

風波の作用下における水温成層の挙動に関する一実験

和田 明*・片野 尚明**

1. ま え が き

臨海に立地した火力および原子力発電所の温排水は、沿岸海域の環境変化を引き起こす源として多くの関心をもたれている。

海域へ放出された温排水は、初期運動量によって下層および周囲の水塊を連行して、その容積を増すと同時に稀釈混合により水温を低下させて流下する。これ以後温排水の拡散は、その地点の地形、流れ（潮流等）、海域の乱れ、水温構造、風波、および気象作用などの因子によって支配を受ける。これらの作用因子はそれぞれ相互関係を有して、きわめて複雑な現象を呈する。

本文では、これらの作用因子のうち風波による水温成層の安定性の問題を取り上げることとする。海域に風波が作用した場合における水温成層の挙動は、拡散現象を支配する一因として、その特性について知ることは重要なことである。ここでは、室内実験によって、風波の作用下における水温成層の挙動を平均的および統計的に説明することを意図したものである。

2. 実験装置および実験方法

実験装置は図-1 に示すごとく、風洞付鉛直二次元水

イラーと貯温水槽間を強制的に循環させる。温水の最大供給能力は、水温 50°C、流量 2.5 l/sec、供給時間 20 分程度である。一定で均一な温水を得るために、水温制御器および攪拌機が取り付けられてある。温水は水槽内に所定の水温成層を形成させるために、ポンプによって水槽内の表層に低流速で供給する。温水は目視観測に便利のように蛍光染料で着色する。

本実験において測定を必要とする物理量は、水温、波高、風速、流速および躍層の厚さなどである。水温の測定は、高性能なサーミスター型水温計を用い、その精度は 10°C に対して $\pm 2\%$ の誤差、時定数は 0.1 sec である。波高は電気抵抗式波高計、風速は小型乱れ風速計を用いた。流速の測定は市販の流速計がほとんど用いることができないので、染料の軌跡をカメラで追跡する方法に頼らざるを得なかった。

水温および波高の時間的変化の記録は当所に設置してあるデータ集録装置を用いた。この集録装置は多点のアナログ量をデジタル量に変換して、磁気テープにいったん記録させたのち、プリントアウトおよび紙テープを作成する機能を有している。その性能は、入力数：32 CH、入力電圧：50 mV $\sim$ 5 V、サンプリング間隔：100 μ s $\sim$ 10 sec、桁数：符号を含めて 4 桁などを有する。

水温成層の形成は、水槽の上端に設けた放水口より着

表-1 実験条件

Case No.	U_{10} (m/sec)	h_{w0} (cm)	$\Delta T(^{\circ}\text{C})$
I-A-1	3.6	13.0	6.8
2		16.0	9.7
3		15.2	12.4
II-A-1	6.6	14.0	5.8
2		20.0	9.5
3		17.5	13.2
III-A-1	9.5	13.0	5.7
2		15.0	11.2
3		17.3	12.9
I-B-1	3.6	30.0	7.0
2		40.0	9.4
3		34.3	11.3
II-B-1	6.6	29.3	6.9
2		38.0	9.4
3		30.0	14.3
III-B-1	9.5	33.5	5.4
2		36.3	10.5
3		32.0	13.4

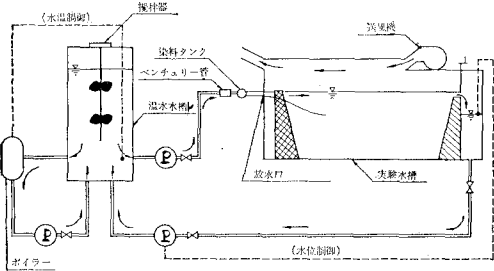


図-1 実験装置の概略

槽と温水供給部より構成されている。水槽は長さ 23.5 m、幅 0.2 m、高さ 1.0 m の大きさを有し、片面は観測に便利のように透明アクリル板にしてある。風洞は高さ 20 cm の透明アクリル製である。風速は 0 $\sim$ 15 m/sec の範囲を連続的に変化させることができる。温水供給部はボイラーと貯湯水槽より成っていて、ポンプによってボ

* 正会員 工博 電力中央研究所
**正会員 電力中央研究所

色温水を静かに放出し、所定の躍層の厚さになるよう、水位調節ゲートおよび排水バルブを調節することによって得る。初期状態が設定されたところで、所定の風速を起し、同時に波高、水温の測定を開始する。測定時間は、通常 5~10 min 程度を目標とした。水温の測定点は送風口より 14.06 m の位置である。

実験条件は表-1 に示すとおりである。ここに、 U_{10} は Fetch 14.06 m の点における水面上 10 cm での中心風速、 h_{w0} は初期状態の躍層の厚さ、 ΔT : 表層と下層との温度差である。

3. 水温躍層の安定性

(1) 水面に作用するせん断力について

風洞水槽で発生する風波の特性を知るために、風によって水面に作用するせん断力を調べる必要がある。ここでは、室内実験で一般的に行なわれている風速分布の測定による方法を探る。

図-2 は送風機回転数をパラメーターにとった水面上 $z=10$ cm までの風速の変化を示したものである。図中

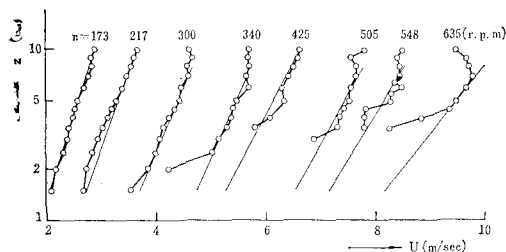


図-2 水面上の風速分布

にみられる直線は、対数法則によって引いたものである。図-2 より、低風速時は対数法則にほぼ一致をみる、風速が大きいた方は測定点が少なく、バラツキがあるため一致の程度は明らかでない。

一般に、水面が粗となった場合の風速分布は次式によって示すことができる。

$$\frac{u}{u_*} = \frac{2.3}{\kappa} \log_{10} \frac{z}{z_0} + \text{const.} \quad (1)$$

ここに、 u : 任意の点の風速、 u_* : 摩擦速度、 κ : カルマン定数(=0.4)、 z : 水面からの高さ、 z_0 : 相対粗度

u_* は式 (1) によって計算することができる(表-2 参照)。抵抗係数 C_z は u_* が求まれば、式 (2) の関係によって求めることができる。

$$\tau = \rho_a u_*^2 = \rho_a C_z U_z^2 \quad (2)$$

ここに、 τ : せん断力、 ρ_a : 空気密度、 U_z : 海面上 z の位置の風速。

図-2 の実験結果を用いて、 C_z および z_0 を求めてみると、 $C_z = 1 \sim 2 \times 10^{-3}$ 、 $z_0 = 0.1 \sim 0.5 \times 10^{-2}$ cm 程度になり、海洋および室内実験での既往の結果にほぼ一致する。しかしながら、 $U_z = U_{10}(z=10 \text{ cm})$ と置いたため、

既往の観測値との厳密な比較はできない。

(2) 水温躍層の降下量および降下速度

表-1 に示す条件に従って実験を行なった結果、鉛直水温分布の時間的変化を得た。その一例を図-3 に示す。ここに、躍層の厚さは水温鉛直傾度が最大で、その

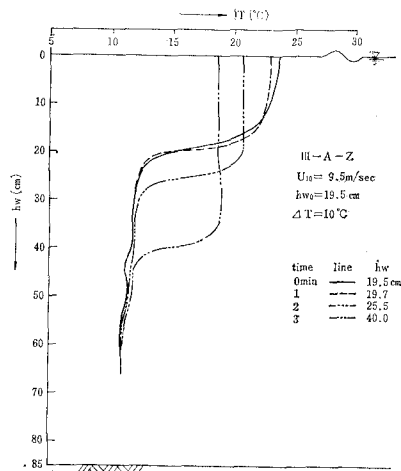


図-3 水温の鉛直分布(例)

傾度が正となる水深と定義する。すなわち、図-3 中で表層からほぼ一様な温度をもつ等温層から、下層の冷たい一定温度層を結ぶ曲線のほぼ中間点とも思われる位置を指示している。

図-4 は躍層の降下量 h_w/h_{w0} の時間的変化の一例を示したものであり、図-5 は降下速度 dh_w/dt を示したものである。さて、降下量および降下速度は後に述べる安定度パラメーターとの関係で評価するために、次のように定義する。降下量は降下速度が最大に達したのち、しだいに降下速度を減ずる過程において最大降下速度の

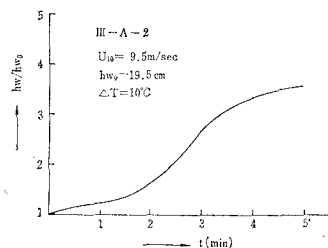


図-4 経過時間と躍層厚さの関係

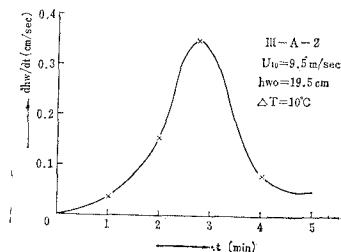


図-5 経過時間と降下速度の関係

表-2 躍層の厚さおよび降下速度

Case No.	u_* (m/sec)	h_{w0} (cm)	h_w (cm)	h_w/h_{w0}	dh_w/dt (cm/sec)
I-A-1	0.194	13.0	13.5	1.04	0.050
2		16.0	21.0	1.31	0.033
3		15.2	24.5	1.61	0.017
II-A-1	0.279	14.0	62.0	4.43	0.227
2		20.0	39.0	1.95	0.173
3		17.5	38.8	2.21	0.103
III-A-1	0.435	13.0	69.5	5.35	0.490
2		15.0	54.5	3.63	0.380
3		17.3	63.0	3.64	0.420
I-B-1	0.194	30.0	39.5	1.32	0.037
2		40.0	44.3	1.11	0.033
3		34.3	37.0	1.08	0.017
II-B-1	0.279	29.3	53.5	18.3	0.123
2		38.0	43.5	1.14	0.063
3		30.0	40.3	1.34	0.047
III-B-1	0.435	33.5	69.0	2.06	0.273
2		36.3	62.5	1.72	0.147
3		32.0	54.0	1.69	0.330

1/2 に達した時点の躍層の厚さとする。降下速度は最大降下速度を採る。以上のように定義した h_w/h_{w0} および dh_w/dt を風速のデータと共に表-2 に示す。

一方、流速の測定結果は染料投下による目視観測と写真撮影に頼ったため、一つの実験ケースにおいてもかなりのバラツキを示した。しかし、これらのデータの間にも風速の大きさによって概略的に流況の一致が認められたところから、きわめて大胆な方法と思われるが、図-6 に示すように、流速は風速の大きさにより一義的に決定した。

2 層間の無次元安定度パラメーターには次のようなものがある。

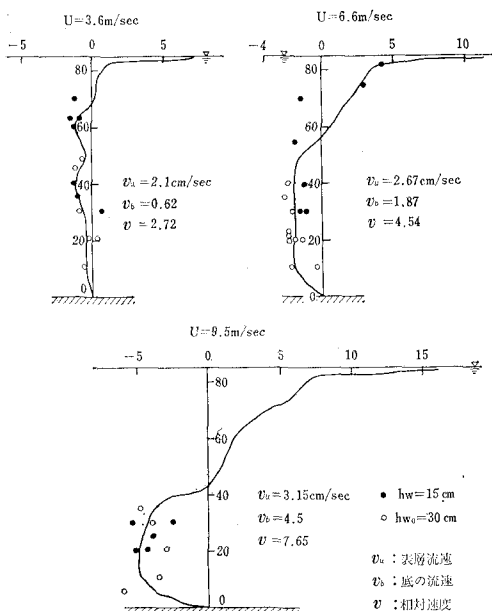


図-6 流速分布

内部フルード数：

$$F_i = \frac{v}{\sqrt{\Delta\rho/\rho \cdot g \cdot h_{w0}}} = R_i^{-1/2} \dots \dots \dots (3)$$

クーリガン数：

$$\theta_k = \frac{(\nu_b \cdot g \cdot \Delta\rho/\rho)^{1/3}}{v} = \left(\frac{R_i}{R_{eb'}} \right)^{1/3} \dots \dots \dots (4)$$

ただし、 $R_i = g|\partial\rho/\partial z|/\rho(\partial u/\partial z)^2 \simeq \Delta\rho/\rho \cdot g \cdot h_{w0}/v^2$,
 $R_{eb'} = v \cdot h_{w0}/\nu_b$

ここに、 v ：上下層間の相対速度差、 $\Delta\rho$ ：上下層間の密度差、 g ：重力の加速度、 ν_b ：下層の動粘性係数

これらの無次元パラメーターを実験結果について計算してみると、クーリガン数についていえば、クーリガンの安定限界 $\theta_k = 0.178 (Re_u > 450)$ 以下で、不安定な状態にあるといえる。図-7 はリチャードソン数 R_i と降

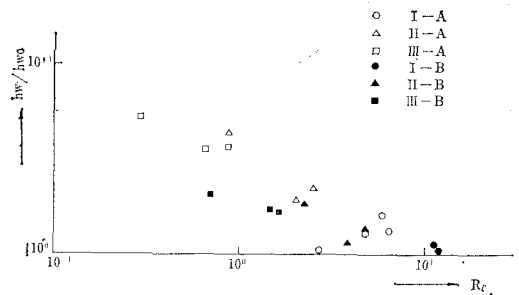


図-7 リチャードソン数と降下量の関係

下量の関係を示したもので、 R_i の増加に伴って（安定度が増す）降下量は単調に減少し、降下量は R_i によって一義的に決まることを示している。上層のレイノルズ数 Re_u と R_i の関係を両対数にプロットすると、 $Re_u \cdot R_i = \text{const.}$ の関係を満足する興味ある結果を示す。

躍層面の降下速度、すなわち一種の entrainment 速度は、Phillips(1966) によって二つの極端な場合が示された。一つは密度成層の弱い条件で示される完全乱流 entrainment であり、他は浮力効果の強い条件で示される準層流 entrainment である。前者は、密度成層のない均一な流体の entrainment 速度に近づき、それは表面応力より導かれる摩擦速度 u_* に比例する。すなわち、

$$u_e \sim (\nu \epsilon_0)^{1/4} \sim u_* \dots \dots \dots (5)$$

後者は、密度成層が十分に発達するため躍層で小スケールの乱れは抑制され、輸送は境界面の粘性境界層全体に広がる大きな渦によって影響を受ける。この時の降下速度は次のようになる。

$$u_e \sim R_e^{-1/2} \cdot u \dots \dots \dots (6)$$

ここに、 $R_e = u \cdot l/\nu$ 、 u 、 l ：それぞれエネルギー含有渦群の速度スケール ($u = (u^2)^{1/2}$) とそれに対応する長さのスケール、 ν ：動粘性係数、 ϵ_0 ：エネルギー逸散率

また、 $\epsilon_0 \sim u^3/l$ (Batchelor, 1953) の関係を式 (5) に代入して式 (6) と比較すると、前者は後者の $R_e^{1/4} \gg 1$ 倍だけ entrainment 速度が大きくなる。

一般に、風的作用を受けている密度成層のある海域を考えると、降下速度は摩擦速度とリチャードソン数との関数であることが想定できる。

$$dh_w/dt \sim u_* \cdot f(R_i) \quad (7)$$

ここに、 $f(R_i)$ は実験的に決定される関数である。そこで、実験結果を上式に適用してみると、次のような実験式を得た(図-8 参照)。

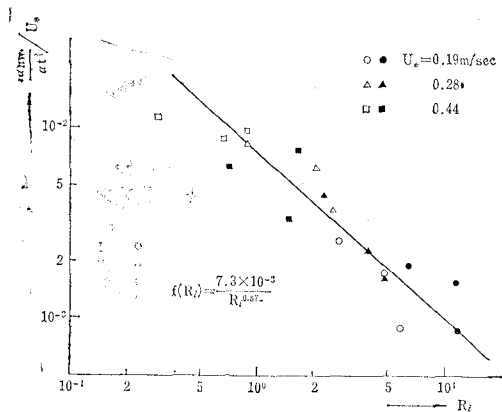


図-8 R_i と $dh_w/dt/u_*$ の関係

$$\frac{dh_w}{dt} = u_* \frac{7.3 \times 10^{-3}}{R_i^{0.87}} \quad (8)$$

4. 風波および水温の統計的解析

(1) 実験波の特性

一般に、風によって水面に発生する重力波は不規則な波形を示す。この不規則性の特徴は Rayleigh 分布で与えられる。いま、風速 $U_{10} = 5.3 \sim 18.4$ m/sec, Fetch 14 m と 16 m における全波数 100 波で得られた波高の確率分布は、 $H_{1/3}/\bar{H} = 1.53 \sim 1.27$, $H_{1/10}/H_{1/3} = 1.22 \sim 1.10$ の範囲である。この数値をみると明らかに Rayleigh 分布から得られる値よりいずれも低い。この原因としては、風洞の規模に対して、波高が過大であると思われる。ちなみに実験値をよくみると、低風速では理論値に近いが、高風速になるにしたがって、その差が大きくなることから推定は正しいものであろう。図-9 は風洞水槽で得られた風波のスペクトルを示したものである。図中の直線は、Phillips が Burling のデータに基づいて得た無次元数 β を用いたところの次式に従うものである。

$$\phi(f) = \beta g^2 \omega^{-5} = \beta' g^2 f^{-5} \quad (9)$$

ここに、 $\beta' = 2\pi \cdot \beta = 9.51 \times 10^{-6}$ である。両者を比較すると、低風速ではほぼ一致をみるが、風速が増すと実験値の方がより急勾配となり、エネルギー集中が激しいことを示している。このことはスペクトルの発達し過ぎとしてもみられるが、波高の確率分布から知られるように風洞水槽の特性に起因しているものとも思われる。一方、自己相関をみると $f = 1.5 \sim 2$ c/s 程度の強い周期成

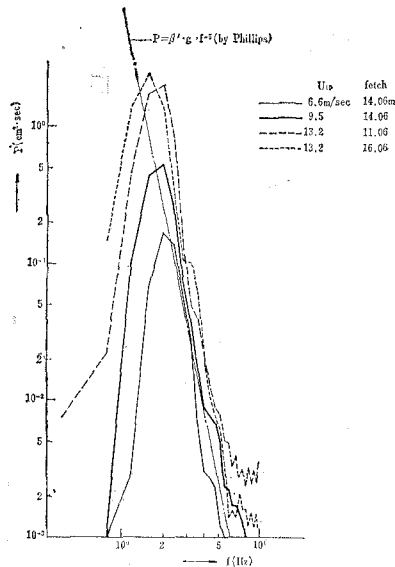


図-9 風波のエネルギースペクトル

分の波が卓越していて、実験波の平均周波数およびスペクトルのピーク位置に良好に一致していることがわかる。

(2) 水温変動のスペクトル解析

水温成層を有する水表面へ風が作用した場合の水温変動は、種々の条件によってさまざまな形態をとるであろう。たとえば、混合の度合の立場から見れば、密度成層が連続分布をしている場合、擾乱の強さによって躍層付近に弱い乱れが到達する状態から、強い乱れに移行し、そして強い侵入的対流 (penetrative convection), という順序をとるであろう。実験は弱い密度成層に強い擾乱、すなわち強風を作用した場合に相当し、主として侵入的対流によって鉛直混合 (一種の entrainment) が行なわれ、結果として躍層が低下している現象である。したがって、水温変動は、表層においては小さな周期の小振幅の変動を起こしながら、下層へ熱を輸送することによりしだいに温度は低下するが、躍層付近では小さな変動から風波の擾乱の影響がおよぶにしたがって、大きな水温変動を起こし混合を完了した時点で水温が上昇 (躍層の低下) するという現象を示す。

これらの変動成分のうち、水塊の混合に寄与して躍層面を低下させる働きをもつ成分は、ほとんど短周期、いわゆる高周波の変動成分であるところから、これらの水温変動の中から長周期の変動成分を除去しなければならない。この目的を達成するためにハイパス・フィルターを用いることにした。この数値フィルターは次式によって与えられるものである。

$$F(f) = [1 - \sum_{v=-\infty}^{\infty} a_v e^{-2\pi i f v}] \quad (10)$$

ただし、 a_v については現象に応じて所望の形を求めれば理想的であるが、ここでは 2 項分布 ($n=200$) を用い

た。このフィルターを用いることにより、およそ $1/20\Delta t$ (Δt : 読取り間隔) の周波数以下がカットされることになる。このようにして、水温変動の自己相関関係およびエネルギー・スペクトルを求めた結果の一例を図-10 および図-11 に示す。

図-10 の自己相関係数の変化をみると、相関は $r(0)=1$ から急激に減少し、ずらし $2\sim 3$ sec で相関は 0 となり、その後は $0.1\sim 0.5$ c/s 程度の変動成分をもつが、その周期は風波の $1/10$ オーダの振動である。

オイラーの積分時間スケール θ は相関係数を $r(\tau)$ と

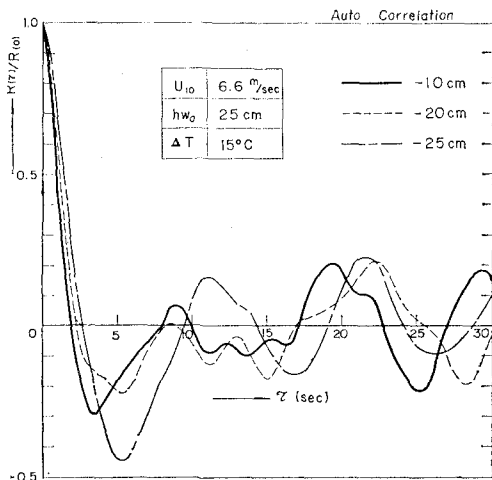


図-10 水温の自己相関

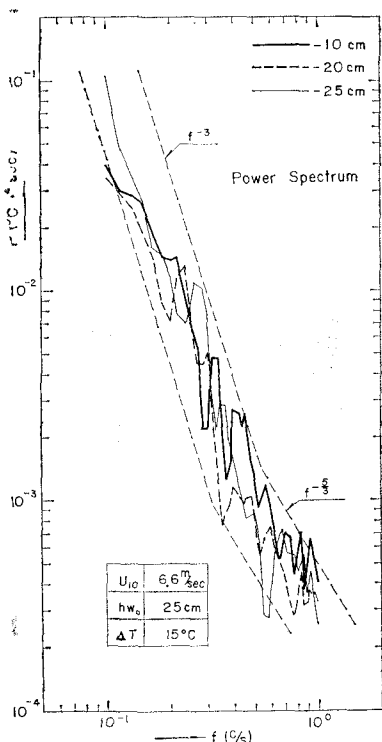


図-11 水温のエネルギー・スペクトル

すると、

$$\theta = \int_0^{\infty} r(\tau) d\tau \quad (11)$$

縦方向の空間スケール l との間に Taylor の冷凍仮説を前提にすれば、次の関係が存在する。

$$l = \theta \cdot \bar{v} \quad (12)$$

ここに、 $\bar{v}$ は平均速度を意味する。式 (11) および (12) で温度の変動に対する時間スケールおよび長さのスケールを求めてみると、それぞれ $0.5\sim 2$ sec, $1\sim 3$ cm 程度となる。長さのスケールは波高と同程度の大きさであり、時間スケールは同程度かそれ以上の長いスケールとなっている。

浮力効果のある慣性浮力領域 (inertial-buoyancy sub-range) の乱れのスペクトルは次式で示される。

$$E(k) = A [\epsilon(k)]^{2/3} k^{-5/3} \quad (13)$$

ただし、 $[\epsilon(k)] = \epsilon_0 [1 + (k_b/k)^{4/3}]^{3/2}$, $k_b = c^{3/4} \cdot N^{3/2} \cdot \epsilon_0^{-1/2}$, A : コルモゴロフ定数, k : 波数, k_b : 浮力の影響の効く上限の波数, ϵ_0 : 正味の粘性によって失われるエネルギー逸散率, c : 1 に近い定数, N : ブレント・バイセラー振動数 $= |g/\rho \cdot \partial\rho/\partial z|^{1/2}$

いま、 $k \gg k_b \gg l_0^{-1}$ (l_0 はエネルギー含有群の代表的な長さのスケール) の領域では、式 (13) から明らかなようにコルモゴロフの唱えた慣性小領域の $-5/3$ 乗則が成立する。

$$E(k) = A \epsilon_0^{2/3} k^{-5/3} \quad (14)$$

一方、 $k_b \gg k \gg l_0^{-1}$ で規定される浮力小領域は次式になる。

$$E(k) = A \epsilon_0^{2/3} k_b^{4/3} k^{-3} = A c N^2 k^{-3} \quad (15)$$

このように浮力領域の乱れのスペクトル関数は -3 乗則となる。

乱れのスペクトルが慣性小領域にあり、浮力効果がない時、温度場の一次元スペクトルは次式で表わされる。

$$\Gamma(k) = \beta x \epsilon^{-1/3} k^{-5/3} \quad (16)$$

ここに、 β : 数値定数, ϵ : 乱れのエネルギー逸散率, k : 波数, x : 温度場における温度変動の逸散割合

図-12 は水温のエネルギー・スペクトルを示すが、周波数の大きい方で $f^{-5/3}$, 小さい方で f^{-3} をほぼ満足している。 f^{-3} と $f^{-5/3}$ の折曲点の周波数は、実験データを通じておよそ $0.3\sim 1$ c/s の間に分布している。Taylor の冷凍パターン仮説が成り立つとすれば、躍層付近の流速 $1\sim 2$ cm/sec に対して波数 k_b は $0.1\sim 1$ cm^{-1} のオーダになる。この結果は、浮力の影響を受けている下限の渦が $0.1\sim 1.0$ cm であることを示している。この k_b を用いてエネルギー逸散率 ϵ_0 を逆算してみると、ほぼ $0.01\sim 1$ cm^2/sec^3 のオーダになり、広い範囲にわたって変化し、しかもかなり大きいことを示している。

5. あとがき

以上、主に水温変動という指標を用いて、室内実験によって得た結果から温度成層の挙動を論じてきたが、今後の問題点としては、速度変動をとらえることによって、乱れのスペクトル解析および水温変動との相関を定量的に明らかにすることであろう。また、同時に実際の海域での水温および流速の挙動を観測して、これらの手法からその特性を比較検討することが、温排水の拡散という命題へのアプローチとしてさらに重要な課題である。

最後に、本研究の実験およびデータ整理などに関して、竹田匡見（現、原子力発電 K.K.）氏らに多大の協力をいただいたことを付記する。

参 考 文 献

- 1) 和田 明・片野尚明：風波に対する密度成層の安定性，第 24 回 (1969)，第 25 回 (1970) 年次学術講演会講演集。
- 2) H.U. Roll : Physics of the Marine Atmosphere, Academic Press, 1965, pp. 121-171.
- 3) 光易 恒：風波のスペクトルの発達，第 16 回 (1969)，第 17 回 (1970) 海岸工学講演会講演集，pp. 53-58, pp. 1-7.
- 4) O.M. Phillips : The Dynamics of Upper Ocean, Cambridge Univ. Press, 1966, pp. 198-243.
- 5) J.S. Turner and E.B. Kraus : A One-dimensional Model of the Seasonal Thermocline, Tellus, 19, 1967.
- 6) J.O. Hinze : Turbulence, 1959.
- 7) H.L. Grant, B.A. Hughes, W.M. Vogel and A. Moilliet : The Spectrum of Temperature Fluctuations in Turbulent Flow, Fluid Mech., 1968 No. 34, 3, pp. 423-442.