

<論 文>

不安定화된 亂流境界層과 斜角入射衝擊波와의 相互作用

李 德 鳳*

(1985年 1月 4日 接受)

Interaction Between an Unstabilized Turbulent Boundary Layer and an Incident Oblique Shock Wave

Doug-Bong Lee

Key Words: 斜角入射衝擊波(Incident oblique shock wave), 亂流境界層(Turbulent boundary layer), 相互作用(Interaction), 噴出(Injection), 超音速風洞(Supersonic wind-tunnel)

Abstract

An experimental investigation has been made to study the interaction between an incident oblique shock wave and an unstabilized turbulent boundary layer on a solid surface downstream of a porous surface with air injection through the porous surface. The boundary layer upstream of the interaction is unstabilized by the injection and provokes a shock wave which eventually interacts with the unstabilized boundary layer after reflecting from the upper wall of the test section. Three cases having different upstream Mach numbers and different shock strengths are studied. According to the level of the unstabilization, two cases are of attached boundary layers and the other one is of a separated boundary layer.

The result shows that the reflected wave system is composed of the compression wave, expansion wave fan, and recompression wave like the ordinary interaction while the separated boundary layer strengthens the reflected expansion waves. The interactions of the attached boundary layers show a similar tendency of the upstream wall pressure distribution as that of the ordinary interaction but the pressure rise rather decays in the downstream region. In case of the separated boundary layer, the wall pressure continues to rise in the downstream as opposed to the former cases. This indicates that the interaction region spreads out widely and the viscous effect of the separated boundary layer smoothens the abrupt pressure increase due to the shock impingement.

*正會員, 韓國航空技術研究所

記 號 說 明

- a : 音速
- c_p : 壓力係數(式 7)
- H : 形狀係數($H = \frac{\delta^*}{\theta}$)
- H_i : 非壓縮性 形狀係數($H_i = \frac{\delta_i^*}{\theta_i}$)
- M : Mach 數
- P : 壓力
- R_e : Reynolds 數
- R : 3.14 J/kg/°K(工學가스定數)
- T : 溫度
- u : 速度
- x, y : 壁에 平行, 垂直인 座標
- α : 흐름의 轉向角
- γ : 比熱比(=1.4)
- δ : 境界層 두께
- δ^* : 배제 두께(displacement thickness)

$$\delta^* = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_e u_e}\right) dy$$

$$\delta_i^* = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dy$$
- θ : 運動量 두께(momentum thickness)

$$\theta = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_e u_e}\right) \frac{\rho u}{\rho_e u_e} dy$$

$$\theta_i = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) \frac{u}{u_e} dy$$
- θ_0 : 衝擊波入射角
- μ : 마하角(=arcsin 1/M)
- ρ : 密度

添 字

- CB : Plenum chamber
- e : 境界層畔(external)
- fp : 平板
- i : 非壓縮性
- n : n 번째의 測定值
- p : Pitot
- sh : 衝擊波가 套히는 點
- sp : 境界層剝離
- st : 靜止(static)
- t : 全體(total)
- w : 壁面
- 0,1 : 相互作用 上流
- ∞ : 無限上流

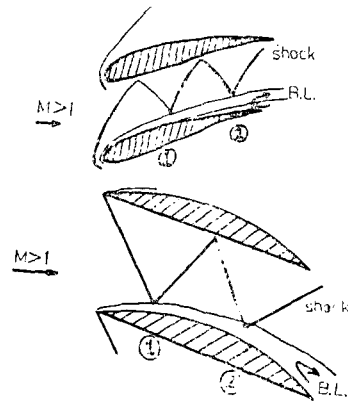
1. 序 論

平板에 生成되는 境界層을 境界層의 基準狀態라고 稱할 수 있다. 이 경우에 흐름方向의 壁力勾配는 없으며, 境界層의 두께는 잘 알려진 法則(Reynolds 數와 Mach 數의 函數)에 따라 흐름方向으로 增加한다. 亂流인 경우에는 平板上的 境界層의 非壓縮性形狀係數(H_i)가 거의 變하지 않으며 그 값은 약 1.33이다. 境界層의 全體의인 形狀을 論할 때 H_i 를 가지고 論하는 理由는 實際形狀係數(H)는 Mach 數의 函數가 되기 때문이다. 斷熱壁上에서 H 와 H_i 의 關係는 Inger 에 의하여 大略的으로,

$$H = H_i(1 + 0.1145 M^2) + 0.273 M^2$$

로 주어졌다⁽¹⁾. 이와같은 平板上的 境界層을 逆壓力勾配에 의하여 不安定化시킬 수 있는데, 그의 效果로 基準狀態보다 境界層의 두께와 H_i 가 더 增加하고 境界層剝離가 發生할 수 있다. 이것은 예를 들어, 超音速에서는 흐름方向으로 壁面이 휘어질 경우에 여기에서 衝擊波가 發生할 때이거나, 혹은 外部에서 壁面으로 衝擊波가 入射해서 境界層을 攪亂시킬 때 나타난다. Alber 에 의하면 境界層剝離點에서는 H_i 가 $H_{i,sp} = 2.33$ 에 達하며 剝離點 以後에는 더 커진다⁽²⁾.

Turbomachine blade 를 지나는 境界層은 이와 같이 不安定되어 있으며 不安定화된 以後에 또다시 衝擊波와 相互作用하게 된다(Fig. 1). 不安定화된 境界層과 衝擊波의 相互作用은 거의 研究되지 않았는 데, 대부

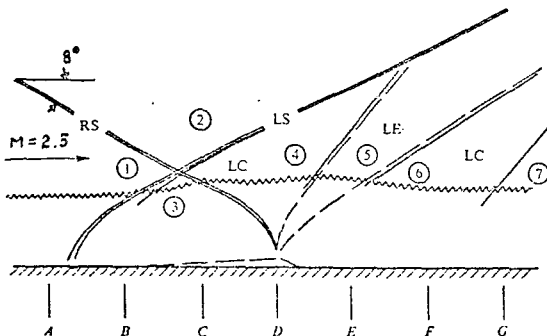


- ① Unstabilization by the 1st perturbation
- ② The 2nd interaction with the unstabilized B.L.

Fig. 1 Compressible inter-blade flow of a turbomachine

분의 相互作用 研究는 相互作用 上流의 境界層이 平板 上의 基準狀態에 있는 것이었다. 實際的인 경우에 衝擊波와 相互作用하는 境界層은 上流에서 壓力勾配의 影響을 받는다. 例를 들어 遷音速 날개上的 境界層은 衝擊波에 의한 主된 壓縮이 있기 前에 isentropic 한 壓縮을 받으며 비슷한 경우를 超音速엔진의 吸入口흐름에서 볼 수 있다. 또한 turbine blade의 冷却時에도 相互作用은 冷却液의 噴出이 있는 領域下流에서 發生할 수 있다.

衝擊波와 境界層의 相互作用現象은 第2次世界大戰以後로 遷音速, 超音速, 또 極超音速 領域에서 實驗的, 理論的 研究의 對象이 되어왔다⁽³⁾. 그중에 Green의 亂流境界層과 斜角入射衝擊波와의 相互作用의 研究結果는 古典的 模型으로 알려져 있다⁽⁴⁾(Fig. 2). 또 相互作用時에 境界層을 調節하기 위하여 多孔壁을 통한 吸入의 研究도 Lee-Leblanc에 의하여 發表되었다⁽⁵⁾. 그러나 위에서 言及한 것처럼 相互作用上流의 境界層이 심하게 不安定化되어 있는 경우의 研究는 극히 드



RS : Right-running shock
 LS : Left-running shock
 LC : Left-running compression
 LE : Left-running expansion

Fig. 2 Green's incident oblique shock wave/turbulent boundary layer interaction model⁽⁴⁾

물다. 다만 Squire-Smith⁽⁶⁾가 相互作用의 上流에서 壁面으로부터 噴出(injection)을 가해서 境界層에 對한 逆壓力勾配의 人爲的 造作을 實驗的으로 研究했는데 주로 흐름의 可視化와 壁面壓力分布測定을 통한 研究이었고 相互作用領域에서의 境界層의 速度分布測定이나 衝擊波의 反射形態에 對한 結果를 提示하지 못했다. 噴出에 의하여 不安定化된 境界層은 衝擊波에 의하여 基準境界層보다 더 剝離하기 쉬운 것처럼 생각되

었으나 오히려 그들의 研究結果로 境界層剝離(incipient separation)는 相互作用上流의 亂流境界層形狀과 無關하다는 것이 밝혀졌다. 다만 噴出에 의하여 不安定化된 境界層은 相互作用領域을 上流로 더 擴散시키는 것으로 나타났다.

本 研究에서는 相互作用上流의 亂流境界層에 噴出을 가해서 境界層을 不安定化시키고 이 不安定化된 亂流境界層과 斜角入射衝擊波와의 相互作用을 實驗的으로 研究하였다. Squire-Smith와는 다른 實驗模型의 새로운 形狀을 提示하였고 相互作用領域에서 境界層의 壓力分布 및 速度分布를 測定해서 衝擊波反射의 形態를 밝혔다.

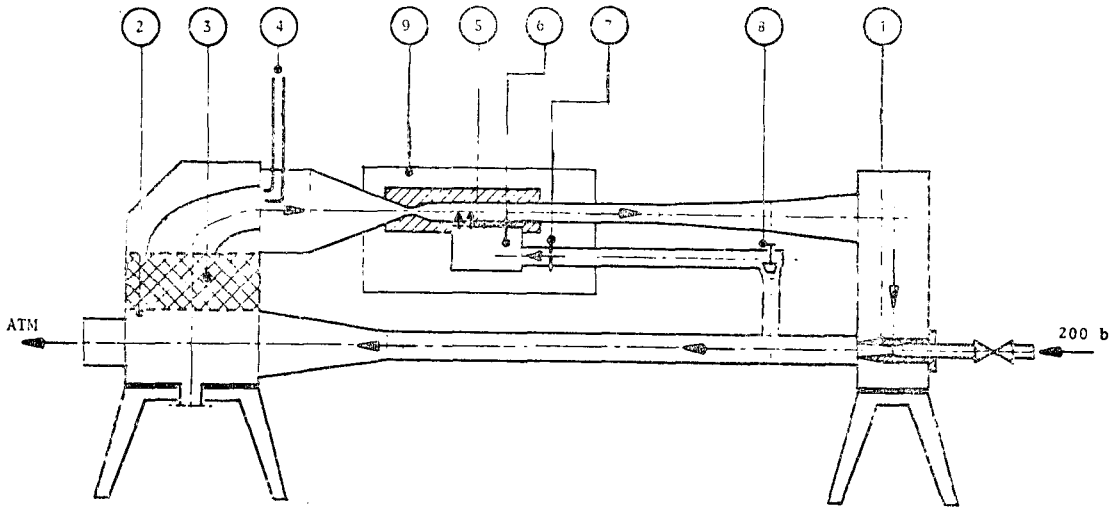
2. 實驗裝置 및 測定方法

2.1. 風 洞

本 實驗에서 사용된 風洞은 $M=1.43 \pm 0.01$ 의 循環式 超音速風洞으로 試驗部(test section)의 크기는 65×85 mm 이다(Fig. 3). 空氣의 움직임은 따로 設置된 大容量의 中央貯藏탱크(200 bar의 壓縮空氣貯藏)로부터 供給되는 壓縮空氣를 $M=7$ 의 ejector를 통해 불어넣으므로써 誘發된다. 循環하는 空氣中の 一部(2/3)는 大氣中으로 빠져나가고 나머지(1/3)는 ejector에서 나오는 空氣와 섞여 settling chamber로 들어간다. 이 循環式 風洞은 間歇的 불어내기 風洞보다 試驗中에 固定條件을 維持할 수 있으며 風洞稼動時間을 任意로 延長할 수 있으나 試驗費用이 많이 드는 短點이 있다.

Settling chamber 속의 溫度는 大氣溫度보다 약간 높도록 設計되어 있어서 試驗部속에서 $M=1.43$ 의 回復溫度는 大氣溫도와 같도록 調整된다. 따라서 試驗部壁面의 熱傳達 效果를 無視할 수 있다. 약 30초 동안의 試驗中에 settling chamber 속의 溫度變化와 壓力變化는 각각 $\pm 2^\circ\text{C}$ 와 ± 1 mb로 거의 變化가 없다. 試驗中에 循環하는 空氣의 膨脹에 의한 溫度降下를 補充하기 위하여 空氣가 settling chamber 속에 들어가기 前에 熱供給裝置를 통해 데워진다. 이 條件下에서 試驗部속의 Reynolds數는 單位길이당 $Re_w/m=10^7$ 이다.

이 風洞은 Lee-Leblanc⁽⁵⁾의 研究에서 使用된 것과 同一한 것이나 다만 試驗部の 下流壓을 除去하고 이 대신에 上流部分의 一部가 多孔壁으로 된 새로운 壁을 裝着하였다(Fig. 4). 多孔壁으로 된 部分의 面積은 60×60 mm²이며 多孔物質은 $\phi 100 \mu$ 의 boron fiber로 纖維처럼 짜여져서 3겹을 epoxy로 固定시킨 것이다. 試驗部 下流壁 밑에 設置된 plenum chamber의 壓力를



- | | |
|-----------------------------|------------------|
| ① Hypersonic ejector | ⑥ Plenum chamber |
| ② Heating resistance | ⑦ Diaphragm |
| ③ Accumulator(nickel tubes) | ⑧ Control valve |
| ④ P_1, T_1 | ⑨ c.f. Fig. b |
| ⑤ Porous wall | |

Fig. 3(a) Schematic diagram of the recirculating supersonic wind tunnel

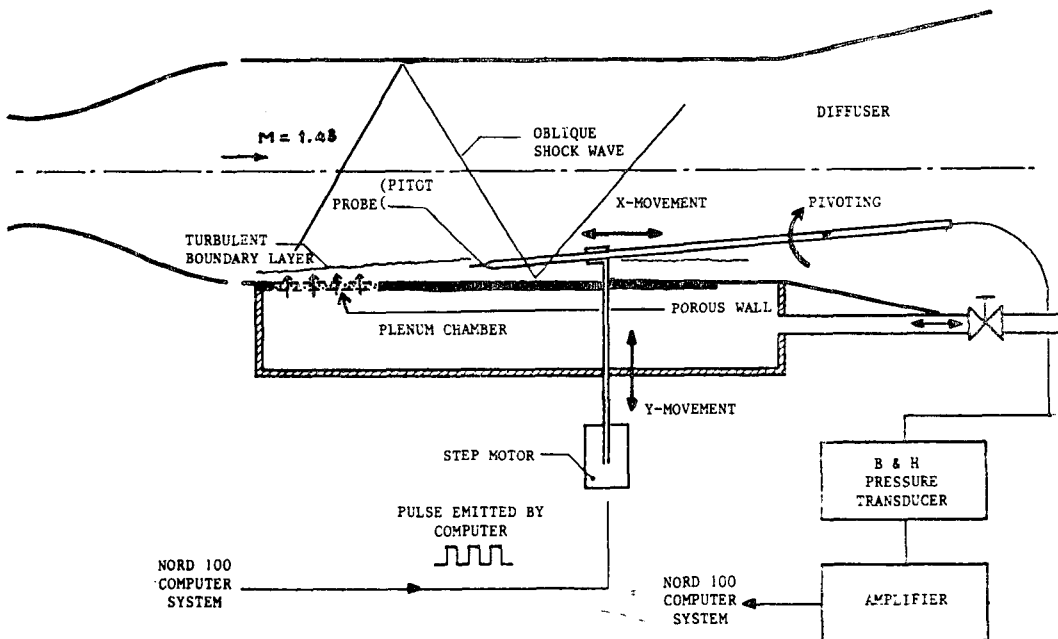


Fig. 3(b) Schematic diagram of the test section and instrumentation

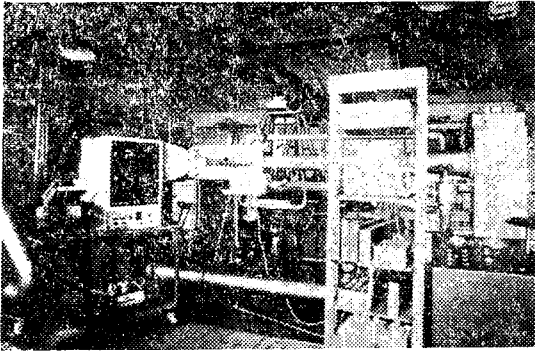


Fig. 3(c) General view of the wind tunnel

調節하므로써 噴出率을 調整할 수 있다.

2.2. 實驗模型

豫備實驗結果 噴出에 의하여 不安定化된 境界層은 噴出이 始作되는 部分부터 갑자기 두께가 두꺼워져 항상 斜角衝擊波를 發生하게 되는 것으로 나타났다. 이 衝擊波가 試驗部의 윗 壁에 反射하여 다시 아랫壁의 不安定化된 境界層과 相互作用하게 된다. 噴出率이 커질수록 衝擊波의 세기가 強해지며 相互作用하는 領域이 上流로 移動한다. Fig. 5에 本 研究의 對象이 된 不安定化된 亂流境界層과 斜角入射衝擊波와의 相互作

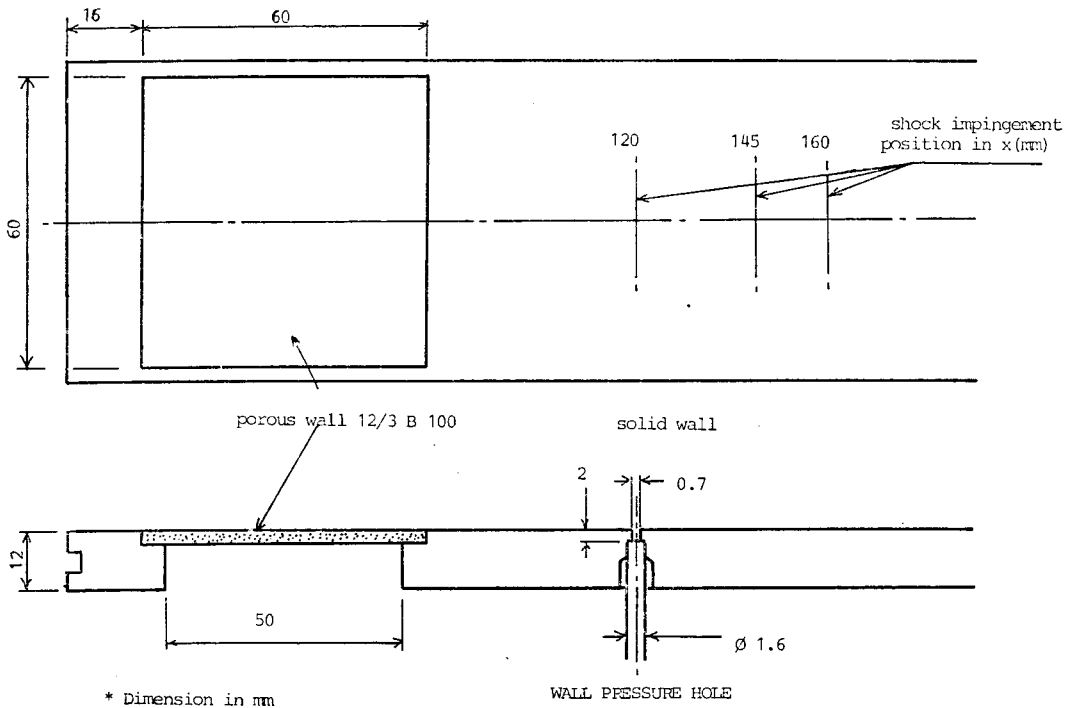


Fig. 4 Lower-wall of the test section

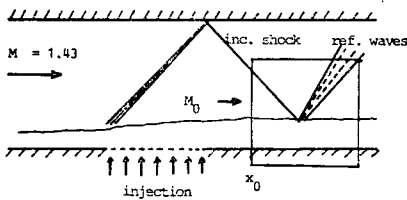


Fig. 5 Interaction model of the unstabilized turbulent boundary layer/oblique shock wave

用 領域이 보여졌다. 注目할 것은 相互作用이 일어나는 領域은 固體表面 위가 된다는 것이다.

이와 같은 模型은 特別히 衝擊波發生裝置(shock generator)를 새로이 裝着할 必要가 없으며 衝擊波發生裝置를 裝着했을 때 일어나기 쉬운 흐름이 막히는 現象(choking)을 피할 수 있다. 그러나 이와같은 實驗模型은 必然的으로 衝擊波의 세기(θ_0)와 相互作用 上流의 Mach 數(M_0), H_{i0} 를 表現할 수 있는 相互作用 上流의 境界層 不安定化程度 사이의 coupling을 誘發한다. 이 때문에 각각의 媒介變數의 獨立的인 變化에 對

한 研究(parametric study)를 하기에 어려운 點이 있으나 또 한편으로는 Mach 數 變化에 따르는 여러 경우를 간단하게 實現시킬 수 있는 長點이 있다. 이 點이 本 實驗模型의 注目할 만한 特徵이라 할 수 있다.

本 實驗에서는 噴出率을 調整하여 衝擊波의 強度變化를 줄으로써 세가지의 경우를 研究하였다. 이 세가지의 경우는 衝擊波가 上壁에서 反射하는 位置로서 區分할 수 있으며 衝擊波의 세기가 커짐에 따라 $x_{sh} = 160, 145, 120$ mm 가 된다(x 는 노즐이 끝나는 點, 즉 試驗部 上壁이 始作하는 點으로 부터 測定된다).

2.3. 흐름의 可視화와 壓力, 速度 測定方法

흐름의 可視화를 위하여 schlieren 寫眞을 찍었다. 電氣 아아크를 光原으로 使用한 瞬間寫眞(露出時間 2 μ s)과 連續光原을 使用한 連續寫眞(露出時間 1/250 sec.)을 찍었다. 壁面流線의 可視화를 위해서는 dibutylphthalate 에 炭素가루를 混合한 溶液을 壁面に 고르게 바른 다음 風洞移動中에 正常狀態에 到達하면 寫眞을 찍었다.

壁面の 中心線을 따라 $\phi 0.5$ mm의 壓力測定用 구멍들을 뚫어서 壁面壓力分布를 測定하였다(Fig. 4). 이 壓力測定用 구멍에 水銀 multi-manometer 를 連結했으며 測定誤차는 가장 심한 경우에 0.43%로 推算된다. 靜止壓力(P_{st})과 pitot 壓力(P_p)을 測定하기 위하여 微少한 pitot probe 를 特別히 製作하여 使用하였다(Fig.

6). 이 튜우브는 境界層의 測定에 맞도록 납작하게 늘리었고, 外部 두께는 0.2 mm 로서 試驗部 始作點의 境界層두께의 약 4% 정도 밖에 되지 않으므로 境界層을 攪亂시키지 않고 壓力分布를 測定할 수 있었다. 이 probe 를 흐름方向과 壁面に 垂直인 方向으로 移動할 수 있도록 精巧한 step motor 가 probe 의 支持蕊를 움직인다. 미리 프로그래밍된 컴퓨터의 實時間(real time) 信號에 따라 probe 가 自動操縱되므로 風洞稼動을 中斷하지 않고 連續적으로 測定하는 것이 可能하며, probe 의 位置測定誤차를 最小로 줄일 수 있었다(0.1 mm 움직이는데 最大 10% 誤差). Pitot probe 로 부터 나오는 壓力信號를 B & H 壓力피에조變換器에 의해 電氣信號로 바꾸고 ASTRODATA amplifier 로 增幅하고 filtering 시켜 컴퓨터(NORD 100 with CAMAC)에 實時間 入力시켰다. 이 入力된 信號로부터 컴퓨터에 收錄된 資料處理 프로그램에 의하여 速度 및 Mach 數를 算出해 낼 수 있다. 이 壓力測定 체계를 遍한 全體의 累積誤차는 1.5%로 計算되었다. Settling chamber 속의 壓力 P_t 와 plenum chamber 속의 壓力 P_{cb} 도 같은 方法으로 測定되었으며 settling chamber 속의 온도 T_t 는 chromo-alumel thermocouple 로 測定되어 같은 方法으로 增幅, filtering, 入力되어 Mach 數 計算의 온도補正으로 使用되었다(Fig. 3b).

資料處理 프로그램에 使用된 Mach 數 算出式은 다음과 같다.

$M \leq 1$ 일 때 isentropic 關係式 :

$$p_{st}/p_p = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{-\gamma/(\gamma - 1)} \quad (1)$$

$M > 1$ 일 때 Rayleigh 式 :

$$p_{st}/p_p = \left(\frac{\gamma + 1}{2} M^2\right)^{-\gamma/(\gamma - 1)} \left\{ \frac{\gamma + 1}{2\gamma M^2 - (\gamma - 1)} \right\}^{-1/(\gamma - 1)} \quad (2)$$

速度 u 는 다음과 같이 計算된다. $u = Ma$ 이며,

音速 a 는

$$a = \sqrt{\gamma RT_t} \quad (3)$$

$$\frac{T_t}{T_i} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{-1}$$

$T_t = \text{const.}$ 이며 다음과 같이 u 와 M 사이의 關係式이 얻어진다 :

$$u = M \sqrt{\gamma RT_t} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{-1/2} \quad (4)$$

이와같은 方法으로 $u/u_o = f(y/y_o)$ 를 얻게 되며 y_o 는 境界層 두께 δ 인데 n 과 $n-1$ 번째의 u 값으로부터 다음과 같은 關係를 滿足시키는 點을 內插法으로 求하여 얻어진다.

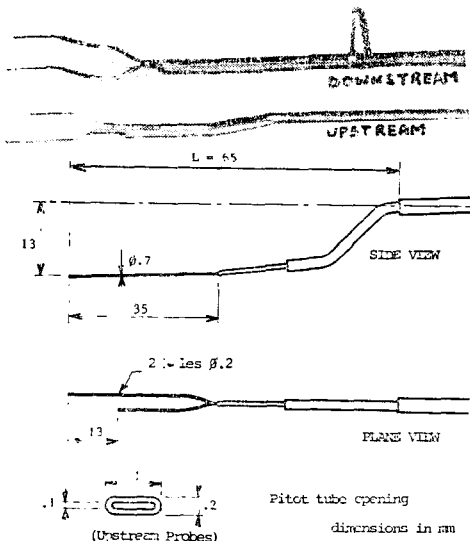


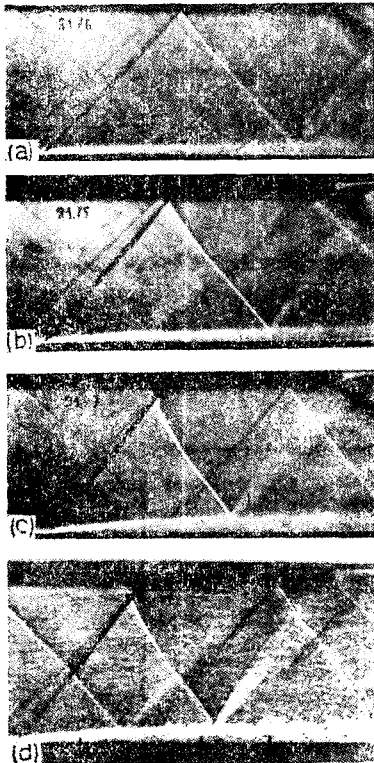
Fig. 6 Pitot/static pressure probes(two different probes for the upstream and downstream measurement)

$$\frac{u_n - u_{n-1}}{u_n} = 0.01 \quad (5)$$

3. 結果 및 討議

3.1. 흐름의 可視化와 相互作用의 3次元性

Fig. 7에 schlieren 寫眞이 보여졌다. 上壁에 衝擊波가 反射하는 形態도 역시 相互作用이며 $x_{sh}=120$ 인 경우에는 上壁의 境界層이 剝離한듯 보이지만, 反射된 波들이 試驗部 中間에서 다시 하나의 衝擊波 形態로 모여져 있다. 따라서, 세가지 경우 모두, 하나의 衝擊波가 境界層에 入射된다고 생각할 수 있다. 相互作用의 結果로 反射波는 古典模型에서 처럼 壓縮波—膨脹波—再壓縮波의 形態를 보인다. 入射衝擊波가 強해질수록 反射波에서는 첫번째 壓縮波가 弱해진 듯 보이며 膨脹波는 오히려 強度가 커지는 것이 보인다. 그리고 두번째의 再壓縮波가 다음에 볼게 된다. 入射衝擊波가 強해질수록 反射波에서 膨脹波가 強해지는 것은 흐름



(a) $x_{sh}=160$, (b) $x_{sh}=145$, (c) $x_{sh}=120$,
(d) instantaneous for $x_{sh}=120$

Fig. 7 Schlieren photographs(for more detail, see ref. 10)

의 轉向이 커지기 때문이다. 그리고 이 膨脹波의 發生은, 보통 入射衝擊波가 Green의 模型처럼 剝離氣泡上에서 反射하므로 생겨나는 것이 아니고 亞音速度層上面(sonic line)에서 反射하기 때문인 것으로 생각된다⁽⁶⁾. 따라서 $x_{sh}=120$ 인 경우에는 境界層의 不安定化가 심해져서 亞音速度層이 두꺼워져 反射膨脹波의 세기가 커지는 것으로 여겨진다. 入射衝擊波의 入射角은 寫眞上으로 測定해 보면 각각 49.6° , 51° , 57° 로 나타났다.

Plenum chamber 속의 壓力은 $x_{sh}=160, 145, 120$ 일 때 각각 $P_{CS}/P_t=0.325, 0.342, 0.375$ 이다. 이 값을 $M=1.43$ 에 對한 $P_{t,sc}/P_t=0.30$ 과 比較해 볼 수 있다. 이 壓力差로 인하여 plenum chamber 로 부터 多孔壁을 통하여 試驗部로 空氣가 噴出된다(Darcy's law).

相互作用이 있을 때 흐름의 2次元性を 證明해 보이는 것이 重要하다. 入射衝擊波는 側面壁의 境界層과도 相互作用하므로 相互作用의 3次元性은 前부터 알려져 있다⁽⁴⁾. Green과 Squire-Smith도 그들의 風洞(그들은 Cambridge 大學의 同一한 風洞을 使用했다. $M=2.5$ 에서 試驗部の 크기는 $115 \times 89 \text{ mm}^2$)에서 강한 3次元性を 發見하였다. Leblanc-Goethals⁽⁷⁾는 $M=1.43$ 에서 垂直衝擊波 相互作用時에 역시 3次元性を 보았다(本實驗에서 使用한 것과 同一한 風洞). 本實驗에 앞서 3° 의 델타배기형 衝擊波發生器를 試驗部の 上壁에 装着하고 아랫壁은 固體壁으로 装着한 다음 油液壁面流線可視化를 통해 斜角入射衝擊波의 相互作用의 3次元性を 살펴보았다(Fig. 8). 相互作用 領域에 가까와올수록 流線이 壁面の 中心線으로 收斂하는 것이 보여졌다. 그러나 壁面の 中心線을 따라서 흐름을 測定할 때 本 研究과 같은 定性的인 實驗에 이 風洞은 充分히 2次元性を 보여준 것으로 생각되었다.

3.2. 速度分布形狀

Fig. 9에 3가지의 경우의 相互作用($x_{sh}=160, 145, 120$)에 對한 無次元 速度分布形 $u/u_e=f(y/y_e)$ 이 보여졌다. 壓力勾配가 없는 境界層形象과 比較하기 위해 平板의 亂流境界層에 잘 들어맞는 '釋法則'速度分布形 $u/u_e=(y/y_e)^{1/7}$ 도 역시 같이 그려졌다. 마하數 分布形은 $x_{sh}=120$ 인 境遇에 Fig 9.d에 보여졌다. 다른 두 경우에는 마하數 分布形을 提示하지 않았는데, 速度分布形으로부터 그 形態를 推測할 수 있다(式 4 參照, sonic point는 Fig. 12 參照).

$x_{sh}=160$ 인 경우에 모든 速度分布形은 基準速度分布形(釋法則)에 비해 減速(slow-down)되는 것으로 나타

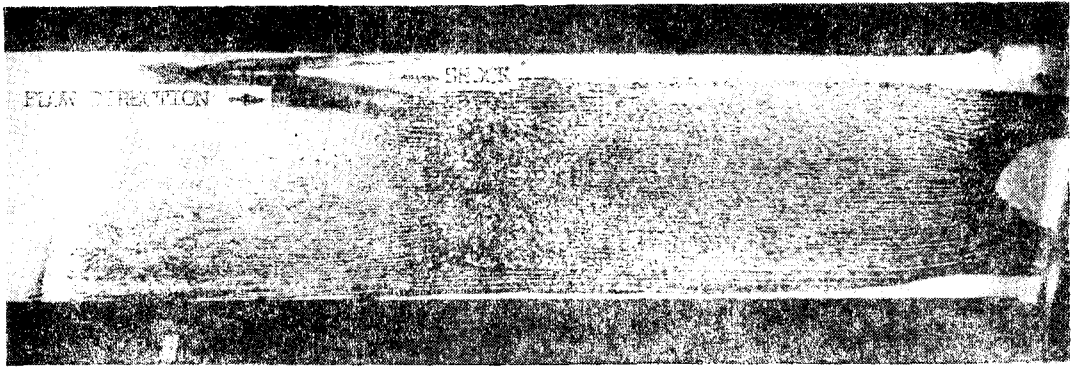


Fig. 8 Wall streamline visualization by the oil-flow method

났고, 衝擊波가 꽂히는(impingement) 點의 速度分布形은 壁面近處에서만 減速되었으나 $y/y_e=0.12$ 와 0.22 사이에서 基準値보다 加速되는 것으로 나타났다. 이 理由는 境界層의 超音速層[(y/y_e) $_{M=1}=0.24$]에 對한 膨脹波의 局部의 效果로 생각된다.

序論에서 言及한 것처럼 平板上 亂流境界層의 H_i 는 1.4 近處의 값을 가지며 剝離點에서 2.6 에 이른다⁽⁸⁾. 처음 경우의 相互作用($x_s=160$)에서는 速度分布形이 減速되는 것으로 나타났지만 形狀係數들의 값은 '平板上'의 값에 到達해 있다(Fig. 10a). 相互作用 領域을 따라 H_i 의 값이 搖動하는 것은 測定誤差에 起因하는 것으로 생각된다.

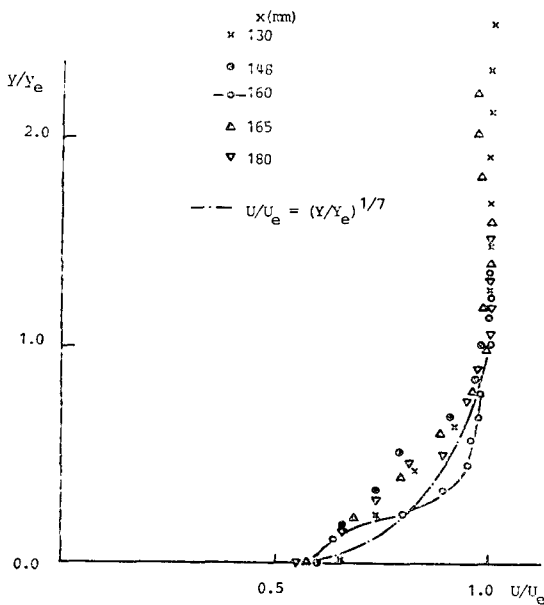
Michel 에 의하면 平板上 境界層의 實形狀係數 H 는 Mach 數의 函數이며 다음과 같은 經驗式으로 주어 진다⁽⁸⁾:

$$H_{fb}=1.4+0.4 M_e^2 \quad (\text{斷熱壁上에서}) \quad (6)$$

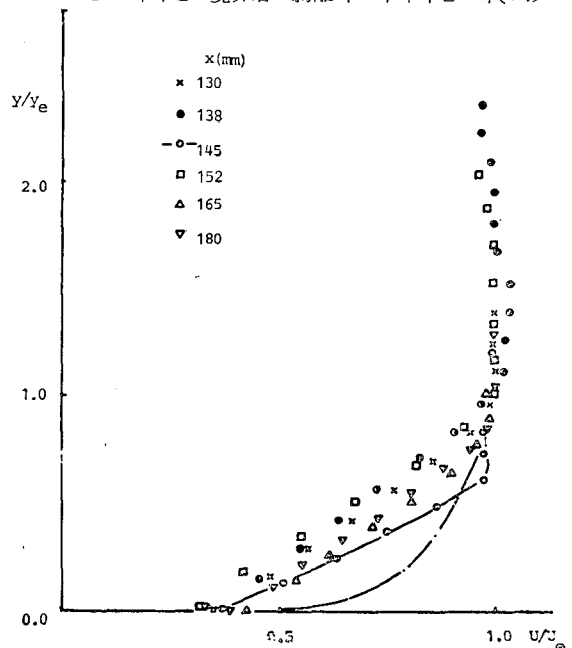
$M_e \approx 1.28$ 일 때 $H_{fb}=2.06$ 이다. $x_{sh}=160$ 일 때 實驗 値는 이 값 近處에 到達해 있다(Fig. 10 b).

噴出率이 強해지면서 速度分布形의 減速傾向이 더 심해지는데(不安定化가 더 심해짐) $x_{sh}=145$ 에서 그 傾向이 $x_{sh}=160$ 보다 더 強하게 나타나는 것이 보인다(Fig. 9 b). 역시 衝擊波가 꽂히는 點에서 超音速의 局部의 加速이 보인다[(y/y_e) $_{M=1}=0.52$].

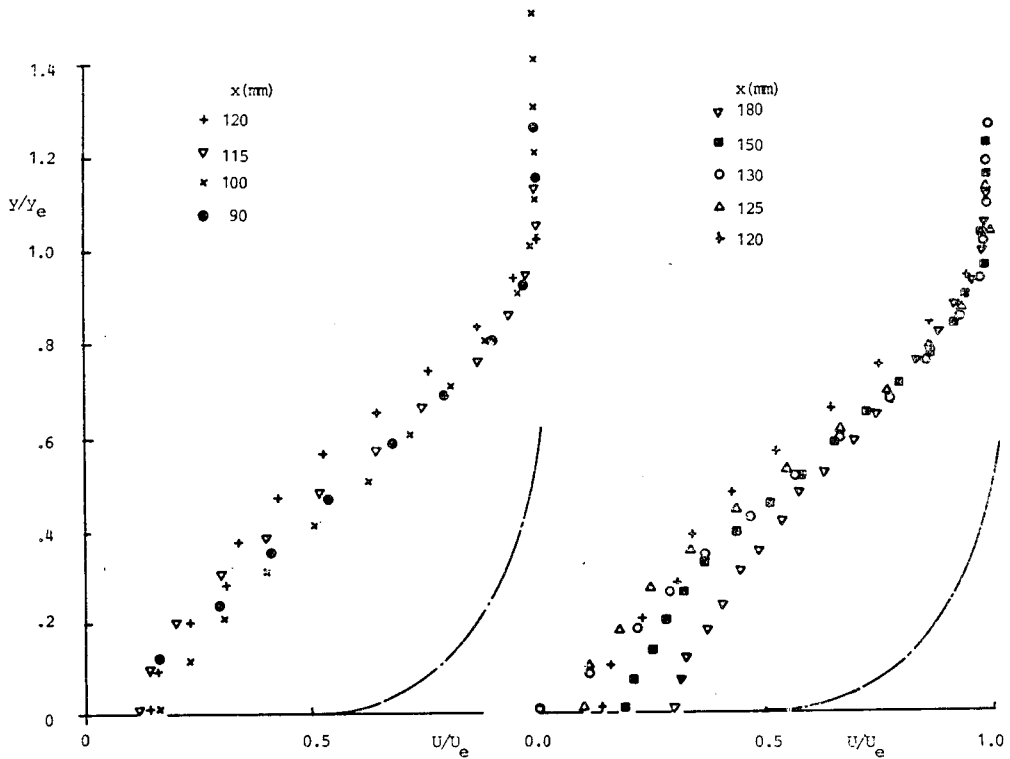
$x_{sh}=120$ 에서는 境界層 剝離가 나타나는 데($H_i >$



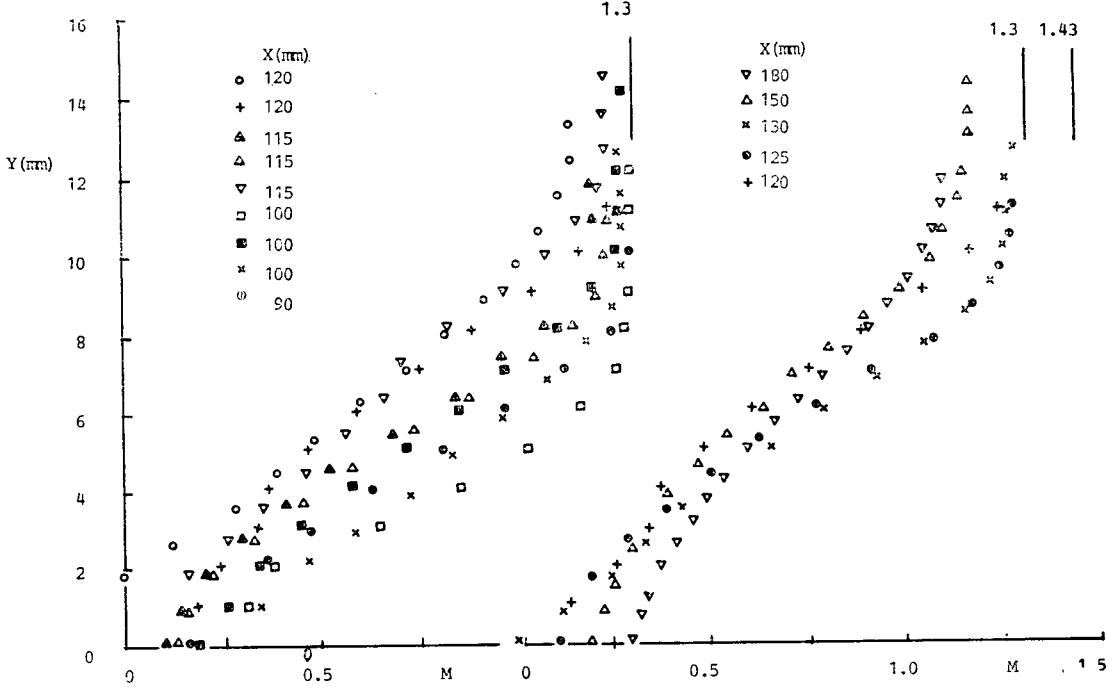
(a) $x_{sh}=160$



(b) $x_{sh}=145$



(c) $x_{st}=120$



(d) Mach number profile for $x_{st}=120$

Fig. 9 Velocity and Mach number profile

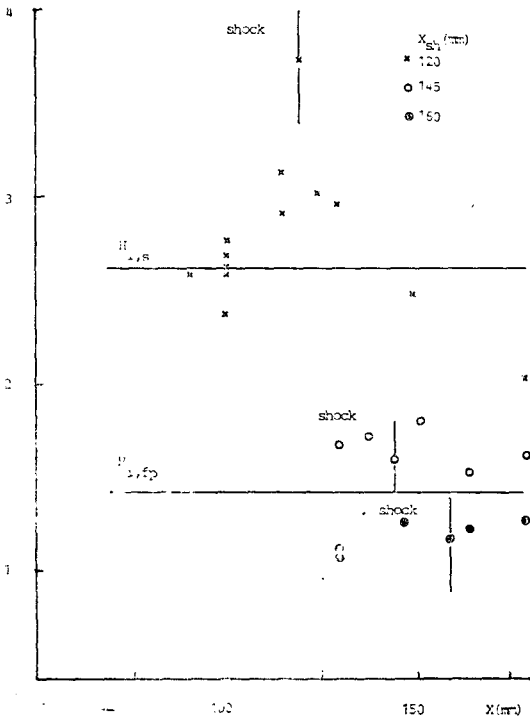


Fig. 10(a) Incompressible shape factor (H_i) distribution

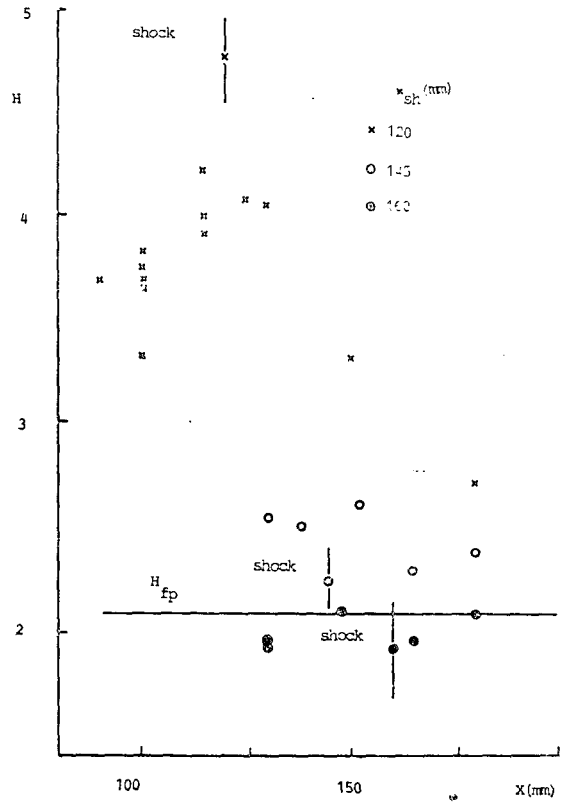


Fig. 10(b) Shape factor (H) distribution

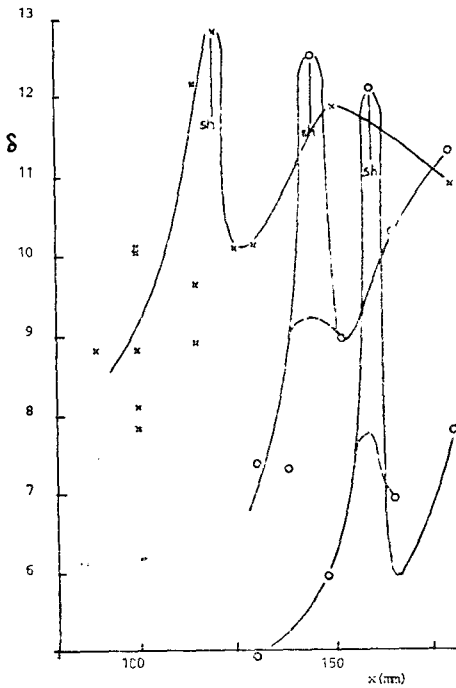


Fig. 11(a) Boundary layer thickness $\delta(x)$ distribution

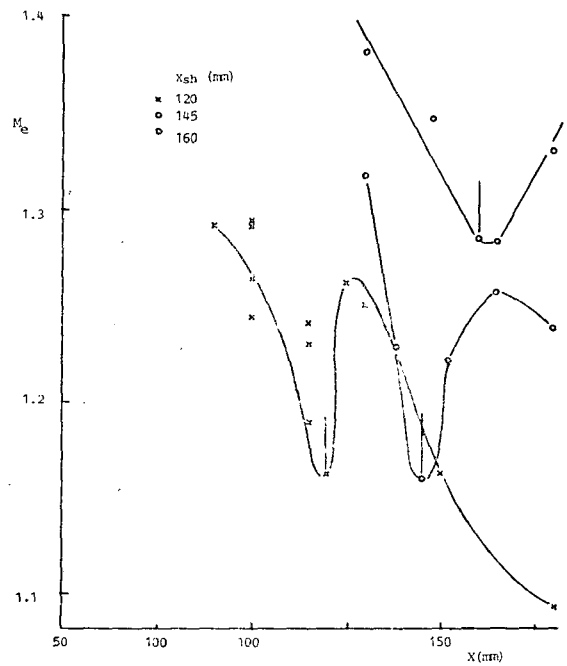


Fig. 11(b) External Mach number $M_e(x)$ distribution

$H_{i,2}$, 最小限 $115 < x < 130$ 에서 剝離가 되어있다. 또한 衝擊波가 窩히는 點에서도 超音速層의 局部的 可速도 보이지 않는다. 이것은 境界層의 不安定化가 심해서 超音速層이 아주 얇기 때문에 생각된다.

흐름方向으로 境界層의 두께變化 $\delta(x)$ 와 Mach 數變化 $M_e(x)$ 를 Fig. 11에 보였다. 同一한 條件下에서 反復實驗한 結果가 分散되어 있는 것은 이와같은 實驗이 대단히 어렵다는 것을 말해준다. 그러나 모든 경우에 境界層 形狀이 같은 傾向으로 展開되는 것을 알 수 있다(壓縮, 加速, 壓縮). 더우기 $M_e(x)$ 와 $\delta(x)$ 가 서로 coupling 되어 있다(勿論 $\delta(x)$ 가 流線에 있지 않지만). 가장 複雜한 경우인 $x_{sh}=120$ 을 다음表에 綜合해

보였는데, 이 傾向을 分明하게 볼 수 있다.

x	90	120	125	150	180
M_e	↘	↗		↘	
δ	↗	↘		↗*	↘

* 10%의 이 두께 增加는 局部的 攪亂이 原因일 것이다.

3.3. 壓力分布와 反射波의 形態

境界層을 통한 靜止壓力分布形($P_{st}(y)$)을 Fig. 12에

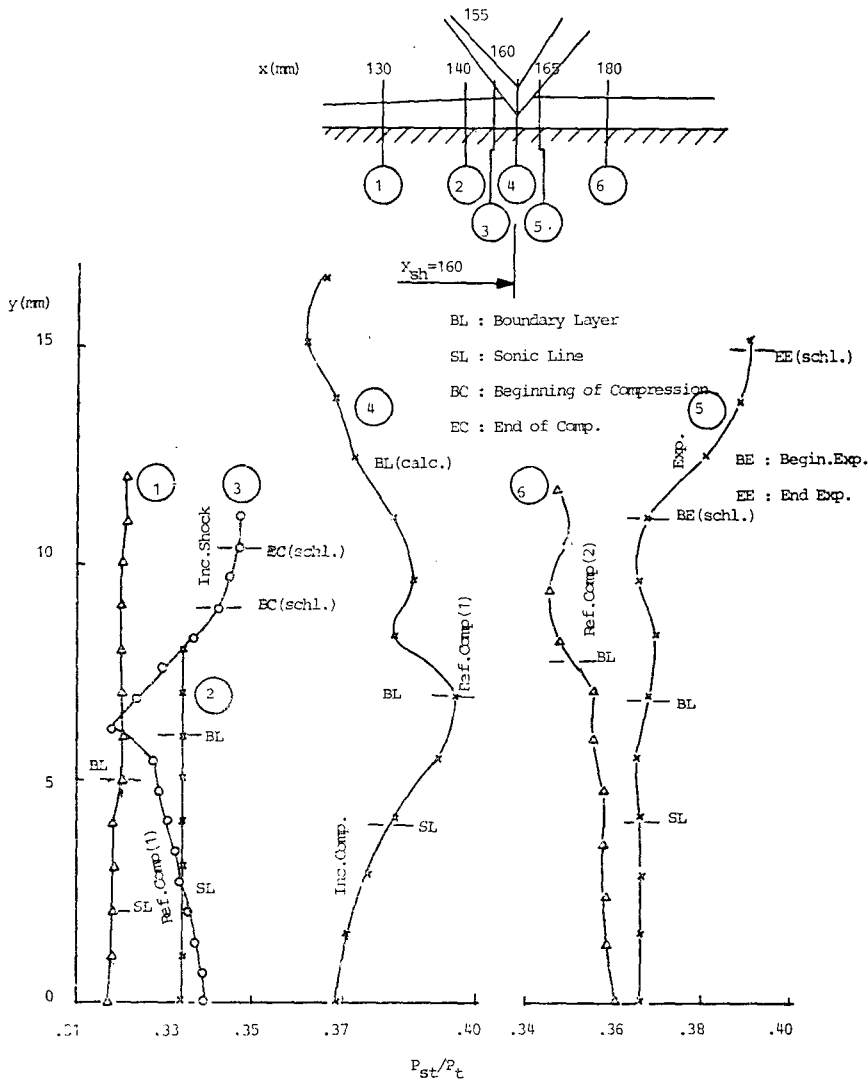


Fig. 12(a) $x_{sh}=160$

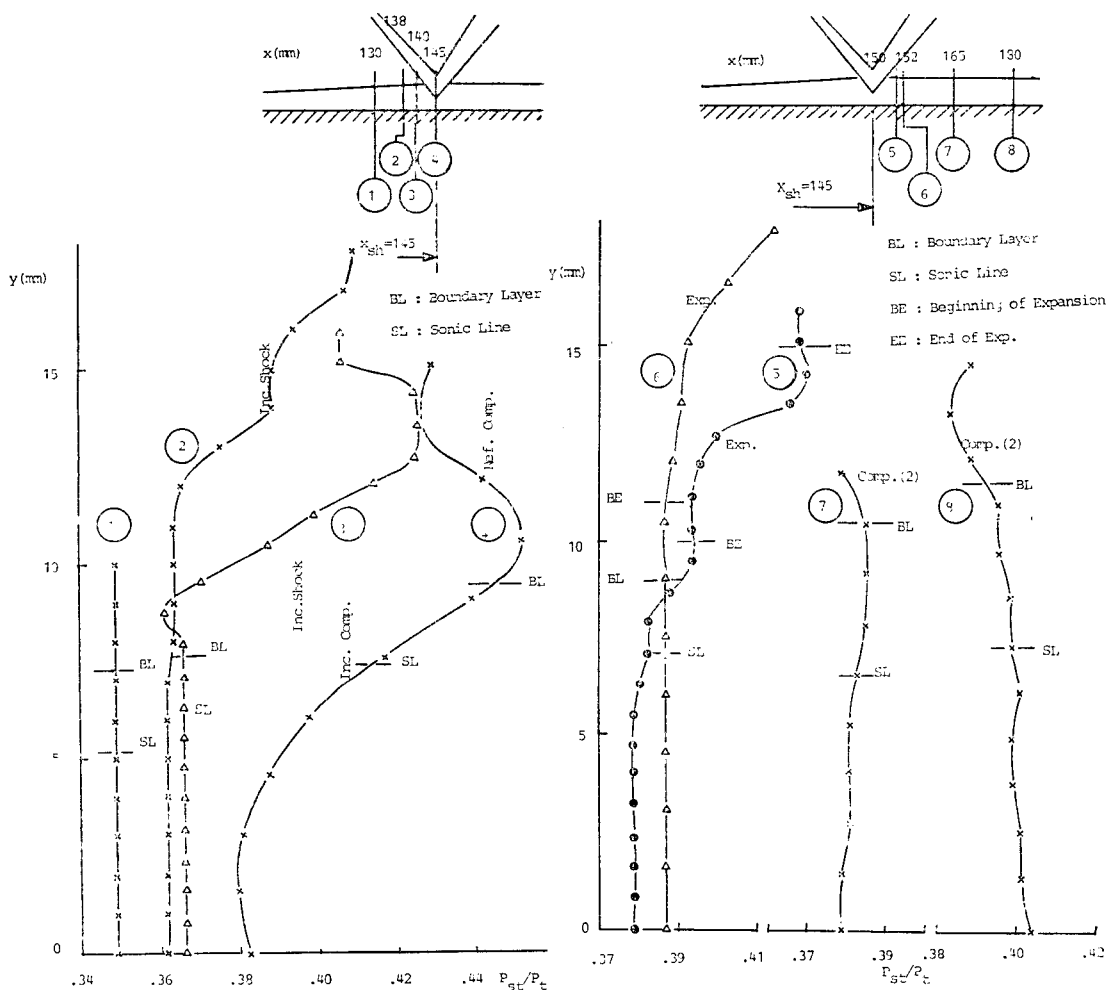


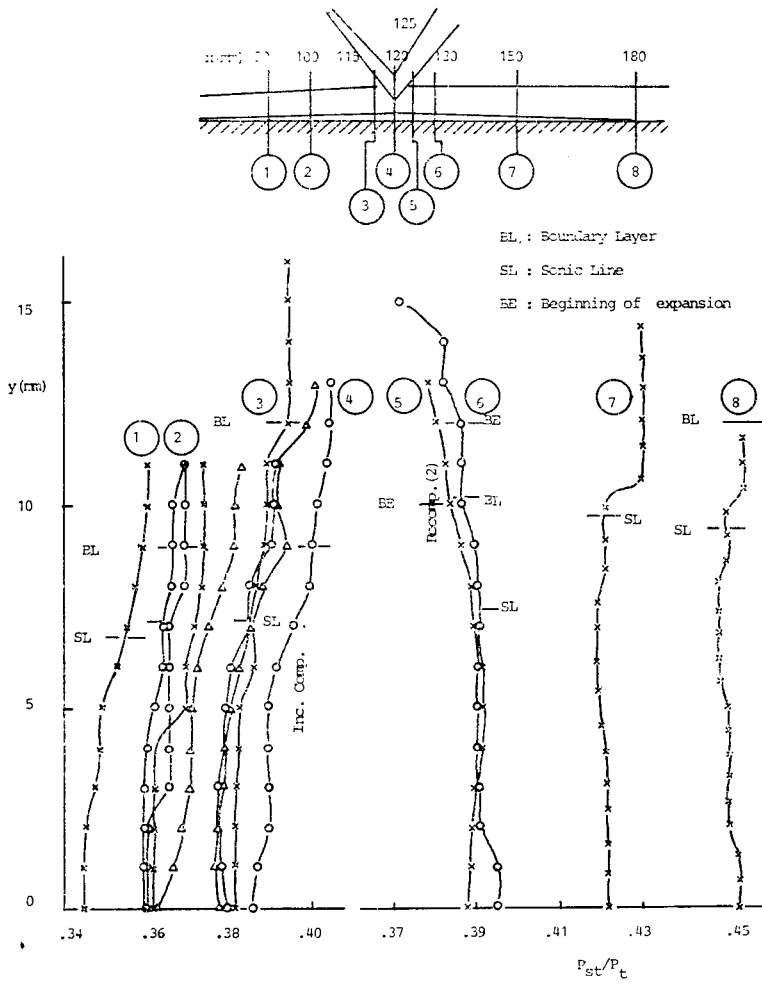
Fig. 12(b) $x_{sh}=145$

보였다. 測定位置를 schlieren 寫眞으로부터 그려낸 圖形 위에 表示하였다. $x_{sh}=160$ 일 때 衝擊波가 맞히는 點 近處에서는 入射衝擊波와 反射壓縮波에 의하여 壓力分布가 垂直勾配를 갖는다. 3의 位置에서는 境界層 內外를 通하여 入射衝擊波를 지나며 測定하였다. 5의 位置에서는 $y=11$ 에서 反射膨脹波를 通하여 測定되었는데, 6의 位置에서는 反射壓縮波가 境界層 밖에서 通過되었다. 衝擊波가 맞히는 點인 4의 位置에서 境界層의 두께가 不明한데, 式 (5)를 使用하여 速度分布形으로부터 計算한 $\delta=12$ 는 不明하며 오히려 schlieren 寫眞上에서는 $\delta=7$ 정도로 생각된다(實驗에 의하여 測定된 速度分布形으로부터 境界層두께를 正確히 算出해내기는 速度의 測定誤差가 1%以上일 수 있기 때문에 대단히 어려우며 超音速亂流境界層에 對해 Cole의 wall-wake profile을 測定된 速度分布形에

curve-fitting 하여 δ 를 算出하는 方法이 Lee에 의하여 論議되었다⁽⁹⁾. 그러나 여기에서처럼 垂直壓力勾配가 뚜렷이 存在하는 境界層은 그 두께를 決定하기가 아주 어렵다).

$x_{sh}=145$ 일 때 衝擊波가 맞히는 4의 位置에서 入射하고 反射하는 壓縮波가 境界層內에서 아주 뚜렷하게 느껴졌다($\Delta P_{s1}/P_t \approx 0.16$). 5, 6의 位置에서는 境界層 바깥에서 膨脹波의 效果를 볼 수 있다. 그러나 이 反射膨脹波를 뒤따르는 再壓縮波는 5, 6에서 느껴볼 수 없고 7, 8의 位置에서 確實하게 느낄 수 있다.

$x_{sh}=120$ 에서는 4의 位置(入射衝擊波가 $\Delta P_{s1}/P_t = 0.05$ 를 誘發함)外에는 境界層의 垂直壓力分布形이 實質적으로 攪亂되지 않았다. 이것은 심하게 不安定화된 境界層內에 亞音速層이 뒤겨워져서 壓縮-膨脹波가 境界層內에 깊숙히 浸透되지 않았기 때문이다(速度分布



(c) $x_{sh}=120$

Fig. 12 Static pressure profile

形에 局部的 加速이 없었던 것과 같은 理由). 또한 이 두꺼운 境界層의 外部 멀리까지 充分히 測定할 수 없었다(probe가 境界層을 벗어나면 衝擊波가 심하게 不安定化되어 흐름이 攪亂되기 때문).

Fig. 13에는 壁面으로부터 一定한 높이에 對한 靜止壓力分布($P_{st}(x)_{y=const}$)를 보였다. 全壓力(P_t)은 相互作用 領域을 지나면서 거의 變하지 않는다고 한다면 이 靜止壓力分布形으로부터 相互作用을 이루는 波의 시스템[入射衝擊波+反射壓縮波(1)/膨脹波/再壓縮波(2)]에 對한 斷面映像(cut-image)을 얻을 수 있다. 衝擊波가 劈히는 點에서는 靜止壓力가 急激히 增加하게 되

며, 이것은 境界層밖에서 더 急하게 된다. 壁面구멍을 通하여 測定한 壁面壓力分布($P_w(x)$)도 역시 보여졌다. $x_{sh}=145$ 에서 $P_w(x)$ 와 pitot probe로 測定한 $P_{st}(x)_{y=0}$ 의 差異를 注目해보면 相當한 差異를 볼 수 있다. 이것은 境界層의 不安定化가 심할수록 壁面近處에 아주 작은 스케일의 3次元流가 생긴 것 때문에 생각된다(이와 같은 壁面近處에서의 작은 스케일의 3次元流의 可能性은 Lee-Leblanc의 實驗에서도 보여졌다⁽⁵⁾).

相互作用 後流의 壓力 P_3 (粘性效果가 없다고 計算한 potential value)을 計算하기 위하여 入射衝擊波 뒤에서의 흐름의 deflection角 α 를 計算하였다(Table 1).

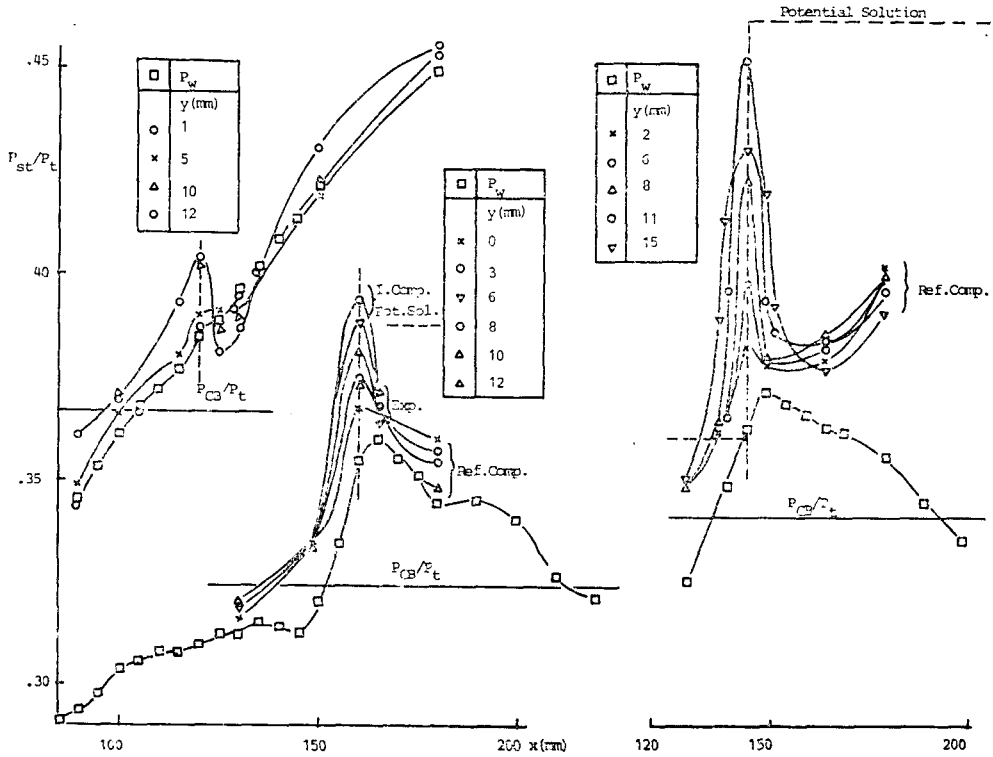
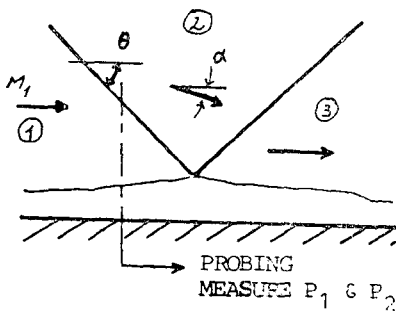


Fig. 13 Static and wall pressure distribution at $y=const$

Table 1 Potential flow calculation



x_{sh}	M_1	C_p	α°_{table}	θ_{table}	$\theta_{schl.}$	P_3/P_1
160	1.38	0.23	1.5	48	49.6	0.387
145	1.27	0.095	2.0	55	51	0.464
120	1.23	0.196	3.5	62	57	no regular solution

相互作用 上流의 Mach 數 M_1 과 P_1, P_2 로 부터 入射 衝擊波의 壓力係數 C_p 를 다음과 같이 計算할 수 있다.

$$C_p = \left(\frac{P_2}{P_1} - 1 \right) \frac{2}{\gamma M_1^2} \quad (7)$$

Schlieren 寫眞으로 부터 測定한 衝擊波入射角 θ_{schl} 과 C_p 로 부터 計算한 θ_{table} 을 比較하였다. 이 두 값들의 差異는 測定誤差에서 起因하지만 역시 上流領域이 完全히 均一하지 못한데에도 原因이 있다.

粘性效果(衝擊波 反射에 대한 非粘性流解와 粘性流解와의 差異)를 알아보기 위하여 $x_{sh}=120$ 인 경우에 反射膨脹波에 의한 흐름의 deflection 을 計算하였다. $x=125$ 에서 反射膨脹扇은 schlieren 寫眞上으로 $y=12.9$ 와 $y=21.5$ 사이에 들어있으므로

$$y=12.9, P_{st}/P_t=0.39 \rightarrow M=1.24, \mu=53.75^{\circ}$$

$$y=21.5, P_{st}/P_t=0.45 \rightarrow M=1.13, \mu=62.25^{\circ}$$

즉 膨脹波는 衝擊波의 入射에 의한 deflection($\alpha=3.5^{\circ}$) 보다 두배以上($\Delta\mu=8.5^{\circ}$)의 deflection 을 誘發하기 때문에 이 뒤에 오는 再壓縮波의 存在理由를 뚜렷이 說明해 준다. 또한 $x_{sh}=120$ 일 때 P_3/P_1 는 理論적으로 는 正規解를 갖지 못한다.

相互作用 後流에서 測定된 壓力分布가 이 理論的인

potential value 에 到達하지 못하는 것이 보통의 相互作用과 크게 다른 點이다. 이 壁面壓力分布의 定性的인 傾向을 上流에서 攪亂되지 않은 亂流境界層과 衝擊波와의 相互作用(普通의 相互作用이라 稱함)과 比較해 볼때(Fig. 10 of Reference 4) 不安定화된 境界層의 相互作用은 獨特한 特徵을 갖는다(Fig. 14). 우선 剝離되지 않은 境界層($x_{sh}=160, 140$)은 衝擊波가 뜻히는 點 上流에서 普通의 경우와 恰似한 傾向을 보이거나 下流에서는 壁面壓力이 減少된다. 反對로 剝離된 境界層($x_{sh}=120$)은 衝擊波가 뜻히는 點 以後에도 꾸준히 壁面壓力이 增加한다. 이로써 보던 上流로 부터 剝離된 境界層은 相互作用 領域을 上下流로 크게 分散시키며, 衝擊波로 말미암은 壓力增加가 急激해지는 것을 크게 鈍化시키는 것을 알 수 있다. 이 境遇에 境界層은 衝擊波에 의하여 剝離되는 것(incipient separation)이 아니고 不安定化에 의하여 剝離되어진 것이다. 따라서 剝離點은 물론 再附着點의 位置는 普通의 相互作用의 境遇보다 훨씬 上下流로 떨어져 있을 수 있다. 또한 이 不安定化에 의하여 剝離된 境界層의 相互作用은 衝擊波/境界層 相互作用과 衝擊波/wake 相互作用과의 中間의 性質을 갖는다고 할 수 있다.

Table 2에 本 研究에의 對象이된 세가지 境遇의 相互作用에 對한 主要한 特性이 整理되어 있다.

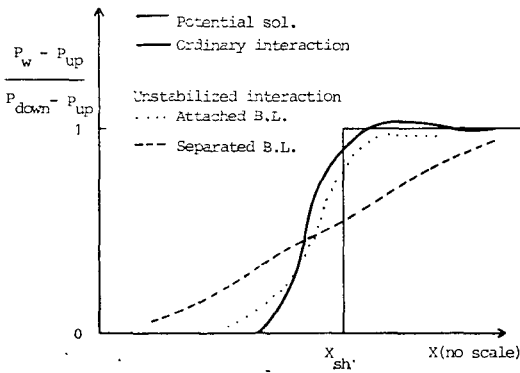


Fig. 14 Schematic analysis of wall pressure distribution

4. 結 論

相互作用 上流에서 噴出에 의해 不安定화된 亂流境界層과 斜角入射衝擊波와의 相互作用을 實驗的으로 研究하였다. 이를 위하여 超音速 風洞의 試驗部에서 衝擊波發生器를 使用하지 않고 噴出에 의하여 不安定化

Table 2 Principal characteristics of the three interactions

x_{sh}	160	145	120
M_{e0}	1.38	1.27	1.23
α_0	1.5	2.0	3.5
θ_0	49.6	51	57
$\delta_{sh-20mm}$	5.5	7	9
$H_{i,sh-20mm}$	1.2	1.6	2.6
δ_{sh}	12	12.5	13
$H_{i,sh}$	1.2	1.5	3.75
$H_{i,180mm}$	1.3	1.5	2.0

된 境界層이 갑자기 두꺼워지면서 發生한 衝擊波가 試驗部의 뒷壁에 反射하여 앞壁의 不安定화된 境界層에 入射되는 獨特한 實驗模型을 實現하였다. 여기에서 얻어진 結果를 要約해보면 다음과 같다.

- (1) 衝擊波의 反射形態는 Green(普通의 相互作用, 剝離境界層), Lee-Leblanc(多孔壁, 相互作用領域에서 境界層吸入)의 形態와 類似한 壓縮波-膨脹波-再壓縮波의 形態를 갖는다.
 - (2) 膨脹波는 境界層이 剝離하지 않더라도 發生한다.
 - (3) 衝擊波가 뜻히는 點에서 膨脹波에 의하여 境界層의 超音速層에 對한 局部的 加速이 나타난다.
 - (4) 膨脹波는 境界層이 剝離했을 때 그 強度가 顯著히 커진다.
 - (5) 相互作用 領域에서 垂直壓力勾配가 뚜렷이 存在하며 境界層 理論의 $\partial p/\partial y=0$ 의 假定이 맞지 않는다. 그러나 亞音速層에서는 壓力勾配가 작다.
 - (6) 相互作用 領域의 壁面壓力分布에 對한 粘性效果는 境界層이 剝離했을 때 아주 顯著하게 나타나며, 下流에서는 剝離하지 않은 境遇와 反對의 傾向을 갖는다.
- 앞으로의 研究課題로서 相互作用의 세가지 媒介變數(M_0, H_{i0}, θ_0)의 獨立인 變化에 對한 影響(decoupling)을 研究하는 것이 重要하다.

後 記

風洞試驗은 프랑스의 Poitiers 大學 熱流體研究所(Centre d'Etudes Aérodynamiques et Thermiques)에서 行해졌고, 實驗模型의 아이디어를 討論해준 R. Leblanc 博士와 實驗과 資料處理를 도와준 B. Antonio 嬢에게 感謝를 表한다. 또한 프랑스 國防省(DRET)의 研究費 支援에 感謝한다.

References

- (1) G.R. Inger, Some Features of a Shock-Turbulent Boundary Layer Interaction Theory in Transonic Flow Fields, AGARD FDP on "Computation of Viscous-Inviscid Interaction", Colorado Springs, Sept. 1980
- (2) A.E. Alber, Similar Solutions for Family of Separated Turbulent Boundary Layers, AIAA paper No. 71-203, 1971
- (3) R. Leblanc, Recent Progress in Shock Wave/Boundary Layer Interaction, VKI short course on "Transonic Blade to Blade Flows in Axial Turbomachinery", Rhode St. Genese, Belgium, 1976
- (4) J. Green, Reflection of an Oblique Shock Wave with a Turbulent Boundary Layer, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 40, part 1, 1970, pp.81~95.
- (5) D.B. Lee and R. Leblanc, Interaction Onde de Choc Oblique-Couche Limite Turbulente sur Paroi Poreuse avec Aspiration, AGARD CP-365 on "Improvement of Aerodynamic Performance through Boundary Layer Control and High Lift Systems", Section 23, Brussels, 1984. also for the experimental detail, Oblique Shock Wave-Turbulent Boundary Layer Interaction with Suction, Journal of the Royal Aeronautical Society(to be published)
- (6) L.C. Squire and M.J. Smith, Interaction of a Shock Wave with a Turbulent Boundary Layer disturbed by Injection, Aeronautical Quarterly, Vol. 31, part 2, 1980, pp.85~112
- (7) R. Leblanc and R. Goethals, Etudes des Phénomènes d'Interaction onde de Choc Normal-Couche Limite Turbulente en vue des Applications aux Turbomachines Transsoniques, 11-ème Colloque d'Aérodynamiques Appliquées, AAAF, Bordeaux, 1974
- (8) R. Michel, Couches Limites Frottement et Transfert de Chaleur, Cours d'Aérodynamique, ENSAE, Toulouse, 1972
- (9) 李德鳳, 超音速 亂流 境界層의 數值計算, 韓國航空宇宙學會誌, 제 11 권 제 2 호, pp.33~47, 1983
- (10) R. Leblanc, B. Antonio, and D.B. Lee, Interaction avec Transfert de Masse, Contrat DRET no 80/601, CEAT, 1982