

<논 문>

## 가스 미립화용 노즐로부터 방출되는 초음속 분류에 관한 실험적 연구(1)

김희동\* · 이종수\*\*

(1995년 7월 14일 접수)

### An Experimental Study on Supersonic Jet Issuing from Gas Atomizing Nozzle ( I )

Heuy-Dong Kim and Jong-Su Lee

**Key Words** : Compressible Flow(압축성흐름), Correct Expansion(적정팽창), Expansion Wave(팽창파), Gas Atomization(가스미립화), Mach Disk(마하디스크), Shock Wave(충격파), Supersonic Nozzle(초음속 노즐), Supersonic Jet(초음속 제트)

#### Abstract

Supersonic axisymmetric jets issuing from various kinds of nozzles with a throat diameter of a few millimeters were experimentally investigated. The exit Mach number and Reynolds number based on the throat diameter of nozzle were in the range of 1.0~5.9 and  $8.4 \times 10^4 \sim 2.9 \times 10^6$ , respectively. The nozzle pressure ratio was varied from 5 to 85. Present paper aims to offer fundamental information of the supersonic free-jets, with an emphasis to give data with which the shape of the free-jets can be depicted under a specified condition. Experimental data are summarized to enable an estimation of the shape of the supersonic free-jets. The result shows that the shape of free-jets is dependent on only the nozzle pressure ratio.

#### 기 호 설 명

$A$  : 노즐의 단면적  
 $C_f$  : 마찰계수  
 $d$  : 분류의 직경  
 $D$  : 노즐의 직경  
 $H$  : 경계층의 형상계수  
 $m$  : 질량유량  
 $M$  : 마하수  
 $p$  : 압력  
 $R$  : 기체상수  
 $Re$  : 레이놀즈 수  
 $X$  : 흐름방향의 거리  
 $\gamma$  : 기체의 비열비

$\theta$  : 노즐의 확대반각 혹은 경계층의 운동량 두께  
 상첨자 및 하첨자  
 $b$  : 노즐의 배후상태  
 $c$  : 코어 흐름  
 $e$  : 노즐 출구상태  
 $m$  : 마하디스크  
 $o$  : 노즐 상류의 정체상태  
 $t$  : 전압관  
 $*$  : 노즐목 상태

#### 1. 서 론

노즐내에서 초음속으로 가속된 흐름이 대기로 방출되는 경우에 발생하는 초음속 분류는, 일반적으로 노즐 입구의 전압력과 배압의 비인 노즐 압력비

\*회원, 안동대학교 기계공학과

\*\*회원, 안동공업전문대학

(nozzle pressure ratio)에 따라 과팽창(over-expansion), 적정팽창(correct expansion) 그리고 부족팽창(under-expansion) 흐름으로 분류되는 것으로 알려져 있다.<sup>(1)</sup> 실제의 초음속 분류는 산업현장이나 기계가공 등의 여러 분야에서 매우 다양하게 응용되고 있으며, 현재까지 공학적으로도 상당히 많은 관심을 받아왔다. 최근에는 초음속 분류를 분말야금 분야에 적용하여 금속분말의 제조법에 응용하고 있다.<sup>(2)</sup> 용융금속의 미립화 제조공법 중에는 물 혹은 기체의 분류를 이용하는 수미립화법(water atomizing method; WAM)과 가스미립화법(gas atomizing method; GAM)이 있다. WAM에서는 미립화된 분말이 급격히 냉각하여 응고되므로 형상이 불규칙하거나 비구형의 형태로 될 수 있으나, GAM의 경우에는 생성입자가 구형에 가까운 형상이 가능하기 때문에 최근 들어 금속용탕류의 미립화법으로 유력시되고 있다.<sup>(3)</sup>

GAM을 이용한 연구결과에 따르면, 금속액체는 일반적으로 비중이 매우 크기 때문에 효과적인 미립화를 위해서는 분류의 유속이 400 m/s 이상 필요하다고 보고되어 있다.<sup>(4)</sup> 이러한 분류는 초음속이며, 초음속 분류를 용융금속 흐름에 충돌시켜 용융금속을 미립화한다. 따라서 용융금속이 미립화되는 기구나 미립화를 결정하는 유체역학적 변수를 조사할 필요가 있으며, 이를 위해서는 먼저 초음속 분류의 구조 및 분류내부에서 발생하는 충격파와 확산 및 진동 등의 압축성 유체공학에 관한 광범위한 지식이 요구된다.

종래 초음속 분류에 관해서는 상당히 많은 연구가 수행되었으나, 노즐의 압력비가 변화하는 경우에 대한 제트의 상세한 구조에 대해서는 불명확한 점이 많이 남아 있으며, 더욱이 노즐 내부의 흐름까지 고찰한 연구보고는 그다지 많지 않다. 이는 노즐 내부의 흐름이 노즐 형상에 매우 민감하기 때문이며, 또 노즐 내부의 흐름을 측정하는 것이 외부에 비해 상당히 곤란하기 때문이라고 생각된다. 실제로 GAM에서는 복수의 노즐을 사용하며, 용융금속을 미립화하기 때문에 흐름구조는 더욱 복잡하며, 미립화의 상세한 메커니즘은 현재까지 잘 알려져 있지 않다.

실제 노즐 내부 흐름에 대하여 어떤 노즐 압력비에서는 흐름의 박리가 발생하게 된다. 노즐 흐름의 박리(separation)현상에 미치는 유체역학적 변수로서 노즐 형상, 작동기체의 종류, 냉각 및 가열 등

의 효과가 보고<sup>(5,6)</sup>된 바 있다. 그러나 박리현상을 지배하는 흐름변수를 명확하게 규명하기에 이르지 못하는 못하였다. 다음 절에서 기술하는 바와 같이 분말야금 등의 공업적 응용으로 초음속분류를 이용하는 경우에는 분류구조를 예측할 수 있는 수단이 필요하다. 그러나 현재까지 예측가능한 것은 바렐 충격파(barrel shock wave)와 마하디스크(mach disk)로 둘러싸인 등 엔트로피 영역내이며, 분류의 기하학적 형상, 분류경계의 전단층과 바렐 충격파 사이의 영역, 바렐 충격파의 마하 반사 등을 예측할 수 있는 방법은 사실상 없다. 따라서 가스 미립화법을 실용화하기 위해서는 이 분야에 대한 체계적인 연구가 필요하다.

본 연구에서는 GAM에 대한 기초적 연구의 일환으로, 여러 형태의 초음속 노즐을 제작하여 실험과 수치계산 및 이론해석을 수행하였다. 실험에는 일반적으로 GAM에서 사용되는 가스가 대부분 불활성인 아르곤 가스이기 때문에 아르곤 가스를 작동기체로 사용하였으며, 노즐 입구의 전압력을 변화시켰다. 또 실제 미립화용으로 이용되는 초음속 노즐과 유사한 크기이며, 목의 직경이 2.1 mm 이하인 매우 작은 노즐을 제작하였다. 노즐로부터 방출되는 초음속 분류는 슈리렌법을 이용하여 광학적으로 관찰하였으며, 분류의 중심축에서 전압을 측정하여 흐름장을 고찰하였다. 본 논문에서는 실험 결과에 대하여 기술한다.

## 2. 가스 미립화법

최근 금속가공의 한 방법으로써 금속분말을 어떤 형에 가압성형한 후, 가열경화시키는 이른바 소결 분말 야금법이 주목을 받고 있다. 분말야금에서는 분체가 유체에 가까운 특성을 지니기 때문에, 통상적인 소성가공에서 견디어내지 못하는 연질의 금속이라도 용이하게 가공할 수 있으며, 치수정도가 매우 양호한 정밀주조급의 제품을 만들 수 있다. 이와 같은 분말야금법으로 만들어진 금속은 다른 제조방법에 의한 것보다 기계적 성질이나 품질, 정련 등이 우수할 수 있다. 이런 장점 때문에 최근에는 자동차용 엔진과 가스터빈을 비롯하여 각종 기계용 부품, 공구강, 고속도강, 초합금 등, 강도와 치수정도가 동시에 요구되는 제품에 분말야금법을 적용하고 있다.

분말야금법에 의해 생산된 소결체의 기계적 성질

(경도, 강도, 밀도, 탄성, 소성, 연성, 등)은 금속 미립자의 평균입경, 입경분포, 입자의 형상, 화학적 성질 그리고 미세조직 등에 의해 지배된다. 따라서 보다 치밀하며 균질의 소결체를 제조하기 위해서는 가능한 한 입경이 동일하고 같은 물성을 가지는 금속미립자를 제조할 필요가 있으며, 현재까지 다양한 제법이 연구개발되어 실용화되고 있다.

일반적으로 금속미립자의 제조법은 크게 나누어 기계적 분쇄법과 화학반응을 이용한 제조법으로 분류할 수 있다. 전자는 주로 분쇄기의 기계적인 힘에 의하여 서서히 파쇄하는 방법과, 노즐로부터 유출하는 고온의 철(Fe)이나 구리(Cu) 등의 용융금속류에 고압가스 혹은 물 등의 분류를 충돌시켜 분무화하여 미립자를 제조하는 미립화법(일명 분무법이라고 한다), 피파쇄물을 가속시켜 경질의 타겟에 충돌시키거나 상호충돌을 이용하여 미립화하는 피파쇄물 충돌법 등이 있다. 한편 후자의 화학반응에 의한 제조법에는 금속미립자나 세라믹 분말의 제조에 이용되고 있으며, 순도가 매우 높은 미립자를 얻을 수 있다. 이 외에도 전해석출법, 침전석출법, 열분해법, 증발응축법 등이 있다.<sup>(3)</sup>

이상의 여러 제조법들 중에 대량생산성, 경제성 등의 관점으로부터 가장 일반적으로 이용될 수 있는 방법으로 미립화법(분무법)을 들 수 있으며, 이미 이러한 제조기술에 대한 관심은 세계적으로 고조되고 있는 실정이다. 이와 같은 미립화법에는 물

혹은 가스의 분류를 이용하는 방법, 원심력을 이용하는 방법, 진공을 이용하는 방법, 초음파 에너지를 이용하는 방법으로 세분화된다. 여기에서 물의 분류를 이용하는 방법은 앞절에서 기술한 바와 같이 금속의 액적이 급격히 냉각 응고되므로 단위시간당 제조량은 많아질 수 있지만, 불규칙적인 형상을 가진 미립자가 얻어지기 쉽다. 한편 Fig. 1에 나타낸 바와 같은 가스 미립화법에서는 중앙으로부터 낙하하는 용융금속류에 대해 주변부로부터 초음속으로 가속한 분류를 충돌시킨다. 이때 용융류는 분류에 의해 분쇄되어 금속미립자가 생성된다. 이러한 제조방법은 비용은 많이 들지만, 거의 구형에 가까운 형상의 미립자를 생산할 수 있다. 따라서 이 제조법은 이미 공업적으로 활용되어 입자경이 수  $\mu\text{m}$ 로부터 수백  $\mu\text{m}$ 까지의 극히 작은 미립자를 얻고 있다.

현재까지 수행된 미립화 과정의 실험적 관찰에 의하면, 액적은 분류 내부에까지 진입하지 않으며, 분류 주변부에서 분열 미립화되는 것으로 알려져 있다. 그러나 분류주변부를 포함하는 초음속 자유분류의 상세구조를 계통적으로 명확히 한 연구보고는 거의 없으며, 이러한 사실이 바로 미립화 과정의 해명에 장애요소가 되고 있다.

### 3. 초음속 노즐 흐름과 자유분류의 구조

일반적으로 2 이상의 압력비로 기체를 오리피스나 노즐로부터 분출시키면, 분류는 초음속으로 된다. 이러한 초음속 자유분류는 비교적 용이하게 얻을 수가 있으므로 압축성 유체역학의 연구대상으로 자주 이용된다. 축대칭 자유분류는 노즐 압력비에 따라 대략 Fig. 2에 나타낸 바와 같은 구조를 갖는다. Fig. 2(a)는 노즐 압력비가 그다지 높지 않은 경우로, 노즐 출구로부터 발생한 팽창파가 기체중을 전파하여 분류의 경계에 도달하게 된다. 이 팽창파는 분류경계에서 반사되지만, 분류의 경계에서 일정압력(배압)의 조건을 유지하기 위하여 반사파는 압축파로 되며, 이 때 분류경계도 파의 반사에 수반하여 내측으로 굽어지게 된다. 다시 이 압축파는 분류중을 전파하여 분류경계에 입사하지만, 경계에서 재차 일정압력 조건을 유지하기 위해서 팽창파로써 반사된다. 따라서 분류의 형태는 팽창과 압축을 반복하게 되며, 분류의 경계도 확대·축소를 반복하게 된다. 한편 Fig. 2(b)와 같이 노즐 압

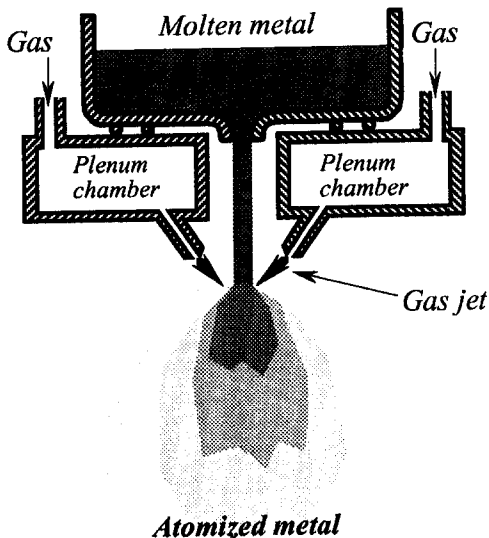


Fig. 1 Schematic diagram of gas atomization

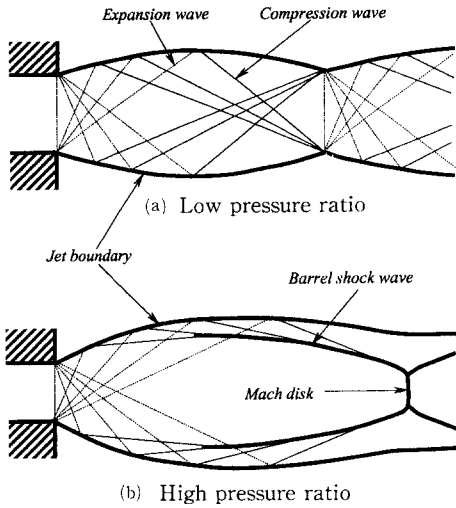


Fig. 2 Typical structure of supersonic free-jet

력비가 비교적 큰 경우, 분류경계에서 반사한 압축파는 선행하는 압축파와 합쳐하여 바렐 형상의 충격파(barrel shock wave)를 형성하며, 이 충격파는 분류의 중심축에서 마하 반사(mach reflection)하여 마하 충격파(mach shock wave)를 형성한다. 이러한 마하충격파는 원반형을 하고 있으므로 마하 디스크(mach disk)라고 불리워진다. 이상은 3차원 축대칭분류에 대한 것이며, 2차원 slit으로부터 방출되는 초음속 분류의 구조는 기본적으로 축대칭분류와 유사하다. 여기에서 마하디스크 및 바렐 충격파 등은 3차원 축대칭분류에 대한 것으로 2차원 분류에 대해서는 이들에 대한 적당한 명칭은 없다. 따라서 본 연구에서는 3차원 축대칭분류와 2차원분류에 대하여 모두 이들 명칭을 사용하기로 한다.

한편 아음속 흐름을 초음속으로 가속하기 위해서는 도중에 목(throat)을 가지는 라발 노즐을 이용할 필요가 있다. 이러한 노즐을 통하는 흐름은 노즐 압력비에 따라 여러 형태로 될 수 있다. Fig. 3에는 흐름 형태가 압력비  $p_b/p_0$ 와 면적비  $Ae/A^*$ 에 따라 어떻게 변화하는지를 간략하게 나타내었다. 여기에서 종축의  $p_b/p_0$ 의 값은 흐름의 팽창과정, 노즐의 출구상태 및 충격파의 강도 등을 용이하게 나타내기 위하여 노즐 압력비  $p_0/p_b$ 의 역수를 취하였다. 노즐내의 흐름이 등 엔트로피적이라고 가정하여, 곡선 A와 곡선 D는 각각 적정팽창의 조건과 흐름이 노즐목에서 초크하는 경우에 대한  $p_b/p_0$ 와  $Ae/A^*$ 의 관계를 나타낸다. 만일 주어진

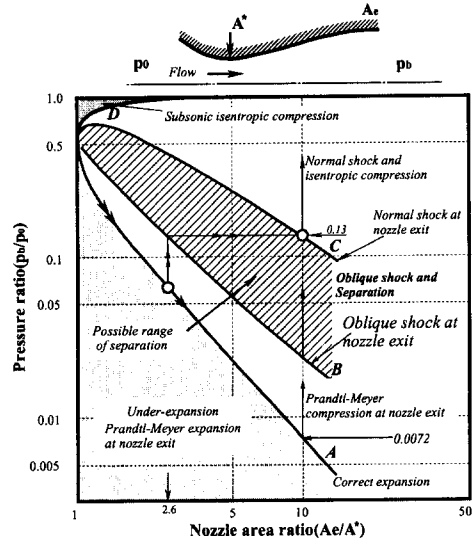


Fig. 3 Flow pattern through supersonic nozzle and possible range of flow separation

노즐에 대하여, 노즐 배압이 곡선 A로 나타나는 적정 팽창값보다 낮아지게 되는 경우(배압이 일정한 경우에는 노즐 입구의 압력이 변화하여도 정성적으로 같은 효과가 발생한다), 노즐 출구에서는 새로운 배압조건을 만족하기 위하여 Prandtl-Meyer 팽창파가 발생한다. 이와 반대로 노즐 배압이 곡선 A로 나타나는 적정 팽창값보다 높은 경우, 노즐 출구에서는 압축파가 발생하지 않으면 안된다. 그러나 실제적으로 노즐 출구에서 유지될 수 있는 압축파(충격파)의 강도에는 한계가 있을 수 있으며, 노즐 배압이 이러한 한계를 넘어 증가하게 되면 충격파는 노즐내로 이동한다. 따라서 이 충격파로 인하여 노즐내의 흐름은 벽면으로부터 떨어져 박리(separation)하며, 출구에서 흐름은 자유분류(free-jet)로 된다. Fig. 3의 곡선 B는 노즐 출구에서 형성될 수 있는 압축파의 상한 즉 경사충격파(oblique shock wave)가 출구면에 발생하는 경우를 나타내며, 곡선 C는 노즐 출구면에서 수직충격파(normal shock wave)가 발생하는 조건을 나타낸다. 따라서 곡선 B와 C로 둘러싸인 빗금 영역은 노즐내에서 흐름이 박리할 수 있는 영역이 된다. 또 곡선 C와 D 사이의 영역은 흐름이 노즐목으로부터 초음속으로 가속하여 수직충격파에 의해 압력이 상승한 후, 등 엔트로피적으로 압축되는 영역을 나타낸다. 예를 들어 노즐의 면적비가 10인 경우,

노즐 출구에서 적정팽창 상태는 압력비  $p_b/p_0$ 가 0.0072에서 얻어진다. 노즐 출구에서 압력이 이 값보다 낮은 경우는 부족팽창, 반대로 높은 경우를 과팽창이라고 한다. 압력비가 증가하여 0.13으로 되는 경우, 노즐내의 흐름은 면적비가 2.6인 점까지 등 엔트로피적으로 팽창하게 되며, 이 위치에서 경사충격파가 발생하여 곡선 B상에 있는 노즐 출구 값으로 압력비를 상승시키게 된다. 이때 경사충격파에 의해 흐름은 박리(shock-induced separation)<sup>(7)</sup>한다. 한편 압력비 0.13의 값은 노즐 출구면에서 수직충격파가 발생하는 경우에도 얻어질 수 있지만, 이러한 조건은 실제적으로 발생하기는 극히 어렵다. 실험적 사실에 의하면 일반적으로 과팽창 흐름이나 부족팽창 흐름에서는 경사충격파나 팽창파를 수반하게 되며, 압력은 노즐 출구로부터 유선을 따라서 변동하게 된다.

보다 구체적으로 노즐 출구의 마하수  $Me=2.0$ 로 가정하는 경우, 초음속 노즐 흐름에 관한 일차원 비점성 이론에 의하면, 압력비  $p_b/p_0$ 가 0.909인 경우에 노즐목에서 흐름은 임계상태(critical condition)로 되며, 0.575와 0.909 사이에서는 노즐내에 수직충격파가 발생한다. 이러한 충격파는  $p_b/p_0=0.575$ 일 때 노즐 출구에 도달하게 되며, 압력비가 0.128과 0.575 사이에서는 흐름은 과팽창, 0.128에서 적정팽창, 0.128보다 작은 경우에 부족팽창으로 된다.

#### 4. 실험장치 및 측정방법

##### 4.1 실험장치

본 연구에서 사용한 실험장치의 개요를 Fig. 4에 나타내었다. 고압가스 용기(압력: 최대 14.7 MPa, 체적: 약 0.1 m<sup>3</sup>)에 저장된 아르곤가스(비열비  $\gamma=1.67$ 이며, 기체상수  $R=208.2 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$ 이다)는 고압용 조정기에서 감압되어 정체실로 안내되며, 정체실 하류에 부착된 노즐을 통하여 대기로 방출된다. 정체실은 고압가스 용기의 체적을 감안하여 직경 35 mm, 길이 60 mm의 원통형으로 제작되었으며, 내경 5.5 mm인 강관을 통하여 정체실내로 아르곤 가스를 유입시킨다. 정체실 내벽에는 압력측정을 위하여 압력센서 및 온도센서가 부착되어 있으며, 정체실의 압력은 압력조절기인 밸브로 조절하도록 되어 있다. Fig. 5에는 본 연구에서 사용된 노즐의 형상을 나타내었으며, Table 1에는 노즐목의 크기, 노즐 출구 직경(이들은 실제로 가스 미립화법에서 자주 이용되는 크기와 유사하다) 및 노즐의 테이퍼각, 노즐목과 출구의 단면적비, 출구 마하수(설계마하수,  $Me$ ) 및 적정팽창시의 노즐 압력비 등을 정리하였다. 그림에 나타낸 노즐 형상에 대하여 본 연구에서는 테이퍼각을 가지지 않은 직선형의 노즐을 음속 노즐(sonic nozzle, S1~S3), 확대 테이퍼각을 가지는 노즐을 테이퍼 노즐(taper

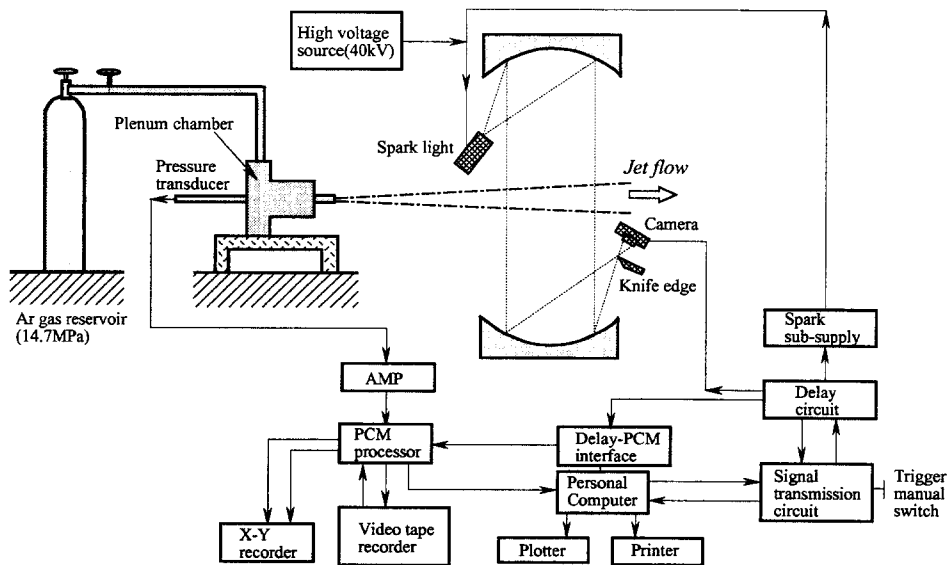


Fig. 4 Schematic diagram of experimental facility and measuring systems

nozzle, T1~T8) 그리고 테이퍼 노즐에 직선부를 설치한 출구평행 노즐(nozzle with parallel exit, N1~N3)로 정의하였다. 본 연구에 사용된 각 노즐에 대하여 노즐목까지의 형상 즉 노즐 수축부의 형상은 수축부 입구( $\phi 8$ )와 노즐목의 단면적비에 따라 다소 달라질 수 있지만, 노즐목까지의 흐름 손실을 줄이기 위하여 적당한 곡률을 가지도록 하였다.

#### 4.2 측정방법

실험은 제트 흐름의 가시화와 압력측정을 통하여 수행되었다. 흐름의 가시화는 Fig. 4에 나타낸 바와 같이 칼라솔리텐법을 이용하였으며, 광원은 발광시간이 대략  $10 \mu\text{s}$ 인 마그네슘 스파크관을 사용하였다. 흐름장은 칼라 사진으로 재생하였으며, 이들 사진은 확대경을 이용하여 어느 정도 정량화된 데이터를 얻을 수 있었다.

정체실 압력은 반도체형 압력센서(Toyoda PMS8, 정격압력 : 20 MPa)를 사용하여 측정하였으며, 압력센서로부터의 전기적인 신호는 직류증폭기를 거쳐 A/D 변환기에서 디지털화된 후, PC에

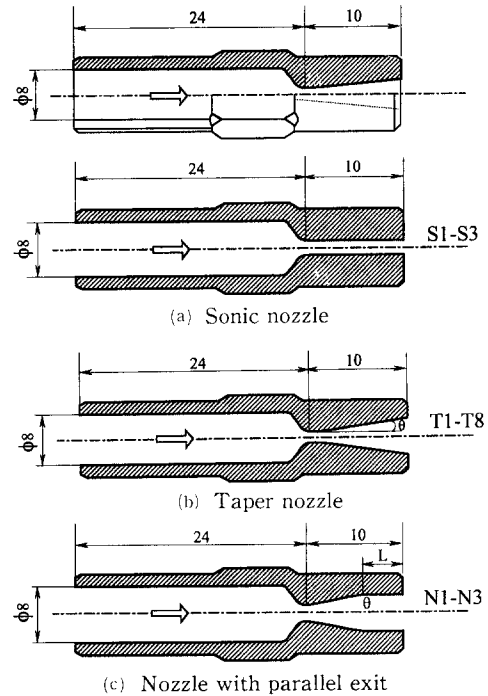


Fig. 5 Nozzles used in experiment

Table 1 Characteristic values of nozzle

Nozzle	Throat dia.[mm]	Exit dia. [mm]	Half angle [ $\theta$ deg]	Taper length [mm]	Area ratio $A_e/A^*$	Exit Mach no.[Me]	Correct expansion [ $P_o/P_b$ ]	Remarks
S1	2.10	2.10	0	10.0	1.00	1.0	2.1	Sonic nozzle
S2	1.50	1.50	0	10.0	1.00	1.0	2.1	Sonic nozzle
S3	1.03	1.03	0	10.0	1.00	1.0	2.1	Sonic nozzle
T1	2.10	4.12	6.0	10.0	3.89	3.4	51.0	Taper nozzle
T2	1.50	2.96	4.0	10.0	3.89	3.4	52.0	Taper nozzle
T3	1.50	4.59	9.0	10.0	9.36	4.9	248.0	Taper nozzle
T4	1.03	2.50	4.0	10.0	5.89	4.1	109.7	Taper nozzle
T5	1.03	2.98	5.5	10.0	8.37	4.7	204.0	Taper nozzle
T6	1.03	3.55	7.0	10.0	11.90	5.4	374.8	Taper nozzle
T7	1.03	3.67	7.5	10.0	12.70	5.5	421	Taper nozzle
T8	1.03	4.01	8.5	10.0	15.20	5.9	570.5	Taper nozzle
N1	1.50	3.29	6.0	8.5	4.81	3.7	76.5	L=1.5 mm
N1	1.50	2.97	6.0	7.0	3.92	3.4	52.8	L=3.0 mm
N3	1.50	2.58	6.0	5.5	2.96	3.0	31.4	L=4.5 mm

저장되도록 구성되어 있다. 이 때 PC 화면상에 표시되는 정체실압력은, 정체실내의 압력이 작은 진폭으로 변화하기 때문에 50  $\mu$ s의 주기로 50점을 샘플링하여 평균값을 나타내도록 하였다. 또 흐름의 가시화를 위하여 광원의 발광신호는 정체실의 압력이 어느 설정값에 달한 때, PC로부터 펄스파를 외부로 보내 발광하도록 하였다. 따라서 압력측정과 흐름 가시화는 거의 동시에 수행된다고 볼 수 있다. 분류내부의 흐름장은 내경 1.0 mm인 전압관을 사용하여, 정체실의 압력과 유사한 방법으로 평균하였다. 이 측정값에 Rayleigh의 전압관 공식을 적용하여 각 점에서의 전압값으로 환산하였다.

본 실험에 적용된 노즐들은 모두 목 직경이 2.10 mm 이하로 매우 작기 때문에 사실상 노즐 내부의 흐름을 측정하는 것은 매우 곤란하다. 또 노즐 출구로부터 방출되는 초음속 분류의 폭도 그다지 크지 않으므로 전압관의 측정(입구경 1.0 mm)에는 상당한 오차가 포함될 수 있다. 따라서 전압관의 입구경을 매우 작게 제작하여 전압을 측정하였으나 흐름의 지속시간내에서 압력의 응답성 문제와 측정값의 오차가 크게 발생하였다. 따라서 본 연구에서는 주로 칼라솔리렌 가시화사진으로부터 얻은 실험값을 활용하였다.

전압측정에는 정체실 압력을 일정하게 유지하면서 전압관을 이동시킬 수 있도록 구성되어 있으나, 정체실의 압력이 임의의 압력 이상으로 되면 아르곤가스가 응축하여, 전압관을 동결시킬 정도로 온도 강하가 발생할 수 있다. 또 아르곤가스 탱크의 제한된 체적으로 인하여 정체실 압력을 일정하게 유지하면서 전압관을 이동시키기에 시간적으로 충분하지 못했다. 따라서 본 실험에서는 전압관을 노즐 출구로부터 어떤 위치에 고정한 후, 정체실 압력을 서서히 낮추어 가면서 전압을 측정하였다. 그 후 전압관의 위치를 변화시켜 반복실험을 수행하였다. 이와 같은 실험에서는 정체실의 압력조건이 미소하게 변화하더라도 전압값이 달라질 수 있으므로, 본 실험에서는 정체실의 조건을 일치시키기 위해 충분한 주의를 기울였다.

4.3 실험조건

정체실에서의 압력  $p_0$ 는 0.49 MPa에서 8.3 MPa 까지 변화하였으며, 따라서 노즐 압력비(노즐 배압은 표준상태의 대기압으로 간주하였다)는 5에서 85 사이에 약 5의 간격으로 변화시켰다. 또 정체실의

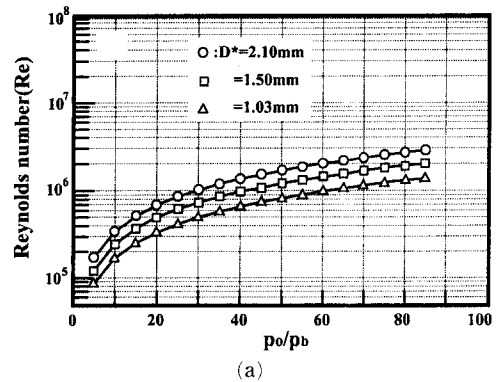
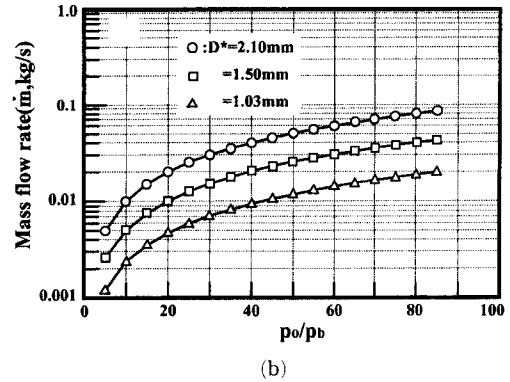


Fig. 6 Range of mass flow rate and Reynolds number

온도는 대기의 온도와 같은 약 291 K로 거의 일정하였다. 이러한 조건들을 이용하여, 다음의 식 (1) (8) 과 같이 이론적으로 계산한 질량유량  $\dot{m}$ 과 노즐목을 대표 길이로 하는 레이놀즈 수  $Re$ 를 노즐의 전압력의 함수로 Fig. 6의 (a, b)에 나타내었다.

$$\dot{m} = \frac{A^* P_0}{\sqrt{RT_0}} \left\{ \gamma \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

여기에서  $A^*$ 는 노즐목의 단면적이며,  $T_0$ 는 정체실의 온도이다. 계산에서는 본 연구에서 적용된 노즐 압력비가 최소한 5 이상이므로, 노즐목에서 흐름이 초크한다고 가정하였다. Fig. 6(a)로부터 노즐을 통하는 질량유량은 노즐의 전압력의 증가에 비례하여 증가하며, 노즐목이 클수록 커진다는 것을 알 수 있다. 따라서 본 실험에서 노즐을 통하는 질량유량은 대략 0.0012 kg/s ~ 0.085 kg/s의 범위에 있었다. 한편 Fig. 6(b)에는 노즐목의 직경  $D^*$ 를 대표 길이로 하는 흐름 레이놀즈 수의 변화를 나타내었다. 흐름 레이놀즈 수는 노즐의 전압력에 비례하여 증가하며, 본 실험에 적용된 흐름 레이놀즈

수는 약  $8.4 \times 10^4 \sim 2.9 \times 10^6$ 의 범위로 노즐 내부의 경계층흐름은 난류라고 생각할 수 있다.

본 연구에서는 노즐벽에서 발달하는 난류경계층을 계산하기 위하여, 정체점의 엔탈피가 일정하고, 경계층의 속도분포를 1/7승 법칙에 따른다고 가정하여, 다음 식으로 표현되는 난류경계층에 대한 운동방정식<sup>(9)</sup>을 이용하였다.

$$\frac{C_f}{2} = \frac{d\theta}{dx} + \left\{ \frac{2 - M^2 + H}{M^2 + (1 + \frac{\gamma-1}{2}M^2)} \cdot \frac{dM^2}{dx} \right\} \quad (2)$$

여기에서  $\theta$ 는 경계층의 운동량 두께,  $H$ 는 경계층의 배제 두께와 운동량 두께의 비인 형상계수(shape factor)이며, 국소마찰계수  $C_f$ 는 Tucker에 의해서 제안된 다음의 식<sup>(10)</sup>을 이용하였다.

$$C_f = 0.0262 Re^{-\frac{1}{7}} \left\{ \frac{2}{2 + \frac{\gamma-1}{2}M^2} \right\}^{\frac{5}{7}} \quad (3)$$

계산에서는 초기조건으로 노즐목에서 경계층의 두께를 0로 하였다. 따라서 본 계산값은 실제 노즐벽에서 발달하는 경계층 두께와는 정량적으로 차이가 있다. 본 계산의 경계층 적분량을 이용하여 노즐의 유효 유로단면적으로부터 노즐 출구의 마하수를 구하면, 설계마하수와와의 차이는 기껏해야 0.1 이내였다. 보다 정확한 경계층의 계산은 노즐 출구에서 경계층의 두께를 실험적으로 구하여 이론계산값과 측정값이 일치하도록 노즐목의 경계층의 배제 두께를 추정할 수 있다. 그러나 본 연구에서는 흐름이 적정팽창인 경우 경계층의 배제 두께는 그다지 크지 않으므로(0.05 mm 이하), 이러한 방법을 시도하지 않았다.

## 5. 실험결과 및 고찰

Fig. 7에는 테이퍼 노즐 T1으로부터 방출되는 제트 흐름장을 가시화한 일례이다. 노즐 압력비가  $p_o/p_b=25$ 인 경우, Fig. 7(a)에서 관찰할 수 있는 바와 같이 분류는 노즐 출구에서 과팽창 상태이다. 노즐 출구로부터 발생한 경사충격파에 의해 흐름은 중심축을 향하게 되며, 경사충격파가 분류경계와 간섭하여 팽창파를 형성하고, 이 팽창파는 다시 분류경계와 간섭하여 분류경계에서 일정 압력조건이 만족되어야 하므로 압축파로 반사된다. 따라서 분류는 압축파와 팽창파가 반복되며, 이로 인하여 분

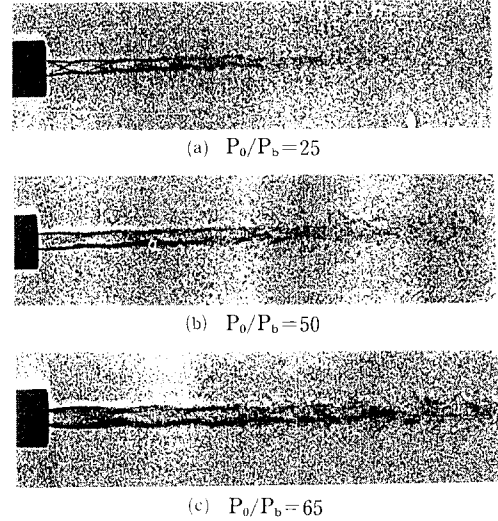


Fig. 7 Schlieren photographs of supersonic jet

류경계는 축소 확대를 거듭하면서 주위로 확산해 간다는 것을 알 수 있다. Fig. 7(b)는  $p_o/p_b=50$ 로 적정팽창(이 경우 적정팽창의 압력비는 51이다)에 가까운 상태이다. 이 경우 단일 음속 노즐이라면 분류는 노즐 출구에서 확대되거나 축소되지 않은 평행류의 상태로 방출하게 되지만, 여기에서는 테이퍼 노즐이므로 노즐 출구에서 흐름은 벽면에 접선방향으로 향하게 되며, 분류는 평행류로 분출되지 않고 확대된다. 그 후 노즐내에서 발생한 팽창파가 분류경계와 간섭하여 압축파로 반사되기 때문에 분류경계는 다시 중심축으로 향하게 된다. 한편 실제적으로 테이퍼 노즐 출구에서 흐름상태를 즉 과팽창인가 혹은 적정팽창인가를 구분하는 것은 용이하지 않다. 따라서 본 연구에서는 테이퍼 노즐에 대하여 분류내부에서 압력파가 가장 약하여 광학관찰로부터 압력파의 존재가 관찰되지 않은 상태를 분류의 적정팽창으로 정의하였다.

Fig. 7(c)는 노즐 압력비  $p_o/p_b=65$ 인 경우로 노즐 출구에서 흐름은 부족팽창 상태를 나타내고 있다. 이 경우 일차원 압축성 흐름에 대한 이론식에 의하면, 노즐 출구면에서 압력은 노즐의 배압보다 약 1.26배 정도 높기 때문에 노즐 출구에서 유심팽창파가 발생하게 된다. 따라서 분류폭은 노즐 출구에서 급격히 확대되며, 분류경계로 전파한 팽창파가 압축파로 반사하기 때문에 분류폭은 다시 수축하며, 그 후 팽창 수축을 반복하게 된다는 것을 관찰할 수 있다.



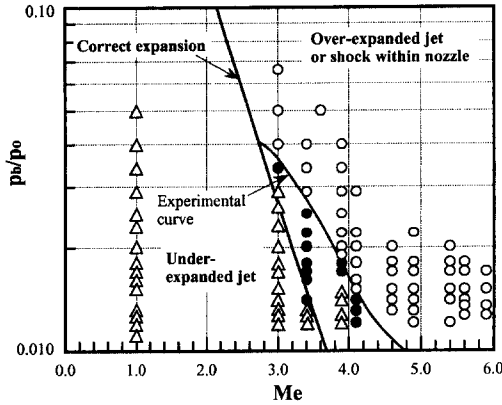
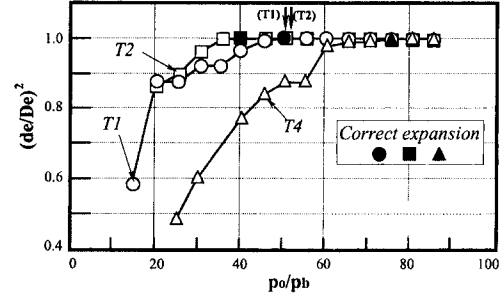


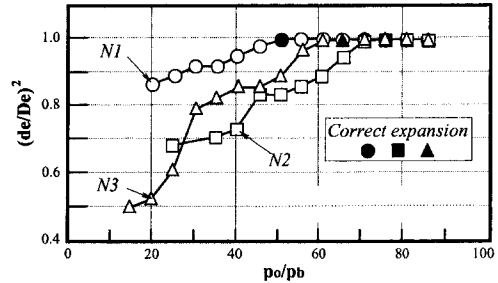
Fig. 8 Effects of Mach number and pressure ratio on supersonic jet at nozzle exit

Fig. 8에는 여러 형태의 노즐로부터 방출되는 분류의 특성을 각각 나타내었다. Fig. 8에서 노즐 출구면에서 분류가 과팽창상태인 경우는 실험값 ○, 부족팽창인 경우는 △, 그리고 실험값 ●는 가시화 사진으로부터 판단한 적정팽창의 상태를 나타내었다. 또 Fig. 8의 굵은 실선은 일차원 비점성 이론식으로부터 구한 적정팽창인 경우의 압력비이며, 실험적으로 구한 적정팽창인 상태도 함께 나타내었다. Fig. 8로부터 노즐의 출구 마하수가 증가할수록 적정팽창의 압력비를 나타내는 실험점이 실선으로부터 이탈하게 된다.

Fig. 9의 (a)와 (b)에는 노즐내에서 흐름 박리의 발생 여부를 조사하기 위하여 횡축에 노즐 압력비  $p_0/p_b$ 를, 종축에는 가시화 사진으로 관찰한 노즐 출구부에서 분류단면적과 노즐의 기하학적 단면적의 비  $(de/De)^2$ 를 나타내었다. Fig. 9(a)는 T1(실험점 ○), T2(실험점 □), T4(실험점 △)의 테이퍼 노즐에 대한 것이며, 가시화 사진으로부터 판단한 적정팽창의 압력비를 실험점을 각각 ●, ■, ▲로 나타내었다. Fig. 9로부터 각각의 노즐에 대하여 노즐 압력비가 증가할수록  $(de/De)^2$ 의 값은 1에 접근한다는 것을 알 수 있다. 즉 이러한 사실은 적정팽창에 상당하는 압력비에서는 노즐내의 흐름은 충만한 상태로 방출, 즉 흐름의 박리가 발생하지 않는다는 것을 의미한다. Fig. 9의 노즐 T1과 T2는 테이퍼 반각이 각각 6°와 4°이며, 적정팽창에 상응하는 이론압력비는 각각 51과 52로 거의 비슷하다. 그러나 본 실험값에 의하면 노즐 T1과 T2에 대한 적정팽창의 압력비는 각각 40과 49로



(a) Taper nozzle



(b) Nozzle with parallel exit

Fig. 9 Expansion state of supersonic jet issuing from various nozzles

상당히 다르다. 노즐내의 등 엔트로피 흐름을 가정하는 경우, 만일 이 값을 이용하여 역으로 노즐 T1과 T2의 출구압력을 계산하면, 노즐 배압의 약 0.77 및 0.95배로 배압의 경계조건을 만족하기 위해서는 압축과가 필요하다. 따라서 이 경우 흐름은 과팽창 상태로 흐름이 박리한다. 이로 인하여 분류 경계는 노즐 출구 단면적에 비해 상당히 작아지며, 노즐내의 흐름은 충만한 상태로 흐르지 않는다는 것을 알 수 있다.

한편 노즐 T4는 테이퍼각 4°이며, 실험으로부터 구한 적정팽창의 압력비는 약 75 정도로, 다른 노즐에 비해 상당히 높으며, 이론값(약 109)과의 차이는 매우 크다. 또 이 경우 적정팽창의 실험점을 이용하여, 노즐 출구면에서 압력을 구하면 노즐 배압의 약 0.67배로 과팽창의 정도는 상당히 크다. 이것은 노즐 T4의 목 직경이 다른 노즐 T1과 T2에 비해 상당히 작으므로 노즐내의 흐름에 미치는 경계층의 배제효과가 상대적으로 크기 때문이라고 생각된다. Fig. 9(b)에는 출구평행 노즐에 대한 실험값을 나타내었다. 그림으로부터 노즐 N1, N2 그리고 N3인 노즐에 대하여 적정팽창에 상당하는 압력비는 각각 50, 65 그리고 75 정도로, 이론값 76.

5, 52.8 및 31.4에 상당한 차이가 있다는 것을 발견할 수 있다. 출구평행 노즐의 경우, 테이퍼부의 길이 길수록 적정팽창의 압력비를 나타내는 실험값은 낮아지며, 즉 보다 작은 압력비에서 흐름은 과팽창 상태로 된다. Fig. 9(b)의 실험값과 Fig. 9(a)의 실험값, 예를 들어 노즐 T2와 N2는 노즐목의 직경, 출구 마하수 및 적정팽창의 압력비가 거의 같지만, 적정팽창을 나타내는 실험값에 있어서는 전자의 경우 약 40이며, 후자는 약 70으로 큰 차이가 있다. 따라서 노즐의 출구 마하수가 동일하다고 하더라도 노즐 출구에 평행부를 설치하면 보다 넓은 압력비에 대하여 흐름은 과팽창상태로 된다는 것을 알 수 있다. 이것은 양 노즐의 내부 흐름에서 발생하는 압력구배의 차이에 기인한다고 생각된다.

Fig. 10에는 노즐 출구 마하수가 비교적 큰 테이퍼 노즐에 대한 실험값을 나타내었다. 그림의 실험값으로부터 노즐 T3와 T5를 제외하고는 본 실험에 적용된 노즐 압력비 5~85의 전 범위에 대하여 모든 노즐에서 흐름은 과팽창 흐름으로 박리가 발생한다. 노즐 T6, T7 및 T8은 테이퍼각이 각각 7°, 7.5° 및 8.5°로 비교적 크며, 적정팽창의 압력비가 상당히 크다. Fig. 10으로부터 노즐 압력비가 작아질수록 노즐 내부에서 발생하는 박리가 상당히 커지게 되며, 경사충격파에 의해 경계층의 박리(shock-induced separation)가 발생한다는 것을 짐작할 수 있다. 그러나 노즐 T3와 T8은 테이퍼각이 각각 9°와 8.5°로 거의 비슷하지만, 노즐 내부 흐름에는 상당한 차이가 있다. 두 노즐의 목직경은 각각 1.50 mm과 1.03 mm이며 노즐의 출구면적은 각각 4.59와 4.01이므로 노즐의 출구 마하수는 각각 다르다. 따라서 노즐 내부 흐름과 출구면에서 분류는 노즐 마하수에 따라 상당히 달라진다.

실제 GAM에서는 노즐 출구로부터 방출된 분류의 어느 부분(즉 분류 cell)이 용융금속에 충돌하는지에 따라 미립화는 달라지게 된다. 따라서 노즐 압력비가 변화하는 경우에 대한 분류 셀의 변화와 전체 흐름장의 변화는 공학상 매우 중요하다. Fig. 11의 (a)와 (b)에는 노즐 압력비에 따른 흐름장의 변화를 조사하기 위하여, 그림의 상부에 표시한 바와 같이 흐름장내의 팽창파와 압축파로 인해 발생하는 X1, X2, X3의 위치변화를 노즐 압력비에 대해 나타내었다. 또 그림에는 각각의 노즐에 대하여 실험적으로 구한 적정팽창의 압력비를 함께 나타내었다. 그림으로부터 노즐 압력비가 커질수록 X1,

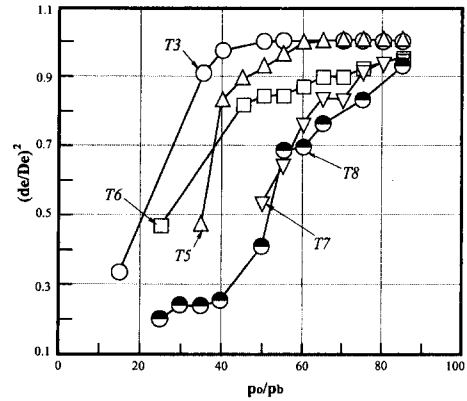


Fig. 10 Expansion state of supersonic jet issuing from taper nozzles

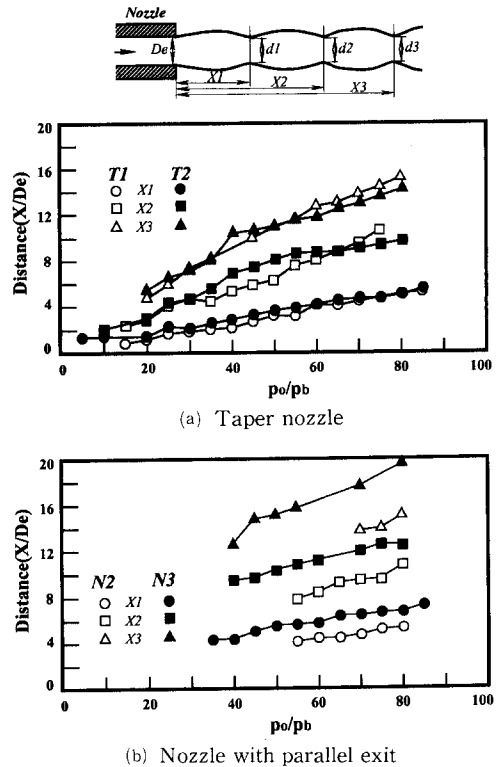


Fig. 11 Variation of X1, X2 and X3 with nozzle pressure ratio

X2, X3의 위치는 길어지며, 이러한 경향은 노즐 출구면에서 흐름의 상태 즉 과팽창이나 또는 부족팽창이나에 관계 없이 일정하다. 구체적으로 X1이 길어지게 되면 X2와 X3의 위치도 유사하게 길어진다. 만일 X2와 X3의 값을 X1으로 무차원하여

X2/X1 및 X3/X1의 값을 노즐 압력비에 대하여 나타내면, 노즐 압력비나 출구 마하수에 관계 없이 거의 일정한 값으로 된다. 이것은  $Me$ 와  $p_o/p_b$ 가 변화하더라도 초음속분류를 구성하는 셀의 상대적 위치관계는 거의 일정하게 유지된다는 것을 의미한다. 따라서 분류는 노즐 출구 근방에서는 압력비에 따라 다소 다르게 되지만, 출구면으로부터 하류의 분류는 압력비에 따라 거의 상사적으로 변화한다는 것을 짐작할 수 있다. 이러한 사실은 가시화 사진으로부터도 확인되었다.

Fig. 12에는 위의 X1, X2, X3의 위치에서 측정된 분류직경을 노즐 출구 직경으로 무차원화하여 노즐 압력비에 대하여 나타내었으며, 각각의 노즐에 대하여 박리의 발생점을 함께 나타내었다. 각 노즐에 대하여 분류직경은 압력비의 증가에 따라 커지게 되지며, 이러한 경향은 노즐의 형태에 무관하게 나타났다. 즉 분류직경은 노즐 흐름의 박리에 의존하지 않으며, 노즐 출구로부터 하류에서의 흐름장은 노즐 출구에서 흐름 마하수나, 노즐 형태, 노즐목

의 직경 등에 의존하지 않고 노즐 압력비만에 의존한다고 생각할 수 있다. 이러한 사실은 실제 GAM의 응용에서는 노즐 압력비만으로 미립화를 조절할 수 있다는 것을 의미한다.

일반적으로 초음속분류에 대하여 코어 흐름(core flow)의 길이는 분류의 확산작용에 의해 속도가 아음속으로 되는 점까지의 길이로 정의된다.<sup>(11)</sup> 따라서 코어 흐름의 길이를 아는 것은 용융금속에 충돌하는 분류가 아음속인가 초음속인가를 판단하는데 척도가 된다. Fig. 13에는 코어 흐름의 길이를 노즐 압력비에 대하여 나타내었다. 그림의 실험값은 광학사진으로부터 얻어졌으므로, 사진에 따라 확대기로 판독한 실험값에는 다소 오차가 있을 수 있다. 따라서 그림에는 실험값의 범위를 error bar로 나타내었다. 그림 중의 검은 실험점은 적정팽창의 상태에 상당하는 압력비이다. 그림으로부터 압력비의 증가에 따라 코어 흐름의 길이는 길어진다. 만일 라발 노즐이라면 적정팽창의 압력비에서 코어 흐름의 길이는 가장 길어질 것이다. 그러나 테이퍼노즐에서는 적정팽창의 상태라고 하더라도 실제로는 부족팽창과 유사한 메커니즘으로 분류경계가 확대 축소를 반복하게 되기 때문이라고 생각된다. 더욱이 그림으로부터 테이퍼노즐의 경우 코어 흐름의 길이는 출구 마하수나 테이퍼각에 의존하지 않고 노즐 압력비만에 의존한다는 것을 알 수 있다. 또 Fig. 14에는 실험적으로 얻어진 적정팽창인 경우에 대하여, 분류중심축을 따라 측정된 전압값을 나타내었다. 그림으로부터 분류의 전압력은 분류내부의 충격파의 존재로 인해 급격히 감소하며, 그 경향은 출구 마하수 및 노즐의 테이퍼각에 의존하지 않고

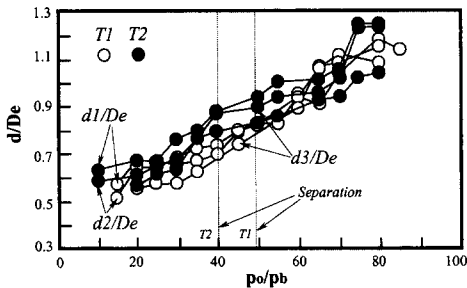


Fig. 12 Variation of d1, d2 and d3 with nozzle pressure ratio

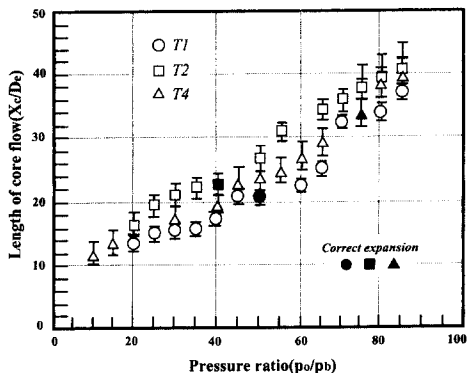


Fig. 13 Dependence of core flow length on nozzle pressure ratio

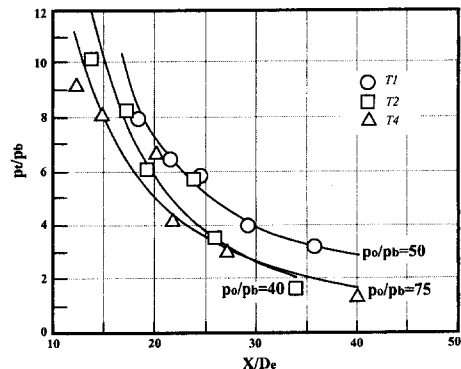


Fig. 14 Variation of total pressure along jet axis at correct expansion

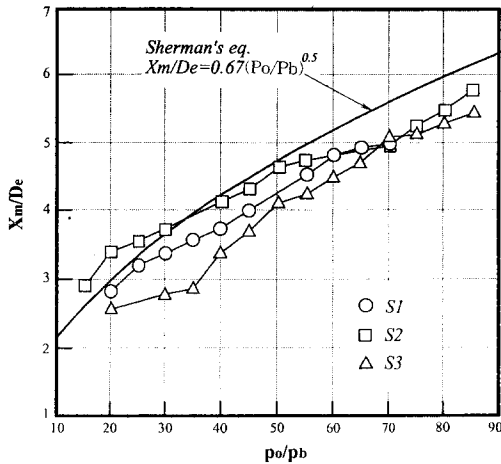


Fig. 15 Location of Mach disk at sonic nozzles

거의 유사한 경향을 나타낸다.

한편 음속 노즐로부터 방출되는 분류는 테이퍼 노즐과는 달리 어느 압력비에 달하게 되면 마하디스크가 발생하며, 이로 인해 분류형상이나 코어 흐름의 길이는 변화하게 된다. 일반적으로 오리피스로부터 분출되는 분류에는 바렐 충격파의 마하 반사에 의해 마하디스크가 형성된다. 이 경우 노즐 출구로부터 마하디스크까지의 거리는 실험식<sup>(12)</sup>에 의해 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{X_m}{De} = 0.67 \sqrt{\frac{P_o}{P_b}} \quad (4)$$

Fig. 15에는 음속 노즐에서 발생하는 마하디스크의 거리  $X_m/De$ 를 노즐 압력비에 대하여 나타내었다. 그림의 실선은 위의 실험식으로부터 구한 값이다. 본 실험값은 실선과 유사한 경향을 나타내고 있지만, 정량적으로는 실선에 비해 약간 작게 나타나고 있다. 예를 들면 압력비가 약 30인 경우 노즐 S2와 S3에 대해서  $X_m/De$ 의 값은 각각 3.7과 2.8 정도이다. 이러한 차이는 노즐 벽면에서 발생하는 경계층, 마하디스크의 진동 및 실험오차 등과 관련될 수 있지만 현재로서는 분명하지 않다. 구체적으로 노즐 압력비가 약 65~70 이하의 범위에서 마하디스크의 위치는 노즐 출구경에 다소 영향을 받는 것으로 보인다.

## 6. 결 론

본 연구에서는 분말야금법에 사용되는 금속분말

의 제조법으로, 용융속류에 가스 등의 분류를 충돌시켜 금속분말을 제조하는 가스 미립화법에 대한 기초적 연구의 일환으로 여러 종류의 노즐을 제작하여 초음속분류에 대한 실험을 수행하였다. 실험에 의해 얻어진 결과를 요약하면 다음과 같다.

(1) 테이퍼 노즐의 적정팽창 흐름은 라발노즐의 과팽창 흐름과 유사하며, 이는 노즐내에서 발생하는 팽창파가 분류경계와 간섭하기 때문이다.

(2) 실험적으로 얻어지는 적정팽창의 압력비는 노즐 출구의 마하수가 클수록 일차원 비점성 이론 결과와의 차이가 커지게 된다.

(3) 과팽창영역에서는 노즐내에서 박리가 발생하며, 적정팽창인 경우에는 노즐의 테이퍼 반각이 적어도 6°까지는 노즐내에 충만한 흐름으로 된다.

(4) 분류의 셀과 적경 및 코어 흐름의 길이는 노즐 형상이나 출구 마하수에 의존하지 않고 노즐 압력비만에 의존한다.

## 참고문헌

- (1) Owczarek, J. A., 1964, "Fundamentals of Gas Dynamics," International Textbook Co.
- (2) Lindskog, P., 1992, "Powder Metallurgy in Europe 1992," *Powder Metallurgy*, Vol. 35, No. 3.
- (3) 松尾哲夫, 福永秀春, 1986, 機械材料, 朝倉書店.
- (4) 作井誠太, 1986, 100萬人の金屬學技術編, アダネ社, pp. 271~293.
- (5) Green, Jr. L. and Kenneth, N. L., 1959, "Experiment on Porous-Wall Cooling and Flow Separation Control in a Supersonic Nozzle," *Journal of Aerospace Science*, Vol. 26, pp. 689~697.
- (6) Martin, S., Charles, R. F. and Walter, C. S., 1958, "Flow Separation in Over-Expanded Supersonic Exhaust Nozzles," *Journal of The American Rocket Society*, Vol. 24, pp. 319~321.
- (7) Kim, H. D. and Matsuo, K., 1995, "Criterion of Shock-Induced Separation in Internal Flow," *International Journal of Shock Waves*(Submitted).
- (8) 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.
- (9) Shapiro, A. H., 1954, "The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow,"

- Vol. 2, Ronald Press.
- (10) Tucker, M., 1951, "Approximate Calculation of Turbulent Boundary-Layer Development in Compressible Flow," *NACA TN 2337*.
- (11) Tam, C. K. W., 1975, "Supersonic Jet Noise Generated by Large Scale Disturbances," *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 38, No. 1, pp. 51~79.
- (12) Sherman, F. S., 1966, "The Structure and Utilization of Supersonic Free Jets in Low Density Wind Tunnels," *Rarefied Gas Dynamics*, Vol. 2, pp. 84~105.