



Research Paper

DOI: <http://dx.doi.org/10.6108/KSPE.2017.21.6.021>

스크램제트 엔진에서의 모드 천이에 관한 수치해석 연구

하정호^a · Rajarshi Das^a · Foluso Ladeinde^b · 김태호^a · 김희동^{a,*}

Numerical Study on Mode Transition in a Scramjet Engine

Jeong Ho Ha^a · Rajarshi Das^a · Foluso Ladeinde^b · Tae Ho Kim^a · Heuy Dong Kim^{a,*}

^aDepartment of Mechanical Engineering, Andong National University, Korea

^bDepartment of Mechanical Engineering, The State University of New York, Korea

*Corresponding author. E-mail: kimhd@anu.ac.kr

ABSTRACT

In the present study, theoretical and numerical analyses have been carried out to investigate the detailed flow characteristics during the mode transition. The theoretical analysis rearranged the knowledge of gasdynamics and the previous studies, and the numerical analysis has conducted to solve the 2D unsteady compressible Navier-Stokes equations with a fully implicit finite volume scheme. To validate the numerical analysis, the experiment was compared with it. The total temperature at the inlet of isolator and the hydrogen fuel equivalent ratio were changed to investigate their effects on the mode transition phenomenon. As the results, the numerical analysis reproduced well the experiment qualitatively, the increment in the hydrogen fuel equivalent ratio induced the scram-mode to ram-mode transition which is discontinuous with a non-allowable region, and the variation in the total temperature changed the boundary of the mode transition.

초 록

본 연구에서는 모드 천이가 발생하는 동안 상세한 유동 특성을 조사하기 위해, 이론분석과 수치해석을 수행하였다. 이론분석은 기존의 기체역학과 종래 보고된 이론식들 재정립하였으며, 수치해석은 2차원 비정상 압축성 Navier-Stokes 방정식을 풀기 위해 fully implicit finite volume scheme을 사용해 수행하였다. 해석의 검증을 위하여 실험 결과와 비교하였다. 격리부 입구 전온도와 수소 연료의 당량비를 변화시키면서 모드 천이에 미치는 영향을 조사하였다. 해석과 실험 결과는 정성적으로 잘 일치하였다. 당량비가 증가하면 스크램제트 모드에서 램제트 모드로 천이가 발생하였다. 이 때, 천이는 당량비에 따라 불연속적으로 나타나며, Non-allowable region이 존재하였다. 한편 격리부 입구에서 전온도의 증가는 모드 천이 경계를 변화시켰다.

Key Words: Scramjet Engine(스크램제트 엔진), Dual Mode Ramjet(이중모드 램제트), Mode Transition(모드 천이), Compressible Flow(압축성 유동)

Received 21 February 2017 / Revised 2 August 2017 / Accepted 9 August 2017
Copyright © The Korean Society of Propulsion Engineers
pISSN 1226-6027 / eISSN 2288-4548

Nomenclature

H : isolator height

ϕ [ER]	: equivalence ratio
M_∞	: free stream Mach number
M_1	: Mach number at isolator inlet
M_2	: Mach number at combustor inlet
M_3	: Mach number at choking occurrence point
P	: static pressure
P_0	: stagnation pressure
T_0	: stagnation temperature
H_f	: fuel heating value
η_c	: combustion efficiency
f_{st}	: theoretical air-fuel ratio
c_p	: Specific heat at constant pressure
γ	: Specific heat ratio
A_{2c}	: Core flow area at combustor inlet
A_1	: Area at isolator inlet
\dot{m}	: mass flow rate

1. 서 론

최근까지 이중모드 스크램제트의 모드 천이에 관한 많은 연구가 수행되었다. Bement 등[1]은 격리부를 포함하는 스크램제트 엔진 모델에 관해 연구를 했다. 격리부 입구의 마하수는 2.2이며 전온도는 1,028 K에서 Waltrup 등[2]이 제시한 이론을 정성적으로 잘 예측하였지만, 모드 천이 현상을 명확하게 설명하지 못 하였다. Mitani 등[3]은 벽면 압력 분포를 이용하여 반응 제어 연소(reaction-controlled combustion)에서 혼합 제어 연소(mixing-controlled combustion)로의 변화를 마하수 6인 시험에서 예측하였다. Chun 등[4]은 마하수 2.1로 설계된 노즐을 이용해 유동 방향과 나란한 방향으로 수소 연료를 분사하는 스크램제트 실험을 하였다. 당량비 증가에 따른 모드 천이를 약한 연소(weak combustion)와 강한 연소(strong combustion)를 통해 설명하였다. Masumoto 등[5]은 스크램제트 실험에 사용되는 연소기의 최적 형상과 유동 조건을 구하기 위해 실험을 하였다. 수소 연료는 유동 방향에 대하여 30도 각도로 분사하여, 총 4가지의 모드를 얻었다. Kouchi 등[6]은 마하수 5.3, 전압력 4.8 MPa

그리고 전온도 1,500 K인 조건에서 당량비에 따른 모드 천이를 3 차원 수치해석을 통해 설명하였다. Fotia 등[7]은 마하수 2.2로 설계된 노즐을 이용하여 전온도 1,000 K ~ 1,400 K, 전압력 310 kPa ~ 590 kPa 그리고 여러 당량비에서 모드 천이에 관한 실험을 하였다. 실험을 통해 얻은 모드 천이의 경계선을 나타내고 있지만 예외가 존재한다.

많은 극초음속 추진체는 이중모드 추진시스템에 의해서 작동하게 된다. $M_\infty = 3 \sim 6$ 인 극초음속 비행체에서 엔진 입구로부터 연소실까지 유동이 아음속으로 감속 된다면, 추진 시스템은 가장 효율적으로 작동하게 된다. 그래서 일반적으로 연소실에서 아음속 유동을 발생시키기 위하여 초음속 디퓨저를 적용한다. 그러나 마하수 6을 크게 초과하는 경우 기체의 해리현상이 문제가 될 수 있으나, 6 부근에서는 미미한 영향을 주는 것으로 조사되었다[8]. 연소실에서 유속이 빨라질수록 자연 발화 시간이 길어지게 된다. 화염의 안정화와 자연 발화 시간을 줄이기 위해 문헌[9]에서는 공동을 일반적으로 제안했다. 연소가 발생하면 연소실에서는 압력이 급격하게 상승한다. 이중모드 스크램제트 시스템에 주입되는 연료의 질량유량과 엔진의 입구 마하수 변화에 따라 경계층이 견딜 수 있는 한계 압력을 넘어서면 경계층 박리에 의해 격리부 내에서는 다수의 충격파(shock train)가 발생하게 된다. 이 다수의 충격파 특성에 대한 연구는 Matsuo 등[10]에 의해 수행되었다. 비점성 유동을 가정하는 경우 이 같은 충격파 시스템에서는 수직 충격파가 발생하지만 실제로는 점성에 의한 경계층이 존재하기 때문에 충격파 시스템은 많은 경사 충격파와 램다 충격파로 이루어진다. 이 충격파 시스템의 강도에 따라 입구 초음속 유동은 완만하게 낮은 초음속으로 감속되거나 아음속으로 급격히 감속된다. 또한, 특정 조건에서 충격파가 이중모드 스크램제트의 입구 밖으로 밀려나가는 현상인 엔진 불시동 (unstart) 현상을 방지하기 위하여 스크램제트 입구와 연소실의 사이에 길고 일정한 단면적의 덕트인 격리부를 사용한다.

현재까지 스크램제트 모드 천이에 관한 많은 연구가 수행되었지만 왜 모드 천이가 발생하는지에 관한 구체적인 원인에 대한 연구가 미흡하다. 실제 이중모드 스크램제트 작동시 모드 천이로 인한 유동 특성이 급격하게 변화하여 추력 변화를 야기한다. 모드 천이가 발생하더라도 램제트 엔진의 운행 안전성을 확보하기 위해서는 모드 천이 발생 원인을 명확히 조사할 필요가 있다. 본 연구에서는 스크램제트 모드 천이의 주 원인 중의 하나인 당량비의 영향에 대한 연구를 수치해석을 통해 수행하였다. 하지만 엔진 입구 영향은 고려하지 않았기 때문에 실제 비행체에서 발생하는 의사 충격파의 형태가 상당부분 바뀔 가능성이 있다. 본 연구를 통해 얻어진 수치해석 결과들이 Shapiro[11]가 제시한 Eq. 1과 Heiser 등[12]이 제시한 이론식과 잘 일치하였다. Eq. 1을 통해 이중모드 스크램제트에서 발생하는 압축성 기체역학적 현상을 잘 설명할 수 있다. 예를 들어 스크램제트 모드의 경우, 연소실 유동이 초음속이므로 질량유량의 증가는 연소실 마하수 감소를 초래한다. 연소실 내에서 마하수가 감소되기 위해서 연소실 입구에 다수의 약한 충격파가 발생한다. 이에 따라 연소실 내 압력이 상승한다. 또한, 램제트 모드의 경우, 연소실 유동이 아음속이 되기 위하여 연소실 상류에 상대적으로 강한 다수의 충격파들이 발생하게 된다. 이런 경우 연소실 내 질량유량의 증가는 격리부 입구 쪽으로 이동시키면서 격리부 출구에서 마하수 감소를 초래한다.

$$\frac{1}{M^2} \frac{dM^2}{dx} = \frac{1 + \gamma M^2}{1 - M^2} \frac{1}{T_0} \frac{dT_0}{dx} + \frac{2(1 + \gamma M^2)(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2)}{1 - M^2} \frac{1}{\dot{m}} \frac{d\dot{m}}{dx} \quad (1)$$

위의 식에서 M 는 마하수, γ 는 기체의 비열비, \dot{m} 는 질량유량(kg/s)이며, T_0 는 격리부 입구에서 전온도(K)이다.

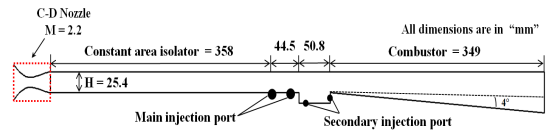


Fig. 1 Schematic of computational flow field.

2. 수치해석 방법

2.1 계산영역

수치해석은 Micka가 사용한 MDMC의 실험장치를 모사하여 수행하였다[13,14]. 격리부와 연소실 부분을 포함하여 계산영역을 정했다. Fig. 1에서와 같이 격리부의 총 길이는 358 mm이고 공동을 포함한 연소실의 총길이는 444.3 mm이다. 실제로 주 연료 주입구는 2개가 존재하며, 공동의 선단으로부터 44.5 mm, 14.0 mm 떨어진 위치에 존재한다. 공동의 밑바닥과 공동의 후단 벽면에 보조 연료주입구가 2개 존재한다. 주 연료 주입구의 직경은 2.49 mm이며, 보조 연료주입구의 직경은 1.19 mm이다. 마하수 2.2로 설계된 노즐을 사용하였고, 전압력은 590 kPa로 일정한 값을 가지며 T_0 는 1,130 K ~ 1,400 K로 가열된 공기가 격리부 입구를 통해 유입 된다.

수치해석에 사용된 격자는 대략 6만개의 정렬 격자를 적용하였으며, 경계층 유동이 발달하는 벽 주변 및 공동내부에 격자를 집중시켰다. 경계조건으로 모든 벽면에는 no-slip 조건을 적용하였고, 노즐 입구에는 pressure inlet 조건, 연소실 확대부 외부에는 직사각형으로 pressure outlet 조건을 적용하였다. 연료 주입구에는 mass-flow inlet 조건을 적용하였다.

2.2 수치해석적 방법

본 연구에서는 격리부와 연료 주입구 주위의 복잡한 유동장을 해석하기 위해 ANSYS fluent를 사용하였다. 2차원 압축성 Navier-Stokes 방정식의 해를 구하기 위하여, implicit finite volume scheme을 사용하였다. 또한 density-based solver인 coupled scheme을 사용하였다. MDMC 실험장치 내부의 유동장을 해석하기 위

해 Reynolds stress 난류 모델[15-17]을 사용하였다. 산화제로 일정하게 공급되는 산소를 모델링하기 위하여 species transport 모델을 사용하여 격리부 입구에서 산소와 질소의 비율을 일정하게 유지하면서 해석을 하였으며, 수소 연료 관련하여서는 laminar finite-rate 모델을 사용하여 이중모드 스크램제트에서의 화학적인 반응을 예측하였다.

3. 결과 및 토론

3.1 수치해석 결과의 검증

Fig. 2에서는 수치해석 검증을 위하여 전압력을 590 kPa로 유지하면서 전온도를 1,400 K와 1,130 K에 대하여 실험과 수치해석 결과를 비교하였다. 상부 벽면에서의 정압을 격리부 입구에서의 전압으로 무차원화하여 유동방향에 따라 나타내었다. 실험에서 연료는 주연료 주입구와 공동에 위치한 보조 연료 주입구에서 분사된다. 주연료 주입구 위치는 공동의 선단으로부터 44.5 mm ($x/H = -1.75$) 상류에 위치한다. 그림으로부터 격리부 입구 전온도 변화에 따른 상부 벽면에서 압력 상승 위치를 수치해석으로 잘 예측하는 것을 볼 수 있다. 연소실 상류에서 발생하는 벽면 압력 변동으로부터 다수의 충격파가 발생하고 있음을 알 수 있다. 그림에서 압력 상승 구간과 피크 압력에 대해 수치해석 결과와 실험 결과가 비교적 잘 일치하였다. 유사하게 Fig. 3은 전온도, 전압력이 각각 1,080 K와 1,370 K, 590 kPa인 경우 수치해석 검증을 위해 얻은 상부 벽면 압력 분포를 보여준다. 주 연료 주입구에서만 연료가 분사되고 공동에서 연료는 분사되지 않는다. 이 경우 또한 압력 상승 구간과 피크 압력에서는 수치해석과 실험이 비교적 잘 일치하였다. Fig. 2와 3의 결과로부터 공동 후단에 위치한 보조 연료 주입구로부터 연료 공급 여부에 관계없이 수치해석은 실험 결과를 비교적 잘 예측하였다. 따라서 수치해석에서는 편의를 위해 보조 연료 주입구로부터 연료 공급을 무시하고 수행하였다.

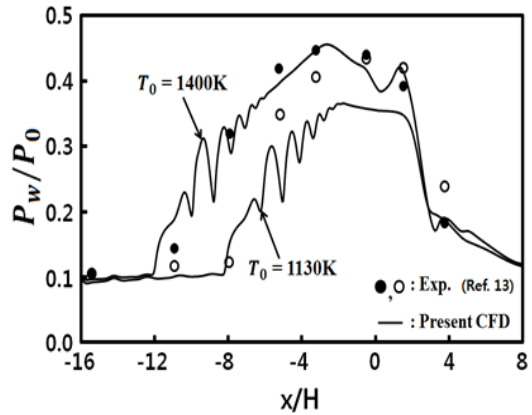


Fig. 2 Static pressure distributions along the top wall (ER = 0.21, upstream main fuel injection, rear cavity, $\dot{m}_{cav\ fuel}/\dot{m}_{total\ fuel} = 0.02$).

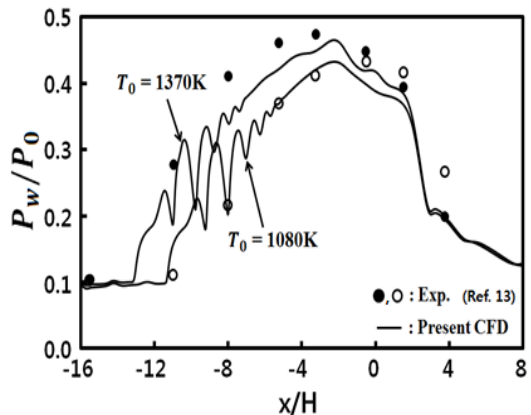


Fig. 3 Static pressure distributions along the top wall (ER = 0.26, upstream main fuel injection, no cavity fuel injected).

3.2 마하수와 벽면 정압 분포

격리부 입구에서 일정한 전압력과 전온도에 대하여 당량비 변화에 따른 연소실 내부 유동장을 상세 분석하였다. 일반적으로 연소실 입구에서 유동이 아음속인지 초음속인지에 따라 램제트 모드, 스크램제트 모드로 구분한다. 따라서 모드 천이는 연소실 입구 유동이 초음속에서 아음속으로 변하는 경우 발생하였다고 판단한다[12]. 이중모드 스크램제트는 크게 램제트 모드와 스크램제트 모드로 구분되며, 각 모드에서 발생하

는 의사충격파의 강도에 따라서도 구분할 수 있다. Fig. 4에서 당량비가 0.14인 경우, 상대적으로 약한 의사 충격파들이 연소실 주변에 발생하여 초음속 유동이 되므로 스크램제트 모드이지만, 당량비를 증가시키면 상대적으로 강한 의사 충격파들이 연소실 상류에 발생하여 연소실 주변이 아음속 유동이 되는 램제트 모드로 바뀌는 것을 알 수 있다. 이 결과로부터 당량비가 모드 천이에 관여함을 알 수 있다. Fig. 5에서는 당량비 변화에 따라 상부 벽면에서 나타나는 압력 분포를 나타내었다. 주 연료 주입구의 위치는 ($x/H = -0.55$) 공동의 선단으로부터 14.0 mm 떨어진 위치에 있다. 그림에서 확인할 수 있듯이, 당량비가 0.14인 경우에는 충격파들에 의해 연소실 내부에서 압력 변동이 발생하지만, 0.18이거나 그 이상인 경우에는 연소실 상류에서 압력 변동이 나타난다. 그러나 당량비 변화에 상관없이 연료 주입구에서 최고 압력이 나타나고 공동의 후단 부근에서 압력이 급격하게 감소한다. 이러한 현상은 열 질식(thermal choking)현상으로 인해 발생하게 된다. 문헌[18]에 따르면 모드 천이가 발생할 때, 격리부 벽면 압력으로 모드 천이를 감지할 수 있다. Fig. 4와 5로부터 당량비가 0.14인 경우 스크램제트 모드가 당량비가 0.18이상 증가함에 따라 램제트 모드로 모드 천이하는 것을 볼 수 있다. 또한 수치해석적으로 당량비 변화에 따라 격리부에서 발생하는 충격파에 의한 최초 압력 상승 지점을 잘 예측하였다. 그리고 격리부 압력 분포의 전반적인 경향도 잘 예측하였다. Fig. 6은 Eq. 2를 이용하여 얻은 마하수 분포를 보여주고 있으며, Eq. 2에서 압력은 수치해석 결과로 상부 벽면으로부터 얻었다. 당량비가 0.14인 경우에는 연소실에서 마하수가 초음속이지만, 당량비가 0.18이거나 그 이상인 경우에는 연소실에서 마하수가 아음속으로 감소하였다가 증가하게 된다.

$$M(x) = \left[\frac{\gamma^2 M_1^2 \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2 \right)}{\left(1 + \gamma M_1^2 - \frac{P(x)}{P_1} \right)^2} - \left(\frac{\gamma-1}{2} \right) \right]^{-1/2} \quad (2)$$

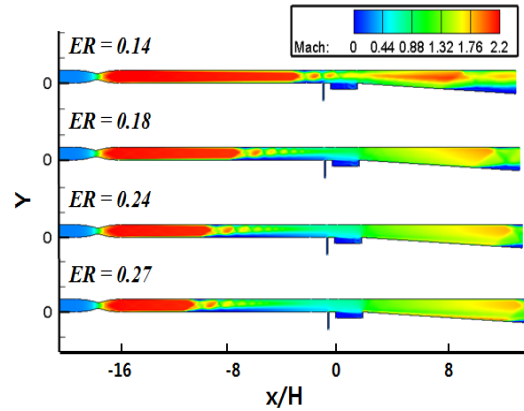


Fig. 4 Iso-Mach number contours ($T_0 = 1,250$ K).

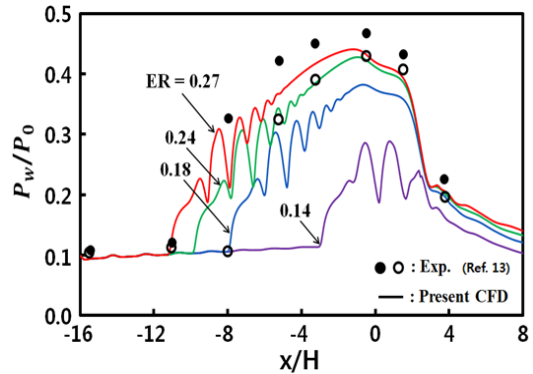


Fig. 5 Static pressure distributions along the top wall ($T_0 = 1,250$ K).

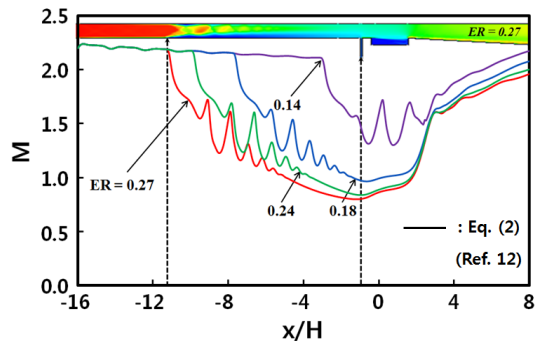


Fig. 6 Mach number distributions on the top wall ($T_0 = 1,250$ K).

위의 식에서 M 는 마하수, γ 는 기체의 비열비, \dot{m} 는 질량유량(kg/s)이며, P 는 상부 벽면의 정압

(Pa)이다.

3.3 모드 천이에 따른 연소

Fig. 7은 당량비 0.04 ~ 0.27에서 연소실의 정온도 분포를 도식화하였다. 당량비에 관계없이 연소는 연소실의 하부 벽면에서 발생한다. 당량비가 0.04인 경우에는 연소실 내부 유동이 초음속이고 연료 주입량이 작아서 연소 발생이 미미하다. 당량비가 0.1인 경우에 연소실 내부 하부 벽면에서 연소가 가장 활발하게 나타났으며, 당량비가 증가할수록 연소실 내부에서 연소 발생 영역이 줄어들었다. 반면에 당량비가 0.27인 경우에는 공동의 전단층 부근에서 연소 발생이 지배적으로 일어나고 있으며, 그로 인해 주변부의 온도 증가를 초래한다. Mitani 등[19]은 거의 대부분의 연소가 공동에서 얇은 확산 화염형태로 시작되고, 연소효율에 영향을 미친다고 보고하였다. 본 수치해석에서도 이와 유사한 결과를 얻었다. Fig. 8은 Eq. 3을 이용해 본 연구에서 사용한 모델에서의 연소효율을 구하였다. Eq. 3은 연료 주입구로부터 분사된 수소와 연소에 의해 수소가 반응한 비율을 나타낸 것이다[20-21]. x축의 위치는 연소실 후단으로 지정하여 연소효율을 계산했다. 스크램제트 모드에서는 당량비에 따른 연소효율의 변화가 미미하지만, 램제트 모드에서는 당량비 증가에 따라 연소효율이 급격하게 증가하였다. Micka[14]는 Jet wake stabilized mode에서는 질식이 발생하는 구간인 공동의 후단에서 마하수가 급격하게 증가하고 밀도가 급격하게 감소한다고 한다. 이는 연소의 발열량이 급격하게 증가하는 원인이라고 할 수 있고, 현재 수치해석 결과에서도 이와 유사하게 당량비 0.27에서 연소효율이 상대적으로 높은 수치임을 확인할 수 있다.

$$\eta_c = 1 - \frac{\dot{m}_{fuel,unburned(x)}}{\dot{m}_{fuel,injected}} \quad (3)$$

위의 식에서 \dot{m}_{H_2} 는 수소의 질량유량(kg/s)이며, η_c 는 연소효율이다.

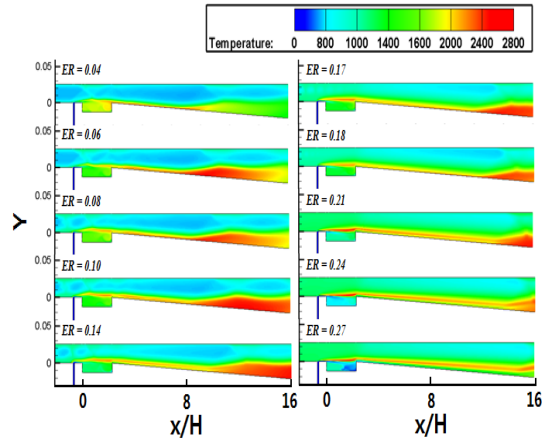


Fig. 7 Static temperature contours ($T_0 = 1,250K$).

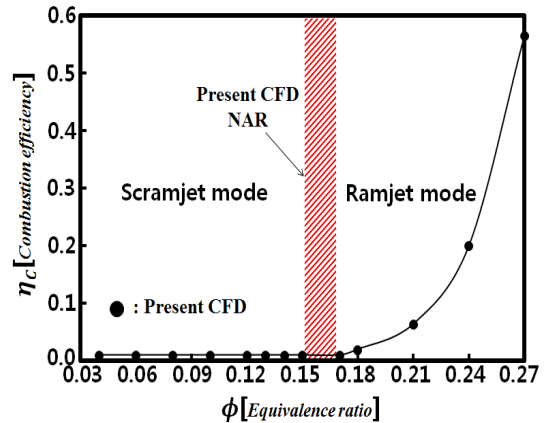


Fig. 8 Variation of combustion efficiency with equivalent ratio ($T_0 = 1,250K$).

3.4 허가 존재하지 않는 영역 (Non-Allowable Region)

Fotia 등[22]에 따르면 모드 천이의 원인은 주 연료 주입구에서 분사되는 연료에 의한 유동의 막힘 현상과 연소실 내부에 발생하는 고압에 의한 막힘 현상의 상호 작용에 의해 발생한다고 설명한다. Heiser 등[12]는 단일이며 마찰이 없다는 가정하에 질량 보존식과 운동량 보존의 식을 이용해 Eq. 4를 공식화하였다. 이 식으로부터 격리부 입구 조건으로부터 연소실 입구에서 마하수 변화에 따른 압력 변화를 정성적으로 구할 수 있다. 식을 통해 격리부 출구에서의 압력을 정성적으로 파악할 수 있고, 뿐만 아니라 연소실

입구에서 마하수의 변화로 인한 압력 변화도 적절히 모사할 수 있다. Eq. 4로부터 스크램제트 모드에서는 마하수의 변동이 작기 때문에 압력 비 또한 거의 1에 가까워져 압력 변동도 미미하다는 것을 알 수 있지만, 램제트 모드에서는 연소의 활성화로 인해 마하수 변동이 크게 나타나므로 압력 변화가 스크램제트에 비해 상대적으로 크게 나타나는 것을 알 수 있다. 그리고 격리부 출구에서의 실제유동 면적을 이론적으로 구하기 위해 Heiser 등[12]는 Eq. 5를 공식화하였고, A_{2c} 는 경계층의 박리현상이나 완전 재순환류 현상에 의한 유동 면적 두께를 제외한 격리부 출구에서 실제 유동 면적이다.

$$\frac{P_2}{P_1} = 1 + \gamma M_1^2 - \gamma M_1 M_2 \sqrt{\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2}} \quad (4)$$

$$\frac{A_{2c}}{A_1} = \frac{1}{\gamma M_2^2} \left[\frac{P_1}{P_2} (1 + \gamma M_1^2) - 1 \right] \quad (5)$$

위의 식에서 M은 마하수, γ 는 기체의 비열비, A는 격리부 면적(m²), p는 정압(Pa)이다.

Fig. 9와 10은 Heiser, W. H. 등[12]에 의해 제시된 Eq. 4와 5를 사용해 이론선을 나타내었고, 수치해석을 수행해 얻은 연소실 입구에서의 상부 벽면 압력을 Eq. 2에 대입해 M_2 를 구하였다. 당량비를 증가함에 따라 Eq. 2를 사용해 계산한 M_2 를 이론선에 표시하였다. 그림에서 보이듯이 당량비가 증가할수록 마하수는 감소하는데, M_2 가 1.3~1.0인 구간에서는 해가 존재하지 않는 영역이 존재하였다. 당량비를 더 증가함에 따라 M_2 가 급격하게 1이하로 되었다. Fig. 11은 아음속 영역의 마하수 분포를 보여준다. 열 질식이 발생한 영역을 빨간 실선으로 표시하였다. 스크램 모드에서는 열 질식이 발생하지 않았고, 램제트 모드에서는 열 질식이 발생하였다. 당량비가 증가할수록 공동의 끝단부터 격리부 상류까지 아음속 영역이 확대된다. Fig. 9와 10에서 나타

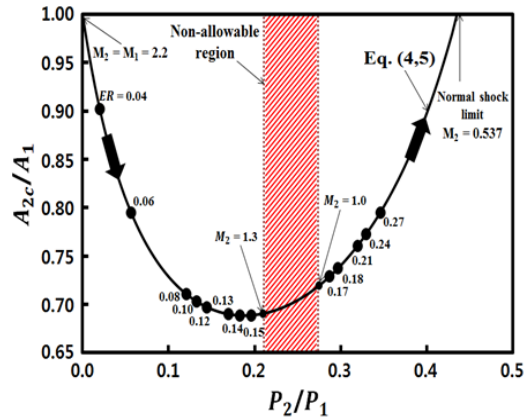


Fig. 9 Variation of confined flow area fraction ($T_0 = 1,250$ K, downstream main fuel injection).

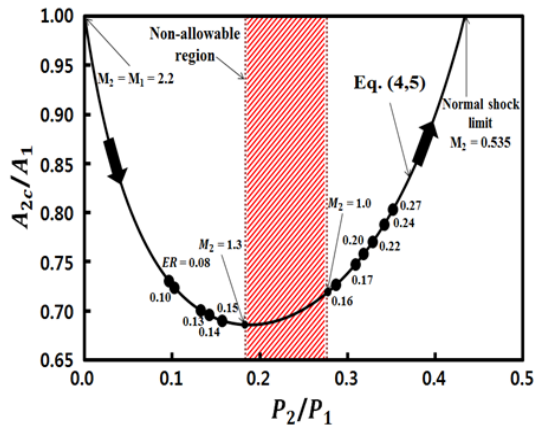


Fig. 10 Variation of confined flow area fraction ($T_0 = 1,400$ K, upstream main fuel injection).

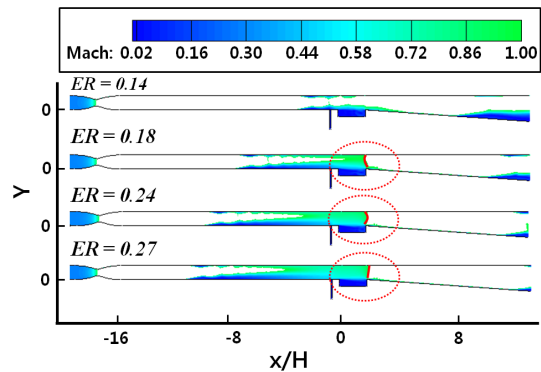


Fig. 11 Iso-Mach number contours in the subsonic region ($T_0 = 1,250$ K).

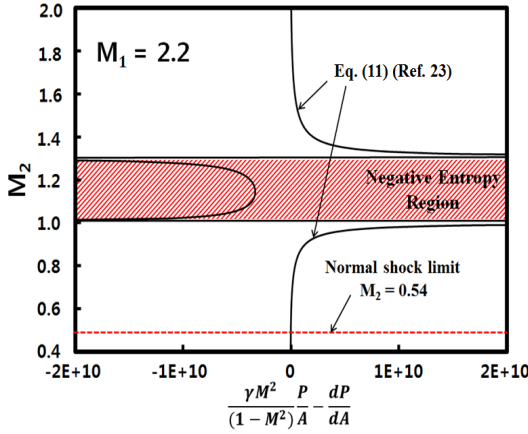


Fig. 12 Theoretical analysis of non-allowable regions.

낸 NAR은 Fig. 11의 수치해석 결과로부터 초음속 유동이 아음속으로 바뀌는 과정에서 발생하는 것을 알 수 있다. 즉, 스크램제트 모드에서 램제트 모드로 모드 천이 구간에서 NAR이 존재함을 알 수 있다.

Fig. 12는 이론해석을 통해 NAR을 나타내었다. 식들은 마찰과 열전달을 무시하였다. 열역학 제 2법칙을 만족하기 위해 Eq. 9가 필요하고, 이는 Eq. 6-8을 통해 정리할 수 있다[23].

$$\frac{ds}{c_p} = \frac{dT_0}{T_0} - \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{dP_0}{P_0} = -\frac{2}{\gamma M^2} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right) \frac{dP_0}{P_0} \quad (6)$$

$$\frac{dP}{P} = \frac{\gamma M^2}{1-M^2} \frac{dA}{A} + \frac{2}{(1-M^2)} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right) \frac{dP_0}{P_0} \quad (7)$$

$$\frac{dM^2}{1-M^2} = -\frac{2\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)}{1-M^2} \frac{dA}{A} - \frac{2}{\gamma M^2} \frac{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)}{1-M^2} \frac{dP_0}{P_0} \quad (8)$$

$$\frac{dP}{P} + \frac{dM^2}{M^2} \geq \frac{(1-M^2)}{(1-M^2)} \frac{dA}{A} \quad (9)$$

최종적으로 Eq. 10과 Eq. 9를 정리하여 Eq. 11과 같이 나타낸다.

$$\frac{dP_0}{P_0} = \frac{dP}{P} + \frac{\gamma M^2}{2 + (\gamma-1)M^2} \frac{dM^2}{M^2} = -w_{Loss} \quad (10)$$

$$\frac{\gamma M^2}{(1-M^2)} \frac{P}{A} \left(\frac{dP}{dA} + w_{Loss} \right) \geq 0 \quad (11)$$

여기에서 w_{Loss} 항은 무시하였다.

3.5 모드 천이의 경계

Fig. 13은 스크램제트에서 램제트로 모드 천이가 일어나는 경계를 이론식과 실험에 의해 얻어진 데이터로 나타내었다. Fig. 13에는 가열에 의해 유동이 질식되는 열 질식 선(thermal choking line)을 Eq. 12, 13을 이용하여 나타내었다. (a)는 전온도가 1,250 K일 때, 당량비 0.04 - 0.27의 범위에서 수치해석을 수행한 결과를 통해 모드 천이가 발생하는 것을 나타내었다. 이와 유사하게 (b)는 전온도가 1,400 K 일 때, 당량비 0.08 - 0.27의 범위에서 수치해석을 수행한 결과를 나타내었다. Ikawa[24]에 제시된 Eq. 12를 이용해 Bolender[25]가 제시하고 있는 방법으로 열 질식 선을 나타내었다. Eq. 13은 마찰을 무시했을 경우, 일정한 관내 연소 혹은 증발에 의한 전온도의 변화를 마하수의 함수로 간단하게 표현한다 [11]. 대표적으로 아음속일 때, 연소 발열에 의해 연소실 하류에서 질식 현상이 발생한 램제트 모드에서, 연소실 입구 마하수가 감소함을 Eq. 7으로부터 예측할 수 있다[26]. 실험 데이터는 Fotia 등[22]에 의해 제시된 경계를 나타내었다. 실험 데이터의 경계와 수치해석의 경계가 잘 일치하지 않는 이유는 Fotia가 사용한 모델과 본 연구에서 사용한 공동의 형상이 다르기 때문이라고 판단하였다. 또한, 이론식의 경계와 수치해석의 경계가 일치하지 않는 이유는 이론식은 점성의 영향을 고려하지 않았기 때문이다. 이론식에 관한 내용은 Shapiro[11]이 잘 공식화 하였다.

$$\frac{T_{03}}{T_{02}} = \frac{1 + H_f \rho_0 f_{st} \Phi / (c_p T_{02})}{1 + f_{st} \Phi} \quad (12)$$

$$\frac{T_{03}}{T_{02}} = \left(\frac{1 + \gamma M_2^2}{1 + \gamma M_3^2} \right) \left(\frac{M_3}{M_2} \right)^2 \left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_3^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2} \right) \quad (13)$$

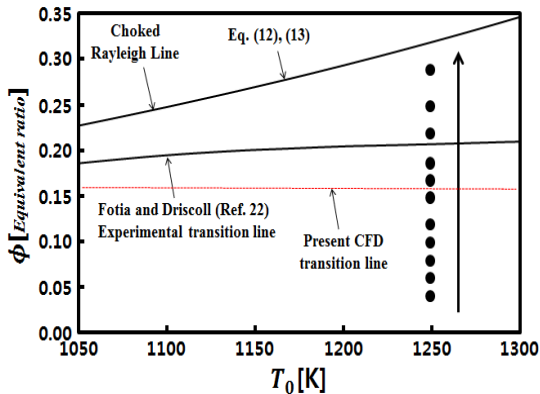
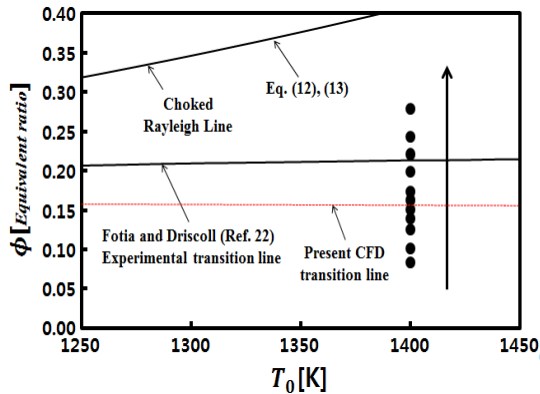
(a) $T_0 = 1,250$ K(b) $T_0 = 1,400$ K

Fig. 13 Combustion regimes as functions of total temperature and equivalent ratio.

위의 식에서 M 은 마하수, γ 는 기체의 비열비, f_{st} 는 이론 공연비, T_0 는 전온도(K), ϕ 는 당량비, η_c 는 연소효율, H_f 는 연료 발열량(kJ/kg) 그리고 c_p 는 비열 (kJ/kg · K)이다.

4. 결 론

격리부 입구의 전압력은 590 kPa로 일정하고 전온도는 1,130 K ~ 1,400 K의 범위에서 당량비의 변화에 따른 이중모드 스크램제트의 모드 천이에 관하여 연구를 하였다. 격리부와 연소실에서 발생하는 충격파에 의해 나타나는 유동장의

특성을 조사함으로써 모드 천이가 존재함을 밝혔다. 당량비의 변화가 모드 천이를 야기함을 수치해석 결과로부터 알 수 있었다. 비교적 낮은 당량비에서는 약한 의사충격파가 연소실 입구에 발생하여, 연소실에서 초음속 유동이 유지되는 스크램제트 모드임을 알 수 있었다. 그러나 당량비가 증가함에 따라 강한 의사충격파가 연소실 상류인 격리부로 이동하여, 연소실 입구에서 아음속 유동이 되는 램제트 모드로 천이 되는 것을 알았다. 본 연구에서 모드 천이가 발생할 때, 유동 특성들이 급격하게 변하여 NAR이 발생함을 알 수 있었고, 이는 수치해석과 이론해석을 통해 조사하였다. 하지만, 연소에 의한 의사충격파 발생을 정확하게 예측하기 위해 향상된 예측 방법으로 후속 연구가 필요하다. 또한, 모드 천이가 발생할 때, 내부 유동의 특성들이 급격하게 변화하는 원인에 대해서도 후속 연구를 통해 상세한 연구가 필요하다.

후 기

본 연구는 교육과학기술부 한국연구재단(NRF)의 사업인 중견연구자지원사업(No.NRF-2016R1A2B3016436)의 일환으로 수행되었으며 지원에 감사드립니다.

References

1. Bement, D.A., Stevens, J.R. and Thompson, M.W., "Measured Operation Characteristics of a Rectangular Combustor/Inlet Isolator," *AIAA/SAE/ASME/ASEE 26th Joint Propulsion Conference*, Orlando, F.L., U.S.A., pp. 90-2221, Jul. 1990.
2. Waltrup, P.J. and Billing, F.S., "Structure of Shock Waves in Cylindrical Ducts," *AIAA Journal*, Vol. 11, No. 10, pp. 1404-1408, 1973.
3. Mitani, T., Chinzei, N. and Kanda, T.,

- "Reaction and Mixing-Controlled Combustion in Scramjet Engines," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 17, No. 2, pp. 308-314, 2001.
4. Chun, J., Scheuermann, T., von Wolfersdorf, J. and Weigand, B., "Experimental Study on Combustion Mode Transition in a Scramjet with Parallel Injection," *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Canberra, Australia, AIAA 2006-8063, Nov. 2006.
 5. Masumoto, R., Tomioka, S., Kudo, K., Murakami, A., Kado, K. and Yamasaki, H., "Experimental Study on Combustion Modes in a Supersonic Combustor," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 27, No. 2, pp. 346-355, 2011.
 6. Kouchi, T., Masuya, G. and Tomioka, T.M.S., "Mechanism and Control of Combustion-Mode Transition in a Scramjet Engine," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 28, No. 1, pp. 106-112, 2012.
 7. Fotia, M.L., "Experimental Study of Shock-train/Combustion Coupling and Flame Dynamics in a Heated Supersonic Flow," Michigan University, Ann Arbor, M.I., U.S.A., 2012.
 8. Curran, E.T. and Murthy, S.N.B., "Scramjet Propulsion," *Progress in Astronautics and Aeronautics*, Vol. 189, pp. 369-446, 2001.
 9. Ben-Yakar, A. and Hanson, R.K., "Cavity Flame-holders for Ignition and Flame Stabilization in Scramjets: An Overview," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 17, No. 4, pp. 869-877, 2001.
 10. Matsuo, K., Miyazato, Y. and Kim, H.D., "Shock Train and Pseudo-Shock Phenomena in Internal Gas Flows," *Progress in Aerospace Sciences* 35, Vol. 35, No. 1, pp. 33-100, Jan. 1999.
 11. Shapiro, A.H., *The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow*, The Ronald Press Company, New York, N. Y., U.S.A., pp. 219-260, 1953.
 12. Heiser, W.H. and Pratt, D.T., *Hypersonic Air-breathing Propulsion*, AIAA Education Series, Reston, V.A., U.S.A., 1994.
 13. Micka, D.J. and Driscoll, J.F., "Dual-Mode Combustion of a Jet in Cross-Flow with Cavity Flame-holder," *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, N.V., U.S.A., AIAA 2008-1062, Jan. 2008.
 14. Micka, D.J., "Combustion Stabilization, Structure and Spreading in a Laboratory Dual-Mode Scramjet Combustor," Michigan University, Ann Arbor, M.I., U.S.A., 2010.
 15. ANSYS. Canonsburg, PA: ANSYS, Inc., ANSYS Fluent 17.0 Theory Guide, 2016.
 16. Clark, R.J. and Bade Shrestha, S.O., "A Review of Numerical Simulation and Modeling of Combustion in Scramjets," *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G : Journal of Aerospace Engineering*, Vol. 229, No. 5, pp. 958-980, 2015.
 17. Gawehn, T., Gülhan, A., Al-Hasan, N.S. and Schnerr, G.H., "Experimental and Numerical Analysis of the Structure of Pseudo-Shock Systems in Laval Nozzles with Parallel Side Walls," *Shock Waves*, Vol. 20, No. 4, pp. 297-306, 2010.
 18. Bao, W., Yang, Q., Chang, J., Zong, Y. and Hu, J., "Dynamic Characteristics of Combustion Mode Transitions in a Strut-Based Scramjet Combustor Model," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 29, No. 5, pp. 1244-1248, 2013.
 19. Mitani, T. and Kouchi, T., "Flame Structures and Combustion Efficiency Computed for a Mach 6 Scramjet Engine," *Combustion and Flame*, Vol. 142, No. 3, pp. 187-196, 2005.

20. Das, R. and Kim, H.D., "Unsteady Flow Characteristics in a Cavity Based Scramjet Combustor," *43th Conference of the Korean Society of Propulsion Engineers*, Gangwon-do, Korea, pp. 538-546, Dec. 2014.
21. Lee, S.H., "Characteristics of Dual Transverse Injection in Scramjet Combustor, Part: 2: Combustion," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 22, No. 5, pp. 1020-1026, 2006.
22. Fotia, M.L. and Driscoll, J.F., "Ram-Scram Transition and Flame/Shock-Train Interactions in a Model Scramjet Experiment," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 29, No. 1, pp. 261-273, 2012.
23. Fotia, M.L., "Mechanism of Combustion Mode Transition in a Direct-Connect Ramjet-Scramjet Experiment," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 31, No. 1, pp. 69-78, 2015.
24. Ikawa, H., "Rapid Methodology for Design and Performance Prediction of Integrated Supersonic Combustion Ramjet Engine," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 7, No. 3, pp. 437-444, 1991.
25. Bolender, M.A. and Doman, D.B., "Nonlinear Longitudinal Dynamical Model of an Air-Breathing Hypersonic Vehicle," *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 44, No. 2, pp. 374-387, 2007.
26. Torrez, S.M., Scholten, N.A., Micka D.J., Driscoll, J.F., Bolender, M.A., Doman, D.B. and Oppenheimer, M.W., "A Scramjet Engine Model Including Effects of Precombustion Shocks and Dissociation," *44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, Hartford, C.T., U.S.A., AIAA 2008-4619, Jul. 2008.