

〈論 文〉

# 초기조건의 변형에 따른 축대칭 충돌분사류의 난류특성에 대한 연구

한용운\* · 이근상\*\*

(1993년 4월 10일 접수)

## Experimental Study on Turbulent Characteristics of Axisymmetric Impinging Jet with a Modified Initial Condition

Yong Oun Han and Keun Sang Lee

**Key Words :** Meshed Jet(격자분사류), Centerline Characteristics(중심선특성), Cascading Process(분파과정), Similarity Law(상사법칙), Impinging Wall(충돌벽면)

### Abstract

The turbulent flow characteristics of impinging jet have been investigated by the hot wire anemometry with a movable impinging wall. Turbulences were generated by the meshed jet as well as the typical round jet and their characteristics were compared, of mean velocity profiles, turbulent intensities, Reynolds stresses, similarities and their centerline flow behaviors. The meshed jet tends to make shear layer wider than the normal one in the initial region and the velocity profiles of the normal jet is rather contractive being compared with those of the meshed one near the wall. The effect of meshed exit appears only within 4D at the beginning of jets and the cascading process of the meshed one marches more rapidly than that of the normal jet. The wall effects appear in the downstream of about 0.85 H to the impinging wall for every case of wall positions in both nozzles.

### 1. 서 론

자유분사류가 수직한 면에 부딪히면서 발전되는 충돌분사류는 도장장치나 연료분사기 등에서의 분무확산문제, 분사화염충돌에 의한 열전달문제, 수직 이착륙하는 비행기 또는 로켓의 추진문제 등 여러가지 공업현장에서 응용되어 왔다. 자유분사류가 충돌벽면의 정체점을 중심으로 사방으로 확산되는 벽면유동의 형태로 전환되면서 전단층이 형성되고 이에 따라 경계층이 이루어지며 비정상조건에 의한

유동의 박리를 수반하는 충돌분사류의 특성들을 가지게 된다. 따라서, 대부분의 경우에 충돌분사류는 벽면 근접유동으로만 다루어져 왔다.<sup>(1)</sup>

한편, 벽면 근접유동의 관점을 떠나 노즐출구로부터 충돌벽면까지 분사유동 자체를 분석해 보면 분사류는 하류에 놓여진 충돌벽면의 영향을 받아 확산각도와 난류특성 등이 변화하는 것으로 관측되어 왔다.<sup>(2,3)</sup> 흔히, 자유분사류는 그 중심선 유동의 천이과정을 관찰하여 난류의 생성 및 소멸을 이해하기 위한 유동모델로 이용되어 왔는데<sup>(4)</sup> 이 경우 대부분의 실험실 조건에서는 먼 하류의 난류특성을 측정하기 어렵기 때문에 난류의 소멸과정을 확인한다는 것이 거의 불가능하다. 반면에 충돌분사류는

\*정회원, 영남대학교 기계공학과

\*\*영남대학교 기계공학과 대학원

노즐출구로부터 충돌벽면까지 매우 짧은 구간이지만 난류의 생성 및 강제소멸의 중심선 난류천이의 특성을 가지고 있기 때문에 난류쇠퇴의 특성을 관찰하기에 좋은 유동모델이라고 할 수 있다.<sup>(5)</sup>

노즐 등에 의해서 발전되는 자유분사류의 초기는 노즐출구 이후에 전개되는 불안정 구간에서의 유동 불안정성,<sup>(6)</sup> 내향외류(entrainment),<sup>(7)</sup> 규칙적유동(coherent flow)<sup>(8,9)</sup> 및 최대 전단유동 등의 여러 인자들이 복잡하게 얽혀져 있으므로 초기의 탈중심 영역에서 축방향으로 상당한 구간 동안 큰 와형식(large eddy)의 발전구간이 형성된다. 이러한 와형식의 형성과정은 분사류의 초기조건에 매우 민감한 것으로 알려져 있다. 따라서 노즐출구의 변형을 통해 초기조건을 인위적으로 달리 해줌으로써 하류로 감에 따라 충돌분사류의 유동특성의 변화과정을 평범한 분사류와 비교, 분석해 보는 것도 매우 흥미로운 일이라 생각된다.<sup>(10)</sup>

본 연구에서는 노즐출구에 격자면(meshed plane)을 부착하여 큰 와형식들을 분산시킨 초기조건과 평범한 초기조건에 따른 충돌분사류의 난류특성의 변화과정을 비교해 보는 한편, 충돌벽면의 위치에 따른 유동특성의 변화과정을 알아보기 위해서 열선 풍속계를 이용한 실험을 수행하였으며 실험에 의한 측정된 결과들을 사용하여 충돌분사류의 중심선 난류특성의 천이과정, 분사류의 확산율에 의한 상사성 그리고 분사류 초기특성 등을 해석하고자 하였다.

## 2. 실험조건

모터의 회전수를 조정함으로써 유량이 조절되는 원심식 송풍기에서 발생된 공기유동을 벌집망 및 스크린들로 구성된 유동 안정화장치와 면적비가 13 : 1, 출구직경이 110 mm인 노즐을 통과시켜 분사류로 전개되도록 하였다. 두 가지의 초기조건을 구성하기 위하여 평범한 출구와 격자면 출구를 사용하였으며, 이때 격자면 출구는 두께 3 mm의 정사각격자들을 엇갈리게 겹쳐서 가로 세로 17 mm의 Mesh간격을 갖는 이중격자면(Bi-plane Section)을 만든 다음 이 격자면을 노즐출구에 밀착시켜 구성하였다. (Fig. 1) 자유분사류를 충돌분사류로 전환시키기 위해서 유동중심축을 따라 수평이동이 가능한 수직의 충돌벽면을 세웠다. 노즐출구와 충돌벽면 사이의 유동장을 측정하기 위한 센서로는 직경

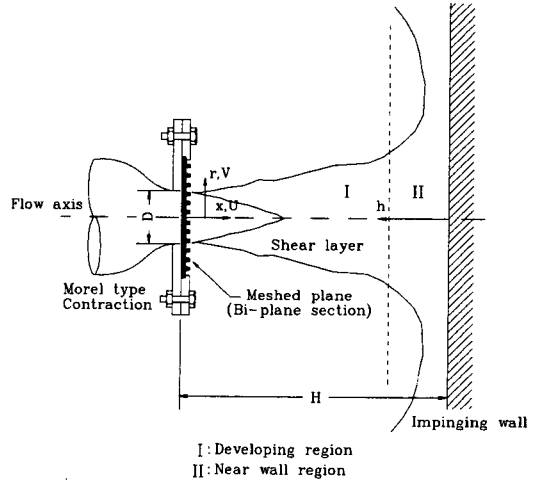
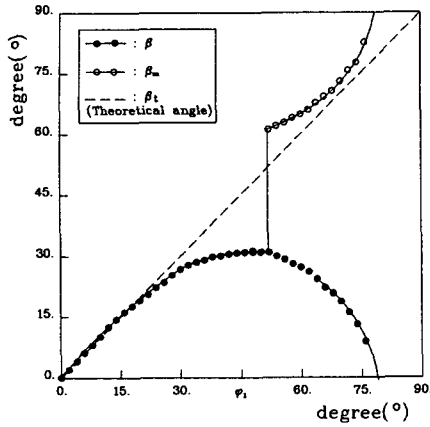


Fig. 1 Experimental Region and Coordinate System

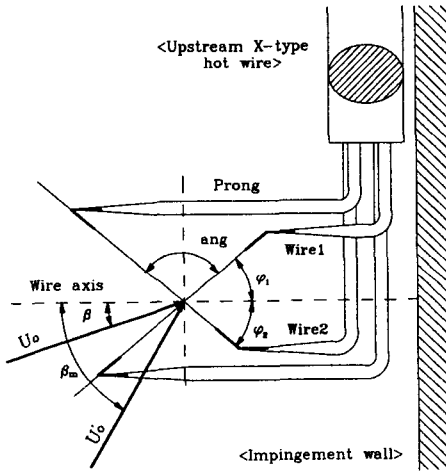
이 5  $\mu\text{m}$ 이고 유효 측정길이가 약 1.2 mm인 텅스텐재질의 Upstream용 X-자형 열선(Kanomax, 0249-T5)을 사용하였으며 각 열선의 수정방향계수 값<sup>(11)</sup>인  $k_1, k_2$ 는 계산해 본 결과 각각 0.11, 0.14였다. 이때, 센서의 정밀한 이송을 위해서 Step모터로 구동되는 2 m $\times$ 2 m의 자동 이송장치에 센서를 장착하여 이송하였다. 센서에 의해 감지되는 신호들을 정온형 열선풍속계(CTA ; Kanomax 7000)로 읽어서 각각 직류증폭기(Kyowa DA360) 및 저주파필터(Kanomax 1015)로 정류시킨 다음 16비트 A/D변환기(Data Translation 3000)로 수치화하여 PC에서 결과처리하였다.

모멘트 측정에서 요구되는 독립적인 데이터 추출 시간간격은 일반적으로 적분시간척도(integral time scale)  $\tau$ 의 2배로 결정하는데 이때  $\tau$ 는 I-자형 열선을 사용하여 Half-line 스펙트럼을 측정함으로써 구할 수 있다. 본 실험에서는 0.085가 전 유동장에서 가장 큰  $\tau$ 값으로 측정되었으므로 이 값의 2배에 안전계수 1.2배를 고려한 0.2초(5 Hz)를 데이터 추출시간 간격으로 결정하였다. 또한 각 측정점에서의 측정 데이터수( $N$ )는 실험시간(recording time)과 오차도를 고려하여 1000개로 결정하였는데 본 실험에서의 오차도( $\epsilon = |(\sigma_u/U)|/\sqrt{N}$ )는 관외부유동의 극한조건을  $|(\sigma_u/U)| = 0.4$ 로 볼 때 1% 이내의 값을 가지는 것으로 확인되었다.<sup>(5)</sup>

충돌벽면 근접구간에서는 Fig. 2(a)와 같이 유동방향이 두 열선의 유효 측정범위를 벗어나기 때문에 유동중심축에 대해 열선중심축을 하나로 고정시



(a)



(b)

Fig. 2 (a) Blunt Angle Calibration of Upstream-type Hot-wire near the Impinging Wall  
(b) Deviation of  $\beta_m$  versus  $\beta_t$

킨 방법으로는 이미 속도측정이 어렵게 된다. 이것을 보완하기 위해서 이 구간에서는 열선을 90도 회전시키거나 열선을 하나 더 사용해야 되는데 충돌벽면 때문에 열선이 장착된 열선지지대 전체를 90도 회전시킨다는 것이 불가능하며 열선을 하나 더 사용할 경우 데이터를 처리하는데 번거로울 뿐만 아니라 두 결과들을 매칭시키기가 힘들다. 따라서, 본 실험에서는 하나의 X자형 열선으로 경제적 실험을 하기 위해서 실제 유입속도  $U_0$ 와 감지된 유입속도  $U$ 가 열선 1에 대해 거울상(mirror image)을 이룸을 이용하여 식(1)과 같이 속도성분들을 수정 정의하였다.

$$U = k_p U_0 \cos \beta_m, \quad V = k_p U_0 \sin \beta_m$$

$$\beta_m = 2\phi_1 - \beta \tag{1}$$

여기서  $k_p$ 는 지지대(prong)의 간섭을 보정한  $\beta_m$ 에 대한 함수인데 실험에 의해 다항식(polynomial)함수로 구하여 식(1)에 대입하였다. 이론적 보정각도( $\beta_t$ )에 대한 실제적 보정각도( $\beta_m$ )의 이산정도를 Fig. 2(b)에 나타내었는데 유입속도에 대한 보정된 축방향 평균속도의 증분( $\Delta U/U_0 = \cos \beta_t - \cos \beta_m$ )을 불연속구간을 제외하고 계산해 본 결과  $\Delta U/U_0$ 가 5% 미만이었다. 또한, 충돌벽면의 위치가 노즐 출구로부터 3D인 경우에 대해서 LDV로 측정된 결과<sup>(12)</sup>들과 비교하여 Fig. 3과 4에 나타내었는데 실험조건과 노즐의 모양이 다르기 때문에 정량적 비교는 될 수 없으나 이 그림들에서 볼 수 있듯이 정성적으로 비슷한 추세를 가짐을 알 수 있다. 따라서 본 논문에서는 식(1)로 수정한 속도성분들로

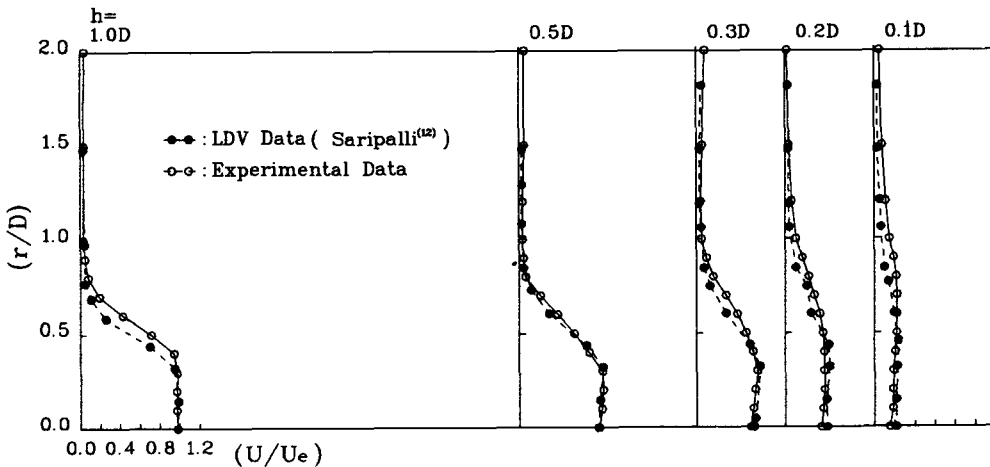


Fig. 3 Near-wall Axial Velocity Profiles Measured by Upstream-type Hot-wire and LDV (Saripalli, 1987<sup>(12)</sup>)

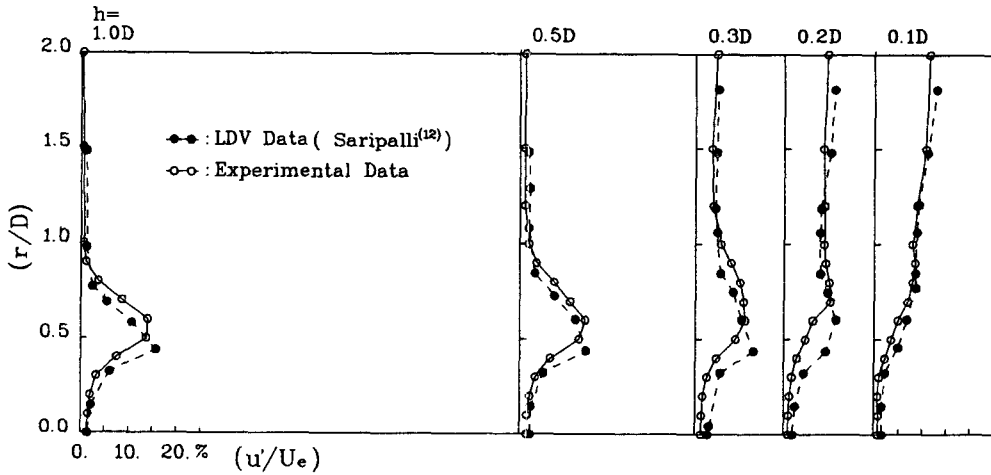


Fig. 4 Near-wall Axial Turbulence Profiles Measured by Upstream-type Hot-wire and LDV (Saripalli, 1987<sup>(12)</sup>)

충돌분사류의 분석을 시도하였다.

### 3. 난류유동장의 구성

일반적으로 평범한 분사류의 경우에는 노즐출구 가장자리(edge)에서 발생하는 최대 전단응력의 영향으로 초기에서 커다란 와형식(eddy)이 형성되어 하류로 갈수록 분파(cascading)되어 가므로 반경 방향으로 평균유동 속도구배  $U(r)$ 에 의한 평균 운동에너지에서 난류에너지로의 전환이 활발히 일어난다. 반면에 격자분사류의 경우에는 격자면에 의해 초기의 와형식들이 강제로 작은 와형식들로 분파되는데 이것은 유동초기의 규칙적(coherent)구조에 변화를 주므로 하류에서의 운동에너지 천이과정에 구조적 변화요인을 제공할 수 있다. 따라서, 초기조건에 따른 충돌분사류의 이러한 변화과정을 알아 보기 위해서 노즐출구로부터 출구직경  $D$ 의 3배에서 9배의 위치( $H=3D, 4D, 5D, 7D$  및  $9D$ )들에 충돌벽면을 세우고 노즐출구로부터 3개내지 7개의 위치( $x$ )와 벽면으로부터 3개의 위치( $h$ )에 대해서 각각 반경방향( $r$ )으로 센서를 이송시키면서 두 분사류의 평균속도( $U, V$ ), 난류강도( $u', v'$ ) 및 난류응력( $\overline{uv}$ , Reynolds stress)들을 측정하였다. 모든 속도성분들은 충돌벽면의 위치에 따라 각각 평범한 노즐출구에서의 중심속도( $U_e$ , 약 35 m/s)로 무차원화하여 사용하였으며 격자면 노즐출구에서의 중심속도를 평범한 노즐출구에서의 중심속도

와 일치시키기 위해서  $x=0.5D$  중심에서의 격자분사류의 열선풍속계 전압이 평범한 분사류의 전압과 일치되도록 유량조절장치(transistor inverter)로 유량을 조정하였다. 노즐출구의 중심이 아닌  $x=0.5D$  중심을 보정측정점으로 삼은 이유는 노즐출구에서 격자분사류의 속도측정이 어렵기 때문이었다.

#### 3.1 평균속도분포의 천이

Fig. 5의 축방향 평균속도( $U$ )분포의 전개를 살펴보면 노즐출구로부터  $1D$  약간 후까지 평범한 분사류와 격자분사류의 두 경우 모두 Top Hat형 분포를 가짐을 볼 수 있으며 그 이후 벽면근처( $h=1D$ )까지는 평범한 정상분포(normal distribution)에 가까운 분포를 가짐을 볼 수 있다. 전반적으로 격자분사류가 평범한 분사류에 비해서 반경방향으로 좀 더 넓게, 즉 전단층(shear layer)이 더 넓게 분포됨을 볼 수 있다. 또한 하류로 갈수록 격자분사류의 중심속도 크기는 평범한 분사류에 비해서 상대적으로 작게 나타났으며 충돌벽면의 위치가 노즐출구로부터 멀어질수록 두 분사류는 전단층이 일정하게 유지되면서 단지 중심속도만 작아지는 추세를 보이는데 이는 격자면에 의한 영향으로 판단해 볼 수 있다. Fig. 7의 반경방향 평균속도( $V$ )분포의 전개에 대해서 살펴 보면, 모든 충돌벽면의 위치에 대해서 노즐출구로부터 약  $1D$ 까지 분사류가 노즐출구의 가장자리 부근에서 약간 확장되며 특히, 격자분사류가 평범한 분사류에 비해서 좀 더

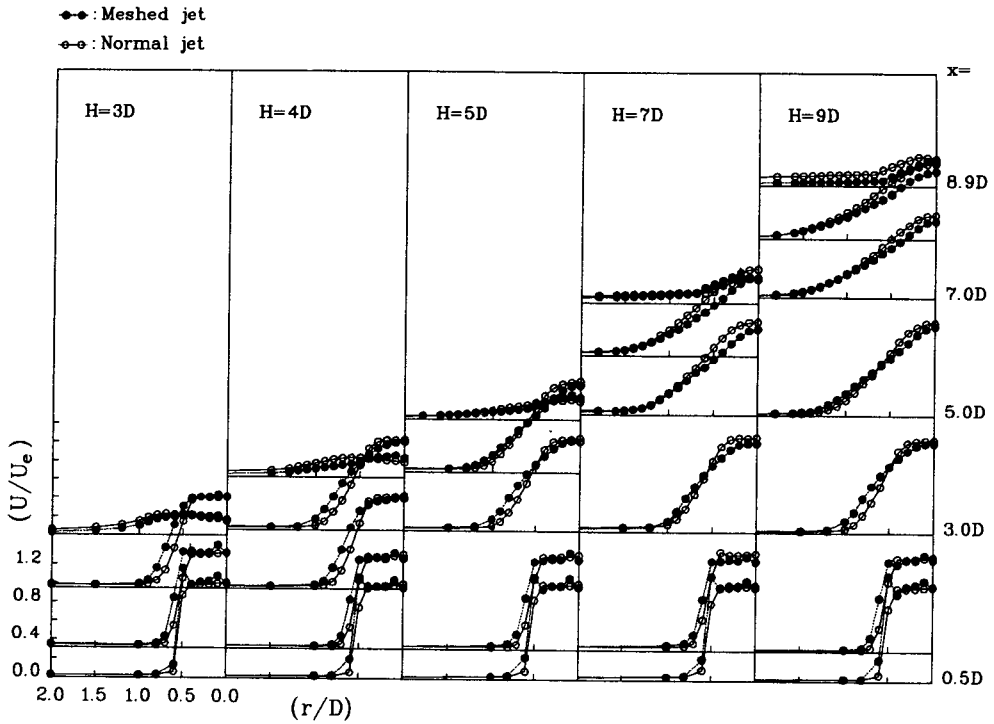


Fig. 5 Evolutions of Axial Mean Velocities of Normal Jets and Meshed Jets at Corresponding Impinging Wall Positions(H)

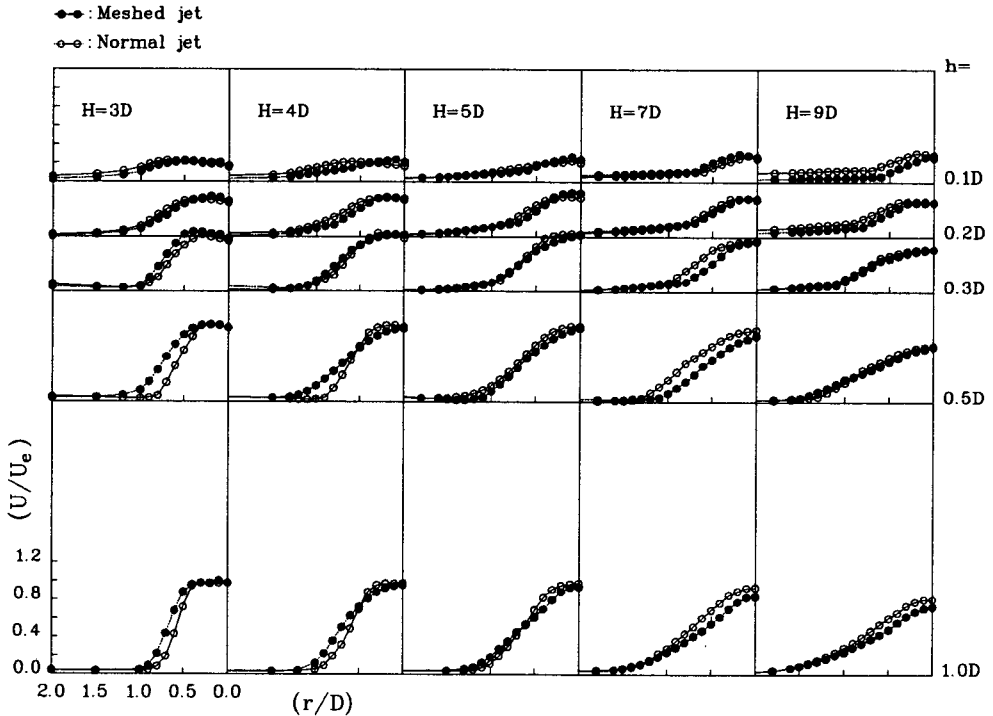


Fig. 6 Evolutions of Axial Mean Velocities of Normal Jets and Meshed Jets at Corresponding Impinging Wall Positions(H)

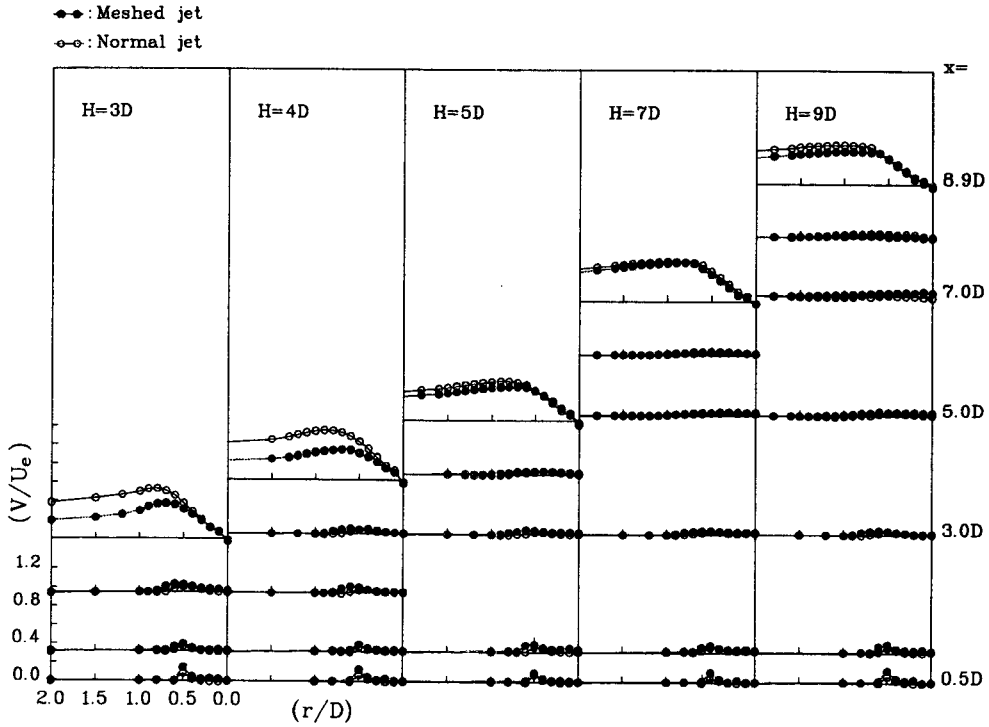


Fig. 7 Evolutions of Radial Mean Velocities of Normal Jets and Meshed Jets at Corresponding Impinging Wall Positions(H)

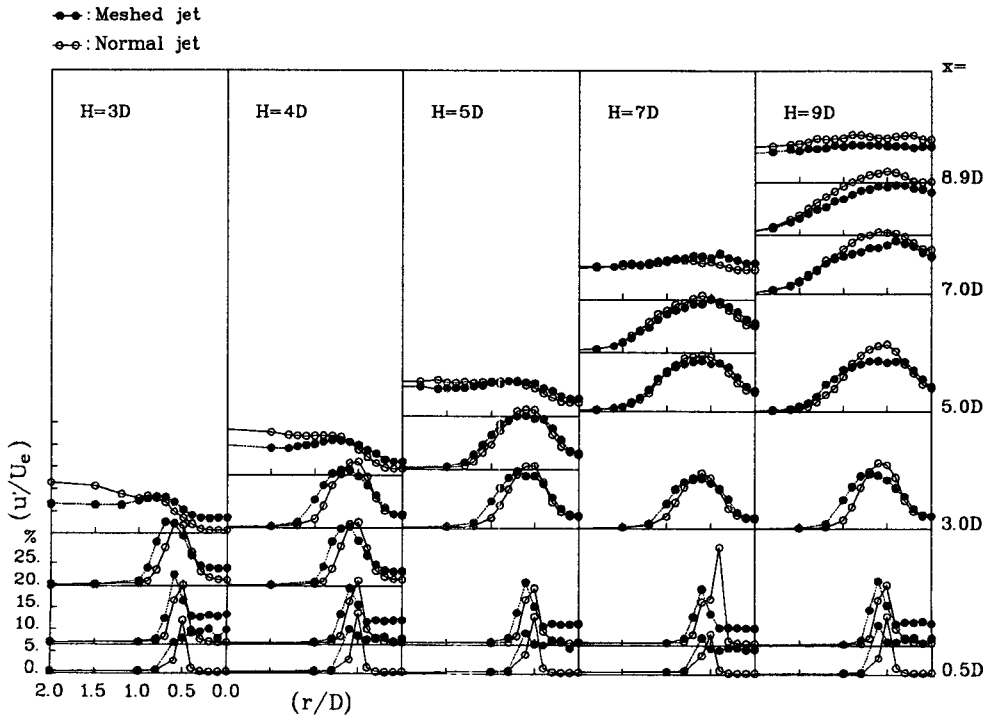


Fig. 8 Evolutions of Axial Turbulent Intensities of Normal Jets and Meshed Jets at Corresponding Impinging Wall Positions(H)

확장되는 것으로 보아 전반적으로 유량감쇠의 영향 보다는 구조적으로 유동이 펼쳐지는 특징을 가지는 것으로 판단 할 수 있다.

한편 Fig. 6에서 볼 수 있는 바와 같이 충돌벽면 근접구간에 대해서 살펴보면,  $h=0.1D$ 까지 측정해 본 결과 충돌벽면에 근접해 감에 따라 정체점유동(stagnation point flow)의 양상을 보여 중심부근의 축방향 유동성분( $u$ )이 급격히 감소해 감을 알 수 있다. 특히, 충돌벽면의 위치가 노즐출구로부터 가까울 경우 격자분사류의 영향이 반경방향으로 폭 넓게 미치며 멀어질수록 평범한 분사류의 영향이 충돌벽면 부근에서 더 우세하게 남아 있는 것으로 나타났다. 반경방향 유동성분( $V$ )은 중심속도가 0으로 나타났다가 반경방향으로 약  $0.7D$ 까지 급격히 상승한 다음 서서히 감소하는 양상을 보이는데 이것은 주 유동이 정체점 이후 벽면을 따라 큰 구배를 가지고 방향전환하기 때문인 것으로 볼 수 있다. 또한 이 구간에서 평범한 분사류의 반경방향 유동성분이 우세하게 나타나는 이유는 정체점 근처에서 평균유동의 운동량이 격자분사류의 경우보다 우세하기 때문이다. 특히, 이 구간에서  $Ho^{(1)}$ 등이

지적인 대로 반경방향으로의 물결모양(wavy) 속도 구배가 나타나는 것은 경계층내의 유동불안정요소가 존재하는 것으로 볼 수 있다. (Fig. 5)

### 3.2 난류도 분포의 천이

두 분사류에 있어서 노즐출구 가장자리에서 극대치를 갖고 발생된 축방향 난류강도( $u'$ )는 이후 하류로 감에 따라 평범한 정상분포에 가까운 양상을 보이는 한편, 극대치의 위치가 약간 바깥쪽으로 이동하게 되는데 이러한 양상은 충돌벽면의 위치가 노즐출구로부터 멀어지더라도 비슷하였다. 격자분사류는 초기에 유동중심부근에서 정상분포에 가까운 격자난류의 양상을 보였으나 곧 노즐출구 가장자리의 영향을 받아 이 부근으로 극대점이 이동하였으며 이 극대점들은 평범한 분사류에 비해서 약간 바깥쪽에 위치하였다. 유동중심부근에서의 난류강도는 초기에 격자분사류에 있어 강하게 나타났으나 충돌벽면의 위치가 하류로 멀어짐에 따라 반대의 양상으로 바뀌었다. 즉, 격자분사류에서 격자면의 영향은 초기에 강하게 존재하나 충돌벽면의 위치가 노즐출구로부터 멀어짐에 따라 평범한 분사류보다

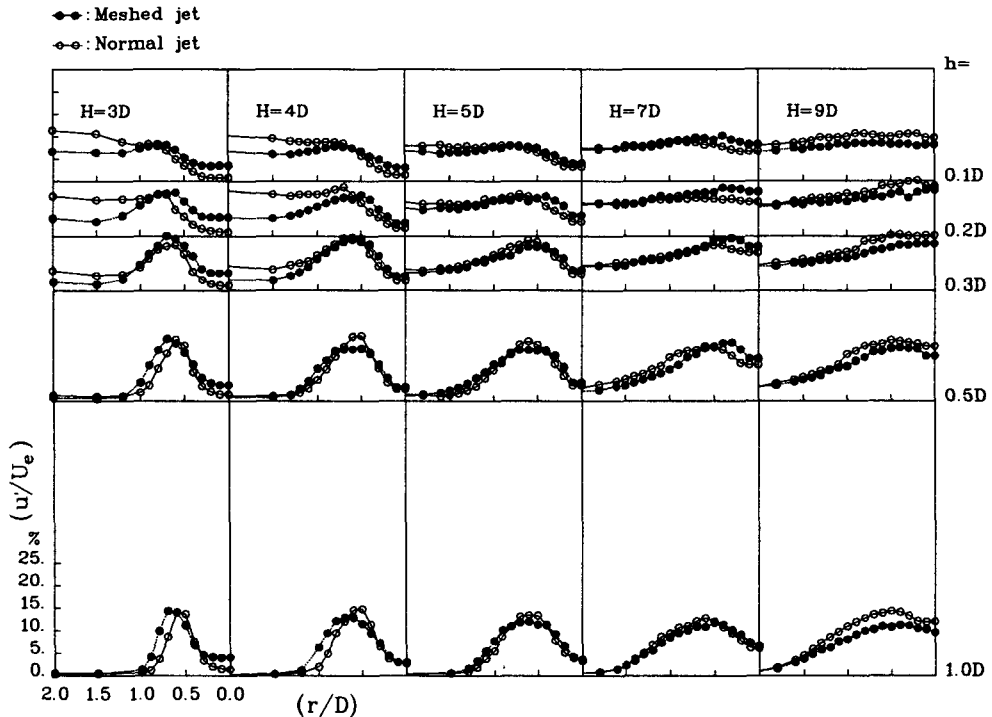


Fig. 9 Evolutions of Axial Turbulent Intensities of Normal Jets and Meshed Jets Near the Impinging Wall at Corresponding Wall Positions(H)

오히려 약해져 난류강도가 작아지는 추세를 보였다. 이것은 격자분사류 초기에 형성된 큰 와형식들이 격자면의 영향으로 쉽게 부서져 와형식의 분과 과정이 빠르게 진행되어 가는 것으로 볼 수 있다. 이 과정은 Fig. 9와 같이 충돌벽면 근접구간에서도 비슷한 양상을 보여 충돌벽면에 근접해 감에 따라 반경방향으로 평평해지는 분포를 나타냈다. 특히, 충돌벽면의 위치가 노즐출구로부터 가까운 경우에는 중심부근보다도 먼 반경방향에서 강한 난류강도를 보이며 이러한 추세는 평범한 분사류의 경우가 더 강한 것으로 관찰되었다. 이것은 격자분사류가 반경방향으로 폭넓게 안정된 난류분포를 가짐을 보여 주는 것인데 이 역시 격자분사류의 분과과정이 빠르게 진행되어 가는 것으로 판단해 볼 수 있다. 또한 충돌벽면 근접구간에서 반경방향으로 물결모양 분포를 가지는 것은  $Ho^{(1)}$  등이 언급한 반경방향으로의 유동 불안정성이 난류강도 분포에서도 존재하는 것으로 볼 수 있다. 반경방향 난류강도( $v'$ ) 분포의 전개 역시 비슷한 추세를 나타냈다. (Fig. 10)

### 3.3 난류응력 분포의 천이

Fig. 11은 2차 모멘트인 난류응력 분포의 천이과

정을 나타낸 것으로서 정성적인 추세를 관찰해 볼 수 있다. 즉, 전개구간에서는 노즐출구 가장자리 부근에서 두 경우 모두 극대치를 가지며 전반적으로 평범한 분사류의 값들이 우세하게 나타나고 있으나 충돌벽면 근접구간에서는 벽면유동의 특성에 의해 판이한 양상을 보인다. 평범한 분사류의 경우에는 충돌벽면 근접구간에서 Saripalli<sup>(12)</sup>의 LDV 측정결과와 같이 반경방향으로의 음의 값들을 가지며 또한  $Ho^{(1)}$ 가 지적한 바와 같이 물결모양 분포를 가지는 것으로 보아 이 구간에서 난류의 생성이 매우 불규칙적으로 이루어짐을 알 수 있다. 또한 격자분사류의 경우에는 충돌벽면이 노즐출구로부터 멀어질수록 부호가 양에서 음으로 바뀌는 특성을 보이며 극대점이 약화되어 정체점으로 물리는 양상을 보인다. 즉, 이것은 양의 값을 가지는 영역에서는 평균 운동에너지에서 난류 운동에너지로의 생성 과정을 유지하다가 음의 값을 가지는 영역에서는 반대의 에너지전환 형태가 이루어짐을 나타내는 것이며 격자분사류의 초기영역의 난류가 평범한 분사류의 난류에 비해서 하루로 감에 따라 그 성향을 오래도록 지속함을 설명해 주는 것이다. 난류 강도 분포와 마찬가지로 난류응력(reynolds stress)분포에서도 노즐출구의 가장자리 부근에서의 날카로운

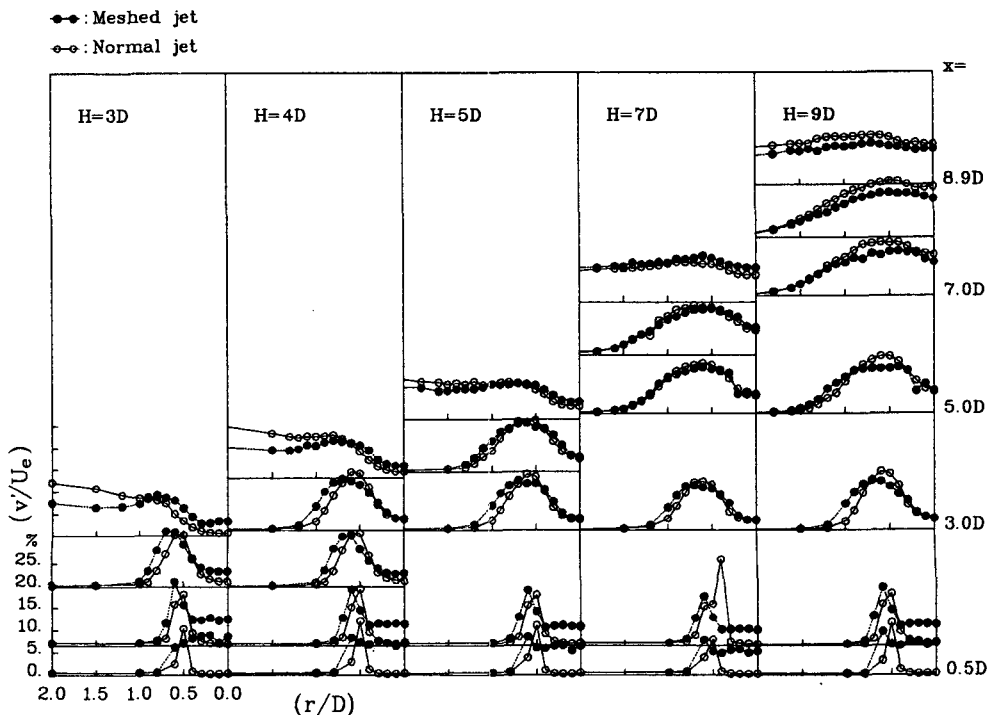


Fig. 10 Evolutions of Radial Turbulent Intensities of Normal Jets and Meshed Jets at Correspond-



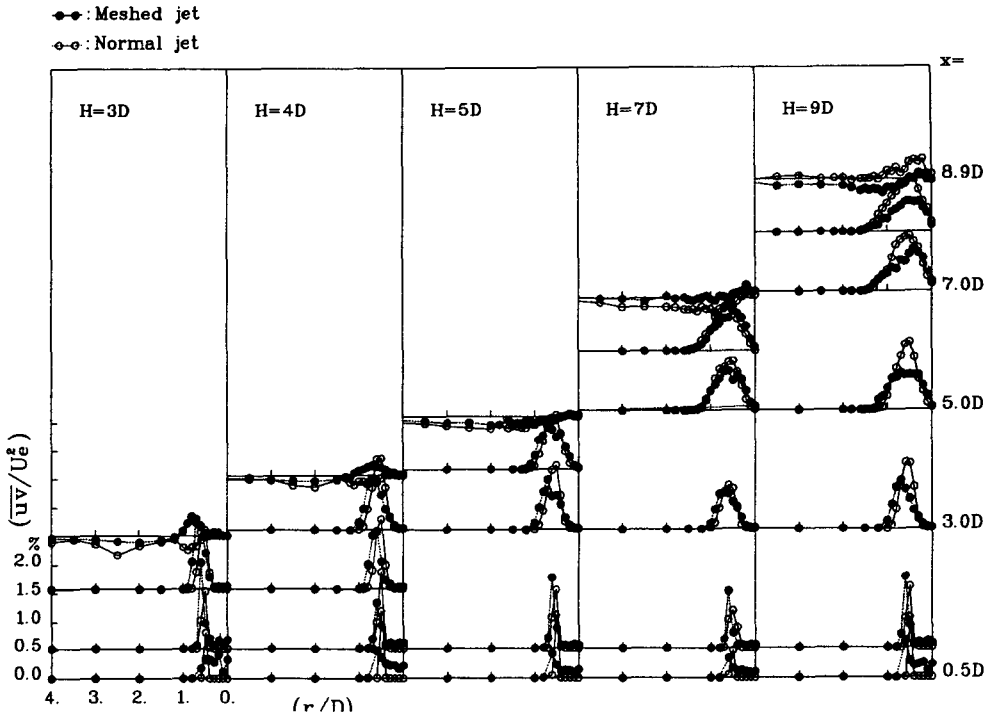


Fig. 11 Evolutions of Reynolds Stresses of Normal Jets and Meshed Jets at Corresponding Impinging Wall Positions(H)

분포가 하류로 갈에 따라 약간 퍼지는 양상을 보이며 충돌벽면에 근접해 갈에 따라 충돌벽면을 따라 반경방향으로 물결모양 분포를 가짐을 알 수 있다.

충돌벽면 근접구간에서 난류응력의 부호가 바뀌는 것은 충돌벽면의 중심부근에서 유동이 정체상태로 유도되는 특성을 가진다는 사실로 판단해 볼 때, 난류 운동에너지가 평균에너지로 복귀하는 에너지 전환과정이 존재하는 것으로 판단해 볼 수 있다. 즉, 난류 운동에너지 방정식의 생성항  $P$ 를 다음과 같이 표현할 때

$$P = \overline{u_i u_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (2)$$

반경방향으로 매우 급한 음의 평균 속도구배가 존재함과 동시에 전단응력  $(\overline{u_i u_j})$ 의 부호가 바뀌는 것이므로 평균 운동에너지가 난류 운동에너지로 활발히 전환됨을 설명해 주는 것이다.

#### 4. 반경방향 상사원리의 적용

열선의 유동방향 둔감성때문에 분사경계를 명확

히 잡는다는 것이 매우 어렵지만 분사류의 대략적 확산특성을 알아보기 위하여 각 위치( $x$ )에서 중심속도의 5%의 크기를 갖는 반경방향 위치( $R_b$ )를 분사경계로 잡았다. 충돌벽면의 위치가  $9D$ 인 경우의 분사경계를 자유분사경계에 가깝다고 판단하고

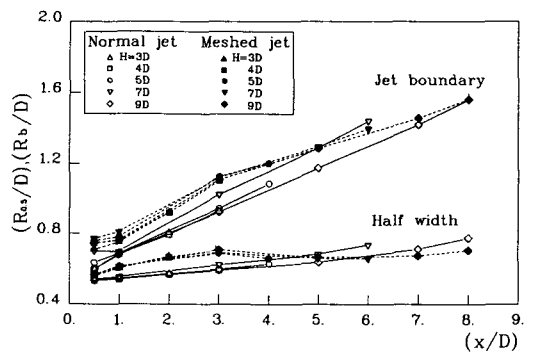


Fig. 12 Evolutions of Jet Boundaries and Half-velocity Widths of Normal Jets and Meshed Jets at Corresponding Impinging Wall Positions(H)

노즐출구와 충돌벽면사이의 거리를 기준으로 한 무차원거리( $x/H$ )에 대응되는 충돌분사류의 확산율을 살펴보았는데 충돌벽면 근접구간을 제외한다면 대체로 충돌분사류가 자유분사류에 비해서 약간 더 넓은 확산율을 나타냈으며 평범한 분사류가 격자분사류에 비해서 더 좁은 확산율을 나타냈다. 특히, 격자분사류는 초기영역에서 평범한 분사류에 비해서 확산되는 추세를 보였으나 하류로 감에 따라 오히려 중심쪽으로 수축되는 추세를 나타냈다. 또한, 속도반폭( $R_{0.5}$ )을 살펴볼 때 가장자리 부근에서 약간 확산되었다가 하류로 감에 따라 완만하게 확산되는 것은 충돌분사류가 충돌벽면에 근접해 감에 따라 반경방향으로 좀 더 평평해지는 추세를 가지는 것으로 볼 수 있다.

이들 변수들을 근거로 판단해 볼 때, 분사경계보다도 속도반폭이 덜 이산된 확산추세를 보이므로 속도반폭을 매개로 한 상사변수의 선정이 보다 유리함을 알 수 있다. 따라서, 속도분포의 상사성을 성립시키기 위하여 상사변수를

$$\eta = (r - R_{0.5}(x)) / x \quad (3)$$

로 하여 중심속도( $U_c$ )로 무차원화한  $U/U_c$ 의 값

들을 각 충돌벽면의 위치에 대해 중첩시켜 보았다. 이 결과에서 볼 수 있듯이 전단층 근처에서는 거의 완벽한 중첩을 보였지만 분사경계를 벗어나서는 이산되는 양상을 보였다. 그러나 전반적으로 평균속도( $U$ )의 분포는 충돌분사류에 있어서도 식(3)을 적용한 속도반폭에 대한 상사성이 잘 성립되었으며 또한, 전단층의 기울기로 판단해 볼 때 격자분사류가 평범한 분사류보다 약간 반경방향으로 퍼지는 완만한 상사분포를 나타냈다.

고차성분들의 상사성이 성립되는지를 알아보기 위해서 축방향 난류강도( $u'$ )를 중심속도( $U_c$ )로 무차원화시켜 상사성을 살펴보았으나 김<sup>(4)</sup>등의 자유분사류의 상사적용에서 볼 수 있었던 것과 같은 상사성을 찾기 힘들었다. 그래서 난류강도의 극대치( $u_m$ )로 난류강도들을 무차원화( $u'/u_m$ )시키고 다시 식(3)을 적용시켜 보았는데, 충돌벽면 근접구간( $h < 1D$ )에서는 여전히 상사성을 찾기가 어려웠으나 전개구간에서는 충돌벽면의 위치에 상관없이 매우 유사한 상사분포를 이루어 상사성이 존재함을 알 수 있었다. 한편, 격자분사류는 초기의 강한 난류강도 때문에 초기 전개구간에서 대칭성이 나타나지 않았으나 평범한 분사류는 전 전개구간에 걸쳐 노

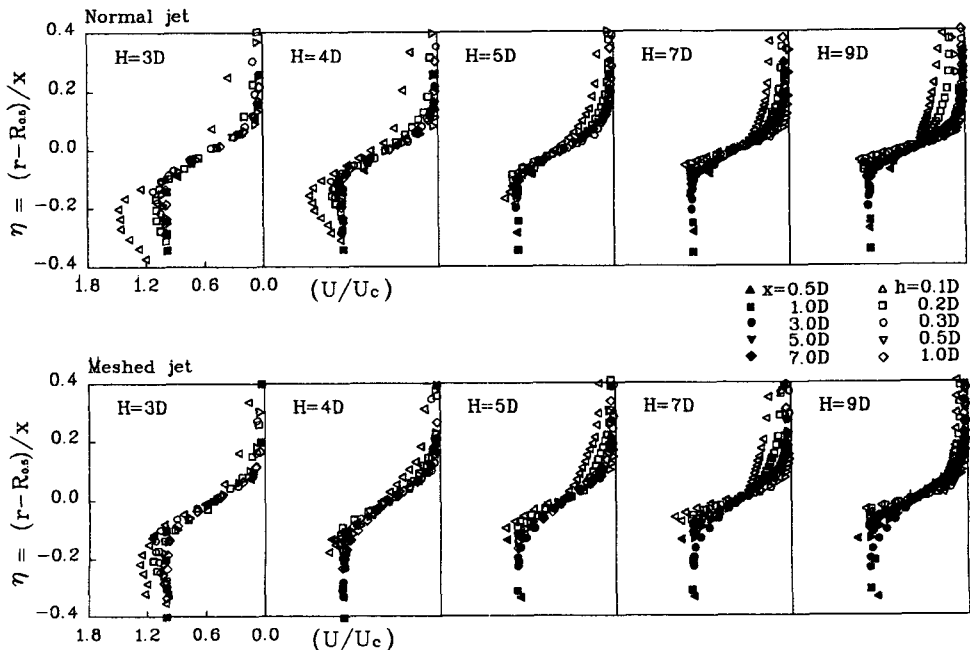


Fig. 13 Similarity of Axial Mean Velocities of Normal Jets and Meshed Jets at Corresponding Impinging Wall Positions(H)

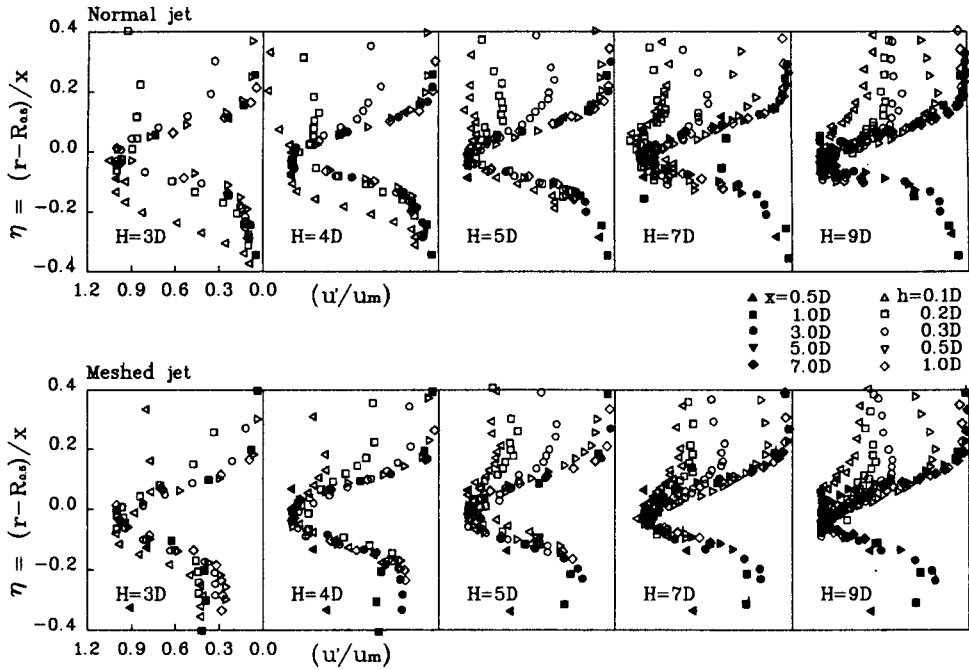


Fig. 14 Similarity of Axial Turbulent Intensities of Normal Jets and Meshed Jets at Corresponding Impinging Wall Positions(H)

즐출구의 가장자리를 기준으로 좌우의 대칭성이 이루어져 좀 더 정규분포에 가까운 상사성을 보였다. (Fig. 14)

### 5. 중심선 난류장에 대한 고찰

중심선 난류특성의 천이과정을 살펴보기 위해서 중심선에 따른 평균속도, 난류강도 및 난류용력들을 분포시켜 보았다. 우선, 중심선 축방향 평균속도를 무차원거리( $x/H$ )에 대하여 분포시켜 본 결과, Fig. 15와 같이 충돌벽면의 위치가 노즐출구로부터 가까울수록 충돌벽면 근접구간에서 급격한 감소를 보인 반면 충돌벽면의 위치가 노즐출구로부터 멀리 떨어진 9D의 경우에는 완만한 감소를 보였다. 또한, 전반적으로 격자분사류가 평범한 분사류에 비해서 상대적으로 완만한 감소를 나타내었다. 정필운<sup>(13)</sup>등이 지적한 바와 같이 2차원 평면분사류의 충돌벽면의 영향은 분사류가 충분히 전개된 자기보존영역에서 노즐출구와 충돌벽면 사이의 무차원거리( $x/H$ )의 약 0.75에서부터 나타났으나, 본 논문처럼 3차원 원형분사류의 초기 전개구간영역에서의 충돌벽면의 영향은 중심선 평균속도의 감쇠가

점선 및 실선으로 표시된 자유분사류의 중심선 평균속도에서 약 ±5%의 Band오차를 벗어나 급격히 감쇠되는 위치로 판단해 볼 때, 약 0.85부근에서부터 시작되는 것으로 볼 수 있다.

이 결과로서 측정위치( $x$ )가 충분하지 않아서 평균속도 및 난류강도의 반경방향분포의 전개로서 판단하기가 곤란했던 약점을 보완할 수 있었으며 0.75의 평면분사류 보다는 좀 더 하류에서 즉, 충돌벽면에 근접해서 충돌벽면의 영향이 나타나는 것으로 판단해 볼 수 있다.

한편 난류강도의 천이과정은 격자분사류와 평범한 분사류가 뚜렷하게 구별되는 추세를 보였다. 격자분사류의 난류강도는 격자면의 영향을 받는 분사류 초기에 매우 강하게 나타났다가 약 4D의 위치에서 평범한 분사류와 비슷해져서 하류로 감에 따라 평범한 분사류에 비해서 빠르게 감쇠하였다. 이러한 추세는 축방향 난류강도에 비해 전반적으로 크기는 작지만 반경방향 난류강도에서도 비슷하게 나타났으며 또한, 난류용력의 천이에서도 반복되는 추세를 나타내었다. 위의 세가지 결과로 살펴 볼때 격자분사류의 경우 초기에 발생된 큰 와형식들이 격자면의 영향에 의해 쉽게 분파 되어서 작은 크기

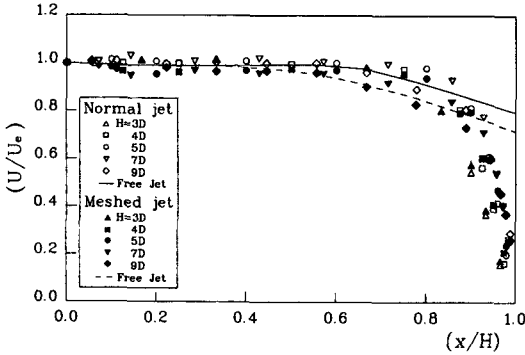


Fig. 15 Wall Effects in Downstream of the Centerline Mean Velocities

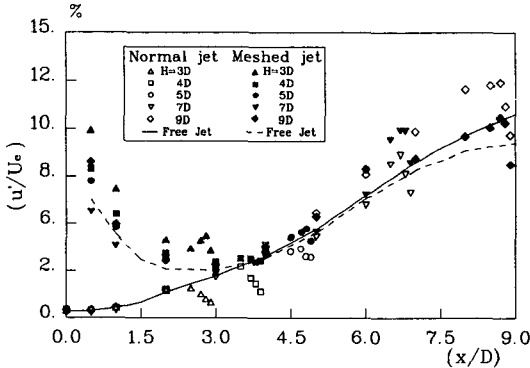


Fig. 16 Evolutions of Centerline Axial Turbulent Intensities of Normal and Meshed Jets

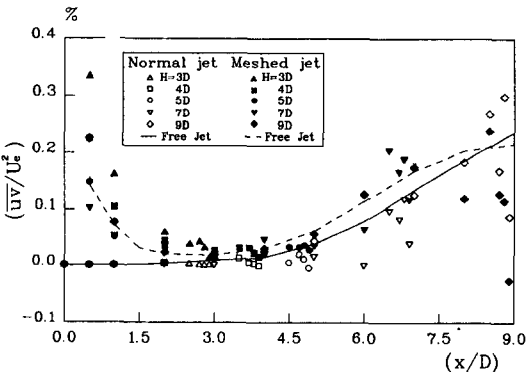


Fig. 17 Evolutions of Reynolds Stresses of Normal and Meshed Jets along the Centerline

의 와형식들로 빠르게 변형되어감을 알 수 있다. 결국 평범한 분사류의 중심유동의 초기특성은 충돌벽면 위치에 무관해 보이나 격자분사류의 경우는 중심유동의 운동량이 격자에 의해 분파되므로 충돌

벽면 위치에 매우 민감하게 반응을 가지는 것으로 나타났다. 특히 난류응력의 초기영역에서의 분산이 충돌벽면의 위치가 노즐출구로부터 가까울수록 큰 것은 충돌벽면의 영향으로 초기에 발달된 큰 와형식들이 압축되어(찌그러져) 반경방향으로 치우친 형태를 가지는 것으로 생각된다.

## 6. 결론

충돌벽면의 위치와 분사류 초기조건을 달리함에 따른 충돌분사류의 유동구조를 열선풍속계로 측정하였으며 분석된 결과를 다음과 같이 정리하였다. 평균속도( $U$ )분포 및 중심선속도 분포로 판단해 볼 때 분사류의 초기전개구간(노즐출구로부터  $10D$  미만의 영역에서 충돌벽면의 영향은 무차원거리( $x/H$ )의 약  $0.85$ 위치에서부터 나타났으며 이는 충돌벽면의 위치와는 무관하였다. 또한, 속도반쪽을 적용한 상사변수를 통해서 분석해 본 결과, 충돌벽면 근접구간을 제외한 전개구간에서 평균속도의 상사성이 존재하는 것으로 나타났으며 난류강도의 상사성 역시 좀 더 이산된 분포를 보였으나 대체로 존재하는 것으로 나타났다. 격자분사류의 전단층은 평범한 분사류에 비해서 약간 더 넓게 나타났고 격자난류는 약  $4D$  위치까지 강하게 나타났다가 하루로 감에 따라 평범한 분사류보다 더 빠르게 쇠퇴하였다. 이것으로 격자분사류의 분파과정이 평범한 분사류보다 훨씬 빠르게 진행되어 가는 것으로 판단해 볼 수 있다.

## 후 기

본 연구는 과학재단지원 첨단유체공학연구센터(AFERC)의 재정지원에 의해 수행되었으므로 이에 관계자 여러분께 감사드립니다.

## 참고문헌

- (1) Ho, C. M. and Didden, N., 1985, "Unsteady Separation in a Boundary Layer Produced by Impinging Jet," JFM, Vol. 160, pp. 235~265.
- (2) Beltaos, S. and Rajaratnam, N., 1974, "Impinging Circular Turbulent Jet," J. of of Hydraulics Div., ASCE, Vol. 100, pp. 1313~1328.
- (3) Gutmark, E., Wolfshtein, M. and Wagnanski,

- I., 1970, "The Plane Turbulent Impinging Jet," *J. of Basic Engrg.*, Trans. of ASME, Vol. 92, pp. 915~922.
- (4) 김동식, 한용운, 1992, "축대칭 자유분사류의 초기유동특성에 관한 연구," *한국항공우주학회지*, 제20권, 제1호, pp. 95~105.
- (5) 한용운, 남경덕, 1992, "상류유동전개부, 수축부 및 자유분사류로 이어지는 유동장에서의 난류 에너지 천이에 관한 연구," *대한기계학회논문집*, 제16권 제12호, pp. 2368~2375.
- (6) Crow, S. C. and Champagne, F. H., 1971, "Orderly Structure in Jet Turbulence," *JFM*, Vol. 48, part 3, pp. 547~591.
- (7) Wall, T. F. et al, 1980, "Direct Measurements of the Entrainment by Single and Double Concentric Jets In the Regions of Transition and Flow Establishment," *Trans. J. of Chemical Engineering*, Vol. 58, pp. 237~241.
- (8) Hussain, A. K. M. F., 1986, "Coherent Structures and Turbulence," *JFM*, Vol. 173, pp. 303~356.
- (9) Popiel, C. O. and Trass, O., 1991, "Visualization of a Free and Impinging Jet," *International Journal of Experimental Thermal and Fluid Science*. Elsevier Science Publishing Co., New York.
- (10) Liu, Y., Lenze, B. and Leuckel, W., 1989, "Investigation on the Combustion Turbulence Interaction in Premixed Stagnation Flames of  $H_2$ - $CH_4$  Mixtures," *Proceedings of 7th International Symposium on Turbulent Shear Flows*, Stanford University, U. S. A., pp. 357~366.
- (11) Champagne, F. H., Sleicher, C. A. and Wehrmann, O. H., 1967, "Turbulence Measurements with Inclined Hot-wires," *JFM*, Vol. 28, pp. 153~175.
- (12) Saripalli. K. R., 1990, "Laser Doppler Velocimeter Measurements in 3-D Impinging Twin-Jet Fountain Flows," *Proceedings of 7th International Symposium on Turbulent Shear Flows*, pp. 146~152.
- (13) 정필운, 이상수, 부정숙, 윤순현, 1983, "자유평면제트 및 충돌평면제트의 난류특성," *대한기계학회논문집*, 제7권 제4호, pp. 361~371.