

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-680

側壁からの吸い込みによる翼型迎角への
側壁干渉効果の新しい評価法

沢田 秀夫 ・ 榑原 盛三 ・ 佐藤 衛
神田 宏 ・ 唐沢 敏夫

1981 年 8 月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

側壁からの吸い込みによる翼型迎角への 側壁干渉効果の新しい評価法*

沢田 秀夫** 榊原 盛三** 佐藤 衛**
神田 宏** 唐沢 敏夫**

A New Method of Estimating the Lateral Wall Effect on the Airfoil Incidence due to the Suction at Side Walls

by

Hideo SAWADA, Seizo SAKAKIBARA, Mamoru SATO
Hiroshi KANDA and Toshio KARASAWA

ABSTRACT

A new method of estimating the lateral wall effect on the airfoil incidence due to the suction at the side walls through porous plates is presented. The normal component of the velocity to the plates must be known on the plates when this method is used. The velocity component is approximated from the pressure difference across the plates by the aid of an experimental equation which states that the normal velocity component to a porous plate induced by the pressure difference across the plate is proportional to the square root of the pressure difference. In this method, the proportional constant number need not be known.

An experiment was carried out to ascertain the lateral wall effect due to the suction at the side walls. The pressure in the suction box, one side of which consisted of a porous plate, was set at various values in this experiment. The lift coefficient of an airfoil model changed with the variation of the pressure in the suction box even at the same uniform flow speed and the same incidence. The unique value of the lift coefficient was determined from several such lift coefficients at the same incidence by this method. The corrected lift coefficient curve obtained by this method is very close to one obtained in a test section with fully solid side walls.

1. まえがき

二次元風洞の壁干渉は、測定部中に生じた流れ場が側壁に平行な任意の位置にある平面上では同一で

あるとして一般に取り扱われている。しかしながら、測定部内部に作り出される実際の流れ場は、そのように平面的ではない。二次元風洞と呼ばれたり、翼型模型のみを試験する為に作られた風洞は測定部の側壁の間隔がその高さに比してかなり狭くなっている。このため、測定部内部の流れ場は平面的なものとはかなり異ったものと考えるのが自然である。も

* 昭和56年7月1日 受付

** 空気力学第二部

もちろん、測定部の幅が十分に長ければ、内部にできる流れ場は一層平面的なものに近づくであろう。ここでは、測定部の幅がその高さに比してかなり狭く、（高さとの比が2以上）そこでは、もっぱら二次元模型のみを試験する風洞を二次元風洞と呼ぶことにする。

こうした二次元風洞に対して重要なものとなる風洞壁干渉の一つとして側壁干渉といわれるものがある。これは、側壁の間隔が狭いために、その壁上に発達した境界層が測定部内部に形成されているポテンシャル流とみなせる部分に強く影響して、測定部中の流れ場を二次元的であるとみなせなくなる現象をいう。こうした側壁上に発達する境界層のポテンシャル流への影響を量的に評価することははなはだしく困難である。たとえば、二次元模型と側壁との接合部では、側壁上の境界層は非常に複雑な三次元境界層となっていて、そこでの粘性流体の運動を正しく予測することは現在でも不可能といえる。それゆえ、側壁干渉量を評価することは、現在まで、著者らの知る限り不可能であった。翼型模型の揚力が大きかったり、翼面上に衝撃波が発生したりするような場合を除き、側壁干渉量は小さいことが経験的に知られているが、側壁の間隔が極端に測定部高さに比して小さい時は、側壁干渉量は評価しなくてはならない程に大きくなることが報告されている。¹⁾

高亜音速での翼型の性能を調べる二次元風洞では翼型模型上に発生する衝撃波が span 方向に曲がるのを防ぐために、模型まわりの側壁部分に吸い取り板を取り付けている。^{2), 3)} この吸い取り板を設置した状態では、測定部中の流体はある程度、吸い取り板を通して測定部の外へ出たり入ったりすることができる。また、その量は吸い取り板の抽気室側の圧力を調整する方法で変えることもできる。経験的には、この吸い取り板を通しての測定部内部の流体の吸い込み量を増せば、翼型模型に発生している揚力が増すことが知られている。⁴⁾ このため、同じ一様流速、同じ設定迎角でも、異なった吸い込み量では、異なった揚力係数を得ることになり、どの吸い込み量の時の揚力係数が一体真の二次元翼型の揚力係数であるのか決めかねているのが現状である。著者はこうした現状を考え、二次元風洞壁干渉を三次元風

洞の壁干渉として取り扱う方法についてすでに発表した。⁵⁾ その手法を使って、側壁上の吸い取り板からの吸い取り効果の量的評価法について本論文では述べることにする。

2. 解 析

風洞壁干渉の量的評価に際して最も重要なことは、干渉のない場合とは何かということ、あらかじめ決めておかなければならないということである。本論文では、すでに発表してある著者の論文にしたがう。⁵⁾ 即ち、壁干渉のない流れ場と、その中の翼型模型について以下のように定める。

- (1) 一様流の条件は、風洞のものと同じ。
- (2) 翼型の厚み分布は、風洞試験で使われた翼型のものと同じであるが、翼型模型のスパン方向の長さは無限である。このため、翼型模型上に発生する循環分布はスパン方向に不変である。
- (3) 翼弦長方向の循環分布は風洞試験の翼型模型の中央断面上のものと一致する。

一方、無限に広がった一様流中に翼がある時、翼による微小擾乱ポテンシャル $\tilde{\phi}$ は文献5)にしたがうと以下のように表わされる。

$$\begin{aligned} \tilde{\phi}(x, y, z) = & - \iint_{S_{\text{wing}}} S(\xi, \eta) \cdot \tilde{\psi}_\xi|_{\zeta=0} d\xi d\eta \\ & - \iint_{S_w} [\tilde{\phi}]_\pm \cdot \tilde{\psi}_\zeta|_{\zeta=0} d\xi d\eta \end{aligned} \quad (1)$$

ここで、 $\tilde{\phi}$ は以下のように定義されている。

$$\begin{cases} \tilde{\phi} = U_\infty \cdot (\hat{x} + \tilde{\phi}) & (2) \\ \tilde{\phi} = \beta^2 \cdot \tilde{\phi} & (3) \\ (x, y, z) = (\xi, \eta, \zeta) = (\hat{x}, \beta \hat{y}, \beta \hat{z}) & (4) \\ \beta = \sqrt{1 - M_\infty^2} & (5) \end{cases}$$

また、

$$\begin{aligned} \tilde{\psi}(\xi, \eta, \zeta; x, y, z) = & - \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\xi-x)^2 + (\eta-y)^2 + (\zeta-z)^2}} \end{aligned} \quad (6)$$

である。基本条件(2)から(1)式はさらに変形されて、

$$\tilde{\phi}(x, y, z) = - \frac{1}{2\pi} \int_{x_L}^{x_T} \frac{\xi - x}{(\xi - x)^2 + z^2} S_2(\xi) d\xi$$

$$+ \frac{1}{2\pi} \int_{x_L}^{\infty} \frac{z}{(\xi-x)^2+z^2} [\hat{\phi}]_{\pm} d\xi$$

(7)

となり、 η 方向、即ちスパン方向に $\tilde{\phi}$ は変化しないことがわかる。しかしながら、風洞中では、翼型模型によって生じる流れ場の微小擾乱ポテンシャルは三次元的であって、文献5)によると

$$\begin{aligned} \phi(x, y, z) = & - \iint_{S_{\text{wing}}} S(\xi, \eta) \cdot \psi_{\xi}|_{\zeta=0} d\xi d\eta \\ & - \iint_{S_w} [\phi]_{\pm} \cdot \psi_{\zeta}|_{\zeta=0} d\xi d\eta \\ & - \iint_Y \{u \cdot g + v \cdot \Psi\}_{-L}^L d\xi d\zeta \\ & - \iint_Z \{u \cdot h + w \cdot \Psi\}_{-H}^H d\xi d\eta \end{aligned} \quad (8)$$

ここで、 ϕ は $\tilde{\phi}$ と同様に以下のように定義されている。

$$\begin{cases} \Phi = U_{\infty}(\hat{\phi} + \hat{x}) \\ \phi = \beta^2 \hat{\phi} \end{cases} \quad (9)$$

(10)

また、

$$\begin{aligned} \Psi = & \frac{1}{8HL} |\xi-x| - \frac{1}{4\pi H} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m} e^{-\frac{m\pi}{L}|\xi-x|} \\ & \times \cos \frac{m\pi}{L}(\eta-y) \\ & - \frac{1}{4\pi L} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \cdot e^{-\frac{n\pi}{H}|\xi-x|} \cdot \cos \frac{n\pi}{H}(\zeta-z) \\ & - \frac{1}{2HL} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{k} \cdot e^{-k|\xi-x|} \cdot \cos \frac{m\pi}{L}(\eta-y) \\ & \times \cos \frac{n\pi}{H}(\zeta-z) \end{aligned} \quad (11)$$

ここで

$$k = \pi \sqrt{\left(\frac{n}{H}\right)^2 + \left(\frac{m}{L}\right)^2} \quad (12)$$

である。なお、領域 S_{wing} , S_w は図2に示されていて、領域 Y, Z は図1で示されている検査面である。すなわち、

$$\iint_Y d\xi d\zeta = \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \int_{-H}^H d\zeta \quad (13)$$

$$\iint_Z d\xi d\eta = \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \int_{-L}^L d\eta \quad (14)$$

また、

$$\{\mathcal{U}(\xi, \eta, \zeta)\}_{-L}^L = \mathcal{U}(\xi, L, \zeta) - \mathcal{U}(\xi, -L, \zeta) \quad (15)$$

$$\{\mathcal{U}(\xi, \eta, \zeta)\}_{-H}^H = \mathcal{U}(\xi, \eta, H) - \mathcal{U}(\xi, \eta, -H) \quad (16)$$

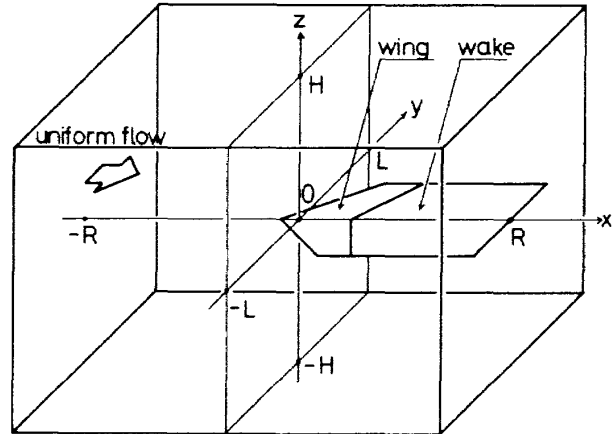


図1 風洞測定部

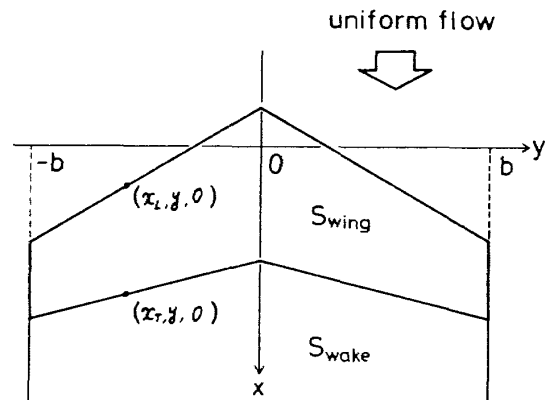


図2 Swing と Swake

$$[\mathcal{U}(\xi, \eta, \zeta)]_{-}^{+} = \lim_{\epsilon \rightarrow +0} \{ \mathcal{U}(\xi, \eta, \epsilon) - \mathcal{U}(\xi, \eta, -\epsilon) \} \quad (17)$$

$$g = - \int_{\xi}^{\infty} \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} d\xi \quad (18)$$

$$h = - \int_{\xi}^{\infty} \frac{\partial \Psi}{\partial \zeta} d\xi \quad (19)$$

である。

二次元風洞の測定部の座標等は、図 3 に示す。

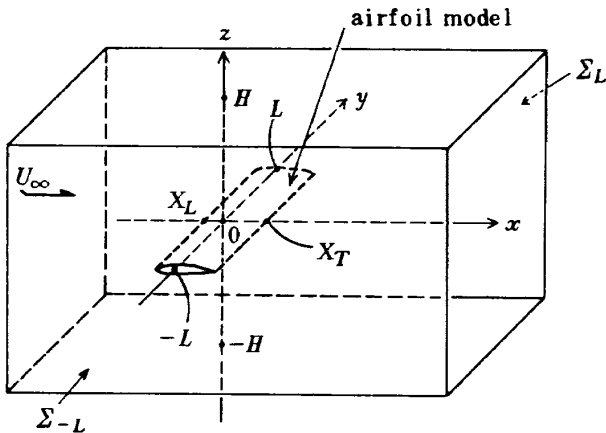


図 3 二次元風洞測定部

翼型模型の厚み分布はスパン方向に不変であるから(8)式は以下になる。

$$\begin{aligned} \phi(x, y, z) = & -\frac{1}{2\pi} \int_{x_L}^{x_T} S_2(\xi) \\ & \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\xi - x}{(2nH + z)^2 + (\xi - x)^2} d\xi \\ & - \int_{x_L}^{\infty} d\xi \int_{-L}^L [\phi]_{-}^{+} \cdot \Psi_{\zeta}(\xi, \eta, 0; x, 0, z) d\eta \\ & - \iint_Y \{u \cdot g + v \cdot \Psi\}_{-L}^L d\xi d\zeta \\ & - \iint_Z \{u \cdot h + w \cdot \Psi\}_{-H}^H d\xi d\eta \end{aligned} \quad (20)$$

ここで、風洞壁干渉ポテンシャル ϕ を風洞中心断面の微小擾乱ポテンシャル $\phi(x, 0, z)$ と自由流中の $\tilde{\phi}(x, y, z)$ との差として定義する。即ち、

$$\phi(x, z) = \tilde{\phi}(x, y, z) - \phi(x, 0, z) \quad (21)$$

(7), (20), (21)式から $\phi(x, z)$ は陽な形で以下のように表わされる。

$$\begin{aligned} \phi(x, z) = & \frac{1}{2\pi} \int_{x_L}^{x_T} S_2(\xi) \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{\xi - x}{(2Hn + z)^2 + (\xi - x)^2} \right. \\ & \left. + \frac{\xi - x}{(2Hn - z)^2 + (\xi - x)^2} \right] d\xi \\ & + \int_{x_L}^{\infty} d\xi \left[\int_{-L}^L [\phi]_{-}^{+} \cdot \Psi_{\zeta}(\xi, \eta, 0; x, 0, z) d\eta \right. \\ & \left. + \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{z}{(\xi - x)^2 + z^2} [\tilde{\phi}]_{-}^{+} \right] \\ & + \iint_Y \{u \cdot g + v \cdot \Psi\}_{-L}^L d\xi d\zeta \\ & + \iint_Z \{u \cdot h + w \cdot \Psi\}_{-H}^H d\xi d\eta \end{aligned} \quad (22)$$

よって、翼面上($z \rightarrow \pm 0$)での風洞壁干渉による x, z 方向の速度成分の増分に対応する $\varphi_x(x, \pm 0)$, $\varphi_z(x, \pm 0)$ は以下になる。

$$\begin{aligned} \varphi_x(x, \pm 0) = & \frac{1}{2\pi} \int_{x_L}^{x_T} S_2(\xi) \\ & \times \left\{ \frac{\pi^2}{4H^2} \operatorname{cosech}^2 \frac{\pi}{2H} (\xi - x) - \frac{1}{(\xi - x)^2} \right\} d\xi \\ & - \sum_{n=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v_{LC}^{a(n)}(\xi) \cdot J_B^{(n)} \left(\frac{\xi - x}{L}; \lambda \right) d \left(\frac{\xi}{L} \right) \\ & - \sum_{m=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} w_{HC}^{a(m)}(\xi) \cdot J_B^{(m)} \left(\frac{\xi - x}{H}; \frac{1}{\lambda} \right) d \left(\frac{\xi}{H} \right) \end{aligned} \quad (23)$$

ここで,

$$J_B^{(n)}(x; \lambda) = \begin{cases} \frac{1}{4} \tanh\left(\frac{\pi}{2}x\right) & \text{for } n=0 \\ \frac{2n}{\lambda} \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{x}{\sqrt{(2\nu-1)^2 + x^2}} \\ \times K_1\left(\frac{n\pi}{\lambda} \sqrt{(2\nu-1)^2 + x^2}\right) & \text{for } n=1, 2, 3, \dots \end{cases} \quad (24)$$

$$\lambda = H/L \quad (25)$$

$J_B^{(n)}(x; \lambda)$ の x に関する図は図 4, 5 に示す。また, $v_{LC}^{a(n)}$, $w_{LC}^{a(m)}$ は以下のような量である。

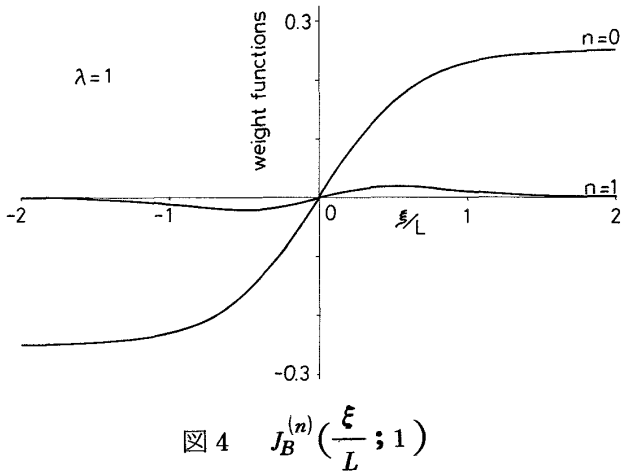


図 4 $J_B^{(n)}\left(\frac{\xi}{L}; 1\right)$

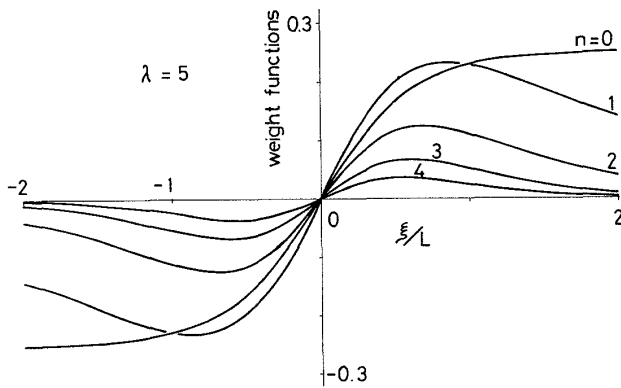


図 5 $J_B^{(n)}\left(\frac{\xi}{L}; 5\right)$

$$v_{LC}^{a(n)} = \frac{1}{2H} \int_{-H}^H \{v(\xi, L, \zeta) - v(\xi, -L, \zeta)\} \\ \times \cos \frac{n\pi}{H} \zeta d\zeta \quad (n=0, 1, 2, \dots) \quad (26)$$

$$w_{HC}^{a(m)} = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L \{w(\xi, \eta, H) - w(\xi, \eta, -H)\} \\ \times \cos \frac{m\pi}{L} \eta d\eta \quad (m=0, 1, 2, \dots) \quad (27)$$

$v_{LC}^{a(n)}$, $w_{HC}^{a(m)}$ を代表的な場合について図 6 に示しておく。

$$\varphi_z(x, \pm 0) = \int_{x_L}^{\infty} d\xi \\ \left[\int_{-L}^L [\phi]_{\pm}^+ \cdot \psi_z(\xi, \eta, 0; x, 0, \pm 0) d\eta \right. \\ \left. + \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{(\xi-x)^2} [\tilde{\phi}]_{\pm}^+ \right] \\ - \sum_{m=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u_{HC}^{a(m)}(\xi) \cdot J_U^{(m)}\left(\frac{\xi-x}{H}; \lambda\right) d\left(\frac{\xi}{H}\right) \\ - \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v_{LS}^{a(n)}(\xi) \cdot J_V^{(n)}\left(\frac{\xi-x}{L}; \lambda\right) d\left(\frac{\xi}{L}\right) \quad (28)$$

ここで,

$$J_V^{(n)}(x; \lambda) = \frac{2n}{\lambda} \sum_{\nu=1}^{\infty} K_0\left(\frac{n\pi}{\lambda} \sqrt{(2\nu-1)^2 + x^2}\right) \\ \text{for } n=1, 2, 3, \dots \quad (29)$$

$$J_U^{(m)}(x; \lambda) = \begin{cases} \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{1+e^{\pi x}} & \text{for } m=0, \\ m\pi \lambda \operatorname{cosech}(m\pi \lambda) \cdot \mathbb{1}(-x) \\ + \frac{1}{2} \operatorname{sgn}(x) \cdot e^{-m\pi \lambda |x|} \end{cases}$$

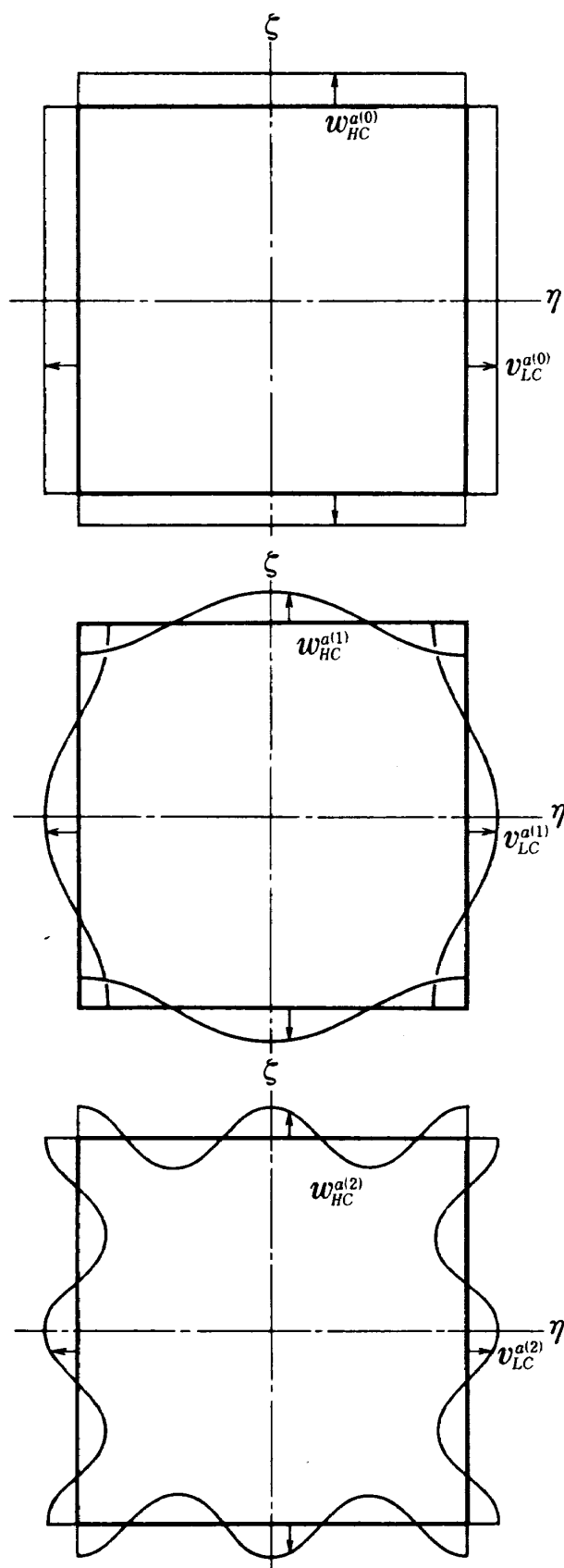


図 6 $w_{HC}^{a(n)}$ と $v_{LC}^{a(n)}$ ($n=0, 1, 2$)

$$+ \operatorname{sgn}(x) \cdot m^2 \lambda^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n^2 + \lambda^2 m^2}$$

$$\times e^{-\pi \sqrt{n^2 + \lambda^2 m^2} \cdot |x|}$$

$$- 2m\lambda x \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{(2\nu-1)^2 + x^2}}$$

$$\times K_1(m\pi\lambda\sqrt{(2\nu-1)^2 + x^2})$$

$$\text{for } m=1, 2, 3, \dots$$

(30)

$J_V^{(n)}(x; \lambda)$, $J_U^{(m)}(x, \lambda)$ の x に関する図を図 7, 8 に示す。また, $u_{HC}^{a(m)}$, $v_{LS}^{a(n)}$ は以下のような量である。

$$u_{HC}^{a(m)} = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L \{u(\xi, \eta, H) - u(\xi, \eta, -H)\}$$

$$\times \cos \frac{m\pi}{L} \eta d\eta \quad m=0, 1, 2, \dots$$

(31)

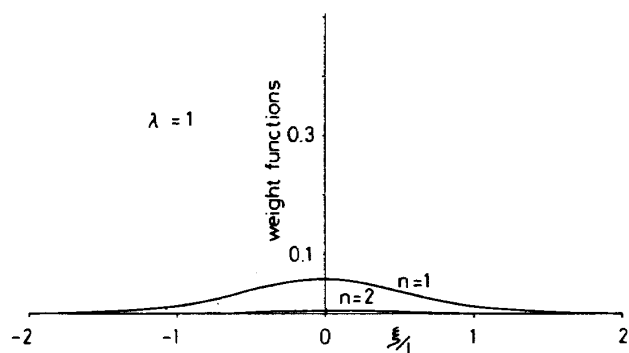


図 7.1 $J_V^{(n)}\left(\frac{\xi}{L}; 1\right)$

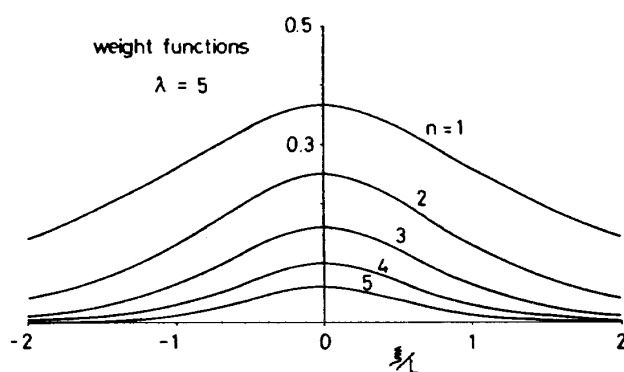
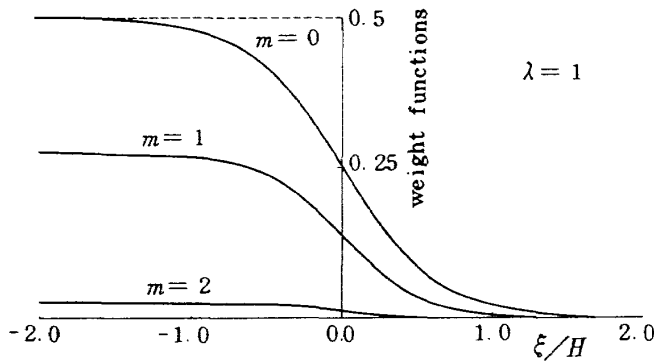
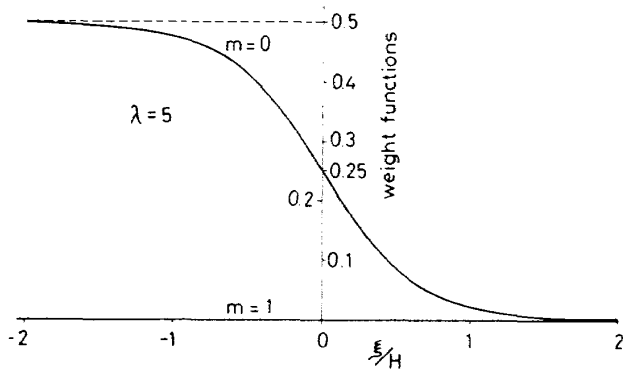
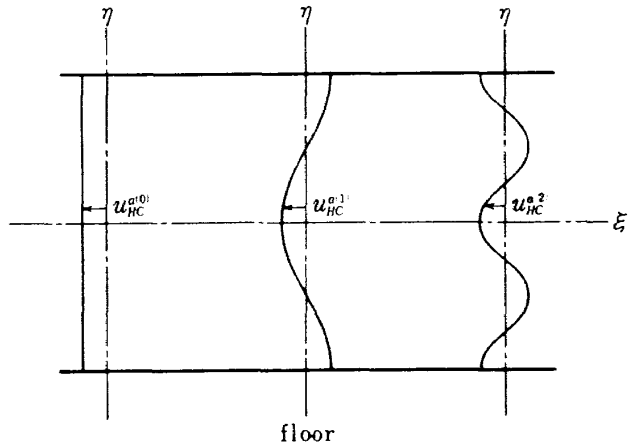
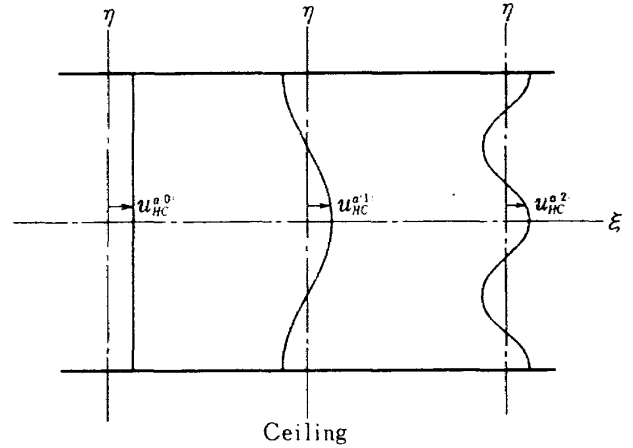


図 7.2 $J_V^{(n)}\left(\frac{\xi}{L}; 5\right)$

図 8.1 $J_U^{(m)}(\frac{\xi}{H}; 1)$ 図 8.2 $J_U^{(m)}(\frac{\xi}{H}; 5)$ 図 9 $u_{HC}^{a(m)} (m=0, 1, 2)$

$$v_{LS}^{a(n)} = \frac{1}{2H} \int_{-H}^H \{v(\xi, L, \zeta) - v(\xi, -L, \zeta)\} \\ \times \sin \frac{n\pi}{H} \zeta d\zeta \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (22)$$

$u_{HC}^{a(m)}, v_{LS}^{a(n)}$ の代表的な場合について図 9, 10 に示す。

$J_B^{(n)}(x; \lambda)$ の性質から、 λ が小さいと、 $n \geq 1$ なる n に対して $J_B^{(n)}$ は $J_B^{(0)}$ に対して非常に小さく、結果的に、 $J_B^{(n)}(x; \lambda)$ ($n \geq 1$) のかかっている項は他の項に比して無視できる。通常の二次元風洞では図 25 式からわかるように、 λ が大であるから、図 23 式は以下のように十分な精度で近似できる。

$$\varphi_x(x, \pm 0) \simeq \frac{1}{2\pi} \int_{x_L}^{x_T} S_2(\xi) \cdot \left\{ \frac{\pi^2}{4H^2} \operatorname{cosech}^2 \frac{\pi}{2H} (\xi - x) \right. \\ \left. - \frac{1}{(\xi - x)^2} \right\} d\xi$$

$$- \frac{1}{4H} \int_{-\infty}^{\infty} w_{HC}^{a(0)} \cdot \tanh \left(\frac{\pi}{2H} (\xi - x) \right) d\xi \\ - \sum_{n=0}^{N_B} \int_{-\infty}^{\infty} v_{LC}^{a(n)}(\xi) \cdot J_B^{(n)} \left(\frac{\xi - \lambda}{L}; \lambda \right) d \left(\frac{\xi}{L} \right) \quad (23')$$

ここで、 N_B は大きな正の整数である。

図 23' 式右辺第 1, 2 項は測定部内部に形成されているポテンシャル流が完全に平面的であるとした時に得られる二次元の場合の阻塞干渉の量を表わしている。図 23' 式右辺第三項が、側壁上に発達した境界層や、側壁からの測定部内部の流体の吸い取りが、測定部内部に形成されているポテンシャル流に及ぼす影響を表わしている。依って、この項を量的に評価すれば、側壁干渉効果の中の x 方向速度増分に対応した干渉量を評価したことになる。

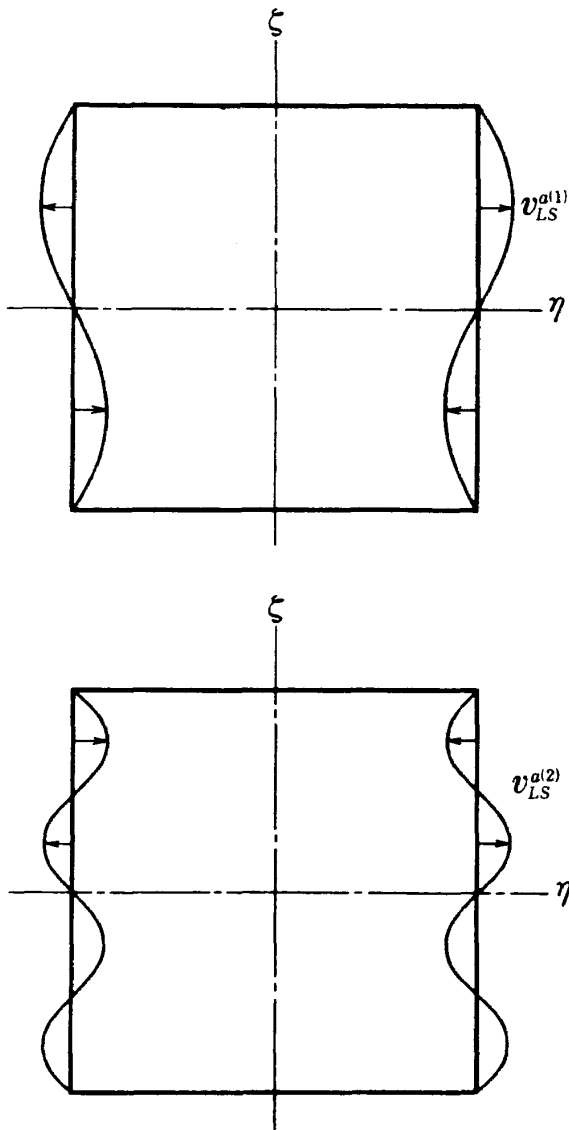


図 10 $v_{LS}^{a(n)} (n=1, 2)$

一方, $J_U^{(m)}(x; \lambda)$ の性質から, λ が大きい場合, その値は $m \geq 1$ では極端に小さく, (28) 式右辺の値には, $u_{HC}^{a(m)} (m \geq 1)$ はほとんど影響しないことがわかる。そこで, (28) 式は二次元風洞では以下のように近似できる。

$$\begin{aligned} \varphi_z(x, \pm 0) \simeq & \int_{x_L}^{\infty} \left[\int_{-L}^L [\phi]_{\pm}^{\pm} \Psi_z(\xi, \eta, 0; x, 0, \pm 0) d\eta \right. \\ & + \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{(\xi-x)^2} [\tilde{\phi}]_{\pm}^{\pm} \left. \right] d\xi \\ & - \frac{1}{2H} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{u_{HC}^{a(0)}}{1+e^{\frac{\pi}{H}(\xi-x)}} d\xi \end{aligned}$$

$$- \sum_{n=1}^{N_L} \int_{-\infty}^{\infty} v_{LS}^{a(n)} \cdot J_V^{(n)}\left(\frac{\xi-x}{L}; \lambda\right) d\left(\frac{\xi}{L}\right)$$

(28')

ここで, N_L は大きな自然数である。(28') 式右辺第 1 項は, 風洞中の翼型模型上の循環分布がスパン方向に変化している場合の干渉効果を表わしており, 第二項は, 測定部中のポテンシャル流れ場が完全に二次元的であるとした場合の測定部上下壁からの干渉効果を表わしている。第三項が, 側壁の干渉効果の中の z 方向速度成分の増分に対応した干渉量を表わしている。

今, ここで, 簡単のため, 側壁からの適当な吸い込みによって, 両側壁の間にわたって翼型の圧力分布が一定になったとする。これは, ある程度低い一様流マッハ数では実際に可能で, さらに, 側壁からの吸い込み量を幾分変えても, スパン方向に翼型の圧力分布が一定になっていることが実験事実によって確かめられている。(図 11 参照) 以後の議論では, こうした仮定が成立している場合に話を限ることにする。この場合, $[\phi]_{\pm}^{\pm}$ は y 方向に不変であるから, (28') 式はさらに整理されて

$$\begin{aligned} \varphi_z(x, \pm 0) \simeq & \frac{1}{4H} \int_{x_L}^{x_T} [u]_{\pm}^{\pm} \cdot d\xi \\ & + \frac{1}{24H^2} \int_{x_L}^{x_T} [u]_{\pm}^{\pm} \cdot (x-\xi) d\xi \\ & - \frac{1}{2H} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{u_{HC}^{a(0)}}{1+e^{\frac{\pi}{H}(\xi-x)}} d\xi \\ & - \sum_{n=1}^{N_L} \int_{-\infty}^{\infty} v_{LS}^{a(n)} \cdot J_V^{(n)}\left(\frac{\xi-x}{L}; \lambda\right) d\left(\frac{\xi}{L}\right) \end{aligned}$$

(28')

となる。上式の右辺第一, 二, 三項はすべて二次元の揚力干渉を示すものである。

以上から, 二次元風洞で翼型試験をする場合は, 側壁から適当な吸い込みをして, 翼型模型の圧力分布をスパン方向に一定にしてやれば, その測定部の

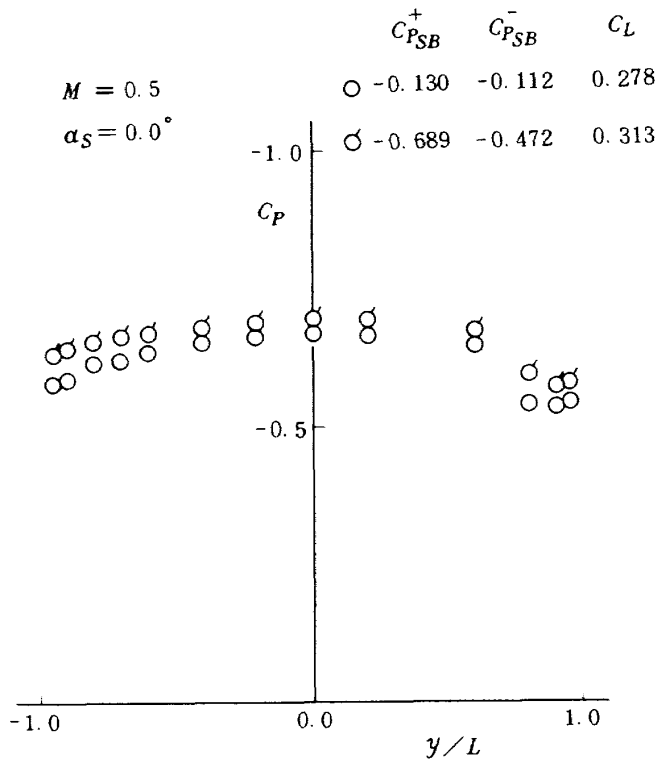


図 11 前縁から40%翼弦長の翼上面の
スパン方向の圧力分布

風洞壁干渉は通常の二次元の壁干渉と側壁からの吸い取りによる干渉とで $\textcircled{23'}$, $\textcircled{23''}$ 式のように表わせることになる。

3. 側壁からの吸い込みによる翼型 有効迎角への影響の評価

側壁に平行な平面で、側壁上にできる境界層の外側にあり、 y 軸を $L, -L$ の点で横切る検査面を Σ_L, Σ_{-L} とする。(図 3) 前節まででは、この検査面に垂直な方向の速度成分のこの面上での分布が判れば、二次元風洞の側壁干渉は評価することができることがわかった。側壁上に発達した境界層はその外側のポテンシャル流に影響を及ぼす。その影響は、 Σ_L, Σ_{-L} 上でのこの面に垂直な速度成分が測定されるなら評価することは可能であるが、実際には、そうした速度成分を面上にわたって測定することは困難である。一様流マッハ数や翼型迎角が翼面上に超音速領域や大きな剥離域を形成しない程度に低い場合は、こうした固体の側壁上にできる境界層による二次元風洞の側壁干渉効果は、側壁の間隔が測定部高さに比して極端に狭い場合(例えば、 $H/$

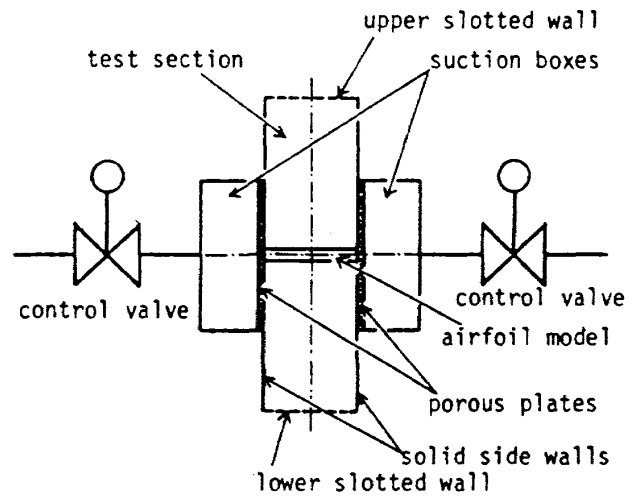


図 12 側壁からの吸い取りのメカニズム

$L \sim 5$) を除き、無視されてきたという経緯から、本論文では、側壁の固体壁部分に発生している境界層の影響は論じずに、側壁上の吸い取り板を通して側壁上の境界層を吸い込んだ場合の影響のみを論じる。特に、その影響によって誘導される x 軸上での $\varphi_z(x, \pm 0)$ は、 $\textcircled{23''}$ 式から

$$- \sum_{n=1}^{N_L} \int_{-\infty}^{\infty} v_{LS}^{a(n)} \cdot J_V^{(n)} \left(\frac{\xi - x}{L}; \lambda \right) d \left(\frac{\xi}{L} \right) \quad \textcircled{23''}$$

となっていることが前節での議論からわかる。

測定部内部の流体の吸い取り法としては、ここでは、図 12 にみられるような方法を考える。これは、航空宇宙技術研究所の二次元風洞で採用されている吸い取り法である⁴⁾。図からわかるように、吸い取り量の制御は、suction box と呼ばれる箱の内部の圧力を吸い取り量制御用の弁の開度を適当に調節することで達成される。そこで、この suction box 中の圧力変化の $v(x, L, z), v(x, -L, z)$ への影響、即ち、側壁近くの検査面、 Σ_L, Σ_{-L} 上での検査面に垂直な方向の速度成分への影響の大きさは、測定部中の $(x, \pm L, z)$ の点における静圧と、suction box 中の圧力との圧力差の平方根に比例していると近似する。この近似は porous wall の空気力学的特性として広く使われているもので、必ずしも高い精度の近似を表わしてはいないけれども、基本的な特性は十分に表わしていることが知られている²⁾。すなわち、

$$P - P_{SB} = K \cdot \frac{1}{2} \rho_{\infty} v_n^2 \quad \textcircled{23}$$

ここで、 ρ_∞ は風洞一様流の密度、 v_n は吸い取り板に垂直な方向の速度成分、 P は吸い取り板の測定部側圧力、 P_{SB} は suction box の圧力、 K は吸い取り板の圧力損失係数と呼ばれている定数である。この圧力係数は必ずしも、定数とは言えないことも知られているが⁴⁾、それは、 P の大幅な変化に対してであり、翼型まわりの流れ場での静圧の場所による変化は、翼面の極く近くを除くと、ほぼ動圧程度である。こうしたことから、翼型模型付近の吸い取り板を使つての測定部内部の流体を吸い取るような場合は、圧力損失係数は一定としても構わないことになる。33式の両辺を一様流動圧で割ると、

$$C_P - C_{P_{SB}} = K \cdot \left(\frac{v_n}{U_\infty} \right)^2 \quad (34)$$

ここで U_∞ は一様流速であり、

$$C_P = \frac{P - P_\infty}{\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2} \quad (35)$$

$$C_{P_{SB}} = \frac{P_{SB} - P_\infty}{\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2} \quad (36)$$

ここで P_∞ は一様流静圧である。

v_n の向きは圧力の低い方へ向いているから、34式は以下のように書き改められる。

$$\frac{v_n}{U_\infty} = \text{sgn}(C_P - C_{P_{SB}}) \cdot \frac{1}{\sqrt{K}} \sqrt{|C_P - C_{P_{SB}}|} \quad (37)$$

ただし、測定部内部から吸い取り板を通して外部へ向かう方向を正と定めた。図13は、二次元風洞の下流側から上流を見た場合の図であるが、右側の吸い取り板を通過して、測定部内部の流体が流出する場合は、その壁に垂直方向の速度成分の符号は正である。一方、左側の吸い取り板を通過して流体が流出する場合は、その符号は負となる。今、右側の suction box 中の圧力の36式で定義されるような係数を $C_{P_{SB}}^+$ 、左側の圧力係数を $C_{P_{SB}}^-$ とすると、

$$v_n(x, L, z) = \text{sgn}(C_P - C_{P_{SB}}^+) \cdot \kappa \sqrt{|C_P - C_{P_{SB}}^+|} \quad (38)$$

$$v_n(x, -L, z) = -\text{sgn}(C_P - C_{P_{SB}}^-) \cdot \kappa \sqrt{|C_P - C_{P_{SB}}^-|} \quad (39)$$

となる。ここで κ は

$$\kappa = 1/\sqrt{K} \quad (40)$$

である。一方、微小擾乱ポテンシャル ϕ の定義式、(9)、(10)式から、

$$v(x, \pm L, z) = \beta \cdot v_n(x, \pm L, z), \quad (\text{複号同順}) \quad (41)$$

ここで

$$v = \phi_z \quad (42)$$

よって

$$v(x, L, z) = \text{sgn}(C_P - C_{P_{SB}}^+) \cdot \beta \kappa \sqrt{|C_P - C_{P_{SB}}^+|} \quad (38')$$

$$v(x, -L, z) = -\text{sgn}(C_P - C_{P_{SB}}^-) \cdot \beta \kappa \sqrt{|C_P - C_{P_{SB}}^-|} \quad (39')$$

となる。38'、39'式の v を32式に代入すると、

$$\begin{aligned} v_{LS}^{a(n)} = & \frac{1}{2H} \int_{-H}^H \beta \kappa \cdot \text{sgn}(C_P - C_{P_{SB}}^+) \cdot \sqrt{|C_P - C_{P_{SB}}^+|} \\ & \times \sin \frac{n\pi}{H} \zeta d\zeta + \frac{1}{2H} \int_{-H}^H \beta \kappa \cdot \text{sgn}(C_P - C_{P_{SB}}^-) \\ & \times \sqrt{|C_P - C_{P_{SB}}^-|} \cdot \sin \frac{n\pi}{H} \zeta d\zeta \\ & n = 1, 2, 3, \dots \quad (43) \end{aligned}$$

となる。ここで $v_{LS}^{a(n)+}$ 、 $v_{LS}^{a(n)-}$ なる量を定義する。

$$\begin{aligned} v_{LS}^{a(n)+} = & \frac{\beta \kappa}{H} \int_{-H}^H \text{sgn}(C_P - C_{P_{SB}}^+) \cdot \sqrt{|C_P - C_{P_{SB}}^+|} \\ & \times \sin \frac{n\pi}{H} \zeta d\zeta \quad (44) \end{aligned}$$

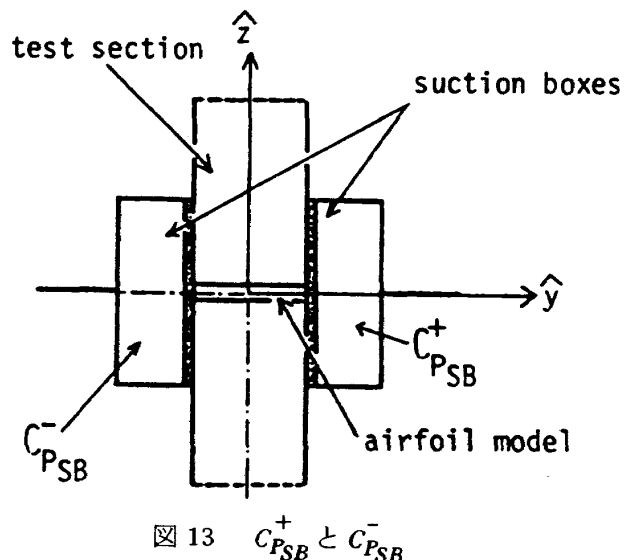


図 13 $C_{P_{SB}}^+$ と $C_{P_{SB}}^-$

$$v_{LS}^{a(n)-} = \frac{\beta \kappa}{H} \int_{-H}^H \operatorname{sgn}(C_P - C_{PSB}^-) \cdot \sqrt{|C_P - C_{PSB}^-|} \\ \times \sin \frac{n\pi}{H} \zeta d\zeta \quad (45)$$

$v_{LS}^{a(n)}$ を $v_{LS}^{a(n)+}$, $v_{LS}^{a(n)-}$ を使って表現すると,

$$v_{LS}^{a(n)} = \frac{1}{2} \{ v_{LS}^{a(n)+} + v_{LS}^{a(n)-} \} \quad (46)$$

となる。そこで、(46)式で表わされている側壁干渉の z 方向の速度成分の増分に対応する量を $\varphi_z^*(x, \pm 0)$ で表わすと,

$$\varphi_z^*(x, \pm 0) = \frac{1}{2} \left[- \sum_{n=1}^{N_L} \int_{-\infty}^{\infty} v_{LS}^{a(n)+} \right. \\ \times J_V^{(n)} \left(\frac{\xi - x}{L}; \lambda \right) d \left(\frac{\xi}{L} \right) \\ \left. - \sum_{n=1}^{N_L} \int_{-\infty}^{\infty} v_{LS}^{a(n)-} \cdot J_V^{(n)} \left(\frac{\xi - x}{L}; \lambda \right) d \left(\frac{\xi}{L} \right) \right] \quad (47)$$

と表わされる。(44), (45)式からわかるように, $v_{LS}^{a(n)+}$ とは、図13で左側にある suction box にある圧力を右側の suction box の圧力と等しくなるように何らかの方法でした場合の $v_{LS}^{a(n)}$ に等しい。 $v_{LS}^{a(n)-}$ も同様に、右側の suction box 圧力を左側のそれに等しくした時の $v_{LS}^{a(n)}$ である。このことから、(47)式で表わされる $\varphi_z^*(x, \pm 0)$ は、二つの suction box の一方の圧力が両方の suction box に入ったとした時に求まる側壁からの吸い取り干渉量と、その逆に、もう一方の圧力が両方の suction box に入ったとした時に求まる干渉量との平均を表わしている。そして、それが、二つの suction box に別々の圧力が入った時の吸い取りによる側壁干渉量を表わしていることになる。もちろん、通常の側壁からの測定部内部流体の吸い取り操作では、両方の suction box の内部圧力はできるだけ等しくなるように努めるのであるが、航技研の二次元風洞のように、左右の吸い取り系が別々である場合には、両方の suction box の内部圧力は完全には一致しない。しかし、その場合でも、(47)式を使えば十分評価できることがわかる。

以上の議論から、 $C_P(x, \pm L, z)$ を吸い取り板上で

測定し、 C_{PSB}^+ , C_{PSB}^- も同時に測定してやれば、(47)式から、吸い取りによる側壁干渉量の中の z 方向速度成分の増分 $\varphi_z^*(x, \pm 0)$ が求まることがわかった。しかしながら、(44), (45)式からわかるように、未だ未定定数 κ が $\varphi_z^*(x, \pm 0)$ には含まれている。厳密に言えば、 C_P , C_{PSB}^+ , C_{PSB}^- がわかると、 $\varphi_z^*(x, \pm 0)/\kappa$ が定まるにすぎない。もちろん、 κ を別の実験からあらかじめ決定してやることもできるわけではあるが、測定部中に一樣流が流れている状態では、吸い取り板上には境界層も発達しており、 κ について様々な場合について定めておかなくてはならなくなる。そういう訳で、本論文では、こうした κ の値を知らなくても、吸い取り効果を知る手法について以下に述べることにする。

(47)式から得られた $\varphi_z^*(x, \pm 0)$ を使うと、 x 軸上での吸い取りによる吹き上げ分布は

$$-\frac{1}{\beta} \varphi_z^*(x, \pm 0) \quad (48)$$

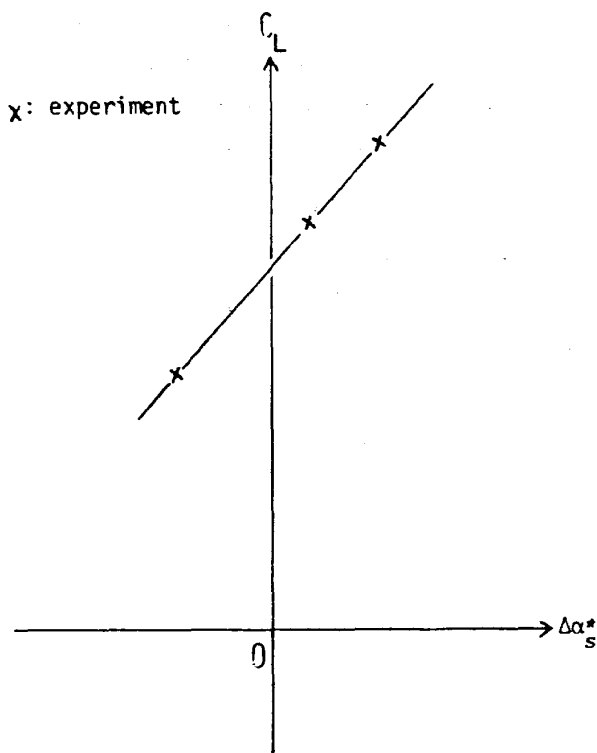
となる。この吹き上げ分布に対応した翼型の有効迎角の増分 $\Delta\alpha_S$ は

$$\Delta\alpha_S = -\frac{1}{c\beta} \int_{x_L}^{x_T} \varphi_z^*(x, \pm 0) dx \quad (50)$$

となる。今、 $\Delta\alpha_S^*$ を以下のように定義する。

$$\Delta\alpha_S^* = \Delta\alpha_S / \kappa \quad (\kappa \neq 0) \quad (51)$$

前にも述べたように、 $\Delta\alpha_S$ は κ が定まらない限り決まらないものである。一方、(51)式から、 $\Delta\alpha_S^*$ は κ に関係なく C_P , C_{PSB}^+ , C_{PSB}^- が判れば定まる量である。今、側壁からの吸い取りを適量行ったために、 $\Delta\alpha_S^*$ が 0 となったとする。この時、(51)式から、 $\Delta\alpha_S$ も κ の値のいかんにかかわらず 0 となる。即ち、 $\Delta\alpha_S^*$ が 0 となるように側壁からの吸い取りを調整してやれば、吸い取りによる翼型の有効迎角の変化は生じない、しかし、実験の最中に、 $\Delta\alpha_S^*$ を計算して、その値が 0 となるように吸い取り量を調整することは困難と考えられる。そこで、側壁から吸い取り板を通して測定部内部の流体の一部を吸い取る場合は、suction box 内の圧力を何通りかに変化させて、その時の C_P , C_{PSB}^+ , C_{PSB}^- と模型の揚力係数を測定する。もちろん、 C_{PSB}^+ , C_{PSB}^- の値によって揚力係数の値は変化する。次に、各々の場合の $\Delta\alpha_S^*$ を、これらの測

図 14 $\Delta\alpha_s^*-C_L$ 面

定値から求め、その時の C_L と共に図14 のように $C_L - \Delta\alpha_s^*$ 面にプロットしてやる。これらの点を通る直線が C_L 軸を横切った点が $\Delta\alpha_s^* = 0$ となる場合の揚力係数の値を示している。このようにして、実験の後のデータ処理で、側壁からの吸い込みによる翼型の有効迎角への影響がないものとみなせる時の揚力係数を決定してやることができる。

4. 航空宇宙技術研究所二次元風洞における側壁からの吸い取りの影響評価への本手法の適用

二次元風洞の測定部は、幅 300mm、高さ1000mm であり、上下壁は多溝壁からなっている。翼型模型は NACA 64 A410 を使用し、翼弦長は 250mm である。側壁から測定部内部流体の吸い込みは、直径 470mm の焼結金属の通気性のある円板を通して達成されるようになっている。この円板の suction box 側の有効直径は 460mm であるため、有効な吸い取り板の形状は直径 460mm の円板と考えた。この円形の吸い取り板は、はじめ、そのまま円板状のものを使用した。後に、その下半分を密閉した半円板状のものに改造して使用した。本論文では、一

様流マッハ数 0.50，総圧 4.0 kg/cm^2 ，岐点温度約 20°C の実験結果のみを取り扱った。実験の詳細は、文献4)を参照されたい。

前節までで、測定部側の吸い取り板上の圧力分布と、suction box 内部の圧力がわかれば、吸い取り板を通しての測定部内部流体の吸い取りが、翼型の有効迎角に及ぼす影響を量的に評価する手法を述べた。しかし、本実験の吸い取り板には、板上の圧力分布を測定するための静圧孔などは設けられておらず、本節では、この吸い取り板上の圧力分布を、翼型模型の中央断面の圧力分布から推定することとした。まず、この翼型模型の中央断面での翼型圧力分布は正しく求まっているので、翼面上に、その圧力分布が生じている場合の流れ場全体での静圧分布を薄翼近似を使って求めた。当研究所の二次元風洞の測定部では、上下壁が吸い取り板上の圧力分布に及ぼす影響は、静圧係数で高々 10^{-2} order となる。一方、この翼型が、吸い取り板上の圧力分布に及ぼす影響は、それより 1 order 高いものとなっている。このため、流れ場の静圧分布を求める際は、上下壁の影響は無視した。こうして求めた吸い取り板上の圧力分布の例を図15に示した。薄翼近似を使っているため、翼型前縁付近では、その圧力分布は正しく

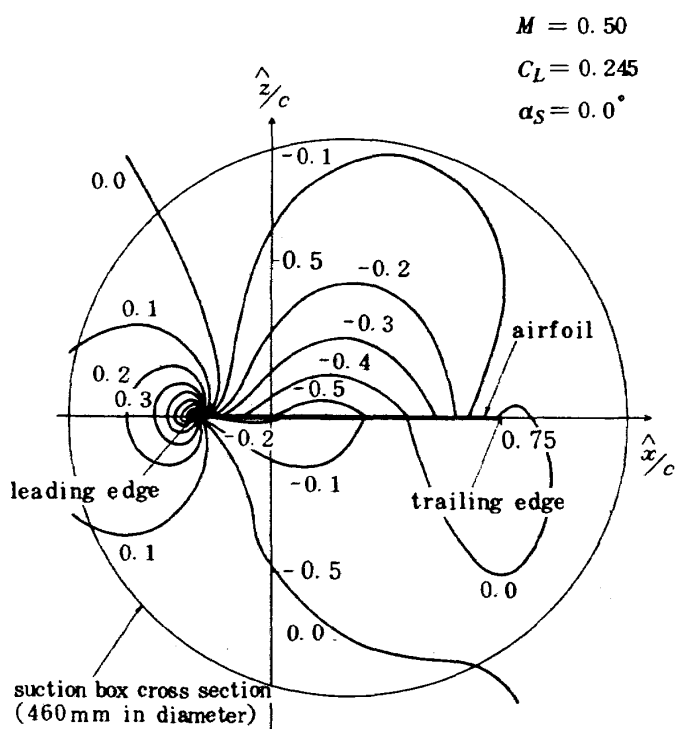


図 15 吸い取り板上の等圧線

ないが、この付近の圧力分布は、測定部側壁からの吸い取りによる翼型の有効迎角に対する影響にはあまり関係しない。それは、この付近の側壁に垂直方向の速度成分は、翼型の有効迎角にあまり影響を及ぼさないためである。図16には、この側壁に垂直な方向の速度成分が、翼型の $1/4$ 翼弦長地点の吹きあげ、吹きおろしに49式で直接関連づけられている φ_z^* (0, ± 0) にどの程度強く影響するかが示されている。符号は、吹きあげ、吹きおろしの別を示しており、影響の強さは、その絶対値が示している。この図は28式と32式を使って求めた。図からわかるように、 x 軸のすぐ近くの側壁に垂直な方向の速度成分は、 x 軸からある程度離れた地点のそうした速度成分に比して、翼型の有効迎角にあまり影響を及ぼさないことがわかる。しかし、 λ が大きい場合は、すなわち、側壁の間隔が、測定部高さに比して非常に小

さい場合は、 x 軸近くの側壁に垂直な方向の速度成分も十分に翼型の有効迎角に影響を及ぼすことが図17からわかる。こうした場合は、側壁と翼型模型との連結部に発生する複雑な三次元境界層の影響が、そのまま翼型の有効迎角に影響するため、前節で求められた吸い取り効果の評価法を、こうした影響評価に適用することは避けなくてはならない。本節で取り扱う測定部は図16の場合に相当している。

航技研二次元風洞では、前にも述べたように、吸い取り板は完全な円形であった。このような吸い取り板が取り付けられている場合の測定部では、模型に発生する模型上下面の圧力差によって、翼型模型の pressure surface 側から, suction surface 側へ、この吸い取り板を横切って流れが発生する。このため、揚力係数は、側壁がすべて固体壁でできていて、こうした壁に垂直な方向の速度成分がほとんど誘導されない場合と比較して、その絶対値はかなり小さなものとなる。この様子は図18に示されている。こうした吸い取り板では、suction box の圧力をかなり低くしてやっても、翼型模型の pressure surface 側から suction surface 側へ吸い取り板を横切って流れる流れを効果的に妨げることはできず、側壁がすべて固体壁になっている場合よりも、揚力係数は低くなる。

図19には、側壁からの吸い取りにより誘導される翼面上の吹きあげ分布を示している。一見、吹きあ

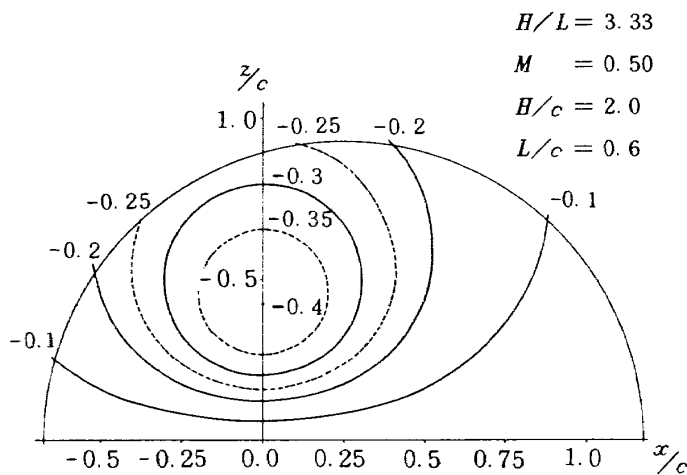
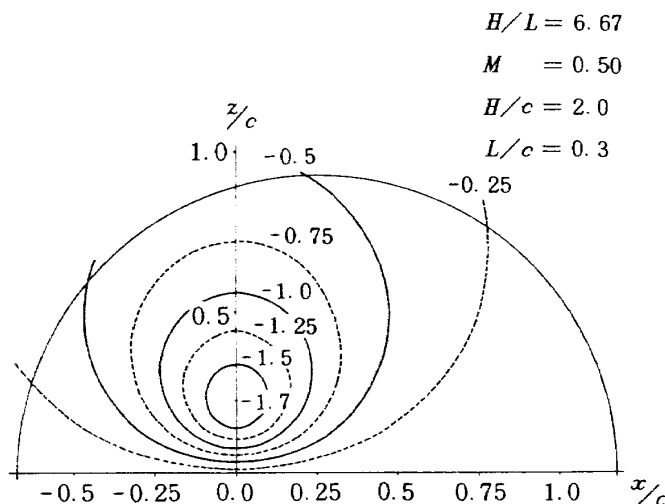
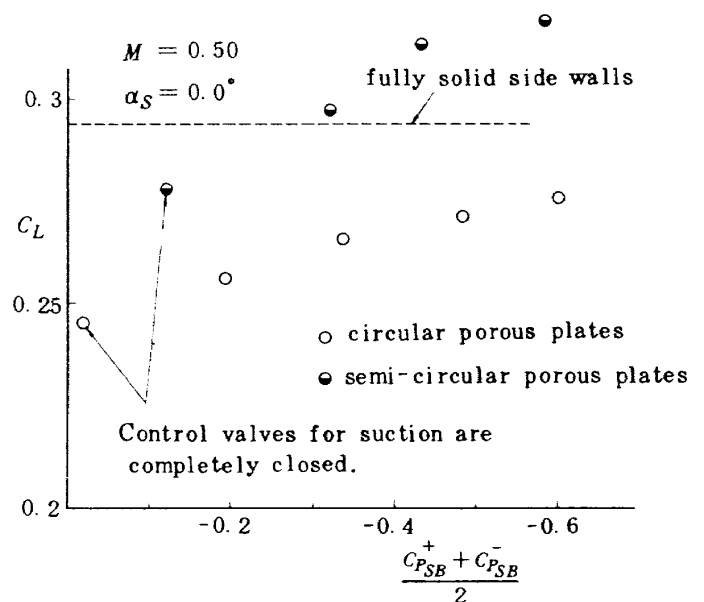
図16 v_n の重み函数図17 v_n の重み函数

図18 円板状吸い取り板による吸い取り効果

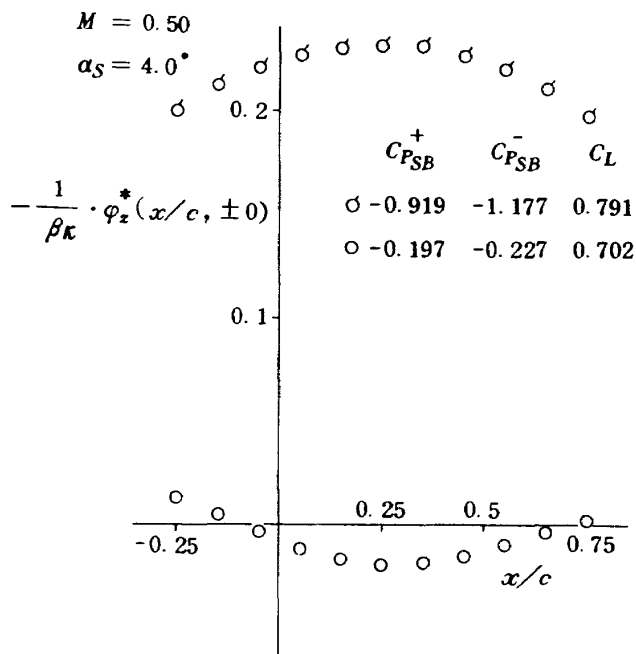


図 19 側壁からの吸い取りによって誘導された翼面上の吹き上げ分布

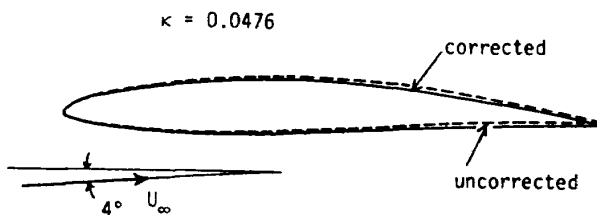


図 20 修正後の翼型 (NACA 64 A410)

げ角は、翼面上でかなり変化しているようであるが、 κ の値はかなり小さなもので、実際には、翼面上での吹きあげ角の変化はほとんどないといえる。図20は、後で合理的に決められた κ の値、0.0476を使って、実際の翼型が、図19の $\alpha_S = 4.0^\circ$ の場合の吹きあげ角分布を、側壁からの吸い取りによって受けた場合の、翼型の形状変化を示したものである。図からわかるように、ほとんど camber 形状の変化は受けていない。このように、本論文で取り扱った実験結果では、側壁からの吸い取りによって、翼型形状はほとんど変化せず、有効迎角の変化としてその影響をとらえることができた。以後は、側壁からの吸い取りによる翼型有効迎角の増分 $\Delta\alpha_S^*$ と比例関係にある $\Delta\alpha_S^*$ だけで、側壁からの吸い取りの揚力係数に及ぼす影響を論じる。

いろいろな suction box の圧力に対する $\Delta\alpha_S^*$ と C_L

の組み合わせを $\Delta\alpha_S^* - C_L$ 面にプロットしたものが図21である。この図からわかるように、suction box の圧力をいろいろと変化させてやっても、(この場合は、suction box の圧力を低くしてやるにつれて、○及び○印は右へ移っていつている。)、吸い取りによって誘導される $\Delta\alpha_S^*$ は0とはならない。すなわち、この円形の吸い取り板では、翼型の pressure surface から suction surface への吸い取り板を通っての流れが発生し、suction box の圧力をかなり下げてやっても、その $\Delta\alpha_S^*$ への影響はなかなか消えないことを示している。翼型の suction surface 側の吸い取り板上での圧力分布に対して、吸い取り板を通して suction box 内の流体が測定部へ流入するのを弱めようとして suction box 内の圧力を下げてやると、翼型の pressure surface 側の吸い取り板を通して、より大きな測定部から suction box への流れが発生するというわけである。そこで、こうした悪循環を避けるため、この円板状の吸い取り板の下半分を密閉したものに改造した。このことによって、吸い取り量を制御する弁を完全に閉めた場合でも、この下半分気密の吸い取り板を設置した時の揚力係数は、図18でみられるように、側壁が完全に固体壁の場合のものにかなり近いものとなった。この半円形の吸い取り板は、円形のもとの吸い取り板の下半分を密閉しただけのものであるから、円形の吸い取り板の圧力損失係数と全く同じものを有する。すなわち、前節で現われた未定定数 κ は、円形吸い取り板と、半円形吸い取り板とでは同じである。そこで、これら二種類の吸い取り板を使つての吸い取り効果の実験で得られた $\Delta\alpha_S^*$ と C_L との組み合わせを $\Delta\alpha_S^* - C_L$ 面にプロットしたものが図22から図26である。これらの図から、側壁からの吸い取りが翼型の有効迎角に及ぼす影響が無い場合、すなわち、 $\Delta\alpha_S^*$ が0の時の C_L を求め、 $C_L - \alpha_S$ 面にプロットしたものが図27である。この図の中には、同じ設定迎角で、suction box の圧力を様々に変えた時に得られた揚力係数をそのまま×印で示している。また同時に、側壁が完全に固体壁の場合の設定迎角と揚力係数の関係も示してある。側壁から吸い込みを行った時に得られた様々な揚力係数から本手法によって求めた側壁からの吸い取り効果を除いた揚力係数は、

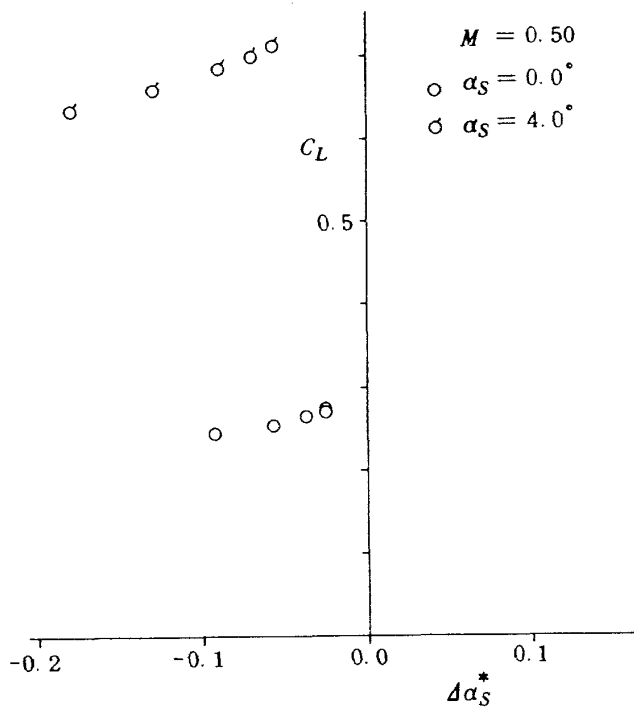


図 21 C_L vs. $\Delta\alpha_S^*$

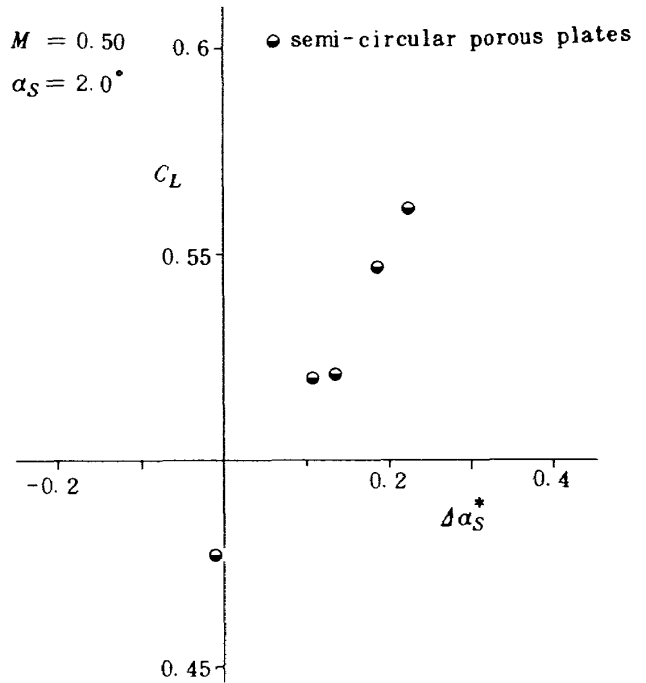


図 23 C_L vs. $\Delta\alpha_S^*$

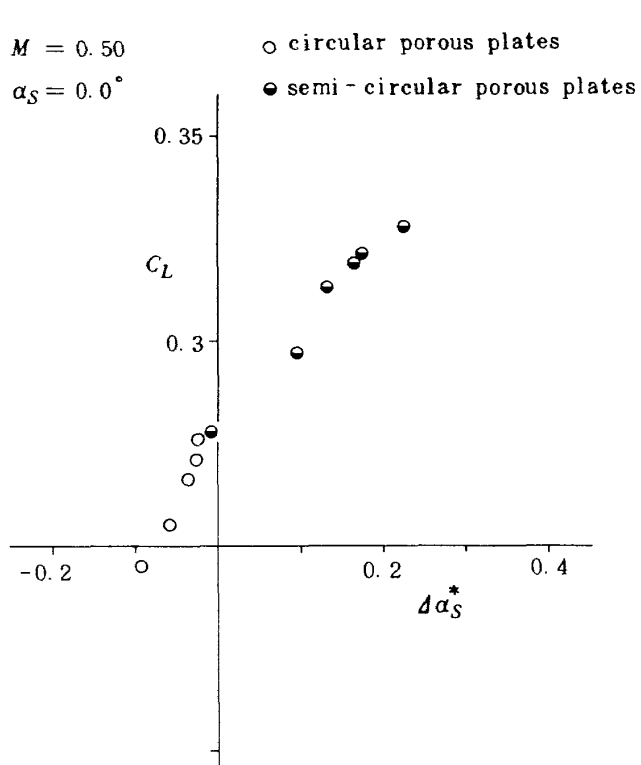


図 22 C_L vs. $\Delta\alpha_S^*$

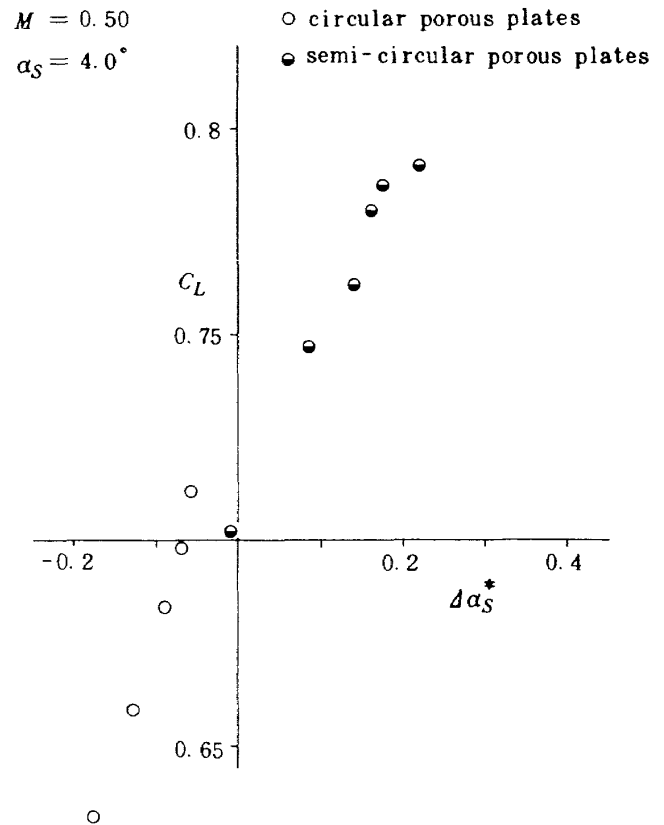


図 24 C_L vs. $\Delta\alpha_S^*$

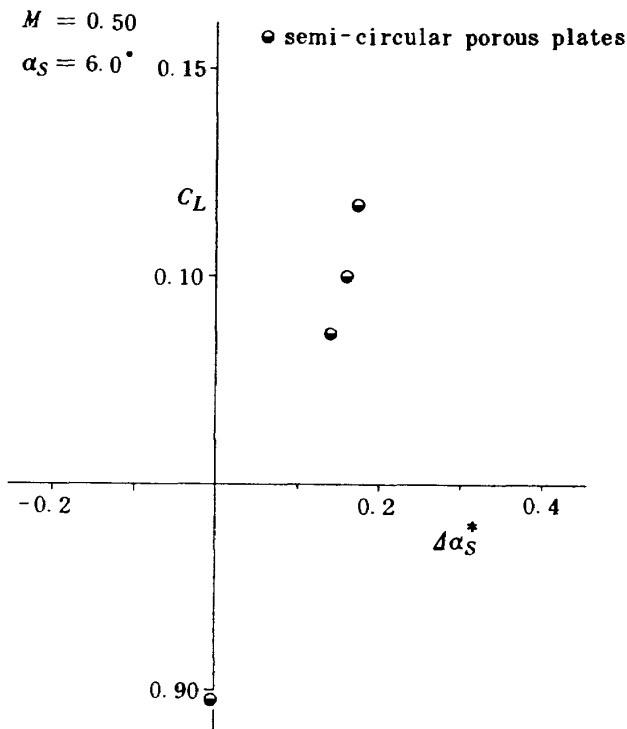
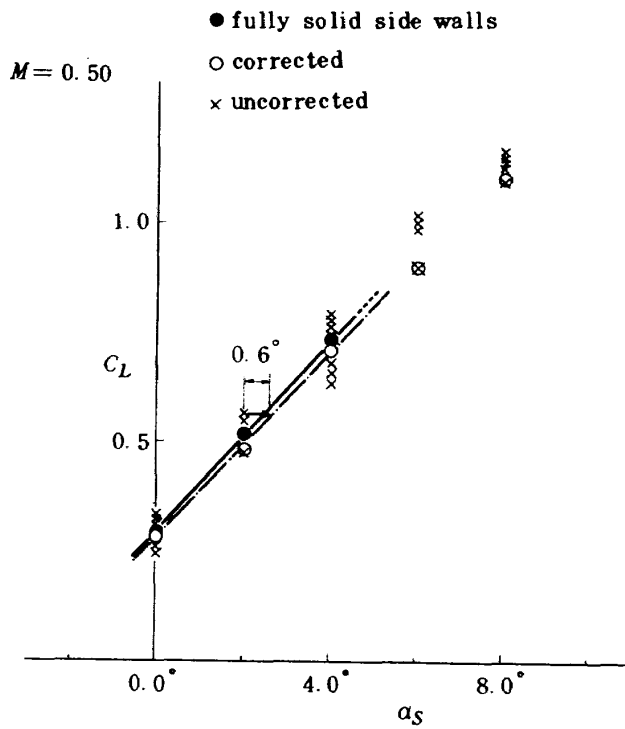
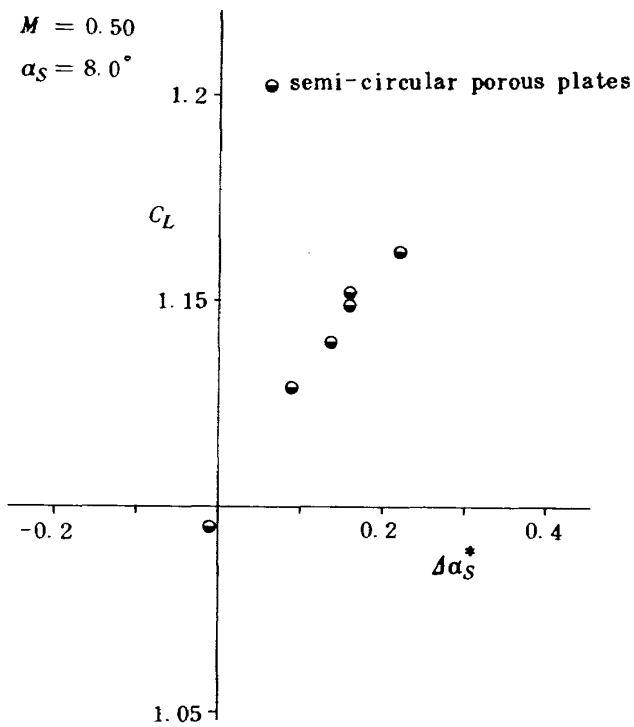
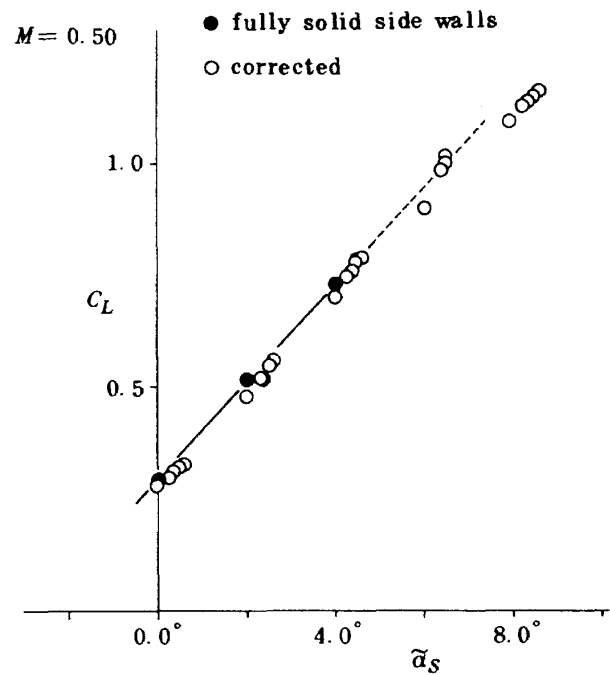
図 25 C_L vs. $\Delta\alpha_S^*$ 

図 27 揚力係数曲線

図 26 C_L vs. $\Delta\alpha_S^*$ 図 28 $\kappa = 0.0476$ とした時の修正揚力係数曲線

側壁が完全に固体壁の場合のものよりも幾分小さめではあるが、ほぼ修正できたと考えられる。未だ残っているこれらの差は、吸い取り板上の静圧分布の精度上の不十分さ、吸い取り板に垂直な方向の速度成分の近似の誤差、側壁上に発達した境界層を無視したことによる誤差などによって起ったものと考えられる。今後、より高精度の近似や実験が必要であろう。

側壁からの吸い取り効果の修正によって得られた揚力係数曲線が図27中の一点鎖線で示されている。この図から設定迎角2度で、本実験で最も suction box 中の圧力を下げた時の揚力係数を出す翼型の有効迎角が2.6度となっていることがわかる。 $\Delta\alpha_S$ が0.6度となるように κ の値を決めてやると、その値は0.0476となる。 κ の値が一度決まると、他の実験結果にもその κ の値を代入してやると、その実験での有効迎角の増分 $\Delta\alpha_S$ が数値として求まる。このようにして得られた修正後の翼型の有効迎角 $\tilde{\alpha}_S$ と C_L の関係をプロットしたものが図28である。設定迎角が8度以上にならない限り、ほぼ、一本の直線に載っているといえる。

一様流マッハ数が高く、翼面上に超音速部分が生じているような場合は、流れ場の基礎式は線型なラプラスの方程式では表わせないので、本手法は使用できない。しかしながら、翼面上の超音速領域がかなり大きくならない限り、通常の亜音速壁干渉修正法が実際には適用できることが経験的に認められているので、本手法も、翼面上に衝撃波が発生しているような場合にまで適用してみる価値はあると著者らは考えている。もちろん、吸い取り板上の圧力分布は、翼面上の静圧分布から、非線形な流れ場の解析を使って求めなくてはならない。

5. 結 論

もっぱら二次元翼型模型の性能試験をする風洞では、測定部の側壁の間隔がその高さに比してかなり狭くできている。こうした測定部の壁干渉について、側壁の存在を考慮して取り扱った。その結果、この種の風洞測定部の壁干渉は、基本的には、二次元流れの場合の壁干渉と、側壁の干渉の和の形で表わされることがわかった。また、側壁干渉の量的評価も、

側壁に垂直な方向の速度成分の側壁付近に置いた検査面上での分布がわかれば可能となる式を得た。この評価式を使って、側壁からの吸い取り板を通して測定部内部の流体を吸い取った場合の翼型模型の有効迎角への影響について調べ、そうした影響がないとみなせる場合の揚力係数を決定した。こうして求められた揚力係数曲線は、側壁が固体壁の場合のものにかなり近いものとなった。

記 号

C_P	: 圧力係数, 35式
$C_{P_{SB}}$: suction box の内部の圧力係数, 36式
$C_{P_{SB}}^+$: 図13での右側の suction box の圧力係数
$C_{P_{SB}}^-$: 図13での左側の suction box の圧力係数
c	: 翼弦長 (= 250mm)
g	: 18式
H	: (4)式によって変換された風洞半高さ
\mathcal{M}	: (ξ, η, ζ) に関する任意関数
h	: 19式
$J_B^{(n)}(x; \lambda)$: 24式
$J_U^{(n)}(x; \lambda)$: 30式
$J_V^{(n)}(x; \lambda)$: 29式
K	: 圧力損失係数, 33式
$K_0(x)$: 変形されたベッセル関数 $K_n(x)$, $n=0$
$K_1(x)$: 変形されたベッセル関数 $K_n(x)$, $n=1$
k	: 12式
L	: (4)式によって変換された風洞半幅
M	: 一様流マッハ数
P	: 流れの各点での静圧
P_{SB}	: suction box の内部の圧力
P_∞	: 一様流静圧
$S(\xi, \eta)$: 翼の厚み分布
S_w	: 図1 ($S_w = S_{wing} + S_{wake}$)
S_{wing}	: 図1
S_{wake}	: 図1
$S_2(\xi)$: 二次元翼型の厚み分布
U_∞	: 一様流流速
(u, v, w)	: (ϕ_x, ϕ_y, ϕ_z)
$u_{HC}^{a(n)}$: 31式
$v_{LC}^{a(n)}$: 28式
$v_{LS}^{a(n)}$: 32式

$v_{LS}^{a(n)+}$: (44)式

 $v_{LS}^{a(n)-}$: (45)式

 v_n : Σ_L, Σ_L 面に垂直な方向の速度成分

 $w_{HC}^{a(m)}$: (27)式

 (x, y, z) : (4)式で変換された $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$, 図 2

 \hat{x} : 翼型 $1/4$ 翼弦長点から風洞軸に沿った下流方向への距離

 x_L : 前縁の x 座標

 x_T : 後縁の x 座標

 \hat{y} : \hat{x} 軸から翼型模型スパン方向の距離, 符号は図 2 参照

 \hat{z} : \hat{x} 軸から垂直上向きの距離

 $\tilde{\alpha}_S$: 風洞測定部で側壁の間隔が無限大になった時の翼型模型が, 風洞試験と同じ揚力係数を生じる時の翼型の迎角

 α_S : 風洞試験の翼型の迎角

 β : Prandtl-Clauert 数 (5)式

 $\Delta\alpha_S$: (50)式

 $\Delta\alpha_S^*$: (51)式

 Φ : 風洞中の速度ポテンシャル

 $\bar{\Phi}$: 自由流中の速度ポテンシャル

 ϕ : 風洞中の微小擾乱ポテンシャル

 $\tilde{\phi}$: 自由流中の微小擾乱ポテンシャル

 φ : 風洞壁干渉ポテンシャル, (21)式

 φ_z^* : (47)式

 Ψ : (11)式

 $\tilde{\Psi}$: (6)式

 ρ_∞ : 一様流密度

 λ : $= H/L$
 κ : (40)式

$$\operatorname{sgn}(x) : = \begin{cases} 1 & \text{for } x > 0 \\ -1 & \text{for } x < 0 \end{cases}$$

$$\mathbb{1}(x) : = \begin{cases} 1 & \text{for } x > 0 \\ 0 & \text{for } x < 0 \end{cases}$$

参 考 文 献

- 1) Bernard-Guelle, R. and Chevallier, Jean-Pierre ; Lateral Boundary-Layer Effects on Two-Dimensional Tests, Paper presented at 48th Annual Meeting of Supersonic Tunnel Association, Toulouse, Sept.14-15 (1977)
- 2) Ohman, L.H. ; The NAE High Reynolds Number 15 in. \times 60 in. Two-Dimensional Test Facility, Part I. General Information, NAE Report, LTR-HA-4 (1970)
- 3) Vaucheret, X., Bazin, M. and Armand, C. ; Comparaison D'essais Transsoniques B1-et Tridimensionnels Effectues dans Diverses Grandes Souffleries, ONERA, T.P.n° 1975-61 (1975)
- 4) 榎原盛三, 他 ; 航空宇宙技術研究所二次元風洞用境界層吸い取り装置の予備試験, 日本航空宇宙学会第12期年会講演会講演集, pp.136-137 (1981)
- 5) Sawada, H. ; Wind Tunnel Wall Interference in a Test Section with Ventilated Walls, ICAS-80-23.5 (1980)
- 6) 沢田秀夫, 他 ; 垂直孔多孔壁の二次元揚力干渉に関する実験, NAL TR-563 (1979)

既 刊 報 告

- | | | | |
|---------|---|------------|--|
| TR-670 | 三軸姿勢制御衛星のスラストプルーム・インピンジメントによる擾乱トルク
Thruster-Exhaust-Plume-Impingement Disturbance Torque of Three-Axis-Stabilized Satellite | 1981 年 5 月 | 古浦勝久, 津田尚一
荒井功恵, 梶川 実 |
| TR-671 | 高温気体の比熱と等エントロピー指数に対する解析的表示とその応用
Analytical Expressions for Specific Heats and Isentropic Exponents of High-Temperature Gases with their Applications | 1981 年 5 月 | 松崎利一, 平林則明 |
| TR-427T | New Molding Method of Three-Dimensional Hollow Photoelastic Model and Centrifugal Stress Analysis of Air Cooled Turbine Blade Model | May, 1981 | Toyoaki YOSHIDA,
Katsutoshi MATSUSUE
Kitao TAKAHARA and
Ryosaku HASHIMOTO |
| TR-672 | 完全ポテンシャル流の遷音速翼型設計 I, 数値解法とその適用計算例
Transonic Airfoil Design of Full Potential Flow I, Numerical Procedure and Its Computational Example | 1981 年 5 月 | 石黒登美子, 神谷信彦
河合伸坦 |
| TR-673 | 完全ポテンシャル流の遷音速翼型設計 II, 汎用プログラムの開発
Transonic Airfoil Design of Full Potential Flow II, Development of the FORTRAN Code | 1981 年 5 月 | 石黒登美子, 神谷信彦
河合伸坦, 小口慶子 |
| TR-655T | A Second-Order Accurate Procedure for Solving the Boundary Layer Equations Based on the Predictor-Corrector Form of the Crank-Nicolson Scheme | June, 1981 | Kenichi MATSUNO |
| TR-674 | 同転式速度ベクトル測定装置
A Velocity Vector Measuring System with Asymmetric-Wedge Type Yawmeters | 1981 年 6 月 | 中谷輝臣, 星野秀雄
野口正芳 |
| TR-675 | 振動の監視による転がり軸受の故障の早期発見の研究 (第 2 報クリース潤滑, 玉軸受)
An Investigation of the Early Detection of Defects in Ball Bearings by the Vibration Monitoring (Second Report Grease Lubricated Ball Bearing) | | |
| TR-676 | 窒化珪素ホットプレス材の常温強度評価試験
Strength Evaluation Test of Hot Pressed Silicon Nitride at Room Temperature | 1981 年 7 月 | 松末勝利, 高原北雄
橋本良作 |
| TR-677 | STOL 実験機模型の尾翼付近の流れ場
Surveys of Flow-Field Around Empennage of the NAL STOL-Research-Aircraft Model | 1981 年 7 月 | STOL プロジェクト推進本部
実験機開発室, 空力技術開発チーム |
| TR-678 | 炭化珪素常圧焼結材及び窒化珪素反応焼結材の常温強度評価試験
Strength Evolution Test of Pressureless - Sintered Sic and Reaction - Sintered Si3N4 at Room Temperature | 1981 年 8 月 | 松末勝利, 高原北雄
橋本良作 |
| TR-679 | 小型溝構造液水冷却燃焼器の研究(1)
(液水独立冷却および再生冷却燃焼実験)
A Study of Liquid Hydrogen Cooled LO ₂ /LH ₂ Rocket Combustor with Slotted Wall Liner | 1981 年 8 月 | 八柳信之, 新野正之
熊川彰長, 五味広美
鈴木昭夫, 坂本 博
佐々木正樹, 十亀英司 |

航空宇宙技術研究所報告680号

昭和56年8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 共 進
東京都杉並区久我山5-6-17
