

〈論 文〉

# 상류유동전개부, 수축부 및 자유분사류로 이어지는 유동장에서의 난류에너지 천이에 대한 연구

한용운\* · 남경덕\*\*

(1992년 6월 9일 접수)

## Transition of Turbulent Kinetic Energy through a Serial Unit of Straight-Duct, Contraction and Free-Jet

Yong Oun Han and Gyeong Dug Nam

**Key Words :** Transition of TKE(난류운동에너지의 천이), Energy Balance(에너지 평형), Decay-law(쇠퇴법칙), Dissipation(소산), Diffusion Term(확산항)

### Abstract

The transition of turbulent kinetic energy(TKE) balance along the centerline of the flow unit, which is composed of straight-duct, contraction and free-jet, has been investigated by the hot-wire anemometry. It is found that the mean turbulent kinetic energy is balanced by the dissipation in the internal flow region; by the production and the dissipation, through contraction; and by the dissipation, in initial region( $X < 8D$ ) of free-jet. But in the developing region( $8D < X < 20D$ ) it is balanced by all of the three(i.e., diffusion, production and dissipation). Finally, in the downstream of free-jet, the mean TKE is balanced again by dissipation like as the beginning. The decay-laws along the centerline are checked in the region of free jet as well as in the straight-duct. After the developing region of free-jet also exist the decay-laws, the exponent of the axial turbulence being bigger than of the radial.

### 1. 서 론

흔히 갖는 유동구조중 내부유동에서 외부유동으로의 전개 형식으로는 유동을 가속시키는 수축부 형태와 감속시키는 확대부의 형상이 일반적이다. 이들 중 수축부는 풍동의 실험부 전단계, 항공기 엔진의 노즐, 분사장치 및 일반 관류들의 끝단(terminating device)등으로 사용범위가 광범위하다. 특히 수축관의 내부를 통해서 변화되는 흐름특성이 상류유동 전개부에 영향을 주고 또한 하류의

자유분사류에도 영향을 주기 때문에 수축관을 전후한 유동에 대한 이해는 매우 중요하다.

수축관 내부에서의 유동은 상류의 축방향 난류성분이 반경방향 성분보다 우세한 비등방성 난류가 평균유동수축에 의한 와동확장 현상으로 인하여 반경방향 난류가 우세해지는 특이한 유동구조를 갖는다.<sup>(1)</sup> 수축부유동에 대한 연구는, 1950년도 Uberoi에 의해 아음속에서 초음속 영역까지의 종적·횡적 난류성분들의 변천과정과 에너지 스펙트럼 등이 축대칭 수축부의 중심을 따라 계측이 되었다.<sup>(2)</sup> Ribmer와 Tukur<sup>(3)</sup>는 초음속 관내의 유동에 대한 스펙트럼분석을 시도했으며, 1970대 Ramjee와 Hussain<sup>(4)</sup>은 여러가지 수축비를 갖는 수축부들을

\*정회원, 영남대학교 기계공학과

\*\*영남대학교 대학원

제작하여 수축비에 따른 난류성분들의 선형적 함수 관계를 규명하였다. 1970년대 후반 Tan-atichat 등<sup>(6)</sup>은 난류원(turbulent source)으로서 여러가지 격자(Grid)들 및 Honeycomb들을 제작 사용하고 다양한 수축부구조 및 수축비에 따른 방대한 난류 천이 자료를 제시하였다.<sup>(6)</sup> 1980년대에 들어서 Shabbir<sup>(6)</sup>는 기존자료를 이용한 난류천이에 대한 계산을 통하여 음의 소산(negative dissipation)이 수축부 내부에서 존재하는 것을 발견하였으며, Han과 George는<sup>(7)</sup> Shabbir가 제안한 계산식의 오차 범위내에서 음의 소산양이 존재한다는 것을 확인했다.

결국 이들의 반복적인 시행착오들은 유동방식을 유동 관내의 격자유동, 수축부유동 및 자유분사류 유동등 각각의 유동들을 단편적으로 해석한 결과에 기인한 것으로 생각된다. 즉, Comte-Bellot와 Corrsin<sup>(8)</sup>은 격자유동에서 등방성을 촉진시키기 위하여 수축부를 사용했으나, 수축부가 존재함으로써 상류에 영향을 준다는 사실<sup>(9)</sup>등을 간과했고, 또한 분사류를 연구하는 학자들은 수축부가 자유분사류의 초기조건을 제시한다는 사실을 많은 경우 인식하지 못하였다. 자유분사류의 경우 그 해석의 대부분은, 반경방향의 평균속도 분포등에 의한 하류의 상사성(similarity)에 의존하여 그 초기조건을 규명해왔는데,<sup>(10,11)</sup> 이는 수축부 출구 근처가 자유분사류의 가상원점이 위치한다는 점과, 출구 근처에서 조직적인 구조(coherence structure)와 유입유동(entrainment) 등의 불안정한 요인들이 밀집되어 초기조건에 민감하게 영향을 준다는 사실등에 비추어 보면 상류 수축부유동과의 연속적 이해없이 하류의 유동양식에만 의존한다는 것은 불합리하다고 지적할 수 있다. 따라서, 수축부와 자유 분사류가 연속적이라는 관점에서 볼때 수축부 내부의 유동구조에 대한 철저한 이해를 통해서 자유분사류의 초기조건이 제시되지 않고는 그 해석이 불완전하다는 결론을 내릴 수 밖에 없다.

뿐만아니라 현재까지 난류유동에서의 난류에너지 변화에 대한 연구가 어떤 특정한 영역 즉, 등방성 영역에 국한된 지점에서 반경방향에 따른 변화과정을 살펴보는 것에 한정되어 왔으나 전체유동장에서 유동의 흐름에 따라서 난류에너지가 어떤 과정을 거치면서 변하는지 살펴보는 것이 당연히 요구된다 할 것이다.

결국, 이들의 규명을 위해서는 상류유동전개부,

수축부 및 자유분사류로 이어지는 유동양식을 통해서 연속적인 난류특성의 변화과정을 규명해 보는 것이 의미있는 일이라고 할수 있다. 그러나, 이 연속유동양식은 내부유동에서 외부유동으로 바뀔때 따라, 난류강도의 급격한 변화 및 난류항들의 Budget 변화가 동시에 발생되기 때문에 측정상의 많은 시행착오와 측정방법을 고안해야 되는 어려움을 수반한다. 특히 이들중에서 난류에너지 방정식의 소산항과 난류전달항의 계측상 어려운 과정이 산적해 있기 때문에 이들의 적절한 극복이 요구된다. 또한 초기 격자에 의해서 인위적으로 생성된 난류성분이 관 내부의 점성영향을 거치면서 수축부를 통과하는 과정에서 일어나는 난류퇴양식과 수축부노즐에서 분사된 자유분사류유동의 난류퇴양이 어떤 연관성이 있을지를 조사해보는 것도 흥미로운 일이라 생각된다.

본 연구에서는 축대칭 유동장치를 구성하여 열선 풍속계를 이용, 중심축에 따른 난류퇴양식을 살펴보고 동시에 난류에너지천이에 대한 세밀한 분석을 통하여 난류에너지 방정식에서 나타나는 4개의 항들이 각각 상류유동전개부, 수축부 및 자유분사류로 연속되는 3개의 유동 구조속에서 어떻게 천이해 갈 것인가를 측정하여 축대칭 유동의 난류구조 변천에 대한 기초 실험자료로 제시하고자 한다.

## 2. 이론적 배경

### 2.1 난류에너지 평형에 대한 고찰

정상상태 비압축성 유동의 난류 운동에너지 방정식은 평균운동에너지 전달항과, 난류전달항, 생성항 및 소산항으로 각각 평형을 이루어 (1)식과 같이 표현된다.

$$U_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} \right) = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{1}{\rho} \overline{u_j p} + \frac{1}{2} \overline{u_j q^2} - 2\nu \overline{u_i S_{ij}} \right] - \overline{u_i u_i S_{ij}} - 2\nu \overline{S_{ij} S_{ij}} \quad (1)$$

여기서, 평균전단변형률  $S_{ij}$ 와 난류전단변형률  $s_{ij}$ 는 각각  $\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right]$ ,  $\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right]$ 로 표현된다.

위 방정식을 내부유동영역에서 축대칭유동의 좌표계로 표현하고, 상대적으로 작은 크기를 갖는 난류 전달항의 압력상관항과 점성일항등을 생략하고,

(1)식의 마지막항인 소산항을  $\epsilon$ 로 표현하여 정리하면,

$$U \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\bar{q}^2}{2} \right) = - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{2} u \bar{q}^2 \right) - \frac{\partial}{\partial r} \bar{v} q^2 - (\bar{u}^2 - \bar{v}^2) \frac{\partial U}{\partial x} - \epsilon \quad (2)$$

로 최종 정리된다.<sup>(6)</sup>

여기서 내부유동 및 분사류 유동으로의 유동천이 과정에서 내부유동의 특성치들을, 평균속도를  $U$ , 수축부길이를(또는,  $D$ 로서 내경) 및 난류성분  $u$ 로 표현하여 크기 비교를 하면,

$$O\left(\frac{U \bar{u}^2}{L}\right) \cong O\left(\frac{\bar{u}^3}{L}\right) + O\left(\frac{\bar{u}^3}{D}\right) + O\left(\frac{U \bar{u}^2}{L}\right) + \text{Dissipation} \quad (3)$$

로 표현된다.

따라서 전형적으로 내부유동의 난류 강도는 5% 이내로 관측되므로 수축부 이전의 균일다트 유동에서 난류 전달항은  $u/U \ll 1$ 로 가정할 수 있으므로 무시될 수 있고, 평균속도의 변화가 거의 없으므로 생성항이 무시되어 평균난류에너지의 전달항은 소산항과 평형을 이룬다. 그러나 수축부의 중간 부분 및 출구 이하의 하류에서는 난류전달항의 상대적 의미가 커지고, 평균속도의 변화가 발생됨으로 각 항을 무시할 수 없게 된다.

그러나 자유분사류의 외부유동으로 옮겨감에 따라 난류강도의 급격한 상승으로 난류전달항의 역할이 매우 커지게 되기 때문에 압력항을 무시할 수 없을뿐만 아니라 3차 상관항을 동일한 크기로 생각해야 되므로 사실상 난류에너지 평형은 모든 항에 의해서 이루어져서 난류전달항이 간략화된 (2)식은 그 적용여부가 의문시된다.

## 2.2 자유분사류 유동에 대한 고찰

내부유동에서 외부유동으로 전개되는 자유분사류의 초기에는 내부의 평균 난류에너지의 천이가 생성(production) 및 소산(dissipation)에 의한 평형을 유지하여 오다가 외부로 나오면서 난류전달항의 압력상관항과 3차 상관항의 역할이 왕성해 질 것으로 예측된다. 특히 분사류의 초기 전개구간에서는 내부유동에 비해 난류가 급격히 자라나기 때문에 에너지 평형은 매우 복잡할 것으로 예상된다. 이때 분사류의 초기치는 상류의 수축부에서 생성된 유동이기 때문에 상류유동에 의한 간섭정도가 의문시

된다. 즉 분사류의 초기치에 대한 하류의 난류쇠퇴, 확산율에 의해 가상적 분사류의 원점이 수축부 내부에 존재할 것이 예상되므로<sup>(12)</sup> 내부유동이 바로 자유분사류유동구조에 직접적 영향을 줄 것으로 예상된다.

따라서 이들의 유동변천을 이해하기 위해서 상류의 에너지 평형이 자유 분사류에서 어떠한 양상을 띄게 될 것이며 이들의 추세에 의해 하류 분사류평형의 가상원점이 어느곳에 위치하게 될지 알아보기 위하여 하류의 상사성이 존재할때 중심속도 쇠퇴법칙<sup>(13)</sup>

$$\frac{U_E}{U_C} = A \left( \frac{x}{M} - \frac{x_0}{M} \right) \quad (4)$$

을 이용하고, 또한 중심축을 따른 자유분사류의 난류쇠퇴법칙을 이용하여

$$\frac{U_E^2}{v^2} = a \left( \frac{x}{M} - \frac{x_0}{M} \right)^{-n} \quad (5)$$

쇠퇴화율(decay rate)  $n$ 값을 계산해 낸다.<sup>(14)</sup> 이들의 결과로 수축부 하류 조건이 자유분사류에 어떠한 영향을 주었는지 예측해 볼 수 있다.

## 3. 실험조건

유동발생장치는 기본적으로 송풍기, 유동 전개부, 1차 수축부, 유동안정화 장치, 격자 및 2차 수축부로 이루어져서 격자 이전까지 가능한 유동을 안정화 시킨 다음 격자에 의한 인위적 난류를 발생 시키기 위해 닥트, 수축부 및 자유분사류로 이어지는 유동장을 설정했다.

송풍기는 8개의 익형깃을 갖는 원심식으로 5마력 AC moter에 의해 구동되며 0~2000 RPM을 조절할 수 있는 속도조절기(삼영 VFCS 237)에 의해 유량조절을 한다. 송풍기에 이어서 2m의 길이를 갖는 전개부는 직경 40cm의 원형관으로 내부에 2번의 플라스틱 빨대를 채워서 제작된 Honeycomb 부분과 스크린을 통한 다음 13 : 1의 수축비를 갖는 1차 수축부를 통과하여 송풍기소음을 포함한 기저소음(background noise)을 줄이고 다시 11cm의 직경을 갖는 원형관을 이어서 직경 4.5mm 길이 50mm의 플라스틱 빨대를 채워서 만든 Honeycomb과 2개의 보통 스크린 및 1개의 정교한 메쉬(mesh)를 갖는 스크린을 통과 시켜 유동을

안정화 시켰다. 따라서 충분히 안정된 유동에 매쉬 크기 25.4 mm를 갖는 Bi-Plane 사각 격자면을 설치하고 40 cm 하류(약 16M)에 종횡비(L/D) 1.2 이고 9 : 1의 수축비를 갖는(따라서 출구 직경 약 37mm인)Morel방식의 수축부를 알루미늄 봉을 내부 절삭가공하여 부착 하였다. (Fig. 1참조)

난류측정을 위한 센서로는 5 μm의 직경을 갖는 텅스텐열선으로 Prong 주위는 금으로 코팅되어 있으며 유효거리 1.2 mm를 갖는 (l/d=240)I자형, X자형 열선들을 사용했다. 이들 센서의 지지대는 2차원 마이크로 이송장치에 연결되어 축방향 및 반경방향으로 이송된다. 열선에 의해 발생된 신호는 각각 1개 또는 2개의 CTA(KANOMAX 7000)들에 연결되어 2대의 Signal Conditioner들을 통하여 중심축을 따라서 센서가 이송됨에 따라 출력되는 신호들은 가변증폭기(KYOWA, DA-360A) 및 Low Pass Filter(KANOMAX 1015)를 통하여 정류된 신호로 바뀌었으며 이들의 출력신호들은 각각 Oscilloscope(PHILIPS PM 3302)와 FFT 스펙트럼 분석기(Hewlett-Packard 3562A Dynamic Signal Analyzer)와 병렬 연결되어 유동을 Monitor하면서 12 Bit(화상력 2.2mV)의 A/D 컨버터에 연결되어 On-line된 IBM 호환 PC로 수치처리 되었다.

모멘트 측정에서 요구되는 적분시간척도(Integral time scale) τ는 I-프로브의 Half-line Spectrum측정을 통하여 수축부 입구에서 출구까지

0.06~0.02sec의 크기를 갖는것으로 관측되었다. 따라서 적분시간척도는 약 0.12초 즉 8 Hz의 빠르기를 기준으로 추출하였으며, 추출데이터에 의한 결과들이 실험적 신뢰성을 가지기위해 각 측정 지점에서 1000개의 데이터를 추출, 약 2분동안의 record length T를 갖게 했고 이것은 내부유동의 경우  $(\sqrt{(u-U)^2})/U$  이 약 0.1, 외부유동의 경우 약 0.4의 극한조건 일 경우에 대해서도 1% 이내의 오차도 ( $\epsilon=|\sigma_u/U|/\sqrt{N}$ )를 가지는 것이 확인되었다.

### 4. 실험 결과

#### 4.1 I-프로브 스펙트럼

격자난류를 이용한 수축부내의 유동 천이 현상을 규명한 문제들은 대부분 40M 하류에서 균일(homogeneous) 난류분포를 갖은 다음 수축부를 설치하는 것이 관례로 되어 있으나, 이들의 경우 난류강도가 매우 낮아져서 상대적 오차범위가 커지는 단점이 있다. 따라서, 본 실험에서는 약 16M 부근에서부터 수축부가 설치되어 초기 10M까지 격자에 의한 후류(wake) 유동전개가 충분히 되자마자 약간의 난류쇠퇴 구간을 거쳐 수축부 유동으로 전개되도록 구성되었다. 중심축을 따라서의 난류천이 특성을 살펴보기위해 I-프로브를 사용해서 에너지 스펙트럼을 측정했다. (Fig. 2) 초기에서 볼 수 있듯이 격자에 의한 왕성한 에너지들이 넓은 주파수 범위에 걸쳐 전형적인 스펙트럼 분포를 가지는 것으로 나타나고 있으며 수축부 입구까지도 비슷한 형태로 나타나며 그 크기는 거의 반감되어서 나타

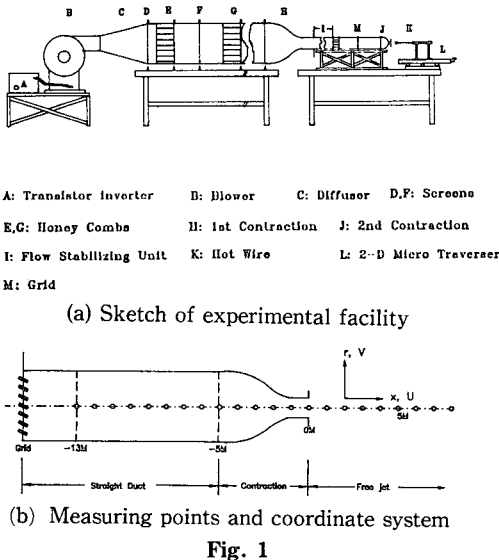


Fig. 1

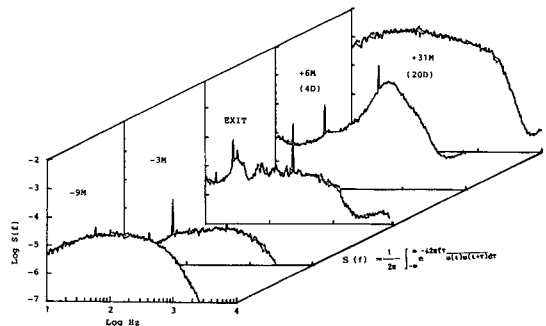


Fig. 2 Evolution of axial turbulence energy spectra along the centerline

난다. 수축부로 들어감에 따라 초기 격자에 의해서 넓게 생성된 큰 에너지를 갖는 Eddy들이 수축부의 영향에 의해 조금씩 높은 주파수영역의 Eddy로 형성되어가는 것을 볼 수 있고 수축부 출구로 가면서 유동은 내부유동과 외부유동의 접목지점에서의 불안정성과 유입 영향때문에 상당히 불안정해지는 것을 볼 수 있다. 출구 초기영역에서는 수축부를 통과한 특정 주기의 Eddy들이 집중적으로 모여있어 조직적인 구조를 갖는 것을 볼 수 있고 분사류의 하류로 진전됨에 따라 서서히 낮은 주파수영역까지의 넓은 주기에 걸친 Eddy들이 다시 형성되어가는 것을 알 수 있다.

4.2 모멘트 측정결과

X-프로브를 이용하여 평균속도, 축방향 및 반경방향 난류성분 및 레이놀즈 응력(reynolds stress)을 중심축을 따라서 측정한 결과들이 Fig. 3에 도시되어 있다. 축방향과 반경방향의 난류성분을 살

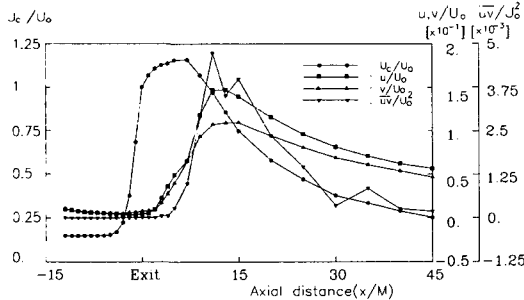


Fig. 3 Evolution of turbulence intensities and Reynolds stress along the centerline (U<sub>0</sub>: Mean velocity at the Exit of contraction)

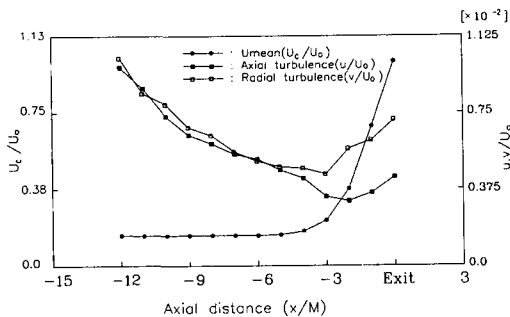


Fig. 4 Evolution of mean velocity and turbulence intensities along the centerline in straight duct and contraction

펴보면 내부유동에 비해서 외부 자유분사류에서의 유동은 그 order가 달라지지만 분사류 초기에는 내부유동의 출구 즉, 수축부의 영향에 지배를 받는 것으로 관측되는데, 특히 초기 축방향난류성분의 우세에서 수축부를 통과할때 반경방향난류성분의 우세가 나타나다가(Fig. 4) Exit이후 두성분이 비슷하게 급성장하면서 이후에 축방향 성분이 월등우세하게 나타나는 것을 볼 수 있다. 분사류와 상대적으로 판단해볼때 내부유동, 수축부및 반사초기는 대체적으로 Isotropic한 난류분포를 갖는것은 관측되었으며 두 성분끼리의 상대비교는 실질적으로 별 의미가 없어 보인다.

레이놀즈응력은 수축부 출구에서부터 분사축 10 M까지 계속 상승하는 것을 볼수 있는데 이 부분은 초기 격자에 의해 전개된 내부유동 와동(vortex)들이 수축되면서 반경방향의 강한 난류성분의 증가와 Exit부근의 불안정한 유동요소와 Exit이후의 급확대 되어가는 유동구조가 연속됨에 따라 큰 모멘텀 및 Distorting 구조에 의해 Rapid mixing의 난류구조가 전개됨을 말해준다.

3차 상관항의 추세로 보면 격자후류영역(grid

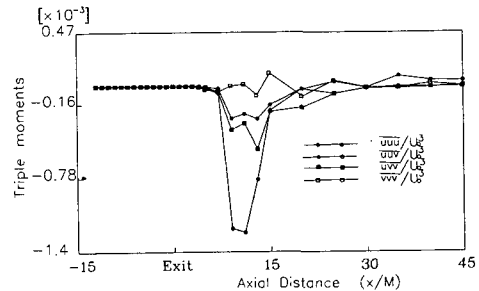


Fig. 5 Evolution of triple moments along the centerline

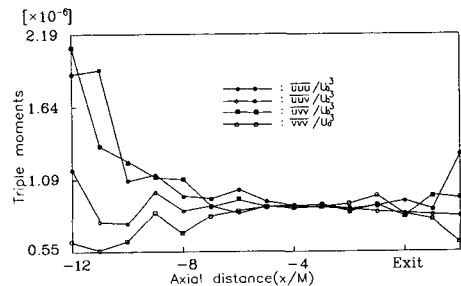


Fig. 6 Evolution of triple moments in internal flow

wake region) 및 전개영역에서 어느정도 의미있는 값들을 가지고 나타나다가 수축부로 들어감에 따라 이들의 크기는 현저히 작아진다. 다시 Exit이후에 증가하기 시작해서 자유분사류의 13M(약 8D) 부근에서 큰폭으로 급강하 했다가 다시 급상승하는 것을 볼 수 있다. (Fig. 5, 6) 이들은 특히 Exit 이후 10M부근에서는 난류평형에서 난류전달항의 역할이 크게 나타나는 것으로 이해되기 때문에 이 항이 무시될 수 없다는 것을 말해 준다. 4개의 3차상관항들 중에서  $\overline{uuu}$ ,  $\overline{uvv}$ 의 성분들이 지배적 요소로 나타나는데 이들은  $\overline{uq^2}$ 을 이루기 때문에 언급된 확산항 중에서 축방향 성분이 주된 항임을 알 수 있다. 이상의 각 모멘트들의 변화추세로 종합하여 볼때 분사류의 난류천이는 내부유동에 비해서 그 크기가 매우 크게 전개됨을 볼수 있으며, 반면 내부유동에서 수축부의 역할은 유동을 Distorting하지만 진정시키는 역할을 겸하는 것을 알 수 있다. 전반적으로 자유분사류의 13M(8D) 부근에서 난류강도가 급상승하고 레이놀즈응력의 변화 및 Triple 항들의 변화가 극심하다. 이는 이곳에서 유입, 조직적인구조 및 상류 Distortion에 의해 Large Eddy들의 큰 에너지가 생성되어 난류전달항의 역할이 증대되고 있음을 말해주며 그 이후에 이 난류는 서서히 쇠퇴되어 가고 있음을 보여준다.

### 5. 난류구조의 천이

#### 5.1 난류에너지의 평형

측정된 X-프로브 실험 결과들을 이용하여 닥트, 수축부 및 자유분사류로 이어지는 유동장의 중심축을 따라 방정식(1)에서 주어진 항들의 거동을 살펴본다. 간략화된 천이 방정식(2)을 계산해 보기 위

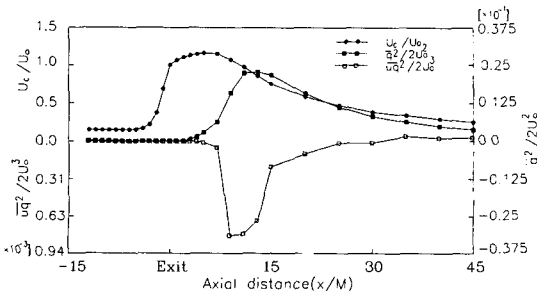


Fig. 7 Evolution of mean velocity, turbulent kinetic energy and triple moment along the centerline

하여 중심평균속도  $U$ 의 변화, 난류운동에너지  $\frac{\overline{u^2}}{2}$ 의 변화와 3차 상관항  $\overline{uq^2}$ 의 천이가 각각 Fig. 7에 나타나 있다.

운동에너지가 12M 근처에서 최대치를 갖는데 반해서, 3차 상관항은 음의 최대치를 갖는 특징을 보이고 있다. 이 값들을 이용하여 내부유동 및 전체 유동에서의 평균전달항, 난류확산항, 생성항등의 크기를 계산하고 TKE평형식을 이용해 소산항을 표현했다. (Fig. 8, 9) 내부유동의 수축부 이전 영역에서는 언급한바와 같이 생성항과 확산항이 거의 무시되어 소산항이 전적으로 평균전달항에 의해 지배받는 것으로 나타났고 수축부내부로 들어감에 따라 생성항의 영향이 커져서 소산항이 평균전달항과 생성항에 의해서 평형을 이루고 있음을 알 수 있다. 내부유동에 비해 제트유동은 각항이 그 크기의 정도가 월등하게 커져서 각항들의 천이과정이 뚜렷하게 나타나는데, 평균전달항의 크기가 커지는데 반해서 난류전달항이나 생성항의 역할이 극히 저조하다. 이들 중에서 중심축을 따른 분사류 초기영역은 Potential Core 영역이므로 난류의 생성을 기대

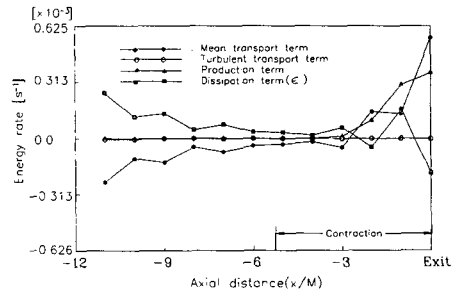


Fig. 8 Evolution of each terms of TKE Equation along the centerline in internal flow

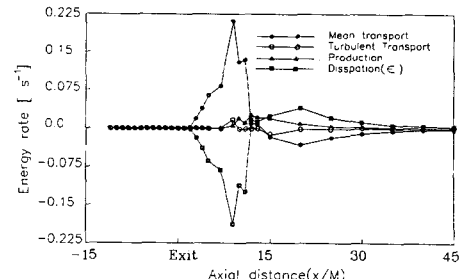


Fig. 9 Evolution of each terms of TKE Equation along the centerline

하기가 힘들고, 다만 난류확산항의 역할이 대단할 것으로 예측된다. 분사유동측정에서 본 바와 같이 Exit edge의 극심한 전단유동의 전개와 제트 경계 형성 사이의 전개구간 동안에 3-D혼합현상이 강하게 나타날 것으로 기대되기 때문에 압력상관 항의 역할에 대한 세밀한 조사가 필요시된다. 즉, 3차 상관항의 역할보다는 압력상관항의 역할이 클 것으로 기대 한다면 그림에서 보는것과 같이 평균전달항과 소산항의 균형중에서 소산항의 역할이 줄어들 것으로 생각되지만 본 실험에서는 이를 뒷받침할 근거가 없다.

10~15M사이의 극심한 평균에너지항의 변화후에 난류강도의 쇠퇴에 의한 약화 및 평균속도의 감소로 이후에 평균전달항은 감소되어 음의 값을 가졌다가 0으로 수렴해가며 그 역할이 줄어든다. 반면에 생성항은 난류강도가 최고치를 이루는 영역(13M)에서 최고값 분포를 가지다가 하류로 가면서 그 역할이 줄어들며, 난류확산항의 역할은 여전히 미진하다. 따라서 이후의 하류에서는 역시 평균전달항과 소산항과의 평형이 주된 양상을 띄고 난류는 쇠퇴해 가는 것을 알 수 있다.

5.2 분사유동에서의 난류쇠퇴

내부유동의 격자에 의해 형성 되었던 난류는 하류로 감에 따라 쇠퇴해 들어 가는 데, 전형적 쇠퇴 법칙 (4)식을 이용하여 표현했을 때 수축부로 들어가기 이전의 축방향 및 반경방향 난류쇠퇴는  $n$ 값이 각각 1.288과 1.237로서 축방향성분의 쇠퇴가 좀 빠른 것으로 나타났다. (Fig. 10)이 난류 성분들은 수축부로 들어감에 따라 쇠퇴양식에서 벗어나서 급격한 Distortion이 이루어지는 것으로 볼 수 있다. 그러나 이 분사류 초기영역에서는 축방향의 난류변화가 매우 급박하게 전개되었다가 13M 이후 쇠퇴양상을 띄게 되므로 자유분사류의 중심축을 따라 난류쇠퇴 법칙이 존재 할 수 있는지를 측정했다. 따라서 평균속도 분포의 중심속도 쇠퇴에 대하여 측정해본 결과 Fig. 11 과 같이 8D(13-M)에서부터 하류의 중심속도를 이용해 볼때 그 역수값의 분포가 매우 선형적이며 이때 가상원점은 -0.515 M, 즉 약 1/3D의 Exit 안쪽에서 나타나는 것으로 밝혀졌다. 이 가상원점을 이용 위 식을 사용하여 자유분사류의 8D(즉, 13M)의 전개영역 이후의 쇠퇴영역에서 계산했을 때 분사류의 중심을 따라서 역시 난류쇠퇴법칙이 존재하는 것을 발견했다.

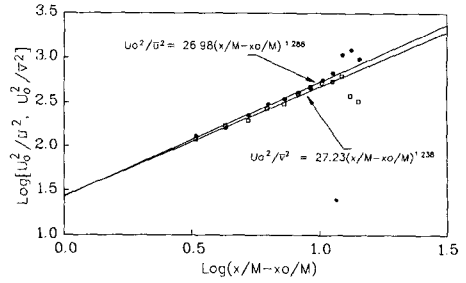


Fig. 10 Decay laws of axial and radial turbulences along the centerline in internal flow

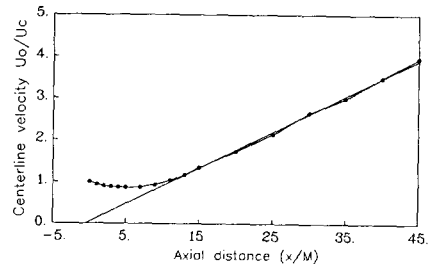


Fig. 11 Centerline velocity decay in jet flow

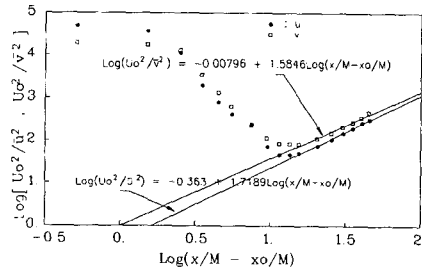


Fig. 12 Decay laws of axial and radial turbulences along the centerline in jet flow

(Fig. 12). 즉, 축방향 성분의  $n$ 값은 1.72, 반경 방향의  $n$ 값은 1.58로 나타나서 역시 축방향 성분의 쇠퇴속도가 빠른것을 보였다. 이 사실들로서 비추어 보았을때 자유분사류에서는 분사류의 경계면이 확산됨에 따라 분사류경계면에서 발생된 반경방향의 난류성분들이 하류로 전진될수록, 중심으로 이동되어 쇠퇴를 지연시키는 결과를 초래할 것으로 여겨진다. 이는 초기에 강력한 유량을 배출할 때 발생하는 Large Eddy에 의한 영향은 주로 축방향 난류성분에 영향을 주어 하류로 감에 따라 작고 고 큰 크기로 분포되어, 쇠퇴속도가 더 빠른 것으로도 해석이 된다. 결국 자유분사류의 중심을 따른 난류 전이는 축방향은 Eddy들의 생성 및 쇠퇴를 표현하

는 반면 반경방향은 경계면에서 발생한 Eddy들의 영향이 안쪽으로 전달되는 성향을 표현한다고 판단된다.

## 6. 결 론

상류유동전개부, 수축부 및 자유분사류로 이어지는 축대칭 유동의 중심축을 따라 내부유동일 경우  $3.5 \times 10^4$ , 외부유동일 경우엔  $9.5 \times 10^4$ 의 레이놀즈수 ( $Re_b$ ) 범위의 유동조건에서, 난류천이 과정을 이해하기 위하여, 열선을 이용한 스펙트럼 및 모멘트들의 측정을 통해 나타난 결과들을 난류에너지 평형 및 난류쇠퇴이론에 적용한 결과, 다음과 같은 결론을 내릴 수 있다.

첫째로, 난류운동에너지 방정식의 평형관계에서, 난류평균에너지는 일정한 단면 닥트에서는 소산항과 평형을 이루며, 수축부 내부에서는 생성항과 소산항, 자유분사류의 전개영역에서는 확산항, 생성항, 소산항의 모든항이 평형을 이루며 특히 확산항의 압력상관항의 영향이 클것으로 예측되며, 자유분사류 하류에서는 다시 소산항과의 주된 평형을 이루는 것으로 관찰되었다.

둘째로, 자유분사류의 전개영역이후의 중심유동에서는 내부유동에서의 격자난류와 같은 대수쇠퇴 법칙(logarithmic decay law)이 존재하여  $n$ 값이 축방향성분에는 1.72, 반경방향은 1.58로서 전반적으로 내부 유동과 같은 축방향성분 우세의 성향을 가지고 격자난류에 비해 훨씬 급하게 쇠퇴하는 것으로 나타났다.

## 후 기

본 연구는 한국과학재단의 신진연구(과제번호 : 893-0902-007-2)과제 지원에 의해 수행되었으며, 이에 관계자 여러분께 감사드립니다.

## 참고문헌

- (1) Tennekes, H. and Lumley J. L. 1972, "A First Course in Turbulence" The MIT Press.
- (2) Uberoi, M. S. 1956, "Effect of wind-Tunnel Contraction on Free Stream Turbulence," J. of Aeronautical Sci., Aug., 754
- (3) Ribner, H. S. and Tucker, M. 1953, "Spectrum of Turbulence in a Contracting Stream," NACA

Report 1113

- (4) Ramjee, V. and Hussain, A. K. M. F. 1976, "Influence of the Axisymmetric Contraction Ratio on Free-Stream Turbulence," J. of Fluid Engineering, Trans. ASME, 506
- (5) Tan-atichat, J., Nagib, H. M. and Drubka, R. E. 1980, "Effect of Axisymmetric Contractions on Turbulence of Various Scale," NASA Contractor Report 165136.
- (6) Shabbir, A. 1983, "Investigation of Functional Form of the Coefficient of the Reynolds Stress Closure," MS thesis, University at Buffalo, SUNY
- (7) Han, Y. O. and George, W. K. 1990. "Turbulence Energy Budget through a Contraction," Fluids Engineering Korea-US. Progress. Hemisphere Publishing Co. 243.
- (8) Comte-Bellot, G. and Corrsin, S. 1966, "The Use of a Contraction to Improve the Isotropy of Grid-Generated Turbulence," JFM 25, 657.
- (9) 한용운 1988, '수축부에 의한 상류의 난류유동 조건 변화' 한국항공우주학회지, 제16권 제4호, 24.
- (10) Davies, P. O. A. L., Fisher, M. J. and Baratt, M. J., 1962, "The Characteristics of the Turbulence in the Mixing Region of a Round Jet," JFM. Vol 15, 337.
- (11) Komori, S. and Ueda, H. 1985, "The Large-Scale Coherent Structure in the Intermittent Region of the Self-Preserving Round Free Jet," JFM. 152, 337.
- (12) 김동식, 한용운, 1992, "축대칭 자유분사류의 초기유동특성에 관한 연구," 한국항공우주학회지, 제 20권, 제 1호.
- (13) Wygnanski, I. and Fiedler, H., 1961 "Some measurements in the Self-Preserving Jet," JFM. Vol. 38, 577.
- (14) Batchelor, G. K. and Townsend, A. A., 1947, "Decay of Isotropic Turbulence in the Initial Period," Proceeding of Roy. Soc. London, Series A, V193, 539.
- (15) George, W. K., Beuther, P. D. and Lumley, J. L. 1978, "Processing of Random Signals," Proceeding of Dynamic Flow Conference, Denmark.