

초음속 자유유동에 수직으로 분사되는 제트유동장에 관한 연구

구병수* · 김희동**

Study of The Air Jet Normally Injected into Supersonic Stream

B.S.Koo* · H.D.Kim**

ABSTRACT

A computation using the mass-averaged implicit Navier-Stokes equations has been applied to solve the flow fields of the supersonic jets normally injected into supersonic freestreams and several types of turbulence model has been employed to close the governing equations. The ratio of the freestream to injection flow total pressures has been varied to elucidate the major characteristics of the mixing flow of the two streams. The freestream Mach number has been varied to investigate some change in the injection flow field. The results show that the positions of the separation and reattachment, locating upstream and downstream of the injection hole respectively, are strongly dependent on the ratio of total pressures and the freestream Mach number.

초 록

초음속 자유유동에 수직으로 분사되는 초음속 제트유동장을 모사하기 위하여 2차원 Navier-Stokes 방정식과 여러 가지 난류모델을 적용하여 수치계산을 수행하였다. 본 연구에서는 주유동과 분사유동의 압력비와 주유동의 마하수를 변화시켜 두 혼합유동의 특성을 조사하였다. 본 연구의 결과로부터 두 유동의 압력비가 증가할 수록 주유동의 박리위치와 재부착 위치는 각각 상류와 하류로 이동하였으며 마하 디스크 높이는 압력비가 증가할수록, 분사유동의 마하수가 감소할수록 증가하였다.

1. 서 론

일반적으로 초음속 주유동방향에 기체나 액체를 수직으로 분사하는 경우에 발생하는 두 유동

의 혼합이나 분사되는 제트유동의 전파거리 등^(1,2)의 유동특성은 Ramjet나 Scramjet 뿐만 아니라 각종 연소기의 설계와 관련되어, 공학상 대단히 중요하다. 더욱이 최근에 이러한 유동은 연료분

* 안동대학교 기계공학과 대학원(Andong National University, Graduate School of Mechanical Eng.)

** 안동대학교 기계공학부(Andong National University, School of Mechanical Eng.)

사 계통뿐만 아니라 초음속 노즐 등을 통하는 주유동의 방향을 변화시키는 추력제어에도 응용되고 있으므로, 이에 관한 체계적인 연구가 필요하다.

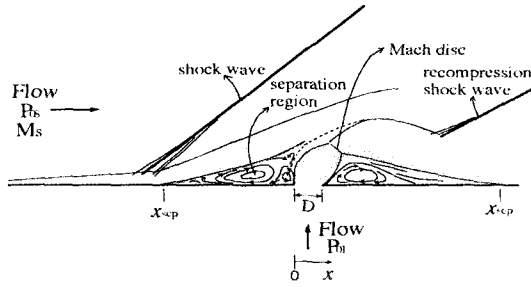


Fig. 1 Schematic injection flowfield

Fig.1에 도식적으로 나타낸 바와 같이 초음속 주유동방향에 수직방향으로 분사되는 아음속, 음속 및 초음속 제트 유동은 유동의 박리, 재부착, 충격파 등을 수반하는 매우 복잡한 형태로 되므로, 유동장의 특성을 이해하는 것은 쉽지 않다. 종래 이러한 분사유동에 대한 연구는 초음속 항공기나 로켓노즐 유동과 관련하여, 많은 실험적 연구가 수행되었다.^(3,4,5) 이들 결과에 의하면, 분사되는 유동의 전파거리는 분사제트내부에서 발생하는 마하 디스크로 특성화 될 수 있으며, 문헌 (5)에서는 마하 디스크의 높이를 두 유동의 압력비의 함수로 도출하였다. 또 문헌 (6)에서는 분사제트에 의한 주유동의 박리를 해석적 방법으로 예측하였다.

최근 수치계산법을 이용하여 분사구멍의 크기와 박리 위치를 조사한 연구가⁽⁷⁾ 보고되었으나, 주유동의 박리로 인한 충격파 발생, 박리와 재부착의 위치 및 분사유동의 전파 거리를 체계화한 연구결과는 드물다. 본 연구에서는 초음속유동에 수직으로 초음속 유동이 분사되는 경우 두 유동의 압력비와 주유동의 마하수 그리고 난류모델 등을 변화시켜, 마하 디스크의 높이, 박리 및 재부착의 위치를 조사하였다.

수치계산법에서는 2차원 Navier-Stokes 방정식에 유한체적법을 적용하였으며, 분사유동장에

미치는 난류모델의 효과를 조사하기 위하여, 여러 형태의 난류모델을 수치계산에 적용하였다. 수치계산에서는 약 50000개의 정렬격자가 이용되었으며, 주유동의 마하수를 1.3에서 2.0 사이의 범위에서 변화시켰다.

2. 수치해석법

2.1 수치해석법

Fig.1에 나타낸 바와 같이 주유동방향에 기체나 액체가 수직으로 분사되는 경우 분사 유동의 전방에 발생한 경사 충격파로 인해 경계층이 두꺼워지며 박리하게 된다. 이와 같은 유동의 박리로 인한 유동의 비정상성은 장치의 불안정성을 초래한다. 따라서 유동의 적절한 제어법을 강구하기 위해 박리점을 예측하는 것은 매우 중요하다. 또 분사제트 내에서 발생하는 마하 디스크(Mach disc)의 높이는 분사유동의 전파거리와 재압축 충격파의 위치 및 강도에 영향을 미치므로, 두 유동의 혼합과 밀접한 관련이 있다.

본 연구에서는 두 유동의 압력비와 마하수 변화가 혼합 유동장에 미치는 특성을 조사하기 위하여 분사 유동장을 2차원 압축성 Navier-Stokes 방정식에 유한체적법을 적용하여 수치적으로 모사하였다.

수치계산에서는 정상해를 얻기 위하여 다중격자수렴 가속(multigrid convergence acceleration) 기법을 적용한 time-marching scheme을 이용하였다. 공간 미분항의 적분에 이용된 수치해법은 완전 음적 유한체적법(fully implicit finite volume scheme)이며, 분사유동, 충격파, 벽면 근처의 경계층 유동을 정도있게 해석하기 위하여 2차 정도의 upwind scheme을 사용하였으며, 시간 미분항의 적분은 다단계 Runge-Kutta 방법을 적용하였다. 한편 본 연구에서는 유동장의 수치 예측에 미치는 난류모델의 영향을 조사하기 위하여 표준 $k-\epsilon$ 난류모델, Spalart-Allmaras 모델, RNG $k-\epsilon$ 모델, Realizable $k-\epsilon$ 모델, Reynolds

Stress 모델 및 LES모형을 적용하여 수치계산을 수행하였다.

2.2 경계조건 및 계산 격자

본 연구의 유동장의 개략도를 Fig.1에 나타내었다. 분사 Hole직경(D)은 4mm이며, 계산영역은 수치해의 수렴을 위하여 분사구멍으로부터 주유동의 상류방향으로 125D, 하류방향으로 300D, 벽면의 윗방향으로 300D를 설정하였다. 그리고 상류 박리점 위치를 x_{sep} , 하류 재부착지점 위치를 x_{rea} 이라 정의하였다.

경계조건으로 분사 유동은 Pressure inlet, 주유동의 상류, 하류, 상부에는 각각 Pressure far field를, 벽면에는 단열, no-slip 조건을 적용하였다. 본 연구에서 분사 유동의 전압을 P_{0i} , 주유동의 전압을 P_{0s} 라 할 때 두 압력의 비(P_{0i}/P_{0s})를 R_p 로 정의하였으며, 계산에 적용된 전압력비(R_p)의 범위는 0.5에서 2.0까지 이다

본 연구에서는 수치해의 수렴판정을 위하여 질량, 운동량, 에너지, 그리고 k와 ϵ 의 잔차들이 10^{-4} 이하로 되는 경우에 수렴해가 얻어지는 것으로 하였다. 또 벽면상의 어떤 위치에서 진단응력의 변화가 $\pm 0.5\%$ 이하로 되는 것과 계산영역을 출입하는 질량의 Imbalance가 거의 0으로 되는 조건을 추가적인 수렴해의 판정기준으로 설정하였다.

3. 결과 및 고찰

Fig.2에는 주유동의 마하수가 $M_s = 1.6$ 인 경우 전압력비 R_p 의 변화에 따른 등마하수 선도를 나타내었다. 그림에서 R_p 가 증가함에 따라 유동의 구조는 상당한 차이를 보여준다. 압력비가 1.0보다 낮은 (a)의 경우 분사제트 상류에 경사충격파가 발생하지만 분사제트 내에서는 바렐 충격파 및 마하 디스크가 발생하지 않는다. R_p 가 1.0인 경우인 (b)에서는 (a)와 같이 분사제트의 상류에 경사충격파가 발생하며, 분사제트 내에서도 바렐 충격파 및 마하 디스크가 발생한다.

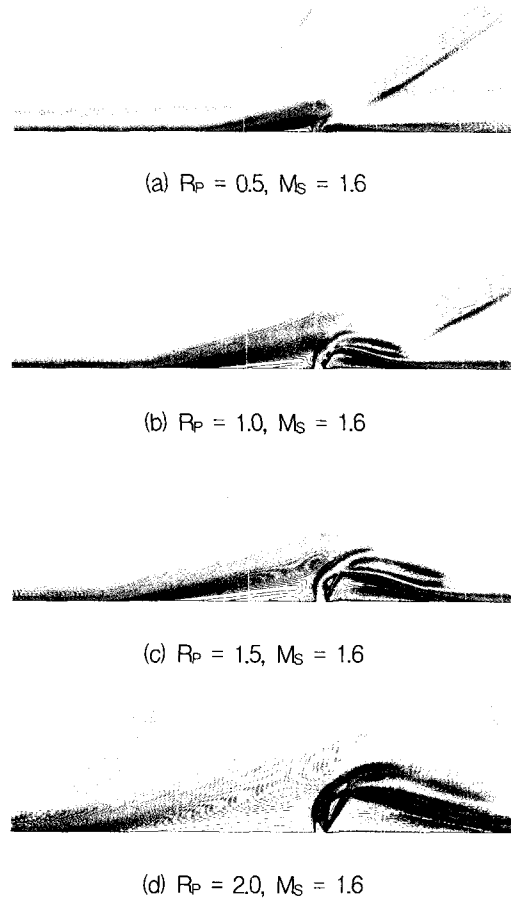


Fig.2 Mach number contours for various total pressure ratios (R_p), $M_s=1$.

그림 (c)와 (d)에서는 위의 두 경우와 같이 분사 제트의 상류에 경사충격파가 발생하지만, 그 위치는 R_p 에 따라 변화하게 된다.

그림에서 분사제트 주변에서 발생하는 바렐(Barrel)형태의 충격파, 마하셀(Mach cell), 마하 디스크(Mach disc), 삼중점(Triple point)등이 뚜렷이 나타난다. 또 그림에서 R_p 가 증가할수록, 분사 제트의 상류에 발생하는 6경사충격파의 위치가 상류로 이동한다는 것을 알 수 있다. 더욱이 R_p 의 증가에 따라 마하 디스크의 높이가 증가하며, 이로 인하여 분사 제트의 하류에서 발생하는 재압축 충격파는 하류로 이동하게 된다.

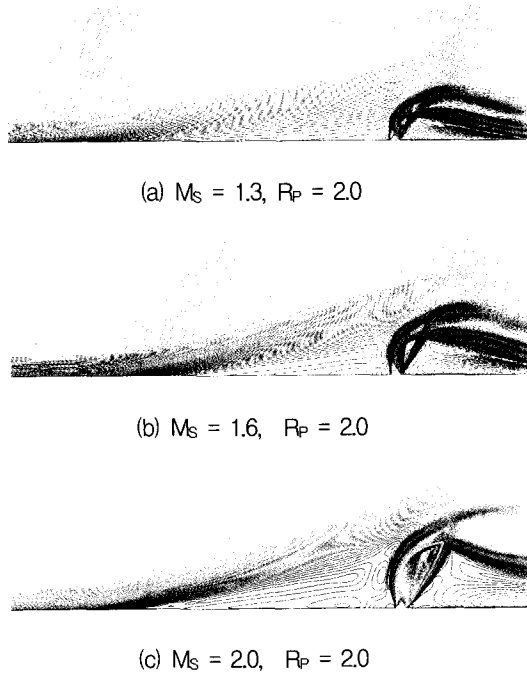


Fig.3 Mach number contours for various free stream Mach numbers, $M_1=1.6$

이것으로부터 분사제트의 전파거리는 R_p 가 높을수록 증가한다는 것을 알 수 있다.

Fig.3는 R_p 가 2.0인 경우, 주유동의 마하수 (M_s)를 증가시켰을 때 얻어진 등마하수 선도이다. 그림에서 주유동의 마하수가 증가할수록, 분사 제트 상류에 발생하는 경사충격파의 강도가 강해지며, M_s 가 1.3에서 1.6으로 증가할 때 경사 충격파의 위치는 하류로 이동한다. 그러나 M_s 를 1.6에서 2.0으로 증가시키는 경우 경사 충격파의 위치는 반대로 상류로 이동한다는 것을 관찰할 수 있다. 또 주유동의 재부착점의 위치는 주유동의 마하수가 증가할 때 하류로 이동하며, 분사제트 내부에서 발생하는 마하 디스크의 위치는 벽면으로부터 높아지게 된다.

Fig.4에는 R_p 가 2.0인 경우, 분사제트의 마하수(M_1)의 변화에 따른 등마하수 선도를 나타내었다. 그림에서 M_1 가 증가할 수록, 분사 제트의 상류에 발생하는 경사충격파의 강도가 강해지며, 경사충격파의 위치는 하류로 이동한다.

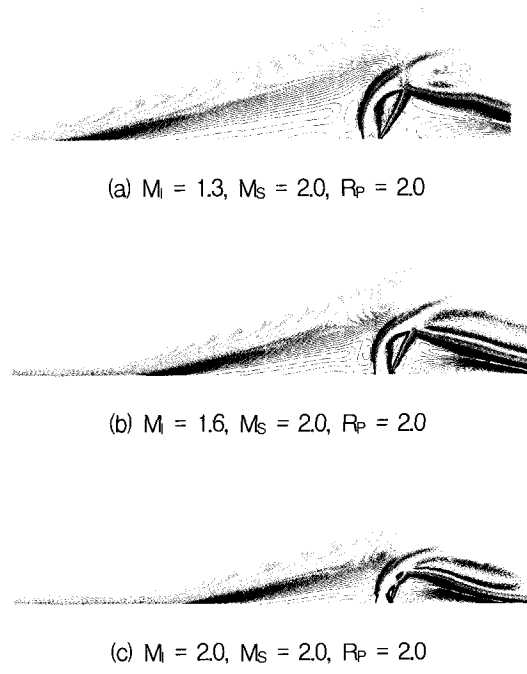


Fig.4 Mach number contours for various Injection Mach numbers

또 주유동의 재부착점의 위치는 M_1 가 증가할 때 상류로 점차 이동하며, 분사제트에서 발생하는 내부 마하 디스크의 위치는 점차 낮아진다.

Fig.5에는 R_p 를 변화시킨 경우, 벽면을 따르는 정압(P_s)을 주유동의 전압(P_{0s})으로 무차원하여 나타내었다. 그림의 횡축은 분사 구멍의 상류단을 원점으로 하는 무차원 거리이다. 정압 분포를 살펴보면 분사제트 전방에 발생하는 경사충격파로 인해 압력이 급격하게 증가하여 어떤 피크값을 가진 후 급격히 감소한다. 그 후 유동의 재부착으로 인하여 주유동의 정압 상태로 회복됨을 알 수 있다. 피크 압력을 살펴보면 대체적으로 R_p 가 증가할 수록 증가 하지만 R_p 가 1.5이상에서는 차이가 크지 않다는 것을 알 수 있다. 또 압력비가 0.5에서 2.0까지 증가할 수록 주유동의 박리위치는 상류로, 재부착 위치는 하류로 이동한다.

Fig.6에는 R_p 가 2.0인 경우 M_s 에 따른 벽면의 정압 분포를 나타내었다. 그림에서 M_s 가 증

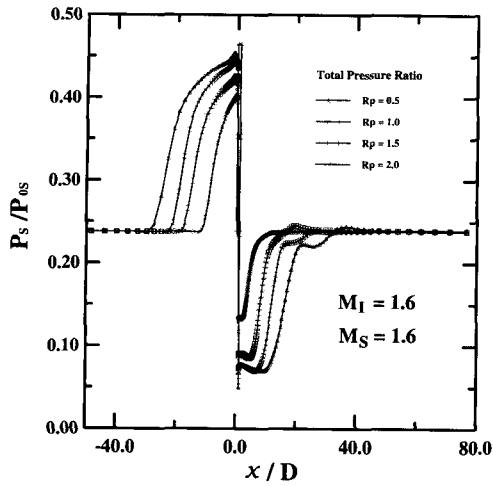


Fig.5 Static pressure distributions along the wall (Fig.2의 경우에 대한 벽면 압력 분포)

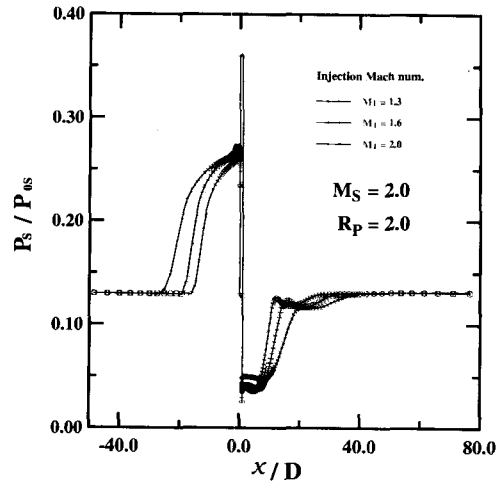


Fig.7 Static pressure distributions along the wall (Fig.4의 경우에 대한 벽면의 압력 분포)

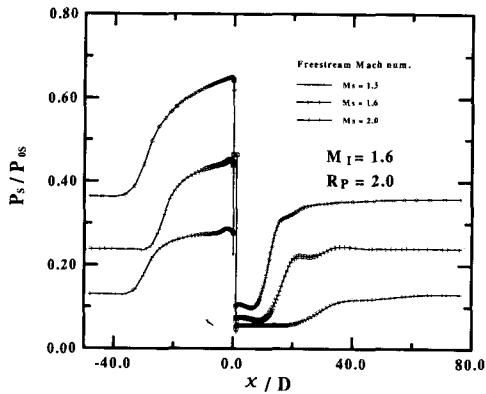


Fig.6 Static pressure distributions along the wall (Fig.3의 경우에 대한 벽면의 압력 분포)

가할수록 정압과 전압의 비는 작아지며, 경사층 격파로 인해 상승하는 압력비는 작아진다. 또 M_S 가 증가할수록 제트 전파길이가 증가하며 이로 인해 분사유동 후방의 박리영역이 확대되어 압력회복의 구배도 완만해진다. 그리고 박리 위치 및 재부착 위치를 살펴보면 M_S 가 1.3에서 1.6으로 증가할 때 박리 위치는 하류로 이동하나, M_S 가 1.6에서 2.0으로 증가할 때는 다시 상류로 약간 이동한다. 재부착 위치는 마하수가 증가할

수록 하류로 이동한다.

Fig.7에는 $M_S=2.0$ 이고 R_p 가 2.0인 경우 M_1 에 따른 벽면의 정압 분포를 나타내었다. 주유동과 분사제트의 전압이 일정할 경우 마하수가 증가할수록 분사제트의 정압이 낮아지므로 분사제트는 부족팽창에서 적정팽창 또는 과팽창 상태로 된다. 따라서 제트 전파길이가 작아지므로 박리 위치는 하류로 이동하며, 재부착 위치는 상류로 이동한다.

Fig.8에는 R_p 가 1.5인 경우 M_S 에 따른 난류강도 분포를 나타내었다. 그림에서 진하게 나타난 선 형태의 경계, 즉 박리된 주유동이 박리영역 및 분사유동과 이루는 경계는 난류강도가 매우 낮은 영역으로 M_S 변화에 큰 영향을 받지 않으나, 난류강도가 높은 영역인 재부착점 위치에서는 M_S 가 증가할수록 난류강도는 점차 증가하며 영역도 넓어진다. 특히 M_S 가 2.0인 경우는 박리영역과 분사제트 경계에서도 난류강도가 높아진다. 이것은 마하수가 증가함에 따라 분사제트의 전파길이가 증가하여 박리영역의 두께가 증가하기 때문이다.

Fig.9에는 R_p 가 2.0, M_S 과 M_1 가 1.6인 경우

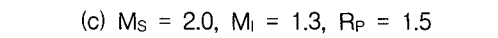
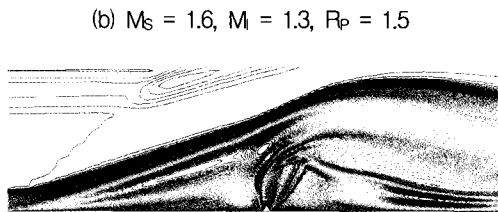
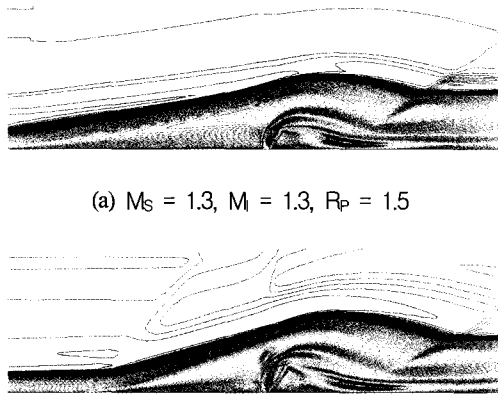


Fig.8 Turbulence intensity contours for various free stream Mach numbers

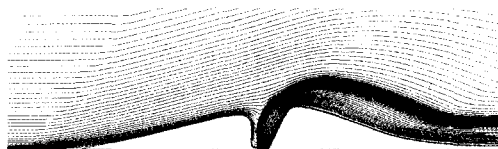


Fig.9 Stream lines

($R_P = 2.0, M_S = 1.6, M = 1.6$)

유동의 Streamline을 나타내었다. 그림에서 유동의 박리위치와 재부착위치를 확인할 수 있으며, 분사유동의 전방에서 발생하는 경사충격파로 인해 유선의 방향이 크게 변화하는 것을 볼 수 있다. 또 분사유동 바로 앞에서 아랫방향으로의 유선의 변화는 박리영역내의 순환 유동 때문이다.

Fig.10에는 난류모델을 변화시킨 경우, 벽면을 따르는 정압(P_s) 분포를 나타내었다. 분사구멍으

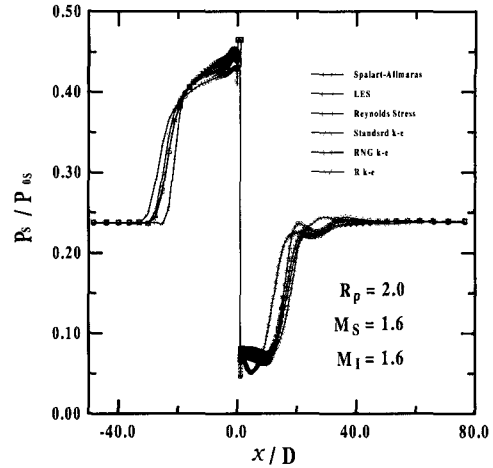


Fig.10 Effect of turbulence models on Static-pressure distribution

로부터 박리위치까지의 거리는 Spalart - Allmaras 모델이 다른 모델보다 짧게 나타났으며, Reynolds Stress 모델은 다소 길게 나타났다. 재부착위치까지의 거리도 Spalart-Allmaras 모델이 가장 짧게 나타났다. 압력피크 및 압력구배의 예측에도 다소 차이가 발생하며, Reynolds Stress 모델이 가장 낮게 예측을 하였다. 그러나 다른 난류모델들은 정성적, 정량적으로 큰 차이가 없다.

Fig.11에는 R_P 에 따른 주유동의 박리위치의 변화를 나타내었다. 그림에서 횡축의 값은 R_P , 종축의 값은 박리위치(x_{sep})까지의 거리를 분사구멍 직경(D)으로 무차원화한 것이다. 그림으로부터 R_P 가 증가할 수록 박리위치는 상류방향으로 이동한다는 것을 알 수 있다. 동일한 R_P 에서 M_S 의 영향을 살펴보면, $R_P=0.5$ 근방에서는 M_S 의 영향이 크지 않으나, R_P 값이 이 이상으로 커질수록 박리위치에 있어서 변화가 크다. 또 동일한 R_P 에 대하여 M_S 를 1.3에서 1.6으로 증가시킨 경우 박리위치는 삼각형으로 표시된 실선에서 원으로 표시된 실선 쪽 하류로 이동했다가, 주유동의 마하수를 2.0으로 증가할 때 사각형으로 표시된 실선의 위치 쪽으로 다시 상류로 이동한다.

Fig.12에는 R_P 와 주유동의 재부착위치(x_{rea})와

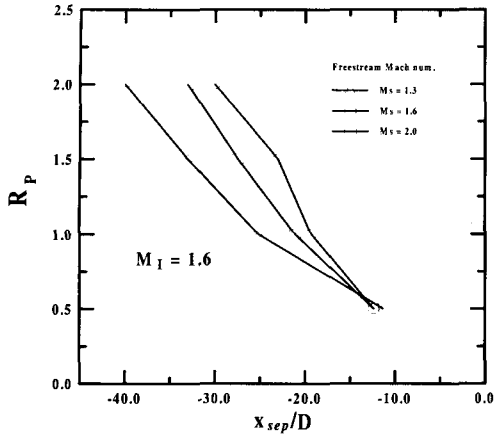


Fig.11 Relationship between R_P and x_{sep} / D

의 관계를 나타내었다. 그림에서 R_P 와 M_S 가 증가하는 경우 주유동의 재부착 위치는 하류로 이동한다는 것을 알 수 있다. R_P 가 0.5일 때 재부착 위치는 M_S 가 증가해도 크게 변하지 않는다. 그러나 R_P 가 증가할수록 재부착 위치 변화는 더 크다.

Fig.13에는 R_P 에 대한 분사제트내에서 발생하는 마하 디스크 위치를 나타내었다. 그림에서 R_P 가 증가할수록 그리고 M_I 가 감소할수록 분사제트의 마하 디스크 위치는 높아진다는 것을 알 수 있다.

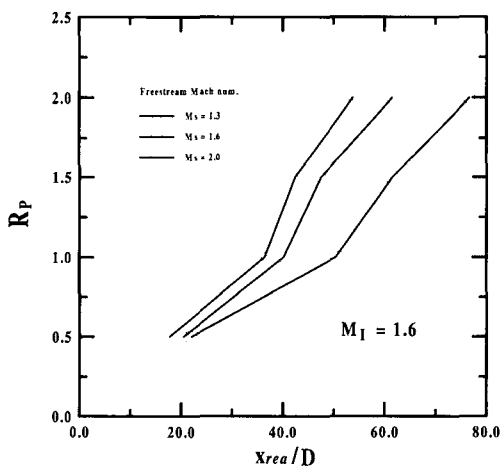


Fig.12 Relationship between R_P and x_{rea} / D

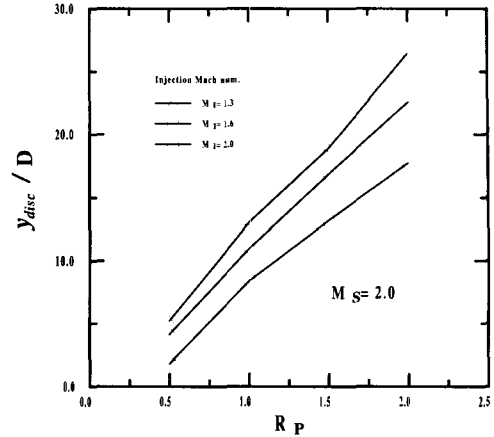


Fig.13 Relationship between R_P and y_{disc} / D

4. 결론

주유동방향에 수직으로 제트류가 분사되는 경우에 발생하는 유동장을 명확히 밝혀 주유동의 박리로 인한 충격파 발생, 박리와 재부착의 위치 및 분사유동의 전파 거리를 조사하기 위한 목적으로, 본 연구에서는 분사 유동에 대하여 Navier-Stokes 방정식을 적용하여 수치계산을 수행하였다. 본 연구의 결과로부터 두 유동의 압력비가 증가할수록 주유동의 박리위치와 재부착 위치는 각각 상류와 하류로 이동하였다. 주유동의 마하수가 증가하는 경우 박리 위치는 낮은 마하수에서는 하류로 이동하지만, 높은 마하수에서는 다시 상류로 이동하였다. 그러나 재부착 위치는 마하수에 증가할수록 하류로 이동하였다. 그러나 압력비가 0.5 근방인 경우 주유동의 마하수는 박리위치와, 재부착 위치에 크게 영향을 미치지 못하였다. 또 마하 디스크의 위치는 압력비가 증가할수록, 분사유동의 마하수가 감소할수록 높아졌다.

감사의 글

이 논문은 2000년도 두뇌한국21사업에 의하여 지원되었습니다.

참 고 문 헌

1. Zukoski, E. E. and Spaid, F. W., "Secondary Injection of Gases into a Supersonic Flow," AIAA Journal, Vol. 2, No. 10, (1964), pp.1689-1696.
2. Schetz, J. A., Hawkins, P. F. and Lehman, H., "Structure of Highly Underexpanded Transverse Jets in a Supersonic Stream," AIAA Journal, Vol. 5, (1966), pp.882-884.
3. Schetz, J. A. and Billig, F. S., "Penetration of Gaseous Jets Injected into a Supersonic Stream," Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 3, No. 11, (1966), pp.1658-1665.
4. Werle, M. J., Driftmeyer, R. T. and Shaffer, D. G., "Jet-Interaction-Induced Separation: The Two-Dimensional Problem," AIAA Journal, Vol. 10, No. 2, (1972), pp.183-193.
5. Billig, F. S., Orth, R. C. and Lasky, M., "A Unified Analysis of Gaseous Jet Penetration," AIAA Journal, Vol. 9, (1970), pp.1048-1058.
6. Young, Carl T. K. and Barfield, B. F., "Viscous Interaction of Sonic Transverse Jets with Supersonic External Flow," AIAA Journal, Vol. 10, No. 7, (1972), pp.853-854.
7. Donald, P. R., "Numerical Simulation of Slot Injection into a Turbulent Supersonic Stream," AIAA Journal, Vol. 30, No. 10, (1992), pp.2434-2439.