

〈논 문〉

유동의 흡입이 충격파/경계층의 간섭현상에 미치는 영향

김 희 동* · 松尾一泰**

(1996년 9월 9일 접수)

Effect of Flow Bleed on Shock Wave/Boundary Layer Interaction

Heuy-Dong Kim and Kazuyasu Matsuo

Key Words : Compressible Flow(압축성 유동), Supersonic Wind Tunnel(초음속 풍동), Supersonic Nozzle(초음속 노즐), Normal Shock Wave(수직충격파), Boundary Layer(경계층), Pseudo Shock Wave(의사충격파), Supersonic Diffuser(초음속 디퓨저), Bleed(흡입)

Abstract

Experiments of shock wave/turbulent boundary layer interaction were conducted by using a supersonic wind tunnel. Nominal Mach number was varied in the range of 1.6 to 3.0 by means of different nozzles. The objective of the present study is to investigate the effects of boundary layer flow bleed on the interaction flow field in a straight tube. Two-dimensional slits were installed on the tube walls to bleed the turbulent boundary layer flows. The bleed flows were measured by an orifice. The ratio of the bleed mass flow to main mass flow was controlled within the range of 11 per cent. The wall pressures were measured by the flush mounted transducers and Schlieren optical observations were made for almost all of the experiments. The results show that the boundary layer flow bleed reduces the multiple shock waves to a strong normal shock wave. For the design Mach number of 1.6, it was found that the normal shock wave at the position of the slit was resulted from the main flow choking due to the suction of the boundary layer flow.

1. 서 론

최근 원자력, 화학, 제철, 연소 등의 각종 플랜트에서 조업압력이 고압화되어 가고 있다. 이러한 고압플랜트에서는 고압장치측과 저압장치측을 연결하는 배관계가 존재하게 되며, 이를 통하는 가스 등 기체 유동의 속도는 약간의 압력조건을 변화시킨다고 하더라도 매우 쉽게 초음속(transonic) 혹은 초음속(supersonic)에까지 도달할 수 있다. 이와 같이 관내를 통하는 초음속 유동이 아음속으로

감속될 때 발생하는 충격파는 관벽을 따라 발달하는 경계층과 복잡한 간섭을 일으켜, 충격파는 일반적으로 비점성 유동에서 예측되는 평면상의 수직충격파(normal shock wave)가 아니라 관경의 수배에서 수십배 정도의 길이를 가지는 매우 복잡한 형상의 충격파군(group of shock waves)을 형성하게 되는 것이 실험적으로 관찰되어 왔다.⁽¹⁾ 이러한 충격파군에 의하여 이루어지는 전체 압력상승이 대개의 경우 비점성 이론에 의한 하나의 수직충격파에 의한 압력상승과 거의 같다는 이유로 의사충격파(pseudo-shock wave)로 불리워지고 있다.⁽²⁾

종래 의사충격파에 관한 실험적 연구^(3,4)들은 주로 충격파와 경계층의 간섭현상이 유체기기의 성능

*회원, 안동대학교 기계공학과

**九州大學 綜合理工學 研究科

이나 효율에 미치는 영향을 조사하기 위한 것이었다. 그러나 충격파와 경계층의 간섭현상은 유동의 박리(separation), 재부착(reattachment), 유동의 난류(turbulence) 그리고 비정상성(unsteadiness) 등을 수반하게 되므로, 간섭현상의 물리적인 메커니즘^(5,6)이나 유동특성이 충분히 알려져 있지 않다.

특히 관내에서 발생하는 충격파와 경계층의 간섭 유동은 유동장의 압력조건을 일정하게 유지한 상태에도 불구하고 충격파가 어느 시간평균 위치를 전후로 매우 격렬하게 진동하게 되므로, 필연적으로 비정상 유동^(7,8)으로 된다. 이와 같이 관내에서 발생하는 충격파의 진동현상은 심한 압력변동을 유기하게 되므로, 배관계에서 밸브의 연결부, 용접부 등에서 빈번히 피로파괴 사고가 발생하고 있다. 따라서 관내에서 발생하는 충격파와 경계층의 간섭현상에 관한 연구는 공학상 대단히 중요하다.

충격파와 경계층의 간섭현상으로 인한 유동의 비정상성 등에 관해서는 종래 많은 연구가 수행되어 왔으나, 현재까지 충격파 진동의 원인이나, 그의 방지대책은 충분히 밝혀지지 않았다. 이와 같이 간섭유동장에 관한 물리적인 기구가 충분히 알려져 있지 않음에도 불구하고, 간섭현상에 미치는 다공벽,⁽⁹⁾ 미소돌기,⁽¹⁰⁾ 음향주입,⁽¹¹⁾ 경계층 유동의 제어⁽¹²⁾ 등의 효과에 관하여, 실험적 연구가 활발하게 진행되었다. 문헌 (13)에서는 마하수 2.0의 초음속 풍동의 운전효율을 개선할 목적으로, 측정부의 상하벽에 다공벽을 적용하여 전체 유량에 대한 흡입유동의 유량을 0.0으로부터 8%까지의 범위에 대하여 실험을 수행하였다. 그 결과 디퓨저의 효율은 약 5% 정도 개선되었으며, 충격파의 진동은 약 30% 정도로 감소하였다고 보고하였다. 그러나 관내에서 발생하는 충격파와 경계층의 간섭현상에 대한 문헌 (9)의 연구결과에 의하면, 다공벽은 선두충격파의 불안정한 진동은 억제하지만 선두충격파로부터 하류에서 발생하는 충격파의 진동은 오히려 증가하며, 또 다공벽으로부터 발생한 교란으로 인하여 유동의 손실이 증가한다고 보고하였다. 유사한 결과는 간섭유동장에 미소돌기를 적용한 실험에서도 발견된다.

종래 경계층 유동의 흡입(bleed)은 몇몇 연구자에 의하여 연구^(12,14)가 시도되었지만, 충격파의 진동현상 및 간섭현상의 구체적인 메커니즘에 대해서는 구체적으로 언급되지 않았다. 문헌 (14)에서는 2차원 확대관로의 상하벽에 슬릿(slit)을 설치하여,

경계층 유동의 흡입을 수행하였다. 그 결과 의사충격파는 하나의 수직 충격파의 형태로 되었으며, 충격파의 위치도 안정되었다고 보고하였다. 이러한 결과는 문헌 (15,16)에서도 인용되어, 경계층의 흡입이 충격파의 진동현상을 방지하는 유력한 수단임을 시사한 바 있다. 그러나 문헌 (14)에서 취해진 슬리텐 사진을 상세하게 관찰하면, 경계층 유동을 흡입하지 않은 경우에 충격파 상류에 마하파가 발생하여 유동은 초음속 유동이었으나, 경계층 유동을 흡입한 경우에는 위의 마하파가 관찰되지 않았다. 이것은 흡입작용에 의하여 슬릿부분에서 유동이 초우크(choke)하여 슬릿의 상류에서 유동이 아음속으로 되므로, 사진에서 관찰된 충격파는 슬릿 단면에서 유동이 초우크하기 때문에 발생하는 것으로 생각된다. 그러나 문헌 (14)에서는 이 충격파를 경계층과 간섭하는 충격파군이 이동한 것으로 추정하였다. 이와 같이 경계층 유동의 흡입이 간섭현상에 미치는 영향에 대해서 많은 의문점들이 남아 있으나, 현재까지 이들에 대한 연구는 시도되지 않고 있다.

한편 최근 고속 대형 컴퓨터들의 발달로, 경계층 유동의 흡입을 수반하는 간섭현상에 대하여 수치계산적인 연구가 수행되었다.^(17,18) 수치계산에서는 흡입유로의 물리적인 크기나 간섭현상에 미치는 변수들의 영향을 상세하게 조사할 수 있지만, 충격파와 난류경계층의 간섭현상은 큰 박리영역을 수반할뿐만 아니라 충격파의 진동, 더욱이 의사충격파와 같은 복잡한 현상을 시뮬레이션하기 위해서는 적합한 난류모델의 개발, 충격파 진동의 시간스케일의 해명 등 많은 문제점들이 산재해 있다. 따라서 충격파와 경계층의 간섭현상에 관한 연구는 체계적인 실험과 수치계산의 양면에서 노력이 요구된다.

본 연구에서는 경계층 유동의 흡입이 충격파와 난류경계층의 간섭현상에 미치는 영향을 조사하기 위하여, 초음속 풍동을 사용하여 실험을 수행하였다. 실험에서는 초음속 풍동의 측정부의 상하벽에 2차원 슬릿(slit)을 설치하여, 충격파와 간섭하는 벽면 경계층 유동을 흡입하였다. 본 연구에서는 먼저 경계층 유동의 흡입이 시간평균 간섭유동장에 미치는 영향을 조사하기 위하여 벽면압력의 측정과 슬리텐 광학관찰을 수행하였다.

2. 실험장치와 측정방법

실험은 Blow-down형 초음속 풍동을 이용하였다. Fig. 1에 개략적으로 나타낸 바와 같이 초음속 풍동은 저기조(reservoir), 상류정체실(plenum chamber), 측정부(test section), 하류정체실(settling chamber) 및 소음기(silencer)로 구성되어 있다. 압축기와 제습기에 의하여 압축 건조된 고압공기는 저기조에 저장되어, 감압밸브에 의하여 일정하게 감압된다. 유동은 상류정체실에서 일단 정체점 상태를 회복한 후, 라발노즐을 통하여 소정의 마하수까지 초음속으로 가속되어 길이 800 mm의 측정부, 디퓨저, 하류 정체실, 소음기를 거쳐 대기로 방출된다. 측정부에서 충격파의 위치는 상류 정체실 압력에 의하여 변화하지만, 본 실험에서는 감압밸브를 수동으로 매우 천천히 조작하여 상류정체실의 압력을 조절하였다. 따라서 측정부에서 유동은 준정상상태로 간주하였다.

Fig. 2에는 본 연구에서 사용된 라발노즐을 나타내었다. 노즐은 청동으로 제작되었으며, 설계마하수(design Mach number) M_d 가 1.6~3.0 사이인 5종류의 노즐을 이용하였다. 따라서 노즐목의 단면적은 Table 1에 나타낸 바와 같이 변화하였으며, 각 실험에 대하여 측정부를 통과하는 질량유량은 노즐목의 단면적에 따라 변화하였다(Table 1에서 h^* 는 노즐목의 높이이며, h 는 노즐출구의 높이이다). 그러나 노즐의 길이는 모두 190 mm, 폭 32 mm

인 2차원 형태이며, 노즐출구의 단면적은 32×32 mm로 측정부와 일치시켰다. Fig. 3에는 경계층 흡입장치의 배관계를 나타내었다. 노즐을 통과한 유동은 단면적 32×32 mm, 길이 360 mm의 직관을 통과한 후, 일부는 유로의 상하벽에 설치한 폭 32 mm의 슬릿을 통하여 흡입되며, 나머지는 단면적 32×32 mm, 길이 440 mm의 직관을 거쳐 디퓨저로 유입하게 된다. 유로의 상하벽에 설치된 슬릿으로 흡입되는 유량은 그림의 니들밸브로 조절되어, 직경 50 mm인 관으로 합류한다. 그 후 유동은 on-off 용 볼밸브 및 유량측정용 오리피스를 통과하여 진공탱크로 인도된다.

그림의 파선으로 나타낸 부분은 간섭유동장을 광

Table 1 Nozzle configuration

Md	h^* (mm)	h (mm)
1.6	25.2	32
2.0	18.6	32
2.3	14.2	32
2.6	10.6	32
3.0	7.2	32

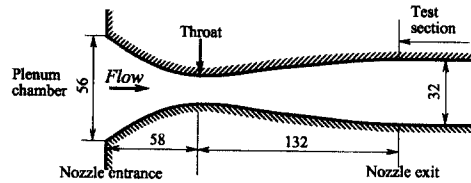


Fig. 2 Supersonic nozzle

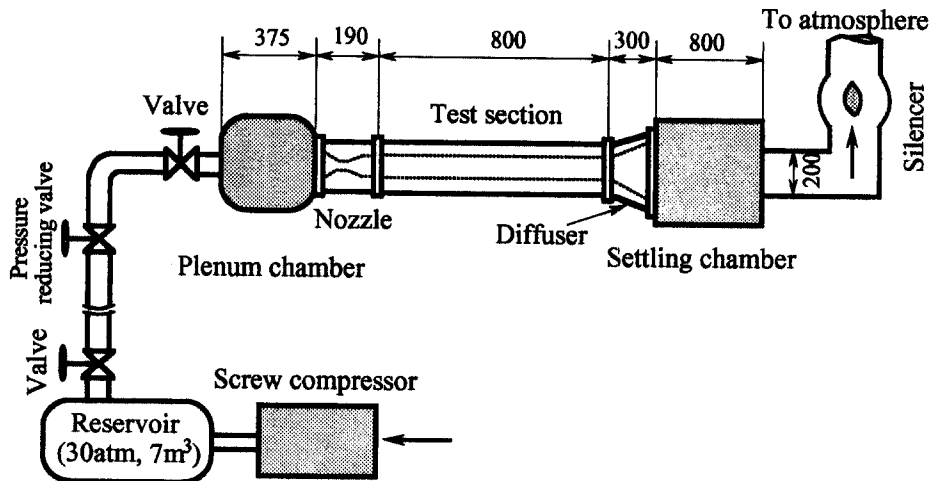


Fig. 1 Supersonic wind tunnel

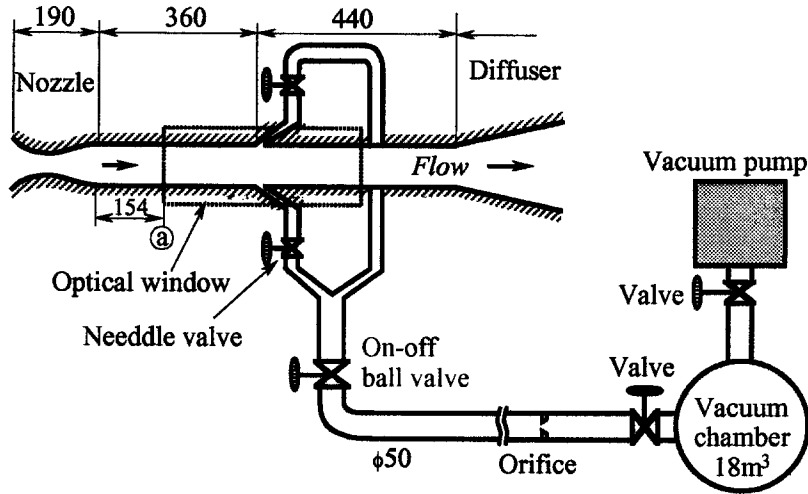


Fig. 3 Boundary layer bleed system

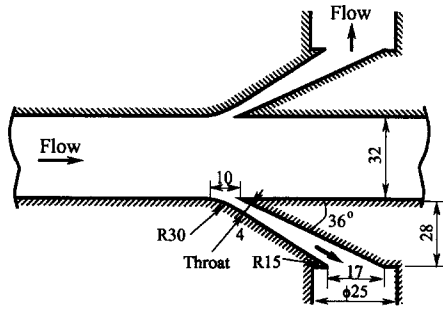


Fig. 4 Details of bleed slit

학적으로 관찰하기 위한 것이며, 본 연구에서는 슬리렌 광학계를 이용하였다. Fig. 4에는 슬릿부분을 상세하게 나타내었다. 슬릿부분은 문헌(14)의 형상과 거의 같으며, 슬릿 입구에서 유동방향으로의 폭은 10 mm, 유로 중심선에 대한 경사각은 36°로 고정하였다. 슬릿부분의 최소단면적은 4×32 mm이며, 그 하류의 유로는 확대각 7.4°로 설계되었다. 또 그림에 나타낸 바와 같이 슬릿부분으로부터 흡입된 상하 두 부분의 유동은 직경 25 mm의 관을 통과하여, 직경 50 mm의 관으로 합류한다.

한편 간섭 유동장의 광학관찰은 유효직경 300 mm의 슬리렌 장치를 이용하였으며, 광원으로 마그네슘 순간광원(지속시간 약 5 μs)이 사용되었다. 또 유로의 하벽에는 직경 1.0 mm의 다수개의 정압공이 설치되어 있으며, 반도체형 압력센서(Toyoda PHS-5H)를 설치하였다. 압력센서로부터 전기적인 신호는 직류증폭기로 증폭한 후 A/D

변환기가 장착된 퍼스널 컴퓨터에 기록된다.

본 연구에서 실험값을 정리하기 위하여, 측정부를 통과하는 유동의 단위시간 당 전체 질량유량 m 에 대한 슬릿으로 흡입되는 질량유량 m_s 의 비를 α ($=m_s/m$)라 정의하였다. 유동을 등엔트로피라고 가정하는 경우, m 은 상류정체실의 전압력을 p_0 , 전온도를 T_0 , 단면적을 A , 마하수를 M 으로 정의하여, 다음의 식으로 쓰여진다.

$$\frac{m}{A} = \sqrt{\frac{\gamma}{RT_0}} p_0 M [1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2]^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (1)$$

여기에서 γ 는 기체의 비열비이며, R 은 기체상수이다. 일반적으로 상류정체실에서 라발노즐의 목까지의 유동을 등엔트로피 유동으로 가정할 수 있으므로, 식 (1)에 노즐목의 조건을 적용하기 위하여, 국소단면적 A 를 노즐목의 단면적 A^* 로, 마하수 $M=1$ 로 하는 경우, 다음의 식으로 변형된다.

$$m = p_0 A^* \sqrt{\frac{\gamma}{RT_0}} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (2)$$

따라서 위의 식으로부터 실험값 p_0 , T_0 를 이용하면 측정부를 통과하는 전체 질량유량을 구할 수 있다.

한편 슬릿으로 흡입되는 질량유량 m_s 는 Fig. 3에 나타낸 오리피스에 의한 측정값으로 얻어진다. 즉 오리피스 상류 및 하류의 압력을 각각 p_1 과 p_e 로, 밀도를 각각 ρ_1 과 ρ_e 로 하고, 관의 단면적을 A_1 , 오리피스의 개구면적을 A_o 라고 하면, m_s 는 다음 식 (3)으로 주어진다.

$$m_s = \rho_2 A_2 \left[\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{\rho_1}{\rho_2} \left\{ 1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right\} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\frac{1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \left(\frac{A_2}{A_1} \right)^2}{1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \left(\frac{A_2}{A_1} \right)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

위의 식에서 오리피스 상류의 정압 p_1 , 온도 T_1 , 오리피스 전후의 차압 $p_2 - p_1$ 을 측정하게 되면, ρ_1 , ρ_2 및 p_2 가 계산될 수 있으므로 m_s 가 결정된다. 위의 식 (3)은 오리피스를 통과하는 유동의 축류계수 (contraction coefficient)와 속도계수 (velocity coefficient)⁽¹⁹⁾를 1.0으로 가정한 경우이므로, 실제 유동의 값과 다를 수 있다. 본 연구에서는 이의 타당성을 조사하기 위하여 Fig. 3에 나타낸 진공탱크로 일정시간 동안 유입하는 공기량을 진공탱크의 압력상승으로부터 산출하여, 위의 식 (3)의 결과와 비교하였다. 그 결과 위의 식 (3)과 산출값은 거의 일치하였다.

3. 결과 및 고찰

3.1 초음속 노즐의 시동압력비

본 연구에서 초음속 노즐의 시동압력비는 노즐목에서 유동이 초우크하게 됨으로써 발생하는 충격파가 측정부 입구로부터 하류 50 mm의 지점의 측정점 @ (Fig. 3 참조)에 도달한 때의 상류정체실 압력 p_0 와 디퓨저 하류의 압력 p_a (대기압)의 비 p_0/p_a 로 정의하였다.

Fig. 5에는 경계층 유동의 흡입을 위한 슬릿을 설치한 경우 초음속 노즐의 시동압력비 p_0/p_a 를 노즐의 설계마하수 M_d 의 함수로 나타내었다. 또 그림에는 비교를 위하여 유로에 슬릿을 설치하지 않은 경우와 다음 식들로 쓰여지는 비점성 일차원 이론에 의한 계산값을 함께 나타내었다.

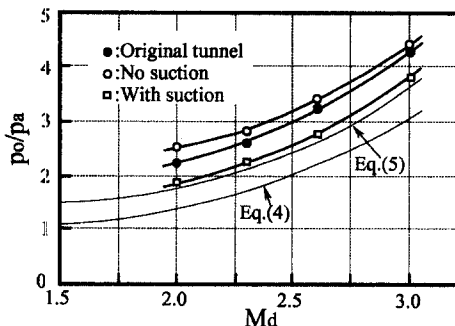


Fig. 5 Nozzle starting pressure ratio

$$\left(\frac{p_0}{p_a} \right)_s = \left[\frac{2\gamma}{\gamma+1} M_d^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left[\frac{2 + (\gamma-1) M_d^2}{(\gamma+1) M_d^2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (4)$$

$$\left(\frac{p_0}{p_a} \right)_s = \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M_d^2 \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left[\frac{\gamma+1}{2\gamma M_d^2 - (\gamma-1)} \right] \quad (5)$$

위의 식 (4)는 전체 유동장에서 수직충격파를 제외하고는 유동이 등엔트로피적으로 변화한다고 가정한 경우이며, 식 (5)는 수직충격파 하류에서 유동의 운동에너지가 압력에너지로 변환되지 않는다고 가정(압력에너지로의 회복률이 0인 경우)한 경우의 시동압력비를 나타낸다. 한편 실험값 ○는 슬릿을 적용하지 않은 경우이며, 실험값 ●는 슬릿을 설치하였지만 경계층 유동의 흡입을 행하지 않은 경우, 실험값 □는 Fig. 3의 니들 밸브를 완전히 열어 슬릿으로부터 흡입을 행한 경우이다. 본 연구에서 적용된 마하수 중, 노즐의 설계 마하수가 1.6인 경우의 실험값이 없는 것은 측정부 출구에서 유동이 마찰로 인하여 초크하기 때문에 노즐을 시동할 수 없었다. 그림의 각 곡선들로부터 슬릿을 설치하였지만, 경계층 유동의 흡입을 행하지 않은 경우에는 슬릿부분에서 발생하는 유동의 손실증대로 인하여, 슬릿을 설치하지 않은 경우에 비해 노즐의 시동압력비가 증가하게 된다. 그러나 경계층 유동의 흡입을 행하는 경우에는 시동압력비가 감소한다. 이것은 유동의 흡입에 의하여 노즐의 배압이 낮아지게 되어 충격파가 하류로 이동하기 쉬워지기 때문이라 생각된다. 그림으로부터 모든 실험값은 이론 계산값보다 크게 나타나고 있다. 이것은 의사 충격파에 의한 유동의 전압손실이 수직충격파에 의한 이론적인 전압손실보다가 크기 때문이며, 충격파 상류 및 하류의 유동에서 발생하는 소산효과에 기인한다.

한편 Fig. 6에는 설계마하수가 1.6인 노즐인 경우, 슬릿 부근의 유동을 조사하기 위하여 유동방향의 정압 p 를 상류정체실의 압력 p_0 으로 무차원화하여 나타내었다. 그림의 횡축은 측정부 입구로부터 하류방향의 거리 x 를 유로의 등가직경 D 로 무차원화 값이다. 그림의 실험값 ●는 슬릿으로부터 경계층 유동을 흡입하지 않은 경우로, 노즐의 시동압력비 p_0/p_a 는 1.80이다. 그림으로부터 정압은 유동방향의 거리의 증가에 따라 단조롭게 감소한다. 이것은

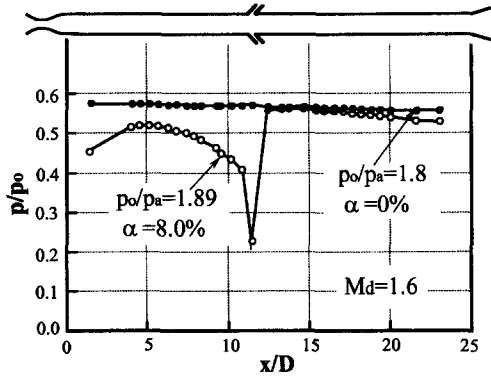


Fig. 6 Streamwise static pressure distributions

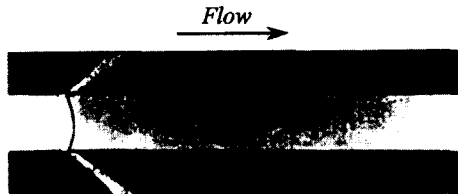
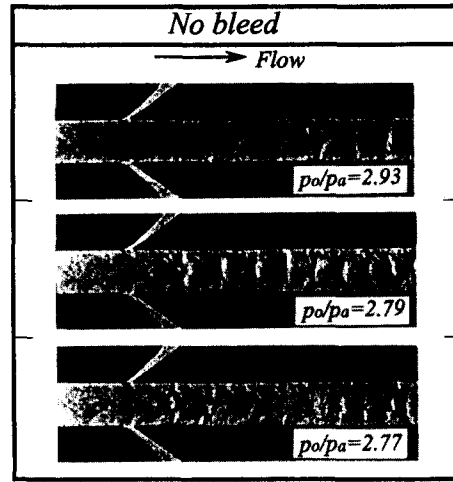


Fig. 7 Schlieren photograph showing the flow near slit ($Md=1.6$, $p_0/p_a=1.89$, and $\alpha=8\%$)

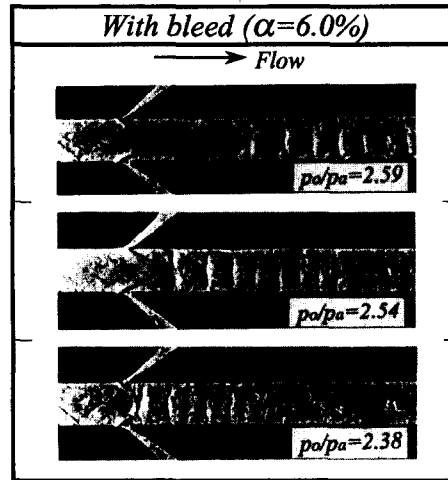
유동이 축정부 출구에서 초크하므로, 축정부 내에서 유동은 아음속으로 되기 때문이다. 한편 그림의 실험값 \circ 는 같은 관로에서 슬릿으로부터 경계층 유동을 흡입한 경우($\alpha=8.0\%$)의 정압분포를 나타낸다. 그림의 실험값으로부터 유동은 슬릿 가까이로 접근함에 따라 급속히 가속하기 때문에 정압은 급격히 감소하지만, 슬릿의 바로 하류에서는 급격히 증가하여 실험값 \bullet 에 접근하게 된다. 이 실험값으로부터 설계마하수가 1.6인 관로에서 유동은 아음속으로, 서론부분에서 기술한 바와 같이 Fig. 7의 충격파는 초음속 유동에서 발생한 충격파가 경계층 유동의 흡입에 의하여 슬릿부분으로 이동한 것이 아니라는 것을 알 수 있다.

3.2 간섭유동장의 가시화

Fig. 7에는 Fig. 6의 실험값 \circ 와 같은 조건에서 취한 가시화 사진을 나타내었다. 그림으로부터 슬릿의 위치에 수직충격파가 발생하고 있으며, Fig. 6의 슬릿의 바로 하류에서 나타난 압력의 급상승(실험값 \circ)은 이 수직충격파에 기인한다. 또 그림으로부터 충격파 상류에서 마하파는 발생하지 않았다는 것을 알 수 있다. 유동방향의 정압분포에서도 나타난 바와 같이 충격파 상류의 유동은 아음속이



(a)



(b)

Fig. 8 Schlieren photographs showing the flow near slit ($Md=2.0$)

다. 따라서 그림에서 관찰되는 충격파는 노즐목으로부터 발생한 충격파가 슬릿 부분까지 이동한 것이 아니며, 경계층 유동의 흡입에 의하여 슬릿 부근에서 유동이 초우크됨으로써 발생하는 충격파라는 것을 알 수 있다.

Fig. 8은 $Ma=2.0$ 의 경우, p_0/p_a 에 따른 의사충격파의 위치변화를 나타내는 슬리렌 가시화 사진이다. 그림의 (a)는 경계층 유동의 흡입이 없는 경우로 p_0/p_a 가 변화함에 따라 의사충격파의 형태는 거의 변화하지 않고, 의사충격파를 구성하는 많은 충격파가 관찰된다. 그러나 경계층 유동의 흡입이 있는 그림 (b)에 대하여, $p_0/p_a=2.59$ 인 경우에는

의사충격파가 슬릿보다 상당히 하류에 위치하기 때문에 간섭유동장은 그림 (a)의 $p_o/p_a=2.93$ 인 경우와 거의 유사하다. 따라서 이 경우에 경계층 유동의 흡입이 의사충격파에 미치는 영향은 크지 않다. 그러나 p_o/p_a 가 낮아져, 의사충격파가 슬릿 부근에 접근하게 되면, 의사충격파의 길이는 그림 (a)에 비해 상당히 짧아지게 된다. 또 선두충격파의 형상은 거의 수직충격파에 가깝게 된다는 것을 관찰할 수 있다. 한편 $p_o/p_a=2.38$ 로 더욱 낮아지는 경우 의사충격파는 슬릿의 위치에 도달하게 되며, 선두 충격파는 하류 방향으로 블록한 형태로 나타난다. 선두충격파 하류에 위치하는 제2 및 제3의 충격파는 매우 약해져 사진상에서 매우 희미하게 관찰된다.

Fig. 9에는 $M_a=2.3$ 에 대하여 p_o/p_a 를 적절히 조절하여 의사충격파가 슬릿부근에 위치하도록 한 후, 경계층 유동의 흡입량을 변화시킨 경우의 간섭유동장의 가시화 사진을 나타내었다. 그림에는 비교를 위하여 흡입량을 0으로 한 경우($\alpha=0\%$, 그림 (a), 흡입량을 최대로 한 경우($\alpha=9.2\%$, 그림 (c) 그리고 중간 정도의 흡입량인 경우($\alpha=1.8\%$, 그림 (b))를 각각 나타내었다. 그림에서 경계층 유동을 흡입하는 경우 선두충격파는 강하여 사진상에는 매우 선명하게 나타난다. 그러나 제2 충격파 하류에서 발생하는 충격파는 그 강도가 매우 약해지며, 의사충격파는 수직충격파에 가깝게 된다는 것을 알 수 있다. 본 연구에서는 노즐의 M_d 를 변화

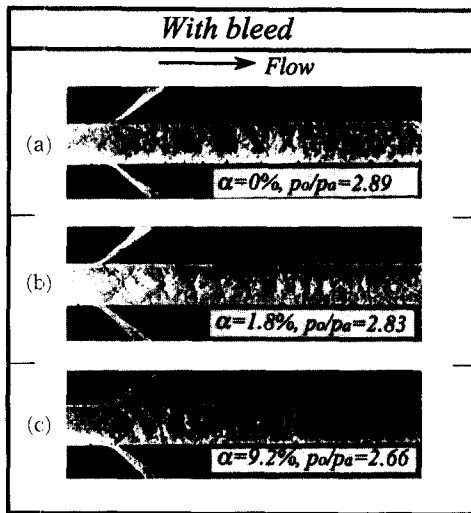


Fig. 9 Schlieren photographs showing the flow near slit ($M_d=2.3$)

시켜 유사한 실험을 수행하였으나, 의사충격파는 거의 같은 경향을 나타내었다.

3.3 벽면 압력분포

Fig. 10에는 $M_d=2.3$ 에 대하여 경계층 유동의 흡입량이 변화하는 경우 유동방향의 정압분포를 나타내었다. 그림의 횡축은 측정부 입구로부터 거리 x 를 관의 등가직경 D 로 무차원한 값을, 종축은 국소 정압 p 를 정체점 압력 p_o 로 무차원한 값을 나타낸다. 또 그림의 $x/D=11.25$ 의 위치에 나타낸 파선은 슬릿의 상류단을 의미하며, 그림의 (a), (b), (c)는 각각 흡입량을 0%, 3.3% 및 9.2%로 변화시킨 경우이다. 또 그림 중의 각 실험점들은 p_o/p_a 를 변화시켜 얻어진 값이다.

그림 (a)로부터 경계층 유동을 흡입하지 않는 경우, 슬릿의 위치에 상대적인 의사충격파의 위치 (즉 의사충격파가 슬릿의 상류에 위치하는 경우와 하류에 위치하는 경우)에 관계없이 정압분포의 뚜렷한 변화는 관찰되지 않는다. 의사충격파는 p_o/p_a 의 증가에 따라 하류로 이동하게 되며, 이에 따라 의사충격파에 의한 압력상승은 작아지게 된다. 그러나 흡입을 수행하는 경우 그림 (b)와 (c)에서와

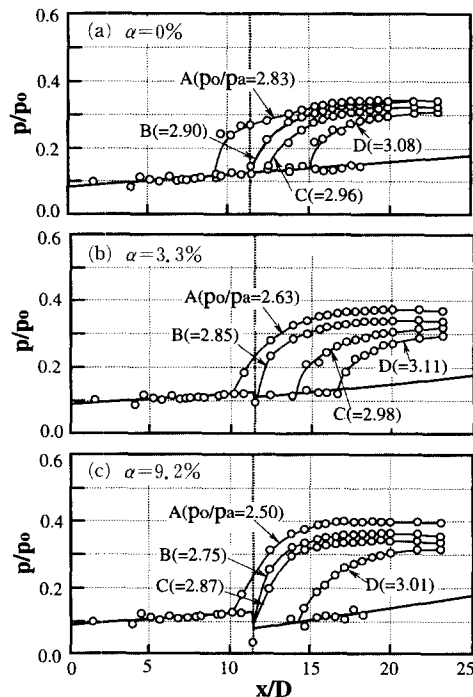


Fig. 10 Streamwise static pressure distributions ($M_d=2.3$)

같이 정압은 슬릿의 위치에서 거의 불연속적으로 변화하게 되며, 이러한 변화의 정도는 흡입량이 커질수록 현저하게 나타난다. 이것은 흡입량이 커질수록 유동이 팽창하여 압력이 감소하기 때문이다.

한편 슬릿의 바로 하류에 의사충격파가 위치하는 그림 (a), (b) 및 (c)의 실험값 B들을 비교하면, 흡입량 α 가 클수록 의사충격파에 의한 압력상승은 급격하게 된다는 것을 알 수 있다. 이것은 위의 가시화 사진에서 관찰된 바와 같이 경계층 유동의 흡입에 의하여 선두충격파가 강하게 되어 수직충격파의 형태에 가깝게 되며, 제2 충격파 하류의 충격파들이 매우 약하게 되기 때문이다. 더욱이 위의 그림 (b)와 (c)에 있어서 의사충격파의 선두가 슬릿의 바로 상류에 위치하는 실험값 A들은 슬릿의 바로 하류에 위치한 실험값 B에 비해 보다 완만한 압력상승을 나타낸다. 이것은 선두충격파의 하류에서 경계층 유동을 흡입한다고 하더라도 압력분포에는 그다지 영향을 미치지 못한다는 것을 의미하며, 의사충격파 상류의 경계층 유동을 흡입하게 되면 압력상승은 보다 급격하게 된다는 것을 알 수 있다.

3.4 마하수 분포

Fig. 10의 정압분포에서 초음속 유동에 대한 p/p_0 의 실험값으로부터 다음의 식을 이용하여 유동방향의 벽마하수(wall Mach number) 분포를 계산하였다.

$$\frac{p_0}{p} \frac{A^*}{A} = \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma+1}{2\gamma}} M \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

여기에서 A^* 는 노즐 목의 단면적이며, M 은 국소 마하수이다. 위의 식은 노즐 하류의 유동이 등엔트로피 유동이 아니더라도 단열유동으로 가정되는 경우에 적용될 수 있다는 것에 주의해야 한다. Fig. 11에는 풍동의 압력비를 증가시켜, 의사충격파를 관측부로부터 충분히 하류방향으로 이동시킨 후, 경계층 유동의 흡입이 유동의 마하수분포에 미치는 영향을 나타내었다. 그림의 각 곡선은 노즐의 설계 마하수 M_d 가 각각 2.0과 2.3인 경우이며, 실험변수로 α 의 값을 변화시켰다. 그림에서 $\alpha=0\%$ 인 곡선은 흡입량이 0인 경우의 마하수 분포로, 유동방향의 거리가 증가할수록 마하수는 유체마찰의 효과로 인하여 단순하게 감소하며, α 가 클수록 슬릿의 위치에서 마하수 증가는 커지게 된다. 이것은

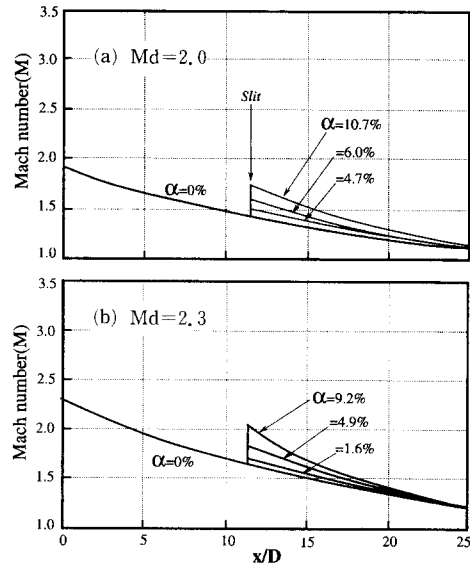


Fig. 11 Wall Mach number distributions

흡입량이 증가할수록 슬릿부분에서 발생하는 유동의 팽창이 증대하기 때문이다. 또 두 그림에서 거리에 따른 마하수의 감소비율은 설계마하수가 클수록 크다.

한편 슬릿의 위치로부터 하류에서 마하수는 거리의 증가에 따라 단조롭게 감소하여 측정부 출구 ($x/D=25$)에서는 흡입량 $\alpha=0\%$ 인 경우와 거의 일치한다. 여기에서 슬릿의 바로 상류에서 유동의 마하수를 M_{1s} 로 가정하면, M_{1s} 의 값은 경계층 유동의 흡입량 α 에 관계없이 일정하며, 노즐의 설계 마하수가 2.0과 3.0인 두 경우에 대하여 M_{1s} 의 값은 각각 1.44와 2.17이었다. 또 슬릿의 위치에서 마하수를 M_{2s} 로 하는 경우, M_{2s} 의 값은 흡입량이 0인 경우에는 M_{1s} 의 값과 일치하지만, 경계층 유동을 흡입하는 경우에는 M_{2s} 의 값은 M_{1s} 보다 크다는 것을 알 수 있다.

Fig. 12에는 M_d 를 변수로 하여 M_{2s} 와 α 의 관계를 나타내었다. 그림에서 $\alpha=0\%$ 인 경우 M_{2s} 의 값은 M_{1s} 과 같으며, α 가 증가하면 M_{2s} 의 값은 증가한다. 즉 의사충격파 직전에서 경계층 유동을 흡입하는 경우 주류에 대한 흡입 질량유량의 비가 클수록 의사충격파 직전의 유동 마하수는 증가하게 된다. 또 같은 흡입량인 경우, 노즐의 설계마하수가 증가할수록 M_{2s} 의 값은 증가한다는 것을 알 수 있다.

한편 초음속 풍동의 압력비를 크게 하여, 측정부

에서 발생하는 충격파들을 슬릿으로부터 멀리 떨어진 하류에 위치시킨 후, 슬릿 직전의 초음속 유동의 경계층 두께 δ 를 슬릿렌 가시화 사진으로부터 구하였다. Fig. 13는 δ 를 관벽으로부터 유로의 중심선까지의 높이 $h/2$ 로 무차원하여 노즐의 설계마하수 Md 의 함수로 나타내었다. 또 그림에는 경계층이 노즐목으로부터 발달한다고 가정하여, 이론계산으로부터 구한 값(●)을 함께 나타내었다. 이론계산에서는 경계층 유동이 1/7승의 속도분포로 된다고 가정하였으며, 난류경계층 유동에 대한 다음과 같은 운동량 방정식⁽¹⁵⁾을 이용하였다.

$$\frac{C_f}{2} = \frac{d\theta}{dx} + \left[\frac{2 - M_\infty^2 + \delta^*/\theta}{M_\infty \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_\infty^2\right)} \frac{dM_\infty}{dx} \right] \theta \quad (7)$$

여기에서 δ^* 와 θ 는 각각 경계층의 배제두께와 운동량의 두께이며, M_∞ 는 유로 중심축상에서의 국소마하수, C_f 는 마찰계수이다. 본 연구에서는 C_f 의 값으로 다음으로 주어지는 식 (15)를 사용하였다.

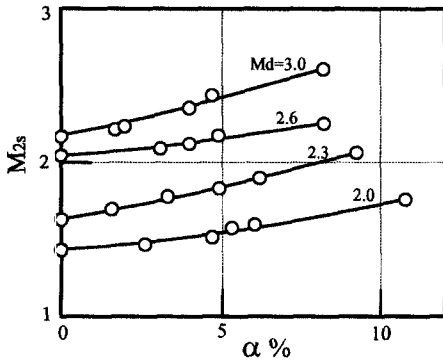


Fig. 12 Relation of M_{2s} with α

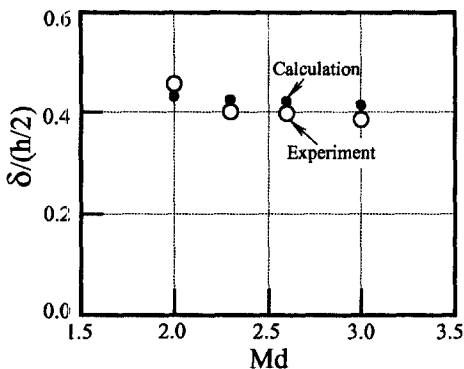


Fig. 13 Relation of Md with boundary layer thickness

$$C_f = 0.0262 Re_x^{-1/7} \left[1 / \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) \right]^{5/7} \quad (8)$$

그림으로부터 실험결과와 계산결과는 거의 일치하며, 슬릿의 바로 상류에서 발생하는 난류경계층의 두께는 $Md=2.0$ 인 경우 $2\delta/h$ 의 값은 약 0.44 정도로, Md 가 증가하면 약간 감소한다는 것을 알 수 있다.

더욱이 슬릿으로 유입하는 질량유량을 상세하게 조사하기 위하여 Fig. 14에 나타낸 바와 같은 유동모델을 고려하였다. 슬릿 바로 상류의 유동에서 주류의 속도와 밀도를 각각 u_∞ 와 ρ_∞ 로 가정한다. 또 슬릿의 흡입작용에 의하여 슬릿 입구부에서 유동이 Prandtl-Meyer 팽창파를 통하여 가속된다고 한다. 따라서 경계층의 두께 δ 를 통하는 유동중에서 슬릿으로 흡입되는 부분의 두께를 δ_s 로 하는 경우, 경계층 유동의 질량유량 m_b 에 대한 흡입 질량유량 m_s 의 비 m_s/m_b 는 다음의 식으로 주어진다.

$$\frac{m_s}{m_b} = \frac{\int_0^{\delta_s} \rho u dy}{\int_0^\delta \rho u dy} = \frac{\int_0^{\delta_s} \rho u dy}{\rho_\infty u_\infty (\delta - \delta^*)} \quad (9)$$

또 측정부를 통하는 전 질량유량 m 에 대한 경계층 유동의 질량유량 m_b 의 비 m_b/m 는 다음 식으로 쓰여진다.

$$\frac{m_b}{m} = \frac{\rho_\infty u_\infty (\delta - \delta^*)}{\rho_\infty u_\infty (h - \delta^*)} = \frac{1 - \delta^*/\delta}{h/\delta - \delta^*/\delta} \quad (10)$$

위의 식에서 δ^*/δ 는 경계층유동의 속도분포를 1/7승법칙으로 가정하였으므로 M_∞ 만의 함수로 쓰여진다.

$$\frac{\delta^*}{\delta} = 1 - 7(\psi - 1) \left[\frac{\psi^3}{2} \ln \frac{\psi}{\psi - 1} - \frac{\psi^2}{2} - \frac{\psi}{4} - \frac{1}{6} \right] \quad (11)$$

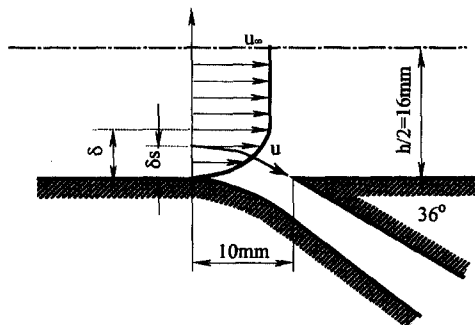


Fig. 14 Flow model near slit

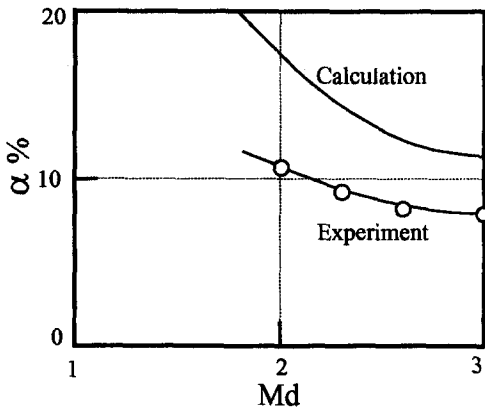


Fig. 15 Relation of Md with α

여기에서 ϕ 는 다음 식으로 주어진다.

$$\phi = 1 + 1 / \left(\frac{\gamma - 1}{2} M_\infty^2 \right) \quad (12)$$

따라서 위의 식들로부터 $\alpha = m_s/m = (m_s/m_b) \cdot (m_b/m)$ 의 관계가 성립하므로 α 의 값이 구해진다. 계산은 경계층 유동이 벽면을 따라 이상적으로 Prandtl-Meyer 팽창파를 통하여 슬릿으로 유입된다고 가정하였으므로, δ_s 를 산출하여 α 의 값을 구하였다. Fig. 15에는 Fig. 13에 나타낸 δ 의 실험값을 이용하여 α 와 Md와의 관계를 실험값과 비교하였다. 그림으로부터 α 는 Md가 클수록 작아지며, 본 계산값은 실험값과 정성적으로 유사한 경향을 나타내고 있다. 그러나 계산값은 실험값보다 크다. 이것은 슬릿렌 가지화 사진에서 관찰된 바와 같이 슬릿 선단에서 발생하는 경사충격파에 기인한다고 생각된다. 즉 Prandtl-Meyer 팽창파만으로는 경계층 유동중 δ_s 를 통하는 유동이 충분히 슬릿으로 유입할 수 없기 때문이라고 판단된다.

4. 결 론

본 연구에서는 각종 배관계에서 발생하는 충격파와 경계층의 간섭현상에 관한 연구의 일환으로, 충격파와 간섭하는 벽면 경계층 유동을 흡입함으로써 간섭현상에 미치는 영향을 실험적으로 조사하였다. 그 결과 노즐의 설계마하수가 1.6인 관로에서는 측정부 출구에서 유동이 초크하여, 측정부에서 유동은 아음속으로 되었다. 이 경우 경계층 유동을 흡입하면 슬릿단면에서 수직충격파가 발생하며, 이 충격파는 통상적인 초음속유동에서 발생하는 충격

파가 슬릿부근으로 이동한 것이 아니라, 슬릿단면에서 유동이 초우크하기 때문에 발생한다는 것을 알았다. 또 노즐의 설계마하수가 2.0~3.0인 관로에서는 측정부 출구에서 유동은 초우크하지 않고, 유동은 측정부에서 초음속으로 되었다. 이 경우 경계층 유동을 흡입하면 슬릿단면에서 마하수는 급격히 증가하며, 이러한 증가는 흡입량이 많을수록 크게 나타났다.

참고문헌

- (1) Matsuo, K., 1987, "On the Pseudo-Shock Waves," *Nagare*, Vol. 6, No. 4, pp. 308~314 (In Japanese).
- (2) 松尾一泰, 1994, "壓縮性流體力學-內部流れの理論と解析" 理工學社.
- (3) Neumann, E. P. and Lustwerk, L., 1951, "High-Efficiency Supersonic Diffusers," *Jour. Aeron. Sci.*, Vol. 18, No. 6.
- (4) Lukasiewicz, J., 1953, "Diffusers for Supersonic Wind Tunnels," *Jour. Aeron. Sci.*, Vol. 20, No. 9.
- (5) Kim, H. D. and Matsuo, K., 1996, "Investigation on Shock-Induced Separation," *Intl. Jour., Shock Waves*, Vol. 3.
- (6) Kim, H. D. and Matsuo, K., 1993, "Post-Shock Expansion Phenomenon Caused by Normal Shock Wave/Turbulent Boundary Layer Interaction," *JSME Intl. Jour.*, Vol. 36, No. 4.
- (7) Matsuo, K. and Kim, H. D., 1993, "Normal Shock Wave Oscillations in Supersonic Diffusers," *Intl. Jour. Shock Waves*, Vol. 3, No. 1.
- (8) Kim, H. D., et al, 1991, "Flow Unsteadiness by Weak Normal Shock Wave/Turbulent Boundary Layer Interaction in Internal Flow," *JSME Intl. Journal*, Series B, Vol. 34, No. 4.
- (9) 金義東, 外1人, 1996, "超音速 디퓨저에서 발생하는 충격파 振動的 被動制御," "大韓機械學會 論文集, 第20卷, 第3號.
- (10) Sedney, R. A., 1973, "Survey of the Effects of Small Protuberances on Boundary-Layer Flows," *AIAA Journal*, Vol. 11, No. 6, pp. 782~791.
- (11) Ahuja, K. K. and Burrin, R. H., 1984, "Con-

- trol of Flow Separation by Sound," *AIAA Paper*, No. 84~2298.
- (12) Tanner, L. H. and Gai, S. L., 1970, "Effects of Suction on the Interaction between Shock-Wave and Boundary-Layer at a Compression Corner," *ARC CP.*, No. 1087.
- (13) Cohen, C. B. and Valerino, A. S., 1950, *Investigation of Operating Pressure Ratio of a Supersonic Wind Tunnel Utilizing Distributed Boundary Layer Suction in Test Section*, NACA RM E50H04.
- (14) Weise, A., 1947, *The Separation of Flow due to Compressibility Shock*, NACA TM No. 1152.
- (15) Shapiro, A. H., 1953, *The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow*, Ronald Press.
- (16) Crocco, L., 1958, "One-Dimensional Treatment of Steady Gas Dynamics," *Fundamental of Gas Dynamics*, Series B, Princeton.
- (17) Chyu, W. J., Rimlinger, M. J. and Shih, T. I -P., 1995, "Control of Shock-Wave/ Boundary Layer Interactions by Bleed," *AIAA Journal*, Vol. 33, No. 7, pp. 1239~1247.
- (18) Hames, A., Shih, S. H. and Yeuan, J. J., 1993, "A Parametric Study of Bleed in Shock Boundary Layer Interactions," *AIAA Paper* 93-0294.
- (19) Benson, R. S. and Pool, D. E., 1965, "The Compressible Flow Discharge Coefficients for a Two-Dimensional Slit," *Intl. Jour. Mechanical Sci.*, Vol. 7, Pergamon Press.