつ2次元模型のスパン中央部分に作用するガスト揚力を測定した。その結果から、現実のガスト空気力をより忠実に再現し得る解析法について考察した。

本実験では、実際の橋梁における場合と比べてかなり小さな乱れのスケールのもとでの測定しか行えなかった。より大きな乱れのスケールをもつ乱流中では、ストリップ理論の仮定を用いた解析結果も実験結果に近づくと考えられる。またストリップ理論の仮定では、断面に作用するガスト空気力は2次元空気力として求めるので現実より大きく見積もっており、ガスト空気力のスパン方向の相関は変動風速の相関と等しいとしているので小さく見積もっていることになる。つまり2つの誤差が打ち消し合って、構造物全体に作用するガスト空気力に対してはおおよそ実際に近い値を与えるという可能性もある。さらに、測定された空力アドミッタンスを解析に用いることがあるが、測定が乱れのスケールの相似が満たされている気流中で行われていれば、測定に用いた部分模型のスパン長に対応する実橋のスパン長に作用するガスト空気力の合力は解析でも正確に予測できることになる。

しかしながら、ストリップ理論があくまで仮定であるという認識をもって、その適用性を明らかにしておくことは重要であると考えられる。また、超長大橋に対しては、バフェティング応答の振動モード形も正確に求める必要が出てくる可能性があり、上述のストリップ理論による解析のように1次モードの一般化外力の値がほぼ正しいだけでは十分ではない。さらに、現実のガスト空気力に忠実な解析法が得られれば、乱れのスケールが相似されていない風洞実験結果を補正することも可能となる。

このような詳細な検討を行うためにはガスト空気力の分布を測定することが必要であり、また、より大きな乱れのスケールをもつ気流中での測定を行う必要もあると考えられる。

謝辞：風洞実験は岡山誠君（鹿島建設、研究当時東京大学学部生）がほとんど行ったものです。ここに記して感謝いたします。なお、本研究は一部本州四国連絡橋公団の補助を受けていることを付記して深謝します。

参考文献

1) Lamson, P.：Measurements of lift fluctuations due to turbulence, NACA TN 3880, 1957.
2) Etkin, B.：Dynamics of atmospheric flight, John Wiley & Sons, pp. 547-548, 1972.
3) 河井宏允：角柱の風上における乱れと風上面に作用する風圧変動の特性について，日本風工学研究会誌, No. 9, pp. 3-14., 1981.
4) Melbourne, W.H.：Comparison of model and full scale tests of a bridge and a chimney stack, Proc. Int. Workshop on Wind Tunnel Modeling Criteria and Techniques in Civil Eng. Applications, Maryland, USA, pp. 637-653, 1982.
5) Sankaran, R. and Jancauskas, E.D.：Measurements of cross-correlation in separated flows around bluff cylinders, Proc. BBAA2, Australia, 1992.
6) Larose, G.L., Davenport, A.G., and King, J.P.C.：On the unsteady aerodynamic forces on a bridge deck in turbulent boundary layer flow, Proc. 7th US National Conf. on Wind Eng., UCLA, USA, 1993.
7) Sears, W.R.：some aspects of non-stationary airfoil theory and its practical application, J. Aeronautical Sciences , Vol. 8, No. 3, pp. 104-108, 1941.

8) Irwin, H.P.A.H. : Wind tunnel and analytical investigations of the response of Lions' Gate Bridge to a turbulent wind, National Research Council Canada, NAE-LTR-LA-210, 1977.
9) 本州四国連絡橋公団, 「明石海峡大橋耐風設計要領（1990）・同解説」,1990.
10) Jackson, R., Graham, J.M.R., and Maull, D.J. : The lift on a wind in a turbulent flow, Aeronautical Quartery, Vol. 24, Part 3, pp. 155-166, 1973.

（1993 年 9 月 16 日受付）