

水面上に放出された温排水の拡がりについて

林 泰 造*・宮 原 英 治**

1. ま え が き

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いる。

従来の研究を大別すると2種がある。林^{1)~5)}, Englund⁶⁾ らによる解析的研究, 一方, 和田^{7)~9)}, Harleman¹⁰⁾ らによる数値解析研究とである。ここでは林らの解析的研究の継続研究として本研究を行なった。

林らの研究前報⁴⁾においては, 温水が水域に事前に存在する一定厚の躍層の中に拡がるものとして解析を行なった。しかし本報においては放出水が躍層をつくるのであって, 躍層の厚さは放出水の流れによって変化する場所的関数となるとして研究を行なう。

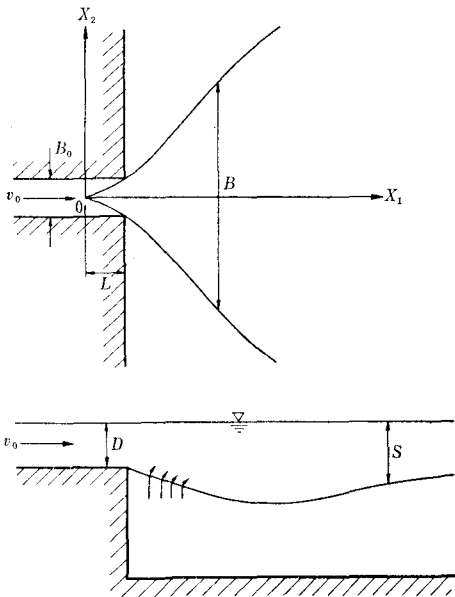


図-1 考える水域と座標軸

2. 現象の理論化

座標軸を図-1のようにとる。また図-2より表層厚 S は X_1, X_2 により変化するものとして現象を3次的に考える。

(1) 連続の式

表層の運動に伴って躍層面を通じて下層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, 連続の式は次式で表わされる。

$$\frac{\partial}{\partial X_1}(\alpha v_1 S) + \frac{\partial}{\partial X_2}(\alpha v_2 S) = E \quad \dots\dots\dots (1)$$

ただし, v_1, v_2 はそれぞれ X_1 および X_2 方向の表面流速成分, α は表面流速 v_1, v_2 を平均流速にするための補正係数, S は躍層の厚さであり, また E は単位時間単位境界面面積当り下層より連行される連行水量である。

したがって E/v は無次元係数となり連行係数と称されている。EllisonとTurner¹¹⁾の研究によると連行係数の値については $\frac{E}{v} = f(F) \dots\dots (2)$

で表わされる(図-3)。ただし, F は表層の内部Froude数である。

本論文の場合には, 一般に

$$v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} \doteq v_1$$

と近似的に考えることから, E が次の式で表わされる。

$$\frac{E}{v_1} = f(F) = f\left(\frac{\alpha v_1}{\sqrt{A \cdot g S}}\right) \dots\dots (3)$$

ここに, A は表層の欠損密度比で

$$A = (\rho_0 - \rho) / \rho_0 \quad \dots\dots (4)$$

ただし, ρ_0 は周囲水の密度, ρ は表層の密度である。そこで放出口

における流速を v_0 , 欠損密度比を A_0 , 水深を D とすると, 式(3)は

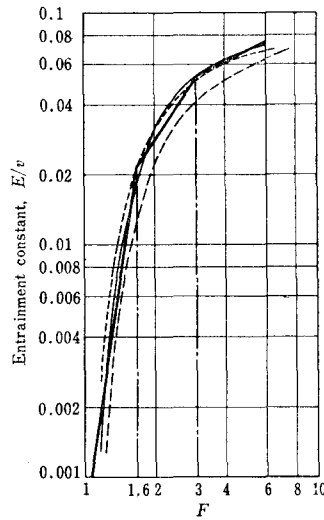


図-3 連行係数の値

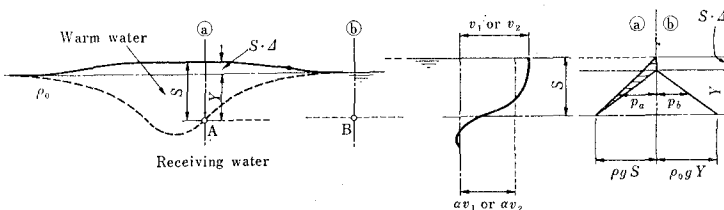


図-2 表層の厚さと圧力分布

* 正会員 工博 中央大学教授 理工学部土木工学科
 ** 学生会員 中央大学大学院

$$\frac{E}{v_1} = f\left(\frac{v_0}{\sqrt{A_0 \cdot gD}} \frac{v_1}{v_0} \sqrt{\frac{D}{S}} \sqrt{\frac{A_0}{A}}\right) \\ = f\left(\frac{1}{\sqrt{R_i}} \frac{1}{\sqrt{2\beta}} \frac{v_1}{v_0} \sqrt{\frac{D}{S}} \sqrt{\frac{A_0}{A}}\right) \dots (5)$$

ここに、 R_i は放出口における放出水の Richardson 数であって

$$R_i = \frac{A_0 \cdot gD}{2\beta v_0^2} \dots (6)$$

また、 β は βv_0^2 が v^2 の鉛直断面平均量となるようにするための補正係数である。いま式(3)の関数形を近似的に F のべき関数で表わしうものと考えて

$$\frac{E}{v_1} = c' F^m$$

と考える。ただし、 c' は無次元の定数、 m はべきである。そうすると式(5)は

$$\frac{E}{v_1} = c' \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{R_i}} \frac{1}{\sqrt{2\beta}} \frac{v_1}{v_0} \sqrt{\frac{D}{S}} \sqrt{\frac{A_0}{A}}\right)^m \dots (7)$$

となり、この関係式を式(1)に代入することによって連続の式としての次式を得る。

$$\frac{\partial}{\partial X_1} (\alpha v_1 S) + \frac{\partial}{\partial X_2} (\alpha v_2 S) \\ = c' \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{R_i}} \frac{1}{\sqrt{2\beta}} \frac{v_1}{v_0} \sqrt{\frac{D}{S}} \sqrt{\frac{A_0}{A}}\right)^m \cdot v_1 \dots (8)$$

(2) 質量保存の式

境界面を通して下層から密度 ρ_0 の水の連行を考えたとき質量保存の式は次式で表わされる。

$$\frac{\partial}{\partial X_1} (\alpha \rho v_1 S) + \frac{\partial}{\partial X_2} (\alpha \rho v_2 S) = \rho_0 E \dots (9)$$

上式に式(1)および式(4)を代入すると

$$\frac{\partial}{\partial X_1} (A \cdot v_1 S) + \frac{\partial}{\partial X_2} (A \cdot v_2 S) = 0 \dots (10)$$

を得るが、これは表層における密度流量の連続の式にほかならない。この式(10)が所要の質量保存の式である。

(3) 運動方程式

温水の存在する領域の水面は図-2になすように周囲に比べて理論的には盛り上がっているはずである。いま同図左図のAB線上に存在する水の柱のAB線方向の運動について考えてみると、これは表層下にあるから静止しているはずである。したがってA点に作用する圧力 p_A とB点に作用する圧力 p_B とは等しい。すなわち

$$p_A = p_B$$

しかるに同図右図に見られるように

$$p_A = \rho g S, \quad p_B = \rho_0 g Y_0$$

したがって

$$\rho g S = \rho_0 g Y_0$$

$$\text{ゆえに } S - Y = \frac{\rho_0 - \rho}{\rho} Y_0 \div \frac{\rho_0 - \rho}{\rho} S$$

よって

$$S - Y = A \cdot S \dots (11)$$

ここに、 A は前述のように $A = (\rho_0 - \rho)/\rho_0$ である。

次に同図左図に示す断面⑧と⑨の水圧の差を考えると、断面⑧の水圧の合計は $1/2 \rho g S^2$ であり、一方、断面⑨における水圧の合計は $1/2 \rho_0 g Y^2$ となる。したがってその差は式(11)を考慮して

$$\frac{1}{2} \rho g S^2 - \frac{1}{2} \rho_0 g Y^2 \div \frac{1}{2} \rho S^2 \cdot A \dots (12)$$

これは同図右図の斜線の部分にあたる。 X_1 方向については、この方向の流れに対する水の密度差の影響は小さいとして無視する。したがって X_1 方向の運動量の式は近似的に

$$\frac{\partial}{\partial X_1} (\beta v_1^2 S) + \frac{\partial}{\partial X_2} (\beta v_1 v_2 S) = 0 \dots (13)$$

と考える。

しかし、 X_2 方向については、前述の密度差による影響が同方向の運動量変化の大きさに比べて無視することはできないものと考え、 X_2 方向の運動量方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial X_1} (\beta v_1 v_2 S) + \frac{\partial}{\partial X_2} (\beta v_2^2 S) \\ = - \frac{\partial}{\partial X_2} \left(\frac{1}{2} g S^2 \cdot A \right) \dots (14)$$

式(13)および式(14)が所要の運動量方程式である。

(4) 基本式の無次元化

以上により記述された現象の基本式は、式(8)、(10)、(13)、(14)の4式で、一方、式中の未知量は v_1 , v_2 , S , A の4個であるから現象は完全に記述されたことになる。

そこで次に式の無次元化を考える。

放出口の流速を v_0 、欠損密度比を A_0 とし、流速の2成分および欠損密度比を次式で表わすと、

$$u_1 = \frac{v_1}{v_0}, \quad u_2 = \frac{v_2}{v_0}, \quad \frac{A}{A_0} \dots (15)$$

また、流速および欠損密度の X_2 方向分布形に相似性を仮定するために、温水のプルームは仮想点源0から放出されているものと仮定し、この仮想点源から放出口入口までの距離を L とする(図-1)。この L をもって X_1 および X_2 を無次元化して

$$x_1 = \frac{X_1}{L}, \quad x_2 = \frac{X_2}{L} \dots (16)$$

とする。また躍層厚 S は放出口における躍層厚 D をもって次式のように無次元化する。

$$s = S/D \dots (17)$$

そうすると基本方程式(13)、(14); 式(8)および式(10)はそれぞれ次のように書き表わされる。

$$\frac{\partial}{\partial x_1} (u_1^2 s) + \frac{\partial}{\partial x_2} (u_1 u_2 s) = 0 \dots (18)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_2}(u_2^2 s) + \frac{\partial}{\partial x_1}(u_1 u_2 s) = -R_i \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{A}{\Delta_0} s^2 \right) \dots\dots\dots (19)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_1}(u_1 s) + \frac{\partial}{\partial x_2}(u_2 s) = CR_i^{-m/2} \left(\frac{A}{\Delta_0} \right)^{-m/2} u_1^{m+1} s^{-m/2} \dots\dots\dots (20)$$

ただし、

$$C = \frac{1}{\alpha} \frac{1}{(2\beta)^{m/2}} c' \frac{L}{D} \dots\dots\dots (20-a)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{A}{\Delta_0} u_1 s \right) + \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{A}{\Delta_0} u_2 s \right) = 0 \dots\dots\dots (21)$$

3. 理論式の解

流速比值および u_2 の x_2 方向の分布形状はすべて相似であると仮定する。また躍層厚比值 s および相対密度差比值 A/Δ_0 の x_2 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_1 , u_2 , s , A/Δ_0 および B/L を次のようにおく。

$$u_1 = x_1^{-a} f_1(\xi) \dots\dots\dots (22)$$

$$u_2 = \sqrt{R_i} x_1^{-b} f_2(\xi) \dots\dots\dots (23)$$

$$s = x_1^c f_3(\xi) \dots\dots\dots (24)$$

$$A/\Delta_0 = x_1^{-d} f_4(\xi) \dots\dots\dots (25)$$

$$B/L = \sqrt{R_i} x_1^n \dots\dots\dots (26)$$

ただし、 B はブリューームの拡がり幅、 ξ は

$$\xi = \frac{x_2}{B/L} \dots\dots\dots (27)$$

また、 a , b , c , d , n は今後定めるべき未定の定数である。式(22)~(27)を基本式(18)~(21)に代入し、それぞれの式における各項の大きさのオーダーが x_1 のいかんにかかわらず等しくなるべきであるとする条件から

$$-a+b+n-1=0 \dots\dots\dots (28)$$

$$-a-b-c+d+n-1=0 \dots\dots\dots (29)$$

$$(m+1)a-b+(m/2+1)c-(m/2)d-n=0 \dots\dots\dots (30)$$

の3式を得るが、式の数は未定定数の数より2つ不足している。そこで任意横断面での運動量および欠損密度の各総和は近似的に一定であると考えられることから、次の2つの条件式を付加する。

$$\int_{-\infty}^{\infty} u_1^2 s dx_2 = \text{const} \dots\dots\dots (30-a)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{A}{\Delta_0} u_1 s dx_2 = \text{const} \dots\dots\dots (30-b)$$

そこで、これらの2式に式(22)~(26)を代入すると、次の2式を得る。

$$-2a+c+n=0 \dots\dots\dots (31)$$

$$-a+c-d+n=0 \dots\dots\dots (32)$$

このようにして得られた式(28), (29), (30), (31), (32)から a , b , c , d , n の値を定めると次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} a &= d = \frac{1}{3} \frac{m+5}{m+1} \\ b &= \frac{1}{3} \\ c &= \frac{1}{3} \frac{-m+3}{m+1} \\ n &= \frac{1}{3} \frac{3m+7}{m+1} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (33)$$

この式(33)を基本式(18)~(21)に代入すると f_1 , f_2 , f_3 および f_4 を定めるための式が得られるのであるが、表現を簡潔にするため定数 n をしばらく式中に残して、式(18)~(21)を書き直すと、それはそれぞれ次のようになる。

$$-n(\xi f_1^2 f_3)' + (f_1 f_2 f_3)' = 0 \dots\dots\dots (34)$$

$$(f_1^2 f_3)' - f_1 f_2 f_3 - n\xi(f_1 f_2 f_3)' = -(f_3^2 f_4)' \dots\dots\dots (35)$$

$$\begin{aligned} &-(2/3)f_1 f_3 - n\xi(f_1 f_3)' + (f_2 f_3)' \\ &= CF^m f_1^{m+1} f_3^{-m/2} f_4^{-m/2} \dots\dots\dots (36) \end{aligned}$$

$$-n(\xi f_1 f_3 f_4)' + (f_2 f_3 f_4)' = 0 \dots\dots\dots (37)$$

次にこれらの4式を連立に解く。

まず式(37)より

$$f_2 = n \xi f_1 \dots\dots\dots (37')$$

この関係式を式(34)へ代入すると左辺は0となって恒等的に満足してしまう。したがって式(37)と式(34)とは恒等的に同一の式であり、4つの未知数 f_1 , f_2 , f_3 , f_4 を定めるためには式が1個不足していることがわかる。この式の不足を補うために、Taylor の渦度輸送理論から与えられる関係式

$$f_4 = f_1^{1/2} \dots\dots\dots (38)$$

を使用する。

このようにして式(35), (36), (37'), (38)の4式により f_1 , f_2 , f_3 , f_4 を解き、 $f_1(0)=f_3(0)=f_4(0)=1$ の条件で積分定数を定めると解として次式を得る。

$$f_1 = 1 / \left\{ \frac{3n(n-1)}{7m+2} \left(\frac{3n-2}{3CF^m} \right)^{2/(m+2)} \xi^2 + 1 \right\}^{(m+2)/3} \dots\dots\dots (39)$$

$$f_2 = n\xi \left\{ 1 / \frac{3n(n-1)}{7m+2} \left(\frac{3n-2}{3CF^m} \right)^{2/(m+2)} \xi^2 + 1 \right\}^{(m+2)/3} \dots\dots\dots (40)$$

$$f_3 = 1 / \left\{ \frac{3n(n-1)}{7m+2} \left(\frac{3n-2}{3CF^m} \right)^{2/m} \xi^2 + 1 \right\}^{m/2} \dots\dots\dots (41)$$

$$f_4 = 1 / \left\{ \frac{3n(n-1)}{7m+2} \left(\frac{3n-2}{3CF^m} \right)^{2/(m+2)} \xi^2 + 1 \right\}^{(m+2)/6} \dots\dots\dots (42)$$

ここで、式(33)の n に対する式を上の4式に代入すると、

$$f_1=1/\left\{\frac{4(3m+7)}{3(7m+2)(m+1)^2}\left(\frac{m+5}{m+1}-\frac{1}{3CF^m}\right)^{2/(m+2)}\xi^2+1\right\}^{(m+2)/3} \dots\dots\dots (43)$$

$$f_2=\frac{3m+7}{3(m+1)}\xi/\left\{\frac{4(3m+7)}{3(7m+2)(m+1)^2}\left(\frac{m+5}{m+1}-\frac{1}{3CF^m}\right)^{2/(m+2)}\xi^2+1\right\}^{(m+2)/3} \dots\dots\dots (44)$$

$$f_3=1/\left\{\frac{4(3m+7)}{3(7m+2)(m+1)^2}\left(\frac{m+5}{m+1}-\frac{1}{3CF^m}\right)^{2/m}\xi^2+1\right\}^{m/2} \dots\dots\dots (45)$$

$$f_4=1/\left\{\frac{4(3m+7)}{3(7m+2)(m+1)^2}\left(\frac{m+5}{m+1}-\frac{1}{3CF^m}\right)^{2/(m+2)}\xi^2+1\right\}^{(m+2)/6} \dots\dots\dots (46)$$

となる。これら式(43)~(46)ならびに式(33)を式(22)~(26)に代入したものが所要の理論解となる。

4. Froude 数の値の範囲とそれに対応する現象の解

前出 図-3 の破線は Ellison—Turner の論文¹¹⁾ で Richardson 数に対して画かれているものを Froude 数に対して書き直したものであるが、本論文においてはこれを同図の実線のような折線をもって近似する。そうすると式(8)の m と c' の値は表-1 になる。

表-1 連行係数に対する近似式 $E/v=c'F^m$ における c' と m の値

F	m	c'
$F<1.6$	6	0.001312
$1.6<F<3.0$	3/2	0.01089
$3.0<F$	1/2	0.0327

表-1 の m の値を式(33)に代入すると、 a, b, c, d, n の値は表-2 のようになる。

表-2 諸変数の x_1 に対するべきの値

F	m	$a=d$	b	c	n
$F<1.6$	6	11/21	1/3	-1/7	25/21
$1.6<F<3.0$	3/2	13/15	1/3	1/5	23/15
$3.0<F$	1/2	11/9	1/3	5/9	17/9

また表-1 の m, c' の値を(20-a)に代入して c' を計算し、次にこれらの値を式(39)~(42)に代入する。 $\alpha=1/2, \beta=1/3, L/D=4$ と仮定すると $f_1\sim f_4$ は次のようになる。

$F<1.6$ の場合

$$\left. \begin{aligned} f_1 &= 1/\left\{\frac{0.0491}{F^{3/2}}\xi^2+1\right\}^{8/3} \\ f_2 &= \frac{25}{21}\xi/\left\{\frac{0.0491}{F^{3/2}}\xi^2+1\right\}^{8/3} \\ f_3 &= 1/\left\{\frac{0.0724}{F^2}\xi^2+1\right\}^3 \\ f_4 &= 1/\left\{\frac{0.0491}{F^{3/2}}\xi^2+1\right\}^{4/3} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (47)$$

$1.6<F<3.0$ の場合

$$\left. \begin{aligned} f_1 &= 1/\left\{\frac{0.909}{F^{6/7}}\xi^2+1\right\}^{7/6} \\ f_2 &= \frac{23}{15}\xi/\left\{\frac{0.909}{F^{6/7}}\xi^2+1\right\}^{7/6} \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} f_3 &= 1/\left\{\frac{7.03}{F^2}\xi^2+1\right\}^{3/4} \\ f_4 &= 1/\left\{\frac{0.909}{F^{6/7}}\xi^2+1\right\}^{7/12} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (48)$$

$3.0<F$ の場合

$$\left. \begin{aligned} f_1 &= 1/\left\{\frac{3.03}{F^{5/12}}\xi^2+1\right\}^{5/6} \\ f_2 &= \frac{17}{9}\xi/\left\{\frac{3.03}{F^{5/12}}\xi^2+1\right\}^{5/6} \\ f_3 &= 1/\left\{\frac{287}{F^2}\xi^2+1\right\}^{1/4} \\ f_4 &= 1/\left\{\frac{3.03}{F^{5/12}}\xi^2+1\right\}^{5/12} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (49)$$

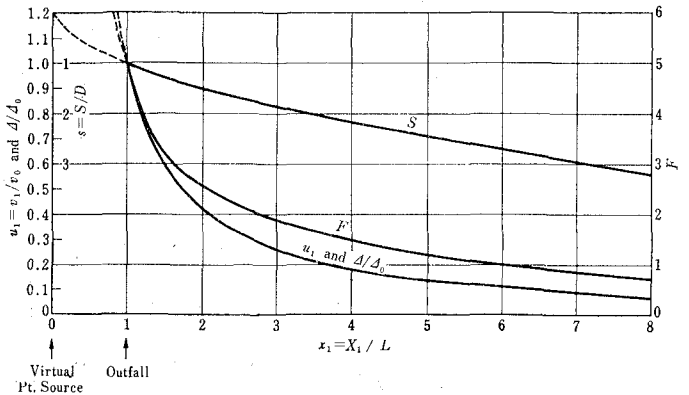
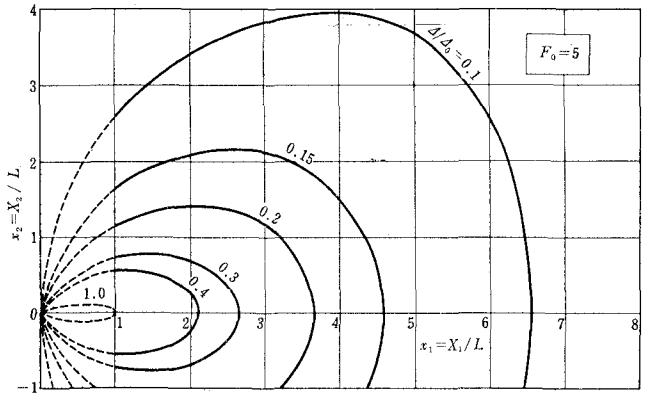


図-4 $F_0=5$ の場合の図表

5. 数値計算図表と計算結果の考察

次の2つの場合について数値計算を行ない図表を作成した。

(1) $F_0=5$ (したがって $R_i=\frac{\alpha D}{2\beta S} \cdot \frac{1}{F^2} \approx \frac{1}{F^2}=0.040$) の場合

(2) $F_0=2$ (したがって $R_i=0.25$) の場合

の場合

ただし、 F_0 は放出口 ($x_1=1, x_2=0$) (Outfall) における放出水の内部 Froude 数である。(1)の場合については前節の $3.0 < F$ の場合の式において $F=5, R_i=0.040$ において計算を行ない、(2)の場合においては $1.6 < F < 3.0$ の場合において $F=2, R_i=0.250$ において計算を行なった。(1)の場合についての計算結果は図-4および図-5に示され、(2)の場合の計算結果は図-6および図-7に示される。

図-4、図-6ともに、 $x_1=1$ が放出口断面、 $x_1=0$ は仮想点源が存在する断面を表わす。したがって $x_1 < 1$ の部分は imaginary なものである (図の破線)。図の上部の等 Δ/D_0 線については、たとえば $\Delta/D_0=0.1$ とは、放出口 ($x_1=1, x_2=0$) における値を $\Delta/D_0=1$ としたとき、その $1/10$ に低減した位置を示す線である。図-4と図-6とを比べると後者の方が横方向の拡がり方は顕著であり、また表層厚さ s の x_1 に対する変化は緩慢である。

図-5と図-7とは x_1 方向流速、欠損密度および表層厚の横方向の変化を無次元化して表示したものである。表

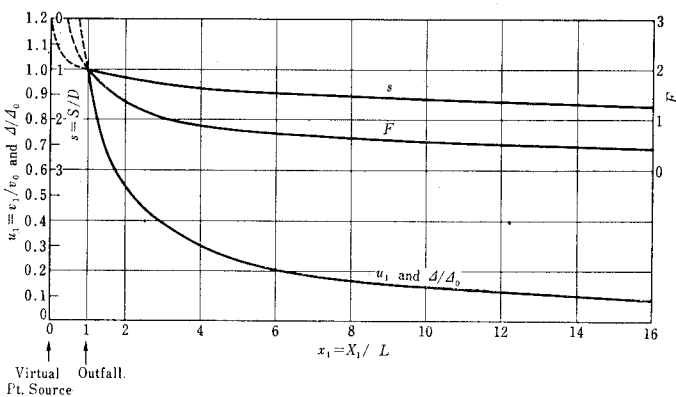
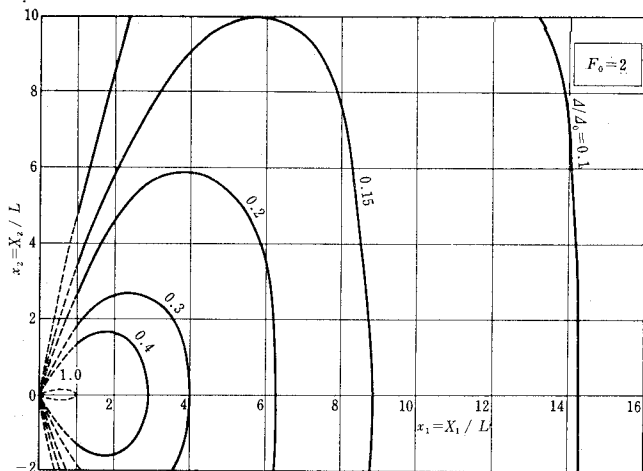


図-6 $F_0=2$ の場合の図表

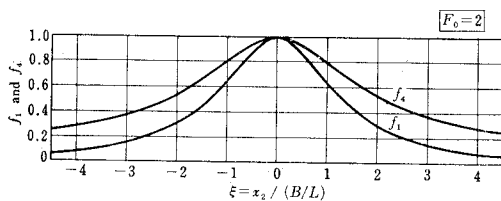


図-7 $F_0=2$ の場合の x_1 方向流速、欠損密度、表層厚の横方向分布

層厚が横方向にも変化していることが特に注意される。

5. むすび

放出温水の横方向への圧力勾配および躍層下面よりの冷水の連行を考慮した理論をたて、温水の拡がりとは表層

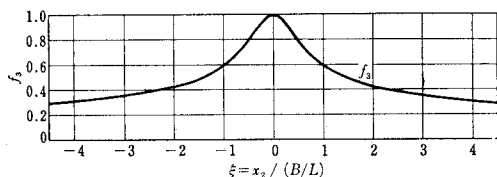
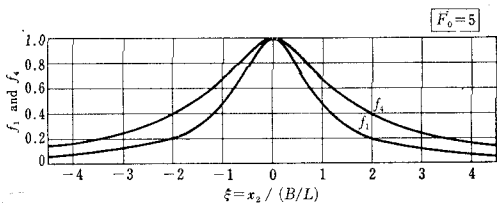


図-5 $F_0=5$ の場合の x_1 方向流速、欠損密度、表層厚の横方向分布

参考文献

厚さの変化につき研究を行なった。流速の2成分、欠損密度、表層厚、温水の拡がり幅などの距離 X_1 に対する変化のベキは表-2に示され、またこれら変量の X_2 方向に対する変化は式(47), (48), (49)で表わされる。またこれらを代入した式(22)~(26)が考えている現象に対する解を与える。

また、図-4 および 図-6 はそれぞれ $F_0=5$ および $F_0=2$ の場合の解を図示したものである。これらの図において欠損密度比(上昇温度比)は X_1/L , X_2/L 面上に図示されているので、 $X_1/(B/2)$, $X_2/(B/2)$ 面上に図示された和田博士の上昇温度比の図と直接比較することはできない。筆者らの理論における L は仮想点源と放出口との間の距離であり、 B と関係づけられうる距離であるが、その関係のとり方で筆者らの影響範囲の方が和田博士のそれより小さくもなり、あるいは大きくもなる。したがって L の値については今後さらに理論的な研究を進めてからでないと結論的なことを述べることはできない。

今一つ付言すべきこととしては、本研究においては Taylor の渦度輸送論から与えられる関係式(38)を使用した以外には拡散項を含まず、縦方向のみならず横方向の拡散項も圧力勾配の項に比べて無視していることである。したがって本研究は温度上昇範囲を正しい値よりもその分だけ大き目に与えているはずである。しかしこの点では Engelund らの研究についても同じことがいえる。しかも Engelund らの理論は Froude 数が十分大きい場合のものであるから、実際の火力・原子力発電所の温排水の Froude 数の範囲を考えるとときは Engelund らの式に比べれば、筆者らの式のほうが妥当であるといえるものと考ええる。

- 1) 林 泰造・首藤伸夫・川上克己：火力発電所よりの冷却水の湾内拡散について，海岸工学講演会講演集，pp. 302—310, 1966.
- 2) T. Hayashi, N. Shuto and K. Kawakami : Basic study on the diffusion of warm water jets discharged from power plants into bays, Coastal Engineering in Japan, Vol. 10, pp. 129—142, 1967.
- 3) 林 泰造・首藤伸夫 : Diffusion of warm water jets discharged horizontally at the water surface, Proc. IAHR (Fort Collins), pp. 47—59, 1967.
- 4) 林 泰造・首藤伸夫・川上克己：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，海岸工学講演会講演集，pp. 317—323, 1968.
- 5) 林泰造：水面上に水平に放出された温水の拡散，応用力学連合講演会講演前刷集，pp. 115—118, 1968.
- 6) Engelund, F. and F. B. Pedersen : Surface jet at small Richardson numbers, Journal of Hydraulics Division, Proc. ASCE, March pp. 405—416, 1973.
- 7) Senshu, S. and A. Wada : Thermal diffusion of cooling water from power station into the stratified sea basin, Proc. IAHR, (Leningrad), 1965.
- 8) Wada, A. : Study on recirculation of cooling water of power station sited on a bay, Coastal Engineering in Japan, Vol. 10, pp. 143—170, 1967.
- 9) Wada, A. : Study of prediction of recirculation of cooling water in a bay, Proc. 11th Conf. on Coastal Eng., (London), pp. 1453—1471, 1968.
- 10) Stolzenbach, K. D., E. E. Adams and D. R. F. Harleman : A user's manual for three dimensional heated surface discharge computations, Massachusetts Institute of Technology, Report No. 156, p. 98, 1972.
- 11) Ellison, T. H. and J. S. Turner : Turbulent entrainment in stratified flows, Jour. of Fluid Mech., Vol. 6, pp. 423—448, 1959.