

고해상도 전산해석을 통한 수소연료 스크램젯 연소기의 저주파 연소불안정 분석

Analysis of Low-frequency Instability in a Hydrogen Fueled Scramjet Combustor using High-resolution Numerical Simulation

초록

초음속 연소기 저주파 연소불안정의 자세한 메커니즘과 이로 인한 연소특성을 확인하기 위한 고해상도 수치해석 연구가 수행되었다. 수십~수백 Hz 대역의 저주파 대역에서 발생하는 연소불안정 거동 및 유동장의 분석을 위하여, 약 100 ms의 데이터를, 다양한 당량비 조건에서 획득하였다. 수 ms의 주기로 격리부와 연소실을 반복적으로 오가는 상류 이동 충격파를 확인할 수 있었으며, 이 거동이 초음속 저주파 연소불안정을 유발하는 주요 인자임을 확인하였다. 다양한 당량비 조건에 따른 분석을 통하여, 상류 이동 충격파의 전파속도 및 발생 주기는 연소모드에 의해 결정되며, 격리부로 도달되는 지점 및 수반되는 압력 수준은 당량비에 지배됨을 확인하였다.

Key Words : Supersonic Combustion; Low-frequency Instability; Upstream-traveling Shock Wave; High-resolution Scheme; Numerical Simulation;

I. 서론

지난 10년간 스크램젯 엔진은 급격한 발전을 해왔으며, 그 결과, 실용화 성공 혹은 가능한 수준의 기술적 진보를 이루었다. 그러나 동시에 몇몇 실험 연구에서 보고된, 통상적인 비행 조건에서의 연소불안정과 같은 허들 또한, 풀어야 할 기술적 난제로 남아 있다. 초기 스크램젯 연구에서는 주 유동의 빠른 유속으로 인하여, 연소실 내에서 발생하는 연소 진동 혹은 음향장이 연소실 상류로 전파되지 않는다 여겨져 왔다.

그러나 Ma 등⁽¹⁾, Li 등⁽²⁾ 및 최정열 등^(3,4)의 연구는 이러한 가정이, 실제 현상과는 상이할 수도 있다는 단서를 제시하였다. Ma 등⁽¹⁾, Li 등⁽²⁾의 연구는 연료에 상관없이 100~350 Hz 범위에서 주요한 불안정 주파수가 발생됨을 AFRL(U.S. Air Force Research Laboratory)의 직접 연결식 초음속 연소기의 연소실험을 통해 보여주었다. 이에 대한 준 1차원 해석을 헬름홀츠 타입의 모델링을 통해 수행하였다. 아음속 연소장 분석에 적합한 헬름홀츠 솔버를 이용하였다는 제한점은 있으나, 이들은 음향장의 교란이 연소실 하류의 화염 영역의 진동으로 인해 발생하는 것을 확인하였다⁽⁵⁾. 또한 연료분사 및 화염 영역의 위상 차 비교를 통하여, 음향장이 상류의 특정 영역에서 갖힌 거동을 나타냄을 확인하였다. 최정열 등^(3,4)은 Hyshot test 모델에 대해, 다양한 연료분사 조건 및 형상변화에 따른 수치해석을 수행하였다. 이 연구는 전단층의 진동은 물론 연소기 내 연소진동 또한 포착함으로써 초음속 연소기 내 연소진동이 존재한다는 것을 확인하였다. 이러한 일련의 연구들은 초음속 연소기, 특히 스크램젯 엔진에서 연소진동 혹은 연소불안정이 발생한다는 근거를 제시하였고, 관련 연구가 가속화되었다.

Micka 등⁽⁶⁾은 에틸렌 연료 이중 모드 램/스크램젯에 여러 작동유체 조건과 연료분사 방식을 적용한 연소실험을 수행하였다. 이 연구에서는 작동 조건에 따라 나타나는 연소모드를 특징지었으며, 특히 램에서 스크램 모드로의 천이 시, 강한 연소불안정이 발생된다고 보고하였다.

Wang 등⁽⁷⁾은 에틸렌 연료 초음속 연소기의 연소실험을 통해, 약 200~400 Hz의 저주파 대역에서, 연료분사 영역과 공동 영역 간에 화염이 flash-forward 및 blow-off 되는 현상을 포착하였다. Zhao 등⁽⁸⁾은 이러한 현상의 발생 인자를 확인하기 위해 동일한 조건에서의 수치해석을 수행하였다. 다양한 가상의 경계조건, 열적 소스를 부과한 이 연구는, 공동 후류의 화염영역과 경계층 간의 상호작용이 flame-forward 및 flash back의 주요한 원인임을 밝혀냈다. Nakaya 등⁽⁹⁾은 에틸렌 연료 스크램젯 연소기의 연소실험 결과를 이미지 기반 모드 분해 기법을 통해 분석하였다. CH

chemiluminescence 결과를 SP-DMD(Dynamic Mode Decomposition)기법으로 분석한 이들의 연구는, jet-wake stabilized 와 램 모드의 천이 시 발생하는, 저주파 영역에서의 연소 불안정 거동을 잘 보여주었다. SOD(Standing Oblique Detonation) 램젯의 가능성을 보여준 Jian 등⁽¹⁰⁾의 연구는 통상적인 비행 조건에서 작동하는 스크램젯 엔진이 연소실 내 저주파 대역의 강한 불안정으로 인하여 surging되는 현상을 잘 보여준다. 또한 간단한 수치해석을 통하여, 스크램젯 엔진의 입구 불시동 및 엔진 surging 현상을 해결하기 위해서는 연소실 내에서 발생하는 upstream-traveling shockwave의 컨트롤이 중요하다 보고하였다.

언급된 일련의 연구들은, 스크램젯 엔진에서 연소진동 혹은 연소불안정으로 귀결되는 연소-유동장의 불안정성이 각 작동, 형상 조건에 따라 각기 다른 형태로 항시 존재함을 시사한다. 또한 이러한 현상들은, 초음속 연소기에서 자연적으로 발생하는 수십 kHz 이상의 고주파 대역의 거동이 아닌, 수십 Hz 혹은 수백 Hz 수준의 저주파 대역에서 됨을 알려준다. 이는 저주파 대역 거동을 집중적으로 살펴봐야 함을 의미하며, 메커니즘 파악을 위해서는 반복적, 충분한 주기 및 긴 물리적 시간에 걸친 데이터를 확보하는 것이 필수적임을 알 수 있다⁽¹¹⁾.

그간 여러 선도 연구 그룹의 노력으로, 초음속 연소기에서 발생하는 반응 유동장의 특징을 자세히 살펴보기 위한 수치해석 기법의 발전, 적용이 이루어져 왔다. Bermejo-Moreno 등⁽¹²⁾은 벽 모델을 적용한 LES(Large Eddy Simulation) 및 F/PVA(Flamelet/Progress Variable Approach) 접근법을 이용, HiFiRE-2의 수치해석 연구를 수행하였다. 이 연구를 통해, 지상 연소시험에서 확인하기 힘든 유동장의 거동을 확인하였다. 특히 비행 마하수 6.5 조건에서, 격리부 영역의 상류 및 하류를 오가는 shock-train의 거동으로 인해 발생하는, 분사기 앞 재순환 영역의 불안정성과 이로 인한 연소진동을 포착하였다. Larsson 등⁽¹³⁾은 당량비에 따른 유동장의 특징 및 작동특성 확인을 위해 HyShot II 연소기의 일부 영역에 대한 대규모 LES해석을 수행하였다. 각 당량비 조건에서 수치해석이 수행되었고, 특정 당량비 구간에서 유동장 및 shock-train의 급격한 변화가 발생되며, 그 구조를 확인하였다. Potturi 등⁽¹⁴⁾은 에틸렌 연료, UVA's SCF(University of Virginia's Scramjet Combustion Facility)에 대한 hybrid LES/RANS 해석을 수행하였다. Flame index 및 Borghitype 선도를 이용한 분석을 통하여, 연료분사 영역에서 연소기 하류로 이어지는 구간에서의 연소 특성을 확인하였다. HDCR(HiFiRE Direct Connect Rig)에 대한 수치해석을 수행한 Lacaze 등⁽¹⁵⁾ 또한, 비슷한 접근법으로 연소 특성에 대한 분석을 하였고, 예혼합 영역이 해당 영역의 전체 열방출 중 매우 작은 비중을 차지함을 확인하였다. Nordin 등⁽¹⁶⁾은 OpenFOAM을 이용하여, 공동이 없는 HyShot II의 연소실에 대한 대규모 LES해석을 수행하였다. 이 연구는 연소실 내 충격파의 구조가 연료 혼합에 미치는 영향을 집중적으로 분석하였으며, 특히 연료/공기 전단층과 충격파 구조 간의 상호작용으로 발생하는 Richtmyer-Meshkov 불안정성이 연료/공기 혼합에 있어 상당히 중요한 역할을 가지고 있다는 것을 확인하였다. Ruan 등⁽¹⁷⁾은 에틸렌 연료 AFRL 연소기에 대한 대규모 수치해석을 수행하였으며, 공동 내 연소장의 특징을 집중적으로 분석하였다. 이들은 공동 내 각 영역의 체류시간, 연소 특성을 매우 상세하게 밝혔다.

초음속 연소기에서 나타나는 불안정 거동은, 앞선 실험 연구들이 보여주듯, 수십~수백 Hz 수준의 저주파 대역에서 발생된다. 이는 초음속 연소기 내 불안정 거동을 반복적 주기로 포착하고, 거동의 경향성을 판별하기 위해서는 최소 수십 ms(millisecond)의 물리적 시간에 걸친 결과가 획득되어야 함을 시사한다. 또한 이제는 대중적인 분석 접근법으로 자리잡은, 모드 분해 기법^(18,19) 또한 장시간의 데이터 축적을 요구한다^(20,21). 그러나, 강한 압축성, 난류, 연소가 서로 결합된 초음속 연소기의 특징은 수치해석을 수행함에 있어 매우 큰 난관을 겪게 한다. 이는 고 신뢰도를 담보하는 결과획득을 위해 고차 정확도로 확장하는 경우, 더욱 심화된다. 더불어 hybrid RANS/LES 및 LES 급 난류연소 해석에서 각 반복의 시간간격이 10^{-7-8} 초 수준임을 고려할 때, 최소 수십 ms에 걸친, 장시간의 결과획득은 수백만 번 이상의 반복계산이 요구됨을 알 수 있다. 이러한 초음속 연소기 수치해석의 여러 이슈들은 장시간의 결과데이터 획득에 큰 어려움으로 작용하며, 우리에게 초음속 연소기 내부 연소장의 거동에 대한 통찰력을 안겨준, 앞서 언급된 대규모 3차원 수치해석 연구들도 수 ms 수준에서 결과들이 획득되었다.

이러한 맥락에서, 본 연구에서는 장시간에 걸친 데이터를 획득, 이에 기반하여 저주파 대역에서 발생하는 초음속 연소불안정 거동의 메커니즘을 확인하고자 하였다. 수소연료 직접 연결식 초음속 연소기에 대해, 약 100 ms의 물리적 시간에 대한 2차원 수치해석 결과를 획득, 분석을 수행하였다. 작동조건에 따른 연소특성을 확인하고자 여러 당량비 조건에서 수치해석이 수행되었다. 또한 고

신뢰도를 담보하기 위해 정렬격자 기반, 고차 정확도의 고해상도 기법을 적용하였다. 초음속 연소기 내 압축성 효과를 충분히 고려하기 위해, 계산비용에서 상당한 손실이 있으나, 화학적으로 높은 정확도를 담보할 수 있는, 화학종 보존방정식을 상세 화학반응 기구로 푸는 방식을 선택하였다.

II. 수치적 접근법

1. 지배방정식 및 연소모델

수치적으로 연소-유동장의 정확한 구현을 위해서는, 3차원 해석이 고려되어야 한다. 우선, 좌-우 벽면에서 유도되는 경계층의 발달과 모서리 효과로 인하여, 2차원 대비 상당한 수준의 유효 단면적의 감소가 수반된다. 또한 양 벽면이 매개체가 되어, 상-하 벽면의 경계층이 서로 상호작용하게 된다. 연소 측면에서, 연료/공기 혼합은 두 스트림의 접촉면에 선형적으로 비례한다. 고 밀도, 고 압축성, 고 마하수의 특징을 가지고 있는 초음속 연소는 차원의 변화로 인한 접촉면의 증-감이 더욱 심화된다. Hinterberger 등⁽²²⁾은 3차원 해석영역이, 2차원 대비 약 2배 이상의 접촉면 증가를 수반한다고 언급하였다.

그러나, 본 연구의 목적은, 여러 연소실험 연구에서 보고된, 초음속 연소기 및 스크램젯 엔진의 저주파 연소불안정 포착 및 분석이다. 앞서 기술하였듯, 초음속 연소불안정은 수십~수백 Hz 수준의 저주파 대역에서 나타남이, 여러 연소실험 연구를 통해 밝혀져 왔다. 이러한 저주파 거동을 여러 주기를 통해 면밀히 파악하기 위해서는 고차 정확도 기반 고해상도 기법을 적용, 수 ms 수준이 아닌, 최소 수십~수백 ms의 결과가 획득되어야 한다. 또한 작동유체 조건에 따른 영향을 확인하기 위하여, 여러 당량비 조건에서 수십 ms에 이르는 연소해석 결과들을 반복적으로 획득하는 것은 매우 큰 현실적인 어려움이 따른다. 2차원 해석은 앞서 기술한 여러 제한점에 의해 본질적인 한계를 수반하고 있으나, Norris 등⁽²³⁾, Edward 등⁽²⁴⁾ 과 Garby 등⁽²⁵⁾의 2차원 및 3차원 수치해석 비교 연구결과들은 면밀한 고려가 담보된다면, 2차원 해석 또한 3차원 및 실험 대비 수용가능한 신뢰도를 가지고 있음을 보여준다. 따라서 긴 물리적 시간 및 반복적 주기의 데이터 포착을 위해 본 연구에서도 2차원 수치해석을 수행하였다.

2차원 정렬격자 좌표계 기반, 유동 및 화학반응이 완전히 결합된 형태의 화학종, 운동량, 에너지 보존 방정식을 지배방정식으로 사용하였다. 완전 연계된 형태의 모든 유동 방정식은 유한체적법을 이용하여 이산화 하였다. 각 좌표계에 대한 보존 변수, 대류 및 점성항, 화학반응 생성항을 보존형의 벡터식으로 나타내면 아래와 같다. 밀도 및 압력은 각 화학종의 밀도의 합 및 이상기체 상태방정식으로 처리되었다. 하첨자 n은 각 화학종이며, 총 9개의 화학종이 고려되었다.

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} = \frac{\partial E_v}{\partial x} + \frac{\partial F_v}{\partial y} + S$$

$$Q = \begin{bmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \\ \vdots \\ \rho_n \\ \rho u \\ \rho v \\ e \\ \rho k \\ \rho \omega \end{bmatrix}, E = \begin{bmatrix} \rho_1 u \\ \rho_2 u \\ \vdots \\ \rho_n u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e + p)u \\ \rho uk \\ \rho u \omega \end{bmatrix}, F = \begin{bmatrix} \rho_1 v \\ \rho_2 v \\ \vdots \\ \rho_n v \\ \rho vu \\ \rho v^2 + p \\ (e + p)v \\ \rho vk \\ \rho v \omega \end{bmatrix}, E_v = \begin{bmatrix} -\rho_1 u_1^d \\ -\rho_2 u_2^d \\ \vdots \\ -\rho_n u_n^d \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \beta_x \\ \mu_k \partial k / \partial x \\ \mu_\omega \partial \omega / \partial x \end{bmatrix}, F_v = \begin{bmatrix} -\rho_1 v_1^d \\ -\rho_2 v_2^d \\ \vdots \\ -\rho_n v_n^d \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \beta_y \\ \mu_k \partial k / \partial y \\ \mu_\omega \partial \omega / \partial y \end{bmatrix}, S = \begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \\ \vdots \\ S_n \\ 0 \\ 0 \\ S_k \\ S_\omega \end{bmatrix}$$

로켓 및 초음속 연소해석, 특히 고탄화수소 계열의 연소해석을 위해 화염편 모델^(26,27)이 적극적으로 이용되고 있다^(28,29). 화염편 모델은 계산비용의 감소, 화학적 stiffness의 회피 등 계산비용, 연소 해석 측면에서의 비물리적 해 억제 등의 강점을 가지고 있다. 따라서 최근에는 SLFM(Steady Lanimar Flamelet Model), F/PVA에 기반한 다양한 접근법이 제시되고 있으며, 여러 연소해석에 적용되고 있다.

그러나, 화염편 모델은 아음속 가정으로부터 시작되어, 압축성 효과를 적절하게 고려하지 못한다는 근원적 단점이 존재한다. 초음속 연소기의 연소해석에서는 유동장의 열방출을 야기하는 열 소스가 압축성 효과, 혹은 연소반응에서 유발되는 명확히 고려되어야 한다. 이를 위해 현재까지 고 마하수 연소해석에 적용하기 위한 압축성 화염편 모델 적용에 대한 연구가 여러 연구자들에 의해 수행되고 있다. Overmann⁽³⁰⁾은 scramjet에 압축성 효과를 고려하기 위한 화염편 모델 적용 접근법으로 오로지 화학종의 질량분율만을 화염편 라이브러리에서 가지고 오는 방식을 제시하였다. Gao 및 Lee⁽³¹⁾는 파라미터인 스칼라 소산율을 고 마하수 문제에 적절히 도출시키기 위해 각 계수를 실험값과 비교하여 도출하였다. Quinlan 등⁽³²⁾은 F/PVA 접근법에서 여러 접근법으로 구축된 라이브러리 및 progress variable를 적용, 비교한 연구를 수행하였다. Saghafian 등⁽³³⁾은 압축성 효과를 고려하기 위한, 압력, 온도 및 압력-온도 스케일링 접근법을 제시하였다. 이외에도, 지난 10여년간, 압축성 효과를 적절하게 고려하기 위한 압축성 화염편 모델에 대한 연구가 활발히 수행되어왔다^(34~40). 그러나 현재까지도, 특히 공동 후방각 등과 같이 형상조건으로 인해 강한 압력 구배가 유도되는 조건에서는, 제시된 기법들이 압축성 효과를 적절히 고려하지 못하고 있다고 판단된다. 본 연구는 기법의 개발보다 이미 구축된, 고 신뢰도를 담보하는 접근법을 적용하여, 물리적 현상을 살펴보는데 그 목적이 있다. 또한 수소 연료 기반 초음속 연소기임으로, 고 탄화수소 계열 연료보다 상대적으로 적은 화학종 및 화학반응식을 가지고 있으며, 따라서 허용 가능한 수준의 계산비용을 요구한다. 이러한 이유로, 본 연구에서는 화학 반응 기구를 이용, 화학종 보존방정식을 모두 푸는 방법을 사용하였다. 8개의 화학종과 21개의 반응단계를 가진, UCSD(U.C. San Diego) 수소/산소 압력 종속 화학반응 기구를 연소모델로 사용하였다⁽⁴¹⁾. UCSD 화학반응 기구는 6개의 수소/산소 화학반응 기구의 비교를 한 Kumar 등⁽⁴²⁾의 연구에서 충격파 유도 연소 유동장을 가장 효과적으로 포착할 수 있음을 보여주었다. 화염의 진화 및 형성과정에서 상대적으로 적은 영향을 가지는 N₂는 불활성 기체로 포함, 총 9개의 화학종(H₂, H, O₂, O, OH, H₂O, HO₂, H₂O₂, N₂)을 고려하여 연소해석을 수행하였다.

2. 수치적 접근법

Spalart 등⁽⁴³⁾의 S-A DES(Detached Eddy Simulation)모델로 처음 제시된 hybrid RANS/LES는 벽면 경계층에서의 난류 유동은 RANS(Reynolds Averaged Navier-Stokes)로, 경계층 밖 자유 와동은 아격자 스케일 모델로 대비되는 LES로 처리한다. 그러나 S-A DES 모델은 S-A RANS 모델에 기반하므로, 박리에측의 정확도에 잠재적 오류를 내포하고 있다. 이후 이를 개선하기 위한 여러 DES 모델이 제시되었다^(44,45). 그러나 DES 모델은 격자간격이 경계층 두께보다 커질 경우, 두꺼운 경계층 및 박리 영역에서 부정확한 해가 도출된다는 단점을 가지고 있다. 이를 개선하기 위해 DES 모델의 길이크기를 재정의한 DDES(Delayed Detached Eddy Simulation) 모델이 제시되었다. 본 연구에서는 길이크기 제한자를 분포함수로 대체한 SST-DDES 모델⁽⁴⁶⁾을 난류모델로 선택하였다.

수치해석에 있어 공간차분은 정확도는 계산의 효율성 및 신뢰도와 직결된다. 최정열 등^(47,48)은 3차 정확도 MUSCL⁽⁴⁹⁾, 5차 정확도 WENO^(50~52) 및 oMLP^(53,54) 기법을 적용, 각 공간차분 기법이 가지는 난류혼합 포착 능력에 대한 비교를 수행하였다. 그 결과 다차원 외삽에 기반한 oMLP 기법이 한 단계 낮은 격자해상도에서도 일차원 외삽에 기반한 MUSCL, WENO 기법보다 뛰어난 성능을 가지고 있음을 확인하였다. 이러한 결과는 로켓 연소기의 수치해석에서 공간차분법에 따른 결과비교를 수행한 정승민 등⁽⁵⁵⁾의 연구에서도 동일하게 나타난다. 고차 정확도의 다차원 외삽 기반 기법은 격자 품질, 물리량 강한 구배에 매우 민감하게 작용하며, 따라서 수치해석을 수행함에 있어 큰 어려움에 직면할 수 있다. 이러한 특성은 연소반응이 동반되면 더욱 심화된다. 그러나 앞선 연구들은, 고차 정확도의 다차원 외삽 기법이, 분명히 어려움을 내포하고 있으나, 그럼에도 불구하고 결과의 신뢰도 측면에서 매우 중요하고 필수적으로 고려해야 함을 알려준다. 본 연구에서도 높은 정확도를 유지하기 위한 고해상도 기법 적용을 위해, 다차원 외삽에 기반한 5차 정확도의 oMLP 기법을 공간차분 기법으로 선택하였다.

대류항은 이전 연구에서 수치점성이 비교적 낮게 도출되는 것으로 판단되는 AUSMDV 기법⁽⁵⁶⁾을 이용하여 이산화하였다. 점성항은 4차 중심차분으로 처리하였다. 시간적분은 완전 내재적 기법의 2차 정확도 optimized LU-SGS 기법⁽⁵⁷⁾을 통해 처리하였으며, 각 반복계산 마다 최대 4번의 부 반복이 수행되도록 처리하였다. CFL수는 0.5~1.0 범위를 유지하였으며, 각 반복계산 간의 시간간격은 평균적으로 약 1.5×10^{-8} 초 수준으로 유지되었다. OpenMP로 병렬 계산을 수행하였으며, 각 케이스별로 약 5개월의 wall clock time이 소요되었다.

3. 수치적 접근법 검증

본 연구의 해석모델인 직접 연결식 초음속 연소기는 현재 설계점 검증을 위한 연소시험을 수행 중이다. 따라서 여러 수치해석 연구자들에 의해 활용된 Evans 등⁽⁵⁸⁾의 초음속 제트 문제를 통해 검증을 수행하였다. Figure 1에 도시된 Evans 등⁽⁵⁸⁾의 동축 초음속 분사기는, 중심부에 기체 수소가 분사되며, 수소 분사기 주위의 동축 분사기에서 산화제(vitiated air)가 분사된다. 실험을 통해, 축 방향 특정 지점 기준 반경방향의 pitot 압력과 각 화학종의 질량분율이 측정되었다.

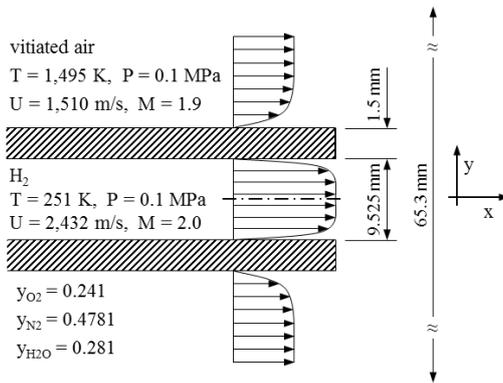


Fig. 1. (left) Schematic of Evans et al⁽⁶⁰⁾'s experiment case 1

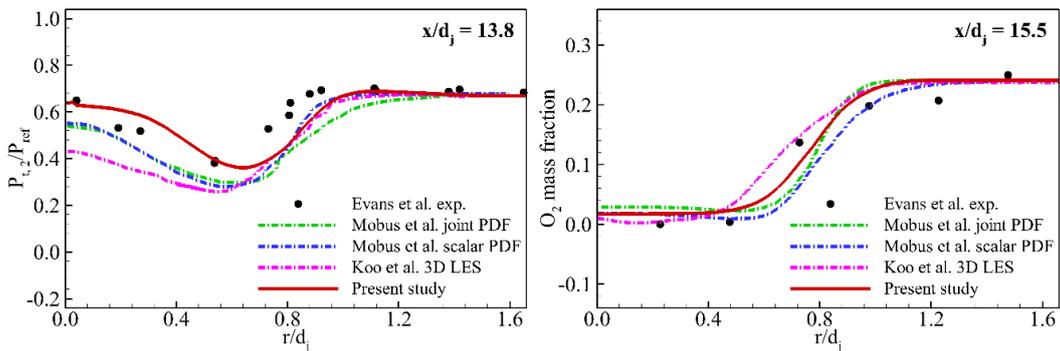


Fig. 2. Radial distribution of (left) normalized pitot pressure and (right) O₂ mass fraction

동일한 수치적 접근법, 연소모델로 도출된 결과와 Evans 등⁽⁵⁸⁾의 실험 및 Modus 등⁽⁵⁹⁾ 과 Koo 등⁽⁶⁰⁾의 수치해석 비교 결과를 Figure 2에 도시하였다. 결과는 실험 및 이전 연구결과와 잘 일치함을 나타내고 있으며, 특히 Koo 등⁽⁶⁰⁾의 3차원 결과와 비교, 실험값을 잘 예측함을 보여준다. 따라서 해당 연구의 수치적 접근법 및 그 결과들은 충분한 신뢰도를 담보하고 있다 판단된다.

III. 스크램젯 연소기 모델 및 해석 조건

1. 해석 모델 및 작동조건

Figure 3에 본 연구의 해석모델인 직접 연결식 초음속 연소기의 실험모델을 도시하였다. 본 연소기는 크게 연소식 공기 가열기, 형상천이 노즐 및 초음속 연소기로 구성되어 있다. 격리부 내 초음속 유동장이 마하수 2.0 및 1,000 K의 정온도를 가지도록 설계되었다. 초음속 환경 모사를 위한 연소식 공기 가열기는 소형 로켓 연소기로서, Pal 등⁽⁶¹⁾에 의해 연소실험이 수행된 RCM-1(Rocket Combustor Model-1)의 형상과 매우 유사하다. 다만, 연료 및 산화제가 분사되는 단일 전단 동축 분사기 이외에 추가적으로 헤드면의 가장자리에서 24개의 홀 타입 분사구를 통해 공기가 분사된다. 이 공기분사는 초음속 유동의 화학조성 모사 및 벽면 막냉각을 위해 설계되었다. 연소식 공기 가열기의 단면은 원형

실린더 형태이며, 초음속 연소기의 격리부는 각 모서리가 2 mm인 정사각 단면을 가지고 있다. 따라서 고 엔탈피의 유동이 격리부로 공급될 시 불 균일한 유동이 형성될 수 있다. 유동의 불균일성을 억제하며, 이상적인 경계층 발달을 위해 형상전이 노즐을 설계하였다⁽⁶²⁾.

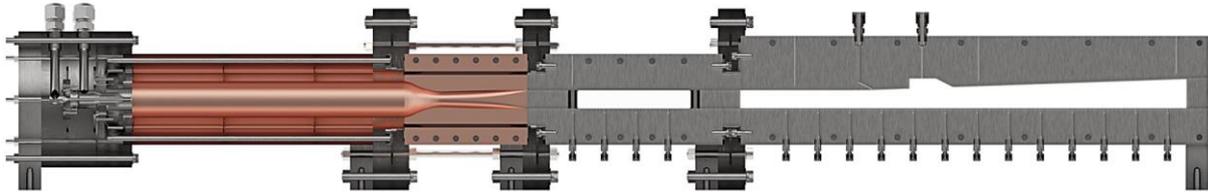


Fig. 3. Configuration of Direct-Connect Supersonic Combustor

2차원 축 대칭 MOC(Method of Characteristic) 설계에서 획득된 단면적을 이용, 원형에서 정사각으로의 단면변화에 따른 형상전이 함수를 도입, 3차원 형상전이 노즐을 설계하였다. 설계된 노즐에 대한 3차원 정상상태 수치해석을 통해, 형상전이 노즐 출구에서 설계점을 충족하는 균일한 마하수 분포 및 경계층이 발달됨을 확인하였다.

본 연구의 해석영역은 연소식 공기 가열기 하류부터 초음속 연소기 후류 영역까지로 설정하였다. Figure 4에, 전체 해석 영역 중, 초음속 연소기 후류를 제외한 나머지 전체 해석 영역을 도시하였다. 초음속 연소기에 있어 정확한 질량유량의 계산은 매우 중요하다. 따라서 2차원 수치해석을 위해 해석 영역을 폭 2mm를 가지는 사각 덕트의 면적비로 환산하였다. CRST 노즐의 끝 지점, 격리부 시작 지점을 0 mm 지점으로 설정하였다. 격리부는 350 mm에서 끝이 나며, 이 지점부터 초음속 연소기 상부 벽면에 2°의 확장각이 부과된다. 380 mm 지점에서 연료인 기체수소가 분사된다. 연료분사구는 단축 2 mm, 장축 3.675 mm로 이루어진 타원형이며, 연료는 질식된 상태로 분사된다.

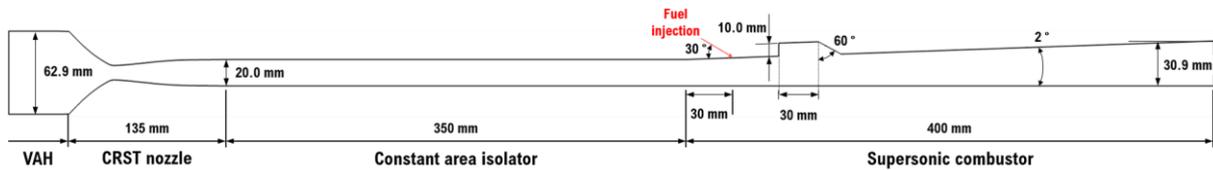


Fig. 4. Computational domain of DCSC except exit wake region

2차원 수치해석을 위하여, 연료분사구는 0.029 mm 폭을 가지는 slit으로 환산되었다. 공동은 길이 대 높이가 비 3 및 60°의 경사각을 가지고 있다. 유입, 유출 및 연료분사 영역을 제외한 모든 벽면에 단열-점착 조건을 부과하였다. 연소식 공기 가열기 하류 및 초음속 연소기 초기조건을 Table 1에 표기하였다.

Table 1. Inflow, initial and fuel injection condition on DCSC

		VAH downstream	Supersonic combustor	$\Phi \approx 0.30$	$\Phi \approx 0.35$	$\Phi \approx 0.40$	$\Phi \approx 0.45$	$\Phi \approx 0.50$
Mach #		0.01	0.0	1.0				
Temperature		167.0 K	300 K	293.15 K				
Pressure		17.25 bar	1.0 bar	5.0 bar	5.9 bar	6.7 bar	7.6 bar	8.4 bar
Volume [%]	N ₂	60.5	78.9	-				
	O ₂	21.1	21.1	-				
	H ₂ O	18.4	-	-				

	H ₂	-	-	100				
Mass flow rate (g/s)	365.5	-	-	3.18	3.76	4.27	4.84	5.25

초기 유입류 조건인 연소식 공기 가열기 하류 조건은 준 1차원 이론계산 및 NASA CEA 코드를 통하여 도출하였다. N₂, O₂ 및 H₂O로 구성되어 있으며, 모든 해석 단계에서 연소해석을 수행하였다. 초음속 연소기 출구에 초음속 유출류 조건을 부과할 경우, 초음속 유동장 형성 전 대기상태의 연소기 출구영역에 비물리적 해가 도출될 수 있다. 또한 높은 당량비 조건에서 열적 질식이 발생할 경우, 아음속으로 감속된 반응 유동장으로 인하여 비물리적 해가 도출될 수 있다. 이러한 오류를 회피하기 위해 후류 영역을 추가적으로 형성시키고, 후류의 모든 벽면은 외기 조건을 부과하였다. 연료인 기체수소는 당량비 0.3~0.5까지 총 5개 조건으로 분사된다.

2. 격자 수렴도 평가

길이 및 높이 방향으로 4단계 씩, 총 16단계의 격자수준을 활용, 격자수렴도가 평가되었다. 후류를 제외한 연소기 영역 기준, 가장 성긴 격자와 가장 조밀한 격자는 각각 약 133,000, 683,000개로 구성된다. 경계층 sub-layer 영역을 충분히 잘 고려할 수 있도록, 벽면 y⁺값은 격자레벨에 따라 0.3~0.7 수준을 유지하였다. 안정적 연소모드를 유지하며 유동장이 형성되는 당량비 0.30 조건을 부과하고 약 20 ms까지의 결과를 확보한 후 수렴도를 평가하였다. 총 16단계 중, 9단계에서 시간 평균된 압력장의 결과를 도시한 Figure 5를 살펴보면, 571,000개와 683,000개 수준의 격자에서 압력장이 수렴하는 것을 확인할 수 있다. 수행예정인 3차원 해석을 고려하여, 약 571,000개 수준의 격자를 선택하였다.

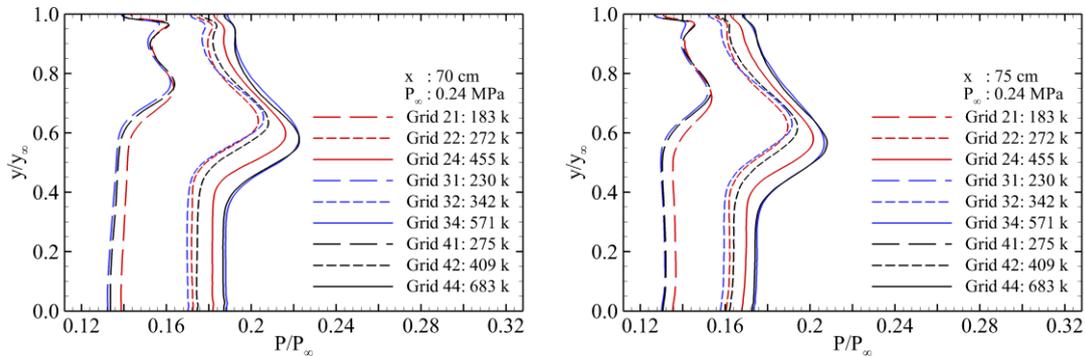


Fig. 5. Grid convergence test result of time-averaged pressure field distribution under the condition of fuel equivalent ratio 0.30: (left) a point 70 cm away from the entrance of the isolator, (right) a point 75 cm away from the entrance of the isolator

3. 초음속 유동장 형성 및 안정화

초음속 엔진의 시동을 위해서는 초음속 유동장의 형성, 연료분사, 점화 및 안정화 등의 순차적 과정이 필요하다. 본 연구에서도 연소기 내에 초음속 유동장이 충분히 형성된 후 연료를 분사시키기 위해 수치해석을 수행하였다. 이 구간에서는 데이터의 신속한 획득을 위하여 3차 정확도의 MUSCL을 이용 CFL수를 5~10 범위로 유지하였다. Table 1에 도시된 작동유체 조건을 그대로 부과하였으며, 연료분사는 제외되었다.

Figure 6에 연소식 공기 가열기 시동 후 5 ms 까지의 아래 벽면에 대한 압력 및 온도장의 x-t 그래프를 도시하였다. 이 결과는, 초음속 연소기 내 유동장의 안정화에는 연소식 공기 가열기 시동 후 최소 4.0 ms의 시간이 소요되는 것을 알려준다. 또한, 완전히 안정화된, 격리부 내 유동이 마하수 2.0, 정온도 1000 K을 충족하여, 설계점을 만족시키는 것 또한 확인하였다. 이 결과를 바탕으로, 연소식 공기 가열기 시동 후 8.0 ms 시점부터 연료를 분사하였다. 실제 연소시험에서는 연소식 공기

가열기 내에 충분한 수준의 압력장이 완전히 발달되는 시간을 추가적으로 고려해야 한다. 앞서 언급하였듯이, 본 연구의 연소식 공기 가열기는 RCM-1과 매우 유사한 형상 및 작동특성을 보인다. RCM-1의 여러 수치해석 수행 결과에 기반하여^(63~65), 약 24 ms 정도의 시간이 추가적으로 소요됨을 알 수 있다. 따라서 실제 연소시험에서의 초음속 유동장의 안정화에는 연소식 공기 가열기 시동 후 약 30 ms 정도의 시간이 필요할 것으로 판단된다.

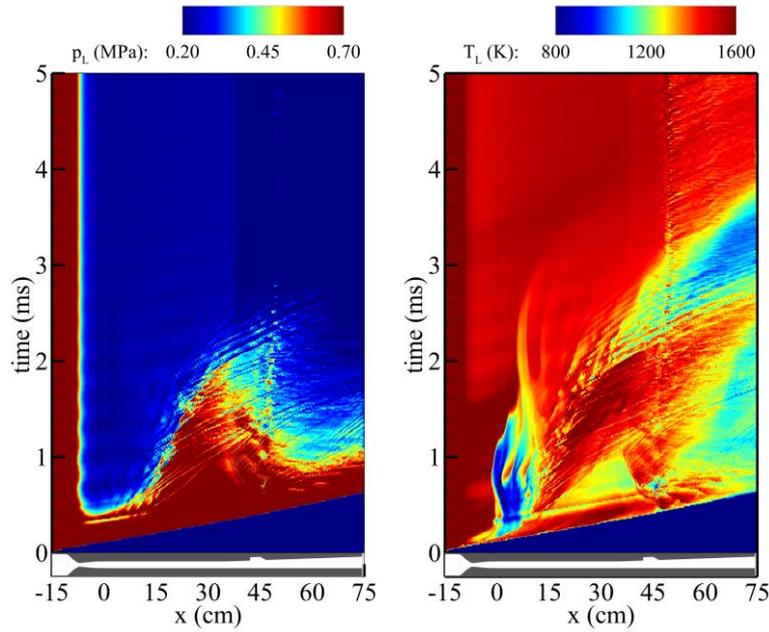


Fig. 6. x-t diagram for (left)pressure field and (right)temperature distribution on lower wall of entire computational region over time

IV. 연소 및 작동 모드

수치해석은 0.30~0.50 범위, 총 5가지의 당량비 조건에서 수행되었다. 앞서 언급하였듯, 연료는 연소식 공기 가열기 시동 후 초음속 유동장이 충분히 안정화된 8.0 ms시점부터 분사된다. 모든 당량비 조건에서, 약 100 ms까지의 데이터가 확보되었다. 시간평균은 초음속 연소기 내 유동장이 충분히 발달되었다고 판단되는 20 ms부터 시작되었다. 먼저 당량비에 따른 연소모드 및 작동모드에 대해 살펴볼 것이다. 다음으로 연소모드에 따른, 상류 이동 충격파(upstream-traveling shock wave)의 거동을 확인할 것이다. 마지막으로 저주파 연소불안정의 작동모드와 당량비에 따른 차이 및 상류 이동 충격파의 각 특성을 지배하는 인자에 대해 확인해 볼 것이다.

1. 각 당량비 조건에 따른 연소 모드

초음속 연소기의 연소모드는 연료분사 방법, 공동의 형상 및 위치에 따라 세부적으로 나뉘지만, 크게 cavity shear-layer 연소 모드와 jet-wake 연소 모드로 구분할 수 있다^(6,66~70). 연소모드와 더불어, 램/스크램 모드로 구분되는 작동 모드 또한 유동장을 특징지을 수 있는 중요한 인자들이다^(71~73). 따라서 발생한 초음속 연소불안정 거동의 특성들이, 연소모드와 작동모드에 따라 지배될 수 있다. 따라서, 각 당량비 조건에서의 연소모드와 작동모드를 우선적으로 확인할 필요가 있다. 우선, 당량비에 따른 연소모드를 확인하였다.

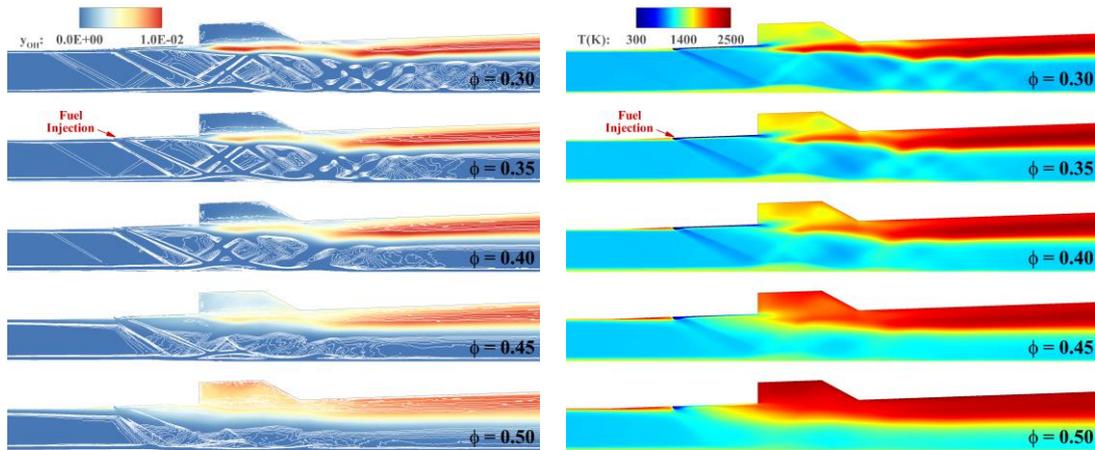


Fig. 7. Time-averaged result for (left)OH mass fraction distribution and numerical schlieren and (right)temperature distribution according to each global equivalence ratio case

Figure 7에 모든 당량비 조건에 대해, 20 ms에서 100 ms구간의 물리적 시간에 대해 시간평균된 OH 질량분율 및 온도장 결과를 도시하였다. 당량비 0.30에서 0.40까지의 결과는, 명확히 cavity shear-layer 연소 모드의 특성을 띄고 있다. 분사된 연료 스트림은 주 유동으로 침투되지 못한다. 분사 영역과 공동 전방 벽면 사이에서의 연료 스트림은, 연소반응을 일으키기 못하고 상부 벽면에 정착된 형태의 전단층을 유지하며 흘러간다. 이는 연료의 분사온도인 298 K 수준의 온도장이 해당 영역에서 포착되는 것을 통해 확인 가능하다. 연료분사 영역에서 시작된 경사 충격파와 팽창 팬들은, 연소실 하부 벽면에 큰 박리 영역을 형성시키고 다시 반사된다. 연료 스트림은 공동 영역에 진입해서야, 혼합-연소되고, 혼합층을 따라 강한 연소반응을 나타낸다. 이 영역에서, 혼합층의 두께가 발달되며 연소 영역이 확장되지만, 연료분사에서부터 시작된 충격파 구조의 여러 반사 충격파에 의해 다시 축소된다. 공동 후방 비탈각 영역을 지나며, 다시 강한 연소반응과 함께 혼합층이 확장되려고 하지만, 여러 반사 충격파의 구조로 인해 연소실 상부 영역에 치우친 형태를 유지하며 연소기를 빠져나가게 된다. 당량비 0.30 조건에서는, 공동 영역에서 혼합층을 따라 강한 연소반응-고온의 유동장이 집중, 높은 OH 질량분율과 2,000 K 이상의 고온의 유동장이 포착된다. 당량비가 증가되면, 공동 영역에서의 연소반응 및 고온 유동장이 혼합층으로 집중되는 정도는 감소되나, 경향성은 여전히 동일하게 나타난다. 그러나 공동 내부의 경우, 당량비의 증가에 따라 점차 고온의 분포를 나타내기 시작한다. 이렇게 당량비 0.30~0.40 조건에서는 정도의 차이만 존재할 뿐, 명확하게 cavity shear-layer 연소 모드의 특징을 나타내고 있다.

그러나, 당량비 0.45조건은 cavity shear-layer 연소 모드 및 jet-wake 연소 모드의 특징이 동시에 포착된다. 공동 내부에서 연소반응이 포착되기 시작하며, 온도장 또한 약 2,000 K으로 급격히 증가된다. 연료 스트림의 혼합층을 따라 강한 연소반응과 고온의 유동장이 집중되는 경향을 나타내지만, 연료분사로 인한 충격파 구조는 찾아보기 힘들다. 이렇게, 당량비 0.45조건에서는 cavity shear-layer에서 jet-wake 연소 모드의 특징을 동시에 가지고 있는, 전이 상태를 띤다. 당량비 0.50조건은 jet-wake 연소 모드의 특징을 강하게 나타낸다. 분사된 연료는 곧바로 주 유동으로 침투, 혼합-연소된다. 따라서, 연료분사-공동 사이의 영역에서 약 1,400 K이상의 고온분포가 형성된다. 낮은 당량비 조건에서 나타난, 연료분사로 인한 충격파 구조, 하부 벽면의 큰 박리 영역은 포착되지 않는다. 공동 내부 역시 강한 연소반응과 2,000 K이상의 고온 유동장이 분포하고 있다.

당량비에 따라 변화되는 연소 모드는 유동장의 연소 특성의 변화 또한 수반한다. 연소모드에 따른 비예혼합/예혼합 영역을 구분하기 위해, 시간 평균된 유동장에 대한 Takeno flame index⁽⁷⁴⁾를 Figure 8에 도시하였다. 연료와 산화제의 구배로 계산된 flame index는, 0에 가까울 경우 비예혼합 특성을, 1에 가까울 경우 예혼합 특성을 띄고 있음을 의미한다. Cavity shear-layer 연소 모드를 나타내는 당량비 0.30~0.40 조건에서는, 연료 스트림의 외곽을 따라 강한 예혼합 화염을 공통적으로 보인다. 이 영역은 당량비의 증가에 따라 축소되나, 공동 이후 연소실의 영역까지 이어진다. 혼합층의 확장으로 인해 공동 내부 영역은 비예혼합이 지배적인 특성을 띤다. 약간의 차이는 존재하나, cavity shear-layer 연소 모드에서는 동일한 연소특성을 나타내는 것을 알 수 있다.

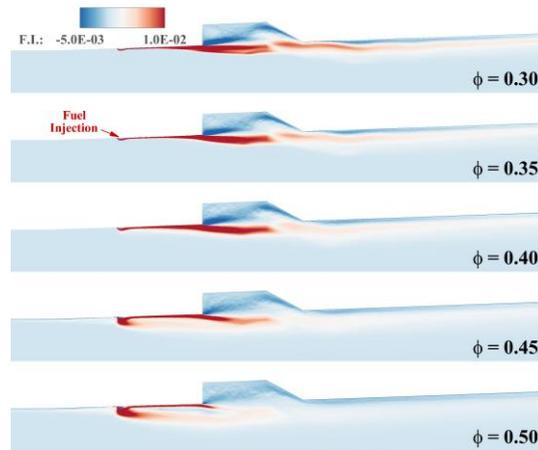


Fig. 8. Time-averaged result for Takeno flame index according to each equivalence ratio case

두 가지의 연소모드 특징을 동시에 나타내는 당량비 0.45부터는, 다른 경향성을 나타낸다. 분사 직후 jet-wake 영역에서 강한 예혼합 특징이 도출된다. 이는 당량비 0.45부터, 분사된 연료가 주 유동에 곧바로 침투되어 연소됨을 의미한다. 연료 스트림의 외각 영역을 따라서도 예혼합 특성을 나타내고 있으나, 이전 당량비 조건과 비교하여 그 정도가 약하게 포착된다. 당량비 0.50에서는 이러한 특징이 강화된다. 분사된 연료의 침투거리는 더욱 증가되며, 더 강한 예혼합 화염의 특징을 수반한다. 연료 스트림을 따르는 영역에서는 예혼합 특성의 강도가 낮아지며, 포착영역 또한 짧아진다. Figure 6, 7의 결과들은 당량비에 따른 연소모드의 변화와 그 천이과정을 잘 보여준다. 연소모드들의 변화는 연소불안정을 야기하는 거동의 특징과, 연소불안정 발생 시 나타나는 유동장의 변화에도 상당히 다른 특징을 유도하게 된다. 이는 이후 이어지는 세션에서 분석될 것이다.

2. 각 당량비 조건에 따른 작동 모드

각 당량비 조건에서의 작동모드를 확인하기 위해, Figure 9에 마하 라인이 중첩표기된 시간평균 마하수 분포 및 당량비 0.50 조건, 100 ms 시점에서의 순간시간 마하수 결과를 도시하였다. Cavity shear-layer 연소 모드의 특성을 나타내는, 당량비 0.30~0.40 조건에서는 낮은 마하수 분포를 보이는 연소기 하부 벽면의 큰 박리 영역이 공통적으로 포착된다. 분사 영역의 충격파 구조로 인한 마하수의 가속/감속 또한 명확하게 포착된다. Jet-wake 연소 모드의 특징을 나타내기 시작하는 당량비 0.45부터는, 하부 벽면의 큰 박리 영역이 상당히 축소되기 시작한다. 연료 분사 및 공동 전방 벽면 사이의 영역에 국소적으로 아음속 유동장이 분포되게 된다. 당량비 0.50에서는 연료분사 영역의 충격파 구조도 완전히 변화되어, 경사 충격파로 인한 유동의 감속만 유도될 뿐, 유효 단면적의 증가와 팽창 팬으로 인한 가속은 포착되지 않는다.

작동모드의 관점에서, 시간평균된 마하수 분포는, 모든 당량비 조건에서 연소기가 스크램 모드를 유지하는 것으로 도출된다. 국소적인 마하수 변화는 존재하지만, 아음속 이하로 감속되지 않으므로, 열적 질식을 동반한 램 모드로의 천이는 이루어지지 않는 것처럼 보인다. 그러나, Figure 8의 맨 아래에 도시된 당량비 0.50의 100 ms 에서의 순간시간 마하수 분포를 살펴보면, 연료분사 이후의 연소기 영역에서 상당한 수준으로 유동장이 감속됨을 확인할 수 있다.

보다 정량화된 분석을 위해, Figure 10에 마하수 및 압력으로 구성된 scatter plot을 도시하였다. Scatter plot의 x축은 격리부 하류부터 초음속 연소기 중간 영역까지의 길이방향 정보를 도시하였으며, y축은 정압, 공간분포는 마하수로 이루어져 있다. 따라서 격리부에서 연소기의 각 영역에서 공간적인 정보를 제외함으로써, 압력과 마하수의 정량적인 스칼라 값의 분포를 분석할 수 있는 장점이 있다. Figure 9의 scatterplot은 전체 계산영역의 격자분포로 구성되어, 단일-점착 조건이 부과된 벽면에서의 물성치가 과도하게 강조될 수 있다. 또한 벽면의 경계층 및 박리영역의 거동을 자세하게 포착하기 위해, 많은 격자들이 밀집되어 있으므로 이 경향은 더욱 심화될 수 있다. 그럼에도 불구하고, 당량비 0.35와 0.40조건에서는 연료분사 직후~공동 전방 사이의 영역에서는 대부분 초음속 유동장을 유지하고, 공동 이후 영역에서 아음속 영역이 확장된다. 전체 영역에 걸쳐, 세로축 전체가 아음속을

나타내는 구간이 포착되지 않는다. 따라서 Figure 9의 결과처럼, 모든 작동구간이 천이 없이 스크램 모드를 유지하는 것으로 판단할 수 있다. 그러나, 당량비 0.45와 0.50조건에 scatter plot은, 연료분사 직후 및 공동 전방 벽면 영역에서 세로축 전체가 아음속 영역임을 나타낸다. 이는 해당 당량비 조건에서, 순간적으로 유동의 가속과 함께 램 모드로의 천이가 발생됨을 의미한다. 그러나, 아음속 유동장을 나타내는 영역이 매우 협소하다는 것과, Figure 9의 결과를 고려하였을 때, 램 모드로의 완전한 천이가 일어난다고 보기에는 무리가 있다. 따라서 순간적으로, 유동장의 대부분 영역은 열적 질식되지 않은 상태를 유지하는 weak 램 모드로의 천이가 나타나는 것으로 판단된다.

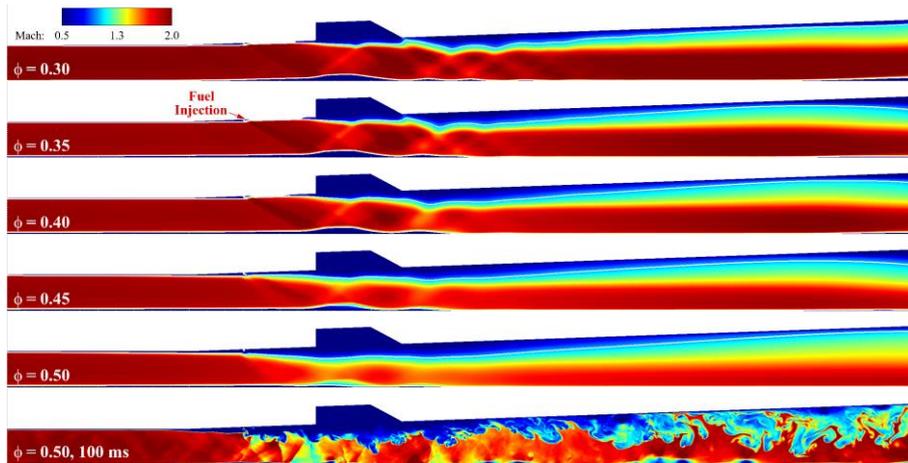


Fig. 9. Time-averaged result for Mach number distribution of each equivalence ratio and instantaneous result for Mach number distribution at 0.50 global equivalence ratio

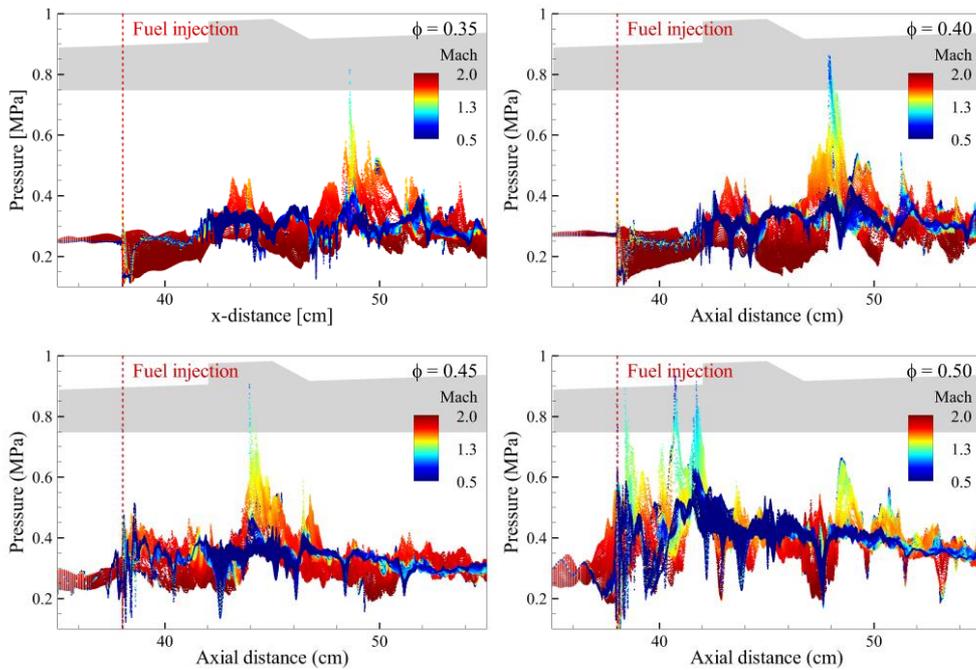


Fig. 10. Scatterplot which consists of instantaneous Mach number and pressure field distribution at 100 ms, according to each global equivalence ratio

V. 각 연소 모드에서의 저주파 초음속 연소불안정

1. 하부 벽면 압력 및 상부 벽면 온도장에 대한 $x-t$ 선도

초음속 연소기 후류 영역을 제외한, 전체 계산 영역의 하부 압력분포 및 상부 온도장 분포를 Figure 11에 도시하였다. 0 cm는 노즐 끝, 격리부 시작 지점이며, 75 cm는 초음속 연소기 출구이다. 앞서 언급하였듯이, 연료는 38 cm 지점에서 연소식 공기 가열기 시동 후 약 8 ms 가 지나 분사된다.

Figure 11는 모든 당량비 조건에서, 격리부로 일정 수준의 연소압 전파가 이루어짐을 나타낸다. 우선, 당량비 0.30조건에서는 격리부로 전파된 연소압이 매우 안정화된 상태를 유지한다. 또한 격리부로 전파된 압력구배와 연료분사 이후 영역의 연소-유동장의 상호작용이 거의 이루어지지 않는다. 당량비 0.35부터는, 연소기에서 시작된 상류 영역으로의 압력전파가 격리부 중심 영역까지 도달된다. 또한 전파된 연압력 구배의 거동이 일정 주기를 나타내며, 연소기 영역의 유동장에 약한 교란을 유발한다. 이로 인하여, 최대 연소압이 걸리는 구간에 약간의 교란 이 포착된다. 이렇게 약한 연소 진동 이 발생되지만, 유동장의 큰 변화는 야기하지 못하는 것으로 도출된다.

당량비 0.40조건에서의 최대 연소압은 비탈각 영역에 걸리며, 이는 당량비 0.30 및 0.35조건과 동일한 cavity shear-layer 연소 모드를 유지함으로 도출되는 결과이다. 그러나 격리부로 전파-소산-재전파되는 반복적 거동을 명확하게 나타내는 압력 구배가, 최대 연소압이 걸리는 영역에 강한 교란을 유도한다. 특히, 격리부로 전파된 연소압이 소산되는 구간에서는, 최대 연소압이 공동의 비탈각보다 상당히 앞쪽인, 연료분사 영역에 걸리게 된다. 낮은 당량비 조건에서는 도출되지 않았던 이 거동은, 전체 시간구간에서 반복적으로 나타난다. 따라서 이러한 교란이 cavity shear-layer 연소 모드에서의 유동장 구조를 붕괴시키며, 연소불안정을 유발하는 요인이라 판단된다.

당량비 0.45 및 0.50조건에서도, 격리부로 연소압이 전파-소산-재전파되는 거동이 동일하게 포착된다. 최대 연소압은 이전 당량비 조건과 비슷하게, 공동 비탈각을 따라 걸리지만, 매우 큰 폭으로 진동한다. 이 진동은 점차 심화되다가, 약 73 ms, 42 ms 시점부터 Jet-wake 연소 모드로의 천이가 발생된다. 연소모드의 천이 후, 최대 연소압이 공동의 후방 비탈각이 아닌, 연료분사 직후 영역으로 당겨진다. 또한 격리부로의 압력전파는 동일하게 포착되지만, 이 거동의 주기가 상당히 짧아진다. 상당한 시간이 흐른 후 발생한 연소모드의 천이는, 수치해석의 관점에서 장시간 결과획득의 중요성을 말해주는 결과이기도 하다.

Figure 11의 온도장 분포는, 연소 모드에 따라 상부 벽면의 온도장 분포가 매우 다르게 도출됨을 보여준다. Cavity shear-layer 연소 모드를 유지하는 조건, 특히 당량비 0.30에서는, 연소실 이후의 영역에서만 고온분포가 포착된다. 당량비 0.35와 0.40에서는 최대 연소압에 교란이 발생하는 시점에서, 국소적으로 격리부 하류에 고온의 분포가 포착된다. 이러한 경향은 당량비 0.45 및 0.50에서 더욱 심화된다. Jet-wake 연소 모드로 천이된 이후에는, 격리부로의 압력전파가 단순히 역압력 구배 뿐 아니라, 고온의 온도장 또한 동반하며 전파된다는 것을 알 수 있다.

각 당량비 조건에서의 $x-t$ diagram 결과는, 격리부 내로 전파된 연소압의 거동이, 당량비가 증가될수록 초음속 연소기에 미치는 영향이 커지며, 연소모드의 천이가 발생된, 상당히 높은 당량비 조건에서는 그 주기가 상당히 짧아지는 것을 알 수 있었다. 이렇게 정도의 차이가 존재하나, 격리부 내 전파된 압력의 거동과 연료분사 이후 영역이 서로 interaction하는 것을 모든 조건에서 나타낸다. Jiang 등⁽¹⁰⁾은 열방출이 일정한 단면적을 가지는 덕트 내부에서 발생될 시 나타나는 현상에 대해 매우 간략한 수치해석을 수행하였다. 이 연구에서 그들은 입구 마하수에 따라 정도의 차이는 존재하지만, 결과적으로 하류에서 발생한 충격파가 상류로 전파되는 현상을 보여주었다. 스크램젯 연소기에서 지속적인 열방출로 발생하는 이 거동은, 소위 상류 이동 충격파라 불린다. 여러 실험 연구들은 스크램젯 엔진의 불시동 혹은 엔진의 불안정 연소를 회피하기 위해서는 입구 마하수와 이 상류 이동 충격파간의 밸런스를 맞추어야 한다고 언급하고 있다⁽⁷¹⁾.

수치해석으로 도출된, Figure 11의 $x-t$ diagram의 결과 또한, 상류 이동 충격파가 연소기에 연소불안정을 유도하고 있으며, 또한 격리부의 설계와 작동조건에 따라서는 불시동으로 귀결될 수 있는 가능성을 보여준다. 다음 세션부터는 이 상류 이동 충격파의 자세한 거동 및 연소모드, 당량비에 따른 변화에 대해 자세히 확인할 것이다.

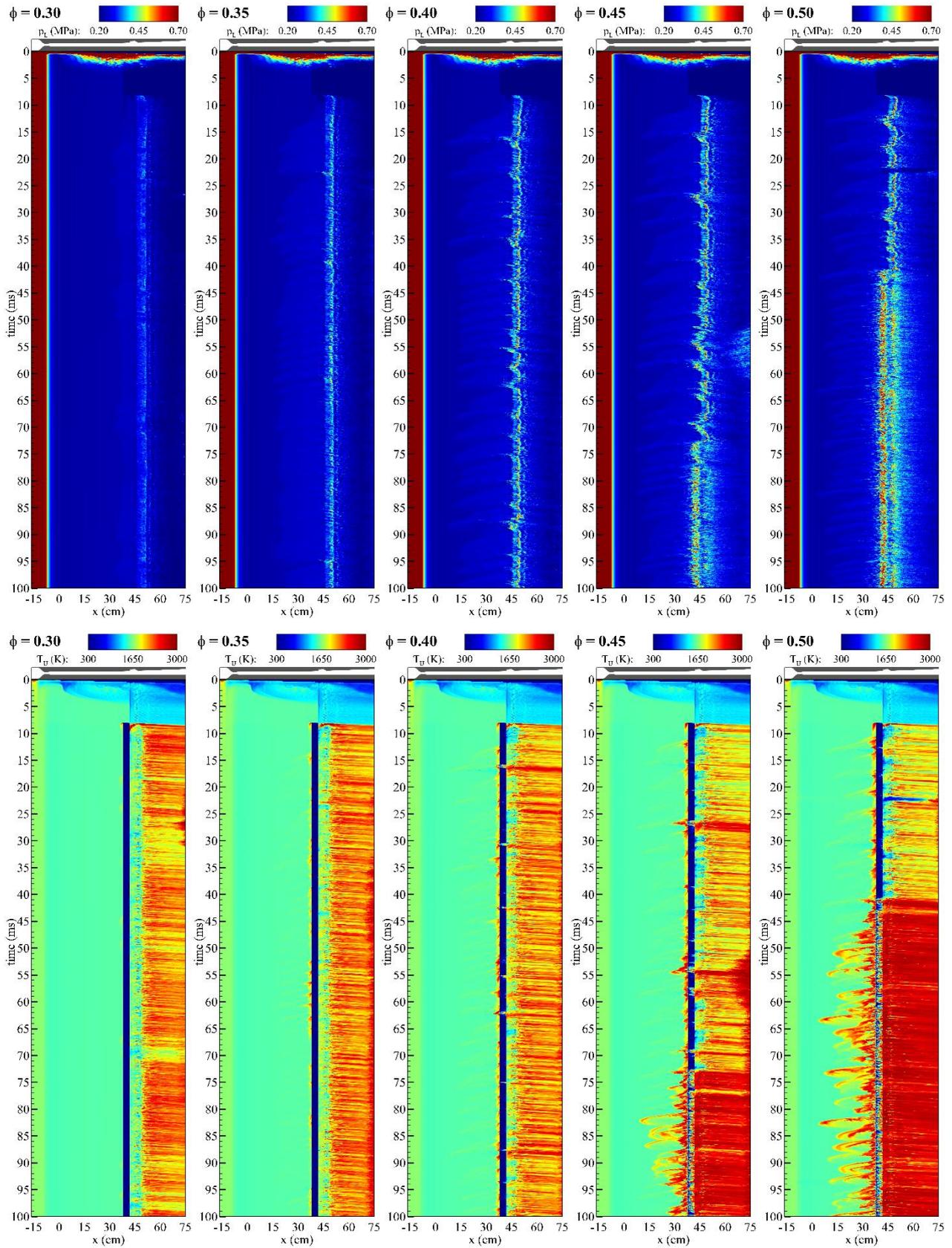


Fig. 11. $x-t$ diagram for (top) the pressure distribution on a lower wall and (bottom) the temperature distribution on a upper wall of combustor region

2. Cavity shear-layer 연소 모드에서의 상류 이동 충격파의 거동

연소진동, 혹은 연소불안정을 야기하는 상류 이동 충격파는, 앞서 확인한 것처럼, 연소모드와 당량비에 따라 달라진다. 특히, 격리부로의 전파-소산-재전파 되는 주기는 연소모드에 매우 민감하게 반응하는 경향을 보인다. 따라서 각 연소모드에 따른 상류 이동 충격파의 거동을 구분하여 살펴볼 필요가 있다. 이를 위해, 여러 당량비 조건 중, cavity shear-layer 연소 모드와 jet-wake 연소 모드를 동시에 보여주는, 당량비 0.45조건을 선택하였다. 우선, 이번 세션에서는 cavity shear-layer 연소 모드의 유동장에서 강한 연소불안정이 유발된, 당량비 0.45조건의 22.58~28.63 ms 의 결과를 먼저 분석하였다.

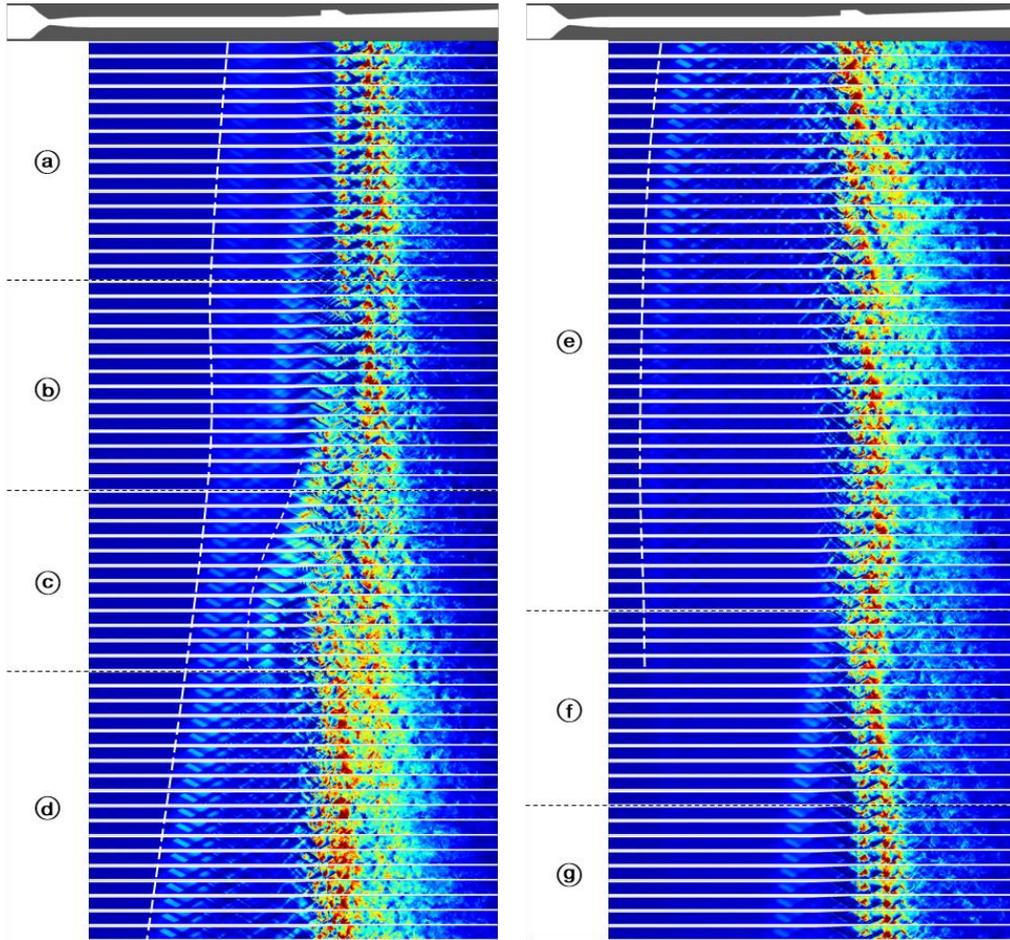


Fig. 12. Instantaneous result for the pressure field distribution listed chronologically; (left)25.58 ms ~ 27.10 ms, (right)27.11 ms ~ 28.63 ms

Figure 12에 한 주기의 연소불안정이 야기된 시간 구간에 대한 압력장의 순간시간 결과를 시간순으로 도시하였다. 발생하는 이벤트에 따라 A~G 구간으로 나누었다. 우선, A구간에서는 약한 압력 구배를 동반하며 다중 경사 충격파의 구조로 이루어진 primary 상류 이동 충격파가 형성, 격리부로 매우 서서히 전파되고 있다. 연소기에서는 cavity shear-layer 연소 모드를 유지하며, 최대 연소압이 일정한 영역에서 형성되고 있다. 따라서 안정적인 연소장이 형성되어 있음을 확인할 수 있다. 그러나, 안정적 연소가 유지되던 A구간과는 달리, B구간에서는 연료분사 영역에 교란이 발생되기 시작한다. A에서 C구간에 걸쳐 발생하는, 연료분사 영역의 교란 및 특정 이벤트에 대한 유동장의 분포, 상부 벽면의 압력분포를 Figure 13와 14에 각각 도시하였다.

연료분사로 인한 지속적인 열방출은 연소실 하부 벽면에 형성된 박리 기포를 성장시킨다. 점차 성장되는 박리 기포는 연소실 상류 영역으로 확장된다. 이때, 박리 영역의 앞전에서 충격파-경계층

상호작용으로 다중 람다(λ) 충격파가 형성된다. 이 충격파들은 분사 이후, 매우 얇은 전단층의 형태를 유지하며 연소실 상부 벽면에 정착되어 흘러가던 연료 스트림에 교란을 발생시킨다. 이는 곧바로 연료/공기 혼합을 유발하여 연소압 상승을 촉진시킨다. 이 영역은 점차 연료 스트림을 타고 확산되며 분사 영역 후방의 배압을 증가시킨다. 결과적으로 연료분사로 형성된 경사 충격파 후방 모든 영역에서 연소압 상승이 초래되고, 동시에 아음속 영역이 확대된다. 아음속 영역의 확장, 배압의 증가는 분사된 연료의 침투거리를 다시 증가시키고, 연료는 분사 직후 혼합/연소되며 급격한 연소압 상승을 유도한다. 더 이상 cavity shear-layer 연소 모드의 연소-유동장 특징은 포착되지 않는다.

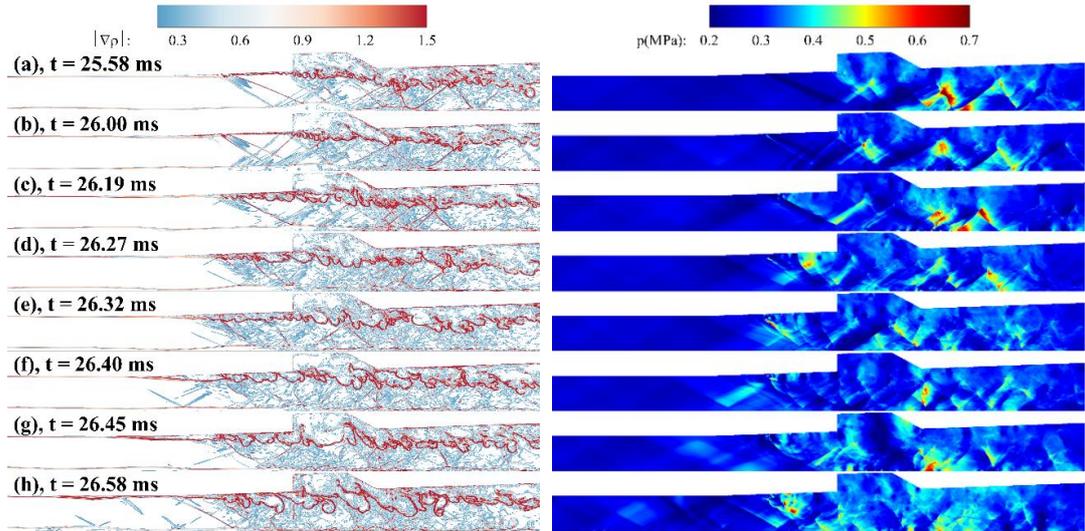


Fig. 13. Instantaneous result for the (left) numerical schlieren and (right) pressure field distribution at the time-range of secondary upstream-traveling shock wave formation; (a) the state of cavity-shear-layer stabilized combustion mode, (b) formation of lambda shock and the start of disturbance on the fuel stream, (c) increasing pressure at backside of bow shock, (e)~(g) pressure propagation into the isolator, (h) highly unstable state for fuel injection region

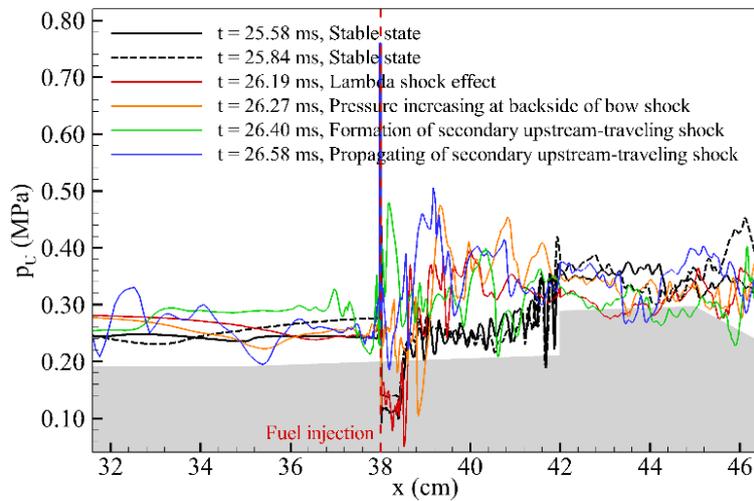


Fig. 14. Pressure field distribution on the upper wall at the region between stable state and propagation of secondary upstream-traveling shock wave

최대 연소압이 걸리는 영역의 변화는, Figure 13의 (d)부터 나타나듯, 하부 벽면의 큰 박리 기포를 급격히 상류로 이동시키게 한다. 뒤따라, 증가된 배압의 영향으로 강한 압력 구배를 가진, 다중 경사 충격파 구조를 가지는 secondary 상류 이동 충격파를 형성, 전파시킨다. 상대적으로 큰 압력 구배를 동반하는 secondary 상류 이동 충격파는, B구간에서 더 이상 상류로 전파되지 않고 있던 primary 상류 이동 충격파를 다시 상류로 전파시키게 한다. Figure 12의 C~D구간에 걸쳐, 다시 전파되는 primary 상류 이동 충격파의 거동을 확인할 수 있다.

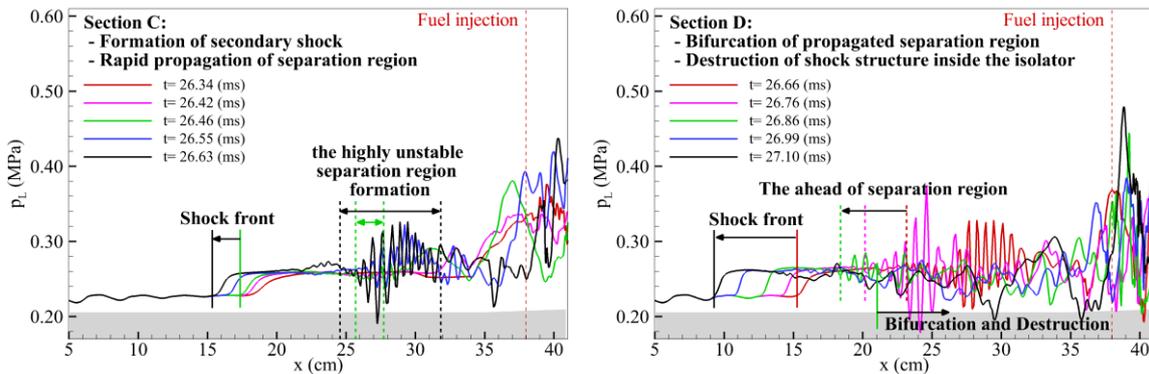


Fig. 15. Pressure distribution on the lower wall at the region between the isolator upstream and cavity front wall; (left)section C, (right)section D

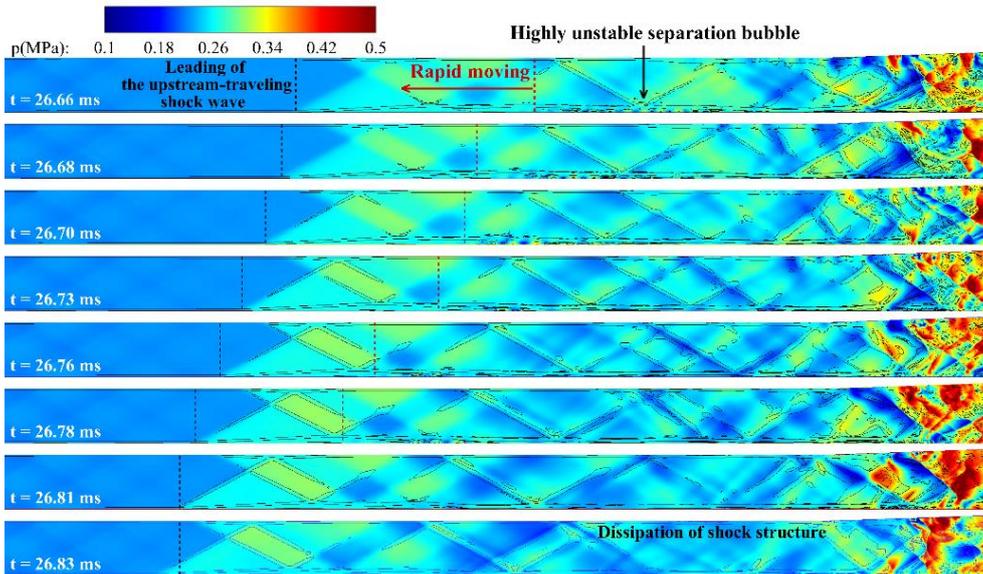


Fig. 16. The behavior of propagation and bifurcation of the highly unstable separation bubble at section D

Secondary 상류 이동 충격파의 형성과정 중, 전파된 박리 영역의 이동 및 분기 과정을, 하부 벽면의 압력분포를 도시한 Figure 15를 통해 나타냈다. C구간 초기인 26.34 ms에서는, 박리 기포가 하부 벽면을 따라, 안정적인 압력 분포를 나타내며 격리부로 전파된다. 그러나 빠른 전파속도로 인하여, 상대적으로 느린 속도로 전파되던 primary 상류 이동 충격파가 형성시켜 놓은 경사 충격파 구조와의 지속적인 충격파-경계층 상호작용이 일어나게 된다. 26.46 ms시점부터, 급격히 변화하는 입사 충격파로 인해, 이 박리 기포는 매우 불안정한 형태로 성장하게 된다. 불안정 박리 기포는, Figure 15와 16에 나타나듯, 반복적인 압력 교란 분포를 나타낸다. 이러한 압력구조의 분포는 충격파-경계층

상호작용으로 유도되는 불안정성에 대한 LES/DNS 수치해석 연구 및 모드분석 경향성과 일치한다⁽⁷⁵⁻⁷⁷⁾. 이 박리 기포는 지속적으로 성장하며, 약 26.76 ms시점까지 격리부 상류로 빠르게 전파된다. 그러나 곧, 불안정 박리 기포가 분기되며, 일부는 다시 연소기 영역으로 밀려난다. 분기된 전방의 박리 기포는 secondary 상류 이동 충격파의 역압력 구배와 함께, 격리부 상류로 이동하며 primary 상류 이동 충격파의 앞전 영역을 지속적으로 상류로 전파시킨다. 박리 기포 후방 영역은 소산된다. 동시에, C~D구간에 걸친 급격한 격리부 내 충격파 구조의 신장으로 인해, 상류 이동 충격파의 하류도 소산되게 된다. 또한, 연소기 영역에서는 cavity shear-layer 연소 모드로 인해 형성되었던 연소기의 박리 영역은 이 구간에서 이미 소실되어, 연소기의 유효 단면적이 상당히 증가된다. 이는, 격리부 내로 흘러가며 소산된 충격파 구조의 초음속 연소기로의 배출을 가속화 시키게 된다.

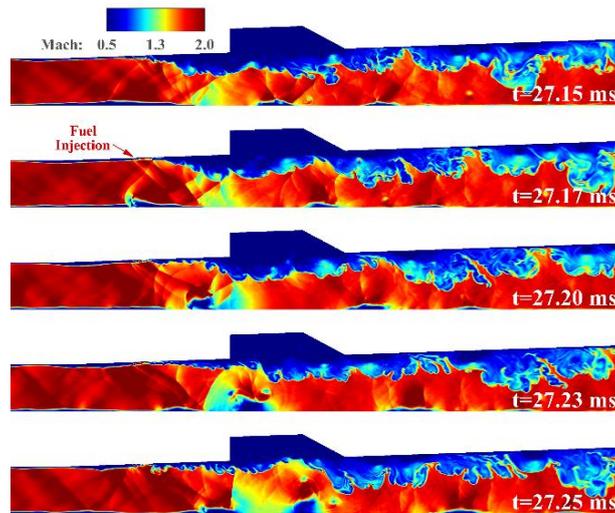


Fig. 17. The motion of blowing-off separation bubble which induces disturbing on the fuel injection at section E

D~E구간에 걸쳐, 격리부 내 전파되었던 상류 이동 충격파의 소산과 붕괴가 지속된다. 이 과정에서, 격리부 내 충격파 구조로 형성되었던 벽면의 박리 기포들이 씻겨 내려가게(blow-off) 된다. 이 박리 기포들은 연소기 영역으로 진입하면서, 국소적으로 저 마하수-고압의 유동장 분포를 형성시킨다. Figure 17에 도시된 E구간의 일부 시간 영역에 대한 마하수 분포는, 이 씻겨져 내려간 박리 기포가 연료분사 영역으로 진입하면서 유동장에 상당한 불안정을 야기하는 것을 보여준다. 불안정이 유발되어도 유동장은 초음속으로 유지되나, 상당한 마하수의 감소가 유발되며, 이러한 현상은 E구간에서 지속적으로 발생된다.

Figure 18의 E구간 중 27.12 ms의 결과는, 국소적 유동장의 교란이 연료분사 직후 영역에 강한 연소불안정을 유발하여 최대 0.6 MPa에 달하는 연소압을 형성시키는 것을 보여준다. 이후, 이 과정이 지속되며, 상류 이동 충격파의 앞전 영역을 제외하고, 대부분의 충격파 구조가 붕괴된다. 앞전 영역은 27.29 ms까지 자유류의 압력인 0.22 MPa 대비 높은 압력 수준을 유지한다. 이후, 충격파의 붕괴로, 점차 압력 수준이 감소된다. D~E구간 전체에 걸쳐 나타나는, 상류 이동 충격파의 소산과정이 유발하는 연소불안정으로, cavity shear-layer 연소 모드로의 안정화는 이루어지지 않는다. F구간에 도달해서야, 격리부 내 충격파의 소산, 그리고 배출이 종료된다. 동시에 연소모드의 안정화도 이루어진다. Figure 18의 F구간 선도에서, 연료분사 이후 영역에 이전 대비 상당히 안정화된 압력장이 형성된 것을 확인할 수 있다. 안정화된 유동장의 압력분포는, A구간의 압력장 분포와 일치한다. 그러나 동시에, primary 상류 이동 충격파가 형성되며, 다시 격리부로 천천히 전파된다.

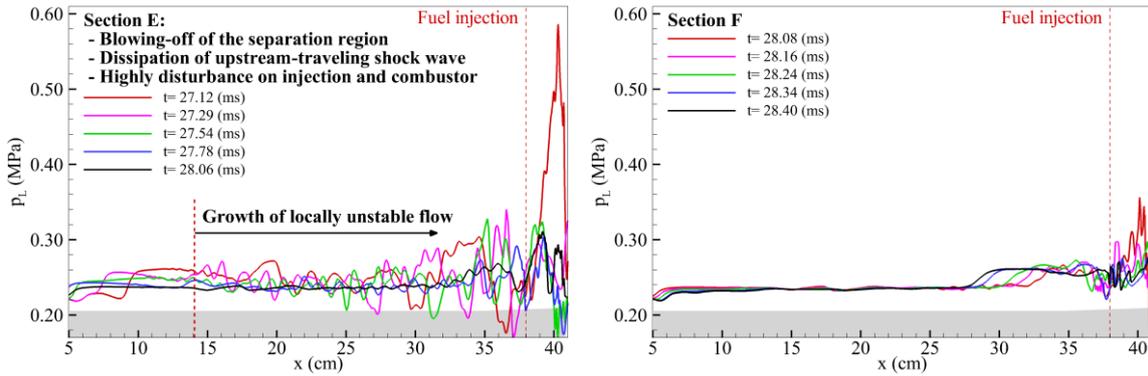


Fig. 18. Pressure distribution on the lower wall at the region between the isolator upstream and front wall of cavity; (left) section E, (right) section F

이렇게, Figure 12에 도시된 한번의 연소불안정 주기는, ① 약한 압력 구배를 동반한 primary 상류 이동 충격파의 전파로 시작되며, ② 안정화된 cavity shear-layer 연소 모드에서 지속적인 열방출로 인한 연소실 하부 박리영역 성장, ③ 박리영역의 성장이 유도하는 다중 램다 충격파, ④ 이 충격파의 연료 스트림에 대한 교란, ⑤ 연료 스트림의 교란으로, 경사 충격파 후방 영역의 급격한 연소압 상승, ⑥ 상승된 배압과 이로 인한, 강한 압력 구배를 동반하는 secondary 상류 이동 충격파의 형성과 전파, ⑦ 그리고 이어지는 격리부 내 상류 이동 충격파의 소산과 국소적 불안정을 동반하는 유동장 형성, ⑧ 연소실 내 박리영역의 사라짐과 주 유동 유효단면적 증가, 격리부 내 불안정 유동의 배출, ⑨ 배출 과정에서 유발되는 연료분사 영역의 지속적 연소불안정, ⑩ 마지막으로, 연소안정화와 primary 상류 이동 충격파의 재형성을 순차적으로 보인다.

3. Cavity shear-layer 연소 모드에서의 상류 이동 충격파 압력 선도 분석

연소불안정이 야기되는 시점에서의 압력 선도를 분석하기 위하여, Figure 19에 격리부 상, 하류 및 연료분사 영역에서의 압력 선도를 도시하였다.

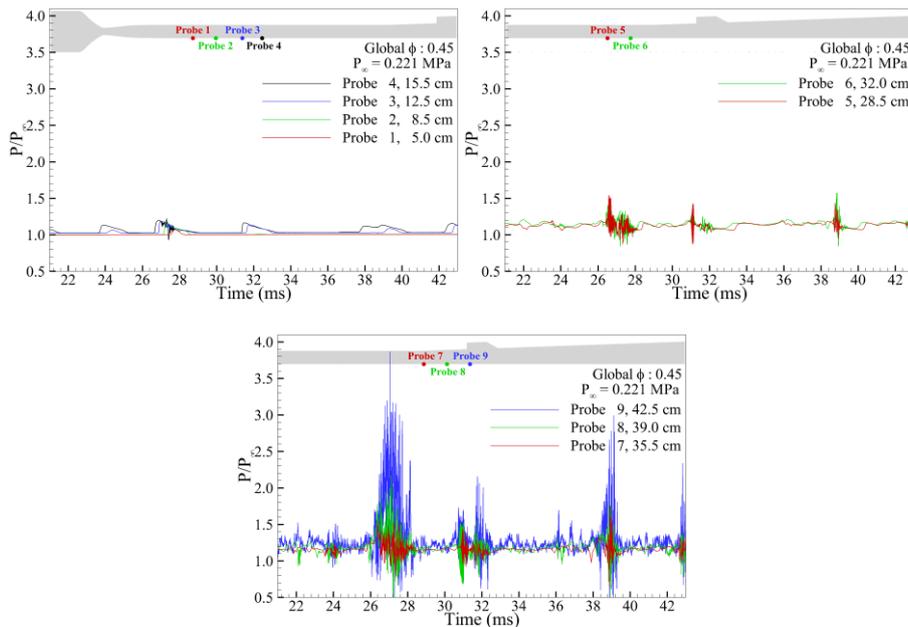


Fig. 19. The Pressure history of each probe point on the lower wall of the computational region; upstream and downstream of the isolator, fuel injection point.

격리부는 0 cm 지점에서 시작되며, 프로브 1은 5 cm, 프로브 4는 15.5 cm 떨어져 있다. 상류 이동 충격파가 전파되지 않는 경우, 이 프로브들에서는 주 유동과 동일하거나 최대 1.02배 수준의 압력수준을 나타낸다. 그러나 격리부로 충격파가 전파되는 경우, 프로브 4에서 최대 약 1.2배의 압력 피크가 포착된다. 특히, 급격한 충격파 구조의 붕괴와 이로 인한 벽면 박리 영역의 연소실로의 씻겨 내려감이 강하게 발생한 25.58~28.63 ms 구간에서는 압력이 강하게 진동한다. 이 압력 peak는 연소실 하류로 갈수록 상당히 크게 성장하며, 연료분사 직후인 프로브 9에서는 최대 약 3.5배 이상의 압력 피크를 나타낸다. 이는 평균적으로 1.3배의 압력수준을 보여주는 안정화된 구간과 비교하여 매우 큰 차이가 있다.

Figure 19의 압력 선도의 각 압력 피크는 약 2.0~5.0 ms 수준의 발생 간격을 가지고 있다. 이는 상류 이동 충격파가 cavity shear-layer 연소 모드에서 최대 약 5.0 ms의 주기를 가지고 격리부부터 연소기를 아우르는 영역에서 거동하고 있음을 나타낸다. 본질적으로 비정상 연소특성을 가지고 있는 초음속 연소기는 수 kHz의 고주파 진동을 자연스럽게 나타낸다. 이를 통해, 연소기 전체 영역을 수 ms의 거동으로 오가며, 큰 압력 피크를 야기하는, 이 상류 이동 충격파는 저주파 연소불안정 발생의 주요 인자로 확인되며, 초음속 연소기의 연소안정화에 핵심적인 인자임을 알 수 있다.

당량비 0.45에서의 유동장은, 약 72 ms 이전 구간까지 cavity shear-layer 연소 모드를 유지한다. 그러나 이후, jet-wake 연소 모드로 천이되게 된다. 연소모드의 천이로, 연소-유동장의 구조가 완전히 달라지게 되며, 연소불안정 거동 또한 다른 특성을 나타낸다. 다음 섹션에서는 jet-wake 연소 모드로의 천이 후에 발생하는 연소불안정 특징을 확인하기 앞서, 연소모드의 천이과정을 간략하게 살펴볼 것이다.

4. Jet-wake 연소 모드로의 천이과정

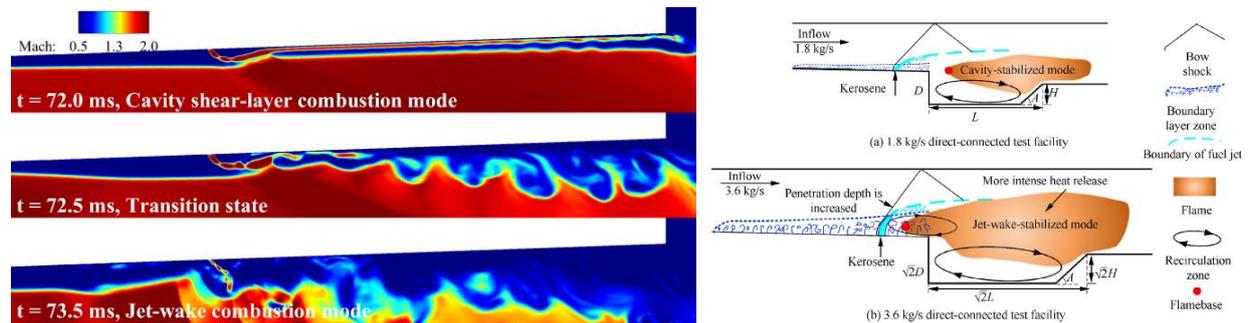


Fig. 20. (left)The instantaneous result for Mach number distribution on the fuel injection area, (right)schematic of combustion states according to each combustion mode⁽⁶¹⁾

Figure 20에 당량비 0.45 조건에서 각 연소모드와 연소모드의 천이과정을 도시하였다. 72.0 ms에서는 분사된 연료 스트림이 상부 벽면에 정착되어 흘러간다. 공동 영역에 들어가서야, 혼합층이 성장-혼합-연소된다. 지속적인 연료분사는, 연소기 영역에서 연속적 열 방출이 유발, 연료분사 이후 영역에서, 배압이 증가된다. 이로 인하여 공동에서부터 유동의 박리가 시작, 연료분사 영역까지 확장되어 간다. 박리와 함께, 국소적 아음속 연소 영역도 성장하며, 결과적으로 연료분사 전 영역이 아음속 연소에 놓이게 된다.

Figure 21에 나타나듯, 약 0.22 MPa 및 300 K을 유지하며 상부에 정착된 형태로 흘러가던 연료 스트림은, 공동에서부터 시작된 아음속 연소 영역의 확장에 따라, 점차 온도 및 압력장의 상승을 유도하게 된다. 박리-아음속 연소 영역이 확장되어 연료분사 영역까지 도달되면 연료의 침투거리는 상당히 증가되게 된다. 결과적으로 연료분사 앞전에서 공동 영역까지 모두 지배하게 되고, 아음속 연소가 지속되면서 jet-wake 연소 모드로의 완전한 천이가 발생되게 된다. 이와 같이, 당량비 0.45조건에서 발생된 연소 모드의 천이 현상은, 여러 실험 연구에서 포착된 결과를 기반으로 제시된 유동장의 구조와 잘 일치함을 보여준다.

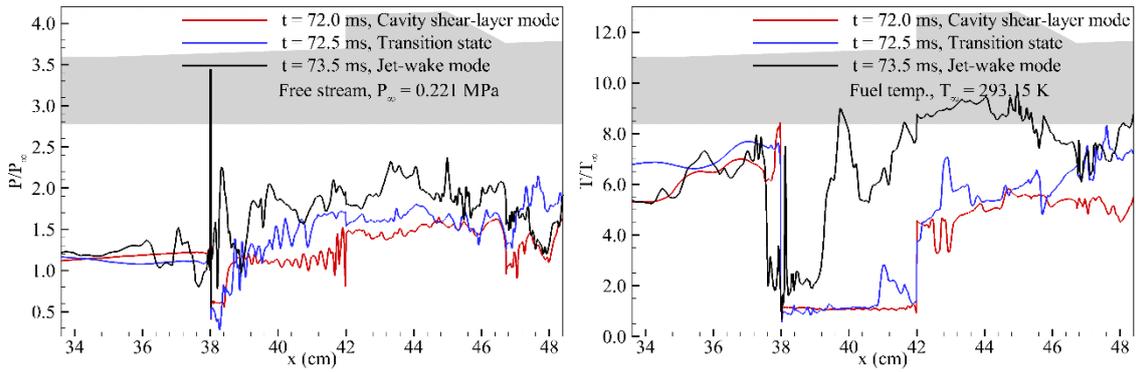


Fig. 21. The normalized (left)pressure and (right)temperature distribution on the upper wall at the cavity shear-layer combustion mode, transition state and the jet-wake combustion mode

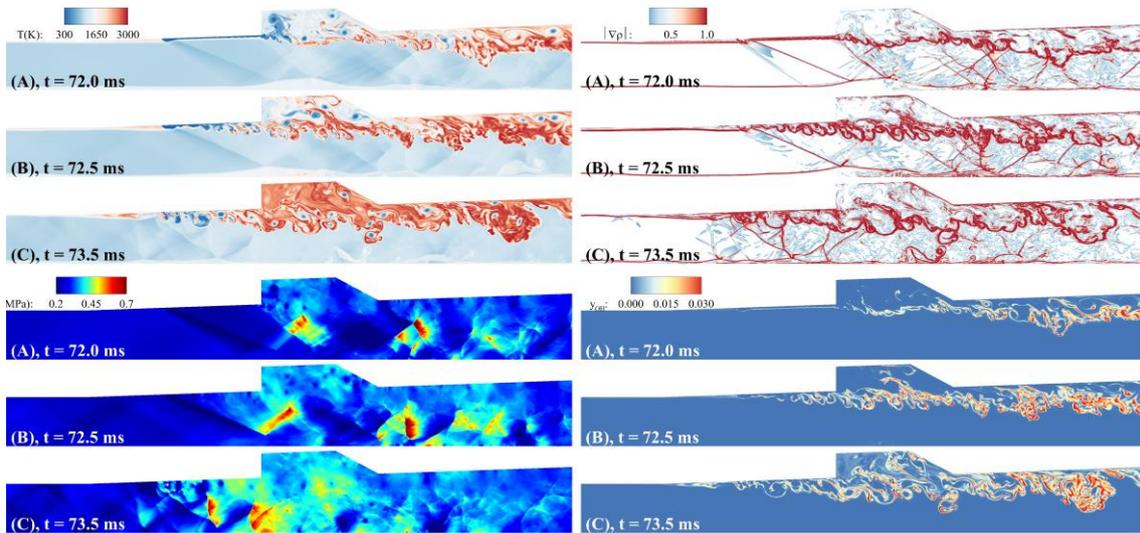


Fig. 22. The instantaneous result for temperature, density gradient, pressure distribution and OH mass fraction at (A)the cavity shear-layer combustion mode, (B)transition state, (C)jet-wake combustion mode

연료분사로 인한 충격파 및 연소-유동장의 구조는 jet-wake 연소 모드로 천이되면서 완전히 달라지게 된다. 대규모 박리 영역으로 인해, 증가된 연료 침투 거리는 연료가 분사 직후, 가열된 공기와 혼합, 연소로 이어지게 된다. 분사 직후 일어나는 연소반응으로 인해 고온의 유동장이 공동에 그대로 흘러가게 된다. 따라서 공동 내부에서는 1,000 K의 온도분포만 나타내고, 혼합층 영역에서 3000 K에 달하는 고온장을 나타내는 cavity shear-layer 연소 모드와는 다르게, 공동 전 영역에서 3000 K에 달하는 온도장 분포를 나타낸다. 연소 직후 형성된 압력장은 연소기 하부 벽면에 도달, 다시 공동 상부 벽면으로 반사되게 된다. 연소모드의 천이가 이루어진 이후에도, 당량비 0.45조건은 간헐적으로 약한 램 모드로의 천이만 발생될 뿐, 스크램 모드로 작동되며, 유동장 역시 열적 질식되지 않은 상태를 유지한다. 최대 연소압이 걸리는 구간은, 공동 후방 벽면에서 연료분사 직후 영역으로 상당히 당겨지게 되며, 압력 수준 역시 증가된다. 혼합층을 따라서만 포착되던 OH질량분율 또한, 연료분사 영역과 그 앞전으로 당겨지게 되며, 이를 통해 화염이 분사 직후 형성되는 것을 알 수 있다.

5. Jet wake 연소모드에서의 상류 이동 충격파의 거동 및 압력 선도 분석

이러한 연소모드의 변화는, 저주파 초음속 연소불안정을 유발하는 상류 이동 충격파의 거동을 변화시킨다. 앞서 도시된, Figure 11의 x-t diagram에서도, 연소모드의 천이가 발생된 경우, 주기가 짧아지는 것을 확인할 수 있었다. 보다 자세한 분석을 위해, 당량비 0.45 조건의 결과 중, 연소모드의 천이가 발생된, 82.54 ~ 84.57 ms 구간의 결과를 기반으로 분석을 진행하였다.

Cavity shear-layer 연소 모드에서는 연소기 내 압력분포와 충격파 구조가, 연소불안정이 발생된 구간을 제외하고 매우 균질한 경향을 보였다. 그러나 Figure 23의 jet-wake 연소 모드에서는 연료분사 영역에 형성된 경계층, 그리고 박리 영역으로 그 구조가 균질하지 못하다.

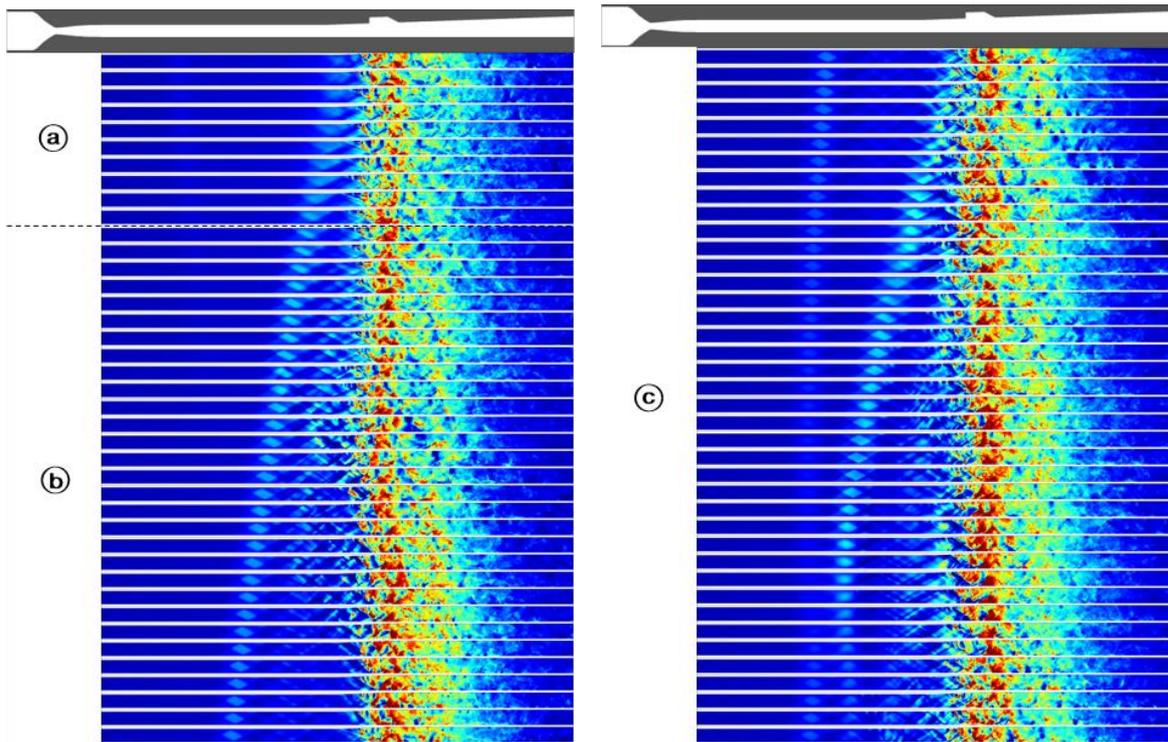


Fig. 23. Instantaneous result for the pressure field distribution listed chronologically; (left)82.54 ms ~ 83.54 ms, (right)83.57 ms ~ 84.57 ms

그러나 Figure 23의 B구간의 중반부 및 C구간의 초입에 나타나듯, 연소불안정이 발생한 영역에서는 안정화된 상태 대비, 명확하게 다른 특성을 보이며, 이를 통해 교란이 발생하였음을 알 수 있다. A구간에서, 앞선 cavity shear-layer 연소 모드보다 상당히 빠른 전파속도를 가지는 상류 이동 충격파가 형성된다. 격리부 내 특정 구간에 머무름 없이 중간 영역까지 지속적으로 전파된다. B구간부터는 새로운 상류 이동 충격파가 형성, 격리부 하류까지 전파되지만 곧 그 구조가 붕괴되기 시작한다. 새롭게 형성된 충격파들의 붕괴와 격리부 중간 영역까지 전파된 충격파들의 붕괴는 연료분사 영역에 지속적으로 교란을 발생시킨다. B구간 끝 지점에서부터, 소산이 진행되는 상류 이동 충격파의 앞전이 더 이상 상류로 전파되지 못하고 정체된 상태를 유지한다. 소산이 지속되면서, C구간에서는 매우 약한 압력 수준을 나타낸다. 그러나, 동시에 새로운 상류 이동 충격파가 형성, 다시 강한 압력 구배를 동반하며 격리부로 전파되게 된다. 이러한 과정은 jet-wake 연소 모드로 천이된 당량비 0.45 조건의 결과에서 반복적으로 나타난다. 또한, A~C구간이 약 2 ms 인 것을 감안할 때, 연소불안정 거동이 약 1 ms 동안 발생되며, 주기가 거의 겹치며 반복적으로 발생된다는 것을 확인할 수 있다.

당량비 0.45, Jet-wake 연소 모드에서의 연소불안정 주기는, Figure 24의 압력 선도를 통해 명확히 구분지을 수 있다. 격리부 상류에 위치한 프로브 1에서는 압력 선도가 포착되지 않고, 자유류의 압력장과 동일한 압력 분포를 나타낸다.

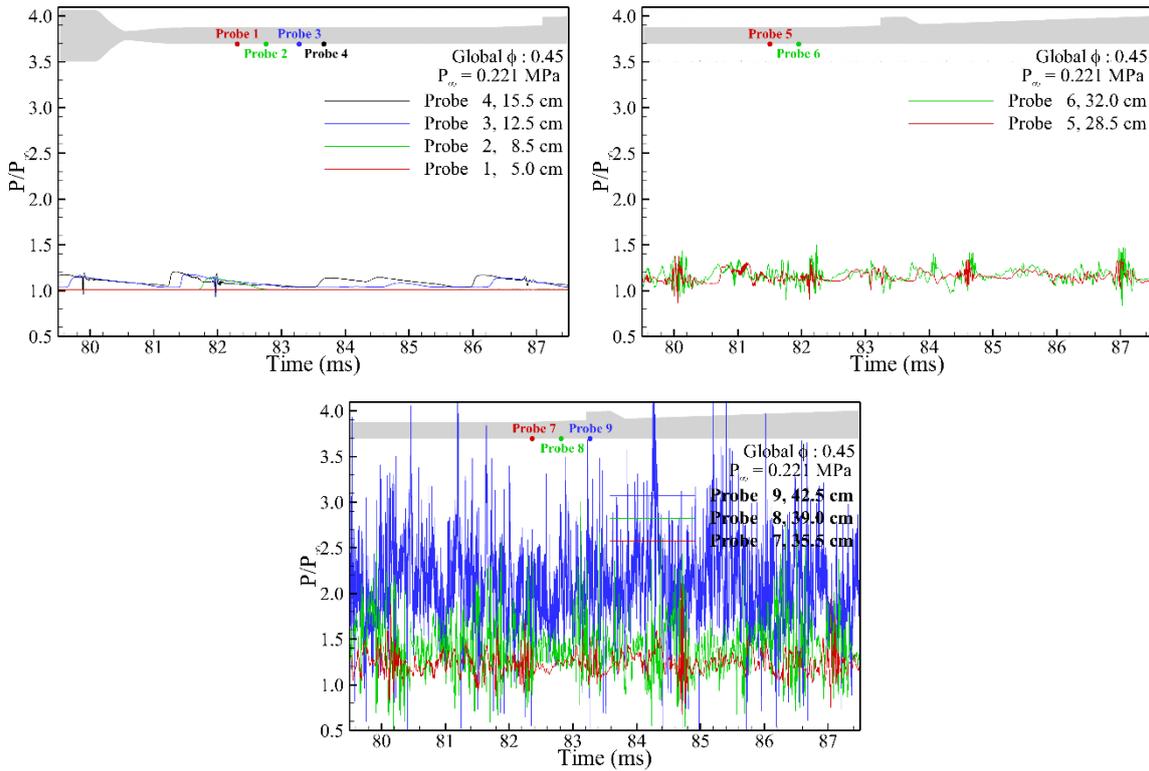


Fig. 24. The Pressure history of each probe point on the lower wall of the computational region; upstream and downstream of the isolator, fuel injection point.

상류 이동 충격파의 전파로 인한 압력 피크는 프로브 2부터 포착되기 시작한다. 압력 피크의 포착 지점은 연소모드의 천이가 발생되기 이전과 거의 동일한 경향을 보인다. 프로브 3,4부터 압력 피크가 포착되기 시작하며, 그 수준 또한 cavity shear-layer 연소 모드와 비슷하며, 이러한 경향은 격리부 하류 영역에 위치한 프로브 5,6에서도 동일한 경향을 나타낸다. 그러나, 격리부 상류에 위치한 프로브 4의 압력 피크간의 발생 간격이 약 2.0~2.5 ms 로서, 최대 약 5.0 ms의 값을 가지고 있던 cavity shear-layer 연소 모드보다 상당히 짧아진다. 이러한 결과들은, cavity shear-layer에서 jet-wake로의 연소 모드의 변화는, 격리부 내의 상류 이동 충격파의 전파속도 및 발생 주기에는 큰 차이를 유도하지만, 압력 크기 및 최종 도달 지점의 변화에는 영향이 없다는 것을 시사한다.

VI. 저주파 초음속 연소불안정 지배 요인

1. 모든 당량비 조건에서의 격리부 상-하류 압력 선도분석

앞선 세션에서, 연소불안정을 야기하는 상류 이동 충격파가 연소모드에 따라 전파속도 및 발생 주기가 달라지는 것을 확인하였다. 이를 보다 명확하게 특징짓기 위해, 모든 당량비 조건의 압력 선도를 Figure 24에 도시하였다.

명시된 압력 선도는 프로브 3,4 그리고 프로브 6에서 추출된 것이며, 각각 격리부 상류와 확장각 부여 직전인 격리부 하류 지점에 위치하고 있다. Jet-wake 연소 모드로의 천이는 당량비 0.45 및 0.50조건에서 발생되며, 각각 약 73 ms, 41 ms에서 발생된다. 우선, 격리부 상류 지점의 프로브 3,4부터 살펴보면, 당량비 0.30조건은 전체 시간 구간동안, 안정적인 압력 구배만을 나타낸다. 마찬가지로, 당량비 0.35조건 역시, 약 4번의 압력 피크가 포착되나, 대부분의 시간 구간에서 안정적인 압력수준을 나타낸다. 따라서 당량비 0.30, 0.35조건은, 상류 이동 충격파가 매우 약한 수준으로만 전파됨을 알 수 있다.

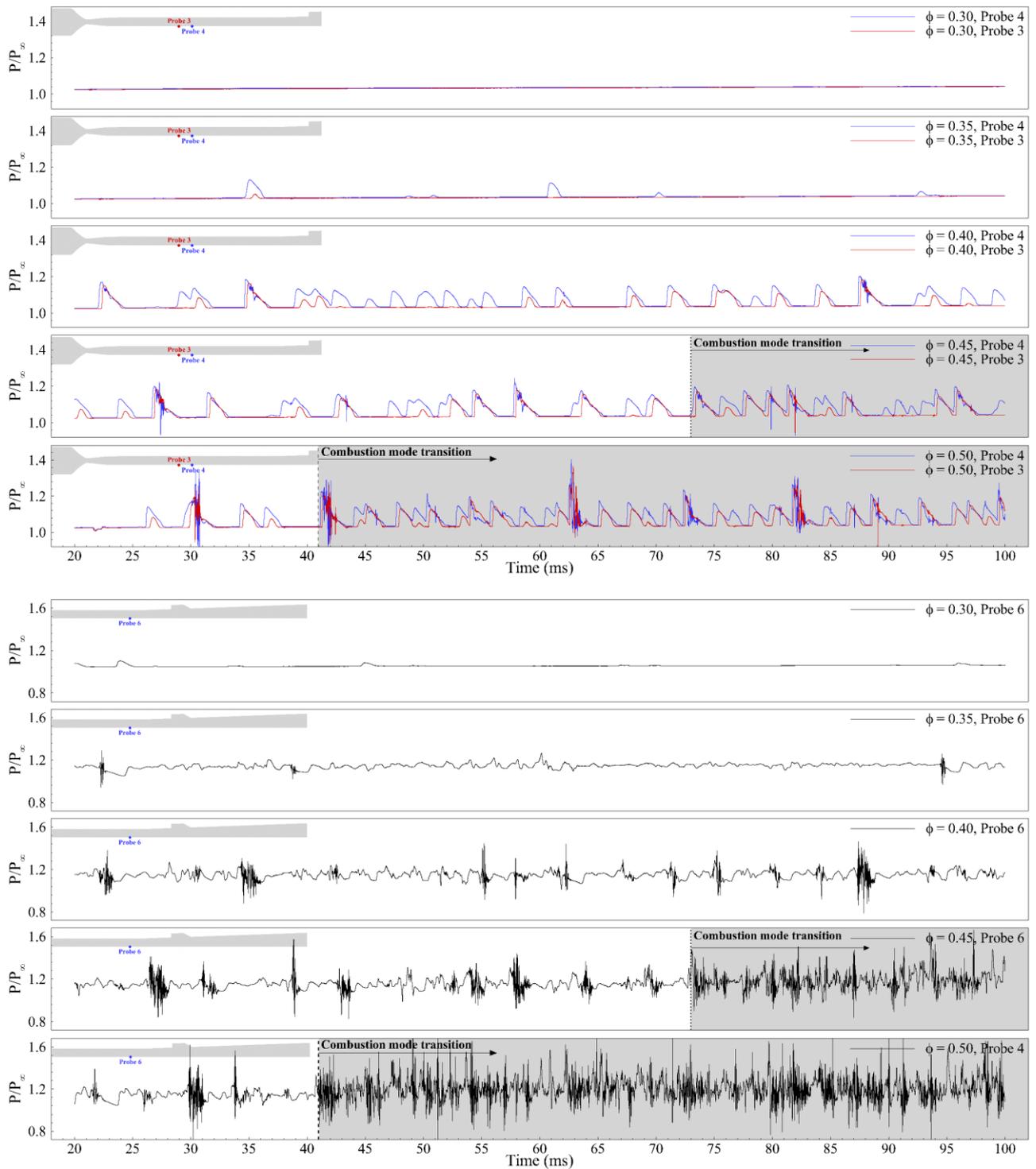


Fig. 25. The pressure history according to global equivalence ratio; probe point located at the isolator (top)upstream and (bottom)downstream

당량비 0.40조건에서는 최대 1.2배의 압력 peak가 포착되며, 당량비 0.50조건에서는 최대 1.4배의 압력 peak가 포착된다. 이렇게 격리부 상류 probe에서는 당량비가 증가될수록, 상류 이동 충격파가 동반하는 압력수준이 증가됨을 나타낸다. 이러한 경향성은 격리부 하류에 위치한 프로브에서 보다 명확해진다. 당량비 0.30조건에서는 격리부 하류에서도 압력 피크가 거의 포착되지 않는다. 당량비

0.35에서는 최대 약 1.2배의, 약한 진동 수준의 압력 요란이 형성된다. 그러나 당량비 0.40에서는 충격파가 격리부 상류에 도달하는 지점에서, 최대 약 1.4배의 압력 피크가 포착된다. 당량비 0.45에서는 최대 약 1.6배, 당량비 0.50에서는 그 이상의 압력이 포착된다. 당량비 0.45 및 0.50에서는 연소모드의 천이가 발생된다. 그러나 압력 피크의 경우, 연소모드의 천이와 상관없이 전체 시간 구간에서 일정하게 나타난다. 따라서 격리부로 전파되는 상류 이동 충격파의 압력 수준 및 도달 지점은 연소모드와 관계없으며, 오직 당량비에 지배되는 것임을 알 수 있다. 그러나 발생주기는, 앞서 분석된 것처럼 당량비가 아닌, 연소모드와 관계되어 있다.

이전 절들에서, 당량비 0.45조건인 경우, 연소모드가 천이됨에 따라, 압력 피크 간의 발생 주기가 2.0~5.0 ms 수준에서 2.0~2.5 ms 수준으로 감소되는 것을 확인하였다. 마찬가지로, Figure 25의 당량비 0.50조건에서도 연소모드의 천이에 따라 상류 이동 충격파가 프로브 3,4지점에 도달되는 주기가 매우 짧아진 것을 나타낸다.

이러한 특성은, Figure 25에 도시된 각 연소모드의 FFT(Fast Fourier Transform)을 도시한 Figure 26에서도 포착된다. 우선, cavity shear-layer 연소 모드에서의 결과부터 살펴보면, 당량비 0.30조건에서는 매우 안정화된 압력장으로 인하여 피크 주파수 대역이 포착되지 않는다.

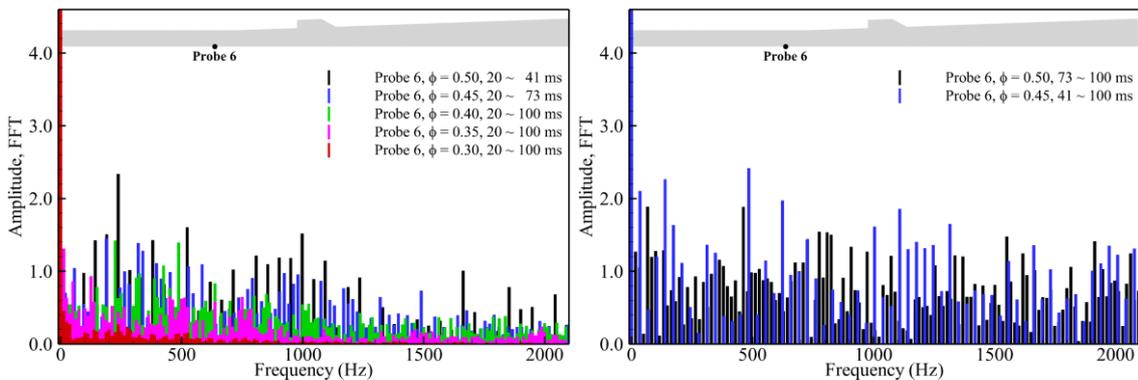


Fig. 26. The FFT results for the pressure history of each equivalent ratio under the time region which operated as the (left)cavity shear-layer combustion mode and (right)jet-wake combustion mode

당량비 0.35에서는 100Hz, 500 Hz 및 750 Hz의 주파수가 포착된다. 당량비가 증가된 0.40, 0.45 및 0.50에서는 공통적으로 250 Hz, 500Hz 그리고 1,000 Hz에서 피크 주파수가 포착된다. 특히 최대 amplitude를 보이는 주파수 대역은 250 Hz대역으로 나타난다. 그러나, jet-wake 연소 모드로 천이된 구간에서의 결과는, 이 250 Hz 대역의 peak들이 포착되지 않으며, 500 Hz 대역으로 주파수가 증가된 것을 알 수 있다. 이 결과를 통해, 격리부와 연료분사 사이의 영역을 오가는 상류 이동 충격파는 저주파 대역에서 거동한다는 것과, cavity shear-layer에서 jet-wake combustion mode로 천이됨에 따라 주기가 짧아지며, 따라서 상류 이동 충격파가 유발하는 연소불안정의 주기는 연소모드에 지배되는 것을 알 수 있다.

결론

본 연구에서는 여러 연소시험 연구에서 보고된, 스크램젯의 저주파 초음속 연소불안정을 수치해석적으로 포착, 메커니즘을 규명하기 위해 직접 연결식 초음속 연소기에 대한 고해상도 수치해석을 수행하였다. 수십~수백 Hz 수준에서의 저주파 대역의 연소불안정 거동을 반복적 주기로 충분히 포착하고 분석하기 위하여, 긴 물리적 시간에 걸친 데이터를 확보하고자 하였고, 각 당량비 조건에서 약 100 ms까지의 결과가 획득되었다. 분석 결과, 격리부와 연료분사 영역을, 수 ms 주기로 오가는 상류 이동 충격파의 거동을 확인하였고, 이 거동이 연소불안정을 발생시키는 주요 인자임을 확인하였다. 또한 각 당량비 및 연소모드에서의 상류 이동 충격파의 거동을 분석하였으며, 다음과 같이 특징지을 수 있었다.

1. Cavity shear-layer 연소 모드에서는 여러 개로 분기된 상류 이동 충격파가 형성되며, 각 주기는 약 2.0~5.0 ms 수준의 주기를 가진다.
2. Jet-wake 연소 모드에서는 강한 압력 구배와 빠른 전파속도를 가진, 상류 이동 충격파가 형성되며, 약 2.0~2.5 ms 수준의 주기를 가지지만, 각 주기는 순차적으로 거동하지 않고 중첩된 형태로 나타난다.
3. 연소 모드는 상류 이동 충격파의 전파속도 및 발생 주기를 결정지으며, 당량비는 상류 이동 충격파가 격리부 내 도달되는 지점과 압력수준을 지배한다.
4. 추가적으로, 높은 당량비 조건에서 수십 ms 가 지난 후 연소모드의 천이가 발생되었다. 이 결과들은, 수치해석 관점에서, 장시간 데이터 획득의 중요성을 말해준다.

분석된 결과들을 통해, 초음속 연소기를 오가며 연소불안정을 발생시키는 거동과 그 거동을 특징짓는 인자들을 확인할 수 있었다. 그간 연소실험 연구에서 보고된 저주파 대역의 초음속 연소불안정을 수치적으로 포착, 분석하고 작동 유체 조건에 따라 그 특징을 구분 지은 사례는 처음이라 여겨진다. 스크램젯 엔진의 불시동, 연료분사 방법, 연소실 형상 조건 등 초음속 엔진의 설계-운용에 있어 기반 자료로 활용되기를 희망한다.

본 연구에서의 연소모드는 동일한 당량비 조건과 동일한 연료분사각에서, 시간에 따라 천이가 발생된 것이다. 따라서 연소모드와 당량비에 따른 upstream-traveling shock wave 거동의 차이를 보다 명확하게 구체화하기 위해서는, 동일한 당량비 조건에서, 분사각에 따른 연소모드의 천이가 유발하는 특징을 확인해 볼 필요가 있다.

참고문헌

- [1] F. Ma, J. Li, V. Yang, K.-C. Lin, T. Jackson, "Thermoacoustic Flow Instability in a Scramjet Combustor." 41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, AIAA 2005-3824, 2005.
- [2] J. Li, F. Ma, V. Yang, K.-C. Lin, T. Jackson, "A Comprehensive Study of Combustion Oscillations in a Hydrocarbon-Fueled Scramjet Engine," 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA 2007-836, 2007.
- [3] J.-Y. Choi, F. Ma, V. Yang, "Dynamic Combustion Characteristics in Scramjet Combustors with Transverse Fuel Injection," 41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, AIAA 2005-4428, 2005.
- [4] J.-Y. Choi, F. Ma, V. Yang, "Combustion oscillations in a scramjet engine combustor with transverse fuel injection," Proceedings of the Combustion Institute. vol. 30, pp. 2851-2858, 2005.
- [5] K.-C. Lin, K. Jackson, R. Behdadnia, T.A. Jackson, F. Ma, V. Yang, "Acoustic Characterization of an Ethylene-Fueled Scramjet Combustor with a Cavity Flameholder," Journal of Propulsion and Power, vol 26, pp. 1161-1170, 2010.
- [6] D.J. Micka, J.F. Driscoll, "Combustion characteristics of a dual-mode scramjet combustor with cavity flameholder," Proceedings of the Combustion Institute, vol. 32, pp. 2397-2404, 2009.
- [7] W. Zhen-guo, S. Ming-bo, W. Hong-bo, Y. Jiang-fei, L. Jian-han, Z. Feng-chen, "Mixing-related low frequency oscillation of combustion in an ethylene-fueled supersonic combustor," Proceedings of the Combustion Institute, vol. 35, pp. 2137-2144, 2015.
- [8] G. Zhao, M. Sun, J. Wu, X. Cui, H. Wang, "Investigation of flame flashback phenomenon in a supersonic crossflow with ethylene injection upstream of cavity flameholder," Aerospace Science and Technology, vol. 87, pp. 190-206, 2019.

- [9] S. Nakaya, H. Yamana, M. Tsue, "Experimental investigation of ethylene/air combustion instability in a model scramjet combustor using image-based methods," *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 38, pp. 3869–3880, 2021.
- [10] Z. JIANG, Z. ZHANG, Y. LIU, C. WANG, C. LUO, "Criteria for hypersonic airbreathing propulsion and its experimental verification, *Chinese Journal of Aeronautics*, vol. 34, pp. 94–104, 2021.
- [11] W. Hongbo, W. Zhenguo, S. Mingbo, Q. Ning, "Combustion characteristics in a supersonic combustor with hydrogen injection upstream of cavity flameholder, *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 34, pp. 2073–2082, 2013.
- [12] I. Bermejo-Moreno, J. Larsson, J. Bodart, R. Vicquelin, "Wall-modeled large-eddy simulations of the HIFiRE-2 scramjet," *Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs*, 2013.
- [13] L. Johan, L. Stuart, B.-M. Iván, B. Julien, K. Sebastian, V. Ronan, "Incipient thermal choking and stable shock-train formation in the heat-release region of a scramjet combustor, Part II: Large eddy simulations," *Combustion and Flame*, vol. 162, pp. 907–920, 2015.
- [14] P. S. Amarnatha, E. R. Jack, "Large-eddy/Reynolds-averaged Navier-Stokes simulation of cavity-stabilized ethylene combustion," *Combustion and Flame*, vol. 162, pp. 1176–1192, 2015.
- [15] L. Guilhem, V. Zachary, O. C. Joseph, "Large Eddy Simulation of the HIFiRE Direct Connect Rig Scramjet Combustor," in: *55th AIAA Aerospace Sciences Meeting, AIAA 2017-0142*, 2017.
- [16] N.-B. K., F. C., K. S., H. K., "Understanding scramjet combustion using LES of the HyShot II combustor," *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 36, pp. 2893–2900, 2017.
- [17] J.L. Ruan, P. Domingo, G. Ribert, "Analysis of combustion modes in a cavity based scramjet," *Combustion and Flame*, vol. 215, pp. 238–251, 2020.
- [18] P.J. Schmid, "Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 656, pp. 5–28, 2010.
- [19] K. Taira, S.L. Brunton, S.T.M. Dawson, C.W. Rowley, T. Colonius, B.J. McKeon, O.T. Schmidt, S. Gordeyev, V. Theofilis, L.S. Ukeiley, "Modal Analysis of Fluid Flows: An Overview," *AIAA Journal*, vol. 55, pp. 4013–4041, 2017.
- [20] J. Seung-Min, P. Kumar Pradeep, C. Jeong-Yeol, "Modal Decomposition Analysis of the Fuel-Air mixing in the Supersonic Combustor with a Cavity," *AIAA Propulsion and Energy 2019 Forum, AIAA 2019-4013*, 2019.
- [21] S.-M. Jeong, J.-Y. Choi, "Combined Diagnostic Analysis of Dynamic Combustion Characteristics in a Scramjet Engine," *Energies*, 13, 4029, 2020.
- [22] Hinterberger, C.; Fröhlich, J.; Rodi, W. "Three-Dimensional and Depth-Averaged Large-Eddy Simulations of Some Shallow Water Flows," *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 133, pp. 857–872, 2007.
- [23] Norris, J. and Edwards, J. R., "Large-eddy simulation of high-speed, turbulent diffusion flames with detailed chemistry," *35th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA paper 92-0370*, pp. 370–382. 1997.
- [24] Edwards, J. R., Boles, J. A. and Baurle, R. A., "Large-eddy/Reynolds-averaged Navier-Stokes simulation of a supersonic reacting wall jet," *Combustion and Flame*, vol. 159, pp.1127–1138, 2012.
- [25] Garby, R., Selle, L. and Poinot, T., "Large-Eddy Simulation of combustion instabilities in a variable-length combustor," *Comptes Rendus Mécanique*, Vol. 341, pp. 220~229, 2013.
- [26] N. Peters, "Laminar flamelet concepts in turbulent combustion," *Symposium (International) on Combustion*, vol. 21, pp. 1231–1250, 1988.
- [27] P. H., P. N., "A Consistent Flamelet Formulation for Non-Premixed Combustion Considering Differential Diffusion Effects," *Combustion and Flame*, vol. 114, pp. 26–40, 1998.

- [28] W.-S. Hwang, W. Han, K.Y. Huh, J. Kim, B.J. Lee, J.-Y. Choi, "Numerical Simulation of a GH₂/LO_x Single Injector Combustor and the Effect of the Turbulent Schmidt Number," *Energies*, 13, 6616, 2020.
- [29] W.-S. Hwang, B.-K. Sung, W. Han, K.Y. Huh, B.J. Lee, H.S. Han, C.H. Sohn, J.-Y. Choi, "Real-Gas-Flamelet-Model-Based Numerical Simulation and Combustion Instability Analysis of a GH₂/LO_x Rocket Combustor with Multiple Injectors," *Energies*, 14, 419, 2021.
- [30] O. Michael, "Numerical investigation of turbulent hydrogen combustion in a SCRAMJET using flamelet modeling," *Aerospace Science and Technology*, vol. 4, pp. 463-480, 2000.
- [31] G. ZhenXun, L. ChunHian, "A flamelet model for turbulent diffusion combustion in supersonic flow," *Science China Technological Sciences*, 53, pp. 3379-3388, 2010.
- [32] Q. Jesse, D. G. Tomasz, M. C. James, L. Guilhem, O. C. Joseph, "A Priori Analysis of a Compressible Flamelet Model using RANS Data for a Dual-Mode Scramjet Combustor," 22nd AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, AIAA 2015-3208, 2015.
- [33] S. Amirreza, T. E. Vincent, P. Heinz, "An efficient flamelet-based combustion model for compressible flows," *Combustion and Flame*, vol. 162, pp. 652-667, 2015.
- [34] T. S. Siddharth, W. Jeff, I. Matthias, "Compressible Flamelet Model in a Rule-Based Turbulent Combustion Solver," 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting, AIAA 2016-1838, 2016.
- [35] L. Foluso, L. Zhipeng, "Improved Flamelet Modeling of Supersonic Combustion," *Journal of Propulsion and Power*, vol. 34, pp. 750-761, 2018.
- [36] G. Zhao, M. Sun, H. Wang, H. Ouyang, "Investigation of combustion characteristics in a scramjet combustor using a modified flamelet model," *Acta Astronautica*, vol. 148, pp. 32-40, 2018.
- [37] F. Ladeinde, Z. Lou, W. Li, "The effects of pressure treatment on the flamelet modeling of supersonic combustion," *Combustion and Flame*, vol. 204, pp. 414-429, 2019.
- [38] S.S. Thakur, J. Wright, M. Ihme, "Compressible Flamelet Model with Thickened Flame Closure in an All-Speed Combustion Solver," AIAA Scitech 2019 Forum, AIAA 2019-2143, 2019.
- [39] H. Yamamoto, R. Toyonaga, Y. Komatsu, K. Kabayama, Y. Mizobuchi, T. Sato, "Improved Methods of Laminar Flamelet Model for Compressible Flow," *AIAA Journal*, vol. 58, pp. 3514-3526, 2020.
- [40] F. Shan, D. Zhang, L. Hou, H. Fang, H. Zhang, J. Zhang, "An improved flamelet/progress variable modeling for supersonic combustion," *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 46, pp. 4485-4495, 2021.
- [41] Chemical-Kinetic Mechanisms for Combustion Applications, San Diego Mechanism Web Page, 2014.
- [42] K. Pradeep P., K. Kui-Soon, O. Sejong, C. Jeong-Yeol, "Numerical comparison of hydrogen-air reaction mechanisms for unsteady shock-induced combustion applications," *Journal of Mechanical Science and Technology*, vol. 29, pp. 893-898, 2015.
- [43] P.R. Spalart, W.H. Jou, M. Strelets, S.R. Allmaras, "Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach," *Proceedings of first AFOSR international conference on DNS/LES*, 1997.
- [44] F.R. Menter, "Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications," *AIAA Journal*, vol. 32, pp. 1598-1605, 1994.
- [45] A. K., "A hybrid LES/RANS approach using an anisotropy-resolving algebraic turbulence model," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 26, pp. 204-222, 2005.
- [46] G. S. Mikhail, G. V. Andrey, S. Jochen, M. R. Florian, "Development of DDES and IDDES Formulations for the k- ω Shear Stress Transport Model," *Flow, Turbulence and Combustion*, vol. 88, pp. 431-449, 2012.
- [47] J.-Y. Choi, K.-H. Kim, S. Han, "High Resolution Numerical Study on the Coaxial Supersonic

- Turbulent Flame Structures,” 50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, AIAA 2014-3745, 2014.
- [48] H. Won-Sub, C. Jeong-Yeol, “Fuel Temperature Effects on the Structure of Turbulent Supersonic Combustion at Constant Mass Flow Condition,” 53rd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, AIAA 2017-4944, 2017.
- [49] A. Harten, “High Resolution Schemes for Hyperbolic Conservation Laws,” *Journal of Computational Physics*, vol. 135, pp.260-278, 1997.
- [50] X.-D. Liu, S. Osher, T. Chan, “Weighted Essentially Non-oscillatory Schemes,” *Journal of Computational Physics*, vol. 115, pp. 200-212, 1994.
- [51] G.-S. Jiang, C.-W. Shu, “Efficient Implementation of Weighted ENO Schemes,” *Journal of Computational Physics*, vol. 126, pp. 202-228, 1996.
- [52] B. S. Dinshaw, S. Chi-Wang, “Monotonicity Preserving Weighted Essentially Non-oscillatory Schemes with Increasingly High Order of Accuracy,” *Journal of Computational Physics*, vol. 160, pp. 405-452, 2000.
- [53] K.H. Kim, C. Kim, Accurate, “Accurate, efficient and monotonic numerical methods for multi-dimensional compressible flows: Part II: Multi-dimensional limiting process,” *Journal of Computational Physics*, vol. 208, pp. 570-615, 2005.
- [54] S. Kim, S. Lee, K.H. Kim, “Wavenumber-extended high-order oscillation control finite volume schemes for multi-dimensional aeroacoustic computations,” *Journal of Computational Physics*, vol. 227, pp. 4089-4122, 2008.
- [55] 정승민, 엄재령, 최정열, “단일 전단 동축 분사기를 가지는 $\text{GH}_2 / \text{GO}_2$ 로켓 연소기의 고해상도 수치해석,” *한국추진공학회지*. 22 (2018) 72-83.
- [56] Y. Wada, M.-S. Liou, “A flux splitting scheme with high-resolution and robustness for discontinuities,” 32nd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA-94-0083, 1994.
- [57] K.-J. Jang, J.-K. Kim, D.-R. Cho, J.-Y. Choi, “Optimization of LU-SGS Code for the Acceleration on the Modern Microprocessors,” *International Journal of Aeronautical and Space Sciences*, vol. 14, pp. 112-121, 2013.
- [58] Evans, J. S., and Schexnayder, C. J. “Influence of Chemical Kinetics and Unmixedness on Burning in Supersonic Hydrogen Flames,” *AIAA Journal*, Vol. 18, pp. 188-193, 1979.
- [59] Möbus, H., Gerlinger, P., and Brüggemann, D. “Scalar and Joint Scalar-Velocity-Frequency Monte Carlo PDF Simulation of Supersonic Combustion,” *Combustion and Flame*, Vol. 132, pp. 3-24, 2003.
- [60] Koo, H., Donde, P., and Raman, V. “A Quadrature-Based LES/Transported Probability Density Function Approach for Modeling Supersonic Combustion,” *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 33, pp. 2203-2210, 2011.
- [61] W. Marshall, S. Pal, R. Woodward, R. Santoro, “Benchmark Wall Heat Flux Data for a GO_2/GH_2 Single Element Combustor,” in: 41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, AIAA 2005-3572, 2005.
- [62] B.-K. Sung, J.-Y. Choi, “Design of a Mach 2 shape transition nozzle for lab-scale direct-connect supersonic combustor,” *Aerospace Science and Technology*, vol. 117, 106906, 2021
- [63] P. Tucker, S. Menon, C. Merkle, J. Oefelein, V. Yang, “Validation of High-Fidelity CFD Simulations for Rocket Injector Design,” 44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, AIAA 2008-5226, 2008.
- [64] M. Matthieu, M. Suresh, “Large-Eddy Simulation of Flame-Turbulence Interactions in a Shear Coaxial Injector,” *Journal of Propulsion and Power*, vol. 26, pp. 924-935, 2010.
- [65] H. Huo, V. Yang, “Large-Eddy Simulation of Supercritical Combustion: Model Validation Against Gaseous $\text{H}_2\text{-O}_2$ Injector,” *Journal of Propulsion and Power*, vol. 33, pp. 1-13, 2017.
- [66] W. Hongbo, W. Zhenguo, S. Mingbo, W. Haiyan, “Combustion modes of hydrogen jet

- combustion in a cavity-based supersonic combustor,” *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 38, pp. 12078–12089, 2013.
- [67] W. Zhenguo, W. Hongbo, S. Mingbo, “Review of cavity-stabilized combustion for scramjet applications,” *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering*, vol. 228, 2718–2735, 2014.
- [68] L. Fan, S. Mingbo, Z. Jiajian, C. Zun, W. Hongbo, Z. Yanxiang, S. Yongchao, “Scaling effects on combustion modes in a single-side expansion kerosene-fueled scramjet combustor,” *Chinese Journal of Aeronautics*, vol. 34, pp. 684–690, 2021.
- [69] N. Yokev, H.E. Brod, D. Cao, D. Michaels, “Impact of Fuel Injection Distribution on Flame Holding in a Cavity-Stabilized Scramjet,” *Journal of Propulsion and Power*, pp. 1–11, 2021.
- [70] F.W. Barnes, C. Segal, “Cavity-based flameholding for chemically-reacting supersonic flows,” *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 76, pp. 24–41, 2015.
- [71] S. Im, H. Do, “Unstart phenomena induced by flow choking in scramjet inlet-isolators,” *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 97, pp. 1–21, 2018.
- [72] C. Zhang, Q. Yang, J. Chang, J. Tang, W. Bao, “Nonlinear characteristics and detection of combustion modes for a hydrocarbon fueled scramjet,” *Acta Astronautica*, vol. 110, pp. 89–98, 2015.
- [73] M.L. Fotia, J.F. Driscoll, “Ram-Scram Transition and Flame/Shock-Train Interactions in a Model Scramjet Experiment,” *Journal of Propulsion Power*, vol. 29, pp. 261–273, 2013.
- [74] H. Yamashita, M. Shimada, T. Takeno, “A numerical study on flame stability at the transition point of jet diffusion flames,” *Symposium (International) on Combustion*, vol. 26, pp. 27–34, 1996.
- [75] F. Guiho, F. Alizard, J.-Ch. Robinet, “Instabilities in oblique shock wave/laminar boundary-layer interactions,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 789, pp. 1–35, 2016.