



Research Paper

DOI: <http://dx.doi.org/10.6108/KSPE.2018.22.1.045>

스크램-램제트 모드 천이에 미치는 연료 당량비의 영향

하정호^a · 윤영빈^b · Foluso Ladeinde^c · 김태호^a · 김희동^{a,*}

Effect of Fuel Equivalence Ratio on Scramjet-to-Ramjet Mode Transition

Jeong Ho Ha^a · Youngbin Yoon^b · Foluso Ladeinde^c · Tae Ho Kim^a · Heuy Dong Kim^{a,*}

^aDepartment of Mechanical Engineering, Andong National University, Korea

^bDepartment of Mechanical and Aerospace Engineering, Seoul National University, Korea

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

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

ABSTRACT

The generation mechanism of NAR is not yet understood. In the present study, an in-depth analysis of the computational results previously obtained by the authors is conducted to investigate the flow mechanism responsible for NAR. A theoretical analysis has also been performed to understand the gas dynamic features during transition from scramjet to ramjet mode. It is known that there exists a critical value of the fuel equivalence ratio at which the flow states at the inlet of isolator remain unchanged. An increase in the equivalence ratio over the critical value leads to a sudden change in the static pressure and the Mach number at the inlet of the isolator, which is responsible for the generation of NAR.

초 록

최근 이중모드 램제트 엔진에서 모드 천이는 격리부 출구 마하수의 불연속적인 변화를 일으킨다고 보고된 바 있다. 이 현상을 격리부 입구와 출구에서의 유효 유동 단면적과 압력비에 따라 나타내었으며, 이는 Non-Allowable Region (NAR)으로 설명되었지만, NAR의 발생 기구에 대한 이해는 여전히 부족한 실정에 있다. 본 연구에서는 NAR의 발생 원인에 대한 유동 메커니즘을 조사하기 위해, 앞서 수행한 수치해석 결과들의 상세 연구가 수행되었으며, 스크램제트에서 램제트로의 모드 천이발생 동안 기체역학적 특성에 대한 이해를 돕기 위해 이론해석도 수행되었다. 격리부 입구에서 유동 상태량이 수용할 수 있는 당량비의 임계값이 정해져 있는데, 이 임계값을 초과하는 당량비의 증가는 격리부 입구에서의 정압뿐만 아니라 마하수의 급격한 변화를 발생시키게 되며, 이는 NAR의 발생 원인이 된다.

Key Words: Scramjet Engine(스크램제트 엔진), Dual Mode Ramjet(이중모드 램제트), Mode Transition(모드 천이), Equivalence Ratio(당량비), Gas Dynamics(기체역학)

Received 1 March 2017 / Revised 5 August 2017 / Accepted 10 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
$P_{w,1}$: wall static pressure at isolator inlet
$P_{w,2}$: wall static pressure at combustor inlet
P_0	: stagnation pressure
T_0	: stagnation temperature
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
\dot{q}	: amount of heat addition
s	: entropy

1. 서 론

최근 극초음속 비행체에 대한 공학적 응용의 증대와 함께, 램제트/스크램제트 등에 대한 관심이 증대되고 있다. 이 중에서 램제트와 스크램제트 운전이 모두 가능한 이중모드의 복합추진 기관에 대한 연구는 최근 더욱 각광을 받고 있다[1].

이중 모드(dual mode)의 경우, 연소기 상류에 충격파가 발생하여 연소기로 유입하는 유동이 아음속인 램 모드와, 유동이 초음속인 상태로 연소기에 유입하여 연소가 발생하는 스크램 모드로 운전하게 된다[2]. 따라서 램 모드에서 스크램 모드로, 또는 스크램 모드에서 램 모드의 원활한 전이는 이중모드 엔진의 운전에서 매우 중요한 기술적 문제이다.

본 논문에서는 이전 Ha 등[3]에 의하여 보고된 수치해석적 연구의 후속 연구로, Micka 등[4]의 연구에서 사용된 실험 유동장을 수치해석적으로 모사한 결과를 제시하고자 한다. 이와 관련하여 이전의 Fotia 등[5]과 Ha 등[3]의 연구에서는 NAR을 정의하여, 1차원 기체역학의 이론해석과 함께 수치해석 결과와 실험을 통해 이를 입증하였다.

이와 같이 NAR이 실제 이중모드 스크램제트 운행 도중 발생할 수 있을 뿐만 아니라 이는 엔진의 추

력 또는 전체 성능에도 매우 큰 영향을 미치게 되므로[6] NAR에 대한 심도 있는 연구는 공학상 대단히 중요하다. 하지만, NAR이 발생하는 원인과 그의 제어방법에 대해서 충분히 알려져 있지 않았기 때문에, 본 연구에서는 이의 원인을 명확하게 하고 물리적인 현상을 밝히려고 한다.

2. 수치해석 방법

수치해석에 사용되는 모델은 Micka 등[4]이 사용한 실험 장치 모델을 사용하였다. 격리부와 연소실 부분을 기반으로 한 이중모드 연소실의 실험 장치를 계산영역으로 정했다. 상세 내용은 참고 논문에 기술되어 있다[3].

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 inlet 조건을 적용하였다.

본 연구에서는 모델의 복잡한 내부 유동의 수치모사를 위해 향상된 난류모델과 화학 반응 모델을 사용하였다. 상세 내용은 참고논문에 기술되어 있다 [3].

3. 결과 및 토론

3.1 NAR의 발생

Ha 등[3]은 Michigan 이중 모드 램제트 실험 장치에서 격리부 입구 마하수(M_1)가 2.2이고, 전온도(T_0)

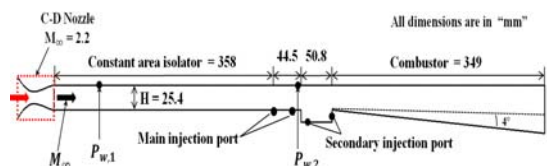


Fig. 1 Computational flow field of dual mode ramjet [4].

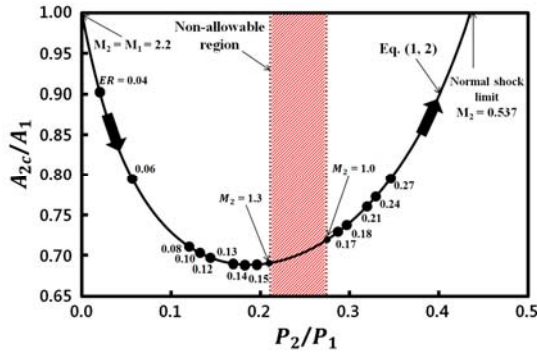


Fig. 2 Variation in confined flow area fraction ($T_0 = 1,250$ K).

가 1,250 K 및 1,400 K의 실험 조건에 대한 수치 해석을 수행한 결과, 연료 당량비(ϕ)를 증가시키는 경우 스크램제트 엔진은 램제트 모드로 천이한다는 것을 보고하였다.

Fig. 2에서 나타내는 바와 같이, 초음속 유동에서 연료 당량비를 서서히 증가시키면 격리부 출구의 유효 유동 단면적(A_{2c})이 감소하며, 이는 격리부 출구의 마하수(M_2) 감소를 초래한다. 연료 당량비를 더욱 증가시키면, 격리부 출구에서 유효 유동 단면적이 더욱 감소하여 격리부 출구의 마하수는 약 1.3에 도달하게 된다. 여기에서 연료 당량비를 더욱 증가시키더라도 격리부 출구 마하수는 1.3을 넘지 않다가 갑자기 마하수 1미만으로 급감하게 된다. 따라서 격리부 출구에서 마하수가 연료 당량비의 증가에 따라 연속적으로 감소하는 것이 아니라, 불연속적으로 감소하게 된다.

또 격리부 출구의 마하수가 범위 1.3에서 1사이의 구간에서 해가 존재하지 않는 NAR의 불연속 구간이 존재한다는 것을 의미한다. 이와 관련하여 이전의 Fotia 등[5]과 Ha 등[3]의 연구에서는 Fig. 2에 나타난 NAR을 정의했다. 1차원 기체역학 이론해석을 통해 이 지역의 존재를 물리적으로 설명하여, 유동의 엔트로피가 감소하게 되는 지역으로 설명하였다. 이와 유사하게 위의 Fig. 3에서는 격리부 출구에서의 마하수가 1.3에서 1사이의 해가 존재하지 않는 불연속 구간이 존재한다. 이는 스크램제트 모드에서 램제트 모드로의 천이가 불연속적으로 발생한다

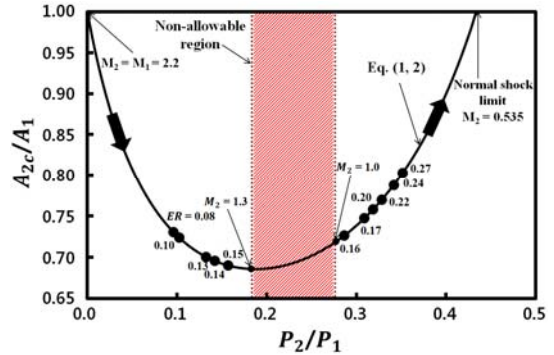


Fig. 3 Variation in confined flow area fraction ($T_0 = 1,400$ K).

는 것을 설명한다.

Fig. 1에 도시한 유동장의 위치 1과 2에서 압력은 다음 Eq. 1과 같이 마하수의 함수로 주어진다[7]. 여기에서 하첨자 1, 2는 각각 격리부 입구 및 출구 상태를 의미하며, γ 는 기체의 비열비, P 는 압력 그리고 M 은 마하수이다.

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

위의 식에서 압력 P_1 , P_2 그리고 마하수 M_1 의 값을 이용하면, 다음과 Eq. 2와 같이 2 위치에서 유효 유동 단면적을 구할 수 있다[7].

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

위의 식에서 A_1 은 1 위치에서 유로 단면적, A_{2c} 는 2 위치에서 유효 유동 단면적이다.

3.2 격리부 입구 상태량이 NAR에 미치는 영향

Fig. 4와 5의 왼쪽 종축은 격리부 출구에서 정압력 ($P_{w,2}$)을 격리부 입구의 전압력(P_0)으로 무차원한 값을, 그리고 오른쪽 종축은 격리부 출구에서의 마하수(M_2)를 그리고 그림의 횡축은 당량비를 나타내었다. 그림에서 당량비(ϕ)가 증가하면, 격리부 출구

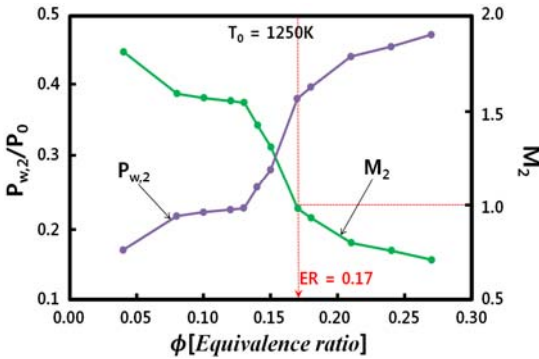


Fig. 4 Static pressure and Mach number variations with ER at the inlet of combustor ($T_0 = 1,250$ K).

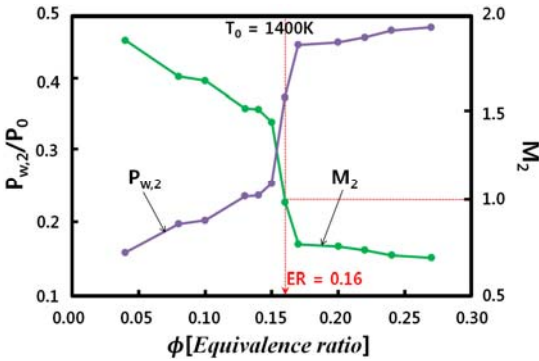


Fig. 5 Static pressure and Mach number variations with ER at the entrance of combustor ($T_0 = 1,400$ K).

(위치 2)에서 압력은 서서히 증가하다가, 당량비가 어느 값 이상으로 증가하게 되면 $P_{w,2}$ 는 급격히 증가한다. 이와 반대로 마하수는 급격히 감소하여 당량비의 값이 0.16(Fig. 5), 0.17(Fig. 4) 이상으로 되면 격리부 출구에서 유동이 아음속으로 감속하여, 스크램 모드에서 램제트 모드로 천이한다. 위의 Fig. 4와 5의 두 결과를 비교하면, 정성적으로 유사한 경향을 보이지만, 격리부 입구에서 전온도가 증가하면 압력과 마하수는 보다 급격하게 변한다.

한편 격리부 출구에서 유동이 아음속으로 감속하게 되는 당량비의 값은 전온도 1,250 K와 1,400 K일 때 각각 0.17와 0.16으로, 이들 값 이상의 연료를 주입하는 경우 엔진은 램제트 모드로 천이한다.

한편 아래의 Eq. 3에서 위치 1과 2에서 유동의 정압

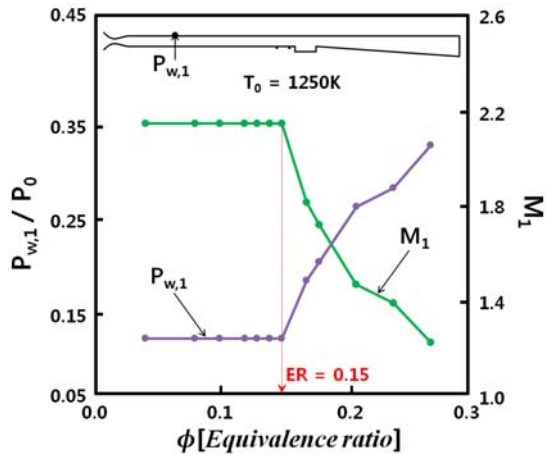


Fig. 6 Static pressure and Mach number variations with ER at the inlet of isolator ($T_0 = 1,250$ K).

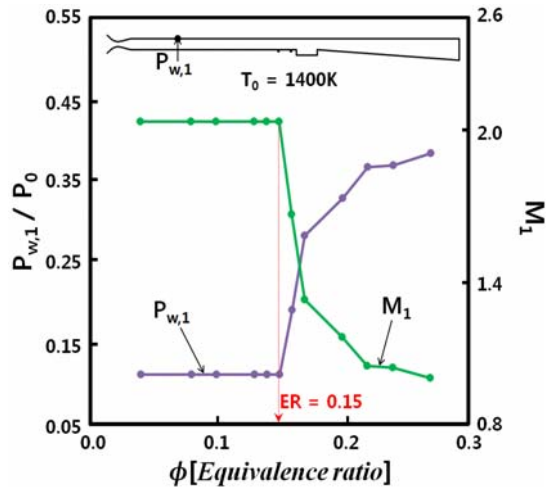


Fig. 7 Static pressure and Mach number variations with ER at the inlet of isolator ($T_0 = 1,400$ K).

과 마하수의 관계는 다음으로 주어진다[7]. 여기서 위치 2에서의 정압은 벽면으로 값을 이용하고, 위치 1의 값과 γ 는 일정한 값이다.

$$M_2 = \left[\frac{\gamma^2 M_1^2 \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2 \right)}{\left(1 + \gamma M_1^2 - \frac{P_2}{P_1} \right)^2} - \left(\frac{\gamma-1}{2} \right) \right]^{-1/2} \quad (3)$$

Fig. 6과 7에서 왼쪽 종축은 격리부 입구의 압력

($P_{w,1}$)을 격리부 입구의 전압력(P_0)으로 무차원화한 값을 그리고 오른쪽 종축은 격리부 입구에서의 마하수(M_1)를 그리고 그림의 횡축은 당량비(Φ)를 나타내었다. Fig. 6과 7의 상부에 계산 영역을 도시하고 격리부 입구의 압력을 얻은 위치를 표시하였다. 그림에서 당량비가 증가하면, 격리부 입구 (위치 1)에서 압력이 변하지 않다가, 당량비가 어느 값 이상으로 증가하게 되면 $P_{w,1}$ 는 급격히 증가한다.

이와 반대로 마하수는 급격히 감소하여 당량비의 값이 0.15(Fig. 6), 0.15(Fig. 7) 이상으로 되면 격리부 입구에서 유동에 영향을 미치게 되어, 스크램 모드에서 램제트 모드로 천이한다. 위의 Fig. 6과 7의 두 결과를 비교하면, 정성적으로 유사한 경향을 보이지만, 격리부 입구에서 전온도가 증가하면 압력과 마하수는 보다 급격하게 변한다. 한편 격리부 입구에서 유동이 변화하게 되는 당량비의 값은 전온도 1,250 K와 1,400 K일 때 모두 동일하게 0.15를 초과할 때이다.

3.3 Negative entropy region에 영향을 미치는 인자

Negative entropy region의 발생을 조사하기 위하여, 일차원 비점성 기체역학 이론식들을 이용하면, 다음의 Eq. 4를 얻을 수 있다.

$$\frac{\gamma M^2}{(1-M^2)} \frac{P}{A} - \left(\frac{dP}{dA} + w_{Loss} \right) \geq 0 \quad (4)$$

여기서, 좌변 제1항의 M 은 격리부 출구의 마하수의 값을, γ 는 기체의 비열비 값을, P 는 격리부 출구의 정압의 값을 그리고 A 는 격리부 출구의 유효 유동 단면적의 값을 취하고, 제2항의 괄호에 dP/dA 는 격리부에서 발생하는 압력변화, w_{Loss} 는 점성 마찰 등으로 인한 에너지 손실을 의미한다. 위의 식으로부터 유동의 엔트로피(s), 전압력(P_0), 전온도(T_0), 등은 다음의 Eq. 5-7으로 주어진다[8].

$$\begin{aligned} \frac{ds}{c_p} &= \frac{dT_0}{T_0} - \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{dP_0}{P_0} \\ &= -\frac{2}{\gamma M^2} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) \frac{dP_0}{P_0} \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{dP}{P} &= \frac{\gamma M^2}{1-M^2} \frac{dA}{A} \\ &+ \frac{2}{(1-M^2)} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) \frac{dP_0}{P_0} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{dM^2}{M^2} &= -\frac{2 \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) \frac{dA}{A}}{1-M^2} \\ &- \frac{2}{\gamma M^2} \frac{\left(1 + \gamma M^2 \right) \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) \frac{dP_0}{P_0}}{1-M^2} \end{aligned} \quad (7)$$

위의 식들을 정리하여 Eq. 4에 적용하면, 다음의 Eq. 8-9를 얻을 수 있다.

$$\frac{dP}{P} + \frac{dM^2}{M^2} \geq -\frac{(2-M^2)}{(1-M^2)} \frac{dA}{A} \quad (8)$$

$$\frac{dP_0}{P_0} = \frac{dP}{P} + \frac{\gamma M^2}{2+(\gamma-1)M^2} \frac{dM^2}{M^2} = -w_{Loss} \quad (9)$$

Fig. 8은 Eq. 4를 통해 얻어진 이론값을 나타내었으며, 전온도(T_0)는 1,250 K로 가정하였다. 격리부 입구 마하수(M_1)가 2.2인 경우, 격리부 출구의 마하수(M_2) 1.0에서부터 1.3의 구간에서 열역학 제2법칙을 위반하는 부의 엔트로피 값을 얻었다. 이 구간에서는 해를 구할 수 없기 때문에 불허지역이라고도 정의한다. 수직충격파와 같은 강도를 가질 때, 격리부 출구에서의 마하수는 최적값(0.54)을 가진다. 그러므로 Eq. 10을 이용하여 격리부 입구 마하수가 2.2인 경우, 마하수 0.54이하의 해는 존재하지 않음을 나타내었다. Fig. 8에서 제시한 부의 엔트로피 영역을 더욱 자세히 조사하기 위해서 Fig. 9는 격리부 입구 마하수에 따른 변화를 나타내었다.

Fig. 9를 보면, M_1 이 증가할수록 부의 엔트로피지역은 더 커지게 된다. 그것을 기준으로 위 영역을 스크램-램제트 모드, 아래 영역을 램제트 모드라고 정의한다.

$$M_2^2 = \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2}{\gamma M_1^2 - \frac{\gamma-1}{2}} \quad (10)$$

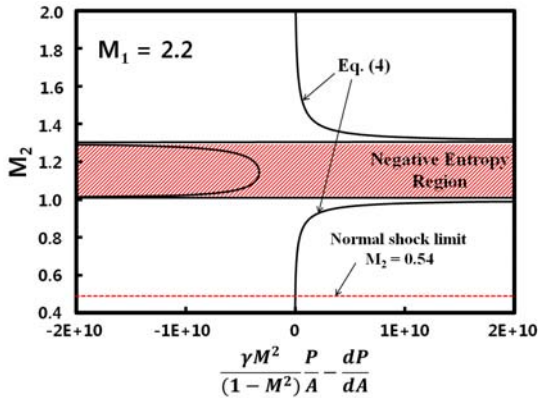


Fig. 8 Theoretical results of negative entropy region ($T_0 = 1,250$ K).

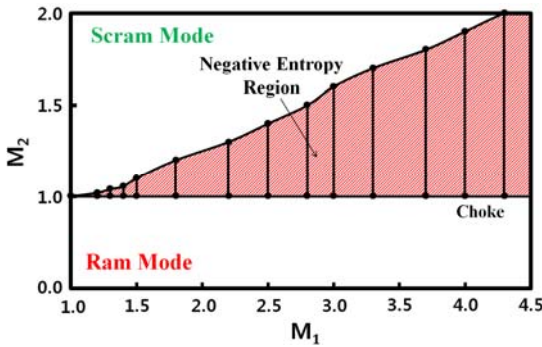


Fig. 9 Negative entropy region between scramjet and ramjet modes.

앞의 Eq. 10은 수직충격파가 발생할 때, 마하수를 구하는 식이다[9].

Fig. 10은 Rayleigh 방정식을 이용해 주어진 전온도(T_0)와 격리부 입구 마하수(M_1)에서 가열량(\dot{q})을 나타내었으며, 초음속 유동에서는 당량비(ϕ)가 증가할수록 가열량(\dot{q})이 서서히 증가하다가 당량비 0.15 이후에 가열량이 급격하게 증가하여 격리부 출구에서의 마하수가 1이 되는 최대 가열량을 초과하게 되어 램제트 모드로의 모드 천이가 발생한다. 초음속 유동에서 주어진 기류(격리부 입구의 마하수, 전압력, 전온도)는 수용할 수 있는 가열량이 제한되어 있다. 이는 Fig. 10에서 나타낸 \dot{q}_{max} 를 의미하고 그 이상의 가열은 유동 상태의 급격한 변화를 초래한다. 이러한 현상은 다른 전온도의 값에서 유

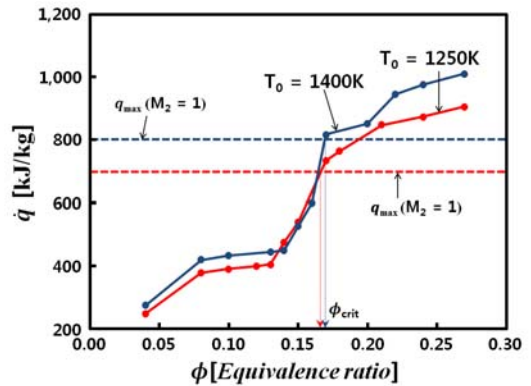


Fig. 10 Amount of heat addition with ER.

사한 경향을 나타낸다. 이러한 현상들을 Eq. 11을 이용하여 나타내었다.

한편, 마하수가 1이 되는 최대 가열량은 1,400 K일 경우의 전온도가 1,250 K인 경우보다 더 크다.

이는 전온도가 증가할수록 모드 천이의 경계가 높아진다는 것을 설명할 수 있다.

$$\frac{\dot{q}}{c_p T_0} = \frac{M_2^2 (1 + \gamma M_1^2)^2 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_2^2 \right)}{M_1^2 (1 + \gamma M_2^2)^2 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2 \right)} - 1 \quad (11)$$

위 식에서 \dot{q} 는 가열량이며, c_p 는 정압비열 그리고 T_0 는 격리부 입구에서 전온도이다[10].

4. 결 론

본 연구에서는 이전에 저자들에 의하여 수행된 연구의 후속 연구로, 스크램제트 모드에서 램제트 모드로의 천이가 발생하는 원인과 이에 미치는 격리부 입구의 마하수, 전온도 등의 영향을 조사하였다. 실제로 비행 마하수가 증가하는 경우, 전온도가 증가하게 된다. 그 결과 주어진 초음속 유동 조건에서 ER이 어느 값 이상 증가하게 되면, 더 이상 유동이 연료 당량비로 인한 가열을 수용할 수 없어 상류의 유동 조건이 바뀌게 된다. 이것은 초음속 유동이 수용할 수 있는 가열량에는 한계 값이 있으며 이 한계

값을 초과하는 경우에는 상류의 유동 조건이 변화하여야 한다는 것을 의미한다. 가열량이 어떤 한계 값을 초과하는 경우 순간적으로 정상상태의 유동이 파괴되어 비정상상태로 된 후, 상류 유동의 조절이 이루어진 후에 새로운 정상상태의 유동이 개시될 것으로 판단되며, 이에 관해서는 후속 연구를 수행할 예정이다.

후 기

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

References

1. Le, D.B., Goyne, C.P., Krauss, R.H. and McDaniel, J.C., "Experimental Study of a Dual-Mode Scramjet Isolator," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 24, No. 5, pp. 1050-1057, 2008.
2. Sullins, G.A., "Demonstration of Mode Transition in a Scramjet Combustor," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 9, No. 4, pp. 515-520, 1993.
3. Ha, J.H., Das, R., Ladeinde, F., Kim, T.H. and Kim, H.D., "Numerical Study on Mode Transition in a Scramjet Engine," *Journal of the Korean Society of Propulsion Engineers*, Vol. 21, No. 6, pp. 21-31, 2017.
4. Micka, D.J. and Driscoll, J.F., "Dual-Mode Combustion of a Jet in Cross-Flow with Cavity Flameholder," *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, N.V., U.S.A., AIAA 2008-1062, Jan. 2008.
5. Fotia, M.L., "Mechanics of Combustion Mode Transition in a Direct-Connect Ramjet-Scramjet Experiment," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 31, No. 1, pp. 69-78, 2015.
6. Yang, Q., Hu, J., Chang, J., Zong, Y. and Bao, W., "Experimental Study on Combustion Mode Transition Effects in a Strut-Based Scramjet Combustor," *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering*, Vol. 229, No. 4, pp. 764-771, 2015.
7. Heiser, W.H. and Pratt, D.T., *Hypersonic Air-breathing Propulsion*, 5th ed., AIAA Education Series, Reston, V.A., U.S.A., Ch. 6., 1994.
8. Shapiro, A.H., *The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow*, 1st ed., The Ronald Press Company, New York, N.Y., U.S.A., pp. 219-260, 1953.
9. Liepmann, H.W. and Roshko, A., *Elements of Gasdynamics*, 1st ed., Dover Publications, New York, N.Y., U.S.A., pp. 39-61, 1957.
10. Oosthuizen, P.H. and Carscallen, W.E., *Introduction to Compressible Fluid Flow*, 2nd ed., CRC press, New York, N.Y., U.S.A., pp. 305-372, 2013.