

沿 岸 環 境 問 題

電力中央研究所 和 田 明

1 ま え が き

沿岸海域における海水混合の問題は沿岸工業地帯の造成、都市排水、工場排水による汚染の問題に関連して関心がもたれている。最近に至つて、これら汚染度合が工業の発達と人口の増加に伴つて莫大な量に達し環境衛生、沿岸資源および産業基盤としての水資源に対してかなり重大な影響を及ぼすようになっているのが現状である。

今後、沿岸工業地帯の造成や外かく堤防方式による港や掘込港の建設などによって工場進出に伴い、海水の利用度が今後一層高まることは想像に難くない。従つて海岸汚染の対策については今後十分吟味しておく必要がある。海岸汚染の問題では、生物学、化学などの面から汚染物質やそれが各種の利水目的に及ぼす影響などの項目を説明すると同時に、一方では海岸工学の面から汚染される海域の水理特性の正確な把握が基本条件となる。

本文では、沿岸環境問題を水理現象を伴う特定の問題にしぼって概観してみることにする。

2 港内水循環の機構

自然界で起っている水の動きを簡単に眺めてみよう。温度による密度差という要因が加われれば上下の対流が生じ、また大規模な水塊となれば潮汐流が存在する。しかし外洋や潮、河川に見られる動きはそれを支配する要因により比較的簡明に解析し得る場合が多い。ところがここに支配する要因が複雑でしかも影響力の強い水域が存在する。それが今問題となつている湾とか入江であり、地形的には陸と海との接点で複雑になっている。こういった水域に直接工業廃水を放出した場合、その拡散のしかたは複雑であり、かつ時間的にも変化する度合が大きいことが予想される。工業廃水あるいは汚濁源となる河川水の拡散形態は基本的には、密度差、流動、量等によつて定められ、これらの要素は現地の条件としては密度分布、潮海流、吹送流、湾内外水の置換の程度等となつて現われる。工業廃水の拡散範囲と希釈を支配する要因のうち自然的なものとしては地形、水深、潮海流、吹送流、外海水との交換等があり、これらは人の力では根本的に変えることはできず、せいぜい放出時の潮汐の状態や風を考慮したり、取放水口の位置を選ぶ位のものであるが、人為的な要因に対しては海の特性を最大限に利用すべきであろう。もとより画一的な放出法があるわけではなく、現場に最適の方法をとるよう工事計画の際検討すべき事項の一つでもある。

湾内の水温や廃水の濃度分布を支配する物理的要因の主なものとは対象とする海域に存在する海水の流動状況であるといえよう。この海水の流動は大きく分けて次のようになる。

(I) 流れ(湾内では循環)………沖合水の流入、吹送流および地形によるこれらの流れの局所的変化、潮流、河川水流入および工業廃水放出による流れ(密度流)、対流

(II) 海水の混合過程……渦動拡散、潮汐混合、下層からの海水加入、対流による混合

従って実際に当面する個々の港における流動の特性はこれら要因のひとつひとつを検討して、湾の海況変化、すなわち、海域諸要素の分布や変動を支配する流動要因として、どういふものが支配的に作用するかを見きわめてゆくことによって得られるように思われる。たとえば渦動拡散に寄与する渦動の大きさを $I U e I$ 、潮汐混合に寄与する潮流の大きさを $I U t I$ 、下層水加入に寄与する河川水の流れの大きさを $I U r I$ を考えると、これらの大小によってある程度、湾の特性（海水の循環や拡散混合の過程）を察知することができる。

いま、湾の幅が一定で奥行の長さが L の湾を考えてみる。潮汐流はこの湾口を通して出入し、近似的には湾内は同時に振幅 ζ_0 で干満しているとすると湾内の潮汐流は

$$U = \omega \zeta_0 (x/H) \cdot \sin \omega T$$

と近似的に表わすことができる。ここに H は平均水深、 x は湾奥からの距離、 $\omega = 2\pi/T$ 、 T は周期である。したがって

$$I U t I \sim \omega \zeta_0 (x/H)$$

と考えることができる。一方、下層水加入による流れは

$$U = \frac{Q}{a\pi L a} \sim I U r I$$

$$L a \sim \frac{\rho^{\frac{1}{2}} (a-1) (n^{\frac{3}{2}})}{\pi (\Delta \rho g)^{\frac{1}{2}} h^{\frac{3}{2}} (n-1)}$$

ここに、 Q は河川水流入量、 $L a$ は a 倍稀釈になる距離、 ρ は海水密度、 $\Delta \rho$ は海水と河川水の密度差、 h は稀釈水のさ、 g は重力の加速度、 $\eta = \zeta$ (7. の式 (5.8) から)。また $I U r I$ は湾固有の流れに対応すると考え、ほぼ湾内では一定と考える。

当然、 $I U t I$ 、 $I U e I$ 、 $I U r I$ はそれぞれ湾のスケール、潮汐の大きさ、河川流水量の大きさに応じて変化するものであるが、大まかにそれぞれが湾の地域において持つ役割を上の算定にもとづいて模式化すると図-1 に示すように湾奥から湾口にかけてそれぞれの大きさを地域的に特徴づけることができる。

かりにこのような湾が存在するとすると、湾の地域によって海水の循環や拡散混合の過程がことなり、 $I U t I$ 、 $I U e I$ 、 $I U r I$ の大きさ、したがって湾内の流動特性の変化によって諸要素の動的な分布様式が変化することが考えられる。

このような湾内水循環機構の問題は従来 estuary の流れの構造の問題に関連して論じられてきた。本現象はさまざま複雑な境界条件を受ける非線形方程式を解くことによって明らかにすることができる。湾内水の循環機構を鉛直方向、平面的に究明しておくことは工業用水の

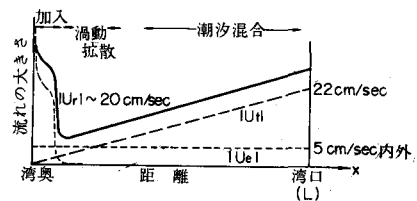


図-1 流れの湾内地域的变化図
(平野(1966)による)

利用、沿岸漁業（養殖業も含めて）関係者に対して極めて重要な情報を与えることができる。わが国には純粋な estuary が数多く存在しないのでこの面の研究はあまり行なわれていないが、今後、産業廃水による海域環境汚染の問題と関連して更に発展させなければならない。

一般に、estuary 内の密度分布は河川水の流れと淡水・海水間の密度差による流れの系から成り立っている。従って estuary 内の流れや密度場は強制対流や重力対流の問題を構成している。湾内の下層付近での湾奥へ向かう流れ（重力対流）は塩分と流れの分布との間の力学的干渉の結果であって、湾内水の循環機構の解明において特に重要である。湾内へ流入する汚染水による空間濃度分布を算定するに当って鉛直断面で一様な塩分分布が存在していれば一方向のみの流速しか存在しないとの仮定もとに、1 次元解析が行なわれてきた。Arons & Stommel (1951)、Ippen & Harleman (1961) および Kent (1960) らによる 1 次元の数学モデルは河川流出量を断面にわたって積分した諸量に関連したものであり、重力対流効果すなわち速度分布におよぼす密度勾配の影響を無視している。従ってこのようなモデルは湾内の浅海領域にしか適用できない。密度と速度場の相互干渉を考慮に入れた解析は Rattray & Hansen (1962) によって行なわれたが、この解は重力対流の卓越した場に対するものであって湾の外海に近い海域にしか適用できない。その後、Hansen & Rattray (1965) は河川流出および重力対流の両者の効果を考えた循環機構を論じた。ここでは Haneen & Rattray の報告を中心に紹介し、湾内水の流れの様相をみることにする。計算モデルとしての estuary は単純化され、一定幅 B 、深さ H のく形状断面をもつものとしその幅は十分せまく横方向に均質である。また潮流は乱れ混合の原因とはなるが、循環には影響しないものとする。Estuary における運動方程式は次式によって表わせる。

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(A_v \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (1)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = g \quad (2)$$

質量および密度に対する保存方程式は

$$\frac{\partial}{\partial x} (B u) + \frac{\partial}{\partial z} (B W) = 0 \quad (3)$$

$$B \left(U \frac{\partial s}{\partial x} + W \frac{\partial s}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial x} (B K_h \frac{\partial s}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (B K_v \frac{\partial s}{\partial z}) \quad (4)$$

ここに $\rho = \rho_f (1 + k S)$ 、式 (3) は質量輸送の流れ関数 ϕ の導入によって満足される。

$$B u = -\partial \phi / \partial z, \quad B W = \partial \phi / \partial x$$

式 (1)、(2) および (4) において、 p 、 ρ を消去し、Boussinesq の近似*を適用すると、estuary 内での循環と密度分布を支配する基礎方程式はつぎのようになる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} \cdot \frac{\partial S}{\partial z} - \frac{\partial \phi}{\partial z} \cdot \frac{\partial S}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} (BK_n \frac{\partial S}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (BK_z \frac{\partial S}{\partial z}) \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \left[A_v \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{B} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \right] + g k \frac{\partial S}{\partial x} = 0 \quad (6)$$

上式の解は下記の境界条件のもとで連立して求められる。すなわち、(i) 海底での流れは零、(ii) 海面では風応力に等しいせん断応力が作用する。(iii) 質量輸送は河川流出量に等しい、(iv) 境界壁に垂直方向の塩束は零。これらの条件は次式によって表わされる。

(i) $Z=D(x)$ で $\phi = \partial \phi / \partial N = 0$ 、(ii) $Z=0$ で $\phi = R$ 、 $A_v \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{B} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) = \tau_w$ 、(iii) $Z=D(x)$ で $\partial S / \partial N = 0$ 、(iv) $Z=0$ で $B \cdot K_v \cdot \partial S / \partial z - S \cdot dR/dx = 0$ 、(v) $\int_0^{D(x)} \left(S \frac{\partial \phi}{\partial z} + BK_n \frac{\partial S}{\partial x} \right) dz = 0$ 多くの estuary において、塩分の水平勾配や表面と海底との塩分差は殆ど一定である。この特性を持つ相似解が、 A 、 K_z が一定、 K_x は湾口へ進むにつれて断面平均流速（あるいは淡水流出速度）の割合で増加する。すなわち

$$\frac{d}{dx} K_h = \frac{R}{BD} = U_f \quad (7)$$

の条件のもとに解かれている⁶⁾。式(5)、(6)の解は

$$\begin{aligned} \phi(x, z) &= R \cdot \phi(\eta) \\ S(x, z) &= S \cdot [\nu \xi + \theta(\eta)] \end{aligned} \quad (8)$$

の形で求められ、 ν は定数、 $\eta = Z/D$ 、 $\xi = R_0 / BDK_{h0}$ は無次元座標、零の記号は $x=0$ での値を意味する。この時の解は3つの無次元パラメータによって特徴づけられている。

$$\frac{u}{U_f} = - \frac{d\phi}{d\eta} \quad (9)$$

$$\frac{S}{S_0} = 1 + \nu \xi + \frac{\nu}{M} \left[\left(\eta - \frac{1}{2} \right) - \frac{1}{2} \left(\eta^2 - \frac{1}{3} \right) - \int_0^\eta \phi d\eta + \int_0^1 \int_0^\eta \phi d\eta^1 d\eta \right] \quad (10)$$

ここに

$$\phi(\eta) = \frac{1}{2} (2 - 3\eta + \eta^3) - \frac{T}{4} (\eta - 2\eta^2 + \eta^3) - \frac{\nu \cdot Ra}{48} (\eta - 3\eta^3 + 2\eta^4) \quad (11)$$

$T = B \cdot D^2 \tau_w / A_v \cdot R$ は風応力の無次元表示、 $Ra = g k S_0 D^3 / A_v \cdot K_{h0}$ は熱対流理論で使われる Rayleigh 数の estuary への模式化パラメータ、 $M = (K_v \cdot K_{h0}) / (R/B)^2$ は河川流量に対する潮汐混合の割合である。式(11)は estuary 内の循環を3つのモードの組み合わせとして表現したものであ

る。すなわち、(i)河川流出の項、

(ii)風応力の項、(iii) Ra 数に関連した

対流項。これらのモードのうち最初の

項だけが水の輸送に関係している。図

—2および3は風応力が零のときの速度

および塩分の鉛直方向の変化を示したものである。速度分布の形状は

$\nu \cdot Ra$ のみの関数となっている。 νRa

が零のときの速度分布は一定の粘性をもつ放物形になっている。 $\nu \cdot Ra$ の値

が増加するにつれて密度勾配の影響が

明瞭に表われ、2層流への移行は νRa

の値が30の付近で生じている。 $\nu \cdot Ra$

の非常に大きい値に対する速度分布は、

外海に近い estuary のそれと類似し

たものになる⁵⁾。鉛直方向の塩分勾配

は図-3に示すように νRa と潮汐混合ラメ

ータ M/ν の両者に依存している。2層

間の相対密度差は νRa と共に増大するが、また ν/M にも正比例している。

密度勾配のパラメータ、 ν 、は境界条件(V)から M 、 Ra 、 T の関数として

次のように求められる。

$$1680M(1-\nu) = (32 + 10T + T^2)\nu + (76 + 14T)(Ra \cdot \nu^2 / 48) + (152/3)(Ra/48)^2 \nu^3 \quad (12)$$

図-4は、式(12)の解を図示したもので風力が零の場合に対応している。

図=4 式(12)の解曲線
(● ▲ ■ 印：観測値)

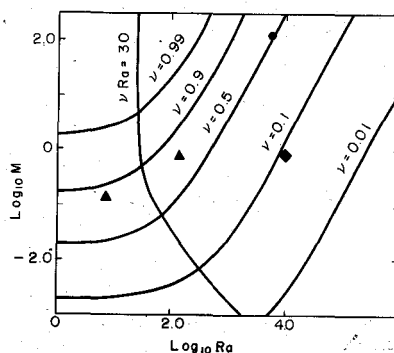


図-2 風応力が零のときの速度分布
(●印：James河での観測値)

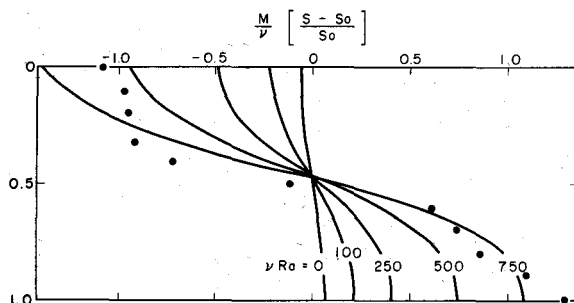


図-3 風応力が零のときの塩分分布 ($\xi = 0$)
(●印：James河での観測値)

図-5および6は速度および塩分の分布形状におよぼす風応力の影響を示している。湾口へ向かって吹送する正の風応力は表層および下層の速度を増大させ、無運動面の深さを減少させている。また反対方向の風が作用するときには、表層で逆転が起り3層流れが生じる。このとき、表面および下層では湾奥に向かう流れ、中間層では湾口へ向かう流れが起る。一方、風の作用は塩分の鉛直分布形にも大きな影響をおよぼしている。湾口へ向かう図の作用があれば表層と下層の塩分差は増大し、逆方向の風であればその塩分差は減少している。これらの結果は実際の estuary における図による表面層の混合機構をある程度示唆していると思われる。

式(10)から、 $M/\nu \rightarrow \infty$ のときの塩分分布は1次元になる。このことが全水深にわたって海側へ向かう流れが生じるものと考えられてきた。しかし、たとえ鉛直断面で塩分分布が一様であっても、必ずしも、一方向のみの流速を持つとは限らないことが図-2、3からわかる。従って estuary 内の速度分布はそこに存在している塩分分布のみから推論できないことが判明した。

湾内の汚染水(淡水の密度に近い)と海水の定常的な混合分布はいわゆるタイダル・プリズムの考え方によっても決めることができる。この計算法は混合を支配するものが潮流の往復運動による水平混合すなわちタイダル・フラッシュであると考えて Ketchum(1951)⁷⁾ によって展開された。本方法は湾形、潮差、汚染水量(あるいは汚水を含む河川流入量)といった容易に入手できるデータを用いて種々の物質濃度が求められるという点で実用的である。解析においては漲潮時に湾内の一区間に入った汚染水と海水との混合を完了し、落潮時にはその区間から流出し、次の漲潮時にはこの混合水が入ってこないものとする。従って混合が完全に行なわれるのは漲潮時の流跡の平均距離とみなすわけである。湾内をこの平均距離に等しい区間に分割して定常状態における各区間の汚染水濃度を求めるのであるがその分割法は次のとおりである。各区間の干、満潮間の容積が漲潮時にこの区間の外側境界をこえて流入する容積に等しくなるようにとり、湾奥では干満潮間の容積が漲潮時の汚染水流入量に等しくなるようにとり、今、各区間での海底と干潮面間の混

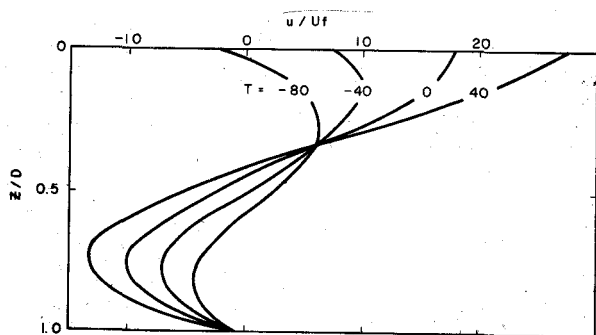


図-5 速度分布におよぼす風の影響
($\nu Ra = 750$)

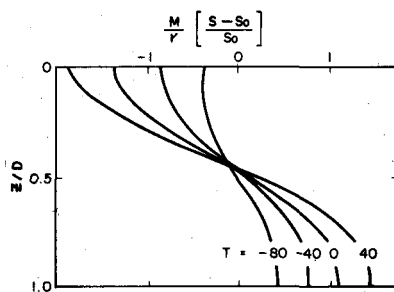


図-6 塩分分布($\xi=0$)におよぼす風の影響
($\nu Ra = 750$)

合水容積を V 、干満潮間のプリズム容積を P 、1潮時での汚染流入量を R とすると第 i 番目の区間の容積は次式で与えられる。

$$V_n = V_0 + R + \sum_{i=1}^{n-1} P \tag{13}$$

潮の1周期間で同区間から外部へ搬出される混合水の割合は次のようになる。

$$r_n = P_n / (V_n + P_n) \tag{14}$$

いま n 区間における汚水量の収支について考える。1潮時にその区間に入る汚水量は連続条件より R であり、次の潮汐周期にはこのうち $R \cdot r$ がこの区間から搬出されるとともに新たに R の汚水がこの区間に入る。こうしたサイクルが下記のように m 潮時までくりかえされるとすると次の関係が成立する。

潮 汐 周 期	汚 染 水 搬 出 量	汚 染 水 残 留 量
1	$r R$	$(1-r) R$
2	$r(1-r) R$	$(1-r)^2 R$
3	$r(1-r)^2 R$	$(1-r)^3 R$
⋮	⋮	
m	$r(1-r)^{m-1} R$	$(1-r)^m R$

m 潮時の終期におけるこの区間の汚染水残留量 Q_n は

$$Q_n = R \{ 1 + (1-rn) + (1-rn)^2 + \dots + (1-rn)^m \}$$

m が大きいたくときには

$$Q_n = (R/rn) \{ 1 - (1-rn)^m \} \tag{15}$$

となる。究極的には $Q_n = R/rn$ となる。この方法はタイダルフラッシュ=度合が大で完全拡散型の混合が行なわれるとかいわゆる混合水深を正確に推定することができるならば実測結果とよく一致することが見出されている。⁷⁾⁸⁾⁹⁾

Preddy(1954)はThames河口部の汚濁物質の計算のために混合係数を用いる計算方法を開発している。彼は感潮部の混合現象を河川固有流による移動と混合拡散にわけて考えた。計算方法については水理公式集第3編上下水道PP437~438を参照せられたい。

3 海中放流管による希釈効果

産業排水量、都市下水量の増大に伴つて、これらの海中処分が考えられる。海水の無限とも考えられる希釈拡散力を利用して自然環境で自浄作用の起りうる範囲内で汚染水を海中放流することは欧米の例からみても実用性がある。廃水を海中放流する目的はそれを周囲の海水と混合させることによって廃水濃度を希釈することであり、放流形式の1つとして海底管を布設して沖合の海底から鉛直上ちあるいは水平方向に噴出する海中放流管が考えられる。廃水放出点は技術的、経済的考えからできるだけ岸に近いことが要求されることが多

い。海中放流管の機能的な設計基準を樹立するためには、いろいろな海況条件下での混合過程が把握されなければならない。

海洋における廃水の混合、分散は2つの過程に基いて行なわれる。

(1) 重力拡散(第1次拡散)……………海水より密度の小さい放出水はその密度差と放出口における慣性によって放出口より徐々に海面まで上昇する。希釈混合の度合は放出口の形式と噴流特性による。噴流拡散の実験的研究はRawn Bowerman & Brooks¹⁰⁾ Abraham⁴⁾ Hart¹²⁾等によって行なわれている。

(2) 渦動拡散(第2次拡散)

海面近くまで拡散しながら上昇した廃水混合水は潮流、海流、風浪等によって水平拡散する。重力拡散によって希釈された廃水濃度は一般に許容濃度の基準にまで希釈されていないため、乱流渦動拡散による希釈を期待する場合が多い。

一様な静止流体中に、海底に設置された放出口から噴出される流体は周囲の流体と混合しつつ流出源から無限速に達する。しかし重力場での密度勾配のある静止流体中では、噴出流は上昇とともに周囲の流体より重くなるのである限界以上に上昇し得ない。このような場合に上昇高さを増すには噴出源での流体速度や浮力を増加することが有効であると考えられる。一般の沿岸海域では夏季水温躍層の存在が確認されている。このような水温躍層の存在は上昇噴流の表層到達を妨げ、所期の目的が達せられなくなる。噴流管方式は、とくに表層付近に発達する密度躍層の下面をplumeが突き破ってその上の乱れによる擾乱の大きい層に排出する点にその目的がある。

ところで、放出口の設計にあたっては排出速度や排出量の効果を数値的に予測しなくてはならない。一般には、沿岸海域では多水の流れがあるけれども、ここではまず静止時を対象として噴出による希釈効果を論ずる。

流体中に放出された濃度 C_0 の噴出水が拡散する過程の濃度 C 流速 u は次式で表わせる。

$$\frac{C}{C_0} = f_1 \left(\frac{y}{D}, \frac{x}{D}, \frac{\Delta\rho}{\rho_0}, Fi \right),$$

$$\frac{u}{u_0} = f_2 \left(\frac{y}{D}, \frac{x}{D}, \frac{\Delta\rho}{\rho_0}, Fi \right) \quad (16)$$

ここに、 D は放流口の径、 x 、 y はそれぞれ放流口から鉛直上り、水平方向の距離、 ρ_0 は噴出流の密度、 $\Delta\rho$ は放流水と周囲流体との密度差、 Fi は放流口の流速を基準とした内部フルード数。

噴出流の運動方程式は次式で表わせる(図-7参照)。

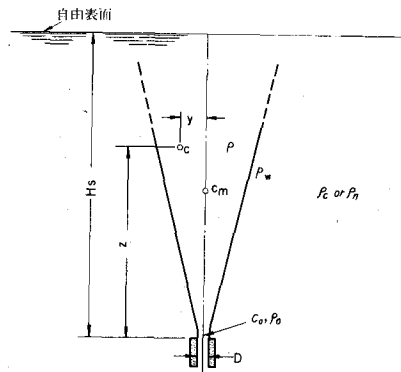


図-7

$$\int_A \rho u^2 dA = M_0 + g \int_0^x dx \int_A (\rho_0 - \rho) dA \quad (17)$$

ここに、 ρ は噴出流体の密度、 ρ_s は周囲流体の密度、 M_o は点 $x=0$ における初期運動量、 $M_o = \int_A P u^2 dA_o$ いま、内部フルード数として次のようにおく。

$$Fr_o = \frac{M_o}{\frac{x}{4} (\rho_s - \rho_o) g D^3} \quad (18)$$

海中放流管からの噴出流は Fr_o の値の大きさによって拡散様相が変わってくる。放出口付近では運動量が卓越し、式(17)の右辺第2項が無視できる($Fr_o \rightarrow \infty$)。中間領域($0 < Fr_o < \infty$)をへて放出口よりかなり上方のところでは浮力効果が卓越するようになる($Fr_o = 0$)。

運動量、浮力およびその両者が卓越する領域に対して流心に沿う流速、濃度の式が求められている。¹¹⁾

$$\left. \begin{aligned} Fr_o \rightarrow \infty : \frac{u}{u_o} &= C'_1 \left(\frac{D}{x} \right), \frac{C}{C_o} = C_1 \left(\frac{D}{x} \right) \\ Fr_o \rightarrow 0 : \frac{u}{u_o} &= C'_2 \cdot Fr_o^{-\frac{2}{3}} \left(\frac{x}{D} + 2 \right)^{\frac{1}{3}}, \frac{C}{C_o} = C_2 Fr_o^{\frac{2}{3}} \left(\frac{x}{D} + 2 \right)^{\frac{5}{3}} \\ 0 < Fr_o < \infty : \frac{C}{C_o} &= C_1 \left(\frac{D}{x} \right) \left[1 + Fr_o^{-2} C_1^{-3} C_2^{-3} \left(\frac{x}{D} \right)^2 \right]^{\frac{1}{3}} \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

ここで C_1 、 C_2 、 C'_1 、 C'_2 は無次元係数である。

Abrahamは式(19)に基づいて噴流中心軸に沿う速度および密度の変化を図示している(たとえば水理公式集p 440を参照せられたい)。

Frankel & Cumming(1965)は実験結果から噴流断面の濃度分布および任意点の濃度の時間的変動が近似的にGauss状分布で表現できることを確認している。平均濃度と最大濃度との関係はデータの

98.5%が平均濃度の2倍より小さい値を有している。

図-8は鉛直噴流管と水平噴流管による希釈効果を比較したものであり、放流口を水平にした場合は鉛直の場合に比して希釈効果が大きいことを示している。

Rawn et al(1960)は多孔式拡散装置の水理設計基準を設けるための噴流拡散実験を行なっている。

重力場の影響、殊に静止流体の密度が高さとともに変化する場合を最初に取扱ったのはMorton,

Taylor & Turner(1956)¹⁴⁾であるがMorton(1959)¹⁵⁾はその後更にその解法を巧みにした。日野

(1962)はMortonの方法を更に押し進めて、噴流

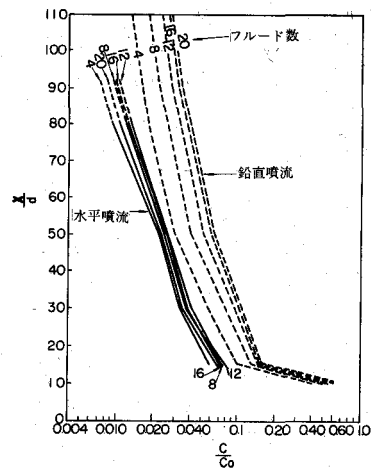


図-8 噴流角度による希釈効果

体 (Forced plume) が質量、運動量、浮力をもつ場合を論じ、 plume の上昇限界と噴出速度、噴出量などの関係を理論的に求めている。¹⁶⁾

Forced plume を理論的に扱う際の仮定は次の通りである。

- (1) Plume は乱流状態になっており、粘性 (Re 数)、熱伝導度 (Pr 数) に無関係である。
- (2) 噴流軸に直角な断面内の流速分布、密度分布は各高さで相似形を保つ。
- (3) 運動に伴う密度の局所の変化はある基準の密度に比較して小さい。
- (4) 流体は非圧縮性であって plume は周囲の流体との混合によって体積変化を生ずることはない。
- (5) plume 内への周囲の流体の混入率は plume 中のある基準速度に正比例する。

plume は排出源から鉛直上方に噴出するものとし、X を流出源からの plume 軸に沿う距離、r を plume 水平断面内の軸からの径、 $U_1 (X, r)$ 、 $U_2 (X, r)$ をそれぞれ鉛直方向、半径方向の流速、 $\rho (X, r)$ 、および $\rho_e = \rho (x)$ はそれぞれ plume の密度、plume 源点での密度および周囲の静止流体の密度を表わすものとする。また plume の運動量幅を B、密度幅を λB とし、plume は流速に比例する割合 (α) で周囲の流体を混入するものとする、軸対象 plume の運動を記述する方程式は以下に示す流量、運動量、質量の各保存則となる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{d [\pi B^2 U_1] }{d X} &= 2 \pi \alpha B U_1, \quad \frac{d [\pi B^2 U_1^2] }{d X} = g \frac{\rho_e - \rho}{\rho_e} \pi \lambda^2 B^2 \\ \frac{d [\pi B^2 U_1 (\rho_e - \rho)] }{d X} &= \pi B^2 U_1 \frac{d \rho_e}{d X} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (20)$$

ここで、質量束を $W (= B U_1)$ 、運動量束を $\rho V^2 (= \rho B^2 U_1^2)$ 、浮力束を $F (= B^2 U_1 g (\rho_e - \rho) / \rho_e)$ という置換を行えば上式は次のようになる。

$$\frac{d W}{d X} = 2 \alpha V, \quad \frac{d V^2}{d X} = 2 \lambda^2 F W, \quad \frac{d F}{d X} = - G W \tag{21}$$

上の 3 式の無次元変換の基本量としては、 G 、 F_0 を選び次の変換

$$\begin{aligned} X &= 2^{\frac{5}{8}} \alpha^{\frac{1}{2}} \lambda^{\frac{1}{4}} | F_0 |^{\frac{1}{4}} G^{-\frac{3}{8}} x, \quad V = \frac{1}{2} \lambda^{\frac{1}{2}} | F_0 |^{\frac{1}{2}} G^{-\frac{1}{4}} u, \quad W = \frac{5}{2} \alpha^{\frac{1}{2}} \lambda^{\frac{1}{4}} | F_0 |^{\frac{3}{4}} \\ &G^{-\frac{5}{8}} W, \quad F = | F_0 | f \end{aligned}$$

を行えば基礎方程式は無次元方程式 (21) で表わされる。

$$\frac{d w}{d x} = u, \quad \frac{d v^2}{d x} = f w, \quad \frac{d f}{d x} = - w \tag{22}$$

この方式を解くに当って、まず初期条件から作られる次の 2 つの無次元パラメーターを導入する。

$$\nu = \frac{1}{1 + \lambda^2 F_0^2 / G V_0^4} \quad , \quad \tau = \frac{1}{1 + 2 \alpha \lambda \frac{1}{2} |F_0| \left| \frac{3}{2} G^{-\frac{5}{4}} W^{-1} \right|} \quad (23)$$

ここに、 ν はplumeの噴出速度に、 τ は噴出量に関するパラメーターである。

Plumeの上昇限界の無次元表示の $\bar{x}$ の結果は図-9に示してある。Plumeの噴出量が少ないときは、噴出速度を増加すれば逆に上昇限界が低くなる。

これは速度増加によって周囲の流体を混入し、その結果浮力の作用を相殺するためと解釈される。しかし噴出量が大きくなる(τ が大きくなる)につれて噴出速度効果が表われてくる。日野は上述の理論解析の結果を火力発電所からの排ガスの上昇限界の問題に適用し、次の結論を得ている。煙突からの煙の排出速度を増加することはこの際あまり効果はなく、むしろ噴出源からの噴出ガス量を多くして浮力作用を利用した方が有利である。すなわち、今までは各

ユニット毎に煙突を設置することが多かったが煙突はなるべく1本にまとめて噴出熱量を多くして浮力の効果を充分利用したらい。

この結論は海中放流管の水理設計への指針の1つとなるものと考える。

実際の海域ではその水深は有限である。海面の存在とか密度躍層のために上昇Plumeは最終的には水平方向に拡がなければならない。Hart¹²⁾(1961)はこの問題について検討しplumeが密度躍層の底部に達するまでは式(19)を適用し、躍層内における噴流特性はMorton et alの式でもって近似できることを述べている。彼は上述の環境条件下での噴流拡散においては次の3つのパターンがあることを実験的に確認している。(1)噴流混合水は表面に達し水平状に拡がる。(2)表面には達しないが躍層内に拡がる。(3)混合水は表層水よりも密度が高いけれどもその運動量によって表面に達し、それから躍層下部に拡がり始める。この3つの拡散パターンを決めるのに、 $\rho_h - \rho_w / \rho_0 = P$ が最も有意義な因子であることが見出されている。 $P < 0$ のときがパターン(1)に対応し、 $0 < P < 10 \sim 15 \times 10^{-4}$ のときにはパターン(2)に、 $P > 15 \times 10^{-4}$ のときにはパターン(3)に対応している。ここで、 ρ_h は噴流断面内の平均密度であり、実験結果から次式で表わせる。

$$\rho_h = \rho_s + 0.51 C (\rho_0 - \rho_s)$$

上式の C は式(19)に基いたAbrahamの図から放出口と躍層中心点まで距離に対して求められる。 ρ_w は躍層の下端から表面に到る層厚の平均密度である。この流れのパターンが図-10に示してある。

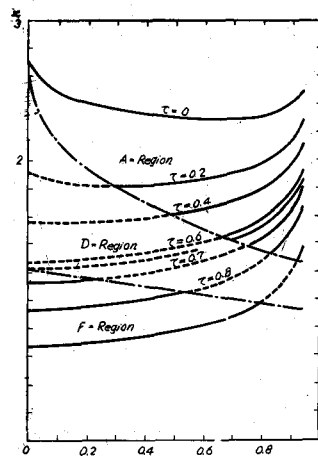
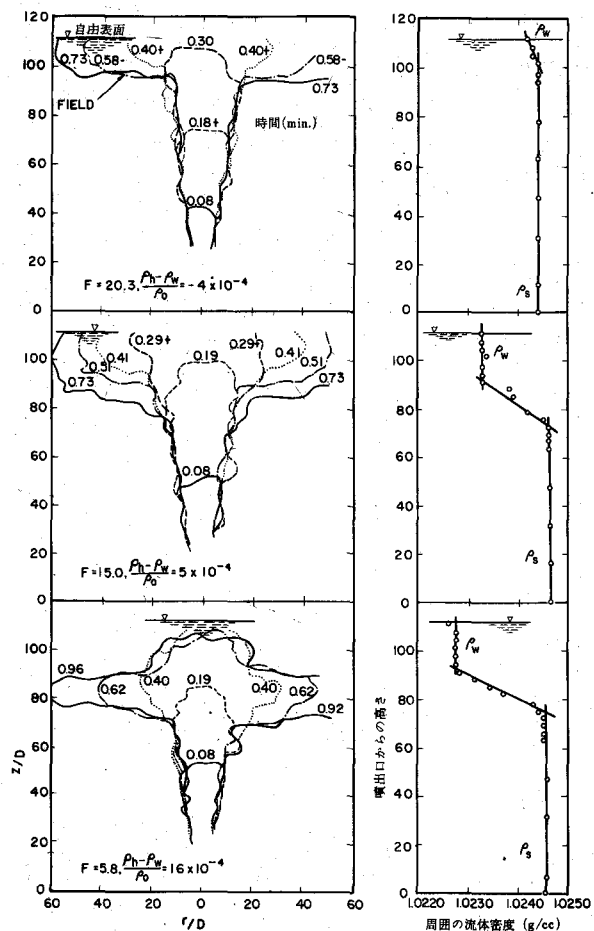


図-9 軸対象Plumeの上昇限界と噴出速度
噴出量との関係

重力拡散によって海面に到達する廃水幅をできる限り大きくすることが乱流拡散の条件としても望ましいので、その方式の1つとして放出口に設置する多孔拡散装置がある。この方式については多くの研究者によって研究されてきたが、いまだ放出口の向きや構造等については多くの問題点が残っている。この拡散装置の設計方法については参考文献10) かあるいは水理公式集第3編上下水道 p p 443~440 を参照せられたい。

図-10 密度成層流体内の噴流拡散実験 →



4 沿岸海域の拡散稀釈能力とその把握

2.2 拡散実験

海中における乱流拡散の法則性は極めて複雑であり、さまざまな因子(速度分布の特性、波動パラメータ、成層の密度分布など)に依存している。これらについての理論解析と並んで、自然条件のもとで個々の因子の役割を直接解明するための実験研究も重要な意味をもっている。このように物質濃度の拡散度を調べるためには、研究対象となっている現地での観測が一番確かな方法であろう。もちろんこの種の実験研究のうち海域の乱流速の測定が可能であれば拡散過程は究明できるが、この種の計器としてはsmall inertiaの装置が必要とする上、実際の海で作動させるには非常に困難をとまなり。したがって、海中にトレーサ物質を投与してその挙動を直接観察する方法は極めて有望な方法である。トレーサ物質としては小型ブイ、さまざまな染料、放射性同位元素および蛍光物質が使用できる。いずれのトレーサを選ぶかはその濃度定量の精度と容易さ、経費の多少または人体および海中の生成物に対する害毒の有無によって決定される。試料と

しての必要条件を完全に満すものは放射性同位元素であるが、実際にはその使用は難しい。諸欠陥を克服できるものは海水に溶解し無毒な螢光物をトレーサに使用することである。無害でかつ作動に便利な最も適した螢光物質は恐らくフルオレッセンソーダ、ローダミンBおよびピンクB等であると考えられる。染料拡散実験において拡散物質の微小濃度は海水のサンプリングによる化学分析によって明らかにできるが、このような方法では短時間内に拡散物質雲を詳細に説明することはできず、拡散過程の瞬間的な状況を把握することは非常に困難となる。実験を成功裡におさめるためには、海水中のトレーサ物質の微量濃度を連続的に定量するのに適した曳航可能な高感度 ($10^{-7} \sim 10^{-10}$ gr/cm³) な光学的装置が必要となってくる。海中の乱れの状態を知る上に、この種の計器を含めた沿岸海洋観測に必要な計器の開発が今後一層望まれるわけである。

螢光トレーサとしての染料の特性が温度、塩分、PH値、混濁度および日射による濃度減衰との関係についての詳細なデータはFeuerstein (1963)¹⁷⁾ および片野 (1967)¹⁸⁾ の報告から知ることができる。沿岸海洋の乱流拡散の研究には2通りの方法がある。その1つは半経験的な要素が入っており、他のものは統計的手法に関連したものである。最初のものは異なった特性を有する海域の特性と仮想交換係数との関係を対象とし、交換係数と現象のスケールの対応性を追求するものである。第2番目のものは、ここ数年の間にわたって海洋学の実際の問題に入りこんできた。この研究の方向は沿岸海洋中の各種物質および速度の平均場の研究にあるのではなく、これらパラメータの変動値そのものを統計的に処理して乱流運動のメカニズムに立入るものである。Ozmidov (1962) は黒海のスケールの大きい乱れの諸性質についての統計的解析を行ない、海中で発生しているさまざまな力学的過程の究明に際し、乱流理論の統計的手法を採用することの有効性を強調している。¹⁹⁾

沿岸海洋での拡散問題を取り扱うには、基本的な拡散理論から立ち入る必要がある。しかし、本文では紙数の関係で実際の沿岸工学問題に関連した拡散現象だけを取り扱うことにする。

4.2 沿岸海洋での水平乱流拡散

汚染物質のスポットの水平乱流拡散の計算に当って、拡散係数を一定と設定することは実際に起きている拡散過程に対して粗雑な第1近似の解を与えることになる。実際のところ、スポットの規模があまり大きくない場合にはその拡散は緩慢に行なわれる。しかし、スポットが拡大するにつれて、その拡散速度は増大してくる。スポットの円周領域はその中心に比べてより急速に乱流渦によって運び去られるであろう。

乱流拡散係数と拡散時間との関係は周知のTaylorの式²⁰⁾によって与えられている。しかし測定困難な乱れの特性(ラグランジュの相関係数)と拡散係数との複雑な関数関係は個々の場合においてのみスポットの分散を時間の関数として評価できるだけである。

Richardson & Stommel (1948, 1949)²¹⁾²²⁾ は海面でのdiscrete Particlesの水平拡散に関する実測結果に基き、拡散係数は下記の4/3乗則に支配されるであろうとの結論に達した。

$$K = \epsilon \ell^{\frac{4}{3}} \quad (\text{cm}^2/\text{sec}) \quad (24)$$

ここに、 ε はある定数で $0.01\text{ cm}^{\frac{2}{3}}/\text{sec}$ 、
 ℓ は現象のスケールでたとえば考えている
 海域の広さや流れの幅に対応している。
 (図-11参照)。

Ozmidov (1957)によれば沿岸
 海洋の水平拡散に対して $4/3$ 乗則が成立
 するのは、相対深さ H/ℓ が十分に小さい
 場合であってそうでないときには拡散係数
 に補正関数を乗じる必要があるとしている。²³⁾
 その関数形はカスピ海で得た実験データに
 基いて、図-12に示すとおりに設定して
 ある。

従って、汚染物質の水平乱流拡散の方程
 式は下記の形で与えられるものと仮定する。

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[K(x, y, t) \frac{\partial C}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left[K(x, y, t) \frac{\partial C}{\partial y} \right] - U(x, y) \frac{\partial C}{\partial x} - V(x, y) \frac{\partial C}{\partial y} \right] \quad (25)$$

いま、時刻 $t=t_0$ において濃度が最大である場所
 の座標が $x_0(t)$ 、 $y_0(t)$ であるとする。この
 とき水平拡散係数 $K(x, y, t)$ は次のようになる。

$$K(x, y, t) = \varepsilon \left\{ \sqrt{[x-x_0(t)]^2 + [y-y_0(t)]^2} \right\}^{\frac{4}{3}} \times f \left\{ \frac{\sqrt{[x-x_0(t)]^2 + [y-y_0(t)]^2}}{H(x, y, t)} \right\} \quad (26)$$

ここに、 $\varepsilon = 0.01\text{ cm}^{\frac{2}{3}}/\text{sec}$ 、 H は点 $[x_0(t), y_0(t)]$ と $[x, y]$ との間の平均水深、 $f(x, y, t)$
 は $4/3$ 乗則を補正する関数。

式(26)は解析的に解くことは困難であり、大抵の場合に数値解法に頼ることが多い。差分解は次のように
 なる。

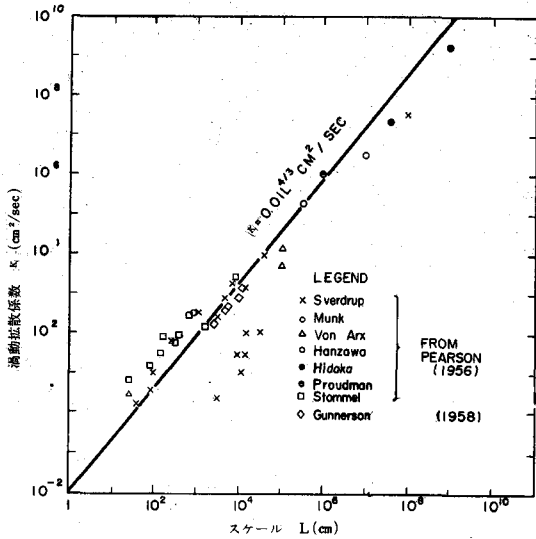


図-11 渦動拡散係数とスケール

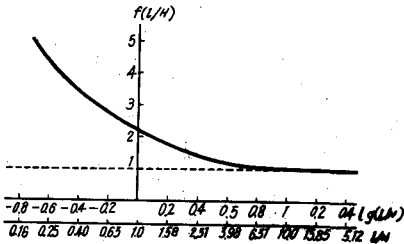


図-12 $4/3$ 乗則を補正する

$$f(L/H)$$

$$\begin{aligned}
 C_{x,y,t+1} = & \frac{\Delta t}{(\Delta x)^2} \Delta K_x \cdot \Delta C_x + \frac{\Delta t}{(\Delta y)^2} \Delta K_y \cdot \Delta C_y + \frac{\Delta t}{(\Delta x)^2} K_{x,y,t} (C_{x-1,y,t} + \\
 & C_{x,y-1,t} + C_{x+1,y,t} + C_{x,y+1,t} - 4C_{x,y,t}) - \frac{\Delta t}{\Delta x} U_{x,y,t} \cdot \Delta C_x - \frac{\Delta t}{\Delta y} V_{x,y,t} \cdot \Delta C_y \\
 & + C_{x,y,t} \dots\dots\dots
 \end{aligned}
 \tag{27}$$

R・V・O zmidov (1960) は海中における汚染水の水平拡散過程の個々の法則性の役割をもつと明確に把握するために、次々3つの数値実験を行なっている。²⁴⁾ (i) 拡散係数が一定 (ii) 拡散係数が4/3乗則に従う場合 (iii) 拡散係数が相対深さ H/ℓ に関係している場合。以下その結果を簡単に紹介しよう(ただし移流項については考えていない)。

(i) 拡散係数が一定の場合：この場合の解析解は容易に求まり、次式で表わされる。

$$C(x, y, t) = \frac{Q}{4\pi K t} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{4 K t}\right)
 \tag{28}$$

ここに、 Q は時刻 $t=0$ で与えられる汚染物質の総質量。数値実験においては、沿岸からかなり沖合の海域を対象とし、初期時刻での拡散分布状態は図-13の場合とする。これはあたかも上空から投下された汚染物質が海面上の所与の点に存在する確率の密度とみなすことができ時刻 $t=t_0$ におけるスポット中心点での最大濃度は1.000と規定している。計算の際、拡散係数の値として $10^4 \text{ cm}^2/\text{sec}$ を採っているが、これは4/3乗則に従えば現象のスケールが $\ell=300 \text{ m}$ の場合に対応している。このスケールは計算時間 ($\Delta t = 10^3 \text{ sec} \times 10$) において中心点から端の点までの距離の平均値にほぼ等しい。しかしもっと長期にわた

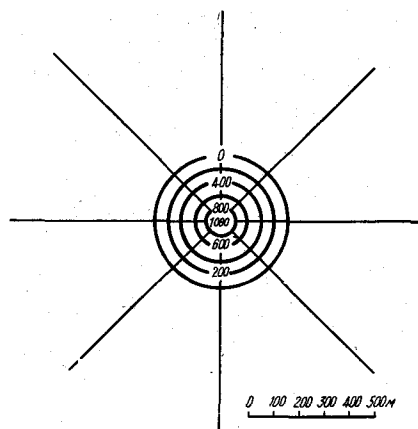


図-13 初期時刻における拡散物質の分布形状

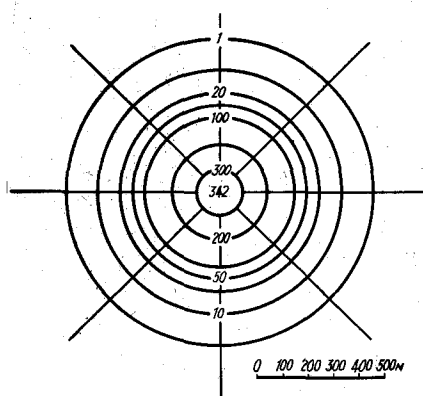


図-14 10^4 秒後の拡散スポットの分布 (拡散係数は一定)

る拡散を検討するときには、必然的にもっと大きな拡散係数を採用せざるを得なくなり、汚染水の拡散速度を速くようになる。このことからしても(i)での係数の設定のしかたはあまり厳密であるとはいえない。図-14は 10^4 sec後の拡散分布を示したものである。

(ii) 拡散係数が $4/3$ 乗則に従う場合：汚染水中心での拡散係数は中心点と格子点との平均距離が 3.3 m程であることから、 K の平均値は 1.94×10^3 cm^2/sec と採っている。図-15は 10^4 sec後の拡散分布である。すでに拡散の初期において、図-14と15の濃度分布には著しい差が認められる。前者の場合にはスポット中心での濃度は急激に低下するが、後者の場合には濃度の低下プロセスは著しく緩慢化される。すなわち、スポット中心から $100 \sim 150$ mの範囲までは(ii)の方が濃度が高めに出ており、かなり遠い領域($400 \sim 500$ m)については、逆の関係になっている。(ii)の場合の理論解は座標原点を拡散スポットの中心におき、極座標に変換すれば容易に求められる。拡散が水平方向に等方性であれば、拡散方程式は次式で表わすことができる。

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[K(r) r \frac{\partial C}{\partial r} \right] \quad (29)$$

ここに、 $K(r) = \varepsilon r^{\frac{4}{3}}$ 。式(29)の解は次のようになる。

$$C(r, t) = \frac{Q}{6\pi(4 \cdot \frac{\varepsilon}{9})^3} \exp \frac{r^{\frac{2}{3}}}{4 \frac{\varepsilon}{9} t} \quad (30)$$

$$\text{ここに } Q = \int_0^\infty 2\pi r \cdot C(r, t) dr \text{ 。$$

拡散方程式の解である式(30)と(28)との根本的な相違点は、前者においては汚染物質の低減が t^{-3} に正比例し、後者の場合には t^{-1} に正比例していることである。スポット中心から遠ざかるにつれて、濃度が低減する度合は式(30)によった場合の方がより緩慢である。

染料物質の瞬間点源放出による拡散実測データと以上の2つの計算結果を比較してみる。図-16はスポット中心における拡散物質の濃度の経時変化を示したもので、同図には南日・大久保(1957)の実測データ²⁵⁾と拡散係数が $4/3$ 乗則に従う解(30)および拡散係数が一定である解(2次元、3次元)(28)とが比較されている。実測結果は式(30)によって与えられる関係を明瞭に裏付けており、係数が一定である拡散方程式の解とは著しく差のあることがわかる。実測データと理論的に得られた関係が一致する状況にあるこ

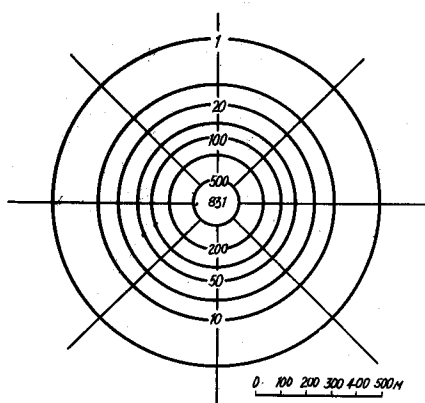


図-15 10^4 秒後の拡散スポットの形状
(拡散係数は $4/3$ 乗則に従う)

とから次のことが確認できる。

4/3乗則に従う拡散係数をもつ式(30)は係数が一定の式よりも現実生じている拡散現象によく対応しており、従って式(30)の型の方程式は海中における汚染物質の拡散問題を解くのに有力な手段の1つとして考えることができる。

iii)の数値実験においては、矢の2つの実験結果に比してスポット中心での濃度変化が大きく影響されており、その値はii)の場合よりも小さめにでていて、 10^4 秒後では655の値になることがわかった。Ozmidovはこの補正関数を拡散問題に加えることによって拡散過程を更に精度よく説明できることを述べている。

放射性元素のように減衰する物質や拡散物質の量が増大する場合(プランクトンのような生物体、群永(融永)においても、拡散方程式に減衰(または生成)項すなわち $\pm \gamma C$ を入れれば今までと同様に取扱える。

正負の符号はそれぞれ崩壊および生成の物質拡散に関するものである。比例係数 γ はその崩壊周期 τ との間に次の関係を有する。

$$\tau = \ln 2 / \gamma \quad (31)$$

ここで、 $C(x, y, t) = \ell^{\pm \gamma t} \cdot C^*(x, y, t)$ と変換して方程式を解くと式(25)の解は次のようになる($V(x, y) = 0$)。

$$C(x, y, t) = \frac{Q}{6\pi \left(4\frac{\epsilon}{9}\right)^3 t^3} \cdot \exp \left[-\frac{[(x-U_0 t)^2 + y^2]^{\frac{1}{2}}}{4\frac{\epsilon}{9}t} \pm \gamma t \right] \quad (32)$$

スポット中心での濃度 $C(x=U_0 t, 0, t)$ は安定物質が拡散する場合に比べて急速に低下し、この差は拡散物質の半減期が小さければ小さい程大きく現われる。たとえば半減期 1.48 hr の ^{24}Na の拡散において、スポット中心濃度は投入開始から 12 hr 後には非崩壊性物質濃度の $57/100$ となる。更に 120 hr 後には $36/10,000$ にすぎなくなる。一方、半減期の大きい放射性同位元素(たとえば ^{90}Sr 、 $\tau = 25 \text{ 年}$)の拡散においては、スポット中心濃度は 120 hr 後には非崩壊物質の濃度殆んど差が認められない。

スポット中心からの距離が大きいかつ t の値が小さいときには濃度の低減に主たる役割を果すものは物質の崩壊ではなく、拡散過程そのものである。拡散過程と物質の崩壊とが濃度の低減に同一の役割を果す距離 R は時間につれて変化する。

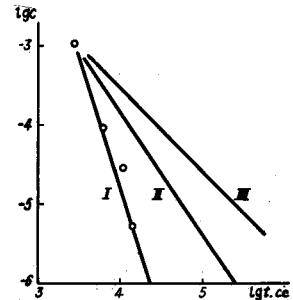


図-16 スポット中心における拡散物質濃度の経時変化

I: 拡散係数は4/3乗則に従う

II: 拡散係数は一定(3次元)

III: 同上(2次元)

$$R = \left(4 - \frac{\varepsilon}{9} - \gamma \right)^{\frac{3}{2}} t^3 \quad (33)$$

「繁殖」する物質（プランクトンなど）の拡散においては、スポット中心付近で濃度の増大が生じ、この範囲は式(33)で表わされるサークル内である。この濃度の増大は「繁殖係数」が一定であるとの条件のもとで起るのみである。プランクトン群については、長時間の拡散を適用できない。というのはその濃度の増大に際して生存条件が悪化し、係数 γ は不可避免的に減少するからである。

次に種々の仮定に基いたいくつかの理論解から、瞬間点源放出による乱流拡散の特性について検討を加える。

2次元等方性乱流場における、瞬間浮遊源型乱流拡散を支配する基礎方程式として次のものを考える。

$$\frac{\partial C(r, t)}{\partial t} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \cdot K(r, t) \frac{\partial C(r, t)}{\partial r} \right\} \quad (34)$$

$C(r, t)$ は染料投入後 t 時間経過したときの、染料雲の中心から r だけ離れた点における染料の平均濃度を示す。 $K(r, t)$ は乱流拡散係数で一般に次のように表現される。

$$K(r, t) = k \cdot r^m \cdot f(t) \quad (m < 2) \quad (35)$$

式(34)の一般解は初期条件 $t=0$ で $C(r, t) \rightarrow (M/\pi r) \delta(r)$ のもとに次式で与えられる。

$$C(r, t) = \frac{(2-m)M}{2\pi(2-m)^{\frac{4}{2-m}} \cdot \Gamma\left(\frac{2}{2-m}\right) \cdot k^{\frac{2}{2-m}} \cdot (\phi(t))^{\frac{2}{2-m}}} \times$$

$$\rho = \frac{r^{2-m}}{(2-m)^2 k \phi(t)} \quad (36)$$

ここに、 $\Gamma(\alpha)$ はGamma関数、 $\phi(t) = \int_0^{\infty} f(t) dt$

これまでに、次のような解が得られている²⁶⁾。

1) Fickの解($f(t)=1, m=0$)

$$C(r, t) = \frac{M}{4\pi k t} e^{-\frac{r^2}{4kt}} \quad (k: \text{拡散係数}(cm^2/sec))$$

2) Joseph & Sendnerの解($f(t)=1, m=1$)

$$C(r, t) = \frac{M}{2\pi p^2 t^2} \cdot \rho^{-\frac{r}{pt}}, \quad (p: \text{拡散速度}(\text{cm/sec}))$$

3) Ozmidovの解($f(t)=1, m=4/3$)

$$C(r, t) = \frac{M}{6\pi r^3 t^3} \cdot \rho^{-\frac{r^{\frac{2}{3}}}{\gamma t}}, \quad (\gamma = C_\gamma \epsilon^{\frac{1}{3}}: \text{エネルギー-逸散パラメータ}(\text{cm}^{\frac{2}{3}}/\text{sec}))$$

4) Okubo & Pritchardの解($f(t)=t, m=0$)

$$C(r, t) = \frac{M}{\pi \omega^2 t^2} \cdot \rho^{-\frac{r^2}{\omega^2 t^2}}, \quad (\omega: \text{拡散速度}(\text{cm/sec}))$$

5) Okuboの解($f(t)=t, m=2/3$)

$$C(r, t) = \frac{M}{\frac{3}{4}\pi^{\frac{2}{3}} \alpha^3 t^3} \cdot \rho^{-\frac{r^{\frac{4}{3}}}{\alpha^2 t^2}} \quad (\alpha: \text{エネルギー-逸散率}(\text{cm}^{\frac{2}{3}}/\text{sec}) \alpha = C^2 \epsilon^{\frac{1}{3}})$$

6) Obukhovの解($f(t)=t^2, m=0$)

$$C(r, t) = \frac{M}{\pi \beta^3 t^3} \cdot \rho^{-\frac{r^2}{\beta^3 t^3}}, \quad (\beta = C_\beta \epsilon^{\frac{1}{3}}: \text{エネルギー-逸散率}(\text{cm}^{\frac{2}{3}}/\text{sec}))$$

表-1 は上述の諸研究の成果から拡散特性を例記したものである。

表-1 拡散解の諸特性

(大久保(1962)による)

解	時間と最大濃度との関係 $\frac{C(0, t)}{M}$	空間分布 $\frac{C(r, t)}{\ln \frac{C(r, t)}{C(0, t)}}$	濃度 S_0 の半径 r_0 の経時変化		平均逸散値	
			r_0	Tm	$\langle r^2 \rangle$	$d\langle r^2 \rangle/dt$
2)	$t^2/(2\pi p^2)$	$-(r/pt)$	$pt \ln(T/t)$	T/e	$6p^2 t^2$	$2\sqrt{6p} \langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$
3)	$t^3/(6\pi \gamma^3)$	$-(r^{\frac{2}{3}}/\gamma t)$	$(\gamma t \ln(T/t))^{\frac{3}{2}}$	T/e	$60\gamma^3 t^3$	$3(60)^{\frac{1}{3}} \gamma \langle r^2 \rangle^{\frac{2}{3}}$
4)	$t^2/(\pi \omega^2)$	$-(r^2/\omega^2 t^2)$	$(\omega^2 t^2 \ln(T/t))^{\frac{1}{2}}$	$T/e^{\frac{1}{2}}$	$\omega^2 t^2$	$2\omega \langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$
5)	$t^3/(\frac{3}{4}\pi^{\frac{2}{3}} \pi^3)$	$-(r^{\frac{4}{3}}/(\alpha^2 t^2))$	$(\alpha^2 t^2 \ln(T/t))^{\frac{3}{4}}$	$T/e^{\frac{1}{2}}$	$\frac{4}{\pi} \alpha^2 t^3$	$3(\frac{4}{\pi})^{\frac{1}{3}} \alpha \langle r^2 \rangle^{\frac{2}{3}}$
6)	$t^3/(\pi \beta^3)$	$-(r^2/(\beta^3 t^3))$	$(\beta^3 t^3 \ln(T/t))^{\frac{1}{2}}$	$T/e^{\frac{1}{2}}$	$\beta^3 t^3$	$3\beta \langle r^2 \rangle^{\frac{2}{3}}$

ここに、 $\langle r^2 \rangle = \int_0^\infty r^2 C(r, t) 2\pi r dr / M$ 、 T_m は最大半径への到達時間、 T は染料雲の持続時間、すなわち最初0であった半径が再び0になるまでの時間。

従来行なわれてきた染料雲の拡散実験資料の整理では、一定濃度で囲まれた染料雲の面積の時間的変化を追跡する場合が多かったが、拡散面積は投下染料のみならず拡散場の乱れの強さによっても異なるので異なった海域、異なった時刻における拡散実験の資料を比較して、拡散面積の時間的変化の平均値を求めることはできない。しかし各実験において、ある特定の濃度で囲まれた面積が最大になる迄の時間を時間の単位にとり、その時の面積の最大値を面積測定の単位にとる式(34)、(35)から次の関係がえられる(式(35)で $f(t)=t^n$ とおく²⁷⁾。

$$S(\tau) = [\tau^{n+1} \{1 - (n+1) \ln \tau\}]^{\frac{2}{2-m}} \quad (37)$$

τ は上述の方法で無次元化した経過時間で、 $S(\tau)$ はその時の無次元化した染料雲の面積を示す。この式には投下染料の量も、拡散場の特徴量も含まれていないので、各種の実験資料との比較に便利である。

上述の拡散面積の最大値 S_p と最大になるまでの時間 t_p との間には次の関係がある。

$$S_p = \pi \left[2k \cdot \frac{2-m}{1+n} \cdot t_p^n \right]^{\frac{2}{2-m}} \quad (38)$$

この式を使って式(35)の拡散係数の比例定数 k を求めることができる。

岩田(1968)は東海村沖、相模灘および広島湾で行なった合計6回の拡散実験資料から上述の無次元表示の面積-時間の関係を両対象グラフで比較し、Ozmidov Okubo-Pritchardの式が比較的よく実測値と合うことを確認した。表-2は式(38)から求めた各拡散式のパラメータの値を示したものであるが、これまでに推定された値と同じオーダーになっている。

表-2

(岩田(1968)による)

	広島湾	東海村沖	相模灘
1) k	9.16×10^2	7.92×10^3	2.00×10^3
2) p	4.25×10^{-1}	6.26×10^{-1}	8.05×10^{-1}
3) γ	1.74×10^{-2}	1.42×10^{-2}	3.15×10^{-2}
4) ω	8.50×10^{-1}	1.25	1.61
5) α	4.26×10^{-2}	3.48×10^{-2}	7.71×10^{-2}
6) β	5.22×10^{-2}	4.27×10^{-2}	9.45×10^{-2}

染料拡散実験から水平拡散係数を容易に算定する方法が杉浦・平野(1963)²⁸⁾によって提案されている。その算定法は2次元の拡散式 $\partial C / \partial t = K \nabla^2 C$ に対して染料の空間分布が $S = S_0 \cdot \exp(-r^2/a^2)$ (r は半径)の点対称の分布を仮定した解 $S = \{ S_0 / (1 + 4Kt/a^2) \} \cdot \exp\{-r^2/a^2(1 + 4Kt/a^2)\}$ に基いて求めるものである。染料雲の周囲縁辺の濃度が常に等しいと仮定すると、時刻 t_{i-1} 、 t_i に測定した染料域の換算半径の間には次の関係式が成立する。

$$\frac{S_0}{1 + 4Kt_i/a^2} \cdot \exp\left\{-\frac{r_i^2}{a^2(1 + 4Kt_i/a^2)}\right\} = \frac{S_0}{1 + 4Kt_{i-1}/a^2} \cdot \exp\left\{-\frac{r_{i-1}^2}{a^2(1 + 4Kt_{i-1}/a^2)}\right\}$$

いま

$$\frac{1}{1 + 4Kt_i/a^2} \sim \frac{1}{1 + 4Kt_{i-1}/a^2}, \exp\left\{-\frac{r^2}{a^2(1 + 4Kt/a^2)}\right\} \sim 1 - \frac{r^2}{a^2\left(1 + \frac{4Kt}{a^2}\right)}$$

とすると

$$K \sim (r_i^2 - r_{i-1}^2) / 4(t_i - t_{i-1}) \quad (39)$$

を得る。式(39)を用いて各時刻毎の拡散係数は算定できる。

次に、点源連続放出の場合を考える。

G・S Karabashev & R・V・Ozmidov(1965)²⁹⁾は微弱な蛍光濃度を連続的に計測できかつ曳航可能な光学的装置を開発し、これを黒海で瞬間点源および連続点源からの染料拡散実験をおこない、海中の乱流交換過程について一連の特徴を明らかにすることができた。ここでは連続点源からの拡散実験の結果を紹介する。実験は図-17に示すように投

描したA般にトレーサ放出用器を設置し、海域に存在している流れの方向にトレーサを放出したものである。トレーサにはフォーレツセンを使用し、放出量が 3.3 l/min のときは拡散源から 250 m の距離のところまで追跡できた。濃度測定はB般によって拡散源からのそれぞれの距離の地点で平行流に直角方向に横断して行なわれた。濃度分布の測定結果が図-18に示しており、何回かの測定データを平均してある。同図には、次に述べる拡散モデルに基いた理論曲線も示してある。拡散方程式として次式を考える。

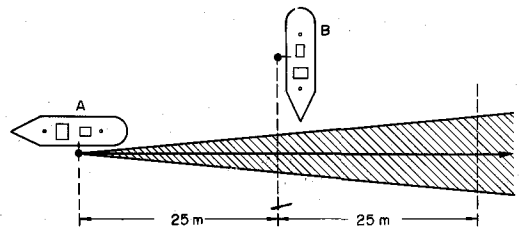


図-17 連続点源放出による拡散実験の方法

$$U \frac{\partial C}{\partial x} = K y \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + K z \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \quad (40)$$

ここに、 C はトレーサ濃度、 u は x 軸に沿う海域の定常流、 K_y 、 K_z はそれぞれ流れの方向に直角および鉛直方向の拡散係数、座標原点は水面上の拡散源におく。式の解は、

$$C(x, y, z) = \frac{2q}{4\pi x \sqrt{K_y \cdot K_z}} \cdot \exp \left[-\frac{u y^2}{4 K_y x} - \frac{u z^2}{4 K_z x} \right] \quad (41)$$

ここに、 g は単位時間当りに放出される拡散物質質量。水面($z=0$)での濃度分布は y 軸方向についてGauss状になっており、 K_y 、 K_z の値は $u=30 \text{ cm/sec}$ 、 $q=2.78 \times 10^{-2} \text{ g/cm}$ 、 $x_1=2.5 \times 10^3 \text{ cm}$ 、 $x_2=5 \times 10^3 \text{ cm}$ の値から決定できるのは $K_y=7.5 \times 10^2 \text{ cm}^2/\text{sec}$ 、 $K_z=4.2 \text{ cm}^2/\text{sec}$ のときである。ここで拡散係数 $K_y=0.01 \text{ ly}^2/\text{sec}$ 、 ly として拡散幅を採用)を適用して算定した K_y の値は先に求めたものと一致することが見出されている。

以上のことからこの報告では螢光トレーサを使用して海中の乱流拡散を究明する方法は有益であるとし、また開発した実験装置および実験方法もその妥当性が確認されたと結論している。

海域の流れによる廃水の混合の問題はBrooks(1960³⁰⁾)によって取り扱われている。解析は一方向に連続的に流れている海域を対象としている。

この流れは海流、潮流、吹送流および波の質量輸送による流れの結合から成り立つものと解釈すればよい。拡散モデルとして、 x 方向に運動して平均流 U_0 と直角方向に長さ b 、濃度 C_0 の廃水の線源が考えられた(図-19参照)。線源から任意の距離 x での廃水幅は L であって

$$L = 2\sqrt{3}\sigma \quad (42)$$

と定義されている。 σ は濃度分布関数の標準偏差であって、式(42)の L の定義は

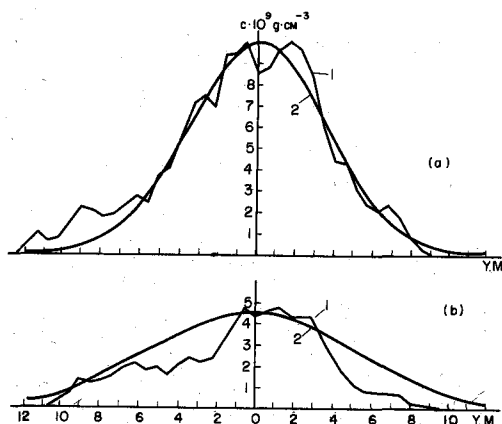


図-18 拡散流の横断面でのトレーサ濃度分布

(a) 拡散源から25mの地点

(b) 50mの地点

1: 実測値

2: 理論分布曲線

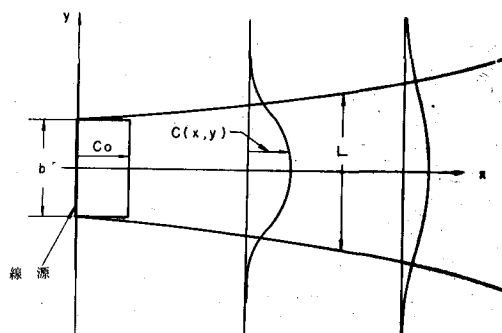


図-19

L が源点で b に等しくなるように選ばれている。 k を濃度の減衰率とすると、定常状態の拡散方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(-K \frac{\partial C}{\partial y} \right) + U \frac{\partial C}{\partial x} + kC = 0 \quad (43)$$

解は半平面域 $x \geq 0$ を対象とし、境界条件は

$$x=0 \text{ で } -b/2 < y < b/2 \text{ に対して } C=C_0、$$

$$|y| > b/2 \text{ に対して } C=0$$

のようになる。拡散係数 A は $x=0$ で A_0 とすると、 $A=A_0 \left(\frac{L}{b} \right)^{\frac{4}{3}}$ と設定して解析を進め、廃水幅 L 、軸上濃度 $C(y=0)$ を求めている。

$$\frac{L}{b} = \left(1 + \frac{2}{3} \beta \frac{x}{b} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (44)$$

$$C(y=0) = C_0 \cdot \rho^{-kx/L} \operatorname{erf} \sqrt{\frac{3/2}{\left[1 + \frac{2}{3} \beta (x/b) \right]^3 - 1}} \quad (45)$$

ここに、 erf は標準誤差関数 $\beta = 1.2 A_0 / U b$ 、 $K_0 = 0.01 b^{\frac{4}{3}}$ 、は線源での拡散係数であって図-11からも直ちに求められる。濃度および流速の分布は水理公式集PP441~442に図示されている。

5 風浪および波による混合

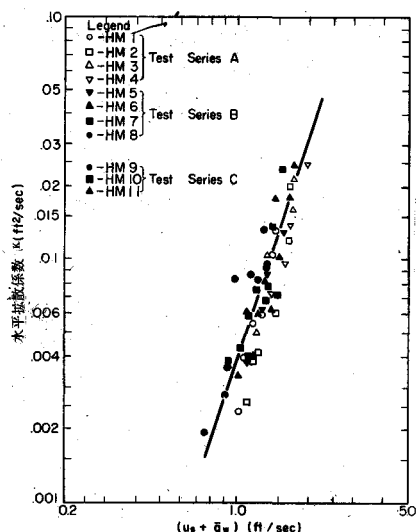
海域では風波とうねりが存在している。風波は短周期であり、それらの多くは碎波し、それによって乱れの強い運動が引き起される。うねりはむしろ規則的でありその運動は無渦に近く、直接には混合過程に入っていない。しかしうねりは質量輸送があるので、波の伝播する方向に物質を移流させる働きを有している。表層で生ずる混合は直接風自身というよりはむしろ風によって引き起された波のスペクトラムに密接に関係している。(Wiegel (1963)³¹⁾)。混合度合は風の強さやその変化が重要であるばかりでなく、吹送距離や吹送時間も重要な因子となってくる。

一般の波の理論は殆んど全て無渦流体運動として展開されてきた。しかし、風波はその発生領域において無渦でないことは観測結果によっても明らかにされている。ここでは、風波とせん断流れが同時に存在している。波を発生させている水槽内へ染料を導入すると、高く発達した乱流せん断流れが確認できる。一方、うねりは混合過程に対しては余り重要ではない。このことはWiegel (1954)の実験によっても確かめられている。風波による混合についてはJohnson (1960)³²⁾、Johnson & Hwang (1961)³³⁾およびMasch (1963)³⁴⁾の研究がある。Maschは波のスペクトラムが2次元的になるように十分に幅広い水槽(1.2 m)で実験を行ない、Source付近を除いて4/3乗則が成立しなく、拡散係数がほぼ一定であることを見出している。図-20に示した結果は次のように表示できる。

$$K = 0.0038 [U_s + \bar{q}w]^{3.2} \quad (46)$$

ここに、 s は表面流速で近似的に $0.027U$ (U は風速) で表わされ、 $\bar{q}w$ は水粒子の軌道速度で $\bar{q}w = \pi H_{1/3} / Ts$ ($H_{1/3}$ は有義波高、 Ts は有義波の平均周期) で求められる。今後の研究課題は、波のエネルギー・スペクトラムと混合量、混合深さとの関係を見出すことであり、このようにして求められた混合度合は、風の強さ、吹送距離および吹送時間と関係したものになる。

図-20 水平拡散係数と
($U_s + \frac{\bar{q}w}{g}$)
との関係



6 密度成層海域における拡散

安定成層海域の乱流交換の過程は均質海中でのそれとは根本的に異なる。従って鉛直拡散率 K_z については、4/3 乗則の利用は水平方向の係数に対する程有用ではない。というのは乱れの **integral scale** が鉛直方向の現象のスケールと同じ位かむしろ小さい値を有するためと、 K_z 値が海域の成層状態に強く支配されるためである。海域における乱流拡散の実際の問題に適用できる近似としては現在のところ、輸送理論や混合長理論を受け入れざるを得ない。以下に述べる研究結果のほとんどは、均質海域の鉛直拡散率 (A^0_z 、 K^0_z) と密度成層海域のそれとを関連づける一連の式を導き出している。

Taylor (1931)³⁵⁾ は極めて小さいスケールの Process に関する乱流現象について検討し、運動量の鉛直交換、拡散におよぼす影響がさまざまであることを指通し、交換過程は等方性であると断じている。混合長理論に基いた半経験的研究として、Rossby & Montgomery (1935)³⁶⁾ のそれが挙げられる。すなわち、混合長の表現式のなかに成層パラメータ——Richardson 数——を導入することによって拡散率を次のように表示した。

$$K_z = \ell_z^2 \left| \frac{d\bar{u}}{dz} \right| = \ell_0^2 \left| \frac{d\bar{u}}{dz} \right| (1 + \beta Ri)^{-1} = K_z^0 (1 + \beta Ri)^{-2} \quad (47)$$

ここに、 ℓ_z 、 ℓ_0 はそれぞれ密度成層および無成層海域に対する混合長、 $Ri = (g \cdot \partial \rho / \partial z) / \rho (\partial u / \partial z)^2$ 、 β は定数。密度成層海域での交換機構の考え方の違いから、安定性を考慮した拡散率の表式はいろいろ異なった形式をとる。たとえば Holtyman (1943)³⁷⁾ は混合長は Ri の有限値で 0 にな

るべきであるとして

$$K_z = \ell_0^2 \left| d\bar{u}/dz \right| (1 - \gamma Ri) \quad (48)$$

を提案し、また山本(1959)³⁸⁾は

$$K_z = \ell_0^2 \left| d\bar{u}/dz \right| (1 - \sigma Ri) \quad (49)$$

を呈示している。Munk & Anderson(1948)³⁹⁾は K_z 、 A_z を Ri の関数としてせん断応力、熱束を深さの関数と考えて水温躍層の理論を展開した際、次式を提案している。

$$K_z = K_0 (1 + \beta_T \cdot Ri)^{-\frac{3}{2}}, A_z = A_0 (1 + \beta_V \cdot Ri)^{-\frac{1}{2}} \quad (50)$$

ここに、 $Ri=0$ のとき $K_0 = K_0$ であり、定数 β_V 、 β_T はJacohsen(1913)、Taylor(1931)のデータに一致するように選び $\beta_V=10$ 、 $\beta_T=3.33$ を得ている。またEllison(1962)⁴⁰⁾は K_z/A_z の比を Ri 数の関数形で表わすことに成功し、Bolgino(1959)⁴⁴⁾は乱流エネルギーの平衡方程式をスペクトル形態で用いており、これにより乱流渦の波数に対する乱流の運動およびポテンシャルエネルギーの分布に関するデータを得ている。最近、Mamayev(1958)⁴²⁾は Ri 数に関して指数型式を提案している。

$$K_z = K_0 \cdot e^{-n Ri}, A_z = A_0 \cdot e^{-m Ri} \quad (51)$$

ここに、 $n-m > 0$ Jacohsenのデータから $n=0.8$ 、 $m=0.4$ を決定している。

海域の鉛直方向の密度成層が水平乱流交換におよぼす影響についてはParr(1936)⁴³⁾、Bowden(1965)⁴⁴⁾らの研究があり、安全成層海域での乱流交換は極めて異方的であり、それと同時に鉛直交換係数 A_z の値は減少し、水平方向の交換が強まぬことを結論している。この結論は先にTaylorが導き出した帰結とは矛盾している。しかしTaxlorの理論は極めて小さなスケールのプロセスに関連するものであり、他方、ParrやBowdenらの結論は大きいdurationの現象にだけ適用できることから考えれば矛盾は取り除かれるであろう。

乱流交換におよぼす密度成層の影響を調べるに当り、海域表層水へのエネルギー供給には異方性が表われると想定しよう。というのは風応力は水平面方向に作用するであろうし、また海域の水平方向には密度勾配が存在し得るからである。従って海域には異方性の強い乱流渦が存在するようになるが、渦の細分化過程においてこれらの渦群は自己の異方性を失なってゆく。均質海中のスケール ℓ の渦は等方性であるが、海域に鉛直方向の密度層が発達すると渦の発達は妨げられる。

R・V・Ozmidov(1965)⁴⁵⁾はこのような安定成層海における乱れ交換についての新しいモデルを提案している。局所的等方性理論から、乱流渦の平均速度勾配は次式で与えられる。

$$du/d\ell = C \varepsilon^{\frac{1}{3}} \ell^{-\frac{2}{3}} \quad (52)$$

ここに、 C はuniversalな無次元定数、 ε は海水へのエネルギー供給の強さ、 l はスケールの大きさ。乱流場が異方性を失う臨界値のスケール l_{cr} は Ri がある値 a をとるときをもつて $l \rightarrow l_{cr}$ になるものとして求められる。このとき、 Ri のなかにあるShear効果は式(52)でもって代用すればよい。臨界スケール l_{cr} は $(g/\rho \cdot \partial \rho / \partial z) / C^2 \varepsilon^{\frac{2}{3}} l_{cr}^{-\frac{4}{3}} = a$ から次式で与えられる。

$$l_{cr} = \left(\frac{a C^2 \rho^{\frac{2}{3}}}{g (\partial \rho / \partial z)} \right)^{-\frac{3}{4}} = \alpha \varepsilon^{\frac{1}{2}} \beta^{-\frac{3}{4}} \quad (53)$$

ここに、 α は無次元定数、 $\beta = (g/\rho) (\partial \rho / \partial z)$ 。従ってこのスケール l_{cr} の渦から最小乱渦の大きさであるスケール $l_0 = \sqrt[4]{U^3 / \varepsilon}$ (ν : 海水の動粘性係数)の渦の範囲においては、乱流場は成層海域においても等方性であるといえよう。現象のスケールが $l > l_{cr}$ になると大規模の乱渦は鉛直軸のみを有するようになり、 $K_h > K_z$ となる。つまり拡散Spotが増大しても z 軸方向の拡散速度には上限値が存在しているからである。この $K_z \max$ の値は局所的等方性理論から導き出される $4/3$ 乗則に基き算定できる。すなわち

$$K_z \max = C_1 \varepsilon^{\frac{1}{3}} l_{cr}^{\frac{4}{3}} = \frac{a C^2 C_1 \rho \varepsilon}{g (\partial \rho / \partial z)} \quad (54)$$

ただし、 C_1 はuniversal無次元定数。

以上の乱流場モデルを要約すると次のようになろう。成層海域では小さなスケールの乱流交換に対しては乱流状態は3次元的で $K_z = K_h$ が成り立っている。一方、 l_{cr} よりも大きなスケールの交換現象に対しては $K_h > K_z$ となり、 K_h の値は2次元「 $4/3$ 乗則」に支配されるようになる。さらにスケールを増大させれば最終的にはスケール l_1 の水平乱流渦に到達する。この大きさは海洋では何Kmものオーダーの値に達することもある。

7 沿岸域に放流される淡水系の廃水拡散

ここでは、用水として淡水を利用した工場の廃水とか河川水が汚濁源となっている場合の問題を論ずる。廃水の比重は海水と比較してむしろ淡水に近く低比重であり、従って稀釈をうけつつ海面を拡がり、海水との密度差がある限度になるまで海面に廃水の拡散域を形成する。

平坦な海岸線をもつ海域に放流された廃水は原則的な形としては図-21のように拡散する。図に示すように稀釈するための海水は下から加入し、また拡散域の前縁部分は外から来た海水にけずり取られるように拡散域の下に海水中に混入していく。この拡散域の前縁には潮目ができることがしばしば認められている。上述の作用はその場所に潮目をつくる機構であり、事実、油や浮遊物質がここに貯められる。廃水を含む水塊の外縁において、廃水が海水により60~100倍に稀釈された状態にある。この廃水域において廃水が存在する厚

さは、水量の少ないとき(たとえば5万ton/day以下)においては1mに満たない。また比較的多い廃水を流すとき(たとえば10万ton/day以上)においては1.5~2mにおよんでいる。河川の場合で500万ton/day程度の流出があるときは水深が3~5mにまでおよんでいる。

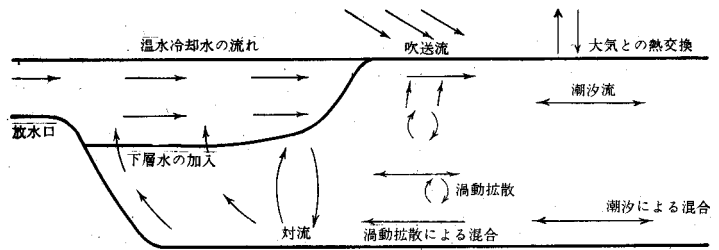


図-21 湾内における流れの状況の一例

これらのことは海面の条件、すなわち波浪の状態で差があることはもちろんのことである。廃水拡散域の広さは廃水量と相関がある。廃水量 x (m^3/day)と影響面積 y (m^2)との関係は新田の永年にわたる調査結果⁴⁶⁾にもとづいてつぎの実験式が提案されている。

$$\log y = 1.2261 \log x + 0.0855 \quad (55)$$

もし、河川水と廃水量が一諸に海面に流出しているなら、河川水量+廃水量がこの水量となる。

最近、平野(1966)は廃水の放流に伴う拡散を稀釈混合の理論で解析している⁴⁷⁾。廃水の稀釈、混合の過程が初期の段階では海水加入(主として下層からの)による混合が渦動拡散によるものより大きいという考えのもとに、その関係式が導かれている。半無限海域を想定すると放出された廃水は、海域に恒流や潮汐流がないとすると、河口(あるいは放出口)を中心にして半円形に拡がるのが想像される。この表層水は、稀釈倍率を n とすると、稀釈が主として海水加入によっておこっているとみなすことができるならば、稀釈倍率 n の点の流速は次式で示される。

$$u_r = nQ/\pi, L_n, h \quad (56)$$

ここに、 Q は廃水量、 L_n は放出口から n 倍にうすまった表層水までの距離、 h は表層水の厚さである。

一方、影響域内における濃度分布は海水加入の状態と深い関係があるのでこれを理論的に求めることは困難である。そこで稀釈倍率 n と放出口からの距離 L_n との間には次の関係式が成立するものと仮定した。

$$L_n = \frac{n-1}{a-1} (L_a - L_1) + L_1 \approx \frac{n-1}{a-1} L_a \quad (57)$$

ここに、 a は任意の稀釈率を示す。海水加入による稀釈条件は

$$F = \frac{U_n}{g \frac{\Delta \rho}{\rho} h} > 1$$

であるとして、式(56)、(57)を考慮に入れてその影響面積は次式で表わされる。

$$Aa < \frac{(a-1)^2}{2\pi} \cdot \frac{\rho^2}{\rho^2 - \rho_0} \cdot \frac{1}{g h^3} \cdot \frac{n^3}{(n-1)^2} Q^2 \quad (58)$$

ここに、 Aa は稀釈倍率 a のときのそれ以上の濃度を示す面積、 ρ_2 は海水密度、 ρ_0 は廃水密度、 g は重力の加速度、 h は廃水の厚さ、 n は $n^3 / (n-1)^2$ の最小値を計算することにより、 $n=3$ である。

式()はまた

$$\log Aa < 2 \log Q + \log \left(\frac{(a-1)^2}{2\pi} \cdot \frac{\rho_2}{\rho_2 - \rho_0} \cdot \frac{1}{g h^3} \times \frac{27}{4} \right) \quad (59)$$

と表わすことができ、新田の実験式とその形が同じとなり、 $a=100$ 、 $\rho_0=1.0$ 、 $\rho_2=1.023$ 、 $h=1m$ とした場合にかなり良い近似を示している。

8 工業用水の取・放水問題

工業用水は海水と淡水に分けると海水が多く6割程度であり、海水の大部分が冷却用水に使用される。本節では発電所冷却水の取放水問題に限定し、主として電研の研究を中心に議論を進める。

多量の冷却水を常時安定して供給しうることが原子力や火力発電所の重要な立地条件の一つとなつている。海域での冷却水再循環問題は大きく3通りに分けられる。

- 1) 取水口への温水の再循環を阻止するための取放水口の配置選定法
- 2) 冷却水放水に伴う流動性状と熱拡散機構の把握
- 3) 深層水を取水することによる温度の低い冷却用水を得ることの可能性。またその場合、最も効果的な深層取水設備の水理設計法。

本問題を解明する手段としていろいろな方法が考えられるが実際現象との相似性の点で数値実験の方法が有利であると考えられる。これは水理実験で模型として製作される地形、構造物の形状、配置などを計算機の記憶容量のなかに組みこんでおき水理現象を支配する基本方程式に基いた初期・境界条件のもとで水理実験を電子計算機でもってシミュレート解析する方法を意味する。冷却水の流動、熱拡散を支配する方程式は次のように書くことができる⁴⁸⁾。

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(A_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \rho g \lambda_k \quad (60)$$

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (61)$$

および

$$u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{K_j}{\rho} \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \frac{Q_0}{\rho_w C_w H_w} \quad (62)$$

ここに、 u_i は流速成分、 p は圧力、 ρ は密度($=\rho_0(1-\alpha T)$)、 A_j 、 K_j はそれぞれ渦動粘性、渦動拡散率、 λ_k は Z 軸方向の単位ベクトル g は重力加速度、 T は水温、 Q_0 は海面からの表面冷却項($Q_1 - Q_2 T$)、 C_w は海水の比熱、 H_w は海面でエネルギー授受が行なわれる厚さ。

基礎方程式内に含まれている密度変化の項についてはBoussinesqの近似が適用されている。

1) 取放水口平面配置決定に関する数値実験

冷却水熱拡散現象の実態と密度成層分布の安定性は現地海洋観測の調査資料に基いて次のように明らかにされている⁴⁸⁾⁴⁹⁾。

① 湾奥より湾口に至るまで密度不連続面は水平成層状態を呈し、湾内深層水温は湾外深層水塊と同様の水温を示している。そしてこの躍層の深さは2~3 m程度の位置にあり、湾ごとくにあまり大きな変化は認められない。

② この水温躍層は、干満による潮位変化にかかわらずほぼ安定している。

③ 湾内で顕著な水温躍層が存在している場合には、放出された温水塊はこの躍層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る。M火力発電所での温水冷却水の放流に関する現場観測データを解析した結果によると、水平熱拡散率は鉛直方向のそれのおよそ50倍以上の値を有しており、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(図-2.2参照)。

④ 従って、海域には強い異方性の場合が存在し、放水口から放出された冷却水水温の減少は大气との熱交換による表面冷却のほか、放水口近傍での下層水加入およびより低い温度を有する周囲の海水との水平混合によるものであろう。

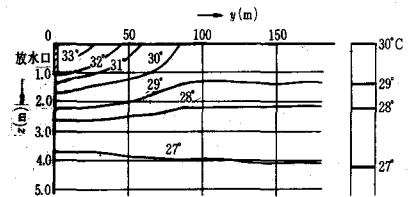


図-2.2 水温鉛直分布(M発電所放水口付近)

⑤ 各地の港での海洋調査データの解析結果、水温鉛直勾配の大きい躍層は風の吹送(5~8 m/sec)

による擾乱過程によっても破壊されないことおよび躍層

付近での渦粘性が非常に小さい(およそ0.05 c, g, s)ことが見出されている。このことはとりもなおさず、同一湾内での冷却水取放水の可能性を示している。

⑥ 風の吹送によって水温躍層が低下するという考え方は実測結果によって立証され、一般的に実際の湾において起される現象であることが判明している。

一般に放水口から放出される放流流速は小さい。従って湾内の流れの場には渦粘性が卓越しているので放水口付近の境界の影響、入江の地形にかなりの影響を受ける。この点が一般の噴流現象とおおいに異なると

ころである。放水口平面配置を決定するにしてもいくつかの平面配置案を考え、それに対して厳密な数値実験をおこない、比較検討することによって最適な平面配置を設定することが望ましい。

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に伴う水温分布は上述の現地観測および3次元数値解析の結果⁴⁸⁾からしてほとんど躍層以上に限られることが判明している。以上の結果から、温水冷却水を湾内へ放流したときの湾内における流速と水温の分布の算定に当っては平面状2次元的取り扱いができるとの仮定をたて放出水の力学的挙動と熱拡散現象（海面からの表面冷却効果も含む）とを同時に考慮して電子計算機でこれらの値を算定するいわゆる数値模型実験の手法が開発されている。すなわち、海域での流れの場合は流線関数 P の導入によって重調和型の方程式から求められる。

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(A x \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \right) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(A y \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial y} \left((A x + A y) \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial y} \right) = 0 \quad (63)$$

境界条件は

$$P = \int \frac{\partial P}{\partial x} dx + \int \frac{\partial P}{\partial y} dy = -V_0 \int dx + U_0 \int dy \quad (64)$$

によって沿岸境界上の各点における流線関数 P の値を設定できる。ここに U_0 、 V_0 は放水口断面における流速成分である。つぎに平面状熱拡散方程式において、みかけの水温 $T_2 = T_1 + (B_1 T_s - B_0) / \Delta T$ 、 B_1 を導入すると式(62)は次のようになる。

$$u \frac{\partial T_2}{\partial x} + v \frac{\partial T_2}{\partial y} + B_1 T_2 = \frac{\partial}{\partial x} \left(K x \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K y \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (65)$$

ここに、 T_0 は放水温、 T_s は無限海域での表層水温、 $T_1 = (T - T_s) / (T_0 - T_s) = (T - T_s) / \Delta T$ 、 $B_0 = Q_1 / C_w H_w$ 、 $B_1 = Q_2 / C_w H_w$ 。

海域での水温値は $T_2 = (T - B_0 / B_1) / \Delta T$ となるから、放水口では $T_2 = 1.0$ 、仮想無限海域では $T_2 = 0$ ととることができ、 T_0 、 T_s の値いかんにかかわらず湾内水温分布を求めることができる。しかし無限海域で放水温の影響がないとする境界条件のとり方は熱拡散の性質からみたら必ずしも妥当なものとは考えられない。むしろ $\partial^2 T / \partial S^2 = 0$ によって境界条件におき代えた方がよい。

この数値模型実験の手法によって次の項目の問題が解決できる。それは取水地点への接近流速の推定、局部的な大きな流速値の出現による水温成層の安定性の判別、放水の船舶航行への影響および漁業補償と関連する海域の水温上昇の影響範囲の推定などである。放水口については現地の気象・海象条件を考慮に入れて実際の地形を対象に種々の放水路設置案について流速と水温の分布を算定しこの計算結果を比較検討して適切な平面配置を決定することができる。本節で述べた熱拡散計算の妥当性を検証すべく、湾内に設置された

発電所の放水による水温測分布と計算を比較した例がある。それによると、放水口付近ではおよそ 1°C 程度の差が認められた。これはおそらく、実際には冷却水の表層流出に伴って下層水の湧昇がおきているにも拘らず数値計算においては下層冷水の供給を考えた水温分布を算出していない点に起因しているものであろう。しかし放水口より 60 m 以上の沖合になると混合は過動拡散、潮汐混合が主役を演じるようになるので実測値と計算値とがよく合致している結果が得られている。⁵⁰⁾

上述の計算方法の最も基本的な適用例として、温水冷却水を半無限海域に放出したときの流速と水温の分布を数値計算し、放水に伴う流れおよび海域水温上昇の影響範囲と冷却水使用水量、放流流速との定量的な関係を求めてみる。図-23は算出した合成速度解を表わしており、その速度分布はいわゆる舌状分布を呈している。放出流速が 1 m/sec 以内であれば、流速の比が 10% 以内の海域では海域自身のもっている流れと放出によるそれとの区別ができないであろう。放流流速一定 ($V_0 = 1\text{ m/sec}$) の条件のもとで流れの影響範囲を推定してみよう。放流流量は $Q = V_0 \cdot BH = 1 \times B \times 1 = B$ となる。たとえば $B = 20\text{ m}$ は $Q = 20\text{ m}^3/\text{sec}$ に相当する。このときの放流流速の影響は放水口よりおよそ 20 m で 50 cm/sec 、 60 m 沖合で 20 cm/sec 位になる。海域内の水温分布は、表-3の気象条件のもとで求められた。

表 - 3

大 気 温 T	平均気温 28.5°C (最高 32.9°C 、最低 25.2°C)		
軸 射 量 Q_s	平均日量 436.7 cal/cm^2		
平 均 風 速 V	3.3 m/sec	雲の高さの係数 K	0.083
相 対 湿 度 f	79%	水温躍層の厚さ H_w	3 m
雲 量 n	6.3		

図-24は上記の実験条件に対応する数値解である。実際の水温分布に換算するには次の手順をふめば求められる。たとえば、放水温と無限海域での表層水温との差が $\Delta T = 3^{\circ}\text{C}$ であるとするとき水温比が 0.5 であ

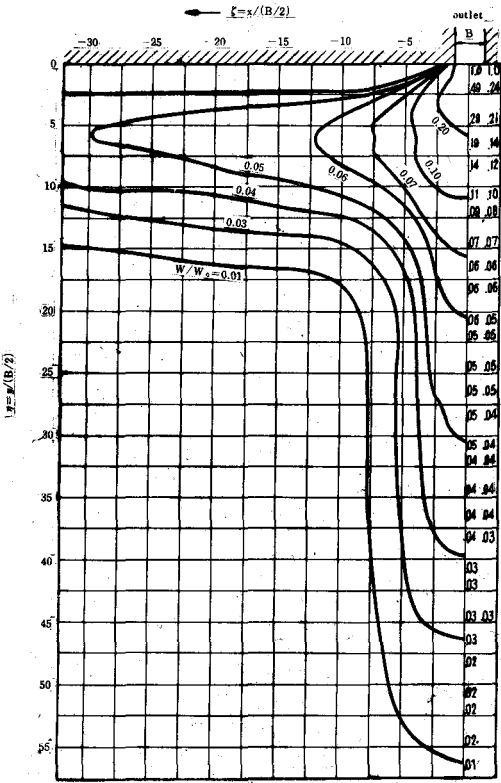


図-23 合成流速分布
 $W_0 = 1\text{ m/sec}$

地点の水温上昇は $3 \times 1.5^\circ\text{C}$ である。図-25および26は冷却水使用水量と水量上昇の影響範囲との関係を表わすものである。

後述するように、冷却水放水による流れと熱拡散との相互干渉を考慮に入れた数値実験の結果によれば放水口付近で下層からの湧昇流の現象がみられることである。したがって実験にはある程度、下層冷水の供給を考えた水温分布を算出しなければならないが、その代り図-25、26の諸値は静水海域内における水温上昇の影響最大範囲を提示するものである。図のなかには7で紹介した新田の式と平野の式が入っている。⁵¹⁾ 新田らの関係式は、その用水が淡水であって拡散水塊の前縁においては淡水が60~100倍の希釈をうけている。このように希釈された淡水の示す塩分の差による密度差は、 $1 \sim 2^\circ\text{C}$ の温度差による密度差とほぼ等しく、したがって温排水が密度流を形成すればその前縁は $1 \sim 2^\circ\text{C}$ の温度差のところに相当していると考えられる。例えば海域より 7°C 高い温水を放出せしめるとき、温排水は100倍希釈ではなく、7倍希釈のところまで拡散すると考えられる。すなわち、式(55)の x の値が $7/100$ のときの水量の拡散面積が推定

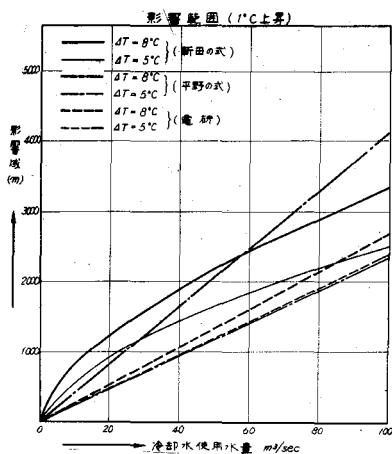


図-25 冷却水流量と水温上昇影響範囲との関係

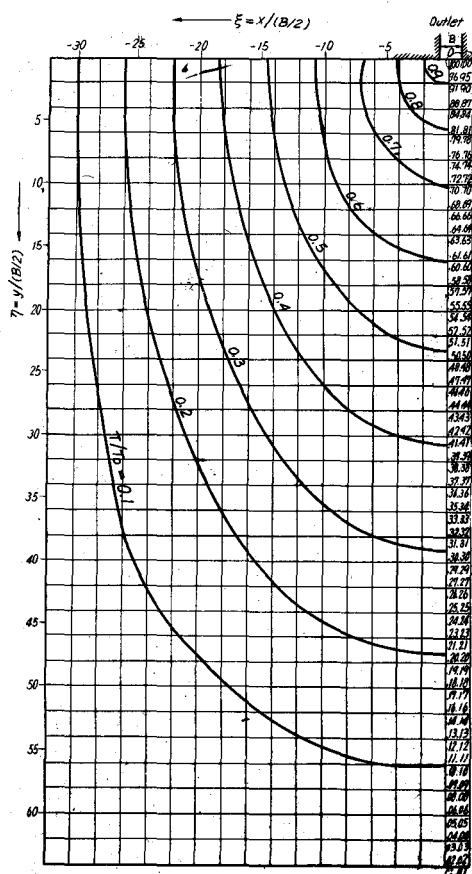


図-24 水温平面分布図

面積となるわけである。図-26において放水温と海水温との差が 5°C 程度であると、電研の式と平野の式はよく合致しているがその差が大きくなるにつれて電研の式と他の2つの式との差がでて、新田、平野の両式の値がやや近づいてくる。図-27において冷却水流量を $50 \sim 100 \text{ m}^3/\text{sec}$ の範囲に限ると、水温上昇の影響面積は電研の式が一番少なめに出ており、その差は他の2つの式に比べて $1/3 \sim 1/4$ 程度である。潮汐効果も少なく計算値と比較

する上に好都合なデータが実際の発電所 ($Q \doteq 6 \text{ m}^3/\text{sec}$)

の実測から得られている。その比較図が図-27である。このときの放水温と海水温の差はほゞ 8°C であって、図においては海域の温度上昇 $1^\circ\text{C} \sim 3^\circ\text{C}$ の範囲で比較されている。海域での温度上昇が高い値の所では、実測結果は平野の式に近い。これは平野の式が下層水の加入を考慮している点からうなずける。一方、海域での温度上昇が $1 \sim 2^\circ\text{C}$ 程度の値のところでは実測結果と電研の式が近い関係にあることがわかる。電研の式は前述の通り、下層冷水の供給を考慮し近似の試算式でもある。もっとも大気との熱収支効果を考慮しているが湾内の地点を対象にするのでない限り、温水拡散の主役は周囲の水塊との稀釈混合である。

一方、別の角度から冷却水再循環問題を解く手段がある。それは熱収支論によるシミュレート計算の手法⁵²⁾であり、この方法に基いて潮汐作用による湾外への熱の逸散過程が推量され、湾の各種形状、規模、取放水口の配置による湾内平衡水温の算定図表が提示されている⁵³⁾。

2) 冷却水放水に伴う流動と熱拡散機構の把握

放水口から放水出された温水冷却水は、一つはその慣性モーメントのため、一つはその低密度のために上層流れとして湾内を流下するであろう。従ってこの上層内の冷却水の流れはある面のところで下層に対して接線応力を作用させ、これが海底に沿って放水口へ向かう補償流の介入を促すであろう。このことはとりもなおさず、湧昇運動が放水口付近で生じていることになるが、これは低密度の表層水が海岸から沖の方へ輸送され連続条件によって表層下の高密度水が海岸直前に湧き上るために生じる現象である。

上述の事柄は現地観測の結果から確認されている⁵⁴⁾。図-28はM港に位置している発電所放水口沖合での流速分布形状を示したものである。

放水口付近での湧昇運動の存在は数値実験によっても再現されている。図-29および30は数値実験による流速および水温鉛直分布(いずれも第3次近似解)の一例を呈示するものである。

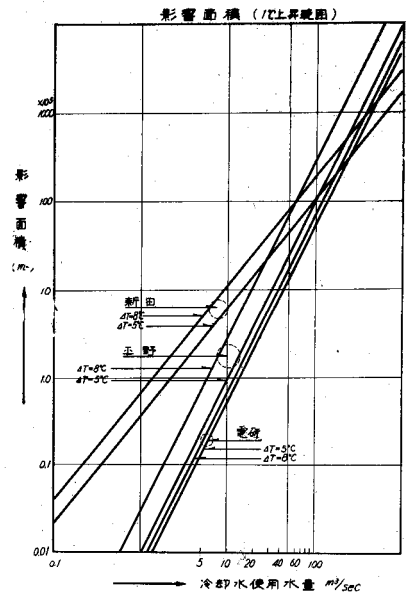


図-26 冷却水流量と水温上昇影響面積

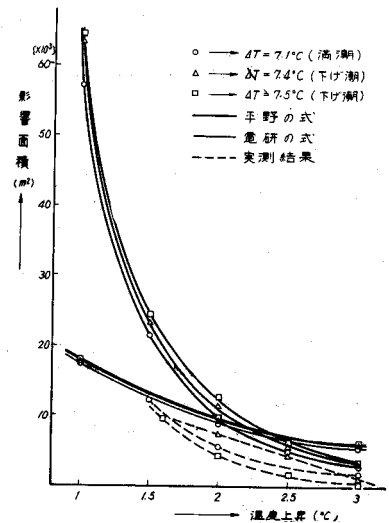


図-27 実測結果との比較

$$Q = 6 \text{ m}^3/\text{sec}$$

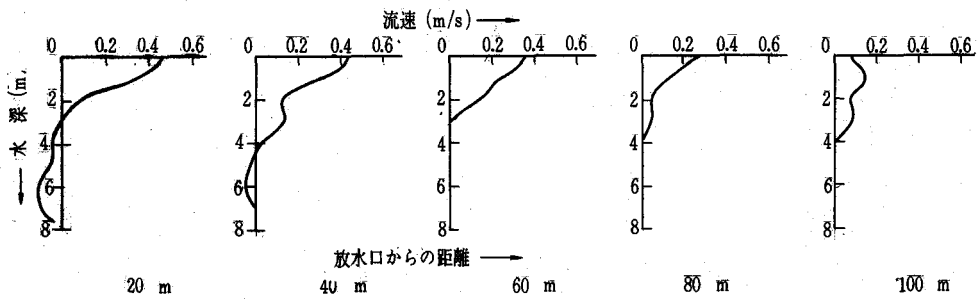


図-28 冷却水放出に伴う流速分布形状

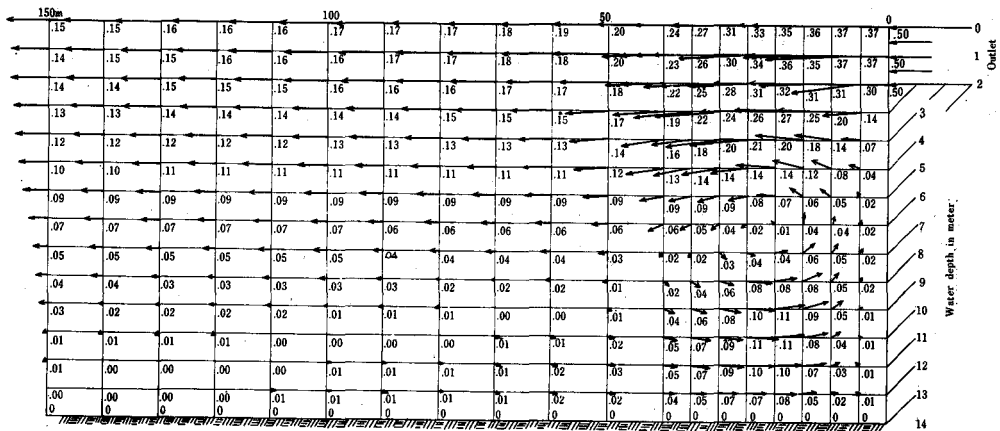


図-29 数値実験による流速鉛直分布の一例(第3次近似解)

$$(Az = A_1 + A_0 e^{-mRi}, Kz = K_1 + K_0 e^{-nRi})$$

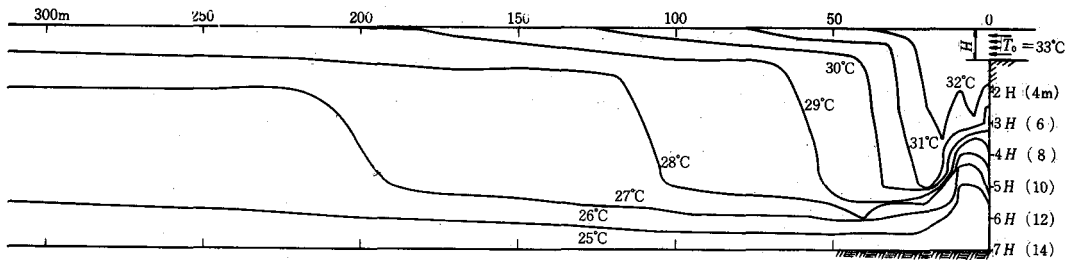


図-30 数値実験による水温鉛直分布の一例

$$(Az = A_1 + A_0 e^{-mRi}, Kz = K_1 + K_0 e^{-nRi})$$

図-29に示した流速断面図から、放水口付近での水粒子の動きがつかめる。特に放水口付近においては底層における向岸流が岸壁に沿って湧昇しこの水束が表層の密度の小さい冷却水の主流に加入して流下する様相がみられる。この湧昇作用はまた水温分布を変化させる。それは図-30の水温鉛直断面からうかがわれる。図にみられる躍層の上方への移動は冷却水流れの乱れ度合とUpwellingの関係から決まることは推察できるが、後者の影響が卓越するために起るのではないかと考えられる。図-30は現場実測の分布構造と酷似しており、特に冷水の上昇形態が湧昇領域の湿著な様相を示すことは図-22の場合と同じである。

下層水の上層へ加入する量は、単位時間当り2層面の単位面積を横切る下層水の容量として定義できる。Ellison & Turner(1959)の提示したentrainment E を導入すると、連続式は次のように変形できる。

$$\frac{\partial(uh)}{\partial x} + \frac{\partial(vh)}{\partial y} = E \sqrt{u^2 + v^2} \quad (66)$$

ここに、 E はRichardson数の関数であってその関係は図-31に示してある。この図はEllison&Turner⁵⁵⁾の実験結果であり、2層間で密度差がない場合すなわち $Ri = 0$ に対しては $E = 0.075$ 、 $Ri = 0.5$ に対して $E = 0.01$ になる。

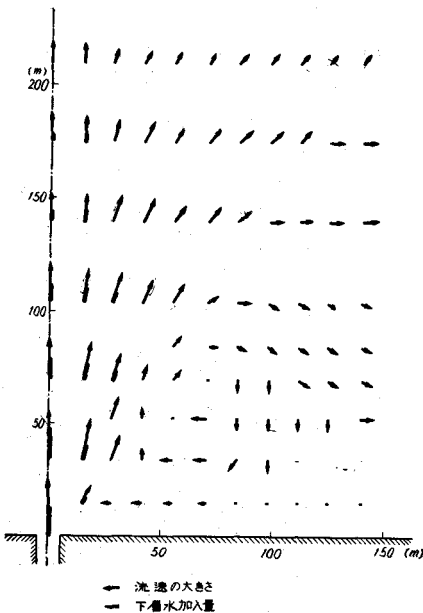


図-32 下層水加入を考慮した流速分布

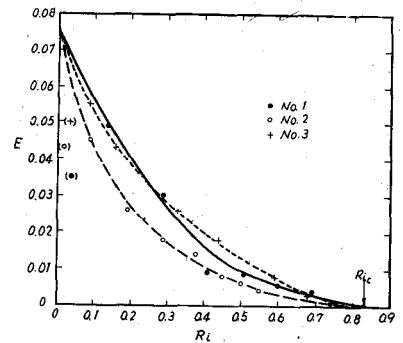


図-31 下層水加入量、 E と Ri 数との関係

E は $Ri > 0.8$ では無視できることが見出されている。これらの結果は $Fi > 1$ で $0 < Ri < 1$ のときに適用できる。筆者(1968)は半無限海域の2層モデルを対象にして式(66)を利用した下層冷水供給を考えた水温上昇影響範囲の推定計算し、1)で紹介した計算(図-23、24)とは異なる結果を得ている⁵⁶⁾。計算結果の一例が図-32および33に示してある。結果は冷却水放出後約30分経過したときの流れおよび水温の場を示している。図-32から、下層水の供給および周囲流体の冷却水流れへの加入状況が察知できる。水温分布図(図-33)をみても、希釈過程が放水口付近での

下層水加入、周囲流体との過動拡散、熱収支の他に放水口近傍での周囲海水の **entrainment** にも影響されることがわかる。

3) 冷却水深層取水

取水については、カーテンウォー式や海底取水管式の深層取水工の水理特性を解明した基礎研究⁵⁷⁾⁵⁸⁾や、風による水温躍層の低下が深層取水におよぼす影響を論じた。研究⁴⁹⁾がある。これらの研究結果にもとづく設計法を用いて、関西電力・堺港火力発電所（冷却水流量 $200 \text{ m}^3/\text{sec}$ ）をはじめ、主として内湾に面するいくつかの火力発電所の取水口が設計、施工され、運転を開始したものについては取水温度の実測が行なわれ、その効果が確認されている。⁵⁹⁾

選択取水の問題を取り扱う際、これまででは密度連続分布を不連続面を有する上下2層に分離せしめて解析を進める方式が採られてきた。しかし海域に表われる実際の密度鉛直分布は明瞭な不連続面を有していない。したがって問題を2層に分離せしめて解析・実験を進める際、実現象への再現性に対する保証は何も与えられていない。この仮定の妥当性を確認する意図で、密度連続場での取水に伴う密度と流れの場を求めた研究報告⁶⁰⁾。

計算モデルは鉛直2次元流れを対象としてとり扱われており、冷却水取水方式は図-34に示すごとく深層取水するものとし、取水口高さは3mである。計算境界条件の1つである無限海域での水温鉛直分布の設定は堺港火力発電所の実測データを背景にしてつぎのように行なっている。海面では 31°C 、海底では 25°C の値を有するものとし、その間の水温値は鉛直方向の拡散方程式 $d/dz \cdot (Kz/\rho \cdot dT/dz) = 0$ を拡散率モデル ($Kz = K_1 + K_0 e^{-nRi}$) によって定めることにした。その計算結果は図-34のなかで点線で示してある。

取水流速の変化による取水温度の値、海域での流れおよび水温の分布の様相を調べるために数値計算が実施され、その速度解の一般特性は図-35に示してある。パラメータとしての取水流速の大きさは $u_0 = 0.2, 0.5 \text{ m/sec}$ の2通りの値を用いている。図-35は第1次および第5次近似の速度解を与えるものである。取水口断面より沖合における速度分布曲線をみるに、底層においては外海からの流れが取水口へ接近するにつれてその速度が増幅される様相がわかり、表層でもわずかであるが流速値が存在して

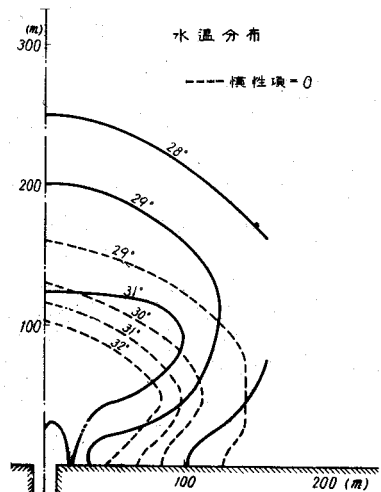


図-33 下層水加入を考慮した水温分布

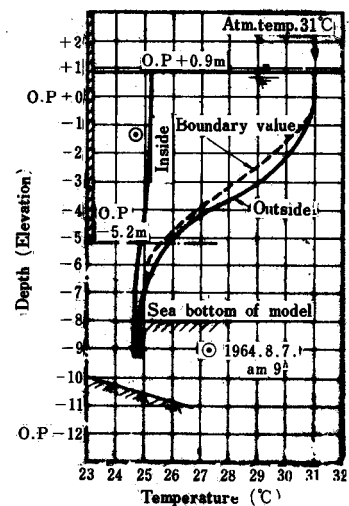


図-34 1 堺港火力発電所深層取水カーテンウォール内外水温実測結果（取水流量： $12.5 \text{ m}^3/\text{s}$ 、取水流速： 0.03 m/sec ）

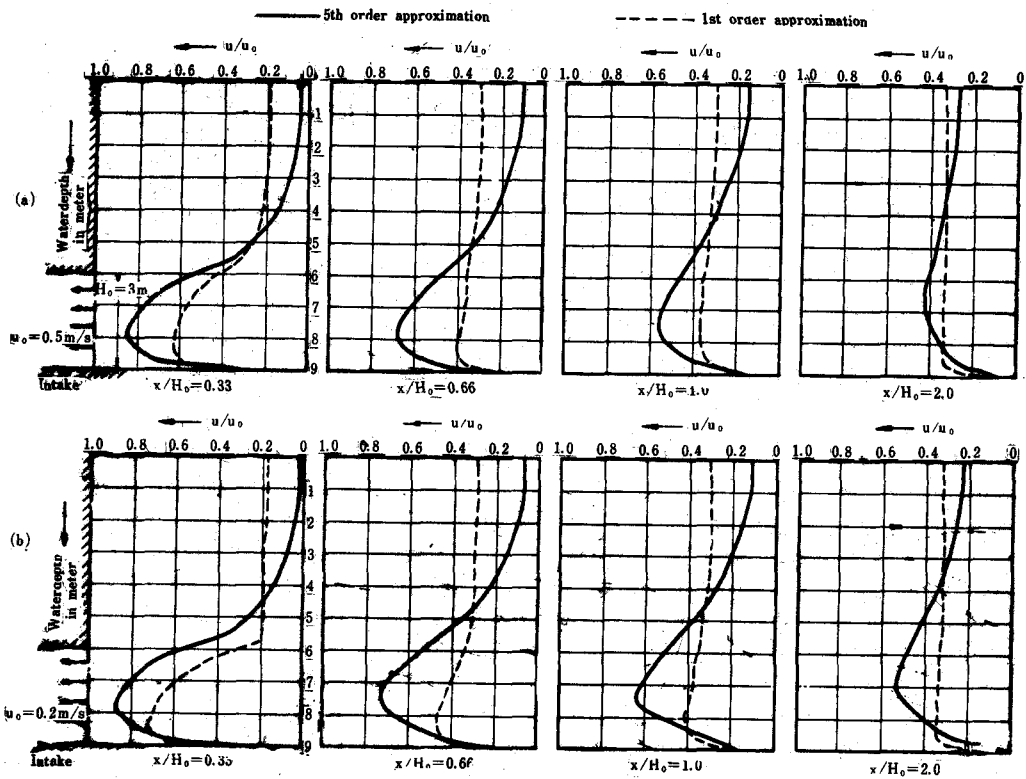


図-35 速度分布の形状

いる。相互干渉を考慮に入れた高次近似解は第1次近似解に比して水温と速度の鉛直分布形状に相当な影響をおよぼしている。特に取水口付近の解は第1次近似解に比して底層流入速度を著しく増加させ、上層での流速値を減少せしめる傾向を示している。図-35 (a)、(b)から取水流速値の大小による取水特性の傾向がつかめる。すなわち取水流速値を極力小さくせしめれば、深層取水の点からみてより好ましい流速分布の構造形態をとることがわかる。また、取水口断面沖合 $x/H_0 = 5 \sim 6$ 以上になれば無限海域での水温鉛直分布は取水の影響をあまり受けずその形を保持することが確認されている。

このような流れおよび水温の場合が実際に起り得るか否かはまだ確かではないが明瞭な不連続面をもつ2成層の流れとはかなり異質的なものであることは疑いない。今後残された課題は計算、実験の積み重ね、現地観測結果との照合と相まって水温連続分布を対象にした深層水取水設備の水理設計法を明らかにすることであろう。

参 考 文 献

- 1) 平野敏行(1966): 赤潮の発生と微細海況変化、水産海洋研究会会報第9号
- 2) Arons, A. B., & H. Stommel (1951): A mixing-length theory of tidal flushing, Trans. Am. Geophys. Union, 32.
- 3) Ippen, A. T., & D. R. F. Harleman (1961): One dimensional analysis of salinity intrusion in estuaries, Committee on Tidal Hydraulics, U.S. Army Corps of Engineers, Tech. Bull. No. 5
- 4) Kent, R. E. (1960): Turbulent diffusion in a sectionally homogeneous estuary, Proc. ASCE, Vol. 86, S. A. 2.
- 5) Rattray, M., Jr., & D. V. Hansen (1962): A similarity solution for circulation in an estuary, J. Marine Res., 20.
- 6) Hansen, D. V., & M. Rattray, Jr. (1965): Gravitational circulation in straits and estuaries, J. Marine Res.,
- 7) Ketchum, B. H. (1951): The exchange of fresh and salt waters in tidal estuaries, J. Mar. Res. Vol. 10.
- 8) Ketchum, B. H. & D. J. Keen (1952): The exchanges of fresh and salt water in the Bay of Fundy and in Passamaquoddy Bay, Jour. Fish Res. Bd.
- 9) Ketchum, B. H. (1955): Distribution of coliform bacteria and other pollutants in tidal estuaries, Sewage and Industrial Wastes, 27, 11
- 10) Rawn, A. M., F. R. Bowerman & N. H. Brooks (1960): Diffusers for disposal of sewage in sea water, Proc. ASCE, 86, SA2.
- 11) Abraham, G. (1960): Jet diffusion in liquid of greater density, Proc. ASCE, 86, HY6.
- 12) Hart, W. E. (1961): Jet discharge into a fluid with a density gradient, Proc. ASCE, 87, HY6.
- 13) Frankel, R. J. & J. D. Cumming (1965): Turbulent mixing phenomena of ocean outfall, Proc. ASCE, SA2.
- 14) Morton, B. R., G. Taylor & J. S. Turner (1956): Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources, Proc. Roy. Soc., Ser. A, 234
- 15) Morton, B. R. (1959): Forced plumes, J. Fluid Mech. 5.
- 16) Hino, M. (1962): Forced plumes in a stably stratified fluid, Trans. Japan Soc. Civil Engineers, 86
- 17) Feuerstein, D. L. & R. E. Selleck (1963): Fluorescent tracers for dispersion measurement, Proc. ASCE, SA

- 18) 片野尚明 (1967) : トレーサ実験のための螢光染料の特性、電力中央研. 技研報告
- 19) Ozmidov, R. V. (1962) : Statistical characteristics of the Black sea horizontal large-scale turbulence, Trudi Institute Okeanologii, Akademii Nauk SSSR
- 20) Taylor, G. I. (192) : Diffusion by continuous movements, Proc. Lond. Math. Soc., 20, N196.
- 21) Richardson, L. F. (1926) : Atmospheric diffusion shown on a distance-neighbour graph, Proc. Roy. Soc. Ser. A.
- 22) Richardson, L. F., & H. Stommel (1948) : Note on eddy diffusion in the sea, Jour. Meteorol.
- 23) Ozmidov, R. V. (1957) : Experimental investigation of horizontal turbulent diffusion in the sea and in a shallow artificial reservoir, Izv. Akad. Nauk SSSR, geofiz., No. 6
- 24) Ozmidov, R. V. (1960) : Horizontal turbulent diffusion of spots of contaminants in the sea, Trudi Instituta Okeanologii, 37.
- 25) Nan'iti, T., & A. Okubo (1957) : An example of the diffusion of a floating dye patch in the sea, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, 13, No. 1.
- 26) Okubo, A. (1962) : A review of theoretical models for turbulent diffusion in the sea, Jour. Oceanographical Soc. of Japan, 20th Anniversary Vol.
- 27) 岩田憲幸 (1968) : 海洋における瞬間浮遊源型乱流拡散, 第1回原子力安全性総合発表会講演・研究発表予稿集
- 28) 杉浦次郎・平野敏行 (1963) : 河川流入のある小内湾の塩分分布について, 東海区水産研報告
- 29) Karabasher, G. S. & R. V. Ozmidov (1965) : A study of turbulent diffusion in the sea with the help of fluorescent dye, Izv. AN SSSR, Fizika Atmosfery i Okeana.
- 30) Brooks, N. H. (1960) : Diffusion of sewage effluent in an ocean current, Waste disposal in the marine environment., Pergamon Press, London.
- 31) Wiegell, R. L. (1963) : Some engineering aspects of wave spectra, Ocean Conf. Wave Spectra: Proc. of a Conference.
- 32) Johnson, J. W. (1960) : The effect of wind and wave action on the mixing and dispersion of wastes, Proc. First Intern. Conf. Waste Disposal in the Marine Environment.
- 33) Johnson, J. W. & H. C. Hwang (1961) : Mixing and dispersion by wind waves, Univ. Calif. IER Tech. Rept.
- 34) Masch, F. D. (1963) : Mixing and dispersion of wastes by wind and wave action, Int. J. Air Wat. Poll., 7.

- 35) Taylor, G.C. (1931): Internal waves and turbulence in a fluid of variable density, Conseil perm intern. l'exp. mer. 76.
- 36) Rossby, C.G., & R.B. Montgomery (1935): The layer of frictional influence in wind and ocean currents, Papers in Phys. Oceanogr. Meteorol., 3, No. 3.
- 37) Holtzman (1943): The influence of stability on evaporation, Ann. N. Y. Acad. Sci. 44, 13
- 38) Yamamoto, G. (1959): Theory of turbulent transfer in non-neutral conditions, J. Met. Soc. Japan, 37, 60.
- 39) Munk, W.H. & E.R. Anderson (1948): Notes on a theory of the thermocline, J. Mar. Res., 7
- 40) Ellison, T.H. (1962): Laboratory measurements of turbulent diffusion in stratified flows, J. Geophys. Res., 67, No. 8.
- 41) Bolgiano, R. (1959): Turbulent spectra in a stable stratified atmosphere, J. Geophys. Res., 64, No. 12.
- 42) Mamayer, O.I. (1958): The influence of stratification on vertical turbulent mixing in the sea, Izv. Acad. Nauk SSSR, Geofiz., No. 7
- 43) Parr, A.E. (1936): On the probable relationship between vertical stability and lateral mixing processes, Conseil perm. intern. pour l'exploration de la mer., J du Conseil, 11, No. 3.
- 44) Bowden, K.F. (1965): Horizontal mixing in the sea due to a shearing current, Jour. of Fluid Mechanics, Vol. 21, Part 2.
- 45) Ozmidov, R.V. (1965): On the turbulent diffusion in the stable stratified sea, Izv. Acad. Nauk SSSR, Fizika Atmosfery i Okeana No. 8
- 46) 新田忠雄 (1963): 海洋域における工場廃水の希釈と拡散について, 用水と廃水
- 47) 平野敏行 (1966): 原子力発電所建設が熊野灘沿岸海域の環境および生物の生産に及ぼす影響予察報告書
- 48) 和田 明 (1966): 冷却水放水に伴う流動と熱拡散現象, 電研報告 No. 66033
- 49) 和田 明 (1966): 水温躍層面におよぼす風の影響, 電研報告 No. 65084
- 50) 和田 明・片野尚明 (1967): 水島火力発電所の冷却水取放水に関する水理学的検討, 電研依頼報告 No. 67092
- 51) 和田 明・片野尚明 (1968): 発電所冷却水の取放水問題, 発電水力 No. 94
- 52) 片野尚明 (1967): アナログ・コンピュータによる湾内熱収支計算方法の開発, 電研報告 No. 67007
- 53) 和田 明・片野尚明 (1967): 冷却水放出に伴う湾内表層水の熱収支解析, 電研報告 No. 67008

- 54) 和田 明 (1967) : 火力・原子力発電所の冷却水放出による熱拡散機構の理論的検討, 電研報告 No. 67072
- 55) Ellison, T. H. & J. S. Turner (1959) : Turbulent entrainment in stratified flows, Jour. Fluid Mech.
- 56) 和田 明 (1968) : 工業用水の取放水問題、沿岸海洋シンポジウム
- 57) 千秋信一・和田 明 (1964) : 火力発電所冷却水深層取水に関する研究、電研報告 No. 64005
- 58) 千秋信一・藤本稔美 (1967) : 冷却水深層取水工の取水特性、電研報告 No. 66079
- 59) 千秋信一 (1968) : 火力発電所冷却水深層取水工の水理設計、発電水力 No. 92
- 60) 和田 明 (1968) : 密度成層海での流れと密度の分布について、第12回水理講演会講演集