

〈論 文〉

波形壁 流路내에서 凝縮이 수반되는 超音速유동에 關한 研究

權純範* · 金丙知** · 安亨濬** · 全興鈞***

(1993년 7월 29일 접수)

The Study of Supersonic Flow with Condensation along a Wavy Wall in a Channel

Soon-Bum Kwon, Byung-Ji Kim, Hyung-Joon Ahn and Heung-Kyun Jeon

Key Words : Supersonic Flow(초음속유동), Nonequilibrium Condensation(비평형 응축)
Oblique Shock Wave(경사충격파), Wavy Wall(파형벽)

Abstract

The characteristics of supersonic flow with condensation along a wavy wall of a small amplitude in a channel is investigated experimentally and numerically. In the present study for the case of supersonic moist air flow, the dependency of location of reflection of oblique shock wave generated by the wavy wall, and the distributions of flow properties in the flow field, on the stagnation relative humidity and temperature is clarified by the plots of streamline, iso-Mach number and iso-flow properties of numerical result and the schlieren photographs of experiment. And, experimental and numerical results are in good agreement.

기 호 설 명

A	: 波形壁의 진폭 또는 입축파의 集積點	l	: 液相(액적)
B, C, D	: 경사충격파의 入射點 또는 反射點	o	: 포화상태
l	: 파형벽의 주기	v	: 氣相(증기)
M	: 마하수		
p	: 압력(Pa)		
T	: 온도		
g	: 습공기 단위질량당 액상의 질량비		
x, y	: 직각좌표축		
y^*	: 유로의 평균높이		
ρ	: 밀도		
ϕ	: 상대습도		

하 첨 자

a : 공기(air)

1. 서 론

응축성 기체가 급격히 팽창되어 초음속으로 되면 응축성 기체는 극소적으로 飽和狀態에 달하여도 응축이 일어나지 않고 대단히 불안정한 過飽和狀態로 된다.⁽¹⁾ 응축성 기체 중에 不純物(dusts, soots, salts, ions)들이 없는 경우에도 이 불안정한 과포화상태의 유동에서는 증기분자 자신들이 서로 충돌하여 凝結되므로써 야기되는 均一核生成(homogeneous nucleation)이 비평형과정(nonequilibrium process)으로 일어나고, 이 비평형과정의 응축으로 생성된 응축핵 주위에 증기분자가 충돌하여 응결되므로써 응축핵이 성장해 가는 평형응축(equilibrium condensa-

*정회원, 경북대학교 기계공학과

**정회원, 경북대학교 기계공학과 대학원

***한국전력(주)

tion)이 계속하여 일어난다.⁽²⁾ 또한, 응축시 방출되는 잠열의 효과때문에 주위 초음속 흐름은 감속되고, 특히 흐름 중에 놓인 물체의 표면에 굴곡이 있는 경우에는 이에 의해서 유동이 번갈아 壓縮 또는 膨脹된다. 이때, 壓縮波(compression wave)의 合體에 의한 傾斜衝擊波(oblique shock wave), 경우에 따라서는 膨脹波(expansion wave)와 비평형 과정의 응축이 서로 관련되어 흐름은 대단히 복잡하게 된다.

이와 같이 응축성 기체의 급격한 팽창에 의한 비평형 과정의 응축과 극부적인 압축에 의한 응축물의 재증발(reevaporation) 현상은 예를 들면, 고속 비행체의 翼 주위의 유동, 화력발전용 터빈의 경우 저압터빈 최종단 근방의 동익 내의 유동 등에서 찾아 볼 수 있다. 특히, 원자력발전용 터빈에서는 노의 안전성 때문에 압력은 약 7.3 MPa정도이며 온도가 거의 포화상태에 가까운 증기가 터빈내로 유입되므로, 터빈 입구로부터 출구까지 거의 全段에 걸쳐 비평형응축, 응축충격파, 경사충격파, 팽창파, 압축파 등이 동시에 존재하는 흐름으로 된다.⁽³⁾

또한, 이러한 유동에서 기하학적 형상의 굴곡이 존재하는 경우에는 위에서 언급한 현상들이 현저히 일어난다. 이에 따라 에너지의 손실 및 부품의 손상이 증대되는 등의 문제가 있어 공학적으로 규명되어야 할 중요한 과제이다.

종래, 파형벽면을 따라 초음속으로 유체가 흐르는 유동에 대한 연구로서는 Burg 등⁽⁴⁾이 해석적 방법에 의하여 유동장내의 압력계수를 구한 것이 있다. 그리고 Jungbluth⁽⁵⁾는 미소진폭의 파형벽 유로내의 초음속 유동에 대하여 선형과 비선형이론을 기초로 하여 실험을 수행하였다. 그러나 이들의 연구에서는 유동장내의 狀態量은 물론 파형벽면 상의 狀態량도 정확히 얻어내지 못하였고, 단지 그러한 유동장의 해석이 가능함을 定性的으로 예견하였을 뿐이다. 또한, 이러한 유동에서는 극히 제한된 경우를 제외한 대부분의 경우에 비평형 과정의 균일 응축이 수반됨에도 불구하고 이들의 연구는 응축효과⁽⁶⁾를 고려하지 않았으므로, 실제로 응축효과가 존재하는 대부분의 경우와 상이한 결과를 얻었다고 생각한다.

최근에 Kim 등⁽⁷⁾은 미소진폭 파형벽을 가진 유로내에서 응축을 수반하는 초음속 유동에 관하여 유동특성을 밝힌 바 있다. 그러나 이 연구는 수치 해석에 국한하였다.

따라서 본 연구에서는 미소진폭 파형벽 유로내에서 응축이 수반되는 초음속 유동에 대하여 정체점 상대습도와 온도의 변화에 따른 응축효과와 미소진폭 파형벽의 형상이 유동장 내의 狀態량에 미치는 영향 및 경사충격파에 미치는 영향 등을 실험과 수치해석에 의하여 究明하였다.

작동유체는 응축성 기체인 습공기이며, 실험장치는 대기 간헐흡입식 초음속 풍동, 슈리렌시스템과 정압측정용 수은 마노메타 등이 이용되었다. 축소 확대 노즐은 팽창률이 6000 s⁻¹로 일정한 것을 사용하였다. 하부벽면에 있어서의 정압분포는 수은 마노메타로 측정되었으며, 이에 상응하는 마하수의 분포는 이 정압분포를 이용하여 이론식으로부터 구하였다. 유동장 내의 유선, 동결마하선, 등압선과 등액상질량비 및 마하수의 분포 등이 2차원 직접진행형 특성곡선법(direct marching method of characteristics)으로 수치계산되었다. 그리고 실험결과와 수치해석결과와 비교 검토되었다.

2. 실험 및 수치해석

2.1 실험장치와 실험방법

Fig. 1은 본 실험에서 사용된 실험장치의 개략도이며, 이 대기 간헐흡입식 초음속풍동(intermittent indraft type supersonic wind tunnel)은 크게 나누어 測定部(test section), 진공탱크(vacuum tank), 공기저장조(reservoir)로 구성되어 있다.

진공탱크의 압력을 약 1 kPa이하로 하여 측정부 하류에 설치된 밸브를 열면 측정부에서 약 5초 정도의 定常狀態가 유지될 수 있도록 진공탱크와 공기저장조의 용량은 각각 2 m³와 15 m³로 하였다. 공기저장조 내의 정체점 상대습도 ϕ_0 와 온도 T_0 는 증기발생장치, 제습장치 및 가열기 등을 설치하여

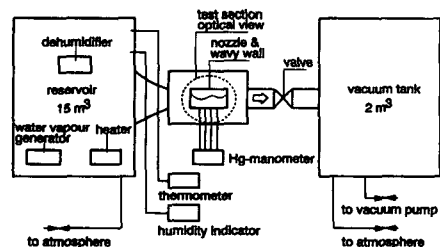


Fig. 1 Schematic diagram of the experimental apparatus

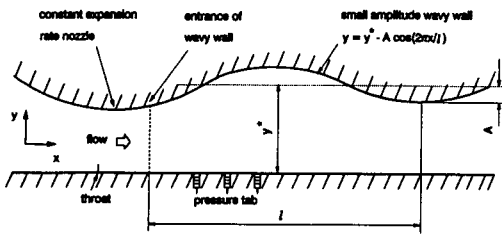


Fig. 2 Sepcification of test section with wavy wall in a channel

조절하였고, 순환팬이 공기저장조 내의 상태를 균일하게 하기 위하여 사용되었다. 정체점의 상태량은 디지털습도계(CHINO, Co., Model HN-K)와 온도계를 이용하여 측정하였다.

Fig. 2는 측정부의 상세도이다. 측정부는 유로의 폭이 30 mm, 높이가 60 mm인 사각 덕트내에, 상부벽은 팽창률이 일정한 초음속 노즐에 잇따라 진폭 A 가 1.5 mm, 주기 l 이 80 mm인 cosine파면으로, 하부벽은 평면으로 제작하였다. 또한, 측정부의 좌우벽면은 가시화를 위하여 광학유리를 사용하였으며, 사각 덕트의 하부벽에는 정압을 측정할 수 있도록 직경 1 mm인 구멍을 2~4 mm 간격으로 뚫었다. 이 정압공은 수은 마노메타에 연결되었다.

파형벽면을 따라 응축이 수반되는 초음속의 유동장을 연구하기 위해서는 미소진폭 파형벽 입구까지 응축이 수반되지 않게 흐름을 팽창시킬 수 있고, 또 파형벽면 입구에서 흐름을 균일하게 하기에 가장 적합한 축소-확대노즐이 사용되어야 한다. 이를 위하여 초음속 노즐은 Kim 등⁽⁶⁾의 연구결과를 토대로 파형벽면 입구까지 응축이 일어나지 않으며 입구단면에서의 흐름도 균일하게 할 수 있는 팽창률이 일정한 노즐을 사용하였다. 이 노즐의 팽창률은 $6000s^{-1}$ 이고, Fig. 2에서와 같이 미소진폭 파형벽은 이 노즐 뒤에 연속으로 연결하였다. 이 파형벽 입구에서의 유동마하수는 유로의 단면적비와 측정된 정압으로부터 구한 결과 약 1.31이었다.

한편, 수치해석결과와 실험결과를 비교하기 위해서는 실험의 경우, 상하부의 벽면에 형성되는 경계층의 두께,⁽⁹⁾ 경사충격파와 점성소산에 의한 전압감소⁽¹⁰⁾ 등의 효과가 고려되어야 했다. 그러나 점성소산 및 경사충격파 등에 의한 전압감소 등은 정확히 구할 수 없으므로 본 연구에서는 Jungbluth⁽⁶⁾의 실험결과에서 언급된 바와 같이 전압 손실효과를 경계층의 두께에 고려하여 넣으므로써 상쇄시켰

다. 따라서 본 실험에서도 하부의 평면벽은 수평하게 설치하고, 상부의 파형벽은 한 주기가 끝나는 $l = 80$ mm인 위치에서의 높이를 비점성 유동이라고 가정한 수치해석의 경우보다 약 3 mm 더 높게 되도록 설치하였다. 즉, 임의의 x 에 있어서의 유로의 유효높이는 경계층 배제두께를 정확히 구함으로써 얻을 수 있으나, 본 연구에서는 파형벽 입구로부터 하류에 이르는 경계층의 두께는 선형적으로 증가되는 것으로 하였다.

실험은 슈리렌시스템에 의하여 유동을 가시화 하였고, 하부벽의 정압공으로부터 정압을 측정하였다. 그리고 主實驗은 비균일 응축에 의한 효과를 줄이기 위해 豫備實驗을 여러번 실시한 후 수행하였다.

2.2 수치해석

응축이 수반되는 정상 2차원 초음속 유동을 수치 해석하기 위한 지배방정식 및 응축에 관련된 식 등은 참고문헌(7)과 동일하다. 그리고 본 연구에서 사용한 유동장의 기하학적 형상과 경계조건은 다음과 같다.

수치해석에서 고려한 유동장은 Fig. 2에서 보이는 바와 같이 초음속으로 팽창시키기 위한 축소-확대 노즐부를 제외한 유로의 상부벽이 미소진폭의 파형벽면으로 하부벽이 평면으로 되어 있고, 파형벽의 주기가 시작되는 곳(파형벽 입구)에서 하류 120 mm까지이다. 미소진폭 파형벽의 입구(entrance of wavy wall)는 파형벽의 주기가 시작되는 위치($x=0$)로 하였고, 이 위치는 계산의 초기점이 되었다. 이때, 사용된 파형은 실험에서와 마찬가지로 $A \cdot \cos(2\pi x/l)$ 이며, 진폭 A 가 1.5 mm, 주기 l 은 80 mm이다. 유로의 평균높이 y^* 는 21.9 mm, 파형벽 입구의 유로높이와 마하수는 20.4 mm와 1.31로 하였다. 또한, 파형벽의 입구에 유입되는 흐름은 하부벽에 평행하고 균일하게 유입되는 것으로 가정하였고, 비점성 유동으로 가정하여 경계층의 두께는 고려하지 않았다.

파형벽 입구에서의 상태량은 정체점 상태의 조건으로부터 등엔트로피로 팽창하여 유동마하수가 1.31로 팽창되었을 때의 상태량으로 하였으며, 응축이 발생되지 않은 유동이 파형벽 입구에 유입되는 것으로 하였다.

한편, 평판으로 된 하부벽과 미소진폭의 상부파형벽에 있어서의 유선은 벽면을 따른다고 볼 수 있

으므로 하부벽에 대한 유선과 x 축이 이루는 각도 θ 에 대한 경계조건은

$$y=0에서, \quad \theta=0 \quad (1)$$

이며, 상부벽에 대한 경계조건은

$$y(x) = y^* - A \cos\left\{\frac{2\pi x}{l}\right\}$$

$$\theta = \tan^{-1}\left\{\frac{dy}{dx}\Big|_{wall \text{ profile}}\right\}$$

$$= \tan^{-1}\left\{\frac{2\pi A}{l} \sin\left(\frac{2\pi x}{l}\right)\right\} \quad (2)$$

로 된다.

수치계산은 특성방정식⁽⁷⁾의 식 (7)과 식 (8)을 유한차분하여 적분을 수행하는데, 파형벽 유로의 입구 선상에서 등간격으로 51점을 잡아 초기점으로 하고, 상기의 경계조건 (1), (2)를 만족시키면서 하류방향으로 진행하여 유동장의 상태량을 계산해 나아가는 직접진행형 특성곡선(direct marching method of characteristics)에 의하여 수행하였다.

한편, 수치계산時 상부벽의 파형곡선에 의한 압축파로 인해 동일군의 특성곡선의 교차가 발생하므로써 계산의 어려움이 있게 되는데, 이것은 Zucrow⁽¹¹⁾가 제안한 수정법을 사용함으로써 만족스럽게 수행할 수 있었다.

3. 결과 및 고찰

파형벽의 입구로부터 유동방향으로의 거리 x 에 따라 미소 진폭 파형벽 유로 내에서의 유동을 가시화한 사진과 하부벽면의 정압공으로부터 측정된 정압을 정체점 압력으로 무차원화한 압력분포를 나타낸 것이 Fig. 3이다. 이것은 정체점 온도 $T_0=290$ K이고, 정체점 상대습도 $\phi_0=40\%$ 이며, 정체점 압력 $p_0=101.3$ kPa인 경우이다.

슈리렌사진의 명암으로부터 미소진폭의 상부파형벽의 약 $x=35\sim 60$ mm 지점에서 압축파가 발생되며, 이것이 약 $x=56$ mm 지점의 하부벽(정압의 상승이 시작되는 점을 점 A이라 함)에서 集積됨을 알 수 있다. 이 압축파는 하부벽에서 정상반사(regular reflection)하여 疊體되므로써 경사충격파 AB가 발생되고, 이 경사충격파는 약 $x=77$ mm 지점(점 B라 함)의 상부파형벽으로 입사한 후 반사하여 반사경사충격파로 되며, 약 $x=103$ mm(점 C라 함)에 입사한 후 재반사된다. 그리고 상부파형

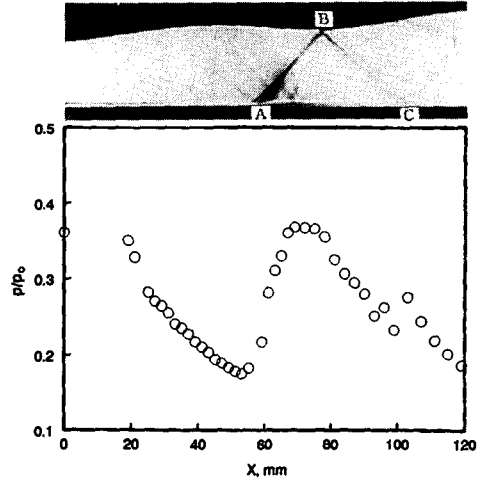


Fig. 3 Schlieren photograph and distribution of static pressure ($T_0=290$ K, $p_0=101.3$ kPa, $\phi_0=40\%$)

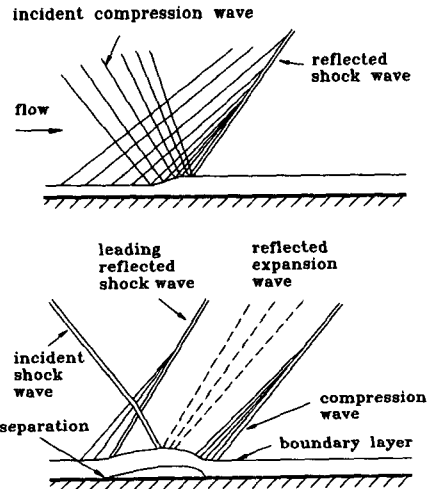


Fig. 4 Interference of oblique shock wave and boundary layer

벽의 $x=100\sim 120$ mm 사이에도 파형벽의 압축효과로 압축파가 발생된다.

또한, 약 $x=60$ mm 지점의 하부벽에는 하부벽을 따라 발달한 경계층이 약 2mm로 두껍게 되었음을 알 수 있다. 이것은 상부파형벽의 압축효과에 의해서 점 A 부근에서 집적되는 압축파와 경계층이 간섭을 일으켜 두꺼워진 것으로 생각된다. 그러나, 이 상태는 고체벽에서 경계층이 입사압축파에 의해서 박리(separation)되지 않았으며, 이를 도식

적으로 나타내면, Fig. 4(a)와 같다.

한편, 압력분포에서도 알 수 있는 바와 같이 점 A 이후에 압력이 급격하게 상승하여 약 $x=68$ mm에서 최대로 되었다. 이는 상부파형벽의 압축효과로 인해 마하파가 집적되었기 때문이다. 또한, 점 C부근에서는 미소한 압력점프가 약한 선두반사충격파(leading reflected shock wave)에 의해 $x=93$ mm 부근에서 발생하였고, 이 선두반사충격파에 잇따라 생성된 압축파의 입사 때문에 $x=103$ mm 부근에서 약간의 압력점프가 있었다. 이것은 점 B 부근에서 경계층과 충격파의 간섭⁽¹²⁾에 따른 Fig. 4(b)와 같은 형태로 발생한 경사충격파 및 팽창파가 하부벽의 점 C 부근에 입사하기 때문인 것으로 생각된다.

Fig. 5는 정체점 상태량에 따른 유동 가시화 사진이다. 이것은 정체점 온도 T_0 가 각각 285, 295 K이고, 정체점 상대습도 ϕ_0 가 각각 33, 46, 47% 일 때의 슈리렌 사진이며, 기호 A, B, C, D는 압축파 및 경사충격파의 입사점들로서 설명의 편의를 위해 표기하였다.

전체적으로 Fig. 3과 유사한 형태가 관찰되었으며, 슈리렌사진의 명암으로부터 (a)에서 (c)로 갈수록 즉, 정체점 상대습도 ϕ_0 와 온도 T_0 가 높을수록 점 A부근에서 반사되는 압축파는 응축의 효과가 커진 결과로 경계층과의 간섭이 두드러져 경사충격파와 AB로 집적되는 양상이 복잡하게 됨을 알 수 있다. 또, (b)의 경우는 선두반사충격파 BD의 존재로부터 점 B에 입사하는 경사충격파에 의해서 경계층이 일부 박리되었다가 재부착되는 Fig. 4(b)와 같은 형태라고 생각된다.

Fig. 5의 슈리렌사진에서 관찰할 수 있는 바와 같이 B점에서 반사되는 선두 반사충격파 BD와 압축파의 승體에 의해 새로 생성된 충격파 BC는 (b)와 같이 하류로 가면서 반사팽창파를 사이에 두고 확연히 分離되기도 하고, (c)와 같이 거의 하나로 합체되어 단일압축파로 되기도 한다. 이는 입사경사충격파와 경계층과의 간섭의 양상에 따른 결과라고 생각된다.

Fig. 6은 유동장 내의 유선, 동결마하선, 등압선 및 등엔탈피량비의 분포를 나타낸 그림이다. 이것은 정체점 온도 $T_s=288$ K이고, 정체점 상대습도 $\phi_0=30\%$ 인 경우의 수치해석 결과이다.

유선분포 (a)에 있어서 경사충격파 AB에 의해 전향된 흐름은 경사충격파 BC에 의해 유동조건에

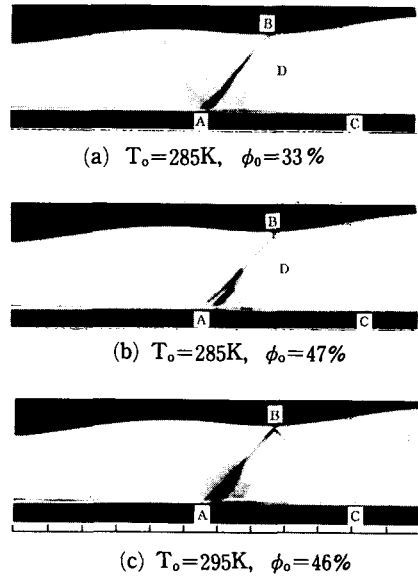


Fig. 5 Schlieren photographs

맞도록 반대방향으로 전향되고 있음을 알 수 있다.

동결마하선 분포인 (b)를 보면, 상부파형벽의 변곡점에 해당하는 $x=20$ mm와 $x=60$ mm 사이에서 발생하는 압축파는 약 $x=60\sim 70$ mm 사이의 하부벽에 입사하고, 이 압축파가 정상반사하여 상부파형벽의 점 B(약 $x=86$ mm)에서 합체된 후 재반사됨을 알 수 있다. 특히 점 A 직후의 하부벽에서의 특성곡선의 기울기가 다른 영역보다 상당히 급하게 나타났다. 이것은 상부파형벽의 유로면적의 감소에 따른 압축효과가 압축파를 발생시키고, 하부벽으로 입사한 압축파는 정상반사하여 경사충격파를 형성하게 되기 때문이라고 생각된다. 즉, 유선분포 (a)에서 알 수 있듯이 경사충격파 AB에 대하여 수평면과 경사지게 입사한 유선이 경사충격파 AB를 통하여 반대방향으로 전향되어야 하기 때문이다.

전체적으로 동결마하선의 수가 상류측보다 하류측이 성글게 나타났다. 이는 마하파가 경사충격파에 집적되었기 때문이다.

한편, 등압선분포 (c)를 보면, 하부벽에서의 압력은 점 A 이후의 약 $x=70$ mm에서 최대로 되고, 점 B에서도 점프되는 현상을 볼 수 있다. 이는 압축파가 하부벽에 입사하여 집적되므로써 압력이 최대로 되고, 이 압축파가 정상반사하여 상부파형벽의 점 B(약 $x=86$ mm)에서 합체되므로써 압력의

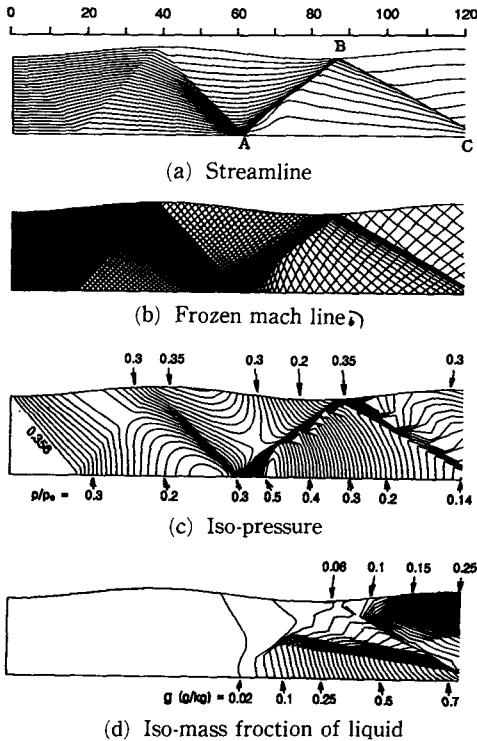


Fig. 6 Plots of calculated results ($T_0=288\text{K}$, $\phi_0=30\%$ and $p_0=101.3\text{kPa}$)

점프가 큰 경사충격파로 되기 때문이다.

또한, 상부파형벽의 점 B에서 반사한 경사충격파는 하부벽 점 C($x=123\text{ mm}$) 근방에 입사한 후 반사하는데, C점에서의 衝擊波 强度(shock strength)는 B점의 충격파 강도보다 약하였다. 이것은 상부파형벽의 변곡점($x=60\text{ mm}$) 이후에 생성된 팽창파가 하부벽에 입사한 후 정상반사하여 경사충격파 BC에 영향을 미친 결과라고 생각된다.

그림(d)의 등액상질량비분포에 의하면, 액상질량비 g 는 동일한 위치 x 에 있어서 전체적으로 상부파형벽 근방보다는 하부벽 근방에서 값이 커짐을 알 수 있다.

상기의 Fig. 6보다 정체점 온도가 높은 경우에 있어서 유동장 내의 유선, 동결마하선, 등압선 및 등액상질량비의 분포를 나타낸 것이 Fig. 7이다. 이는 Fig. 6과 정체점 상대습도 ϕ_0 는 30%로 같고, 정체점 온도 T_0 가 293 K로 높은 경우의 수치해석 결과이다.

전체적인 경향은 Fig. 6과 유사하나 그림(d)의 등액상질량비 분포를 보면, Fig. 6(d)보다 全流動

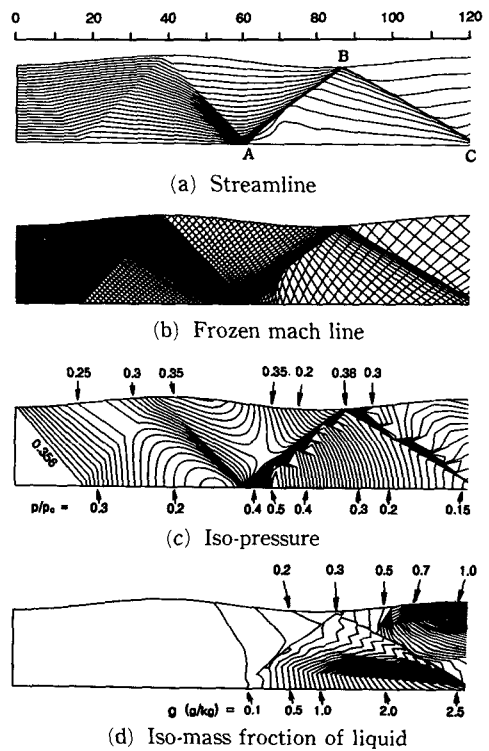


Fig. 7 Plots of calculated results ($T_0=293\text{K}$, $\phi_0=30\%$ and $p_0=101.3\text{kPa}$)

場에 걸쳐 액상질량비 g 의 값이 크다. 따라서 Fig. 7의 경우가 Fig. 6의 경우에 비해 응축에 의한 효과를 크게 받았다고 생각된다. 즉, 유선분포에서는 점 A이후의 경사충격파에 의해 전향되는 정도가 커지고, 동결마하선 분포에서는 점 A직후에 반사되는 압축파의 집적이 더욱 두드러졌으며, 그에 따라 하부벽의 약 $x=70\text{ mm}$ 이후에 동결마하선의 수가 Fig. 6(b)보다 작게 되었다. 등압선 분포에서도 점 A 이후에 압력상승이 커졌음을 알 수 있다. 이와 같은 현상은 동일한 정체점 상대습도에 대해서 정체점 온도가 높을수록 증가질량비의 증가가 크게 되어 낮은 국소과포화도에서 응축이 일어나고 그에 따른 잠열의 방출량이 커진 때문이라고 생각된다.

Fig. 8은 유동장의 입구에서 하류방향으로의 거리 x 에 따라 상부파형벽과 하부벽에서의 상태량 즉, 무차원 정압 p/p_0 , 동결마하수 M_f , 액상질량비 g 의 분포를 나타낸 것이다. 이 그림은 정체점 온도 $T_0=288\text{ K}$ 이고, 정체점 상대습도 $\phi_0=35\%$ 인 경우에 대하여 수치해석한 결과이다.

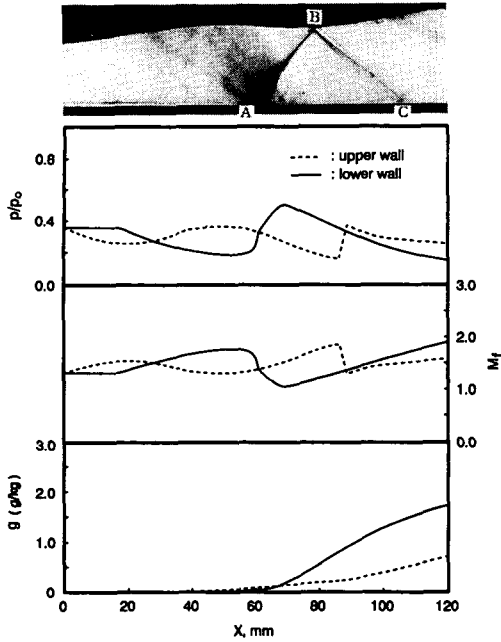


Fig. 8 Distribution of flow properties along upper and lower walls ($T_0=288\text{K}$, $\phi_0=35\%$ and $p_0=101.3\text{kPa}$)

상부파형벽에서는 경사충격파가 입사되는 점 B에서, 하부벽에서는 압축파가 집적되는 점 A 이후에서 무차원 정압이 급격히 증가하는 반면에 동결마하수는 급격히 감소하였다. 이때, 압축파가 집적되는 점 A에서의 정압증가 양상이 경사충격파가 입사되는 점 B에서의 정압증가 양상보다 덜 급격하게 나타났다. 이는 슈리렌 사진의 명암으로부터 알 수 있는 바와 같이 상부파형벽 $x=20\sim 60\text{mm}$ 사이에서 발생한 압축파가 하부벽 $x=60\sim 70\text{mm}$ 사이에 입사하여 정상반사를 하기 때문이라고 생각된다. 즉, 아직 완전히 경사충격파가 형성되지 않았기 때문이다.

한편, 슈리렌사진과 수치해석에서의 점 B의 위치가 일치하지 않는 것은 수치해석시 비점성 유동으로 가정한 효과 때문인 것으로 思料된다.

그리고 액상질량비 g 분포를 보면, g 는 상부파형벽에서 $x=40\text{mm}$ 이후에 거의 완만히 증가하다가 경사충격파 AB가 입사되는 점 B 이후에 조금씩 증가하고, 하부벽에서는 압축파가 집적되는 점 A 이후의 $x=70\text{mm}$ 지점에서부터 급격히 증가하였다. 이것은 점 A 부근에서 상부벽면으로부터의 압축파의 입사에 의해 감속되어 마하수가 최저로 된

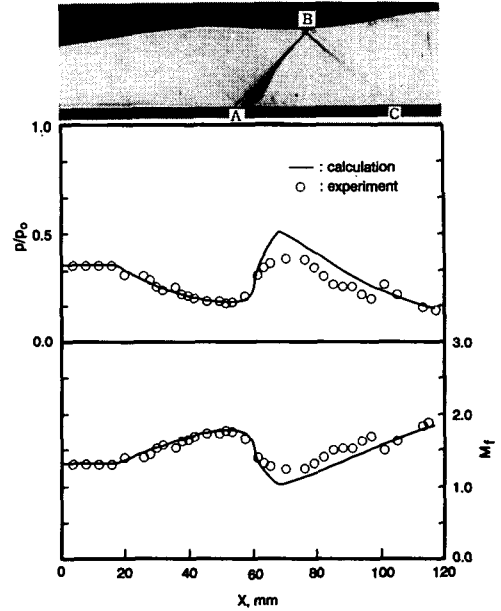


Fig. 9 Comparison of experimental result with numerical result for distribution of static pressure and frozen Mach number ($T_0=293\text{K}$, $\phi_0=30\%$ and $p_0=101.3\text{kPa}$)

후, 가속되어 팽창률이 급격히 증가하기 때문이다. 즉, 이 지점부터 국소과포화도(= p_0/p_s)가 급격히 커지게 된 결과이다.

Fig. 9는 실험과 수치해석 결과를 비교한 것이다. 각각 기호 \bigcirc (실험)과 실선(수치해석)으로 나타내었고, 유동장의 입구에서 하류방향으로의 거리 x 에 따라 하부벽에서 측정된 정압과 수치해석에 의해 구한 정압을 무차원화한 무차원 정압 p/p_0 와 동결마하수 M_f 의 분포가 비교되었다. 이것은 정체점 온도 $T_0=293\text{K}$, 정체점 상대습도 $\phi_0=30\%$ 인 경우의 결과이다.

그림에서 압축파의 입사점인 점 A 이후에 약간의 차이는 있지만, 실험과 계산결과는 대체로 잘 일치함을 알 수 있다. 실험과 수치해석의 결과 사이에 약간 차이가 있는 것은 수치해석시 사용한 비점성 유동이라는 가정에 기인되었다고 생각된다.

4. 결 론

미소진폭의 파형벽 유로내에 응축성 기체인 습공기가 초음속으로 흐르는 경우의 유동에 대하여 정체점에서의 상태량에 따른 유동장의 상태량의 변화

와 경사충격파의 거동 등을 실험 및 특성곡선법을 사용한 2차원 수치해석으로 조사한 결과는 다음과 같다.

(1) 미소진폭의 파형벽에 의해 경사충격파가 발생되고, 이 경사충격파의 강도는 정체점 상대습도와 온도의 증가에 따라 커진다. 또한, 벽면의 경계층과 발생된 경사충격파의 간섭이 두드러짐을 실험 결과로부터 확인할 수 있었다.

(2) 정체점 상대습도가 클수록, 정체점 온도가 높을수록 초음속에서의 응축핵의 생성과 성장에 의한 잠열방출이 증가하므로써 유동장 내에서의 상태량에 미치는 영향도 증대된다.

(3) 실험과 수치해석의 결과는 대체로 잘 일치하였다. 두 결과의 차이는 수치계산시 고려되지 않은 작동유체의 점성효과에 기인되는 것으로 생각된다.

참고문헌

- (1) Wegener, P. P. and Mark, L. M., 1985, "Condensation in Supersonic and Hypersonic Wind Tunnels," *Adv. Appl. Mech.*, Vol. 5, pp. 307~447.
- (2) Zettlemoyer, A. C., 1969, *Nucleation*, Marcel Dekker, Inc., New York.
- (3) Troyanovskii, E. V., 1977, "Supersonic Cascades in the Last Stages of High-Capacity Steam Turbines," *Teploenergetika*, 24(10), pp. 7~12.
- (4) Burg, K., Viriyabhun, A. and Zierep, J., 1973, "Die Überschallströmung längs einer welligen Wand mit gerader Gegenwand," *Acta Mechanica*, Vol. 16, pp. 271~278.
- (5) Jungbluth, H., 1974, *Strömungsmechanik und Strömungsmaschinen*, Verlag G. Braun. Karlsruhe, pp. 41~54.
- (6) Matsuo, K., Kawagoe, S., Setoguchi, T., Sonoida, K. and Kwon, S. B., 1984, "Effect of Homogeneous Condensation of Steam on Flow in a Supersonic Nozzle," *proc. of the 14th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics*, ed. Oguchi, H., Univ. of Tokyo Press, pp. 959~966.
- (7) 金丙知, 權純範, 1992, "미소진폭 파형벽을 가진 유로내에서 凝縮을 수반하는 超音速유동의 特性," 대한기계학회논문집, 제16권 제10호, pp. 1990~1997.
- (8) 김병지, 권순범, 강창수, 이은수, 1990, "팽창률이 일정한 초음속 노즐흐름의 응축개시에 관한 연구," 대한기계학회논문집, 제14권 제2호, pp. 463~469.
- (9) Schlichting, H., 1979, *Boundary Layer Theory*, McGraw-Hill, Inc.
- (10) Anderson, J. D. 1990, *Modern Compressible Flow*, McGraw-Hill, Inc.
- (11) Zucrow, M. J. and Hoffman, J. D., 1977, *Gas Dynamics*, John Wiley & Sons.
- (12) 生井武文, 松尾一泰, 1983, "衝擊波의 力學," コロナ社.