

<論 文>

風洞을 利用한 벨브제트에서 亂流제트 流動考察

盧 秉 俊\*

(1981年 2月 8日 接受)

Investigation on the Turbulent Flow of the Valve Jet  
Experimented Using a Wind Tunnel

Byung Joon Rho

Abstract

A modified subsonic wind tunnel was employed to investigate the turbulent flow of a valve jet.

To effectuate this experimental study, an actual valve and valve seat of a diesel engine were equipped at its outlet (ref. Fig. 3).

Theoretically, using the equation of motion of Navier-Stokes in the cylindrical coordinates, the turbulent equation of motion for the incompressible fluid was derived with three assumptions; steady flow ( $\frac{\partial}{\partial t}=0$ ), axisymmetry and revolutionary homogeneity ( $\frac{\partial}{\partial \psi}=0$ ), no ensemble revolution ( $\bar{V}=0$ ).

Experimentally, mean and fluctuation velocities have been measured in the radial direction. With a assumption of a non-dimensional velocity distribution equation, a semi-empirical similarity profile equation of the jet flow have been derived, whose empirical constants were determined graphically with the data obtained.

記 號 說 明

$b$  : 벨브 開度  
 $n$  : 實驗的으로 決定되는 지수  
 $\bar{p}$  : 平均壓力  
 $p$  : 全壓力  
 $p'$  : fluctuation 壓力  
 $r$  : 半徑는向의 距離  
 $r_0$  :  $r$ 의 가상원점  
 $\bar{U}$  : 半徑方向의 平均速度  
 $\bar{V}$  : 원주 方向의 平均速度  
 $\bar{W}$  : 軸方向의 平均速度  
 $\bar{U}_m$  : 半徑方向의 最大速度  
 $u$  : 半徑方向의 순간속도  
 $v$  : 원주方向의 순간속도  
 $w$  : 軸方向의 순간속도  
 $u'$  : 半徑方向의 fluctuation 속도

$v'$  : 원주方向의 fluctuation 속도  
 $w'$  : 軸方向의 fluctuation 속도  
 $z$  : 軸方向의 距離  
 $z_c$  : 軸方向으로 轉 半徑方向의 最大速度點까지의 距離  
 $\eta$  : 無次元 함수  
 $\nu$  : 動粘性係數  
 $\rho$  : 密 度  
 $\varphi$  : 원주角

1. 緒 論

亂流 空氣 제트 流動에 關하여는, 1926年 Tollmien<sup>(12)</sup>이 Prandtl의 混合距離 모델을 導入하여 亂流 제트의 解를 最初로 세움으로서, 連이어 理論的 및 實驗的인 研究가 進行되어 왔다.

제트의 種類는 多樣하여, 最近의 研究動向을 보면 大

\* 正會員, 全北大學校 工科大學

氣에서의 自由 제트<sup>(11)</sup>, 平析에 평행한 제트<sup>(7)</sup>, Annular Jet<sup>(8)</sup>, 平行제트<sup>(9-10)</sup> 등을 들 수 있다.

이에 비추어 本 研究에서는, 實際적으로 사용하고 있는 엔진의 吸入밸브 주위에 噴出되어 가는 亂流流動에 注目하여, 이 現象을 實驗적으로 研究 分析하기 爲해, 大形 船舶 디젤엔진의 吸入 밸브와 그의 씨드를 特別히 本 實驗을 爲해 設計 製作한 亞音速風洞에 装着 하였다.

一次적으로, 理論적인 考察로서는, 밸브제트의 경우 Navier-Stokes의 運動方程式으로 부터 亂流運動 方程式을 誘導하고, 實驗적인 考察로서는, 밸브 開度에 따라 그 周圍에 噴出되는 半徑方向의 速度分布와 그에 따른 亂流強度를 測定 分析하기로 한다.

## 2. 理論적인 亂流運動方程式

Fig. 1과 같은 원통좌표계에서 軸對稱 非壓縮性 流體 流動에 對한 Navier-Stokes의 運動方程式은 半徑方向, 軸方向, 圓周方向으로 各各 다음과 같은 式으로 表記 된다.

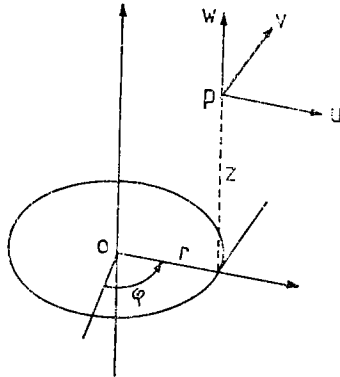


Fig. 1 Axisymmetric cylindrical coordinates system.

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial u}{\partial \varphi} - \frac{v^2}{r} + w \frac{\partial u}{\partial z} \\ = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left[ \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r^2} \right. \\ \left. + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \varphi} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right] \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial w}{\partial \varphi} + w \frac{\partial w}{\partial z} \\ = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left[ \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} \right. \\ \left. + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 w}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right] \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial v}{\partial \varphi} + \frac{uv}{r} + w \frac{\partial v}{\partial z} \\ = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} + \nu \left[ \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} \right. \\ \left. - \frac{v}{r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v}{\partial \varphi^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right] \end{aligned} \quad (3)$$

한편, 質量保存의 方程式;

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \varphi} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

瞬間速度 成分을 平均速度와 fluctuation 速度로 나누어 쓰면,  $u = \bar{U} + u'$ ,  $v = \bar{V} + v'$ ,  $w = \bar{W} + w'$ 가 되며 fluctuation의 平均値  $\bar{u}' = \bar{v}' = \bar{w}' = 0$ 가 된다. 또한 壓力의 값 역시  $p = \bar{p} + p'$ 에서  $\bar{p}' = 0$ 이 된다.

質量保存의 方程式(4)에 순간속도 成分代身に 平均速度와 fluctuation 速度 項으로 代入하면;

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} (\bar{U} + u') + \frac{\bar{U} + u'}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\bar{V} + v') \\ + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{W} + w') = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

로 된다. 여기에서 各項의 平均값을 取하여 Reynolds의 法則을 適用시키면 다음과 같이 된다.

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial r} + \frac{\bar{U}}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{V}}{\partial \varphi} + \frac{\partial \bar{W}}{\partial z} = 0 \quad (6)$$

다시 (5)式에서 (6)式을 빼면,

$$\frac{\partial u'}{\partial r} + \frac{u'}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v'}{\partial \varphi} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0 \quad (7)$$

와 같은 結果를 얻는다. 同一한 方法으로 方程式 (1), (2), (3)의 時間平均値를 取하면 세方向에 對한 亂流運動方程式은 各各 다음과 같은 式으로 表記된다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial \bar{U}}{\partial r} + \frac{\bar{V}}{r} \frac{\partial \bar{U}}{\partial \varphi} - \frac{\bar{V}^2}{r} + \bar{W} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \\ + \bar{u}' \frac{\partial \bar{u}'}{\partial r} + \frac{\bar{v}'}{r} \frac{\partial \bar{u}'}{\partial \varphi} - \frac{\bar{v}'^2}{r} + \bar{w}' \frac{\partial \bar{u}'}{\partial z} \\ = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} + \nu \left[ \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{U}}{\partial r} - \frac{\bar{U}}{r^2} \right. \\ \left. + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial \varphi^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial \bar{V}}{\partial \varphi} + \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial z^2} \right] \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{W}}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial \bar{W}}{\partial r} + \frac{\bar{V}}{r} \frac{\partial \bar{W}}{\partial \varphi} + \bar{W} \frac{\partial \bar{W}}{\partial z} + \bar{u}' \frac{\partial \bar{w}'}{\partial r} \\ + \frac{\bar{v}'}{r} \frac{\partial \bar{w}'}{\partial \varphi} + \bar{w}' \frac{\partial \bar{w}'}{\partial z} \\ = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \nu \left[ \frac{\partial^2 \bar{W}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{W}}{\partial r} \right. \\ \left. + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \bar{W}}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \bar{W}}{\partial z^2} \right] \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{V}}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial \bar{V}}{\partial r} + \frac{\bar{V}}{r} \frac{\partial \bar{V}}{\partial \varphi} + \frac{\bar{U}\bar{V}}{r} + \bar{W} \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} \\ + \bar{u}' \frac{\partial \bar{v}'}{\partial r} + \frac{\bar{v}'}{r} \frac{\partial \bar{v}'}{\partial \varphi} + \frac{\bar{u}'\bar{v}'}{r} + \bar{w}' \frac{\partial \bar{v}'}{\partial z} \end{aligned}$$

$$= -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \varphi} + \nu \left[ \frac{\partial^2 \bar{V}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{V}}{\partial r} - \frac{\bar{V}}{r^2} + \overline{u' \frac{\partial w'}{\partial z}} \right] \quad (14)$$

本 研究에서 取扱되는 제트의 流動에 對하여 다음과 같은 세가지 假定을 세울 수 있다.

첫째, 定常流動 ( $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ )

둘째, 軸對稱 流動 ( $\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$ )

셋째, 非旋回 流動 ( $\bar{V} = 0$ )

이러한 세 假定으로서 方程式 (8), (9), (10)을 다음과 같이 簡略하여 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} & \bar{U} \frac{\partial \bar{U}}{\partial r} + \bar{W} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} + \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial r}} + \frac{v'}{r} \frac{\partial u'}{\partial \varphi} - \frac{v'^2}{r} \\ & + \overline{w' \frac{\partial u'}{\partial z}} \\ & = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} + \nu \left[ \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{U}}{\partial r} - \frac{\bar{U}}{r^2} + \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial z^2} \right] \quad (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \bar{U} \frac{\partial \bar{W}}{\partial r} + \bar{W} \frac{\partial \bar{W}}{\partial z} + \overline{u' \frac{\partial w'}{\partial r}} + \frac{v'}{r} \frac{\partial w'}{\partial \varphi} + \overline{w' \frac{\partial w'}{\partial z}} \\ & = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \nu \left[ \frac{\partial^2 \bar{W}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{W}}{\partial r} + \frac{\partial^2 \bar{W}}{\partial z^2} \right] \quad (12) \end{aligned}$$

$$\overline{u' \frac{\partial v'}{\partial r}} + \frac{v'}{r} \frac{\partial v'}{\partial \varphi} + \frac{u'v'}{r} + \overline{w' \frac{\partial v'}{\partial z}} = 0 \quad (13)$$

方程式(11)에서  $\frac{v'}{r} \frac{\partial u'}{\partial \varphi}$  項을 (7)式을 使用하여 바꾸어 쓰면,

$$\frac{v'}{r} \frac{\partial u'}{\partial \varphi} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \overline{u'v'} + \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial r}} + \frac{u'^2}{r}$$

이는 다시 둘째번의 假定을 通하여

$$\frac{v'}{r} \frac{\partial u'}{\partial \varphi} = \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial r}} + \frac{u'^2}{r} + \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial z}} \quad (15)$$

로 쓸 수 있다. 同一한 方法으로 (12)式의  $\frac{v'}{r} \frac{\partial w'}{\partial \varphi}$  項은

$$\frac{v'}{r} \frac{\partial w'}{\partial \varphi} = \overline{w' \frac{\partial w'}{\partial r}} + \frac{u'w'}{r} + \overline{w' \frac{\partial w'}{\partial z}} \quad (16)$$

로 된다. 또 (13)式은 質量保存의 方程式을 適用하여 再整理하면,

$$\frac{\partial}{\partial r} \overline{u'v'} + 2 \frac{\overline{u'v'}}{r} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{w'v'} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \overline{v'^2} = 0 \quad (17)$$

와 같이 된다.

假定한 homogeneity에 依하여 積  $\overline{u'v'} = \overline{w'v'} = 0$ 이며, 나아가서  $\frac{\partial}{\partial \varphi} \overline{v'^2}$ 도 마찬가지로 零이 된다. 그리하여, 最終的으로 半徑方向과 軸方向의 亂流運動 方程式만이 다음과 같이 남게 된다.

$$\begin{aligned} & \bar{U} \frac{\partial \bar{U}}{\partial r} + \bar{W} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \nu \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} - \overline{u'w'} \right] \\ & + \nu \left[ \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{U}}{\partial r} - \frac{\bar{U}}{r^2} \right] \\ & - \frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial r} - \frac{\overline{u'^2 - v'^2}}{r} \quad (18) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \bar{U} \frac{\partial \bar{W}}{\partial r} + \bar{W} \frac{\partial \bar{W}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left[ \nu \frac{\partial \bar{W}}{\partial r} - \overline{u'w'} \right] \\ & + \nu \frac{\partial^2 \bar{W}}{\partial z^2} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{w'^2} \quad (19) \end{aligned}$$

### 3. 實驗裝置

本 實驗을 遂行하기 爲하여, Fig. 2와 같은 亞音速風洞을 設計 製作하였다.

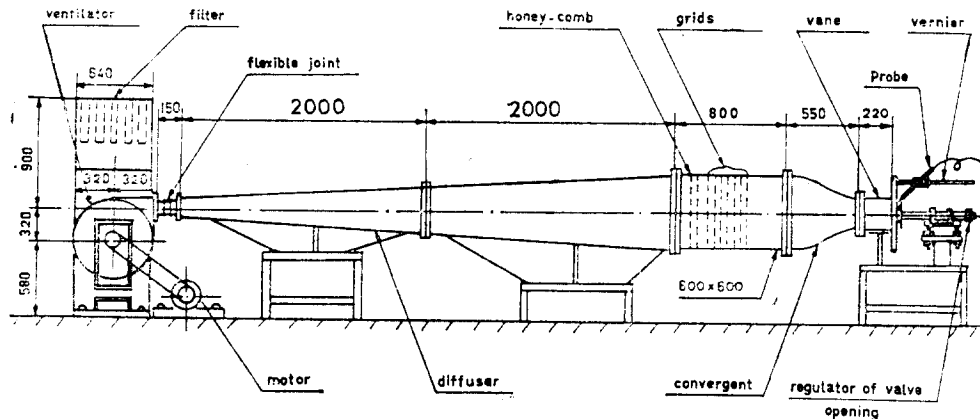


Fig. 2 Schematic diagram of the experimental set-up.

Radial type ventilator로서  $500 \text{ m}^3/\text{h}$ 의 風量을 수송 가능하고, 그 最大 回轉數는  $2700 \text{ rpm}$ 에 달하는  $2.2 \text{ kW}$  三相 圓轉 可變 모우터를 附着하였다. 送風機에서 壓出되는 空氣의 運動에너지의 損失이 없이, 願하는 距離까지 移送하기 爲하여, 확대관의 斷面積을 漸次 增加시켜 나가 확대각이  $7.13^\circ$ 가 되도록 하였다. 확대관과 送風機의 連結部는, 모우터와 送風機의 振動이 風洞의 本體에 傳해지지 않도록 Flexible joint를 使用하였고, 확대관의 크기는 入口 斷面이  $100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$ , 길이가  $4 \text{ m}$ , 出口 斷面이  $600 \text{ mm} \times 600 \text{ mm}$ 로서 바로 整流室에 連結하였다. 이 整流室은 輸送된 空氣를 均一分布 流動시키기 爲하여, 斷面이  $600 \text{ mm} \times 600 \text{ mm}$ 이고 길이가  $800 \text{ mm}$ 인 內部에 구멍 하나의 크기가  $15 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$ 인 벌집을 製作하여 設置하였고, 그 後部에  $3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$ 로 된 grids 6個를 設置하였다. 여기에서 均一分布 流動되는 空氣의 流速을 增加시키기 爲하여, 入口 斷面이  $600 \text{ mm} \times 600 \text{ mm}$ 이고, 出口 斷面이  $200 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$ 인 축소관을 附着하였다. 여기까지 壓送된 空氣의 再整流를 爲하여 길이  $220 \text{ mm}$ , 斷面이  $200 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$ 의 四角 Vane을 투명 아크릴로 製作하여 設置하였다.

밸브 제트의 실험 Kit를 이 Vane의 出口에 附着하여 밸브 제트 실험을 실시하기 爲해서 이 Vane에서의 空氣의 流動現象을 實際 速度 測定을 通하여 檢討하였다. 그 結果 境界層을 除外하고는 完全한 均一分布 流動을 나타내는 Flat한 速度線度로 나타나 밸브 제트 실험이 可能함을 알 수 있었다.

이 Vane의 出口에 直徑이  $60^\circ$ 인 實際 船舶 디젤엔진의 吸入 밸브씨드를 附着한 원형철관을 設置하고 이 밸브씨드와 한조로 되어 있는 밸브를 Fig. 3, 4와 같이 設置하여 밸브의 開도를 外部에서 손쉽게 調節할 수 있도록 裝置를 製作하여 設置하였다.

밸브 周圍에 噴出되는 제트의 流動을 測定하기 爲하여, 원형 밸브씨드의 附着板 周圍를 一定하게 回轉시킬 수 있도록  $500^\circ$ 의 環形鐵板을 裝置하고, 그 위에 Sensor를 軸方向으로 移動시킬 수 있도록 Vernier height gauge를 附着하여,  $1/20 \text{ mm}$ 까지 微小距離를 移動해 가며 測定이 可能하도록 하였다.

#### 4. 測定方法

Fig. 3, 4와 같이 設置한 밸브 제트에서 밸브의 開도를 各各  $b=8, 9, 10 \text{ mm}$ 로 固定하고, 그 各各에 對하여 測定位置를 半徑方向으로 밸브의 中心軸으로 부터의

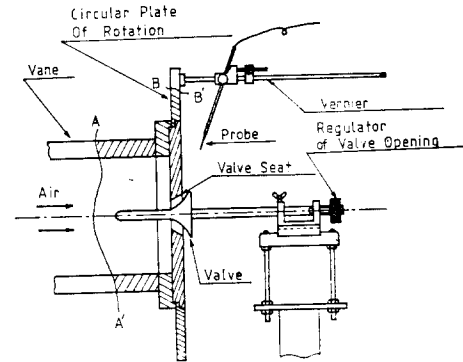


Fig. 3 Schematic diagram of valve jet

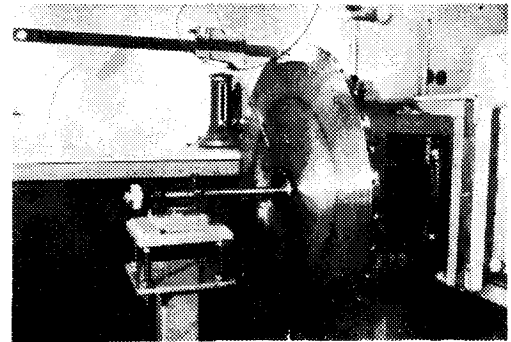


Fig. 4 Measurement system of the valve jet.

距離  $r=50, 60, 70, 80, 90 \text{ mm}$ 로 定하고  $r$ 의 各 位置에 따라 Probe를 밸브軸에 平行하게 옮겨 가며 同時에 平均速度와 Fluctuation 速度를 測定하였다.

本 實驗의 目的은 內燃機關에서 실린더에 噴射되는 混合氣體의 亂流強度가 연소에 어떤 影響을 미치는가를 實驗的으로 研究할 一次的인 단계로서 測定限界를 上記와 같이 局限하였으며, 밸브의 開도가  $b \leq 7 \text{ mm}$ 의 범위에서는 제트가 바로 밸브에서 噴出되자마자 壁面에 附着(Attachment)되는 現象이 일어나고  $b \geq 11 \text{ mm}$ 에서는 제트의 流動方向은 完全히 밸브의 軸方向으로 바뀌어져 버린다. 그리하여, 本 報文에서는 제트의 流動이 半徑方向으로 向하는 경우에 限하여 分析 考察하고,  $b \leq 7 \text{ mm}$ ,  $b \geq 11 \text{ mm}$ 의 경우는 별도로 考察 分析할 계획이며, 아울러 밸브의 開閉가 連續되는 순간에서의 現象도 研究 計劃하고 있다.

測定器具로서는 等溫 type 熱線風速計를 使用하였으며, probe는 텅스텐으로 된 徑直이  $5 \mu\text{m}$ 인 I-type DISA 製品을 使用하였다.

#### 5. 實驗結果 分析

本 實驗에서 測定한 데이터 分析에 있어, 이제까지

나와 있는 이와 類似한 參考 報文들이 없어 많은 어려움이 있으나 熱線風速計로 測定한 平均速度와 Fluctuation 速度 測定值로서 速度 및 亂流強度分布를 圖示 分析하고 아울러 Similarity 에 對해서도 圖式的인 方法으로 考察하고자 한다.

5.1. 速度分布

熱線風速計에 依해 測定한 平均速度를 各 벨브 開度에 따라  $\bar{U}=f(z)$ 로서 圖示하면 Fig. 5, 6, 7 과 같다.

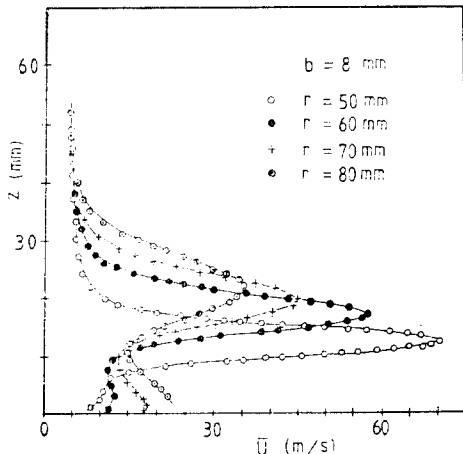


Fig. 5 Velocity distribution profiles in the radial direction ( $b=8\text{mm}$ ).

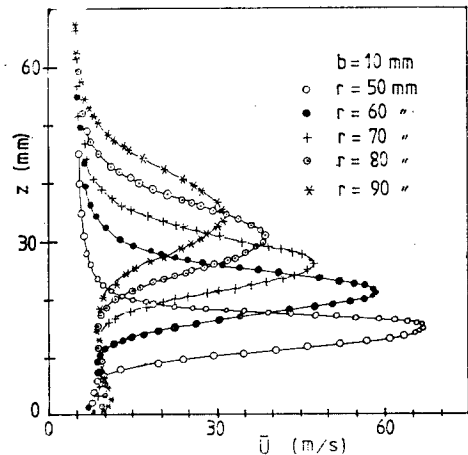


Fig. 6 Velocity distribution profiles in the radial direction ( $b=9\text{mm}$ ).

Fig. 5~7에서 뚜렷하게 나타나 있는 바와 같이, 半徑方向의 距離가 10 mm 씩 增加함에 따라, 그 最大速度값이 현저하게 減少하여 가고 있음을 알 수 있으며 세 경우 공히  $\bar{U}_m=f(r)$ 를 圖示하여 보면, 各 線回에서 最大速度는 r의 增加에 反比例하여 그 勾配가  $-1.175$

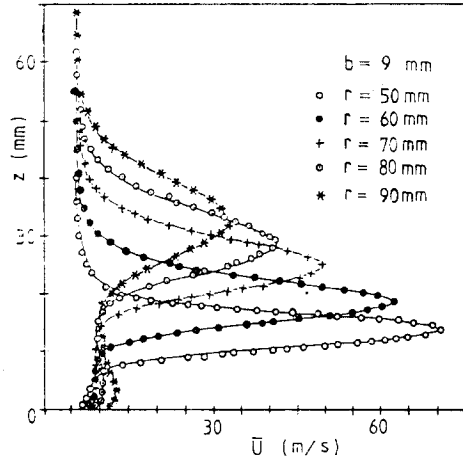


Fig. 7 Velocity distribution Profiles in the radial direction ( $b=10\text{mm}$ ).

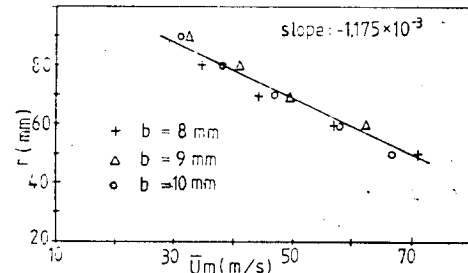


Fig. 8 Deficit of the maximum velocity in the radial direction.

$\times 10^{-3}\text{sec}$ . 으로서 直線의으로 減少하고 있음을 보여 주고 있다. (Fig. 8 參照)

나아가서, Fig. 5~7에서 r의 增加와 함께 제트의 幅은 크게 增加하고 있으며 제트가 噴射해 나가는 內側壁 가까운 곳에서는, 流動의 方向이 不安定하여 그 速度線回가 r의 값에 따라 一定한 分布를 보여 주지 않고 있으며, 이 現象은 벨브의 開度가 적을수록 심하고 벨브의 開度가 커짐에 따라 어느정도 流動이 一定한 分布를 보여 주고 있음을 알 수 있다. 또한, 제트의 外側에서는, 軸方向의 距離가 어느 以上 넘어서는 各 벨브의 開度마다 半徑方向의 測定距離 r에 關係없이 流速은 微小한 값으로 減少해 나가고, 結局 z의 無限 增加와 더불어 제트 方向의 流速은 零에 수렴해 가고 있음을 알 수 있다.

특히 注目할 事項은, 제트가 높은 速度로 噴射되어 나가기 때문에 제트의 兩側 特別 壁側에서는 제트와 壁 사이가 아주 狹小하여 심한 逆流 내지는 소용돌이가 混合되어 判別이 不分明하게 流動하고 있으나 어느 程度 壁面과 제트와의 間隔이 增加함에 따라, 또 벨브의 開

도가 커짐에 따라 이 領域에서의 速度값의 差異는 크게 줄어들고 있다.

### 5.2. Similarity

앞서 圖示한 速度線圖들의 Universal 速度分布現象을 考察하기 爲하여, 速度에 直接的으로 影響을 미치고 있는 세 回子  $b, r, z$ 를 포함하는 式과 速度分布를 나타내는 式을 다음과 같은 無次元의 式들로 假定하여 나타내기로 한다.

$$\eta = \left(\frac{z}{b}\right) \left(\frac{r-r_0}{r_0}\right)^n \quad (20)$$

$$\frac{\bar{U}}{\bar{U}_m} = f(\eta) \quad (21)$$

(20)式에서  $r_0$ 의 값을 求하기 爲하여 各  $r$ 의 값에 對한 最大速度點의 軸方向의 距離  $z_c$ 를  $z_c=f(r)$ 로 圖示함으로써,  $b=8, 9, 10$  mm 공히  $r$ 의 任意的 假想 원점  $r=30$ 임을 圖式的으로 求할 수가 있다. 다시 지수  $n$ 을 求하기 爲하여,  $\log z_c = n \log(r-30)$ 를 圖示하여  $n = \frac{2}{3}$ 를 求하고, 보다 正確한  $r_0$ 의 값을 찾아내기 爲하여  $n$ 의 값을 利用  $\left(\frac{z_c}{b}\right)^{\frac{3}{2}} = f(r)$ 를 圖示하면, 그래프로 부터  $b=8, 9, 10$  mm에 對한 各各의  $r_0$ 의 값  $r_0=29, 33, 35.5$ 를 求할 수 있다.

最終的으로 Universal 速度分布에 對한 式을 다음과 같은 結果式으로 나타 낼 수 있다.

$$\frac{\bar{U}}{\bar{U}_m} = \left(\frac{z}{b}\right) \left(\frac{r-r_0}{r_0}\right)^{\frac{2}{3}} \quad (22)$$

이 結果式에 依하여 各 벨브開度에 따라 Universal 速度分布線圖를 Fig. 9~11에 圖示하였다.

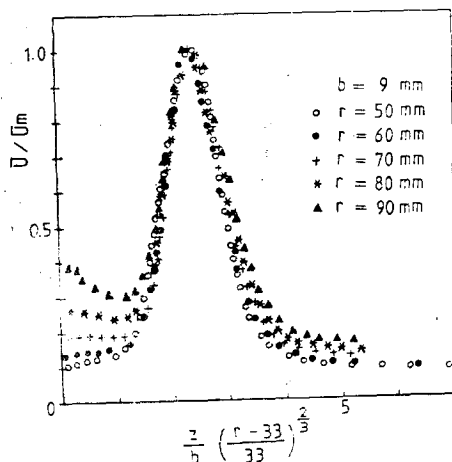


Fig. 9 Similitude of the velocity distribution profiles in the radial direction ( $b=8$ mm).

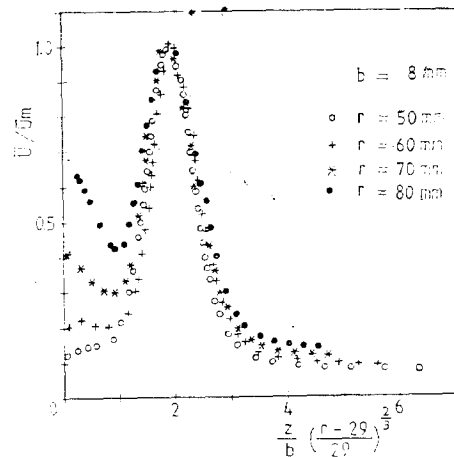


Fig. 10 Similitude of the velocity distribution profiles in the radial direction ( $b=9$ mm).

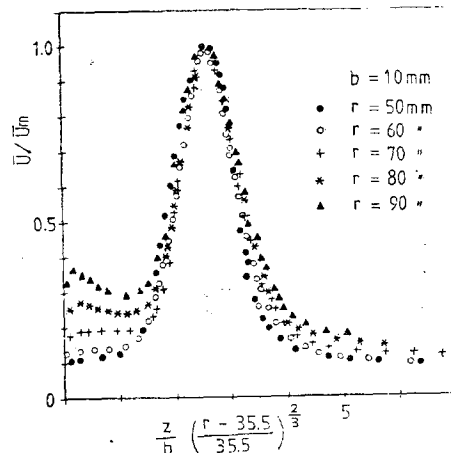


Fig. 11 Similitude of the velocity distribution profiles in the radial direction ( $b=10$ mm).

速度線圖에서도 볼 수 있었던 바와 같이, 이 벨브 제트의 경우 壁面과의 狹小한 領域에서의 極히 不安定한 亂流流入으로, 圖表에 나타난 Similarity 線圖 역시 제트의 兩側 特別히 壁側에서는 一致되지 않고 있으며, 이 現象은 벨브開度가 적을수록 더 심하다. 그러나 제트의 中心部에 가까와 짐에 따라 아주 잘 一致하고 있다.

### 5.3. 亂流強度

Fluctuation 速度는 제트가 벨브의 周圍를 一定하게 半徑方向으로 噴射되어 나가기 때문에, 제트의 方向에 垂直하게 probe를 位置시켜 各  $r$ 의 測定位置에 따라 軸方向으로 移動하여 가며 測定하였다. 이 測定結果를

各 밸브開度에서의 半徑方向의 測定位置에 따라  $\sqrt{u'^2} = f(z)$ 으로 圖示한 것이 Fig. 12, 13, 14에 나타나 있다.

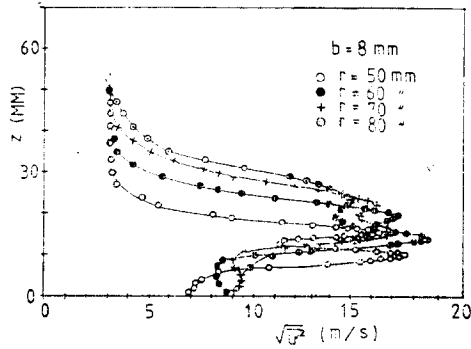


Fig. 12 Profiles of the fluctuation velocity in the radial direction( $b=8\text{mm}$ ).

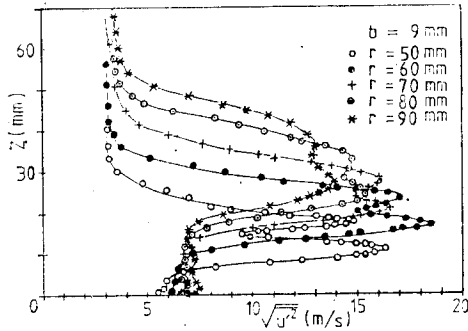


Fig. 13 Profiles of the fluctuation velocity in the radial direction( $b=9\text{mm}$ ).

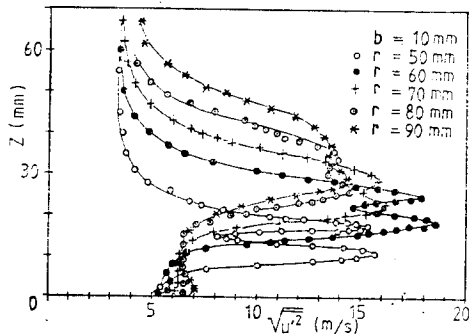


Fig. 14 Profiles of the fluctuation velocity in the radial direction ( $b=10\text{mm}$ ).

이 Flcutuation 速度는  $b=8, 9, 10\text{ mm}$  공히 제트의 兩側에서, 外部 空氣와 混合으로 因하여 아주 큰 값을 나타내고, 內側으로부터 제트의 中心部에 가까워짐에 따라 그 값이 減少하여 最大速度 領域에서는 最小값을

나타내다가 外側으로 向함에 따라 增加하기 始作하여, 外側 混合域에 到達하면 아주 큰 값을 나타낸다. 그러나, 이 領域을 지나면 Fluctuation 速度는 현저한 減少를 하여 가나  $z$ 의 값이 어느 限界를 지나면 극히 미소한 값으로 減少해 가고 있음을 볼 수 있다.

또한, 세 밸브開度の 경우 공히  $r=50\text{ mm}$ 에서의 Fluctuation 速度의 값은  $r=60\text{ mm}$ 에서 보다 더 적은 값을 나타내고 있으나, 이는 밸브의 出口에 너무 가까와 噴射되는 제트가 아직 Potential core를 벗어나지 않은 것으로 考慮되며,  $r=60\text{ mm}$ 附近에서 부터는 外氣와의 混合流動이 形成되어 測定한 값중 最大値들을 나타내고, 이點을 지나서 부터는 공히 減少해 값을 보여 주고 있다.

半徑方向 測定位置 各  $r$ 의 값에 따라 無次元으로 計算한  $\frac{u'^2}{U_m^2} = f\left(\frac{z}{z_c}\right)$ 로서 Fig. 15, 16, 17에 圖示하였

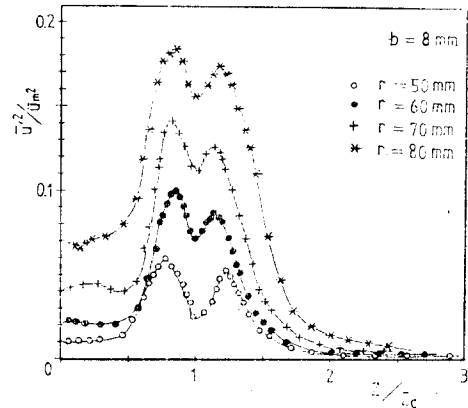


Fig. 15 Non-dimensional distribution of the squared fluctuation velocity( $b=8\text{mm}$ ).

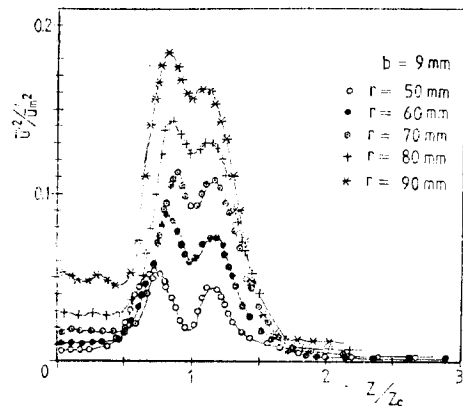


Fig. 16 Non-dimensional distribution of the squared fluctuation velocity( $b=9\text{mm}$ ).

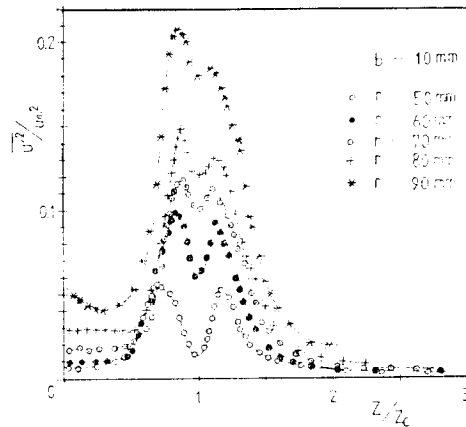


Fig. 17 Non-dimensional distribution of the squared fluctuation velocity ( $b=10\text{mm}$ ).

다. 이 圖表에서 볼 수 있듯이, 各 線圖에서 亂流強度가 明確히 세 頂點을 나타내고 있으며, 이 現象은 제트의 兩側 混合領域에서 큰 값을 갖는 2 頂點을 나타내고, 最大速度域에서는 세 頂點中 가장 작은 값을 나타내고 있다. 두 큰값중에서도, 壁側에서 亂流強度값이 Fig. 12~17의 各 線圖마다 最大値를 나타내고 있는 것은, 제트와 壁間의 狹小한 곳에서 일어나는 제트에 의해 流入되는 空氣의 流動이 方向이 一定하지 않은 流動으로서 제트와 接觸하여 심한 亂流現象을 일으키는 것으로 考慮된다.  $\sqrt{u'^2}$ 의 세 頂點에서의 값의 差異는  $r$ 의 값이 커짐에 따라 크게 減少하고 있으며 이는 제트 中心部의 最大速度의 減少와 더불어 potential core의 범위를 벗어나 外部 空氣와의 混合現象으로  $\sqrt{u'^2}$  값이 제트의 中心部에서 크게 增加하고 있는 것으로 본다. 結局, 本 實驗의 경우 亂流強度를 考察한 結果 最大速度가 約 72 m/s로 噴射되어 나갈 때에  $\frac{\sqrt{u'^2}}{U}$ 의 값이 最高 0.6에 이르고 있어 아주 높은 亂流強度를 보여 주고 있음을 알 수 있다.

## 6. 結 論

本 研究에서 遂行한 벨브제트에서, 理論的인 考察로서는 원통좌표계에서 Navier-Stokes의 運動方程式으로부터 벨브제트의 流動現象을 考慮하여, 첫째, 定常 流動( $\frac{\partial}{\partial t}=0$ ), 둘째, 軸對稱 流動( $\frac{\partial}{\partial \phi}=0$ ), 셋째, 非旋回 流動( $\bar{V}=0$ )의 세 假定을 세워, 非壓縮性 流體 流動의 亂流運動方程式을 式 (18), (19)와 같이 誘導하였다.

實驗的인 考察로서는, 우선 平均速度分布線圖에서

세 벨브開度の 경우 공히 제트의 內側 즉 壁에 가까운 곳에서는 제트에 의해 流入되는 空氣의 流動方向이 一定치 않은 소용돌이 내지는 逆流 및 교란으로 因하여 不安定한 狀態를 나타내나, 外側에서는  $r$ 의 값에 關係 없이  $z$ 의 값이 어느 限界 以上에서 부터는 아주 작은 값으로 減少해 감을 알 수 있으며 (Fig. 5, 6, 7 參照), 最大速度는  $r$ 의 增加와 함께 約  $-1.175 \times 10^{-3} \text{ sec}$ 의 比로서 감소해가는 現象을 나타내고 있다. (Fig. 8)

Universal 速度分布를 規明하기 爲하여, 無次元의 式 (20), (21)로부터 本 實驗에서 얻은 測定値를 使用하여 圖式的으로 求한 값들로서 Similarity의 式(22)를 求하였고, 이 式에 依하여 各 벨브開度에 따라 圖示한 것이 Fig. 9, 10, 11에 나타나 있다. 여기에서도 速度線圖에서와 마찬가지로 제트와 壁間의 不安定한 空氣 流動의 攪亂으로 壁 가까이에서는,  $r$ 의 값에 따라 線圖가 一致하지 않고, 특히 벨브開度가 적어짐에 따라 더욱 이 現象이 심하나 제트 中心部에서는 잘 一致하고 있음을 알 수 있다.

Fluctuation 速度의 測定 結果로서는 역시 제트의 兩側 즉 外氣와 混合되는 領域에서 큰 값을 나타내고, 最大速度가 存在하는 中心部에서는 아주 작은 값을 나타내어,  $\sqrt{u'^2}=f(z)$ 를 圖示한 Fig. 12~14에서나  $\frac{u'^2}{U^2}=f\left(\frac{z}{z_c}\right)$ 를 圖示한 無次元의 Fluctuation 速度線圖가 Fig. 15~17에서 보여 주는 바와 같이 뚜렷한 세 頂點을 찾아 볼 수 있다. 結局 이 벨브 제트는 아주 심한 亂流 流動으로서 各 벨브開度마다  $r=60$ 에서 最大 亂流強度 値를 나타내어 그 값이  $\frac{\sqrt{u'^2}}{U}=0.6$ 에 이르렀다.

## References

1. B.J. Rho, Contribution à l'étude d'un écoulement de jet turbulent en forme de nappe conique.
2. Gutmark, E. and Wygnanski, I.; The planar turbulent jet. J. Fluid Mech. (1976), Vol. 73, part 3, pp.465-495.
3. Gutmark, E., Wolfstein, M. and Wygnanski, I.; The plane turbulent impinging jet. J. Fluid Mech. (1978), Vol.88, part 4, pp.737-756.
4. Hinze, J.O.; Turbulence. 2nd edition, McGraw-Hill, 1975.
5. Irwin, H.P.A.; Measurement in a self-preserving plane wall jet in a positive pressure



- gradient. J. Fluid Mech. (1973), Vol. 61, part 1, pp.33-66.
6. Ramaprian, B.R.; Turbulence measurements in an "equilibrium" axisymmetric wall jet. J. Fluid Mech. (1975), Vol. 71, part 2, pp.317-338.
  7. Sandborn, V.A. and Chao, J.L.; Evaluation of the momentum equation for a turbulent wall jet. J. Fluid Mech. (1966), Vol. 26, part 4, pp.819-828.
  8. Taga Masao et al.; Study on annular jets. Bulletin of JSME, Vol. 13, No. 65, 1970.
  9. Tanaka Eiichi; The interference of two-dimensional parallel jets.(2nd Report, Experiments on the combined flow of dual jet) Bulletin of JSME, Vol. 17, No. 109, July, 1974.
  10. Tanaka Eiichi and Tanaka Shuichi; The interference of two-dimensional parallel jets. (3rd Report, The region near the nozzles) Bulletin of J SME, Vol. 8, No. 124, Oct., 1975.
  11. Tanaka Toshio and Tanaka Eiichi, Experimental study of a radial turbulent jet.(1st Report, Effect of nozzle shape on a free jet) Bulletin of JSME, Vol. 19, No. 133, July, 1976.
  12. Tanaka Toshio and Tanaka Eiichi; Experimental studies of a radial turbulent jet.(2nd Report, Wall jet on a flat smooth plate) Bulletin of JSME, Vol. 20, No. 140, Feb.1977.
  13. Tollmien, W.; Berechnung turbulenter Ausbreitungsvorgange. ZAMM 6,468-478(1926), NACA TM, 1085(1945).
  14. Witze, P.O. and Dwyer, H.A.; The turbulent radial jet. J. Fluid Mech. (1976), Vol. 75, part 3, pp.401-417.
  15. Yule, A.J.; Large-scale structure in the mixing layer of a round jet. J. Fluid Mech. (1978), Vol. 89, part 3, pp.413-432.