The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	後流が通過する翼列に働く非定常力に関する研究
Author(s)	村上, 芳則
Citation	大阪大学, 1981, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/738
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

後流が通過する翼列に働く非定常力に関する研究

昭和56年2月

村上芳則

後流が通過する翼列に働く非定常力に関する研究

昭和56年2月

村上芳則

目　　次

記　号　表

第 1 章　序　論 …… 1

第 2 章　非定常力の測定 …… 5

2・1　はじめに …… 5

2・2　実験装置 …… 5

2・3　実験方法とデータ処理 …… 8

2・3・1　実験方法 …… 8

2・3・2　測定値の整理 …… 10

2・3・3　信号処理 …… 12

2・4　圧力測定系の検定 …… 15

2・5　翼取付け角の決定 …… 18

2・6　翼に働く定常力 …… 21

2・7　実験結果の検討 …… 25

2・7・1　円柱と翼の距離の影響 …… 29

2・7・2　後流の傾きの影響 …… 31

2・7・3　隣接する翼の影響 …… 35

2・8　ま と め …… 45

第 3 章　翼間通路内の三次元非定常速度分布 …… 47

3・1　はじめに …… 47

3・2　実験装置と方法 …… 48

3・3　三次元速度の算出 …… 52

3・4　検定と結果の精度 …… 55

3・5　実験結果と検討 …… 57
3・5・1　後流軸と翼弦のなす角が小さい場合 …… 57
3・5・2　後流軸と翼弦のなす角が大きい場合 …… 64
3・6　まとめ …… 70

第 4 章　非定常力の理論計算 …… 73
4・1　はじめに …… 73
4・2　非定常力の式 …… 74
4・3　任意形状ガストへの拡張 …… 77
4・4　円柱後流による非定常力 …… 82
4・5　円柱の厚みによる非定常力 …… 84
4・6　隣接する翼の影響による非定常力 …… 86
4・7　まとめ …… 89
付　録 …… 89

第 5 章　計算手順と結果 …… 95
5・1　はじめに …… 95
5・2　非定常力関数 …… 95
5・3　計算の精度と妥当性 …… 100
5・4　円柱後流の速度分布 …… 107
5・5　計算結果 …… 108
5・5・1　円柱後流による非定常力 …… 109
5・5・2　円柱の厚みによる非定常力 …… 112
5・5・3　隣接する翼の影響による非定常力 …… 113
5・6　まとめ …… 114

第 6 章　非定常力についての実験と計算結果の比較およびその検討 … 117

6・1　はじめに …… 117
6・2　隣接する翼の影響が小さい場合 …… 117
6・2・1　後流軸と翼弦のなす角が小さい場合 …… 119
6・2・2　後流軸と翼弦のなす角が大きい場合 …… 120
6・3　隣接する翼の影響が大きい場合 …… 121
6・4　まとめ …… 126

第 7 章　総括および結論 …… 129

参　考　文　献 …… 133

本研究に関して既に発表した論文 …… 137

謝　　辞 …… 139

記　号　表

A ： 変換定数

ΔC_L ： 非定常力係数

ΔC_P ： 非定常圧力係数

c ： 翼弦長

d ： 円柱直径

E ： 電圧

$F_1(x'_t)$ ： 非定常力関数〔式(4.27)〕

$F_2(x'_t)$ ： 非定常力関数〔式(4.27)〕

$F_3(x'_t)$ ： 非定常力関数〔式(4.27)〕

$F_4(x'_t, x')$ ： 関数〔式(4.47)〕

$F_5(x'_t, s')$ ： 関数〔式(4.48)〕

$F_f(\omega)$ ： 関数〔文献(7)〕

$F_\alpha(\omega)$ ： 関数〔文献(7)〕

f ： 周波数

f ： 最大そり比

$H_m^{(2)}(\omega)$ ： 第2種Hankel関数

$J_m(\omega)$ ： 第1種Bessel関数

k ： 修正係数

l ： 円柱中心と翼前縁の軸方向距離

N ： 円柱本数

P ： 圧力

R ： 翼列のピッチ

r ： 平均半径

$S(\omega)$ ： Sears関数〔文献(2)〕

s ： 翼弦中心からのx方向距離(>c/2)

T ： 周　期

$T(t')$ ： 関数〔文献（５）〕

t ： 時　間

U ： 主流速

u_b ： 円柱の周速度

u, v ： 変動速度の x, y 方向成分

V ： 速　度

ΔV ： 非定常速度

W ： 変動速度の積分値

w ： 変動速度

x, y ： 座標系

x_t ： 座　標

x, θ, r ： 座標系

$Y_m(\omega)$ ： 第２種 Bessel 関数

Z ： 翼枚数

α ： 翼の迎え角

β ： 後流中心軸と主流方向のなす角度

γ_s ： 定常うず

γ_b ： 束縛うず

γ_f ： 自由うず

ζ ： 翼の取付け角

ξ ： 無次元座標〔図4−7，式（4.12）〕

ρ ： 空気の密度

ϕ ： 位相角

ω ： 無次元周波数〔式（4.5）〕

添　字

： 翼の半弦長を基準に無次元化した距離または時間

1，2，3　：　熱線プローブ1，2，3に関するものを示す（図3－6）

x，θ，r　：　座標系x，θ，rに関するものを示す

s　：　定常分を示す

1　：　そりによるものを示す

2　：　迎え角によるものを示す

u　：　翼弦方向の変動速度によるものを示す

v　：　翼弦に垂直な方向の変動速度によるものを示す

g　：　円柱後流によるものを示す

t　：　円柱の厚みによるものを示す

c　：　隣接する翼によるものを示す

第 1 章　序　　論

軸流ターボ機械は大風量に適し，高効率であることにより，産業設備用の空気源として広く用いられている。しかし構造上，動翼列と静翼列が近接して置かれているために，翼列相互の干渉が生じている。この相互干渉は，特に高速回転の場合，軸流ターボ機械の性能，騒音，および翼疲労破壊の原因となる振動発生に多大な影響を与えている。

近年の産業設備の大型化に伴い，軸流ターボ機械も大容量化されつつある中で，高効率化が要求され，高速回転化，小型軽量化が進められている。これらは翼についていえば，長大・薄肉化が望まれ，必然的に剛性の低下を来たし，振動が発生し易くなる。このように軸流ターボ機械の大容量化に伴い，安全性・信頼性の向上のみならず，省エネルギー的見地からも，設計段階において翼に働く定常力だけではなく，非定常力を正確に評価することが，さらに重要となっている。

軸流ターボ機械内の翼に働く非定常力の予測において，その周波数は（回転数×翼枚数）の整数倍として簡単に決定できる。しかし，大きさを正確に予測するには複雑な翼まわりの非定常流れ，非定常力の発生機構が十分に明らかにされておらず，解明すべき問題が数多く残されている。すでに従来の研究により，翼に働く非定常力の発生原因としては，上流翼列から発生する後流と隣接する翼まわりの循環および翼の厚みによるポテンシャル干渉が主なるものと考えられている。しかし，上流翼列から発生する後流の影響を考えてみても，後流の直接的な影響だけではなく，翼の存在による後流の変形，後流が通過することによる翼まわりの流れ状態の変化など二次的に発生する現象の影響も加わっているものと考えられる。これらの現象，およびこれによる非定常力が明らかにされていない現状では，翼に働く非定常力の大きさの理論予測の精度向上は言うに及ばず，補正さえすることができないと思われる。

翼に働く非定常力に関する研究は，まず 1938年に Kármán−Sears[1] によ

って理論的になされた。その後 Sears[2] は翼面に垂直な正弦波状ガストが通過する平板翼に働く非定常力を解析した。さらに，この結果を用いて Kemp－Sears[3][4] は，翼まわりの循環によるポテンシャル干渉と上流翼列から発生する後流が及ぼす非定常力を示した。Meyer[5] は後流が通過する平板翼に働く非定常圧力こう配と速度を解析した。また翼面上における後流の変形が及ぼす影響についても論じている。

これらの研究は翼を平板翼として取り扱い，翼面に垂直な方向の変動速度のみを考慮したものである。Horlock[6] は迎え角を持つ平板翼を取り扱い，翼弦方向の正弦波状ガストによる非定常力を決定し，その大きさは軽視できないことを明らかにした。Naumann－Yeh[7] は翼弦に垂直と平行な正弦波状ガストによる迎え角とそりの両方を持った翼に働く非定常力を表し，最小揚力変動を得るための設計方針を示した。

翼列を取り扱った研究も数多く報告されている。食違いを持たない平板翼列で各翼の受ける正弦波状ガストが同相の場合については，大橋[8]，村田ら[9]により解析されている。また西山・小林[10][11]の圧縮性を考慮した解析や辻本ら[12]の粘性を考慮したものも報告されている。さらに食違い角を持つ平板翼列で，各翼の受ける正弦波状ガストに位相差がある一般的な場合については，Whitehead[13]，村田ら[14] による解析がある。

一方，実験による検証としては，1963年にLefcort[15] が Meyer[5] の理論を拡張し，任意形状の速度分布を持つ翼に対して垂直な後流が通過する場合について解を求め，初めて実験値と比較した。また翼の厚み，翼上における後流の変形の影響も理論的に求め，実験値と定性的に一致することを示した。安達ら[16] は単段後置静翼形軸流送風機内の静翼に働く非定常力の実験値と，Kemp－Sears[3] の示した方法により求めた動翼まわりの循環の影響による非定常力値を比較し考察を加えた。

以上のように，変動ガストを受ける翼に働く非定常力については，かなり多くの研究が行われている。しかし，研究は理論的なものに集中し，すでに翼列

を取り扱い，粘性・圧縮性を考慮した高度な解析が行われているにもかかわらず，実験的研究は非常に少なく理論計算値の実験的検証すらなおざりにされている観がある。さらに，非定常力の発生機構を理解する上で，変動ガストが通過する翼間通路内の非定常速度分布を明らかにすることは，最良の方法であると周知されているにもかかわらず，これに関する研究は全くなく，これらのデータ不足は軸流タービン機械内の翼列干渉を解明する上で，重大な障害となっている。

本研究では，軸流タービン機械内の翼に働く非定常力の主原因の一つである上流翼列から発生する後流に着目した。後流による非定常力の発生機構を明らかにするために，円柱後流が通過する静翼列に働く非定常力と翼まわりの流れについて，実験と理論の両面から総合的かつ詳細に論じた。そしてまた，非定常力の理論予測の実験的検証により，その精度と問題点を明らかにした。実験装置としては，単段後置静翼形軸流送風機をモデル化し，動翼列を円柱列で置き換えたものを用いた。

各章の内容については，章のはじめに詳しく記述するが，概略を述べると次のようになる。

第２章では，主流に対して垂直に旋回する円柱列の下流に置かれた静翼列に働く非定常力を実験的に求めた。まず実験装置・方法およびデータ処理（平均応答法）について述べた後，実験結果を示す。そして，結果より円柱後流軸と翼弦のなす角度，円柱と翼の距離，翼列のピッチが非定常力に与える影響を明らかにし，翼に働く力の面より後流による非定常力の発生原因・状態を分類・考察した。

第３章では，円柱後流が通過する翼間通路内の三次元非定常速度分布を実験的に求めた。まず，三次元速度の測定・計算方法とデータ処理方法について記述する。翼間通路内の三次元非定常速度分布に関する研究は，従来，報告されていない。そこで測定方法とデータ処理による結果の精度については，詳細に

記述する。そして実験結果より，後流の翼間通路内における挙動，および流れに与える影響を明らかにするとともに，後流による非定常力の発生機構を翼まわりの流れの面より考察した。

第４章では，正弦波状ガストが通過する迎え角を持つそり翼に働く非定常力の解析[7]を，任意形状ガストに適用できる形に拡張して示した。また，計算機の演算時間を短縮して求める方法も示す。そして円柱後流，円柱の厚み（円柱の排除効果），および隣接する翼の影響によって翼に働く非定常力の算出方法を記述した。

第５章では，前章で示した計算方法の計算手順を述べるとともに，他の理論計算結果との比較により，本計算方法の妥当性と結果の精度を確認した。そして円柱後流，円柱の厚み，および隣接する翼の影響による非定常力の計算結果を示し，理論計算（理想実験）の面より非定常力の発生原因・構成を明らかにした。

第６章では，前章で示した各影響による非定常力の和として求められた理論計算値と第２章で示した実験値の定量的な比較により，理論予測の実験的検証を行い，その精度と問題点を明らかにした。

第７章では，第２～６章までの結果を総括および結論として，まとめて記す。

第２章　非定常力の測定 (iv)(v)(viii)

２・１　は　じ　め　に

後流が通過する翼列に働く非定常力は，後流軸と翼弦のなす角度，後流発生物と翼の距離，そして翼列のピッチなどの大小により定性的，定量的にも異なっていると考えられる。また，これらは後流の直接的な影響による非定常力だけではなく，翼の存在による後流の変形，後流が通過することによる翼まわりの流れ状態の変化など二次的に発生する現象による非定常力にも影響を与えているものと推察される。

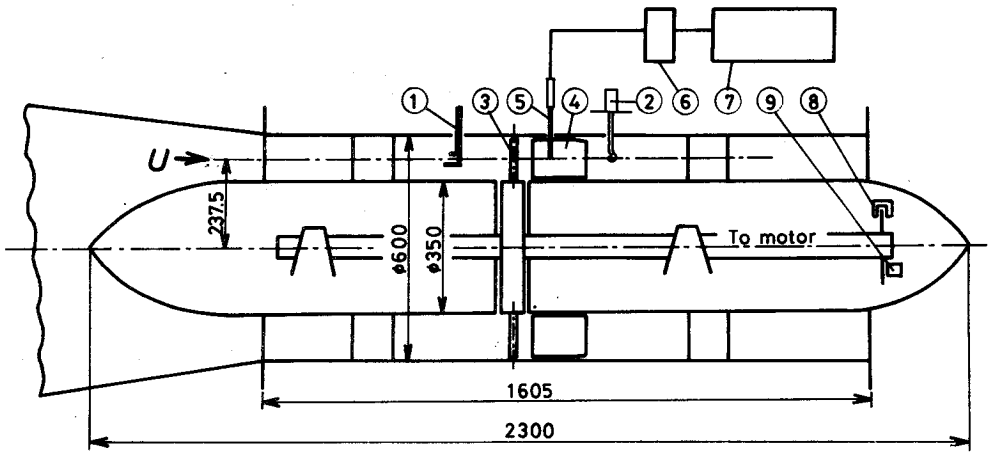
これらのパラメータが非定常力に及ぼす影響を知ることは，二次的な現象も含めて後流による非定常力の発生原因を分類し，理解する上で有効な手段であると思われるが，総合的に調べた研究は報告されておらず，詳細は不明である。

本章では，主流に対して垂直に旋回する円柱列の下流に置かれた静翼列に働く非定常力を，種々の円柱の周速度，円柱と翼の距離，および翼列のピッチについて実験的に求めた。円柱の旋回による影響だけを取り出すために，翼に働く非定常力の測定において平均応答法[17]が用いられている。

結果より，後流軸と翼弦のなす角度，円柱と翼の距離，そして翼列のピッチが非定常力に与える影響を明らかにするとともに，翼に働く力の面より非定常力の発生原因・状態を分類・考察した。

２・２　実　験　装　置

図２－１に実験装置本体を示す。本装置は単段後置静翼形軸流送風機をモデル化し，動翼を円柱で置き換えたものである。図２－２ に示すように，本装置を風胴に接続する。気流は内径 ϕ600mm の外胴とステーによって支持された外径 ϕ350mmの内胴との間を通過する。このとき流速が $U=20$m/s となるように，風胴用送風機の回転数を無段変速機により調節した。



① Pitot-static tube
② Yawmeter
③ Cylinder d=φ15mm
④ Blade NACA65(7.5)10
⑤ Pressure transducer
⑥ Amplifier
⑦ Data processing device
⑧ Photoelectric pickup
⑨ Tachometer

図2－1　実　験　装　置

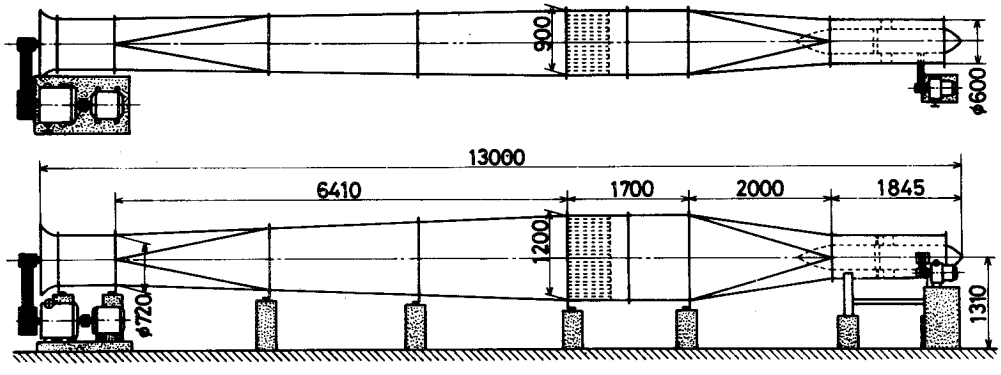


図2－2　風　胴　概　略　図

主流速Uの測定には，静翼前縁位置から400mm上流に設置されているピトー管①とマノメータを用いた。

図 2－3には円柱および静翼を取り除いた状態で，熱線風速計を用いて測定した実験装置本体静翼前縁位置における流れ状態の径方向分布を示す。図においてWは流速を表し，$\sqrt{\overline{u^2}}/U$は乱れ強さを示す。図において明らかなように，平均半径 $^{*}r$＝237.5mm から±40mm以内では一様な速度分布を持つ乱れの小

※　外胴，内胴半径の算術平均

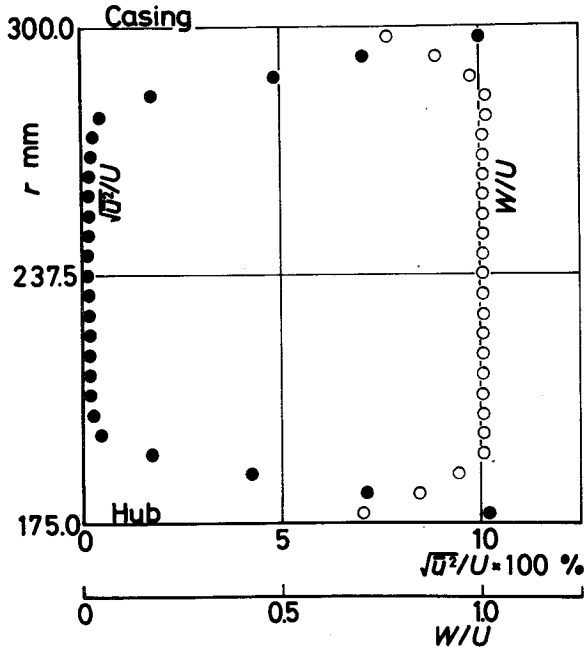


図２－３　測定部の流れ状態

さい流れとなっている。

静翼④としては，軸流送風機や圧縮機に汎用されているNACA65系翼形を用いた。取り付けた翼は，NACA65(7.5)10 の翼断面を持つ翼弦長 c = 150mm の二次元翼である。スパンは 125mm，アスペクト比は 0.83 となる。また翼弦長 c と主流速 U に基づくレイノルズ数は，Re $(=Uc/\nu)=2\times10^5$ である。装置本体外胴には静翼取付け穴が周方向に等間隔で２４個あり，静翼列を構成する翼の枚数 Z を２４の約数に変えることができる。

翼列の上流には後流発生物として，直径 $d=\phi15$mm の円柱③を２本，ロータに配列した。ロータは軸方向移動が可能であり，円柱中心と翼前縁の軸方向距離を $l=20\sim250$mm の範囲に設定することができる。ロータの駆動は無段変速機付モータにより行われ，回転数可変範囲は 60～1000rpm である。これは平均半径位置（$r=237.5$mm)における円柱の周速度 $u_b=1.5\sim24.9$m/s に対応する。回転数の測定には，ロータ軸に取り付けた電磁式回転計⑨の出力を

カウンタに入力することにより行った。またロータ軸には1つの穴をあけた円板も取り付け，光電ピックアップ⑧により測定時の時間基準とするパルス信号を出力した。パルスは軸1回転あたり1個で，一定の静翼と円柱の相対位置において出力される。

2・3　実験方法とデータ処理

2・3・1　実　験　方　法

一様な気流中で円柱を2本配列したロータを回転させ，主流に対し傾斜した後流を作る。下流に設置された静翼列に働く非定常力を測定するために，静翼の1枚を測定翼に置き換えた。測定翼は内径 ϕ 6.4 mm の銅管をうめ込み，エポキシ樹脂で成形したもので，翼面と銅管の間は内径 ϕ 1.0 mm（または ϕ 1.2 mm）の管で連絡されている。翼面上の測定位置は平均半径位置（r＝237.5 mm）にあり，図2－4に示す24点である。これらの測定点を4枚のエポキシ樹脂製の翼形に取り付けた。外径 ϕ 6.0 mmの半導体式小形圧力変換器（図2－5，豊田工機 PMS5－0.5H－OC）は，銅管にそう入される。圧力変換器そう入部の模

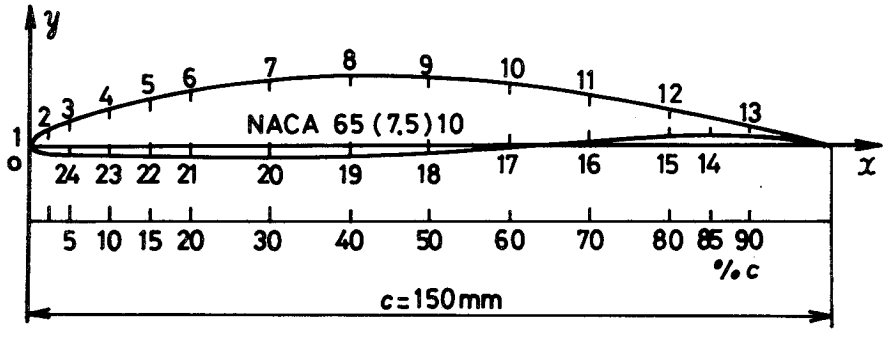


図2－4　測定翼圧力孔位置

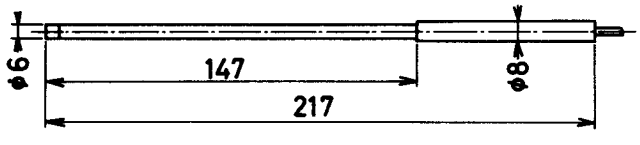


図2－5　圧力変換器外形

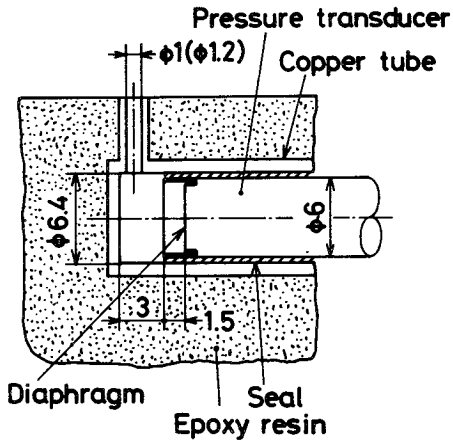


図２－６　圧力変換器そう入部

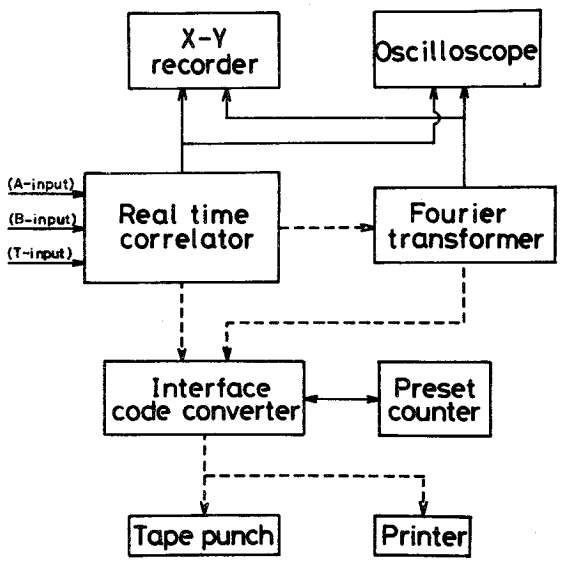


図２－７　データ処理装置ブロック線図

様を図２－６に示す。

図２－１に示したように，直流増幅器⑥を通った圧力変換器の出力は，データ処理装置⑦に入力された。データ処理装置（図２－７）内の多目的実時間相関器（日本無線ＮＪＺ－２６０Ａ）において，信号は設定したサンプリングタイムのもとでディジタル化され，つぎに光電ピックアップ⑧による軸１回転あたり

1個のパルスを基準とした2^7回の平均化処理を受ける。平均化処理は平均応答法[17]といわれるもので，一種の相互相関である。この処理により円柱の旋回に同期した成分が主となった信号を紙テープに出力した。

実験は静翼列通過後の流れが軸方向となるように静翼を取り付け，平均半径位置における円柱の周速度 u_b，円柱中心と静翼前縁の軸方向距離 l および静翼枚数 Z を表２－１に示すように組合わせて行われた。なお，本研究全体を通して，主流速 U は20m／s，また後流発生物としては直径 $d=\phi 15$mm の円柱を２本，ロータに取り付けた。

表2－1　実験の範囲

U m/s	u_b/U	l/d	Z	R/c	ζ_T deg
20	0.075 0.15 0.30 0.60 0.90 1.2	1.5 2.5 4.0 6.0 9.0 14.0	4	2.49	-7.1
			6	1.66	-6.4
			12	0.83	-6.6
			24	0.41	-6.7

２・３・２　測定値の整理

図２－４に示したように座標軸をとるとき，翼面上の圧力 P により翼弦に垂直な方向に働く力 L は，

$$L=\oint P\,dx \quad \cdots\cdots (2.1)$$

また，これを定常分 L_s と非定常分 ΔL に分けると，

$$\Delta L=L-L_s=\oint \Delta P\,dx \quad \cdots\cdots (2.2)$$

ここで ΔP は翼面上の圧力の定常的に働く圧力からの変動分である。平均化処理後の信号がパンチされている紙テープを計算機にかけて ΔP および数値積分により ΔL を求めた。なお，この ΔL および ΔP を無次元化して，

$$\Delta C_L = \Delta L / (\frac{1}{2}\rho U^2 c) \quad \cdots\cdots (2.3)$$

$$\Delta C_P = \Delta P / (\frac{1}{2}\rho U^2) \quad \cdots\cdots (2.4)$$

なる非定常力係数（≒非定常揚力係数），非定常圧力係数を用いて整理した。結果は1周期 $T=(237.5\pi/u_b)$ ms について表示される。　なお時間基準 $t/T=0$ はパルスが出たときである。$t/T=0$ における円柱と翼の相対位置関係を，平均半径位置の展開図として図2－8に示す。

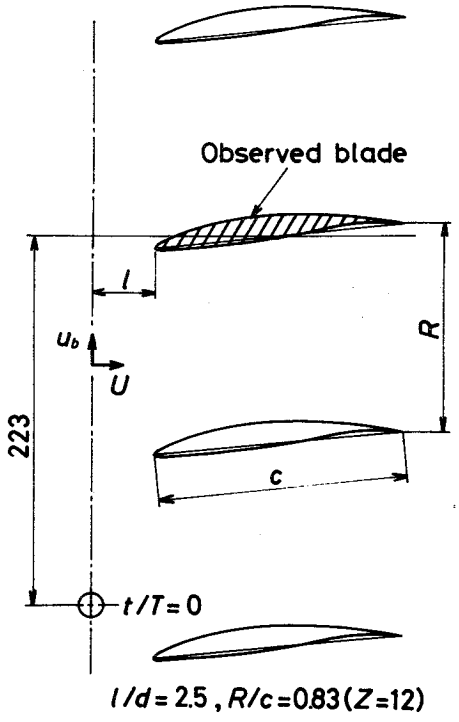


図2－8　$t/T=0$ における円柱と翼列の相対位置関係

2・3・3 信号処理

圧力変換器の出力信号から，円柱の旋回に同期した成分を取り出すために，データ処理装置を用いた。本装置において，信号は軸1回転あたり1個のパルスを基準とした2^7回の平均化処理された。以下に平均化処理について記述する。

この信号処理は平均応答法[17]といわれるもので，時間間隔Tの単位インパルス列と信号の相互相関に対応し，またシステム関数$H(f)$

$$|H(f)| = \left| \frac{\sin(M\pi T f)}{\sin(\pi T f)} \right|$$

を持つ線形フイルタを通過させたと等価である[18]。ここで，Mは平均回数，fは周波数である。

圧力変換器の出力信号$E(t)$が，円柱の旋回に同期した周期信号$S(t)$と円柱の旋回に無相関なカルマンうずや気流の乱れなどによる非同期信号$R(t)$を含み，

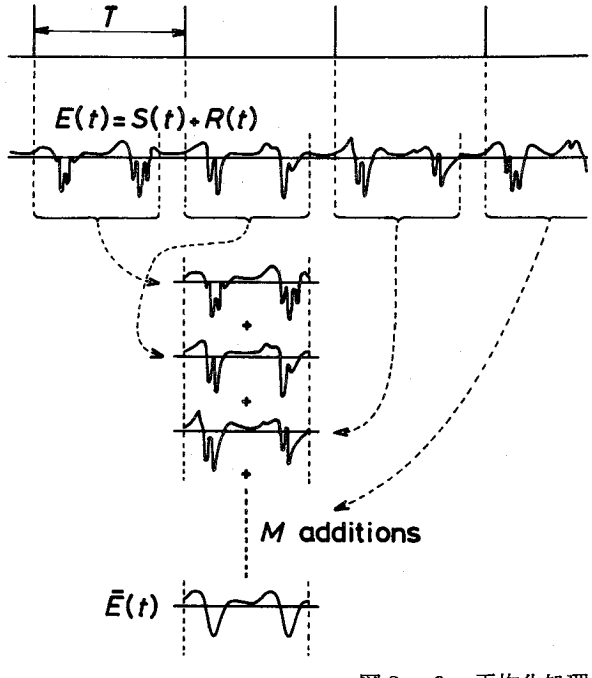


図2－9　平均化処理

$$E(t)=S(t)+R(t) \quad \cdots\cdots (2.5)$$

と表すことができるものとする。ここで，$R(t)$ の時間平均は零とする。図2－9に示すように，$E(t)$ に軸1回転あたり1個のパルス（周期 T）を基準とするM回の平均化処理を行った信号を$\bar{E}(t)$ とすると，

$$\bar{E}(t)=\frac{1}{M}\sum_{k=1}^{M} E(t+kT)$$

$$=\frac{1}{M}\sum_{k=1}^{M} S(t+kT)+\frac{1}{M}\sum_{k=1}^{M} R(t+kT) \quad \cdots\cdots (2.6)$$

と表せる。$M\to\infty$に対しては$R(t)$の非同期性により

$$\lim_{M\to\infty}\frac{1}{M}\sum_{k=1}^{M} R(t+kT)=0 \quad \cdots\cdots (2.7)$$

そして，

$$\bar{E}(t)=S(t) \quad \cdots\cdots (2.8)$$

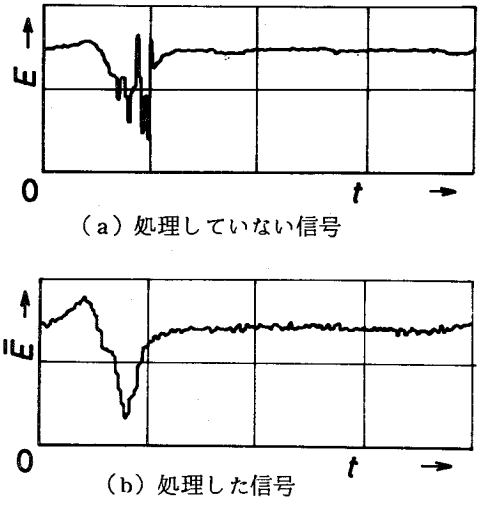
となり，円柱の旋回に同期した周期信号$S(t)$だけが残る。しかし，Mが有限であるので式（2.6）の第2項は零とはならず，$\bar{E}(t)$ に非同期信号が残存する。その分散σ^2は[18]，

$$\sigma^2=\frac{1}{M}\sigma_R{}^2 \quad \cdots\cdots (2.9)$$

ここで，$\sigma_R{}^2$は$R(t)$の分散である。これはM回の平均化処理により，$R(t)$の実効値（rms値）が$\sigma_R/\sqrt{M}$に減少し，同期信号対非同期信号比（S/N比）は$\sqrt{M}$だけ改善されることを示している。すなわちS／N比の利得G_T dBは，

$$G_T=10\log M \quad \cdots\cdots (2.10)$$

で表される。本実験においては$M=2^7$回としたので$G_T=21$ dBとなる。図２－１０に平均化処理前後の波形を比較して示す。図において，処理してない信号に現れている高周波数の変動は，主にカルマンうずによるものと思われる。処理した信号において，その変動はほとんど見られない。



（a）処理していない信号

（b）処理した信号

図２－１０　平均化処理の効果

以上のように，圧力変換器の出力を平均化処理して求めた翼面上に働く非定常圧力ΔPにおいて，残存する非同期信号成分は十分に小さくなっている。さらに，翼に働く非定常力ΔLについては，式（２．２）を用いてΔPを数値積分する過程において，ΔPに残存する非同期成分は相殺されることとなり，誤差はさらに減少するものと考えられる。

なお，旋回する円柱からのカルマンうずによる変動成分は，当然ディスクリートなものではなく，ある範囲の周波数域に分布している。また，この周波数は時間的に変化していることが知られている。したがって，この成分による影響は上記の平均化処理により誤差のレベルになるものと考えられる。確認のために，測定時には平均化処理後の波形をデータ処理装置（図２－７）内のオシロスコープに常時出力し，高周波数成分が残存していないことをチエックした。

2・4　圧力測定系の検定

図２－６に示した測定部により，圧力変換器を用いて翼面上に働く非定常圧力を検出した。この場合，圧力変換器の周波数特性，および圧力変換器の受圧面と圧力測定孔の間に空間があるために問題となるヘルムホルツ共振による影響とその減衰特性を調べておかなければならない。

まず圧力測定系に平担な特性が要求される周波数範囲を調べた。図２－１に示した実験装置本体に円柱のみ取り付け，主流速 $U=20$m/s，円柱の周速度 $u_b/U=1.2$ において，円柱下流の速度変動を熱線風速計により検出する。この熱線風速計の出力をデータ処理装置（図２－７）に入力し，自己相関関数を求めた後，フーリェ変換器（日本無線ＮＪＺ－２７３Ａ）により算出されるパワースペクトル密度をＸ－Ｙレコーダに出力した。結果を図２－１１，２－１２に示す。$u_b/U=1.2$ の場合，ロータ軸の回転数は９６５rpm，また円柱本数 $N=2$ 本であることにより，円柱通過周波数は $f_0=32.2$Hz となる。円柱と熱線プローブの軸方向距離 $l/d=2.5$ の場合（図２－１１）には，f_0 の第１３高調波，$l/d=14.0$（図２－１２）では第９次高調波まで判別できるが，これ以上は微

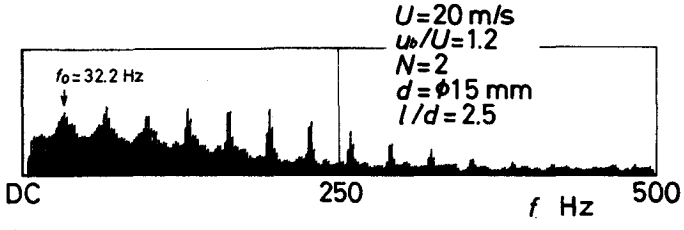


図２－１１　速度変動のパワースペクトル密度分布
（$l/d=2.5$）

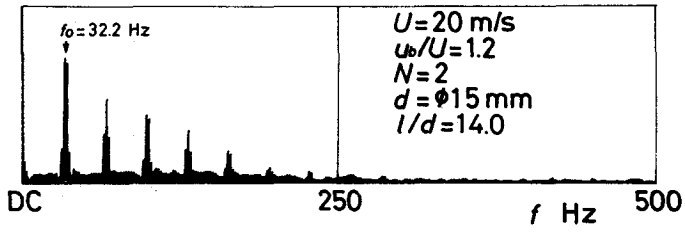
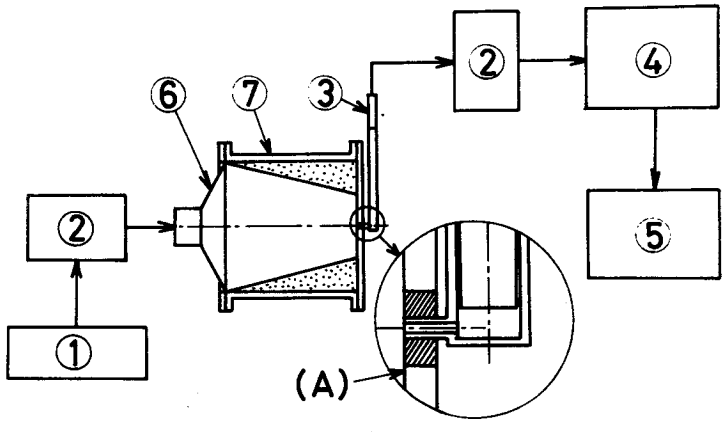


図２－１２　速度変動のパワースペクトル密度分布
（$l/d=14.0$）

小である。この結果より圧力測定系はDC～420Hz の間で平担な周波数特性を必要とすることがわかる。

圧力測定系の周波数特性を検定するために，図2－13 に示す圧力変動測定装置を用いた。ランダム信号発生器①の出力を増幅器②に通した後，圧力変動測定装置⑦に取り付けたスピーカ⑥に入力し，擬似白色雑音を発生させる。

検定を行うにあたり，まず標準マイク（B&K 4135）を用いて圧力変動測定装置内の各周波数成分の音圧レベルを測定した。マイクの取付けに際しては，受圧面が図2－13 に示した圧力変動測定装置の内壁面（A）に一致するように配慮した。このマイクの出力を1/3 オクターブフィルタ（B&K 2107）④に通し，各周波数帯域における成分をレベルレコーダ（B&K 2305）⑤に記録した。記録値 Lは，音圧の実効値を基準音圧（2.0×10^{-5} Pa）に対するデシベルで表したものである。これに添字 mを付け，L_m とする。



① Randam noise generator
② Amplifier
③ Pressure transducer
④ Band-pass filterset
⑤ Level recorder
⑥ Speaker
⑦ Pressure fluctuation measuring apparatus

図2－13　圧力測定系の周波数特性検定装置

圧力測定系の周波数特性の検定は，図2－13，2－14 に示すように，測定部と同一形状の管を圧力変動測定装置に取り付け，その管の中に半導体式小型圧力変換器（図2－5）をそう入して行われた。この場合，図2－13 に示した

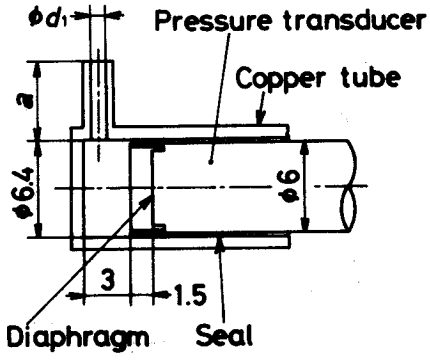


図２－１４　周波数特性検定用圧力変換器
そう入部

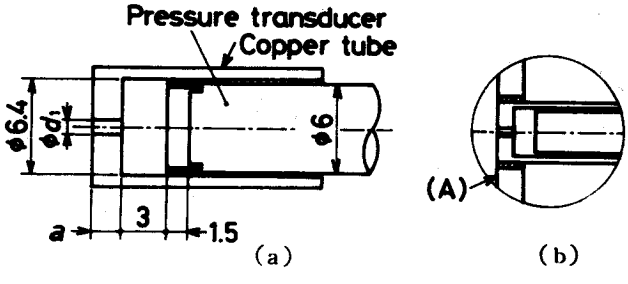


図２－１５　周波数特性検定用圧力変換器そう入部
および取付け状態（ a < 5mm ）

ように，連絡管（細管）の端面は内壁面（A)に一致させた。圧力変換器の出力を1/3オクターブフィルタにより分析し，各周波数帯域における成分をレベルレコーダに記録した。連絡管の長さ a と内径 d_1 を変えて測定を行い，この場合の音圧レベルを L_a とする。なお，a < 5mm の測定については，図２－１５(a) に示す形状の圧力変換器そう入部を図２－１５(b)のように圧力変動測定装置に取り付けて行った。

圧力変換器を含む圧力測定系の周波数特性は，この L_a と標準マイクにより測定した L_m の差，

$$G = L_a - L_m \quad \cdots\cdots (2.11)$$

で求められる。結果を図２－１６，２－１７ に示す。

結果よりエポキシ樹脂製の測定翼において，翼面と銅管を連絡する管が最も長い a = 15mm のところでは内径を $d_1 = \phi$ 1.2mm とした。これによりDC～

420H_Z の間ではG<1 dBとなり，問題なく使用することができる。なお測定翼において，連絡管の長さが10mm以上となる測定点は後縁付近の2点だけで，他はすべて5mm 以下である。

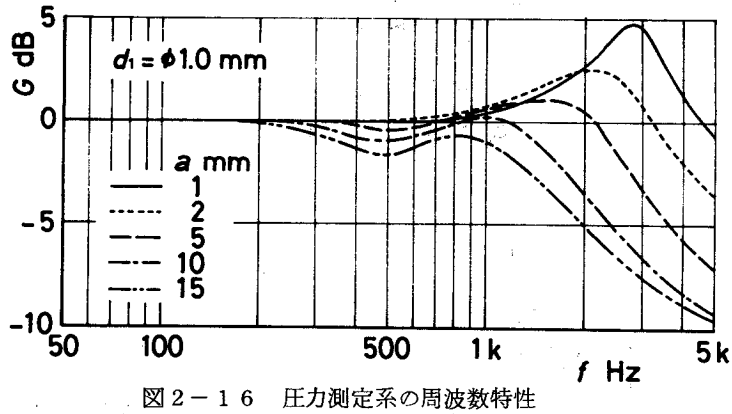


図2－16　圧力測定系の周波数特性
（連絡管の長さ a による変化）

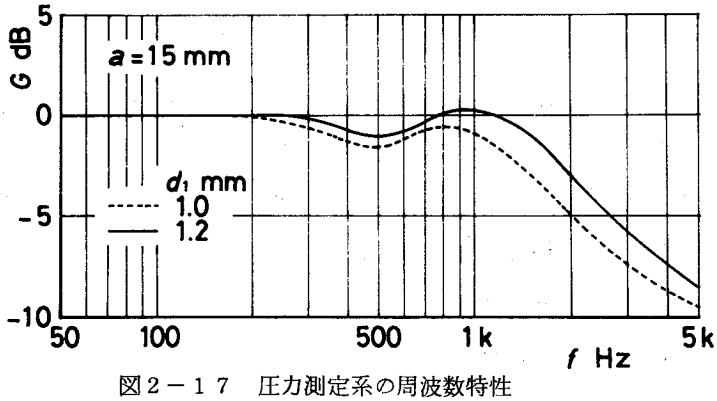


図2－17　圧力測定系の周波数特性
（連絡管の内径 d_1 による変化）

2・5　翼取付け角の決定

実験は，翼列の上流と下流の流れ状態を，すべての実験パラメータにおいて統一するために静翼列通過後の平均半径位置における流れが軸方向となるように，静翼を取り付けて行われた。表2－1に示した円柱の周速度 u_b，円柱中心と翼前縁の軸方向距離 l，および翼枚数 Z の種々の組合せにおいて，この条件を満足する静翼取り付け角 ζ_T は，次のようにして決定された。

まず静翼取り付け角ζ_Tを決定するにあたり，旋回円柱による流れの転向を調べた。図２－１に示した実験装置において，静翼をすべて取りはずし，５孔ヨーメータを用いて旋回円柱列下流の平均半径位置における流れの転向角β_dを測定した。結果を図２－１８ に示す。図においてl_dは，円柱中心と５孔ヨーメータの軸方向距離を表す。結果より明らかなように，円柱の旋回による流れの転向は，あまり大きいものではなく，本実験範囲では最大でも$\beta_d=1.1°$である。そこで円柱の周速度u_b，円柱と翼前縁の軸方向距離lによってはζ_Tを変更せず，同一翼枚数では固定して行うものとした。

つぎに，静翼列だけを取り付けた状態で翼列通過後の流れが軸方向となる取付け角ζ_0を求めた。実験装置の円柱を取りはずし静翼を取り付ける。測定は静翼の後縁から７５mm 下流の平均半径位置に取り付けた５孔ヨーメータによりなされた。各翼枚数Zに対するζ_0を表２－２に示す。

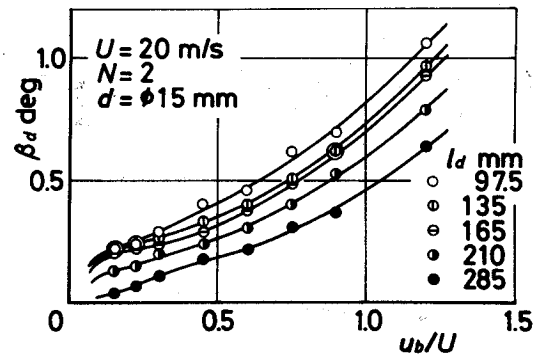


図２－１８　旋回円柱列による流れの転向角β_d

表２－２　静翼取付け角ζ_0・ζ_T

Z	ζ_0 deg	ζ_T deg
4	-7.3	-7.1
6	-6.6	-6.4
12	-6.8	-6.6
24	-6.9	-6.7

いまここで，上流の旋回円柱による影響も含めた静翼列通過後の流れが軸方向となる静翼取り付け角ζ_Tを，表２－２に示すように，ζ_0にβ_d(図2−18)の平均値$\overline{\beta}d$（＝0.4°）の１／２を加えた値と仮定する。この取付け角ζ_Tが妥当なものであることを確認するために，静翼列と円柱を取り付け，各静翼枚数Zにおける流出角β_c（図２－１９）の測定を行った。結果を図２－２０ に示す。すべてのZにおいてβ_cは小さく，翼列通過後の流れは軸方向という条件を満足していると思われる。また，u_b/Uおよびl/dによる変化は，$|\beta_c|<0.4°$であり，これを原因として翼に働く非定常力に大きな差が生じることはないもののと思われる。

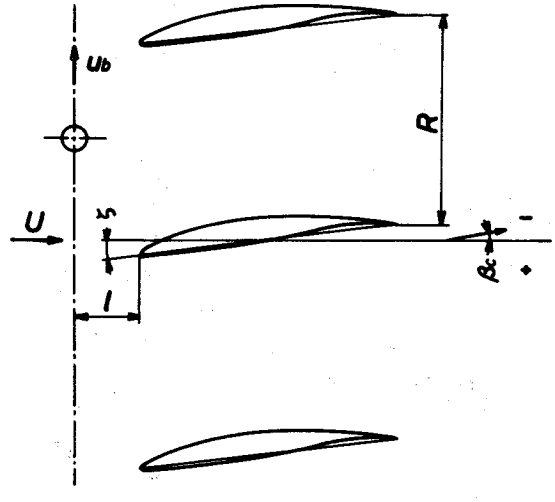


図２－１９　流出角β_c

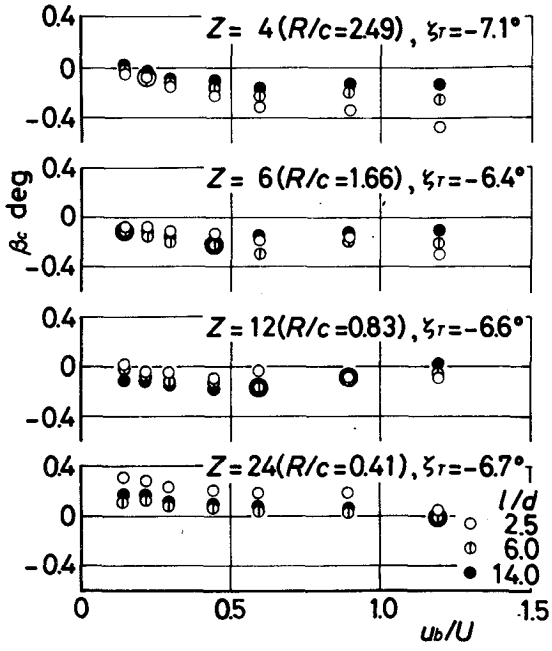


図２－２０　円柱の周速度u_b/Uによる流出角β_cの変化

２・６　翼に働く定常力

静翼に働く非定常力は，すでに式（２．２）で示したように，定常的に働く力（定常力）からの変動分である。

ここでは翼に働く非定常力を測定した各翼枚数Z，円柱の周速度u_bおよび円柱中心と翼前縁の軸方向距離lにおける翼の定常力係数C_{LS}と翼まわりの定常圧力係数C_{PS}分布を示す。

測定は，実験装置（図２－１）の静翼列を前節２・５において決定した取付け角ζ_T（表２－２）に調整して行なった。静翼の１枚をエポキシ樹脂製の測定翼に置き換え，翼面上に働く圧力をマノメータで読み取った。そして翼まわりの定常圧力分布を求め，数値積分することによりC_{LS}を算出した。結果を図２－２１に示す。また，各翼枚数Zにおける翼まわりの定常圧力係数C_{PS}分布の例として，図２－２２(a)～(d)に$l/d=2.5$，$u_b/U=0.60$の場合を示

す。他の l/d および u_b/U に対する C_{PS} 分布もほぼこれと同じである。

つぎに，本実験に使用した翼形NACA65(7.5)10で構成される静翼列の各翼枚数 Z（各節弦比 R/c）における翼の特性を明らかにするために，静翼取付け角 ζ を $0°$～$(-2°)$～$-8°$ に変えて翼まわりの圧力分布を測定した。本測定は実験装置の円柱を取りはずして行われた。各翼枚数 Z における翼まわりの定常圧力係数 C_{PS} 分布の取付け角 ζ による変化を図2－23(a)～(d)に示す。図2－24 には定常力係数 C_{LS} の ζ による変化を示す。

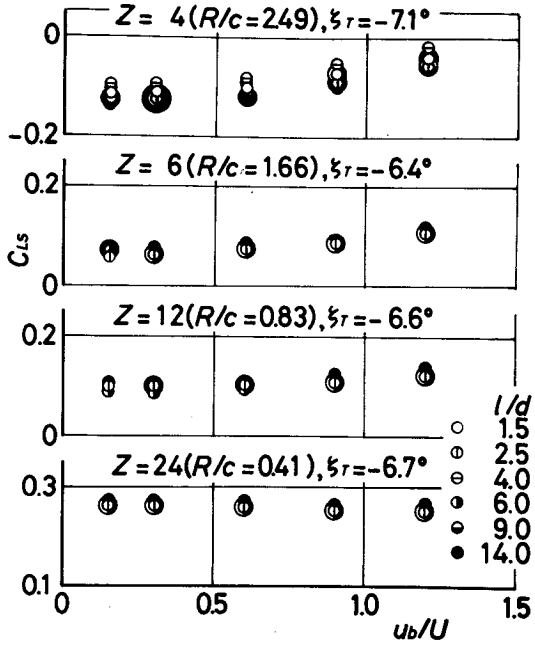


図2－21　円柱の周速度 u_b/U による翼の定常力係数 C_{LS} の変化

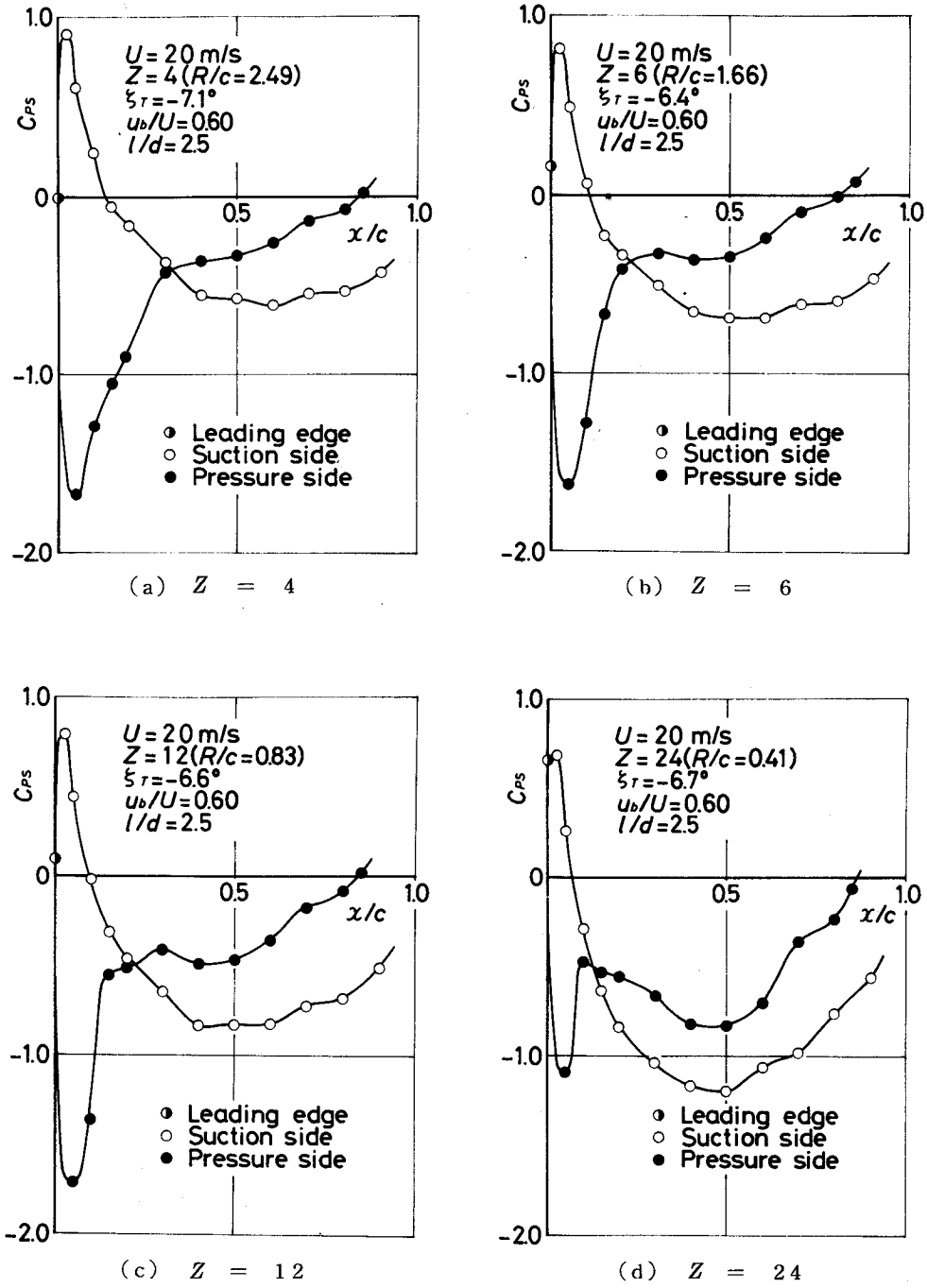
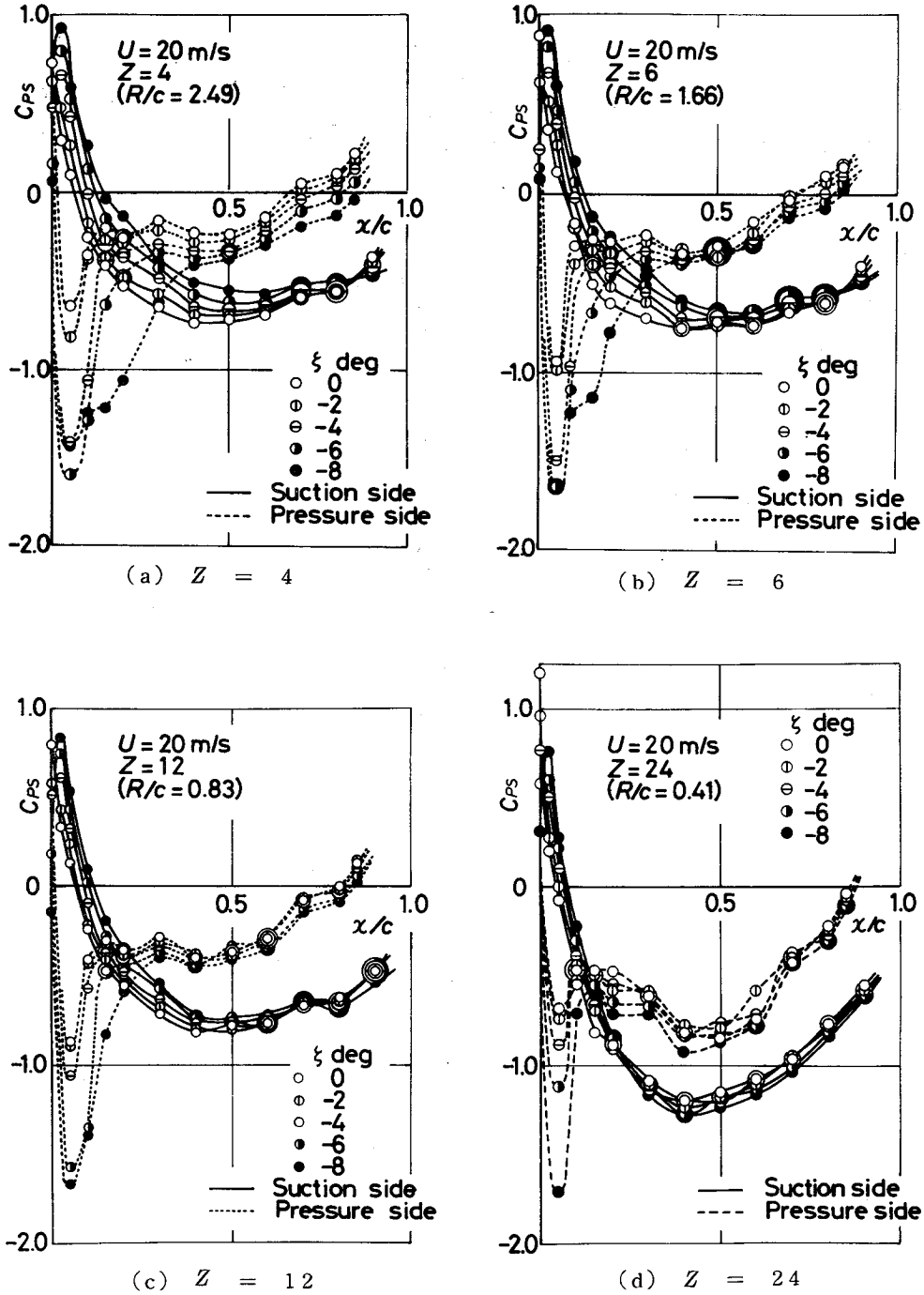


図２－２２　取付け角ζ_Tにおける翼まわりの定常圧力係数 C_{PS} 分布



(a) $Z = 4$

(b) $Z = 6$

(c) $Z = 12$

(d) $Z = 24$

図２－２３　翼まわりの定常圧力係数 C_{pS} 分布の取付け角 ζ による変化
（円柱列なし）

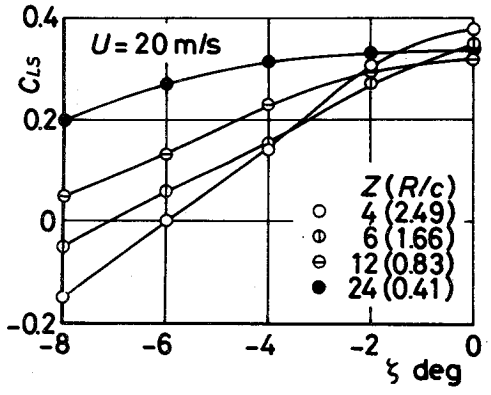


図２－２４　定常力係数C_{LS}の取付け角ζによる変化（円柱列なし）

２・７　実験結果と検討

隣接する翼の影響がほとんどないと考えられる翼枚数$Z=4$枚（平均半径位置での節弦比$R/c=2.49$）において，翼弦に垂直な方向に働く非定常力係数ΔC_Lの時間的変化を，円柱中心と翼前縁の軸方向距離$l/d=2.5$，6.0，14.0の場合について，図２－２５～２－２７に示す。$l/d=2.5$，6.0の場合については，翼の背面側，腹面側の相対する圧力測定位置５点を選び，円柱の周速度$u_b/U=0.15$，1.2において翼面上のそれらの位置に働く非定常圧力係数ΔC_Pの時間的変化を，図２－２８(a)～２－３１(b)に表示する。これらの図中には，円柱後流中心が翼前縁に達する時刻をL，翼後縁に達する時刻をTとし，またΔC_Lが最大となる時刻をMとして矢印で表示した。なおLとTの位置については，円柱後流が主流速Uで移動するとして計算した時刻である。また，すでに２・２節で述べたように，$t/T=0$はパルスが出たときであり，円柱と翼列の相対位置関係は平均半径位置における展開図として図２－８に示されている。

ΔC_Lの時間的変化の一般的傾向は，円柱後流が翼に達する以前に負となり，後流が翼に達すると急激に増加する。その後，後流の通過にしたがい減少して行くが，再び負となるものもある。またΔC_Pの時間的変化は，背面側のほと

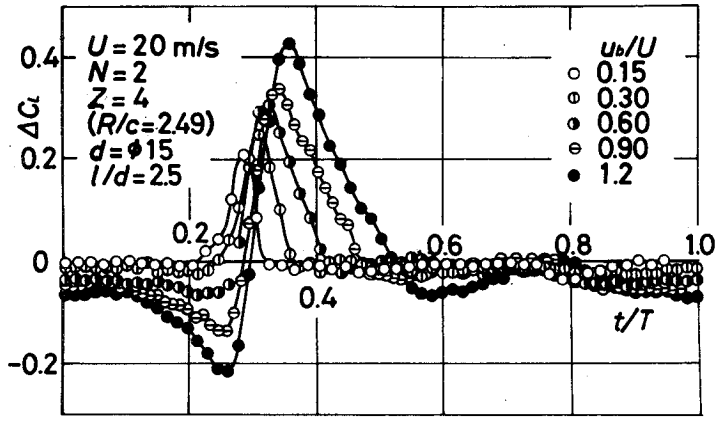


図２－２５　翼に働く非定常力係数 ΔC_L の時間的変化

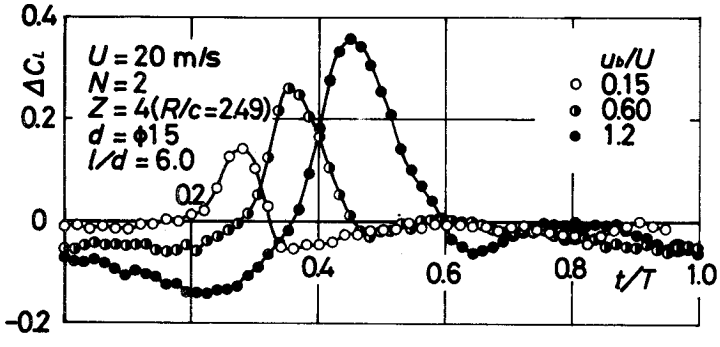


図２－２６　翼に働く非定常力係数 ΔC_L の時間的変化

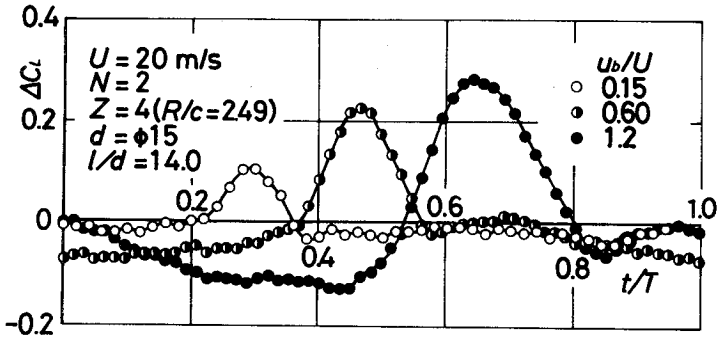
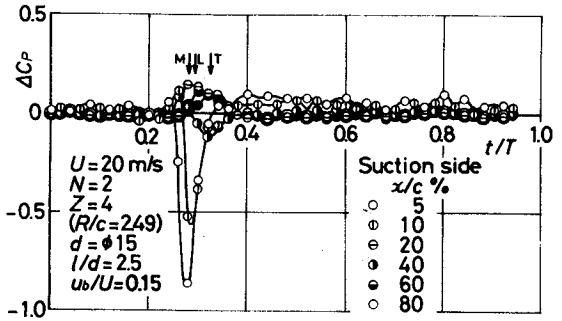
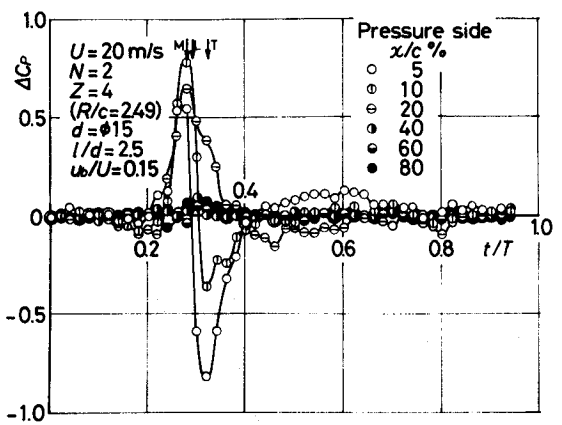


図２－２７　翼に働く非定常力係数 ΔC_L の時間的変化

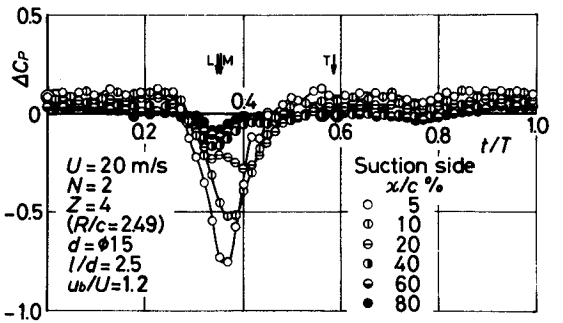


（a） 背　面　側

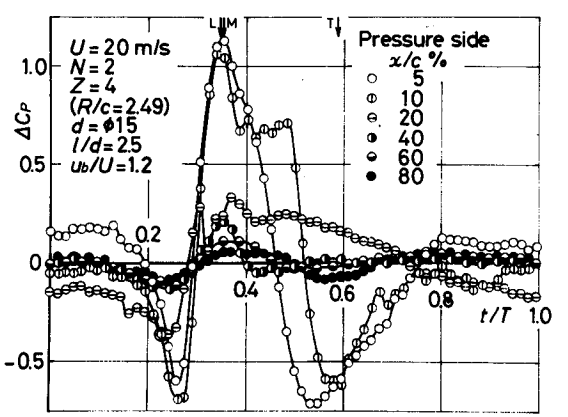


（b） 腹　面　側

図２－２８　非定常圧力係数 ΔC_P の時間的変化
（$u_b/U = 0.15$）

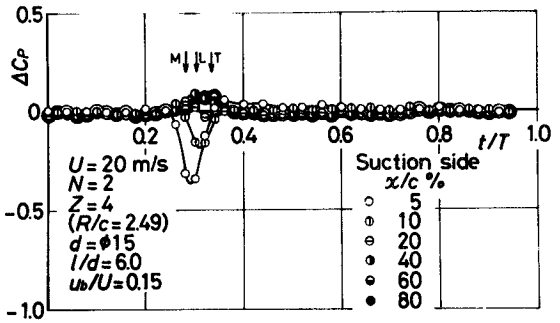


（a） 背　面　側

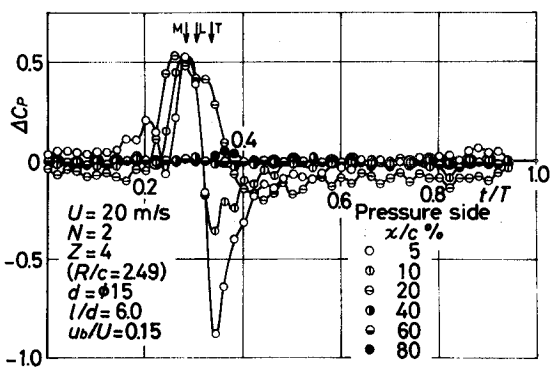


（b） 腹　面　側

図２－２９　非定常圧力係数 ΔC_P の時間的変化
（$u_b/U = 1.2$）

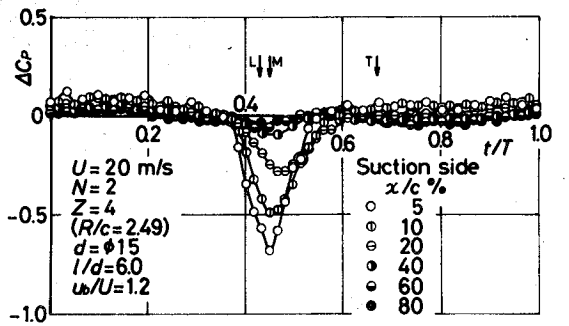


（a） 背　面　側

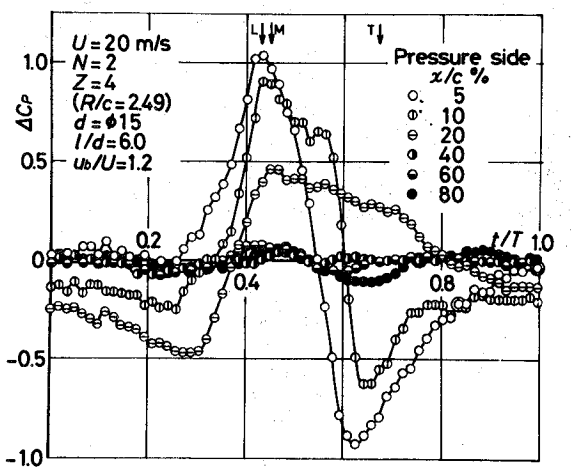


（b） 腹　面　側

図２－３０　非定常圧力係数 ΔC_P の時間的変化
（$u_b/U = 0.15$）



（a） 背　面　側



（b） 腹　面　側

図２－３１　非定常圧力係数 ΔC_P の時間的変化
（$u_b/U = 1.2$）

んどの測定位置において円柱後流が翼に達したとき，負に変化するV型であるに対し，腹面側のそれは複雑である。前縁に近い測定点のΔC_Pを見ても，$l/d=2.5$ の $u_b/U=1.2$〔図2－29(b)〕では，負→正→負と変化するW型であるに対し，$l/d=2.5$ の $u_b/U=0.15$〔図2－28(b)〕と $l/d=6.0$〔図2－30(b)，2－31(b)〕では，正→負と変化するN型となる。本実験の場合，翼に働く非定常力の原因としては，円柱後流の速度欠損による変動速度の翼弦方向および翼弦に垂直な方向成分の影響と円柱の厚みの影響が主なるものと考えられる。しかし，ΔC_P の複雑な変化からみて，翼面上における後流の変形，流れ状態の変化など二次的な影響も考えなければならないと思われる。

2・7・1　円柱と翼の距離の影響

図2－25～2－27 を比較して明らかなように，l/d が増加すると円柱後流の減衰および拡散によりΔC_Lの最大値ΔC_{Lmax}は減少するとともに，変動時間は長くなる。$l/d=2.5$ について示した図2－25 において，u_b/U が大きい場合，ΔC_Lは最大値を示す以前に大きく負となる。これは，Lefcort[15]によれば円柱の厚みの影響（円柱の排除効果）によるものである。しかしながら，図2－29(a)，(b) に示したΔC_P の時間的変化をみると，この時刻において背面側の ΔC_P は微小であるに対し，腹面側前縁付近の圧力は大きく低下している。この結果からみて，円柱と翼が近接して置かれているために，円柱の厚みによる直接的な影響だけでなく，円柱と翼の押しのけ効果により腹面側前縁付近の流れが，より加速され，ΔC_L が大きく負となるものと推察される。この現象は l/d の増加により急速に弱まるものと思われ，$l/d=6.0$〔図2－31(b)〕ではかなり小さくなっている。

$u_b/U=0.15$ の場合について，$l/d=2.5$（図2－25）と6.0（図2－26）の ΔC_{Lmax} を比較してみると，$u_b/U=0.60$，1.2 の場合より差が大きい。例えば，$u_b/U=0.15$ の場合，$l/d=2.5$ の ΔC_{Lmax} は $l/d=6.0$ のそれの145％ であるに対し，$u_b/U=0.60$ では118％ となる。また $l/d=2.5$

では最大値を示した後，ほとんど負とならないが，$l/d=6.0$，14.0 では負となり，ΔC_L の最小値 ΔC_{Lmin} はこの時刻に現れる。このように $l/d=2.5$ の場合には，$l/d=6.0$，14.0 と現象が異なる部分があるように思われる。

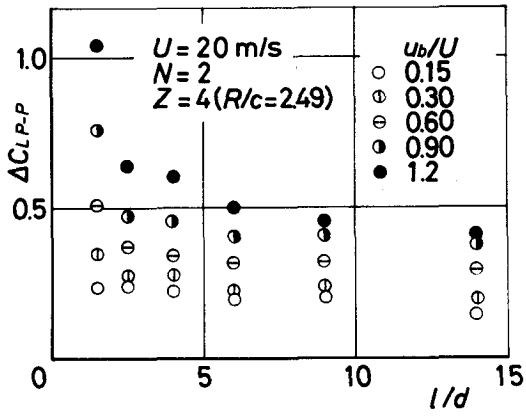


図2－32　ΔC_{LP-P} の円柱と翼の距離 l/d による変化

図2－32 に ΔC_{Lmax} と ΔC_{Lmin} の差 ΔC_{LP-P} の l/d による変化を示す。l/d の増加による ΔC_{LP-P} の変化は，$l/d \leqq 2.5$ においては円柱の厚みとそれによる円柱と翼の押しのけ効果の影響が大きいために急激であるものの，$l/d>2.5$ においてはゆるやかに減少する後流干渉特有の傾向を示している。$u_b/U=0.15$ の場合には，すでに述べたように ΔC_{Lmax} の減少が $l/d=2.5$ と 6.0 の間で急激である。しかし，$l/d \geqq 6.0$ では ΔC_L が最大値を示した後で負となるために，ΔC_{LP-P} としてはほとんど変化なく，全体的に l/d の増加により ΔC_{LP-P} はゆるやかに減少する。

以上のように，円柱と翼の距離による ΔC_L の変化は，$l/d>2.5$ ではすべての u_b/U に対し，円柱後流の速度欠損の影響が支配的であるために，円柱後流の減衰と拡散により生じる。$l/d \leqq 2.5$ の場合においては，$u_b/U \geqq 0.60$ では円柱の厚みとそれによる円柱と翼の押しのけ効果の影響が加わり，また u_b/U が小さい場合には他の現象による影響が加わっているものと思われる。

2・7・2　後流の傾きの影響

図2－25～2－27 において，各 u_b/U に対する ΔC_L の時間的変化を比較する。u_b/U の増加，すなわち円柱後流軸と翼弦のなす角の増加に伴い，ΔC_L の最大値 ΔC_{Lmax} は増大するものの，変動の形には大差がないように見える。しかし，$l/d=2.5$ について示した図2－28と図2－29の(a)において，背面側の ΔC_P の時間的変化を比較して明らかなように，u_b/U の増加により ΔC_P が大きくなるだけではない。$u_b/U=1.2$ では翼面全体が負に変化しているが，$u_b/U=0.15$ の場合には前縁に近いところでは負となるものの，その他の位置では正に変化している。このような ΔC_P の時間的変化の差は，$l/d=6.0$ について示した図2－30と図2－31の(a)においても同様に現れており，u_b/U の変化により ΔC_P は定量的に変化するだけではなく，定性的にも変化することがわかる。

この u_b/U による ΔC_P の差異の原因は，次のように説明できる。まず，u_b/U の大きい場合では，円柱後流の速度欠損による変動速度の翼弦に垂直な方向成分の影響が支配的であり，翼面上の圧力変動は翼の迎え角を変化させたと同じ変動を示す。それに対し，u_b/U が小さい場合では，円柱後流の速度欠損による変動速度の翼弦方向成分の影響が強くなり，翼面上の圧力変動に翼まわりの流速を変化させたと同じ変動が加わる。翼の迎え角を変化させた場合と流速を変化させた場合における翼面上の圧力変動の方向については，図2－23(a) に示した翼まわりの定常圧力係数 C_{PS} 分布の取付け角 ζ による変化と図2－22(a)に示した非定常力を測定した状態の C_{PS} 分布より推察できる。例えば，翼まわりの流速が低下すれば，翼面上に働く圧力は，$C_{PS}=0$ となる方向に変化する。そこで，C_{PS} が正の翼面位置では ΔC_P は負，C_{PS} が負のところでは正となる。これは図2－28，2－30 に示した $u_b/U=0.15$ における ΔC_P の符号と一致する。また，図2－28～2－31 において腹面側の ΔC_P が背面側のそれの絶対値より前縁付近で大きいことも，図2－22(a)および図2－23(a)に示した C_{PS} の値および取付け角による変化が，前縁付

近で背面側より腹面側において大きいことと一致する。このように，$u_b/U=0.15$ においては翼に働く非定常力には速度欠損の翼弦方向成分の影響が支配的であることがわかる。しかし，本実験のように翼に働く定常力が小さい場合では，圧力変動の大きさの割には ΔC_L はあまり大きいものではない。

図2－28～2－31 の図中に示した矢印の位置を見ると，ΔC_L が最大となる時刻Mと円柱後流中心が翼前縁に達する時刻Lの位置は，$u_b/U=0.15$（図2－28，2－30）と $u_b/U=1.2$（図2－29，2－31）の場合で前後が逆になっている。ここで，各 u_b/U において ΔC_L が最大となる円柱後流位置を示す。図2－33～2－35は ΔC_L が最大となる時刻における円柱位置と u_b/U で与えられる円柱後流中心線を，$l/d=2.5$，6.0，14.0について示したものである。これらの図により明らかなように，$u_b/U \geqq 0.60$ ではすべての l/d において円柱後流中心線が翼前縁に達してから ΔC_L が最大となるに対し，$u_b/U \leqq 0.30$ では後流中心線が翼に達する前に最大となる。これより円柱後流による変動速度の翼弦に垂直な方向成分の影響が支配的な場合には，最大速

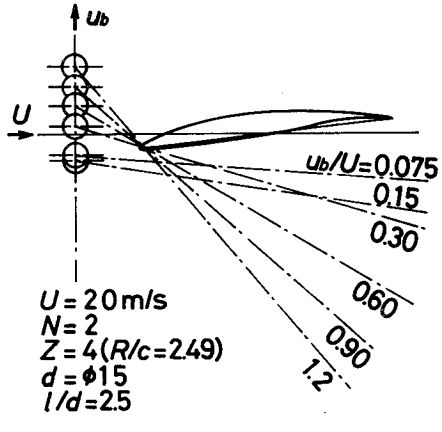


図2－33　翼に働く非定常力が最大となる時刻における円柱後流位置（$l/d=2.5$）

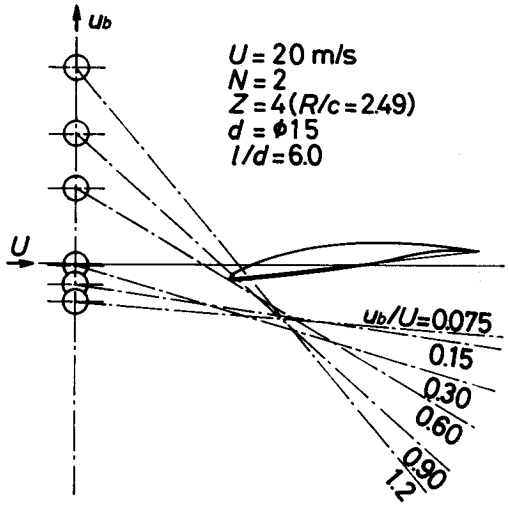


図2－34　翼に働く非定常力が最大となる時刻における円柱後流位置（$l/d=6.0$）

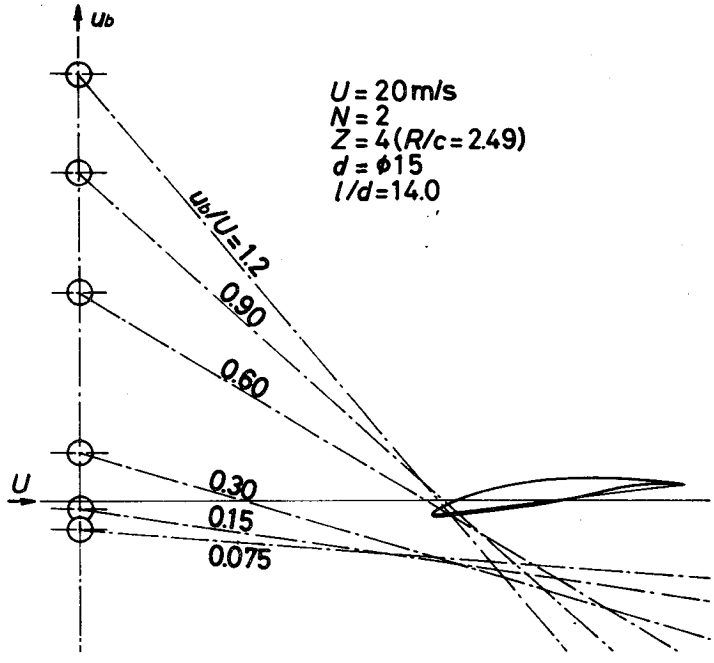


図2－35　翼に働く非定常力が最大となる時刻における円柱後流位置（$l/d=14.0$）

度欠損を持つ後流中心が翼に達したとき，ΔC_L が最大となるに対し，翼弦方向成分の影響が大きい場合には，最大速度欠損を持つ後流中心が腹面側に位置したとき，ΔC_L が最大になると考えることができる。

図2－36に ΔC_{LP-P}（$=\Delta C_{Lmax}-\Delta C_{Lmin}$）の u_b/U による変化を示す。すでに前項2・7・1で述べたように，l/d が小さい場合には円柱の厚み（円柱の排除効果）とそれによる円柱と翼の押しのけ効果の影響が ΔC_{LP-P} に加わっている。この影響は u_b/U によっても変化し，u_b/U が増加すると大きく現れる。このため，$u_b/U=1.2$ では各 l/d に対する ΔC_{LP-P} に差があるものの，$u_b/U \leqq 0.9$ では $l/d=1.5$ の場合を除き，u_b/U の減少によりほぼ同じこう配で減少し，$u_b/U=0.15$ において最小値を示す。これ以下の u_b/U では ΔC_{LP-P} は再び増加し，円柱後流による変動速度の翼弦方向成分の増加に従っているものと思われる。

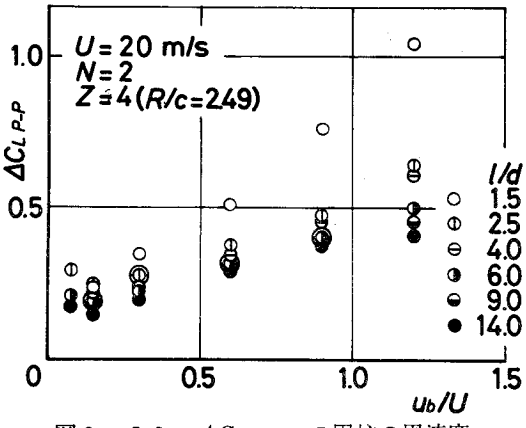


図2－36　ΔC_{LP-P}の円柱の周速度u_b/Uによる変化

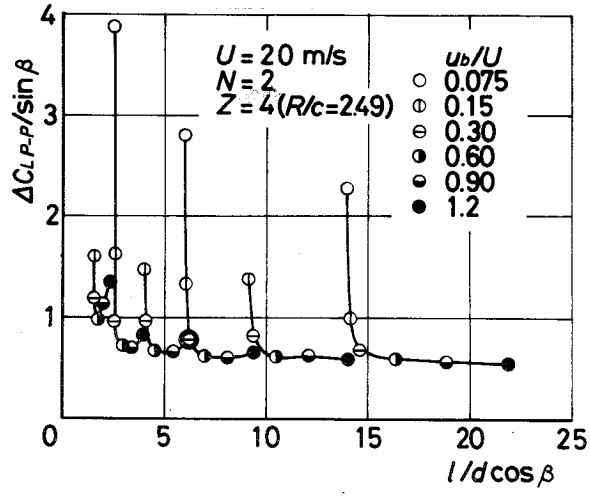


図2－37　$\Delta C_{LP-P}/\sin\beta$と$l/d\cos\beta$の関係

図2－37はΔC_{LP-P}を$\sin\beta$で割った値を，円柱後流中心が翼前縁に達したときの円柱中心と翼前縁の距離$l/d\cos\beta$に対し示したものである。ここで，βは円柱後流中心軸が主流方向となす角で$\beta=\tan^{-1}(u_b/U)$である。ΔC_{LP-P}を$\sin\beta$で割ることにより，もしΔC_{LP-P}が円柱後流の速度欠損による変動速度の翼弦に垂直な方向成分の影響に起因しているならば，$\Delta C_{LP-P}/\sin\beta$は旋回する円柱が発生する後流の速度欠損の距離減衰に比例した線上に分布するものと思われる。

図2－37で明らかなように，$u_b/U \leqq 0.30$の範囲と$u_b/U=0.60$，0.90の$l/d\cos\beta < 2.5$および$u_b/U=1.2$の$l/d\cos\beta \leqq 6.0$の範囲を除き，$\Delta C_{LP-P}/\sin\beta$の値は一本の線上に分布する。前者（$u_b/U \leqq 0.30$）は円柱後流による変動速度の翼弦方向成分の影響が大きくなる範囲であり，これは図2－33～2－35で示した円柱後流中心線が翼に達する前にΔC_Lが最大となる範囲と一致する。そして，後者は円柱の厚み（円柱の排除効果）とそれによる円柱と翼の押しのけ効果の影響が大きい範囲である。

以上のように，旋回する円柱の下流に置かれた翼に働く非定常力は，円柱の周速度u_b/Uと円柱中心と翼前縁の軸方向距離l/dにより定量的，定性的に

も変化する。この原因は，円柱後流による変動速度の翼弦方向成分と翼弦に垂直な方向成分，および円柱の厚みとそれによる円柱と翼の押しのけ効果の大小による。

なお，ΔC_L には大きな影響が及ぼさない現象ではあるが，ΔC_P の時間的変化を示した図2－28～2－31の（b）を見ると，矢印Tの時刻，すなわち円柱後流中心が翼の後縁に達すると思われる時刻において，腹面側前縁付近の ΔC_P は大きく負，20％c 付近のそれは正となっている。この変動は，u_b/U および l/d の大小に関係なく現れており，翼面付近の流れ状態の変化によるものと思われる。すなわち，ζ_T における C_{PS} 分布〔図2－22（a）〕より明らかなように，背面側の C_{PS} はほぼ翼弦中心まで低下し，流れは翼面に沿い安定であると思われる。一方，腹面側の C_{PS} は前縁付近で増加し，流れは不安定であると考えられる。このため円柱後流という外乱により腹面側の流れ状態は，はく離点の移動も含め大きく変化し，上記のような圧力変動が現れたものと推察される。

2・7・3　隣接する翼の影響

通常，隣接する翼の影響が無視できないと考えられる節弦比（R/c）<1.0 の場合として，翼枚数 $Z=12$ 枚（平均半径位置での節弦比 $R/c=0.83$）における翼弦に垂直な方向に働く非定常力係数 ΔC_L の時間的変化を図2－38～2－40に示す。また図2－41～2－43には $Z=24$ 枚（$R/c=0.41$）の場合を示す。$Z=12$枚　の場合については，翼の背面側，腹面側の相対する圧力測定位置5点を選び，$l/d=2.5$，6.0，$u_b/U=0.15$，1.2における非定常圧力係数 ΔC_P の時間的変化を，図2－44（a）～2－47（b）に表示する。なお，これらの図中に示した矢印（M，L，T）は，$Z=4$ 枚 の場合に対する図2－28（a）～2－31（b）と同様な時刻を意味する。

$Z=12$ 枚（$R/c=0.83$），$l/d=2.5$ について示した図2－38を $Z=4$ 枚の場合（図2－25）と比較してみると，ΔC_L の最大値 ΔC_{Lmax} の発生時刻，

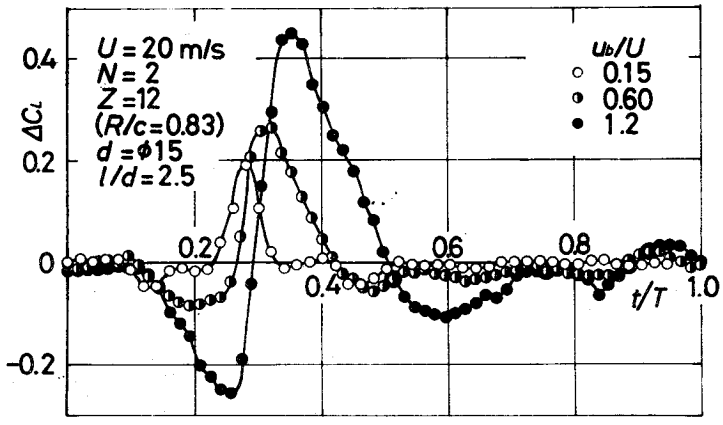


図２－３８　翼に働く非定常力係数ΔC_Lの時間的変化

そしてその値にはほとんど差が認められない。$Z=12$枚 の場合は，隣接する翼を $t=R/u_b$，すなわち $t/T=1/6$ だけ前後して円柱後流が通過し，同様な変動を及ぼしている。図２－３８ において ΔC_{Lmax} の発生時刻より $t/T=1/6$前後を見ると，$Z=4$ 枚 の場合（図２－２５） より ΔC_L が負となり，$u_b/U=0.15$ ではこの時刻において最小値 ΔC_{Lmin}を示す。また円柱の厚みとそれによる円柱と翼の押しのけ効果が大きい $u_b/U=1.2$ の場合には，ΔC_{Lmin} の発生時刻より $t/T=1/6$ 前後で正となっている。$l/d=6.0$，14.0について示した図２－３９，２－４０ を $Z=4$ 枚 の場合（図２－２６，２－２７）

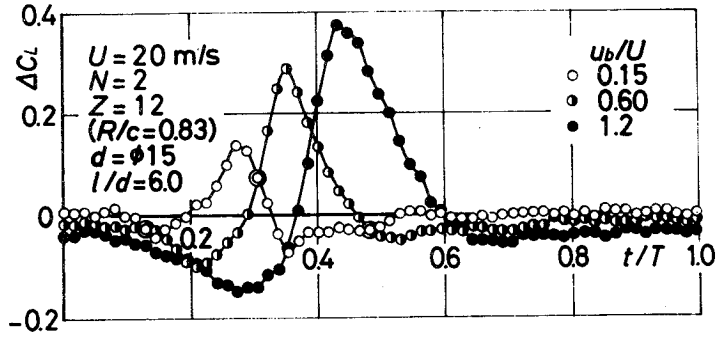


図２－３９　翼に働く非定常力係数ΔC_L の時間的変化

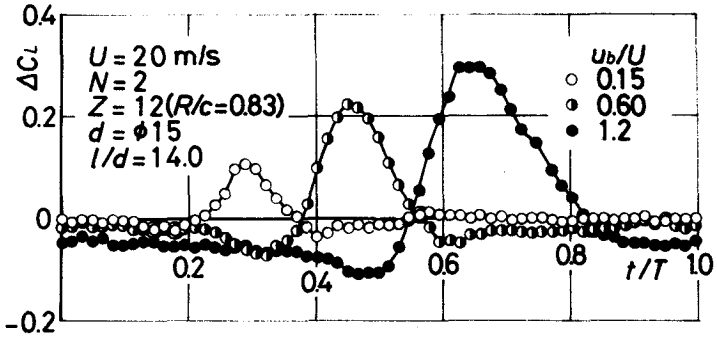


図２－４０　翼に働く非定常力係数ΔC_Lの時間的変化

と比較してみても同様であり，隣接する翼に働く ΔC_L の影響により測定翼には逆向きの力が発生することがわかる。言い換えれば，隣接する翼まわりの循環の変動により測定翼には逆向きの循環が発生し，この向きは背面側隣接翼，腹面側隣接翼の影響であっても同じである。

図２－４４(a)～２－４７(b)に示したΔC_Pの時間的変化を見ると，背面側〔図２－４４～２－４７の(a)〕の変動は，$Z=4$ 枚の場合〔図２－２８～２－３１の(a)〕とほとんど差がなく，ΔC_L が最大となる時刻（矢印Ｍ）から $t/T=1/6$ 前後付近に新たな変動（図２－４５(a)にはこの位置を▽印で示した。）が現れているだけである。しかし，腹面側〔図２－４４～２－４７の(b)〕では $t/T=1/6$ 前後付近に新たな変動が現れるだけではない。$u_b/U=1.2$ の場合，矢印Ｍ以前において前縁付近（５％，１０％ c）の ΔC_P は，$Z=4$ 枚 の場合より大きく負となっている。一方，円柱後流中心が翼後縁に達すると思われる時刻（矢印Ｔ）付近においては負の値が減少し，これについては $u_b/U=0.15$ の場合も同様な結果となっている。また腹面側２０％ c においては，$u_b/U=0.15$ および 1.2 の場合とも全時刻にわたり ΔC_P の減少がみられる。

この腹面側 ２０％ c における ΔC_P の減少は，取付け角ζによる翼まわりの定常圧力 C_{PS} の変化〔図２－２３(c)〕，および ΔC_P を測定した状態のC_{PS}の値〔図２－２２(c)〕が，各々，腹面側 20％ c において $Z=4$ 枚の場合〔図２－２３(a),

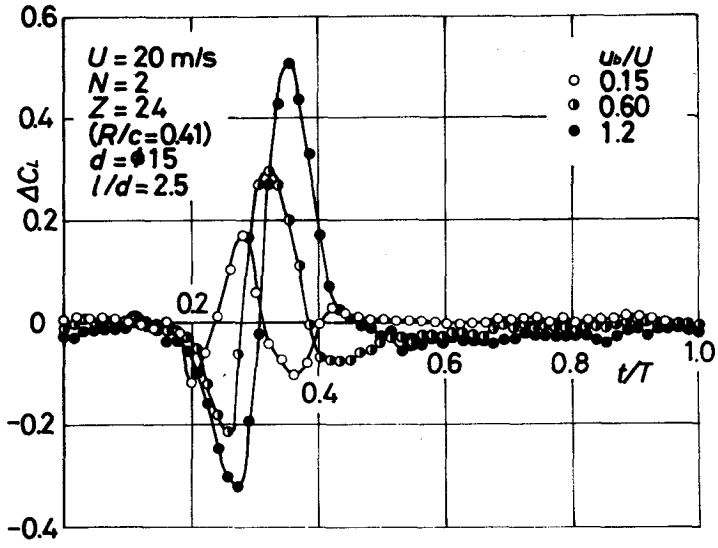


図２－４１　翼に働く非定常力係数 ΔC_L の時間的変化

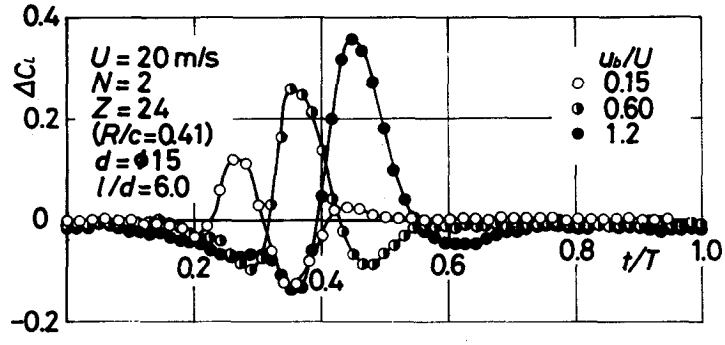


図２－４２　翼に働く非定常力係数 ΔC_L の時間的変化

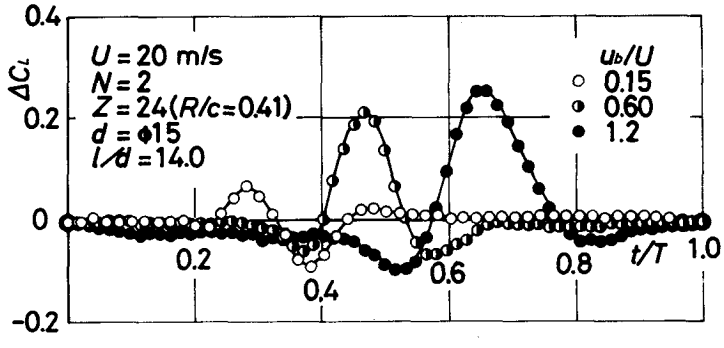
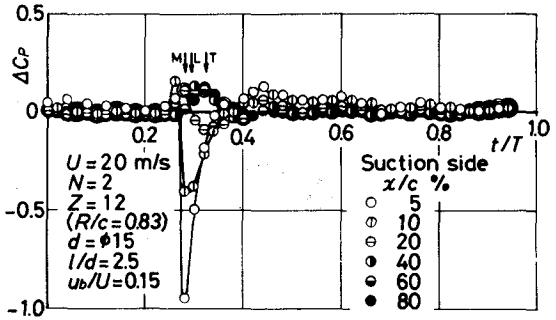
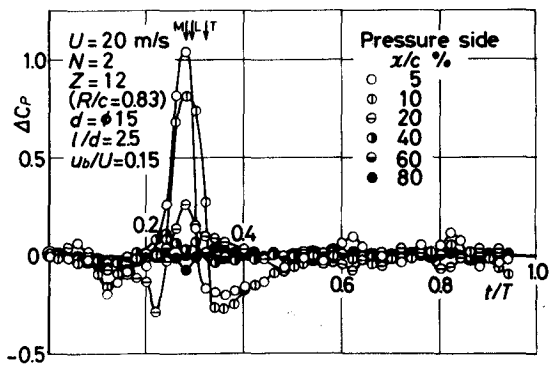


図２－４３　翼に働く非定常力係数 ΔC_L の時間的変化

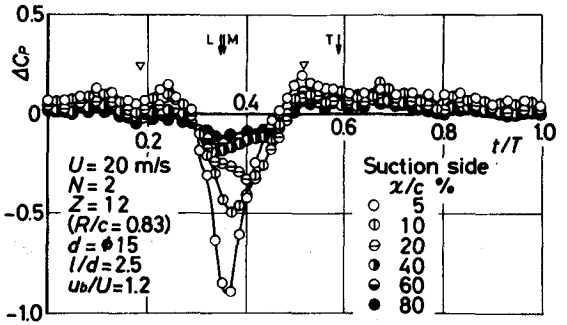


(a) 背　面　側

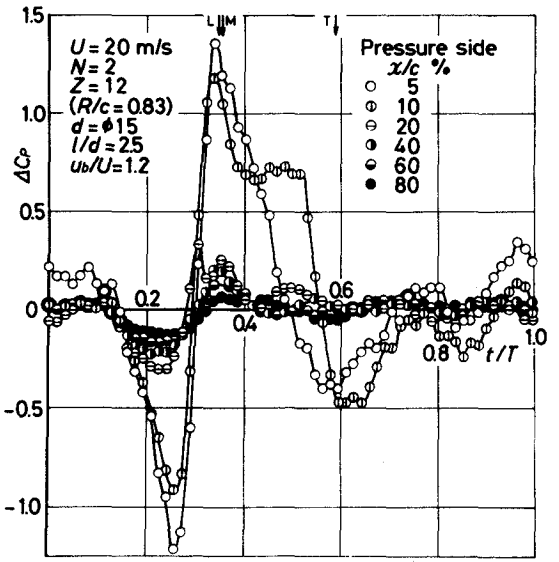


(b) 腹　面　側

図２－４４　非定常圧力係数 ΔC_p の時間的変化
（ $u_b/U=0.15$ ）

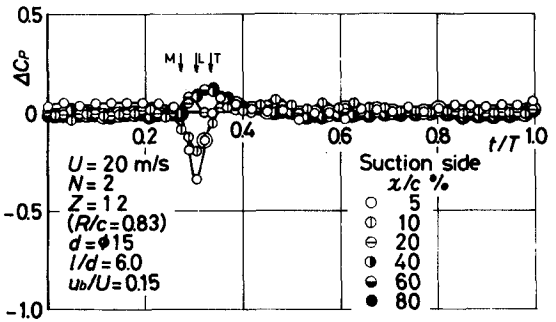


(a) 背　面　側

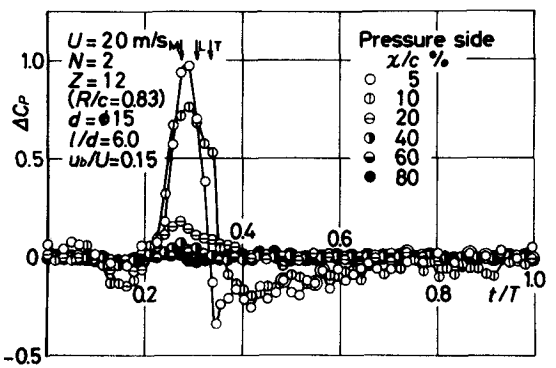


(b) 腹　面　側

図２－４５　非定常圧力係数 ΔC_p の時間的変化
（ $u_b/U=1.2$ ）

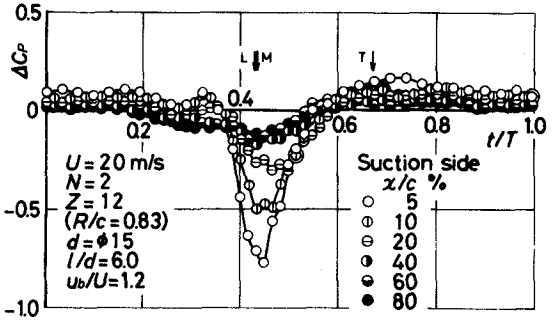


（a） 背　面　側

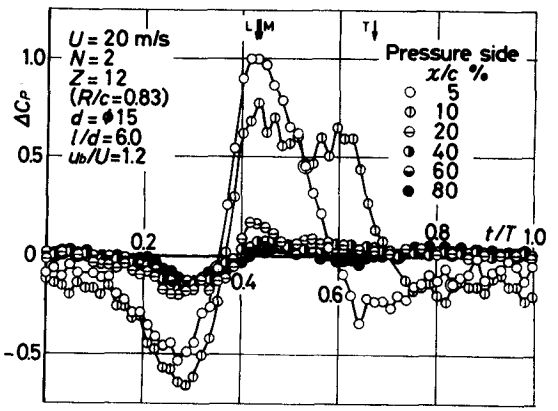


（b） 腹　面　側

図２－４６　非定常圧力係数ΔC_Pの時間的変化
（$u_b/U=0.15$）



（a） 背　面　側



（b） 腹　面　側

図２－４７　非定常圧力係数ΔC_Pの時間的変化
（$u_b/U=1.2$）

2－22(a)〕より小さいことに原因があると思われる。すでに前項2・7・2において，円柱後流による変動速度の翼弦に垂直な方向成分は，翼の迎え角を変化させたと同じ影響を示し，翼弦方向成分は翼まわりの流速を変化させたと同じ影響を示すことを記述した。そこでζによるC_{PS}の変化，およびΔC_Pを測定した状態のC_{PS}の値が，各々$Z=4$枚の場合より小さい腹面側20％cにおいては，円柱後流による変動速度の翼弦に垂直な方向成分の影響が支配的な$u_b/U=1.2$においても，翼弦方向成分の影響が大きい$u_b/U=0.15$においても，$Z=4$枚の場合よりΔC_Pが全時刻にわたり小さくなるものと考えられる。

前縁付近（5％，10％c）におけるΔC_Pの差は，翼面付近の流れ状態の差によるものと思われる。すなわち，すでに前項2・7・2において記述したように，翼の取付け角が負であることにより，不安定な腹面側翼面付近の流れは，円柱後流という外乱の影響を受け，はく離点の移動も含め大きく変化しているものと考えられる。しかし，翼列のピッチが密になると，翼列の効果により流れは安定となり，翼面付近の流れ状態の変化に伴う圧力変動は抑制される。このため$Z=12$枚においては，$Z=4$枚の場合に比べ前縁付近のΔC_Pが小さくなるものと思われる。しかし，円柱後流が翼に達する以前，すなわち円柱の厚みとそれによる円柱と翼の押しのけ効果による変動の発生時刻では，翼腹面側の流れは加速され，翼の取付け角を減少したと同じ状態となる。このため，腹面側翼面付近の流れは，再び前縁付近ではく離し，かえって$Z=12$枚の場合には流れ状態の変化によるΔC_Pが加わり，大きくなるものと考えられる。これら$Z=4$枚と12枚における腹面側のΔC_Pの差は，5％，10％cと20％cの翼面位置で打ち消す方向であり，両者のΔC_Lの差はあまり大きいものではない。

$Z=24$枚（$R/c=0.41$）の場合，翼列の1ピッチを円柱が通過するに要する時間は，$t/T=1/12$である。$Z=24$枚，$l/d=2.5$のΔC_Lの時間的変化を示した図2－41と$Z=4$枚の場合（図2－25）を比較してみると，

ΔC_{Lmax} となる時刻から $t/T=1/12$ 前後した時刻において大きく負となっている。特に $u_b/U=1.2$ の場合には図2－25 で明らかなように，ΔC_{Lmin} と ΔC_{Lmax} の発生時刻が，ほぼ $t/T=1/12$ ずれている。このため腹面側隣接翼の ΔC_L が最大のとき，測定翼のそれは最小，測定翼の ΔC_L が最大のとき，背面側隣接翼のそれは最小の状態となる。そこで隣接する翼の影響による ΔC_L と円柱によるそれが同期することになり，変動は大きく増加する。しかし，翼列のピッチ R が小さいにもかかわらず，隣接する翼の影響は ΔC_{Lmax} となる時刻から $t/T=1/12$ 前後において顕著であり，$t/T=2/12$，$3/12$ 前後にはほとんど変動がみられない。$l/d=6.0$，14.0 について示した図2－42，2－43 においても同様であり，ΔC_{Lmax} の発生時刻から $t/T=1/12$ 前後において，$Z=4$ 枚の場合（図2－26，2－27）より ΔC_L が減少し，変動時間が短縮された形となる。

図2－48～2－50 に $l/d=2.5$，6.0，14.0における R/c による ΔC_{LP-P} $(=\Delta C_{Lmax}-\Delta C_{Lmin})$ の変化を示す。すべての l/d において，$R/c \geqq 0.83$ であれば各 u_b/U に対する ΔC_{LP-P} は R/c が変化してもほとんど同一値となる。これは翼列のピッチ R が大きく，隣接する翼の影響が弱いことと，隣接する翼の影響により ΔC_L に顕著な変動が生じる時刻が円柱の直接的な影

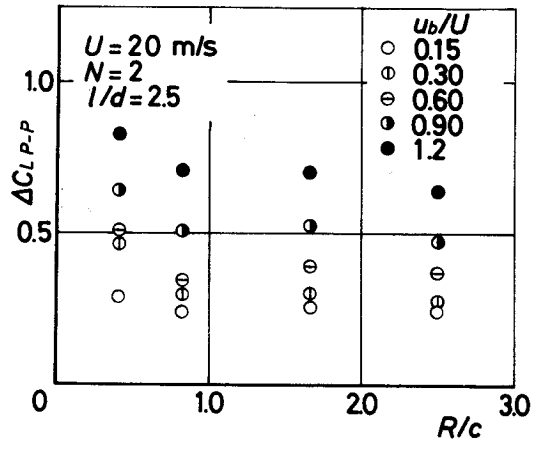


図2－48　ΔC_{LP-P} の節弦比 R/c による変化
（$l/d=2.5$）

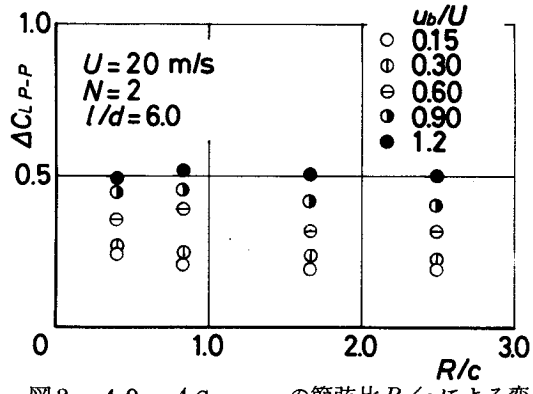


図2－49　ΔC_{LP-P} の節弦比 R/c による変化
（l/d =6.0）

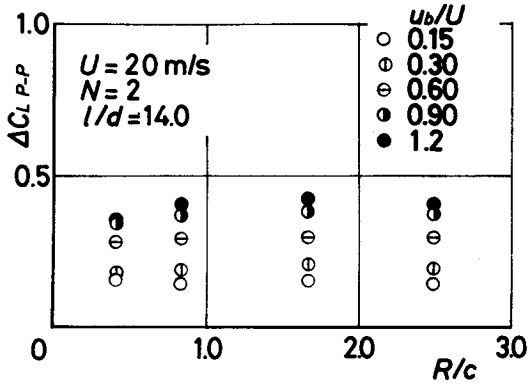


図2－50　ΔC_{LP-P} の節弦比 R/c による変化
（l/d=14.0）

響によるそれが現れる時刻より $t=R/u_b$ だけ前後しているためである。R/c =0.41においては ΔC_{LP-P} は変化し，l/d =2.5（図2－48）ではすべての u_b/U において増加する。一方，l/d=6.0，14.0（図2－49，2－50）では，$u_b/U \leqq 0.30$ において増加し，$u_b/U \geqq 0.60$ においては逆に減少する。$u_b/U \geqq 0.60$ の場合，l/d =2.5 における ΔC_{LP-P} の増加は，すでに図2－41 のところで述べたように，円柱の厚みとそれに伴う円柱と翼の押しのけ効果の影響による ΔC_L が円柱後流によるそれとほぼ $t/T=1/12$ ずれているためである。$l/d \geqq 6.0$ では円柱の厚みの影響がほとんどなく，隣接する翼の影響は円柱後流の拡散により変動時間の長くなった円柱後流による非定常力を打ち消すように重なり，ΔC_{LP-P} は減少する。また図2－24 に示した各

翼枚数 Z（各節弦比 R/c ）における取付け角 ζ による翼に働く定常力係数 C_{LS} の変化を見ると，$Z=24$ 枚の場合には他の Z の場合に比べ，ζ による C_{LS} の変化が特に小さい。これより円柱後流の速度欠損による変動速度の翼弦に垂直な方向成分の影響が支配的な u_b/U の範囲では，ΔC_{L_t} が減少すると考えられる。この u_b/U の範囲は前項 2・7.・2 で示したように $u_b/U \geqq 0.60$ であり，上記の $Z=24$ 枚（$R/c=0.41$ ）において ΔC_{LP-P} が減少する範囲と一致する。$u_b/U \leqq 0.30$ の場合には，円柱後流の影響による ΔC_L の変動時間が短く，隣接する翼の影響による ΔC_L と時間的に重ならないこと，そしてこの u_b/U の範囲では円柱後流の速度欠損による変動速度の翼弦方向成分の影響が大きいため，$u_b/U \geqq 0.60$ の場合とは異なり，ほぼ隣接する翼の影響による ΔC_L の量だけ ΔC_{LP-P} が増加する。

以上のように，旋回する円柱列の下流に置かれた翼列において，隣接する翼の影響による非定常力は，本実験のように食違い角が小さい場合，隣接する翼に働く非定常力とは逆の方向であり，この方向は背面側隣接翼，腹面側隣接翼の影響であっても同じである。これによる非定常力は，翼列のピッチ R が小さい場合にも，$2R$，$3R$，……離れた位置の翼によるものはほとんど現れない。また翼列に働く非定常力は，隣接する翼に働く非定常力によって影響されるだけではない。翼列としての定常翼性能，翼まわりの流れ状態が変化すれば非定常力の発生状態も変化する。しかしながら，隣接する翼の影響は節弦比（R/c ）$\geqq 1.0$ では小さく，特に本実験のように単一後流が翼列を通過する状態に近い場合では，翼に働く非定常力の振幅にはほとんど影響がない。一方，$R/c<1.0$ においては非定常力の振幅も変化し，円柱後流の速度欠損による変動速度の翼弦方向成分の影響が支配的な円柱の周速度 u_b/U の範囲（$u_b/U \leqq 0.30$ ）では増加，翼弦に垂直な方向成分の影響が支配的な u_b/U の範囲（$u_b/U \geqq 0.60$ ）では減少する。しかし，円柱と翼の距離が近い場合には，円柱の厚みとそれによる円柱と翼の押しのけ効果の影響が加わるために，非定常力の振幅はすべての u_b/U において増加する。

2・8 まとめ

以上，本章では主流に対して垂直に旋回する円柱列の下流に置かれた静翼列に働く非定常力を，種々の円柱の周速度，円柱と翼の距離，および翼列のピッチについて実験的に求めた。結果より，後流軸と翼弦と翼弦のなす角度，円柱と翼の距離，そして翼列のピッチが非定常力に与える影響を明らかにするとともに，翼に働く力の面より非定常力の発生原因およびその状態を分類・考察した。

得られた主な結果をまとめると次のようである。

(1) 円柱中心と翼前縁の軸方向距離l/dの増加により，円柱の厚み（円柱の排除効果）の影響による非定常力は急速に減少する。それに対し，円柱後流の影響による非定常力はゆるやかに減少し，変動時間が長くなる。

(2) 非定常力の発生状態は，円柱後流の速度欠損による変動速度の翼弦に垂直な方向成分の影響が支配的な場合と，翼弦方向成分の影響が支配的な場合に分けることができる。

まず，翼弦に垂直な方向成分の影響が支配的な場合，

(3) 本実験では，この範囲は円柱の周速度 $u_b/U \geqq 0.60$ であり，円柱後流中心軸が主流方向となす角度で表すと，$\beta \geqq 31°$ となる。

(4) 非定常力の最大値 ΔC_{Lmax} は，円柱後流中心が翼前縁に達した直後に現れる。

(5) 翼面上に働く圧力は，翼の迎え角を変化した場合と同じ変動を示す。

(6) 円柱の周速度 u_b/U の減少により，非定常力は小さくなる。

(7) 翼列のピッチRが小さくなると，非定常力は減少する。

(8) l/d の小さいところでは，円柱の厚みとそれによる円柱と翼の押しのけ効果の影響を強く受け，非定常力は円柱後流が翼に達する前に大きく負となる。

つぎに，翼弦方向成分の影響が支配的な場合，

(9)　本実験では，この範囲は $u_b/U \leqq 0.30$ であり，$\beta \leqq 17°$ となる。

(10)　ΔC_{Lmax} は，円柱後流中心が翼に達する前に現れる。

(11)　翼面上に働く圧力は，翼まわりの流速を変化した場合と同じ変動を示す。

(12)　本実験において，非定常力の大きさは $u_b/U=0.15$ ($\beta=9°$)で最小を示し，これより u_b/U が増加・減少しても非定常力は大きくなる。

(13)　Rが小さくなると，非定常力は増加する。

(14)　円柱の厚みの影響による非定常力は，ほとんど現れない。

また，隣接する翼の影響による非定常力は，

(15)　時間 R/u_b 前後して顕著に現れる。

(16)　本実験のように食違い角が小さい場合，隣接する翼に働く非定常力の逆符号であり，これは背面側隣接翼，腹面側隣接翼の影響であっても同じである。

(17)　時間 $2R/u_b$，$3R/u_b$，……前後には，ほとんど現れない。すなわち，2 R，3 R，……の位置にある翼の影響は，非常に小さい。

(18)　節弦比 $R/c \geqq 1.0$ では非常に小さい。

ところで，本章で示した翼に働く非定常力には，円柱の厚みの影響に伴う円柱と翼の押しのけ効果による非定常力だけではなく，翼の存在による円柱後流の変形など二次的な現象によるものも含まれていると考えられる。しかし，翼に働く力の面からは，その発生時刻と現象の発生状態を明らかにすることができなかった。これについては，以下の章において翼まわりの流れの面から考察し，そして非定常力の実験と理論計算値の比較により明らかにする。

第３章 翼間通路内の三次元非定常速度分布 (iv)～(vi) (ix) (x)

３・１ はじめに

軸流ターボ機械の翼間通路内における流れ状態を明らかにすることは，翼列干渉によって翼に働く非定常力の発生機構を最も良く理解させ，また性能向上に役立つものと周知されている。しかしながら，複雑な流れの測定のむずかしさ，そしてデータ処理方法に問題があり，あまり行われていない。

Lakshminarayana－Poncet[19]は，熱線風速計を用いた三次元非定常速度の測定方法を示し，動翼列下流の定常速度と乱れ強さを測定した。動翼列翼間通路内および下流の定常速度と乱れ強さに関する研究[20][21]も報告されており，動翼の後流中には径方向速度成分が存在し，また後流の減衰は静翼のそれに比べて早いことが示されている。一方，レーザードップラ流速計を用いて動翼列翼間通路内の定常速度分布を測定した研究[22][23]も報告されている。

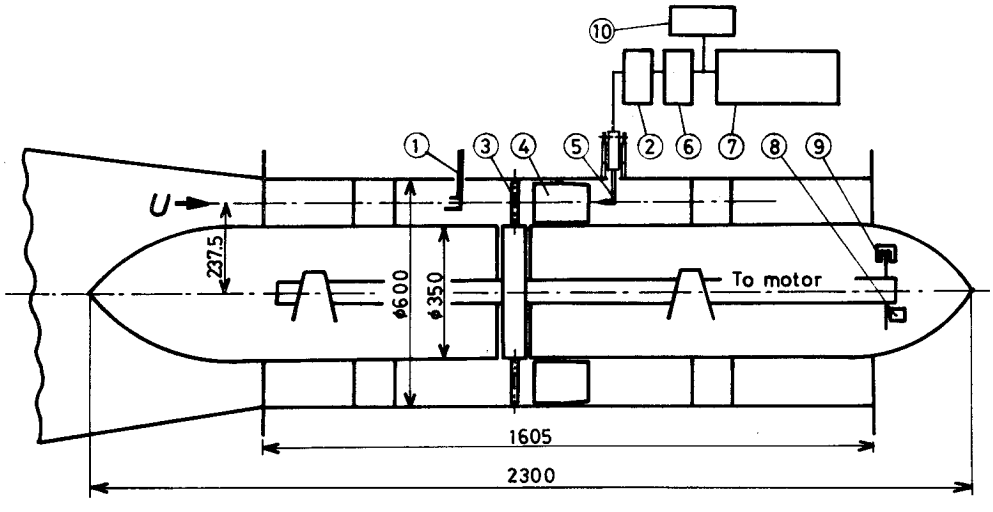
しかしながら，これらの研究に使用された実験装置は，動翼列だけのものであり，結果は翼列干渉による非定常力の発生機構の理解に直接，役立つものではない。Hirsch－Kool[24]は，熱線風速計を用いて，前置静翼形軸流圧縮機内の動翼列下流における三次元非定常速度分布を測定した。Schmidt－Okiishi[25]は多段軸流送風機内の各翼列下流における三次元非定常速度分布を明らかにした。そして，翼に作用する後流は相互干渉により変化し，静翼列の相対的円周位置が流れに重要な影響を与えることを示した。またWagner[26]は文献(25)と同様な測定結果から，翼間通路内における後流の挙動を推察し，図に表した。

以上のように，翼列下流の三次元非定常速度に関する研究は，かなり報告されている。しかし，後流が通過する翼間通路内の非定常速度に関する研究は全くなく，後流の翼間通路内における挙動および流れに与える影響は明らかでない。これらのデータ不足は，軸流ターボ機械内の翼列干渉を理解する上で重大な障害となっている。

本章では，主流に対して垂直に旋回する円柱列の後流が通過する静翼列翼間通路内の三次元速度を，定温度式熱線風速計を用いて測定した。熱線風速計の出力は前章の圧力変換器の出力と同様に平均化処理された。結果より,代表的な円柱と翼の相対位置関係における三次元非定常速度分布を求め，円柱後流の翼間通路内における挙動および流れに与える影響を明らかにした。そして，前章で示した翼に働く非定常力の測定結果と比較・検討し，後流による非定常力の発生機構を翼まわりの流れの面より考察した。

3・2　実験装置と方法

図3－1に実験装置を示す。装置本体は前章で用いたものと同じである。一様な気流中で円柱③を配列したロータを回転させ，主流に対し傾斜した後流を作る。この後流が通過する静翼列④翼間通路内の平均半径位置（r=237.5mm）



① Pitot-static tube
② Hot-wire anemometer
③ Cylinder d=φ15mm
④ Blade NACA65(7.5)10
⑤ Hot-wire probe
⑥ Linearizer
⑦ Data processing device
⑧ Tachometer
⑨ Potoelectric pickup
⑩ DC-voltmeter

図3－1　実　験　装　置

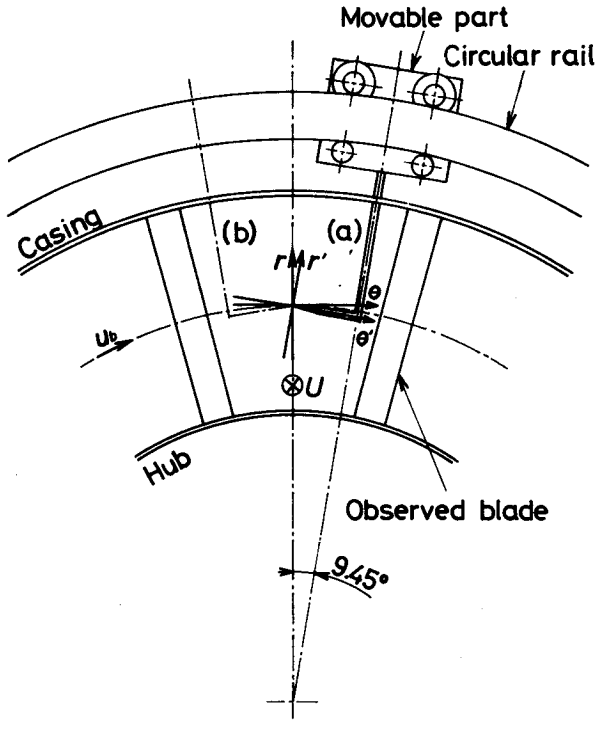


図3－2　測　定　部　概　要

における速度を定温度式熱線風速計を用いて測定した。図3－2に示すように，熱線プローブを可動部に取り付ける。さらに，この可動部は内外胴と同心の円孤レールに取り付けられていて，このレール上をしゅう動できるようになっている。熱線プローブの移動に際し，先端は常に平均半径位置にある。また可動部は，翼面付近の測定ができるように，熱線プローブを図3－2～3－4 に示す（a），（b）の向きに変えることができる構造となっている。熱線プローブは先端に直径 5 μm のタングステン線を張ったもので，図3－5に示す2種類が使用された。本実験は三次元測定であり，また速度の3成分はすべて未知である。そこで熱線プローブの各ワイヤ軸が直交（後述）するように置き換え，各測定位置で3回の測定が必要である。

図3－1に示したように，リニアライザ（DISA55D10）⑥により流速と出力電圧の関係を線形化した熱線風速計（DISA55D01）②の出力を，直流電圧

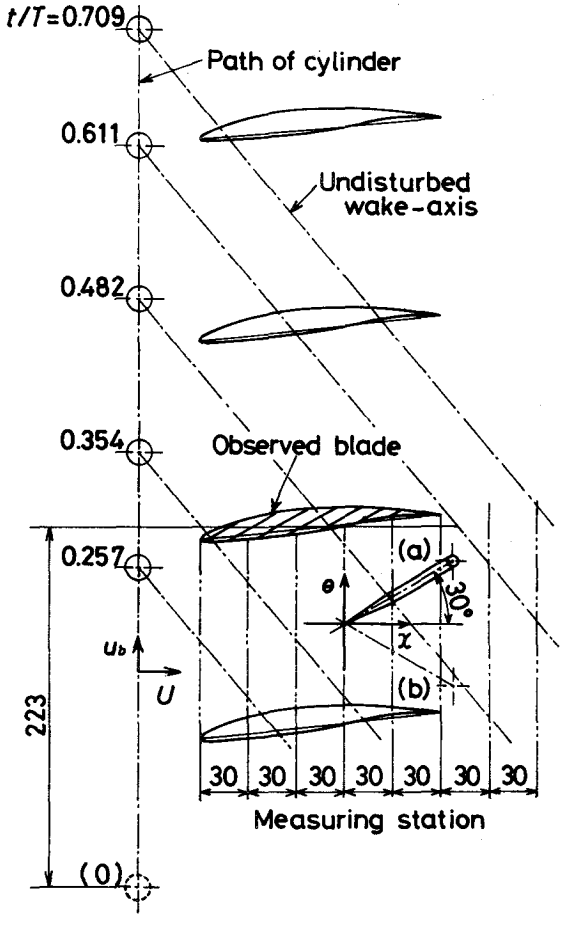


図３－３　測定時刻における円柱と翼列の相対位置関係（$u_b/U=1.2$）

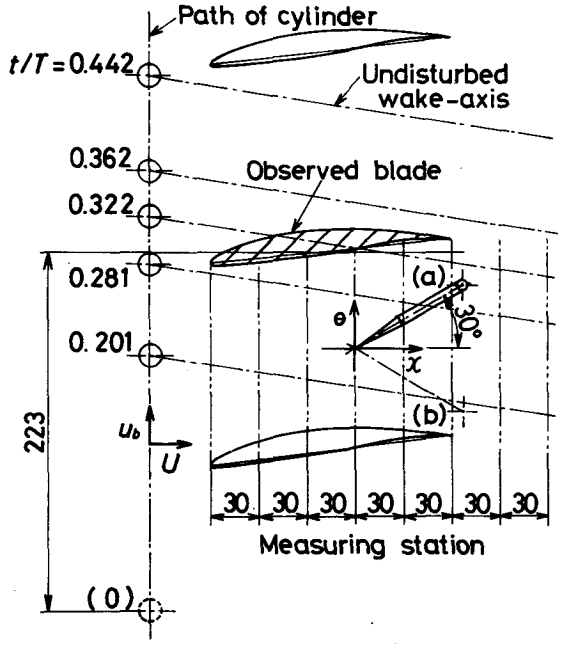


図３－４　測定時刻における円柱と翼列の相対位置関係（$u_b/U=0.15$）

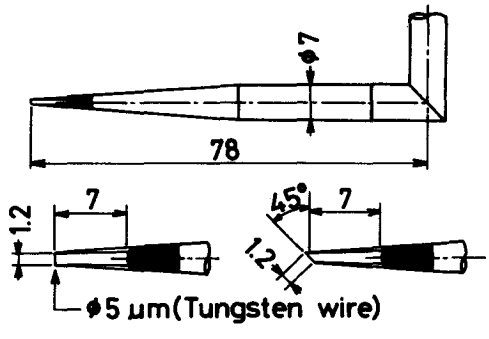


図３－５　熱線プローブ先端

計（DISA55D30）⑩とデータ処理装置⑦に入力した。データ処理装置（図２－７）では，まず多目的実時間相関器において，前章の圧力変換器の出力と同様に，設定したサンプリングタイムのもとで，信号はディジタル化され，そして光電ピックアップ⑨による軸１回転あたり１個のパルスを基準とした 2^n 回の平均化処理を受ける。この処理により円柱の旋回に同期した成分が主となっ

た信号を，プリンタに出力した。各熱線プローブに対するリニアライザの調整には，検定用小型風胴を用い，移動装置の可動部に熱線プローブを取り付ける前に毎回行った。検定用小型風胴は50×50 mm の吐出口を持ち，そこでの流速を0～30 m／s の範囲で無段階に変えることができる。検定速度の測定にはピトー管とマノメータを用いた。

前章で非定常力を求めた実験範囲の内，表3－1に示す場合について実験を行った。円柱後流と翼弦のなす角が大きい，すなわち翼に働く非定常力に円柱後流の速度欠損による変動速度の翼弦に垂直な方向成分の影響が支配的な場合として，円柱の周速度 $u_b/U=1.2$ を，また円柱後流と翼弦のなす角が小さい，すなわち翼弦方向成分の影響が大きい場合として $u_b/U=0.15$ を選択した。

表3－1　実験パラメータ

l/d	2.5	
u_b/U	0.15	1.2
R/c	0.83(Z=12)	
ζ_T deg	-6.6	
M	2^7	2^9
t_S ms	2.0	0.2

M:Number of samples taken to get one average
t_S:Sampling time

なお静翼の取付け角 ζ_T は，前章2・5節において決定した翼列通過後の流れが軸方向となる角度である。

翼前縁から後縁の下流 60mm までの間を 30mm 間隔に測定を行った。これらの位置において，熱線プローブを取り付けた可動部を周方向に移動することにより，翼間通路内の平均半径位置における速度分布を求めた。各 u_b/U において非定常速度分布を求めた時刻 t/T，およびその時刻における円柱と翼の相対位置関係は，各々図3－3と図3－4に示されている。これらの図中の基準翼は，前章において翼に働く非定常力を測定した翼に対応している。

なお基準翼背面側翼間通路内の速度分布としては，（翼列のピッチ R）／（円柱の周速度 u_b）　前の時刻における腹面側翼間通路内の速度分布を重ね合せた。

3・3　三次元速度の算出

図3－6に示す1，2，3軸が，各々熱線プローブのワイヤを表すものとする。流れ方向に対する熱線の感度は余弦法則に従う，すなわち熱線の冷却に有効な速度はワイヤ軸に垂直な速度成分だけであると仮定すれば，各プローブによる熱線風速計の出力をリニアライザに通した後の電圧 E_1，E_2，E_3 と1，2，3軸方向の速度 V_1，V_2，V_3 の関係は，

$$\left.\begin{aligned} E_1 &= AV_{23} \\ E_2 &= AV_{31} \\ E_3 &= AV_{12} \end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (3.1)$$

ここで，Aは熱線プローブのワイヤ軸に垂直な速度と出力電圧の変換定数，V_{23}，V_{31}，V_{12} は各々1，2，3軸に垂直な速度成分，例えば V_{23} は，

$$V_{23} = (V_2^2 + V_3^2)^{1/2}$$

である。しかしながら，実際にはワイヤ軸方向の速度も熱線の冷却に有効であり，熱線の長さと直径の比により余弦法則からの偏差が異なる[27]。そこで，熱

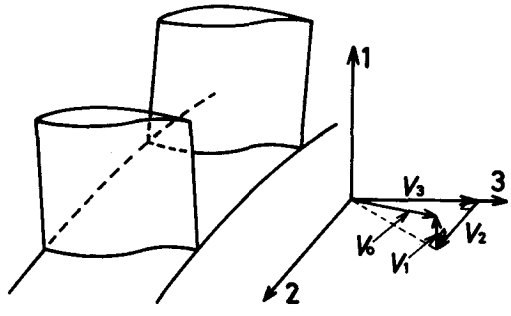


図3－6　翼間通路内の速度成分

線風速計に検出される速度 V と流速 V_0 の関係は[28],

$$V = V_0\,(\cos^2\alpha + k^2\sin^2\alpha)^{1/2} \quad ; \quad -\pi/2 \leqq \alpha \leqq \pi/2 \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (3.2)$$

ここで，α は流れ方向とワイヤ軸に垂直な面のなす角度，k は補正係数である。この補正により 1，2，3 軸方向の速度 V_1，V_2，V_3 と式（3．1）の V_{23}, V_{31}，V_{12} の関係は[19]，

$$\left.\begin{aligned} V_{23} &= (V_2^2 + V_3^2 + k^2 V_1^2)^{1/2} \\ V_{31} &= (V_3^2 + V_1^2 + k^2 V_2^2)^{1/2} \\ V_{12} &= (V_1^2 + V_2^2 + k^2 V_3^2)^{1/2} \end{aligned}\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (3.3)$$

となる。上式より V_1, V_2, V_3 は，k^4 を無視して，

$$\left.\begin{aligned} V_1^2 &= \{V_{12}^2 + V_{31}^2 - (1+k^2)V_{23}^2\}/(2-k^2) \\ V_2^2 &= \{V_{23}^2 + V_{12}^2 - (1+k^2)V_{31}^2\}/(2-k^2) \\ V_3^2 &= \{V_{31}^2 + V_{23}^2 - (1+k^2)V_{12}^2\}/(2-k^2) \end{aligned}\right\} \cdots\cdots\cdots (3.4)$$

式（3．1）の A は，$V = 20.0$ m／s に対し $E = 2.00$ V が出力されるようにリニアライザを調整したので，$A = 0.10$ V／m／s，k は使用した熱線プローブを検定した結果，$k = 0.10$ であった。これらの値と式（3．1）を式（3．4）に代入して整理すると，

$$\left.\begin{aligned} V_1 &= 7.09\,(E_3^2 + E_2^2 - 1.01\,E_1^2)^{1/2} \\ V_2 &= 7.09\,(E_1^2 + E_3^2 - 1.01\,E_2^2)^{1/2} \\ V_3 &= 7.09\,(E_2^2 + E_1^2 - 1.01\,E_3^2)^{1/2} \end{aligned}\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (3.5)$$

本実験においては，各熱線プローブのワイヤを実験装置の座標系 x，θ，r，に対し，図３－７に示すように設置したので，求める軸方向速度 V_x，周方向速度 V_θ，径方向速度 V_r は，

$$
\left.
\begin{aligned}
V_x &= (V_1+V_3)\cos45^\circ\cos30^\circ+V_2\sin30^\circ \\
V_\theta &= \mp\{(V_1+V_3)\cos45^\circ\sin30^\circ-V_2\cos30^\circ\}\cos9.45^\circ \\
&\quad \mp(V_1+V_3)\cos45^\circ\sin9.45^\circ \\
V_r &= (V_1-V_3)\cos45^\circ\cos9.45^\circ \\
&\quad -\{(V_1+V_3)\cos45^\circ\sin30^\circ-V_2\cos30^\circ\}\sin9.45^\circ
\end{aligned}
\right\}
\quad \cdots\cdots\cdots\cdots (3.6)
$$

ここで，熱線プローブの向きが図3－2～3－4に示した(a)の場合には，V_θは上符号，(b)では下符号となる。

直流電圧計の読みから式(3.5)，(3.6)を用いて各測定位置における軸方向，周方向および径方向の定常速度V_{xs}，$V_{\theta s}$，V_{rs}を算出した。つぎに平均化処理の後，プリンタに出力した電圧Eから，各測定位置の各時刻における軸方向，周方向および径方向の速度V_x，V_θ，V_rを算出し，定常速度からの変動分ΔV_x，ΔV_θ，ΔV_r，

$$
\left.
\begin{aligned}
\Delta V_x &= V_x - V_{xs} \\
\Delta V_\theta &= V_\theta - V_{\theta s} \\
\Delta V_r &= V_r - V_{rs}
\end{aligned}
\right\}
\quad \cdots\cdots\cdots\cdots (3.7)
$$

を用いて三次元非定常速度分布を求めた。

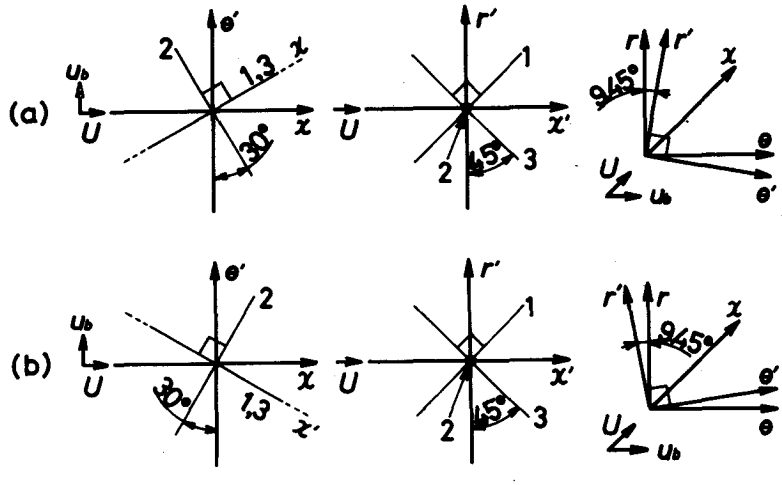


図3－7　熱線プローブの取付け状態におけるワイヤとx，θ，r軸の関係

3・4　検定と結果の精度

(i) 静検定

前節で述べた測定・算出方法によって求められる三次元速度の結果の精度を調べるために，次のような静検定を行った。

検定用小型風胴を用いてリニアライザの調整を行った熱線プローブを，図3－8に示すように吹出し式風胴の出口に取り付ける。主流方向とプローブのなす角αは，r軸に平行なプローブサポート軸を回転軸とし，自由に変えることができる。$\alpha=0°$における各ワイヤの取付け状態を図3－9に示す。主流速$V_0=20$m/sとし，熱線風速計に接続されているリニアライザの出力電圧を，3本の熱線について$\alpha=0°\sim90°$の間を5°おきに，直流電圧計で読み取った。プローブ1，2，3によって検出された電圧E_1，E_2，E_3を図3－10に示す。これらの値から式(3.5)を用いて1，2，3軸方向の速度V_1，V_2，V_3を求め，座標変換によりx，θ，r軸方向速度V_x，V_θ，V_rを算出した。結果を図3－11に示す。なお図3－8で明らかなように，V_x，V_θ，V_rの真値は各々20m/s，0m/s，0m/sである。

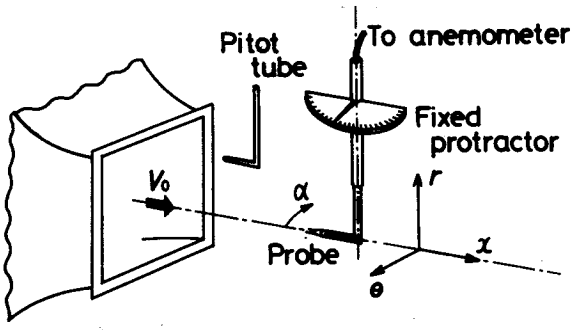


図3－8　検定実験の装置と座標系

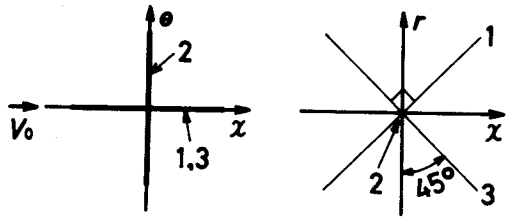


図3－9　検定実験における熱線プローブワイヤ取付け状態（$\alpha=0°$）

$\alpha<20°$，$\alpha>70°$においては，式(3.5)の平方根の中が負となり，計算できない。x軸方向の速度V_xはαが大きくなると増加し，$\alpha=60°$で20m/sを示す。θ軸方向速度V_θは$\alpha=35°$でほぼ零を示し，$\alpha>35°$では負，$\alpha<35°$では正の値となる。特に$\alpha=20°$では急に増大している。

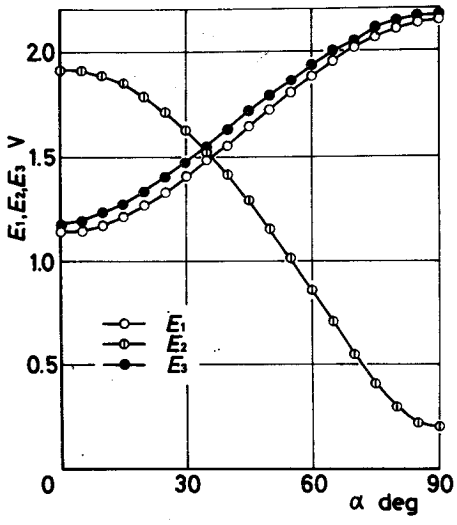


図３－１０　熱線風速計の出力電圧

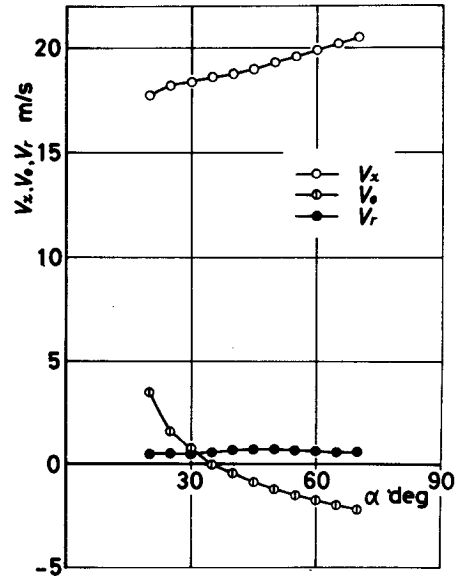


図３－１１　検定実験による三次元速度

r軸方向速度 V_r のαによる変化はほとんどなく，0.5 m／s 前後の値となる。

以上の結果より三次元速度の測定に用いた本方法では，３本の熱線プローブを出力電圧がほぼ等しくなる状態に置くことにより，測定誤差が減少することがわかる。翼間通路内の三次元速度の測定に際しては，実験装置の構造などによる制約から，すでに前節で述べたように $\alpha=30°$ とした。定常流れにおける検定結果を，そのまま後流が通過する翼間通路内の非定常流れに適用することには問題があると思われるが，結果に含まれる誤差は約１０％と考えられる。しかし，この誤差は熱線プローブによる系統的誤差であり，測定される三次元速度の定常分，非定常分にも同様に含まれるために，速度分布の平滑さをくずすものではない。

(ii)　非同期信号による誤差

熱線風速計の出力に含まれる円柱の旋回に同期しない成分は，平均化処理により除去された。しかし，平均回数Mが有限であるために，非同期成分のすべてが除去されたわけではなく，これによる誤差が結果に含まれている。

すでに式（2.9）で示したように，非同期成分の分散は，M 回の平均化処理により $1/M$ となる。ここで非同期信号として平均値が零で確率密度関数 $p(E)$,

$$p(E)=\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}\exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{E}{\sigma}\right)^2\right] \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (3.9)$$

のランダム信号を考える[29]。この信号の分散は $p(E)$ の重心まわりの2次モーメントであり，σ^2 となる。この σ^2 を $1/10\,\mathrm{V}^2$ とすれば，主流速 $U=20\,\mathrm{m/s}$ の20～25％ 乱れに対応し，円柱後流中の最大乱れにほぼ匹敵する[30]。$M=2^7$ 回（円柱の周速度 $u_b/U=0.15$ の場合）および 2^9 回（$u_b/U=1.2$ の場合）の平均化処理により，分散 σ^2 は各々 $1/1280$, $1/5120\,\mathrm{V}^2$ に減少し，標準偏差 σ は各々 0.028，0.014 V となる。

ここで，各ワイヤによる出力電圧 $E_1=E_2=E_3=\sqrt{2}$ V の場合，すなわち式（3.5），（3.6）より軸方向速度 $V_x=17.21\,\mathrm{m/s}$，周方向速度 $V_\theta=0.75\,\mathrm{m/s}$，径方向速度 $V_r=0.26\,\mathrm{m/s}$ の場合を想定する。また最大誤差電圧を $\pm 2\sigma$（信頼度係数2，信頼度95.4％）とすれば，$u_b/U=0.15$ の場合には，V_x に $0.69\,\mathrm{m/s}$，V_θ に $1.46\,\mathrm{m/s}$，V_r に $1.28\,\mathrm{m/s}$ の誤差が起りうる。しかし，これらの最大誤差が速度の3成分に同時発生することはありえない。

非同期信号による誤差は，直流電圧計の読みから算出される定常速度には関係がなく，非定常分にのみ含まれる。このため三次元非定常速度分布のばらつきとして現れる。

3・5　実験結果と検討

3・5・1　後流軸と翼弦のなす角が大きい場合

前章において求めた円柱の周速度 $u_b/U=1.2$ の場合において基準翼に働く非定常力係数 ΔC_L の時間的変化を図3－12 に示す。図中には非定常速度測定時刻に対応する位置を矢印で記入し，図3－13 にはその各々の時刻における基準翼まわりの非定常圧力係数 ΔC_P 分布を示す。

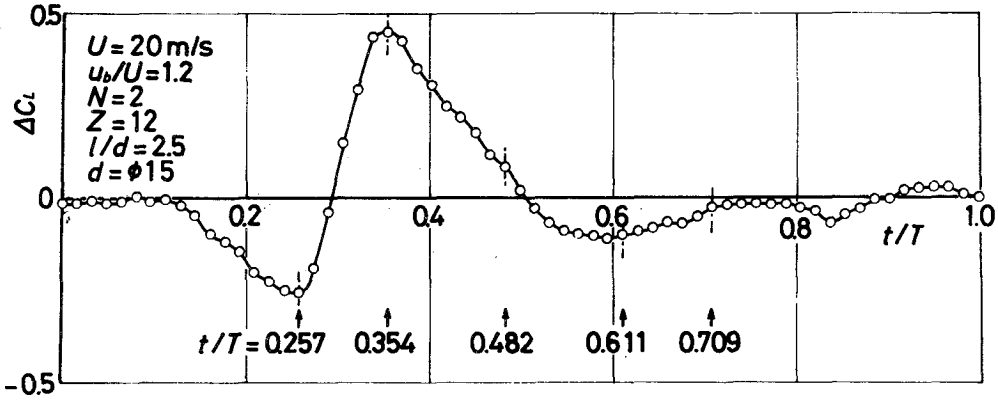


図３－１２　翼に働く非定常力

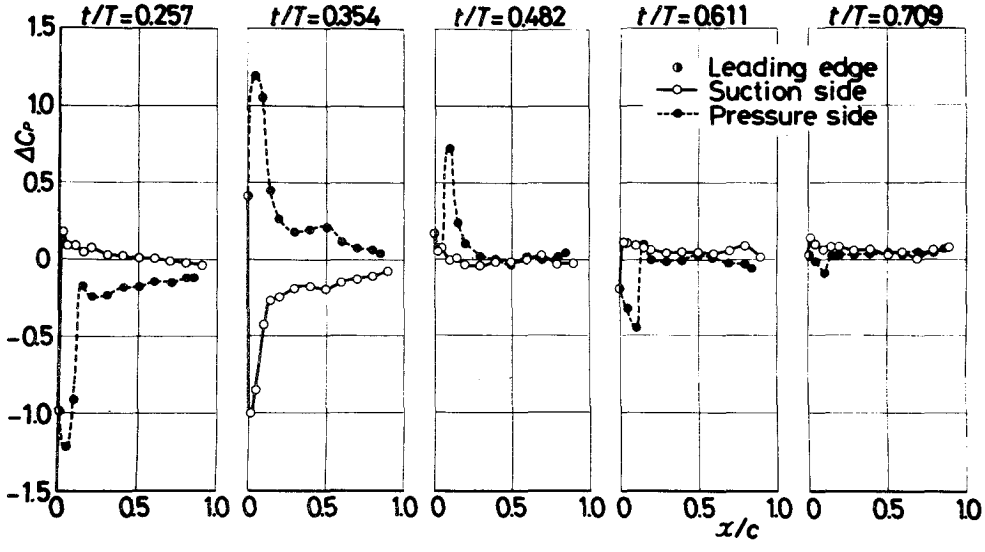


図３－１３　各時刻における翼まわりの非定常圧力係数ΔC_p分布

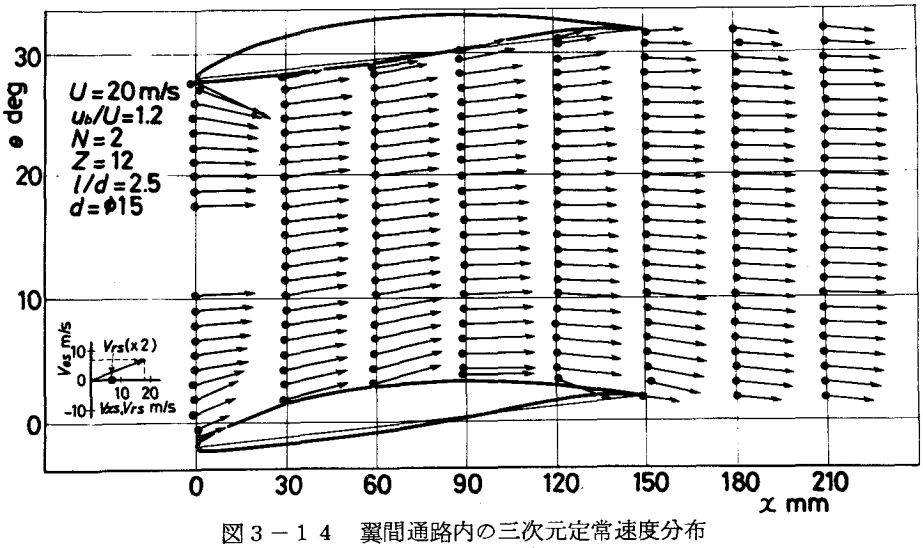


図３－１４　翼間通路内の三次元定常速度分布

図３－１４ には直流電圧計の読みから算出した翼間通路内の三次元定常速度分布を示す。図において，軸方向速度V_{xs}と周方向速度$V_{\theta s}$についてはベクトル表示とし，各矢印の始点における速度（$\sqrt{V_{xs}{}^2 + V_{\theta s}{}^2}$ ）と方向を表している。また径方向速度V_{rs}は●印で表示され，外胴方向を正としている。図３－１５～３－１９ に翼間通路内の三次元非定常速度分布を示す。これらの図は定常状態（図３－１４)からの変動分を表し，軸方向変動速度 ΔV_x， 周方向変動速度 ΔV_θ および径方向変動速度 ΔV_r の表示方法は，図３－１４ と同じである。各測定時刻における円柱と翼列の相対位置関係および u_b/U で与えられる円柱後流中心線を図３－３に示したが，各々の三次元非定常速度分布図にも記入した。なお，これらの図において基準翼は，中央の翼である。

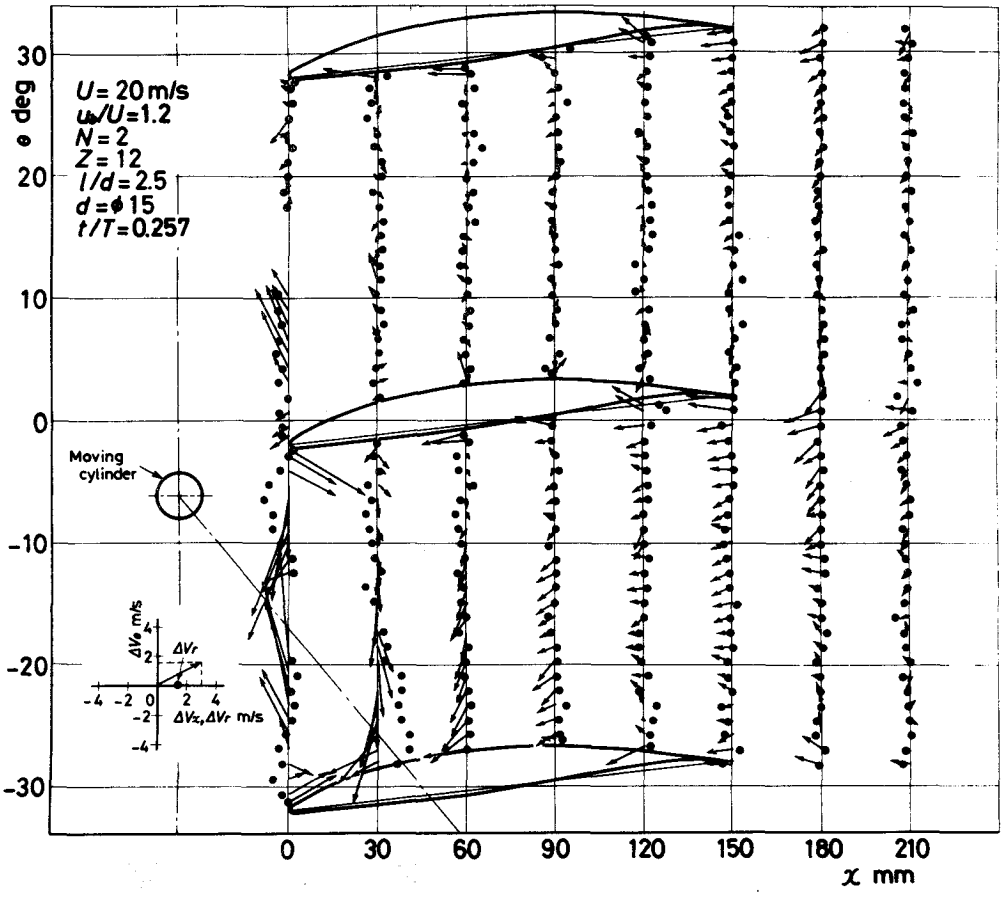


図３－１５　翼間通路内の三次元非定常速度分布

$t/T=0.257$（図3－15）において，基準翼背面側の流れの変動はほとんど見られない。一方，腹面側前縁付近では円柱の厚みとそれによる円柱と翼の押しのけ効果により，ΔV_x は正，ΔV_θ は負となっている。このため翼面上の ΔC_P は，図3－13 で明らかなように，腹面側前縁付近で大きく低下するとともに，腹面側全体では迎え角を減少したと同様な変化を示す。そこで，基準翼に働く ΔC_L は，この時刻において負となる。

円柱後流中心がほぼ翼前縁に達した時刻（$t/T=0.354$）において，翼まわりの ΔC_P 分布（図3－13）は，迎え角を増加したと同様に，腹面側で正，背面側では負となり，ΔC_L は最大値を示す。この時刻における翼間通路内の三次元非定常速度分布（図3－16）を見ると，円柱後流中の正の ΔV_θ を打ち

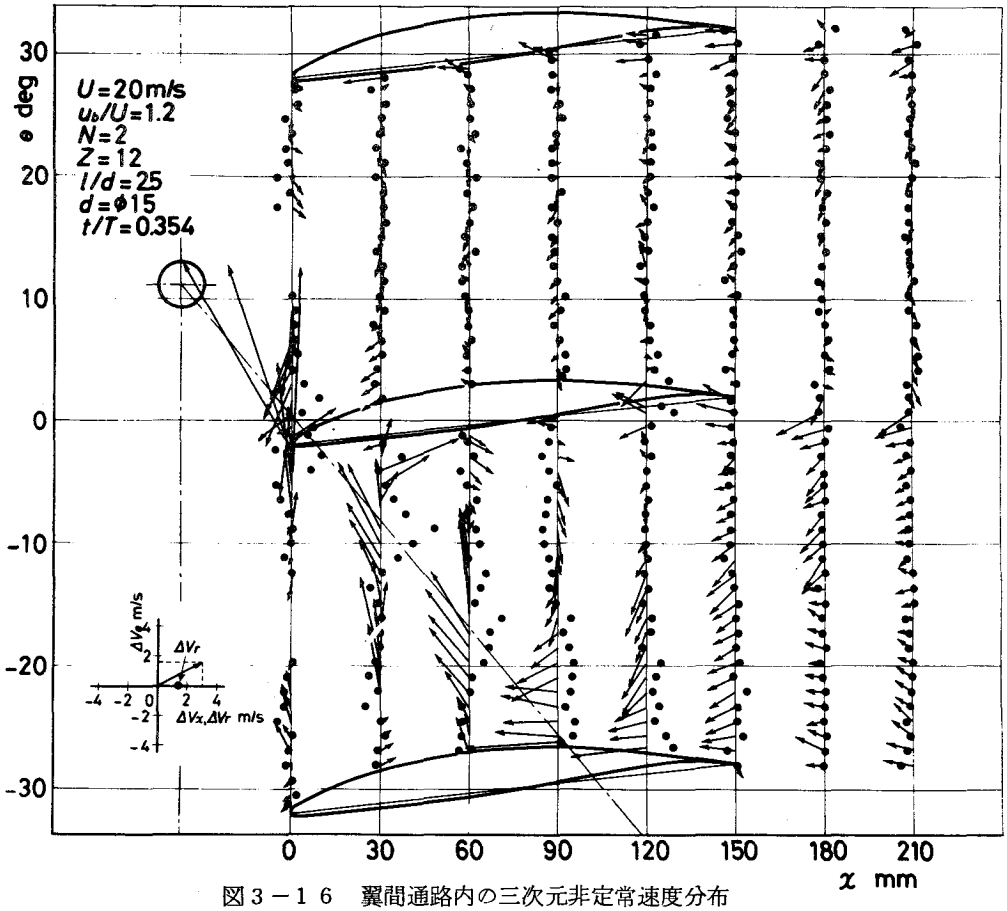


図3－16　翼間通路内の三次元非定常速度分布

消すように誘起された ΔV_x も含め，翼前縁付近に大きな変動速度が見られる。基準翼の腹面側翼間通路内では円柱後流の下流側に，この図で右回りの流れが発生することがわかる。また，さらに下流では流速が低下するとともに，基準翼後流は定常状態（図３－１４）より下方に移動している。この傾向は図３－１５でも見られ，円柱後流が前縁付近にあっても下流まで影響が及ぶことがわかる。円柱後流中では遠心力の影響によって ΔV_r は正となる。その値は主流速の15％前後を示し，ΔV_x，ΔV_θ と同程度の大きさである。

つぎに図３－１７（$t/T=0.482$）において円柱後流の位置を見ると，腹面側では上流に，背面側では下流にずれ，翼間通路内において後流の傾きが小さくなっているように思われる[31]。また，翼面近くの後流幅は腹面側では広く，背

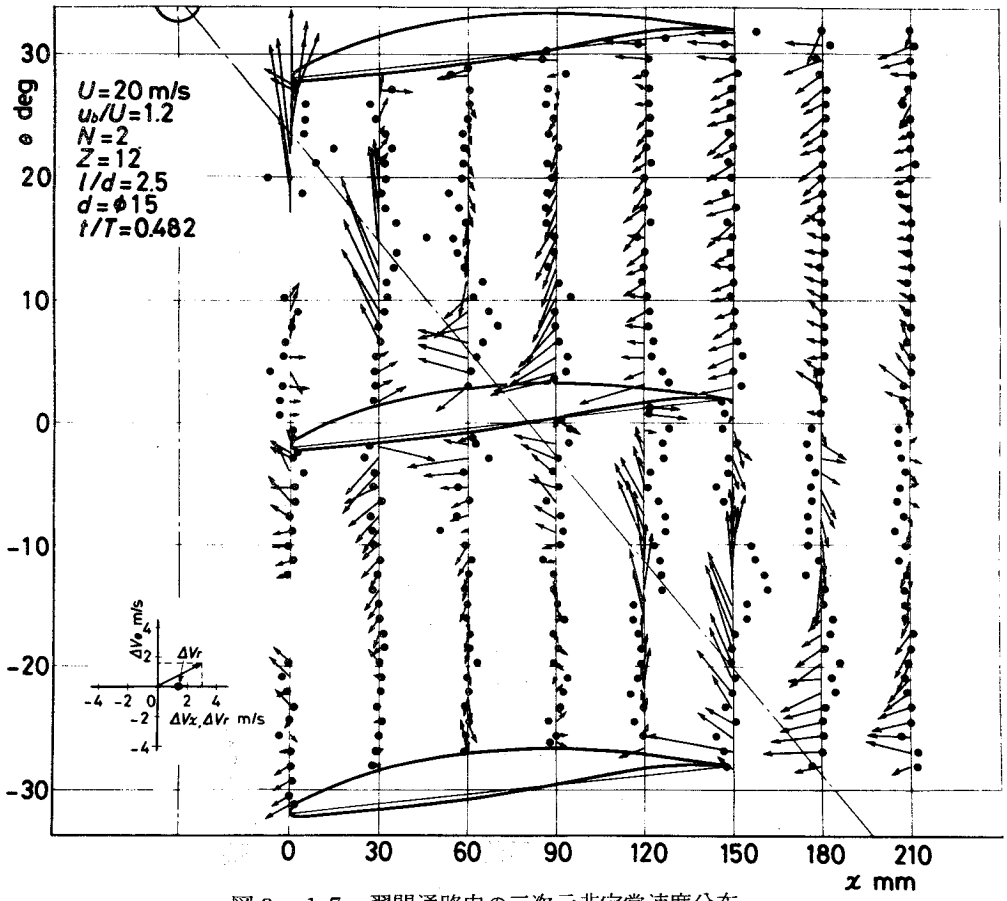


図３－１７　翼間通路内の三次元非定常速度分布

面側では狭くなっている[5]。このような現象は，他の相対位置関係および隣接する翼の翼面付近の非定常速度分布にも現れている。この時刻（$t/T=0.482$）において，基準翼まわりの変動速度は，上記の後流の変形により ΔV_x が主となる。また，図3－13の ΔC_p 分布で明らかなように，円柱後流の移動の遅れる腹面側に影響が残るものの，ΔC_L は $t/T=0.257$，0.354 におけるそれに比べ，あまり大きいものではない。

$t/T=0.611$（図3－18）において，円柱後流はほぼ基準翼の後縁付近にある。この時刻では円柱後流中の ΔV_θ はほとんど見られず，負の ΔV_x が主である。また基準翼後流と円柱後流は合体し，$t/T=0.708$（図3－19）では翼の後流は円柱後流によって上方に引かれている。このため円柱後流と翼面

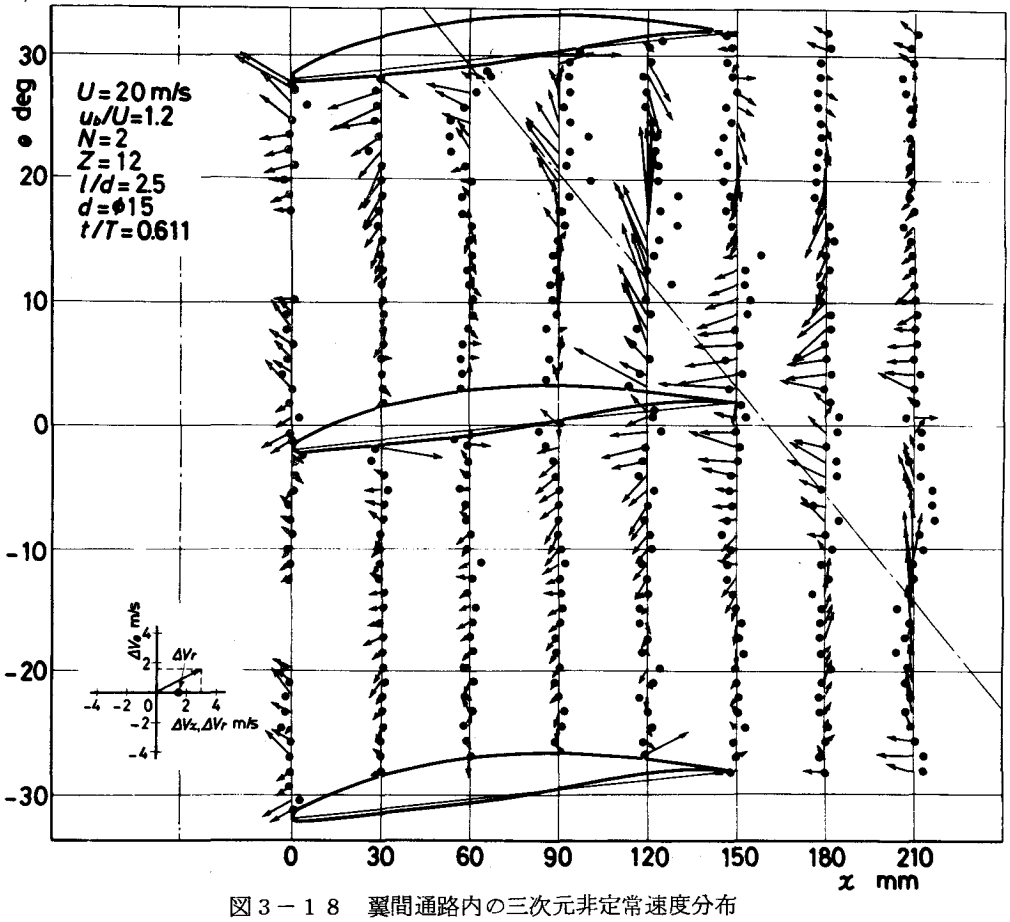


図3－18　翼間通路内の三次元非定常速度分布

にはさまれた領域，すなわち背面側後縁付近で V_x が低下し，圧力は上昇する。一方，腹面側においては流れは加速され，圧力は低下する。この円柱後流と翼の後流の干渉により，この時刻において ΔC_L が負となるものと考えられる。さらに，$t/T=0.611$ の円柱と翼列の相対位置関係では，基準翼の背面側隣接翼は ΔC_L が正の状態にあり，その循環の変動も基準翼の ΔC_L を負とする。

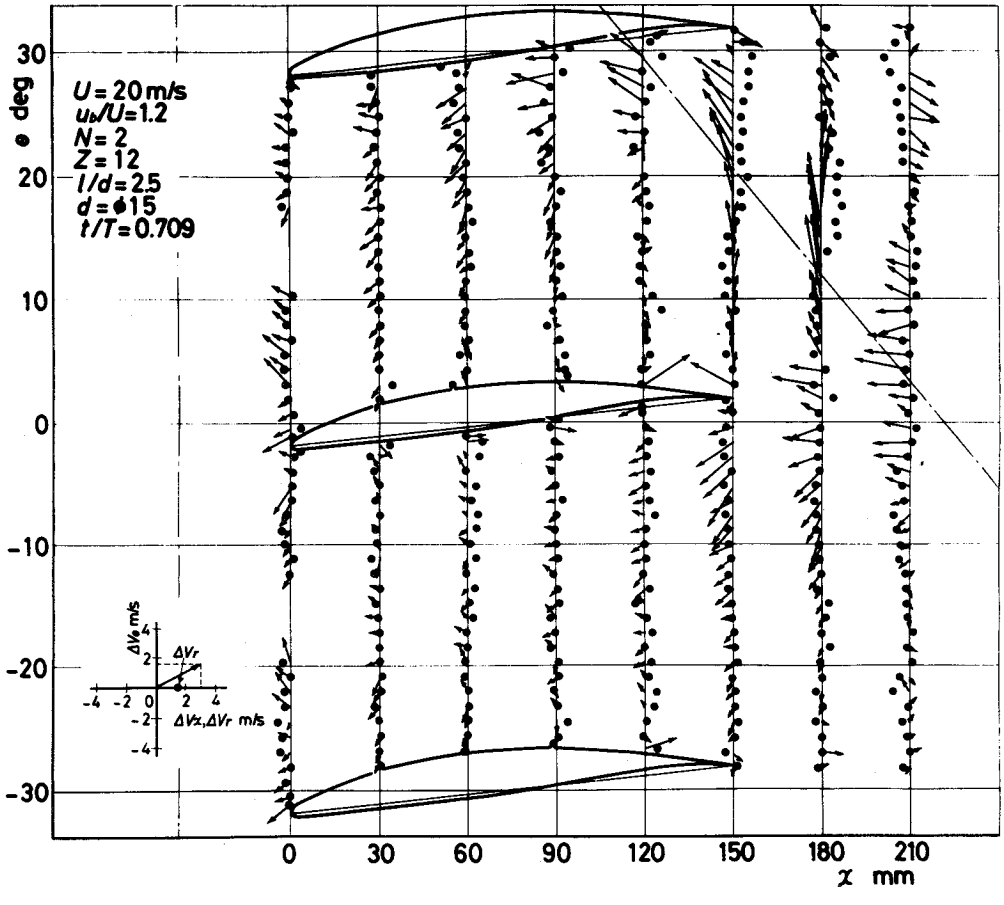


図３－１９　翼間通路内の三次元非定常速度分布

3・5・2　後流軸と翼弦のなす角が小さい場合

円柱の周速度 $u_b/U=0.15$ の場合において，基準翼に働く非定常力係数 ΔC_L の時間的変化を図3－20に示す。図中に矢印で記入した非定常速度測定時刻における基準翼まわりの非定常圧力係数 ΔC_P 分布を，図3－21に示す。図3－22に翼間通路内の三次元定常速度分布を，図3－23～3－27に各時刻における三次元非定常速度分布を示す。これらの図の表示法，基準翼の位置については，$u_b/U=1.2$ に対する図3－14～3－19と同じである。

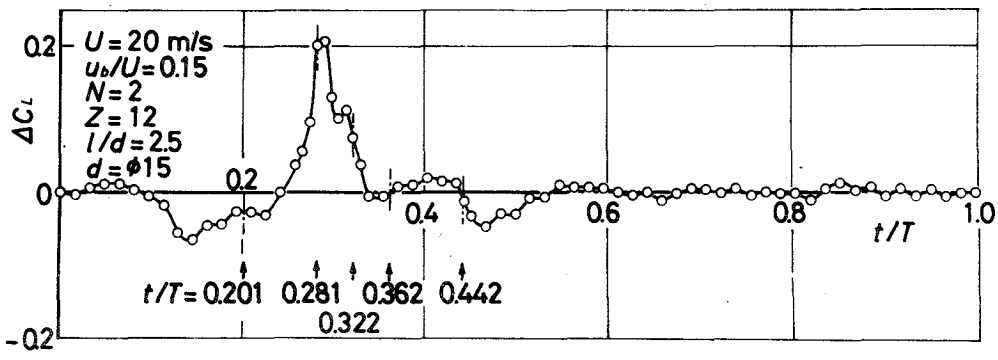


図3－20　翼に働く非定常力

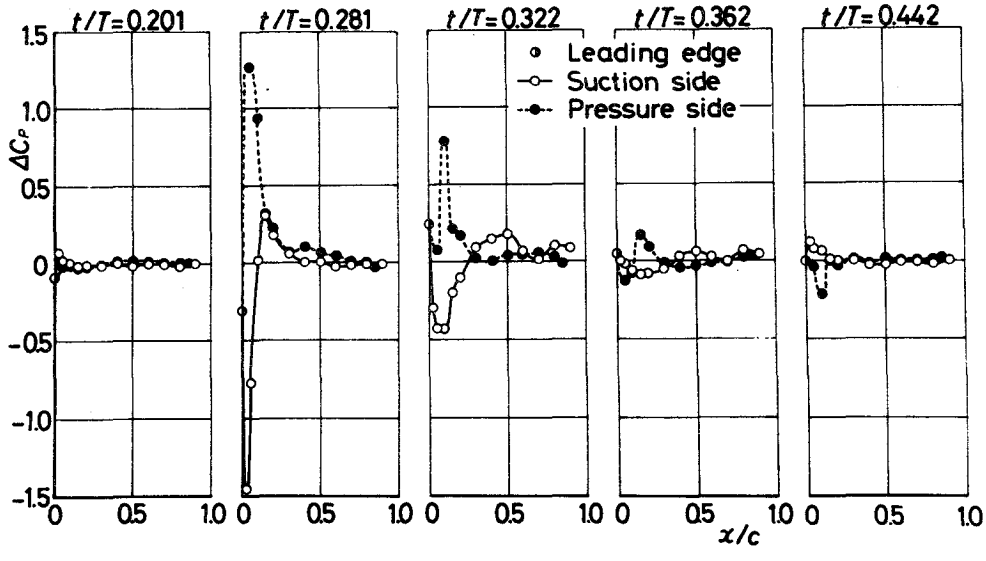


図3－21　各時刻における翼まわりの非定常圧力係数 ΔC_P 分布

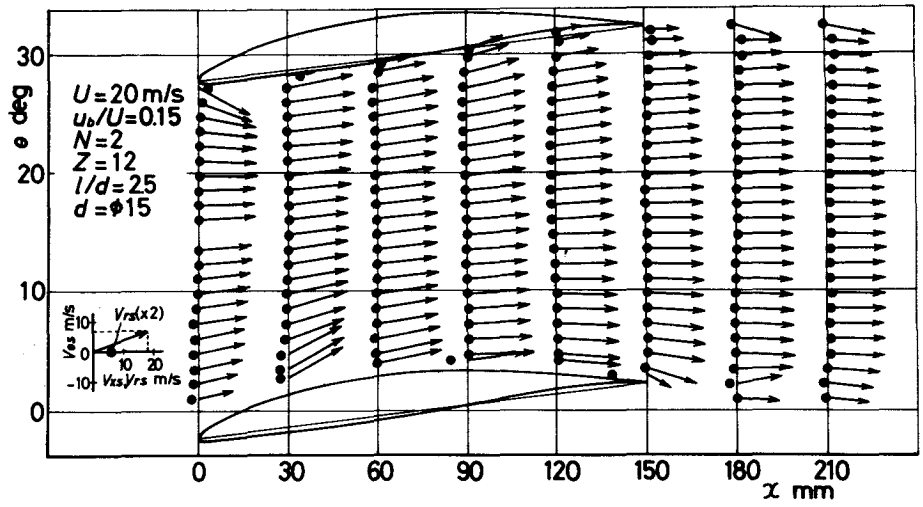


図３－２２　翼間通路内の三次元定常速度分布

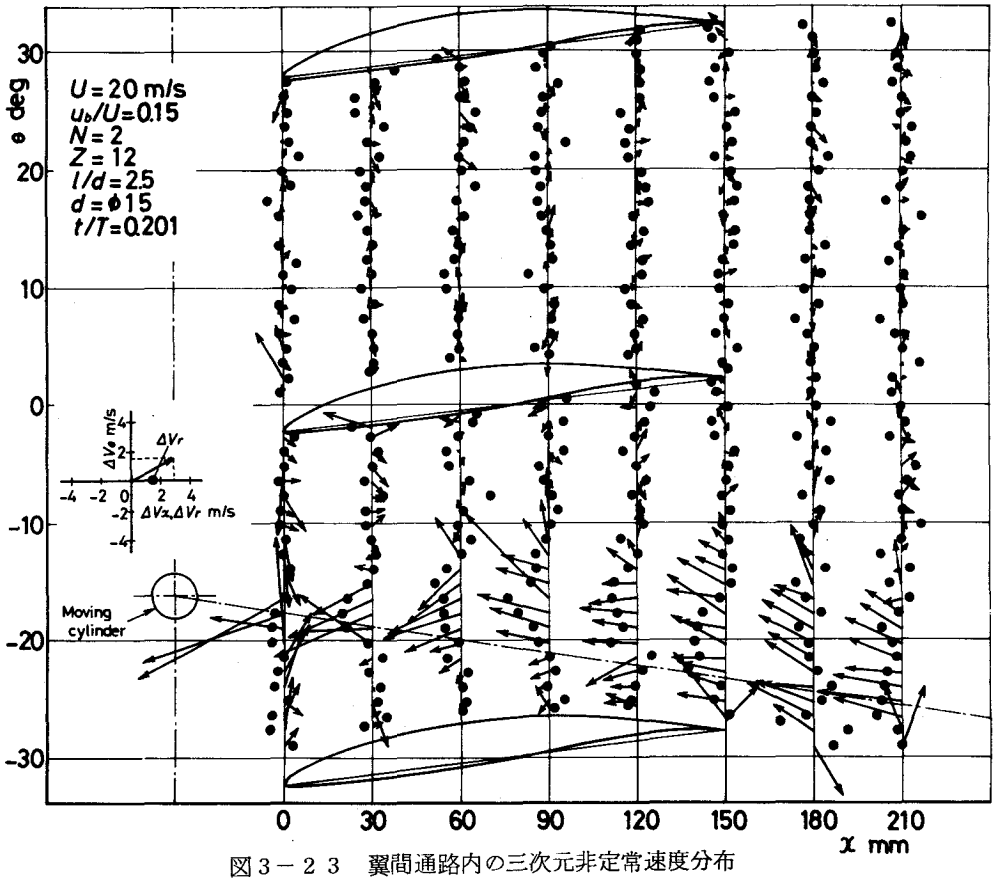


図３－２３　翼間通路内の三次元非定常速度分布

$t/T=0.201$（図３－２３）において，基準翼の腹面側前縁付近を見ると，円柱の厚みとそれに伴なう円柱と翼の押しのけ効果により，ΔV_x は正，ΔV_θ は負となっている。そこで基準翼まわりの流れは，腹面側翼面付近の流速の低下として現れているように，翼の迎え角を減少させたと同じ状態となる。このため翼まわりの ΔC_P 分布（図３－２１）は，腹面側で負，背面側で正の変化を示し，この時刻において ΔC_L は負となる。しかし先に示した後流軸と翼弦のなす角が大きい場合（図３－１５）に比べれば，この影響は非常に小さく，特に腹面側の負の圧力変化が小さい。

翼間通路内における円柱後流の傾きを見ると，後流が定常流れ（図3－２２）に沿って上方に移動し，かなり減少している。また円柱後流中の径方向速度 V_r

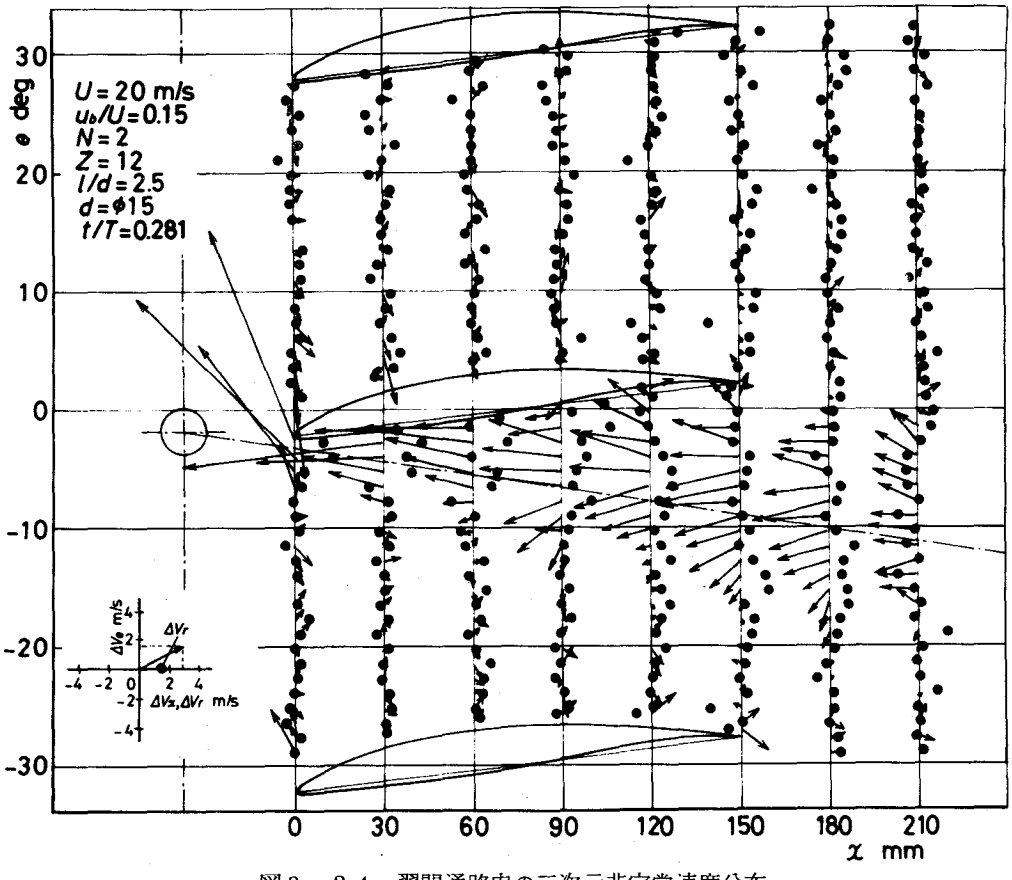


図３－２４　翼間通路内の三次元非定常速度分布

は，先に示した $u_b/U=1.2$ の場合と同じく，遠心力の影響により外胴向きになるものと思われるが，円柱の旋回速度が小さいために，はっきりとした傾向は現れていない。

つぎに ΔC_L がほぼ最大となる時刻（$t/T=0.281$）における翼間通路内の三次元非定常速度分布（図3－24）を見ると，円柱後流は基準翼の腹面側にのみ大きく影響している。また，円柱後流軸と翼弦のなす角が大きい場合には見られなかった現象であるが，円柱後流は翼の前縁付近において翼面に押しつけられたように幅が狭くなり，速度が大きく低下することがわかる。そしてまた，基準翼後縁の下流では ΔV_x が正となり，円柱後流の方向に翼の後流が移動していると考えられる。このため翼まわりの圧力分布は，円柱後流中の正の ΔV_θ

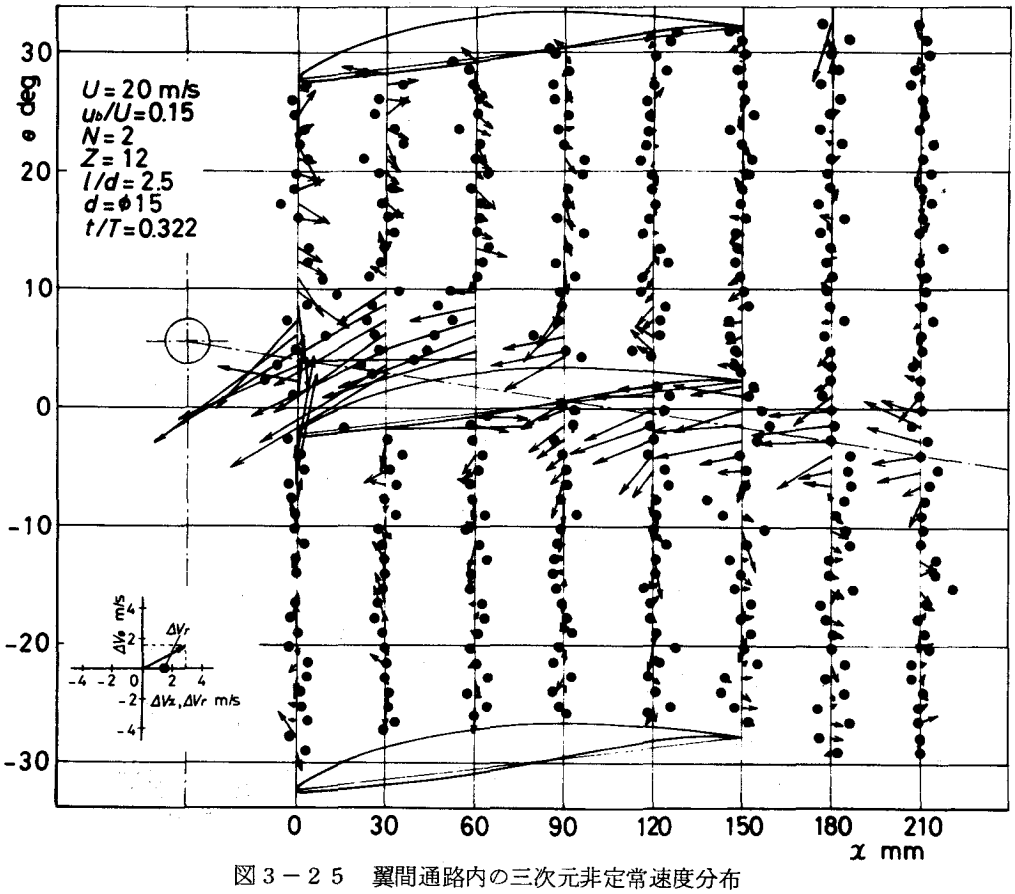


図3－25　翼間通路内の三次元非定常速度分布

による圧力変動も含め，図３－２１ に示したように，腹面側で大きく正，背面側では前縁付近において負となり，円柱後流中心が翼前縁に達していないこの時刻において，ΔC_L は最大となる。

図３－２５（$t/T=0.322$）において，円柱後流は基準翼の両面にかかっている。しかしながら図３－２４ で述べた現象のために，腹面側では円柱後流の影響が全体に残っているものの，背面側では円柱後流の到達が遅れ，後縁まで達していない。このため腹面側では正の圧力変化が持続し，一方，背面側では圧力変化が遅れるものと思われる。そこで図３－２０ に示したように，ΔC_L はこの時刻においても正となる。翼列下流における円柱後流を見ると，上記のように円柱後流が翼によって分断されるため減衰し，幅が狭くなっている。

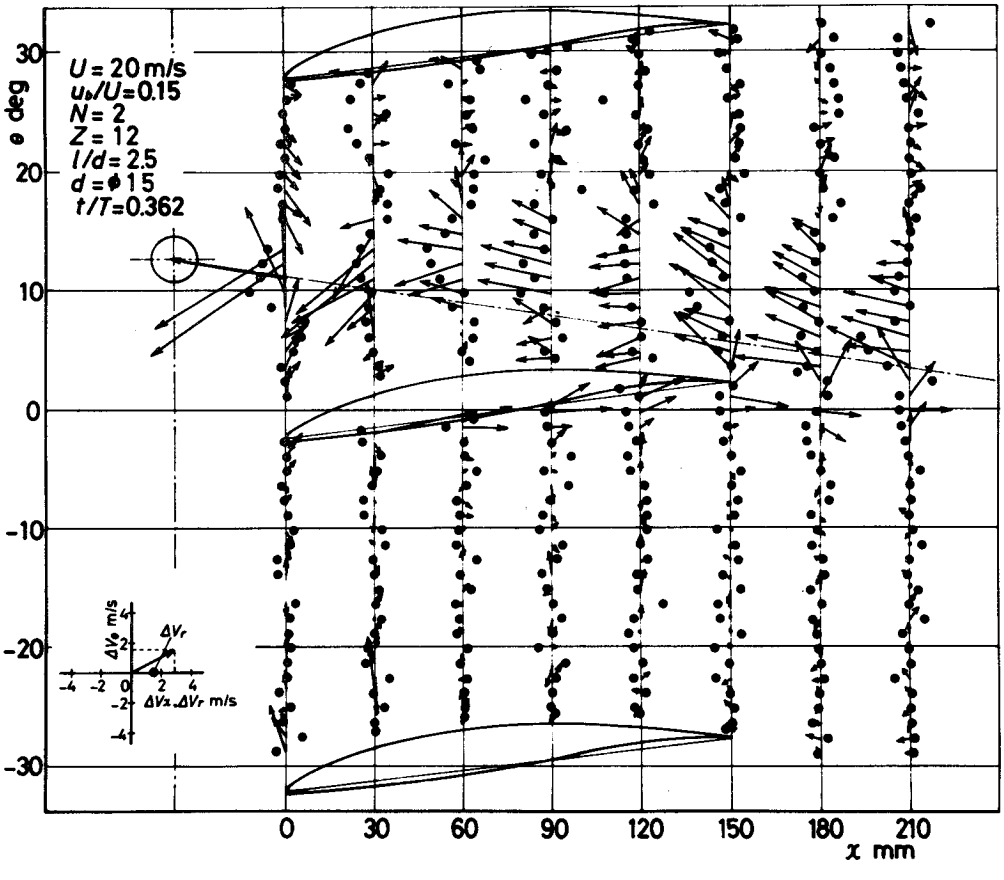


図３－２６　翼間通路内の三次元非定常速度分布

$t/T=0.362$（図3－26）において，円柱後流は基準翼の背面側にある。基準翼下流を見ると，ΔV_x は正であり，翼の後流が円柱後流と合体し，上方に引かれていると考えられる。このため，すでに前項の $u_b/U=1.2$ の場合で述べたように，円柱後流と翼面にはさまれた領域，すなわち背面側後縁付近で ΔV_x が負となり，圧力は上昇する。一方，腹面側の流れは翼の迎え角を増加したと同じ状態となり，翼に働く非定常力はこれらの影響が相殺されて，ほぼ零となるものと思われる。

その後，ΔC_L は負となる。図3－27（$t/T=0.442$）より明らかなように，この時刻において円柱後流の基準翼への直接的な影響は全くない。しかし，背面側隣接翼と円柱の相対位置関係は，$t/T=0.281$（図3－24）における基

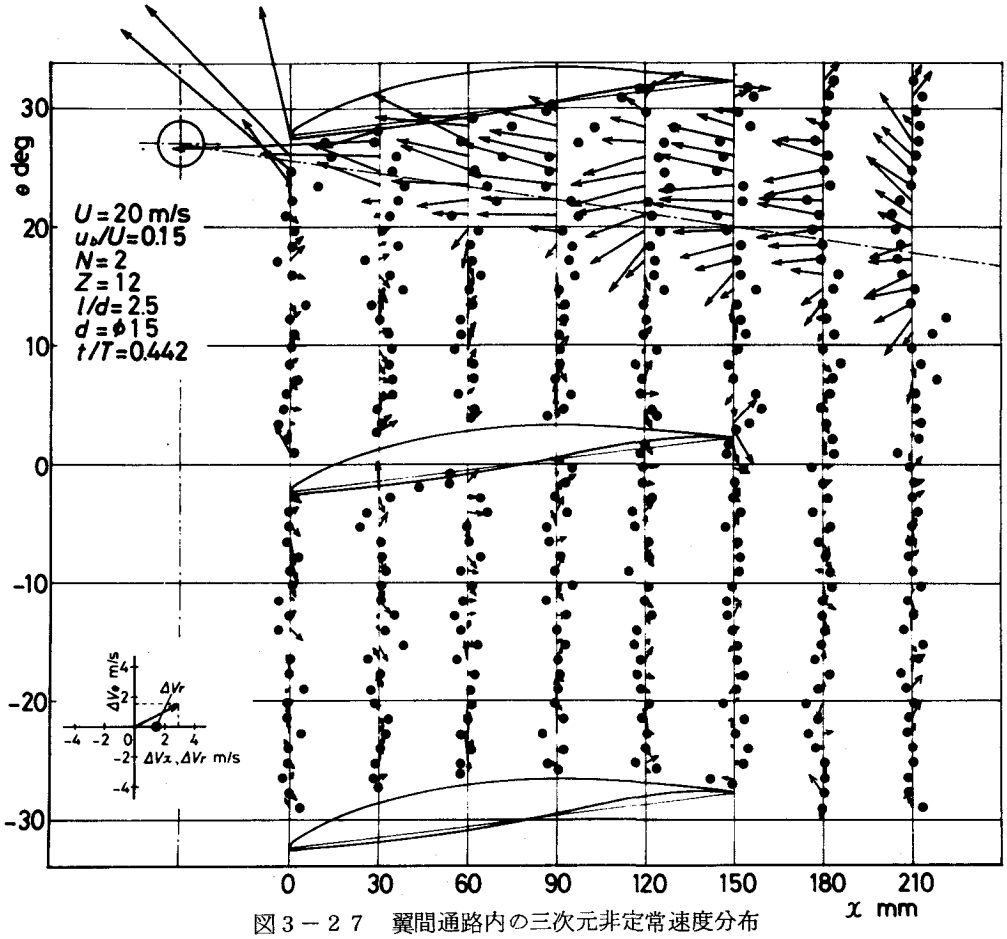


図3－27　翼間通路内の三次元非定常速度分布

準翼のそれと同じ状態であり，ΔC_L は正である。この隣接する翼の循環の変動により基準翼の ΔC_L が負となる。$t/T=0.201$ 以前における負の ΔC_L も同様な原因による。

3・6 まとめ

以上，本章では円柱後流が通過する静翼列翼間通路内の三次元非定常速度分布の測定結果により，円柱後流の翼間通路内における挙動および流れに与える影響を明らかにした。そして翼に働く非定常力の測定結果と比較・検討し，後流による非定常力の発生機構を翼まわりの流れの面から考察した。得られた結果をまとめると次のようである。

まず，円柱後流軸と翼弦のなす角が大きい場合の測定結果より，

(1) 円柱後流が翼に達する以前に，翼腹面側前縁付近の流れは，円柱の厚みとそれによる円柱と翼の押しのけ効果により加速されるとともに，周方向変動速度は負となる。

(2) (1) で述べた現象により，翼に働く非定常力は負となる。

(3) 翼間通路内では円柱後流の位置が腹面側で上流に，背面側で下流にずれ，後流中心線の傾きは小さくなる。

(4) 翼面近くの後流幅は，腹面側で広く，背面側で狭くなる。

(5) 翼の後流は円柱後流の干渉を受け，円柱後流中心の位置する方向に移動する。

(6) (5) で述べた現象により，円柱後流が腹面側翼間通路内にあれば，翼に働く力は増加し，背面側であれば減少する。

(7) 円柱後流が翼前縁付近にあっても，翼間通路内の軸方向速度は下流まで低下する。

(8) 旋回する円柱の後流内における径方向速度は正であり，その値は無視できない大きさである。

つぎに，円柱後流軸と翼弦のなす角が小さい場合の測定結果より，

(9)　(1) で述べた現象は同様に存在するが，非常に小さい。

(10)　円柱後流は翼に達したとき，翼面に押しつけられたように幅が狭くなり，腹面側前縁付近の流速が大きく低下する。

(11)　(10) で述べた現象により，翼に働く非定常力は急激に増加する。

(12)　(10) で述べた現象により，円柱後流の翼背面側への到達は遅れる。

(13)　(5) で述べた現象は同様に存在する。

(14)　円柱後流は翼により分断され，減衰する。

第４章　非定常力の理論計算 (i)～(iii)(vii)(ix)(x)

４・１　はじめに

本章では，まず正弦波状ガストが通過する迎え角を持ったそり翼に働く非定常力の解析[7]を，任意形状ガストに適用できる形に拡張して示した。線形システムの応答関数にあたる非定常力関数を導入し，非定常力の式をコンボリューション積分の形に表すとともに，計算機の演算時間を短縮して求める方法も示す。そして図４－１に示すように，静翼列の上流を円柱が主流に対して垂直に通過する場合に適用し，

(a)　円柱後流の影響

(b)　円柱の厚み（円柱の排除効果）の影響

(c)　隣接する翼の影響

に分けて翼に働く非定常力の算出方法を記述した。

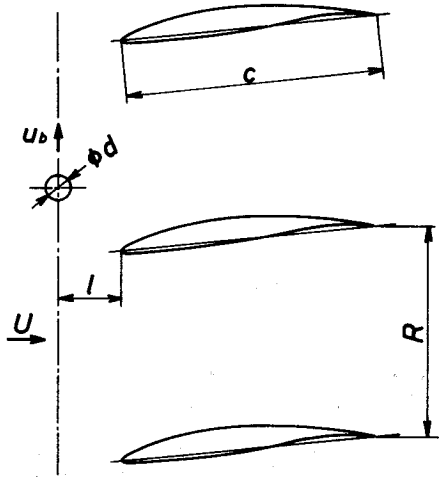


図４－１　翼列の上流を通過する円柱

なお，計算において次の仮定がなされている。

(1) 流れは二次元・非粘性・非圧縮である。

(2) 変動ガスト振幅は主流に比べて小さい。

(3) 翼上および下流において変動ガスト振幅は一定である。

(4) 変動ガストは主流速で下流に移動する。

(5) 翼の迎え角，そりは十分に小さい。

4・2　非定常力の式

流れの変動が主流速Uで移動する正弦波状の場合，図4－2に示すx，y方向の変動速度u_g，v_gは各々，次のように表すことができる。

$$u_g(x,\ t) = \bar{u}_g(x)\, e^{i\omega t'} = \bar{\bar{u}}_g \exp[i\omega(t' - x')] \quad \cdots\cdots (4.1)$$

$$v_g(x,\ t) = \bar{v}_g(x)\, e^{i\omega t'} = \bar{\bar{v}}_g \exp[i\omega(t' - x')] \quad \cdots\cdots (4.2)$$

ここで，$\bar{\bar{u}}_g$，$\bar{\bar{v}}_g$は変動ガストの振幅，無次元時間 t' と無次元座標 x' は翼弦長をcとすれば，

$$t' = 2Ut/c \quad \cdots\cdots (4.3)$$

$$x' = 2x/c \quad \cdots\cdots (4.4)$$

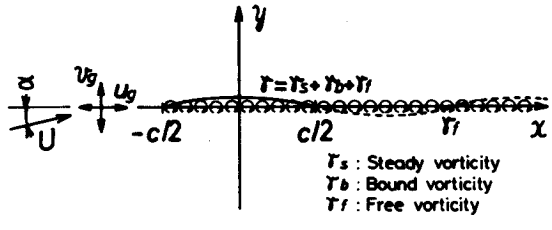


図4－2　そりと迎え角を持つ翼

また無次元周波数ωは，変動ガストの角周波数をνとすれば，

$$\omega = \nu c / 2U \quad \cdots\cdots (4.5)$$

図4－2に示したように，u_g，v_gを持つ流れが通過するとき，迎え角αとそり線

$$y = f\left(-\frac{2}{c}x^2 + \frac{c}{2}\right) \quad \cdots\cdots (4.6)$$

を持つ薄翼に働く非定常力ΔLは，前記の一般的仮定のもとにNaumann-Yeh[7]によれば次のようになる。

$$\Delta\bar{L} = \Delta\bar{L}_{u1} + \Delta\bar{L}_{u2} + \Delta\bar{L}_{v} \quad \cdots\cdots (4.7)$$

$$\Delta\bar{L}_{u1} = \pi c \rho U \bar{\bar{u}}_g f F_f(\omega) \quad \cdots\cdots (4.7.a)$$

$$\Delta\bar{L}_{u2} = \pi c \rho U \bar{\bar{u}}_g \alpha F_\alpha(\omega) \quad \cdots\cdots (4.7.b)$$

$$\Delta\bar{L}_{v} = \pi c \rho U \bar{\bar{v}}_g S(\omega) \quad \cdots\cdots (4.7.c)$$

ここで，fは最大そり比（最大そり／半弦長）

$$F_f(\omega) = F(\omega) + \frac{4}{\omega} J_1(\omega) \quad \cdots\cdots (4.8)$$

$$F_\alpha(\omega) = J_0(\omega) + i J_1(\omega) \quad \cdots\cdots (4.9)$$

$$F(\omega) = T(\omega)\left[J_0(\omega) - \frac{J_1(\omega)}{\omega} - i J_1(\omega)\right] - \left[J_0(\omega) - \frac{J_1(\omega)}{\omega} + i J_1(\omega)\right] \quad \cdots\cdots (4.10)$$

$$T(\omega) = \frac{H_0^{(2)}(\omega) + i H_1^{(2)}(\omega)}{-H_0^{(2)}(\omega) + i H_1^{(2)}(\omega)} \quad \cdots\cdots (4.11)$$

また$S(\omega)$はSears関数[2]，$J_0(\omega)$，$J_1(\omega)$は第1種Bessel関数，$H_0^{(2)}(\omega)$，$H_1^{(2)}(\omega)$は第2種Hankel関数である。関数$F_f(\omega)$，$F_\alpha(\omega)$，$S(\omega)$を図4－3～4－5に示す。なお式（4.7）を導く計算の概要を付録に記述した。

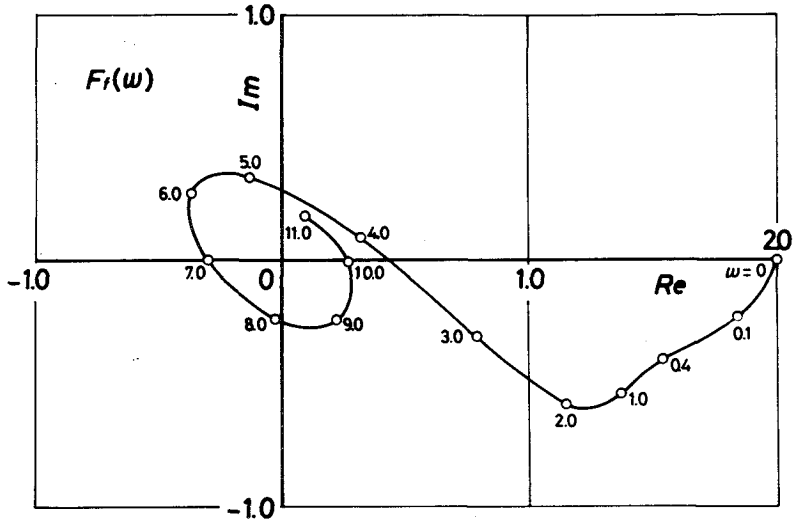


図 4 — 3　　関数 F_f （ω）

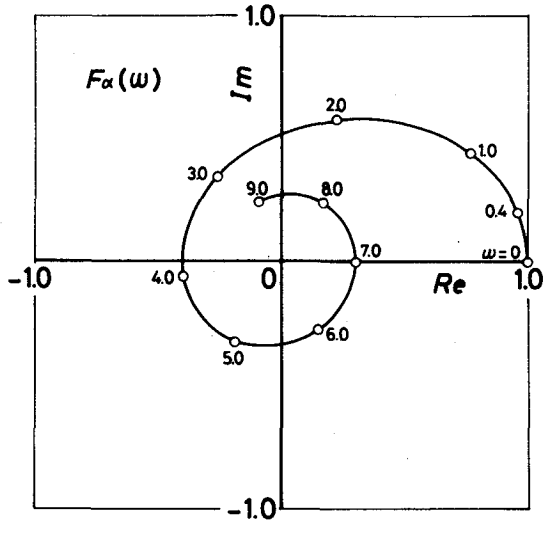


図 4 — 4　　関数 F_α （ω）

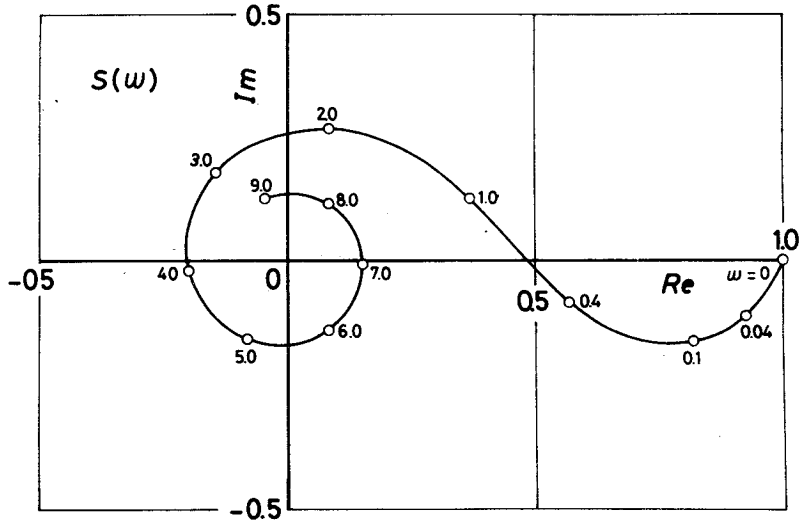


図４－５　　関数 S（ω）

４・３　　任意形状ガストへの拡張

図４－６に示すように，x 軸に対し角度 β をなす後流を考える。図４－７において後流幅方向の無次元座標 ξ は，後流中心が x，y 座標の原点と交わると

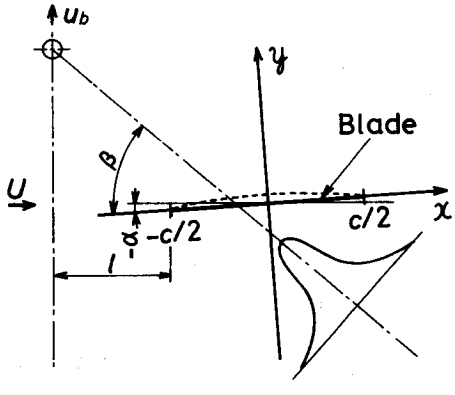


図４－６　翼を通過する円柱後流

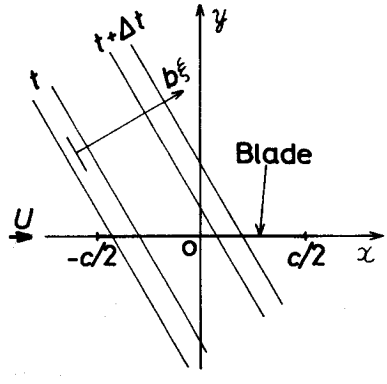


図４－７　後流幅方向の無次元座標 ξ

きを $t=0$ とすると

$$\xi=\frac{(x-Ut)\sin\beta+y\cos\beta}{b} \quad \cdots\cdots(4.12)$$

ここで，b は後流の半幅である。後流の速度欠損 w を，

$$w=\mathrm{const}.\ g(\xi)$$

と表す。ここで $g(\xi)$ は後流の形状によって定まり，また正規化したものを用いる。速度欠損の積分値 W

$$W=b\int_{-\infty}^{\infty}w(\xi)d\xi \quad \cdots\cdots(4.13)$$

を導入すると，x，y 方向の変動速度 u_g，v_g は，

$$u_g=-\frac{W}{b}\cos\beta\, g(\xi) \quad \cdots\cdots(4.14)$$

$$v_g=\frac{W}{b}\sin\beta\, g(\xi) \quad \cdots\cdots(4.15)$$

$g(\xi)$ のフーリエ変換を $f(\eta)$ とすると，

$$g(\xi)=\int_{-\infty}^{\infty}f(\eta)\exp(-i\xi\eta)d\eta \quad \cdots\cdots(4.16)$$

ここで，

$$f(\eta)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}g(\xi)\exp(i\xi\eta)d\xi \quad \cdots\cdots(4.17)$$

x 軸上（$y=0$）における v_g は，式（4.15）に式（4.12），（4.16）を代入して，

$$v_g=\frac{2W}{c}\int_{-\infty}^{\infty}f(\lambda\omega)\exp[-i\omega(x'-t')]d\omega \quad \cdots\cdots(4.18)$$

式（4.18）において積分変数 η は，$\eta=\lambda\omega$ で置き換えられている。ここで ω は無次元周波数であり，λ は後流幅の翼弦長 c に対する大きさを表す無次元数で，

$$\lambda=\frac{2b}{c\sin\beta} \quad \cdots\cdots(4.19)$$

同様にして，x 方向の変動速度 u_g は，

$$u_g = \frac{2W}{c} \cot \beta \int_{-\infty}^{\infty} f(\lambda\omega) \exp[-i\omega(x'-t')]\, d\omega \quad \cdots (4.20)$$

と表される。

この v_g，u_g に対する式（4.18），（4.20）を式（4.7）に代入すると，任意形状ガストが通過する翼に働く非定常力を求めることができる。しかし，ここでは非定常力の計算を，さらに簡便なものにするために，後流を次のように取り扱い，計算を行う。

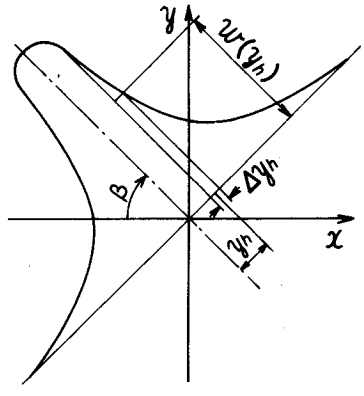


図4－8　微小幅 Δy_h の後流

文献(5)，（15）に従い，後流を Δy_h の微小幅で速度欠損 $w(y_h)$ を持つ後流（図4－8）が h 個集まったものと考える。狭幅後流の速度分布をガウス分布と仮定すると，式（4.14），（4.15）の中の $g(\xi)$ は，

$$g(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(-\xi^2/2)$$

となる。この $g(\xi)$ に対し式（4.17）の積分を行うことにより，

$$f(\eta) = \frac{1}{2\pi} \exp(-\eta^2/2) \quad \cdots\cdots (4.21)$$

式（4.18）に式（4.21）と $\eta=\lambda\omega$ を代入して，

$$v_g=\frac{W}{\pi c}\int_{-\infty}^{\infty}\exp(-\lambda^2\omega^2/2)\exp[-i\omega(x'-t')]\,d\omega \cdots\cdots (4.22)$$

また後流幅は微小であるので $\exp(-\lambda^2\omega^2/2)=1$ となり，

$$v_g=\frac{1}{\pi c}\int_{-\infty}^{\infty}\exp[-i\omega(x'-t')]\,d\omega$$

全後流については

$$v_g=\frac{1}{\pi c}\sum_{h=-\infty}^{\infty}w(y_h)\sum_{K=-\infty}^{\infty}\exp[-i\omega_K(x'-t_h')]\,\Delta\omega_K\,\Delta y_h \cdots\cdots (4.23)$$

ここで，h 番目の狭幅後流中心は，元の後流中心より $y_h/U\sin\beta$ 後に翼弦中心に達する。そこで t_h' は，

$$t_h'=\frac{2U}{c}\left(t+\frac{y_h}{U\sin\beta}\right) \cdots\cdots (4.24)$$

同様にして，x 方向の変動速度 u_g は，

$$u_g=\frac{\cot\beta}{\pi c}\sum_{h=-\infty}^{\infty}w(y_h)\sum_{K=-\infty}^{\infty}\exp[-i\omega_K(x'-t_h')]\,\Delta\omega_K\,\Delta y_h \cdots\cdots (4.25)$$

と表される。この式（4.23），（4.25）の v_g，u_g を式（4.7）に代入すると，翼に働く非定常力 ΔL は，

$$\Delta L=\Delta L_{u1}+\Delta L_{u2}+\Delta L_v \cdots\cdots (4.26)$$

$$\Delta L_{u1}=\rho U f\cot\beta\sum_{h=-\infty}^{\infty}w(y_h)F_1(t_h')\,\Delta y_h \cdots\cdots (4.26.a)$$

$$\Delta L_{u2}=\rho U\alpha\cot\beta\sum_{h=-\infty}^{\infty}w(y_h)F_2(t_h')\,\Delta y_h \cdots\cdots (4.26.b)$$

$$\Delta L_v=\rho U\sum_{h=-\infty}^{\infty}w(y_h)F_3(t_h')\,\Delta y_h \cdots\cdots (4.26.c)$$

となり，コンボリューション積分の形に表すことができる。ここで非定常力関

数$F_1(t_h')$，$F_2(t_h')$，$F_3(t_h')$は，

$$\left.\begin{aligned} F_1(t_h') &= \sum_{K=-\infty}^{\infty} F_f(\omega_K)\exp(i\omega_K t_h')\,\Delta\omega_K \\ F_2(t_h') &= \sum_{K=-\infty}^{\infty} F_\alpha(\omega_K)\exp(i\omega_K t_h')\,\Delta\omega_K \\ F_3(t_h') &= \sum_{K=-\infty}^{\infty} S(\omega_K)\exp(i\omega_K t_h')\,\Delta\omega_K \end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots(4.27)$$

であり，線形システムの応答関数[29]に他ならない。

式（4.26）を用いると任意形状のガストが通過する翼に働く非定常力を求めることができるが，さらに式（4.27）の重複計算を避け，計算機の演算時間を短縮するために，式（4.26）の中のt_h'をx軸上の定点x_t'に変換し，固定して考える。

そこで，式（4.24）のt_h'をx_t'に置き換えると，

$$y_h = (x_t' - t')\,c\,\sin\beta/2 \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(4.28)$$

となる。これを式（4.26.a）～（4.26.b）に代入することにより，

$$\Delta L_{u1} = -\rho U f\cos\beta \sum_{x_t'=-1}^{\infty} w(x_t,\ t)F_1(x_t')\Delta x_t \quad \cdots(4.29.a)$$

$$\Delta L_{u2} = -\rho U\alpha\cos\beta \sum_{x_t'=-1}^{\infty} w(x_t,t)F_2(x_t')\Delta x_t \quad \cdots(4.29.b)$$

$$\Delta L_v = \rho U\sin\beta \sum_{x_t'=-1}^{\infty} w(x_t,\ t)F_3(x_t')\Delta x_t \quad \cdots\cdots(4.29.c)$$

が得られる。図4－9に示すように，翼の前縁から下流側に定めたx_t'に対する$F_1(x_t')$～$F_3(x_t')$を計算しておけば，その位置における変動速度$w(x_t,\ t)$を変化させることにより，実数計算だけでΔLを求めることができる。また$F_1(x_t')$～$F_3(x_t')$の値は，繰り返し使用できる。

言い換えれば，式（4.29）は式（4.26）のように$w(y_h)\cdot\Delta y_h$を持つ狭幅後流を追跡するのではなく，x軸上のx_t'の位置に幅Δx_tを設定し，その位置の変動速度$w(x_t,\ t)$を変化させることにより，非定常力を求める形

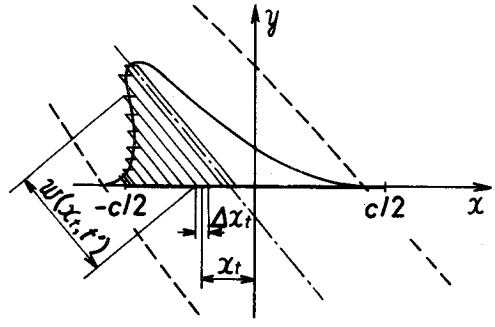


図4－9　　定点x_tにおける変動速度w（x_t，t）

にしたものである。ただし，計算において設定されたx_t'は，13.05までの300点である。

4・4　円柱後流による非定常力

式（4.29）を適用し，上流を運動する円柱の後流によって翼に働く非定常力を求めるにあたり，円柱からの距離の変化に応じた後流の速度欠損の減衰が考慮できるように，変動速度w（x_t，t）を次のようにして求めた。

図4－10に示すように，円柱中心から定点x_t'までの後流軸方向距離Xは，

$$X=\left[\left\{l+(t'+1)\frac{c}{2}\right\}\sec\beta+(x_t'-t')\frac{c}{2}\cos\beta\right] \quad \cdots\cdots(4.30)$$

また，後流中心からx_t'までの後流軸垂直方向距離Yは，

$$Y=(x_t'-t')\,c\sin\beta/2 \quad \cdots\cdots(4.31)$$

となる。図4－11に示すように，円柱中心から後流の速度分布を測定した位置までのx方向距離をX_nとする。また，その各々の位置における後流中心からy方向同一距離の速度欠損をw_nとする。Xが，

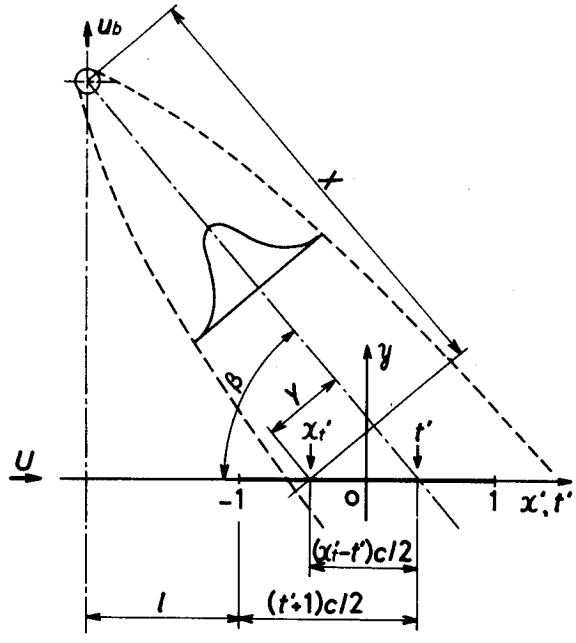


図４－１０　　時刻 t' における円柱後流位置

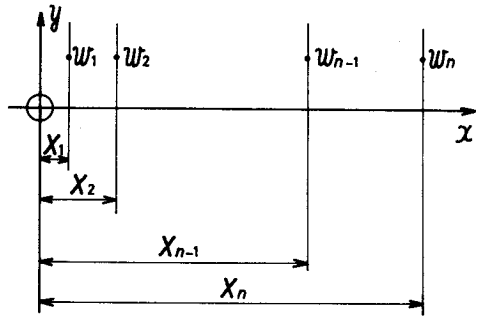


図４－１１　　後流の速度分布測定位置 X_n と速度欠損 w_n

$$\left.\begin{array}{lll} X < X_1 & \text{のとき} & w_X(y) = w_1 \\ X_1 \leqq X < X_n & \text{のとき} & \text{直線的に減衰} \\ X \geqq X_n & \text{のとき} & w_X(y) = w_n \end{array}\right\} \quad \cdots\cdots (4.32)$$

と考える。そこで，$X_{n-1} \leqq X < X_n$ における $w_X(y_h)$ は，

$$w_X(y_h) = \{(w_n - w_{n-1})X - X_{n-1}w_n + X_n w_{n-1}\} / (X_n - X_{n-1}) \quad \cdots\cdots (4.33)$$

で表される。y 方向についても直線で近似すれば，$w_X(y_h)$ を用いて後流中心から Y の距離にある x_t の位置の $w_g(x_t, t)$ は，

$$w_g(x_t, t) = [\{w_X(y_h) - w_X(y_{h-1})\}Y - y_{h-1}w_X(y_h) + y_h w_X(y_{h-1})] / (y_h - y_{h-1}) \quad \cdots\cdots (4.34)$$

となる。なお w_1，w_2，……，w_n には，気流中に静止して置かれた円柱後流の速度分布の測定値を用いた。

この $w_g(x_t, t)$ を式（4.29）に代入すると，円柱後流による非定常力 ΔL_g を求めることができる。

$$\Delta L_g = \Delta L_{gu1} + \Delta L_{gu2} + \Delta L_{gv}$$

$$\Delta L_{gu1} = -\rho U f \cos\beta \sum_{x_t'=-1}^{\infty} w_g(x_t, t) F_1(x_t') \Delta x_t \quad \cdots (4.35.a)$$

$$\Delta L_{gu2} = -\rho U \alpha \cos\beta \sum_{x_t'=-1}^{\infty} w_g(x_t, t) F_2(x_t') \Delta x_t \quad \cdots (4.35.b)$$

$$\Delta L_{gv} = \rho U \sin\beta \sum_{x_t'=-1}^{\infty} w_g(x_t, t) F_3(x_t') \Delta x_t \quad \cdots\cdots (4.35.c)$$

4・5　円柱の厚みによる非定常力

式（4.29）を用いて円柱の厚みによる非定常力を求めるにあたり，図4—

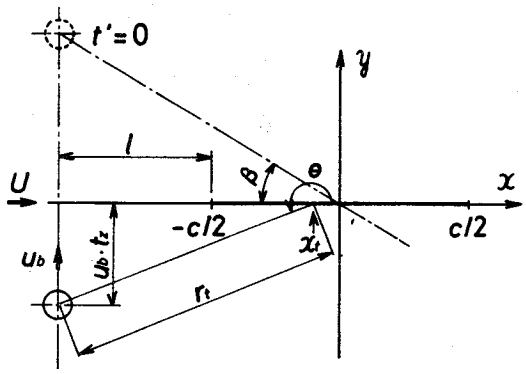


図４－１２　　翼の上流を通過する二重吹出し

12 に示すように，円柱を主流に対して垂直に速度 u_b で移動する二重吹出しで置き換えた。この二重吹出しによって x_t' の位置に誘起される速度を導き，翼に働く非定常力を求める。ただし，本計算では翼弦に垂直な方向の速度成分のみを考慮した。すなわち翼は平板翼と考えられている。

図４－12 を参照して，（$l+c/2$，$u_b t_z$）の位置の二重吹出しによって，x_t' の位置に誘起される y 方向の速度成分 v_t は，

$$v_t(x_t, t) = \sqrt{U^2 + u_b^2}\left(\frac{d}{2r_t}\right)^2 \sin(2\theta + \beta)$$

$$= \frac{d^2}{4r_t^4}\left[2u_b t_z U(l_z + x_t) - (l_z + x_t)^2 u_b + u_b^3 t_z^2\right] \quad \cdots\cdots (4.36)$$

で表される。ここで，

$$l_z = l + c/2 \quad \cdots\cdots (4.37)$$

$$t_z = t + l_z/U \quad \cdots\cdots (4.38)$$

$$r_t = \left[(l_z + x_t)^2 + u_b^2 t_z^2\right]^{1/2} \quad \cdots\cdots (4.39)$$

そこで円柱の厚みによる非定常力 ΔL_t は式（4.29.c）より，

$$\Delta L_t = \rho U \sum_{x_t'=-1}^{\infty} v_t(x_t, t) F_3(x_t') \Delta x_t \quad \cdots\cdots (4.40)$$

4・6　隣接する翼の影響による非定常力

隣接する翼の影響による非定常力を求めるにあたり，図4－13 に示すように翼列のピッチR，食違い角ζの翼列を考える。翼はすべて流れに平行に置かれた平板翼とし，翼弦に垂直な方向の変動速度のみ考慮する。

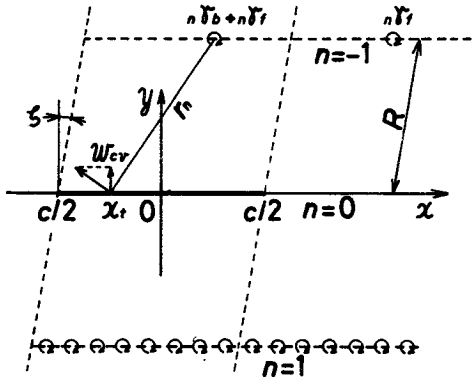


図4－13　隣接する翼の非定常うずによる誘起速度w_{cv}

式（4.2）で表される正弦波状のv_gに対し，翼（単独翼）上に誘起される束縛うずγ_bは，付録の式（A．19）より，

$$\gamma_b = 2\bar{\bar{v}}_g \exp(i\omega t')S(\omega)\sqrt{\frac{1-x'}{1+x'}} \quad \cdots\cdots(4.41)$$

また翼上の自由うずγ_fは，文献(7)(13) に示されているように，式（A・6）を解くことにより，

$$\gamma_f = -i\omega \exp[i\omega(t'-x')]\int_{-1}^{x'} \exp(i\omega x^*)\bar{\gamma}_b(x^*)dx^* \quad \cdots(4.42)$$

後流中においても自由うずγ_fが主流速Uで下流に運ばれるとすると，

$$\gamma_f(s,\ t) = \gamma_f\left(c/2,\ t-\frac{s-c/2}{U}\right)$$

ここでsは$x \geqq c/2$に対するxを表す。そこで，

$$\gamma_f = -i\omega \exp\left[i\omega(t'-s')\right]\int_{-1}^{1} \bar{\gamma}_b(x^*)\exp(i\omega x^*)dx^* \cdots (4.43)$$

式（4.41）を代入し積分を行うと，後流中の自由うず γ_f は，

$$\gamma_f = -i\omega \exp\left[i\omega(t'-s')\right]2\pi\bar{\bar{v}}_g S(\omega)\left[J_0(\omega)-iJ_1(\omega)\right]\cdots (4.44)$$

となる。非定常力の場合と同様に，式（4.23）の v_g を代入し任意形状ガストに適用できる形に変形・整理すると，式（4.41），（4.42），（4.44）の γ_b と γ_f は，

$$\gamma_b = \frac{2}{\pi c}\sqrt{\frac{1-x'}{1+x'}}\sin\beta \sum_{x_t'=-1}^{\infty} w(x_t, t)F_3(x_t')\Delta x_t \cdots (4.45)$$

$$\gamma_f = -\frac{2}{\pi c}\sin\beta \sum_{x_t'=-1}^{\infty} w(x_t, t)F_4(x_t', x')\Delta x_t \cdots\cdots (4.46)$$

$$\gamma_f = -\frac{2}{c}\sin\beta \sum_{x_t'=-1}^{\infty} w(x_t, t)F_5(x_t', s')\Delta x_t \cdots\cdots (4.47)$$

と表すことができる。ここで，

$$F_4(x_t', x') = \sum_{K=-\infty}^{\infty} i\omega_K S(\omega_K)\exp\left[i\omega_K(x_t'-x')\right]\Phi(\omega_K, x')\Delta\omega_K$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (4.48)$$

$$F_5(x_t', s') = \sum_{K=-\infty}^{\infty} i\omega_K S(\omega_K)\left[J_0(\omega_K)-iJ_1(\omega_K)\right]$$

$$\exp\left[i\omega_K(x_t'-s')\right]\Delta\omega_K \cdots\cdots (4.49)$$

$$\Phi(\omega_K, x') = \sum_{x^*=-1}^{x'}\sqrt{\frac{1-x^*}{1+x^*}}\exp(i\omega_K x^*)\Delta x^* \cdots\cdots\cdots\cdots (4.50)$$

円柱後流によって，n 番目の位置（図4－13）にある翼に誘起される非定常うず ${}_n\gamma$ は，式（4.45）～（4.47）に翼列のピッチ R による時間遅れを考慮することにより，

$${}_n\gamma_b(x_n, t) = \frac{2}{\pi c}\sqrt{\frac{1-x_n'}{1+x_n'}}\sin\beta \sum_{x_t'=-1}^{\infty} w_g(x_t, {}_nt)F_3(x_t')\Delta x_t$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (4.51.a)$$

$$ {}_n\gamma_f(x_n,\ t) = -\frac{2}{\pi c}\sin\beta \sum_{x_t'=-1}^{\infty} w_g(x_t,\ {}_n t)F_4(x_t',\ x')\Delta x_t \cdots (4.51.b) $$

$$ {}_n\gamma_f(s_n,\ t) = -\frac{2}{c}\sin\beta \sum_{x_t'=-1}^{\infty} w_g(x_t,\ {}_n t)F_5(x_t',\ s')\Delta x_t \cdots (4.51.c) $$

ここで，${}_n t$ は円柱の移動速度が u_b であるので，

$$ {}_n t = t + nR/u_b \quad \cdots\cdots (4.52) $$

また，x_n および s_n は，

$$ x_n = x - nR\sin\zeta \quad \cdots\cdots (4.53) $$

$$ s_n = s - nR\sin\zeta \quad \cdots\cdots (4.54) $$

そこで，これら n 番目の位置の非定常うず分布により，x 軸上の定点 x_t' の位置に誘起される y 方向の速度 v_c は，

$$ v_c(x_t,\ t) = -\frac{1}{2\pi}\sum_{n=-\infty}^{\infty}{}' \Big[\sum_{x_n=-c/2}^{c/2} ({}_n\gamma_b + {}_n\gamma_f)\frac{x_t - x_n}{{}_n r_x^2}\Delta x_n $$

$$ + \sum_{s_n=c/2}^{\infty} {}_n\gamma_f \frac{x_t - s_n}{{}_n r_s^2}\Delta s_n \Big] \cdots\cdots (4.55) $$

となる。ここで $\sum_{n=-\infty}^{\infty}{}'$ において $n=0$ は除くものとする。また，

$$ {}_n r_x^2 = (x_t - x_n)^2 + (nR\cos\zeta)^2 \quad \cdots\cdots (4.56) $$

$$ {}_n r_s^2 = (x_t - s_n)^2 + (nR\cos\zeta)^2 \quad \cdots\cdots (4.57) $$

この v_c を式（4.29.c）に代入すると，隣接する翼の影響による非定常力 ΔL_c は，

$$ \Delta L_c = \rho U \sum_{x_t'=-1}^{\infty} v_c(x_t,\ t)F_3(x_t')\Delta x_t \cdots\cdots (4.58) $$

ただし，本計算において s' の上限は 10.55，x_t' は 8.05 までとした。また $n \leqq -2$，$n \geqq 2$ の翼は考慮されていない。

4・7　まとめ

正弦波状ガストが通過する迎え角を持ったそり翼に働く非定常力に関するNaumann-Yeh[7]の解を，任意形状ガストに適用できる形に拡張して示した。線形システムの応答関数にあたる非定常力関数$F_1(x_t')$，$F_2(x_t')$，$F_3(x_t')$を導入し，翼に働く非定常力をコンボリューション積分により求める方法を示した。

この非定常力関数F_1 ～ F_3 を用いることにより，単一後流，ランダム変動ガスト，そしてステップ状変動ガストなど非周期的な変動ガストによる非定常力も，翼のそり線と迎え角の影響を考慮した形で，簡便に計算することができる。またF_1 ～ F_3 を時間の関数から場所の関数に変換して取り扱うことにより，計算機の演算時間は大幅に短縮され，また実数計算だけで非定常力が算出できる。

実際例への適用として，第2章で示した実験装置，すなわち静翼列の上流を主流に対して垂直に円柱が通過する場合を考え，円柱後流，円柱の厚み（円柱の排除効果），および隣接する翼の各影響による非定常力の算出方法を示した。ここで，円柱後流による非定常力の算出方法では，変動速度が実験値によって与えられる場合を示したことになる。また，円柱の厚みの影響では時間的に位置の変化する源（ここでは二重吹出し）によって変動速度が与えられる場合，そして隣接する翼の影響では定位置にあり強さが時間的に変化する源（ここではうず分布）によって与えられる場合を示したことになる。一般的にみて，変動ガストによって翼に働く非定常力を求める場合，ここに示した算出方法のどれかに対応するものと思われる。

付　　録

詳細は文献(7)に示されているが，ここに概要を記す。

1．　翼面上での境界条件

図4—2に示したように，翼弦方向および翼弦に垂直な方向の微小変動速度

u_g，　v_g を持つ流れが，主流速 U で迎え角を持つそり翼を通過する場合を考える。

翼面上での境界条件は，全流れがそりと平行でなければならないので，

$$\frac{dy}{dx}=\frac{U\alpha+v_g+v}{U+u_g} \qquad \cdots\cdots(\mathrm{A.\ 1})$$

ここで，α は迎え角，v は y 方向の誘起速度で定常分 v_s と非定常分 v_t から成る。

$$v(x,\ t)=v_s(x)+v_t(x,\ t) \qquad \cdots\cdots(\mathrm{A.\ 2})$$

一方，定常流れに対しては，

$$\frac{dy}{dx}=\frac{U\alpha+v_s}{U}$$

が成り立つので，式（A．1）からこれを減じると，

$$v_t=\frac{dy}{dx}u_g-v_g$$

$$=\left(\frac{dy}{dx}\bar{\bar{u}}_g-\bar{\bar{v}}_g\right)\exp\left[i\omega(t'-x')\right] \qquad \cdots\cdots(\mathrm{A.\ 3})$$

となる。また翼のそり線を式（4.6）に示したように放物線とすると，$dy/dx=-2fx'$ となる。そこで $\bar{v}_t$ （$v_t=\bar{v}_t e^{i\omega t'}$）は，

$$\bar{v}_t=-(2fx'\bar{\bar{u}}_g+\bar{\bar{v}}_g)e^{-i\omega x'} \qquad \cdots\cdots(\mathrm{A.\ 4})$$

2．　束縛うずと自由うず

翼理論に基づき，翼を x 軸上のうず分布で置き換える。このうず分布も定常および非定常部分から成っている。非定常うず γ_t は，翼に沿って放たれ速度 U で移動する自由うず γ_f と翼の位置にとどまり変化する束縛うず γ_b により構成されていると考えるので，

$$\gamma_t(x,\ t)=\gamma_b(x,\ t)+\gamma_f(x,\ t) \qquad \cdots\cdots(\mathrm{A.\ 5})$$

$$\begin{cases} \gamma_b(x,\ t) = \bar{\gamma}_b(x)\, e^{i\omega t'} & ;\ -c/2 \leqq x \leqq c/2 \\ \gamma_f(x,\ t) = \bar{\gamma}_f(x)\, e^{i\omega t'} & ;\ x \geqq -c/2 \end{cases}$$

翼の一部 dx について考えると，時間 dt の間に自由うずは$U\gamma_f dt$ で入り，$U\,[\gamma_f - (\partial\gamma_f/\partial x)\,dx]\,dt$ で出て行く。そこで，うず変動は$U(\partial\gamma_f/\partial x)dxdt$ である。非粘性流れにおいて，これは dt の間の dx における γ_t の減少 $-(\partial\gamma_t/\partial t)dxdt$ に等しくなければならないので，

$$\frac{\partial\gamma_t}{\partial t} + U\frac{\partial\gamma_f}{\partial x} = 0 \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (\text{A. } 6)$$

式（A．5）を代入すると，

$$\frac{\partial\bar{\gamma}_f}{\partial x'} = -i\omega\bar{\gamma}_t \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (\text{A. } 7)$$

そして，この解は，

$$\bar{\gamma}_f = -i\omega\int_{-1}^{x'}\bar{\gamma}_t(x^*)\ dx^*\ ;\ -c/2 \leqq x \leqq c/2 \qquad \cdots\cdots (\text{A. } 8)$$

となり，翼上の自由うずを表している。これを式（A．5）に代入すると，束縛うず γ_b は，

$$\bar{\gamma}_b(x) = \bar{\gamma}_t + i\omega\int_{-1}^{x'}\bar{\gamma}_t(x^*)dx^* \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (\text{A. } 9)$$

つぎに，後縁 $x = c/2$ における自由うずは式（A．6）より，

$$\gamma_f(c/2,\ t) = -\int_{-1}^{1}\frac{\partial\gamma_t}{\partial t'}\ dx' \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (\text{A. } 10)$$

これは後流中に主流速Uで運ばれるので，

$$\gamma_f(s,\ t) = \gamma_f\left(c/2,\ t - \frac{s - c/2}{U}\right) \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (\text{A. } 11)$$

ここで，s は $x \geqq c/2$ に対する x を表す。そこで，後流中の自由うずγ_f は，

$$\bar{\gamma}_f(s) = -i\omega\ \exp[i\omega(1 - s')]\int_{-1}^{1}\bar{\gamma}_t(x^*)dx^* \qquad \cdots\cdots (\text{A. } 12)$$

3. 誘起速度とうずの関係

誘起速度 v_t は，翼上の非定常うず γ_t と後流中の自由うず γ_f による。そこで，

$$\bar{v}_t(x) = \frac{1}{2\pi}\int_{-1}^{1}\frac{\bar{\gamma}_t(x^*)}{x^*-x'}dx^* + \frac{1}{2\pi}\int_{1}^{\infty}\frac{\bar{\gamma}_f(s')}{s'-x'}ds' \quad \cdots\cdots(\text{A. } 13)$$

式（A．12）を代入すると，

$$\frac{1}{2\pi}\int_{-1}^{1}\frac{\gamma_t(x^*)}{x^*-x'}dx^* = \frac{i\omega}{2\pi}e^{i\omega}\int_{-1}^{1}\bar{\gamma}_t(x^*)dx^*\int_{1}^{\infty}\frac{e^{-i\omega s'}}{s'-x'}ds' + \bar{v}_t(x) \quad \cdots\cdots(\text{A. } 14)$$

Kutta の条件より $\bar{\gamma}_t(c/2)$ が有限であるので，Söhngen の反転公式 [32] を用いることができ，式（A．14）の解は，

$$\bar{\gamma}_t(x) = -\frac{2}{\pi}\sqrt{\frac{1-x'}{1+x'}}\oint_{-1}^{1}\bar{v}_t(x^*)\sqrt{\frac{1+x^*}{1-x^*}}\frac{dx^*}{x^*-x'}$$
$$+\frac{4}{\pi^2\{iH_0^{(2)}+H_1^{(2)}\}}\sqrt{\frac{1-x'}{1+x'}}\int_{-1}^{1}\bar{v}_t(x^*)\sqrt{\frac{1+x^*}{1-x^*}}dx^*$$
$$\times\int_{1}^{\infty}e^{-i\omega s'}\sqrt{\frac{s'+1}{s'-1}}\frac{ds'}{x'-s'} \quad \cdots\cdots(\text{A. } 15)$$

ここで，$H_0^{(2)}(\omega)$，$H_1^{(2)}(\omega)$ は第2種Hankel 関数である。さらに，式（A．15）を式（A．9）に代入し，整理すると

$$\bar{\gamma}_b(x) = -\frac{2}{\pi}\oint_{-1}^{1}\bar{v}_t(x^*)\left[i\omega\frac{1}{2}\ln\frac{1-x^*x'+\sqrt{1-x^{*2}}\sqrt{1-x'^2}}{1-x^*x'-\sqrt{1-x^{*2}}\sqrt{1-x'^2}}\right.$$
$$\left.+\sqrt{\frac{1-x'}{1+x'}}\sqrt{\frac{1+x^*}{1-x^*}}\left(\frac{1}{x^*-x'}-\frac{1-T(\omega)}{2}\right)\right]dx^* \quad \cdots\cdots(\text{A. } 16)$$

ここで $T(\omega)$ は，

$$T(\omega) = \frac{H_0^{(2)}(\omega)+iH_1^{(2)}(\omega)}{-H_0^{(2)}(\omega)+iH_1^{(2)}(\omega)} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(\text{A. } 17)$$

式（A．16）の $\bar{v}_t(x)$ に式（A．4）と $x'=-\cos\theta$，$x^*=-\cos\vartheta$ を代入して整理すると，

$$\bar{\gamma}_b(\theta)=-\frac{2}{\pi}\oint_0^{\pi}[2f\cos\vartheta\,\bar{\bar{u}}_g-\bar{\bar{v}}_g]\exp(i\omega\cos\vartheta)\left[i\omega\sin\vartheta\frac{1}{2}\ln\frac{1-\cos(\theta+\vartheta)}{1-\cos(\theta-\vartheta)}\right.$$

$$\left.+\frac{\sin\theta}{\cos\theta-\cos\vartheta}+\frac{1}{2}\{1+\cos\vartheta+(1-\cos\vartheta)T(\omega)\}\cot\frac{\theta}{2}\right]d\vartheta$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\quad(\mathrm{A.}\ 18)$$

この積分を行うと$\bar{\gamma}_b$は，

$$\bar{\gamma}_b(\theta)=2f\bar{\bar{u}}_g\left[F(\omega)\cot\frac{\theta}{2}+\frac{4}{\omega}\sum_{n=1}^{\infty}i^{n-1}J_n(\omega)\sin n\theta\right]+2\bar{\bar{v}}_gS(\omega)\cot\frac{\theta}{2}$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\quad(\mathrm{A.}\ 19)$$

ここで，$F(\omega)$と$S(\omega)$は，

$$F(\omega)=T(\omega)\left[J_0(\omega)-\frac{J_1(\omega)}{\omega}-iJ_1(\omega)\right]-\left[J_0(\omega)-\frac{J_1(\omega)}{\omega}+iJ_1(\omega)\right]$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\quad(\mathrm{A.}\ 20)$$

$$S(\omega)=\frac{2}{\pi\omega}\frac{1}{[J_0(\omega)-Y_1(\omega)]-i[J_1(\omega)+Y_0(\omega)]}\quad\cdots\cdots\cdots\quad(\mathrm{A.}\ 21)$$

また，$J_0(\omega)$，$J_1(\omega)$は第1種Bessel関数，$Y_0(\omega)$，$Y_1(\omega)$は第2種Bessel関数である。

4．　非定常力

翼上の1点において，x方向にEulerの運動方程式を適用することにより，翼の上面と下面の圧力差は高次の項を無視して，

$$\bar{P}_{t\mathrm{B}}(\theta)-\bar{P}_{t\mathrm{A}}(\theta)=\rho U[U\bar{\gamma}_b(\theta)+\bar{u}_g(\theta)\gamma_s(\theta)]\quad\cdots\cdots\cdots\cdots\quad(\mathrm{A.}\ 22)$$

ここで添字A，Bは，各々翼の上面，下面に関するものを示す。この式に式（A．19）の$\gamma_b(\theta)$と定常翼理論の結果[33]，

$$\gamma_s(\theta)=2U\left(\alpha\cot\frac{\theta}{2}+2f\sin\theta\right)$$

を代入すると

$$\overline{P}_{tB}(\theta)-\overline{P}_{tA}(\theta)=2\rho U\overline{\overline{u}}_g f\left[F(\omega)\cot\frac{\theta}{2}+\frac{4}{\omega}\sum_{n=1}^{\infty} i^{n-1}J_n(\omega)\sin n\theta\right]$$

$$+2\rho U\overline{\overline{u}}_g\left(\alpha\cot\frac{\theta}{2}+2f\sin\theta\right)\exp(i\omega\cos\theta)$$

$$+2\rho U\overline{\overline{v}}_g S(\omega)\cot\frac{\theta}{2} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (\mathrm{A.}\ 23)$$

上式を $x=-c/2$ から $c/2$（$\theta=0$ から π）まで積分することにより，非定常力 ΔL は，

$$\Delta\overline{L}=\int_{-c/2}^{c/2}\left[\overline{P}_{tB}(x)-\overline{P}_{tA}(x)\right]dx$$

$$=2\pi\rho U\overline{\overline{u}}_g f\left[F(\omega)+\frac{2}{\omega}J_1(\omega)\right]$$

$$+2\pi\rho U\overline{\overline{u}}_g\left[\alpha\{J_0(\omega)+iJ_1(\omega)\}+f\{J_0(\omega)+J_2(\omega)\}\right]$$

$$+2\pi\rho U\overline{\overline{v}}_g S(\omega) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (\mathrm{A.}\ 24)$$

これを整理すると，式（４．７）が得られる。

第5章　計算手順と結果[vii][ix][x]

5・1　はじめに

本章では，まず前章で示した非定常力関数$F_1(x_{t'})$～$F_3(x_{t'})$の計算結果を図と表にして示した。つぎに，この非定常力関数を用いて算出される翼に働く非定常力を他の理論計算結果と比較し，計算結果の精度と計算方法の妥当性を確認した。

そして，第2章の実験パラメータに対応させて，円柱後流，円柱の厚み，および隣接する翼の影響による非定常力を求め，計算結果を示すとともに，理論計算（理想実験）の面より非定常力の発生原因・構成を明らかにした。

5・2　非定常力関数

式（4.27）で表される非定常力関数$F_1(x_{t'})$～$F_3(x_{t'})$のうち，$F_3(x_{t'})$はMeyer[5]による関数$T(t')$のπ倍と同じである。そこで本計算，すなわち無次元周波数ωに関する数値積分の精度は，この$\pi T(t')$と$F_3(x_{t'})$を比較することにより確認し，同様な方法で$F_1(x_{t'})$，$F_2(x_{t'})$を計算した。

表5－1に$|\omega_K|=0.000(0.004)0.020(0.006)0.050(0.010)0.160(0.020)0.260$，$0.300(0.050)0.900$，$1.000(0.150)69.85$の500点により計算した$F_3(x_{t'})$の一部を$\pi T(t')$と比較して示す。両者の値はすべての$x_{t'}(=t')$に対し，ほぼ良い一致を示す。図5－1，表5－2に$F_3(x_{t'})$，および同様な方法により計算した$F_1(x_{t'})$，$F_2(x_{t'})$を示す。

なお，式（4.46），（4.47）で表される$F_4(x_{t'}, x')$，$F_5(x_{t'}, s')$の計算も，$F_1(x_{t'})$～$F_3(x_{t'})$と同様な方法で行った。これらの値の一部を表5－3，5－4に示す。

表５－１　　非定常力関数$F_3(t')$と$\pi T(t')$の比較

t'	$\pi T(t')$	$F_3(t')$
-1.0	∞	∞
-0.8	3.0103	3.1018
-0.6	2.0288	2.0450
-0.4	1.5821	1.5881
-0.2	1.3091	1.3129
0.0	1.1206	1.1236
0.2	0.9795	0.9829
0.4	0.8699	0.8728
0.6	0.7813	0.7838
0.8	0.7075	0.7103
1.0	0.6450	0.6485
1.5	0.5240	0.5280
2.0	0.4367	0.4404
2.5	0.3707	0.3727
3.0	0.3186	0.3187
3.5	0.2771	0.2746
4.0	0.2428	0.2384
4.5	0.2149	0.2090
5.0	0.1910	0.1856
7.5	0.1150	0.1267

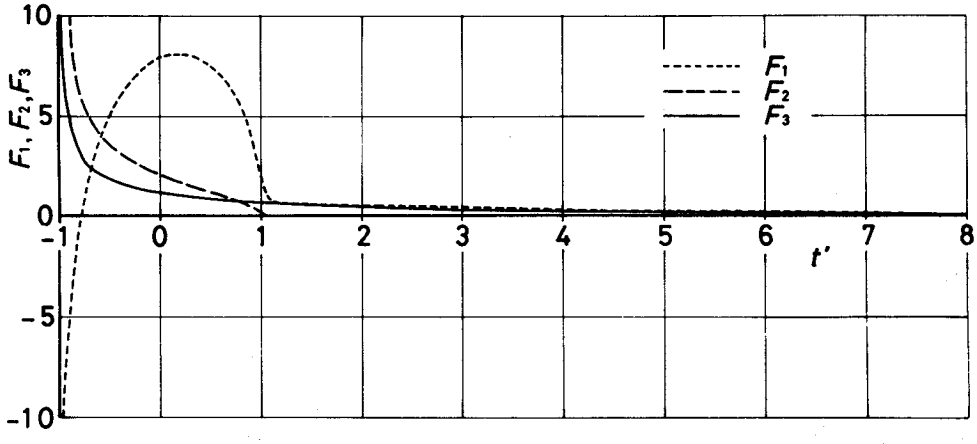


図５－１　　非定常力関数$F_1(t')$，$F_2(t')$，$F_3(t')$

表５－２　非定常力関数$F_1(t')$，$F_2(t')$，$F_3(t')$

t'	$F_1(t')$	$F_2(t')$	$F_3(t')$
-0.95	-9.814	12.610	6.307
-0.93	-8.322	11.710	5.852
-0.90	-5.686	9.851	4.930
-0.85	-2.304	7.468	3.741
-0.80	-0.255	6.181	3.102
-0.75	1.163	5.388	2.709
-0.70	2.259	4.821	2.431
-0.65	3.156	4.382	2.216
-0.6	3.906	4.030	2.045
-0.5	5.107	3.481	1.783
-0.4	6.019	3.066	1.588
-0.3	6.719	2.733	1.436
-0.2	7.250	2.455	1.313
-0.1	7.730	2.215	1.211
0.0	7.903	2.004	1.124
0.1	8.050	1.813	1.049
0.2	8.085	1.637	0.983
0.3	8.010	1.471	0.925
0.4	7.819	1.313	0.873
0.5	7.503	1.158	0.826
0.6	7.043	1.003	0.784
0.7	6.401	0.842	0.745
0.8	5.504	0.667	0.710
0.9	4.103	0.447	0.678
1.0	1.789	0.137	0.649
1.1	0.763	0.009	0.621
1.2	0.700	0.006	0.595
1.3	0.670	0.006	0.571
1.4	0.643	0.006	0.549
1.5	0.618	0.006	0.528
2.0	0.512	0.005	0.440
2.5	0.433	0.002	0.373
3.0	0.369	-0.002	0.319
3.5	0.314	-0.007	0.275
4.0	0.267	-0.011	0.238
4.5	0.225	-0.013	0.209
5.0	0.191	-0.011	0.186
5.5	0.166	-0.005	0.168
6.0	0.151	0.003	0.154
6.5	0.145	0.013	0.144
7.0	0.145	0.021	0.135
7.5	0.148	0.025	0.127
8.0	0.150	0.025	0.118
8.5	0.147	0.019	0.107
9.0	0.136	0.008	0.095
9.5	0.117	-0.005	0.082
10.0	0.091	-0.018	0.070
10.5	0.062	-0.027	0.059
11.0	0.036	-0.030	0.052
11.5	0.017	-0.026	0.048
12.0	0.010	-0.015	0.047
12.5	0.015	-0.000	0.050
13.0	0.031	0.015	0.053

表５－３　　関数$F_4(t', x')$

t'	x'=-0.80	x'=-0.40	x'=0.00	x'=0.40	x'=0.80
-0.95	26.988	10.472	6.697	4.434	2.528
-0.93	30.489	10.279	6.521	4.330	2.524
-0.90	36.814	9.493	5.900	3.944	2.381
-0.85	40.315	8.343	5.000	3.339	2.149
-0.80	8.611	8.087	4.574	3.063	2.043
-0.75	-26.165	8.336	4.435	2.936	2.013
-0.70	-24.505	9.055	4.409	2.891	2.010
-0.65	-14.063	10.264	4.482	2.886	2.022
-0.6	-8.845	12.212	4.627	2.908	2.051
-0.5	-4.998	29.024	5.146	3.029	2.127
-0.4	-3.400	5.080	6.070	3.239	2.229
-0.3	-2.525	-26.745	7.762	3.553	2.359
-0.2	-1.974	-10.466	11.271	4.004	2.523
-0.1	-1.598	-6.252	28.293	4.662	2.730
0.0	-1.328	-4.412	4.488	5.678	2.998
0.1	-1.126	-3.365	-27.237	7.436	3.353
0.2	-0.973	-2.688	-10.885	10.993	3.834
0.3	-0.854	-2.214	-6.614	28.054	4.515
0.4	-0.758	-1.866	-4.728	4.279	5.550
0.5	-0.679	-1.602	-3.645	-27.423	7.322
0.6	-0.611	-1.398	-2.938	-11.050	10.892
0.7	-0.553	-1.235	-2.439	-6.793	27.962
0.8	-0.501	-1.104	-2.070	-4.863	4.196
0.9	-0.457	-0.994	-1.788	-3.768	-27.498
1.0	-0.418	-0.900	-1.568	-3.051	-11.119
1.1	-0.386	-0.818	-1.392	-2.543	-6.826
1.2	-0.359	-0.746	-1.248	-2.165	-4.922
1.3	-0.336	-0.683	-1.128	-1.876	-3.822
1.4	-0.314	-0.629	-1.024	-1.650	-3.101
1.5	-0.294	-0.583	-0.933	-1.468	-2.590
2.0	-0.215	-0.419	-0.628	-0.910	-1.354
2.5	-0.169	-0.316	-0.459	-0.632	-0.864
3.0	-0.135	-0.250	-0.354	-0.467	-0.615
3.5	-0.111	-0.204	-0.281	-0.367	-0.460
4.0	-0.092	-0.165	-0.231	-0.293	-0.365
4.5	-0.073	-0.137	-0.187	-0.241	-0.293
5.0	-0.059	-0.108	-0.154	-0.195	-0.240
5.5	-0.044	-0.085	-0.120	-0.158	-0.195
6.0	-0.034	-0.064	-0.094	-0.124	-0.155
6.5	-0.026	-0.049	-0.071	-0.095	-0.122
7.0	-0.022	-0.039	-0.054	-0.073	-0.093
7.5	-0.022	-0.035	-0.047	-0.057	-0.073
8.0	-0.024	-0.039	-0.044	-0.052	-0.059

表５－４　　関数 $F_5(t', s')$

t'	s'=1.10	s'=1.50	s'=2.00	s'=3.00	s'=5.00
-0.8	0.502	0.002	0.002	0.003	-0.005
-0.6	0.546	0.013	0.001	0.003	-0.004
-0.4	0.591	0.502	0.002	0.003	-0.004
-0.2	0.651	0.546	0.002	0.003	-0.003
0.0	0.734	0.591	0.253	0.003	-0.001
0.2	0.858	0.651	0.528	0.002	-0.000
0.4	1.059	0.734	0.567	0.001	0.000
0.6	1.430	0.858	0.619	0.002	0.001
0.8	2.324	1.059	0.689	0.002	0.002
1.0	8.276	1.430	0.789	0.253	0.003
1.2	-8.012	2.324	0.945	0.528	0.003
1.4	-2.060	8.276	1.213	0.567	0.003
1.6	-1.165	-8.012	1.759	0.619	0.003
1.8	-0.793	-2.060	3.574	0.689	0.003
2.0	-0.590	-1.165	0.132	0.789	0.003
2.2	-0.465	-0.793	-3.310	0.945	0.002
2.4	-0.379	-0.590	-1.495	1.213	0.001
2.6	-0.316	-0.465	-0.948	1.759	0.002
2.8	-0.268	-0.379	-0.679	3.574	0.002
3.0	-0.231	-0.316	-0.521	0.132	0.253
3.2	-0.203	-0.268	-0.419	-3.310	0.528
3.4	-0.180	-0.231	-0.346	-1.495	0.567
3.6	-0.160	-0.203	-0.290	-0.948	0.619
3.8	-0.143	-0.180	-0.248	-0.679	0.689
4.0	-0.130	-0.160	-0.217	-0.521	0.789
4.2	-0.119	-0.143	-0.191	-0.419	0.945
4.4	-0.108	-0.130	-0.169	-0.346	1.213
4.6	-0.099	-0.119	-0.151	-0.290	1.759
4.8	-0.091	-0.108	-0.136	-0.248	3.579
5.0	-0.085	-0.099	-0.124	-0.217	0.132
5.2	-0.078	-0.091	-0.114	-0.191	-3.310
5.4	-0.072	-0.085	-0.104	-0.169	-1.495
5.6	-0.066	-0.078	-0.095	-0.151	-0.948
5.8	-0.061	-0.072	-0.088	-0.136	-0.679
6.0	-0.056	-0.066	-0.081	-0.124	-0.521
6.2	-0.051	-0.061	-0.075	-0.114	-0.419
6.4	-0.046	-0.056	-0.069	-0.104	-0.346
6.6	-0.042	-0.051	-0.063	-0.095	-0.290
6.8	-0.038	-0.046	-0.058	-0.088	-0.248
7.0	-0.034	-0.042	-0.053	-0.081	-0.217
7.2	-0.031	-0.038	-0.048	-0.075	-0.191
7.4	-0.027	-0.034	-0.044	-0.069	-0.169
7.6	-0.025	-0.031	-0.040	-0.063	-0.151
7.8	-0.023	-0.027	-0.036	-0.058	-0.139
8.0	-0.021	-0.025	-0.032	-0.053	-0.124
8.2	-0.019	-0.023	-0.029	-0.048	-0.114
8.4	-0.018	-0.021	-0.026	-0.044	-0.104
8.6	-0.018	-0.019	-0.024	-0.040	-0.095
8.8	-0.018	-0.018	-0.022	-0.036	-0.088
9.0	-0.018	-0.018	-0.020	-0.032	-0.081
9.2	-0.018	-0.018	-0.019	-0.029	-0.075
9.4	-0.019	-0.018	-0.018	-0.026	-0.069
9.6	-0.020	-0.018	-0.018	-0.024	-0.063
9.8	-0.021	-0.019	-0.018	-0.022	-0.058
10.0	-0.022	-0.020	-0.018	-0.020	-0.053

5・3　計算の精度と妥当性

表5－1に示した非定常力関数$F_1(x_{t'})$，$F_2(x_{t'})$，$F_3(x_{t'})$ の値を用いて，式（2.29）から算出される非定常力ΔLの精度および計算方法の妥当性の確認を次のようにして行った。なお式（2.29）の計算において，翼前縁から下流側に$x_{t'}$を300点設定した。その位置は$x_{t'}$＝－0.999999，－0.999995，－0.99999，－0.9999，－0.999，－0.995，－0.99（0.02）－0.93，－0.90（0.05）0.95，0.99，0.999，1.000001，1.000005，1.00001，1.001，1.005，1.01（0.02）1.07，1.10（0.05）13.05 である。

まず図5－2に示すように，変動速度v_t（＝$w\sin\beta$）が無次元周波数ωで正弦波状に変動する場合について，式（4.29．c）からΔL_vを求めた。$F_3(x_{t'})$ の値が精度良く求められており，また$x_{t'}$の間隔（Δx_t）が十分に細かく，そして十分下流まで設定されているならば，このωに対するΔL_vから，

$$(\Delta L_v / \pi c \rho U \bar{\bar{w}} \quad \sin\beta \quad e^{i\omega t'})$$

を計算することにより，値は前出のSears関数$S(\omega)$に一致する。図5－3

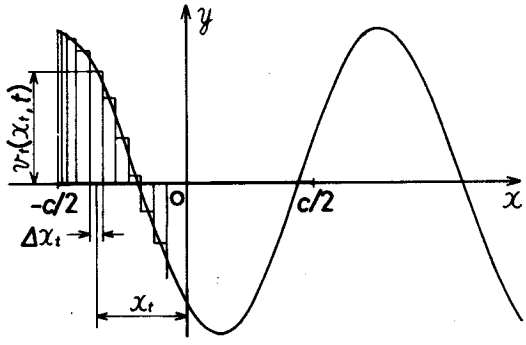


図5－2　正弦波状ガストによる変動速度$v_t(x_t, t)$

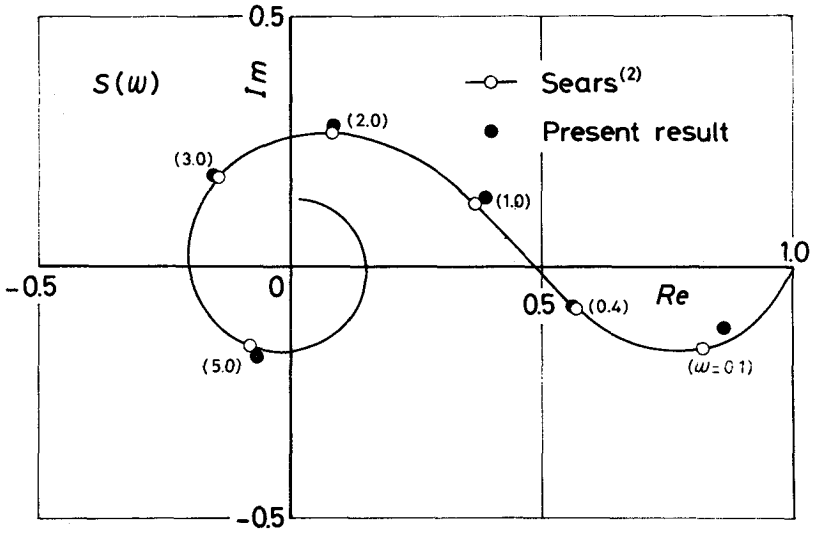


図５－３　　関数S（ω）との比較

に種々のωに対するこの値と図４－５に示した$S(\omega)$を比較して示す。

式（4.29）の計算において，$x_t'=13.05$までとしたために，正弦波状ガストのように連続的なガストによる非定常力を計算した場合，周波数が低いところで精度が悪くなると考えられる。またx_t'の間隔が粗であれば良い結果は得られず，特に周波数の高いところへの影響が大きいと思われる。しかし，図５－３より明らかなように，両者は$\omega=0.1\sim5.0$（波長≒31 c ～ 0.6 c）に対し，すべて良く一致し，この周波数の範囲では問題はない。

また，式（4.29.a），（4.29.b）のΔL_{u1}，ΔL_{u2}に対しても同様な計算を行った。その結果と図４－３，４－４に示した$F_f(\omega)$，$F_\alpha(\omega)$を図５－４，５－５に比較する。図より明らかなように，ΔL_vの場合と同じく良い一致を示す。

つぎに，任意形状ガストへの適用例として，図５－６に示すようにステップ状に変化する垂直方向ガスト（変動速度 v）が主流速Uで翼を通過する場合に

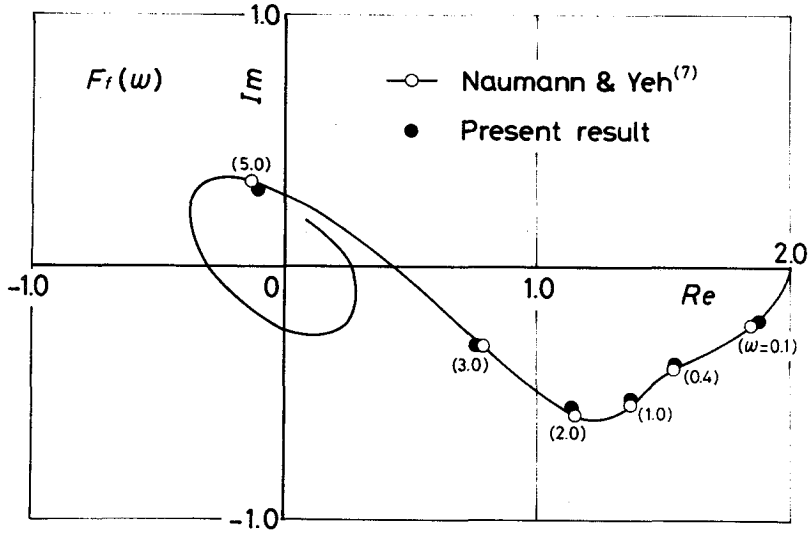


図５－４　　関数 $F_f(\omega)$ との比較

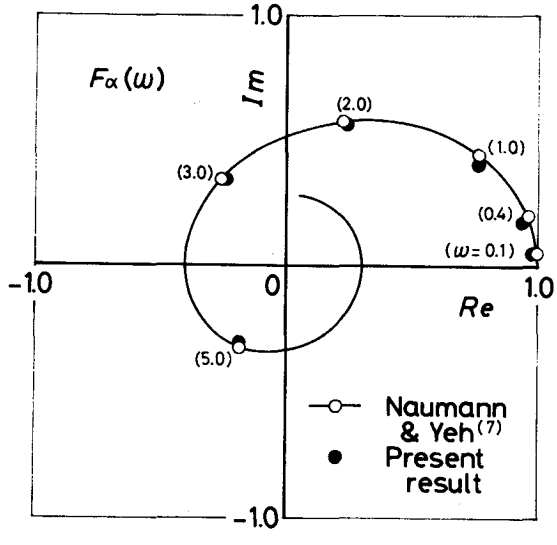


図５－５　　関数 $F_\alpha(\omega)$ との比較

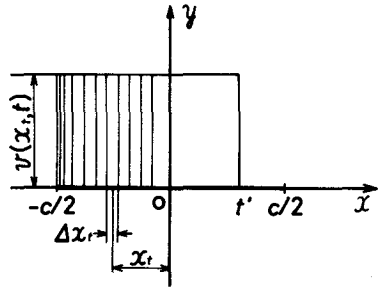


図5－6　　ステップ状変動ガストによる変動速度 v

ついて非定常力を求めた。このようなガストが通過する平板翼に働く非定常力の解析は，Kármán−Sears[1] によってなされている。ここでは，それと本計算方法により求めた結果を比較する。本計算方法においてステップ状変動ガスト（図5－6）による非定常力は，式（4.29.c）の $w(x_t, t)$ を，

$$\left.\begin{array}{ll} w(x_t, t) = v/\sin\beta & x_t' \geqq t' \\ w(x_t, t) = 0 & x_t' < t' \end{array}\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (5.1)$$

で与えることにより容易に求めることができる。結果を図5－7に比較して示す。図において $t'=0$ は，ガスト境界が翼弦中心（$x=0$）に達したときである。図より明らかなように本計算方法による値は，誤差3％以内でKármán－Sears の結果と一致する。

以上のように他の理論計算結果との比較により，本計算方法は妥当であり，また非周期的なガストによる非定常力も簡便に計算でき，算出される値の精度も十分であると考えられる。

式（4.58）から計算される隣接する翼の影響による非定常力 ΔL_c は，翼列の場合に対する近似である。この結果の近似がどの程度かを調べるために，加速度ポテンシャル法に等角写像を適用して平板翼列に働く非定常力を求めた村田ら[14]の結果と比較した。

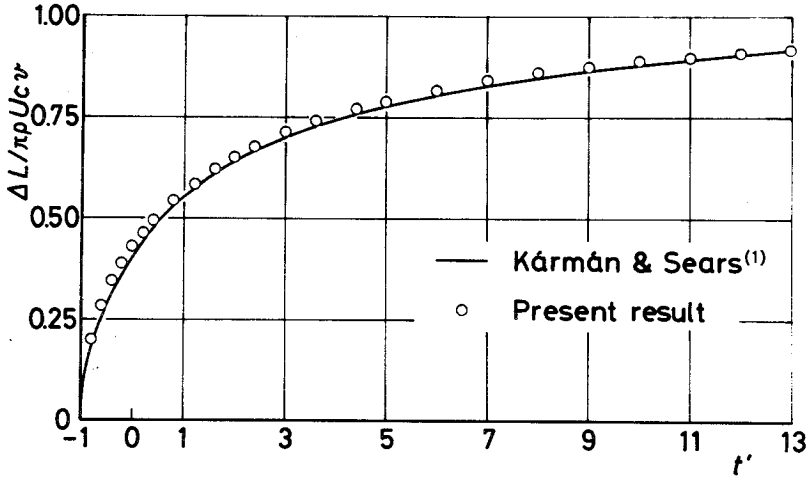


図５－７　　ステップ状変動ガストによる非定常力

まず，変動速度 $w(x_t, t)$ が無次元周波数 ω で正弦波状に変化する場合について，式（4.45）～（4.47）から束縛うず ${}_n\gamma_b$ と自由うず ${}_n\gamma_f$ を求めた。ここで，文献（14）に計算結果が示されている各翼の受ける正弦波状ガストの位相差 $\phi=\pi$ の場合について計算すれば，式（4.52）の ${}_nt$ は，

$$ {}_nt = t + nc\pi/2\omega U \qquad \cdots\cdots(5.2) $$

となる。つぎに，翼列のピッチ $R=\pi c/4$，$\pi c/2$，食違い角 $\zeta=0°, -30°$ の場合について，式（4.45）から v_c を算出した。この v_c に対して式（4.58）から求めた ΔL_c と正弦波状変動ガストに対して式（4.29. c）から求めた ΔL_v より，

$$ [(\Delta L_v + \Delta L_c)/\pi c\rho U\bar{\bar{w}}\sin\beta\, e^{i\omega t'}] $$

の計算を行い，結果を図５－８～５－11 に比較して示す。本計算において，ガストが連続的であるにもかかわらず，式（4.55）を用いて v_c を算出する

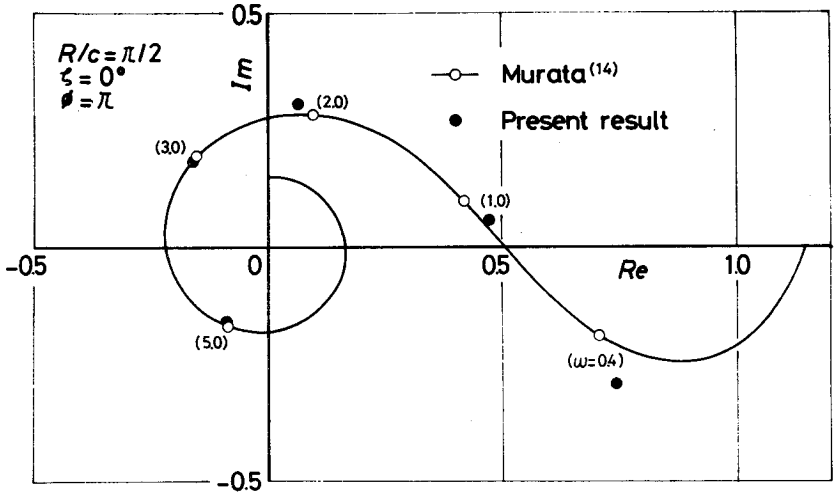


図５－８　　翼列の非定常力との比較

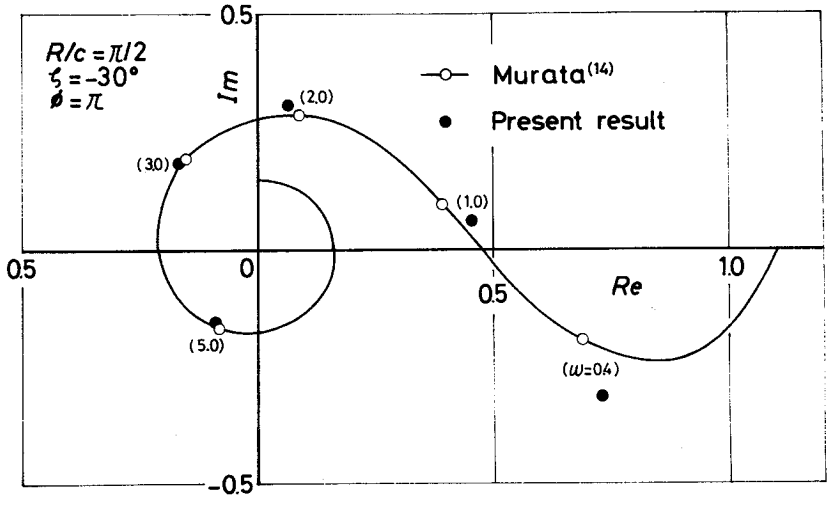


図５－１１　　翼列の非定常力との比較

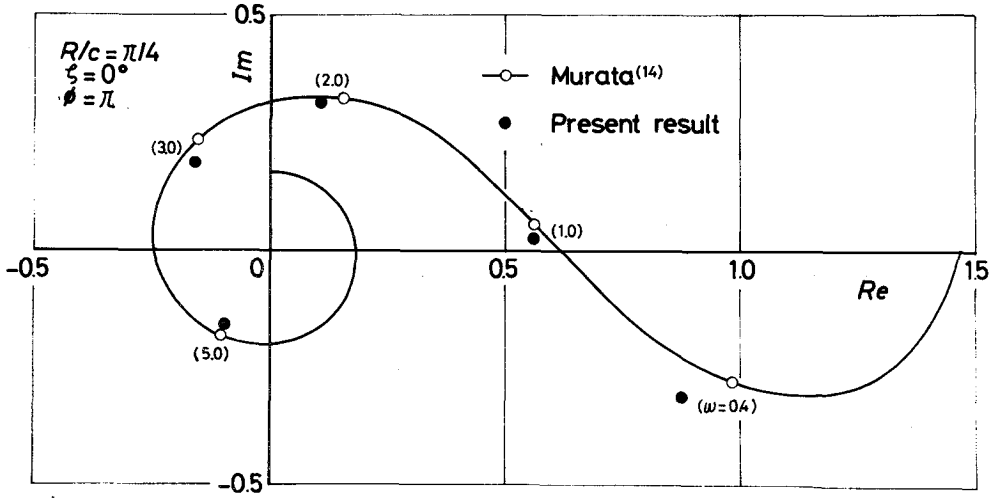


図５－１０　　翼列の非定常力との比較

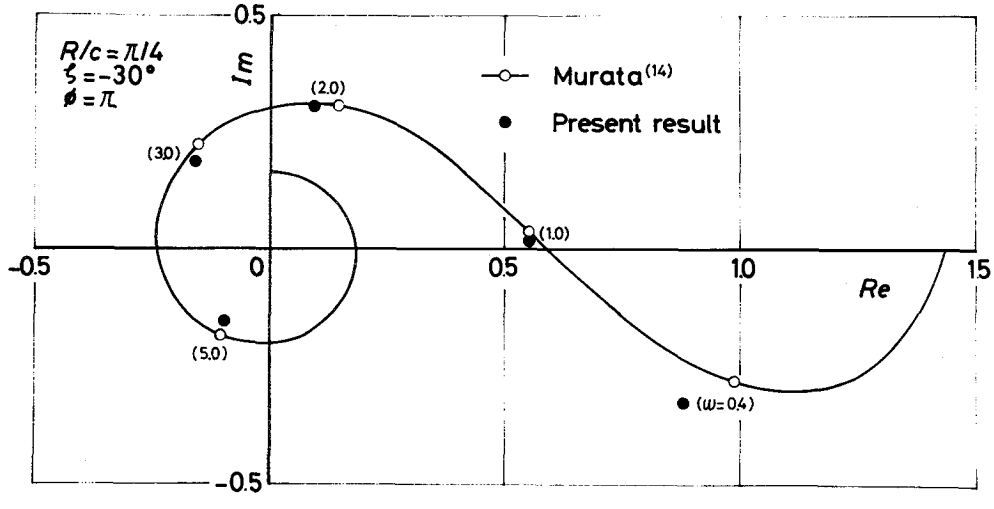


図５－１１　　翼列の非定常力との比較

とき，$x_t' = 8.05$ までとしたこと，また後流中の自由うず ${}_n\gamma_f$〔式（4.51.c）〕の計算を $s_n' = 10.55$ で打ち切っていることなどの理由により，周波数の低い $\omega = 0.4$ においては両者に差がある。しかし，$\omega = 1.0 \sim 5.0$ においてはほぼ一致している。そこで，翼列の上流と下流で流れの異なる $\phi = 0$（同相）の場合を除き，本計算方法でも翼列に働く非定常力の近似が十分できるものと考えてよい。特に本研究の実験条件，すなわち単一後流が翼列を通過する状態に近い場合では，変動ガストは過渡的であり，上記した誤差の影響は小さくなると考えられる。

5・4　円柱後流の速度分布

図5－12 に円柱後流による非定常力 ΔL_g の計算に用いた後流の速度分布を示す。ここに示した速度分布は，主流速 $U = 20$ m／s の気流中に静止して置

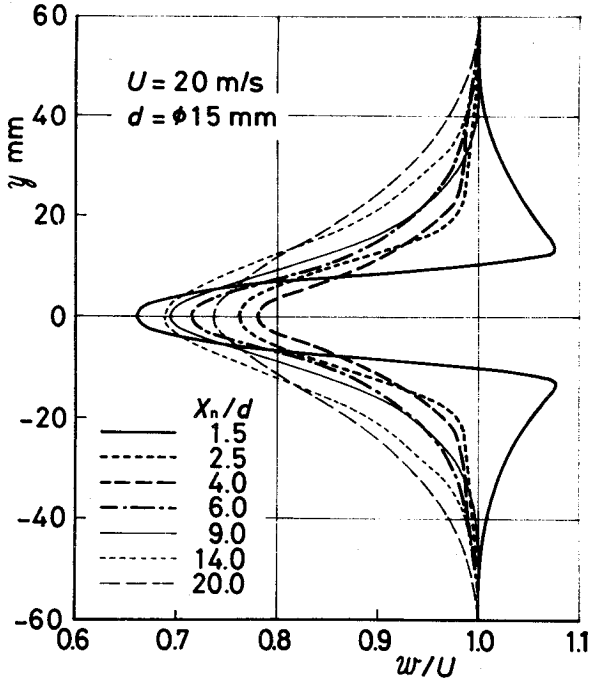


図5－12　円柱後流の速度分布

かれた円柱の後流を熱線風速計により測定したものである。測定位置X_n の設定にあたっては，式（ 4.32 ）の考え方に基づき，式（ 4.33 ）から求めた$w_X(y_h)$と実測値の差が，主流速Uの１％以下となるように配慮した。なお，レイノルズ数はRe（$=Ud/\nu$）$=2\times10^4$ である。

5・5　計算結果

計算において，実験に使用した翼形NACA65(7.5)10，弦長$c=150$ mmのそり線に対する式（ 4.6 ）のfを，NACA65 系翼形の設計迎え角における揚力係数C_{LO} と最大そり比fの関係，

$$f/2=0.05515\,C_{LO} \qquad \cdots\cdots(5.3)$$

から，$f=0.08272$ とした。両者のそり線を図５－13 に比較して示す。表５－５に計算を行なった範囲，すなわち円柱中心と翼前縁の軸方向距離l，円

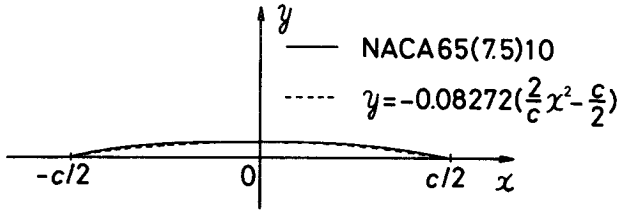


図５－13　そり線の比較

表５－５　計算パラメータ

U m/s	u_b/U	l/d	R/c	ζ_T deg
20	0.15	2.5	2.49	-7.1
	0.60	6.0	0.83	-6.6
	1.2	14.0	0.41	-6.7

柱の移動速度u_b，そして翼列のピッチR，食違い角ζ_Tを示す。主流速と円柱直径は，実験と同じく$U=20$ m／s，$d=\phi$ 15 mmとした。なお計算結果の表示には，非定常力ΔLを無次元化した非定常力係数ΔC_L，

$$\Delta C_L = \Delta L / \left(\frac{1}{2} \rho U^2 c \right) \qquad \cdots\cdots (5.4)$$

を用いた。

5・5・1　円柱後流による非定常力

円柱後流の影響による非定常力の計算結果を，図5－14～5－19に示す。図5－14～5－16には$l/d=2.5$について，速度欠損の翼弦方向成分によるそり線と迎え角の影響（添字u_1，u_2）および速度欠損の翼弦に垂直な方向成分による非定常力（添字v）を個々に示した。

後流が翼に達すると，速度欠損の翼弦に垂直な方向成分は，迎え角の増加と同じ影響を示し，それによる非定常力係数ΔC_{Lgv}は正となる。一方，翼弦方向成分は翼まわりの流速の低下と同じ影響を示し，そり線によるΔC_{Lgu1}は負となる。しかし，迎え角によるΔC_{Lgu2}は，本計算において迎え角が負であることにより，正となる。ΔC_{Lgv}とΔC_{Lgu2}は，ほぼ同相の変動を示し，$t'=-0.7$付近で最大値を取る。一方，ΔC_{Lgu1}は$t'=0$付近で最大の変動を示す。このため，これらの和として求めたΔC_{Lg}（Sum）は，速度欠損の翼弦に垂直な方向成分の影響が支配的な$u_b/U=0.60$，1.2の場合（図5－15，5－16）には，ΔC_{Lgu1}およびΔC_{Lgu2}がΔC_{Lgv}に比べて小さいために，$t'=-0.7$付近で最大値を示す。その後，遅れて発生するΔC_{Lgu1}の影響により低下し，再び上昇する。しかし，図5－14に示したように，速度欠損の翼弦方向成分が大きい$u_b/U=0.15$の場合には，ΔC_{Lg}（Sum）はΔC_{Lgu1}の影響により$t'=-1.2$付近で最大値を示し，その後，低下し負となる。

図5－17～5－19を比較して明らかなように，l/dの増加によりΔC_{Lg}の変動時間は長くなるが，各u_b/Uにおいて最大値を示す時刻にはほとんど変

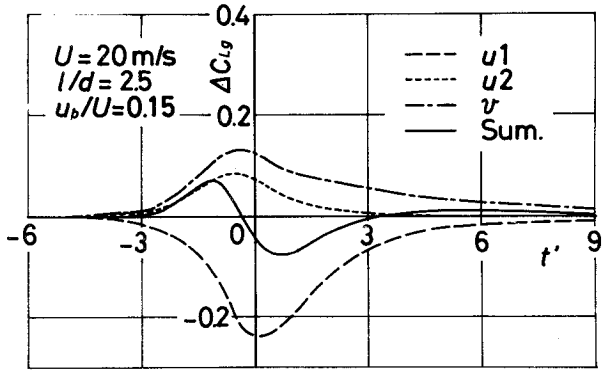


図５－１４　　円柱後流による非定常力係数 ΔC_{Lg} の時間的変化（u_b/U=0.15）

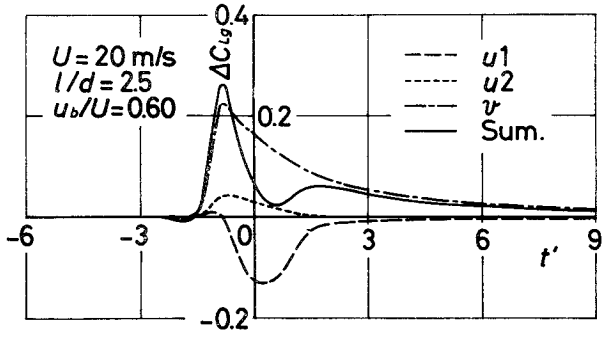


図５－１５　　円柱後流による非定常力係数 ΔC_{Lg} の時間的変化（u_b/U=0.60）

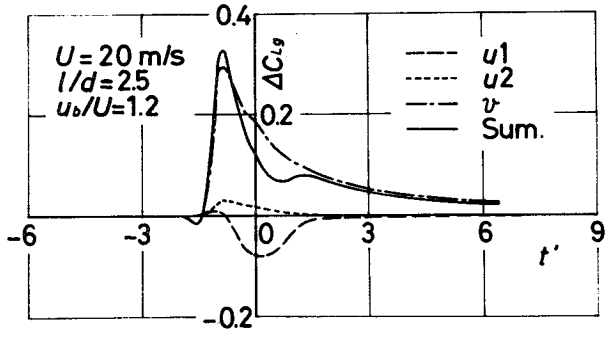


図５－１６　　円柱後流による非定常力係数 ΔC_{Lg} の時間的変化（u_b/U=1.2）

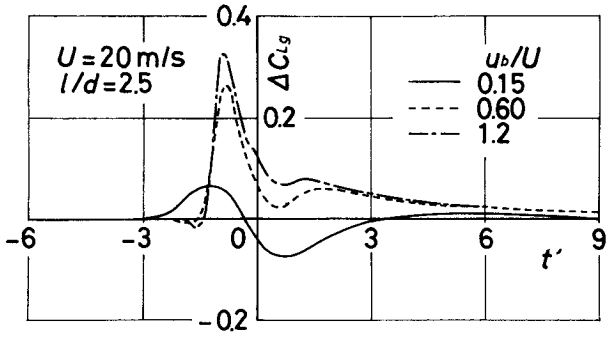


図５－１７　　円柱後流による非定常力係数 ΔC_{Lg} の時間的変化（l/d=2.5）

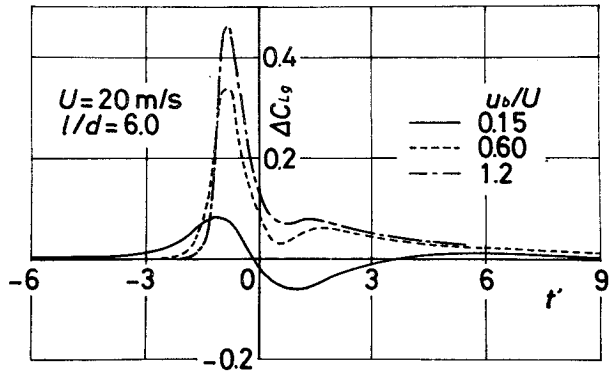


図５－１８　　円柱後流による非定常力係数 ΔC_{Lg} の時間的変化（l/d=6.0）

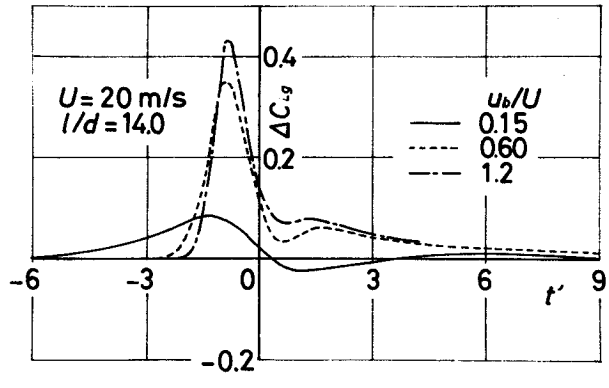


図５－１９　　円柱後流による非定常力係数 ΔC_{Lg} の時間的変化（l/d=14.0）

化がない。また，変動の振幅は $l/d=6.0$（図5－18）で最も大きいものの，$l/d=14.0$（図5－19）の場合もほとんど差がなく，l/d の増加に対して減少はゆるやかである。

5・5・2　円柱の厚みによる非定常力

図5－20 ～ 5－22 に円柱の厚み（円柱の排除効果）の影響による非定常

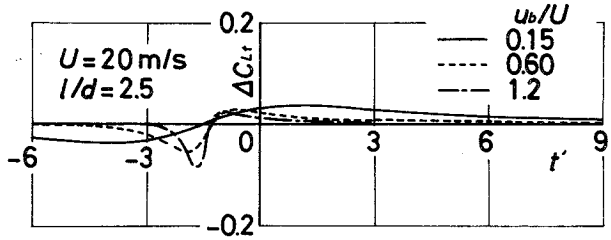


図5－20　円柱の厚みの影響による非定常力係数 ΔC_{Lt} の時間的変化（$l/d=2.5$）

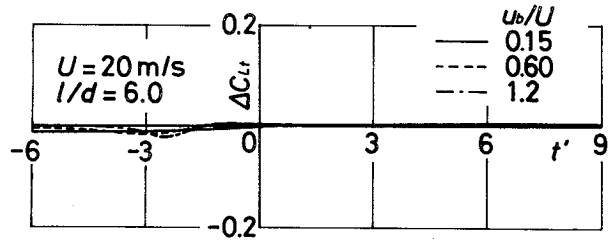


図5－21　円柱の厚みの影響による非定常力係数 ΔC_{Lt} の時間的変化（$l/d=6.0$）

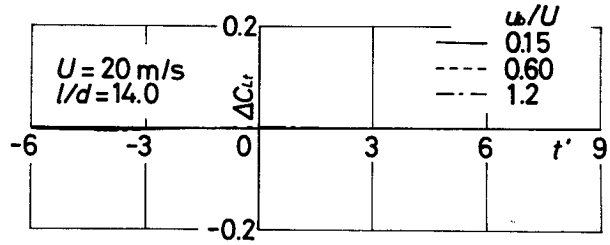


図5－22　円柱の厚みの影響による非定常力係数 ΔC_{Lt} の時間的変化（$l/d=14.0$）

力の計算値を示す。この影響による非定常力係数ΔC_{Lt}の時間的変化は，Lefcort[15] が円柱を吹出しに置き換えて求めた結果と同様な傾向を示し，円柱が翼に接近するにしたがい，ゆるやかに減少する。そして，円柱後流中心が翼前縁に達する以前（$t'<-1$）に最小値を示す。その後，急速に正となり最大値を示した後，ゆるやかに減少する。非定常力の値は，u_b/Uの増加により大きくなる。またl/dの増加に対しては，指数関数的に減少するポテンシャル干渉特有の傾向を示す。このため図5－22に示した$l/d=14.0$においては，ほとんど影響がなく，また$l/d=6.0$（図5－21）においても非常に小さい。

5・5・3　隣接する翼の影響による非定常力

隣接する翼の影響による非定常力の計算において，翼弦方向の変動速度は考慮されていない。そこで隣接する翼に働く非定常力は，図5－14～5－16に一点鎖線で示したΔC_{Lv}の変動を時間R/u_bだけ前後したものとなる。図5－23，5－24に隣接する翼の影響による非定常力係数ΔC_{Lc}の時間的変化

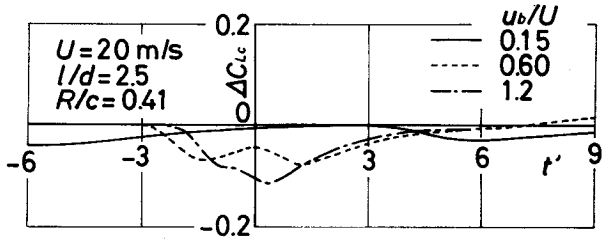


図5－23　隣接する翼の影響による非定常力係数ΔC_{Lc}の時間的変化($R/c=0.41$)

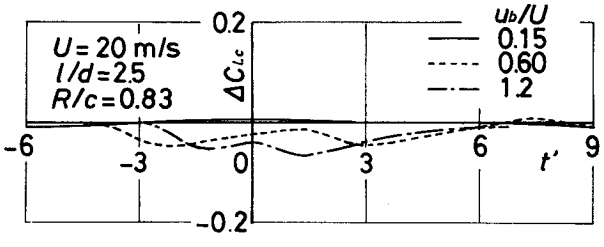


図5－24　隣接する翼の影響による非定常力係数ΔC_{Lc}の時間的変化($R/c=0.83$)

を示す。ΔC_{Lc}は全体的に負であり，隣接する翼に働く非定常力の逆符号に現れる。$2R/u_b$の時間間隔で大きな変動を示し，その値は$R/c=0.41$（図5－23）でΔC_{Lgv}の20～25％，$R/c=0.83$（図5－24）で10～15％となる。なお，$R/c=2.49$におけるΔC_{Lc}はほぼ零であった。

5・6　まとめ

以上，本章では前章で定義した非定常力関数$F_1(x_{t'})$，$F_2(x_{t'})$，$F_3(x_{t'})$の計算結果を示すとともに，これらの値を用いて算出される翼に働く非定常力を，他の理論計算結果と比較し，計算方法の妥当性と計算結果の精度を確認した。

そして，第2章の実験パラメータに対応させて，円柱後流，円柱の厚み，および隣接する翼の影響による非定常力の計算結果を示した。これらの結果より，次のことが明らかとなった。

円柱後流の影響による非定常力の計算結果より，

(1)　速度欠損の翼弦に垂直な方向成分は，翼の迎え角を変化させたと同じ影響を示し，それによる非定常力は正である。そして，円柱後流中心が翼に達した直後（$t'=-0.7$付近）に最大となる。

(2)　速度欠損の翼弦方向成分は，翼まわりの流速の低下と同じ影響を示し，それによる非定常力は，そり線および迎え角による定常力を零とする方向に働く。

(3)　迎え角の影響による非定常力（ΔC_{Lgu_2}）は，円柱後流中心が翼に達した直後（$t'=-0.7$付近）に最大となるに対し，そり線の影響による非定常力は，円柱後流中心がほぼ翼弦中心に達したとき（$t'=0$），最大の変動を示す。

(4)　円柱後流軸と翼弦のなす角，すなわち円柱の移動速度の減少にしたがい，非定常力ΔC_{Lg}（Sum）の最大値を示す時刻は早くなるとともに，最大値を示した後の減少が大きくなる。

(5)　円柱と翼の距離の増加により，非定常力の変動時間は増加するが，変動

の振幅はあまり減少しない。

円柱の厚みの影響による非定常力は，

(6) 円柱後流中心が翼前縁に達する以前（$t' < -1$）に負となり，その後は正である。

(7) 円柱の移動速度の増加により大きくなる。

(8) 円柱と翼の距離の増加により急速に減少し，$l/d \geqq 6.0$ では無視できる。

隣接する翼の影響による非定常力は，

(9) 食違い角が小さい場合には，隣接する翼に働く非定常力の逆符号に現れる。

(10) 時間 （翼列のピッチ）／（円柱の移動速度） 前後して大きな変動を示す。

(11) 定常流れ中にある翼列と同様に，節弦比（R/c）> 1.0 では無視できる大きさである。

ところで，本章に示した隣接する翼の影響による非定常力の計算結果は，翼列の場合の近似である。しかし，過去に報告されている翼列に働く非定常力に関する理論的研究は，平板翼で構成された翼列に対するものである。そり翼から成る翼列に対する理論計算，特に各翼の受ける変動ガストに位相差がある場合の理論的研究は報告されていない。そこで，円柱後流（変動ガスト）による非定常力には，翼のそり線と迎え角を考慮し，隣接する翼の影響による非定常力の算出においては，翼を流れに平行に置かれた平板翼として取り扱ったものの，これらの影響を加算した計算結果は，変動ガストが通過するそり翼で構成された翼列に働く非定常力を，現時点では最も良く表すものと期待できる。

第6章　非定常力についての実験と計算結果の比較およびその検討(viii)(ix)(x)

6・1　はじめに

第5章において，翼列の上流を主流に対して垂直に通過する円柱が翼に及ぼす非定常力を円柱後流，円柱の厚み（円柱の排除効果），および隣接する翼の影響に分けて算出し，結果を示した。

本章では，これら3つの影響による非定常力の和として求めた理論計算値と第2章で示した実験値の比較により，理論予測の実験的検証を行った。種々の円柱速度，円柱と翼の距離および翼列のピッチの場合について比較し，各々の場合における理論予測の精度と問題点，理論と実験値の相違の原因を明らかにした。

なお，以下に示した実験と理論計算値を比較した図において，横軸は実験に基づき，1周期T（$=237.5\,\pi/u_b$）msについて表示した。$t/T=0$はすでに第2章で記述したようにパルスが出たときであり，平均半径位置における円柱と翼列の相対位置関係は図2－8に示した状態となる。そこで，理論計算で用いた無次元時間t'は，

$$\frac{t}{T}=\left(\frac{c}{2U}t'+\frac{223}{u_b}+\frac{l+c/2}{U}\right)/T \qquad \cdots\cdots(6.1)$$

によりt/Tに換算されている。

6・2　隣接する翼の影響が小さい場合

図6－1～6－3に翼枚数$Z=4$枚（平均半径位置における節弦比$R/c=2.49$）の実験と理論計算値を比較して示す。計算値は隣接する翼の影響が小さいので，円柱後流と円柱の厚みの影響による非定常力の和となる。理論計算においては単一円柱が翼の上流を通過する場合を取り扱っている。このため，

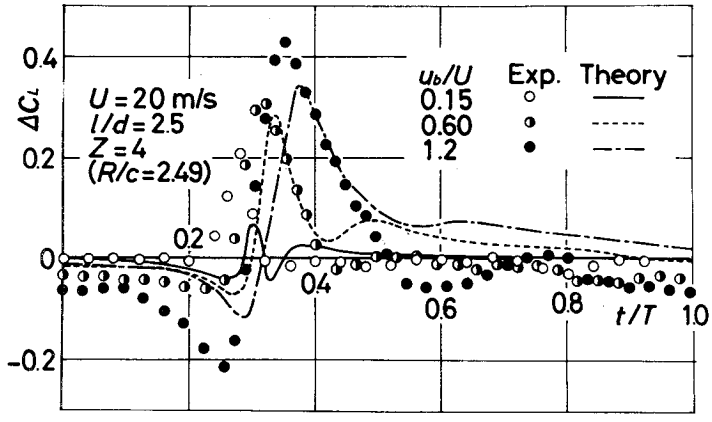


図６－１　　非定常力係数 ΔC_Lの実験と理論計算値の比較(R/c=2.49)

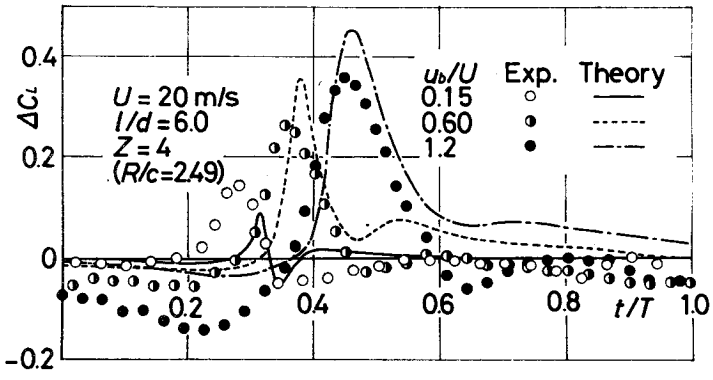


図６－２　　非定常力係数 ΔC_Lの実験と理論的計算値の比較(R/c=2.49)

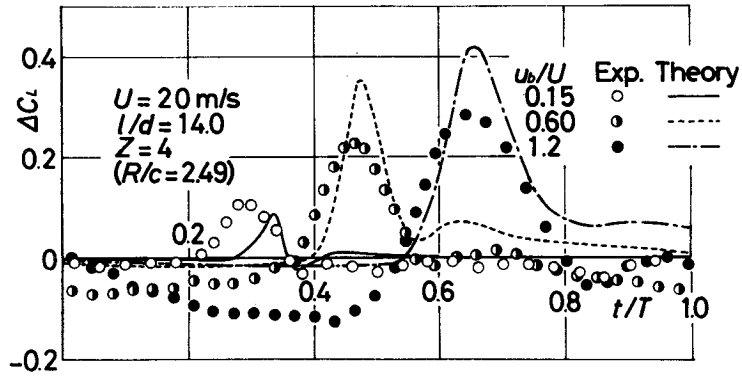


図６－３　　非定常力係数 ΔC_Lの実験と理論計算値の比較(R/c=2.49)

非定常力係数$\Delta C_L=0$ のレベルが実験値と異なるものの，全般的に見て理論計算値は，定性的，定量的にも実験値とほぼ一致する。また円柱の周速度u_b/U，そして円柱中心と翼前縁の軸方向距離 l/d による ΔC_L の変化も良く表していると思われる。しかし，すでに第2章の翼に働く力と第3章の翼まわりの流れの面からの考察により，ある程度予測されたことであるが，$u_b/U=0.15$ と $l/d=2.5$ の $u_b/U=1.2$ の場合には，他に比べ両者の差が大きい。以下，これら2つの場合を中心に検討し，考察を加える。

6・2・1　後流軸と翼弦のなす角が小さい場合

$l/d=2.5$ について示した図6－1において，$u_b/U=0.15$，すなわち円柱後流の速度欠損による変動速度の翼弦方向成分の影響が大きい場合における理論計算と実験値を比較する。理論計算では円柱後流による非定常力を算出するにあたり，変動速度の翼弦方向成分を考慮し，迎え角とそり線の影響（図5－14 の ΔC_{Lgu1}，ΔC_{Lgu2}）を含めた。これにより，変動速度の翼弦に垂直な方向成分のみを考慮した場合（図5－14の ΔC_{Lgv}），すなわち翼を流れに平行に置かれた平板翼として取り扱った場合より，実験値の変動傾向に近くなる。しかしながら，なお両者の間にはかなりの差がある。

まず，実験による ΔC_L の最大値は，理論計算によるそれの約3倍となり，また時間的にも早く発生している。この原因は，第3章で示したこの時刻における翼間通路内の非定常速度分布（図3－24）により明らかである。すでに記述したように，円柱後流は翼に達したとき，翼腹面に押しつけられたように変形し，速度が大きく低下する。この現象に，翼の後流が円柱後流の位置する方向に引かれることによる影響が加わり，上記のような差が両者の間に生じる。

つぎに，実験値は最大値を示した後，理論計算値のように負の値を示さない。すでに第3章の図3－25 のところで述べたように，この時刻において円柱後流は翼の両面にかかっている。しかし，先に述べた翼腹面側における円柱後流の変形のために，後流の背面側への到達が遅れ，後流の位置が背面側と腹面側

で異なる。この後流のずれが大きく原因し，実験と理論計算値の間に差が生じたものと考えられる。

これら $u_b/U=0.15$ における実験と理論計算値の不一致，特に先に記述した円柱後流が翼面に押しつけられたように変形する現象は，l/d が小さい場合に強く現れるものと思われ，$l/d=6.0$，14.0（図6－2，6－3）に増加すると両者の差は減少する。しかし，一致すると言えるほどではない。

6・2・2　後流軸と翼弦のなす角が大きい場合

図6－1～6－3において，円柱後流の速度欠損による変動速度の翼弦に垂直な方向成分の影響が支配的な場合，すなわち $u_b/U=0.60$，1.2 における実験と理論計算値を比較する。この場合には，変動速度の翼弦に垂直な方向成分による非定常力の計算値（図5－15，5－16の ΔC_{Lgv}）だけでも，実験値の変動傾向を表すことができると思われるが，翼弦方向成分によるそり線と迎え角の影響（ΔC_{Lgu1}，ΔC_{Lgu2}）を考慮すると，両者はより良い一致を示す。さらに理論計算に円柱の厚みの影響による非定常力係数 ΔC_{Lt}（図5－20～5－22）を考慮したことにより，円柱後流が翼に達する以前に負となる変動をも表し，全般的にみて実験値と定性的，定量的にも非常に良い一致を示す。しかし，$l/d=2.5$ について示した図6－1において，$u_b/U=1.2$ に対する実験と理論計算値を比較してみると，両者の差は他の場合に比べれば大きく，特に $t/T=0.2\sim0.3$ および0.6付近で顕著である。

まず $t/T=0.2\sim0.3$ 付近において，実験値は理論計算値より大きく負となっている。この原因は，円柱後流が翼に達する以前に発生する円柱の厚みの影響に伴う円柱と翼の押しのけ効果にある。第3章の図3－15に示したこの時刻における翼間通路内の非定常速度分布で明らかにしたように，この現象により翼の腹面側前縁付近の流れは加速されるとともに，翼の迎え角を減少したと同じ方向に変化する。このため，実験値は上記のように大きく負となる。$u_b/U=0.6$ の場合には，この現象は弱くなると考えられ，両者の差はきわめ

て小さくなる。

つぎに，$t/T=0.6$ において円柱後流中心は，ほぼ翼の後縁にあると考えられる。円柱後流が翼上を通過するとき，翼面近くの後流幅は腹面側では広く，背面側では狭くなるように変形することを，図3－17 において示した。Meyer[5]，Lefcort[15] によれば，この後流の変形は ΔC_L を負とするよう働く。また，同じく図3－17 において明らかにしたように，円柱後流は翼上を通過する間に幅が変化するだけではなく，背面側では下流側に，腹面側では上流側にずれ，翼面付近の傾きが大きく減少する。そこで円柱後流の速度欠損の翼弦方向成分は，後縁に近づくほど強くなり，この時刻において理論計算値より実験値が減少する。この結果は，あたかもそり線の影響（図5－16の ΔC_{Lgu1}）が強く作用したかのようにみえる。さらに図3－19 のところで記述したように，翼の後流が円柱後流と合体し，その後上方に引かれることも理論計算と実験値の間に差が生じる原因の1つである。これらの現象は，$u_b/U=0.60$ の場合にも同様に生じていると考えられ，ΔC_L が最大値を示した後の実験値の減少は，理論計算値のそれより大きい。

ΔC_L が最大値を示す以前の実験と理論計算値の差，すなわち円柱の厚みの影響に伴う円柱と翼の押しのけ効果による両者の差は，$l/d=6.0$，14.0（図6－2，6－3）になると減少する。しかし，最大値を示した後の差，すなわち後流の変形とずれ，そして円柱後流と翼の後流の干渉による両者の差は，l/d の増加によっては減少せず，そのまま存在する。

6・3　隣接する翼の影響が大きい場合

図6－4～6－9に隣接する翼の影響が無視できない節弦比（R/c）<1.0 の場合を示す。すでに前章で述べたように，理論計算では翼は流れに平行に置かれた単独平板翼と考え，まず隣接する翼を円柱後流の通過によって誘起される非定常うず分布で置き換えた。そして，そのうず分布により1ピッチ R 離れた翼の位置に誘起される速度分布を求め，翼に働く非定常力係数 ΔC_{Lc} を算出

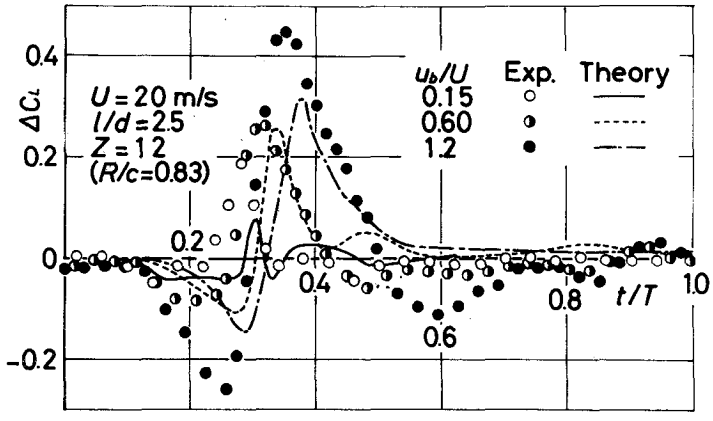


図６－４　　非定常力係数 ΔC_Lの実験と理論計算値の比較(R/c=0.83)

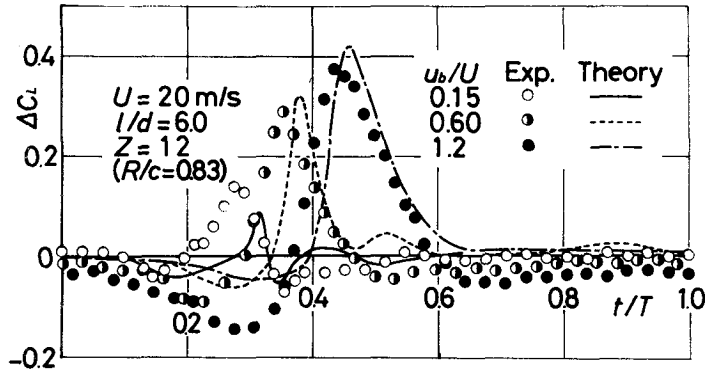


図６－５　　非定常力係数 ΔC_Lの実験と理論計算値の比較(R/c=0.83)

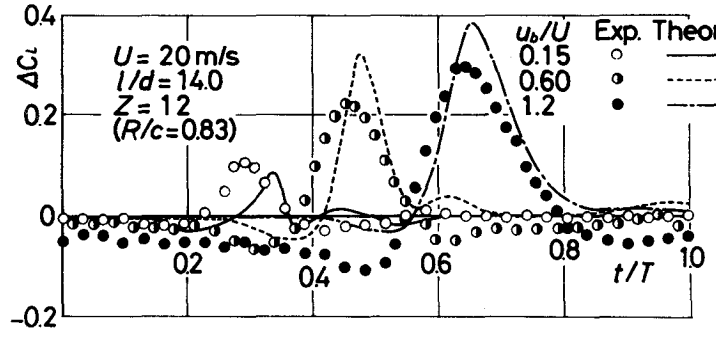


図６－６　　非定常力係数 ΔC_Lの実験と理論計算値の比較(R/c=0.83)

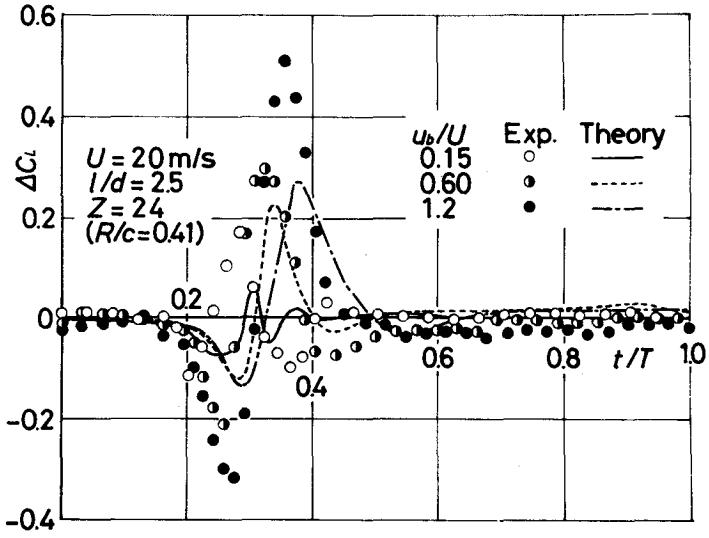


図６－７　　非定常力係数 ΔC_Lの実験と理論計算値の比較(R/c=0.41)

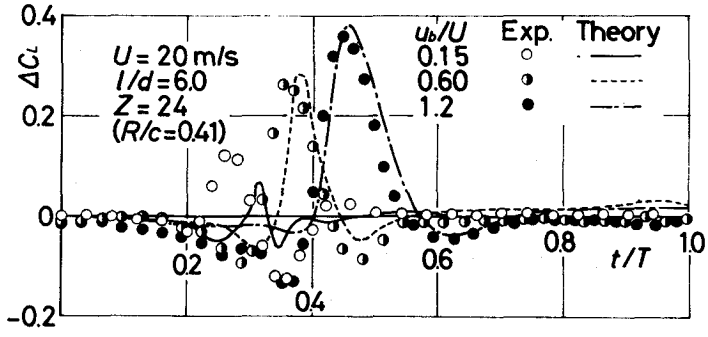


図６－８　　非定常力係数 ΔC_Lの実験と理論計算値の比較(R/c=0.41)

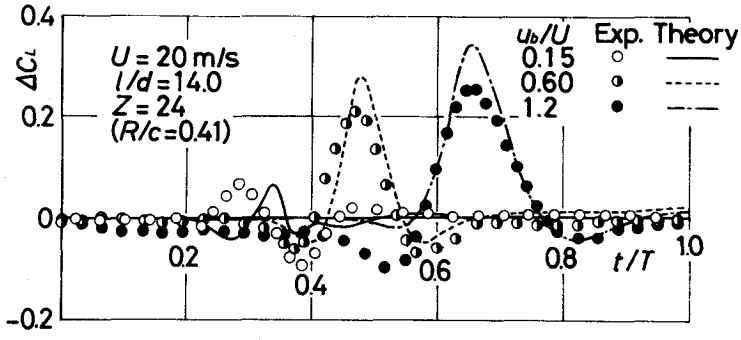


図６－９　　非定常力係数 ΔC_Lの実験と理論計算値の比較(R/c=0.41)

した。図に示した計算値は，このΔC_{Lc}（図5－23，5－24）と円柱後流，そして円柱の厚みの影響による非定常力係数を加算したものである。

翼枚数$Z=12$枚（平均半径位置での節弦比$R/c=0.83$）における実験と理論計算値を，図6－4～6－6に比較して示した。この場合には，隣接する翼の影響は，円柱後流の影響から翼列の1ピッチを円柱が動くに要する時間，すなわち$t/T=1/6$だけ前後して顕著に現れる。すでに述べたように，ここに示した理論計算値は翼列に働く非定常力の近似であるが，前節の図6－1～6－3において実験と理論計算値の不一致を指摘した場合を除き，良い一致を示す。理論計算に考慮した以外の影響，例えば後流の変形とずれ，円柱の厚みとそれによる円柱と翼の押しのけ効果，そして翼の迎え角とそり線の影響は，隣接する翼によって誘起される速度にも含まれている。したがって，これらの影響が大きい場合，すなわち$u_b/U=0.15$と$l/d=2.5$の$u_b/U=1.2$の場合には，実験と理論計算値の差は増大する。

図6－7～6－9は$Z=24$枚（$R/c=0.41$）の実験と理論計算値を比較した図である。この場合には，隣接する翼の影響は，円柱後流の影響より$t/T=1/12$前後して顕著に現れる。図より明らかなように，このような定常翼性能が大きく異なる小さい節弦比の場合も，$u_b/U=0.15$と$l/d=2.5$の$u_b/U=1.2$の場合を除き，隣接する翼の影響による非定常力を加えた計算結果は，実験値と良い一致を示す。また前節の図6－1～6－3において実験と理論計算値の不一致を指摘した部分を比較してみると，翼の後縁付近の流れの変化に起因すると考察した部分，例えば$u_b/U=1.2$においてΔC_Lが最大値を示した後の両者の差は小さくなっている。定常流れ中にある翼列について良く知られているように，翼列のピッチが密になると，流入角が変化しても流出角はほとんど変化しない[34]。同様に円柱後流が翼列に流入しても，翼の後流は円柱後流の位置する方向にほとんど移動せず，また後縁付近の流れ状態もほとんど変化しないと考えられる。そこで上記のように実験と理論計算値の差が減少したものと思われる。

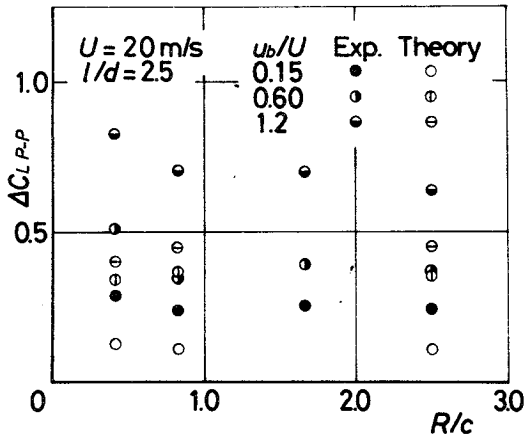


図６－１０　　理論計算と実験による ΔC_{LP-P} の比較

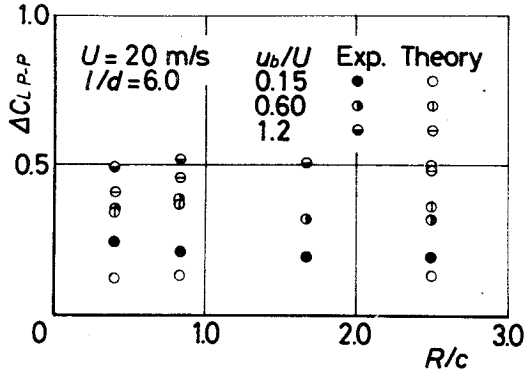


図６－１１　　理論計算と実験による ΔC_{LP-P} の比較

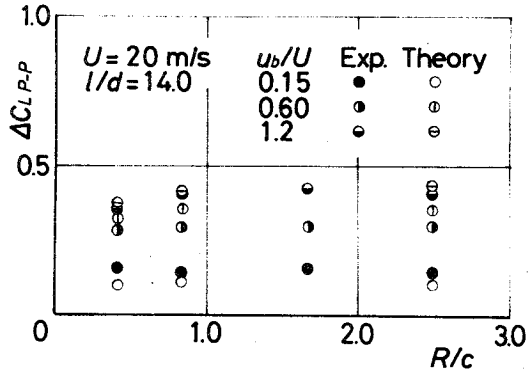


図６－１２　　理論計算と実験による ΔC_{LP-P} の比較

図6－10～6－12にl/d ＝ 2.5， 6.0， 14.0 におけるΔC_{LP-P}（$=\Delta C_{Lmax}-\Delta C_{Lmin}$）の実験と理論計算値の$R/c$ による変化を比較して示す。すでに上記したように，$l/d=2.5$の$u_b/U=1.2$の場合には円柱の厚みの影響による円柱と翼の押しのけ効果が大きく，すべてのR/c に対し実験と理論計算値は良い一致を示さない。しかし，この押しのけ効果が小さい$l/d=6.0$，14.0（図6－11，6－12）においては，$u_b/U=0.60$，1.2に対する両者の値は，すべてのR/c において良い一致を示す。一方，$u_b/U=0.15$においては，円柱後流の直接的な影響による非定常力が小さいために，後流の変形とずれ，そして円柱後流と翼の後流の干渉による非定常力が相対的に大きくなる。このため実験と理論計算によるΔC_{LP-P}の相対的な差は，$u_b/U=0.60$，1.2のそれと比べて増加する。また，$l/d=2.5$ においては円柱後流が翼に達したとき，翼腹面に押しつけられたように変形することによる影響のために，両者の差はすべてのR/c において，さらに増加する。

以上のように，後流軸と翼弦のなす角度が大きい場合，すなわち後流の速度欠損による変動速度の翼弦に垂直な方向成分の影響が支配的な場合には，翼列に働く非定常力の理論予測は精度良く行えるものと思われる。しかし，後流軸と翼弦のなす角度が小さい場合，すなわち速度欠損による変動速度の翼弦方向成分の影響が大きい場合には，後流の直接的な影響による非定常力が小さいために，後流の変形とずれ，そして後流と翼の後流の干渉によるそれが相対的に大きくなる。このため翼列に働く非定常力の理論予測は良い結果が得られず，特に過小評価となるだけに注意を要すると思われる。

また，円柱と翼列が近接して置かれている場合には，後流軸と翼弦のなす角の大小により原因は異なるものの，理論計算に考慮した以外の影響が大きく，実験と理論計算値は定性的には一致するが，定量的には不一致となる。

6・4　まとめ

以上，本章では第5章において円柱後流，円柱の厚み，および隣接する翼の

影響に分けて算出し，これらの和として求めた非定常力の理論計算値と第2章で示した実験値の定量的な比較により，理論予測の実験的検証を行った。種々の円柱速度u_b，円柱と翼の距離l，翼列のピッチRの場合について比較・検討し，各々の場合における理論予測の精度と問題点，理論計算と実験値の相違の原因を考察した。

得られた結果をまとめると次のようになる。

(1) 全般的に円柱後流，円柱の厚み，および隣接する翼の影響による非定常力の和として求めた理論計算値は，実験値の変化を良く表し，定性的・定量的にも良い一致を示す。

(2) 後流軸と翼弦のなす角の大小にかかわらず，そり線と迎え角の影響による非定常力を考慮することにより，実験値に近くなる。

(3) 後流軸と翼弦のなす角が小さい場合には，非定常力の理論予測は過小評価となる。

(4) 翼面上を通過するときの後流の変形（後流幅が背面側で狭く，腹面側で広くなる）現象は，翼に働く非定常力を負とするように作用し，Lefcort[15]の理論予測は定性的には正しいと思われる。

(5) 翼面上を通過するとき，後流の位置が背面側では下流側に，腹面側では上流側にずれる（後流のずれ）現象は，翼に働く非定常力を負とするように作用する。

(6) 翼の後流と円柱後流の干渉により非定常力は変化し，円柱後流が背面側にあれば負，腹面側にあれば正となる。

(7) 翼列のピッチが密になると，翼の後流と円柱後流の干渉による非定常力は弱くなる。

ところで，理論計算と実験値の不一致の原因としては，現象が三次元的であるに対し，理論計算で二次元的に取り扱ったことにもあると思われるが，主原因は上記のように翼面付近における円柱後流の変形・ずれ，および翼の後流と

円柱後流の干渉にあると考えられる。これらの現象が翼に働く非定常力に及ぼす影響については，本章の結果より定性的には示しえた。しかし，この問題については過去に二，三の報告があるものの，まだ十分に研究されておらず定量的には不明確な点が多い。

いま一つの不一致の原因である円柱の厚みの影響による円柱と翼の押しのけ効果については，円柱のようなbluff な物体が近接している場合に，特に問題となる現象であり，実際の軸流送風機のように動翼と静翼の関係においては，それほど大きな影響を及ぼしているとは思われない。

第７章　総括および結論

本論文は，軸流送風機をはじめとする軸流ターボ機械内の翼に働く非定常力の主原因の１つである上流翼列から発生する後流の影響を論じたものである。

後流による非定常力の発生機構を明らかにするために，円柱後流が通過する静翼列に働く非定常力と翼まわりの流れについて，実験と理論の両面から総合的かつ詳細に考察した。また理論予測の実験的検証により，その精度と問題点を明らかにした。

得られた内容をまとめると次のようになる。

第２章では，主流に対して垂直に旋回する円柱列の下流に置かれた静翼列に働く非定常力の時間的変化を実験的に求めた。そして円柱後流軸と翼弦のなす角，円柱と翼の距離，および翼列のピッチが非定常力に与える影響を明らかにし，翼に働く力の面より後流による非定常力の発生原因・状態を分類・考察した。その結果，後流が通過する翼列に働く非定常力の発生状態は，後流軸と翼弦のなす角が小さい場合と大きい場合のグループに分けられることが明らかにできた。前者は後流の速度欠損による変動速度の翼弦方向成分の影響が大きい場合，後者は翼弦に垂直な方向成分の影響が支配的な場合である。また翼列に働く非定常力は，隣接する翼に働く非定常力によって影響されるだけではなく，翼列としての定常翼性能，翼まわりの流れ状態により変わることも明らかにした。

第３章では，従来，例のない後流が通過する翼間通路内の三次元非定常速度分布の測定を行い，円柱後流の翼間通路内における挙動および流れに与える影響を明らかにした。そして翼に働く非定常力の測定結果と比較・検討し，後流による非定常力の発生機構を翼まわりの流れの面から初めて考察した。その結果，翼の存在による円柱後流の変形・ずれ，そして翼の後流と円柱後流の干渉

現象の存在を実証することができた。また，後流が通過する翼列に働く非定常力には，後流の直接的な影響だけではなく，これらの現象が少なからぬ影響を与えていることも明らかとなった。

第4章では，正弦波状ガストが通過する迎え角を持つそり翼に働く非定常力の解析を，任意形状ガストに適用できる形に拡張して示した。線形システムの応答関数にあたる非定常力関数を導入し，翼に働く非定常力をコンボリューション積分により簡便に求めることができる方法も示した。また，この計算方法の実際例への適用として，円柱後流，円柱の厚み（円柱の排除効果）の影響による非定常力の算出方法を示すとともに，単独翼理論から翼列に働く非定常力を近似計算する方法として，隣接する翼の影響による非定常力の算出方法を示した。

第5章では，前章で定義した非定常力関数の計算結果を示すとともに，これらの値を用いて算出される非定常力を他の理論計算結果と比較し，計算方法の妥当性と結果の精度を確認した。そして，第2章の実験パラメータに対応させて円柱後流，円柱の厚みおよび隣接する翼の影響による非定常力の計算結果を示し，理論計算（理想実験）の面より非定常力の発生原因・構成を明らかにした。

第6章では，前章で示した各影響による非定常力の和として求めた理論計算値と第2章で示した実験値の比較により，理論予測の精度と問題点，実験と理論計算値の相違の原因を考察した。その結果，円柱後流の影響による非定常力には翼のそり線と迎え角の影響を考慮し，また円柱の厚みおよび隣接する翼の影響による非定常力をも加えた理論計算値は，全般的には実験値と定性的，定量的にも良く一致した。しかし，第2章で示した円柱後流の速度欠損による変動速度の翼弦方向成分の影響が大きい範囲，すなわち後流軸と翼弦のなす角が小さい場合には両者の差が大きく，非定常力の理論予測は過小評価となる。また本研究の結果から実験と理論計算値の相違の原因が，翼面上における円柱後流の変形・ずれ，および翼の後流と円柱後流の干渉現象などによることを明ら

かにするとともに，これらの現象による非定常力を定性的には示しえた。

参　考　文　献

(1) Von Kármán, Th. and Sears, W.R., "Airfoil Theory for Non-Uniform Motion", J. Aeron. Sci., 5-10(1938-8), 379.

(2) Sears, W.R., "Some Aspects of Non-Stationary Airfoil Theory and Its Practical Application", J. Aeron. Sci., 8-3(1941-1), 104.

(3) Kemp, N.H. and Sears, W.R., "Aerodynamic Interference Between Moving Blade Rows", J. Aeron. Sci., 20-9(1953-9), 585.

(4) Kemp, N.H. and Sears. W.R., "The Unsteady Forces Due to Viscous Wakes in Turbomachines", J. Aeron. Sci., 22-7(1955-7), 477.

(5) Meyer, R.X., "Interference Due to Viscous Wakes Between Stationary and Rotating Blades in Turbomachines", Ph.D. Thesis, Johns Hopkins University, 1955.

(6) Horlock, J.H., "Fluctuating Lift Forces on Aerofoils Moving Through Transverse and Chordwise Gusts", Trans. ASME, Ser. D, 90-4(1968-12), 494.

(7) Naumann, H. and Yeh, H., "Lift and Pressure Fluctuations of a Cambered Airfoil Under Periodic Gusts and Applications in Turbomachinery", Trans. ASME, Ser. A, 95-1(1973-1), 1.

(8) Ohashi, H., "Analysis of Oscillating Flow Through Cascades", Internal Note of Marshall Space Flight Center NASA, IN-P & VE-P-66-19(1966).

(9) 村田暹・ほか2名，「平板翼列の非定常流れ（第1報，正弦波状ガスト変動流れ）」，日本機械学会論文集，42－353（昭51－1），161.

(10) 西山哲男・小林正，「周期変動流れにある亜音速翼列の非定常応答（第1報，単独翼列）」，日本機械学会論文集，41－345(昭50－5)，1457.

(11) 西山哲男・小林正，「周期変動流れにある亜音速翼列の非定常応答（第2報，静・動翼列）」，日本機械学会論文集，41－348(昭50－8)，2356.

(12) 辻本良信・ほか3名，「翼列の非定常力に及ぼす粘性の影響」，日本機械学会論文集，44－383(昭53－7)，2281.

(13) Whitehead, D.S., "Force and Moment Coeffcients for Vibrating Aerofoils in Cascade", Rep. & Mem., Aeron. Res. Council, 3254(1960-2).

(14) 村田暹・ほか2名，「平板翼列の非定常流れ（第2報，正弦波状ガスト変動流れ：位相差のある場合）」，日本機械学会論文集，43－365（昭52－1），167.

(15) Lefcort, M.D., "Wake Induced Unsteady Blade Forces in Turbo-machines", ScD Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1963

(16) 安達勤・ほか3名，「軸流送風機内の翼列干渉に関する一実験」，日本機械学会論文集，39－327（昭48－11），3357.

(17) 石井泰，「実時間で動作する統計的信号処理装置」，計測と制御，8－11（昭44－11），734.

(18) Lee, Y.W.（宮川・今井訳），「不規則信号論」，（昭49），326，東京大学出版会.

(19) Lakshminarayana, B. and Poncet, A., "A Method of Measuring Three-Dimensional Rotating Wakes Behind Turbomachinery Rotors", Trans. ASME, Ser. I, 96-2(1974-6), 87.

(20) Gorton, C.A. and Lakshminarayana, B., "A Method of Measuring the Three-Dimensional Mean Flow and Turbulence Quantities Inside a Rotating Turbo-machinary Passage", Trans. ASME, Ser. A, 98-2(1976-4), 137.

(21) Raj, R. and Lakshminarayana, B., "Three Dimensional Characteristics of Turbulent Wakes Behind Rotors of Axial Flow Turbomachinery", Trans. ASME, Ser. A, 98-2(1976-4), 218.

(22) Wisler, D.C. and Mossey, P.W., "Gas Velocity Measurements Within a Compressor Rotor Passage Using the Laser Doppler Velocimeter", Trans. ASME, Ser. A, 95-2(1973-4), 91.

(23) Dunker, R., Schodl, R. und Weyer, H., "Fortschritte in der Turbomaschinenforschung durch ein neues optisches Meßverfahren für Strömungsvektoren", Z. Flugwiss, 24-1(1976-1). 17.

(24) Hirsch, Ch. and Kool, P., "Measurement of the Three-Dimensional Flow Field Behind an Axial Compressor Stage", Trans. ASME, Ser. A, 99-2(1977-4), 168.

(25) Schmidt, D.P. and Okiishi, T.H., "Multistage Axial-Flow Turbomachine Wake Production, Transport, and Interaction", AIAA J., 15-8(1977-8), 1138.

(26) Wagner, J.H., et al., "Periodically Unsteady Flow in an Imbedded Stage of a Multistage, Axial-Flow Turbomachine", Trans. ASME, J. Engng. for Power, 101-1(1979-1), 42.

(27) Webster, C.A.G., "A Note on the Sensitivity to Yaw of a Hot-Wire Anemometer", J. Fluid Mech., 13-2(1962-6), 307.

(28) Hinze, J.O., "Turbulence", 2nd Edition(1975), 124, McGraw-Hill.

(29) 日野幹雄,「スペクトル解析」,(1977), 103, 朝倉書店.

(30) 安達勤・ほか2名,「気流中に置かれた円柱表面の熱伝達率に及ぼす音波の影響」,日本機械学会論文集(B編), 45-390(昭54-2), 241.

(31) Smith, L.H., Jr., "Wake Dispersion in Turbomachines", Trans. ASME, Ser. D, 88-3(1966-9), 688.

(32) Bisplinghoff, R.L., et al., "Aeroelasticity", (1955), Addison Wesley.

(33) Durand, E.F., "Aerodynamic Theory", Vol. II, (1963), Dover Publications, Inc..

(34) Schlichting, H., "Berechnung der reibungslosen inkompressiblen Strömung für ein vorgegebenes ebenes Schaufelgitter", VDI-Forsch.-h., 21-447(1955).

(35) Fung, Y.C., "An Introduction to the Theory of Aeroelasticity", (1955), Dover Publications, Inc..

本研究に関して既に発表した論文

(i) Adachi, T. und Murakami, Y., "Messung und Berechnung der Kraft auf einen Körper im Nachlauf eines sich bewegenden Zylinders", Zeitschrift für Flugwissenschaften, 21-10(1973-10), 359.

(ii) 安達勤・村上芳則,「運動する円柱の下流に置かれた翼にはたらく変動力」, 日本機械学会論文集, 41－351(昭50－11), 3145.

(iii) Adachi, T. and Murakami, Y., "Study on the Unsteady Force on a Blade due to a Moving Cylinder in an Airstream", Bulletin of the JSME, 19-133(1976-7), 769.

(iv) 安達勤・村上芳則,「翼列を通過する後流の速度分布とそれによる非定常力の研究」, 日本機械学会論文集, 44－388(昭53－12), 4157.

(v) Adachi, T. and Murakami, Y., "Three-Dimensional Velocity Distribution between Stator Blades and Unsteady Force on a Blade due to Passing Wakes", Bulletin of the JSME, 22-170(1979-8), 1074.

(vi) 村上芳則・廣瀬達三・安達勤,「後流が通過する翼間の速度分布とそれによる非定常力の研究(後流と翼弦のなす角が小さい場合)」, ターボ機械協会誌, 8－2(昭55－2), 3.

(vii) 村上芳則・廣瀬達三・安達勤,「運動円柱の下流におかれた翼列にはたらく非定常力(第1報, 理論計算)」, 日本航空宇宙学会誌, 28－322(昭55－11), 546.

(viii) 村上芳則・廣瀬達三・安達勤,「運動円柱の下流におかれた翼列にはたらく非定常力(第2報, 実験値との比較)」, 日本航空宇宙学会誌, 28－323(昭55－12), 615.

(IX) 村上芳則・廣瀬達三・安達勤・加藤裕司，「後流が通過する翼の非定常力に関する研究（翼弦方向速度欠損の影響が大きい場合）」，日本機械学会論文集（B編），47－413（昭56－1），1.

(X) Murakami, Y., Hirose, T., Adachi, T. and Kato, H., "Unsteady Force on a Cambered Blade Passing Through an Oblique Wake", Bulletin of the JSME, 24-195(1981-9), 掲載予定.

謝　　辞

本研究は大阪大学基礎工学部機械工学教室で行ったものである。

長期にわたる研究期間中，終始暖かい激励と適確な御助言を頂いた廣瀬達三大阪大学教授，ならびに今市憲作大阪大学教授に深く感謝致します。さらに終始変らぬ懇切な御指導を賜わった安達勤筑波大学教授に慎んで感謝の意を表します。

また貴重な御研究の時間を割いて本論文を懇切丁寧に御検討下さり，数々の有益・貴重な御助言を頂きました角谷典彦大阪大学教授，福岡秀和大阪大学教授，ならびに村田暹大阪大学教授に心から感謝致します。

実験およびデータ整理については，指熊裕史氏，加藤裕司氏ら当時学部学生であった諸氏，ならびに山口文雄大阪大学技官の精力的な協力に負う所が大きかったことを記し，感謝の意を表す。

最後に，常日頃より暖かい激励と御助言を頂いた辻本良信大阪大学助手，ならびに山本晶万大阪大学技官の御厚情に感謝致します。

なお，本研究は昭和52，54年度文部省科学研究費の補助を受けたことを付記して謝意を表する。