

入江内における冷却水取放水の研究 (1)

和田 明*・中川 友康**・片野 尚明***

要 旨 本研究は、潮汐および風の影響を受ける入江内に設置された火力（原子力）発電所の放水口から放出される冷却水の再循環の研究に関連したものである。温水と冷水の境界面の形状を決定することは、——本研究の主眼点でもあるが——再循環量を予知する手段を与えるのみならず、復水器冷却系の取水および放水口の設計に決定的な役割を演じる。現在のところ、このような発電所または工業用水の放水後の入江内における水温変化についてはまだ合理的な解析法が確立されていない。このために、数値解析が遂行され、発電所排水口からの熱拡散現象を取り扱おうにあたって、3次元空間を想定して冷却水放水口沖の海域における水温分布を求めた。さらに、放出水の力学的挙動を考慮に入れて、重調和関数の数値解析を行なえば、渦粘性の卓越する流れの場を解くことができることを提示し、かつここで求められた移流効果を熱拡散方程式に組み合わせて、平面状熱拡散分布を算出した。すなわち、重調和方程式、熱拡散方程式を差分方程式に変換し、適当な境界条件（海域での水温成層状態、排水出口での放水流速および放水温、海面からの表面冷却など）のもとに反復計算法の一手段である加速 Liebmann 法を適用し、大型電子計算機 (IBM 7090) によって数値解を求めた。

1. 緒 言

多量の冷却水を使用する大容量火力発電所や原子力発電所の復水器冷却用水の取水温度は、発電コストを占める燃料費の節減に重要な関係を有している。すなわち、冷却用水として海水を直接使用する際は、冷却効率の点からみて、できるだけ低温の海水を取水することが望ましい。最近注目されている低温深層水取水を前提とした場合、多量の冷却水使用後の温水放流による入江内の水温上昇による取水温度の影響が重要な課題として与えられている。したがって潮汐および風的作用を受ける入江内に設置された火力（原子力）発電所の放水口から放出された温水塊の取水口への再循環量の程度を予知することは重要な問題である。

一般に冷却水の再循環量に影響をおよぼす主要な因子は、取水・放水口間の距離、放出温水の拡散状況、入江

内での熱収支、潮汐作用による外海との熱交換、風応力とその吹送方向、入江の形状とその水深、海水域における水温成層状態などである。これら様々の因子に依存する再循環問題を解くためにはこれら作用因子の影響を個々に分離して考察し、それから得られた結果を総合的に考察することが必要である。

この問題に関する研究の1部として、千秋・和田^{1),2)} (1964) は大阪湾東岸に位置している堺港火力発電所の冷却水取水構造物の設計に関連して低温底層水の取水方法について研究を行なった。この発電所の最終出力 200 万 kW に対する冷却水全使用水量は最大 $100 \text{ m}^3/\text{sec}$ に達する。過去2年間にわたる現場観測の結果から沿岸水域で顕著な水温成層を形成するという事実が判明した。そこで、発電所の効率向上に重要な寄与をなす低温冷却水の取水方式の一つとして、海面下に下ろしたカーテンウォールの下端開口部から取水する方式が決定された。そしてこの取水方式に関する水理学的な諸問題を解明すべく、密度流に関する模型実験が行なわれ、このような方式における冷却水深層取水の可能性、取水構造物（カーテンウォール）設計配置上の問題点を明らかにするとともに、深層水取水に関連して生ずる密度流諸現象についても検討を加えた。そしてこれらの研究結果が深層水取水設備の水理設計を行なう際に適用された。この取水構造物の完成後、その効果は現場試験によって立証された。

さて、冷却水の再循環問題についてはまだ合理的な解析法が総合的に確立されていない。もとより、多くの要素と複雑な機構に支配される入江内の水温拡散現象を把握するためには、特にその目的のために計画された現場観測と、それにもとづく綿密な解析を要することはいうまでもない。そこで、現段階で運転状態に入っている発電所の設置された入江内での水温拡散状況について現状把握し、将来のプラント増設計画に際して水温変化を近似的にでも予想し得るような理論的解析を試みることは発電のみならず工業用水利用面からみてきわめて重要な課題である。さて本文の 2. では放出水の力学的挙動と熱拡散現象を支配する3次元空間における基本方程式、境界条件について言及し、3. では入江内表面水熱収支の計算をアナログ計算機によって表面水および取水の収斂温度などの計算を行なった。さらに、表面水温の形成にあずかる要素を各項目について詳細に検討を加えた。4. では、3. で説明した海面からの表面冷却効果を考慮に

* 正会員 工博 財団法人 電力中央研究所

** 工修 財団法人 電力中央研究所

*** 正会員 財団法人 電力中央研究所

入れた熱拡散現象を3次元的に取り扱い、排水口沖における温度分布を算出した。さらに、5. では放出水による流動と熱拡散現象は現場観測や数値解析の結果からして、平面状2次元の取り扱いができると仮定して、力学的挙動に関しては、流線関数を導入してこれを重調和方程式に帰着せしめ、任意の放水条件の下における解を求めている。そして先に求めた流速分布を使って移流効果のある熱拡散現象を取り扱っている。

2. 基本方程式の構成

冷却水再循環量を予知するために、暖められた冷却温水が海域へ拡散していついかなる水温分布状況を呈示し、いかに取水口へ再来されるか知することは重要な問題である。したがって本節においては、放水口沖の海水域における水温分布を計算する方法について述べる。この問題を厳密に解くためには、放出水の力学的挙動と水温の熱拡散現象の両者を同時に考慮しなければならない。つけ加えるに、風、潮汐流、海水域の形状といったような多くの他の因子をも考えなければならない。図-1 に示すごとく、3次元空間に直交座標を考え、原点を放水口の上部中心にとる。座標3軸の方向は図-1 に示したとおりである。放水口の形状はく形断面(幅は $2B$ 、高さは H) とし、ここから温度 T_0 の冷却水が y 軸方向に海域へ放出されるものとする。慣性項と潮汐効果を無視した運動および連続方程式はつぎのように書くことができる。

$$A_h \cdot \nabla^2 u + A_z \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{\partial p}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$A_h \cdot \nabla^2 v + A_z \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = \frac{\partial p}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$A_h \cdot \nabla^2 w + A_z \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} = -g\rho + \frac{\partial p}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (3)$$

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

ここに、 u, v, w : x, y, z 方向の速度成分、 A_h, A_z : 水平および鉛直方向の渦動粘性、 p : 圧力、 ρ : 水の密度、 g : 重力の加速度、 $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ である。

一方、海水は輻射などの自然現象や工場からの温水排水などにより、大きな熱量をうける。いずれの場合も水面近くがより多く熱量をうけるので等質の海水であっても、その温度差に起因する密度差によって水温躍層面

を形成する傾向をもっている。一般に盛夏期において、沿岸水域の海水は図-2 および図-3 のごとく明白な密度成層をなしており、上層温水の厚さは $3 \sim 5$ m で、二層間密度差は、温度差 5°C 内外の場合には、 $0.001, 7$ 程度である。したがって、沿岸水域における水温鉛直分布として、上層一様温度の層、大きい温度勾配を有している中間層およびより低い温度の下層の3層から成り立っているモデルを考えればよい。

放水口より放出された温水冷却水の3次元拡散分布を知るためには、拡散方程式のなかの移流項、内部拡散項の他に輻射エネルギー、熱交換量、蒸発・凝結等による熱の出入などの海表面における熱収支の項を導入しなければならない。沿岸水域における熱バランスの主要な過程はつぎのとおりである。

表-1

水温を暖める過程	水温を冷やす過程
1. 太陽・天空からの輻射エネルギー, Q_s	1. 水面からの逆輻射, Q_b
2. 大気からの顕熱の対流, Q_h	2. 顕熱の大気への対流, Q_h
3. 凝結, Q_e	3. 蒸発, Q_e
4. 発電所からの熱の付加, Q_c	4. 海底を通じての伝熱
5. 運動エネルギーの熱への転換	

以上の諸関係から、水域の表面層における熱得失に対する方程式はつぎようになる。

$$Q = Q_s - Q_b + Q_h + Q_e \quad \dots\dots\dots (5)$$

海表面からの冷却または加熱の項をふくんだ3次元熱拡散問題を解くためには、2つの現象過程から解を求めなくてはならない。その1つは、表面加熱および冷却過程と拡散過程であり、他のものは水域における水温分布の非一様性に基づく内部拡散過程である。これらの影響による水温分布を見出すために2組の初期および境界条件に対する2組の拡散方程式を解く必要が生じてくる。

海面からの熱損失(または獲得)を考慮した3次元空間における熱拡散方程式はつぎのようになる。

$$U \frac{\partial T}{\partial x} + V \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{K_x}{\rho} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{K_y}{\rho} \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{K_z}{\rho} \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{Q}{\rho C_w H_w} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 U, V : x, y 軸方向の流速成分 (cm/sec)

T : 水温 ($^\circ\text{C}$)

K_x, K_y, K_z : x, y, z 方向の渦動拡散率 (g/cm $\cdot$ sec)

図-1 3次元熱拡散模型図

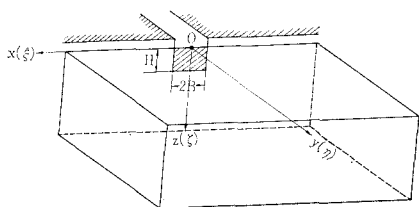


図-2 海水温度成層状態

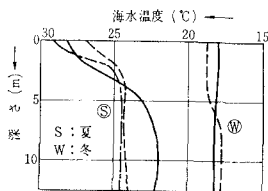
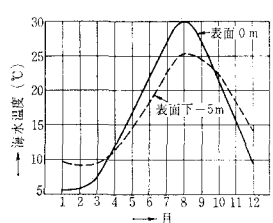


図-3 海水温度の季節変化



ρ : 海水密度 ($\approx \rho_0(1-\alpha T)$) (g/cm^3)

Q : 海表面からの表面冷却または加熱項
($\text{cal/cm}^2 \cdot \text{sec}$)

C_w : 海水の比熱 ($\text{cal/g} \cdot ^\circ\text{C}$)

H_w : 躍層面までの深さ (cm)

海面に入射してくる輻射エネルギー等は躍層深さ H_w の表面層に吸収され、したがって下層にくらべて大きな温度勾配を生ぜしめている。このために、上式をこの領域のみに適用させ、 $z > H_w$ の下層領域に対して $Q=0$ とおいて解くことにする。

式 (6) を解くための境界条件としては、

(i) $y=0, -B \leq x \leq B, 0 \leq z \leq H$ で $T=T_0$

(ii) $y=0, x < -B$ か $x > B$, または $y=0, z > H$,
 $-B \leq x \leq B$ で $\partial T / \partial y = 0$

(iii) 放水口からの冷却温水放出水の影響を受けない
水温垂直分布を放水口無限沖に設定する。

3. 入江内における表面水熱収支の算定

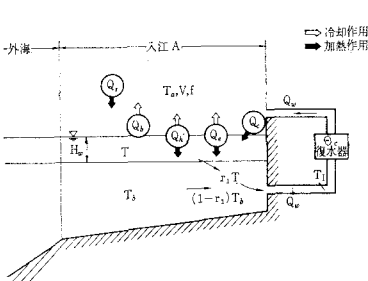
放水口沖の海水域における水温分布を、放出水の力学的挙動と水温の熱拡散現象の両者を同時に考慮して求めるに先立って、別の角度から表面水の熱収支の算定を行なったものである。すなわち、S 地点の現場観測データを基にして、近似的な入江内の熱収支計算をアナログ計算機で行ない、冷却水取水温度算定の一助の目的としたものである。

(1) 表面水温形成にあずかる要素とその熱量

(図-4 参照)

a) 太陽・天空からの輻射エネルギー, Q_s 太陽および天空からの短波輻射量は、日射計によって測定される。

図-4 入江内熱収支説明図



この入射エネルギーのすべてが吸収されるとは限らず、およそ入射エネルギーの 3% が反射することがわか

っている。したがって純輻射量 $Q_s'(\text{cal/cm}^2 \cdot \text{sec})$ は、

$$Q_s' = 0.97 Q_s \dots \dots \dots (7)$$

によって求められる。夏季における水平面日射量の平均日量はおおよそ $400 \sim 500 \text{ cal/cm}^2$ 程度である。

b) 海表面からの有効逆輻射量, Q_b 海表面はほぼ黒体とみなされ、長波熱輻射を射出し、そのエネルギーは Stefan-Boltzmann の法則によって海表面の絶対温度の 4 乗に比例する ($E = \sigma(T+273)^4$, σ : 輻射定数 ($= 1.367 \times 10^{-12} \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot ^\circ\text{K}^4$))。

さて海表面は長波輻射を射出すると同時に、大気中の主として水蒸気から、長波輻射を受領する。この到来輻射の大部分は海表面で反射されるが大部分は吸収係数が長波長の輻射に対し非常に大きいため、海のごく表層部分で吸収されてしまう。ここで有効逆輻射という概念が入ってくるが、これは Stefan-Boltzmann の法則による輻射と大気の長波輻射との差である。そして大気の下層の絶対温度とこの層における水蒸気圧に依存している。雲の影響は有効逆輻射を減少させる方向に作用し、もし雲量がわかるならば計算できる。有効逆輻射を計算する実験式にはつぎのごとき経験公式がある。これは、

$$Q_b = \sigma(T+273)^4 \{1 - a - b\sqrt{e(h)}\} (1 - Kn) \dots \dots \dots (8)$$

ここに、 T : 水温、 a, b : 山本の定数 ($a=0.51, b=0.076$), $e(h)$: 水面付近の水蒸気圧 (mb), n : 雲量 ($n=0 \sim 10$), K は雲の高さによる係数 (雲の高さ $1.5 \sim 2 \text{ km}$ に対して $K=0.083$)。

海表面の水温やその上の空気の相対湿度の日変化、年変化は小さいものであるから、快晴における有効逆輻射は昼夜とかいう時間、夏冬とかいう季節にはほとんど無関係である。これに反して太陽および天空からの到来短波輻射の方は大きな日変化、季節変化を示すのはもちろんである。1年を通じての太陽および天空からの到来短波輻射は、出てゆく有効逆輻射よりも大きい。この差は大気中に放出されねばならぬため、海洋と大気間の熱と水蒸気の交換は、入江内温度を規制するにあたって、輻射過程と同じく非常に重要であることがわかる。

c) 対流により大気から出入する熱量, Q_h 海表面の単位面積から、単位時間に放出される熱量は次式によって表わされる。

$$-C_p A \left(\frac{dT}{dz} + r \right) \dots \dots \dots (9)$$

ここに、 C_p : 空気比熱、 A : 渦伝導度、 $-dT/dz$ は空気の温度鉛直方向の勾配 (てい減率) で、温度が高さとともに減少しているときは正、 r は断熱減率 (adiabatic lapse rate) である。海のごく表面付近では、 r は dT/dz に比し小なので無視できる。ところで、理論式はこのように出ていても、海面近くの空気中におけるくわしい正確な温度分布を測るのはなかなか困難である。そこで、接水気層内において風速、温度が対数法則にしたがうと考えると、 Q_h はつぎのように表わされる。

$$Q_h = \frac{\kappa \cdot C_p \cdot \rho_a \cdot U_*}{\ln(z/z_0)} (T_a(z) - T(0)) \dots \dots \dots (10)$$

ただし、 κ : Kármán 定数 ($=0.4$), C_p, ρ_a : 空気の定圧比熱および密度、 U_* : 摩擦速度 ($= \sqrt{\tau_0/\rho_a}$), τ_0 : 表面摩擦応力、 z_0 : 水面の粗度係数、 T_a : 大気温。

式 (10) において、 $T(0)=T, h=\kappa \cdot C_p \cdot \rho_a \cdot U_*/(\ln z/z_0)$ とおくと、 $Q_h(\text{cal/cm}^2 \cdot \text{sec})$ は、

$$Q_h = h(T_a - T) \dots \dots \dots (11)$$

のようになる。ここに、 h は熱伝達係数である。

式(11)によると対流による顕熱の移動は温度差に比例しているが、実際には、海表面が空気より暖かいときに海から大気への熱の顕著な移動が起こり、逆に、大気温が水温より高ければ、空気の成層は安定になり、乱れ(その結果として空気の渦伝導度)は非常に減少してしまい、熱エネルギーの海面への伝達は起こりにくくなる。

d) 海面からの蒸発、 Q_e 海と大気中での熱収支に寄与するものとしては前述の諸過程のほか、蒸発・凝結などの水の相変化にともなう熱がある。このなかでも、海面からの蒸発にともなう熱の移動が熱収支に寄与するものが大である。単位断面積を横切って単位時間当り上方に運ばれる水蒸気量 F は、比湿を f とすると、

$$F = -A \cdot \frac{df}{dz} \dots\dots\dots (12)$$

とかくことができる。ここに、 A : 渦伝導度で $-df/dz$ は鉛直方向の比湿の勾配である。比湿が高さとともに減少すると正になる。また比湿 f は $f = 0.621 e/p$ (p : 大気圧、 e : 空気中の水蒸気張力) と書けるのでこれを式(12)に代入すると次式を得る。

$$F = -A \cdot \frac{0.621}{p} \cdot \frac{de}{dz} \dots\dots\dots (13)$$

表面において蒸発のために要する熱量は、

$$Q_e = -L \cdot A \cdot \frac{0.621}{p} \cdot \frac{de}{dz} \dots\dots\dots (14)$$

で表わされる。ここで、 L は表面温度 T における蒸発熱である。ところが顕熱移動の項で説明したように、薄層内での e の測定がむずかしいので、つぎの方法による。それは、接水気層内において風速、比湿分布が対数法則にしたがうと考え、潜熱量をつぎのように表わす。

$$Q_e = \frac{L \kappa \rho_a U_*}{(\ln z/z_0)} \cdot \frac{0.621}{p} (e(z) - e(0)) \dots\dots\dots (15)$$

式(15)において、 $e(0) = e(T)$ (水温に対する最大水蒸気張力)、 $k = (L \kappa \rho_a U_* / \ln(z/z_0)) \cdot (0.621/p)$ とおくと、 Q_e (cal/cm²·sec) は、

$$Q_e = k(e(z) - e(T)) \dots\dots\dots (16)$$

のようになる。ここに k は潜熱伝達係数である。ここで、 k と h の比をとって、 $L = 580$ cal/g、 $C_p = 0.24$ cal/g·°C、 $p = 760$ mmHg を代入すると、近似的に $k \approx 2h$ の関係が成り立つので、式(16)を書き直すと次のようになる。

$$Q_e = 2h(e(z) - e(T)) \dots\dots\dots (17)$$

接水気層の状態に関する顕熱伝達係数 h は平均的な取り扱いを行ない、つぎのごとき実験式によった。

$$h = 2.77 \times 10^{-4} (0.48 + 0.272 V) \dots\dots\dots (18)$$

ここに、 V は風速 (m/sec) で観測データから採用する。今、対象にする水温変化はせいぜい $1 \sim 5^\circ\text{C}$ 程度であるし、かつそれらの最大水蒸気張力は、その時の空気中の水蒸気張力 $e(z)$ にきわめて近いのが普通である。このように水蒸気張力の値のせまい範囲では、温度に対

する飽和水蒸気張力曲線は直線とみなして大きな誤まりはないので、近似的に、 $e(T) = mT + n$ と表わすことにする。

e) 発電所からの温水放流による熱量、 Q_c 冷却水放流による熱量 (cal/cm²·sec) は入江水表面積 A にわたって一様に拡散するものとする次式によって表示できる(図-4 参照)。

$$Q_c = \frac{Q}{A} \{(1-r_1)T_b + T_c - (1-r_1)T\} \dots\dots\dots (19)$$

ここに、 Q : 取水量、 A : 入江表面積、 T_b : 深層の水温、 T_c : 復水器によって与えられる温度上昇 (= $5 \sim 10^\circ\text{C}$)、 r_1 : 上層温水層からの混入率。

f) その他 運動エネルギーの熱への転換とか海底を通じての伝達熱とかが問題になるが、入江水域全体として熱収支を考えた場合にはこれらを省略しても差し支えないと思われる。

3. 入江内熱収支の数値計算³⁾

表面水温および取水温度算定にあたって入江内水表面積を限定し、潮流の効果や外海との熱交換は考えないものとする。また、発電所の温水放流による熱量は入江内全域にわたって一様に拡散し、熱収支に関係する水深は、既設発電所での冷却水放水のある現場観測データによる拡散分布および3次元数値解析の結果からして躍層面までと考えられ、躍層面と深層との間で熱交換はないと仮定した。数値計算は復水器設計温度としてもっとも危険側にある夏季7,8月の平均気象データを採用して行なった。上記の仮定から冷却水温水放流のある入江内の単位断面積の深さ H_w なる水柱の熱収支式は次式で表わすことができる。

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{C_w \cdot \rho \cdot H_w} (Q_s + Q_c + Q_k + Q_e - Q_b) \dots\dots\dots (20)$$

水温収数値を算定するに当って、 s 湾内における気象観測データを利用した。すなわち、日射量、気温の日変化は図-6に示すとおりで、日射量の日平均は 400 ly/day (ly = cal/cm²) である。平均風速 : $V = 3.3$ m/sec、相対湿度 : 79% 、雲量 : $n = 6.3$ 、雲の高さに関する係数 : $K = 0.083$ である。

先の検討から躍層深さ H_w は $3 \sim 5$ m と求められ、 Q/A は $0 \sim 0.0133$ 、すなわち自然状態と冷却水放水のある場合について行なった。深層の水温は現場観測データから 25°C と定め、復水器通過後の温度上昇は 10°C と定めた。アナコン計算のブロック線図は、図-5に示す。計算は当所設置の三菱大型アナログ計算機による自動演算機構を使用し、くり返し演算を行なった。 Q/A パラメータに対して水温は式(20)から明らかなごとく、一次遅れの飽和曲線となる。図-6は自然状態における表面水温の収斂過程 ($H_w = 3$ m、 $T_b = 25^\circ\text{C}$ 、 $Q/A = 0.0$)

図-5 入江内熱収支計算ブロック線図

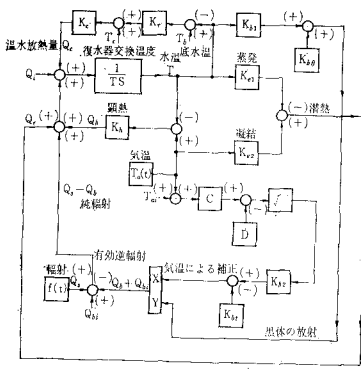
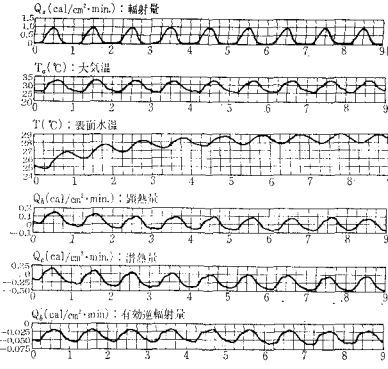
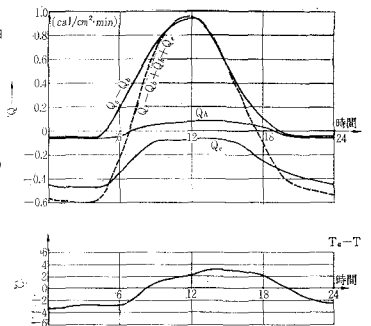
図-6 表面水温の収れん過程(自然状態)
 $H_w=3\text{ m}$, $Q/A=0.000$ 

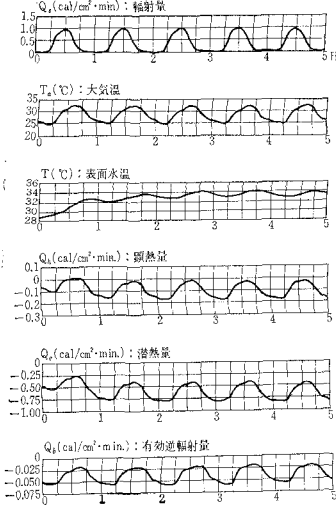
図-7 表面水熱収支(自然状態)



を示す。負の符号は水面より上方への熱束を、正の符号は水面に与えられる熱束を示す。また気温のデータはかなりの酷暑条件下における値なので計算結果も実際には減多に起こり得ない現象であるかもしれないが工学面に主眼をおいた結果からくるものである。表面水温と気温との差は 3°C 程度で日中、夜間による変化はあまり認められない。 $T_a - T_s, e(z) - e(T)$ を求めると、日中においては水面は顕熱の移動による受熱状態、夜間には放熱状態が表われるが、潜熱量に至っては1日中蒸発の状態を保ち続けており、その値も最大 -0.5 ly/min にも達している(図-7 参照)。1日当りの各熱エネルギー

図-8 表面水温の収れん過程
(冷却水温水放流のある場合)

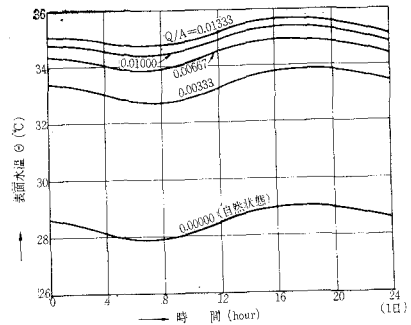
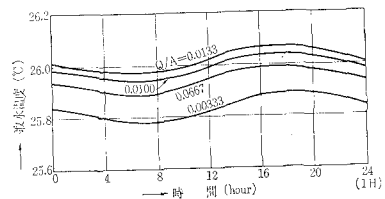
$H_w=3\text{ m}$, $r_1=0.1$, $Q/A=0.0033$



量の収支が気象データとともに表-2 に示されている。

発電所からの温水放流の際、冷却作用の主要素となるものは蒸発と熱交換である(図-8 参照)。 $T_a - T_s, e(z) - e(T)$ を求めると1日中 $T > T_a, e(T) > e(z)$ であって、水面は放熱、蒸発の状態にあることがわか

る。放水流量の増大とともに、輻射エネルギーと蒸発エネルギーとが打ち消す傾向にある。図-9(a), (b) はこれらの計算結果から図化されたもので、各 Q/A に

図-9(a) 平衡時における1日の表面水温の変化
 $H_w=3\text{ m}$, $r_1=0.1$, $T_b=25^{\circ}\text{C}$ 図-9(b) 平衡時における1日の取水温度の変化
 $H_w=3\text{ m}$, $r_1=0.1$, $T_b=25^{\circ}\text{C}$ 

対する収斂時での表面水温、取水温度の収斂過程が示されている。

4. 冷却水熱拡散の3次元数値解析⁴⁾

一般に拡散の様相を知るためには、現場実測や水理模型または数値実験に頼らざるを得ない。しかし水理模型

表-2

Q_s			気 温 T_a			表面水温 T			Q_h			Q_c			Q_b		
最 大 (ly/min)	最 小 (ly/min)	(ly/day)	最高 ($^{\circ}\text{C}$)	最低 ($^{\circ}\text{C}$)	平均	最高 ($^{\circ}\text{C}$)	最低 ($^{\circ}\text{C}$)	平均	最 大 (ly/min)	最 小 (ly/min)	(ly/day)	最 大 (ly/min)	最 小 (ly/min)	(ly/day)	最 大 (ly/min)	最 小 (ly/min)	(ly/day)
+1.0	0	+436.7	32.1	25.0	28.3	29.1	27.9	28.5	+0.08	-0.06	+8.64	-0.45	-0.05	-393.0	-0.06	-0.02	-55.3

実験によっては実際の現象との相似性との点で問題が生じてくる。そのために実際の発電所温水放水時の拡散の実態を正しく把握しそれから数値実験ないし水理模型実験を行なう必要があると思われる。一般に入江内の放水口付近の海況は排出される冷却水量の影響を受けておりその付近の水温混合状況を推定するには、冷却水の流入混合の機構を知る必要があり、そこで過去2年間にわたって現場実測を行なった。そして、この水温拡散のデータをもとにして水平および垂直方向の渦動熱拡散率を算定するとともに、潮汐流の落潮期および漲潮時、水温成層状態によって水温拡散がどのように支配されるかを詳細に検討した。これらの水平分布を見るに放水口から遠ざかるにしたがって、放出された冷却水水温は徐々に減少し、いわゆる舌状分布を呈示し、比較的高温を有している層は放水口から、みかけ上、60~80 m 離れた領域にまで、およそ2~4 m の厚さの表面層のみに観察される。海面下4 m 層以下には、この放水温の影響が急になくなっており、これは表層と下層間の密度差の大なるため、安定度が大きく鉛直交換が生じていないことを示している。これに反して、明白な水温成層状態のない季節においては、水平拡散の影響も受けるが鉛直混合の効果も現われ、そのため下層の低温水と混合して水温は低下すると考えられる。また放水口から沖へ向かう方向の拡散効果は潮汐流の作用を受けている沿岸に平行な方向の拡散の2~3倍のオーダーを有しており、また水平熱拡散性が垂直方向のそれのおよそ50~80倍であって前者の影響が後者よりもより効果的であることがわかる。また、日本沿岸の入江内水域においては、放出水温舌状分布形状はもちろん放水流量によって異なるが、潮汐流の advection 効果によって孤立水塊形状をなすことはないと思われる。以上のことからして放出水温の減少は、表面冷却のほか、より低い温度を有する周囲の海水との水平混合によるべきであると結論される。

3次元空間における熱拡散方程式(6)中の表面からの加熱または冷却項である Q は1日の平均値を採った式(7),(8),(11)および(17)の線型結合により求められる。すなわち、

$$Q = Q_s - Q_b + Q_h + Q_e = b_0 - b_1 T \dots\dots\dots(21)$$

ここで、 b_0 および b_1 は定数であって気象状態によって異なる数値である。

純粋な円型の方程式である式(6)は、つぎのような異なった座標系の項によって書くことができる。

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial T}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial T}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial T}{\partial \zeta} \right) + \frac{1}{\rho} (B_0 - B_1 T) \dots\dots\dots(22)$$

ここで、 $\lambda = U/\sqrt{K_x}$, $\xi = x/\sqrt{K_x}$, $\eta = y/\sqrt{K_y}$, $\zeta = z/\sqrt{K_z}$, $B_0 = b_0/C_\omega \cdot H_\omega$, $B_1 = b_1/C_\omega \cdot H_\omega$

境界条件も座標変換して、 $\eta=0$, $-B/\sqrt{K_x} \leq \xi \leq$

$B/\sqrt{K_x}$, $0 \leq \zeta \leq H/\sqrt{K_z}$ で $T=T_0$, $\eta=0$, $\xi > B/\sqrt{K_x}$ か $\xi < -B/\sqrt{K_x}$, すべての ζ および $\eta=0$, $-B/\sqrt{K_x} < \xi < B/\sqrt{K_x}$, $H < \zeta$ に対して $\partial T/\partial \eta=0$ を満足しなければならない。

電子計算機によって水温拡散分布を計算するために、有限差分を使う反復法を導入することにし、式(22)を差分方程式に変換する。 (x, y, z) 空間を3方向を有する平行線群によって3次元格子に分割する。格子線群は、 $x=mh$, $y=nh$, $z=ph$ ($m, n, p=0, \pm 1, \pm 2, \dots$) である。点群 (mh, nk, ph) は格子の Lattice point と称せられる。ここで微分 $T_{\xi\xi}$, $T_{\eta\eta}$, $T_{\zeta\zeta}$ を中央差分によって近似するならば偏微分方程式(22)に対する差分近似式として次式を得る。

$$\begin{aligned} T(\xi, \eta, \zeta) = & [F1 \cdot T(\xi+1, \eta, \zeta) + F2 \cdot T(\xi-1, \eta, \zeta) \\ & + F4 \cdot (T(\xi, \eta+1, \zeta) + T(\xi, \eta-1, \zeta) \\ & + T(\xi, \eta, \zeta+1) + T(\xi, \eta, \zeta-1)) + F5 \cdot B_0 \\ & + F6 \cdot \{ (T(\xi+1, \eta, \zeta) - T(\xi-1, \eta, \zeta))^2 \\ & + (T(\xi, \eta+1, \zeta) - T(\xi, \eta-1, \zeta))^2 \\ & + (T(\xi, \eta, \zeta+1) - T(\xi, \eta, \zeta-1))^2 \} / (1. \\ & - \alpha \cdot T(\xi, \eta, \zeta))] / (1. - F3 \cdot (T(\xi+1, \eta, \zeta) \\ & - T(\xi-1, \eta, \zeta))) \dots\dots\dots(23) \end{aligned}$$

ここに、

$$\begin{aligned} F1 = & (1 - \rho_0 \cdot \lambda \cdot h/2) / (6 + B_0 \cdot h^2) \\ F2 = & (1 + \rho_0 \cdot \lambda \cdot h/2) / (6 + B_1 \cdot h^2) \\ F3 = & (\rho_0 \cdot \alpha \cdot \lambda \cdot h/2) / (6 + B_1 \cdot h^2) \\ F4 = & 1 / (6 + B_1 \cdot h^2), \quad F5 = h^2 / (6 + B_1 \cdot h^2) \\ F6 = & \alpha / 4 \cdot (6 + B_1 \cdot h^2). \end{aligned}$$

このような形の式が各格子点について成り立つ。各式の項数は少なく、1つの項(係数行列の主対角線となる項)が他にくらべ、特に大きいので反復法が用いられる。そして連立1次方程式の反復的解法には、同時置換法と逐次置換(Gauss-Seidel)法とがあるように、それぞれこれに対応してだ円型の差分方程式解法では、Richardson法とLiebmann法とがある。すなわち、同時置換型の反復形式によると、式(23)の右辺が第 k 近似のとき、ベクトル形式で、

$$\mathbf{T}^{(k+1)} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{T}^{(k)} + \mathbf{B} \dots\dots\dots(24)$$

となり、これがちょうどRichardsonの反復法に相当している。Richardson法ではベクトル $\mathbf{T}^{(k+1)}$ と $\mathbf{T}^{(k)}$ の組に対して記憶装置が必要な上に、収束もつぎのLiebmann法にくらべて遅い(半分)ので現在はほとんど用いられない。

これに対して逐次置換法であるLiebmann法では、 (ξ, η, ζ) 点の新しい反復値を計算するとき、それまでに得られた最も新しい値を用い、古い値を得られた新しい値でただちにおきかえる。すなわち、これをベクトル形式で書くと、

$$\mathbf{T}^{(k+1)} = \mathbf{E} \cdot \mathbf{T}^{(k+1)} + \mathbf{F} \cdot \mathbf{T}^{(k)} + \mathbf{B} \dots\dots\dots(25)$$

となる。ここに、 E, F は行列 A' の対角線よりそれぞれ上および下の要素と同じ要素をもち、それぞれの下および上の要素は 0 であるような行列である。この方法は、Richardson 法の 2 倍の早さで収束する。そして格子点の数が比較的少ない場合 (約 100 点以下) に、機械計算に用いられている。しかしこの方法でも格子点数が多くなると収束がきわめておそくなり、時間がかかりすぎる。たとえば、く形領域の場合、2 辺が mh, nh のものについて ν ケタまでの精度を出すには、

$$N = \frac{\nu}{2} \left[-\log \left\{ \frac{1}{2} \left(\cos \frac{\pi}{m} + \cos \frac{\pi}{n} \right) \right\} \right] \dots (26)$$

回の反復が必要である⁵⁾。 m, n が大きいと近似的に、

$$N \cong m^2 \cdot n^2 (m^2 + n^2)^{-1} \cdot \nu (\ln 10) / \pi^2 \dots (27)$$

となるから、もし h を小さくすると、 N は h^{-2} に比例して増大するとともに、格子点の数も h^{-2} に比例して増大するから、全体として h^{-4} の程度で計算量が増大する。そこで考えられたのが、加速 Liebmann (Successive Overrelaxation method) である。これは残差ベクトルを、Liebmann 法ではそのまま修正ベクトルとしていたのを適当に A 倍して修正することにし、 A を収束が速くなるように決めるというわけである。改めてベクトル形式に書き直すと、

$$\begin{aligned} T^{(k+1)} = T^{(k)} + A \{ E \cdot T^{(k+1)} + F \cdot T^{(k)} + B - T^{(k)} \} \\ \dots (28) \end{aligned}$$

のようになる。この A が加速パラメータと呼ばれるもので、この値を適切に選ぶことによって収束を著しく早めることができる。それには、式 (28) を、

$$T^{(k+1)} = L(A) \cdot T^{(k)} + G$$

と書き直したときの変換の行列 $L(A)$ が絶対値のできるだけ小さい固有値をもつように A を定めればよい。この $L(A)$ の固有値 η ともとの行列 A' の固有値 λ_i との間にはつぎの関係式がある。

$$\eta + A - 1 = A \cdot \lambda_i \cdot \eta^{1/2} \dots (29)$$

これから適切な A の値を出す (絶対値最大の固有値について)、

$$A_{\text{opt}} = 2(1 + \sqrt{1 - \lambda_1^2})^{-1} \dots (30)^6$$

が得られる。ここに λ_1 はもとの行列 A' の最大固有値である。したがって問題は λ_1 をできるだけ正確に見出すことであるが、これはかなり面倒なことで、その出し方がいろいろ試みられている⁷⁾。一つの考え方は、相続く 3 つの反復 $k-2, k-1, k$ での T の値から適当なノルムの比 $\|T^{(k)} - T^{(k-1)}\| / \|T^{(k-1)} - T^{(k-2)}\|$ をとるとこれがほぼ $L(A)$ の最大固有値 η を与える。ここでノルムとしてはたとえば $\|T^{(k)} - T^{(k-1)}\| = \sum_{\mu=1}^N |T_{\mu}^{(k)} - T_{\mu}^{(k-1)}|$ をとる。ここで N は全格子点の数、 μ はそのインデックスとする (Kulsrud (1961))。この方法で加速パラメータを実際に求めるには、つぎのような手順をとる。はじめに A_{opt} と思われる値より小さめの A を仮定して上

述のノルムの比から η の近似値と考えられる $\bar{\eta}$ を出す。この $\bar{\eta}$ を式 (29) の λ_i のかわりに最大固有値 λ_1 を用いて出した式、

$$\lambda_1^2 = (\eta + A - 1)^2 / A^2 \cdot \eta \dots (31)$$

の η に代入してこの λ_1^2 を式 (30) に代入し、 A_{opt} の推定値を出す。これが前に推定していた A_{opt} と所望のケタ数まで一致していれば、以後の反復に同じ A_{opt} を用いる。ところでこの SOR は $1 \leq A \leq 2$ で収束するが、もし最適な A がわからないときはやや大きい A を選んでおく法がより有利である。この A_{opt} の値や収束の加速状況の一例を正方形のものについてあげるとつぎのようである。

$h = \pi/45, N = 1936$ (格子点数) では $\lambda_1 = \cos(\pi/45) = 0.99756$ であるから、 $A = 1$ の Liebmann 法そのままでは誤差の小さくなり方は 1 回につき $(0.99756)^2 \cong 0.99513$ 倍で、ほとんど変わらない。SOR 法では $A_{\text{opt}} = 2(1 + \sqrt{1 - \lambda_1^2})^{-1} \cong 1.870$ のとき、

$$|\eta| = A_{\text{opt}} - 1 = (1 - \sqrt{1 - \lambda_1^2})(1 + \sqrt{1 - \lambda_1^2})^{-1} \dots (32)^6$$

となるから、 $|\eta| \cong (1 - \sinh)(1 + \sinh)^{-1} \cong 0.870$ となり、はるかに収束がよくなる。一般に収束係数 (Convergence factor) r を変換行列の固有値の対数で表わし、
 $r = -\log \lambda = 2.302, 59(-\log_{10} \lambda) \dots (33)$

で収束の目安としている。SOR 法の場合、反復回数は $A = 1$ の場合の約 1/30 ですむ。なお、SOR 法での演算時間の目安として Forsythe および Wasow (1960) は、
(1 点についての演算時間) $\cdot 2.2 N^{3/2}$ (sec)

を与えている。 N は格子点総数であるから、今の正方形の例では $(0.004) \times 2.2 \times 45^{3/2} \cong 800$ 秒となる。

さて、式 (23) について SOR 法を適用すると、 $T^{(k+1)}(\xi, \eta, \zeta)$ と $T^{(k)}(\xi, \eta, \zeta)$ との差 $R^{(k)}(\xi, \eta, \zeta)$ にある定数 A を乗じて新しい $(k+1)$ 近似値、

$$T^{(k+1)}(\xi, \eta, \zeta) = T^{(k)}(\xi, \eta, \zeta) + A \cdot R^{(k)}(\xi, \eta, \zeta) \dots (34)$$

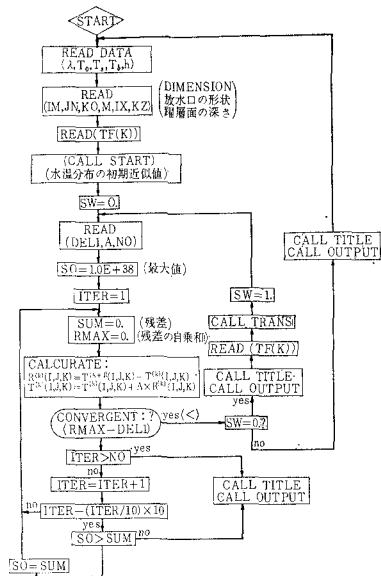
を作る。ここで A の適切な選択が問題になってくるが、本計算で $A = 1.50$ として残差の自乗和 $\Sigma R^2 < 0.21 \times 10^{-8}$ 、残差の最大値 $|R| = 0.97 \times 10^{-6}$ となるまでに 164 回の sweep をしており、 $A = 1.80$ とすると 100 回の

表-3

Two Dimensional Space				
A	Iterations	DEL 1	RMAX	ΣR^2
1.28	297 Sweeps	10^{-5}	—	0.537×10^{-7}
1.50	182	10^{-5}	0.989×10^{-5}	0.533×10^{-7}
1.80	71	10^{-5}	0.965×10^{-5}	0.510×10^{-7}
Three Dimensional Space				
A	Iterations	DEL 1	RMAX	ΣR^2
1.50	164 Sweeps	10^{-4}	0.97×10^{-6}	0.21×10^{-8}
1.80	100	10^{-4}	0.965×10^{-6}	0.089×10^{-8}

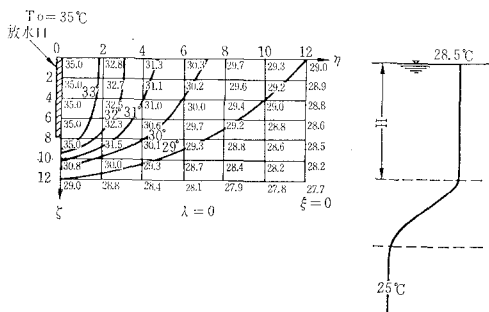
sweep の後 $\sum R^2 < 0.89 \times 10^{-7}$, $|R| = 0.965 \times 10^{-6}$ になった。これらの結果は A の値について適当な選択をすれば収束速度にいちじるしい効果のあることを示している。これら加速パラメータについて、2次元・3次元の両者における試算結果を表-3に示す。これによると式(23)で表わされるだ円型の式において A の妥当

図-10 SOR法によるフローチャート



当値として 1.80 であることを物語っている。SOR法で計算する場合の手順は、たとえば図-10のようになる。SWはプログラムのスイッチの意味で、計算段階としてまず mesh 幅のあらひ場合について計算を実行し (SW=0.), その計算が収束した後 mesh 幅を半分にして計算を進める (SW=1.)。また収束判定のため、 $|R(\xi, \eta, \zeta)|$ の最大値を記憶させておいて一連の sweep

図-11 沿岸に垂直な $\eta(y)$ 軸に沿う水温の垂直分布



が終了した後調べて所望のケタまで収束したかどうかの判定を行ない $T^{(k+1)}(\xi, \eta, \zeta)$ の新しい値を出した。海域内すべての節点に水温分布の初期近似値を与えて、IBM 7090 によって計算を実施した。

数値計算は、沿岸に平行な潮流効果をふくんでおり、海域で水温が一樣な場合と夏季に相当する水面下 3~5 m 層に大きな水温鉛直勾配を与えた場合の 2 ケースにつき、水温垂直分布状態によって温水拡散がどのように支配されるかを調べた。図-11, 12, 13 は数値計算によって求めた 3 次元空間における各断面での放水水温拡散分布

状態を示したものであって、ちょうど夏季に相当した水温垂直分布を境界条件のなかに考慮してある。これらの図から、3 方向の渦動熱拡散率を設定して、図上の座標を適当に伸縮させてやれば各種の拡散場に対する水温分布図をただちに求めることができる。さらに、元の座標系にもどって、拡散係数値に現場実測によって得たそれを代入して数値計算を実施した。計算結果によると、沿岸域で顕著な水温躍層面が存在している場合には、

は、水温躍層面と目される層での大きな安定度のために放出温水塊はこの躍層面を通じて下層に拡散することなしに表層付近の水塊と混合を生じる傾向にあり、等温線の放水口からの距離も、海域で鉛直水温分布が一樣な場合に比して大となっている。しかるに、後者の場合には放水温水塊は比較的下層部にまで一様混合する傾向を示している。

5. 放出水の力学的挙動を考慮に入れた熱拡散現象

冷却水放水口からの放出水による、水深方向の流速分布とそれともなう熱拡散分布は現地観測および数値解析の結果からしてほとんど躍層面付近までに限られることがわかったので、平面状 2 次元的取り扱いができると仮定して、数値解析を行なった。すなわち、渦粘性の卓越する流れの場の問題は流線関数の導入によって重調和方程式の解によって求められることを示し、かつここで求めた移流成分を熱拡散方程式内の該当項に代入することによって平面状熱拡散分布を算出できる。

冷却水放水による流動を支配する運動および連続方程

図-12 表面および $\zeta=4$ 層での水温の水平分布

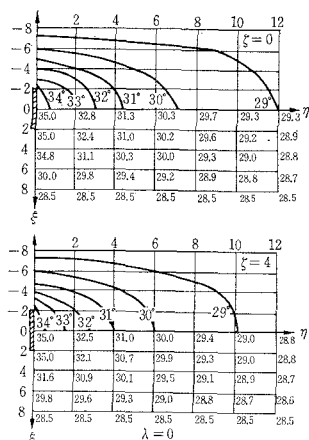
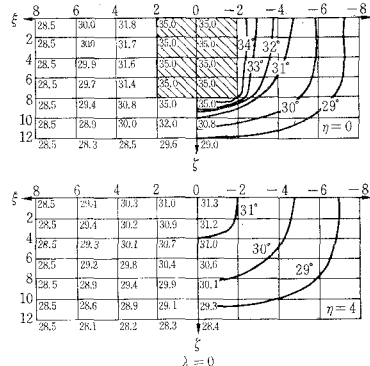


図-13 沿岸に平行した各断面での水温の垂直分布



式は次式で表わされる。

$$A_h \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) = \frac{\partial p}{\partial x} \quad (35)$$

$$A_h \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) = \frac{\partial p}{\partial y} \quad (36)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (37)$$

また、海面からの冷却効果を考慮した2次元熱拡散方程式は、次式のように書くことができる ($\rho=1$)。

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{K_x}{\rho} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{K_y}{\rho} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{Q}{C_w \cdot \rho \cdot H_w} \quad (38)$$

さて、運動方程式、連続方程式 (35), (36), (37) において、流線関数 $P(x, y)$ を導入すると、式 (37) の代りに次式を得る。

$$u = -\frac{\partial P}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial P}{\partial x} \quad (37)'$$

式 (37)' と (35), (36) を組み合わせると、つぎのような関数 $P(x, y)$ に関する重調方程式が得られる。

$$\nabla^4 P = \frac{\partial^2 P}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 P}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 P}{\partial y^4} = 0 \quad (39)$$

したがって任意の境界を有する渦粘性の卓越する流れの場の至るところで重調方程式 (39) が満足されればよいわけである。たとえば、平面 (x, y) を2方向を有する平行線群によって格子に分割する。この格子点上の P が求まればただちに、 u, v , 合成速度 (W) およびその方向 (θ) が算出できる。

この求められた u, v の値を使って、熱拡散方程式 (38) を解くわけであるが、式自身に一般性を持たせるためにつぎのような変換を行なう。表面冷却項 Q は式 (21) により、 $Q=b_0-b_1T$ となる。したがって、式 (38) の第3項は、 $B_0=b_0/C_w \cdot H_w$, $B_1=b_1/C_w \cdot H_w$ とおくと、 (B_0-B_1T) と書くことができる。ここで、

$$T_1 = \frac{T-T_s}{T_0-T_s} = \frac{T-T_s}{\Delta T} \quad (40)$$

とおく。ただし、 T_0 : 放水口出口の放水温度、 T_s : 放水の影響を受けない水域の表面層温度。したがって、式 (40) を式 (38) へ代入すると次式を得る。

$$\Delta T \left[T_1 + \frac{B_1 \cdot T_s - B_0}{\Delta T \cdot B_1} \right] = -u \frac{\partial T_1}{\partial x} - v \frac{\partial T_1}{\partial y} + K_x \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + K_y \frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2} \quad (41)$$

ここに、

$$T_3 = \Delta T \left(T_1 + \frac{B_1 \cdot T_s - B_0}{\Delta T \cdot B_1} \right) + T_s$$

式 (41) でさらに、

$$T_1 + \frac{B_1 \cdot T_s - B_0}{\Delta T \cdot B_1} \equiv T_2 \quad (42)$$

とおくと変換後の熱拡散方程式はつぎのようになる。

$$u \frac{\partial T_2}{\partial x} + v \frac{\partial T_2}{\partial y} + B_1 \cdot T_2 = D_x \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + D_y \frac{\partial^2 T_2}{\partial y^2}$$

一方、境界条件式としては、

$$T_2 = \frac{1}{\Delta T} \left(T - \frac{B_0}{B_1} \right) \quad (44)$$

となるゆえ、放水口では、 $T_2=1.0$ 、放水の影響を受けない水域の表面温度 $T_2=0$ ととることができ、 T_0, T_s

図-14

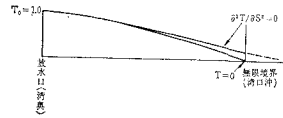
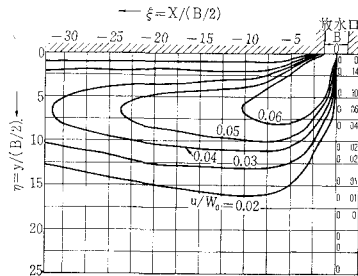


図-15 沿岸に平行な u の流速分布 ($W_0=1$ m/sec)



で放水温度の影響がないとする境界条件のとり方は熱拡散式の性質からみたら必ずしも妥当と考えられない。むしろ水温についての2次微分 $\partial^2 T / \partial S^2 = 0$ (S : 距離) ととして境界条件におき代えた方がよい。この両者の値を比較してみると、湾口沖の境界付近では図-14のごとく両者の値に差が認められる。ただ表面冷却項が卓越するとか、移流効果が小さくなるとかして湾口沖付近の温度勾配が小さくなっておれば、後者の境界値設定条件に

図-16 沿岸に垂直方向の流速分布 (V/V_0)

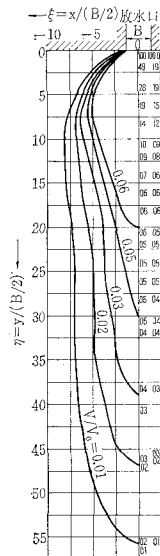


図-17 合成流速分布 ($W_0=1$ m/sec)

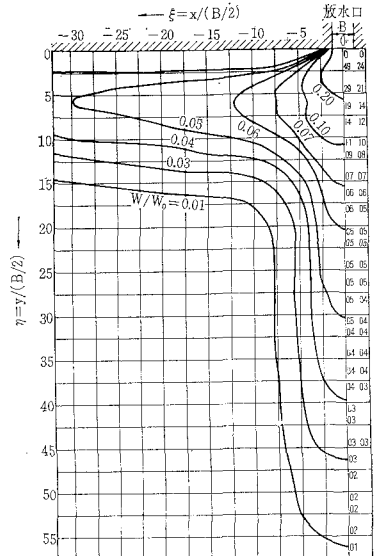


図-18 水温分布図

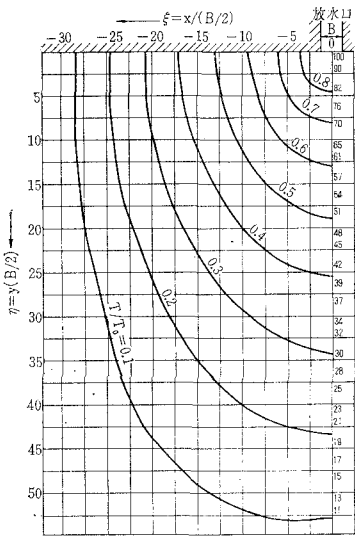


図-19 (a) 重調和関数 P の収束率 (半無限海域へ放流した場合) Dimension (65, 65)

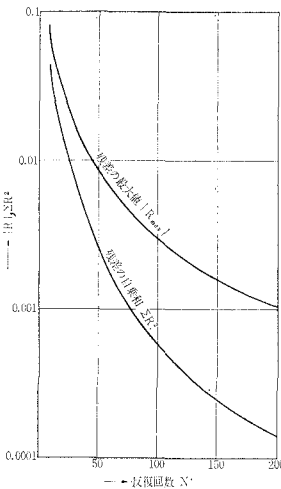


図-19 (b) 重調和関数 P の収束率 (S湾内放水) Dimension (40, 110)



近づく。式 (39) に対する差分近似式として次式を得る。

$$\begin{aligned} P(I, J) = & 0.40(P(I+1, J) + P(I, J+1) + P(I-1, J) \\ & + P(I, J-1)) - 0.10(P(I+1, J+1) \\ & + P(I-1, J+1) + P(I-1, J-1) \\ & + P(I+1, J-1)) - 0.05(P(I+2, J) \\ & + P(I, J+2) + P(I-2, J) + P(I, J-2)) \end{aligned} \quad (45)$$

境界条件は、

$$P = \int \frac{\partial P}{\partial x} dx + \int \frac{\partial P}{\partial y} dy = -V_0 \int dx + U_0 \int dy \quad (46)$$

ここに、 U_0, V_0 : 放水口断面での流速成分。

によって、境界上の各点におけるポテンシャル関数 P の値を設定できる。なお、図-15 の境界値問題の計算過程において、重調和方程式に関しては、 x 方向の sweep を 1 回ごとにその方向を全く逆にして行なわないと、沿岸域における流れの影響が片側のみにかたよってしまい、残差が増大して発散することが判明した。図-15, 16, 17 は P の計算結果から算出した u, v, W の分布図であり、図-18 はこの移流効果を熱拡散式に組み入れて解いた水温分布図である。重調和関数 P の収束率は非常に小さく、比較的単純な海域 (図-19 (a) 参照) ではそれほどでもないが、S 湾 (図-19 (b) 参照) に至っては、DEL 1 を 10^{-2} にとっても、収束回数

360 回を越すほどである。反復回数の小さいときは収束度合の進みかたが早い、残差が少なくなるにつれて遅々たるものになる。

謝辞 本研究の遂行にあたり、終始ご鞭撻と懇切なご配慮をいただいた電力中央研・水理第2研究室長 千秋信一博士および電子計算機の使用にご便宜をいただいた電子計算機室 主任研究員 大久保康男氏に厚くお礼を申し上げる次第である。さらに数値解析の内容について種々ご討議下さった、東大教授 森口繁一博士、立大教授 一松信博士、電中研・電子計算室 小野勝彦氏を始め CP 委員会の方々に厚く感謝の意を表わします。

参考文献

- 1) 千秋信一・和田 明: 火力発電所冷却水の深層取水に関する研究, 電力中央研・技研報告 (1964).
- 2) 千秋信一・和田 明: 堺港火力発電所冷却水深層取水に関する水理学的検討, 電力中央研・技研報告 (1964).
- 3) 和田 明・片野尚明: 入江内における表面水の熱収支の算定, 第 20 回土木学会学術講演会講演概要 (1965).
- 4) 和田 明・中川友康: 冷却水熱拡散の3次元数値解析, 第 20 回土木学会学術講演会講演概要 (1965).
- 5) Frankel, S.P.: MTAC 4 (1950).
森口繁一・高田 勝: 数値計算法 II (岩波講座応用数学 昭和 33).
- 6) Forsythe, G.E., Wasow, W.R.: Finite-Difference Methods for Partial Differential Equations (1960)
- 7) Kulsrud, H.E.: Comm. of ACM, 4 (1961).