

<論 文>

발달하는 원형제트의 간헐적 유동에 관한 실험적 연구

김승기* · 조지룡** · 정명균**

(1989년 10월 20일 접수)

An Experimental Study about the Intermittent Flow Field in the Transition Region of a Turbulent Round Jet

Soong Ki Kim, Ji Ryong Cho and Myung Kyoong Chung

Key Words : Intermittency(간헐성), Conditional Sampling(조건부 추출), Conventional Reynolds Average(관습평균), Zone Average(지역평균), Transition Region(전이영역), Diffusion(확산)

Abstract

An experimental research has been carried out to find the intermittent flow pattern in the transition region of a turbulent round jet in order to elucidate detailed turbulence structure and to accumulate basic data necessary for computational turbulence modelling. Turbulent signals were processed digitally to obtain conventional or conditional velocity components. The high-order conditional correlations obtained in this study showed similar trends as those of other free shear flows. It was found that the non-turbulent fluid contributes negligibly to the turbulent kinetic energy production and its diffusive transport and that the diffusion by bulk convection has the same order of magnitude as the gradient diffusion in the free boundary region. The statistical analyses such as flatness factor, skewness factor and probability density functions of turbulent and non-turbulent zone durations have also been performed.

기 호 설 명

C : 1차 기준함수 S 의 문턱수준	S : 1차 기준함수
C_0 : 2차 기준함수 S 의 문턱수준	S_0 : 2차 기준함수
D : 제트출구직경	S_q : 특성량 q 의 비대칭도
f_z : 간헐주파수	t : 시간
f_{zm} : 최대 간헐주파수	T_{ch} : 특성적인 1차, 2차 기준함수의 총합평균비
I : 간헐함수	T_h : 유지시간
k : 난류운동에너지	u, v : 축방향, 반경방향 난동속도성분
K_q : 특성량 q 의 편평도	u', v' : u, v 의 root mean square값(난류강도)
r : 위치벡터	U, V : 축방향, 반경방향 평균속도
	U_c : 중심축의 축방향 평균속도
	x, y : 축방향, 반경방향 좌표
	γ : 간헐도

*한국과학기술원 기계공학과

**정회원, 한국과학기술원 기계공학과

하 첨 자

- n : 비난류성유체
- t : 난류성유체

1. 서 론

원형제트는 여러 산업공정과 유체조작장치에서 쉽게 접할 수 있는 유동의 한 형태이다. 1943년 Corrsin이 원형제트의 난류구조를 연구한 이래, 원형제트에 관한 연구는 여타 난류전단유동(turbulent shear flow)들의 연구와 보조를 맞춰 광범위하게 진행되어 많은 정보가 축적되어 왔다. 이러한 난류전단유동중 난류-비난류 경계면을 가지는 자유전단유동에서는 이 경계면이 난류구조에 중요한 영향을 미친다. 난류전단유동의 자유경계면에서 관찰되는 규칙적 대규모구조(large-scale structure)는 난류유동의 주유동방향에 수직한 방향으로 유동이 성장 또는 확산되는데 크게 기여하며, 또한 외부유체의 유입(entrainment)에 중요한 역할을 한다고 알려져 있다. 그러나, 지금까지 대부분의 연구는 주유동구간내에서의 총체적 특성을 밝혀내는 데에 주로 관심을 기울여 왔으며, 난류-비난류 경계면에서의 특성에 대해서는 깊게 연구되어져 있지 못하다.

Corrsin은 1943년 원형제트유동에서 최초로 난류-비난류 형식을 측정하여 보고하였다. 이러한 현상을 유동의 간헐성(intermittency)이라 하며, Townsend는 1948년에 원형실린더의 후류(wake)에서 간헐도(intermittency fraction)를 최초로 측정하였다⁽¹⁾. Kovaszny등⁽²⁾, Hedley와 Keffer⁽³⁾, Murlis등⁽⁴⁾은 경계층유동에서, LaRue와 Libby⁽⁵⁾, Fabris⁽⁶⁻⁸⁾는 후류에서, Jenkins와 Goldschmidt⁽⁹⁾, Gutmark와 Wygnanski⁽¹⁰⁾는 평면제트유동에서, 그리고 Wygnanski와 Fiedler⁽¹¹⁾, Antonia 등⁽¹²⁾, Chevray와 Tutu⁽¹³⁾, Komori와 Ueda⁽¹⁴⁾는 원형제트유동에서 간헐도를 측정하였다. 또한, 난류모델링(turbulence modelling)에서도 간헐도가 고려되어 난류유동장에 대한 정확한 예측에 기여하고 있다^(15,16).

간헐도와 함께 이를 이용한 조건부추출기법(conditional sampling technique)을 사용하여 일반적인 측정기법으로는 알 수 없는 유동에 대한 상세한 정보, 즉 난류-비난류 경계면의 특성과 유입에 관한 정보를 얻는 것이 가능하다. Jenkins와 Goldschmidt⁽⁹⁾는 점평균기법에 의하여 일반적인

시간평균 방법에 의한 결과와는 달리 열에너지가 운동량보다 빨리 전파하지 못함을 보였으며, Komori와 Ueda⁽¹⁴⁾는 간헐도를 사용한 조건부추출기법으로 원형제트의 자체보존영역에서 규칙적구조(coherent structure)의 존재를 규명하였다. 원형제트의 경우 Wygnanski와 Fiedler⁽¹¹⁾가 자체보존영역에서 많은 자료들을 제시하였지만 간헐도의 분포와 관습적인 레이놀즈평균(conventional Reynolds average)의 자료만 있을 뿐 지역평균(zone average)의 자료는 제시하지 않고 있다. Antonia등⁽¹²⁾은 열을 가한 원형제트의 자체보존영역에서, 온도평균값, 편평도, 비대칭도등을 측정하였다. Chevray와 Tutu⁽¹³⁾는 열을 가한 원형제트의 천이영역(transition region)에서 지역평균, 점평균(point average), 각 지역의 길이에 대한 확률밀도함수등을 측정하였다. 그러나, 이상의 연구들은 3차상관관계의 지역평균값을 체계적으로 제시하지 않고 있다.

본 연구에서는 원형제트의 천이영역에서 속도신호를 측정하고 이로부터 간헐도와 간헐주파수를 구하며 이를 사용한 지역평균법으로 난류특성량들을 구하여 천이영역에서의 난류구조를 해석하고 난류모델링을 위해 필요한 기초자료를 제공하고자 한다. 난류강도, 레이놀즈응력, 속도성분의 3차상관관계등의 레이놀즈평균과 지역평균들을 제시하였고, 편평도, 비대칭도등의 통계학적인 해석과 확산항에 대한 검토도 행하였다.

2. 간헐도와 조건부추출

2.1 간헐도와 간헐주파수

유동이 간헐적인 영역에서는 난류성유체와 비난류성유체가 상호배타적으로 나타나는 것으로 볼 수 있다. 간헐함수(intermittency function)의 정의는 다음과 같다.

$$I(r, t) = \begin{cases} 1 & \text{if } S(r, t) > C \\ 0 & \text{if } S(r, t) < C \end{cases} \quad (1)$$

여기에서, $S(r, t)$ 는 기준함수(criterion function)를, C 는 문턱수준(threshold level)을 나타내며, 간헐함수가 1의 값을 가지면 난류성유체, 0이면 비난류성 유체로 판정한다.

간헐도(intermittency fraction) γ 는 전체시간중에서 난류성유체가 차지하는 시간의 비를 나타낸다.

$$\bar{\gamma}(r) = \overline{I(r, t)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} I(r, t) dt \quad (2)$$

또한, 단위시간당 검출되는 난류성유체덩어리(turbulent fluid burst)의 수를 간헐주파수(inter-mittency frequency)라 하며 f_r 로 나타낸다.

2.2 조건부 추출 기법

속도평균법은 관습적인 레이놀즈평균법, 지역평균법 그리고 점평균법으로 나눌 수 있다. 레이놀즈평균법은 난류, 비난류의 구분이 없이 모든 신호를 시간에 대하여 평균하는 것이고, 지역평균법은 난류와 비난류 각각에 대하여 평균하는 것이며, 점평균법은 난류영역으로 들어가는 순간, 또는 난류영역에서 나가는 순간만의 신호를 취하여 평균하는 것이다(Fig. 1).

전형적인 난류특성량을 $P(r, t)$ 라 하면, 레이놀즈평균법에 의한 관습평균 $\bar{P}(r)$ 은 다음과 같다⁽²⁾.

$$\bar{P}(r) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} P(r, t) dt \quad (3)$$

이때, 난동(fluctuation) $p(r, t)$ 는

$$p(r, t) = P(r, t) - \bar{P}(r) \quad (4)$$

이다. 지역평균은 난류지역평균 $\bar{P}(r)$ 과 비난류지역평균 $\bar{P}(r)$ 로 나누어진다⁽²⁾.

$$\bar{P}(r) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left\{ \frac{\int_{t_0}^{t_0+T} P(r, t) I(r, t) dt}{\int_{t_0}^{t_0+T} I(r, t) dt} \right\} \quad (5)$$

$$\bar{P}(r) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left\{ \frac{\int_{t_0}^{t_0+T} P(r, t) [1 - I(r, t)] dt}{\int_{t_0}^{t_0+T} [1 - I(r, t)] dt} \right\} \quad (6)$$

따라서, 난류성 난동성분 $p_t(r, t)$ 와 비난류성

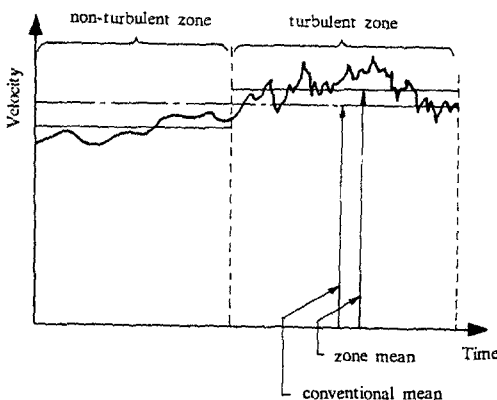


Fig. 1 Scheme of averaging with respect to different bases

난동성분 $p_n(r, t)$ 는 각각의 지역에서만 정의되며, 그 정의는 다음과 같다.

$$p_t(r, t) = P(r, t) - \bar{P}(r) \quad (7)$$

$$p_n(r, t) = P(r, t) - \bar{P}(r) \quad (8)$$

이러한 방법으로 구한 난동신호를 사용하여 난류지역과 비난류지역 각각에서 특성량을 구할 수 있다.

$Q(r, t)$ 를 또다른 난류특성량이라 하면,

$$\bar{p}_t q_t = \overline{I p_t q_t} / \gamma \quad (9)$$

$$\bar{p}_n q_n = \overline{(1 - I) p_n q_n} / (1 - \gamma) \quad (10)$$

가 된다.

3. 실험장치와 실험조건

풍동장치는 송풍기, 진동차단제(damper), 확산기, 축소부, 정류실, 노즐로 구성된다. 축소노즐은 약 12:1의 면적수축비를 갖고, 내부모양은 출구에서 균일하고 안정된 유동을 얻으며 유동박리를 방지하기 위하여 Morel⁽¹⁷⁾의 방법에 따라 결정하였다. 실험중 대기의 온도는 17~20°C, 대기압은 990~1025mb였고, 제트중심부에서의 속도는 26.0 m/sec로 고정하였는데, 출구직경에 기준한 레이놀즈수는 6.89×10^4 이다. 속도의 측정에는 직경이 5 μm인 텅스텐선을 사용한 X형 열선프로우브(TSI Model 1241)를 사용하였다. 열선풍속계의 출력신호는 차단주파수를 5kHz로 맞춘 저역통과필터와 scanner(HP 3495A)를 통과하여 데이터분석기 D6000(Data Precision Comp. Model 611)으로 교류결합되어 평균값(DC)을 제거한 난동성분만이 14-bit AD변환된 후 D6000 디스크드라이버의 플로피디스크에 저장된다. 한편, scanner를 통과한 신호는 전압계(system voltmeter ; HP3437A)를 거쳐 인터페이스되어 있는 XT컴퓨터에서 평균값이 측정된다. D6000, 디스크드라이버, scanner, 전압계는 모두 GPIB를 통하여 XT컴퓨터의 프로그램으로 원격조정된다.

자료의 추출간격은 10⁻⁴초로 하였고, 2048개의 자료조를 112개를 측정하여 총합평균(ensemble average)하였으므로 약 230,000개의 자료가 한점의 자료처리에 사용되었다.

4. 난류판정방법

4.1 기준함수(Criterion Function)의 선정

유동장의 한 지점에서 유동이 난류상태인지 아닌

지를 판정하기 위해서는 비난류유동장과 구별되는 난류유동장고유의 특성량을 기준함수로 선정해야 한다. Kovaszny 등⁽²⁾은 와도난동(vorticity fluctuation)을 기준함수로 사용하였는데, 이 방법은 프로우브가 복잡해지고 프로우브의 간극 때문에 경계면의 구별에 있어서 공간 분해도의 문제가 발생한다. 이에 비하여 등방적이고 Taylor가설이 성립하는 유동장에서는 운동에너지 소멸률이 $\langle \partial u / \partial t \rangle^2$ 에 비례한다는 사실에 근거하여 속도난동의 미분치를 널리 사용한다^(1,3,10,11,13). 한편, Murlis 등⁽⁴⁾은 uv 의 1차미분, 2차 미분값을 기준함수로 사용 하였으며, u 와 v 의 시간 미분값을 사용하는 것보다 더 좋은 결과가 나옴을 보였다. 또한, 난류 유동장에 열을 가하여 온도신호를 사용하는 방법이 널리 사용되고 있다. 이때에 열은 난류유동장에 수동적인 오염물질(passive contaminator)로서, 속도에 의한 것보다 더욱 명확하게 난류판정을 할 수 있다^(4-8,12,14).

본 연구에서는 Murlis 등⁽⁴⁾의 방법을 차용하여 uv 를 1차미분한 값과 2차미분한 값을 사용하여 기준함수를 다음과 같이 구성하였다.

$$S = \left| \frac{\partial uv}{\partial t} \right|, \quad S_0 = \left| \frac{\partial^2 uv}{\partial t^2} \right| \quad (11)$$

속도곱 uv 는 난류운동에너지를 생성시키는 요소로서 비난류지역에서는 상당히 작은 값을 갖기 때문에 난류판정에 적당하다.

4.2 난류판정의 과정

유동장의 한 점에서 유동이 순간적으로 난류상태 인지를 확인하기 위하여 기준함수를 문턱수준 C 와 비교해야 하며, 미세규모 난류구조(fine scale turbulence structure)의 공간적 분산에 의한 spectral 간헐성을 제거하기 위하여 일정기간 즉, 유지시간(hold time) 또는 평탄화 간격(smoothing interval)보다 짧은 지역을 무시하게 된다. 그러므로, 문턱수준과 유지시간의 결정이 중요하며 다양한 방법들이 시도되었다^(1,4).

S 에 대한 문턱수준 C 는 S 의 난류지역평균 \bar{S} 에 0.04~0.06을 곱한 값을 사용하였으며, S_0 에 대한 문턱수준 C_0 는 C 를 제트중심에서 S 와 S_0 의 총합 평균비로 나눈 값을 사용하였다.

$$I = 1 \text{ if } S > C \text{ or } S_0 > C_0 \quad (12)$$

$$C_0 = C / T_{ch}^2 \text{ where } T_{ch} = \langle S \rangle / \langle S_0 \rangle \quad (13)$$

한편, Taylor 미세척도(microscale)와 레이놀즈 수, Kolmogorov 길이척도의 관계식을 사용하여

Kolmogorov 길이척도를 구하고, Taylor 미세척도와 차수가 같고, Kolmogorov 길이척도의 30배에 해당하는 시간을 유지시간으로 선택하였다. Hedley 와 Keffer⁽¹⁾는 Kolmogorov 길이척도의 15~35배를 유지시간으로 추천하였다. 본 연구에서는 Murlis 등⁽⁴⁾이 제시한 방법을 적용하여, 유지시간을 적용하지 않은 기준함수로부터 소매간헐성(retail intermittency)을 얻어내고, 유지시간보다 짧은 난류, 비난류지역을 제거한 도매간헐성(wholesale intermittency)을 얻어내는 방법을 사용하였다. 미분을 비롯한 자료처리과정은 전자회로를 사용하는 아날로그처리방식에서 컴퓨터의 발달과 함께 컴퓨터의 프로그램에 의한 디지털처리방식으로 대체되었다. 본 연구에서는 속도신호를 사용하여 이상의 난류판정의 전과정을 컴퓨터에서 디지털로 처리하였다. Fig. 2는 난류성유체판정의 한 예를 나타낸 것이다.

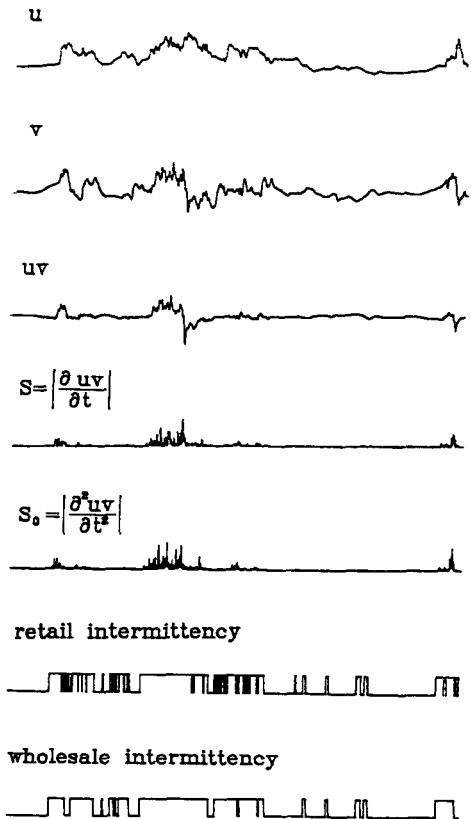


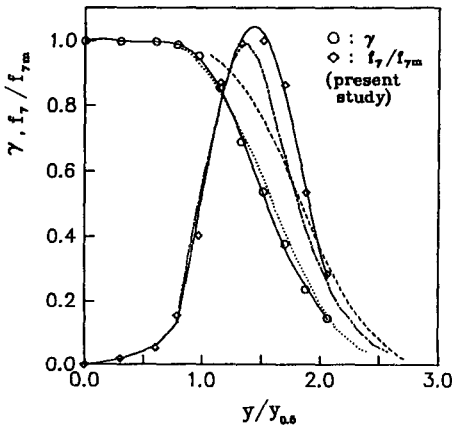
Fig. 2 Typical plots of turbulence decision ($\gamma=0.54, y/D=2.5$)

5. 실험결과와 고찰

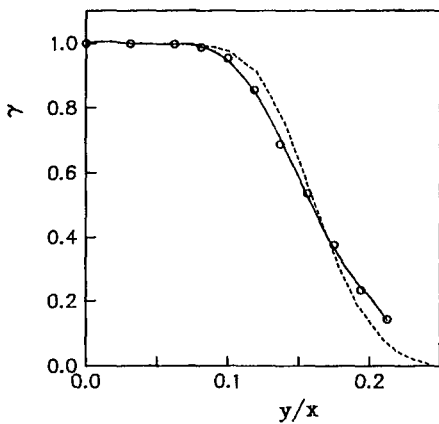
실험결과는 제트가 발달하고 있으나 아직 자체보존되지 않은 천이영역인 $x=16D$ 의 단면에서 측정하고 처리한 것이다.

5.1 간헐도와 간헐주파수

Fig. 3(a)는 $x=16D$ 에서의 간헐도와 간헐주파수의 분포를 보여주고 있는데 그것과 함께 Chevray와



(a) $\gamma, f_7/f_{7m}$ variations with $y/y_{0.5}$



(b) γ variations with y/x

Fig. 3 Distribution of γ and f_7 across the jet ; \cdots , $-\cdot-$, γ and f_7 at $x/D=15$ (Chevray and Tutu⁽¹³⁾) ; $-----$, γ in the similarity region($x/D=70-97.5$, Corrsin and Kistler⁽¹⁹⁾, Wynagnanski and Fiedler⁽¹¹⁾)

Tutu⁽¹³⁾가 $x=15D$ 에서 X형 열선으로 측정된 값과, Corrsin과 Kistler⁽¹⁹⁾가 자체보존영역에서 측정된 값을 함께 그려 비교하였다. Fig. 3(a)의 횡축은 y 를 속도반쪽으로 나눈 값이므로 그 단면의 제트폭에 대한 γ 와 f_7 의 분포를 나타내고 있다. γ 의 값은 Chevray와 Tutu⁽¹³⁾의 결과와 유사하며 Corrsin과 Kistler⁽¹⁹⁾의 결과보다는 제트안쪽으로 치우쳐서 나타나는데, 이것은 자체보존영역에서보다 천이영역에서 비난류성유체가 비교적 더 깊이 침투해 들어온다는 것을 의미한다. 간헐주파수는 간헐도가 0.5보다 약간 큰 값에서 최대값을 나타내는데, 이것은 $\gamma=0.5$ 를 기준으로 제트의 내부에서 난류-비난류경계의 요철이 심하고 유동장의 큰 구조가 작은 구조로 깨지며 혼합이 제트의 부보다 활발히 일어남을 의미한다.

Fig. 3(b)에는 본 연구의 γ 와 앞으로 본 연구의 자료와 비교하게 될 Wynagnanski와 Fiedler⁽¹¹⁾의 γ 를 y/x 를 횡축으로 하여 나타내었다. Wynagnanski와 Fiedler⁽¹¹⁾의 간헐도분포는 Fig. 3(a)에서 제시한 Corrsin과 Fiedler⁽¹⁹⁾의 간헐도분포와 정확하게 일치한다.

5.2 평균속도분포

Fig. 4에 유동방향속도성분의 관습평균, 난류지역평균, 비난류지역평균의 분포를 나타내었고, Wynagnanski와 Fiedler⁽¹¹⁾의 자료도 함께 나타내었

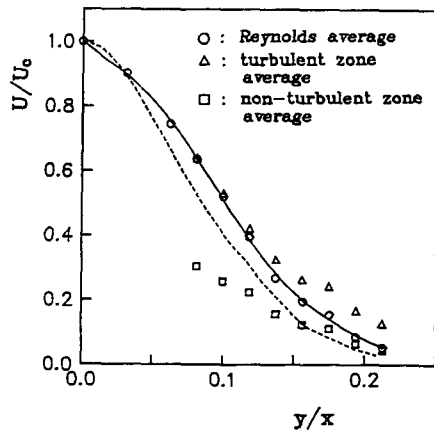
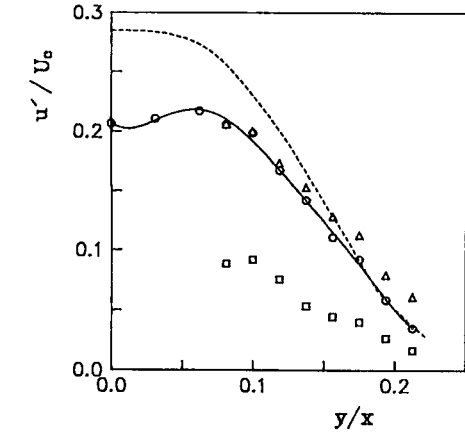
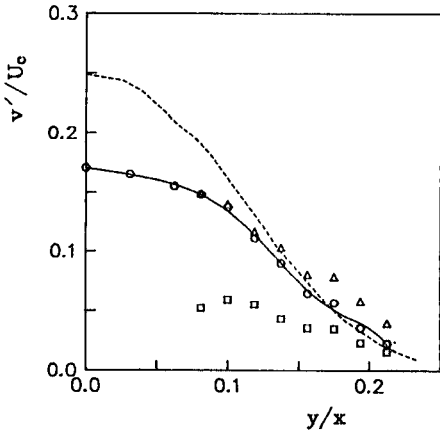


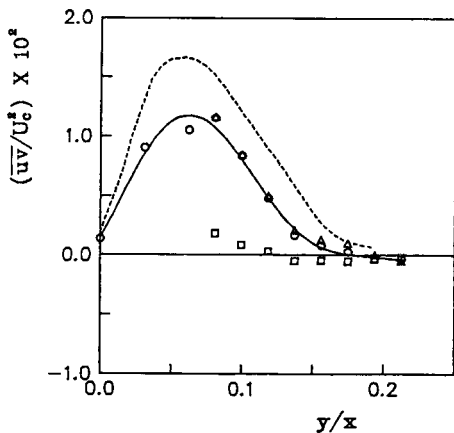
Fig. 4 Axial mean velocity distribution ($x/D=16$, $U_c=13.45\text{m/sec.}$) ; $-----$, Reynolds average in the similarity region ($x/D=70-97.5$, Wynagnanski and Fiedler⁽¹¹⁾)



(a) Root mean squared axial fluctuating velocities



(b) Root mean squared radial fluctuating velocities



(c) Reynolds shear stresses

Fig. 5 Second-order correlations; symbols and line the same as Fig. 4

다. 난류지역평균이 관습평균보다 크며 난류지역평균은 관습평균보다 작은 값을 보이고 있어 난류성유체가 비난류성유체보다 훨씬 빨리 이동함을 알 수 있다. 비난류성유체의 평균속도가 0이 아닌 것은 난류성유체의 와동구조(vortical structure)내에 포획된 비난류성유체가 난류성유체와 함께 대류되기 때문이다.

5.3 2차 상관관계

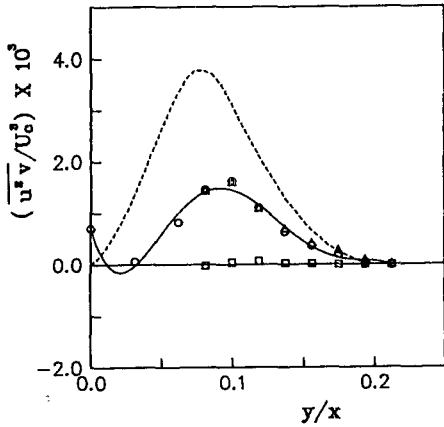
u' , v' 은 난류강도로써 제공하면 난류운동에너지의 성분이 된다. 그러므로, u' , v' 의 분포는 에너지의 분포를 나타낸다고 볼 수 있다.

Fig. 5(a)는 u' 의 분포를 나타낸 것인데, 관습평균은 $\partial U/\partial y$ 가 최대가 되는 위치에서 대략적으로 최대값을 갖는다. 천이영역에서는 난류가 덜 발달하였으므로 자체보존영역보다 u' 이 더 작다. 그러나, Wygnanski와 Fiedler⁽¹¹⁾의 열선반응성의 문제로 인하여 난류 특성량 자료가 일반적으로 크다는 것을 감안하면 크기의 차이는 줄어들 것이다. 난류지역평균은 비난류지역평균보다 훨씬 큰 값을 나타내고 있으므로 난류에너지의 대부분을 난류성유체가 담당하고 있음을 알 수 있다. 그러나, 난류성유체에서 생성되는 압력난동이 비난류성유체를 추동하기 때문에 난류성 유체에도 속도난동이 존재하므로, 비난류성유체가 포함하고 있는 에너지도 무시할 수 없다. 이 결과는 Fabris⁽⁶⁾의 원형실린더 후류에서도 나타나고 있다.

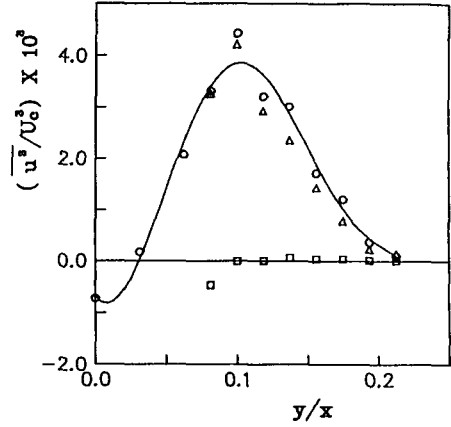
Fig. 5(b)에 나타난 v' 의 분포도 u' 의 경우와 같이 설명할 수 있다. Fig. 5(c)는 \overline{uv} 에 대한 결과이다. \overline{uv} 는 레이놀즈 전단응력이라 하며, 난류운동에너지의 생성에 관계되는 양이다. 원형제트는 반경방향으로 대칭이기 때문에 \overline{uv} 는 반대칭이고, 따라서 제트중심에서 0을 지나게 된다. 비난류성유체의 \overline{uv} 는 예상대로 무시할 만 하며, 제트중심쪽에서 0으로부터 약간 벗어난 것은 난류판정시 문턱수준결정의 어려움, 측정상의 오차등이 결부된 것으로 생각할 수 있다.

5.4 3차 상관관계

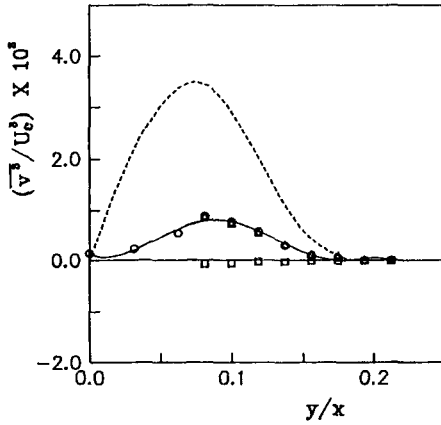
단순유동에서 난류운동에너지는 난동신호의 3차 상관관계에 의하여 난류에너지가 큰 지역으로부터 작은 지역으로 이동한다. 난류운동에너지방정식의 확산항에는 3차 상관관계가 나타나며, 3차 상관관계는 그 자체로 난류운동에너지의 공간적 이동을



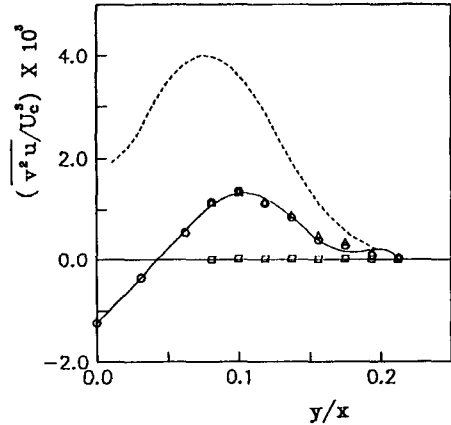
(a) $\overline{u^2 v}$



(a) $\overline{u^3}$



(b) $\overline{v^3}$



(b) $\overline{v^2 u}$

Fig. 6 Radial turbulent transport of u^2 , v^2 ; symbols and line the same as Fig. 4

Fig. 7 Axial turbulent transport of u^2 , v^2 ; symbols and line the same as Fig. 4

의미한다.

Fig. 6에 난류운동에너지의 반경방향이동을 의미하는 $\overline{u^2 v}$, $\overline{v^3}$ 을 나타내었다. $\overline{u^2 v}$ 는 축방향 운동에너지성분의 반경방향이동을, $\overline{v^3}$ 은 반경방향 운동에너지성분의 반경방향이동을 각각 나타낸다. $\overline{u^2 v}$ 의 관측평균은 Wygnanski와 Fielder⁽¹¹⁾의 결과와 제트중심부에서 다소 다른 결과를 보이고 있다. 본 연구에서는 제트중심부에서 음의 값을 갖는 돌출부를 볼 수 있다. u' 의 분포를 살펴보면 제트중심부에서 양의 기울기를 갖는 작은 영역이 있음을 알 수 있는데, 이것은 축방향 운동에너지성분이 반경방향의 반대방향으로 확산됨을 의미하므로 $\overline{u^2 v}$ 가 제트중심부에서 음의 돌출부를 갖는 것은 타당하

다. 이러한 경향은 원형실린더의 후류와 평면제트 유동에서도 나타나고 있다^(7,10). $\overline{v^3}$ 은 $\overline{u^2 v}$ 보다 작은 값을 갖고, $\overline{u^2 v}$ 와 같은 음의 돌출부는 나타나지 않는다.

Fig. 7에는 $\overline{u^3}$, $\overline{v^2 u}$ 의 분포를 나타내었는데, 이들은 각각 축방향 운동에너지 성분과 반경방향 운동에너지성분의 축방향 이동을 의미한다. Fig. 6과 Fig. 7을 서로 비교하면 속도 난동에 의한 운동에너지의 축방향 이동이 반경방향 이동보다 크다는 것을 알 수 있다.

3차 상관관계의 난류지역평균은 관측평균보다 약간씩 큰 값을 갖고, 비난류지역평균은 거의 0의 값을 갖는다. 그러므로, 비난류성유체가 난류운동에

너지의 이동에 기여하는 정도가 미약하다는 것을 알 수 있다.

5.5 난류난동의 통계학적 분석

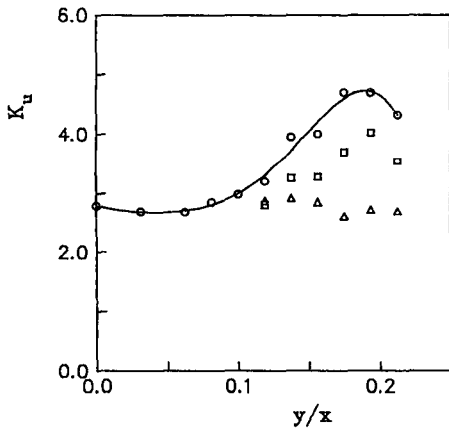
일반적으로 균일한 난류난동은 가우스분포 (Gaussian distribution)를 갖는다고 가정하고 있으나 난류성유체와 비난류성유체가 공존하는 간헐적인 유동장에서 난동은 가우스분포를 크게 벗어나게 된다^(5,8,11,12). 편평도 (flatness factor)는 확률밀도분포의 편평한 정도를 나타내는 지표이며, 가우스분포의 편평도는 3이다. 비대칭도 (skewness factor)는 확률밀도분포의 비대칭 정도를 나타내는 지표로

써, 가우스분포의 비대칭도는 0이다. 임의의 특성량을 q 라 하면 편평도 K_q 와 비대칭도 S_q 는 각각 다음과 같이 정의된다.

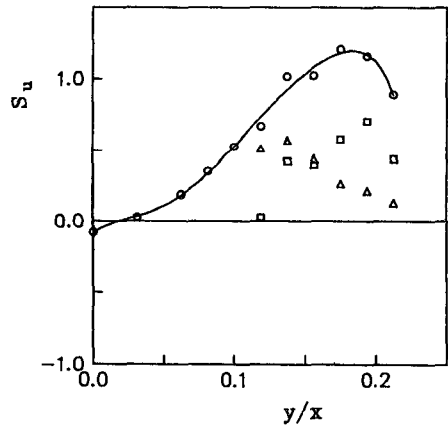
$$K_q = \overline{q^4} / (\overline{q^2})^2 \tag{14}$$

$$S_q = \overline{q^3} / (\overline{q^2})^{3/2} \tag{15}$$

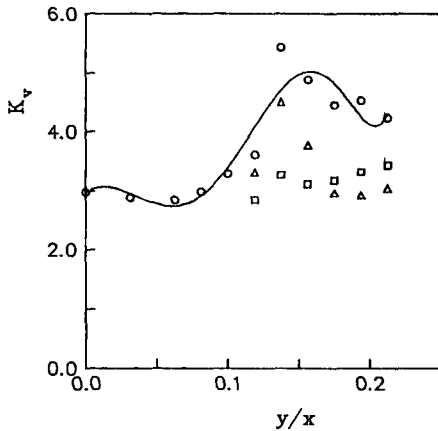
Fig. 8은 축방향속도 성분 u 와 반경방향속도 성분 v 의 편평도를 관습평균과 난류지역평균 각각에 대하여 나타낸 것이다. 편평도의 관습평균분포는 간헐도가 1에서 벗어나는 지점인 $y/x=0.9$ 근처까지는 3에 가까운 값을 유지하다가 제트바깥쪽으로 갈수록 커진다. 즉, 제트바깥쪽으로 갈수록 비난류성 유체 때문에 가우스분포에서 벗어나게 되는 것이다.



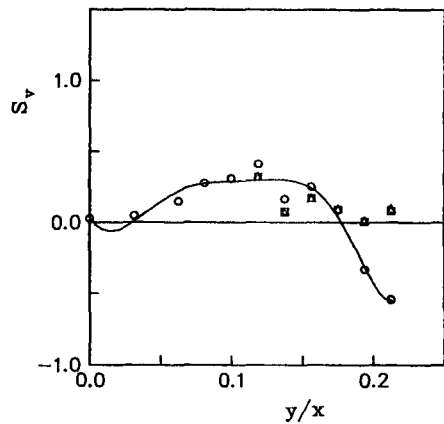
(a) Flatness factors of axial velocities



(a) Skewness factors of axial velocities



(b) Flatness factors of radial velocities



(b) Skewness factors of radial velocities

Fig. 8 Flatness factor distributions across the jet ; symbols the same as Fig. 4

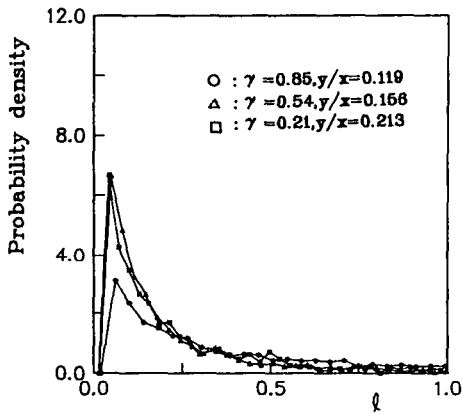
Fig. 9 Skewness factor distributions across the jet ; symbols the same as Fig. 4

한편, 난류지역평균한 편평도는 3의 값에서 크게 벗어나지 않으므로, 난류성유체가 가우스분포를 갖는다는 것을 알 수 있다.

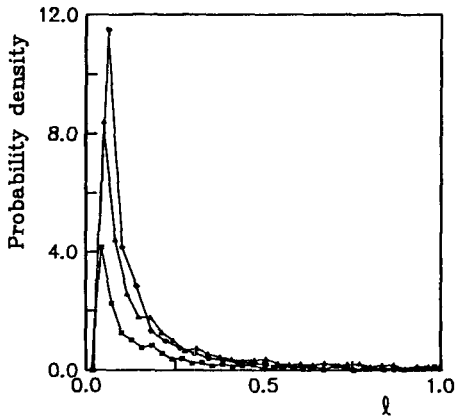
Fig. 9은 u 와 v 의 비대칭도를 나타낸 것이다. 관습평균에 의한 S_u 는 제트중심부에서 0에 가까운 값을 갖다가 바깥쪽으로 감에 따라 커진다. 난류지역만의 S_u 는 관습평균에 의한 것보다 훨씬 작아 0에 가까운 값을 갖는다. 관습평균에 의한 S_v 는 제트바깥쪽에서 음의 값을 보이고 있다. 이것은 제트바깥쪽에서 외부의 비난류성유체가 제트축쪽을 향하여 뿜어내어 주는 것을 의미하기 때문에 비난류성유

체의 유입을 나타내는 것이다. 반면에 난류지역평균에 의한 값은 0근처의 값을 유지한다.

Fig. 10에는 난류, 비난류유체덩어리의 길이에 대한 확률밀도함수를 나타내었다. 유체덩어리의 길이는 각 지역이 유지되는 시간에 그 지점의 대류속도(convection velocity)를 곱하여 구하였으며, Fig. 10에서는 속도반쪽으로 무차원화한 값을 사용하였다. 대류속도는 난류구조가 유지되며 흘러가는 속도로서 Wygnanski와 Fiedler⁽¹¹⁾는 축방향속도성분의 공간 교차상관관계(spatial cross-correlation)를 사용하여 대류속도를 구하였다. 본 연구에서는 대류속도를 측정하지 않았으므로 Wygnanski와 Fiedler⁽¹¹⁾의 자료를 차용하였다. 그러므로 Fig. 10에 나타난 것이 정확한 것은 아니지만 대략적인 경향을 볼 수는 있을 것이다. 난류성유체덩어리는 제트안쪽에서 다양한 길이들로 분포되어 있으며, 바깥쪽으로 갈수록 짧은 길이의 덩어리가 많아짐을 알 수 있다. 비난류성유체는 제트안쪽에서 길이가 작은 것이 많으며, 제트바깥쪽으로 갈수록 짧은 길이를 갖는 비난류성유체의 비중이 점점 낮아지고, 비난류성유체지역의 길이가 길어진다. 이와 같은 확률밀도함수의 분포로부터 간헐적인 영역에서 유동장의 큰 구조가 작은 구조로 깨어지며 혼합되는 현상을 유추할 수 있다.



(a) Turbulent durations



(b) Non-turbulent durations

Fig. 10 P.d.f. of the lengths of turbulent and non-turbulent durations($x/D=16$, $l=t\bar{U}/y_{0.5}$, t = durations of each zone, \bar{U} = convection velocity)

5.6 난류운동에너지의 확산

난류운동에너지의 확산에는 작은 와동(small eddy motion)에 의한 구배확산(gradient diffusion)과 큰 와동에 의한 체적대류(bulk convection)확산이 공존한다. 따라서, Cho와 Chung⁽¹⁶⁾은 난류운동 에너지의 확산항을 다음과 같이 표현하였다.

$$\begin{aligned} \overline{ku} = & (1) \text{ gradient diffusion terms} \\ & + (2) \text{ diffusion terms by bulk convection} \\ (1) = & \gamma \overline{k_i v_i} + (1-\gamma) \overline{k_n v_n} \\ (2) = & \gamma(1-\gamma) \{ \overline{[k_i - k_n]} \\ & + (\overline{v_i^2} - \overline{v_n^2}) (\overline{V} - \overline{V}) \\ & + \overline{u_i v_i} (\overline{U} - \overline{U}) \\ & + (0.5-\gamma) [(\overline{U} - \overline{U})^2 \\ & + (\overline{V} - \overline{V})^2] (\overline{V} - \overline{V}) \} \end{aligned} \quad (16)$$

본 연구에서는 u, v 만을 측정하였으므로 $\overline{v^2} = \overline{w^2}$ 이라는 가정을 사용하였고, 반경방향평균속도 V 는 Chevray와 Tutu⁽¹³⁾의 자료를 차용하여 위의 양

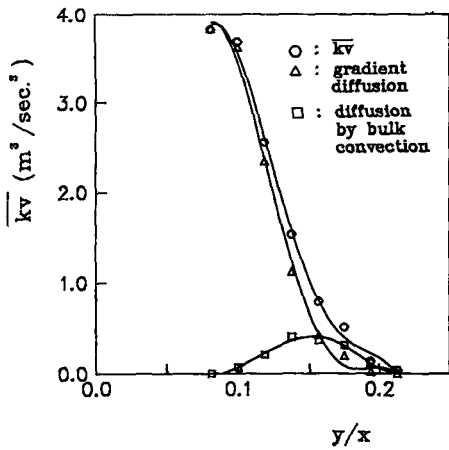


Fig. 11 Diffusion of turbulent kinetic energy

들을 계산하였다. Fig. 11에서 알 수 있듯이 난류 운동에너지의 확산에서 구배확산이 대부분을 차지하고 있다. 그러나, 체적대류항은 혼합이 가장 활발한 $\gamma=0.5$ 부근에서 최대값을 갖고, 그 바깥쪽에서는 오히려 구배확산을 증가하고 있다. 그러므로, 난류운동에너지의 확산에는 구배확산외에 체적대류에 의한 확산까지 고려해야 간헐적 유동장을 정확히 예측할 수 있다.

6. 결 론

열선을 사용하여 원형제트의 천이영역 ($x=16D$)에서 속도측정실험을 하였다. 속도 u, v 를 사용하여 간헐도, 간헐주파수를 구하고, 간헐도를 사용한 지역평균법으로 여러 고차상관관계를 구하였다. 또한, 난류난동의 통계학적인 해석을 위하여 편평도, 비대칭도, 확률밀도함수등을 지역평균법으로 구하였으며, 난류운동에너지의 확산항을 실측자료로 계산하였다. 이와같은 연구로부터 다음과 같은 결론을 얻었다.

- (1) 원형제트의 천이영역에서 비난류성유체가 난류운동에너지의 확산에 기여하는 정도는 미약하다.
- (2) 난류성유체만의 편평도와 비대칭도는 각각 3과 0의 값에 가까와 가우스분포에 근사하며, 레이놀즈평균법에 의한 편평도와 비대칭도는 제트바깥쪽으로 갈수록 비난류성유체의 영향으로 가우스분포로부터 벗어남을 보여주고 있다.
- (3) 반경방향의 난류난동성분 v 의 레이놀즈평균

법에 의한 비대칭도는 제트바깥쪽에서 음의 값을 보여 비난류성유체의 유입을 나타내고 있다.

- (4) 난류, 비난류유체지역길이에 대한 확률밀도함수분포의 반경방향변화로부터 간헐적인 유동장에서 혼합이 일어나는 현상을 유추할 수 있다.
- (5) 난류운동에너지의 확산항을 실측자료로 계산할 결과, 제트바깥쪽에서 체적대류항이 구배확산항을 양적으로 능가하였다.

참 고 문 헌

- (1) Hedley, T.B. and Keffer, J.F., 1974, "Turbulent-Nonturbulent Decisions in a Intermittent Flow", J. Fluid Mech., Vol. 64, pp. 625~644.
- (2) Kovsznay, L.S.G., Kibens, V. and Blackwelder, R. F., 1970, "Large-Scale Motion in the Intermittent Region of A Turbulent Boundary Layer", J. Fluid Mech., Vol. 41, pp. 283~325.
- (3) Hedley, T.B. and Keffer, J.F., 1974, "Some Turbulent/Non-Turbulent Region of a Boundary Layer", J. Fluid Mech., Vol. 64, pp. 645~678.
- (4) Murlis, J., Tsai, H.M. and Bradshaw, P., 1982, "The Structure of Turbulent Boundary Layers at Low Reynolds Numbers", J. Fluid Mech., Vol. 122, pp. 13~56.
- (5) LaRue, J.C. and Libby, P.A., 1976, "Statistical Properties of the Interface in the Turbulent Wake of a Heated Cylinder", Phys. Fluids, Vol. 19, No. 12, pp. 1864~1875.
- (6) Fabris, G., 1979, "Conditional Sampling Study of the Turbulent Wake of a Cylinder, Part. 1", J. Fluid Mech., Vol. 94, pp. 673~709.
- (7) Fabris, G., 1983, "Third-Order Conditional Transport Correlations in the Two-Dimensional Turbulent Wake", Phys. Fluids, Vol. 26, pp. 422~427.
- (8) Fabris, G., 1983, "Higher-Order Statistics of Turbulent Fluctuations in the Plane Wake", Phys. Fluids, Vol. 26, pp. 1437~1445.
- (9) Jenkins, P.E. and Goldschmidt, V.W., 1976, "Conditional Temperature and Velocities in a Heated Turbulent Plane Jet", Phys. Fluids, Vol. 19, pp. 613~617.
- (10) Gutmark, E. and Wygnanski, I., 1976, "The Planar Turbulent Jet", J. Fluid Mech., Vol. 73, pp. 465~495.
- (11) Wygnanski, I. and Fiedler, H.E., 1969, "Some Measurements in the Self-Preserving Jet", J. Fluid Mech., Vol. 38, pp. 557~612.

- (12) Antonia, R.A., Prabhu, A. and Stephenson, S.E., 1975, "Conditional Sampled Measurements in a Heated Turbulent Jet", *J. Fluid Mech.*, Vol. 72, pp. 455~480.
- (13) Chevray R. and Tutu N.K., 1978, "Intermittency and Preferential Transport of Heat in a Round Jet", *J. Fluid Mech.*, Vol. 88, pp. 133~160.
- (14) Komori, S. and Ueda, H., 1985, "The Large Coherent Structure in the Intermittent Region of the Self-preserving Round Free Jet", *J. Fluid Mech.*, Vol. 152, pp. 339~359.
- (15) Libby, P.A., 1975, "On the Prediction of Intermittent Turbulent Flows", *J. Fluid Mech.*, Vol. 68, pp. 273~295.
- (16) Cho, J.R. and Chung, M.K., 1987, "Development of the Intermittency Turbulence Model for a Plane Jet Flows", *Trans. KSME*, Vol. 11, No. 3, pp. 528~536.
- (17) Morel, T., 1975, "Comprehensive Design of Axisymmetric Wind Tunnel Contractions", *ASME. J. Fluids Eng.*, pp. 225~233.
- (18) Kuo, A.Y. and Corrsin, S., 1971, "Experiments on Internal Intermittency and Fine Structure Distribution Functions in Fully Turbulent Flows", *J. Fluid Mech.*, Vol. 50, pp. 285~320.
- (19) Corrsin, S. and Kistler, A.L., 1955, "Free Stream Boundaries of Turbulent Flows", *NACA Rep. No.* 1244.