初期乱れを考慮した拘束噴流に関する研究*
(第3報, 平均速度場の近似計算法)中島正弘**, 野崎 勉***
八田圭爾†, 梶山浩二††Study of a Bounded Jet Flow Considering the Initial Turbulence
(3rd Report, A Method of Approximate Calculations for the Mean Velocity Field)by Masahiro NAKASHIMA, Tsutomu NOZAKI,
Keiji HATTA, and Kooji KAJIYAMA

Approximate calculations of the bounded jet have been carried out by adding an assumption for the diffusion width of the bounded jet to the velocity distribution on the center-plane of the bounded jet which was already proposed by the authors. In order to determine the parameter contained in the assumed velocity distribution function and to compare the results of calculation with those of experiments, the experiments have been done, as an example, using a nozzle having an aspect ratio of 1. As a result, the approximate calculations of the velocity distributions on the center-plane, the diffusion width and the isotach patterns of the bounded jet agree well with the experimental results regardless of the initial turbulence intensity and the downstream location.

Key Words: Bounded Jet, Boundary Layer, Velocity Distribution, Nozzle Aspect Ratio, Approximate Calculation

1. 緒 論

拘束噴流は両拘束平板上に発達する境界層と噴流とが、相互に干渉しあう三次元性の強い流れであることが、Foss-Jones⁽¹⁾, McCabe⁽²⁾, Holdeman-Foss⁽³⁾, および著者ら⁽⁴⁾⁽⁵⁾のこれまでの研究で明らかとなった。そして、その流れはノズルアスペクト比以外にもノズル部の形状や初期乱れ強さに、それぞれ強く依存すること、自由拡散方向の速度分布は、二次元噴流の速度分布関数⁽⁶⁾でよく表現できることなどは、著者らによってアスペクト比が3の実験⁽⁴⁾から明らかになった。

また、拘束噴流は両平板上に発達する境界層としての壁乱流と、噴流としての自由乱流との相互干渉にほかならないとの観点から、著者らは、噴流中心面内の速度分布の近似計算法を提案した⁽⁵⁾。

このような初期乱れを考慮した拘束噴流に関する近似計算、とりわけ流れ場全体についての計算例は、著者らの知る限りにおいては、ほとんど見当たらない。

* 昭和61年3月14日 東海支部第35期総会講演会において講演, 原稿受付 昭和60年9月24日。

** 正員, 鹿児島工業高等専門学校(〒899-51 鹿児島県始良郡準人町1460-1)。

*** 正員, 鹿児島大学工学部(〒890 鹿児島市郡元1-21-40)。

† 正員, 中部大学工学部(〒487 春日井市松本町1200)。

†† 准員, 三菱電機(株)(〒641 和歌山市和歌浦南3-5-24)。

ここでは、拡散方向と噴流中心面内の速度分布関数を与えることによって、運動量積分式による近似計算を流れ場全体について行った。また、ノズル部の形状、初期乱れ強さを規定して、アスペクト比1についての実験を行い、その結果と計算結果とを比較する。

2. 近 似 計 算

2.1 運動量積分式 拘束噴流の速度分布をモデル化して図1に示す。ノズル出口中心に原点 O をとり、ここにおける流れの方向に x 軸、これに直角にノズル幅方向に y 軸、深さ方向に z 軸をとる。また拘束平板からの距離を z^* とする。 xOy 平面を噴流中央面、

図1 流れのモデル

xOz 平面を噴流中心面と呼ぶ。したがって、図1は拘束平板から噴流中央面までの流れ場を示したものである。噴流中心軸上の速度を U_3 、噴流中央面内の速度を u_3 、および噴流中心面内の速度を U_2 とする。 x, y, z 軸方向の速度成分をそれぞれ、 u, v, w とすると、主流方向の運動方程式および連続の式は、通常の記号を用い、境界層近似を行えば

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z^*} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z^*} \quad \dots\dots\dots (1)$$

および

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z^*} = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

である。

自由乱流と壁乱流との相互作用による境界層厚さ⁽⁵⁾を δ_2 、平板と中央面との距離を H とする。噴流幅 $2b$ は x および z^* の関数であることを考慮して、式(1)を y については0から b まで、 z^* については0から噴流中央面まで積分すると

$$\begin{aligned} & \int_0^{z_2} \int_0^b u \frac{\partial u}{\partial x} dy dz^* + \int_0^{z_2} \int_0^b v \frac{\partial u}{\partial y} dy dz^* \\ & + \int_0^{z_2} \int_0^b w \frac{\partial u}{\partial z^*} dy dz^* + \int_{z_2}^H \int_0^{b_3} u_3 \frac{\partial u_3}{\partial x} dy dz^* \\ & + \int_{z_2}^H \int_0^{b_3} v_3 \frac{\partial u_3}{\partial y} dy dz^* + \int_{z_2}^H \int_0^{b_3} w_3 \frac{\partial u_3}{\partial z^*} dy dz^* \\ & = \frac{1}{\rho} \int_0^{z_2} \int_0^b \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} dy dz^* + \frac{1}{\rho} \int_0^{z_2} \int_0^b \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z^*} dy dz^* \\ & + \frac{1}{\rho} \int_{z_2}^H \int_0^{b_3} \frac{\partial \tau_{xy_3}}{\partial y} dy dz^* \\ & + \frac{1}{\rho} \int_{z_2}^H \int_0^{b_3} \frac{\partial \tau_{xz_3}}{\partial z^*} dy dz^* \quad \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

となる。ここで添字3をつけた値は、それぞれの $\delta_2 \leq z^* \leq H$ における値で、 z^* には無関係である。式(3)に式(2)を代入して整理すると

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dx} \int_0^{z_2} \int_0^b u^2 dy dz^* + \frac{d}{dx} \int_{z_2}^H \int_0^{b_3} u_3^2 dy dz^* \\ & = -\frac{1}{\rho} \int_0^{(b)_{z^*=0}} \tau_w dy \quad \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

を得る。ただし、 τ_w は壁面せん断応力である。

ここで式(4)の u_3 および u については、それぞれ

$$u_3 = U_3 f(\eta) \quad \dots\dots\dots (5)$$

および

$$u = U_3 g(\zeta) f(\eta) \quad \dots\dots\dots (6)$$

で表す。上式の $f(\eta)$ は二次元噴流の速度分布関数⁽⁶⁾であり、

$$f(\eta) = 1 - 6\eta^2 + 8\eta^3 - 3\eta^4 \quad \dots\dots\dots (7)$$

である。 η は初領域では $\eta = (y - b_c)/(b - b_c)$ であり、発達領域では $\eta = y/b$ である。ここで b_c はコア半幅で

ある。また式(6)における $g(\zeta)$ は噴流中心面内の速度分布関数⁽⁵⁾であり、拘束平板上に発達する境界層厚さを δ_1 、 $\zeta_1 = z^*/\delta_1$ 、 $\zeta_2 = z^*/\delta_2$ とするとき、 $0 \leq z^* < \delta_1$ において

$$g(\zeta) = \zeta_1^{1/7} \left(\frac{8}{7} - \frac{\zeta_1}{7} \right) + k \zeta_2 (1 - \zeta_2)^3 \quad \dots\dots\dots (8)$$

で、 $\delta_1 \leq z^* \leq \delta_2$ において

$$g(\zeta) = 1 + k \zeta_2 (1 - \zeta_2)^3 \quad \dots\dots\dots (9)$$

で与えられる。 k は自由乱流と壁乱流との相互作用の程度を示す形状パラメータで、実験により求める。

さらに式(4)の右辺については、噴流中心面内の壁面せん断応力 τ_{w0} と、拡散方向の速度分布関数 $f(\eta)$ を用いて

$$\tau_w = \tau_{w0} f^2(\eta) \quad \dots\dots\dots (10)$$

と仮定する。 τ_{w0} は前報⁽⁵⁾と同様に

$$\frac{\tau_{w0}}{\rho} = \alpha U_3^2 \left(\frac{U_3 \delta_1}{\nu} \right)^{-1/4} \quad \dots\dots\dots (11)$$

である。ただし、 α は0.0225を用いる。

以上により、式(4)は

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dx} \left\{ U_3^2 \int_0^{z_2} \int_0^b f^2(\eta) g^2(\zeta) dy dz^* \right\} \\ & + \frac{d}{dx} \left\{ U_3^2 \int_{z_2}^H \int_0^{b_3} f^2(\eta) dy dz^* \right\} \\ & = -\frac{\tau_{w0}}{\rho} \int_0^{(b)_{z^*=0}} f^2(\eta) dy \quad \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

となる。計算は初領域と発達領域に分けて行う。

2.2 初領域 この領域では、境界層外縁におけるコア幅 b_{c3} および噴流幅 b_3 は、二次元噴流の場合のそれぞれの値 b_{c2} 、 b_2 に等しく、また δ_1 は δ_2 に等しいと仮定する。また、式(5)および(6)の U_3 はノズル出口の速度 U_0 に等しいので、式(12)は

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dx} \int_0^{z_1} g^2(\zeta) \left(\frac{5}{7} b_c + \frac{2}{7} b \right) dz^* \\ & + \frac{d}{dx} \int_{z_1}^H \left(\frac{5}{7} b_{c2} + \frac{2}{7} b_2 \right) dz^* \\ & = -\alpha \left(\frac{Re}{2} \right)^{-1/4} \left(\frac{\delta_1}{b_0} \right)^{-1/4} \left(\frac{5}{7} b_c + \frac{2}{7} b \right)_{z^*=0} \quad \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

となる。ここで

$$Re = \frac{2U_0 b_0}{\nu}$$

である。

二次元噴流では、運動量保存から

$$\frac{5}{7} b_{c2} + \frac{2}{7} b_2 = b_0 \quad \dots\dots\dots (14)$$

の関係⁽⁶⁾がある。また、境界層内のコア幅と噴流幅については、 b_{c2} および b_2 を用い、 h を ζ_2 の関数として

$$b_c = b_{c2} h(\zeta_2) \dots (15)$$

および

$$b = b_2 h(\zeta_2) \dots (16)$$

と表す。したがって、式(13)は

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dx} \int_0^{\delta_1} h(\zeta_2) g^2(\zeta) dz^* - \frac{d\delta_1}{dx} \\ &= -\alpha \left(\frac{R_e}{2} \right)^{-1/4} \left(\frac{\delta_1}{b_0} \right)^{-1/4} h(0) \dots (17) \end{aligned}$$

となる。

2.3 発達領域 この領域においては、噴流中心線上の速度 U_3 、境界層外縁の噴流幅 b_3 は、いずれも二次元噴流の場合と異なる。これらのことを考慮に入れると、式(12)は

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dx} \int_0^{\delta_2} \frac{2}{7} U_3^2 b g^2(\zeta) dz^* + \frac{d}{dx} \int_{\delta_2}^H \frac{2}{7} U_3^2 b_3 dz^* \\ &= -\frac{2}{7} \alpha U_3^2 \left(\frac{R_e}{2} \right)^{-1/4} \left(\frac{U_3}{U_0} \right)^{-1/4} \left(\frac{\delta_1}{b_0} \right)^{-1/4} (b)_{z^*=0} \dots (18) \end{aligned}$$

となる。この領域においても、初領域と同様に

$$b = b_3 h(\zeta_2) \dots (19)$$

と仮定する。したがって、式(18)は

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dx} \left\{ \frac{2}{7} U_3^2 b_3 \int_0^{\delta_2} h(\zeta_2) g^2(\zeta) dz^* \right\} \\ &+ \frac{d}{dx} \left\{ \frac{2}{7} U_3^2 b_3 (H - \delta_2) \right\} \\ &= -\frac{2}{7} \alpha U_3^2 b_3 \left(\frac{R_e}{2} \right)^{-1/4} \left(\frac{U_3}{U_0} \right)^{-1/4} \left(\frac{\delta_1}{b_0} \right)^{-1/4} h(0) \dots (20) \end{aligned}$$

となる。ここで、 $\delta_2 \leq z^* \leq H$ の領域における単位幅当たりの運動量は、二次元噴流の場合と同様、下流方向に保存されると考え、二次元噴流の発達領域における運動量積分から得られる結果⁽⁶⁾

$$\frac{2}{7} U_3^2 b_3 = U_0^2 b_0 \dots (21)$$

を用いると、式(20)は

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dx} \int_0^{\delta_2} h(\zeta_2) g^2(\zeta) dz^* - \frac{d\delta_2}{dx} \\ &= -\alpha \left(\frac{R_e}{2} \right)^{-1/4} \left(\frac{U_3}{U_0} \right)^{-1/4} \left(\frac{\delta_1}{b_0} \right)^{-1/4} h(0) \dots (22) \end{aligned}$$

となる。

2.4 境界層内の噴流幅 式(15)、(16)および式(19)に含まれる噴流幅の変化を表す関数 $h(\zeta_2)$ については、実験結果を考慮して

$$h(\zeta_2) = a + b\zeta_2 + c\zeta_2^2$$

とおく。ただし、この $h(\zeta_2)$ に対して境界条件

$$\zeta_2 = 1; h(1) = 1, h'(1) = 0$$

を考慮すると、上式は

$$h(\zeta_2) = (a-1)(1-\zeta_2)^2 + 1 \dots (23)$$

となる。この関数 $h(\zeta_2)$ に含まれる変数 a は、物理的には境界層外縁における噴流幅 b_3 と、平板上における見かけの噴流幅 $(b)_{z^*=0}$ との比を表すものである。

式(23)を式(17)および式(22)に代入すると、最終的には、変数 a に関する常微分方程式

$$f_1(x) \frac{da}{dx} + f_2(x)a + f_3(x) = 0 \dots (24)$$

を得る。ここで、 $f_1(x)$ 、 $f_2(x)$ および $f_3(x)$ は初領域の場合は

$$\begin{aligned} f_1(x) &= \frac{9604}{38295} \delta_1 \\ f_2(x) &= \frac{9604}{38295} \frac{d\delta_1}{dx} + \alpha \left(\frac{R_e}{2} \right)^{-1/4} \left(\frac{\delta_1}{b_0} \right)^{-1/4} \\ f_3(x) &= -\frac{1581}{4255} \frac{d\delta_1}{dx} \end{aligned}$$

であり、発達領域では

$$\begin{aligned} f_1(x) &= \delta_2 \left[\left\{ -\frac{104}{12765} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^3 + \frac{16}{345} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^2 - \frac{25}{207} \frac{\delta_1}{\delta_2} + \frac{1}{3} \right\} + k \left\{ \frac{8}{9975} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^7 - \frac{4}{645} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^6 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{8}{387} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^5 - \frac{10}{261} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^4 + \frac{40}{957} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^3 - \frac{4}{165} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^2 + \frac{1}{21} \right\} + \frac{1}{495} k^2 \right] \\ f_2(x) &= \frac{d\delta_1}{dx} \left[\left\{ -\frac{104}{4255} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^2 + \frac{32}{345} \frac{\delta_1}{\delta_2} - \frac{25}{207} \right\} + k \left\{ \frac{8}{1425} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^8 - \frac{8}{215} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^5 + \frac{40}{387} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^4 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{40}{261} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^3 + \frac{40}{319} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^2 - \frac{8}{165} \frac{\delta_1}{\delta_2} \right\} \right] + \frac{d\delta_2}{dx} \left[\left\{ \frac{208}{12765} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^3 - \frac{16}{345} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^2 + \frac{1}{3} \right\} \right. \\ &\quad \left. + k \left\{ -\frac{16}{3325} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^7 + \frac{4}{129} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^6 - \frac{32}{387} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^5 + \frac{10}{87} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^4 - \frac{80}{957} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^3 + \frac{4}{165} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^2 + \frac{1}{21} \right\} + \frac{1}{495} k^2 \right] \\ &+ \frac{dk}{dx} \delta_2 \left\{ \frac{8}{9975} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^7 - \frac{4}{645} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^6 + \frac{8}{387} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^5 - \frac{10}{261} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^4 + \frac{40}{957} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^3 - \frac{4}{165} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^2 + \frac{1}{21} + \frac{2}{495} k \right\} \\ &+ \alpha \left(\frac{R_e}{2} \right)^{-1/4} \left(\frac{U_3}{U_0} \right)^{-1/4} \left(\frac{\delta_1}{b_0} \right)^{-1/4} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 f_3(x) = & \frac{d\delta_1}{dx} \left[\left\{ \frac{104}{4255} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^2 - \frac{32}{345} \frac{\delta_1}{\delta_2} \right\} + k \left\{ -\frac{8}{1425} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^6 + \frac{8}{215} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^5 - \frac{4}{43} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^4 + \frac{28}{261} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^3 - \frac{16}{319} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^2 \right\} \right] \\
 & + \frac{d\delta_2}{dx} \left[\left\{ -\frac{208}{12765} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^3 + \frac{16}{345} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^2 + \frac{2}{3} \right\} + k \left\{ \frac{16}{3325} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^7 - \frac{4}{129} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^6 + \frac{16}{215} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^5 - \frac{7}{87} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^4 \right. \right. \\
 & + \left. \left. \frac{32}{957} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^3 + \frac{11}{210} \right\} + \frac{3}{1540} k^2 \right] + \frac{dk}{dx} \delta_2 \left\{ -\frac{8}{9975} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^7 + \frac{4}{645} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^6 - \frac{4}{215} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^5 + \frac{7}{261} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^4 \right. \\
 & - \left. \frac{16}{957} \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^3 + \frac{11}{210} + \frac{3}{770} k \right\} - \frac{d\delta_2}{dx}
 \end{aligned}$$

である。

3. 実験結果および考察

以上の計算を行うには、前報⁽⁵⁾で説明したように、噴流中心面内の速度分布関数に含まれる形状パラメータ k を、各ノズルアスペクト比について求める必要があり、そのためここでは一例として、ノズルアスペクト比が1の場合について、以下の実験を行った。また、拘束噴流は、すでに報告⁽⁴⁾したように、ノズル部の形状や初期乱れ強さの影響をかなり受けるので、ノズル

部の形状は、拘束平板がそのままノズル部の両側面を形式している EN 形に、初期乱れ強さは小さい場合の例として 0.012 に、大きい場合の例として 0.081 に規定して実験を行った。

3-1 噴流中心面内の速度分布 噴流中心面内の速度分布の測定結果を図2に示す。この場合には、噴流中央面よりもむしろ平板近傍での速度が大きくなる、いわゆる、エクセス現象は初期乱れ強さ T_0 や下流位置 x/b_0 にかかわらず見られない。また、 T_0 が小さい場合は、自由乱流と壁乱流との相互作用によって、壁面近傍の流体は、かなりおしのけられている。

次に、噴流中心軸上の速度の下流方向への減衰を図3に示す。図には、比較のために二次元噴流の速度減衰⁽⁷⁾も示してある。 T_0 が小さい場合には、速度の減衰は二次元噴流の場合とほぼ同じ傾向を示すが、 T_0 が大きい場合には、速度の減衰は二次元噴流の場合とは、かなり異なっている。

図2および3から得られる結果をもとに考察すると、 T_0 が小さい場合は、壁面近傍でおしのけられた流体は z^* 方向のほかにも拡散方向にも相当輸送される

(a)

(b)

図2 噴流中心面内の速度分布

図3 噴流中心軸上の速度減衰

図4 δ_1 および δ_2

ものと思われる。そして結果的に速度減衰は、二次元噴流の場合とほぼ同じになる。また、 T_0 が大きい場合は、壁面近傍でおしのけられた流体は、おもに z^* 方向へ輸送され、噴流中央部における流れを加速して、二次元噴流の場合よりも速度減衰を遅らせている。

3.2 境界層厚さおよび形状パラメータ 前報⁽⁵⁾と同様な方法で、噴流が平板に沿って流れる場合の境界層厚さ δ_1 を計算するために、初領域の終わりから下流の、噴流中心軸上の速度減衰を、 $T_0=0.012$ の場合、

$$\frac{U_3}{U_0} = 1.0 + 8.43 \times 10^{-4} \left(\frac{x}{b_0} - 6.0 \right) - 1.80 \times 10^{-3} \left(\frac{x}{b_0} - 6.0 \right)^2 + 4.73 \times 10^{-5} \left(\frac{x}{b_0} - 6.0 \right)^3 \dots (25)$$

で与え、 $T_0=0.081$ の場合、

$$\frac{U_3}{U_0} = 1.0 - 1.75 \times 10^{-2} \left(\frac{x}{b_0} - 4.0 \right) - 5.49 \times 10^{-4} \left(\frac{x}{b_0} - 4.0 \right)^2 + 2.07 \times 10^{-5} \left(\frac{x}{b_0} - 4.0 \right)^3 \dots (26)$$

図5 形状パラメータ

図6 等速度線図 ($T_0=0.012$)

で与える。ここで、初領域長さは、 $T_0=0.012$ の場合は $x/b_0=6.0$ であり、 $T_0=0.081$ の場合は $x/b_0=4.0$ である。これらの式をもとにして算出した δ_1 の計算結果を図4に示す。 $T_0=0.012$ の場合には $x/b_0 > 19.0$ 、 $T_0=0.081$ の場合には $x/b_0 > 17.3$ の領域では、 δ_1 が噴流中央面まで及び、 $\delta_1/b_0=1$ である。

また、自由乱流と壁乱流との相互作用による、相互干渉厚さ δ_2 を図4にあわせて示す。 δ_2 の決定法については前報⁽⁵⁾と同じである。 T_0 が小さい場合、 δ_2 は $6.0 < x/b_0 < 19.0$ の領域では

$$\frac{\delta_2}{b_0} = -7.99 \times 10^{-1} + 2.85 \times 10^{-1} \left(\frac{x}{b_0} \right) - 1.81 \times 10^{-2} \left(\frac{x}{b_0} \right)^2 + 4.23 \times 10^{-4} \left(\frac{x}{b_0} \right)^3 \dots (27)$$

で表され、他の位置では $\delta_1=\delta_2$ である。また、 T_0 が大きい場合は、 δ_2 は実験したすべての領域において $\delta_1=\delta_2$ である。すなわち、 T_0 が大きい場合は、噴流中心面においては、両平板の影響の方が拡散の影響よりも卓越しているため、このような結果になるものと思われる。

次に図2の噴流中心面内の速度分布と図4の δ_1 および δ_2 を用いて、噴流中心面内の速度分布関数 $g(\xi)$ に含まれる形状パラメータ k を求めた結果を図5に示す。ここで、 $T_0=0.012$ の場合、 $6.0 < x/b_0 < 19.0$ の領域では、

$$k = 2.76 - 5.98 \times 10^{-1} \left(\frac{x}{b_0} \right) + 2.28 \times 10^{-2} \left(\frac{x}{b_0} \right)^2 + 5.82 \times 10^{-5} \left(\frac{x}{b_0} \right)^3 \dots (28)$$

図7 等速度線図 ($T_0=0.081$)

図8 a の変化

図9 運動量の変化

で示され、これより下流においては $k \approx 0$ である。また $T_0 = 0.081$ の場合、実験したすべての領域において、 $k \approx 0$ であった。

図4および5からの結果を総合して考察すると、初期乱れ強さが小さい場合は、 $6.0 < x/b_0 < 19.0$ の領域では通常の境界層流れよりもさらにおしのけられ、その結果として k は負の値を示している。よって、この領域までは、まだ両平板の影響は噴流中央面まで及んでいないものと思われる。しかし、この領域を過ぎると図4からもわかるように、 δ_1 および δ_2 は噴流中央面まで達し、両平板の影響が現れて $k=0$ となる。また、 T_0 が大きい場合は、かなり上流から両平板の影響が現れ、すべての領域で $\delta_1 = \delta_2$ であり、 $k=0$ である。

3.3 等速度線図 各下流位置における等速度線図を図6および7に示す。 T_0 にかかわらず、 $x/b_0 = 10$ の位置では噴流中央面よりもむしろ壁面近傍が、速度が大きくなっていることがわかる。しかし下流に進むに従って両平板の影響を受け、その近傍の速度が減衰し、 $x/b_0 = 30$ においては噴流中央面における速度が大きくなる。このことは $T_0 = 0.081$ の場合には著しい。

以上の実験結果をもとに、平板側への噴流幅の拡大を表す変数 a に対する常微分方程式(24)をルンゲ・クッタ・ギル法により解く。なお、初期値については、ノズル出口において、噴流半幅 b がノズルの半幅 b_0 であることを考慮して、 $a=1$ とした。このようにして求めた a の下流方向への変化を図8に示す。

初領域においては、 a は T_0 にかかわらず、約1.2である。したがって、この領域において平板近傍の噴流幅は、噴流中央面よりも約1.2倍だけ大きいことを意味している。また、この領域で a がほぼ一定値をとることは、図2における境界層内の速度分布が、相似なものであることに対応する。

発達領域に進むと a は、しだいに大きくなる。この変化の様子は $T_0 = 0.012$ のほうが大きく、 $T_0 = 0.081$ の場合はあまり大きく変化しない。これは3.1節でも述べたように T_0 の小さいほうが、噴流中心面内でのおしのけは大きく、おしのけられた流体は拡散方向に輸送され、噴流は噴流中央面よりも平板側に、それだけ大きく拡散していることを示している。最大値をとったあと a は、下流に進むに従って減少していく。この領域になると3.1節に示したように相対的に平板間隔は小さくなる。したがって、おしのけられた流れは容易に噴流中央面に達するようになり、その結果、 a は小さくなり噴流中央面の噴流幅と平板近傍の噴流幅は、あまり変わらなくなるものと思われる。

ここで変数 a の変化と、Holdeman-Foss⁽³⁾が報告した二次流れの発生、発達および減衰とは、 T_0 が小さい場合はよく対応している。しかし、 T_0 が大きい場合は、前述したように、相対的にかなり狭い流れ場の中を流れることになるので、拡散が拘束され二次流れが十分に発達しないうちに、減衰が始まっている。

このようにして得られた a をもとにして、噴流中心面内の速度分布関数 $g(\xi)$ および拡散方向の速度分布関数 $f(\eta)$ を用いて、等速度線図を求める。その結果を図6および7に破線で示す。 $T_0 = 0.012$ の場合は、下流位置にかかわらず、また $T_0 = 0.081$ で $x/b_0 = 10$ の場合は、実験結果と計算結果は、かなりよく一致しており、流れをよく表現している。したがって、今後、拘束噴流について、ノズルアスペクト比が異なる流れ場に関する計算を行う場合でも、本論文に示したように、噴流中心面内の速度分布だけを測定すれば、流れ場全体について、ある程度の予測はできるものと思われる。

図6および7に示した等速度線図の実験および計算結果を用いて求めた、運動量の下流方向への変化を図9に示す。 T_0 が小さい場合は、両者はよく一致している。また、 T_0 が大きい場合、 $x/b_0 = 10$ のときは、両者はほぼ一致しているものの、それより下流の領域では、あまりよい一致は見られない。

これらのことを総合して考察すると、 T_0 が小さい場合は、図3に示すように噴流中心軸上の速度減衰は、ほぼ二次元噴流の場合と一致しており、噴流幅も

これに対応し、結果的に噴流中心面内の運動量は、二次元噴流のものとほぼ一致するものと考えられる。また、 T_0 が大きい場合は、噴流中心軸上の速度減衰に対応する噴流幅の増加が少ないために、噴流中央面における運動量は下流方向には、しだいに保存されなくなる。

4. 結 論

拘束噴流に関する研究の一環として、すでに報告した二次元噴流の拡散方向の速度分布関数や、噴流中心面内の速度分布関数を用い、さらに境界層内の噴流幅を示す関数を導入して、運動量積分式により流れ場全体についての近似計算を行った。これと比較するために、一例として、ノズルアスペクト比1の装置を用いて実験を行った。その結果、初期乱れ強さが大きい場合、自由乱流と壁乱流との相互作用のほかに両平板の影響も現れ、噴流の拡散がかなり拘束されるため、計算と実験結果とは、若干、一致しない場合が見られた。しかし、比較的簡単な本近似計算による計算結果

と実験結果は、全体的にほぼ一致すると考えられる。したがって、今後、ノズルアスペクト比が異なる場合でも、噴流中心面内の速度分布のみを与え、本計算の手法を用いると、拘束噴流の流れ場全体にわたっての平均速度場の予測が可能になるものと思われる。

最後に実験装置の製作にご協力いただいた、鹿児島工業高等専門学校、右田務、山下俊一両技官に感謝の意を表す。

文 献

- (1) Foss, J. F. and Jones, J. B., *Trans. ASME, Ser. D*, **90-2**, (1968), 241.
- (2) McCabe, A., *Proc. Inst. Mech. Eng.*, 183-3H (1967-1968), 342.
- (3) Holdeman, J. D. and Foss, J. F., *Trans. ASME, Ser. I*, **97-3** (1975), 342.
- (4) 野崎・ほか2名, 機論, 50-452, B (昭59), 959.
- (5) 中島・ほか2名, 機論, 51-471, B (昭60), 3438.
- (6) 八田・野崎, 機論, 38-314 (昭47), 2593.
- (7) 野崎・ほか3名, 機論, 46-406, B (昭55), 1083.