

成層化した湾の風による混合と流れのモデル化について

田 中 昌 宏*

1. はじめに

青潮，赤潮は閉鎖性海域の水質悪化を物語る典型的な現象である。青潮と赤潮はその内容は全く異なった現象であるが，共通して現象が数日間のオーダでドラスティックに起こる極めて短期的・局所的な現象である。そして，そのドラスティックさゆえに，与える被害も大きい。急激な変化が生じるためにはなんらかの“不連続性”が存在するはずであり，現象の本質はその不連続性にあると考えられる。青潮，赤潮の発生機構の不連続性は，密度躍層という不連続面によって生み出されている。密度躍層は，そこを通しての物質や運動量の輸送を抑制するため，躍層の時間的，空間的移動に伴って現象が極端に変化するのである。したがって，短期的な水質変化を考える上での水理学的側面の中心的課題は，躍層の取り扱いにあるといっても過言ではない。

青潮，赤潮は，生じるときには顕著に現れるが，発生の場所や時間が不確定であるため，現地観測が極めて難しい。このため現象の解明には，数値モデルが有力な手段であり，現象の予測をする上でもその開発が必要不可欠である。現在最も一般的に用いられている閉鎖性水域の流動モデルにはレイヤーモデルとレベルモデルがある(堀江，1980)。レイヤーモデルは密度界面を一つの独立変数とするため，躍層形成時の流動解析には適したモデルである。しかし，地形が複雑な場合には界面の取り扱いが煩雑になったり，通常のモデルでは界面が水面(あるいは底面)に達するまでしか計算できない等の欠点がある。このため，閉鎖性水域の水質予測モデルには，水理モデルとしてレベルモデルが用いられることが多い。しかし，レベルモデルは通常，躍層の動きを解析することが困難であるため，躍層の挙動が中心的役割を演じる青潮，赤潮などの現象解析には不十分である。

そこで本研究では，成層化した湾の風による混合と湧昇現象について，実用に供するレベルで，現象の本質を表現できる数値モデルについて考察し，東京湾の青潮を念頭に，湧昇現象の水理学的機構について検討する。

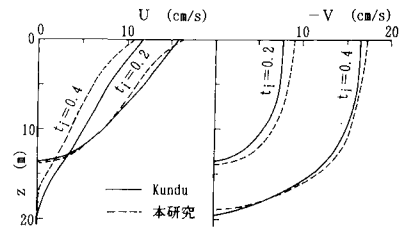
2. 成層の鉛直混合とそのモデルについて

まず海洋の混合層の特性について考察し，躍層の基本的挙動とそのモデル化についてまとめる。図-1はKundu (1980) による，Gibson・Lauder (1976) の代数応力方程式モデルを用いた海洋混合層の数値計算結果である。(図中には後述する本研究の計算結果も示されている。) この計算は連続成層した場に，風応力($\tau_s=0.15 \text{ N/m}^2$)をステップ関数的に作用させたものである。シャープな躍層が形成され，それが下降している。これが躍層の最も基本的な動きである。

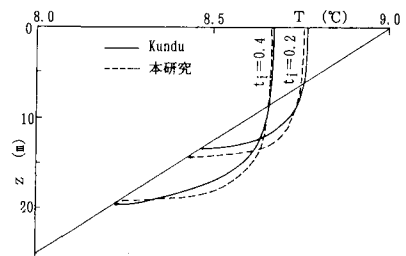
一方，成層化した閉鎖性海域の水理モデルでは，しばしば鉛直拡散係数(脚注参照)を勾配型リチャードソン(R_i)数の関数として評価する方法が用いられる。この評価式は通常次式のように書かれる(中村ら，1989)。

$$\nu_v/\nu_{v0}=f(R_i)=(1+a\cdot R_i^c)^{-b} \dots\dots\dots (1)$$

$$K_v/K_{v0}=g(R_i)=(1+m\cdot R_i)^{-n} \dots\dots\dots (2)$$



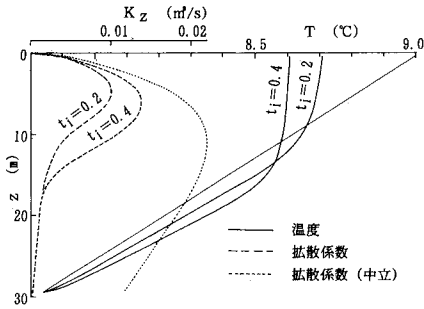
(a) 水平流速分布
(u : 風方向流速, v : 風に直角方向の流速)



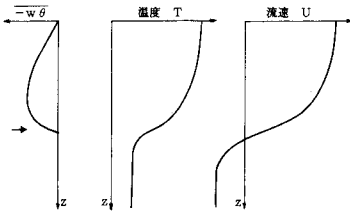
(b) 温度分布

図-1 連続成層場の風による混合の計算例
($t_i=t/T_i$, t : 時間, T_i : 慣性周期)

* 正会員 工博 鹿島 技術研究所



図一 尹ら(1993)の拡散係数評価式による計算結果



図一 風による成層混合時の諸量の鉛直分布

ここに、 ν_v :運動量の鉛直拡散係数(渦動粘性係数)、 ν_{v0} :中立状態の ν_v 、 K_t :鉛直拡散係数、 K_{v0} :中立状態の K_v 、 a 、 b 、 c 、 m 、 n :定数、である。 ν_{v0} 、 K_{v0} は一定値を仮定するか、理論的に導かれる鉛直分布を仮定する。図一2は尹ら(1993)の提案する評価式で、図一1と同じ条件の計算を行ったものである。これをみると、全体に混合しており、躍層の形成、下降といった一連の過程を表現できていない。これは、図一2中に示した拡散係数の分布からもわかるように、本来風による混合は表層から徐々に生じるのに対し、この評価式では、風の吹き初めから下層でも混合が生じてしまうためである。したがって、局所 R_i 数関数モデルは長期的、平均的な密度の鉛直混合には適しているが、時々刻々の躍層の挙動は表現できない。

この違いの原因をもう少し詳しく考えてみよう。図一3に風による鉛直混合の際の密度、流速および鉛直密度フラックスの鉛直分布を概念的に示す。密度フラックスは躍層より上でのみ存在し、下端においてゼロになる。このゼロの面は混合層の乱れの状況に応じて下降する。単純に一定の拡散係数を仮定した場合には当然このような非対称性は表現できないし、 R_i 数の関数として拡散係数を評価した場合も、上記した通りである。したがって、躍層の動きを的確に表現できる拡散係数の評価モデルは、躍層上下の乱れ場の非対称性と躍層下端で乱流フラックスがゼロになることを表現できなければならない。

現在このことが表現できるモデルは、先に示したGibson・Launderのモデルの他に、Mellor・Yamada(1982)のモデルなどがある。両者のモデルとも臨界 R_i 数以上では乱流フラックスがゼロになることが定式化されている。このクリティカルなフラックス R_i 数(R_{ic})の値は、Mellor・Yamadaのモデルでは、0.21、Gibson・Launderのモデルでは、0.3となっている。石川・田中(1990)はこの値を0.5とし、新しいDIM型の連行則を提案している。これらのモデルは、 R_{ic} の値に応じて躍層の下降スピードが異なるが、いずれも基本的に躍層の混合の非対称性を表現できるモデルである。

3. 数値モデル

(1) モデルの基本的枠組み

上記したように、躍層の時空間的挙動をモデル化するためには、現在のところ、少なくとも鉛直の拡散係数の評価に乱流モデルを用いる必要がある。原理的にはなんらかの乱流モデルを用いた完全な3次元モデルを用いれば、どんな状況も解析できる。しかし、現実にはそれは困難であり、モデル化にはなんらかの工夫が必要となる。そこで本研究では、数値モデルの基本的枠組みは堀江(1980)のレベルモデルに従い、鉛直拡散係数の評価に乱流モデルを組み入れることを考える。

(2) 基礎方程式

基礎方程式は、連続式、水平方向の運動量方程式(鉛直方向は静水圧分布を仮定)および温度の輸送方程式であり、下記ようになる。

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{DU}{Dt} = fV - g \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{g}{\rho} \int_{-z}^{\eta} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \nu_v \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \nu_h \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) \quad (4)$$

$$\frac{DV}{Dt} = -fU - g \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{g}{\rho} \int_{-z}^{\eta} \frac{\partial \rho}{\partial y} + \nu_v \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + \nu_h \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right) \quad (5)$$

$$\frac{DT}{Dt} = K_v \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + K_h \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (6)$$

ここに、 x :南北方向座標、 y :東西方向座標、 z :静水面から鉛直上向きにとった座標、 U : x 方向流速、 V : y 方向流速、 W : z 方向流速、 g :重力加速度、 η :水位、 ρ :密度、 ν_v :運動量の鉛直拡散係数、 ν_h :運動量の水平方向拡散係数、 K_v :温度の鉛直拡散係数、 K_h :温度の水平方向拡散係数、 D/Dt :ラグランジュ微分、 f :コリオリ係数、である。

注) 本論文では、「拡散係数」という言葉は、運動量の拡散係数とスカラー量の拡散係数の両方を意味する。

(3) 拡散係数の評価モデル

本モデルでは、Gibson・Launder (1976) の代数応力方程式モデルを基に鉛直方向の拡散係数を評価する方法を考える。代数応力方程式モデルは、各方向の乱流フラックスそのものを代数方程式で定式化したものであるから、運動方程式や温度の輸送方程式には拡散係数は含まれない。しかし、乱流フラックスを評価するために用いられる乱流特性量、乱流エネルギー k と逸散率 ε の輸送方程式には拡散係数が用いられている。実は、この拡散係数は、鉛直の運動量フラックスを勾配拡散型で表現したとき得られるものである。したがって、鉛直拡散のみを対象とする場合には、運動量及び温度の鉛直拡散係数を k と ε の拡散係数評価式からもとめることは、代数応力方程式モデルから直接乱流フラックスを求めることと同等になるのである。鉛直の拡散係数は次式で示される。

$$\nu_v = \frac{\frac{2}{3}\phi\left(1 - \frac{P\phi}{\varepsilon}\right) - \frac{2P}{\varepsilon}\phi^2 \frac{R_f}{1-R_f} \frac{k^2}{\varepsilon}}{1 + \phi\phi_\tau(1 + 0.5/\sigma)B} \dots\dots\dots (7)$$

ここに、

$$R_f = \beta g \overline{w\theta} \left[\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} + \overline{vw} \frac{\partial V}{\partial z} \right]^{-1}$$

$$\phi = 0.45 / (1.2 + P/\varepsilon)$$

$$\phi_\tau = [3.2 + 0.5(P/\varepsilon - 1)]^{-1}$$

$$P = -\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} - \overline{vw} \frac{\partial V}{\partial z} + \beta g \overline{w\theta}$$

$$= P_s + \beta g \overline{w\theta}$$

$$B = \beta g \frac{k^2}{\varepsilon^2} \frac{\partial T}{\partial z}$$

$$\sigma = \frac{\phi}{\phi_\tau} \frac{1 + 0.5\phi_\tau(1.6 - \phi_\tau)B}{1 + \phi\phi_\tau B}$$

$$-\overline{uw} = \nu_v \frac{\partial U}{\partial z}, \quad -\overline{vw} = \nu_v \frac{\partial V}{\partial z}$$

$$-\overline{w\theta} = \frac{\nu_v}{\sigma} \frac{\partial T}{\partial z} = K_v \frac{\partial T}{\partial z}$$

(7)式は、中立の場合 ($R_f = B = 0$) の場合、標準的な $k-\varepsilon$ モデルになる。 k 及び ε の輸送方程式は次式で表される。

$$\frac{Dk}{Dt} = \nu_v \frac{\partial^2 k}{\partial z^2} + \nu_h \left(\frac{\partial^2 k}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 k}{\partial y^2} \right) + P - \varepsilon \dots\dots\dots (8)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\nu_v}{1.3} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial z^2} + \nu_h \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial y^2} \right)$$

$$+ 1.45 \frac{P_s \varepsilon}{k} - 1.9 \frac{\varepsilon^2}{k} \dots\dots\dots (9)$$

本研究では上記の式系を鉛直方向の拡散係数の評価モデルに用いるが、これによると、鉛直方向の拡散係数は、鉛直シアによって生産される乱れのみによって支配されることになる。このことの物理的意味と水平方向拡散

係数の評価法について次に述べる。

東京湾など水質悪化が問題となる湾は、水平スケールに比べ水深スケールが極めて小さい。東京湾を例にとつて考えると、水平スケール (L) は 50 km 程度、水深スケール (H) は 50 m 程度であり、その比 H/L は 10^{-3} のオーダーである。このため、レベルモデルなどによる一定の拡散係数を用いた計算においても、鉛直と水平の拡散係数は全くオーダーの異なる値が用いられる。通常、鉛直拡散係数は $10^{-2} \text{m}^2/\text{s}$ のオーダー、水平拡散係数は $10^4 \text{m}^2/\text{s}$ のオーダーであり、乱れの時間スケール T_i を、 L^2/K (K は拡散係数のオーダー) として、鉛直、水平の T_i の比を求めると、 10^{-3} のオーダーとなる。このオーダーの違いは、数値計算のメッシュ幅の切り方にも依存する。水平方向のメッシュ幅を鉛直と同オーダーにとれば、拡散係数のオーダーも一致してきておかしくない。しかし、実用的なモデルではこれは不可能であるし、水平の分解能をそこまで上げる必然性もない。したがって、上記した様に鉛直拡散係数を鉛直シアによって生産される乱れのみによって評価することは妥当であると判断される。

一方、水平拡散係数の評価も湾内の物質循環過程を考える上では重要である。本研究では、水平拡散係数については議論をしないが、水平方向の拡散係数の評価には中辻ら (1992) が大阪湾の潮流解析に用いた Smagorinsky モデル (1963) を用いる。このとき、モデル式に現れる平均流速の変形速度は、水平方向の量のみで評価する。これも上記した理由によるが、Smagorinsky モデルあるいは Smagorinsky モデル的な水平拡散係数の評価法の物理的意味については、別途検討する必要がある。

(5) 鉛直混合の適用性

2章で議論した安定成層の風による混合について、本モデルが躍層の形成、下降といった一連の現象を表現できるかどうか、ここで検証しておく。計算条件は、図-1に示した計算例に合わせた。図-1には本計算結果もいっしょに示されている。代数応力方程式モデルを用いた Kundu の計算結果と同様、成層混合の基本的挙動である躍層が形成、下降過程をよく表わしている。

4. 成層化した矩形湾の風による湧昇現象

最後に青潮を引き起こす風による沿岸湧昇現象について、本モデルを用いて検討する。

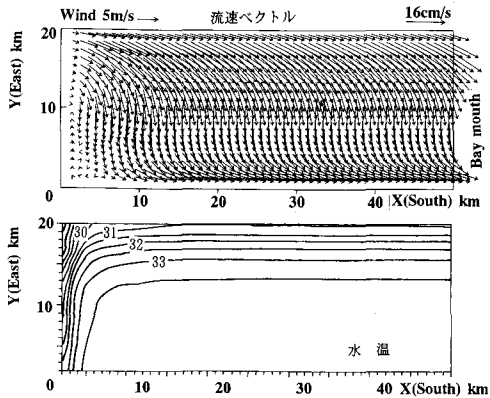
青潮発生の水理については、松山ら (1990) の東京湾を対象とした 2 レイヤーモデルによる解析から、基本的には沿岸ジェットによる湧昇と内部ケルビン波の伝播によることが示されている。松山らの研究は初めて青潮の基本的機構を示したものであり、高く評価される。しかし、1章で述べたようにレイヤーモデルは、通常の方法では、内部界面が水面に達した後の計算はできないため、

下層の流体が表層に達し、その後どのように広がっていくかといった、青潮の生化学変化を考える上で極めて重要な過程を解析することができない。

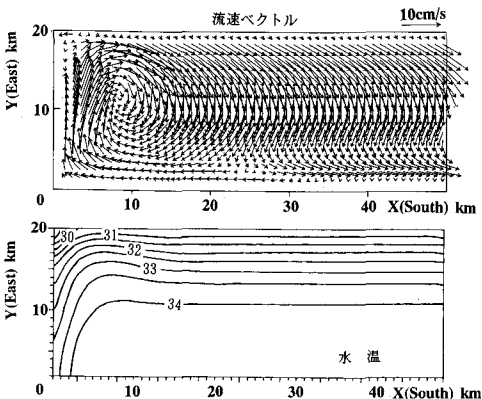
本モデルは、レベルモデルであるため、界面波の詳細な運動特性は表現できないが、沿岸ジェットの解析は可能と考えられ、内部ケルビン波の物理機構が基本的に沿岸ジェットと同等であることを考えると (Csanady, 1984), 青潮発生の水理機構を基本的に表現できるものと考えられる。

(1) 計算条件

ここでは、風による効果のみをみるため、湾は矩形とし、東京湾をイメージして幅 20 km, 長さ 50 km, 深さ 15 m で一定とした。メッシュ幅は水平 1 km, 鉛直 1 m とした。初期条件は東京湾夏期の典型的な密度分布を用い、密度の変化はすべて水温に換算し、上層 34°C, 下層 24°C で水面下 5 m に躍層を設けた。風は風速 5 m/s で湾奥から湾口に向かって (北風) 12 時間ふかせ、その後 2 時間で線形に 0 まで減少させ、計算は 48 時間まで行った。



(a) 12 時間後



(b) 33 時間後

図-4 表層の流速ベクトル及び水温の平面分布

(2) 計算結果および考察

図-4(a)は、12時間の表層の流速ベクトルと水温の平面分布である。流速ベクトルは典型的な沿岸ジェットの分布を示しており、これに伴って湾東岸では上昇、西岸では下降流が生じ、東岸から北岸の表層水温が低下している。図-4(b)は33時間の分布であるが、風が止んだ後も、流動は止まっておらず、明確な平面循環流が形成されている。この循環流は、風の止んだ後の2、3時間前後で最初に形成されおよそ20時間周期で形成、消滅を繰り返した。また風が止んで2、3時間以後、表層の流れは、北岸に沿っては常に岸を左に見て流れており、岸から離れた湾中央部では流れはその方向を常に変え、回転していた。一方、下層は全時間を通して上層と逆方向に流れていた。なお、33時間後の水温分布は12時間のときと大きな変化はみられない。

この様な流動パターンがどのような機構で生じたのかを考察してみよう。まず、北岸に沿う流れについて考えてみる。図-5は北岸での水温の横断面図の時間変化を示している。これを見ると、躍層が岸を右に見て (紙面左方向) 伝わっていくのがわかる。また、峰の部分の移動速度から波速を推定すると、およそ 0.7 km/hr である。2レイヤーモデルでの内部ケルビン波の波速 C は次式で表される。

$$C = \left[\frac{\Delta \rho}{\rho} g \frac{H_1 H_2}{H_1 + H_2} \right]^{1/2} \dots \dots \dots (10)$$

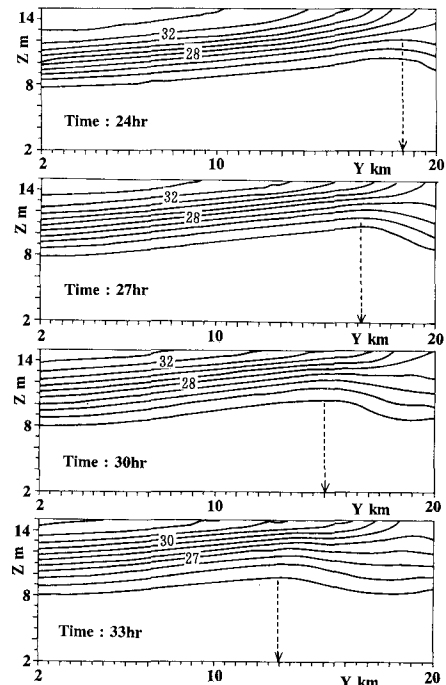
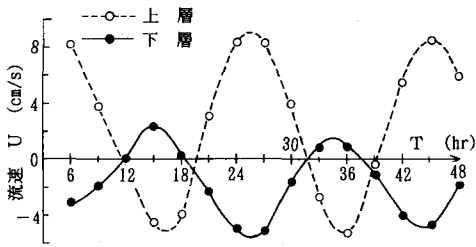


図-5 北岸での水温分布の横断面図



図—6 湾中心点での水平方向流速の時間変化

ここに、 H_1, H_2 : 上層, 下層の厚さ, $\Delta\rho$: 上下層の密度差, である. 上式を用いて本計算の初期条件から波速を計算すると, 1.1 km/hr であり, 本数値計算の値より, 若干速い. この違いは, 上式が密度分布を完全な界面として計算されているのに対し, 本計算では連続的な密度分布となっているため, 実質的な復元力に違いがあるためと考えられる. したがって, 北岸に沿う流動は, 内部ケルビン波によりものと考えられる.

次に湾中央部の回転する流れについて考えてみる. 図—6 は, 湾中心点の最上層と底面から 3 m の x 方向流速を 3 時間おきにプロットしたものである. 明確な周期性があり, その周期はおおよそ 20 時間である. また上層と下層では位相が 180 度ずれており, 流動がバロクリックな現象であることがわかる. したがって, この運動は水面のセイシュなどの振動によるものでないことがわかる. 慣性周期, $T=2\pi/f$ を見積ると, ちょうど 20 時間であり, この回転運動は慣性振動によっていると考えられる.

この様に本計算結果は, 沿岸部でのジェットおよびケルビン波の伝播と湾中央部の慣性振動が複合した流れである. このため, 内部ケルビン波が進む北岸では, 表層は常に岸を左にみて流れるのに対し, 内部変形半径より沖合いの湾中央部では慣性振動による流れの回転が生じるため, 慣性振動の周期で大規模な水平循環流が形成・消滅を繰り返していると考えられる.

5. 結 論

本研究で得られた結論は以下の通りである.

(1) 躍層の挙動の基本である鉛直混合の特性とそのモデル化について考察し, Gibson・Launder のモデルを基にした鉛直拡散係数の評価モデルを提案した. 鉛直拡散係数の評価モデルは, 躍層を挟んでの現象の非対称性と躍層下端で乱流フラックスがゼロになることを表現できなければならない.

(2) レベルモデルに上記の鉛直拡散係数の評価を組みこんだモデルを用いて, 成層した湾の風による流動の基本構造を示した. 吹送時は沿岸ジェットによる躍層の上昇下降が生じ, 風が止んだ後は沿岸部の内部ケルビン波に伴う流動と湾中央部での慣性振動が複合した流れとなり, 慣性周期で大規模な水平循環流が形成される.

今後は実際の湾の地形において数値実験を行い, 地形の効果などを含め, より実現象の解明を行っていく予定である.

参 考 文 献

- 石川忠晴・田中昌宏 (1990): DIM 型の連行現象に関する理論的研究, 土木学会論文集, 第 417 号/II-13, pp. 99-108.
- 中辻啓二・狩野晋一・栗田秀明: SGS 渦動粘性係数を用いた大阪湾潮流の有限要素法解析, 水工論文集, 第 36 巻, pp. 693-696.
- 中村由行・西田克司・早川典生・西村肇 (1989): 沿岸海域における鉛直拡散係数の推定法に関する研究, 海岸工学論文集, 第 36 巻, pp. 809-813.
- 堀江毅 (1980): 沿岸海域の流れと物質拡散の予測手法, 水工学シリーズ, 80-B-8.
- 松山優治・当麻一良・大脇厚 (1990): 東京湾の湧昇に関する数値実験—青潮に関連して—, 沿岸海洋研究ノート, 第 28 巻, pp. 63-74.
- 尹 鍾星・中辻啓二・伊藤渉・村岡浩爾 (1993): 閉鎖性水域における鉛直一次元水温成層モデルに関する一考察, 水工学論文集, 第 37 巻, pp. 325-330.
- Csanady, G. T. (遠藤修一訳): 湖水の循環と分散機構, 湖沼の科学 (A. Lerman 編), 古今書院, pp. 29-88.
- Gibson, M. M. and B. E. Launder (1976): On the calculation of horizontal, turbulent, free shear flows under gravitational influence, ASME J. Heat Transfer, 98C, pp. 81-87.
- Kundu, P. K. (1980): A numerical investigation of mixed-layer dynamics, J. Phys. Oceanogr., Vol. 10, pp. 220-236.
- Mellow, G. L. and T. Yamada (1982): Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, Reviews of Geophysical and Space Physics, Vol. 20, pp. 851-875.