

Bleed Slot을 사용한 응축충격파의 피동제어

백승철* · 권순범** · 김희동* ·

(2001년 12월 14일 접수, 2002년 5월 7일 심사완료)

Passive Control of the Condensation Shock Wave Using Bleed Slots

Heuy-Dong Kim, Seung-Cheol Baek and Soon-Bum Kwon

Key Words: Compressible Flow(압축성 유동), Condensation Shock Wave(응축 충격파), Passive Control(피동제어), Transonic Nozzle(천음속 노즐), Non-equilibrium Condensation(비평형 응축)

Abstract

The current study describes experimental and computational works on the passive control of the steady and unsteady condensation shock waves, which are generated in a transonic nozzle. The bleed slots are installed on the contoured wall of the transonic nozzle in order to control the magnitude of the condensation shock wave and its oscillations. For computations, a droplet growth equation is coupled with two-dimensional Navier-Stokes equation systems. Computations are carried out using a third-order MUSCL type TVD finite-difference scheme with a second-order fractional time step. Baldwin-Lomax turbulence model is employed to close the governing equations. An experiment using an indraft transonic wind tunnel is made to validate the computational results. The current computations represented well the experimental flows. From both the experimental and computational results it is found that the magnitude of the condensation shock wave in the bleed slotted nozzle is significantly reduced, compared with no passive control of solid wall. The oscillations of the condensation shock wave are successfully suppressed by a bleed slot system.

1. 서론

습공기가 천음속 및 초음속으로 급속하게 팽창할 때 비평형 응축이 발생하며, 유동장은 응축에 의해 방출되는 잠열에 크게 영향을 받는다. 이러한 비평형 응축현상은 상당한 엔트로피의 증가를 일으키는 비가역과정이다. 단일 액적의 비평형 응축에 의한 잠열의 방출량이 어! 입체체를 넘으면 열역학적 유동 상태량의 불연속인 응축충격

파가 발생한다. 비평형 응축과 응축충격파에 관해 종래 열역학, 유체역학적 측면에서 현재까지 연구되어 왔다.^{1,2)} 일반적으로 응축충격파는 매우 큰 에너지 손실뿐만 아니라, 충격파의 진동^{3,4)}에 의한 기기의 소음과 진동을 야기한다.

응축충격파 진동에 대한 이전의 연구에 의하면, 초음속 노즐에서 3가지 모드의 진동이 발생한다고 알려져 있다.⁵⁾ 첫 번째 모드는 응축충격파가 노즐의 확대부에 주기적으로 발생하여 노즐 목의 상류로 이동하는 것이며, 두 번째 모드는 응축충격파가 노즐목의 확대부에 주기적으로 발생하여 상류로 이동하지만 목에 도달하기 전에 사라지는 경우이며, 마지막으로 응축충격파가 노즐 상류로 이동하지 않지만 노즐 확대부 임의의 시간평균 위치에서 진동하는 모드이다.

현재까지 천음속 및 초음속 유동의 충격파/정체층 간섭을 제어하기 위한 방법^{6,7)}으로 충격파

† 책임지자, 회원, 안동대학교 기계공학부
E-mail : kimhd@andong.ac.kr
TEL : (054)820-5622 FAX : (054)823-5495

* 경북대학교 대학원 기계공학과

** 경북대학교 기계공학과

가 발생하는 위의 하부벽을 다공벽으로 하고 그 하부에 공동을 두는 피동제어기법이 사용되어 왔다. 최근, 피동 제어법을 응축충격파에 적용한 연구에 의하면 이 제어법이 응축충격파의 강도를 약화시키고,⁽⁸⁾ 응축충격파 진동을 억제하는데 유효⁽⁹⁾하다는 것이 밝혀졌다. 그러나, 이 제어법은 다공벽에 의한 난류 삼정온실을 수반하고, 이는 종종 응축충격파의 제어로 얻을 수 있는 이득보다 더 클 수도 있다. 이러한 난류손실을 최소화 하면서 응축충격파를 제어하는 새로운 제어기법의 개발이 필요하다. 따라서 본 연구는 bleed slot 을 사용한 피동제어기법이 수치계산과 실험을 통해 전유속 노즐의 정상 및 비정상 응축충격파의 강도 감소와 응축충격파 진동의 억제에 유효한가를 검증하는 것이다.

본 연구의 수치계산에 사용된 지배방정식은 액적 성장 방정식과 2차원, 압축성 Navier-Stokes 방정식이며, second-order fractional time step의 third-order MUSCL type TVD finite-difference scheme을 사용하였다.⁽¹⁰⁾ 또 난류유동장을 해석하기 위해 Baldwin-Lomax 난류모델⁽¹¹⁾을 적용하였다. 본 수치계산의 신뢰성을 검증하기 위해 대기 흡입식 초음속 풍동을 이용한 실험결과와 비교하였다.

2. 수치계산

2.1 지배방정식

기준의 2상 유동 해석과 같이 응축분과 매개가스 유동과의 속도 및 온도차는 없으며, 응축분의 크기가 매우 작기 때문에 압력장에 대한 응축분의 영향은 무시될 수 있다고 가정하였다. 지배방정식은 비정상, 2차원, 압축성 Navier-Stokes 방정식이다.

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} = \frac{\partial R}{\partial x} + \frac{\partial S}{\partial y} + Q \quad (1)$$

여기서,

$$U = \begin{bmatrix} \rho_m \\ \rho_m u \\ \rho_m v \\ \rho_m E_s \\ \rho_m g \\ \rho_m D_1 \\ \rho_m D_2 \\ \rho_m D_3 \end{bmatrix}, E = \begin{bmatrix} \rho_m u \\ \rho_m u^2 + p \\ \rho_m uv \\ u(E_s + p) \\ \rho_m u g \\ \rho_m u D_1 \\ \rho_m u D_2 \\ \rho_m u D_3 \end{bmatrix}, F = \begin{bmatrix} \rho_m v \\ \rho_m v^2 + p \\ \rho_m v u \\ v(E_s + p) \\ \rho_m v g \\ \rho_m v D_1 \\ \rho_m v D_2 \\ \rho_m v D_3 \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$\mu = \begin{bmatrix} 0 \\ \lambda \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \\ \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$S = \begin{bmatrix} 0 \\ \lambda \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \\ \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix},$$

$$Q = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \rho_m g \\ \rho_m \dot{D}_1 \\ \rho_m \dot{D}_2 \\ \rho_m \dot{D}_3 \end{bmatrix} \quad (4)$$

식 (3)과 (4)에서 λ , μ 및 Pr은 다음과 같이 정의된다.

$$\lambda = \mu - \frac{2\mu}{3}, \quad \mu = \mu_{laminar} + \mu_{turbulent}$$

$$\frac{\mu}{Pr} = \frac{\mu_l}{Pr_l} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \quad (5)$$

$$E_s = \rho_m C_p T - p + \frac{1}{2} \rho_m (u^2 + v^2) - \rho_m g L \quad (6)$$

$$p = G \left[E_s - \frac{1}{2} \rho_m (u^2 + v^2) + \rho_m g L \right] \quad (7)$$

$$G = \left(1 - g \frac{m_m}{m_i} \right) \left(\frac{1}{\gamma - 1} + g \frac{m_m}{m_i} \right) \quad (8)$$

잠열 L 은 압력의 함수로 주어진다.

$$L = 2.353 \times 10^6 - 5.72 \times 10^4 (\ln p - 10) - 4.60 \times 10^3 (\ln p - 10)^2 \quad (\text{J/kg}) \quad (9)$$

응축 질량분율 $g = (m_j / (m_a + m_i + m_j))$ 은 다음 식으로 주어진다.⁽¹²⁾

$$\dot{g} = \frac{dg}{dt} = \frac{\rho_i}{\rho_m} \frac{4\pi}{3} \left(r^3 J + \rho_m D_1 \frac{\partial r}{\partial t} \right) \quad (10)$$

\dot{D}_1 , \dot{D}_2 및 \dot{D}_3 는 다음과 같이 주어진다.

$$\dot{D}_1 = \frac{dD_1}{dt} = \frac{4\pi r_c^2 I}{\rho_m} + D_2 \frac{dr}{dt} \quad (11)$$

$$\dot{D}_2 = \frac{dD_2}{dt} = \frac{8\pi r_c^2 I}{\rho_m} + D_3 \frac{dr}{dt} \quad (12)$$

$$\dot{D}_3 = \frac{dD_3}{dt} = \frac{8\pi I}{\rho_m} \quad (13)$$

핵방출률 I , 핵의 임계반경 r_c 및 반경 성장

를 \bar{r} 은 다음과 같다.⁽¹³⁻¹⁵⁾

$$I_p = \Gamma \cdot I \quad (14)$$

$$I = \frac{1}{\rho_i} \left(\frac{p_i}{kT} \right)^2 \sqrt{\frac{2\sigma m_i}{N_A \pi}} \exp\left(\frac{-4\pi\sigma r_c^2}{3kT} \right) \quad (15)$$

$$r_c = \frac{2\sigma}{\rho_i kT \ln(p_i/p_{\infty})} \quad (16)$$

$$\bar{r} = \frac{d\bar{r}}{dt} = \frac{\xi_c}{\rho_i} \frac{p_i}{\sqrt{2\pi kT}} \left(\frac{p_i}{p_i} - 1 \right) \quad (17)$$

M, R, k, ρ_i 는 각각 분자량, 기체상수, Boltzmann 상수 및 flat film equilibrium vapour pressure이다. 하첨자 i 와 l 은 각각 증기와 액체상태를 나타낸다.

$$p_i = 10^{1-A/T+B} > 101325 \text{ (Pa)} \quad (18)$$

여기서, A와 B는 매개가스의 온도에 의존하는 상수이며 다음과 같이 정의된다.

$$\begin{aligned} A = 2263, B = 6.061 & \text{ for } T = 273 \sim 395K \\ A = 2672, B = 7.582 & \text{ for } T = 175 \sim 273K \end{aligned} \quad (19)$$

식 (15)와 (17)에서 Γ 와 ξ_c 은 각각 핵 생성율과 응축 계수이다.⁽¹³⁻¹⁵⁾ 표면장력 σ 는 infinite flat-film의 표면장력 σ_{∞} 와 표면장력계수 ζ 로 주어진다.⁽¹⁶⁾

$$\sigma(T) = \zeta \sigma_{\infty}(T) \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\infty}(T) &= [(76.1 + 0.155(273.15 - T)] \times 10^{-3}, \\ & \text{for } T \geq 249.39K \\ \sigma_{\infty}(T) &= [(1.1313 - 3.7091 \times 10^{-3} \times T) \\ & \times T^4 \times 10^{-3} - 5.6464] \times 10^{-6}, \\ & \text{for } T < 249.39K \end{aligned} \quad (21)$$

계산에서 Γ 와 ξ_c 및 ζ 의 값은 각각 1.0, 0.1 및 0.92이다.⁽¹⁷⁾

위의 지배방정식은 일반적인 좌표변환으로 물리적 평면(x,y)에서 계산 평면(ξ, η)으로 변환되었다.

$$\frac{\partial \hat{U}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \eta} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial \hat{R}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{S}}{\partial \eta} \right) + \hat{Q} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \hat{U} &= J U, \quad \hat{E} = J(\xi, E + \xi, F), \quad \hat{F} = J(\eta, E + \eta, F) \\ \hat{R} &= J(\xi, R + \xi, S), \quad \hat{S} = J(\eta, R + \eta, S) \end{aligned}$$

$$J^{-1} = |x_{\xi} y_{\eta} - y_{\xi} x_{\eta}| \quad (23)$$

지배방정식은 노즐 상류의 입구조건의 값으로 무차원화되었다.

$$\begin{aligned} u^* &= \bar{u} / \bar{u}_0, \quad v^* = \bar{v} / \bar{v}_0, \quad x^* = \bar{x} / L, \quad y^* = \bar{y} / L \\ t^* &= \bar{t} / (L / \bar{u}_0), \quad \rho^* = \bar{\rho} / \bar{\rho}_0, \quad T^* = \bar{T} / \bar{T}_0 \\ p^* &= \bar{p} / (\bar{\rho}_0 \bar{u}_0^2) = \bar{p} / x \bar{p}_0, \quad \mu^* = \bar{\mu} / \bar{\mu}_0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} x^* &= \bar{x} / \bar{\mu}_0, \quad e^* = \bar{e} / \bar{u}_0^2, \quad E_s^* = \bar{E}_s / (\bar{\rho}_0 \bar{u}_0^2) \\ a^* &= \bar{a} / \bar{u}_0 \end{aligned} \quad (24)$$

또, 난류응력을 해석하기 위해 Baldwin-Lomax 모델을 적용하였으며, 응축충격파를 잡기 위해 세밀 격렬격자를 사용하였다.

2.2 초기 및 경계조건

Fig. 1은 본 수치계산에서 초음속 노즐의 계산 격자를 나타낸 그림이다. 노즐은 입구와 출구의 높이가 60mm, 길이가 600mm, 반경이 $R^*=155$ mm 인 원호이다. 노즐목의 높이 $h^*/2=24$ mm이며, h^* 는 본 연구에서 사용되는 특성길이로 사용된다. 두 개의 슬롯은 동일한 폭 $w=1.0$ mm이며, 하나는 노즐의 목에, 다른 하나는 노즐목으로부터 l 의 거리 떨어진 하류에 설치하였다. 또한 두 슬롯과 동일한 폭의 bypass로 연결시켜 유동이 두 슬롯을 통해 계순환하게 하였다. 본 연구에서 슬롯의 길이는 5.0mm로 일정하게 한 상태에서 두 슬롯의 간격 l 을 20mm에서 40mm로 변화시켰다.

계산에서 작동유체로 습공기를 사용하였으며, 열적 및 열량적으로 완전하다고 가정하였다. 본 연구에서는 정체점의 습공기의 초기 과포화도 $S_0(=p_{\infty}/p_s)$ 를 0.6과 0.8로 두었으며, 상류 저기조의 온도 T_0 와 전압 p_0 를 각각 303.15K와 101.3kPa로 일정하게 하였다. 입구 및 출구경계는 자유경계로 가정하였다. 벽은 열전달이 없는 단열 벽조건과 속도 슬립이 없다는 가정을 두었으며, 노즐 중심선에서는 대칭조건으로 응축 질량분율 $g=0$ 을

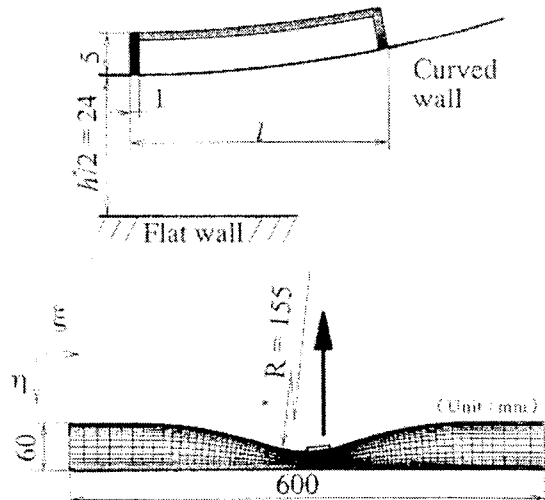


Fig. 1 Bleed slotted nozzle flow for computation

부여하였다. 본 계산에서 격자수는 노즐에서 102×301 , 마이페이스에는 61×150 로 하였다. 보다 정확한 해를 얻기 위해 충격파나 경계층과 같이 큰 구배를 가지는 영역에 격자를 밀집시켰다. 해의 수렴은 각 보존변수들에 대한 잔차가 4이하의 오더로 감소된 때 얻어졌다. 또한 계산 결과를 통한 질량 불균형을 조사하였다.

3. 실험적 연구

Fig. 2는 수직개산에 의한 결과를 검증하기 위해 사용한 대기 흡입식 초음속 풍동의 개략도이다. 실험장치는 크게 상류 저기조, 전공탱크, 측정부 및 슐리엔 가지화 장치로 구성된다. 측정부 하류에 설치한 밸브를 개방하면 대기상태의 습공기는 전음속 노즐을 통해 흐르고 7.0m^3 의 진공탱크로 유입된다. 본 실험에서 풍동의 정상 지속시간은 약 20초이다. 높이가 60mm이고, 폭이 38mm인 측정부 상부벽에 2차원 현음속 노즐을 장착하였으며, 측정부의 하부벽은 직선벽으로 하였다. 계산에서 사용된 동일한 두 개의 슬롯을 측정부 상부벽에 설치하였다. 상류 슬롯은 노즐 목에, 하류 슬롯은 노즐 목으로부터 각각 20mm와 30mm 하류에 설치하였다.

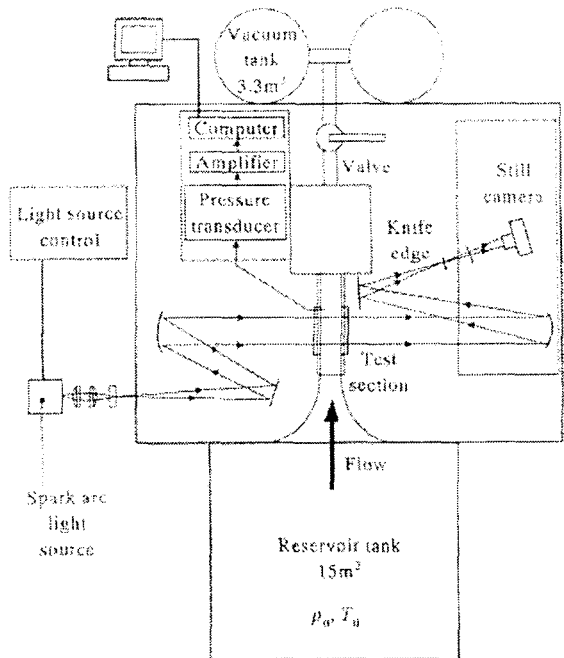
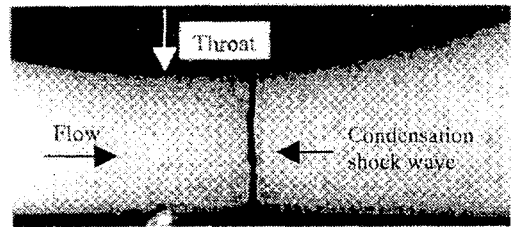


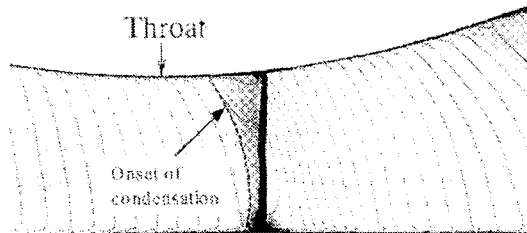
Fig. 2 Schematic of indraft type transonic wind tunnel

이러한 증기발생기로 저기조의 운모와 상대습도를 조절하여 초기 과포화도 S_0 를 변화시켰다. 본 실험에서 상체조건은 저기조의 상대습도로 하였으며, 저기조의 정체압력은 항상 $p_0=101.3\text{kPa}$ 로 일정하다. 여러 개의 압력 트랜스듀서를 측정부의 상부 및 하부벽에 장착하여 시간평균 및 시간의존 정압을 측정하였다. 트랜스듀서에 의해 증폭된 압력신호는 A/D 변환기를 통해 x-y 기록 시스템에 기록되고, 컴퓨터에 저장된다. 압력트랜스듀서는 정적 및 동적으로 검증되었으며, 압력측정의 오차는 1.5% 정도로 나타났다. 노즐 내의 유동장을 가시화하기 위해 지속시간이 약 $2\mu\text{s}$ 인 Mg strobrite 순간광원을 사용한 슐리엔법을 사용하였다.

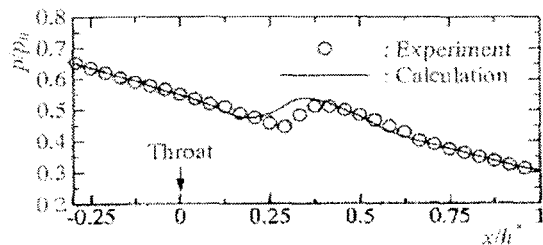
4. 결과 및 고찰



(a) Schlieren photograph

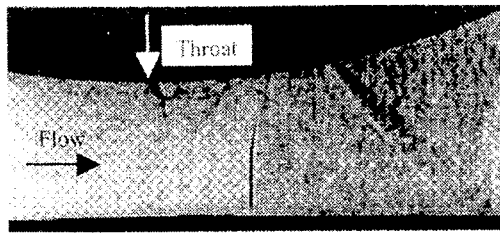


(b) Computed Schlieren photograph

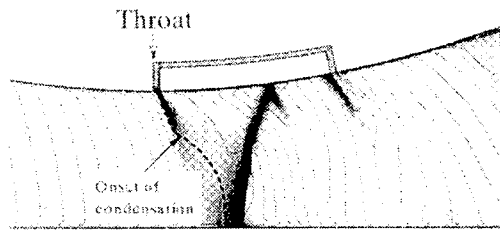


(c) Static pressure distributions on flat wall

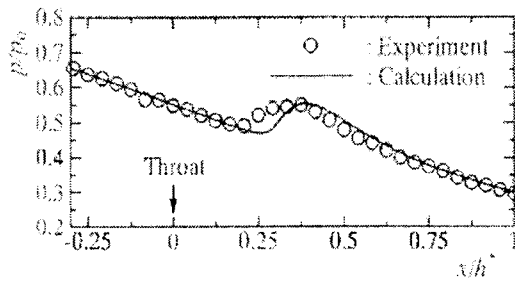
Fig. 3 Experimented and computed flow field (solid nozzle and $S_0=0.60$)



(a) Schlieren photograph

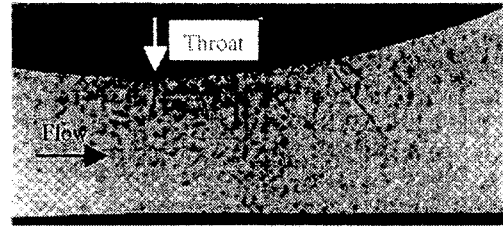


(b) Computed Schlieren photograph

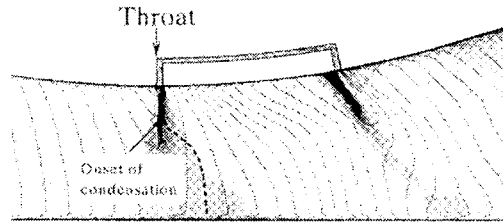


(c) Static pressure distributions on flat wall

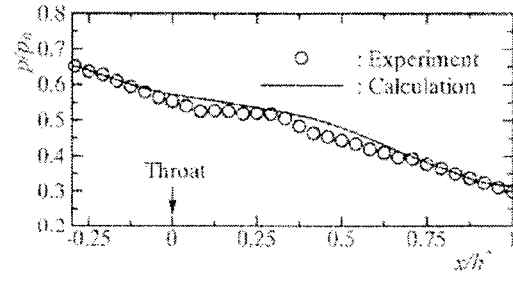
Fig. 4 Experimented and computed flow field ($l=30\text{mm}$ and $S_c=0.60$)



(a) Schlieren photograph



(b) Computed Schlieren photograph



(c) Static pressure distributions on flat wall

Fig. 5 Experimented and computed flow field ($l=30\text{mm}$ and $S_c=0.80$)

Figs. 3과 4는 solid wall의 경우와 피동제어한 경우에 대한 계산 및 실험결과를 비교한 그림이다. 초기 과포화도 $S_0=0.60$ 이며, 피동제어한 경우에 슬롯의 간격은 $l=30\text{mm}$ 이다. Figs. 3(a)와 4(a)는 슈리렌 가시화 사진이며, Figs. 3(b)와 4(b)는 응축의 시작과 응축 충격파를 나타낸 밀도 contour이며, Figs. 3(c)와 4(c)는 노즐 중심에서의 정압분포이다. 피동제어하지 않은 경우, 습공기의 비평형 응축에 의해 노즐 목 바로 하류에 수직 응축충격파가 발생하고 있다. 그러나 피동제어한 경우, 피동제어하지 않은 경우의 수직 응축충격파는 λ -형 응축 충격파로 바뀌고 그 강도는 약해지는 것으로 나타났다. 실험에 의한 슈리렌 가시화 사진과 수치계산에 의한 밀도 contour는 상당히 잘 일치하는 것으로 나타났다. 또, 정압 분포에 대한 실험치와 수치계산은 노즐 목 하류에 발생한 응축충격파 근처에서 다소 차이가 발생한

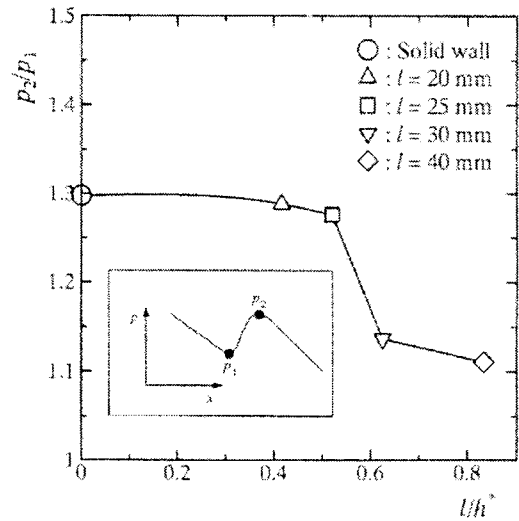


Fig. 6 Magnitude of condensation shock wave on l/h^*

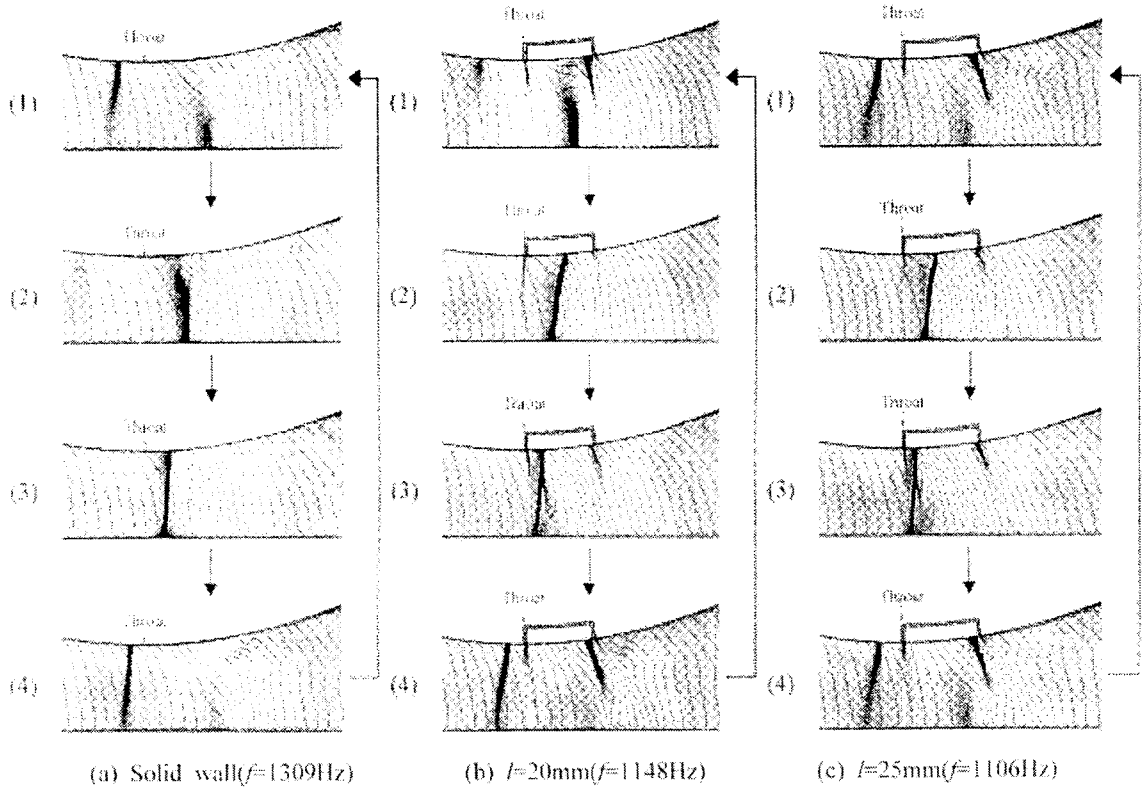


Fig. 7 Predicted condensation shock oscillations for both solid and passive nozzles($S_0=0.80$)

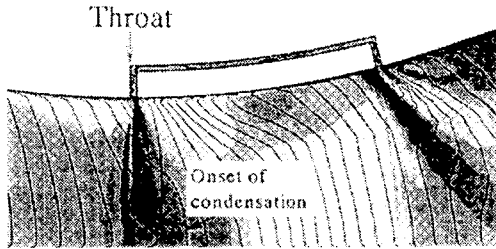
다. Figs. 3(c)와 4(c)에서 응축충격파의 강도 즉, 응축충격파 전·후의 압력비 p_2/p_1 은 큰 차이가 없다.

Fig. 5는 피동제어한 경우, $l=30\text{mm}$ 와 $S_0=0.80$ 일 때 응축충격파의 피동제어효과를 나타내는 그림이다. Figs. 5(a)와 (b)에서 볼 수 있듯이, 유동장에서서는 Figs. 3과 4에서 발생한 응축충격파는 더 이상 발생하고 있지 않다. 또, Fig. 5(c)의 정압분포 결과에서도 응축충격파에 의한 급격한 압력상승이 나타나지 않고 노즐 하류로 갈수록 압력이 감소하고 있다. 이로부터 슬롯을 사용한 피동제어는 초기 과포화도가 충분히 높은 경우에만 유효하다는 것을 알 수 있다.

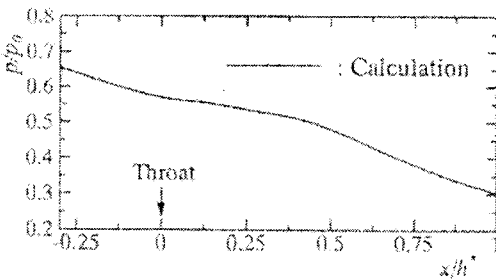
Fig. 6은 슬롯간격 lh^* 에 대한 응축충격파 강도 p_2/p_1 의 관계를 나타낸 그림이다. lh^* 가 0.53보다 작은 경우, 응축충격파의 강도변화는 나타나지 않는다. 그러나 두 슬롯간격이 0.53보다 더 큰 경우 응축충격파의 강도는 상당히 감소한다는 것을 알 수 있다. 초기 과포화도 $S_0=0.80$ 일 때, 피동제어하지 않은 경우 응축충격파의 진동 주파수는 실험에서 $f=1227\text{Hz}$ 로, 계산에서는 $f=1309\text{Hz}$ 로 나

타났다. 이로부터 정상 및 비정상 응축충격파에 대한 계산은 실험과 잘 일치함을 알 수 있다.

Fig. 7은 초기 과포화도 $S_0=0.80$ 일 때, 피동제어하지 않은 경우와 피동제어한 경우에 대한 수치 계산한 밀도 contour이다. Figs. 7(a), (b) 및 (c)는 각각 $l=0$ (solid wall), 20mm 및 25mm인 경우에 대한 결과이다. 그림에서 시간은 (1)로부터 (4)로 증가한다. 응축충격파는 시간이 경과함에 따라 상류로 이동하며, 노즐목 상류에서 사라진다. 시간이 더욱 경과함에 따라 초기 위치에 새로운 충격파가 다시 발생함으로써 한 주기를 형성한다. Solid wall의 경우에 비해 피동제어한 경우에 응축충격파의 진동수는 감소하며, 슬롯 간격이 증가할수록 그 진동수가 감소하는 것으로 나타났다. 또, 슬롯의 간격이 $l=30\text{mm}$ 와 40mm 인 경우에 응축충격파의 진동은 관찰되지 않는다. 이는 슬롯을 사용한 피동제어법이 응축충격파의 진동을 완전히 억제한다는 것을 의미한다. 본 연구에서 실제 설계비용과 에너지 손실의 측면을 고려할 때 슬롯의 간격이 30mm인 경우가 40mm인 경우에 비해 더 바람직하다고 판단된다.



(a) Computed schlieren picture



(b) Static pressure distribution on flat wall

Fig. 8 Computed flow field($l=40\text{mm}$, $S_b=0.80$)

Fig. 8은 피동제어한 경우, 응축충격파의 진동이 없는 예를 보인 그림이다. 노즐 중심축을 따라 정압의 급격한 상승은 나타나지 않는다. 상대적으로 큰 l 의 경우에 응축충격파는 노즐 상부벽의 북 근처에서 발생하지만, 하부 직선벽 근처에는 나타나지 않는다. 이로부터 상류의 슬롯에서 발생한 wave 시스템은 정상 및 비정상 응축충격파를 제어하는데 매우 중요한 역할을 하는 것으로 판단된다.

5. 결론

초음속 노즐에서 발생하는 정상 및 비정상 응축충격파를 제어하기 위해 bleed slot을 사용한 피동제어기법을 적용하였다. 피동제어하지 않은 경우와 피동제어한 경우의 응축충격파 강도와 응축충격파 진동에 대한 수치계산과 실험결과를 비교한 결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

실험과 계산 모두 슬롯의 간격 $l/h^* > 0.53$ 일 때, 피동제어한 경우의 응축충격파 강도는 피동제어하지 않은 경우에 비해 상당히 감소한다. 또 슬롯의 간격 $l/h^* > 0.53$ 일 때 피동제어기법은 응축충격파의 진동을 완전히 억제하는 것으로 나타났

다. 따라서, 본 연구의 피동제어기법은 정상 및 비정상 응축충격파의 제어에 매우 유효한 것으로 판단된다. 본 수치계산은 피동제어된 복잡한 정상 응축충격파와 응축충격파의 주기적 거동에 대한 유동 물리학을 잘 구명한 것으로 판단된다.

참고문헌

- (1) Wegener, P. P. and Mack, L. M., 1958, "Condensation in Supersonic Hypersonic Wind Tunnels," *Adv. In Appl Mech.* Vol. 5, pp. 307~447.
- (2) Matsuo, K., Kawagoe, S., Sonoda, K. and Sakao, K., 1985, "Studies of Condensation Shock Waves(Part 1, Mechanism of Their Formation)," *Bulletin of JSME* Vol. 28, No. 241, pp. 1416~1422.
- (3) Wegener, P. P. and Cagliostro, D. J., 1973, "Periodic Nozzle Flow with Heat Addition," *Combustion Science and Technology*, Vol. 6, pp. 269~277.
- (4) Matsuo, K., Kawagoe, S., Sonoda, K. and Setoguchi, T., 1985, "Oscillations of Laval Nozzle Flow with Condensation(part 2, on the Mechanism of Oscillations and their Amplitudes)," *Bulletin of JSME* Vol. 28, No. 235, pp. 88~93.
- (5) Adams, S. and Schnerr, G. H., 1997, "Instabilities and Bifurcation on Non-Equilibrium Two-Phase Flow," *Jour. Fluid Mechanics*, Vol. 348, pp. 1~28.
- (6) Bahi, L., Ross, J. M. and Nagamatsu, H. T., 1983, "Passive Shock Wave/Boundary Layer Control for Transonic Airfoil Drag Reduction," AIAA-83-0173
- (7) *EUROSHOCK-Drag Reduction by Passive Shock Control*, 1997, AER2-CT92-0049, ed. by E. Stanewsky. Results of the Project EUROSHOCK.
- (8) Setoguchi, T., Kim, H. D. and Matsuo, S., 2001, "Passive Control of the Condensation Shock Wave in a Transonic Nozzle," *Applied Scientific Research, International Journal on the Applications of Fluid Dynamics*(to be published).
- (9) Setoguchi, T., Matsuo, S. and Kim, H. D., 2001, "Passive Control of the Condensation Shock

- Wave Oscillations in Transonic Nozzle." *Journal of Sound and Vibration*(to be published).
- (10) Yee, H. C., 1989, "A Class of High-Resolution Explicit and Implicit Shock-Capturing Methods," NASA TM-89464.
- (11) Baldwin, B. S. and Lomax, H., 1978, "Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows," AIAA Paper No. 78-257.
- (12) Sisilian, J. P., 1975, "Condensation of Water Vapour With or Without a Carrier Gas in a Shock Tube," UTIAS Report 201.
- (13) Wegener, P. P. and Wu, B., 1977, "Nucleation Phenomena, Gasdynamics and Homogeneous Nucleation," ed. by A. C. Zettlemoyer, pp. 325~402.
- (14) Pound, G. M., 1972, "Select Values of Critical Supersaturation for Nucleation of Liquids from the Vapour," *Jour. Phys. Chem. Ref. Data* 1, pp. 119~133.
- (15) Mills, A. F. and Seban, R. A., 1967, "The Condensation Coefficient of Water," *Int. Jour. Heat and Mass Transfer*, Vol.10, pp. 1815~1827.
- (16) Kirkwood, J. G. and Buff, F. P., 1949, "The Statistical Mechanical Theory of Surface Tension," *Chem. Phys.* Vol. 17, pp. 3389~3343.
- (17) Oriani, R. A. and Sundquist, B. E., 1963, "Emendations to Nucleation Theory and the Homogeneous Nucleation of Water from the Vapour," *Jour. Chem. Phys.* Vol.38, pp. 2082~2089.