

噴流의 速度分布에 關한 研究

洪 永 杓

A Study on the Velocity Distribution of the Two Dimensional Turbulent Jet

by

Yong-Pyo Hong

目 次	
I. 序 論	IV. 實驗結果에 對한 分析檢討
II. 速度分布의 理論的인 解析	1) 自由噴流의 速度分布
1) Potential Flow의 理論式	2) 頂角 $2/3\pi$ 的 楔形物體表面의 速度境界層外緣의 速度分布
2) 頂角 $2/3\pi$ 的 楔形物體表面의 速度分布	3) 頂角 $1/3\pi$ 的 楔形物體表面의 速度境界層外緣의 速度分布
3) 頂角 $1/3\pi$ 的 楔形物體表面의 速度分布	V. 結 論
4) 亂流擴散을 考慮한 噴流幅의 設定	參考文獻
III. 實驗裝置 및 實驗方法	

Abstract

The Study of velocity distribution to the turbulent jet is essential to the investigation on the heat transfer coefficients by jet flow. However, we have hardly found the reports made by the theoretical analysis and experimental review about it.

So, this paper have not only studied the velocity distribution theoretically but also arranged and interpreted it through the results of the model experiments.

The revised velocity distribution formulas of the velocity boundry layer on the wedged body of $2/3\pi$ and $1/3\pi$ apex angle is well agreed with the experimental value, also the velocity variation on the stagnation area is much the same as the unbounded uniform flow.

I. 序 論

噴流은 옛날부터 그 簡便性, 經濟性때문에 物體의 表面을 加熱 혹은 冷却하는 方式으로^{1),2)} 많이 使用되어 왔다. 그러나 이의 熱傳達效果를 研究하는데 必要한 噴流의 速度分布에 對한 理論的인 解析이나 綜合的이고 系統的인 實驗結果는 별로 發表되어 있지 않다. ^{3),4),5)}

本研究에서는 噴流가 어떤 物體에 噴出하여 衝突하는 境遇 物體上의 速度分布에 關係서

Potential Flow의 速度分布에 대한 理論式을 먼저 구하고 이를 噴流이 쐐기형 物體에 부딪칠 경우의 表面速度分布를 알아내는 公式으로 유도한 다음 실제 停止空氣中에 噴出하는 亂流擴散을 考慮한 自由噴流의 速度分布에 對한 理論式으로 이를 수정하였다.

이 速度分布에 對한 수정 이론식을 $2/3\pi$, $1/3\pi$ 의 頂角을 갖는 쐐기형 模型을 이용하여 행한 實驗結果와 比較檢討 하였던바 誤差가 적음을 발견하였다. 따라서 本研究結果는 噴流에 의한 熱傳達率의 研究에 큰 도움이 될 것으로 생각한다.

I. 速度分布의 理論的인 解析

1) Potential Flow의 理論式

그림 1과 같이 어떤 폭을 가진 흐름이 어떤 정각(頂角)을 가지는 쐐기형 물체에 분사될 경우에 정점(Stagnation point) 근방에서는 확산(擴散)이 없고 또한 마찰에 의한 영향을 무시할 수 있는 포텐셜류(Potential flow)라고 가정해서 쐐기형 물체의 표면의 속도분포를 구하여 이를 속도경계층 외연(速度境界層外緣)의 속도로서 간주한다. 유한폭(有限幅)의 Stagnation flow에 2차원 포텐셜류의 이론을 적용함에 있어서는 다음의 가정을 설정한다. 즉

- (1) 유체는 비압축성(非壓縮性)이고 점성(粘性)의 영향을 무시한다.
- (2) 자유유선(Free Stream line)상의 압력은 일정하다.

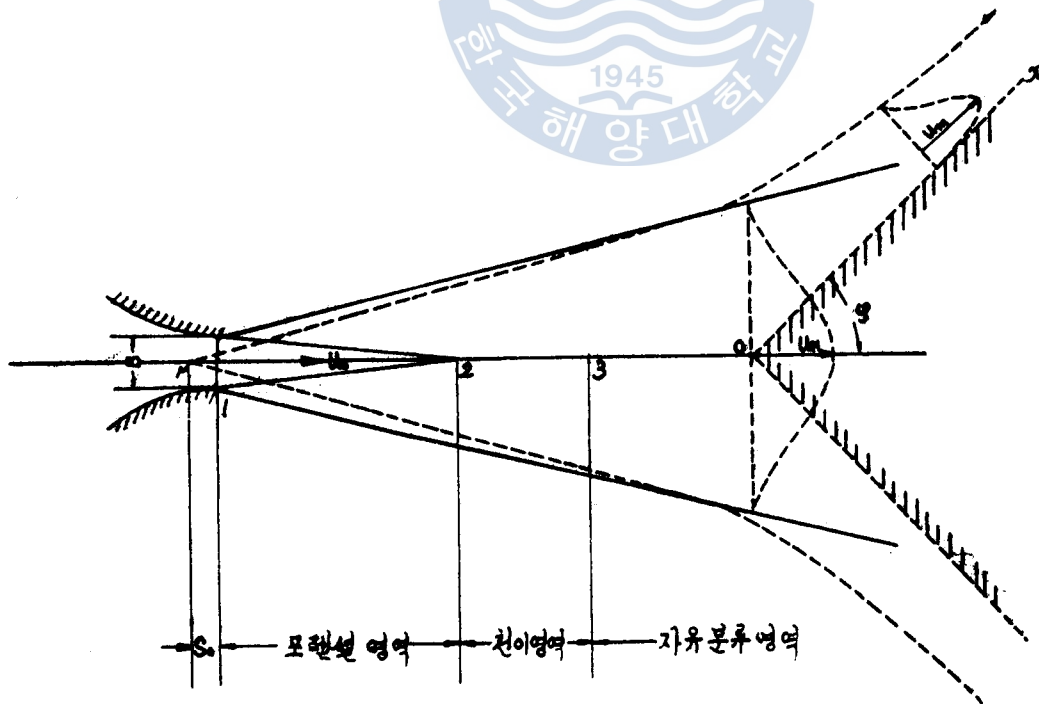
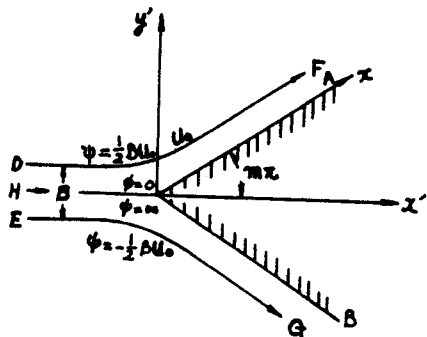


그림 1 분류영역과 Stagnation flow

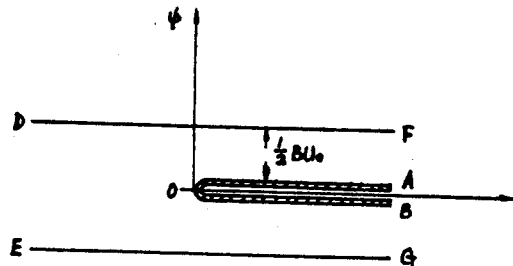
㉔ 面

㉕ 面



$$z = x' + iy'$$

(A)

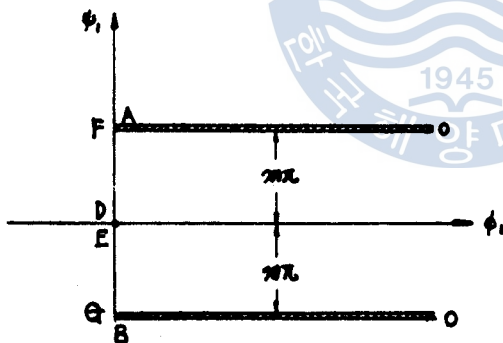


$$w = φ + iψ$$

(B)

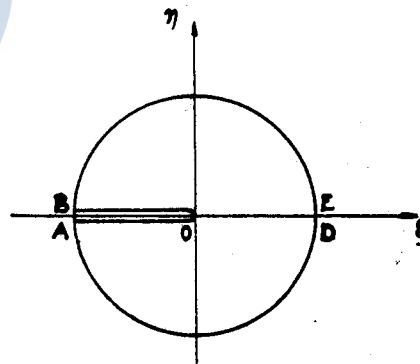
㉖ 面

㉗ 面



$$Ω = φ_1 + iψ_1$$

(C)



$$ζ = ξ + iη$$

(D)

그림 2 Stagnation flow 의 사상

그림 2(A)와 같이 좌표축을 취해서 유한폭의 흐름이 쇄기형 물체에 분사되었을 때의 흐름을 ㉔면에 표시하면, 이 흐름의 복소포텐셜(Complex potential) w 은 그림 2(B)와 같이 된다. 이 흐름을 ㉖면에 다음 (1)식의 관계를 이용해서 사상(寫像)하면 그림 2(C)와 같이 표시할 수 있다.

$$Ω = \log \left(u_0 \frac{dz}{dw} \right) = \log \left(\frac{u_0}{v} e^{i\alpha} \right) = -\log \frac{v}{u_0} + i\alpha \dots \dots \dots (1)$$

여기에서

$$v = \left| \frac{d\omega}{dz} \right|$$

u_0 ; 분출속도

다음에 흐름의 상대속도 $\frac{1}{u_0} \frac{d\omega}{dz}$ 를 매개변수(媒介變數) ζ 를 사용해서 (2)식의 관계에 의하여 ㉔면에 사상(寫像)한다. 즉

$$\frac{1}{u_0} \frac{d\omega}{dz} = \zeta^m \quad (0 < m < 1) \quad \dots\dots\dots(2)$$

따라서 이 경우에 ζ 와 Ω 의 관계는 (1)식과 (2)식에 의해서

$$\Omega = \log \left(\frac{1}{\zeta^m} \right) = -m \log \zeta$$

고로

$$\begin{aligned} \log \zeta &= -\frac{\Omega}{m} \\ \zeta &= e^{-\frac{\Omega}{m}} \\ &= e^{-\frac{1}{m}(R\Omega + iI\Omega)} \\ &= e^{-\frac{R\Omega}{m}} e^{-i\frac{I\Omega}{m}} \quad \dots\dots\dots(3) \end{aligned}$$

단, $R\Omega$, $I\Omega$ 는 각각 Ω 의 실수부(實數部)와 허수부(虛數部)이다.

그림 2(D)에 (3)식의 관계에 의하여 표시한다.

그림 2(A), (C)로부터 ㉔면의 D, E, O, A, B 는 ㉔면에서는 1, 0, -1 이 되고 $\zeta=1$ 에 강도(強度) $2q$ 의 Source, $\zeta=-1$ 에 강도 $2q$ 의 Sink 를 부여하면 복소포텐셜 ω 는 다음 (4)식으로 표시된다. 즉,

$$\omega = \frac{q}{\pi} \log(1-\zeta) - \frac{q}{\pi} \log(1+\zeta) = \frac{q}{\pi} \log \frac{1-\zeta}{1+\zeta} \quad \dots\dots\dots(4)$$

여기에서 우선 자유유선 DF의 ㉔면에 있어서의 사상관계를 고찰하면 (4)식에 의하여

$$\zeta = -\tanh \frac{\pi\omega}{2q} = \frac{1 - e^{\frac{\pi\omega}{q}}}{1 + e^{\frac{\pi\omega}{q}}} \quad \dots\dots\dots(5)$$

여기에서 q, B_u ,

B ; 분출구의 두께

따라서 자유유선 DF 상에서 ζ 는

$$\begin{aligned} \zeta &= \frac{1 - e^{\frac{\pi\omega}{q}}}{1 + e^{\frac{\pi\omega}{q}}} = \frac{1 - e^{\frac{\pi\omega}{q}} e^{i\frac{\pi}{q} \frac{1}{2} B_{u0}}}{1 + e^{\frac{\pi\omega}{q}} e^{i\frac{\pi}{q} \frac{1}{2} B_{u0}}} \\ &= \frac{1 - e^{\frac{\pi\omega}{q}} e^{i\frac{\pi}{q}}}{1 + e^{\frac{\pi\omega}{q}} e^{i\frac{\pi}{q}}} = \frac{1 - ie^{\frac{\pi\omega}{q}}}{1 + ie^{\frac{\pi\omega}{q}}} \quad \dots\dots\dots(6) \end{aligned}$$

(6)식에 있어서

$$|\zeta| = 1$$

$$\arg \zeta = -2 \tan^{-1} \left(e^{-\frac{\pi\phi}{q}} \right)$$

고로

$$\zeta = e^{-i2 \tan^{-1} \left(e^{-\frac{\pi\phi}{q}} \right)} \dots\dots\dots(7)$$

$$\left. \begin{array}{l} D; \phi = -\infty, \zeta = e^{-i\pi} \\ F; \phi = +\infty, \zeta = e^{-i\pi} \end{array} \right\} \dots\dots\dots(8)$$

따라서 (6), (7), (8)식에서 자유유선 DF는 ㉔면에서는 단위원(單位圓)의 원주상에 사상되고 D는 $\zeta = 1$, F는 $\zeta = -1$ 에 사상된다.

다음에 흐름의 방향을 고찰하면 그림 2(A)의 0 점에서는 흐름의 방향이 0에서 $m\pi$ 까지 변화하지만 (2)식에서 $\zeta = 0$ 은 특이점(特異點)이 되므로 보통 행하는 바와 같이 ㉔면상의 0점을 중심으로 미소반경의 원주를 생각하면 DOA 방향에서는 편각(偏角)이 0에서 $-\pi$ 로 변화하므로 (2)식에 의하여 상대속도 $\frac{1}{u_1} \frac{dw}{dz}$ 의 편각은 $-m\pi$ 로 변화하게 되며 그림 2(A)의 DOA의 흐름에 일치한다. 이것으로부터 ㉔면상의 XOH 축에서 윗부분은 ㉔면에서는 ξ 축의 밑부분에 사상되며 또한 자유유선은 (7)식에 의하여 ξ 축의 밑부분의 단위원의 원주상에 사상되며 유속의 절대치(絕對值)는 변화하지 않으나 흐름의 방향만이 변화하는 것으로 된다.

특 같이하어 ㉔면의 HOB로부터 하측부분(下側部分)의 흐름은 ㉔면의 ξ 축의 상측반면(上側半面)에 사상되고, 자유유선 EG는 단위원의 원주상에 사상된다.

다음에 유동함수(Stream function) $I_m\omega$ (복소포텐셜 ω 의 허수부)를 생각하면 (4)식에 의하여

$$\begin{aligned} 0 < \zeta < 1 \text{에서 } I_m\omega &= 0 & (\zeta \text{는 실수치}) \\ -1 < \zeta < 0 \text{에서 } I_m\omega &= 0 & (\zeta \text{는 실수치}) \\ \zeta = e^{i\theta} \text{에서 } I_m\omega &= -\frac{q}{2} & (0 \leq \theta \leq \pi) \\ \zeta = e^{i\theta} \text{에서 } I_m\omega &= \frac{q}{2} & (-\pi \leq \theta \leq 0) \end{aligned}$$

이므로 HOA 및 HOB는 각각 유선이며 이는 왜기형 물체 표면에 의한 흐름이다.

따라서 (2)식과 (4)식은 유한한 폭을 가지는 균일류(均一流)가 왜기형 물체를 지나는 경우의 흐름을 나타내는 것이 명확해졌다.

왜기표면의 유속 ζ 를 이용해서 그 속도가 생기는 왜기표면의 위치 z 를 구해서 속도분포를 표시하고자 한다.

z 를 구하기 위해서

$$dz = \frac{dz}{d\omega} \frac{d\omega}{d\zeta} d\zeta \dots\dots\dots(9)$$

이므로 (4)식에 의해서

$$\frac{d\omega}{d\zeta} = -\frac{q}{\pi} \left(\frac{1}{1-\zeta} + \frac{1}{1+\zeta} \right) \dots\dots\dots(10)$$

(2)식, (10)식을 (9)식에 대입하면 z 는 (11)식

$$\begin{aligned}
 z &= \frac{1}{u_1} \int u_1 \frac{dz}{d\omega} \frac{d\omega}{d\zeta} d\zeta \\
 &= -\frac{1}{u_1} \frac{q}{\pi} \int \frac{1}{\zeta^m} \left(\frac{1}{1-\zeta} + \frac{1}{1+\zeta} \right) d\zeta \\
 &= \frac{q}{\pi} \frac{1}{u_1} \int \frac{1}{\zeta^m} \left(\frac{1}{\zeta-1} - \frac{1}{\zeta+1} \right) d\zeta \dots\dots\dots(11)
 \end{aligned}$$

으로 된다.

분류를 쇄기형 물체에 분사시키는 경우는 자유분류(free jet)의 속도분포를 가지는 영역인 자유분류영역(自由噴流領域), 압력구배가 있는 영역인 충돌영역(衝突領域)과 쇄기표면의 속도경계층의 속의 유속분포는 자유분류의 속도분포로 되고 압력구배가 없는 영역인 벽면분류영역(壁面噴流領域)의 3영역으로 대별되는데, 위에서 구한 속도분포의 이론해석(理論解析)은 충돌영역에서의 쇄기표면상의 속도분포를 나타내는 것이다.

2) 頂角 $2/3\pi$ 의 쇄기형 物體表面의 速度分布

2차원분류를 정각 120° 의 쇄기형 물체에 분사시키는 경우이며, (2)식의 지수(指數) m 은 $m=1/3$ 에 해당하며 계산을 간단히 하기 위해서 분출속도를 $u_1=1$ 의 단위속도로 해도 일반성이 상실되는 것이 아니므로 (2)식과 (11)식은 다음 (12)

$$\frac{d\omega}{dz} = \zeta^{1/3} \dots\dots\dots(12)$$

$$z = \frac{q}{\pi} \int \frac{1}{\zeta^{1/3}} \left(\frac{1}{\zeta-1} - \frac{1}{\zeta+1} \right) d\zeta \dots\dots\dots(13)$$

및 (13)식과 같이 되고 $\zeta^{1/3}=K$ 로 놓고 $q=B$ 를 대입해서 (13)식을 적분하고 $z=0$ 에서 $K=0$ 에 의하여 적분상수를 정하면 (14)식을 얻는다.

$$\begin{aligned}
 z &= \frac{B}{\pi} \left[\log(K-1) + \log(K+1) - \left(\frac{1}{2} - i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \log \left(K + \frac{1}{2} + i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \right. \\
 &\quad - \left(\frac{1}{2} + i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \log \left(K + \frac{1}{2} - i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) - \left(\frac{1}{2} + i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \log \left(K - \frac{1}{2} + i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \\
 &\quad \left. - \left(\frac{1}{2} - i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \log \left(K - \frac{1}{2} - i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) - \frac{\sqrt{3}}{3}\pi - i\pi \right] \dots\dots\dots(14)
 \end{aligned}$$

3) 頂角 $1/3\pi$ 의 쇄기형 物體表面의 速度分布

2차원분류를 정각 60° 의 쇄기형 물체에 분사시키는 경우의 쇄기표면의 속도경계층 외연의 속도 분포는 전절(前節)과 동일한 방법에 의하여 $m=1/6$ 이므로 (2)식과 (11)식에 대입하면 (15)식과 (16)식을 얻는다.

$$\frac{d\omega}{dz} = \zeta^{1/6} \dots\dots\dots(15)$$

$$z = \frac{q}{\pi} \int \left(\frac{6K^1}{K^1-1} - \frac{6K^1}{K^1+1} \right) dK \dots\dots\dots(16)$$

$$\text{단, } K = \zeta^{1/6} \dots\dots\dots(16)$$

(16)식을 적분해서 $z=0$ 에서 $K=0$ 의 조건으로 적분상수를 구하여 정리하면 (17)식과 같다.

$$\begin{aligned}
 z = & \frac{B}{\pi} \left[\log(K-1) - \log(K+1) + \left(\frac{1}{2} + i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \log \left(K - \frac{1}{2} + i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \right. \\
 & + \left(\frac{1}{2} - i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \log \left(K - \frac{1}{2} - i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) - \left(\frac{1}{2} - i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \log \left(K + \frac{1}{2} + i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \\
 & - \left(\frac{1}{2} + i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \log \left(K + \frac{1}{2} - i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) + i \log(K-i) - i \log(K+i) \\
 & + \left(\frac{\sqrt{3}}{2} - i\frac{1}{2} \right) \log \left(K + \frac{\sqrt{3}}{2} + i\frac{1}{2} \right) - \left(\frac{\sqrt{3}}{2} + i\frac{1}{2} \right) \log \left(K - \frac{\sqrt{3}}{2} + i\frac{1}{2} \right) \\
 & + \left(\frac{\sqrt{3}}{2} + i\frac{1}{2} \right) \log \left(K + \frac{\sqrt{3}}{2} - i\frac{1}{2} \right) - \left(\frac{\sqrt{3}}{2} - i\frac{1}{2} \right) \log \left(K - \frac{\sqrt{3}}{2} - i\frac{1}{2} \right) \\
 & \left. - 0.268 - i\pi \right] \dots\dots\dots(17)
 \end{aligned}$$

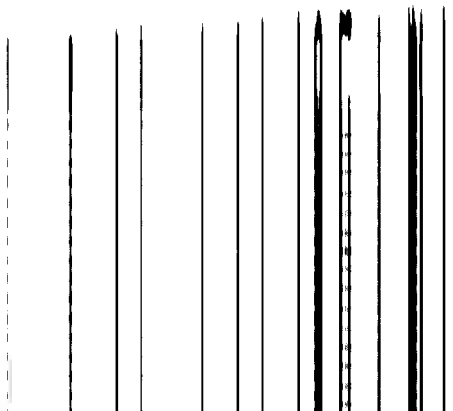
4) 亂流擴散을 考慮한 噴流幅의 設定

유한폭의 2차원분류를 썩기형 물체에 분사시키는 경우에, 포텐셜이론에 의하여 제1절에서 행한 이론해석에 의하여 구한 썩기표면의 속도경계층 외연의 속도분포는 최초로 가정한 바와 같이 정지공기(靜止空氣)로의 난류확산(亂流擴散)이 없는 균일속도를 가지는 비점성 유체라는 조건으로 구한 것이다.

본 연구와 같이 정지공기 중에 공기분류를 분출시킬 경우는 주위의 정지공기로의 난류확산에 의하여 균일한 속도분포로 되지 않고 오차함수형(誤差函數形)의 속도분포로 되므로, 포텐셜류(Potential flow)의 이론을 적용하는 경우의 균일속도라고 하는 조건이 만족되는 것은 정점(Stagnation point)으로부터 분출구까지의 높이가 대단히 낮은 경우일 때 뿐이다.

또한 대기압의 정지공기중에 분류를 분출시키는 경우는 포텐셜이론에 의하여 정점에서의 전압(全壓)은 원방의 분류속도 즉 분출속도에 해당하는 동압(動壓)을 나타낼 것이지만, 물분류와 틀려서 난류확산의 영향을 강하게 받고 있는 공기분류의 경우에는 포텐셜 코어(Potential core)의 범위내에서는 만족되나 분출구에서 정점까지의 높이가 공기분류의 포텐셜 코어 이상에서는 만족되지 않는다. 포텐셜 코어라 함은 분류의 중심축상의 속도가 분출속도와 같은 영역을 말한다.

따라서 정점에서의 전압이 원방의 속도인 분출속도를 압력으로 환산한 값이 되는 범위와 실험결과로부터 확인되는 썩기표면상의 속도경계층 외연의 속도분포가 다같이 포텐셜흐름의 이론을 만족시키는 범위는, 분출구로부터 정점까지의 높이가 대체로 포텐셜 코어의 범위내이고 분출구로부터 정점까지의 높이가 분류의 포텐셜 코어 이상에서는 제1절에서 구한 이론해석은 그 대로는 오차가 크게 되어 적용할 수 없다.



$$\begin{aligned}
 z = & \frac{B}{\pi} [\log(K-1) - \log(K+1) + \left(\frac{1}{2} + i\frac{\sqrt{3}}{2}\right) \log\left(K - \frac{1}{2} + i\frac{\sqrt{3}}{2}\right) \\
 & + \left(\frac{1}{2} - i\frac{\sqrt{3}}{2}\right) \log\left(K - \frac{1}{2} - i\frac{\sqrt{3}}{2}\right) - \left(\frac{1}{2} - i\frac{\sqrt{3}}{2}\right) \log\left(K + \frac{1}{2} + i\frac{\sqrt{3}}{2}\right) \\
 & - \left(\frac{1}{2} + i\frac{\sqrt{3}}{2}\right) \log\left(K + \frac{1}{2} - i\frac{\sqrt{3}}{2}\right) + i \log(K-i) - i \log(K+i) \\
 & + \left(\frac{\sqrt{3}}{2} - i\frac{1}{2}\right) \log\left(K + \frac{\sqrt{3}}{2} + i\frac{1}{2}\right) - \left(\frac{\sqrt{3}}{2} + i\frac{1}{2}\right) \log\left(K - \frac{\sqrt{3}}{2} + i\frac{1}{2}\right) \\
 & + \left(\frac{\sqrt{3}}{2} + i\frac{1}{2}\right) \log\left(K + \frac{\sqrt{3}}{2} - i\frac{1}{2}\right) - \left(\frac{\sqrt{3}}{2} - i\frac{1}{2}\right) \log\left(K - \frac{\sqrt{3}}{2} - i\frac{1}{2}\right) \\
 & - 0.268 - i\pi] \dots\dots\dots(17)
 \end{aligned}$$

4) 亂流擴散을 考慮한 噴流幅의 設定

유한폭의 2차원분류를 썩기형 물체에 분사시키는 경우에, 포텐셜이론에 의하여 제1절에서 행한 이론해석에 의하여 구한 썩기표면의 속도경계층 외연의 속도분포는 최초로 가정한 바와 같이 정지공기(靜止空氣)로의 난류확산(亂流擴散)이 없는 균일속도를 가지는 비점성 유체라는 조건으로 구한 것이다.

본 연구와 같이 정지공기 중에 공기분류를 분출시킬 경우는 주위의 정지공기로의 난류확산에 의하여 균일한 속도분포로 되지 않고 오차함수형(誤差函數形)의 속도분포로 되므로, 포텐셜류(Potential flow)의 이론을 적용하는 경우의 균일속도라고 하는 조건이 만족되는 것은 정점(Stagnation point)으로부터 분출구까지의 높이가 대단히 낮은 경우일 때 뿐이다.

또한 대기압의 정지공기중에 분류를 분출시키는 경우는 포텐셜이론에 의하여 정점에서의 전압(全壓)은 원방의 분류속도 즉 분출속도에 해당하는 동압(動壓)을 나타낼 것이지만, 물분류와 틀려서 난류확산의 영향을 강하게 받고 있는 공기분류의 경우에는 포텐셜 코어(Potential core)의 범위내에서는 만족되나 분출구에서 정점까지의 높이가 공기분류의 포텐셜 코어 이상에서는 만족되지 않는다. 포텐셜 코어라 함은 분류의 중심축상의 속도가 분출속도와 같은 영역을 말한다.

따라서 정점에서의 전압이 원방의 속도인 분출속도를 압력으로 환산한 값이 되는 범위와 실험결과로부터 확인되는 썩기표면상의 속도경계층 외연의 속도분포가 다같이 포텐셜흐름의 이론을 만족시키는 범위는, 분출구로부터 정점까지의 높이가 대체로 포텐셜 코어의 범위내이고 분출구로부터 정점까지의 높이가 분류의 포텐셜 코어 이상에서는 제1절에서 구한 이론해석은 그 대로는 오차가 크게 되어 적용할 수 없다.

앞절의 이론해석에 의해 구한 썩기표면상의 속도경계층 외연의 속도분포 u_m 은, 분출속도 u_0 와 분출구의 폭 B 및 정점에서 썩기표면에 연해서 흐름의 방향으로 측정한 거리 x 에 의하여 $u_m/u_0 = f\left(\frac{x}{B}\right)$ 의 형으로 표시되나, 난류확산의 영향을 강하게 받는 공기분류의 Stagnation flow 의 경우에도 분출구로부터 정점까지의 높이가 분류의 포텐셜코어 이상의 경우에도 확장해서 앞절의 이론해석을 적용하기 위해서는 u_0 와 B 를 새로운 가정에 의해서 정의하지 않으면 안 된다.

이상 기술한 이유에 의해서 u_0 와 B 를 새로이 설정하기 위해서 공기의 2차원분류를 썩기형



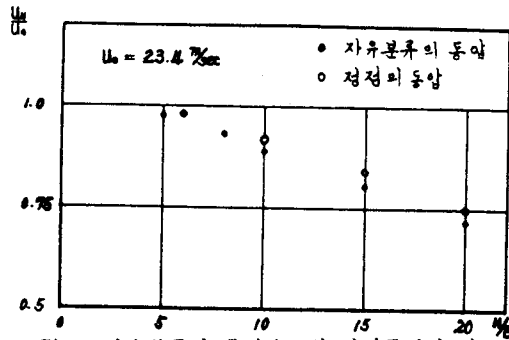


그림 3 자유분류의 중심속도와 정점동압의 비교 (정각 120°)

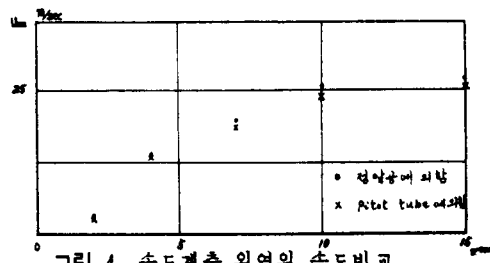


그림 4 속도계층 외연의 속도비교 (정각 120, H/B=10)

물체에 분사시키는 경우의 실험결과를 검토하면 그림 3과 그림 4에 표시한 바와 같이 물체의 정점에서 나타내는 전압은 정점의 위치에서 물체가 없는 경우에 나타내는 자유분류의 속도에 해당하는 동압(動壓)과 거의 동일하며 또 정점근방에서는 정점에서 물체표면에 연해서 측정 한 거리 x 에서 나타나는 전압(靜壓)과, 정점에서의 전압의 차에서 Bernoulli의 정리에 의해서 구한 속도계층 외연의 속도와 유사한 속도분포를 하고 있는 것이 확인된다.

이것은 무한폭의 균일류의 Stagnation flow의 경우에도 속도계층 외연의 속도는 Bernoulli의 정리를 만족하는 흐름, 즉 포텐셜 흐름으로서 속도계층내에 운동방정식을 적용해서 해석하고 있는 것을 함께 생각하면 정점근방에서는 벽면마찰에 의한 영향을 생략할 수 있다고 가정하는 경우는 정점에서 나타내는 전압(全壓)에 상응하는 균일속도를 가지는 어떤 유한폭의 분류가, 췌기형 물체에 분사되는 경우의 포텐셜 흐름으로서 근사시킬 수 있다는 것을 의미한다.

즉 난류확산의 영향을 강하게 받는 공기분류가 췌기형 물체에 분사되었을 때에는 앞서 말한 실험결과에서 정점의 위치에서 물체가 없는 경우에 나타나는 자유분류의 중심속도 u_H 를 균일속도로 가지는 폭 B_1 의 유한폭의 포텐셜 흐름이라 가정해서 이 흐름에 분류의 특성인 운동량의 보존칙(保全則)을 적용시킨 경우의 폭, 즉 균일속도 u_H , 폭 B_1 의 흐름에 공기분류와 동일한 운동량을 부여했을 때의 폭 B_1 으로서 근사시킨다. 1절에서의 이론해석에서 사용한 분출속도 u_0 와 분출구의 폭 B 는 다음과 같이 치환된다.

- (1) 췌기표면상의 속도계층 외연의 속도분포를 구하는 경우에 사용하는 기본속도는 분류의 분출속도 u_0 가 아니고 물체가 없는 경우에 정점에서의 자유분류의 중심속도 u_H 로 대표시킨다.
- (2) 분류의 폭은 분출구의 폭 B 대신에 분류의 특징인 운동량 일정의 조건에 의하여 다음 (18)식으로 정해지는 폭 B_1 을 사용한다.

$$B_1 = \frac{\int_{-y}^{+y} u^2 dy}{u_H^2} \dots\dots\dots(18)$$

새로이 도입한 u_H 와 B_1 을 사용하면 췌기형 물체표면의 속도계층 외연의 속도분포를 구하는 (14), (17)식은 다음과 같이 수정된다.

$$z = \frac{B_1}{\pi} [\log(K-1) + \log(K+1) - \left(\frac{1}{2} - i\frac{\sqrt{3}}{2}\right) \log\left(K + \frac{1}{2} + i\frac{\sqrt{3}}{2}\right)]$$

$$\begin{aligned}
 & - \left(\frac{1}{2} + i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \log \left(K + \frac{1}{2} - i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) - \left(\frac{1}{2} + i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \log \left(K - \frac{1}{2} + i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \\
 & - \left(\frac{1}{2} - i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \log \left(K - \frac{1}{2} - i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) - \frac{\sqrt{3}}{3}\pi - i\pi] \dots\dots\dots(14)' \\
 z = & \frac{B_1}{\pi} [\log(K-1) - \log(K+1) + \left(\frac{1}{2} + i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \log \left(K - \frac{1}{2} + i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \\
 & + \left(\frac{1}{2} - i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \log \left(K - \frac{1}{2} - i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) - \left(\frac{1}{2} - i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \log \left(K + \frac{1}{2} + i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \\
 & - \left(\frac{1}{2} + i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \log \left(K + \frac{1}{2} - i\frac{\sqrt{3}}{2} \right) + i \log(K-i) - i \log(K+i) \\
 & + \left(\frac{\sqrt{3}}{2} - i\frac{1}{2} \right) \log \left(K + \frac{\sqrt{3}}{2} + i\frac{1}{2} \right) - \left(\frac{\sqrt{3}}{2} + i\frac{1}{2} \right) \log \left(K - \frac{\sqrt{3}}{2} + i\frac{1}{2} \right) \\
 & + \left(\frac{\sqrt{3}}{2} + i\frac{1}{2} \right) \log \left(K + \frac{\sqrt{3}}{2} - i\frac{1}{2} \right) - \left(\frac{\sqrt{3}}{2} - i\frac{1}{2} \right) \log \left(K - \frac{\sqrt{3}}{2} - i\frac{1}{2} \right) \\
 & - 0.268\pi - i\pi] \dots\dots\dots(17)'
 \end{aligned}$$

단, $K = \frac{1}{u_H} \frac{dw}{dz} = \zeta^m \quad (0 < m < 1)$

II. 實驗裝置 및 實驗方法

2차원분류를 만드는 풍동(風洞)의 분출구는 7mm×100mm의 구형단면을 가지며 단면비는 12.86이다. 송풍기와는 냉각기를 통해서 고무관으로 연결되며 실온(室溫)과 동온도의 공기가 풍동에 보내어진다. 확대부는 확대각 25°, 길이 300mm이며 여기에 연결되는 정류부(整流部)는 30mm×300mm의 구형단면이고 정류용의 철망(鐵網)은 전후에 2매를 설치하고 철망과 철망 사이에는 정류용 격자(整流用 格子)를 넣어서 와운동(渦運動), 난류의 변동부분(Turbulence)을 감소시키고 있다. 이 철망은 32메쉬, 직경 0.29mm이며 이는 철망에 의해서 생기는

Kármán 와(渦)가 흐르지 않도록 하려면 직경을 대표길이로 하는 레이놀즈수(Reynolds number)가 40 이하이어야 한다는 조건에서 채용한 것이다.

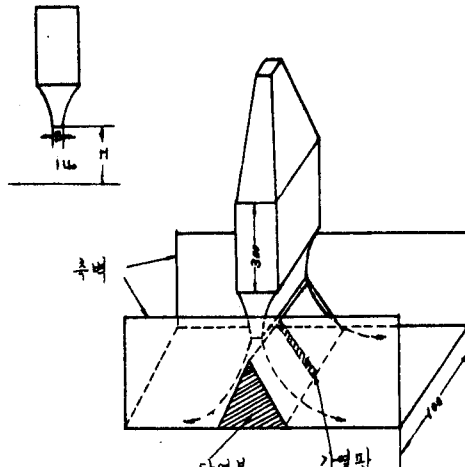


그림 6(A) 실험장치도

또한 풍동에서 분출하는 분류에 2차원성을 부여하기 위하여 5mm 두께의 아크릴판으로 높이 200mm, 길이 660mm로 만든 측벽(側壁)을 마련하였으며, 풍동의 높이를 변경할 경우에는 중앙부를 40mm×170mm로 끊어서 정점에서 분출구까지의 높이에 따라서 별도의 아크릴판으로 막도록 되어 있다.

정압측정용으로 별도의 썩기형 물체를 만들어 직경 0.4mm의 정압측정공(靜壓測定孔)을 정점과 정점에서 2mm, 3mm, 5mm 간격으로 각각

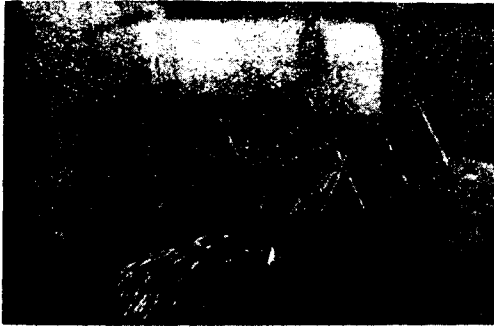


그림 6(B) 썩기형물체



그림 7 실험장치

2공식 마련했다. 정압공은 유선방향과 약 20° 의 각도를 가지는 직선상에 뚫어서 공 상호간의 영향을 없애도록 했다. 그림 6, 7에 실험장치의 개요를 표시했다.

분출속도의 균일성을 확인함과 동시에 포텐셜코어의 길이를 측정하기 위해 자유분류의 속도 분포를 측정했다. 측정은 그림 8에 표시한 바와 같이 폭 3mm , 높이 0.2mm 의 장방형 단면의 전압관(全壓管)과 직경 0.0mm 의 스테인레스관의 표면에 직경 0.2mm 의 공을 뚫은 정압관을 사용했다. 정각 120° , 60° 어느 것도 풍동을 수직으로 고정해서 풍동 중심선상에 썩기의 정점이 일치하도록 장치해서 이에 분류를 분사시켜 측정했다.

정점근방의 물체표면상의 속도경계층 외연의 속도분포는 썩기형 물체의 표면에 직경 0.4mm 의 정압공을 뚫어서 정압과 정점에서의 전압(全壓)에 의해서 Bernoulli의 정리에 의해서 구하였다.

무한폭의 균일류(均一流)로서는 $200\text{mm} \times 400\text{mm}$ 의 분출구를 갖는 풍동을 이용했으며 속도경계층 외연의 속도분포는 분류를 썩기형 물체에 분사시킬 때와 같이 표면의 정압분포를 Göttingen 식 미압계를 이용해서 측정하여 Bernoulli의 정리에 의해서 구하였다.

또한 정온도형 열선풍속계(定溫度型 熱線風速計)로 분류의 난류의 강도를 측정했다. 열선은 직경 5μ 의 텅스텐선이며 중심부 1mm 를 제외하고는 동(銅)으로 피복되어 있으며 길이 4mm 로 되어 있다.

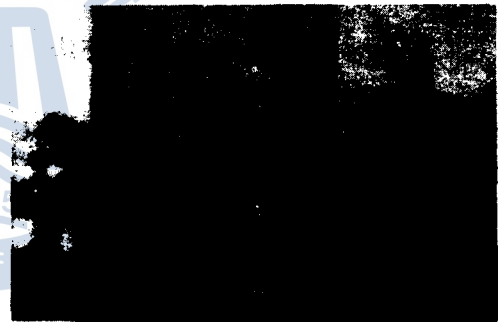


그림 8 Pitot tube

IV. 實驗結果에 對한 分析檢討

1) 自由噴流의 速度分布

2차원 난류분류의 속도분포를 측정한 실험결과의 1예를 그림 9에 표시한다. 동도의 실선은 Pradtl의 혼합거리(新混合距離)의 가정에서 Görtler¹⁾가 구한 이론 해석인 (19)식을 나타낸 것

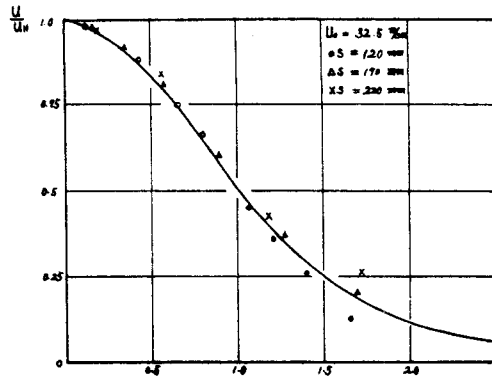


그림 9 자유분류의 속도분포

이 때 이론식과 실험치는 잘 일치하고 있다.

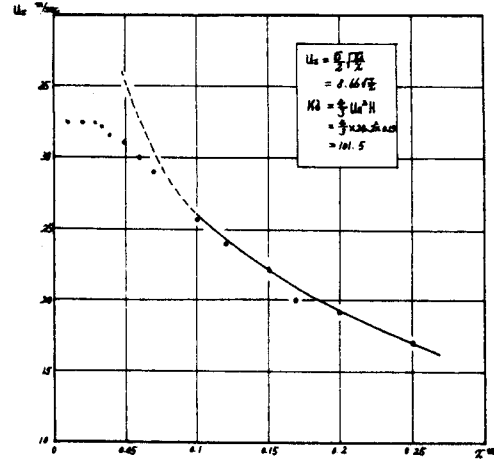


그림 10 자유분류 중심축상의 속도분포

$$u = \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{\frac{K\sigma}{X'}} (1 - \tanh^2 \eta) \dots \dots \dots (19)$$

단,

$$\eta = \sigma \frac{Y'}{X'}$$

$$K = \int_{-\infty}^{\infty} u^2 dy$$

X: 극점에서 유출방향의 축
Y'; X'에 직각(두께) 방향의 축

그림 10에 분류중심축상의 속도분포를 표시한다. 동도에서 분류의 포텐셜 코어는 분출구로부터 약 30 mm 까지 보존되는 것을 알 수 있다. 이것은 Förthmann⁹⁾의 실험결과와도 잘 일치하고 있다.

본 실험의 경우 (19)식의 상수 σ 는 Reichardt에 의해서 실험적으로 구한 값 $\sigma = 7.97$ 을 사용하고 또한 분출구의 폭 $B = 7 \text{ mm}$ 이므로 이들의 값을 (20)식에 대입해서 극점(極點)으로부터 포텐셜 코어를 구하면

$$X + S_0 = \frac{3}{4} \sigma B \dots \dots \dots (20)$$

$$X + S_0 = 0.0404 \text{ m} \dots \dots \dots (21)$$

(21)식으로 된다. 그림 10에 표시한 실험결과로부터 본실험의 경우 포텐셜 코어는 분출구로부터 30 mm의 곳까지 보존되므로, 분류의 극점의 위치는 분출구로부터 공동내부에 0.0104 m의 곳에 있으며 자유분류영역내에서의 속도분포는 이 극점에 면적을 무시한 무한소의 분출구가 있다고 가상해서 계산할 수 있다. 그림 10의 실선은 (19)식을 표시하는 것이며 완전히 발달한 자유분류영역에서의 분류중심속도는 실험치와 잘 일치한다. 분류 중심축상의 난류의 강도를 측정 한 결과를 그림 11에 표시한다. 이 그림에서 분류의 난류의 강도는 분류의 포텐셜 코어의 종점인 $H/B \approx 4$ 의 부근에서 $H/B \approx 10$ 까지 급격히 증가하고 $H/B \approx 10$ 이상에서는 완만히 증가하는 경향이 있다. H는 정점으로 부터 분출구까지의 거리이다.

분류의 중심축상의 속도변화를 나타내는 그림 10에서 분류의 천이영역(遷移領域)의 종단이 $H/B = 10$ 부근인 것을 같이 생각하면 분류의 중심축상의 난류의 강도가 급격히 변화하는 구간

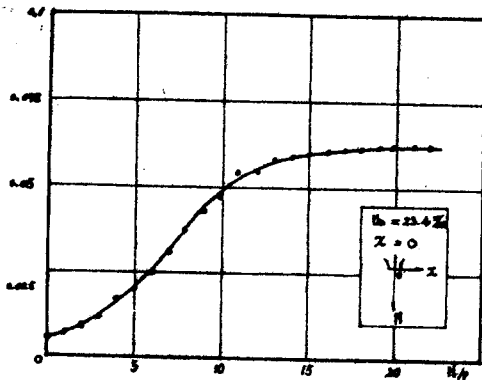


그림 11 자유분류 중심속상의 난류의 강도
분출속도 $u_0 = 10.1 \text{ m/sec} \sim 30.7 \text{ m/sec}$ 의 범위로 $H/B = 6 \sim 20$ 의 4단계로 나누어서 행하였다.

즉 $H/B = 4 \sim 10$ 의 영역이 천이영역이고 이후는 완전히 발달해서 안정된 자유분류영역으로 되어 자유분류의 속도분포로 된다고 생각된다.

2) 頂角 $2/3\pi$ 쐐기형 物體의 速度 境界層外緣의 速度分佈

물체가 없는 경우에 정점에서 자유분류의 중심속도 u_0 와 확산을 고려한 경우의 분류 폭 B_1 을 사용해서 (14)'식으로부터 속도경계층 외연의 속도 u_m 을 구해서 표시한 이론곡선과 실험 결과를 비교해서 그림 12에 표시한다. 실험은

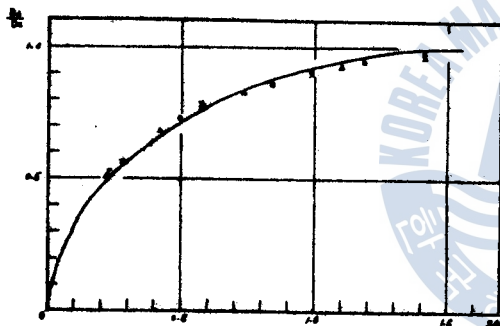


그림 13 정각 120° 의 쐐기표면상의 속도분포
(분류)

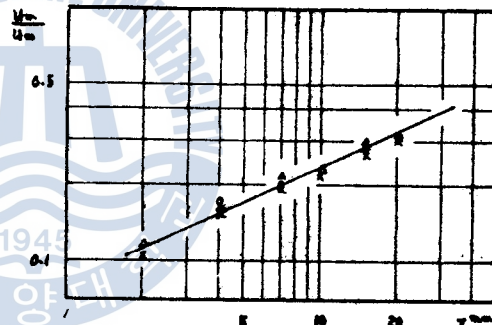


그림 13 정각 120° 의 쐐기표면의 속도분포
(무한폭 균일류)

정각이 120° 의 경우는 앞에서 설정한 가정을 사용해서 구한 이론해석이 실험결과와 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 또한 무한폭의 균일류를 정각 120° 의 쐐기형 물체에 분사했을 경우의 표면상의 속도경계층 외연의 속도분포를 측정된 결과를 그림 13에 표시한다. 유속 $u_0 = 14.1 \text{ m/sec} \sim 24.2 \text{ m/sec}$ 의 범위로 실험했으며 유한폭의 흐름은 정점근방에서는 무한폭의 균일류와 동양으로 구해지는 속도경계층 외연의 속도변화 즉 $u_m \propto x^{1/2}$ 의 변화를 하고 있음을 알 수 있으나 2차원 분류의 경우가 무한폭 균일류의 경우보다도 속도경계층 외연의 속도가 크다는 것을 알 수 있다.

정각 120° 의 쐐기형 물체에 분류를 분사했을 경우에 속도경계층 외연의 속도 u_m 은 x 의 어떤 값에서 최고치에 달하고 이후는 벽면분류로 변화하기 때문에 속도변화는 $u_m \propto x^{1/2}$ 의 관계에서 벗어나게 된다.

3) 頂角 $1/3\pi$ 쐐기형 物體의 速度境界層外緣의 速度分佈

분출속도는 $17 \text{ m/sec} \sim 29.2 \text{ m/sec}$ 의 범위로 $H/B = 6 \sim 15$ 의 3단계로 나누어서 행한 실험결과를 전결과 같이 u_0 와 B_1 을 사용해서 그림 14에 표시하였다. 실험은 주위의 정지공기로서의 난류

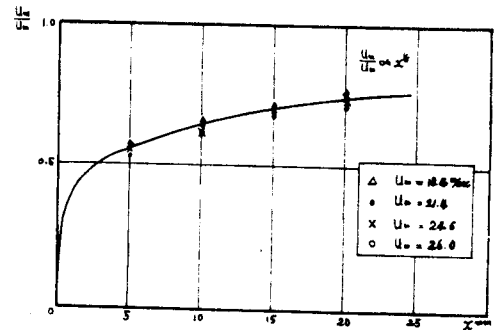
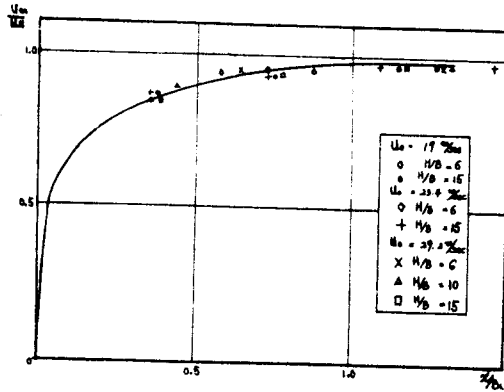


그림 14 정각 60° 쇄기표면의 속도분포(분류)

그림 15 정각60° 쇄기표면의 속도분포(균일류)

확산을 고려한 경우의 자유분류의 중심속도 u_H 와 확산을 고려했을 경우의 분류폭 B_1 을 적용해서 속도경계층 외연의 속도분포를 구하는 (17) 식으로 부터 계산한 것이며 실험결과와 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 무한폭의 균일류를 정각 60°의 쇄기형 물체에 분사했을 경우에 균일속도 u_∞ 를 $u_\infty = 9.2 \text{ m/sec} \sim 26 \text{ m/sec}$ 의 범위로 실험한 결과를 그림 15에 표시한다. 정각 120°의 경우와 마찬가지로 정점 근방에서는 무한폭의 균일류와 동일한 변화 즉 $u_m \propto x^{1/5}$ 로 나타낼 수 있음을 알 수 있다.

V. 結 論

이상 기술한 연구결과에 대해서 고찰한 점을 총괄하여 그 결론을 다음에 적는다.

쇄기표면상의 속도경계층 외연의 속도분포는 정점근방에 있어서는 유한폭의 흐름을 쇄기형 물체에 대는 경우의 2차원 포텐셜류의 이론을 확장해서 구할 수 있다. 이때 난류확산에 의해서 분류 폭이 증대하고 또한 분류의 중심속도가 감소하므로 분출구의 폭과 분출속도를 사용하는 대신에 물체가 없는 경우에 정점에서 나타나는 분류의 중심속도 u_H 와 이 속도를 균일속도로하는 유한폭의 흐름으로 대체해서 이 흐름에 자유분류가 보유하는 운동량을 부여하는 경우의 폭 B_1 을 (18) 식으로 부터 구해서 사용한다. 이런 가정을 새로이 도입해서 2차원 포텐셜류의 이론을 확산을 수반하는 유한폭의 흐름이 쇄기형 물체에 분사되는 경우에 확장해서 적용하면 정점에서 분출구까지의 높이에 관계없이 쇄기표면상의 경계층외연의 속도를 구할 수 있음이 확실해졌다.

2차원분류를 쇄기형 물체에 대는 경우의 쇄기표면상의 속도경계층 외연의 속도변화는 무한폭 균일류가 쇄기형 물체에 분사되는 경우와 같은 변화를 하는 것이 정점근방에서 확인되었다. 즉 정각을 2φ 라 하고 속도경계층 외연의 속도 변화를 $u_m = cx^n$ 으로 표시하면

$$n = \frac{\varphi}{\pi - \varphi}$$

의 관계로 변화함을 알 수 있다.

參考文獻

- (1) R. A. Daane and S. T. Han, "An analysis of air impingement drying", Tappi, vol. 44, No. 1, 1961,

- pp. 73-80.
- (2) K. P. Perry, "Heat transfer by convection from a hot-gas jet to a plane surface", *proc. Inst. Mech. Engrs*, London, England, vol. 168, N. 30, 1954, pp. 775-784.
 - (3) G. G. Huang, "Investigations of heat-transfer coefficients for air flow through round jets impinging normal to a heat-transfer surface", *Trans. ASME*, 1963, pp. 237-245.
 - (4) R. Gardon and J. C. Akfirat, "Heat transfer characteristics of impinging two-dimensional air jets", *Journ. Heat Transfr*, *Trans. ASME, Series C*, vol. 88, 1966, pp. 101-108.
 - (5) V. A. Smirnov, G. E. Verevokin and P. M. Brdlick, "Heat transfer between a jet and a held plate normal to flow", *Int. Journ. Heat Mass Transfer*, vol. 2, 1961, pp 1-7.
 - (6) J. Kestin and P. F. Maeder, "Influence of trubulence on transfer of heat frcm cylinders," NACA, TN, 4018.
 - (7) J. O. Hinze, "Turbulence", McGraw-Hill, 1959.
 - (8) H. Schlichting, "Boundary layer theory", (translated by J. KcGraw-Hill) 1960.
 - (9) G. N. Abramovich, "The theory of turbulent jets", (translated by L. H. Schindel), The M. I. T. press, 1963.

