

水中放流方式による温排水の水溫低減化に関する研究

片 野 尚 明*・河 村 博 美**・和 田 明***

1. ま え が き

火力、原子力発電所からの温排水放出に伴う前面海域における水温上昇の低減対策として、水中放流方式が有効と見なされつつある。この放流方式は、水中に潜らせた放水口から比較的高流速（放出内部フルード数が大きい）で温水を噴出させることにより、周囲の冷水との混合稀釈を促進させて、温排水が水面に到達するまでの過程で水温の低下を計るものである。すなわち、放水口近傍領域（near-field）における周囲水の連行加入現象（entrainment）に期待する方式である。したがって、放水口の形状や寸法、放出流速や放出向き、および水深や陸地境界などが重要な支配因子となる。

筆者らは、先に、周囲水の条件としてもっとも基本的段階である一様密度を有する静止水域、および一様密度で一方向の定常的な流れのある水域を対象にして、水中放流方式としてもっとも単純な単一水平放流管による温水噴流の拡散現象に対する実験的検討^{1),2)}を種々行ってきた。また、理論的検討³⁾としては静止水域における水平温水噴流を対象にして、連行加入係数が噴流の拡散過程内で変化するモデルを用いて数値解析を実施し、その解析結果が実験結果に良好な一致を見ることが示した。

本報告においては、周囲水の流れおよび放出向きの効果を取り入れた Hirst⁴⁾が提案した連行加入関数に基づいた数値モデルを用いて、流れ水域中における種々の放出向きに対する温水噴流の数値解析を実施し、水理実験結果と比較検討を行なった。また、温水噴流の拡散におよぼす水面および底面境界の影響を明らかにするために、それらの影響を考慮した水理実験を行なって、重力噴流理論に基づく本数値解析結果の適用限界について考察を加えたものである。

2. 流れ水域中における温水噴流の数値モデル

図-1 に示すように、一様密度で一方向の定常的な流

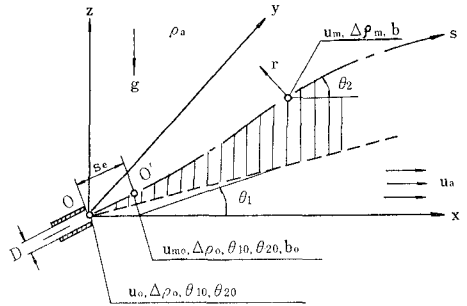


図-1 記号の説明図

れが存在する無限水域中に、温水噴流を任意の向きで放出する場合を考える。支配方程式の誘導に当っては、一般に用いられている Boussinesq の近似や静水圧近似のほかには次のような仮定を設ける。

i) 密度変化は温度変化のみに依存し、温度変化に対して一次比例をするものとする。

$$\rho = \rho_a [1 - \beta(T - T_a)] \dots\dots\dots (1)$$

ただし、 β は体積膨張率で $\beta = -(\partial \rho / \partial T) / \rho_a$ 、 ρ 、 T は噴流内の密度および温度、 ρ_a 、 T_a は周囲水の密度および温度である。したがって次式の関係が成り立つ。

$$\frac{\rho - \rho_a}{\rho_0 - \rho_a} = \frac{T - T_a}{T_0 - T_a} = \frac{\Delta T}{\Delta T_0} \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 ρ_0 、 T_0 は放水密度および放水温度である。上式の右辺を温度低減率と名付ける。

ii) 噴流は軸対称であり、流速および密度差に対してはガウス型の相似分布形を仮定し、噴流流速と周囲流速成分とは重ね合わせができるものとする。

$$\left. \begin{aligned} u &= \Delta u_m \exp \{-(r/b)^2\} + u_a \cos \theta_1 \cos \theta_2 \\ \rho &= \Delta \rho_m \exp \{-(r/\lambda b)^2\} + \rho_a \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

ただし、 $\Delta u_m = u_m - u_a \cos \theta_1 \cos \theta_2$

ここに、 Δu_m 、 $\Delta \rho_m$ ：噴流中心軸における噴流のみの流速および周囲水との密度差、 u_a ：周囲水の流速、 θ_1 ： x - y 平面に投影される噴流中心軸 s と x 軸とのなす角度、 θ_2 ： s 軸と x - y 平面とのなす角度、 b ：噴流の特性幅（ $= \sqrt{2} \sigma$ 、 σ ：ガウス分布の標準偏差）、 λ^2 ：乱流シュミット数

* 正会員 電力中央研究所土木技術研究所

** 電力中央研究所土木技術研究所

*** 正会員 工博 電力中央研究所土木技術研究所

このような仮定に基づいて、質量、運動量および熱量の保存方程式を s 軸に法線方向の r に関して積分し、適当な境界条件を考慮して整理すれば、温水噴流の支配方程式は最終的に次のようになる。

$$\frac{d}{ds'} \left(\frac{vb^2}{2} \right) = E \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{ds'} \left(\frac{v^2 b^2}{4} \right) &= Eu_a \cos \theta_1 \cos \theta_2 \\ &+ \frac{\Delta \rho_m}{\rho_a} \frac{\lambda^2 b^2}{2} g \sin \theta_2 \quad \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

$$\frac{d\theta_1}{ds'} = \frac{4Eu_a \sin \theta_1}{(v^2 b^2 - E^2) \cos \theta_1} \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\theta_2}{ds'} &= \frac{4}{(v^2 b^2 - E^2)} \left(\frac{\Delta \rho_m}{\rho_a} \frac{\lambda^2 b^2}{2} g \cos \theta_2 \right. \\ &\left. - Eu_a \cos \theta_1 \sin \theta_2 \right) \quad \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{ds'} \left[\frac{\lambda}{\lambda^2 + 1} \frac{\Delta \rho_m b^2}{4} \{ v + (\lambda^2 - 1) u_a \cos \theta_1 \sin \theta_2 \} \right] \\ = 0 \quad \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

ただし、 $s' = s - s_e$ で、 s_e は流れの確立領域の長さであり、 v は噴流速度と周囲水の流速を重ね合わせたもので次式で表わす。

$$v = \Delta u_m + 2u_a \cos \theta_1 \cos \theta_2 \quad \dots\dots\dots (9)$$

E は連行加入量で Hirst が提案した次式を用いる。

$$\begin{aligned} E &= \left(a_1 + \frac{a_2}{F_{rL}^2} \sin \theta_2 \right) \left[b |u_m - u_a \cos \theta_1 \cos \theta_2| \right. \\ &\left. + a_3 u_a b \sqrt{1 - (\cos \theta_1 \cos \theta_2)^2} \right] \quad \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

ここに、 a_1 、 a_2 および a_3 は実験的に定める係数であり、 F_{rL} は局所内部フルード数を示し、 $F_{rL} = u_m (g \Delta \rho_m b / \rho_a)^{-1/2}$ である。

また、噴流径路の座標系は次式で表わすことができる。

$$\left. \begin{aligned} d(x - x_e)/d(s - s_e) &= \cos \theta_1 \cos \theta_2 \\ d(y - y_e)/d(s - s_e) &= \sin \theta_1 \cos \theta_2 \\ d(z - z_e)/d(s - s_e) &= \sin \theta_2 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (11)$$

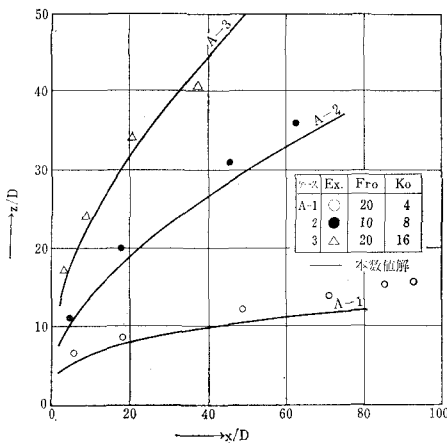
ここに、 x_e 、 y_e および z_e はそれぞれ x 、 y および z 座標軸における流れの確立領域の長さである。

以上の関係式を計算の出発点である O' 点 (図-1 参照) の初期条件を考慮に入れて無次元化を施し、適当な実験係数を設定して初期の放出角度 θ_{10} 、 θ_{20} 、放出内部フルード数 F_{r0} 、流速比 $K_o (=u_o/u_a, u_o$: 放出流速) をパラメータにして数値解析を実行する。

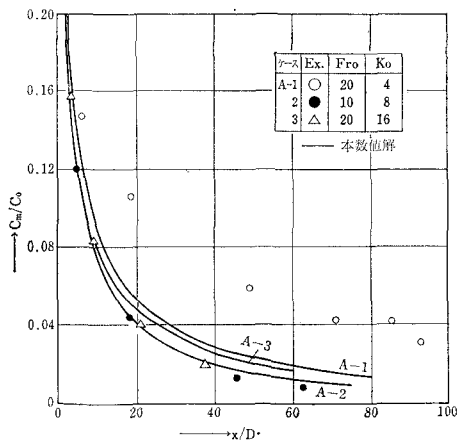
3. 数値計算結果と実験結果との比較

式 (10) に示した連行加入量を定める実験係数 a_1 および a_2 については、静止水域中における水平温水噴流に関する数値計算結果と実験結果との比較から、 $\lambda=1.0$ において $a_1=0.057$ 、 $a_2=0.5$ と定めた。残りの係数 a_3 については、流れのある周囲流体中に放出される重力噴流の実験結果と比較検討して決定することにする。数値計算は流れに対して鉛直上向きに放出する場合 (ケース A と名付け、Fan⁹⁾ の実験値を用いる)、流れに沿う方向に放出する場合 (ケース B) および流れを横切る方向に放出する場合 (ケース C) について実施した。

これらの 3 種類の放出向きに対する噴流径路および噴流中心軸における温度低減率 (または濃度低減率) に関する数値解析結果と実験値を比較したものが図-2、図-3 および図-4 である。図中には計算条件 (実験条件) も合わせて示す。数値解は実験結果にほぼ良い一致を見る。しかし、温度低減率に対しては、流れのシア作用が強いと見なされる Case A-1、C-1 および C-2 において実験値を下回る結果を示している。このことは、流速、温度分布形の相似性の仮定および Hirst の提案した連行



(a) 噴流の径路



(b) 噴流中心軸における濃度低減率

図-2 流れに対して鉛直上向きに放出した場合 ($\theta_{10}=0$, $\theta_{20}=\pi/2$) の実験値と数値解との比較

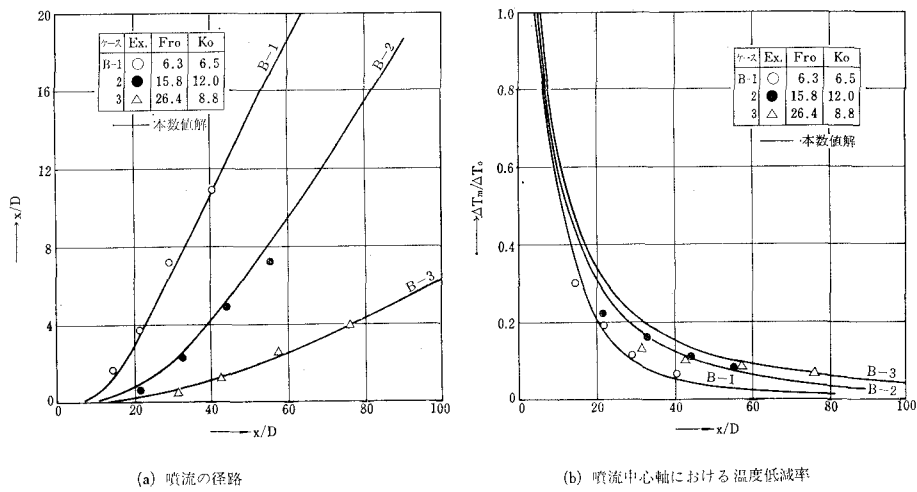


図-3 流れに沿う方向に水平放出した場合 ($\theta_{10}=0, \theta_{20}=0$) の実験値と数値解との比較

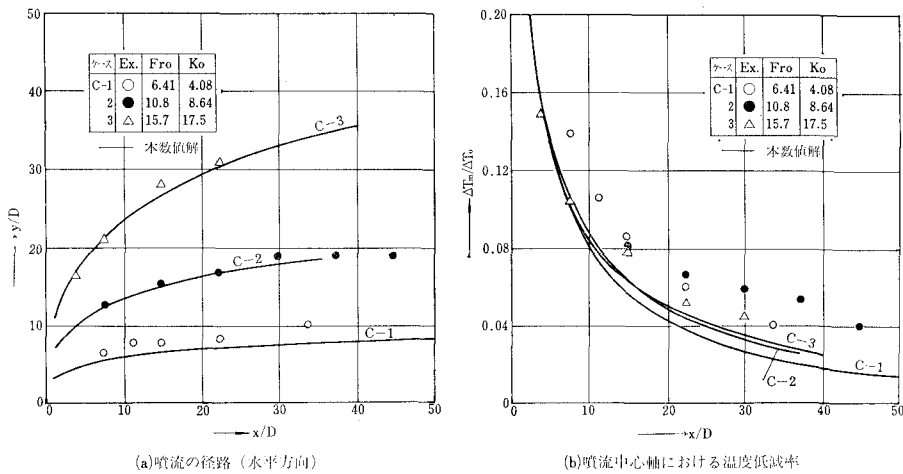


図-4 流れに対して横切る方向に水平放出した場合 ($\theta_{10}=\pi/2, \theta_{20}=0$) の実験値と数値解との比較

加入関数の適用限界を示しているものとする。また、以上の計算において、未定係数 a_8 の値は $a_8=20$ であった。

なお、数値計算結果から連行加入係数の大きさを求めてみると、ケース A に対して $\alpha'=0.060\sim0.099$ ，ケース B に対して $\alpha'=0.057\sim0.086$ ，ケース C に対して $\alpha'=0.060\sim0.129$ の範囲であった。ただし、連行加入係数は次式の定義による。

$$\alpha' = \frac{\alpha \{ \Delta u_m + a_3 u_a (1 - \cos^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2)^{1/2} \}}{\Delta u_m + 2 u_a \cos \theta_1 \cos \theta_2} \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここに、 $\alpha = (a_1 + a_2 \sin \theta_2 / F_{rL}^2)$ ， $(0.057 \leq \alpha \leq 0.082)$

4. 底面および水面境界の影響

温水噴流の拡散現象におよぼす底面および水面境界の影響を調べるために、一様密度の静止水域中における単

一水平温水噴流を対象にして水理実験を実施した。実験に用いた拡散水槽は長さ 20 m，幅 9 m，高さ 0.5 m（底面は水平）の規模を有する。放流管は直径 $D=20$ cm を用いた。実験は図-5 に示すように潜り水深 H/D ，放流管軸と底面間の距離 d/D および放出内部フルード数 F_{ro} を種々変化させ、温水噴流内の縦・横断水温分布を測定した。

これらの実験結果の中から縦断水温分布の一例を図一

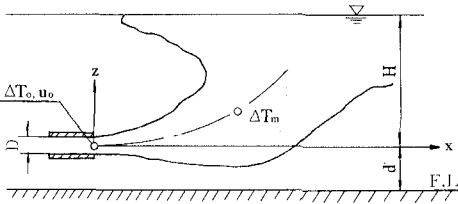


図-5 水理実験の記号説明図

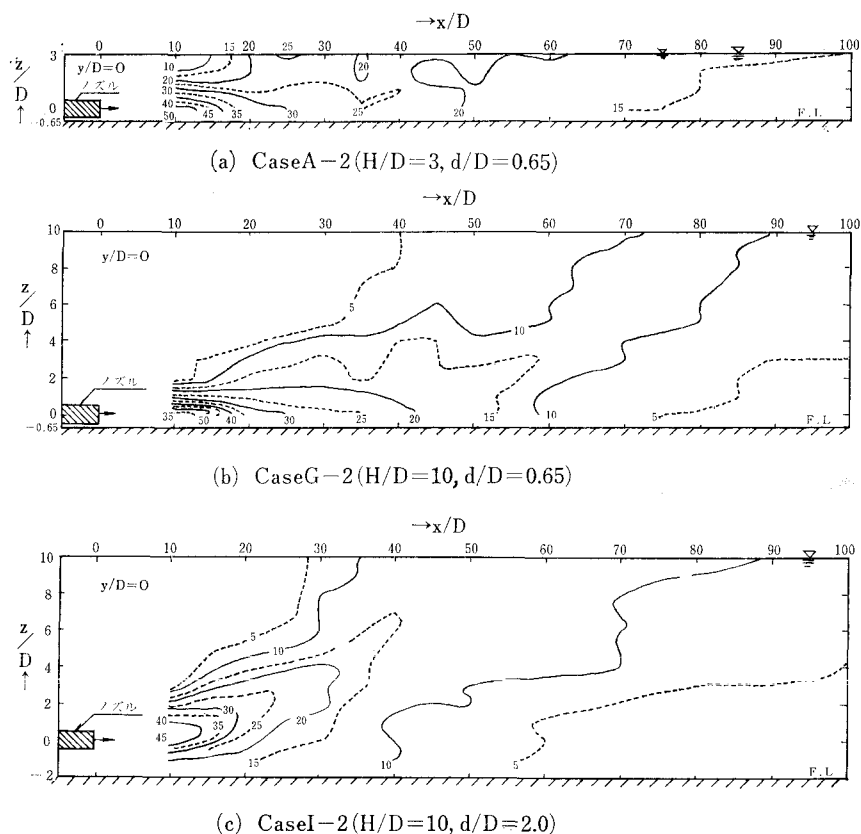


図-6 温水噴流の縦断水温分布の一例 ($F_{ro}=20$, 図中の等温線の単位: $(\Delta T/\Delta T_0) \times 100\%$)

6 に示す。図-6 から見られるように、水面および底面境界の影響がもっとも強いケースAの水温分布は、両境界にはさまれて鉛直方向に一樣化し、噴流径路を見極められない。底面の影響は強いが、水面の影響は小さいケースGにおいては、噴流の浮力効果を明瞭に認めることができるが、近接した底面境界の存在によって放水源があたかも半円状のような水温分布を示すと共に、噴流径路は水平方向に引き伸ばされる。底面および水面の影響がもっとも小さいケースIにおいては、無限水域を対象にした円形重力噴流の数値解に近い軸対称の水温分布の形成が認められる。

このように近接した両境界面が温水噴流の稀釈過程におよぼす影響は無視できない。図-7 は放水管出口を原点とする流下距離 x/D とその位置での最大温度に対する温度低減率 $\Delta T_m/\Delta T_0$ の関係をプロットしたものである。図中の実線は本数値解を示したものであり、破線は噴流に関する Albertson らの実験式、一点鎖線は Wiegell らの表層温水噴流に関する実験式を示したものである。底面および水面境界の影響がもっとも小さいケースIの実験値は本数値解にもっとも近い値を示しているが、他のケースにおいては、境界の影響が強い程温度低減率は悪化している。

以上の結果から、底面および水面境界の影響がおよぶ距離は、それぞれ放流管口径のおよそ3倍と推定される。したがって、無限水域を対象とする本数値解析結果を実際の温水噴流に適用する場合の水深としては、放流管口径の6倍以上なければならない。

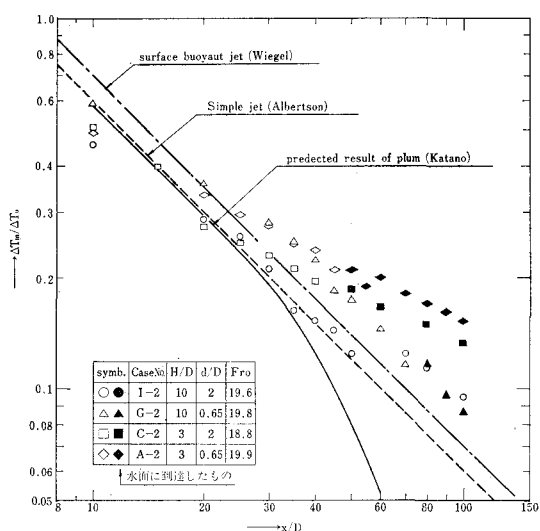


図-7 温水噴流の水温低減特性 ($F_{ro}=20$)

5. む す び

温排水の低減化対策の一つである水中放流方式のもっとも単純な単一水平放流管による温水噴流の拡散現象に対して、重力噴流理論による数値解の適用について検討を加えた。しかし、大量の温排水を比較的浅い水域で処理するためには、スロット状放水口、複数本の放流管および多孔管式ディフューザなどを用いる方向にある。これらの放水口形式による温水噴流の拡散過程の解明は、今後の重要な研究課題と考えている。

参 考 文 献

- 1) 片野尚明・角湯正剛・和田 明：深層放流による温排水の拡散に関する実験的研究 (1)，第29回年講講演集，pp. 448-449，1974.
 - 2) 片野尚明・和田 明・河村博美：深層放流による温排水の拡散に関する実験的研究 (2)，第30回年講講演集，pp. 440-441，1975.
 - 3) 片野尚明・和田 明・河村博美・角湯正剛：水域中における温水噴流の拡散過程，第20回水講演文集，pp. 185-190，1976.
 - 4) Hirst, E.A.: Analysis of round, turbulent, buoyant jets discharged to flowing stratified ambients, Oak Ridge National Laboratory, ORNL-4685, 1971.
 - 5) Fan, L. N.: Turbulent buoyant jets into stratified or flowing ambient fluids, CIT, Ph.D., 1967.
-