



Title	混合層ベースの内部波逸散
Author(s)	金成, 誠一; KANARI, Sei-ichi
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 48, 35-43
Issue Date	1987-02-12
DOI	https://doi.org/10.14943/gbhu.48.35
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/14151
Type	departmental bulletin paper
File Information	48_p35-43.pdf



混合層ベースの内部波逸散

金 成 誠 一

北海道大学理学部地球物理学教室

(昭和61年9月5日受理)

Energy Dissipation Rates in the Mixed Layer Base

By Sei-ichi KANARI,

Department of Geophysics, Faculty of Science, Hokkaido University

(Received September 9, 1986)

Velocity profilings by SEMVP was carried out in November 16, 1983 near the weather buoy station at 29° N, 135° E of North Western Pacific Ocean, as one of the preliminary experimental observations of OMLET (Ocean Mixed Layer Experiment).

Using the velocity fluctuation profiles processed from the SEMVP Data, fine-scale dissipation rates, which would be caused by internal waves within the mixed layer base, were estimated. Although, an unknown parameter C is involved in the energy balance equation, relative profile of dissipation rate, $\epsilon(z)$ and also the vertical eddy viscosity coefficient $K_z(z)$ were determined. Dependency between Väisälä frequency N and ϵ (also K_z) is consistent with the result described by Gargett (1984).

要旨 南方定点 TANGO 近傍の海域で行われた流速プロファイル, CTD, サーミスタチェインの観測データに基づいて, 混合層及びその下層の季節躍層における乱れエネルギー収支を見積った。この海域の混合層ベースでは, 広い周波数帯にわたる内部波が卓越しており, 混合層ベースの流速鉛直シアと内部波の相互作用による乱れエネルギーの生成が支配的であり, 風による擾乱は直接混合層ベースには及んではないことが示唆された。又, 混合層自体は内部波に対して不透明媒体として存在し, 混合層ベースで励起される内部波の混合層内への浸透はあまり見られない。この結果は, 外洋の比較的厚い混合層の変動及びその下の季節躍層の変動に内部波が重要な役割を果たしているのではないかと予想を抱かせるが, R_f の見積の結果は少なくとも, この観測期間では, そうした効果が予想以上に小さいことが結論された。

1. はじめに

混合層形成過程は海洋上層の物理的応答の立場から多くのモデルが提起されてきた。特に鉛直一次元モデルに限れば、混合層内の物理量を一様と仮定したスラブモデル (Denman, 1973 : Krauss and Turner, 1967) が代表的なものであるが、こうしたモデルでは、表層の冷却による対流と風の乱れエネルギーの擾乱によって混合層深さが増すとしている。混合層が比較的浅い (100 m 以浅) 場合には、表層の気象擾乱が混合層の変動に支配的になることが十分考えられるが、混合層が深くなると、表層の気象擾乱の混合層への寄与は、それほど直接的ではなくなるのではないかとの疑いが生ずる。実際、風の擾乱が低下しているにも関わらず、混合層及び季節躍層の急激な変化が観測された例もある (Price et al., 1978)。このことは、表面の風の擾乱による圧力変動が直接混合層ベースに及んで内部波を誘発し、この内部波が混合層ベースでの流速シアと相互作用してシア不安定を形成し、混合層下部の侵食を強めるという過程が想像される。混合層ベースの流れのシア不安定によるエントレメントの重要性については多くの研究者 (Csanady and Shaw, 1980 : Price et al., 1978 : Kato and Phillips, 1969 : Wolanski and Brush, 1975 : Garwood, Jr., 1977) が指摘しているが、内部波と平均流のシアの相互作用による乱れが混合層変動に及ぼす影響についてはあまりよく研究されていないようである。これには、混合層下部で生成される内部波のパラメータ化の困難さにも原因があろう。

本研究では、混合層ベースの内部波による乱れの生成・逸散を見積り、今後、深い混合層に及ぼす内部波の影響を見積るための手法確立の一助とするものである。

2. 乱流エネルギー収支式

回転成層流体中の平均流とファインスケールの乱れのエネルギーを考える。Osborn (1980) は統計的に安定成層流体の乱流エネルギー収支を次のように与えている。

$$\overline{u_i w (\partial \bar{u}_i / \partial z)} = \alpha g \overline{w' T'} - \epsilon, \quad (i=1, 2) \dots\dots\dots(1)$$

ここに、 u'_i , w' は、水平及び鉛直の流れの乱流成分、 \bar{u}_i は平均流、 ϵ は逸散率、 T' は水温の乱れ成分、 α は水の熱膨張率である。

(1)式の左辺は、平均流の鉛直シアによる乱流生成率を表し、右辺第1項はポテンシャルエネルギーの増加率を表す。従って、シアによって生成された乱れのエネルギーの一部はポテンシャルエネルギーに変換され、残りは逸散されるというバランスを表している。ここでは、ファインスケールの乱れを考えるので、右辺第二項の ϵ はファインスケール逸散を表すが、Imberger and Hamblin (1982) によると、ファインスケールの逸散率は

$$\epsilon = CN(z) \overline{(u'_i)^2} \dots\dots\dots(2)$$

の形を持つという。ここに、 C は系特有の無次元定数、 $N(z)$ は系のバイサラ周波数である。

(1)のレイノルズ応力項及びポテンシャル項をそれぞれ平均流及び平均温度勾配でパラメータ化すると

$$-\overline{u_i w'} = K_z(\partial \bar{u}_i / \partial z) \dots\dots\dots(3)$$

及び

$$ag\overline{w' T'} = -agK_z(\partial \bar{T} / \partial z) \dots\dots\dots(4)$$

とかける。

(2), (3), (4)を(1)に代入すると

$$-K_z(\partial \bar{u}_i / \partial z)^2 = -agK_T(\partial \bar{T} / \partial z) - CN(z)\overline{(u_i')^2} \dots\dots\dots(5)$$

を得る。

ここでシア生成率とポテンシャル増加率の比を R_f (フラックスリチャードソン数) と定義すると(5)は

$$1 - R_f = CN\overline{(u_i')^2} / K_z(\partial \bar{u}_i / \partial z)^2$$

即ち,

$$K_z = \frac{CN(z)\overline{(u_i')^2}}{(1 - R_f)(\partial \bar{u}_i / \partial z)^2} = \frac{C\overline{(u_i')^2} R_i}{(1 - R_f)N(z)} \dots\dots\dots(6)$$

ただし,

$$R_f = (K_T / K_z) R_i \dots\dots\dots(7)$$

$$R_i = N(z)^2 / (\partial \bar{u}_i / \partial z)^2 \dots\dots\dots(8)$$

が導かれる。 R_f は通常 0.15 以下の一定値をとると考えられている (Osborn, 1980)。

3. $K_z(z)$, $\epsilon(z)$ の相対分布

前節の(2)及び(6)式はそれぞれ $\epsilon(z)$, $K_z(z)$ を平均流のシア及び乱流速度から見積る式であるが、このなかには C 及び R_f の未定パラメータが含まれているために、 ϵ , K_z の値を求めることはできない。しかし、 C 及び R_f が深さに依存しないならば、 $\bar{u}_i(z)$, $\overline{(u_i(z))'^2}$ から、 ϵ , K_z の相対的な鉛直分布を求めることは可能である。

昭和 58 年 11 月 16 日に電滋式流速プロファイラーによる混合層の流速観測が南方定点 (29° N, 135° E) 付近の海域で行われた。観測時の混合層の平均的厚さは 100 m で、約 5 時間毎のプロファイラー投入が 3 回行われ、表面から 200 m 付近までの流速プロファイルが得られた。この観測期間に、サーミスタチェーンによる混合層の水溫観測が併行して行われ、又、プロファイラー投入の前後には CTD 観測が毎回実施された。

Fig. 1 は第 2 回目の投入による流測プロファイルの 1 例を CTD からもとめた σ_t の鉛直分布と共に示したものであるが、混合層は約 25 cm/s の一様流速のスラブとして運動していることが明

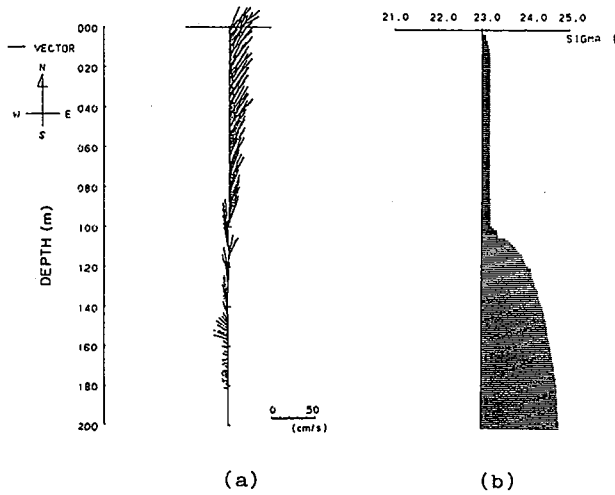


Fig. 1 南方定点混合層及び季節躍層内の流速プロファイルの1例(a)及び、CTDに基づく σ_t の鉛直分布(b).

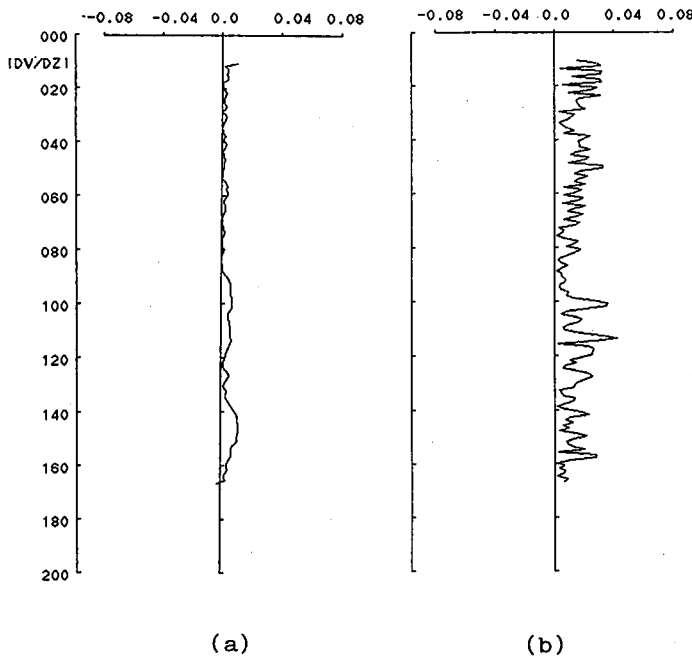


Fig. 2 流速鉛直プロファイルに基づく平均流シアーの絶対値(a)及び乱流成分のシアーの絶対値(b). いづれも Fig. 1 のプロファイルに対応するもの.

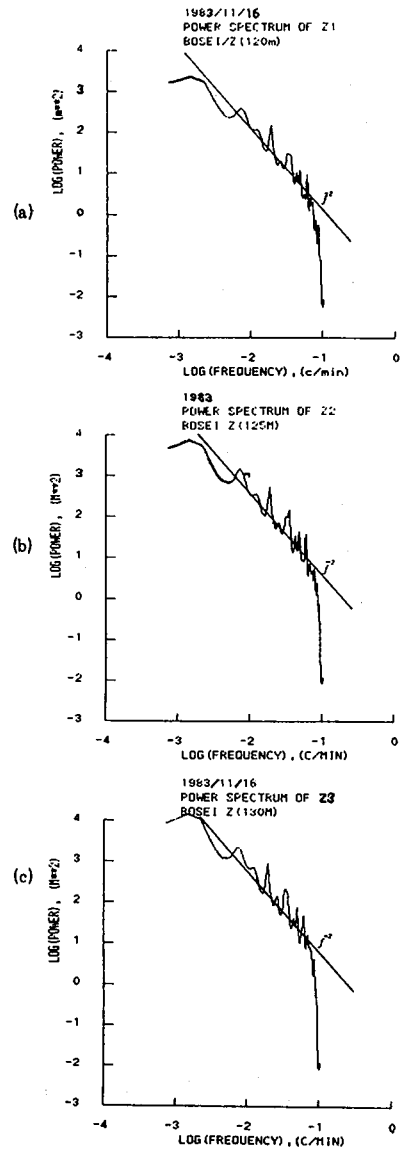


Fig. 3 混合層ベースの内部波による鉛直変位スペクトル.
(a) 120 m, (b) 125 m,
(c) 130 m.

瞭に示されている。Fig. 2は Fig. 1に対応する平均流速の鉛直シアー及び乱流成分の鉛直シアーをそれぞれ絶対値で示したものである。一方、混合層ベース以深では流向・流速の変化が著しく、内部波の存在が示唆される。Fig. 3 (a, b, c) は、プロファイラー投入全期間に渡って観測されたサーミスタチェーンの水温データに基づいて計算した、混合層ベース近傍の、各々水深 120 m

(a), 125 m (b), 130 m (c)の鉛直変位スペクトルであるが、いずれも、慣性周波数付近まで周波数の2乗に比例したスペクトル形となっており、これからも、混合層ベースの流速変化が内部波起因であることを裏付けている。

次に、流速プロファイル観測をはさみ4つのCTDデータと3つの流速プロファイルデータから、(2)~(8)式に関わる平均及び乱流量を見積る。水温或は密度に関する量は4つのCTDデータから1 m 毎に求め、後で各5 m 層毎の時・空間アンサンブル平均量を求めた。

又、流速データは約50 cm 毎に得られるが、各投入プロファイルを鉛直スケール20 m で移動平均したものを平均流速プロファイルと仮定し、平均流速プロファイルからの偏差を乱れ成分と見なし、各5 m 層内のデータの2乗アンサンブル平均値として用いた。以上のデータから、1 m 層厚毎の平均のリチャードソン数 $R_i(z)$ 、バイサラ周波数 $N(z)$ 、 $\overline{\partial u_i / \partial z}$ 、 $\overline{(u_i)^2}$ 及び $ag(\overline{\partial T / \partial z})$ 等を評価し、後で、5 m 層毎の平均の K_z の相対分布を見積った。

Fig. 4, Fig. 5はそれぞれ ϵ と K_z の相対分布であるが、Fig. 4では $CK_z / (1 - R_f)$ 、Fig. 5では ϵ / C の鉛直プロファイルを示したものである。C、 R_f が深さ(或は密度成層)に依存しないならば、Fig. 4及び5は各々 K_z と ϵ の深さによる変化の特徴を表すことになる。即ち、逸散率は海面から混合層ベースに向かって急激に減少し、混合層ベース直下から再び急減し、季節躍層内で漸減する。一方、 K_z は表層から混合層ベースへと漸減し、混合層ベース下では、ほぼ一定値をとる。

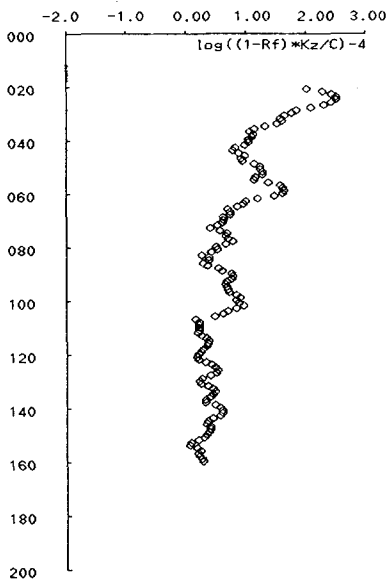


Fig. 4 $K_z (1 - R_f) / C$ の鉛直分布。

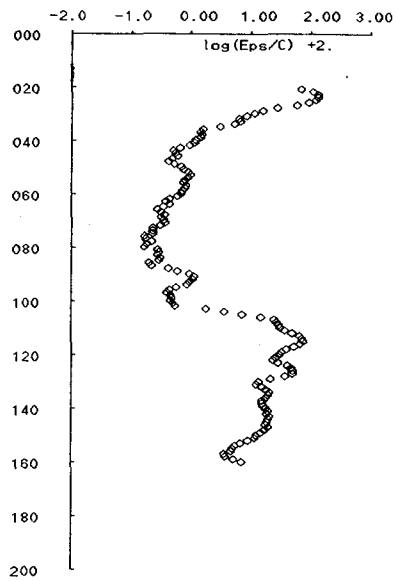


Fig. 5 ϵ / C の鉛直分布。

4. R_f の見積り

浮力フラックスとシアーによる乱れの生成率の比であるフラックスリチャードソン数 R_f は、定常状態では1以下の臨界値があり、それより大きいとき、乱れエネルギーの大部分はポテンシャルエネルギーに取り込まれ、乱れは急速に減衰する。従って、乱れが定常に維持されるためには、 R_f は臨界値以下でなければならない。

Britter (1974) は R_f の臨界値が0.18~0.2であることを実験によって与えている。Ellison (1957) は理論的に R_f の臨界値が0.15くらいであることを示した。

現実の海洋の乱流場で R_f がどのような値をとるかは余り知られていなかったが、最近、海洋のマイクロストラクチャー観測において、こうした議論が行われるようになった。例えば、Osborn (1980) は、大西洋の赤道潜流での観測から、 R_f の上限は0.15くらいであることを結論している。この観測で、Osbornは潜流上部、中心部及び潜流の下層について K_z (Osbornの論文の K_p)、 K_T を別々に見積っている。ここでは、混合層とその下層のシアー層に対応すると思われる潜流の中心部とその下層の観測結果に注目する。

比較的シアーの小さい潜流コア(中心部)では、 K_z/K_T の平均は1.5、又、シアーの大きい潜流下層では、 K_z/K_T は9.13という値をえている。この結果を南方定点の混合層および混合層ベース下層に適用してみよう。混合層内の平均の R_i から、(7)式によって R_f を見積ると、混合層内では、 $R_f=0.05$ 、混合層ベース下層では $R_i=0.067$ となる。 K_T の見積りには(2±1)の不確定要因があることを考慮しても、見積られた R_f は、成層に関係なくほぼ一定値を示していることがわかる。即ち、 K_z/K_T の適用が容認されれば、この海域の観測当時の R_f は、全層を通じて $R_f=0.06$ (平均値)ということになる。

ちなみに、(6)式を(7)、(8)によって書き換えると

$$K_z = \frac{\epsilon R_f}{(1-R_f)N^2} \simeq \frac{\epsilon R_f}{N^2}, \quad (R_f \ll 1) \quad \dots\dots\dots(9)$$

を得る。 $R_f=0.06$ とすると(9)は

$$K_z = \frac{0.064 \epsilon}{N^2} \quad \dots\dots\dots(10)$$

となる。この関係は Ozmidov (1965) が与えた

$$K_z = \frac{0.1 \epsilon}{N^2}, \quad (R_f = 0.08)$$

と比較し得るものである。Weinstock (1978) も同様な式； $K_z=0.8 \epsilon/N^2$ を与えているが、係数0.8は $R_f=0.44$ に対応し、 R_f の値としては大き過ぎることがOsborn (1980) によって指摘されている。

Ozmidov (1965) では乱流生成エネルギーの8%がポテンシャルエネルギーの増加に費やされ残り92%が逸散されている。南方定点の場合6.4%がポテンシャルに、残り94%が逸散されるこ

とを示している。このことは、混合層ベースの内部波による侵食に費やされる乱れエネルギーは生成エネルギーの僅かに6%程度に過ぎないことを示している。

5. K_z , ϵ の N 依存性

(2)式に含まれる未知パラメータ C は、 ϵ と $(u'_i)^2$ の直接測定によって決定すべきものであるが、Gargett (1944) による ϵ の N 依存性を考慮して C の推定を試みる。Gargett は種々の海域におけるファインスケールの乱れの観測データを整理し、

$$\epsilon = 4 \times 10^{-3} N$$

の関係を見いだしている。この関係を適用すると、混合層ベースの ϵ は

$$\epsilon \sim O(10^{-3}) N$$

が予想される。混合層ベースでの $(u'_i)^2$ の見積りから、 $\overline{(u'_i)^2} = O(1)$ 従って、 $C \sim O(10^{-3})$ となる。

Fig. 6 は $C=0.001$ と仮定したときの 5 m 層毎の ϵ を N の関数として、混合層内 (○印) と混合層ベース下層 (△印) に分けてプロットしたものであるが、混合層ベース下層のデータは明らかに $\epsilon \propto N$ の傾向を示しているのに対し、混合層内部のデータは $\epsilon \propto N^2$ で、内部波性のファインスケール逸散とは違った分布傾向を示している。特に、この傾向は、表層に近いほど強く、20 m 以深のデータ (▲印) を含む 50 m 深までがこの範囲に属している。このような傾向は、 K_z の N 依存性にはさらに明瞭に現れている。Fig. 7 は、Fig. 6 の ϵ に基づいて計算した K_z を、どうように、混合層内と混合層ベース下層に分けてプロットしたものであるが、混合層ベース下層では $K_z \propto N^{-2}$ の傾向を示すのに対し、混合層内部では N との関係はあまり明瞭ではない。

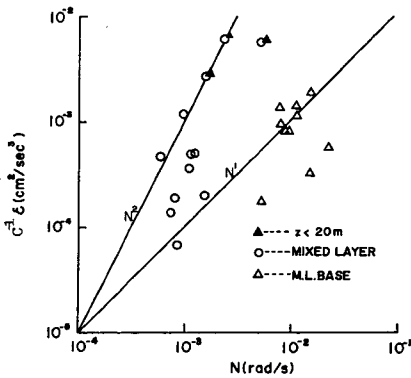


Fig. 6 ϵ/C と N の相関.

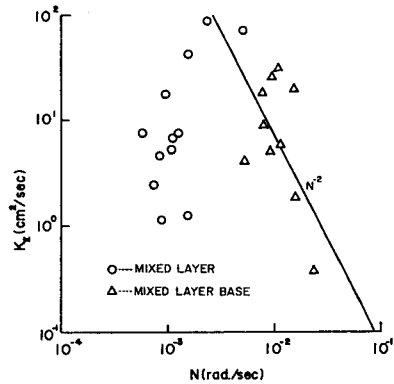


Fig. 7 K_z と N の相関.

6. む す び

流速プロファイラーと CTD データに基づいて混合層の乱流特性と内部波との関連を調べた。特に、シアによる乱流生成エネルギーが、浮力フラックスと逸散でバランスするという仮定のもとに逸散率、渦粘性係数の深さ及び安定度依存性を見積った。フラックスリチャードソン数の見積りでは、Osborn (1980) の K_z/K_T 比の測定結果を利用した。又、未知パラメータ C の推定には Gargett (1984) の結果を利用した。いずれも不確定性を多分に含む推定ではあるが、結果としての ϵ 及び K_z の推定値及び分布は標準的なものといえる。このような ϵ 及び K_z の分布から次のことが示唆される。

- (1) 混合層ベースでは流速シアと内部波の相互作用による生成が大きく、又逸散も大きい。
- (2) 混合層内の乱れの大部分は表層からの擾乱によるが、その影響範囲は 50 m くらいまでに限られ、50 m 以深では内部波性の逸散に遷移する。
- (3) 逸散率の分布は混合層ベースの大きなシアが、擾乱によって誘起された内部波と共に混合層ベースの侵食に大きく寄与するが生成エネルギーに対する比は、この観測期間中はわずかに 6% に過ぎない。

ここに用いたデータは、混合層の実験観測によって得たもので、多分に試験的な意味合いが強く、その点十分なデータとは言えない。現在、流速と同時に水温及び塩分のプロファイルも同時にとれる CVT プロファイラーが完成しており、これとマイクロストラクチャー測定を併用すれば、 C 及び R_f の測定はより確実になる。また、 R_f と共に ϵ 、 K_z の分布型、 N 依存性が、表層の擾乱の変動によってどのように変わるか、すなわち、擾乱が大きい時に R_f が増大し混合層の侵食に内部波がより有効な働きをするのかどうかを調べることも重要である。それには、2 週間くらいにわたって、こうした観測を継続する必要がある。いずれにしても、今後、統計的な信頼を高め、外的擾乱との確かな相関を把握するために、こうした観測データのより一層の集積が望まれる。

謝辞 本研究に用いたデータは東海大学望星丸 II 世による南方定点観測で得たものである。この航海は Pre-OMLET 1 (代表、鳥羽良昭) として計画されたものであるが、配船並びに乗船の便に儘力された東海大学の杉森康宏教授並びに関係者諸氏に厚くお礼申し上げる。又乗船中、観測に協力して頂いた望星丸乗組員並びに CDT データの利用を快諾された東北大学花輪公雄氏、サーミスタチェーンデータの使用を快諾された東海大学研究員一同に併せて深甚の謝意を表します。

文 献

- BRITTER, R. E., 1974 : An experiment on turbulence in a density stratified fluid, Ph. D. thes. Monash Univ, Victoria, Australia.
- CSANADY G. T. and P. T. SHAW, 1980 : The evolution of a turbulent Ekman layer, *J. Geophys. Res.*, **85**, C3, 1537–1547.
- DENMAN, K. L., 1973 : A time-dependent model of the upper ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, **3**, 173–184.
- ELLISON, T. H., 1957 : Turbulent transport of heat and momentum from an infinite rough plane, *J. Fluid Mech.*, **2**, 456–466.
- GARGETT, A. E. and H. GREGG, 1984 : Dissipation and diffusion by internal wave breaking, *J. Marine Res.*, **43**, 15–27.
- GARWOOD, R. W., 1977 : An oceanic mixed layer model capable of simulating cyclic states, *J. Phys. Oceanogr.*, **7**, 455–468.
- IMBERGER, J. and P. F. HAMBLIN, 1982 : Dynamics of lakes, reservoirs, and cooling pond, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **14**, 153–187.
- KATO H. and O. M. PHILLIPS, 1969 : On the penetration of a turbulent layer into stratified fluid, *J. Fluid Mech.*, **37**, 4, 643–655.
- KRAUSSE B. and J. S. TURNER, 1967 : A one-dimensional model of the seasonal thermocline, *Tellus XIX*, **1**, 98–105.
- OSBORN T. R., 1980 : Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements, *J. Phys. Oceanogr.*, **10**, 83–89.
- OZMIBOV, R. V., 1965 : On the turbulent exchange in a stably stratified ocean, *Atmos. Oceanic Phys.*, **1**, 493–497.
- PRICE, J. F., C. N. K. MOOERS and J. C. VAN LEER, 1978 : Observation and simulation of storm-induced mixed-layer deepening, *J. Phys. Oceanogr.*, **8**, 582–599.
- THOMPSON, R. O. R. Y. 1976 : Climatological numerical models of the surface mixed layer of the ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, **6**, 496–503.
- WEINSTOCK, J., 1978 : Vertical diffusion in a stably stratified fluid, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1022–1027.
- WOLANSKI, E. J. and L. M. BRUSH JR, 1975 : Turbulent entrainment across stable density step structure, *Tellus XXVII*, **3**, 259–268.