

放水口近傍域での温排水拡散予測手法の高度化

Refined Predictive Method for Thermal
Diffusion Extent near Outlet

和田 明*

by Akira WADA

The object of this report is to evolve an analysis by means of a three-dimensional mathematical model so as to reproduce with a high accuracy the mixing phenomenon of a surface densimetric jet in the area near the outlet and to promote the practical use of a technique for predicting the thermal diffusion in the high-temperature area near the outlet through a comparative study between the result of analysis and the result of a hydraulic test.

It can be considered that the present model is effective for numerical calculation of the surface densimetric jet because it shows a good agreement with experimental values near the outlet. By this, more accurate prediction of the high temperature rise zone ($3\sim5^{\circ}\text{C}$) with the discharge of warm water can be realized.

Keywords: thermal diffusion, numerical model, turbulence model, near field

1. まえがき

現在、表層放流方式に対する放水口より遠方領域の予測はほぼ実用段階に達していると考えられる。^{1), 2)}

この予測手法は流速、水温について指数的な鉛直分布を表現した2次元モデルで冷却水放水による流れ、海域の流れと乱れ、大気・水面間の熱収支などを考慮した式系から成り立ち、低温上昇域 ($1\sim3^{\circ}\text{C}$) の予測に意図をおいたモデルである。近年、発電所の大容量化による温排水放流量の増大に伴い、従来にくらべ放水口近傍での高温域水温上昇域が拡大するため、高温域を対象とした領域について、より精度の高い予測が必要になると考えられる。

従来の密度噴流の理論展開においては、連行係数の概念が導入され、また噴出源からの距離に伴う噴流軸断面の流速分布、密度分布を相似であるとする仮説に基づいて解析する方式が一般に採られている。この理論においては水面ならびに水底の境界を考慮することができないので、解析解は密度噴流が水面あるいは水底に到達する過程までにしか適用できない。

本報告書は、放水口近傍域における表層密度噴流の混合現象を精度よく再現するために、3次元数値モデルによる解析を展開し、解析結果と水理実験結果と比較検討し、放水口近傍での高温領域拡散予測手法の実用化をはかったものである。

2. 温排水の拡散予測

2・1 温排水の拡散過程

温排水の拡散、冷却過程を支配する主な因子としては、放水口近傍領域においては周囲の冷海水の連行

* 正会員 工博 東海大学 海洋学部 海洋土木工学科
(〒424 清水市折戸3-20-1)

(entrainment)による混合希釈，遠方領域においては沿岸流の移流・分散，周囲水の乱れによる渦動拡散並びに海面と大気間の熱交換などであると考えられる。しかし，これらの支配因子は，温排水量の規模，前面海域の流動特性および温排水の放流方法によって，異なってくるため複雑である。特に，放流方式は通常表層放流方式と水中放流方式に大別され，水面付近に比較的低速で放水する表層放流方式では渦動拡散，沿岸流の移流分散および大気との熱交換が主要因子であり，水中に潜らせて比較的高速で放水する水中放流方式では周囲水の連行と沿岸流の移流作用が主要因子である。

2・2 遠方領域での拡散予測手法

我国における温排水の表層放流方式は，放出内部フルード数が2前後の低流速放流が一般的である。このため，放水口近傍における水温低減は少なく温排水は広域にひろがり，水温分布の形式は遠方領域における現象，すなわち海域の流れや乱れに支配される。

現在，遠方領域での温排水拡散予測手法として，数理モデルによるシミュレーション解析モデル^{1), 2)}が多用されている。多数の地点の調査結果との比較検討から，この予測手法の妥当性が立証されており，ほぼ実用段階に達していると考えられる。この手法は温排水の水平的な広がりを求めることに目的をおいているため，流体の運動方程式，連続の式および拡散方程式を，海面から温排水を含む層の底面まで鉛直に積分した式系を用いている。ただし，水温上昇量ならびに放流速は，鉛直方向に一樣ではなく指数関数的に分布する。分布形状は両者とも場所的にも相似的であるとして，解析が展開される。

3. 放水口近傍域の拡散予測モデル^{3), 4)}

近年，発電所の大容量化による温排水放流量の増大に伴い，従来にくらべ放水口近傍での高温度水温上昇が拡大するため，高温域を対象とした領域についてより精度の高い予測が必要になると考えられる。

3・1 平均流モデル

温排水を表層放流方式で海域に放出した場合の放水口近傍領域での温排水の挙動は，表層密度噴流の範ちゅうに属することが知られている。海域における表層密度噴流の拡散を支配する基礎方程式は運動量，質量および熱エネルギーの保存式から構成され，空間的に3次元を占める。基本式の誘導に当って，次のような仮定を設ける。1) 密度噴流は完全乱流の状態にあり，分子拡散による輸送は無視できる。2) 密度変化は重力項のみに含まれる (Boussinesqueの近似が成り立つ)。3) 場の密度成層は存在しなく一樣とする。

密度噴流の運動を支配する方程式は次式で表わされる。

運動量保存式：

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} + \frac{\partial uw}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (A_x \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (A_y \frac{\partial u}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (A_z \frac{\partial u}{\partial z}) \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial v^2}{\partial y} + \frac{\partial vw}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} (A_x \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (A_y \frac{\partial v}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (A_z \frac{\partial v}{\partial z}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial uw}{\partial x} + \frac{\partial vw}{\partial y} + \frac{\partial w^2}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} - g \frac{\Delta \rho}{\rho_0} + \frac{\partial}{\partial x} (A_x \frac{\partial w}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (A_y \frac{\partial w}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (A_z \frac{\partial w}{\partial z}) \quad (3)$$

連続方程式：

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

ここに， x, y, z ：直交座標軸， u, v, w ： x, y, z 軸方向の流速成分， p ：圧力， ρ_0 ：排出規準密度， $\Delta \rho = \rho_\infty - \rho$ ， ρ_∞ ：周囲水の密度， ρ ：ブルーム内の任意点の密度， A_x, A_y, A_z ： x, y, z 軸方向の渦動粘性率。

熱エネルギー保存式：

このとき，水温に関する熱保存式と流体の力学的方程式との連立解により，流体の浮力効果をシミュレートすることが可能となる。熱の保存式は式(5)により表示できる。

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} (K_x \frac{\partial T}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (K_y \frac{\partial T}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (K_z \frac{\partial T}{\partial z}) \quad (5)$$

ここに、 T : 水温、 K_x, K_y, K_z : x, y, z 軸方向の拡散係数。海水の密度 ρ は水温と塩素量とに関連している。

渦動粘性係数 A は、基本的にブルームの半値半幅 $b_{1/2}$ を混合長とした混合距離モデルにより、次式のように表現する。

$$A = C \cdot b_{1/2} \cdot w_{max} \quad (6)$$

ここに、 C : 定数、 w_{max} : ブルーム中心の速度。

他の方法はリチャードソン数の関数として求めるものである。 $A_z = A_0 + A_1 \cdot \exp(-m R_i)$ としてブルーム内の鉛直方向粘性係数を各セルごとに求める。ここに、 A_0, A_1, m : 定数、 R_i : セルごとのリチャードソン数。

また、渦動拡散係数 K は、乱流シュミット数 Sc によって $K = A / Sc$ のように表わす。ただし、本計算では既往の研究結果をもとに $Sc = 0.7$ とした。

基礎式の解法として、MAC法のアルゴリズムを採用した。式(1)～(4)を以下の式系で表現するとする $\partial u / \partial t = - \frac{1}{\rho} \nabla P + F(u)$, $\nabla u = 0$ ($F(u)$: 非線形項と渦粘性項を含む項)。

Δt を時間間隔とし、 $\tilde{u} = u^n - \frac{\Delta t}{\rho} \nabla p^n + \Delta t F(u^n)$ により、 $\tilde{u}$ を求め、 $u^{n+1} = u^n - \frac{\Delta t}{\rho} \nabla p^{n+1} + \Delta t \cdot F(u^n)$ として両式の差をとり、さらに発散を考え、 $\nabla(\rho u^{n+1}) = 0$ を考慮すると $\nabla(\rho \tilde{u}^{n+1}) = \Delta t \cdot \nabla^2 p'$, ($p' = p^{n+1} - p^n$) を得る。このポアソン型の式から p' を求めると $p^{n+1} = p^n + p'$ となる。

本計算では計算安定性上有利なスタガード・メッシュを用いており、流速は各面上の中心点で、圧力、水温は各セルの中心点で定義している。また、添字 i, j, k はそれぞれ、 x, y, z 軸方向の位置を示す。

3・2 準3次元モデル

本モデルは鉛直方向の運動方程式(3)を解かず、流量保存の関係式(4)から鉛直流速を算出する方式である。本方式は圧力の反復計算を行なう必要がないので計算時間を短縮することを期待できる。圧力は水位上昇を考慮した静水圧で計算できる。圧力、海面の条件はそれぞれ式(7), (8)より算出される。

$$p = - \int_{\zeta}^x g \rho dz \quad (7)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u_s \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v_s \frac{\partial \zeta}{\partial y} - w_s = 0 \quad (8)$$

ここに、 ζ : 水位、 u_s, v_s, w_s : 水面での流速。結局、準3次元モデルは式(1)～(4), (7), (8)の連立方程式で与えられる。

3・3 乱流モデル

平均流モデルにおいては、乱流粘性、乱流拡散係数の値が流速、水温の全体の分布に大きな影響を与えることが予想される。ここでは、乱流粘性の概念をより一般的にした乱流モデル ($k - \epsilon$ モデル) を表層密度噴流に用い、その適用性について考える。

乱流粘性の表現として、乱流特性量である k (乱流運動エネルギー) と ϵ (エネルギー逸散率) を用い、これらの輸送方程式を平均流モデルの方程式に加えた式系を考える。従って、乱流粘性作用の移流、拡散作用が表現され、平均流モデルより高次のモデルとなる。

k 方程式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial u k}{\partial x} + \frac{\partial v k}{\partial y} + \frac{\partial w k}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_x \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_y \frac{\partial k}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial z} \right] + P_k + G_w - \epsilon \quad (9)$$

ϵ 式のモデルは、浮力効果の表現法により異なる。Esposito & Hauguel によれば、温度変化項を含む項を次式のように式化している⁵⁾。

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial u \epsilon}{\partial x} + \frac{\partial v \epsilon}{\partial y} + \frac{\partial w \epsilon}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_x \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_y \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} + \nu \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right] + \frac{\epsilon}{k} (C_{1\epsilon} P_k - C_{2\epsilon} \epsilon + C_{3\epsilon} G_w) \quad (10)$$

$$P_k = \nu_t \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right\} \quad (11)$$

$$G_w = \frac{g}{\rho} K_t \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (12)$$

渦粘性係数（ ν ），渦拡散係数（ k ）は次元解析により，以下のPrandtl-Kolmogorovの式により与えられる。

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \tag{13}$$

従って，以下の関係が成立する。

$$\nu_x = \nu_y = K_x = K_y = \text{const.} \quad \nu_z = K_z = \nu_t + \nu \tag{14}$$

定数は表-1に示す値の組み合わせによって用いられる。

表-1 定数値

(a) 放水口での k ， ϵ の設定

C_μ	σ_k	σ_ϵ	$C_{1\epsilon}$	$C_{2\epsilon}$	$C_{3\epsilon}$
0.09	1.0	1.3	1.44	1.92	$\frac{\partial \rho}{\partial z} > 0$ のとき1, $\frac{\partial \rho}{\partial z} < 0$ のとき0

k と ϵ は輸送方程式を解いて算出されることから，上流部，特に放水口の設定値は乱流粘性係数の分布に影響する。

今回の解析においては，以下の式のように定義し，係数 α と ℓ は経験的に設定することにした。すなわち， $k_{in} = \alpha u_{in}^2$ ， $\epsilon_{in} = k_{in}^{3/2} / \ell$ 。本計算では $\alpha = 0.01$ ， $\ell = 2.5 \text{ cm}$ （放水口高さ）とした。この値を決定する際，予備的検討を数ケース行なった。その結果， α ， ℓ の設定値より，乱流粘性の大きさならびにその最大位置に若干の差異が生じることが認められた。 α ， ℓ の正しい選択の根拠が明瞭でないので， α については既往の研究成果に見られる実験値としての値を， ℓ については放水口高さを代表長さとして，設定することとした。

(b) 壁面条件の検討

壁面乱流の場合，壁近くの取扱いは極めて重要であるが，表層密度噴流では，壁面摩擦は本質的に重要でないと考えられる。今回の解析においては，free slipを仮定し， k ， ϵ の境界条件については， $\frac{\partial k}{\partial n} = \frac{\partial \epsilon}{\partial n} = 0$ と仮定した。

(c) 乱流粘性係数

$k-\epsilon$ モデルは等方性乱流を基に考えられている。しかし，表層密度噴流のように異方性の流れに，そのまま適用することには疑問がある。また，エネルギー生成の多くは鉛直方向の流速シアから生じており，重要となるのは鉛直方向の乱流粘性係数であると考えられる。さらに，浮力の効果により，流れは水平に層状に広がることになる。従って，水平方向の粘性の局所的な違いはあまり本質的に流れに影響を与えるとは考えられない。

$$\nu_x = \nu_y = \text{Const.}, \quad \nu_t = C_\mu \cdot \frac{k^2}{\epsilon}$$

4. 結果と評価

一様な密度場の静止海域を対象として密度噴流の浮力が異なる2ケース（ $F_{10} = 4.0, 2.56$ ）について解析を行なった。地形は直線状海岸線とした。解析結果と水理実験結果との比較によって以下の知見が得られている（図-1，2，3参照）。

1) 平均流モデルでは，仮定した粘性係数の分布が流速や水温の全体の分布に大きな影響を与える。従ってこのモデルでは粘性係数の適切な値が決められれば，精度良く現象を再現できる。粘性係数の決め方として，チャードソン数の関数を導入した方法は妥当なものと思われるが，密度噴流内外の判定と場の設定については試行錯誤による検討が必要であろう。

2) 静水圧分布を仮定して，連続式から鉛直流速を算出する準3次元モデルでは，演算誤差を含んだ形で浮力の効果が導入されるため，その精度に疑問がある。また，その経済性についても，計算時間間隔などの制約があり，特に優れているとはいえない。

3) 平均流モデルにくらべ，放水口の近傍で実験値との一致が良いことから，乱流モデルは表層密度噴流の解析に有効であると考えられる。

数値解析に際して，エネルギー方程式中のエネルギー生成項等 $\nu_z (\partial u / \partial z)^2$ の見積に際して，数値差分化に十分注意を払う必要がある。

この3次元数値モデルは従来の2次元数値モデル（遠方領域モデル）では表現できなかった放水口近傍域において放流水に海水を取り込む現象を適切に表現している。これにより、温排水の放流に伴う高温上昇（3～5℃）域のより精度の高い予測を可能にしたものと考えられる。

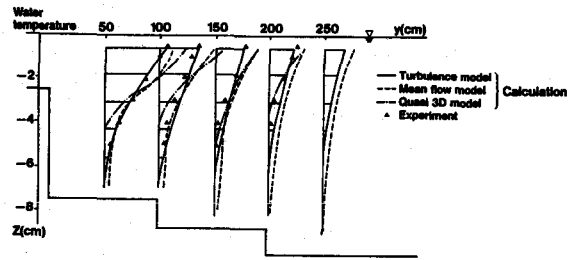


図1 表層密度噴流の中心軸断面の水温鉛直分布
(放出口での内部フルード数：4.0)

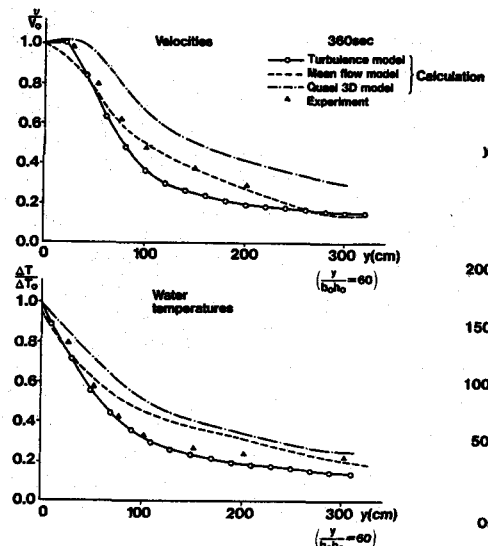


図-2 表層密度噴流中心軸における流速、水温低減率
(水面値)(放出口での内部フルード数：4.0)

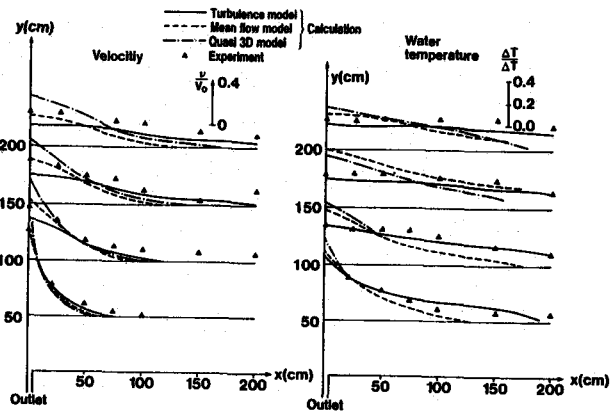


図-3 表層密度噴流の流速、水温平面分布
(水面値)(放出口での内部フルード数：4.0)

5. 拡散予測モデルの追加検討

温排水近傍計算（表層3次元）では、平均流モデル、準3次元モデル、 $k-\epsilon$ モデルを用いて実験スケール対応で検討を行なった。その結果、 $k-\epsilon$ モデルが比較的模擬性が高い事が分かった。そこで、本章は $k-\epsilon$ モデルを用いて実長スケールにするための基本的チェックと離散化の精度の検討を行なってみることにした。

5・1 格子分割の影響（表-2 参照）

格子分割による影響をみるために、以下のテストを行なった。
ケース1では鉛直分割が粗いため、放水口隅部の乱流エネルギー分布がケース2に比べシャープでない。その結果、その部分の乱流粘性が大きく温度分布が下に垂れ下がってしまっている。（図-4 参照）

以上の事より、鉛直方向はケース2程度の分割は最低必要である事が分かる。

5・2 輸送方程式の離散化の影響

水温の輸送方程式の離散化を一次精度上流差分から、三次精度上流差分に変更して解析した結果、三次精度上流差分スキームを用いる方が放水口近傍での水平方向広

表-2

計算条件（実験スケール）	格子分割 （半無限海域片側領域）	
	ケース1	ケース2
放水口幅 B=10.0cm		
厚さ H=2.5cm	40×32×10	25×33×18
流量 Q=250cm³/s	（等間隔）	（不等間隔）
流速 V=10.0cm/s		

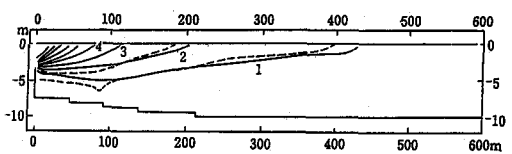


図-4 水温の鉛直分布
(—：ケース2，---：ケース1)

がりが小さく実験に近い結果が得られた。

5・3 水面の扱いの検討

1) 表層密度噴流の数値計算において、水位の上昇を考慮した場合と水面を固定した場合とで比較を行ない、拡散予測モデルでの水面の扱いを検討した。

水位上昇を考慮したモデルと水面固定モデルを用いて、先ず最初に放水口厚さと水深を同じにとり、海底摩擦により顕著に上昇流が生じるようにした。水位上昇を考慮したモデルにより得られた放水口前面の水位上昇は $\zeta = 1.72\text{cm}$ であった。

圧力増分はほぼ $\Delta P = \rho g \zeta$ の関係で決まっていることがわかる。また、同一水深 (-0.5m) で水位上昇ありと水面固定での圧力増分を比較してみると、水面固定モデルの方が放水口近傍で圧力が高くなっている。これは本来、水位が上昇する所を抑えているため放水流によって流体内部の圧力を過大に見積もってしまったためと考えられる。鉛直断面で流速分布を比較すると水位上昇を考慮した方が流れが遠くまで伝わる。ただし、圧力増分の水深による変化は水面固定モデルでも水位上昇を考慮したものと同様の傾向を示している事から放水口近傍以外は水面固定モデルでも特に問題は無いとも考えられる。中心軸上の圧力、流速の低減のようすを図-5に示す。モデルの違いによる影響がよくわかる。

また、水位上昇の原因は海底面の摩擦 (no slip条件) に因ると考え、海底面摩擦なし (free slip条件) でも計算を行なった。その結果は流下方向に流速はあまり減衰せず、水位の上昇もほとんどなかった。

($\zeta \leq 0.5\text{mm}$)

2) 水位上昇の原因を調べるために水位上昇ありモデルで浮力のある場合について計算し、等温のものと比較し浮力による水位上昇の大きさを検討した。放水条件等は1)と同じである。但し、放水温度 $T_{out} = 30.0^\circ\text{C}$ 、 $T_e = 20.0^\circ\text{C}$ 。

軸上の圧力、流速低減、曲線から浮力あり、なしによる差異はほとんどなく浮力による水位上昇はあまり考慮しなくても良いことがわかった。

3) 1), 2) の検討において水平密度噴流の場合、水位上昇は海底摩擦による上昇流によって主に生じる事がわかった。そこでは通常の温排水放出を想定したモデル実験にあわせて計算条件は以下の通りである。放水口幅 $B = 10.0\text{m}$ 、厚さ $H = 2.5\text{m}$ 、流量 $Q = 25.0\text{m}^3/\text{s}$ 、流速 $V = 1.0\text{m/s}$ 。

放水口厚さと水深とは差があり放水流はあまり海底面の摩擦を受けない地形を対象とする。結局、周囲水の巻き込みおよび浮力による水位上昇が生じる。水位上昇ありモデルで得られた水位上昇 ζ は 0.5cm であった。図-6に圧力増分と水温を比較するが、この計算条件では水位上昇を考慮してもしなくてもあまり結果に差異がないようである。

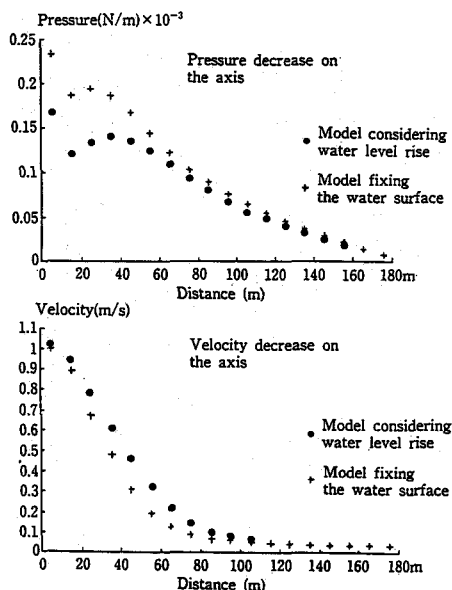


図5 プルーム軸上の圧力、流速の変化

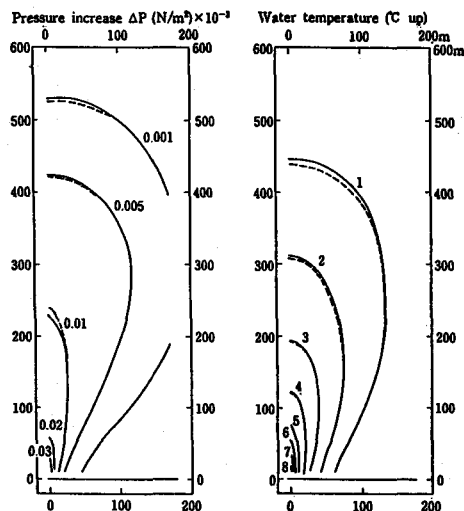


図-6 圧力増分と水温の水平分布
(—: 水位上昇考慮, ---: 水平固定)

以上のテスト計算により、水位上昇ありモデルと水面固定モデルの違いがほぼ理解されたが、通常の温排水表層放流の場合は海底摩擦、浮力の影響による水位の上昇は小さく、2つのモデルに大きな違いはない事がわかった。計算時間は、水位固定モデルの方が圧力計算アルゴリズム等高速化が計り易いのでかなり短い。従って、本計算における水面の扱いは固定とすることにする。河口流出など流出水が海底の影響を受ける場合、水位上昇を考慮したモデルの適用が必要となろう。

6. 3次元k-εモデルの実用性⁶⁾

6・1 計算条件

本モデルの実用性を検討するために、空調の条件下で実施された表層密度噴流に関する水理実験結果（スケール：1/30）との対比比較を行なった。なお、水槽の大きさは20m×25mで、流速の測定には電磁流速計を用いている。数値計算は半無限静止海域を対象として、表層放流に関する実験と同一条件について実施した。計算条件は表-3に示すとおりである。数値は実規模のスケールに変換してある。

地形は汀線方向に直線状、放水口前面はステップ状に段差が

があり、水深は10m一定である。環境水域の水平粘性係数は $A_x = A_y = 0.0256 \times U_{out} \times B_{1/4} = 0.1 \text{ m}^2/\text{s}$ 。

鉛直粘性係数は $A_z = 1.0 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$ を採用している。放水口での乱流エネルギー(k)とエネルギー逸散率は $k = 0.01 \times U_{out}^2$, $\epsilon = k^{3/2} / \ell$ (ℓ :放水口高さHにとる)と設定する。

6・2 計算領域およびメッシュ分割

計算領域は噴流中心軸で対称とし片側を計算領域とする。

また、沖合方向および汀線方向テスト計算をもとに計算範囲を設定した。分割は表-4の様である。

6・3 解析結果

3時間までのシミュレーションを実施した。時間刻み(Δt)は0.4秒、27,000回の反復を要した。

流速と水温の低減については、水平ならびに鉛直分布とも

計算結果は実験をよく模擬している。(図-7, 8, 9および10参照)

表-3

放水口幅(B)	11.25 m	左右対称を仮定して格子4分割
放水口の高さ(H)	3.5 m	格子10分割
放水量(Q)	27.57 m ³ /s	
放水流速(U _{out})	0.7 m/s	
放水温度差(ΔT)	7.0	T _{out} =20℃
内部フルード数(Fro)	2.98	

表-4

	分割数	メッシュ間隔	計算領域
汀線方向	36	Δx min : 2.8125m ~ Δx max : 20.0m	500 m
沖合方向	41	Δy min : 2.8125m ~ Δy max : 20.0m	600 m
鉛直方向	22	Δz min : 0.35m ~ Δz max : 0.95m	10 m (全水深)

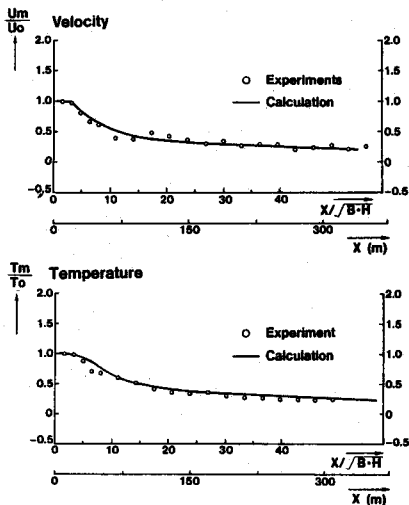


図7 プルーム軸上のU_m、T_mの変化率 (F_{i0}=3.0)

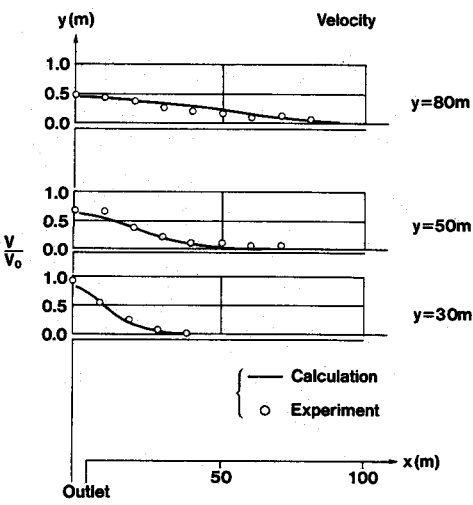


図-8 流速の水平分布 (F_{i0}=3.0)

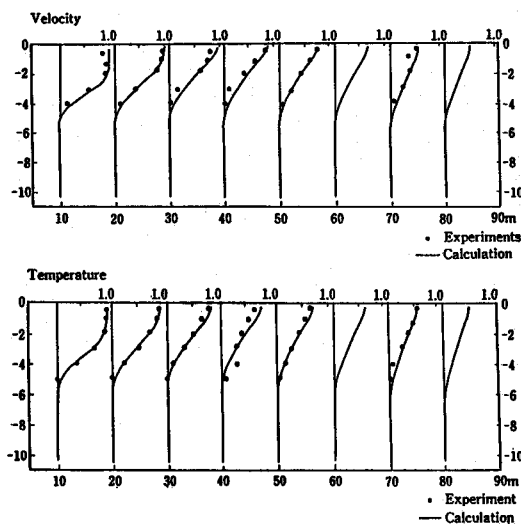


図9 水温の水平分布
($F_{i0}=3.0$)

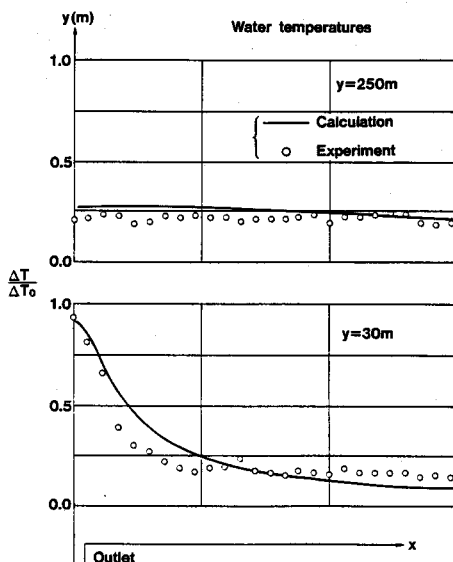


図-10 プルーム軸断面の流速，水温の鉛直分布
($F_{i0}=3.0$)

7. 結 論

ここで展開した3次元 $k-\varepsilon$ モデルは従来の2次元モデル（遠方領域モデル）では表現できなかった放水口近傍域において放流水に取り込む現象を適切に表現できている。

これにより，温排水の放流に伴う高温上昇域（3～5℃）のより精度の高い予測を可能とした。今後は3次元モデルと従来の2次元モデルとの併用法ならびに実際の発電所での実測結果との対比比較によるモデルの適合性の検討が必要である。

謝 辞

本文は，(財)電力中央研究所，中部電力(株)電力技術研究所，日本科学技術研修所，アーク情報システムの協力を得て実施したもので，感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 和田 明・片野尚明・荒木 洋・角湯正剛 (1973) : 沿岸海域における温排水拡散予測手法の適合性に関する研究，電中研報告No.73011
- 2) 和田 明・宮池克人 (1975) : 内湾における温排水拡散予測手法の適合性に関する研究，電中研報告No.74017
- 3) 和田 明・片野尚明・荒木 洋 (1982) : 3次元数値モデルによる排水プルームの挙動解析 — 単一放流管の場合 — ，電中研報告No.378031
- 4) 和田 明・荒木 洋 (1986) : 冷却水放水口近傍での高温領域拡散予測手法の開発，電中研報告No.385034
- 5) Esposito, P. et Hauguel, A. (1983) : Calcul des Transitoires Thermohydrauliques dans la Cuve Chaude des Reacteurs a Neutrons Rapides, Proc. of the 20th Conference of I.A.H.R., Moscow.
- 6) A. Wada (1991) : Refined Predictive Model for Thermal Diffusion Extent near Outlet, Jour. of Fac. Mar. Sci. Technol., Tokai Univ., No.32.