

스크램제트 엔진에서의 모드 천이에 관한 수치해석 연구

하정호¹ · Rajarshi Das¹ · Foluso Ladeinde² · 김희동^{1*}

Numerical Study on Mode Transition in a Scramjet Engine

Jeong Ho Ha¹ · Rajarshi Das¹ · Foluso Ladeinde² · Heuy Dong Kim^{1*}

¹Department of Mechanical Engineering, Andong National University, Republic of Korea

²Department of Mechanical Engineering, The State University of New York, Republic of Korea

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

ABSTRACT

During the operation of a dual-mode scramjet, the transition from ramjet to scramjet or vice-versa is inevitable and detailed gas dynamics related to the mode transition is of practical importance for safely operating the dual-mode scramjet. In the present study, theoretical and computational analyses have been carried out to investigate the detailed flow physics during the mode transition. The present computations have simulated the internal flow field in the Michigan dual mode combustor (MDMC) model which has a single hydrogen fuel injection normal to the wall and the unsteady compressible Navier-Stokes equations were solved using a fully implicit finite volume scheme, with Reynolds stress closure model and laminar finite-rate reaction model. The total temperature at the inlet of isolator and the hydrogen fuel equivalent ratio were changed to investigate their effects on gas dynamics of the mode transition. The results showed that at given Mach number and total temperature, the increment in the hydrogen fuel equivalent ratio causes the scram-mode to ram-mode transition which is discontinuous with a non-allowable region. There was a limit value for the fuel equivalent ratio to maintain the flow conditions constant and a further increase in the equivalent ratio induced the upstream flow states to change. The variation in the total temperature changed the boundary of the mode transition.

초 록

이중모드 스크램제트가 작동하는 동안 램제트 모드에서 스크램제트 모드로의 천이 혹은 그 반대의 경우가 불가피하고 모드 천이에 관련된 기체역학의 세부 정보들은 이중모드 스크램제트의 안전한 작동에 있어서 매우 중요하다. 본 연구에서는 모드 천이가 발생하는 동안 상세한 유동 특성을 조사하기 위해 이론해석과 수치해석을 수행하였다. 현재 계산들은 단일 수소 연료의 주입을 사용하는 Michigan 대학의 이중모드 연소기 모델의 내부 유동장을 수행하였고, 비정상 압축성 Navier-Stokes 방정식을 Reynolds stress closure model과 laminar finite-rate model로 fully implicit finite volume scheme을 사용해 풀었다. 기체역학의 모드 천이에 관한 격리부 입구의 전온도와 수소 연료의 당량비의 효과를 조사하기 위하여 위의 변수들을 변화시켰다. 격리부 입구에서 마하수가 일정하게 유지되는 경우, 당량비가 증가하면 스크램제트 모드에서 램제트 모드로 천이가 발생한다. 이 때, 천이는 당량비에 따라 불연속적으로 나타나며, Non-allowable region이 발생한다. 한편 격리부 입구에서 전온도가 증가하는 모드 천이 경계를 변화시켰다.

Key Words: Scramjet Engine(스크램제트 엔진), Dual Mode Ramjet(이중모드 램제트), Pseudo-Shock Wave(의사충격파), Mode Transition(모드 천이), Equivalent Ratio(당량비), Compressible Flow(압축성 유동)

Nomenclature

H : 격리부 높이
 $\Phi[ER]$: 당량비
 M_1 : 격리부 입구의 마하수
 M_2 : 연소실 입구의 마하수
 M_3 : 초킹이 발생하는 지점의 마하수
 P : 정압
 P_0 : 전압
 T_0 : 전온도
 H_c : 연료 발열량
 η_c : 연소 효율
 f_{st} : 이론 공연비
 c_p : 비열
 γ : 비열비
 A_{2c} : 연소실 입구의 실제 유동 면적
 A_1 : 격리부 입구의 면적
 \dot{m} : 질량유량

1. 서 론

최근까지 이중모드 램젯의 모드 천이에 관한 많은 연구가 수행되었다. Bement 등[1]은 격리부를 포함하는 스크램젯 엔진 모델에 관해 연구를 했다. 격리부 입구의 마하수는 2.2이며 전온도는 1028k에서의 조건에서 연구를 수행하였다. Waltrup 등[2]이 제시한 식의 경향을 잘 예측하였지만, 정확한 값을 예측함에 있어서 불확실성이 존재하였다. Mitani 등[3]은 벽면의 압력 그래프를 통해 reaction-controlled combustion에서 mixing-controlled combustion으로의 변화를 마하수 6인 시험 모델을 통해 나타내었다. Chun 등[4]은 마하수 2.1로 설계된 노즐을 이용해 유동 방향과 나란한 방향으로 수소 연료를 분사하는 스크램젯 실험을 하였다. 당량비가 증가에 따른 모드 천이를 weak combustion과

strong combustion을 통해 설명하였다. Masumoto 등[5]은 스크램젯 실험에 사용되는 스크램젯 연소기의 최적의 모델과 유동 조건을 위한 실험을 하였다. 수소 연료는 유동 방향의 30도의 각도로 분사되었고, 총 4가지의 모드를 관찰할 수 있었다. Kouchi 등[6]은 마하수 5.3, 전압력 4.8MPa 그리고 전온도 1500k인 조건에서 당량비에 따른 모드 천이를 3 차원 수치해석을 통해 설명하고 있다. Fotia 등[7]은 마하수 2.2로 설계된 노즐을 이용하여 같은 형상에서 전온도를 1000k-1400k, 전압력을 310k-590k 그리고 다양한 당량비에서 모드 천이에 관한 실험을 하였다. 실험을 통해 얻은 모드 천이의 경계를 나타내고 있지만 예외가 존재한다.

많은 극초음속 추진체는 이중모드 추진시스템에 의해서 작동하게 된다. $M_\infty = 3 \sim 6$ 로 작동되는 극초음속 추진체의 엔진 입구부터 연소실까지 유속이 아음속으로 감속이 된다면, 추진 시스템은 가장 효율적으로 작동하게 된다. 연소실에서 유속이 아음속으로 발생하도록 하기 위해서 초음속 디퓨저의 도움으로 감속시킬 수 있다. 그러나 $M_\infty = 6$ 이거나 그 이상인 경우에는 만약 디퓨저의 도움으로 연소실에서의 상태를 아음속으로 유지하게 되면 전압력의 손실이 매우 커지게 되고 엔진 입구에서의 산소와 질소 기체의 해리 작용이 과도하게 일어날 수 있으므로 $M_\infty = 6$ 이거나 그 이상인 경우에는 연소실에서의 상태를 초음속으로 유지하는 것이 더 효율적일 수 있다.[8] 연소실에서의 유속이 빨라질수록 자연 발화가 발생하는데 소요되는 시간인 지연 시간이 길어지게 된다. 화염의 안정화와 지연시간을 줄이기 위해 공동이 존재한다.[9] 위에서 언급한 2가지 경우 중 어떤 것이라도 연소가 발생하면 연소실에서는 압력이 급격하게 상승한다. 이중모드 램젯에 주입되는 연료의 질량유량과 엔진의 입구 마하수 변화에 따라 경계층이 견딜 수 있는 한계 압력을 넘어서면 경계층 박리에 의해 격리부 내에서는 shock train이 발생하게 된다. 이 shock train의 특성에 대한 연구는 Matsuo et al.[10]에 의해 수행되었다. 비점성 유동의 접근법에서 이 같은 충격파 시스템은 수직

충격파가 발생하지만 실제로는 경계층이 존재하기 때문에 충격파 시스템은 많은 경사 충격파와 램다 충격파로 이루어진다. 이 충격파 시스템의 강도에 따라 유동을 낮은 초음속으로 감속시키거나 아음속으로 감속시키기도 한다. 또한, 특정 조건에서 충격파가 이중모드 램제트의 입구 밖으로 밀려 나가는 현상인 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 원인과 요소들에 대한 연구가 미흡하다. 실제 이중모드 램제트 작동시 모드 천이로 인한 유동의 특성이 급격하게 변화해 추력의 변화가 불가피하다. 이를 적절하게 예측하고 원인들이 밝혀져야만 이중모드 램제트의 운행에 안정성이 확보될 것이다. 본 연구에서는 스크램제트 모드 천이의 주원인 중의 하나인 당량비의 영향에 대한 연구를 수치해석을 통해 수행하였고, 신뢰성 확보를 위해 MDMC 모델의 실험 결과와 수치해석 결과를 비교하였다. 현재 수치해석을 통해 얻은 결과들이 Shapiro[19]가 제시한 Eq. 1과 경향이 잘 일치하였고, Heiser 등 [17]이 제시한 이론식과 수치해석을 비교한 결과를 잘 나타내고 있다. Eq. 1을 통해 이중 모드 스크램제트에서 발생하는 압축성 기체역학적 현상을 잘 설명할 수 있다. 예를 들어 스크램제트 모드의 경우, 모델 내부 유동이 모두 초음속이므로 연소실에서 질량유량의 증가는 연소실에서의 마하수 감소를 초래한다. 이에 따라 연소실에서의 압력은 증가한다. 이는 스크램제트 모드에서 당량비 증가는 압력의 증가를 설명할 수 있고, 램제트 모드의 경우 연소실의 하류 부근에서 초빙현상이 발생하였을 때 마하수는 1이므로 연소실 입구의 유동이 아음속인 램제트 모드에서 질량유량의 증가는 격리부 출구에서의 마하수 감소를 초래하고 이는 급격한 압력의 증가를 설명할 수 있다. 이는 본 연구의 수치해석 결과가 나타내는 경향과 매우 잘 일치한다.

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

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

2. 수치해석 방법

2.1 계산영역

수치해석에 사용되는 모델은 Micka가 사용한 MDMC의 실험 장치 모델을 사용하였다.[11,12] 격리부와 연소실 부분을 기반으로 한 이중모드 연소실의 실험 장치를 계산영역으로 정했다. Fig. 1에서 보이듯이 격리부의 총 길이는 358mm이고 공동을 포함한 연소실의 총길이는 444.3mm이다. 실제로 주 연료 주입구는 2개가 존재하며, 공동의 선단으로부터 44.5mm, 14.0mm 떨어진 위치에 존재한다. 공동의 밑바닥과 공동의 후단 벽면에 보조 연료주입구가 2개 존재한다. 주 연료 주입구의 직경은 2.49mm이며, 보조 연료주입구의 직경은 1.19mm이다. 마하수 2.2로 설계된 노즐을 사용하였고 전압력은 590kPa로 일정한 값을 가지며 T_0 는 1130 ~ 1400K로 가열된 공기가 격리부 입구를 통해 유입이 된다.

수치해석에 사용된 격자는 대략 6만개의 정렬격자를 적용하였고, 경계층 유동이 발달하는 벽 주변 및 공동내부에 격자를 집중시켰다. 모든 벽면의 경계조건은 no-slip 조건을 적용하였고, 노즐 입구에 pressure inlet 조건, 연소실 확대부 외부에 직사각형으로 pressure outlet 조건을 적용하였다. 연료 주입구에는 mass-flow inlet조건을 적용하였다.

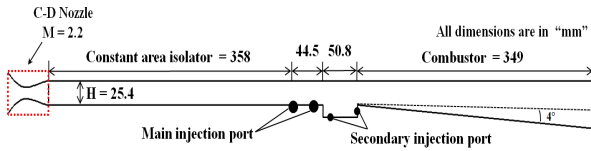


Fig. 1 Schematic of computational flow field

2.2 수치해석적 방법

본 연구에서는 격리부와 연료 주입구 주위의 복잡한 유동장을 해석하기 위해, 2차원 압축성 Navier-Stokes equation을 적용하였으며, implicit finite volume scheme을 적용하였다. 또한 density-based solver인 coupled scheme을 사용하였다. MDMC 모델의 내부 유동의 수치모사를 위해 Reynolds stress 난류 모델[13-15]을 사용하였고, Species transport model 모델을 통해 격리부 입구의 산소와 질소의 비율을 일정하게 주어 산소는 수소 연료의 산화제로 사용해 단일 반응 메커니즘을 사용하였다. Laminar finite-rate 모델을 사용해 수소 연료를 사용한 이중모드 램 제트에서의 화학적인 반응을 예측하였다.

3. 결과 및 토론

무차원화한 값을 유동방향에 따라 나타내었다.

3.1 수치해석 결과와 실험 데이터의 비교

Fig. 2는 전압력이 590kPa인 경우에서 전온도가 1400K 그리고 1130K인 경우의 수치해석의 검증에 대해 수치해석을 수행하여 실험 데이터와 비교하였고, 상부 벽면에서의 정압을 격리부 입구에서의 전압으로 무차원화하여 유동방향에 따라 나타내었다. 주 연료 주입구에서 분사되는 연료의 위치는 공동의 선단으로부터 44.5mm ($x/H = -1.75$) 떨어진 위치에 있다. 주 연료 주입구로부터 연료가 분사가 되고 공동 후단 벽면으로부터 추가의 연료가 분사된다. 1130k의 경우 압력 상승 구간과 피크 압력에서의 수치해석 결과와 실험 데이터의 결과의 불일치를 확인할 수 있지만 1400k인 경우 비교적 잘 일치하는 것을 확인할 수 있다. 유사하게 Fig. 3은 전온도, 전압력이 1080k, 1370k, 590kPa인 경우의 수치해석

검증을 위해 수행한 경우의 압력 분포 그래프를 보여준다. 주 연료 주입구에서만 연료가 분사되고 공동에서 연료는 분사되지 않는다. 1080k의 경우 압력 상승 구간에서는 실험 데이터와 수치해석 결과가 잘 일치하나 피크 압력 부근에서는 잘 일치하지 않는다. 반대로 1370k의 경우는 압력 상승 구간에서 약간의 불일치가 있으나, 최고 압력 구간에서는 비교적 잘 일치한다.

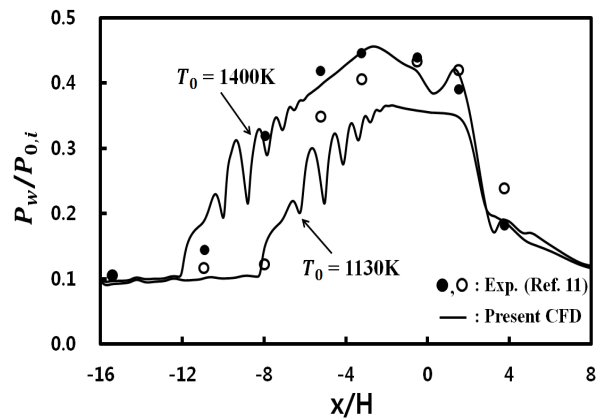


Fig. 2 Static pressure distributions along the top wall. (ER = 0.21, upstream main fuel injection, rear cavity, $\dot{m}_{cav\ fuel}/\dot{m}_{total\ fuel} = 0.02$)

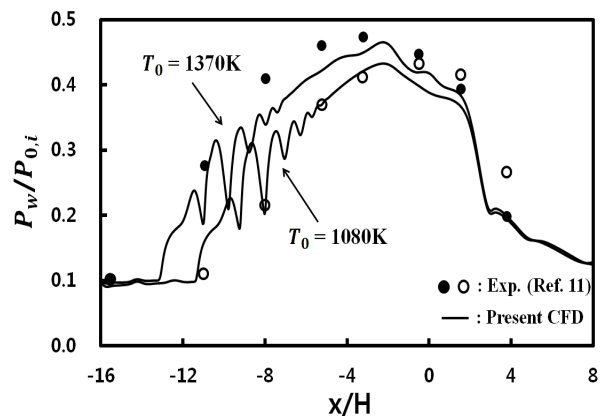


Fig. 3 Static pressure distributions along the top wall. (ER = 0.26, upstream main fuel injection, no cavity)

3.2 스크램제트 모드 천이

연소실 내에서의 일정한 전압력과 전온도에서 당량비가 변화에 따른 모델 내부 상세 유동장을 분석한다. 연소실 입구에서의 마하수 변화는 이중모드 램제트의 모드 천이의 발생을 나타낸다. 연소실 입구의 마하수가 1이상이면 스크램제트 모드, 마하수가 1미만이면 램제트 모드라고 한다.[17] 이중모드 램제트는 크게 램제트 모드와 스크램제트 모드 두 가지로 구분하는데, 두 가지 모드를 의사충격파의 강도에 따라 구별할 수 있다. 현재 시험 모델의 경우, 마하수 2.2 설계 노즐을 사용하였고, Fig. 4는 격리부 입구의 전온도가 1250K로 일정하며 전압력이 590kPa로 일정한 경우, 당량비에 따른 마하수 분포를 도식화하였다. 수치해석 검증용을 위해 수행한 경우의 마하수 분포를 정성적으로 보여주고 있으며 당량비가 증가함에 따라 충격파가 격리부 상류에서 형성되는 것을 확인할 수 있다. Fig. 5에서 x/H 는 벽면을 따르는 거리를 무차원화 했고, 벽면 압력은 격리부 입구의 일정한 전압력으로 무차원화 하였다. 주 연료 주입구에서 분사되는 연료의 위치는 ($x/H = -0.55$) 공동의 선단으로부터 14.0mm 떨어진 위치에 있다. 모드 천이는 연소의 발열에 의한 연소실에서의 초강현상에 의해 발생한다. 그로 인해 의사충격파가 격리부에서 형성되고 급격하게 모드 천이가 발생할 때, 격리부 벽면의 압력을 통해서 모드 천이를 감지할 수 있다.[21] 이를 수치해석 결과로부터 유사하게 예측할 수 있고, 당량비가 증가할수록 압력은 증가하며 충격파의 위치는 격리부 입구 방향으로 형성된다. 당량비는 0.14, 0.18, 0.24 그리고 0.27로 증가시켰다. 당량비 0.27과 0.18의 경우, 수치해석 검증을 했다. Fig. 5에 나타나 있듯이, 격리부에서 발생하는 shock train에 의한 최초 압력 상승 지점을 잘 예측하고 있으나, 최고 압력 부근에서 수치해석 결과와 실험 결과의 불일치를 확인할 수 있다. 그리고 압력 분포의 전반적인 경향은 잘 예측하는 것을 확인할 수 있다. Fig. 6은 Eq. 2를 이용하여 마하수 분포를 보여주고 있으며, Eq. 2에서 압력은 상부 벽면으로부터 얻었다.[11] Eq. 2는 단열이며 마찰이 없다는 가정하에 질량 보존식과 운동량 보존식을 이용해 공식화하였다. Fig. 6의 마하수의 분포에서 마하수 진동이 발생하는 이유에 대한 이해를 돕기 위해 당량비 0.27의 경우 마하수 분포를 도식화하여 충격파의 위치를 표시하고 연료가 분사되는 지점도 표시하였다.

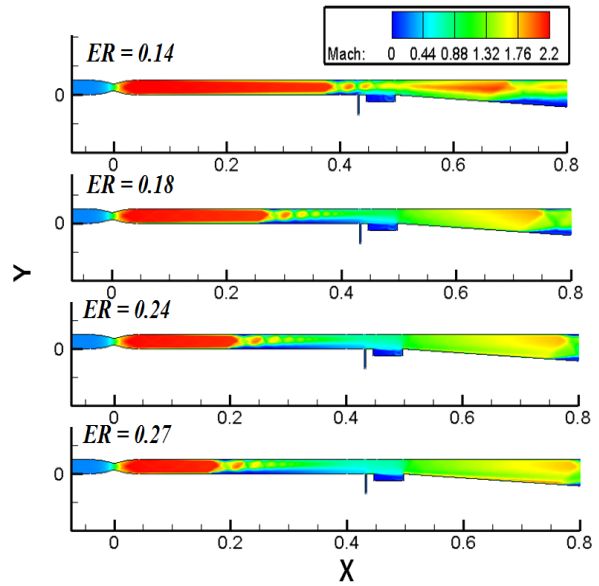


Fig. 4 Iso-Mach number contours. ($T_0 = 1250K$)

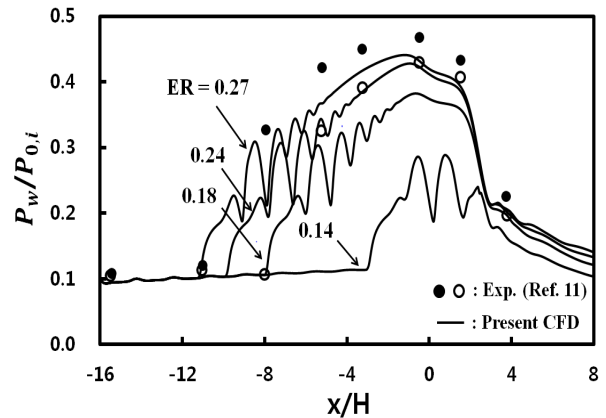


Fig. 5 Static pressure distributions along the top wall. ($T_0 = 1250K$)

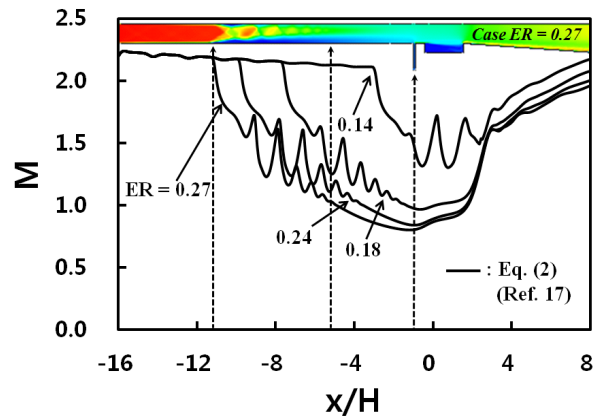


Fig. 6 Mach number distributions on the top wall.

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

위의 식에서 M 는 마하수, γ 는 기체의 비열비, \dot{m} 는 질량유량[kg/s]이며, P 는 상부 벽면의 정압 [Pa]이다.

그림. 7은 연소실에서의 정온도 분포를 도식화하였다. 당량비 0.04 ~ 0.27사이에서의 정온도 변화를 나타내고 있으며 전반적인 연소는 연소실의 하부 벽면에서 발생함을 확인할 수 있다. 당량비 0.04의 경우에는 극소량의 수소 연료만이 주입되고 있으며 모델 내부의 유동이 매우 빨라 연소의 발생이 미미하다. 당량비 0.1의 경우에 연소실의 하부 벽면에서 연소가 가장 활발하게 나타났으며, 당량비가 증가할수록 연소의 발생이 줄어드는 것을 확인할 수 있다. 반면에 당량비 0.27의 경우에 연소실의 공동의 전단층 부근에서 연소의 발생이 지배적으로 일어나고 있으며, 그로인해 주변부의 온도 증가를 초래한다. Mitani 등[25]은 거의 대부분의 연소가 공동의 얇은 확산 화염이 발생하는 부분에서 일어나고, 연소효율에 영향을 미친다고 보고하고 있고, 현재 수치해석 결과가 이와 유사하다. Fig. 8은 Eq. 3을 이용해 당량비에 따른 연소효율을 나타내었다.[23-24] 스크램제트 모드에서는 당량비에 따른 연소효율의 변화가 미미하지만, 램제트모드에서는 당량비가 증가할수록 연소효율이 급격하게 감소함을 확인할 수 있다. Micka[12]는 Jet wake stablized mode에서는 초킹이 발생하는 구간인 공동의 후단에서 마하수가 급격하게 증가하고 밀도가 급격하게 감소한다고 한다. 이는 연소의 발열량이 급격하게 낮아지는 원인이라고 보고하고 있고, 현재 수치해석 결과에서도 이와 유사하게 당량비 0.27에서 연소효율이 상대적으로 낮은 수치임을 확인할 수 있다. Mitani 등[25]은 연소효율은 당량비와 반비례한다고 보고하고 있다. 현재 수치해석 결과도 연소효율은 당량비에 반비례함을 잘 나타내고 있다.

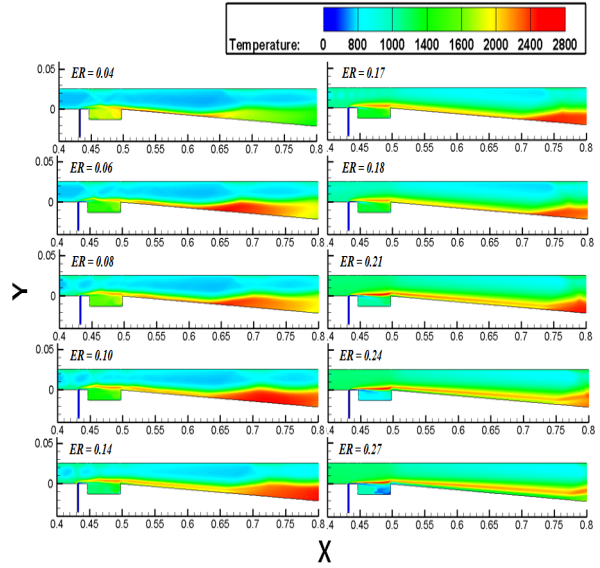


Fig. 7 Static temperature contours. ($T_0 = 1250K$)

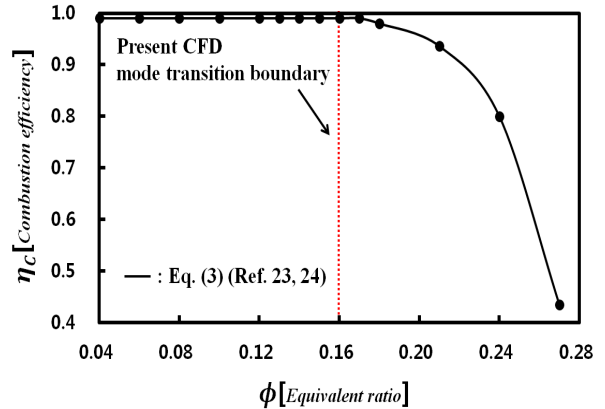


Fig. 8 Variation of combustion efficiency with equivalent ratio. ($T_0 = 1250K$)

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

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

Fotia 등[16]에 따르면 모드 천이의 원인은 주 연료 주입 구에서 분사되는 연료에 의한 유동의 막힘 현상과 연소실 내부에 발생하는 고압에 의한 막힘 현상의 상호 작용에 의해 발생한다고 설명한다. Heiser 등[17]은 단열이며

마찰이 없다는 가정하에 질량 보존식과 운동량 보존의 식을 이용해 Eq. 4를 공식화하였다. 이 식은 격리부의 출구 마하수의 변화에 따른 압력의 변화를 결정한다. 식을 통해 격리부 출구에서의 압력을 정확하게 예측할 수는 없으나 정성적인 특성들을 확인할 수 있으므로 연소실 입구 마하수의 변화로 인한 압력 변화의 경향은 적절히 모사할 수 있다. Eq. 4를 통해 충격파가 발생하지 않는 스크램제트 모드에서는 마하수의 변동이 거의 없기 때문에 압력비 또한 거의 1에 가까워 압력 변동도 미미하다는 것을 알 수 있으며, 램제트 모드에서 연소의 활성화로 인한 연소실 입구에서의 마하수 감소는 결국의 사충격파의 강도를 강하게 함을 설명할 수 있다. 그리고 격리부 출구에서의 effective supersonic core flow area를 이론적으로 구하기 위해 Heiser 등[17]은 Eq. 5를 공식화하였고, A_{2c} 는 경계층의 박리현상이나 완전 재순환류 현상에 의한 면적 두께를 제외한 격리부 출구에서의 실제 유동 지나갈 수 있는 면적이다. 실제로는 구할 수 없는 값이다.

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

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

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

Fig. 9와 10은 Heiser, W. H. and Pratt, D. T.[17]에 의해 제시된 Eq. 4와 Eq. 5를 사용해 나타낸 그래프에 Eq. 2를 이용해 M_2 를 구해 당량비가 증가함에 따라 표시하였다. 그림에서 보이듯이 모드 천이가 발생할 때, 유동의 급격한 변화를 야기한다. 이는 연소실 하류에서 발생하는 초킹현상에 의한 유동의 변화가 원인이라고 사료되지만, non-allowable region이 발생하는 구체적인 원인을 이해하기 위한 상세 연구가 필요하다.

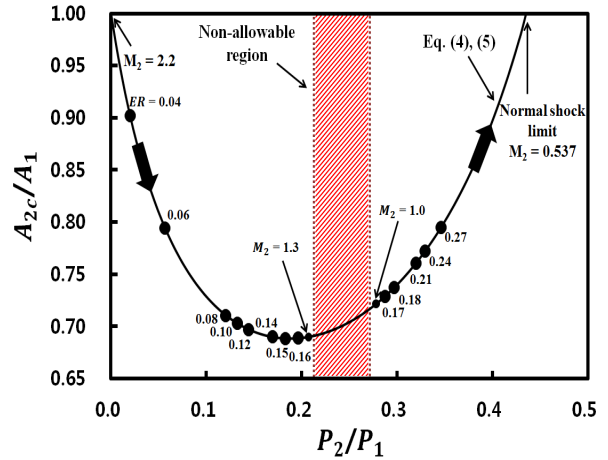


Fig. 9 Variation of confined flow area fraction. ($T_0 = 1250K$, downstream main fuel injection)

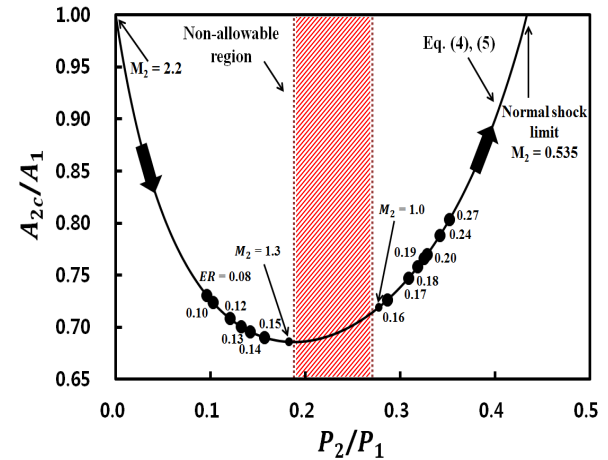


Fig. 10 Variation of confined flow area fraction. ($T_0 = 1400K$, upstream main fuel injection)

Fig. 11은 이론해석을 통해 non-allowable region을 나타내었다. 식들은 마찰과 열 발생을 무시하였다. 열역학 제 2법칙을 만족하기 위해 Eq. 9가 필요하다. 이때, Eq. 9를 표현하기 위해 Eq. 6-8이 요구된다.[26] 최종적으로 Eq. 11을 나타내기 위해 Eq. 10을 이용한다. Fig. 11에서 w_{Loss} 는 무시하였다.

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

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

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

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

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

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

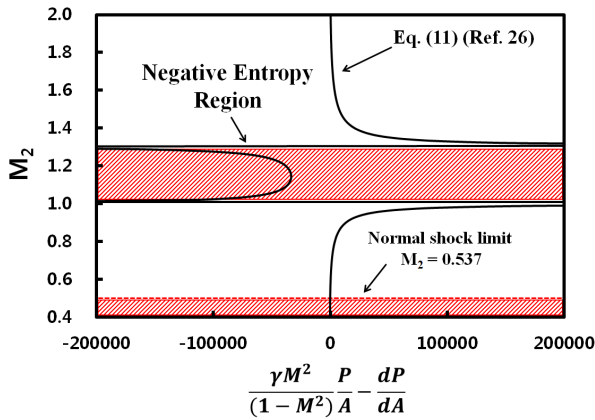


Fig 11 Theoretical analysis of non-allowable regions.

Fig. 12와 13은 스크램제트 모드 천이가 일어나는 경계를 이론식과 실험에 의해 얻어진 데이터로 나타내었다. Fig. 12와 13의 Choked Rayleigh Line은 Eq. 12, 13을 이용하여 나타내었다. Fig. 12는 전온도가 1250K일 때, 당량비 0.04-0.27의 범위에서 수치해석을 수행한 결과를 통해 모드 천이가 발생하는 것을 나타내었다. 이와 유사하게 Fig. 13은 전온도가 1400K 일 때, 당량비 0.08-0.27의 범위에서 수치해석을 수행한 결과를 나타내었다. Ikawa[20]에 제시하고 있는 Eq. 12를 이용해 Bolender[18]가 제시하고 있는 방법으로 Choked Rayleigh Line을 나타내었다. Eq. 13은 마찰을 무시했을 경우, 일정한 관내 연소 혹은 증발에 의한 전온도의 변화를 마하수의 함수로 간단하게 표현한다.[19] 대표적으로 아음속일

때, 가열에 의해 연소실 하류에서 초킹 현상이 발생한 램제트 모드에서 연소실 입구의 마하수는 감소함을 Eq. 7으로부터 예측할 수 있다.[22] 실험 데이터는 Fotia 등[16]에 의해 제시된 경계를 나타내었다. Fig. 12에서 당량비가 0.18인 경우, 수치해석을 수행해 얻은 결과가 Micka가 제시한 결과와 일치하지만, Fotia가 제시한 경계와 일치하지 않는 것을 확인할 수 있다. 이는 초기조건이 다르기 때문이다. 또한, 이론식의 경계와 수치해석의 결과가 일치하지 않는 이유는 이론식은 마찰과 열 발생의 영향을 고려하지 않았기 때문이다. 이론식에 관한 내용은 Shapiro[19]가 잘 공식화 하였다.

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

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

위의 식에서 M은 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.

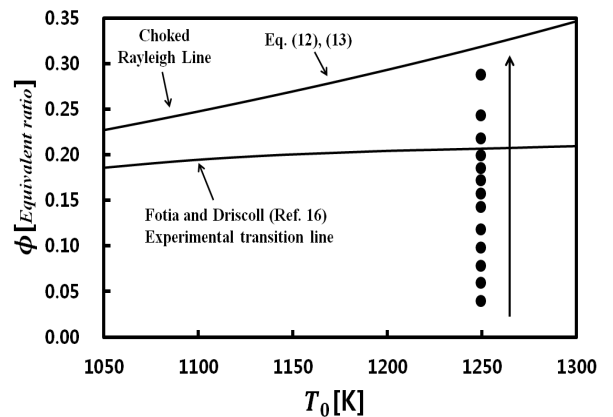


Fig 12 Combustion regimes as functions of total temperature and equivalent ratio. ($T_0 = 1250K$)

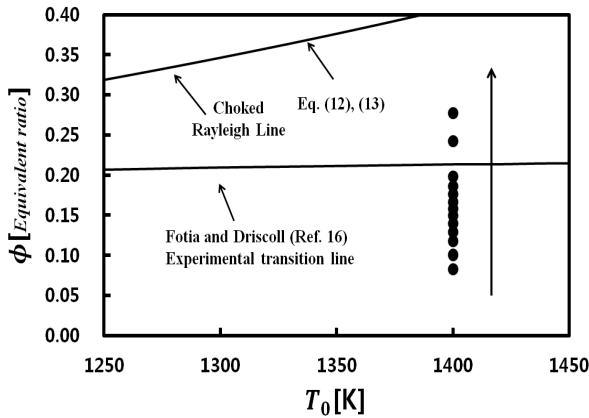


Fig 13 Combustion regimes as functions of total temperature and equivalent ratio. ($T_0 = 1400=K$)

4. 결론

본 연구에서는 격리부 입구의 전압력은 590kPa로 일정하고 전온도는 1130k - 1400k의 범위에서 당량비의 변화에 따른 이중모드 램제트의 모드 천이에 관해 연구를 한다. 격리부에서 발생하는 충격파에 따라 변화하는 유동의 특성을 조사하여 모드 천이에 관해 연구한다. 본 연구에서는 당량비의 변화가 모드 천이에 지배적인 영향이 미침을 알 수 있으며 스크램제트 모드에서 램제트 모드로 모드 천이가 발생할 때, 압력 변화가 급격하게 나타나는 것을 확인할 수 있다. 하지만, 연소에 의한 의사충격파 발생을 정확하게 예측하기 위해 향상된 예측 방법으로 후속 연구가 필요하다. 또한, 모드 천이가 발생할 때, 급격한 유동의 변화의 발생 원인에 대한 후속 연구도 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*, pp. 90-2221, 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*, AIAA 2006-8063, 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," *Doctor of Philosophy in the University of Michigan*, 2012.
8. Curran, E.T. and Murthy, S.N.B., "Scramjet Propulsion," *Progress in Astronautics and Aeronautics*, Vol. 189, 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. 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*, AIAA 2008-1062, 2008.
 12. Micka, D.J., "Combustion Stabilization, Structure and Spreading in a Laboratory Dual-Mode Scramjet Combustor," *Doctor of Philosophy in the University of Michigan*, 2010.
 13. ANSYS. Canonsburg, PA: ANSYS, Inc., ANSYS Fluent 17.0 Theory Guide, 2016.
 14. 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.
 15. 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.
 16. 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.
 17. Heiser, W.H. and Pratt, D.T., "Hypersonic Air-breathing Propulsion," *AIAA Education Series*, AIAA, 1994.
 18. 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.
 19. Shapiro, A.H., "The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow," *The Ronald Press Company*, New York, Vol. 1, pp. 219-260, 1953.
 20. 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.
 21. 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.
 22. 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*, AIAA 2008-4619, 2008.
 23. Das, R. and Kim, H.D., "Unsteady Flow Characteristics in a Cavity Based Scramjet Combustor," *43th Conference of the Korean Society of Propulsion Engineers*, pp. 538-546, 2014.
 24. 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.
 25. 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.
26. 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.