

<論 文>

相互作用하는 亂流 境界層에 대한 上流狀態의 影響

李 德 鳳\*

(1985年 7月 22日 接受)

Influence of Upstream State on the Interacting Turbulent Boundary Layer

Doug-Bong Lee

**Key Words:** Interaction(相互作用), Subcritical, Supercritical(亞臨界, 超臨界), Viscous-Inviscid Coupling(粘性-非粘性結合), Integral Method(積分法), Upstream Unstabilization(上流不安定化)

Abstract

A numerical procedure (integral method) for calculating the interacting turbulent boundary layer is set up. With this method, some free interactions with various upstream conditions are simulated in order to investigate the influence of upstream state on the interacting turbulent boundary layer. The results obtained by this numerical simulation can be summarized as follows; Free interaction of upstream unstabilized (or separated) turbulent boundary layer is subcritical regardless of its external Mach number, while free interaction of upstream stabilized turbulent boundary layer has two different characteristics (subcritical, supercritical) according to the external Mach number.

記 號 說 明

- $a$  : 音 速
- $D_i$  : 消散函數(式 4)
- $f$  : 結合函數(式 13)
- $F$  : 無次元 相似解 流線函數(式 7)  $(= \psi/u_e \xi)$
- $H_i$  : 逆 非壓縮性 形狀係數(式 3)
- $M$  : 마하數
- $\gamma$  : 比熱比
- $\delta$  : 境界層 두께
- $\delta^*$  : 排除 두께
- $\theta$  : 運動量 두께
- $\theta^*$  : 力學的 에너지 두께  $(= \int_0^{\delta} (\frac{u}{u_e}) [1 - (\frac{u^2}{u_e^2})] dy)$
- $\Theta$  : 非粘性 外部流의 偏向角(式 14)

- $\tau$  : 剪斷應力
- $\tau_p$  : 壁面剪斷應力
- $\epsilon$  : 亂流粘度
- $\eta$  : 相似變數  $(= y/\xi)$
- $\xi$  : 相似變數  $(= \int_0^x \rho_e u_e \mu_e dx)$

添 字

- $e$  : 境界層 外部
- $i$  : 非壓縮性(혹은 變換량)
- $o$  : 上流의(初期의)
- $\infty$  : 攪亂되지 않은

1. 序 論

\* 正會員, 韓國航空技術研究所

題는 다음과 같은 空氣力學的 形狀의 設計와 解析에 대단히 重要하다. 即 가스 터빈의 날개깃, 空吸式 엔진의 吸入口와 擴散部, 또는 高速飛行體의 날개 등이다. 相互作用에 對한 많은 研究가운데에서(이分野에 對한 最近의 研究內容은 參考文獻<sup>(1,2)</sup>에 잘 調査, 整理되어 있음), 上流에서 不安定化된 亂流境界層과 斜角入射衝擊波와의 相互作用에 對한 實驗的 研究의 結果는 Lee에 의하여 發表된 바 있다<sup>(3)</sup>. Lee의 研究는 亂流境界層의 上流狀態가 重要한 役割을 하는 特殊한 境遇의 相互作用을 定性的으로 理解하려는 努力이었다. 그러나 實驗上의 制約 때문에 境界層의 上流狀態를 나타내는 媒介變數의 獨立的인 變化의 影響에 對한 結果를 提示하기가 곤란하였다<sup>(3)</sup>. 本 研究에서는 相互作用하는 亂流境界層의 여러가지 上流狀態를 理論的인 方法으로 描寫하여, 上流狀態를 定義하는 媒介變數의 各各의 獨立的인 影響을 살펴보았다.

相互作用하는 亂流境界層을 計算하기 爲하여 Lees-Reeves<sup>(4)</sup>, Klineberg 등<sup>(5)</sup>, Aymer-Leblanc<sup>(6)</sup> 등에 의하여 發展 되어온 境界層 積分法을 應用하였고, 아울러 여러가지 理論들을 比較하고 綜合하여, 效率的인 計算方法을 構成하였다. 이를 가지고 實驗的으로 實現하기 어려운 狀況들을 計算해 보임으로써 相互作用하는 亂流境界層의 特性을 理解하는데 必要한 資料를 提示하였다.

## 2. 理論의 배경

### 2.1 相互作用하는 亂流境界層을 計算하기 爲한 境界層 積分法

境界層 積分法은 境界層 方程式들(連續, 運動量, 力學的에너지 方程式)을 壁面으로부터 境界層 外部까지 積分하여 計算한다. 그러면  $y$ -導函數가 없어진 全微分 方程式이 얻어진다. 그중에서 連續方程式의 積分式은 粘性·非粘性 結合 條件式으로 解釋된다. 이 結合方程式 때문에, 外部 壓力分布는 未知數로서 計算된다. 이것 때문에 外部 壓力分布가 境界條件으로 주어지는 通常의 境界層 問題와는 다른 相互作用 問題가 形成된다. 또 積分量들을 한개의 獨立媒介變數(非壓縮性 形狀係數)의 函數로 表現하기 위하여, “非壓縮性” 相似解가 使用된다. 이러한 理由 때문에, Stewartson 變換<sup>(4)</sup>의 延長인 Alber의 變換<sup>(7)</sup>을 使用하여 境界層 方程式을 非壓縮性 座標面으로 變換시킨다.

Alber의 變換變數는 다음과 같다.

$$dX = \frac{a_\infty \rho_\infty}{a_\infty \rho_\infty} dx, \quad dY = \frac{a_\infty \rho}{a_\infty \rho_\infty} dy, \quad U = \frac{a_\infty}{a_\infty} u \quad (1)$$

變換된 境界層 方程式은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} & \left( H_i + \frac{1+m_e}{m_e} \right) \frac{d\delta_i^*}{dx} + \delta_i^* \frac{dH_i}{dx} + f \frac{\delta_i^*}{M_e} \frac{dM_e}{dx} \\ &= -\frac{\beta_1}{m_e} \frac{v_e}{u_e} \\ & H_i \frac{d\delta_i^*}{dx} + \delta_i^* \frac{dH_i}{dx} + (2H_i + 1) \frac{\delta_i^*}{M_e} \frac{dM_e}{dx} \\ &= \beta_1 \frac{\tau_p}{\rho_e u_e^2} \\ & J_i \frac{d\delta_i^*}{dx} + \delta_i^* \frac{dJ_i}{dH_i} \frac{dH_i}{dx} + 3J_i \frac{\delta_i^*}{M_e} \frac{dM_e}{dx} \\ &= \frac{2\beta_1}{\rho_e u_e^3} \int_0^\delta \tau \frac{\partial u}{\partial y} dy \end{aligned} \quad (2)$$

添字  $i$ 는 變換된 變數를 가리키며, 새로운 變數들의 定義는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} H_i &= \theta_i / \delta_i^*, \quad J_i = \theta_i^* / \delta_i^*, \quad m_e = \frac{\gamma-1}{2} M_e^2, \\ f &= f(m_e, H_i, Z_i) \\ Z_i &= \frac{1}{\delta_i^*} \int_0^{\delta_i} \frac{U}{U_e} dY, \quad \beta_1 = \frac{a_e}{a_\infty} \frac{\rho_e}{\rho_\infty} \end{aligned} \quad (3)$$

$f$ 는 結合條件과 關係된 函數이며, 이것에 關係서는 다음 章에서 論議될 것이다. 結果的으로 3개의 方程式과 9개의 從屬變數가 얻어진다. 그것들은 다음과 같다:

$$\begin{aligned} M_e, \delta_i^*, H_i, J_i, Z_i, dJ_i/dH_i, \quad D_i &= \frac{2}{\rho_e u_e^3} \int_0^\delta \tau \frac{\partial u}{\partial y} dy, \\ \frac{\tau_p}{\rho_e u_e^2}, \frac{v_e}{u_e} \end{aligned} \quad (4)$$

여기에서  $D_i$ 는 亂流消散函數(或者是 剪斷일 積分이라 부르기도 함<sup>(7)</sup>). 方程式과 未知數와의 不均衡을 解消하기 위하여, 積分量들을 單一變數의 函數(多項式)로 表現해야 한다.

### 2.2 積分量들에 對한 多項式的 表現

$H_i, J_i, Z_i, D_i$ 는 境界層의 全體的인 積分量들이며, 速度形  $u(y)$ 의 函數이다.  $D_i$ 는 또한 剪斷應力  $\tau(y)$ 의 函數도 된다. 層流境界層인 境遇에는 Falkner-Skan의 相似解 速度形으로부터 積分량의 多項式表現을 求한다<sup>(4)</sup>. 亂流境界層인 境遇에, Klineberg는 附着된 境界層에 對해서는 攝法則을 使用한 速度形을 利用하고, 剝離된 境界層에 對해서는 層流相似解와 後流模型을 利用하였다. Todisco는 後流模型에서도 亂流粘度가 剪斷層을 通하여 變한다고 假定하여 Klineberg의 多項式을 改善하였다<sup>(8)</sup>.

Alber는 剝離된 境界層에 對하여 特別한(ad-hoc) 接

近을 試圖하였다<sup>(6)</sup>. 그 結果 얻어진 二層亂流模型은 다음과 같다 :

$$\begin{aligned} \epsilon_i &= 0.018 u_* y \left[ 1 - \exp\left(\frac{-y\sqrt{\frac{dp}{dx\rho}}}{26\nu}\right)^2 \right] \\ \epsilon_0 &= 0.0168 u_* \delta^* \gamma \\ \gamma &= \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left[ 5.44 \left( \frac{y - \delta_2}{\delta - \delta_2} \right) - 0.9 \right] : \text{介入因數} \end{aligned} \quad (5)$$

$$\delta^* = \int_{\delta_2}^{\delta} \left( 1 - \frac{u}{u_*} \right) dy$$

$\delta_2 : u=0$  線에 該當

剝離되지 않은 境界層에 對해서는 잘 알려진 Cebeci-Smith의 模型을 使用하여 相似解를 求한다.

$$\begin{aligned} \epsilon_i &= 0.16 y^2 \left[ 1 - \exp\left(\frac{-y}{26\nu} \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho} + \frac{dp}{dx} \frac{y}{\rho}}\right)^2 \right] \\ \left| \frac{du}{dy} \right| \\ \epsilon_0 &= 0.0168 u_* \delta^* \gamma \\ \gamma &= \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left[ 5 \left( \frac{y}{\delta} - 0.78 \right) \right] \end{aligned} \quad (6)$$

Alber에 의하여 整理된 變換後의 相似速度形에 對한 方程式은 다음과 같다<sup>(9)</sup>.

$$\left[ \left( \frac{\eta \tilde{\epsilon}^*}{R \tilde{\epsilon}^*} + \tilde{\epsilon} \right) F'' \right]' + FF'' + \beta(1-F'^2) = 0 \quad (7)$$

여기에서 記號  $\sim$ 는 無次元화된 變數를 가리킨다(윗 變數들에 對한 定義는 Alber의 論文을 參照<sup>(7)</sup>). 特別히 亂流粘度  $\tilde{\epsilon}$ 은 다음과 같이 無次元化 되었다 :

$$\tilde{\epsilon} = \frac{\epsilon}{U_* \tilde{\epsilon}^*} \quad (8)$$

$\tilde{\epsilon}$ 은 式(5), (6)에 의하여 代置된다. Alber는 이 方程式의 解를 圖表의 形態로 그의 論文에 題示하였으나, 圖表를 읽을 때의 人爲的 誤差를 없애기 위해서, 또 特別히  $H_i$ 의 函數  $J_i, Z_i, D_i$ 를 求하기 위하여 方程式(7)의 解를 다시 求하였다.  $R \tilde{\epsilon}^* = 15000$ 일 때 이렇게 하여 얻어진 速度形을 積分하여 얻어진  $J_i, Z_i$ 의  $H_i$ 에 對한 多項式의 表現은 Klineberg나 Todisco의 多項式과 크게 다르지 않았다. 그러나  $D_i$ 는 境界層이 剝離되었을 때는, 다른 두 著者의 多項式 表現보다 顯著한 差異를 보였다(Fig. 1). Alber에 의하면,  $H_i \rightarrow 0$ 일 때  $D_i$ 가 自由剪斷層의 값( $D_i \rightarrow 0.018$ )으로 接近한다. 이것은 大略的으로 Liepmann-Laufer의 半無限 混合層의 實驗에서 얻어진 값과 같다<sup>(7)</sup>. 이로써 볼 때, Alber의 解로부터 얻어진 多項式의 表現이 剝離된 境界層에 對해서 더 改訂된 것임을 알 수 있다. 本 研究를 통해서는 Alber의 解로부터 얻어진 積分量들에 對한 多項式의 表現을 使用하였다 :

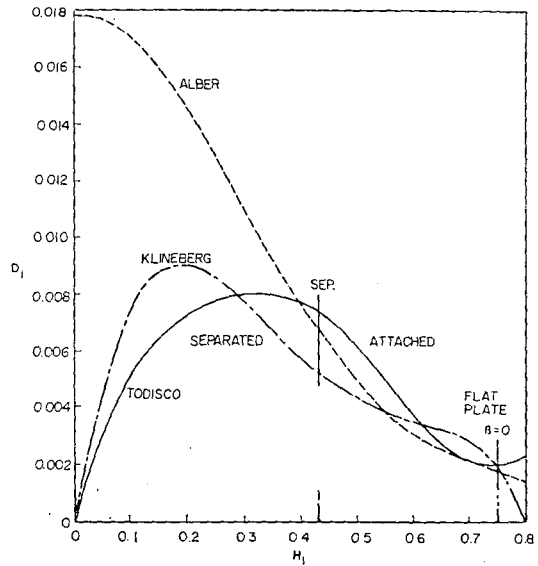


Fig. 1 Dissipation function of different authors (reconstructed from Ref. 5, 7 and 8)

$$J_i = 0.062765 + 1.2229 H_i + 0.020465 H_i^2 + 0.9897 H_i^3 - 0.21003 H_i^4$$

$$Z_i = 0.034736 + 10.579 H_i - 121.22 H_i^2 + 822.71 H_i^3 - 288.41 H_i^4 + 5471.1 H_i^5 - 5311.1 H_i^6 + 2082.0 H_i^7$$

$$D_i = 0.016983 + 0.013793 H_i - 0.1602 H_i^2 + 0.24877 H_i^3 - 0.27774 H_i^4 + 0.32820 H_i^5 - 0.17577 H_i^6 \quad (9)$$

### 2.3 粘性-非粘性 結合 過程

外部의 非粘性流의 解(outer solution)와 内部의 粘性流의 解(inner solution)에 對하여  $Re^{-1/2}$ 로 展開하는 van Dyke의 特異攝動法을 適用하면, 排除두께에 對한 二次元 結合條件을 얻을 수 있다<sup>(9)</sup>. 壁面에서의 ( $y=0$ ) 結合條件은,

$$\begin{aligned} v_e/u_* &= \left( \frac{v_{out}}{u_{out}} \right)_{y=0} = \frac{d\delta^*}{dx} \\ &+ \frac{\delta^*}{(\rho_{out} u_{out})_{y=0}} \frac{d(\rho_{out} u_{out})_{y=0}}{dx} \end{aligned} \quad (10)$$

또  $y=\delta^*$ 에서는,

$$v_e/u_* = \left( \frac{v_{out}}{u_{out}} \right)_{y=\delta^*} = \frac{d\delta^*}{dx} \quad (11)$$

또한 境界層의 境界面( $y=\delta$ )에서는,

$$\begin{aligned} v_e/u_* &= \left( \frac{v_{out}}{u_{out}} \right)_{y=\delta} = \frac{d\delta^*}{dx} \\ &- \frac{(\delta - \delta^*)}{(\rho_{out} u_{out})_{y=\delta}} \frac{d(\rho_{out} u_{out})_{y=\delta}}{dx} \end{aligned} \quad (12)$$

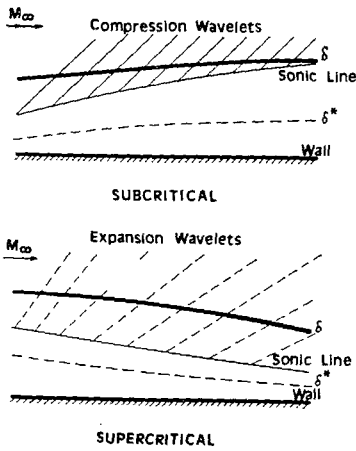


Fig. 2 Schematic representation of subcritical and supercritical interaction

式(12)는 連續方程式을 整理해도 역시 얻을 수 있다<sup>(10)</sup>. 壁面에서의 結合은 境界層의 局部的 攪亂에 對하여 매우 鈍하며 境界層의 超臨界 相互作用 問題를 避할 수 있다 하더라도 相互作用現狀을 計算上으로 잘 模寫해 주지 못한다. 強相互作用(strong interaction)에 對한 Aymer 등의 計算結果로 부터 判斷해 볼 때<sup>(6)</sup>,  $\delta$ 에서의 結合이 相互作用現狀의 計算에 가장 適合한 듯 보여서 本 研究에서도  $\delta$ 에서의 結合을 使用하였다. Aymer 등의 計算에서는  $\delta$ 에서의 結合이 壁面壓力分布를 實驗値에 가장 接近 豫測하였다. 2.1節에서 言及한 結合 函數  $f$ 는 이 境遇에 다음과 같이 주어진다<sup>(5)</sup>.

$$f = \frac{3\gamma-1}{\gamma-1} + \left\{ 2 + \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \left( \frac{m_e}{1+m_e} \right) \right\} H_i + \frac{M_e^2-1}{m_e(1+m_e)} Z_i \quad (13)$$

層流境界層의 相互作用 計算에서 Lees-Reeves는 境界層의 亞臨界, 超臨界 舉動에 對하여 言及하였다<sup>(4)</sup>. 亂流境界層인 境遇에도 역시 境界層은 亞臨界와 超臨界로 舉動하는데 이에 對한 物理的인 解釋을 다음과 같이 해 볼 수 있다. 亞臨界 境界層은 外部速度가 減少하면 ( $dM_e/dx \leq 0$ ) 두께가 增加한다( $d\delta/dx > 0$ ) (Fig. 2). 이것은 境界層內의 亞音速層의 相對的 두께가 커서(音速線의 位置가 壁面으로 부터 멀리 있어서) 全體의인 境界層이 마치 亞音速흐름 처럼 舉動하기 때문이다. 相互作用의 結果로 境界層은 外部流에 壓縮波를 發生한다. 이 壓縮波는 外部流의 減速을 더욱 強化하게 된다. 이와 같은 亞臨界 相互作用은 마하數가 낮을 때 일어난다. 外部流의 마하數가 커서 境界層內의 亞音速層의 相對的 두께가 작으면 境界層은 超臨界의 으로 舉

動한다. 超臨界 境界層은 外部速度가 減少하면 ( $dM_e/dx \leq 0$ ) 境界層의 두께도 얇아진다( $d\delta/dx < 0$ ). 境界層이 얇아지면 外部流에 對하여 膨脹波를 發生한다. 亞臨界 相互作用과는 反對로 境界層의 超臨界 相互作用은 外部流의 減速을 沮止시킨다. 不幸히도 이러한 흐름에 對한(特別히 自由相互作用에 對해서) 자세한 實驗的 證明이 아직 存在하지 않음을 아쉽게 생각하나 本 研究에서는 數值的인 計算으로 이를 措寫하고자 한다.

相互作用에 의하여 發生한 壓縮波나 膨脹波의 세기는 매우 弱하므로 外部流의 偏向을 計算할 때 等엔트로피 關係式을 適用할 수 있다. 外部流의 偏向은 :

$$\theta \equiv v_e/u_e = \nu(M_0) - \nu(M_e) \quad (14)$$

여기에서  $\nu$ 는 Prandtl-Meyer 函數이다.

$$\nu(M) = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \text{Arctg} \left\{ \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1} (M^2-1)} \right\} - \text{Arctg}(\sqrt{M^2-1}) \quad (15)$$

### 2.4 數值解析 方法과 初期條件

앞 節에서 보인 여러가지 理論的인 假定들에 의해서 方程式들의 系(2)는 結局 세개의 未知數( $H_i, M_e, \delta_i^*$ )만 包含하게 되어 닫힌 系가 된다. 이 方程式들을 Cramer의 法則에 따라 整理할 수 있다. 結局 세개의 一次, 非線形, 常微分方程式을 古典的인 方法, 即 四次 Runge-Kutta 法(IBM-370 컴퓨터에 프로그램 되었음)으로 積分하였다.

이 方程式들을 풀기위해서는 우선 初期條件( $H_{i0}, \delta_{i0}^*, M_0$ )이 必要하다. 實驗値들을 初期條件으로 使用할 때는, 實驗에 의하여 얻어진 物理量들을 非壓縮性 값으로 變換해야 한다. 이 變換은 式(1)에 의하여 數值的인 方法으로 行할 수 있다. 그러나 여기에서 좀더 簡單한 代數的 變換方法에 對해서 살펴보자. 만약에 速度形이 冪法則形態로 表現된다면,

$$\frac{U}{U_e} = \frac{u}{u_e} = \left( \frac{Y}{\delta_i} \right)^{1/n} \quad (16)$$

그러면,

$$H_i = \frac{n}{n+2}, \quad Z_i = n \quad (17)$$

$n$ 은 斷熱壁인 境遇에 다음과 같이 表現된다<sup>(9)</sup>.

$$n = \{ (1+m_e)(1-\delta^*/\delta-\theta/\delta) \} / (\delta^*/\delta+\theta/\delta) \quad (18)$$

變換된 排除두께는 다음과 같다.

$$\delta_i^*/\delta = 1 / \{ 1 + Z_i + m_e(1+H_i) \} \quad (19)$$

上流에서 이미 剝離된 壁層에 對해서는 이와 같은 過程이 相當히 不條理하게 느껴지나(왜냐하면 冪法則

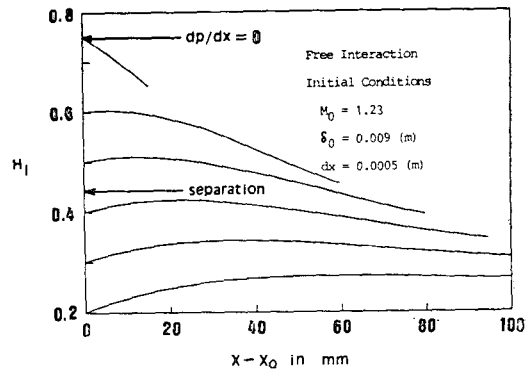
은 剝離된 境界層에는 맞지 않으므로,  $n$ 이 但只 形狀 係數와 여러가지 境界層 두께들의 關係를 맺어주는 中間 媒介變數임을 생각해 볼 때 이와 같은 變換方法이 意味가 있다.

### 3. 計算結果와 考察

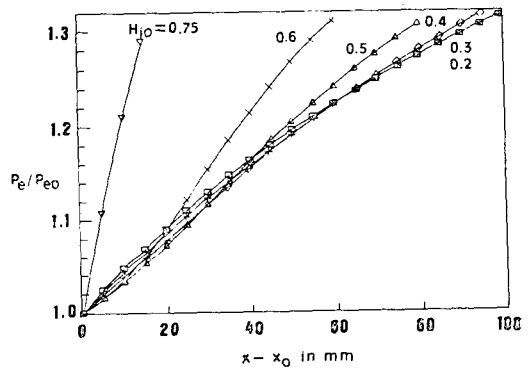
#### 3.1 亞臨界 境界層 相互作用에 對한 上流狀態의 影響

$\delta$ 에서의 結合에 의하면 平板上에 形成되는 亂流 境界層 相互作用은  $M_e \leq 1.3$  일 때 亞臨界가 되고  $M_e > 1.3$  일 때 超臨界가 된다(亞臨界 相互作用과 超臨界 相互作用의 境界를 이루는 마하數는 結合方法에 따라 달라진다). Alber 등은 間接적인 方向으로 亞臨界 흐름과 超臨界 흐름의 相互作用을 實驗하였다<sup>(11)</sup>. 即 半圓弧 翼形 周流의 흐름에서 亂流 境界層이 剝離하는 點의 移動을 살펴본 結果  $M=1.32$ 를 前後로 하여 剝離點의 位置가 衝擊波의 前後로 移動함을 觀察하였다. 이것은  $M=1.32$ 를 지나면서 境界層이 亞臨界에서 超臨界로 轉換함을 意味한다. 本 研究에서는 마하數가 充分히 작아서 亞臨界 相互作用을 하는 境界層에 對해서 優先論하고자 한다. 亞臨界 境界層은 相互作用의 結果로 因하여 減速된다[이 것을 '自由相互作用(free interaction)'이라 부름]. 自由相互作用에서 外部流의 壓縮(或은 膨脹)은 但只 等엔트로피의 過程으로만 일어나기 때문에 衝擊波와 같은 不連續이 있는 強相互作用(strong interaction)과는 다르다. 上流狀態의 影響을 調査하기 爲한 첫번째 意圖은 境界層의 上流狀態를 나타내주는 逆非壓縮性 形狀係數의 初期值( $H_{i0}$ )를 여러가지로 變化시켜 보면서 下流로 境界層 相互作用을 計算하는 것이다(附着된 境界層은  $H_i > 0.43$ , 剝離된 境界層은  $H_i \leq 0.43$ , 또  $H_i = 0.75$  이면 無壓力勾配中의 境界層<sup>(7)</sup>).

初期值로서  $M_0 = 1.23$  과  $\delta_0 = 0.009$  m 는 固定시키고  $H_{i0}$  만 變化시켰다. 上流에서 安定된( $H_{i0} = 0.75$ ) 亞臨界 境界層의 相互作用을 計算하였다.\* 또한 上流에서 剝離되는 않았으나 不安定화된( $H_{i0} = 0.6$  과  $0.5$ ) 境界層과 上流에서 剝離된( $H_{i0} = 0.4, 0.3, 0.2$ ) 境界層의 相互作用을 計算하였다(Fig. 3). 本 理論으로는 超音速 境界層에서 亞音速 境界層으로의 轉換이 不可能하



(a) Influence on  $H_i$



(b) Influence on  $P_e$

Fig. 3 Calculation of Subcritical Interaction

로 音速點( $M=1$ )에서 計算이 끝난다. 흐름方向으로 展開되는  $H_i$ 의 變化를 Fig. 3(a)에 보였다. 安定된 境界層( $H_{i0} = 0.75$ )은 下流로 가면서 急激히 不安定化된다. 그러나 上流에서 이미 不安定화된 境界層(剝離된 境界層 包含)은 相互作用이 始作되는 初期에는 安定化되는 傾向을 보이다가 어느 程度의 距離가 지나면 逆壓力勾配(相互作用에 의한)에 의하여 다시 不安定化된다. 그러나 初期에 甚하게 不安定화된( $H_{i0} = 0.2$ ) 境界層이 相互作用 初期에 安定化되어가는 距離가 다른 狀態의 境界層보다 길다. 이 傾向으로 보아, 平板上에서 相互作用하는 亂流 境界層은 上流狀態에 關係없이 아주 먼 下流에서는 같은 狀態(같은  $H_i$ )에 到達할 것으로 생각된다(이 것은 境界層의 安定度의 收斂에 對한 著者의 直觀이나 此後에 亞音速 區間까지의 計算에 의하여 證明되어야 할 것이다).

亂流 境界層의 自由相互作用에 의한 壁面壓力分布가 Fig. 3(b)에 나타나있다. 흐름方向의 逆壓力勾配가 생기는 것은 亞臨界 相互作用의 典型的인 特色이다. 初期狀態가 不安定化되어 있을 수록 相互作用에 의한 흐

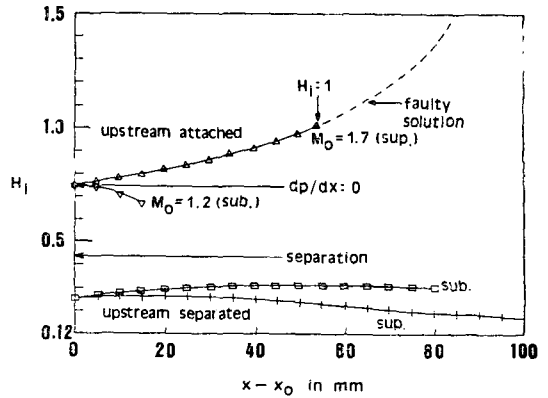
\* 註: 여기에서 境界層의 安定, 不安定의 基準은 壓力勾配가 없는 平板上의 境界層의  $H_i (= 0.75)$ 보다  $H_i$ 가 크면( $H_i \geq 0.75$ ) 安定된 境界層이고,  $H_i$ 가 작으면( $H_i < 0.75$ ) 不安定한 境界層이다.

를 方向의 壓力 勾配가 鈍해진다. 이 傾向을 剝離되지 않은 境界層과 垂直衝擊波와의 相互作用을 三層模型에 의한 解析의 方法으로 計算한 Inger의 結果에서도 볼 수 있다<sup>(12)</sup>. Inger의 計算은 強相互作用에 關한 것으로 本 計算과는 直接的으로 定量的 比較를 할 수는 없으나 境界層의 上流狀態가 壁面壓力 分布에 미치는 效果는 비슷하게 나타났다. 이와 비슷한 現象으로 같은 세기의 入射衝擊波에 의한 強相互作用에서 거친 面 위에서 生成되는 境界層(不安定化되고 두꺼워진)이 매끄러운 面에서의 境界層보다 더 鈍한 壓力 勾配를 만들어 내는 것이 Lee-Leblanc의 實驗에서 觀察된 바 있다<sup>(13)</sup>.

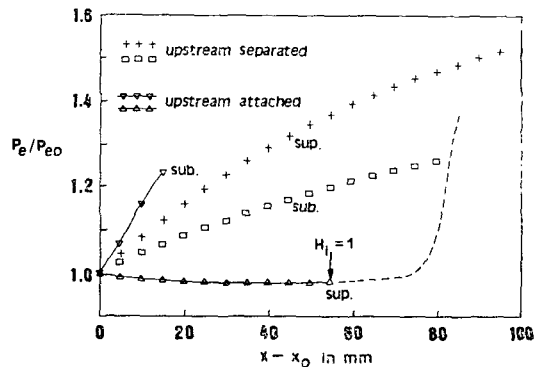
3.2 마하數의 影響

亞臨界 境界層 ( $M_0=1.2$ )과 超臨界 境界層 ( $M_0=1.7$ )에 對한 上流狀態의 不安定化가 미치는 影響의 差異를 調査하였다. 初期條件으로  $\delta_0=0.009$  m는 固定하고 두개의 마하數(超臨界인  $M_0=1.7$ 과 亞臨界인  $M_0=1.2$ )에 對하여 各各 두개의  $H_{i0}$ (上流安定된 境界層  $H_{i0}=0.75$ , 또 上流에서 剝離된 境界層  $H_{i0}=0.25$ )를 初期條件으로 주었다(Fig. 4). 上流에서 安定된 狀態( $H_{i0}=0.75$ )에 對하여, 超臨界 境界層( $M_0=1.7$ )은 亞臨界 境界層( $M_0=1.2$ )과는 完全히 反對의 傾向을 보인다(Fig. 4a). 이것은 '超臨界'라는 말이 意味하는 것처럼 豫想했던 結果이다. 그러나 超臨界 相互作用은  $H_i=1$ (運動量 두께와 排除 두께가 같아지는 點으로 理論적으로는 境界層이 加速에 의하여 모두 닳아 없어지는 點)에서 特異點에 到達한다(이 以後에도 計算은 繼續되나 境界層의 두께가 陰의 값을 가져서 物理的인 意味가 없다). 超臨界 境界層은  $H_i=1$ 에 到達할 때까지 繼續적으로 좀 더 安定化( $H_i > 0.75$ )되어지는 反面에, 亞臨界 境界層은 Fig. 3에서처럼 不安定化되어진다. 그러나 上流에서 剝離된 境界層들의 相互作用은 上流에서 安定되어 있는 境界層들의 相互作用과는 또 다르다. 上流에서 剝離된 높은 마하數의 境界層( $M_0=1.7, H_{i0}=0.25$ )은 相互作用 初期에는 若干 安定化되는 듯 하다가 音速點에 到達할 때에는 上流에서 剝離된 亞臨界 境界層( $M_0=1.2, H_{i0}=0.25$ )보다 오히려 더 不安定化된다.

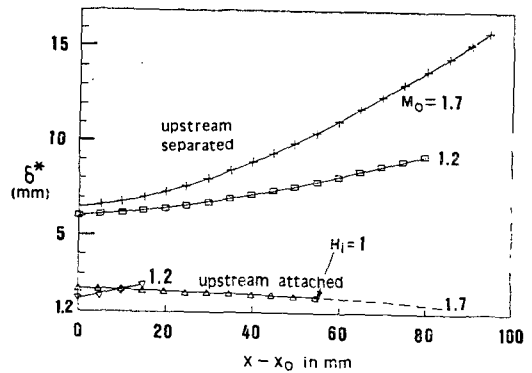
壁面壓力 分布을 보면(Fig. 4b)이 現象을 좀 더 잘 理解할 수 있다. 上流에서 附着된 境界層에 對하여 ( $H_{i0}=0.75$ )超臨界 相互作用은 順壓力 勾配를 만들어 낸다. 따라서 加速에 의하여 境界層이 繼續安定化되는 것이다. 그러나 超臨界 相互作用에서는 境界層의 加速은 또한 外部流의 干涉에 의하여 沮止당하므로(2.3節



(a) Influence on  $H_i$



(b) Influence on  $P_e$



(c) Influence on  $\delta^*$

Fig. 4 Calculation of Mach Number Effect

參照) 壓力 勾配가 甚하지 않고 거의 零에 가깝다. 그러나 上流에서 剝離된 境界層들( $H_{i0}=0.25$ )은 初期의 마하數에 相關없이 비슷한 相互作用(亞臨界)을 한다. 이것은 다음과 같이 理解될 수 있다. 같은 마하數에서도, 剝離된(或은 不安定化된) 境界層은 附着된 境界層보다 더욱 더 亞臨界的이다. 왜냐하면 剝離된 境界層의 亞音速層의(全體 境界層 두께에 對한)相對의 두께가

더 크기 때문이다. 上流狀態가 剝離되어 있을 때, 初期 마하數가 작을 수록 相互作用에 의한 逆壓力勾配가 더 鈍해진다. 이 理由는 Fig. 3에서 본 바와 같이 亞音速層의 相對的 두께가 커지면 ( $H_{i0} \rightarrow 0$ ) 逆壓力勾配가 더 鈍해지는 것처럼 (亞音速層을 통하여 攪亂이 擴散되므로)<sup>(13)</sup>, 같은  $H_{i0}$ 에서는  $M_0$ 가 작을수록 亞音速層의 相對的 두께가 커지므로<sup>(2)</sup> 작은 마하數에서 逆壓力勾配가 더 鈍해진다.

흐름方向을 따라 排除두께가 자라나는 모습이 Fig. 4(c)에 보여졌다. 境界層의 初期두께  $\delta_0$ 는 固定되어 있으므로  $\delta_0^*$ 는  $H_{i0}$ 와  $\delta_0$ 로부터 式(19)를 통하여 다시 計算된 것이다. 豫想할 수 있는 바와 같이 剝離된 境界層의 排除두께가 附着된 境界層의 排除두께 보다 크다.  $\delta^*$ 의 分布는 外部흐름의 마하數  $M_0$ 와 式(12)에 의하여 直接的으로 聯關되어 있으므로 마하數 分布를 알아 볼 수 있으며 壁面壓力分布인 Fig. 4(b)와도 直接的으로 結合(coupling)되어 있다.

### 3.3 實驗値와 比較

(1) 上流에서 攪亂되지 않은 境界層의 相互作用

Leblanc은 試驗部의 크기가  $65 \times 85 \text{ mm}^2$ 인 超音速 風洞( $M_0=1.43$ )속에서 여러가지 原因(두번째 목(throat), 衝擊波 發生器, 마하效果)에 의하여 發生한 垂直 衝擊波와 相互作用하는 亂流 境界層의 壁面壓力分布를 測定하였다<sup>(14)</sup>. 이때 上流에서의 境界層은 攪亂되지 않은 狀態이다 ( $H_{i0}=0.75$ ). 本 論文에서 發展시킨 自由 相互作用 理論을 가지고  $M_0=1$ 이 될 때까지 壁面壓力을 計算하여 測定値와 比較하였다. 相互作用 下流로 갈수록 計算値가 實驗値보다 높게 나타났다(最大誤差 6.6%) (Fig. 5).

(2) 上流에서 不安定화된 境界層의 相互作用

序論에서 言及한 것 처럼 Lee는 上流에서 不安定화된 亂流境界層의 相互作用에 對한 實驗의 研究를 하였다<sup>(3)</sup>. 上流에서 多孔壁을 통하여 噴출을 함으로써 噴出率에 따라 不平定化的 程度가 決定되나, 實際 相互作用은 固體壁위에서 일어난다. 不安定화된 程度에 따라 境界層은 附着되어 있기도 하고 또 剝離되기도 한다. 剝離된 境界層의 境遇에는 壁面壓力은 下流로 꾸준히 增加한다. 上流에서 剝離된 境界層 相互作用의 壁面壓力分布는 Fig. 4(b)의 自由相互作用에 의한 計算結果와 비슷한 樣相을 보인다. 本 論文에서 發展시킨 自由相互作用理論을 가지고, Lee의 上流狀態初期條件 ( $M_0=1.23$ ,  $\delta_0=0.009 \text{ m}$ ,  $H_{i0}=0.3846$ )에 의한 計算을 隨行함으로써 Lee의 實驗結果(壁面壓力 分布, 參

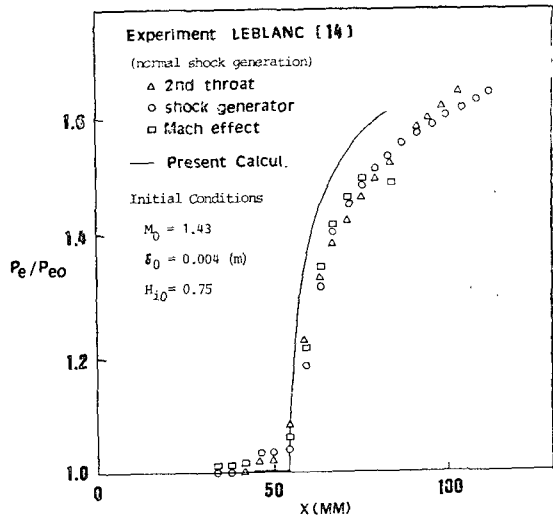


Fig. 5 Comparison of the calculated wall pressure distribution with the measured data (upstream stabilized boundary layer)

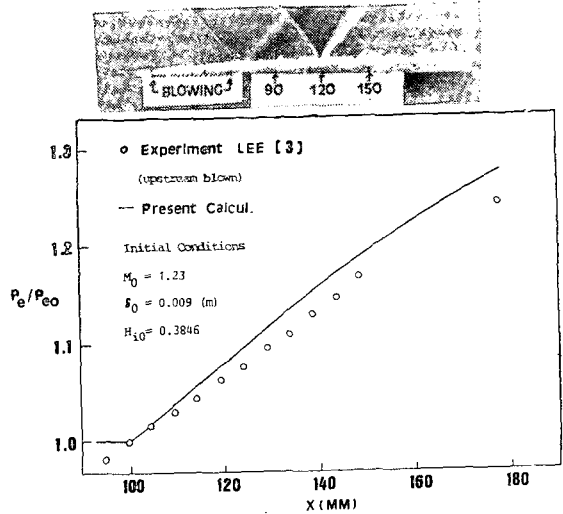


Fig. 6 Comparison of the calculated wall pressure distribution with the measured data (upstream unstabilized boundary layer) (x coordinate is transformed to the real position of Lee's wind tunnel test section)

考文獻<sup>(3)</sup>의 Fig. 13)와 比較하였다(Fig. 6). 역시 相互作用 下流에서 計算値가 實驗値보다 약간 높게 나타나 있다(最大誤差 2.3%).

實驗値와 計算値의 不一致는 다음과 같은 原因에 起因하는 것으로 생각된다. 實驗의 相互作用과 같은 複

雜한 流場을 模寫하기 爲해 比較的 簡單한 積分法을 適用한 것과, 또한 亂流 模型의 精巧性 與否가 이 誤差의 原因일 것이다. 앞으로 亂流模型을 좀더 精巧하게 해서 壓力勾配의 效果(例를 들어 弛緩模型)나 壁面 條件들(熱, 物質傳達 等)을 考慮하는 方向으로 本理論)을 擴張하는 것이 바람직 하다고 생각된다.

#### 4. 結 論

相互作用하는 亂流境界層을 計算하기 爲하여 積分法을 應用한 計算方法을 構成하였다. 이 方法으로, 相互作用하는 亂流境界層의 上流狀態의 影響을 調査하기 爲하여 여러가지 上流條件들을 가지고 計算을 隨行하였다. 이로부터 얻어진 結果를 要約해보면 다음과 같다 :

—上流에서 安定化된 境界層은 마하數에 따라 亞臨界, 超臨界 相相互作用을 한다.

—上流에서 不安定化된 境界層은 마하數(亞臨界 마하數이든 超臨界 마하수이든)에 相關없이 亞臨界 相互作用을 한다.

끝으로 上流에서 安定化된, 또는 不安定化된 境界層의 相互作用에 對한 實驗結果를 本方法으로 計算하여 比較했으며, 實驗과 計算의 좋은 一致에 의하여 이 理論의 適用 可能性을 보였다.

#### 參 考 文 獻

- (1) A.F. Messiter, Boundary-Layer Interaction Theory, Trans. ASME, Vol. 50, No. 12, pp.1104~1113, 1983
- (2) J. Delery, L'Interaction Onde de Choc-Couche Limite Turbulente et son Controle, AGARD CP-365 on Improvement of Aerodynamic Performance Through Boundary Layer Control and High Lift Systems, 1984
- (3) D.B. Lee, Interaction between an Unstabilized Turbulent Boundary Layer and an Incident Oblique Shock Wave, Trans. KSME, Vol. 9, No. 2, pp. 158~173, 1985
- (4) L. Lees and B. Reeves, Supersonic Separated and Reattaching Laminar Flows AIAA J., Vol. 2, No. 11, pp.1907~1920, 1964
- (5) J.M. Klineberg, T. Kubota and L. Lees, Theory of Exhaust-Plume/Boundary Layer Interactions at

- Supersonic Speeds, AIAA J., Vol. 10, No. 5, pp. 581~588, 1972
- (6) D. Aymer de la Chevalerie and R. Lebalnc, Integral Method Improvement for Computation of Transonic Shock Wave-Turbulent Boundary Layer Interaction, AIAA J., Vol. 16, No. 7, pp.761~763, 1978
- (7) I.E. Alber, Similar Solutions for a Family of Separated Turbulent Boundary Layers, AIAA paper No. 71-203, 1971
- (8) D. Aymer de la Chevalerie, Application d'une Methode Integrale au Calcul d'Interactions Onde de Choc-Couche Limite Turbulente en Ecoulements Faiblement Supersoniques, Thèse Doctorat No. 641, Université de Poitiers, 1976
- (9) T. Alziary de Roquefort, Couplage Fort et Couplage Faible entre Couche Limite et Ecoulement Extérieur, 13-ème Colloque d'Aérodynamique Appliquée, AAAF, Lyon, 1976
- (10) L. Crocco and L. Lees A Mixing Theory for the Interaction between Dissipative Flows and nearly Isentropic Streams, J. Aero. Sci., Vol. 19, pp. 649~676, 1952
- (11) I.E. Alber, J.W. Bacon, B.S. Masson and D.J. Collins, An Experimental Investigation of Turbulent Transonic Viscous-Inviscid Interactions, AIAA J., Vol. 11, No. 5, pp.620~627, 1973
- (12) G.R. Inger, Upstream Influence and Skin Friction in Non-Separating Shock-Turbulent Boundary Layer Interactions, AIAA Paper 80-1411, 1980
- (13) D.B. Lee and R. Leblanc, Oblique Shock Wave-Turbulent Boundary Layer Interaction with Suction, J. Roy. Aero. Soc., Vol. 88, No. 879, pp.416~427, 1984
- (14) R. Leblanc, Recent Progress in Shock Wave/Boundary Layer Interaction, VKI Short Course on Transonic Blade to Blade Flows in Axial Turbomachinery, Von Kármán Institute, Belgium, 1976, also for the experimental detail, Etude des Phénomènes d'Interaction Onde de Choc Normale-Couche Limite Turbulente en vue des Applications aux Turbomachines Transsoniques  
11-ème Colloque d'Aérodynamiques Appliquées, AAAF, Bordeaux, 1974