

火力または原子力発電所より放出される 温 噴 流 の 湾 内 拡 散

林 泰 造*・首 藤 伸 夫**・川 上 克 巳***

1. 緒 言

火力または原子力発電所よりの放出冷却水の湾内拡散の問題は熱汚染の問題として重要な問題となってきた。本研究は前報¹⁾に継続して行なったこの問題の、基礎的な場合についての理論および実験研究である。

前報においては、放水口より放出される温水の温度低下は空中への放熱のみよるとしての計算を行なった。しかし、放水口付近では放出温水の温度低下に対しては、周りおよび下部よりの冷水の混入の影響の方が水面より空中への放熱の影響よりも大きいことが和田博士らの研究からわかってきたので、本報においては、周囲および下部よりの冷水の混入を考慮しての計算を行なう。しかし、数学的な困難さのため、空中への放熱の項は本報の計算においては無視することとする。放熱の項を無視することから生ずる誤差は、水温上昇範囲推定上、安全側の誤差と考えられる。

2. 現象の基本式

発電所放水口より、温度の上昇した冷却水が水面の表層に一定流量で定常的に放出を続けるときの、放流水域内における水の定常流速分布および定常水温分布について考える。前報においては、流れの加速度が無視できるような、放水口からやや距った断面以遠の領域で成り立つ式を取り扱ったので、本報では流れの加速度項と周りおよび下層よりの水の混入が現象に重要な役割をもつ放水口付近について考えてみる。

著者らの行なっている実験の結果（後述）によると、躍層の厚さは水域全体にわたってほぼ一様に拡がると考えてもよいようであるので、躍層の厚さは定数であるとし、また、水温、流速ともに躍層内では深さの方向に一樣であると仮定する。

図-1 のような座標軸をとると、 x 方向の運動方程式は

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \epsilon \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \dots\dots\dots (1)$$

ここに ϵ は拡散係数であり、 x 方向の $\epsilon(\partial^2 u / \partial x^2)$ 、 x 方

図-1 考える水域と座標軸

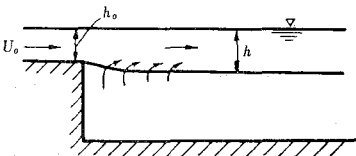
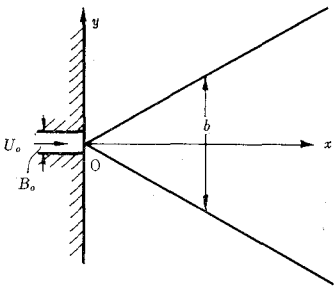
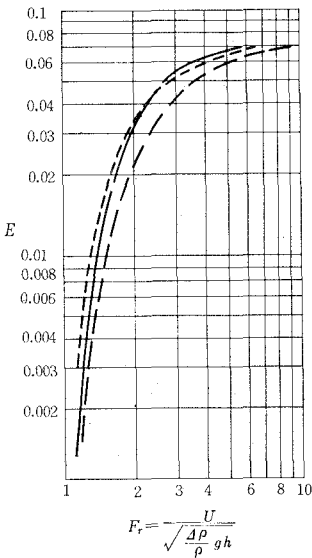


図-2 連行係数 (Ellison-Turner の論文より)



向の圧力勾配項 $-(1/\rho)\partial p/\partial x$ および躍層面に働くせん断力 τ はいずれも $\epsilon(\partial^2 u / \partial y^2)$ にくらべて小さいとして無視してある。

一方、表層の運動に伴って躍層面を通して下部の冷水は表層中に連行されるから、このことを考慮すると、連

* 正員 工博 中央大学教授 理工学部土木工学科
** 正員 中央大学助教授 同
*** 正員 中央大学助手 同

統方程式はつぎのように書かれる。

$$h\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) = Eu$$

ここに E は連行係数で、2次元の場合の E の値については Ellison-Turner の研究²⁾がある。彼らの実験結果によると、 E の値は内部波 Froude 数 F_r の関数となつて、図-2 のようになる。この実験結果を3次元の場合にも適用する。図-2 の関係を

$$E = E\left(\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho} gh}\right) \dots\dots\dots (2)$$

と記せば、連統方程式は

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{1}{h} E\left(\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho} gh}\right) \cdot u \dots\dots\dots (3)$$

となる。ただし、 $\Delta\rho$ は水温上昇 θ に対する水の密度変化である。放出口における水温上昇および水の密度変化をそれぞれ θ_0 および $(\Delta\rho)_0$ とすれば、

$$\Delta\rho = \frac{\theta}{\theta_0} (\Delta\rho)_0$$

であるから、 E はつぎのように書き直される。

$$E = E\left(\frac{U_0}{\sqrt{\frac{(\Delta\rho)_0}{\rho} gh}} \sqrt{\frac{\theta_0}{\theta}} \frac{u}{U_0}\right) = E\left(F_{r0} \cdot \sqrt{\frac{\theta_0}{\theta}} \frac{u}{U_0}\right) \dots\dots\dots (4)$$

ただし F_{r0} は放出口における内部波の Froude 数、 U_0 は放出口における流速である。いま、式(4)の関係、したがって図-2の関係を、 $0 \leq F_{r0} < \text{約} 3$ の範囲内で近似的に

$$E = \alpha \cdot \left[F_{r0} \cdot \sqrt{\frac{\theta_0}{\theta}} \frac{u}{U_0}\right]^4$$

とおけば、式(3)は

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{1}{h} \alpha F_{r0}^4 \frac{\theta_0^2}{U_0^4} \cdot \frac{u^5}{\theta^2}$$

ところで、 αF_{r0}^4 は明らかに Froude 数 F_{r0} に対する連行係数であるから、それを E_0 と記せば、上式はつぎのように書き直される。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{1}{h} E_0 \frac{\theta_0^2}{U_0^4} \cdot \frac{u^5}{\theta^2} \dots\dots\dots (5)$$

つぎに、拡散方程式は

$$\frac{\partial(u\theta)}{\partial x} + \frac{\partial(v\theta)}{\partial y} = K \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \dots\dots\dots (6)$$

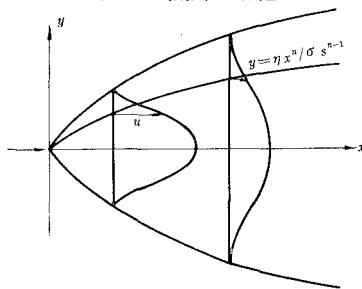
ここに、 θ は既述のように水温の上昇高、 K は温度拡散係数である。上式においては、 x 方向の熱拡散項 $K \partial^2 \theta / \partial x^2$ が y 方向の熱拡散項 $K \partial^2 \theta / \partial y^2$ にくらべて無視され、また、水表面から空中への放熱の項 $K_a \theta$ は無視されている。

式(1)、(5)および(6)の3式が所要の基本式となる。

3. 流速分布の相似性ならびに水温分布の相似性の仮定

流速比値 u/u_m および v/u_m の y 方向の分布形状はす

図-3 相似性の仮定



べて相似であると仮定する(図-3)。また、水温比値 θ/θ_m の y 方向の分布形状も同様にすべて相似であると仮定する。そして、 u, v および θ をつぎのようにおく。

$$\left. \begin{aligned} u &= U_s \cdot \left(\frac{x}{s}\right)^p F(\eta) \\ v &= \frac{1}{\sigma} U_s \cdot \left(\frac{x}{s}\right)^p G(\eta) \\ \theta &= \theta_s \cdot \left(\frac{x}{s}\right)^r T(\eta) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

ここに

$$\eta = \sigma s^{n-1} \frac{y}{x^n} \dots\dots\dots (8)$$

で、 p, r, n および σ は今後定めるべき未定の定数、 s は同じく後に求むべき基準距離、 U_s および θ_s はそれぞれ $x=s$ における、噴流中心線上の、流速および温度である。明らかに、

$$\left. \begin{aligned} F(0) &= 1, F'(0) = 0 \\ T(0) &= 1, T'(0) = 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

であり、 $F(\eta)$ および $T(\eta)$ は偶関数、 $G(\eta)$ は奇関数である。

また、拡散係数 ϵ および熱拡散係数 K を噴流の拡散理論で普通仮定されるように、

$$\left. \begin{aligned} \epsilon &\sim \text{const.} \times bu_m \\ K &\sim \text{const.} \times bu_m \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9.a)$$

と仮定する。ところで b は式(8)から明らかに

$$b \propto x^n \dots\dots\dots (9.a)$$

よって、式(9.a)から

$$\left. \begin{aligned} \epsilon &= \epsilon_s \cdot \left(\frac{x}{s}\right)^n \frac{u_m}{U_s} \\ K &= K_s \cdot \left(\frac{x}{s}\right)^n \frac{u_m}{U_s} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (11)$$

と書かれる。ただし、 ϵ_s および K_s は $x=s$ におけるそれぞれ ϵ および K の値である。

式(7)および(11)を(1)の各項に代入すると、

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} &= U_s^2 \frac{1}{s} \left(\frac{x}{s}\right)^{2p-1} (pF - nF'\eta) \\ v \frac{\partial u}{\partial y} &= U_s^2 \frac{1}{s} \left(\frac{x}{s}\right)^{2p-n} F' \\ \epsilon \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} &= \epsilon_s U_s \frac{1}{s^2} \left(\frac{x}{s}\right)^{n+p+p-2n} \sigma^2 F'' \end{aligned}$$

よって、これらの3項が x について同じ程度の大さであ

るためには、未定定数 p と n との間につきの関係が成り立たねばならない。

$$2p-1=2p-n=n+p+p-2n \dots\dots\dots (12)$$

同様に、(5) および (6) から、それぞれ、

$$p-1=p-n=5p-2r \dots\dots\dots (12\cdot a)$$

$$p+r-1=p+r-n=n+p+r-2n \dots\dots\dots (12\cdot b)$$

をうる。式 (12)~(12・b) から n, p および r はつぎのように定められる。

$$\left. \begin{aligned} n &= 1 \\ p &= -\frac{1}{2} \\ r &= -\frac{1}{2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

よって、式 (7) および (8) から

$$\left. \begin{aligned} u &= U_s \cdot \left(\frac{x}{s}\right)^{-1/2} F(\eta) \\ v &= \frac{1}{\sigma} U_s \cdot \left(\frac{x}{s}\right)^{-1/2} G(\eta) \\ \theta &= \theta_s \cdot \left(\frac{x}{s}\right)^{-1/2} T(\eta) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

$$\eta = \sigma \frac{y}{x} \dots\dots\dots (15)$$

をうる。式 (14) を (1), (5) および (6) に代入すれば、それらの3式よりそれぞれ次式をうる。

$$\frac{U_s s}{\epsilon_s \sigma^2} \left[-\frac{1}{2} F^2 - FF' \eta + GF' \right] = F''$$

$$-\frac{1}{2} F - F' \eta + G' = E_s \frac{s}{h} \cdot \frac{F^5}{T^2}$$

$$\frac{U_s s}{K_s \sigma^2} [-FT - (FT)' \eta + (GT)'] = T''$$

これまでは式 (8) の σ , したがって (15) の σ は任意の定数であったが、ここで

$$\sigma = \sqrt{\frac{U_s s}{\epsilon_s}} \dots\dots\dots (15\cdot a)$$

と選び、また

$$E_s s / h = M \dots\dots\dots (15\cdot b)$$

とおけば、上の3式はそれぞれつぎのようになる。

$$-\frac{1}{2} F^2 - FF' \eta + GF' = F'' \dots\dots\dots (16)$$

$$-\frac{1}{2} F - F' \eta + G' = M \frac{F^5}{T^2} \dots\dots\dots (17)$$

$$\frac{\epsilon_s}{K_s} - FT - (FT)' \eta + (GT)' = T'' \dots\dots (18)$$

4. F, G, T の計算

式 (16), (17) および (18) を満たすような F, G および T の関数形の決定を行なう。

式 (9) を考慮して、 F, G, T をつぎのように仮定する。

$$\left. \begin{aligned} F(\eta) &= 1 + a_2 \eta^2 + a_4 \eta^4 + a_6 \eta^6 + \dots\dots \\ G(\eta) &= b_1 \eta + b_3 \eta^3 + b_5 \eta^5 + b_7 \eta^7 + \dots\dots \\ T(\eta) &= 1 + c_2 \eta^2 + c_4 \eta^4 + c_6 \eta^6 + \dots\dots \end{aligned} \right\} \dots\dots (19)$$

これらをまず式 (16) に代入し、両辺の $\eta^0, \eta^2, \eta^4, \eta^6, \dots\dots$ の各係数同志を等しいとおけば、

$$\left. \begin{aligned} \eta^0 : -\frac{1}{2} &= 2a_2 \\ \eta^2 : -3a_2 + 2a_2 b_1 &= 12a_4 \\ \eta^4 : -\frac{5}{2}(2a_4 + a_2^2) + 2(a_2 b_3 + 2a_4 b_1) &= 30a_6 \\ \eta^6 : -7(a_6 + a_2 a_4) + 2(3a_6 b_1 + 2a_4 b_3 + a_2 b_5) &= 56a_8 \\ \dots &\dots\dots \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (20)$$

同様に、式 (17) から、

$$\left. \begin{aligned} \eta^0 : -\frac{1}{2} + b_1 &= M \\ \eta^2 : -\frac{5}{2}a_2 + 3b_3 &= M(5a_2 - 2c_2) \\ \eta^4 : -\frac{9}{2}a_4 + 5b_5 &= M(3c_2^2 - 2c_4 - 10a_2 c_2 \\ &\quad + 5a_4 + 10a_2^2) \\ \eta^6 : -\frac{13}{2}a_6 + 7b_7 &= M[-2(c_6 - 3c_2 c_4 + 2c_2^3) \\ &\quad + 5a_2(3c_2^2 - 2c_4) - 10c_2(a_4 + 2a_2^2) \\ &\quad + 5(a_6 + 4a_2 a_4 + 2a_2^3)] \\ \dots &\dots\dots \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (21)$$

同様に式 (18) から、

$$\left. \begin{aligned} \eta^0 : \frac{\epsilon_s}{K_s} (-1 + b_1) &= 2c_2 \\ \eta^2 : 3 \frac{\epsilon_s}{K_s} (-a_2 - c_2 + b_3 + b_1 c_2) &= 12c_4 \\ \eta^4 : 5 \frac{\epsilon_s}{K_s} (-c_4 - a_2 c_2 - a_4 + b_1 c_4 + b_3 c_2 + b_5) &= 30c_6 \\ \dots &\dots\dots \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (22)$$

このようにして課せられた関係式 (20)~(22) は、 $b_1, a_2, c_2, \dots\dots$ と逐次に簡単にとけて、 $\epsilon_s = K_s$ の場合には、

$$\left. \begin{aligned} b_1 &= \frac{1}{2} + M \\ a_2 &= -\frac{1}{4} \\ c_2 &= -\frac{1}{4}(1 - 2M) \\ b_3 &= -\frac{5}{24} \left(1 + \frac{6}{5}M + \frac{8}{5}M^2 \right) \\ a_4 &= \frac{1}{24}(1 - M) \\ c_4 &= \frac{1}{24} \left(1 - \frac{9}{2}M + M^2 \right) \\ b_5 &= \frac{3}{80} \left(1 + \frac{2}{3}M + \frac{32}{9}M^2 + \frac{32}{9}M^3 \right) \\ a_6 &= -\frac{17}{2880} \left(1 - \frac{40}{17}M \right) \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} c_0 &= -\frac{17}{2880} \left(1 - \frac{137}{17} M + \frac{56}{17} M^2 - \frac{4}{17} M^3 \right) \\ &\dots \dots \dots \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (23)$$

をうる。なお、 $M=E_s s/h$ の値の大きさは、 E の値 (図-2) からみて、実用的な Froude 数の範囲 ($0 < Fr < \text{約} 5$) においては、当然 $0 < M < 1$ である。

5. 定数 U_s, θ_s および s の決定

式 (14) における F, G, T の関数形も定められたので、最後に残されていることは式 (14) の中の定数 U_s, θ_s および s の決定である。

U_s, θ_s の決定 $x=x$ の断面を通過する噴流のもつ全運動量を J とすれば、

$$J = h \int_{-\infty}^{\infty} \rho u^2 dy$$

であるが、これは放水口より放出される運動量 $h_0 \rho U_0^2 B_0$ に等しくなければならない。ただし、 h_0 は放水口における水路水深、 U_0 は放出口における流速、 B_0 は放出口幅である。したがって、

$$h \int_{-\infty}^{\infty} \rho u^2 dy = h_0 \rho U_0^2 B_0 \dots \dots \dots (24)$$

上式左辺の u に (14) の第1式を代入し、また、 ρ はこの場合近似的には定数と考えても十分差し支えないことを考慮すれば、上式は

$$h \rho U_s^2 s \frac{\beta_1}{\sigma} = h_0 \rho U_0^2 B_0 \dots \dots \dots (25)$$

となる。ただし

$$\beta_1 = \int_{-\infty}^{\infty} F^2(\eta) d\eta \dots \dots \dots (25 \cdot a)$$

よって式 (25) から U_s がつぎのように求められる。

$$U_s = \sqrt{\frac{h_0}{h} \frac{\sigma}{\beta_1} \frac{B_0}{s}} U_0 \dots \dots \dots (26)$$

つぎに、 $x=x$ の断面を通過する噴流の運ぶ全熱量を W とすれば、

$$W = h c_p \int_{-\infty}^{\infty} \rho \theta u dy \dots \dots \dots (27)$$

ここに c_p は水の定圧比熱である。この全熱量は放出口より放出される全熱量 $h_0 c_p \rho \theta_0 U_0 B_0$ に等しくなければならない。ただし、 θ_0 は放出口における温度上昇高である。したがって、

$$c_p h \int_{-\infty}^{\infty} \rho \theta u dy = c_p h_0 \rho \theta_0 U_0 B_0 \dots \dots \dots (28)$$

上式左辺の u および θ に式 (14) を代入すると、上式は

$$h \rho \theta_s U_s s \frac{\beta_2}{\sigma} = h_0 \rho \theta_0 U_0 B_0 \dots \dots \dots (29)$$

となる。ただし、

$$\beta_2 = \int_{-\infty}^{\infty} T(\eta) F(\eta) d\eta \dots \dots \dots (29 \cdot a)$$

よって、式 (29) の U_s に式 (26) を代入すると、式 (29) から θ_s がつぎのように求められる。

$$\theta_s = \sigma \frac{\sqrt{\beta_1}}{\beta_2} \sqrt{\frac{h_0}{h} \frac{B_0}{s}} \theta_0 \dots \dots \dots (30)$$

このようにして求められた U_s および θ_s を式 (14) に代入することにより、 u, θ はつぎのように定められる。

$$u = \sqrt{\frac{h_0}{h} \frac{\sigma}{\beta_1}} U_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{x/B_0}} F(\eta) \dots \dots \dots (31)$$

$$\theta = \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2^2} \frac{h_0}{h}} \sigma \theta_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{x/B_0}} T(\eta) \dots \dots \dots (32)$$

s の決定 噴流の仮想原点を図-1の原点にとり、ここに流量 $Q=B_0 h_0 U_0$ 、運動量 $J=\rho U_0^2 B_0 h_0$ 、熱量 $W=c_p \rho U_0 \theta_0 B_0$ を放出する点源があると考え。したがって、理論上は点0における u は ∞, θ も ∞ 、その代りに噴流の幅は0と考える。 U_s は噴流の中心線上 $x=s$ における流速であるから、中心線上で $u=U_0$ となるような距離 s を求めると、 s は式 (26) から、

$$U_0 = \sqrt{\frac{h_0}{h} \frac{\sigma}{\beta_1} \frac{B_0}{s}} U_0$$
$$\frac{s}{B_0} = \left(\frac{h_0}{h} \frac{1}{\beta_1} \right)^2 \frac{U_0 B_0}{\epsilon_0} \dots \dots \dots (33)$$

をうる。ただし、 ϵ_0 はこのような距離 s における ϵ の値である。

式 (31)、(32) および (33) により計算を行なうためには、 β_1, β_2 の値が必要である。式 (23) で求められた係数をもつ級数 (19) は $\eta > 1.5$ 程度に対して収束がわるく、式 (25・a) および (29・a) を用いるとき、精密な計算は目下進行中であるが、かなり大ざっぱな近似によれば、

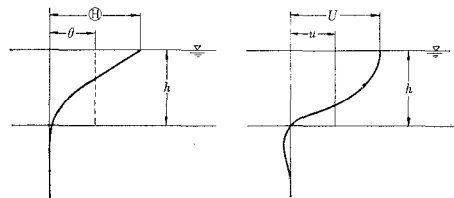
$$\left. \begin{aligned} \beta_1 &= \frac{32}{15} \\ \beta_2 &= \frac{32}{15} \left(1 + \frac{M}{2} \right) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (34)$$

と求められる。

6. 躍層内の深さ方向平均値を用いての表現から水面における値についての表現への書き直し

前節までの u, v および θ はすべて躍層内の深さ方向についての平均値 (図-4) についてたてられたものであるが、それらを表面流速 U, V および Θ で書き直すことつぎようになる。

図-4 z 方向の変化



$$\left. \begin{aligned} U &= \frac{m_1}{\beta_1} \sqrt{\frac{h_0}{h}} \frac{U_0 B_0}{\varepsilon_0} U_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{x/B_0}} F(\eta) \\ V &= \frac{m_1}{\beta_1} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{U_0 B_0}} \frac{h}{h_0} U_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{x/B_0}} G(\eta) \\ \textcircled{\text{H}} &= \frac{m_2}{\beta_2} \frac{h_0}{h} \sqrt{\frac{U_0 B_0}{\varepsilon_0}} \theta_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{x/B_0}} T(\eta) \end{aligned} \right\} \dots (35)$$

ここに,

$$\eta = \sigma \frac{y}{x} \dots (36)$$

$$\sigma = \frac{U_0 B_0}{\varepsilon_0} \frac{h_0}{h} \frac{1}{\beta_1} \dots (37)$$

ただし,

$$\left. \begin{aligned} m_1 &= U/u \\ m_2 &= \textcircled{\text{H}}/\theta \end{aligned} \right\} \dots (38)$$

である。

7. 実 験

実験は前報におけると同じように、室内の平面水槽 (12 m × 5.6 m × 0.5 m) を使用して行なった。短い方の辺の中央に放水口 (5.3 cm × 5.3 cm) をつくり、計量計温された温水を放出口より定常的に放出させる。平面水槽内水深はすべての実験において 45 cm とし、放水口敷面を水槽底面より高さ 40 cm のところにとりつけた。したがって、放水口天端は水槽水面とほとんど一致する。放出流量は多くの場合 0.19 l/s とした。

水槽内の水温測定は 50 本のサーミスターにより、これをいずれもデータ・ロガーに連結した。

流速の測定は、放水口に投入した色素の拡がりを実真的に記録することにより行なった。

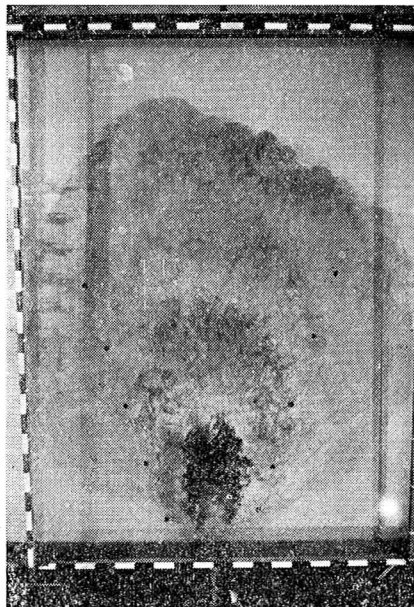
色素が放水口から遠ざかる方向に動く深さを直接読み取り法により測定し、それをもって躍層の厚さとした。また、 $x=x$ の断面において、同じく色素が放水口から遠ざかる方向に動く y 方向の範囲の限界を直接読みとることによって噴流の拡がり幅 b を測定した。

8. 実験結果

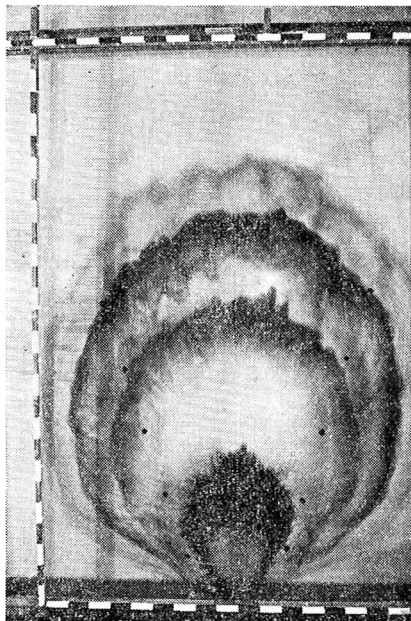
噴流の拡がりの状況 写真—1 および 2 は、それぞれ $\theta_0=7.5^\circ\text{C}$, $Q=0.19\text{ l/s}$, $F_r=2.6$ および $\theta_0=28^\circ\text{C}$, $Q=0.19\text{ l/s}$, $F_r=1.4$ の場合の拡がりの状況を示すものである。

周囲の水の連行の状況 写真—3 および 4 はそれぞれ写真—1 および 2 の場合における下部冷水の連行の状況を示すものである。放水口を四角く囲んであらかじめ色素筋のすだれを鉛直に垂らしておくと、それらの頭部は表層温水の流れによって流され消失するが、下部は流れがないのでそのまま留っており、また、躍層のすぐ下方では、放出口のごく近くでの噴流の連行力により逆に引張られて放出口の方向に向っている状況が見られる。この両写真を比較すると、明らかに写真—3 の場合の方が

写真—1 拡散の状況 ($Q=0.19\text{ l/s}$, $\theta_0=7.5^\circ\text{C}$, $F_r=2.6$ の場合)



写真—2 拡散の状況 ($Q_0=0.19\text{ l/s}$, $\theta_0=28^\circ\text{C}$, $F_r=1.4$ の場合)



写真—4 の場合よりも噴流の連行力は大きい。

流速および水温上昇の横断方向分布 図—5 は、写真—1 の場合 ($\theta_0=7.5^\circ\text{C}$, $F_r=2.6$) における流速および水温上昇の各比値 (中心線上の値を各 1 とする) の横断方向の分布形状を、無次元化した横軸 η について図示したものである。図中の実線は (19) の級数において η^6 の項までをとって計算したもの、破線は η^8 の項までをとって計算したものである。 σ は式 (37) で与えられるが、

写真-3 下部冷水連行の状況(写真-1の場合)

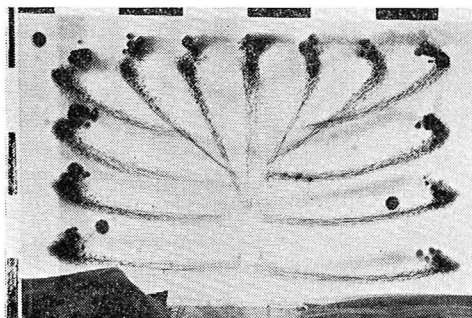
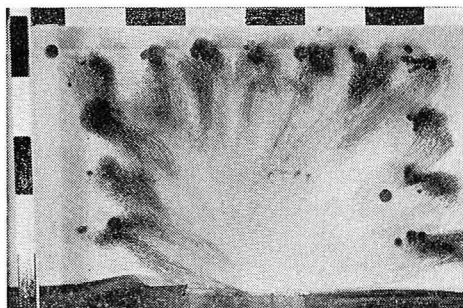
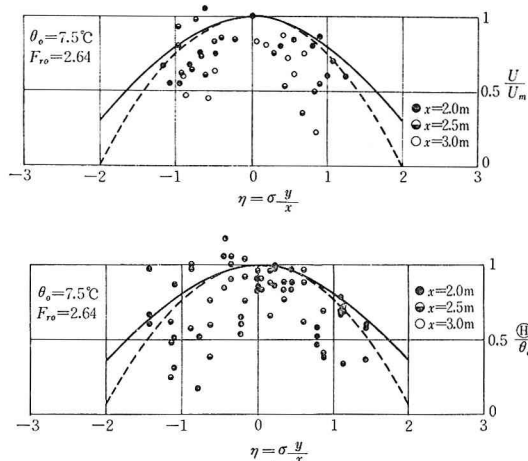
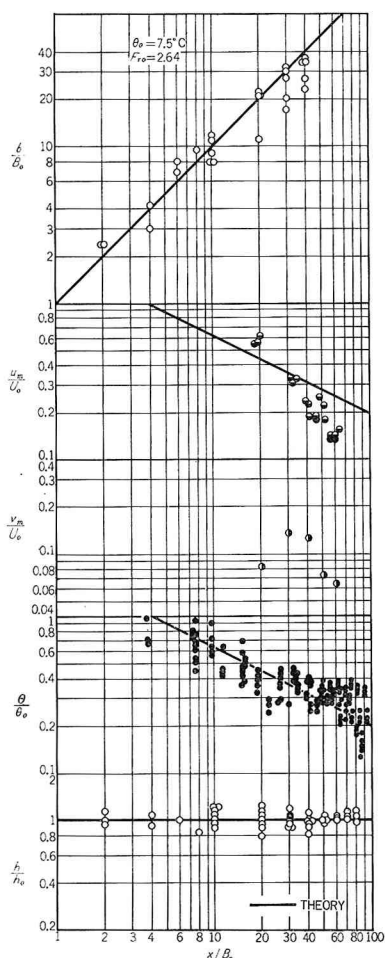


写真-4 下部冷水連行の状況(写真-2の場合)

図-5 流速および水温の y 方向の変化

ϵ_0 は、正確には、実験で定められるべき定数であるので、 σ もまた実験から定められるべき定数となっていると考えて、図-5 においては、実験値が理論曲線とできるだけ合ってくるように σ の値を定めた。その σ の値は 2.2、またこの σ の値に対する ϵ_0 は (37) により $\epsilon_0 = 8.6 \text{ cm}^2/\text{s}$ となり、係数を大き目にとった 4/3 乗法則 $\epsilon = 0.09 L^{4/3}$ により計算される値 ($L \sim 4 B_0 = 21.2 \text{ cm}$ に対して $5.2 \text{ cm}^2/\text{s}$) よりもさらにいくらか大きい。

噴流諸値の縦方向分布 図-6 は 図-5 と同じ場合 ($\theta_0 = 7.5^\circ\text{C}$, $F_r = 2.6$) の噴流中心線縦方向分布を示したものである。図-5 において計算された σ の値、したがって ϵ_0 の値を使用して、式 (35) により計算したものが

図-6 噴流諸値の x 方向の変化

U_m/U_0 および θ_m/θ_0 の実線である。ただし、 $m_1 = 2$, $m_2 = 2$ とした。

U の変化は、実験では明らかに x の -1 乗で変化しており、理論 ($-1/2$ 乗) はこれと合っていない。しかし、水温における理論と実験の一致の度合は一応満足しうるものである。 v の測定は精度が不十分であったので、実験をもっと補足しなければ今のところ理論と比較することはできない。噴流の拡がり幅は x の 1 乗に比例しており、理論とよく一致している。

9. 結 論

本報においてひとまず導いた近似理論は、未だ多くの不完全な点を含んでいるが、このような解法がこの問題の今後の理論的解法への糸口を与えるものとなりうれば幸である。

この理論のまず改良すべき点は、運動方程式 (1) への $-(1/\rho)\partial p/\partial x$ および躍層下面に作用する τ の導入である。拡散係数 ϵ を $\epsilon = \text{const.}$ あるいは、通常の噴流理論におけるように $\epsilon = \text{const.} \times bu_m$ と考えることの妥

当性についてもさらに今後の検討を要する。

このように、本報の理論は u についてはかなり不完全なものであるが、 θ については実用上有用な表現式を与えているように思われる。ただし、この場合、 ε の数値としては従来考えられていた値よりはいくらか大き目の値をとる必要がでてくるが、恐らくはこれは u に対する理論上の不備の一つのしわ寄せによるものと思われる。

しかし、この理論と実験の両者より、実用上重要な Froude 数の範囲 ($0 < Fr < 5$ 程度) においては、 θ は x の $1/2$ 乗またはそれに近いべき乗に逆比例して低減することはほぼ確からしいことのように思われる。また、行なった多くの実験結果から、噴流軸上の u は x の 1 乗

またはそれに近いべき乗に逆比例して低減することも同様にほぼ確からしいことのように思われる。

付 記：本研究の実験に絶えず熱心に協力された昭和 42 年度卒業論文学生 小沢拓夫、小林克武、榛 力、西野 勇の 4 君および昭和 43 年度卒業論文学生雨宮良直、岡本 肇、金 国昭、高石幸次郎、松本英二の 5 君に謝意を表する。

引用文献

- 1) 林 泰造・首藤伸夫・川上克巳：火力発電所よりの放出冷却水の湾内拡散について，第 13 回海岸工学講演会講演集，昭和 41 年，pp. 302-311.
- 2) T.E. Ellison-J.S. Turner : Turbulent entrainment in stratified flows, Journ. of Fluid Mech., Vol. 6, 1959, p. 423.