

UDC 533.6.071.4:  
533.6.011.3

# 航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

## TR-263

多孔壁風洞における亜音速二次元風洞壁干渉  
効果の研究と、航空宇宙技術研究所 2m×2m  
遷音速風洞へのその適用

海老原正夫

1972年1月

航空宇宙技術研究所  
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

- TR-245 ヘリコプタ高度・速度線図および臨界決定点の解析的推定法  
An Analytical Method to Predict Height-Velocity Diagram Critical Decision Point of Rotorcraft 1971年 8 月 古茂田真幸
- TR-246 梁の大変形問題の解析について  
On Analysis of Large Deformation Problems of Beam 1971年11月 泉 日出夫
- TR-247 任意物体のまわりの自由流線理論  
On the Theory of Free Streamlines Past an Arbitrary Shape 1971年 9 月 高 橋 倅
- TR-248 亜音速流中における二次元翼上の圧力分布の粘性効果を考慮に入れた計算法のプログラム  
A Description of the Ideas Underlying a Computer Programme for Predicting the Aerofoil Pressure Distributions in Subcritical Viscous Flows 1971年11月 海老原正夫, 石田 洋治  
小此木時雄
- TR-249 一般化 Newton-Raphson 法の計算機容量問題に対する改良最適化アルゴリズム  
Modified Optimization Algorithm for Computer Storage Problems in Generalized Newton-Raphson Method 1971年10月 志 甫 徹
- TR-250 はりの大変形解析  
Large Deflection of Cantilever Beams 1971年10月 多田保夫, 日下和夫
- TR-251 対称スピン衛星のニュートン運動による慣性力の場とそのニュートンダンパへの応用  
Inertial Force Field Due to Nutational Motion of Spinning Axi-Symmetric Satellite and Its Application to Nutation Damper 1971年11月 村上 力, 狼 嘉彰
- TR-252T A Study of Subsonic Two-Dimensional Wall-Interference Effects in a Perforated Wind Tunnel with Particular Reference to the NAL 2m×2m Transonic Wind Tunnel Inapplicability of the Conventional Boundary Condition 1972年 1 月 Masao EBIHARA
- TR-253 圧縮性流れにおける翼型抗力の計算  
A Calculation of Profile Drag of Airfoils in Compressible Flow 1971年11月 石田 洋治
- TR-254 翼と不連続境界との干渉について  
Interference Between Wing and Surface of Velocity Discontinuity 1971年11月 犬丸矩夫
- TR-255 地球の重力の作用下にある人工衛星の運動に関する研究  
The Study on the Motion of an Artificial Satellite in the Earth's Gravitational Field 1971年12月 武内澄夫, 松島弘一
- TR-256 リジッドヘリコプタロータのホバリングにおける縦揺れ減衰モーメントについて  
On the Aerodynamic Damping Moment in Pitch of a Rigid Helicopter Rotor in Hovering 1971年11月 高沢金吾
- TR-257 周期的な軸力を受ける結合柱の安定  
The Dynamic Stability of a Connected Rod under Periodic Longitudinal Force 1972年 1 月 佐野政明

# 多孔壁風洞における亜音速二次元風洞壁干渉 効果の研究と、航空宇宙技術研究所 2m×2m 遷音速風洞へのその適用\*

海老原正夫\*\*

## A Study of Subsonic, Two-Dimensional Wall-Interference Effects In a Perforated Wind Tunnel with Particular Reference to the NAL 2m×2m Transonic Wind Tunnel - Inapplicability of the Conventional Boundary Condition

By Masao EBIHARA\*\*

An analysis is carried out on the subsonic, two-dimensional wall-interference effects in a perforated wind tunnel based on the conventional theoretical model. An attempt is then made to find the value of the porosity parameter for the 20%-open-area-ratio test section of the NAL 2m×2m transonic wind tunnel by combining the results of the analysis with pressure distribution data on several aerofoil models obtained using this test section.

It is found that no meaningful results can be achieved by this procedure for the value of the porosity parameter. The cause of the failure is ascribed to the inappropriateness of the boundary condition in the theoretical model employed. An alternative form of the boundary condition is suggested based on experimental observations of flow in the proximity of perforated boundaries.

### 1. 緒 言

一般に、風洞試験によって得られた空気力学上のデータは多少とも風洞壁干渉の影響を受けているものと考えられ、風洞試験結果から自由大気中の状態に対応する値を推定する場合には、この壁干渉効果を或る精度で評価することが必要となる。

考察の対象を二次元翼上の圧力分布に限るとき、自由大気中の状態については、亜臨界 (subcritical) の場合に比較的よい精度でこれを計算せしめるような理論が既に存在する<sup>1),2)</sup>。これらの理論によれば、流体の圧縮性の影響は勿論のこと、粘性の影響も、翼上の境界層の排除効果の分だけ形状の変化した翼が非粘性

流の中に置かれたものとして考慮される。この排除効果は通常の場合、少なくとも圧縮性効果の second-order の分と同等以上の大きさをもつことが知られている。一方、航空宇宙技術研究所 2m×2m 遷音速風洞において従来用いられてきた 20% 開孔比の測定部における風洞壁干渉効果は、この境界層排除効果よりも殆んど一桁程度以上に大きいものであることが見出された。このことから、二次元翼上の圧力分布に対する風洞壁干渉効果を、少なくとも境界層排除効果評価法がもつ精度と同程度の精度において評価することの必要性が認識される。

perforated wall や slotted wall をもつ所謂 ventilated test section における風洞壁干渉の計算法の原理は、線形理論の範囲内では既に確立されていて、具体的な壁干渉公式の算出も数多くなされてきている。風

\* 昭和46年11月29日受付

\*\* 空気力学第二部

胴壁干渉の問題を一般的に取扱ったものとして、例えば Garner, Rogers, Acum & Maskell<sup>3)</sup> や Goethert<sup>4)</sup> の報告があるが、これらの報告の後に現われた研究結果をも含めて、現存する風胴壁干渉計算法の理論の一つの要約リストを表 I に与えておいた。これらの計算法は、文献 8 及び 9 の場合を除いて、全て、風胴中の物体を一つの特異点(又は線)で表現しているので、どのような特異点(線)を用いたか、又問題を解くのにどのような数学的手法を用いたかを、表中に簡単に註釈しておいた。表 I の(1)は perforated wall の場合、(2)は slotted wall の場合、(3)は前二者を組合せた slotted and/or perforated wall の場合をそれぞれ示す。

perforated wall (以下多孔壁と書く)の風胴において計測された二次元翼上の圧力分布に対する壁干渉効果を求めるためにこれら既存の理論を利用しようとする

るとき、二つの問題が生ずる。一つは既存の理論の精度に関するものであって、端的に云えば、二次元翼を吹出しや渦といった単一の特異点で置換えることの是非の問題である。力とかモーメントのような全体量について干渉効果を考える場合はこのような置換えも妥当性を持つかもしれないが、圧力分布のような局所量に対する干渉効果の場合は翼の幾何学的拡がりを考慮する必要があるものと予想される。そこで、圧力分布に対する干渉効果を求めるには、Woods<sup>8),9)</sup> や de Jager & van de Vooren<sup>10)</sup> が行なったように、翼を特異点の分布で表現することが考えられる。

第二の問題は、多孔壁風胴における干渉効果を計算するときに必要な一つの定数の値をどのように求めるかということである。多孔壁風胴における干渉効果は、従来の立場から云えば、多孔壁を、その内外の圧

表 I. 従来の風胴壁干渉計算法の分類  
(1) Perforated-wall の場合

干渉の種類 測定部形状	阻 塞 効 果	揚 力 効 果
二 次 元	(3)* ** WADC TR 52-9, 1952 (5) NACA TM 1429, 1957 (8) Proc. Roy. Soc. A. Vol. 233, 1955 薄翼理論 perforated wall の長さは有限でも可 プリナム圧は可変 tangent-gas method による	(5) NACA TM 1429, 1957  (9) Proc. Roy. Soc. A. Vol 242, 1957 左に同じ
矩 形 断 面 四 壁 と も perforated walls		(17), (18) NASA TR R-285, 1968 NASA TN D-5635, 1970 馬蹄形渦による フーリエ変換による近似的取扱 (15) Aeron. Quart. Vol. XIX, Pt. 4, 1968 vortex doublet を用いる dynamic relaxation method による

\* ( ) 内の数字は本報告の末尾にある文献のリストにおける番号を示す。

\*\* この文献の内容は、文献 (3) に引用されているものである。筆者が直接原文献を参照したものではない。

力差とそれを通しての流れの速さとが比例するような性質をもった一様な境界と見做して計算されるが、この速さと圧力差との間の比例定数 (porosity parameter と呼ばれる。以下  $P$  で表わす) は風洞固有の値であって、これを理論的に求める方法は未だ存在しない。従ってこれは個々の風洞について何らかの実験的な方法によって求めなければならない。

本報告で取扱うのは上記の二つの問題である。即ち、

- (1) 二次元翼上の圧力分布に適用して十分の精度をもつような多孔壁風洞壁干渉計算公式を求め
  - (2) 航空宇宙技術研究所 2 m×2 m 遷音速風洞の 20%開孔比測定部に固有な  $P$  の値を定める。
- 第一の問題を第3節で、第二の問題を第4節で取扱うが、多孔壁に関する境界条件はこれらの解析の根底をなすものであるから、まずそれに対する吟味を次の第2節で行なう。

表 I. 従来の風洞壁干渉計算法の分類  
(2) Slotted-wall の場合

干渉の種類 測定部形状	阻 塞 効 果	揚 力 効 果
二 次 元		(10) NASA TR R-25, 1959 上下方向任意の位置にある vortex
円形断面	(6) NACA RM L53E07b, 1953 球に対するもの	(6) NACA RM L53E07b, 1953 流れ方向に沿う vortex pair (無限下流における馬蹄形渦に相当) 無限下流における断面内での二次元的 取扱いによる
矩 形 断 面	(6) NACA RM L53E07b, 1953 球に対するもの	(6) NACA RM L53E07b, 1953 流れ方向に沿う vortex pair (10) NASA TR R-25, 1959 馬蹄形渦 二次元的取扱いによる結果を、閉鎖型 及び開放型の間として補間した近似 的なもの (11) NASA TR R-241, 1966 line doublet の系を用いる 二重フーリエ変換による
	側壁閉鎖の場合	
	四壁とも slotted の場合	(6) NACA RM L53E07b, 1953 流れ方向の vortex pair
上下壁閉鎖の 場合		(12) NASA TR R-344, 1970 line doublet の系を用いる 二重フーリエ変換による

表 I. 従来の風洞壁干渉計算法の分類  
(3) Slotted- and/or Perforated-wall の場合

干渉の種類		阻 塞 効 果	揚 力 効 果
測定部形状			
二 次 元		(7) NACA TN 3176, 1954 円に対するもの	
円 形 断 面		(7) NACA TN 3176, 1954 球に対するもの フーリエ変換による	(7) NACA TN 3176, 1954 vortex doublet を用いる フーリエ変換による
矩 形 断 面	側壁閉鎖の場合		(13) A.R.C. R & M 3322, 1963 vortex doublet を用いる (14) A.R.C. R & M 3395, 1965 分布した vortex doublet を用いる フーリエ変換による
	四壁とも ventilated-wall の場合		(16) A.R.C. R & M 3567, 1969 vortex doublet を用いる 電気相似法による

記 号

$c$ : 翼弦長  
 $c_1, c_2, c_3$ : 翼型の幾何学的形状により決まる定数,  
 式 (3.35) 参照  
 $H$ : 風洞測定部の高さ  
 $K$ : 境界条件における比例定数, (3.2) 参照  
 $M_\infty$ : 一様流マッハ数  
 $M_W$ : 翼型の前縁まわりの面積モーメント, 式 (3.45b) 参照  
 $P$ : porosity parameter,  $K$  の逆数  
 $q$ : 吹出し (source) の強さ  
 $S_W$ : 翼型の断面積, 式 (3.45a) 参照  
 $t$ : 無次元化された流れ方向の座標,  $=x_0/c$   
 $u$ : 擾乱速度の流れ方向成分  
 $U_\infty$ : 一様流速度  
 $v$ : 擾乱速度の流れ方向に垂直な成分  
 $w$ : 複素ポテンシャル  
 $x, x_0$ : 流れ方向 (風洞中心線に沿う方向) の座標

$y$ : 流れ方向に垂直な方向の座標  
 $y_c$ : 翼型のキャンバ分布  
 $y_t$ : 翼型の厚み分布  
 $\alpha$ : 翼型の迎角  
 $\beta$ : Prandtl-Glauert 係数,  $=\sqrt{1-M_\infty^2}$   
 $\gamma$ : 渦 (vortex) の強さ  
 $\delta$ : 式 (2.13) 参照  
 $\epsilon_S$ : solid blockage 係数  
 $\xi$ : 無次元化された流れ方向の座標,  $=x/c$   
 $\xi_0$ : 式 (3.25a) 参照  
 $\xi_1, \xi_2$ : 式 (3.13) 参照  
 $\kappa$ : 式 (3.14) 参照  
 $\lambda$ : 翼弦長  $c$  と風洞測定部高さ  $H$  との比  
 $\tau$ :  $=\pi\lambda(\xi-t)$   
 $\varphi$ : 擾乱速度ポテンシャル  
 添 字  
 $\infty$ : 一様流に関する量を表わす  
 $0$ : 自由大気における状態での量を表わす  
 $1$ : 干渉効果に関する量を表わす

## 2. 多孔壁における境界条件

### 2.1 境界条件の理論モデル

Maeder & Thommen<sup>20)</sup>によれば, perforated wall の近傍の流れは次の三つに分類される:

(1) perforated wall の孔の大きさが小さくて, それを通過する流れは速度の小さい粘性流と考えられるとき。このような壁は 'porous wall' と呼ぶ方が適当である。

(2) 孔の大きさが, 壁面に沿う境界層の厚さに比べては尚十分小さいが, 孔を通過する流れにおける粘性に基く圧力損失が無視し得る程大きいものであるとき。この場合, 個々の孔から生ずる擾乱は, 壁から或る距離だけ離れた境界層の内部の点で既に平均化されてしまっており, 境界層の外部に対しては, 或る様な性質を持つ壁からの擾乱と見做すことができる。

(3) 孔の直径が境界層の厚さに比べて大きいとき。このときは, 個々の孔から生ずる擾乱は別々に扱わなければならない。

現存する大多数の多孔壁風洞では, その測定部壁は上記の分類(2)に該当するものとなっている。これに対応する境界条件は多くの人々によって考察されたが, 早期のものとして Brescia<sup>6)</sup> の取扱いを挙げることができる。

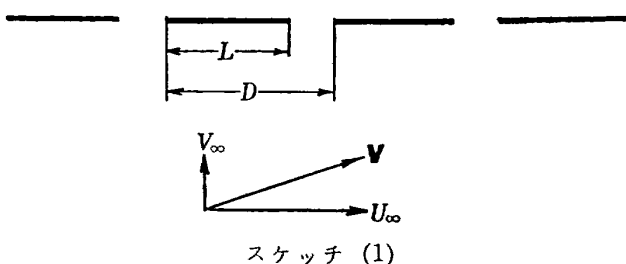
二次元の場合, 多孔壁は, 残りの次元の方向に無限に広がったスロットの列(或はスラットの列)に帰着する。Brescia は, スラットの厚みを無視してこれを平板の列と見做し, それが  $(U_\infty, V_\infty)$  で与えられる一様流の中にあるとき無限上方及び無限下方に誘起する流れ方向の擾乱速度  $u_\infty$  を計算して次の結果を得た。

$$u_\infty = \pm K_0 V_\infty \quad (2.1)$$

ただし

$$K_0 = \tan\left(\frac{\pi}{2} \frac{L}{D}\right) \quad (2.2)$$

で, スケッチ(1)に示したように,  $L$  はスラットの長さ,  $D$  は一つのスラットの前縁から次のスラットの前縁までの距離である。(2.1) で右辺の複号は, 無限



上方のとき +, 無限下方のとき -, をそれぞれとるものとする。 $L$  と  $D$  との比を一定に保ちながら両者を零に近づけた極限として, Brescia は次の境界条件を与えた。

$$\pm u = K_0 v \quad (2.3)$$

これは (2.1) における  $u_\infty, V_\infty$  をそれぞれ壁の所における局所的な量  $u, v$  で置換えたものであるが, 上記極限操作の結果として, この置換えの妥当性が主張できる。

多孔壁風洞では, 通常, プリナムの静圧と風洞内の一様流静圧とが等しいものと見做される。この条件を取入れるため Brescia は, 上記のモデルに open-jet boundary のまわりの流れを重ね合せ, その結果, 吹出し (強さ  $Q$ ) と渦 (強さ  $\Gamma$ ) との組合せ  $A = Q + i\Gamma$  で翼を表現した場合に, それに対する多孔壁の影響は,  $r\bar{A}$  なる強さをもつ鏡像によって表現される事を示した。ここに  $\bar{A}$  は  $A$  の共軛複素数で,  $r$  は次式で与えられる。

$$r = \frac{2K_0 + i}{2K_0 - i} \quad (2.4)$$

一方 Maeder<sup>21), 22)</sup> は, スケッチ(1)に示したようなスロットの列のまわりの流れ場を, スロット部分における主流方向の擾乱速度成分が一様で, 且つ各スラットの後縁で Kutta の条件が成立すると仮定して計算し, 境界 (スロットの列) から十分離れた所の垂直方向速度成分とスロットにおける主流方向擾乱速度成分との間に (2.1) の関係が成立することを示した。

以上のことから, 風洞内の気流については, 多孔壁に関する平均的な境界条件として

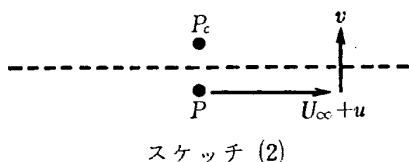
$$u + Kv = 0 \quad (2.5)$$

を採用することができる。係数  $K$  の値は, Brescia 及び Maeder の計算では (2.2) のように壁の開孔比  $\sigma$ :

$$\sigma = 1 - L/D \quad (2.6)$$

によって一意に定まる。しかしながら, 多孔壁風洞の壁干渉効果の計算においては, 境界条件として (2.5) を採用するが, 係数は個々の風洞について開孔比のみならず, 他の種々の要因を含めてこれを実験的に定めるようにするというのが一般の立場である。この立場からすれば (2.5) は次のように説明される:

二次元多孔壁の影響を壁から或る距離だけ離れた所で考えるとき, それは壁の位置にある無限小の翼弦をもった二次元翼の列による影響と等価なものとして見做し得る。翼の上下での圧力差  $\Delta C_p$  は翼の迎角  $\alpha = v/(U_\infty + u) \doteq v/U_\infty$  に比例するから



スケッチ (2)

$$\Delta C_p = \frac{p - p_c}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2} = 2K \frac{v}{U_\infty} \quad (2.7)$$

と書ける。ここに  $p_c$  はプリナムの静圧であり、 $2K$  は比例定数である。

一方、微小擾乱理論によれば、圧力  $p$  は流れ方向の速度増分  $u$  と

$$\frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2} = -2 \frac{u}{U_\infty} \quad (2.8)$$

なる関係にある。

ここで、プリナムの静圧  $p_c$  と風胴内の一様流静圧  $p_\infty$  とが等しいという仮定

$$p_c = p_\infty \quad (2.9)$$

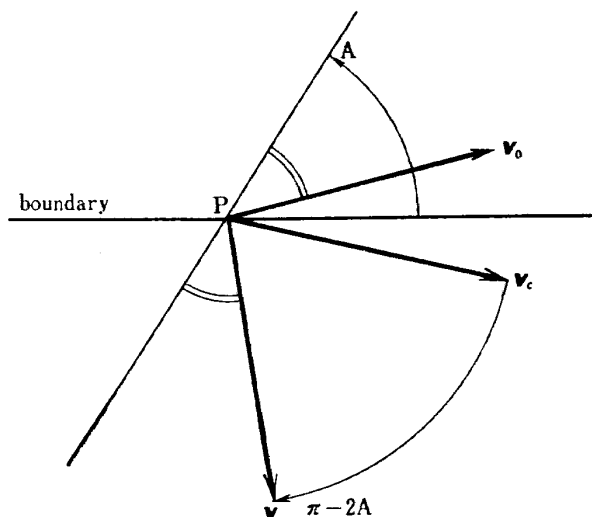
を設けると、(2.7) 及び (2.8) から (2.5) が得られる。この場合の  $K$  は (2.7) における単なる比例定数であるから、以上の説明の範囲内ではその数値は具体的に定まらない。そこで、この数値は、個々の風胴について (2.5) が壁干渉特性をよく表現するように何らかの実験的な方法によって定められるべきであるとする。これが多孔壁風胴の壁干渉効果計算法における一般の立場であり、本報告の主要な目的の一つは、航空宇宙技術研究所 2m×2m 遷音速風胴の 20% 開孔比測定部についてこの  $K$  の値を求めようとするものである。

後の便宜のため、ここで (2.5) の境界条件が物体の風胴壁に関する適当な鏡像を考えることによって満足されることを示しておく。この性質は、例えば文献 4, 93頁に既に述べられている。

境界条件 (2.5) は、角度  $A$  を

$$A = \arctan(K) \quad (2.10)$$

で定義するとき、擾乱速度  $(u, v)$  の、 $(\cos A, \sin A)$  で与えられる方向の成分が壁に沿って零であることを意味する。今、風胴内にある物体を吹出しや渦などの特異点で表現したとし、この特異点の閉鎖型風胴壁 (closed-wall boundary) に関する鏡像を与えると、この鏡像によって壁上の一点  $P$  に誘起される速度  $v_c$  は、もとの特異点によって  $P$  に誘起される速度  $v_0$  と壁に関して対称である。簡単な幾何学的考察 (スケッチ(3)参照) から、 $v_c$  を反時計回りに  $2A - \pi$  だけ回



スケッチ (3)

転して得られた  $v$  と  $v_0$  との和は、 $(\cos A, \sin A)$  の方向に成分を持たないことが理解される。回転角  $2A - \pi$  は  $P$  の位置によらないから、多孔壁の影響は、まず物体の固体壁に関する鏡像を考え、次にそれを  $2A - \pi$  だけ回転することによって常に表現できることになる。

複素数表示では、角度  $\theta$  の回転は係数  $e^{i\theta}$  の乗算に対応するから、多孔壁における鏡像のポテンシャル  $w$  は、固体壁における鏡像のポテンシャル  $w_c$  に係数  $e^{i\delta}$  を乗じて得られる：

$$w = e^{i\delta} \cdot w_c \quad (2.11)$$

ただし

$$\delta = \pi - 2A. \quad (2.12)$$

$\delta$  が  $2A - \pi$  でなく、(2.12) のように与えられるのは、複素速度が  $u - iv$  で定義されるためである。

(2.10) 及び (2.12) から

$$e^{i\delta} = \frac{K+i}{K-i} \quad (2.13)$$

となるが、これを Brescia の得た係数  $r$  と比較すると、(2.4) における定数  $K_0$  に伴う係数 2 は (2.13) では現れない。(2.4) と (2.13) におけるこの違いの原因は明瞭でないが、前述のように  $K$  の理論値  $K_0$  は我々の立場では重要性を持たず、実際の計算で必要になるのは実験的に定められるべき  $\delta$  (又は  $r$ ) であるので、この喰違いの原因を更に追究することをしなかった。

## 2.2 多孔壁の近傍の流れに関する実験的事実

多孔壁に関する境界条件の理論モデルとして (2.5) を与えたが、現実には多孔壁の周辺で流れがどのようになっているかを次に調べてみる。



多孔壁の近傍における流れの実験的研究は多くの人々によって行われたが、ここでは Stokes その他<sup>23)</sup>, Maeder<sup>21), 22)</sup>, Chen & Mears<sup>24)</sup> による諸結果を検討する。

Stokes その他による実験<sup>23)</sup>は、2 インチ角、0.035 インチ厚さの多孔板を3 インチ角の超音速風洞の測定部壁に嵌め込んで行なわれた。孔の大きさは0.019 インチから0.039 インチまでの6種類で、それに対応して開孔比も14.8%から36.5%にまで変化している。多孔板の内外の圧力差  $\Delta p$  を、それを通しての垂直速度の平均値  $v_n$  に対しプロットした結果、一様流マッハ数  $M_\infty=1.3$  のとき  $\Delta p \propto v_n^{1.3}$  が得られた。これは  $\Delta p \propto v_n$  に近いから、単純に判断すれば、(2.5) の関係は実際の状態に対する良い近似であることがこれから結論できそうであるが、上記のように文献 23

の実験条件は、通常多孔壁風洞の測定部における状態から大きく隔たっているので、この実験結果をそのまま鵜呑みにする訳には行かない。例えば、多孔壁風洞測定部の孔の大きさは通常0.5 インチ前後であるから、孔の大きさに於て既に一桁以上の差があり、又、固体壁と多孔壁とでは、それに沿う境界層の発達の方に大きな違いがある<sup>20), 25)</sup>ので、文献 23 に用いられた多孔板の大きさでは、現実の風洞測定部を代表する流れの状態にはなっていないと思われるのである。

次に、文献 21 及び 22 では、4 インチ×8 インチの低速風洞において1 インチ幅の単一スロットと、4 インチ×5 インチの大きさの多孔板とに関する実験の結果が報告されている。図 1 はそのスロットに関するもの、又、図 2 は多孔板に関する結果の一例を再録したものである。図 1 は、境界条件 (2.5) が単一スロ

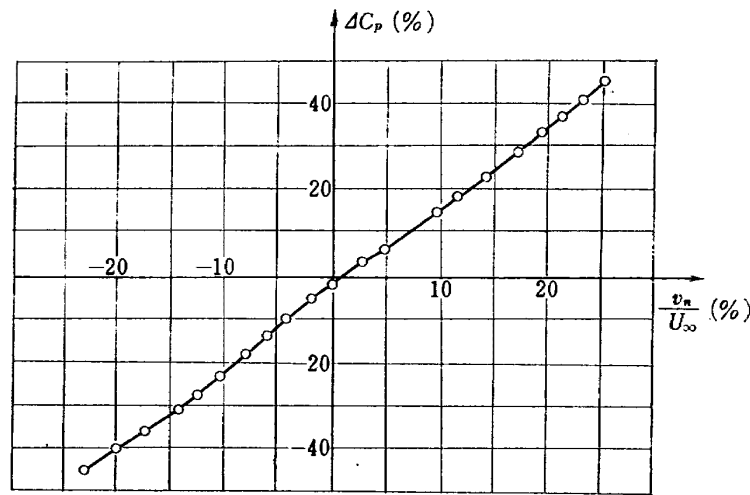


図 1 1 インチ transverse slot の特性 (文献 21 及び 22 より)

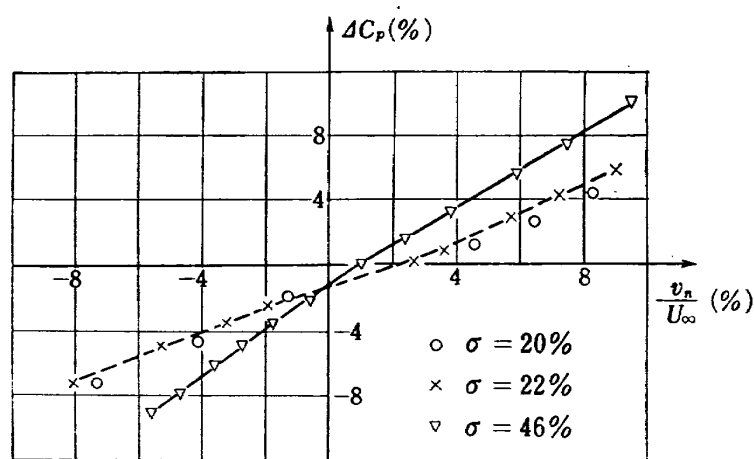


図 2 Perforated Sheets の特性 (文献 21 及び 22 より)

トの場合かなりよく成立することを示している。一方図2によれば、多孔板の場合  $\Delta C_p$  と  $v_n/U_\infty$  との関係は大体において線形であるが、そのグラフは原点よりも右へ偏っていて、その偏りの程度は開孔比  $\sigma$  が小さい程大きい。Maeder<sup>20), 21), 22)</sup> は、この偏りを多孔壁に沿う乱流混合 (turbulent mixing) に基くものであると解釈している。この乱流混合は、開孔比が小さい程偏りが大きいという実験事実を説明できないけれども、偏りを与える要因の一つではあろう。

以上述べた Stokes その他と Maeder との二つの実験は、いずれも tunnel-empty の条件で行われたものであるが、これに対して Chen & Mears<sup>24)</sup> は、風洞測定部内に翼模型を置いた状態で多孔壁特性を調べた。それは、22 インチ×32 インチの低速風洞において測定部の天井を 0.25 インチ直径の孔をもつ開孔比 22.5% の多孔板で置換え、Joukowski 翼の半割模型 (弦長 24 インチ、最大厚さ 4 インチ) を測定部床面に置いて (スケッチ (4) 参照)、多孔壁内外の圧力差  $\Delta p$  とそれを通る平均速度  $v_n$  とを測定したものである。その結果の一例を図3に示す。図2の場合と異なり、 $\Delta C_p$  と  $v_n/U_\infty$  との間に顕著な非線形性の存在することが見てとれる。この図2と図3との違いの原因は、図2が得られた場合の実験条件が詳かでないこともあって明瞭に指摘することができないが、一つには、Chen & Mears の実験における翼模型が大きすぎて (風洞の高さ実質 20 インチ、翼の最大厚み 4 インチ) それから生ずる擾乱が  $\Delta C_p$  と  $v_n/U_\infty$  との関係

における非線形性を強調したことが考えられる。又、文献 21 と 24 における二つの実験では、多孔壁に沿う境界層の厚さに相対的な多孔壁の幾何学的特性が互に大きく異なっているのかもしれない。

多孔壁の特性が壁に沿う境界層の様子に大きく影響されることは、例えば Lukasiewicz の報告<sup>26)</sup> に示されている。図4及び5は文献 26 から引用したもので、図4は、境界層の厚さを一定に保つようにした場合と、そのような努力をしなかった場合との  $\Delta C_p$  と

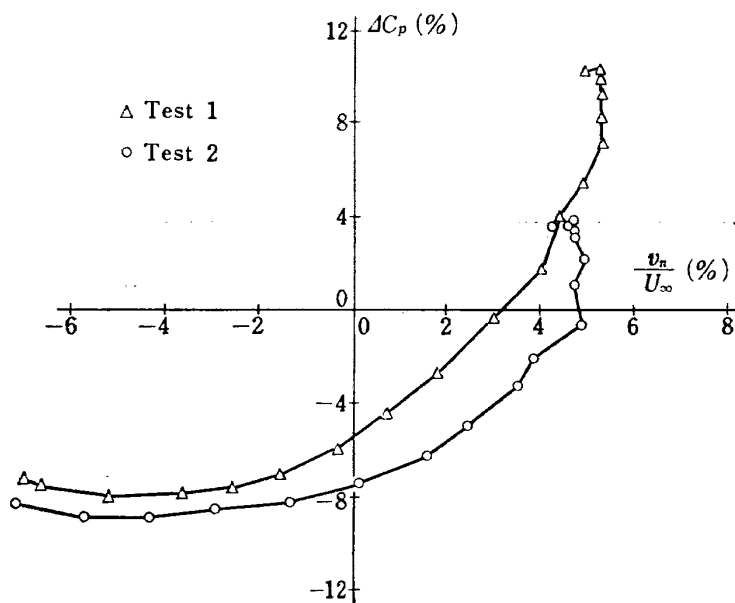
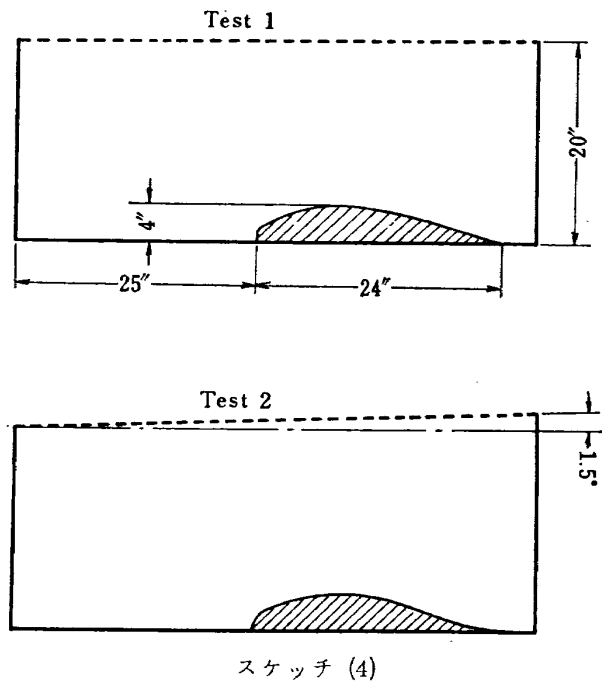


図3 模型を設定した状態での Perforated Sheet の特性 (文献 24 より)

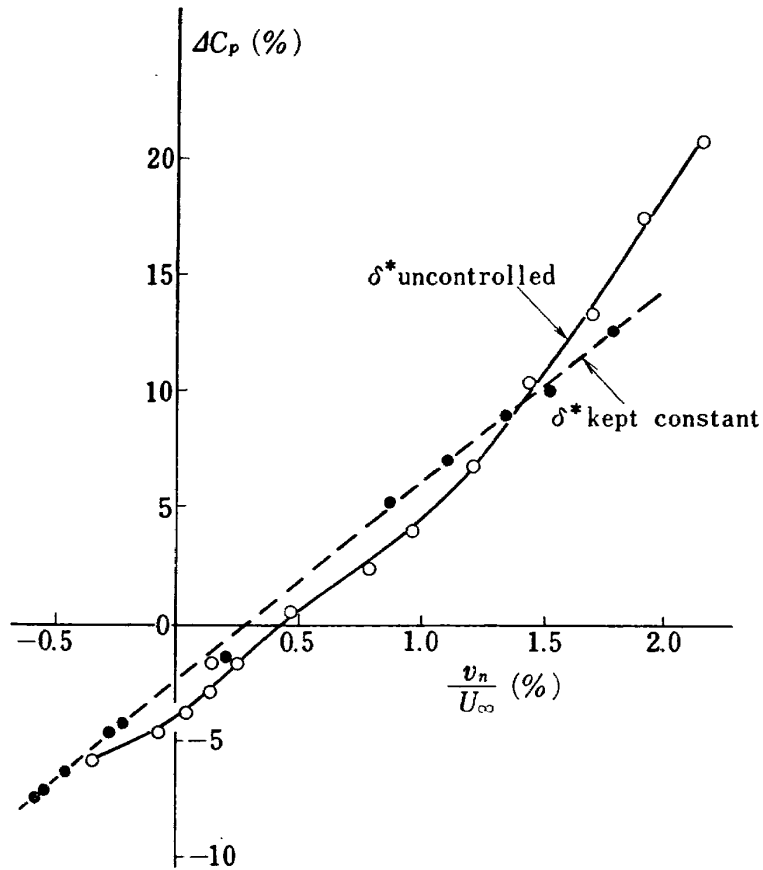


図4 境界層の厚さによる Perforated-wall の特性の違い (文献 26 より)

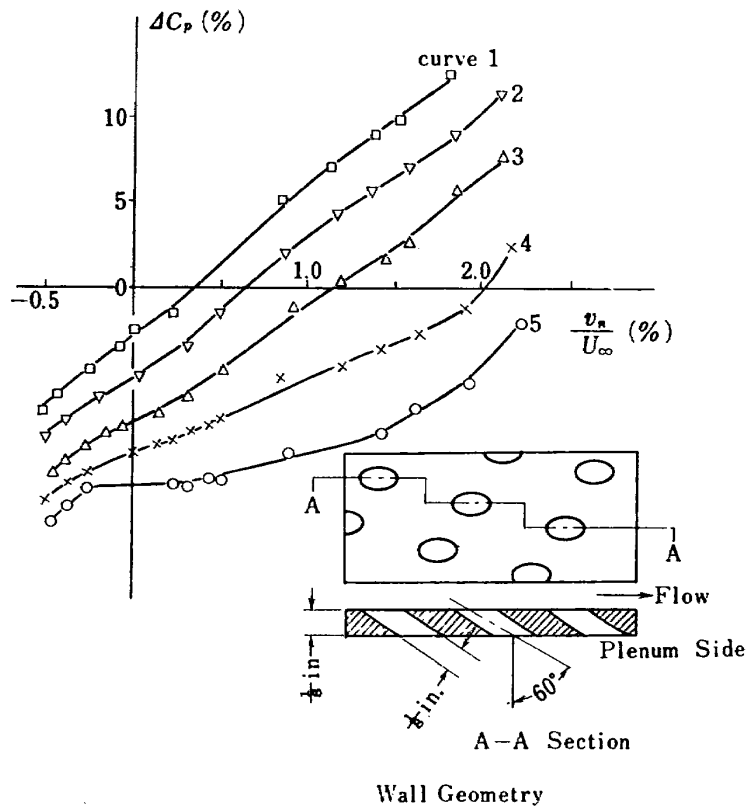


図5 境界層厚さと Perforated-wall 特性との関係 (文献 26 より)

曲線	$\delta^*$ (インチ)	$\delta^*/d$
1	0.0535	0.428
2	0.0680	0.544
3	0.0827	0.662
4	0.1245	0.995
5	0.2990	2.39

$v_n/U_\infty$  との関係を示したものである。図中、破線が前者の場合、実線が後者の場合、であって、破線上の各点で境界層排除厚は一定であるが、実線上の各点でそれは互に異なっているかもしれない。図5は、境界層厚さが変わると  $\Delta C_p \sim v_n/U_\infty$  の関係がどのように変わるかを示したもので、1から5までの各曲線は、上表のように異なった境界層厚さに対応しており、各曲線の上で境界層排除厚  $\delta^*$  は一定に保たれている。図5によれば、境界層排除厚が孔径  $d$  に比べ大きくなるにつれて、 $\Delta C_p$  と  $v_n/U_\infty$  との関係に非線形性が増してくる。図5の結果は、図中に示したように、孔の向きが壁面への法線から  $60^\circ$  傾いた場合のものであるが、孔の向きが壁面に垂直であるときも、定性的に同様な結果になると考えられる。

### 2.3 境界条件のまとめ

2.2 で紹介した実験資料を要約すると次のようになる。

(1) 図1に関する限り、スロットについては (2.5) の形が境界条件として成立し得る。

(2) 図2, 3 及び5によれば、二次元的な流れの状況においても多孔壁をスロットの列で置換えることは常に可能であるとは云い難い。

(3) 多孔壁特性 ( $\Delta C_p$  と  $v_n/U_\infty$  との関係に代表される) は、それに沿う境界層の厚さと、壁の厚さ、孔相互の間隔というような多孔壁の幾何学的特性との関係に大きく左右される。例えば、孔径が境界層厚さに比べ著しく小さいときは、特性は非線形性の顕著なものとなる。

(4) 多孔壁特性が線形の場合でも、それは必ずしも (2.5) によって表現されなくて、一般に  $\Delta C_p = 0$  (即ち  $u \sim 0$ ) のとき  $v > 0$  である傾向をもつ。即ち、多孔壁内外の圧力差が無くとも風洞測定部内からプリナムへの流れが存在する。Maeder によれば、これは多孔壁に沿う流れの乱流混合 (turbulent mixing) に基因するものである。

以上から、多孔壁に関する境界条件としては、 $\Delta C_p$  と  $v_n/U_\infty$  との関係における非線形性及び上記の「乱

流混合効果」を考慮したものであることが望ましい。この二つのうち、非線形性は壁干渉効果の理論的取扱いを極度に困難ならしめるので、実際上解析が不可能となろう。他方、「乱流混合効果」は、 $\Delta C_p$  と  $v_n/U_\infty$  との関係を線形にしたままで取扱うことができるから、これを考慮することは比較的容易であると思われる。

しかしながら、もし  $\Delta C_p$  と  $v_n/U_\infty$  の変動の範囲が小さければ、 $K$  の値を適当にとる限り、両者の間の関係を (2.5) のように表現しても大きな誤差を生じないものと期待される。現実の風洞試験において、模型の風洞に対する相対的な大きさを適当な範囲に抑えれば、 $\Delta C_p$  や  $v_n/U_\infty$  の変化を十分小さくすることができよう。この予想が妥当なものか否かについては、例えば (2.5) における  $K$  の値を多くの異なった実験結果からそれぞれ別個に求め、それを互に比較することにより検証することができよう。その際、干渉計算モデルの妥当性以外の要因が結論に影響を及ぼさないように注意する必要がある。従って干渉効果の計算精度が問題となる。次節において、二次元翼上の圧力分布に対する干渉効果を分析するのに十分な精度をもつと考えられる計算法を求めることにする。

## 3. 多孔壁風洞における亜音速二次元壁干渉の計算公式

### 3.1 予備的考察

風洞測定部内の座標系として、風洞中心軸に沿って下流の向きに  $x$  軸をとり、それに対して垂直上向きに  $y$  軸をとる。測定部の高さを  $H$  で表わす。

多孔壁風洞における壁干渉の問題は、擾乱ポテンシャルを  $\varphi$  とするとき、非圧縮流に対して次のように表現される：

基礎方程式

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0 \quad (3.1)$$

境界条件

$$y = H/2 \text{ で}$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} + K \frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0 \quad (3.2a)$$

$$y = -H/2 \text{ で}$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} - K \frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0 \quad (3.2b)$$

(3.2b) における  $K$  の前の符号が  $-$  であるのは、下側の風洞壁では風洞内からプリナムへ向う方向が軸の負の向きとなることによる。

自由大気中の擾乱ポテンシャルを  $\varphi_0$  とするとき、干渉ポテンシャル  $\varphi_1$  を  $\varphi$  と  $\varphi_0$  との差：

$$\varphi_1 = \varphi - \varphi_0$$

として定義することができる。 $\varphi_0$  は  $\varphi$  と同じくラプラスの方程式を満すから  $\varphi_1$  も同様となり、結局  $\varphi_1$  に対して

$$\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial y^2} = 0 \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial x} + K \frac{\partial \varphi_1}{\partial y} = - \left( \frac{\partial \varphi_0}{\partial x} + K \frac{\partial \varphi_0}{\partial y} \right) \quad \text{at } y = \frac{H}{2} \quad (3.4a)$$

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial x} - K \frac{\partial \varphi_1}{\partial y} = - \left( \frac{\partial \varphi_0}{\partial x} - K \frac{\partial \varphi_0}{\partial y} \right) \quad \text{at } y = -\frac{H}{2} \quad (3.4b)$$

が得られる。

前節で紹介した関係式 (2.11) を利用するため、ここで複素数表示  $z = x + iy$  を導入する。

点  $z = z_0 (= x_0 + iy_0)$  に位置する特異点 (吹出しや渦などの意味においてこう呼ぶことにする) に基く複素ポテンシャルを  $w_0$  とすると

$$\frac{dw_0}{dz} = \frac{a}{z - z_0} \quad (3.5)$$

と書ける。ここに  $a$  は特異点の強さを示す定数で、特異点が吹出しのときは実数、渦のときは虚数、である。(2.11) によれば、風洞測定部の上側の壁に関する  $w_0$  の鏡像  $w_{0U}$  は

$$\frac{dw_{0U}}{dz} = e^{i\delta} \frac{\bar{a}}{z - [x_0 + i(H - y_0)]} \quad (3.6)$$

で与えられ、又、下側の壁に関するそれは

$$\frac{dw_{0L}}{dz} = e^{-i\delta} \frac{\bar{a}}{z - [x_0 - i(H + y_0)]} \quad (3.7)$$

で与えられる。ここに  $\bar{a}$  は  $a$  の共軛数を示し、又、(3.7) において  $i\delta$  の前に  $-$  が付くのは、(3.2b) で  $K$  の前の符号が  $-$  であるのと同じ理由である。

$w_{0U}$  の鏡像、 $w_{0L}$  のそれ、…というように次々に鏡像を考えることによって、結局、干渉ポテンシャル  $w_1$  は次のように表現されることがわかる：

$$\begin{aligned} \frac{dw_1}{dz} = & \frac{\bar{a}e^{i\delta}}{z - [x_0 + i(H - y_0)]} + \frac{\bar{a}e^{-i\delta}}{z - [x_0 - i(H + y_0)]} \\ & + \frac{(\bar{a}e^{-i\delta})e^{i\delta}}{z - [x_0 + i(2H + y_0)]} + \frac{(\bar{a}e^{i\delta})e^{-i\delta}}{z - [x_0 - i(2H - y_0)]} \\ & + \frac{[(\bar{a}e^{i\delta})e^{-i\delta}]e^{i\delta}}{z - [x_0 + i(3H - y_0)]} + \frac{[(\bar{a}e^{-i\delta})e^{i\delta}]e^{-i\delta}}{z - [x_0 - i(3H + y_0)]} \\ & + \dots \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} = & \bar{a} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{e^{(2n-1)i\delta}}{z - \bar{z}_0 - (2n-1)iH} + \frac{e^{-(2n-1)i\delta}}{z - \bar{z}_0 + (2n-1)iH} \right] \\ & + a \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{e^{2ni\delta}}{z - z_0 - 2niH} + \frac{e^{-2ni\delta}}{z - z_0 + 2niH} \right] \quad (3.8) \end{aligned}$$

このようにして構成された複素ポテンシャル  $w_1$  の実数部  $\varphi_1$  は、当然ながら、(3.5) の実数部によって与えられる  $\varphi_0$  に対して (3.3) 及び (3.4) を満すことになる。

ここで、後の便宜のため、パラメタ  $\delta$  の変域を定めておく。まず (2.10) の定義から、角度  $A$  は閉鎖型 (closed-wall) 風洞及び開放型 (open-jet) 風洞の場合に、それぞれ  $\pi/2$  及び  $0$  となることがわかる：

$$A = \begin{cases} \pi/2 : \text{閉鎖型風洞 } (K \rightarrow \infty) \text{ の場合} \\ 0 : \text{開放型風洞 } (K = 0) \text{ の場合} \end{cases} \quad (3.9)$$

これに対応して、(2.12) の定義から、 $\delta$  のこれらの場合における値は、

$$\delta = \begin{cases} 0 : \text{閉鎖型風洞に対して} \\ \pi : \text{開放型風洞に対して} \end{cases} \quad (3.10)$$

となり、一般の多孔壁風洞は、閉鎖型 (開孔比  $0$  に相当) と開放型 (開孔比  $100\%$  に対応) との中間にあると考えられるから、結局  $\delta$  は  $0 \leq \delta \leq \pi$

なる範囲にあるものと考えられ、従ってこれに対する  $w_1$  の値を考えるだけで十分である。

さて

$$\begin{aligned} S_1 = & \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{e^{(2n-1)i\delta}}{z - \bar{z}_0 - (2n-1)iH} + \frac{e^{-(2n-1)i\delta}}{z - \bar{z}_0 + (2n-1)iH} \right] \\ = & 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(z - \bar{z}_0) \cos(2n-1)\delta - (2n-1)H \sin(2n-1)\delta}{(z - \bar{z}_0)^2 + [(2n-1)H]^2} \quad (3.11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} S_2 = & \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{e^{2ni\delta}}{z - z_0 - 2niH} + \frac{e^{-2ni\delta}}{z - z_0 + 2niH} \right] \\ = & 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(z - z_0) \cos 2n\delta - 2nH \sin 2n\delta}{(z - z_0)^2 + (2nH)^2} \quad (3.12) \end{aligned}$$

とおく。これらの級数は、函数論における Mittag-Leffler の定理を用いるか、或は、指数函数  $e^{cz}$  の区間  $(0, 2\pi)$  におけるフーリエ級数展開を解析接続することにより、次のように初等函数で表現されることがわかる。

即ち、

$$\xi_1 = \pi \frac{z - \bar{z}_0}{2H}, \quad \xi_2 = \pi \frac{z - z_0}{2H} \quad (3.13)$$

及び

$$\kappa = \delta / \pi \quad (3.14)$$

とおくと、 $0 < \delta < \pi$  に対しては

$$S_1(z, z_0) = -\frac{\pi}{2H} \frac{e^{(2\epsilon-1)\xi_1}}{\cosh(\xi_1)}, \quad (3.15 a)$$

$$S_2(z, z_0) = \frac{\pi}{2H} \left\{ \frac{e^{(2\epsilon-1)\xi_2}}{\sinh(\xi_2)} - \frac{1}{\xi_2} \right\} \quad (3.16 a)$$

となり,  $\delta=0$  に対しては

$$S_1(z, z_0) = \frac{\pi}{2H} \tanh(\xi_1), \quad (3.15 b)$$

$$S_2(z, z_0) = \frac{\pi}{2H} \left\{ \coth(\xi_2) - \frac{1}{\xi_2} \right\} \quad (3.16 b)$$

又,  $\delta=\pi$  に対しては

$$S_1(z, z_0) = -\frac{\pi}{2H} \tanh(\xi_1), \quad (3.15 c)$$

$$S_2(z, z_0) = \frac{\pi}{2H} \left\{ \coth(\xi_2) - \frac{1}{\xi_2} \right\} \quad (3.16 c)$$

となる。

$w_1$  は (3.8), (3.11) 及び (3.12) により

$$\frac{dw_1}{dz}(z, z_0) = \bar{a}S_1(z, z_0) + aS_2(z, z_0) \quad (3.17)$$

と書けるから, 以上により  $w_1$  の表現が得られたことになる。

### 3.2 風胴壁干渉計算公式

風胴壁干渉を厳密に取扱うとすれば, 例えば風胴内の翼模型をその contour 上に分布する渦で置換え, この渦系に (3.17) の表現を適用して壁干渉の場を計算することが考えられる。この方法は一般に大きな計算を伴うであろう。一方, 風胴内の模型近傍における壁干渉の様子は, 薄翼近似でも十分な精度をもって計算されることが期待できる。その理由を次に述べる。

壁干渉効果は, 風胴壁の位置で流れが風胴壁による拘束を受け, その影響が模型位置の流れに及んで生ずるものである。実際の翼模型を薄翼理論から計算される特異点の系で置換えたとき, この干渉効果がどの程度の影響を受けるかを考えてみよう。翼の弦長を  $c$ , 最大厚みを  $t$  とすると, 翼による擾乱速度において上記の置換えの結果生ずる相対誤差は, 風胴壁の位置で高々  $(c/H)^2(t/c)$  の程度である。(これは, 例えば  $c/H \sim 0.25$ ,  $t/c \sim 0.15$  とすると 1% 以下である)。風胴壁の所での誤差が, そこでの拘束の結果として翼模型附近の流れ場に伝達されるとき, その大きさは当然減衰されていると思われる。従って, 実際の翼模型を薄翼理論によって与えられるもので置換えたとき干渉効果に生ずる誤差の大きさは,  $(c/H)^2(t/c)$  よりも小さいものであろう。

以上の考察に基いて以下我々は, 二次元翼に対する風胴壁干渉効果を, 薄翼理論によって取扱うことにする。

座標の原点を翼の前縁が  $y$  軸の上に来るように選び, 翼は  $0 \leq x \leq c$ ,  $y=y_0$  にあるものと仮定する。

薄翼理論によれば, 一様流中の二次元翼によるポテンシャル  $w_0$  は

$$w_0(z; y_0) = \frac{U_\infty}{\pi} \int_0^c [q(x_0) + i\gamma(x_0)] \log(z - z_0) dx_0 \quad (3.18)$$

で与えられる。但し,  $U_\infty$  は一様流速度,  $q(x_0)$  及び  $\gamma(x_0)$  はそれぞれ翼上  $x=x_0$  に位置する吹出し及び渦の強さで,  $z_0=x_0+iy_0$  である。自由大気中の場合は  $q$  及び  $\gamma$  は次のように与えられる。

$$q = q_0(x_0) = \left( \frac{dy_t}{dx} \right)_{x=x_0} \quad (3.19)$$

及び

$$\gamma = \gamma_0(x_0) = \sqrt{\frac{c-x_0}{x_0}} \left\{ \alpha + \frac{1}{\pi} \int_0^c \sqrt{\frac{\xi}{c-\xi}} \times \left( \frac{dy_c}{dx} \right)_{x=\xi} d\xi \right\} \quad (3.20)$$

ここに  $\alpha$  は迎角,  $y_t$  は厚み分布,  $y_c$  はキャンバ, をそれぞれ表わす。

複素速度  $V_0 = u_0 - iv_0$  は (3.18) から

$$V_0(z; y_0) = \frac{U_\infty}{\pi} \int_0^c [q(x_0) + i\gamma(x_0)] \frac{dx_0}{z - z_0} \quad (3.21)$$

となり, これと (3.5) との比較から, 風胴中の複素干渉速度  $V_1 = u_1 - iv_1$  は (3.17) に基いて次のように与えられることになる。

$$V_1(z; y_0) = \frac{U_\infty}{\pi} \left\{ \int_0^c q(x_0) [S_1(z, z_0) + S_2(z, z_0)] dx_0 - i \int_0^c \gamma(x_0) [S_1(z, z_0) - S_2(z, z_0)] dx_0 \right\} \quad (3.22)$$

$S_1 + S_2$  及び  $S_1 - S_2$  の虚数部分は,  $y=y_0=0$  の場合を除いて一般に零でないから, 翼の厚みによる  $v_1$  の部分が現れる一方, 迎角及びキャンバによって  $u_1$  の一部分が生ずる。云い換えれば, 翼厚と揚力効果 (lift effects) との間及び迎角・キャンバと阻塞効果 (blockage effects) との間にクロス・カップリングが存在することになる。しかしながら, 風胴試験においては, 特別の事情がない限り, 翼は風胴中心軸に沿って設定されるので,  $y_0=0$  とおいてもそれ程一般性を失うことはない。又, 壁干渉効果を与えるとき問題にされるのは模型位置における干渉量であるから,  $y=y_0$  における干渉速度成分  $u_1$  及び  $v_1$  を求めるだけで十分である。

以上のような理由から, 考察を  $y=y_0=0$  の場合に限ると, このとき  $S_1$  及び  $S_2$  は実数となって上記のようなクロス・カップリングは生じない。

(3.21) 及び (3.22) において  $y=y_0=0$  とおくと,

$$\begin{aligned} \frac{V_0(x, 0)}{U_\infty} &= \gamma(x) \operatorname{sign}(y) + \frac{1}{\pi} \int_0^c \frac{q(x_0)}{x-x_0} dx_0 \\ &\quad - i \left\{ q(x) \operatorname{sign}(y) - \frac{1}{\pi} \int_0^c \frac{\gamma(x_0)}{x-x_0} dx_0 \right\} \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$\begin{aligned} \frac{V_1(x, 0)}{U_\infty} &= \frac{1}{H} \int_0^c q(x_0) \left[ \frac{e^{2(\kappa-1)\xi_0}}{\sinh(2\xi_0)} - \frac{1}{2\xi_0} \right] dx_0 \\ &\quad + \frac{i}{H} \int_0^c \gamma(x_0) \left[ \frac{e^{2\kappa\xi_0}}{\sinh(2\xi_0)} - \frac{1}{2\xi_0} \right] dx_0 \end{aligned} \quad (3.24)$$

を得る。ここで  $\operatorname{sign}(y)$  は、 $y \rightarrow 0$  としたとき、 $y$  を常に正に保った場合は  $+1$ 、 $y$  を常に負に保った場合は  $-1$  となるものであり、記号  $\int$  は Cauchy 積分を意味する。又、 $\xi_0$  は、

$$\xi_0 = \pi \frac{x-x_0}{2H} \quad (3.25 a)$$

で与えられる。

風洞内の擾乱速度  $V=u-iv$  は  $V_0$  と  $V_1$  との和で与えられるから

$$\begin{aligned} \frac{u}{U_\infty} &= \frac{u_0+u_1}{U_\infty} = \gamma(x) \operatorname{sign}(y) + \frac{1}{\pi} \int_0^c \frac{q(x_0)}{x-x_0} dx_0 \\ &\quad + \frac{1}{H} \int_0^c q(x_0) \left[ \frac{e^{2(\kappa-1)\xi_0}}{\sinh(2\xi_0)} - \frac{1}{2\xi_0} \right] dx_0, \\ \frac{v}{U_\infty} &= \frac{v_0+v_1}{U_\infty} = q(x) \operatorname{sign}(y) - \frac{1}{\pi} \int_0^c \frac{\gamma(x_0)}{x-x_0} dx_0 \\ &\quad - \frac{1}{H} \int_0^c \gamma(x_0) \left[ \frac{e^{2\kappa\xi_0}}{\sinh(2\xi_0)} - \frac{1}{2\xi_0} \right] dx_0 \end{aligned}$$

となり、

$$\xi = \frac{x}{c}, \quad t = \frac{x_0}{c} \quad \text{及び} \quad \lambda = \frac{c}{H} \quad (3.25 b)$$

とにおいて上式を書直せば

$$\begin{aligned} \frac{u}{U_\infty} &= \gamma(\xi) \operatorname{sign}(y) + \frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{q(t)}{\xi-t} dt \\ &\quad + \lambda \int_0^1 q(t) \left[ \frac{e^{(\kappa-1)\tau}}{\sinh \tau} - \frac{1}{\tau} \right] dt \end{aligned} \quad (3.26 a)$$

及び

$$\begin{aligned} \frac{v}{U_\infty} &= q(\xi) \operatorname{sign}(y) - \frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{\gamma(t)}{\xi-t} dt \\ &\quad - \lambda \int_0^1 \gamma(t) \left[ \frac{e^{\kappa\tau}}{\sinh \tau} - \frac{1}{\tau} \right] dt \end{aligned} \quad (3.26 b)$$

を得る。ただし

$$\tau = \pi\lambda(\xi-t).$$

翼に沿う境界条件は

$$\frac{v}{U_\infty} = \frac{dy_t}{dx} \operatorname{sign}(y) - \alpha + \frac{dy_c}{dx} \quad (3.27)$$

であるから (3.26 b) と (3.27) から、

$$q(\xi) = \left( \frac{dy_t}{dx} \right)_{x=c\xi} \quad (3.28)$$

$$-\frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{\gamma(t)}{\xi-t} dt - \lambda \int_0^1 \gamma(t) K(\xi, t) dt = -\alpha + \frac{dy_c}{dx} \quad (3.29)$$

となる。ただし  $K(\xi, t)$  は次式で与えられるものである:

$$\begin{aligned} K(\xi, t) &= \frac{e^{\kappa\pi\lambda(\xi-t)}}{\sinh[\pi\lambda(\xi-t)]} - \frac{1}{\pi\lambda(\xi-t)} \\ &= \kappa + \lambda \frac{\pi}{6} (3\kappa^2 - 1) (\xi-t) \\ &\quad + \lambda^2 \frac{\pi^2}{6} \kappa (\kappa^2 - 1) (\xi-t)^2 + \dots \end{aligned} \quad (3.30)$$

(3.28) によれば、吹出し分布  $q(\xi)$  は自由大気中におけるのと同じく、翼厚分布の傾斜で与えられる。一方、(3.29) は渦分布  $\gamma(t)$  に関する積分方程式であるが、左辺第二項の積分の存在が風洞壁の影響を示し、 $\gamma$  の分布は一般に自由大気中とは異なったものとなる。

通常、翼弦長と風洞の高さとの比  $\lambda=c/H$  は 1 に比べて小さいので、 $\gamma(t)$  を  $\lambda$  の冪級数に展開することができる:

$$\gamma(t) = \gamma_0(t) + \gamma_1(t) \cdot \lambda + \gamma_2(t) \cdot \lambda^2 + \dots \quad (3.31)$$

(3.30) と (3.31) を (3.29) に代入することにより、 $\gamma_0, \gamma_1, \gamma_2, \dots$  に対して次の方程式系を得る:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{\gamma_0(t)}{\xi-t} dt &= -\alpha + \frac{dy_c}{dx} \\ -\frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{\gamma_1(t)}{\xi-t} dt &= \kappa \int_0^1 \gamma_0(t) dt \\ -\frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{\gamma_2(t)}{\xi-t} dt &= \kappa \int_0^1 \gamma_1(t) dt \\ &\quad + \frac{\pi}{6} (3\kappa^2 - 1) \int_0^1 \gamma_0(t) (\xi-t) dt \\ -\frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{\gamma_3(t)}{\xi-t} dt &= \kappa \int_0^1 \gamma_2(t) dt \\ &\quad + \frac{\pi}{6} (3\kappa^2 - 1) \int_0^1 \gamma_1(t) (\xi-t) dt \\ &\quad + \frac{\pi^2}{6} \kappa (\kappa^2 - 1) \int_0^1 \gamma_0(t) (\xi-t)^2 dt \end{aligned}$$

など。

(3.32)

翼の後縁では Kutta の条件が成立しなければならないから、 $\gamma_0, \gamma_1, \dots$  は次の条件を満たさなければならない:

$$\gamma_n(1) = 0 \quad \text{for all } n=0, 1, 2, \dots \quad (3.33)$$

積分方程式

$$\frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{f(t)}{\xi-t} dt = F(\xi)$$

の一般解は、例えば、 $C$  を任意の定数として

$$f(t) = -\frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{1-t}{t}} \int_0^1 \sqrt{\frac{s}{1-s}} \frac{F(s)}{t-s} ds + \frac{C}{\sqrt{t(1-t)}}$$

与えられる<sup>27)</sup>から、 $\gamma_0, \gamma_1, \dots$ は (3.32), (3.33) から

$$\gamma_0(t) = \sqrt{\frac{1-t}{t}} \left\{ \alpha + \frac{1}{\pi} \int_0^1 \sqrt{\frac{s}{1-s}} \frac{\left(\frac{dy_c}{dx}\right)_{x=cs}}{t-s} ds \right\} \quad (3.34 a)$$

$$\gamma_1(t) = \sqrt{\frac{1-t}{t}} \pi \kappa \left( c_1 - \frac{\alpha}{2} \right) \quad (3.34 b)$$

$$\gamma_2(t) = \sqrt{\frac{1-t}{t}} \pi^2 \left\{ \frac{9\kappa^2+1}{48} \alpha - \frac{3\kappa^2+1}{12} c_1 - \frac{3\kappa^2-1}{6} c_2 - \frac{3\kappa^2-1}{6} \left( \frac{\alpha}{2} - c_1 \right) t \right\} \quad (3.34 c)$$

$$\gamma_3(t) = \sqrt{\frac{1-t}{t}} \pi^3 \kappa \left\{ \frac{3\kappa^2+1}{48} c_1 + \frac{\kappa^2+1}{12} c_2 + \frac{\kappa^2-1}{6} c_3 - \frac{5\kappa^2+1}{96} \alpha - \left( \frac{\kappa^2}{6} c_1 + \frac{\kappa^2-1}{3} c_2 - \frac{3\kappa^2-1}{24} \alpha \right) t - \frac{\kappa^2-1}{6} \left( c_1 - \frac{\alpha}{2} \right) t^2 \right\} \quad (3.34 d)$$

などのようにきまる。ここに  $c_1, c_2, c_3$  は

$$c_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \sqrt{\frac{s}{1-s}} \left(\frac{dy_c}{dx}\right)_{x=cs} ds \quad (3.35 a)$$

$$c_2 = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \sqrt{\frac{s}{1-s}} \left(s - \frac{1}{2}\right) \left(\frac{dy_c}{dx}\right)_{x=cs} ds \quad (3.35 b)$$

$$c_3 = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \sqrt{\frac{s}{1-s}} \left(s^2 - \frac{1}{2}s - \frac{1}{8}\right) \left(\frac{dy_c}{dx}\right)_{x=cs} ds \quad (3.35 c)$$

によって定義される。

さて

$$\lambda \int_0^1 \gamma(t) K(\xi, t) dt = g_0 + g_1 \frac{d}{d\xi} \xi(1-\xi) + g_2 \frac{d}{d\xi} \xi^2(1-\xi) + \dots \quad (3.37)$$

とおき、更に、

$$\Delta\alpha = -g_0, \quad (3.38)$$

$$\frac{d}{dx} (\Delta y_c)_{x=c\xi} = g_1 \frac{d}{d\xi} \xi(1-\xi) + g_2 \frac{d}{d\xi} \xi^2(1-\xi) + \dots \quad (3.39)$$

とおくと (3.29) は

$$-\frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{\gamma(t)}{\xi-t} dt = -(\alpha + \Delta\alpha) + \left[ \frac{d}{dx} (y_c + \Delta y_c) \right]_{x=c\xi} \quad (3.40)$$

と書ける。(3.29) において  $\lambda \rightarrow 0$  としたものは自由大気中の場合に対応するが、このときの (3.29) の形

と (3.40) とを比較すると、風洞中に置かれた翼は、恰も迎角  $\alpha + \Delta\alpha$ 、キャンバ分布  $y_c + \Delta y_c$  で自由大気中に置かれたように振舞うことがわかる。言い換えれば、 $\Delta\alpha$  及び  $\Delta y_c$  は、それぞれ迎角及びキャンバに対する風洞壁干渉効果を表現するものである。

(3.34) を (3.37) の左辺に代入することにより、

$$\Delta\alpha = \kappa \left( c_1 - \frac{\alpha}{2} \right) (\pi\lambda) + \left( \frac{9\kappa^2+1}{48} \alpha - \frac{3\kappa^2+1}{12} c_1 - \frac{3\kappa^2-1}{6} c_2 \right) (\pi\lambda)^2 + \kappa \left( \frac{2\kappa^2+1}{36} c_1 + \frac{\kappa^2+1}{12} c_2 + \frac{\kappa^2-1}{6} c_3 - \frac{7\kappa^2+2}{144} \alpha \right) (\pi\lambda)^3 + O(\lambda^4) \quad (3.41)$$

$$\frac{\Delta y_c}{c} = \left\{ \frac{3\kappa^2-1}{12} \left( c_1 - \frac{\alpha}{2} \right) (\pi\lambda)^2 + \kappa \left( \frac{4\kappa^2-1}{72} \alpha - \frac{5\kappa^2+1}{72} c_1 - \frac{\kappa^2-1}{6} c_2 \right) (\pi\lambda)^3 \right\} \xi(1-\xi) + \frac{\kappa(\kappa^2-1)}{18} \left( c_1 - \frac{\alpha}{2} \right) (\pi\lambda)^3 \xi^2(1-\xi) + O(\lambda^4) \quad (3.42)$$

となる。

以上、(3.29) から、揚力効果を表わす  $\Delta\alpha$  及び  $\Delta y_c$  が (3.41) 及び (3.42) のように導かれた。次に、 $u_1$  によって表現される所の阻塞効果 (blockage effects) を考える。blockage effects には wake blockage も含まれるが、我々の取扱いには wake は全然考慮されていないので、これを求めることはできない。翼面上の流れに大規模な剥離がなければ wake blockage は極めて小さいので、これを無視しても大きな誤差は生じない。他方、solid blockage は、(3.24) における  $V_1$  の表現から容易に得ることができて、それを solid blockage factor  $\epsilon_s$  ( $u_1$  と一様流速度  $U_\infty$  との比で定義される) で表わせば

$$\epsilon_s = \lambda \int_0^1 q(t) \left[ \frac{e^{(\kappa-1)t}}{\sinh(\tau)} - \frac{1}{\tau} \right] dt \quad (3.43)$$

となり、被積分函数の [ ] 内を  $\lambda$  の冪級数に展開することによって結局次のようになる：

$$\epsilon_s = \lambda \left\{ \left[ \frac{1}{4} \left( \kappa^2 - 2\kappa + \frac{2}{3} \right) (\pi\lambda) + \frac{\kappa}{6} (\kappa-1) (\kappa-2) (\pi\lambda)^2 \cdot \xi \right] \frac{S_W}{c^2} - \frac{\kappa}{6} (\kappa-1) (\kappa-2) (\pi\lambda)^2 \frac{M_W}{c^3} \right\} + O(\lambda^4) \quad (3.44)$$

ここに  $S_W$  及び  $M_W$  は次式によって定義され、

$$S_W = 2 \int_0^c y_c dx \quad (3.45 a)$$



$$M_W = 2 \int_0^c x \cdot y_t dx \quad (3.45 b)$$

それぞれ翼型断面積及び翼型の前縁まわりの面積モーメントを表わす。

(3.44) によれば,  $\lambda$  の3乗の項までに関する限り,  $\epsilon_s$  は  $x (=c\xi)$  に比例する部分をもつ。そこで  $\epsilon_s$  を分割して, 翼弦上のその平均値  $\bar{\epsilon}_s$  と, 流れ方向の圧力勾配に基く浮力効果を表わす  $c(d\epsilon_s/dx)$  とによって表わす:

$$\begin{aligned} \bar{\epsilon}_s &= \frac{1}{4\pi} \left( \kappa^2 - 2\kappa + \frac{2}{3} \right) \frac{S_W}{c^2} (\pi\lambda)^2 \\ &+ \frac{\kappa}{12\pi} (\kappa-1)(\kappa-2) \left( \frac{S_W}{c^2} - 2 \frac{M_W}{c^3} \right) (\pi\lambda)^3 \\ &+ O(\lambda^4) \end{aligned} \quad (3.46)$$

$$c \frac{d\epsilon_s}{dx} = \frac{\kappa}{6\pi} (\kappa-1)(\kappa-2) \frac{S_W}{c^2} (\pi\lambda)^3 + O(\lambda^4) \quad (3.47)$$

これらの表現は,  $M_W$  を含む項を除いて文献5に与えられた結果と一致する。 $M_W$  を含む項は, 翼の流れ方向の捻がりを考慮に入れることにより現れたもので文献5の取扱いではこれは当然出てこない。

揚力効果を与える (3.41), (3.42) 及び阻害効果を与える (3.46), (3.47) により, 風洞壁干渉効果計算公式を求める我々の試みは一応完了した。

### 3.3 従来の集中した特異点に基づく結果との比較

風洞壁干渉に対する従来の理論では, 翼の厚みの効果は翼の面積中心に位置する複吹出し (doublet) で, 翼の迎角及びキャンバの効果は翼の圧力中心に位置する渦 (vortex) でそれぞれ表現された。これら集中した特異点による干渉の場合は, (3.24) で

$$q(x_0) = \pi r_0^2 \delta'(x_0 - x_c) \quad (3.48 a)$$

$$\gamma(x_0) = (\Gamma/2U_\infty) \delta(x_0 - x_p) \quad (3.48 b)$$

とおくことによって容易に得られる。ただし,  $r_0$  は doublet によって表わされる円の半径,  $x_c$  は翼の面積中心,  $x_p$  は同じく圧力中心,  $\Gamma$  は翼のまわりの循環の大きさ,  $\delta(x)$  は Dirac のデルタ,  $\delta'(x)$  はその微分, である。

このようにして計算された干渉速度の成分の風洞中心軸上における値を  $u_1$  及び  $v_1$  で表現すると, それらは次のようになる。

$$\begin{aligned} u_1(x) &= -U_\infty r_0^2 \left\{ \frac{\partial}{\partial x_0} [S_1(x, x_0) + S_2(x, x_0)] \right\}_{x_0=x_c} \\ &= U_\infty \pi^2 \left( \frac{r_0}{H} \right)^2 \left\{ \frac{1}{\xi_c^2} + \kappa \frac{e^{(\kappa-1)\xi_c}}{\sinh(\xi_c)} - \frac{e^{\kappa\xi_c}}{\sinh^2(\xi_c)} \right\} \end{aligned} \quad (3.49 a)$$

$$\begin{aligned} v_1(x) &= \frac{\Gamma}{2\pi} [S_1(x, x_0) - S_2(x, x_0)]_{x_0=x_p} \\ &= \frac{\Gamma}{2H} \left[ \frac{1}{\xi_p} - \frac{e^{\kappa\xi_p}}{\sinh(\xi_p)} \right] \end{aligned} \quad (3.49 b)$$

ただし

$$\xi_c = \pi \frac{x-x_c}{H} \quad \text{及び} \quad \xi_p = \pi \frac{x-x_p}{H} \quad (3.50)$$

従来の立場では, 翼を一点における複吹出し又は渦で表現する近似と平行して, solid blockage  $\bar{\epsilon}_s$ , 圧力勾配効果  $du_1/dx$ , 迎角変化  $\Delta\alpha$  及び流線曲率効果  $d\bar{v}_1/dx$  を全て翼の50%弦長点  $x=x_m$  における  $u_1$  その他の値で代表させる。従って,  $(x_m-x_c)/H$  及び  $(x_m-x_p)/H$  の一次の項までとることにより次の表現が得られる:

$$\begin{aligned} \bar{\epsilon}_s &= \left( \frac{\bar{u}_1}{U_\infty} \right)_{x=x_m} \\ &= \pi^2 \left( \frac{r_0}{H} \right)^2 \left\{ \frac{1}{2} \left( \kappa^2 - 2\kappa + \frac{2}{3} \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\pi}{6} \kappa(\kappa-1)(\kappa-2) \frac{x_m-x_c}{H} \right\} \end{aligned} \quad (3.51 a)$$

$$\begin{aligned} \frac{c}{U_\infty} \left( \frac{d\bar{u}_1}{dx} \right)_{x=x_m} &= \pi^2 \left( \frac{c}{H} \right) \left( \frac{r_0}{H} \right)^2 \left\{ \frac{\pi}{3} \kappa(\kappa-1)(\kappa-2) \right. \\ &\quad \left. + \pi^2 \left( \frac{\kappa^4}{4} - \kappa^3 + \kappa^2 + \frac{2}{15} \right) \frac{x_m-x_c}{H} \right\} \end{aligned} \quad (3.51 b)$$

$$\begin{aligned} \Delta\alpha &= \left( \frac{\bar{v}_1}{U_\infty} \right)_{x=x_m} \\ &= -\frac{\Gamma}{2HU_\infty} \left\{ \kappa + \frac{\pi}{6} (3\kappa^2-1) \frac{x_m-x_p}{H} \right\} \end{aligned} \quad (3.52 a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta y_c/c}{\xi(1-\xi)} &= \frac{c}{2U_\infty} \left( \frac{d\bar{v}_1}{dx} \right)_{x=x_m} \\ &= -\frac{\pi\Gamma}{4U_\infty c} \left( \frac{c}{H} \right)^2 \left\{ \frac{3\kappa^2-1}{6} \right. \\ &\quad \left. + \pi \frac{\kappa(\kappa^2-1)}{3} \frac{x_m-x_p}{H} \right\} \end{aligned} \quad (3.52 b)$$

(3.51 a, b) と (3.46), (3.47) を比較すると,  $r_0$  及び  $x_m$  は,  $S_W$  及び  $M_W$  と次のように対応していることがわかる。

$$r_0^2 \sim \frac{S_W}{2\pi}, \quad \frac{x_m-x_c}{c} \sim 1 - 2 \frac{M_W}{S_W c} \quad (3.53)$$

又,

$$\begin{aligned} \Gamma &= 2U_\infty \int_0^c \gamma(x) dx \\ &= 2\pi U_\infty c \left\{ \left( \frac{\alpha}{2} - c_1 \right) - \frac{\kappa}{2} \left( \frac{\alpha}{2} - c_1 \right) (\pi\lambda) \right. \\ &\quad \left. + \left( \frac{3\kappa^2+1}{48} \alpha - \frac{\kappa^2+1}{16} c_1 - \frac{3\kappa^2-1}{12} c_2 \right) \right. \\ &\quad \left. \times (\pi\lambda)^2 + \dots \right\} \end{aligned} \quad (3.54)$$

であるから、(3.52 a) と (3.41) とを比べると、もし

$$\frac{x_m - x_p}{c} = \frac{\int_0^1 \left(\frac{1}{2} - t\right) \gamma_0(t) dt}{\int_0^1 \gamma_0(t) dt} \quad (3.55 a)$$

であるならば、 $(\pi\lambda)^2$  の項まで両者は一致することがわかる。一方、(3.52 b) と (3.42) とを比較すると、両者が  $(\pi\lambda)^3$  の項まで一致するためには、

$$\frac{x_m - x_p}{c} = \frac{\int_0^1 \left(\frac{1}{3} - t\right) \gamma_0(t) dt}{\int_0^1 \gamma_0(t) dt} \quad (3.55 b)$$

でなければならないことが結論される。

次の関係：

$$\Gamma = \frac{1}{2} U_\infty c C_L,$$

$$x_m - x_p = \frac{1}{4} c \left(1 + 4 \frac{C_m}{C_L}\right) \quad (3.56)$$

を用いて (3.52) を書直すと

$$\frac{\Delta\alpha}{C_L} = -\lambda \left[ \frac{\kappa}{4} + \pi \frac{3\kappa^2 - 1}{96} \left(1 + 4 \frac{C_m}{C_L}\right) \lambda \right] \quad (3.57)$$

$$\frac{1}{C_L} \frac{\Delta y_c / c}{\xi(1-\xi)} = -\lambda \left[ \frac{3\kappa^2 - 1}{48} (\pi\lambda) + \frac{\kappa(\kappa^2 - 1)}{96} \left(1 + 4 \frac{C_m}{C_L}\right) (\pi\lambda)^2 \right] \quad (3.58)$$

となる。 $C_L$  は揚力係数、 $C_m$  は 25% 弦長点まわりのモーメント係数である。

以上のような、一点に集中した特異点を用いる方法では、 $r_0$ 、 $\Gamma$  及び  $x_p$  の値は別個の情報源から与えられるものであって、通常、 $\Gamma$  及び  $x_p$  は測定された  $C_L$  及び  $C_m$  の値から (3.56) によって求められ、一方  $r_0$  は風洞測定部の断面形に応じて幾つかの異なった定義が提案されている (例えば文献 28)。これに反して、3.2 で述べた薄翼近似による方法は、それ自身閉じていて、他からパラメータの値を与えられるのでなければ壁干渉特性を計算することができないというものではない。

この両方法による結果の相違は、(3.41)、(3.42)、(3.46) 及び (3.47) を (3.51 a, b)、(3.57) 及び (3.58) と対比することによって理解される。(3.56) を用いて  $\Gamma$  及び  $x_p$  を  $C_L$ 、 $C_m$  で置換えた結果としてこの相違が若干曖昧になった事実は否めないが、従来の方が、我々の方法に比べて、原理上のみならず実際にも精度の劣るものであることは、例えば (3.55 a, b) から窺える。(3.55 b) の矛盾 ( $x_m/c=1/2$  で

あるから、右辺分子の被積分函数の中の定数  $1/3$  は (3.55 a) における如く  $1/2$  であるべきである) は、(3.52 b)、従って (3.58)、の精度が右辺第一項までであることを示している。(3.55 a) も、 $x_p$  を定義するのに  $r_0(t)$  でなく、 $r(t)$  をもってすべきである：

$$\frac{x_p}{c} = \int_0^1 t r(t) dt / \int_0^1 r(t) dt$$

ことを考えれば、これ又  $x_p$  に対する誤差を含むものと云えよう。

#### 4. 航空宇宙技術研究所 2 m×2 m 遷音速風洞への適用

##### 4.1 実験データについて

航空宇宙技術研究所 2 m×2 m 遷音速風洞の 20% 開孔比測定部について、風洞壁干渉の計算に必要なパラメータ  $K$  (境界条件 (3.2) 参照)、又は次式で定義される porosity parameter  $P$ ：

$$P = 1/K \quad (4.1)$$

の値を求める目的で解析を行なった。この目的のため、いろいろのマッハ数及び迎角において測定された二次元翼上の風圧分布を利用した。

2 m×2 m 遷音速風洞の 20% 開孔比測定部は、四壁とも厚さ 12 mm、開孔比約 20%、孔径 12 mm の多孔壁である (この風洞の詳細については文献 29 を参照されたい)。この測定部の側壁を荷造り用テープでシールし、その中に、それぞれ NACA 65<sub>2</sub>-215 及び NACA 64 A 214 の断面形をもつ弦長 350 mm、翼幅 2 m の二次元翼模型を二種類入れて、中央断面 (mid-span) における風圧分布を測定した。

その後、この 20% 開孔比測定部に改造が施され、四壁の外側にそれと同じ形状の開孔をもつ可動の金属板を重ねることにより、壁の開孔比を 0% から 20% まで連続的に変化させることが可能となった。この測定部の側壁の開孔比を 0% に設定し、70811 と呼ぶ厚み比約 10.5% の翼模型をこの中で試験して mid-span における風圧分布を測定した。図 6 に、この模型を取付けた状態の風洞測定部を示す。(70811 模型については文献 30 を参照されたい)

測定部内気流の二次元性を確かめるため、70811 模型において quarter-span 位置での風圧分布を同時に計測し、mid-span におけるそれと比較した。その結果の一例を図 7 に示す。流れの二次元性は良好と考えられる。

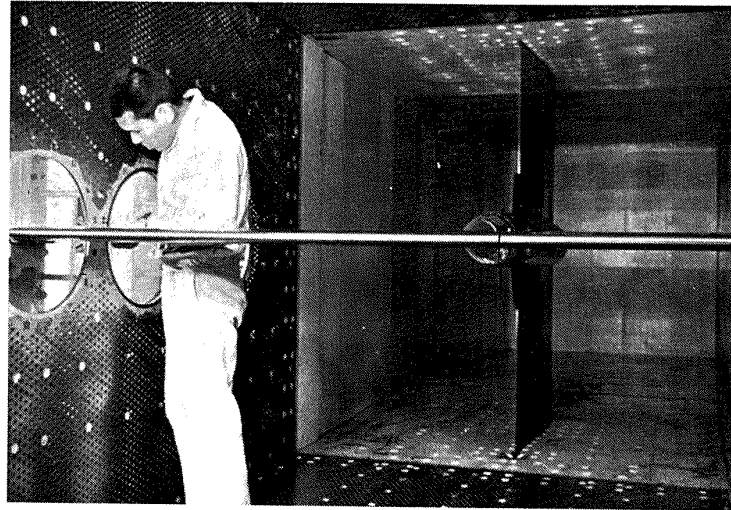


図 6 2m×2m 遷音速風洞測定部

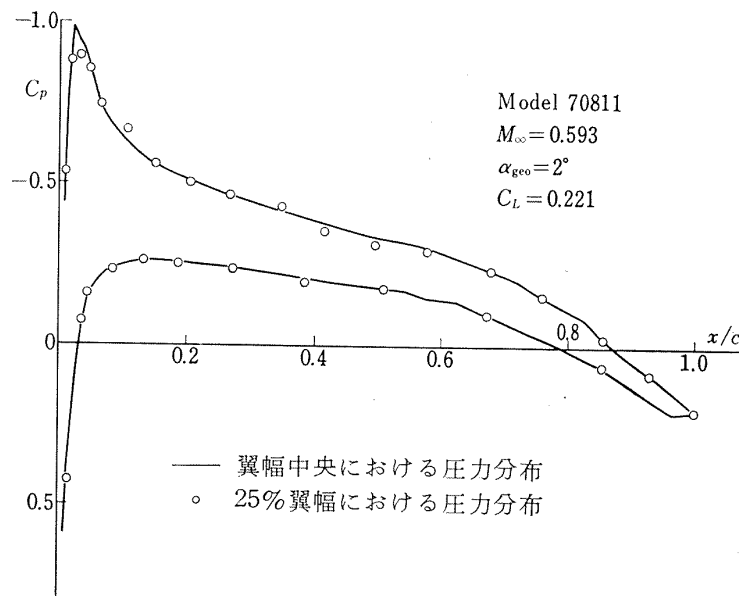


図 7 風洞内気流の二次元性

#### 4.2 解析の方法

前節における干渉計算公式は全てパラメタ  $\kappa$  を用いて表現されているが、(4.1) で定義される porosity parameter  $P$  と  $\kappa$  との関係は、(2.10)、(2.12) 及び (3.14) により、

$$P = \tan\left(\frac{\pi}{2}\kappa\right) \quad (4.2)$$

で与えられる。

前節における計算は、全て非圧縮性流れの仮定の下に行なわれたものであるが、云うまでもなく壁干渉効果は風洞内気流のマッハ数に依存し、又 porosity parameter  $P$  も同様であるから、何らかの方法で圧縮性効果の評価を組込む必要がある。3.2 の始めに行な

った議論を採用すれば、Prandtl-Glauert 法則はこの目的に十分適うものであることが主張できる。

圧縮流中における風洞壁干渉の問題は

$$\begin{cases} \beta^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0 \quad (\beta = \sqrt{1 - M_\infty^2}), & (4.3) \\ \frac{\partial \varphi}{\partial x} \pm K \frac{\partial \varphi}{\partial y} = -\left(\frac{\partial \varphi_0}{\partial x} \pm K \frac{\partial \varphi_0}{\partial y}\right) \\ \text{at } y = \pm \frac{H}{2}. & (4.4) \end{cases}$$

と表現され、Prandtl-Glauert 法則によれば、与えられた翼型に対し、自由大気中の擾乱ポテンシャル  $\varphi_0$  を介して決まる (4.3)、(4.4) の解  $\varphi(x, y; K, H)$  は、同じ翼が非圧縮流中にある場合の壁干渉問題の解

$\varphi_i(\xi, \eta; K_i, H_i)$  と次の関係によって結ばれる。

$$\varphi(x, y; K, H) = \frac{1}{\beta} \varphi_i(\xi, \eta; \beta K, \beta H) \Big|_{\substack{\xi=x \\ \eta=\beta y}} \quad (4.5)$$

この変換法則によれば、速度成分は次のように関係づけられる。

$$u(x, y) = \frac{1}{\beta} u_i(x, \beta y; \beta K, \beta H) \quad (4.6)$$

$$v(x, y) = v_i(x, \beta y; \beta K, \beta H) \quad (4.7)$$

ただし、添字  $i$  は非圧縮流中における値を示す。

$$\cot\left(\frac{\pi}{2} \kappa_i\right) = \beta K \quad (4.8)$$

によって  $\kappa_i$  を定義し、又、(4.5) から  $c/H = \lambda$  は  $c/(\beta H) = \lambda/\beta$  によって置換えられるべきことに注意すれば、(4.6) 及び (4.7) から、(3.41), (3.42), (3.46) 及び (3.47) に対応するものとして次の表現が導かれることがわかる：

$$\begin{aligned} \Delta\alpha = & \frac{\kappa_i}{\beta} \left(c_1 - \frac{\alpha}{2}\right) (\pi\lambda) + \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{9\kappa_i^2+1}{48} \alpha - \frac{3\kappa_i^2+1}{12} c_1 \right. \\ & \left. - \frac{3\kappa_i^2-1}{6} c_2\right) (\pi\lambda)^2 + \frac{\kappa_i}{\beta^3} \left(\frac{2\kappa_i^2+1}{36} c_1 + \frac{\kappa_i^2+1}{12} c_2 \right. \\ & \left. + \frac{\kappa_i^2-1}{6} c_3 - \frac{7\kappa_i^2+2}{144} \alpha\right) (\pi\lambda)^3 \\ & + \frac{1}{\beta^4} O(\lambda^4), \end{aligned} \quad (4.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta y_c}{c} = & \left\{ \frac{3\kappa_i^2-1}{12} \frac{1}{\beta^2} \left(c_1 - \frac{\alpha}{2}\right) (\pi\lambda)^2 \right. \\ & + \frac{1}{\beta^3} \kappa_i \left(\frac{4\kappa_i^2-1}{72} \alpha - \frac{5\kappa_i^2+1}{72} c_1 \right. \\ & \left. - \frac{\kappa_i^2-1}{6} c_2\right) (\pi\lambda)^3 \Big\} \xi (1-\xi) \\ & + \frac{1}{\beta^3} \frac{\kappa_i(\kappa_i^2-1)}{18} \left(c_1 - \frac{\alpha}{2}\right) (\pi\lambda)^3 \xi^2 (1-\xi) \\ & + \frac{1}{\beta^4} O(\lambda^4), \end{aligned} \quad (4.10)$$

$$\begin{aligned} \bar{\varepsilon}_s = & \frac{1}{\beta^3} \frac{1}{4\pi} \left(\kappa_i^2 - 2\kappa_i + \frac{2}{3}\right) \frac{S_W}{c^2} (\pi\lambda)^2 \\ & + \frac{1}{\beta^4} \frac{\kappa_i(\kappa_i-1)(\kappa_i-2)}{12\pi} \left(\frac{S_W}{c^2} \right. \\ & \left. - 2 \frac{M_W}{c^3}\right) (\pi\lambda)^3 + \frac{1}{\beta^5} O(\lambda^4), \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned} c \frac{d\varepsilon_s}{dx} = & \frac{1}{\beta^4} \frac{\kappa_i(\kappa_i-1)(\kappa_i-2)}{6\pi} \frac{S_W}{c^2} (\pi\lambda)^3 \\ & + \frac{1}{\beta^5} O(\lambda^4). \end{aligned} \quad (4.12)$$

ここに記号  $O(\lambda^4)$  は、高々  $\lambda^4$  の程度の項を意味する。

さて porosity parameter  $P$  に関する解析は次のようにして行われた。

一様流マッハ数  $M_\infty$  の或る値に対して  $P$  の値が既知であるとすれば、公式 (4.9)~(4.12) を用いてそのマッハ数における風洞壁干渉量を計算できる。逆に、或るマッハ数に対して干渉量が既知であるとすれば、上記と逆のプロセスにより  $P$  の値を求めることができよう。

干渉量は、風洞内における測定値と自由大気中の「真の値」との差であるから、この「真の値」を知ることができれば  $P$  の値を決定することができる。そこで、二次元翼上の圧力分布に関して「真の値」を求める方法を文献 1 及び 2 に基いて構成し、それによる計算結果を利用して  $P$  の値を求めることを試みた。この方法によれば、翼上の表面速度は次式で与えられる：

$$\frac{V}{U_\infty} = \frac{1 + [(V/U_\infty)_i \sqrt{1+\theta^2} - 1]/B_W}{\sqrt{1+(\theta/B_W)^2}} \quad (4.13)$$

ここに、 $\theta$  は翼面の傾斜  $dy/dx$ 、 $(V/U_\infty)_i$  は非圧縮流中における表面速度の値で、 $B_W$  は次式によって与えられる。

$$B_W = \sqrt{1 - M_\infty^2 (1 - M_\infty C_{pt})}$$

ただし

$$C_{pt} = 1 - (V/U_\infty)_i^2.$$

(4.13) は、いわば  $(V/U_\infty)_i$  に圧縮性効果の修正を加えた表現と云えるが、一方、粘性効果の方は、翼上の境界層の排除効果に基いて翼の迎角及びキャンバを修正するという所謂 'boundary-layer camber model' により評価する。

この方法に関する詳細は既に文献 32 に述べてあるので、ここではこれ以上の説明を省くが、翼上の流れが至る所亜音速で且つ剥離を伴わないとき、この方法による圧力分布の計算は、それから得られる揚力の値にして高々 2% の誤差を示す程度の精度をもつものであることを強調したい。2m×2m 遷音速風洞の 20% 開孔比測定部における壁干渉量が、揚力の値にして 20% 程度にも及ぶときがあるのを考えれば、上記の方法による計算結果を「真の値」ととることによって得られる  $P$  の値は、我々の目標として十分の精度をもつものであることが期待できる。

以上の考察に基き、 $P$  の値を次のようにして求めた。まず、与えられた翼及び一様流マッハ数に対して  $\kappa_i$  の適当な範囲を選び、その範囲内の  $\kappa_i$  の代表的な幾つかの値に対して、(4.9)~(4.12) によって与えられる干渉効果を考慮に入れて圧力分布の理論値を計算

する。この理論値から計算された揚力と、実験により得られた揚力との値を比較し、前者が後者に一致するような  $\kappa_i$  の値を求める。この  $\kappa_i$  の値を用いて (4.8) 及び (4.1) から  $P$  の値を定める。

### 4.3 解析の結果

4.2 の末尾で述べたように、 $\kappa_i$  の値を見出すに当っては揚力の値のみが利用された。従って、2m×2m 遷音速風洞の風洞壁干渉に対する我々のアプローチが妥当なものであるか否かは、計算された  $\kappa_i$  の値のみ

ならず、実験によって得られた圧力分布と理論的に得られたそれとを比較することによっても或程度判定されるであろう。

図8(a)~(c)は、70811 模型の、設定迎角  $2^\circ$ 、マッハ数 0.5, 0.6 及び 0.7 における圧力分布の理論値と実験値との比較を示す。前記の手続きに基き、これらのマッハ数に対応して決定された  $\kappa_i$  の値は、図中にも示したようにそれぞれ 1.22, 1.25 及び 1.22 である。その場合の干渉量のうち最大の効果をもつ\*

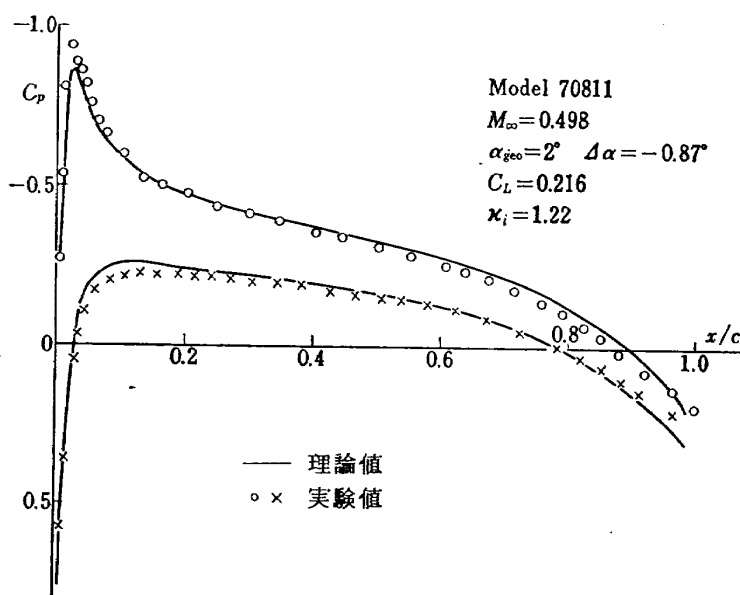


図 8(a) Model 70811 における圧力分布,  $M_\infty=0.5$ ,  $\alpha=2^\circ$

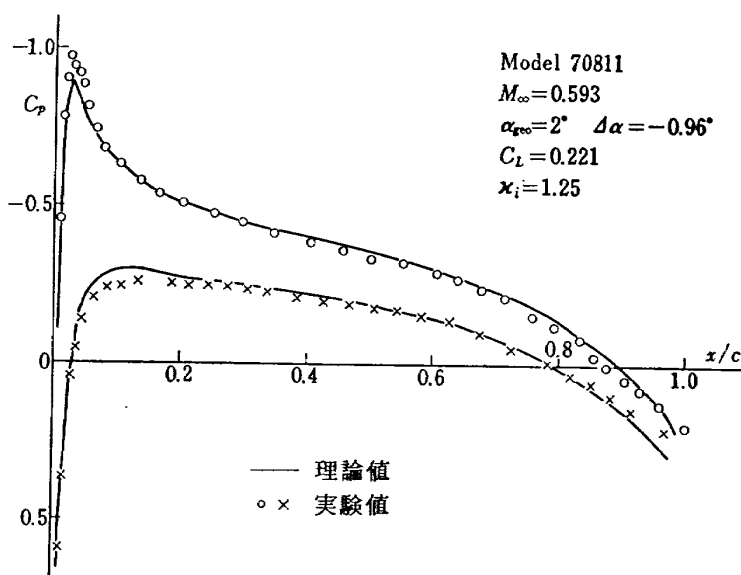


図 8(b) Model 70811 における圧力分布,  $M_\infty=0.6$ ,  $\alpha=2^\circ$

\* 干渉量の各項の大きさを示す例として、図 8 (b) の場合に対応した値を与えると次の様になる。

- (1)  $\Delta\alpha = -0.96^\circ$   
即ち、設定迎角  $2^\circ$  に対し、有効迎角  $1.04^\circ$  である。
- (2)  $\Delta\gamma/c = -0.0023(x/c)^2(1-x/c) - 0.0005(x/c)^2(1-x/c)$
- (3)  $\bar{\varepsilon}_s = -0.0012$

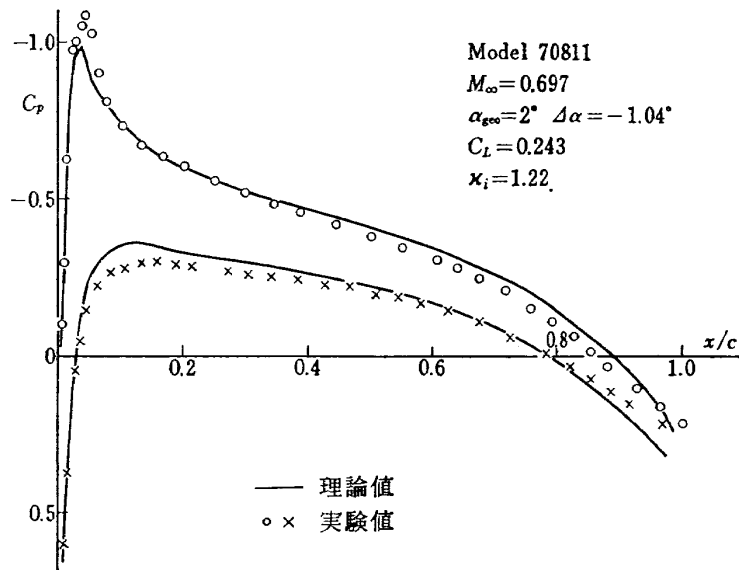


図 8(c) Model 70811 における圧力分布,  $M_\infty = 0.7$ ,  $\alpha = 2^\circ$

迎角変化を  $\Delta\alpha$  として図中に示した。

前述 (式 (3.10) に続く箇所) したように, 壁干渉特性の観点からすれば, 多孔壁風洞は閉鎖型風洞と開放型風洞との中間にあるものと考えられる。従って, (4.8) からして,  $\kappa_i$  は  $0 \leq \kappa_i \leq 1$  なる関係を満すべきものである。しかるに 70811 模型については  $\kappa_i = 1.22, 1.25$  が得られた。 $\kappa_i$  の値が 1 より大きいことは,  $P$  (従って  $K$ ) の値が負であることに対応する。これは, 境界条件 (3.2) によれば, 多孔壁を通過する流れが, それを通しての圧力勾配に逆らう向きであることを意味する。

$\kappa_i$  の値を得るに当たって用いた揚力の計算値の精度

を考えると, 理論が不備であるためにこのような奇怪な結果となったとは思われないので, 我々は境界条件 (3.2) (又は (4.4)) にその原因があると判断する。しかしながら, この点について更に議論を進める前に, 他の二つの模型に関する結果を眺めてみよう。

図 9 (a) ~ (e) に NACA 65<sub>2</sub>-215 模型の場合を示す。このうち (a) ~ (c) は迎角  $0^\circ$  の場合, (d), (e) は迎角  $4^\circ$  の場合である。図中に与えた数値から見てとれるように, 本来, 一様流マッハ数のみの函数であるべき  $\kappa_i$  の値が, 迎角によって大きく異なったものとなっており, 又, 図 8 に示した 70811 模型の場合とも著しく相違している。

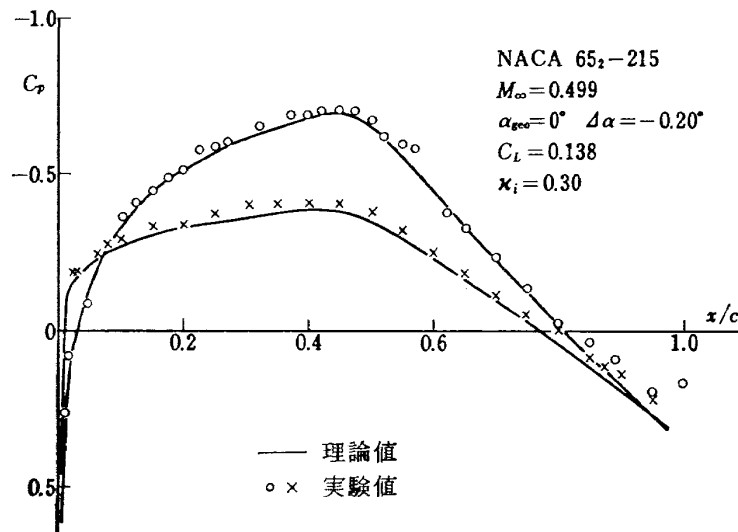


図 9(a) NACA 65<sub>2</sub>-215 模型における圧力分布,  $M_\infty = 0.5$ ,  $\alpha = 0^\circ$

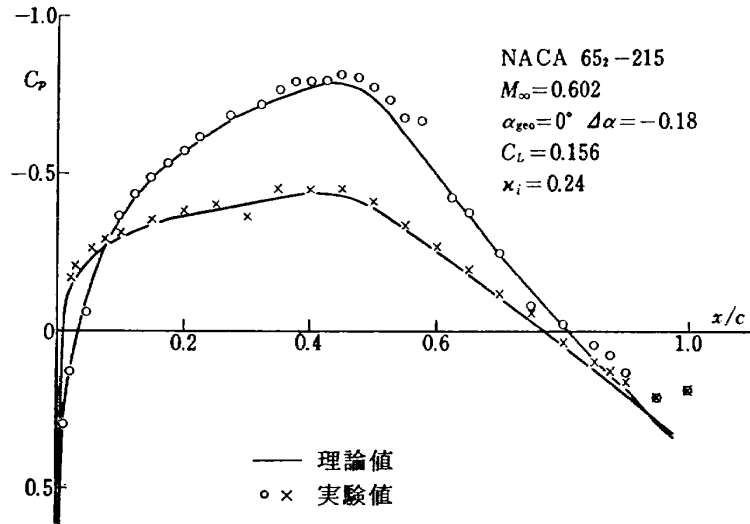


図 9(b) NACA 65<sub>2</sub>-215 模型における圧力分布,  $M_\infty = 0.6$ ,  $\alpha = 0^\circ$

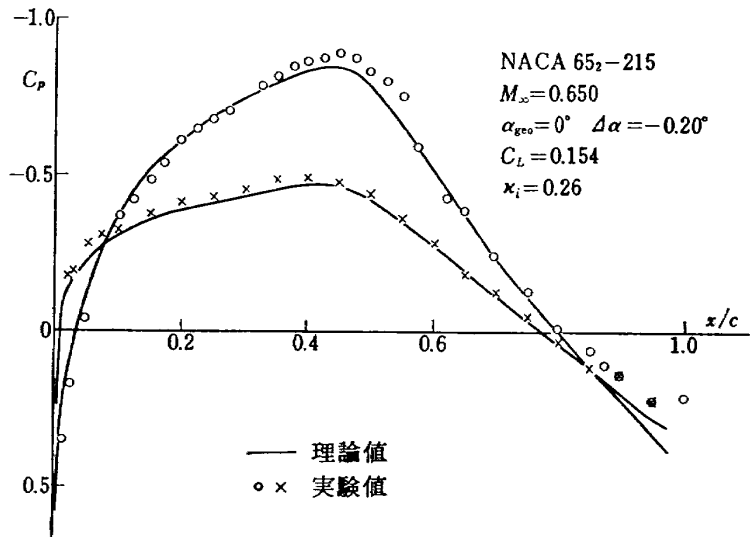


図 9(c) NACA 65<sub>2</sub>-215 模型における圧力分布,  $M_\infty = 0.65$ ,  $\alpha = 0^\circ$

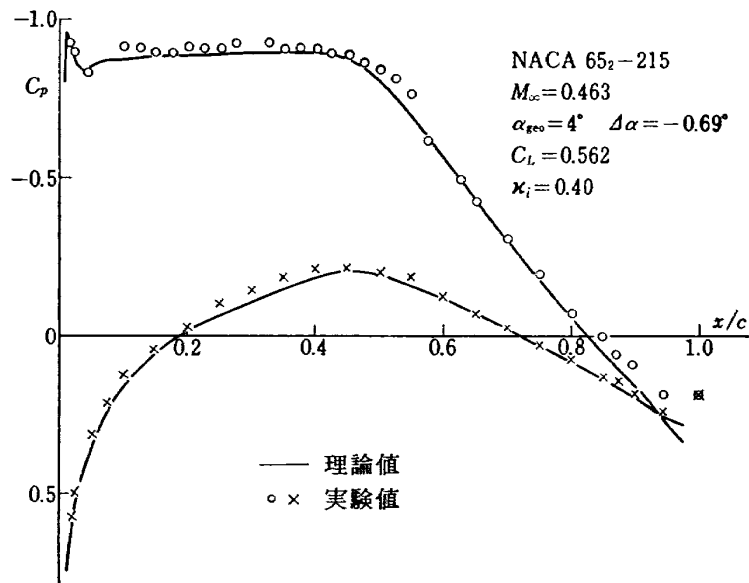


図 9(d) NACA 65<sub>2</sub>-215 模型における圧力分布,  $M_\infty = 0.46$ ,  $\alpha = 4^\circ$

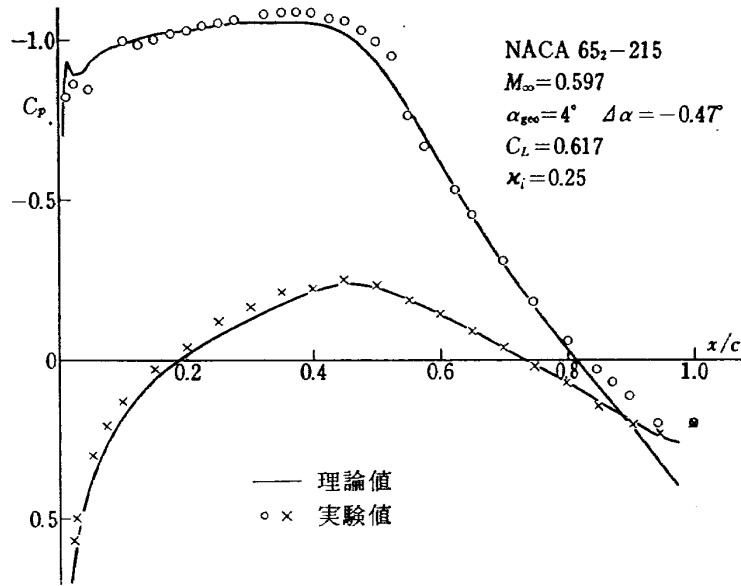


図 9(e) NACA 65<sub>2</sub>-215 模型における圧力分布,  $M_\infty=0.6$ ,  $\alpha=4^\circ$

実際のところ, 図9におけるデータは, 図8におけるそれに比べ若干精度が劣る。その理由は, 図9(a)~(c)の場合は模型の後縁の近くで小規模ながら流れの剥離が生じており, 理論と実験との対応が正確でないこと, 又, 同図(d), (e)については, 翼上面の後部では強い圧力上昇のため流れが大規模な剥離に至る寸前の状態にあって理論の精度が well-attached flow に対する場合ほどでないこと, である。しかしながら, 計算された  $\kappa_i$  の値における喰違いは, このような理論の精度の劣化に帰せしめるには余りにも大き

ぎる。

最後に, NACA 64A214 模型の場合を図10(a)~(c)に示す。図から明らかなように, 圧力分布の実験データには, 翼下面の後部において無視できない異常さがあるので, 揚力の理論値と実験値とが等しくなるように  $\kappa_i$  をきめることは意味がないと判断された。そこで, それに代って上面の圧力分布の計算値ができれば実験値に近くなるように  $\kappa_i$  の値をきめてみた。従って図10における  $\kappa_i$  の値は, 原則として参考程度にしかならないものである。

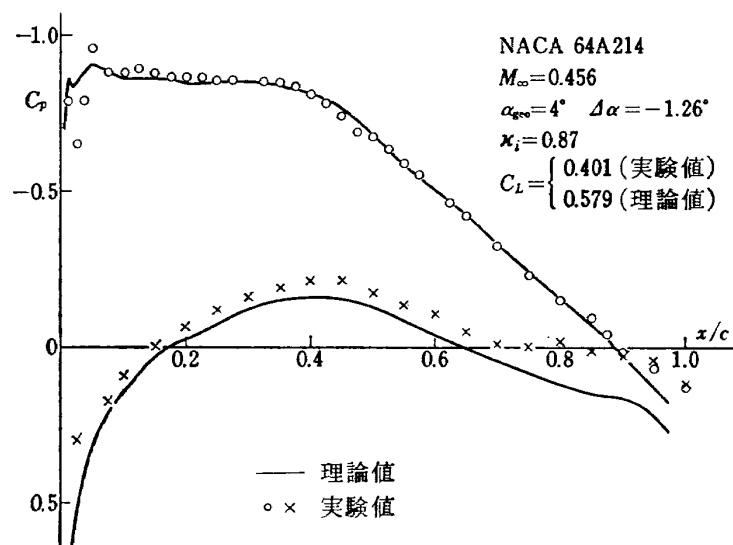


図 10(a) NACA 64A214 模型における圧力分布,  $M_\infty=0.46$ ,  $\alpha=4^\circ$



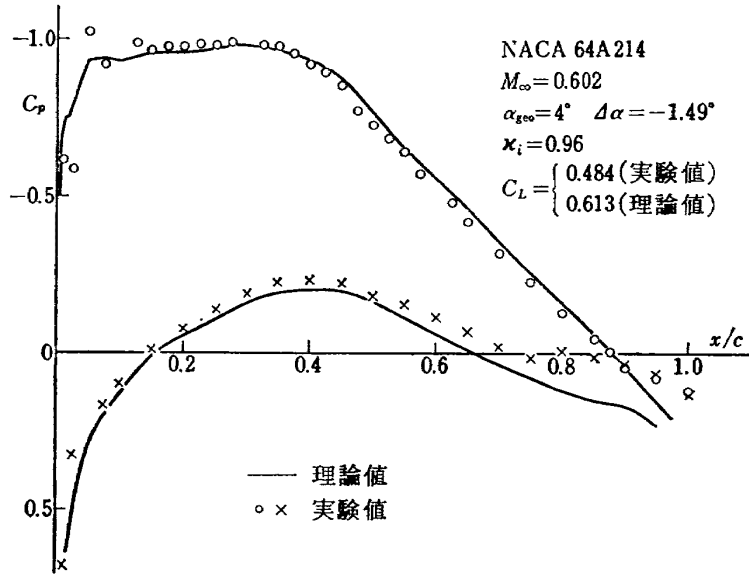


図 10(b) NACA 64A214 模型における圧力分布,  $M_\infty=0.6$ ,  $\alpha=4^\circ$

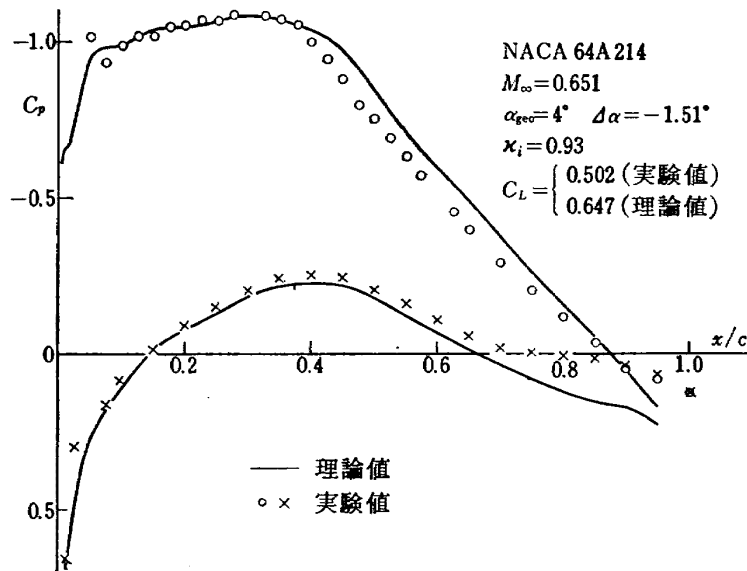


図 10(c) NACA 64A214 模型における圧力分布,  $M_\infty=0.65$ ,  $\alpha=4^\circ$

#### 4.4 解析の結果に関する考察

porosity parameter  $P$ , 従って  $\kappa_i$  は, 一様流マッハ数  $M_\infty$  のみの函数 ( $P$  は, 2. で述べたように, 多孔壁に沿う境界層の様子に大きく依存するが, 4.1 に略記した実験の状況下では, レイノルズ数はマッハ数と殆んど一意的に対応するので, 境界層の様子はマッハ数によって殆んど決定されたものと思われる) であるから,  $\kappa_i$  に関する計算を実行するに当たって, 異なる三つの模型の実験データから別々に得られた  $\kappa_i$  の値は,  $M_\infty$  の等しいものに対しては殆んど一致するであろうと期待された。又,  $M_\infty$  が 1 より十分小さい限り,  $P$  の  $M_\infty$  に対する依存度はあまり大きくないと

思われるので,  $\kappa_i$  と  $M_\infty$  との関係は (4.8) により

$$\sqrt{1-M_\infty^2} \tan[(\pi/2)\kappa_i] = \text{const}$$

に近いものになると予想された。

しかるに, 現実の計算結果は, 4.3 でみたようにこれらの予想とは全く懸け離れたものとなった。その原因を見出すため, これまでに展開してきた風洞壁干渉計算法の要点を列挙してみると次のようになる。

- (1) 壁干渉の理論モデルとして, (4.3) 及び (4.4) の組合せを用いた。
- (2) この理論モデルの解を求めるために薄翼理論の考え方を援用した。
- (3) 三つの二次元翼模型に関する実験から得られた

データを利用した。

(4) 二次元翼上の風圧分布を計算するため、文献 32 の方法を用いた。

これらのうち、(2) と (4) とは、それが原因で現実に経験されたような  $\kappa_i$  の値の不合理さが生ずる程精度のないものであるとは考えられない。又、(3) については、4.3 で述べたように、NACA 65<sub>2</sub>-215 及び 64A214 模型のデータに信頼性のやや欠ける所があるが、圧力分布の実験値と理論値との一致の程度をみても、これ又、それが原因で  $\kappa_i$  の計算値が乱れたとは考えられない。従って、(1)、それも境界条件 (4.4) を用いたことに原因があると結論せざるを得ない。

4.3 において、70811 模型に関する結果に関連して既に述べたように、 $\kappa_i$  の値が 1 より大きいことは、 $P$  の値が負、つまり、条件 (2.9) を認める限り、多孔壁を通過する流れが圧力勾配に逆らう向きであることを意味する。

さし当って、条件 (2.9) が成立するものと仮定しよう。2. で与えた図 2 から図 5 までの結果によれば、 $\Delta C_p (\equiv -2(u/U_\infty))$  と  $v/U_\infty$  との関係を示すグラフに  $P (\equiv \Delta C_p / (2v/U_\infty))$  の値が負となる部分が存在する。このような部分の存在は、Maeder<sup>20)</sup> によれば、多孔壁に沿う乱流混合に起因するものである。壁干渉効果に関する限り、20%の開孔比は 100%開孔比 (即ち開放型測定部) における特性に極めて近い特性を与えるという証拠もあり<sup>31)</sup>、我々の 2m×2m 遷音速風洞における 20%開孔比測定部の壁に沿ってこの乱流混合効果が現実に存在するであろうことは想像に難くない。そして、模型のまわりの流れ場に最も強い影響を与えるような風洞壁の部分で  $\Delta C_p / (v/U_\infty)$  が負となっている場合には、上記のような手続きで計算された  $\kappa_i$  の値は当然 1 より大きくなるであろう。

以上の考察に基いて、我々は、多孔壁に沿う境界条件として、(2.5) に代って

$$u + Kv = C \quad (4.14)$$

を用いることにすればより合理的な結果を得ることができるであろうと推測する。ここに右辺の  $C$  は、多孔壁の構造及び測定部マッハ数によってきまる正の定数である。

最後に条件 (2.9) についてであるが、我々の 2m×2m 遷音速風洞を含めて、従来の多孔壁風洞では一般に、tunnel-empty の状態において、プリナムにおいて風洞壁から離れた所での静圧と風洞内一様流静圧とはよく一致することが実験的に確かめられている。風洞壁に近接した点から遠ざかるに従ってプリナムの母

の静圧が変化するとしても、その変化は、値も大きなものとは思われず、又、風洞軸方向に著しく変るものでもないと思像される。従って、もし変化があるとしても、それは (4.14) における右辺  $C$  の値に含ませて考えることができよう。

(4.14) が境界条件として適当であるか否かは、(2.5) に対して今迄展開してきたのと同様な解析を行なうことにより検証されるものと思われる。

## 5. 結 語

(1) 多孔壁風洞における亜音速・二次元風洞壁干渉効果を計算するための公式を薄翼理論により求めた。その結果は、二次元翼上の圧力分布に対する干渉効果を計算するのに十分なだけの精度をもつものと判断される。

(2) この公式と、二次元翼模型に関する風圧分布の実験データとを組合せることにより、航空宇宙技術研究所 2m×2m 遷音速風洞の 20%開孔比測定部に関する porosity parameter  $P$  の値を定めることを試みた。

(3) 見出された  $P$  の値を用いて干渉効果を求め、これを考慮した圧力分布の理論値を実験値と比較して良好な結果を得たが、この見出された  $P$  の値は予想に反して一部負となる場合があり、又、同一の一様流マッハ数  $M_\infty$  に対しても用いた実験データに依存して大きく変ることが観測された。

(4) 考察の対象を或る一つの測定部に限定すれば  $P$  の値は  $M_\infty$  のみに依存する筈であるから、(3) の結果は我々のアプローチに欠陥のあることを示すものである。欠陥の原因を追求し、それが壁干渉計算の理論モデルにおける境界条件にあることを見出した。

(5) 多孔壁に沿う流れに関する従来の実験データを検討することによって、少くとも我々の 2m×2m 遷音速風洞に関する限り、従来多孔壁風洞に対して一般に認められてきた

$$u + Kv = 0$$

よりもむしろ

$$u + Kv = C > 0$$

の方が境界条件として適当であろうと結論した。この右辺の  $C$  は定数であって、 $K$  と同様実験的に定められるべきものである。

この後者の形の境界条件によれば、例えば、前者の形を用いた解析の結果、(3) に述べたように何故一部の場合に  $P$  の値が負となったかを説明できる。

## 謝 辞

NACA 65<sub>2</sub>-215 及び 64 A 214 両模型に関する実験データは、日本航空機製造株式会社設計室空力班の御好意により使用させて載いたものである。小早川主査を始め空力班の方々に謝意を表す。

## 追 記

本報告は航空宇宙技術研究報告 TR-252 T の和文版であって、航空宇宙技術研究所文献委員会の要求により作製したものである。

## 文 献

- 1) R. C. Lock, B. J. Powell, C. C. L. Sells & P. G. Wilby: The Prediction of Aerofoil Pressure Distributions for Sub-critical Viscous Flows, AGARD C.P. No. 35, 1968.
- 2) Th. E. Labrujere, W. Loeve & J. W. Slooff: An Approximate Method for the Prediction of Pressure Distribution on Wings in the Lower Critical Speed Range, AGARD C.P. No. 35, 1968.
- 3) H. C. Garner, E. W. E. Rogers, W. A. E. Acum & E. C. Maskell: Subsonic Wind Tunnel Wall Corrections, AGARDograph No. 109, 1966.
- 4) B. H. Goethert: Transonic Wind Tunnel Testing, AGARDograph No. 49, 1961.
- 5) R. Brescia: Wall Interference in a Perforated Wind Tunnel, NACA TM 1429, 1957 (a translation of 'Studio dell'Interferenza delle Gallerie Aerodinamiche con Pareti a Fessure' published in Atti della Accademia delle Scienze di Torino, Vol. 87, 1952-1953).
- 6) D. D. Davis, Jr. & D. Moore: Analytical Study of Blockage- and Lift-interference corrections for Slotted Tunnels Obtained by the Substitution of an Equivalent Homogeneous Boundary for the Discrete Slots, NACA RM L53E07b, 1953.
- 7) B. S. Baldwin, J. B. Turner & E. D. Knechtel: Wall Interference in Wind Tunnels with Slotted and Porous Boundaries at Subsonic Speeds, NACA TN 3176, 1954.
- 8) L. C. Woods: On the Theory of Two-dimensional Wind Tunnels with Porous Walls, Proc. of the Royal Society, A. Vol. 233 pp.74-90, 1955.
- 9) L. C. Woods: On the Lifting Aerofoil in a Wind Tunnel with Porous Walls, Proc. of the Royal Society, A. Vol. 242 pp.341-354, 1957.
- 10) S. Katzoff & R. L. Barger: Boundary-induced Downwash Due to Lift in a Two-dimensional Slotted Wind Tunnel, NASA TR R-25, 1959.
- 11) R. H. Wright & R. L. Barger: Wind-tunnel Lift Interference on Sweptback Wings in Rectangular Test Sections with Slotted Top and Bottom Walls, NASA TR R-241, 1966.
- 12) R. H. Wright & J. D. Keller: Wind-tunnel Lift Interference on Sweptback Wings in Rectangular Test Sections with Slotted Side Walls, NASA TR R-344, 1970.
- 13) D. R. Holder: Upwash Interference in a Rectangular Wind Tunnel with Closed Side Walls and Porous-slotted Floor and Roof, A.R.C. R & M No. 3322, 1963.
- 14) D. R. Holder: Upwash Interference on Wings of Finite Span in a Rectangular Wind Tunnel with Closed Side Walls and Porous-slotted Floor and Roof, A.R.C. R & M No. 3395, 1965.
- 15) K. R. Rushton & Lucy M. Laing: A Digital Computer Solution of the Laplace Equation Using the Dynamic Relaxation Method, Aeronautical Quarterly Vol. XIX Part 4, 1968.
- 16) K. R. Rushton & Lucy M. Laing: A General Method of Studying Steady Lift Interference in Slotted and Perforated Tunnels, A.R.C. R & M No. 3567, 1969.
- 17) R. H. Wright & B. L. Schilling: Approximation of the Spanwise Distribution of Wind-tunnel-Boundary Interference on Lift of Wings in Rectangular Perforated-wall Test Sections, NASA TR R-285, 1968.
- 18) R. H. Wright & B. L. Schilling: Calculated Wind-tunnel-boundary Lift Interference Factors for Rectangular Perforated Test Sections, NASA TN D-5635, 1970.
- 19) E. M. de Jager & A. I. van de Vooren: Tunnel Wall Corrections for a Wing-flap System between Two Parallel Walls, NLR TR W.7, 1965.
- 20) P. F. Maeder & H. U. Thommen: On the Boundary Layer at Perforated Walls, ZAMP Vol. IXb pp.438-453, 1958.
- 21) P. F. Maeder: Investigation of the Boundary Condition at a Perforated Wall, Tech. Rept. WT-9, Div. of Engineering, Brown Univ., 1953.
- 22) P. F. Maeder & A. D. Wood: Transonic Wind Tunnel Test Sections, ZAMP Vol.VII pp.177-212, 1956.
- 23) G. M. Stokes, D. D. Davis, Jr. & Th. B.

- Sellers: An Experimental Study of Porosity Characteristics of Perforated Materials in Normal and Parallel Flow, NACA TN 3085, 1954 (supercedes NACA RM L53H07, 1953).
- 24) C. F. Chen & J. W. Mears: Experimental and Theoretical Study of Mean Boundary Conditions at Perforated and Longitudinally Slotted Wind Tunnel Walls, Tech. Rept. WT-23, Div. of Engineering, Brown Univ., 1957.
- 25) P. F. Maeder & J. F. Hall: Investigation of Flow over Partially Open Wind Tunnel Walls, Tech. Rept. WT-19, Div. of Engineering, Brown Univ., 1955.
- 26) J. Lukasiewicz: Effects of Boundary Layer and Geometry on Characteristics of Perforated Walls for Transonic Wind Tunnels, Aerospace Engineering, Vol. 20, No. 4 p.22- 1961.
- 27) S. G. Mikhlin: Integral Equations, p.131, Pergamon Press, 1957.
- 28) R. C. Punkhurst & D. W. Holder: Wind-Tunnel Technique, Pitman & Sons, London, 1952.
- 29) 航空技術研究所: 航空技術研究所 2m×2m 遷音速風洞の計画と構造, 航空技術研究所報告 TR-25, 1962
- 30) 高梨 進: 揚力をもつ遷音速二次元翼型の厳密解, 第2回流体力学講演会前刷, 昭和45年11月
- 31) J. R. Ongarato: Subsonic Wind Tunnel Wall Interference Studies Conducted in the North American Rockwell Corporation Trisonic Wind Tunnel, AIAA Paper No. 68-360, 1968.
- 32) 海老原正夫, 石田洋治, 小此木時雄: 亜音速流中における二次翼上の圧力分布の, 粘性効果を考慮に入れた計算法のプログラム, 航空宇宙技術研究所報告 TR-248, 1971

- |        |                                                                                                           |                                                     |
|--------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------|
| TR-258 | 三次元準最適直接式誘導法<br>Three Dimensional Suboptimal Explicit<br>Guidance for Space Vehicles                      | 1972年1月 大坪 孔治                                       |
| TR-259 | 回転駆動振動検出型レートジャイロの研究<br>Study on a Rotary-Drive Vibratory-Output<br>Rate Gyro                              | 1972年1月 山田 博                                        |
| TR-260 | 気流全温度測定装置の試作<br>A High Sensitive Total Atmospheric Tem-<br>perature Measuring Apparatus                   | 1972年1月 西尾 健二, 能瀬 弘幸<br>越 沼 威, 井上 重雄<br>臼井 弘, 大畑 敏美 |
| TR-261 | 光弾性皮膜法による固体推進薬のひずみ測定<br>Strain Measurement of Solid Propellant<br>Material with Birefringent Coating      | 1972年1月 越出 慎一                                       |
| TR-262 | 異径二円筒殻をコーンで連結した軸対称殻の<br>有限要素法構造解析<br>A Structural Analysis of Cylinder-Cone-<br>Cylinder Shells by F.E.M. | 1972年1月 小河 昭紀                                       |

---

## 航空宇宙技術研究所報告263号

昭和47年1月発行

発行所 航空宇宙技術研究所  
東京都調布市深大寺町1880  
電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表)☎182

印刷所 株式会社 東京プレス  
東京都板橋区桜川 2-27-12

---