

— 総 説 —

海洋表層混合層における乱流混合に関する研究*

吉川 裕^{1**}・遠藤 貴洋²

要 旨

本総説では、海洋表層混合層における乱流混合過程をとりあげる。乱流運動のエネルギー源を基に、表層混合層内の乱流を風成乱流(シアール乱流)、対流、波成乱流(ラングミュア乱流)に分類し、それぞれの乱流のメカニズムと、付随する混合に関する最新の研究と課題を述べる。また、これらの乱流混合のパラメタリゼーションについての大枠を示し、現状と課題を述べる。

キーワード：海洋表層境界層乱流，メカニズム，パラメタリゼーション

1. はじめに

本総説では、海洋表層における鉛直混合過程に着目し、そのメカニズムと定式化について概説する。一般に混合は乱流により引き起こされ、そのエネルギーは流速の空間変化(シアール)もしくは熱(浮力)によりもたらされる。大気と接している海面付近では、風応力の存在により流速の鉛直シアールが大きく、また海面もしばしば冷却されるため、乱流が発達しやすい。その結果、海洋表層では海洋中・深層に比べて桁違いに強い乱流が発達する。このような境界での強制力によって乱流が発達する層を、乱流境界層と呼ぶ。よく知られている海洋表層混

合層(以下混合層と略す)は、乱流境界層あるいはその名残りともみなすことができる。

なお、乱流が表層混合層と比べて弱い中・深層においても、分子粘性・拡散に伴う混合よりは大きい乱流混合が存在することが Munk (1966) により示唆された。この海洋中・深層の鉛直混合は、全球規模の子午面循環に影響を与える(ただしその力学関係は自明ではない)ため、Munk (1966) 以降、その乱流混合を引き起こすエネルギー源についての定量的な議論が行われている。その詳細については、丹羽 (2017) や井上 (2017) の総説を参照されたい。

本稿で概説する海洋表層の乱流混合は、海面水温を変化させることで大気海洋間の運動量フラックスや熱フラックスに大きな影響を与える。海洋は、潮汐など一部を除いて、この大気海洋間のフラックスによって強制されるため、乱流混合を中心とした海洋表層の物理過程は、全球海洋の運動量収支や熱収支に大きな影響を与える。このため、海洋表層の物理過程は古くから観測そしてモデリングの対象であり(例えば、Pollard, 1977)、これまで、Mixed Layer Experiment (MILE: Davis *et al.*, 1981), Long-Term Upper-Ocean Study (LOTUS: Briscoe and Weller, 1984), Ocean Mixed Layer Experi-

* 2016年8月3日受領; 2017年3月8日受理
著作権: 日本海洋学会, 2017

1 京都大学大学院 理学研究科
〒606-8502 京都市左京区北白川追分町

2 東京大学 海洋アライアンス
〒113-0033 東京都文京区本郷7-3-1
(現所属) 九州大学応用力学研究所
〒816-8580 福岡県春日市春日公園6-1

** 連絡著者: 吉川 裕
TEL: 075-753-3922 FAX: 075-753-3928
e-mail: yosikawa@kugi.kyoto-u.ac.jp

menT (OMLET: 花輪, 1989) などの大規模な現場観測が国内外で行われてきた。それにもかかわらず、海洋表層の物理過程の中核を担う乱流混合過程の定量的評価は、今もなお十分であるとは言い難い。その理由としては、乱流のような強非線形(移流の影響の強い)現象に対する解析的なアプローチの限界、時空間規模の小さい乱流を捉える精密観測の困難さと計測数の限界、乱流を数値実験で再現する際の解像度の限界が挙げられる。

しかしながら、近年、数値計算手法と計算機能力の向上によって、乱流を精度良く再現する数値実験(例えば、ラージ・エディ・シミュレーション)が容易になり、それに基づく乱流の定量的な評価が可能となってきた。また、サンプリング周波数の高い観測装置(乱流微細構造プロファイラー、音響ドップラー流速プロファイラー)の普及によって、これまで窺い知ることのできなかつた乱流の様相が明らかにされつつあり、数値実験結果との比較を通して、海洋表層における乱流の理解とその混合に対する影響の解明がさらに進んでいる。

本稿では、まず乱流混合を乱流運動の生成要因に基づいて分類する。次いで、これら最新の成果を取り入れながら乱流の特性について概説する。さらに、その結果を現在の海洋大循環模型で用いられている定式化(パラメタリゼーション)に組み込む方法と、その際に考慮すべき点について述べる。

2. 乱流運動エネルギーに基づく表層乱流の分類

海洋表層の混合を引き起こすような乱流の空間規模は高々 100 m 程度であり、また運動は非静水圧的である(鉛直方向の加速度が無視できない)。このため、静水圧近似を採用した海洋大循環模型で海洋表層の乱流を再現することは不可能である。ここでは、このような混合を引き起こす空間規模の小さい流れや密度を乱流成分、大循環模型などで表現される規模の大きな流れや密度を大規模成分と便宜的に呼ぶことにする。本総説では、水平方向には広いが鉛直方向には薄い乱流境界層を想定し、乱流境界層の厚さよりも十分広い領域での水平平均を大規模成分、それからの偏差を乱流成分とする。例えば a という物理量の水平平均を \bar{a} で、偏差を a' で表すことにすると、 \bar{a} が大規模成分、 a' が乱流成分であり、 $a = \bar{a} +$

a' 、 $\bar{a}' = 0$ である。3次元流速ベクトルを $\vec{u} = (u, v, w)$ 、圧力を p 、浮力加速度を $b = -\rho g / \rho_0$ とすると、運動方程式は

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} + f \vec{k} \times \vec{u} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p + b \vec{k} + \mu \nabla^2 \vec{u}, \quad (1)$$

と表される。ここで f はコリオリ係数、 ρ_0 は基準密度、 μ は動粘性係数、 \vec{k} は鉛直上向きの単位ベクトルである。(1) 式の水平平均を取ると、大規模成分の支配方程式

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{u'w'} - f \bar{v} = \mu \frac{\partial^2}{\partial z^2} \bar{u}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{v'w'} + f \bar{u} = \mu \frac{\partial^2}{\partial z^2} \bar{v}, \quad (3)$$

が得られる(ただし水平勾配は小さいとして無視し、また $\bar{w} = 0$ とした)。上式に \bar{u} 、 \bar{v} をそれぞれ乗じて和を取ると、水平平均流速の運動エネルギー $MKE = (\bar{u}^2 + \bar{v}^2) / 2$ の時間発展方程式が得られる。一方、混合を担う乱流成分の運動エネルギー $TKE = (u'^2 + v'^2 + w'^2) / 2$ の時間発展方程式は、 $\overline{(u'^2 + v'^2 + w'^2)} / 2 = MKE + TKE$ の関係を利用して、運動方程式に流速ベクトル \vec{u} を乗じて求めた $(u'^2 + v'^2 + w'^2) / 2$ の式から、 MKE の式を差し引くことで以下のように得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial TKE}{\partial t} = & \frac{\partial}{\partial z} \left[-\frac{\overline{p'w'}}{\rho_0} - \overline{TKE w'} + \mu \frac{\partial TKE}{\partial z} \right] - \left[\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right. \\ & \left. + \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right] + \overline{b'w'} - \mu \overline{(\nabla u)^2 + (\nabla v)^2 + (\nabla w)^2}. \end{aligned} \quad (4)$$

なお、乱流成分は非線形性が強く空間的变化も複雑なので、その水平平均値 \overline{TKE} を基に議論される場合が多い。(4) 式の右辺第 1 項(T 項と呼ぶことにする)は境界層内での圧力や移流、粘性によるエネルギーの鉛直輸送を表す。エネルギーを上下に輸送するが、境界層内でのエネルギーの総量には影響を与えない。右辺第 2 項(P 項)はシア項と呼ばれ、流れの大規模成分の鉛直シアに起因するエネルギー生成(シア生成)を表す。右辺第 3 項(B 項)は浮力加速度項と呼ばれ、位置エネルギーと運動エネルギーの変換を表す。この項は密度が不安定成層していれば正(位置エネルギーから運動エネルギーへの変換)、安定成層していれば負(運動エネルギーから位

置エネルギーへの変換)となる。右辺第4項は散逸項(ϵ 項)と呼ばれ、必ず負であり、流体の内部エネルギー(熱エネルギー)への変換を表す。このように \overline{TKE} の総量の増加、すなわち乱流の生成はシア項(P項)か浮力加速度項(B項)を通じて行われる(波浪の影響については後述)。以降(4)式に基づいて、表層乱流をその成因によって分類する。

3. 表層乱流の生成要因による分類

3.1. 熱成乱流(対流)

大気からの冷却により海面水温が低下すると、海面にある海水がその下の海水よりも重くなり、重力的に不安定になる。この不安定成層が分子拡散による熱輸送で解

消できなくなると、一般に対流と呼ばれる運動が発達する。対流は浮力加速度(\propto 水温)の小さい($b' < 0$)水を下に($w' < 0$)、浮力加速度の大きい($b' > 0$)水を上に($w' > 0$)運ぶので、(4)式の浮力加速度項(B項)が正($\overline{b'w'} > 0$)となる。これにより乱流運動エネルギー \overline{TKE} が増加し、対流運動が発達する(この増加した乱流運動エネルギーは位置エネルギーの減少で賄われている)。対流が発生すると、海面のごく近傍を除いて水温、塩分などの海水特性や運動量が鉛直に一様化され、いわゆる混合層が形成される。

Endoh *et al.* (2014) では、東シナ海陸棚域での乱流微細構造プロファイラーによる観測結果をもとに、夜間対流時における海洋表層混合層内の \overline{TKE} の収支を見積もった(Fig. 1)。上述のように、混合層全体ではB項が主な乱流エネルギーの生成項であり、混合層上部では位置エ

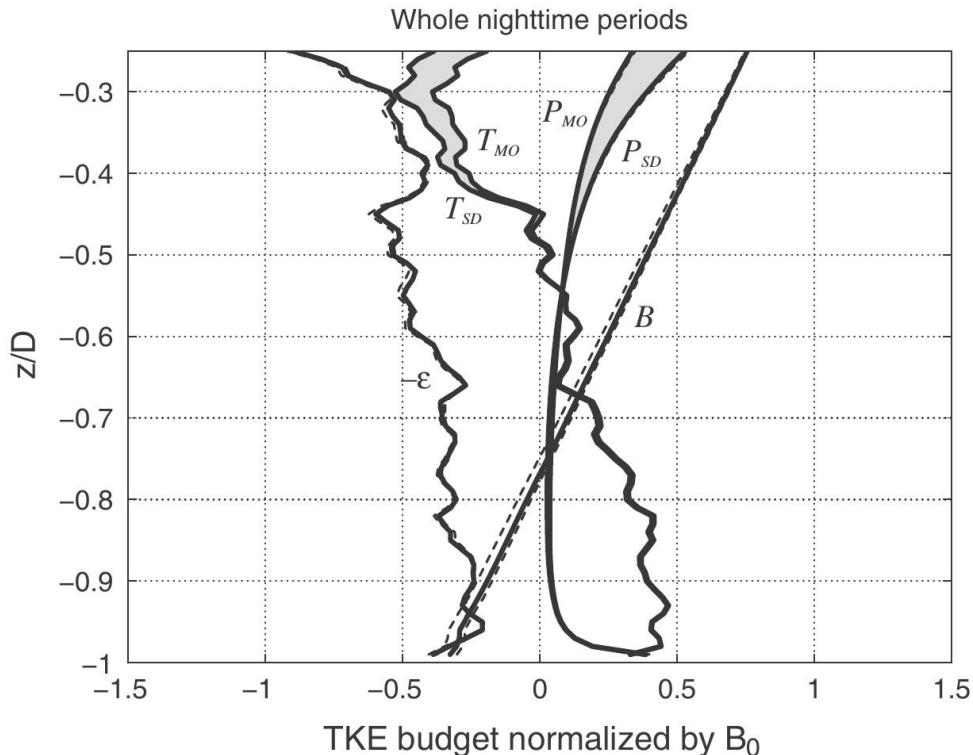


Fig. 1. Vertical profiles of P , B , T and ϵ terms in equation (4) measured/estimated through nighttime periods in the surface mixed layer in the East China Sea. P_{MO} is the shear production estimated using the Monin-Obukhov similarity. P_{SD} is estimated by applying the Stokes drift profile (see. Section 3.3). T_{MO} (T_{SD}) was calculated as the residual of P_{MO} (P_{SD}), B , and ϵ . All terms are normalized by the surface buoyancy flux, B_0 , and depth is normalized by the mixed layer depth, D . From Endoh *et al.* (2014).

エネルギーから運動エネルギーへの変換が生じている。しかしながら、混合層下端ではB項が負となっており、逆に運動エネルギーから位置エネルギーへの変換が生じている。これは混合層下の浮力加速度の小さい(冷たい)海水を混合層内に持ち上げる過程、すなわちエントレインメントに対応している。エントレインメントに要するエネルギーは、P項によるシアー生成だけでなく、T項による海面からの輸送も担っている(Fig. 1)。このように対流においては、境界層内での乱流エネルギーの鉛直輸送(T項)が果たす役割が大きい。すなわち、対流に伴う乱流運動エネルギーは各深さでB項やP項により局所的に生成されるだけでなく、別の深さで生成されたエネルギーがT項を通じて鉛直方向に輸送される。このため、対流は非局所的な乱流と呼ばれる。この点で、次節で述べる風成乱流とは大きく異なる。

一方、黒潮続流などの海洋前線付近では、大気からの冷却だけでなく、エクマン流によっても対流が引き起こされる。例えば、黒潮続流上で流下方向に風が吹いた場合には、黒潮続流を横切るエクマン輸送によって、冷たい海水が暖かい海水の上に輸送され、混合層内に対流が生じる(Fig. 2)。大規模な前線域では、このようなエク

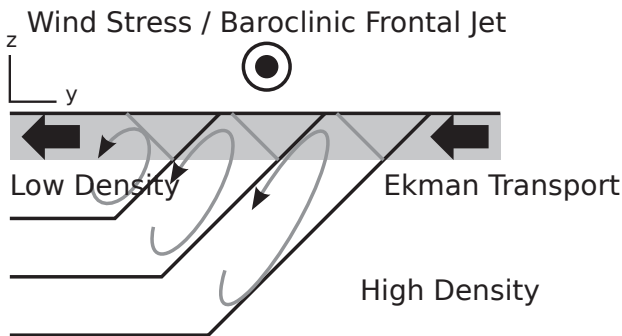


Fig. 2. Schematic of Ekman-induced cooling and slantwise convection across a frontal jet. Black lines denote isopycnals outcropping at the surface, which correspond to a baroclinic frontal jet flowing out of the page. Down-front wind blows over the frontal jet, inducing leftward Ekman transport (solid black arrows) in the Ekman layer (gray region). Denser water Ekman transport over the lighter water induces symmetric instability and slantwise convection.

マン輸送に伴う浮力加速度フラックスが、しばしば大気からの浮力加速度フラックスを上まわり(Thomas and Lee, 2005), エクマン輸送に起因した対流が卓越することがある。ただし、前線域では黒潮などの地衡流に付随する相対渦度が大きいため、対流混合が起こると対称不安定と呼ばれる不安定性が増大して、鉛直方向ではなく、斜め方向に混合が生じることが知られている(例えば, Thomas *et al.*, 2016)。その結果、前線域では対流混合が生じた後でも若干の安定成層が残され(例えば, Lee *et al.*, 2006), それに続いて起こる傾圧不安定とあわせて混合層の再成層化を引き起こす。これらの過程が植物プランクトンのブルージンに影響を与える可能性も示唆されている(例えば, 吉川・鬼塚, 2012)。

3.2. 風成乱流

地上を強風が吹くと砂埃が巻き上がる。これは地面近くで生じる風速の大きな鉛直シアー($\partial \bar{u} / \partial z$, $\partial \bar{v} / \partial z$)が乱流を生成するからである。洋上を吹く風もまた、海中に流速の鉛直シアーを生じさせ、乱流を生成する。このような風に伴う乱流をここでは風成乱流と呼ぶが、その実態はシアー乱流である。地球の自転が無ければ風に伴う流れは無限に深くまで達しうる。しかし、自転する地球上ではコリオリ加速度に伴う転向のため乱流の元となる鉛直シアーがエクマンの深さ以下には及ばない。このため、自転する地球上での風成乱流はエクマン境界層に限定される。

古典理論(Ekman, 1905)では風応力(τ)とコリオリ係数(f), そして渦粘性係数(K_m)をそれぞれ独立の変数として扱うが、風が強ければ乱れも強いので、実際には K_m は τ とともに変化する(このことはEkman(1905)でも言及されている)。風成乱流の速度スケールは摩擦速度 $U_* = (\tau / \rho_0)^{1/2}$ で与えられるから、境界層の深さスケールを D とすると渦粘性係数のスケールとして $K_m = U_* D$ が得られる。一方、古典理論に従えば境界層の深さスケールは $D = (K_m / f)^{1/2}$ である。この2つのスケールを統合すると、それぞれ U_* と f を用いて $D = U_* / f$, $K_m = U_*^2 / f$ と表せる(Rossby and Montgomery, 1935)。Zikanov *et al.*(2003)によるラージ・エディ・シミュレーションの結果はこのスケールリングの妥当性を支持し、その大きさ(比例係数)は $D / (U_* / f) = O(1)$,

$K_m/(U_*^2/f) = O(0.01)$ である。摩擦速度は風速の 10^{-3} 倍程度であるから、中緯度 ($f \sim 10^{-4} \text{ s}^{-1}$) で風速が 10 m s^{-1} 程度のとき、境界層の厚さは 100 m 、渦粘性係数は $0.01 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ のオーダーとなる。

Fig. 3 に、Yoshikawa (2015) と同様のラージ・エディ・シミュレーションで再現した風成乱流の様子と乱流運動エネルギー方程式 ((4) 式) の各項の鉛直分布を示す。このシミュレーションでは一様な風応力 ($\rho_0 U_*^2$) を、 f 面上の密度一様な四角い (大きさは $2U_*/f \times 2U_*/f \times U_*/f$) 海洋に 10 慣性周期の期間、与え続けている (浮力加速度フラックスは与えていない)。図から明らかなように、風成乱流においてはシア項 (P 項) により生成された乱流運動エネルギーのほとんどは、生成された深さにおける散逸項 (ε 項) により消滅する。このような性質により、風成乱流は局所的な乱流と呼ばれる。乱流とそれに伴う諸量は、その深さの大規模変数 (鉛直シア) を用いて表現しても良いことになる。

風成乱流において、Fig. 3 の例のように風のみが関与する場合には、 U_* と f のみが支配パラメーターである。しかし、現実の海洋では、海面加熱・冷却 (浮力加速度フラックス) や混合層下の海水のエントレイメントも乱流に影響を与える。このため、海面での浮力加速度フラックス B_f や混合層下の密度成層 N が支配パラメーターに加わる。例えば、強風は海面冷却をしばしば伴い、強風時に風成乱流と対流が同時に起こることも少なくない。このような場合、現実的なパラメーターレンジでは、前節の Endoh *et al.* (2014) の結果に見られるように、風成乱流より熱成乱流が勝り、境界層の性質は対流によりおおよそ決まることが多い。

冬季に深まった混合層が春季の加熱により浅くなる場合のように、海面が加熱されている場合には、負の浮力加速度フラックス ($B_f < 0$) が風成乱流を抑制する。そのような場合の混合層深度 D は、Zilitinkevich *et al.* (2002) が次元解析に基づいた考察と観測データ解析および数値実験から見積もったスケール、

$$L_z = \frac{U_*}{f} \left(a - b \frac{B_f}{fU_*^2} \right)^{1/2},$$

と大まかに一致することが Yoshikawa (2015) によって示された (a, b は比例定数)。このことは、海面加熱時

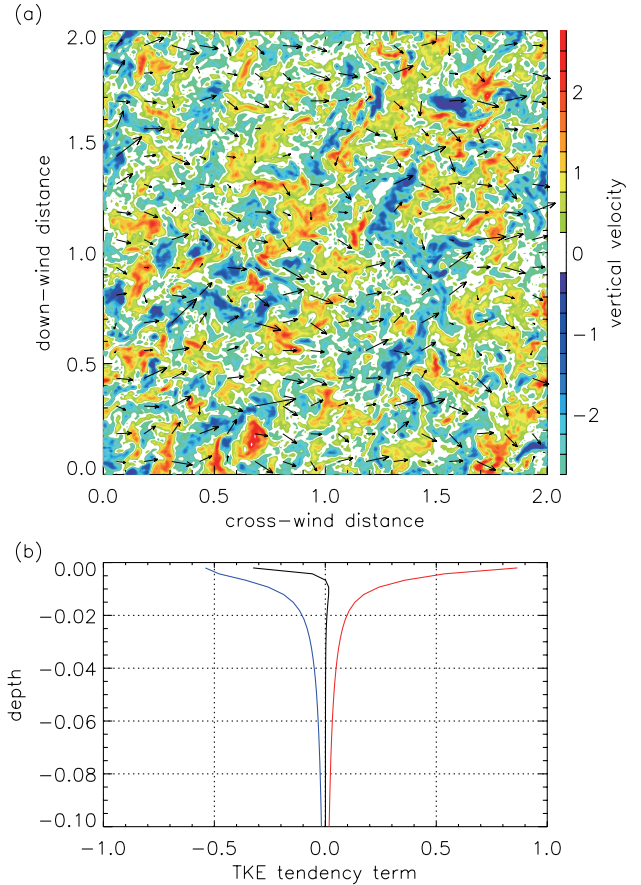


Fig. 3. Results of large-eddy simulation of wind-driven turbulence. (a) Horizontal distribution of vertical velocity (colored contours) and horizontal vector (arrows) at $z = -0.25$. (b) Vertical profiles of P (red line), T (black line), and ε (blue line) terms. Velocity, length and tendency term are normalized by U_* , U_*/f , and U_*^2/f , respectively.

においては大気境界層と海洋境界層が概ね相似であることを示唆している。実際、加熱時に観測された (浅くなっている) 混合層深度 D の分布と L_z の分布は、ほぼ同じである (Fig. 4)。このことは、風と海面浮力加速度フラックスだけで (すなわち人工衛星による観測だけで) ある程度混合層深度を推定できることを意味している。両者の差は、エクマン湧昇や移流の効果、風や海面熱フラックスの短周期変化、そして後で述べる波の効果などの影響である可能性が考えられる。なお、海面加熱時の混合層深度のスケールを、緯度を考慮せずにモーニン・

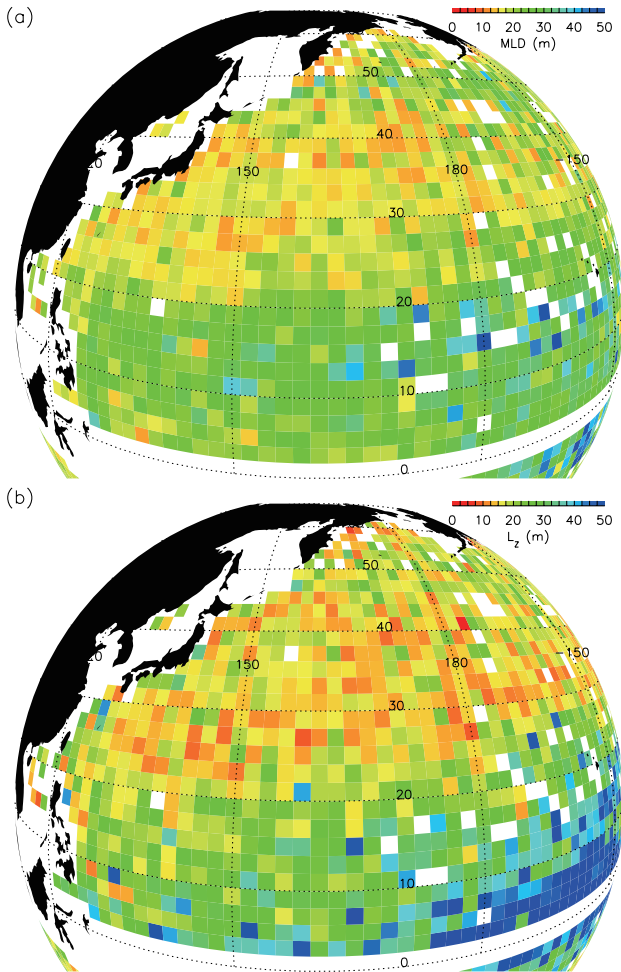


Fig. 4. (a) Observed mixed layer depth (MLD) and (b) L_z under stabilizing surface buoyancy flux ($B_f < 0$). MLD and L_z data are the same as those in Yoshikawa (2015) where MILA-GPV data was used for MLD while J-OFURO2 and HOAPS data were used for U_* and B_f in L_z . For more details, see Yoshikawa (2015).

オブコフ長 ($-U_*^3/B_f$) とする場合が散見されるが、このスケールは、地球自転の影響が及ばない、赤道近傍の混合層深度にのみ、適用することが可能であることに注意が必要である。

密度成層 N が乱流を (そして混合層深度を) 抑制する場合には、すなわち成層した海洋上を風が吹いて混合層が深まる場合については、混合層の厚さは $U_*/(fN)^{1/2}$ に比例することが Pollard *et al.* (1973) により指摘されて

いる。Zilitinkevich *et al.* (2002) は、これを考慮して、安定成層した境界層の厚さを、

$$L_z = \frac{U_*}{f} \left(a - b \frac{B_f}{fU_*^2} + c \frac{N}{f} \right)^{-1/2},$$

とスケールできる (c は比例定数) ことを提唱している。ただし、その妥当性についてはまだ十分に検討されていない。

3.3. 波成乱流

風が吹けば波 (波浪) が立つ。乱流の生成要因はシアと熱であると述べたが、この波浪も、シア生成を通じて、混合を引き起こす。流体力学のラグランジュの渦定理より、摩擦が無ければ、渦なしの流れは渦なしのままである。したがって、渦なしの流れである波浪が渦有りの流れである乱流を作るのは、海面近傍で分子粘性などにより渦度が生成されるか、波ではなく流れが有する (小さい) 渦の増幅を波浪が手助けする場合である。砕波に伴う乱流は前者、二次循環 (ラングミュア循環) に伴う乱流は後者にあたる。

砕波現象そのものは複雑である。砕波に伴う乱流運動エネルギーについては、鉛直輸送項 (T 項) を通じて下方に輸送され、散逸項を増大させる様子が観測されている (Gerbi *et al.*, 2009)。しかし、この砕波の影響はせいぜい海面から有義波高の 10 倍程度の深さまでしか及ばない (Agrawal *et al.*, 1992)。このため、混合層全体に対する影響はあまり重要視されていない (例えば, Noh *et al.*, 2004)。

一方、ラングミュア循環と呼ばれる波が増幅する二次循環は、混合層全体に及ぶため、より重要と考えられている。とくに波高が高く、かつ現状の海洋大循環模型 (あるいは大気海洋結合大循環模型) において混合層深度の再現性が低い (Huang, 2014) 南大洋においては重要と考えられている (Belcher *et al.*, 2012)。ラングミュア循環のメカニズムについて、かつては様々な議論があった (Pollard, 1977)。しかし、現在では、(1) 波浪が流れの渦度の鉛直成分 (鉛直方向を軸として回る渦、以下では鉛直渦と略す) を波の進行方向に傾けることと、(2) 傾いた進行方向成分の渦度が流れの鉛直シアに作用して、もとの鉛直渦を増幅させること (正のフィードバック

ク), に起因するとする CL2 機構 (Leibovich, 1983) が広く受け入れられている。(1) の過程, すなわち鉛直渦度が進行方向に傾けられる過程は, 峰と谷における渦度変化と波の軌道運動との相関に関連する。相関の一例を Fig. 5 の (a) に示す。波の軌道運動 (水粒子の動き) は波の峰では進行方向に (前に), 谷では進行方向とは逆向きに (後ろに) 動き, その動きは水面に近いほど速いため, 峰では鉛直渦は前へ, 谷では後ろに傾けられる。一方, 峰では流体が鉛直に伸びるため渦度は強められ, 逆に谷では流体は縮められるため渦度は弱められる (伸縮効果)。このため, 強い鉛直渦は前に傾けられ, 弱い鉛直渦は後ろに傾けられる。波の周期で平均すると前へ鉛直渦が傾けられる効果が残る。これは, ストークスドリフトと呼ばれる質量輸送 (峰では多くの水を前に輸送し, 谷では少ない水を後ろに輸送する結果, 波の周期で平均すると水は前に輸送されること) と同様である。上述の過程は渦度変化と波の軌道運動の相関の一例であるが, このような波浪が鉛直渦を傾ける効果は, いくつかの仮定と煩雑な計算を行うと, 渦度 ($\vec{\omega}$) とストークスドリフト (\vec{u}_s) の外積 ($\vec{u}_s \times \vec{\omega}$) として, 運動方程式 ((2) 式) 中に組み込むことができる (Leibovich, 1983)。この項は渦度力と呼ばれる。一方, (2) の過程は, この渦度力により生成される波の進行方向に軸を持つ渦 (Fig. 5 の (b) における A の渦) が, 流れの鉛直シア (Fig. 5 の (b) における C の渦) を立ち上げて, 鉛直渦 (Fig. 5 の (b) における V の渦) をさらに強化する (正のフィードバックが働く) ことによる。

このようにラングミュア循環の形成には波浪の軌道運動に伴う渦度の傾斜が本質である。これを数値模型で扱うには, 深水波である波浪を陽に再現する必要となる。しかし, 非静水圧的な自由表面波である深水波を実用的に扱える数値模型は無かった。そのため, 多くの数値実験においては, 深水波を再現することを諦め (海面が固定壁であると仮定し), 非静水圧的な運動方程式 ((2) 式) の右辺に上述の渦度力を付加することにより, 深水波そのものは再現しないが, その効果 (渦度力) を組み込んでラングミュア循環を疑似的に再現している。この場合, 波浪はストークスドリフト (\vec{u}_s) を通じて外力として与えることになる。しかし, 実際には, 波と流れの相互作用などにより, 波も流れの影響を受けて変化するはず

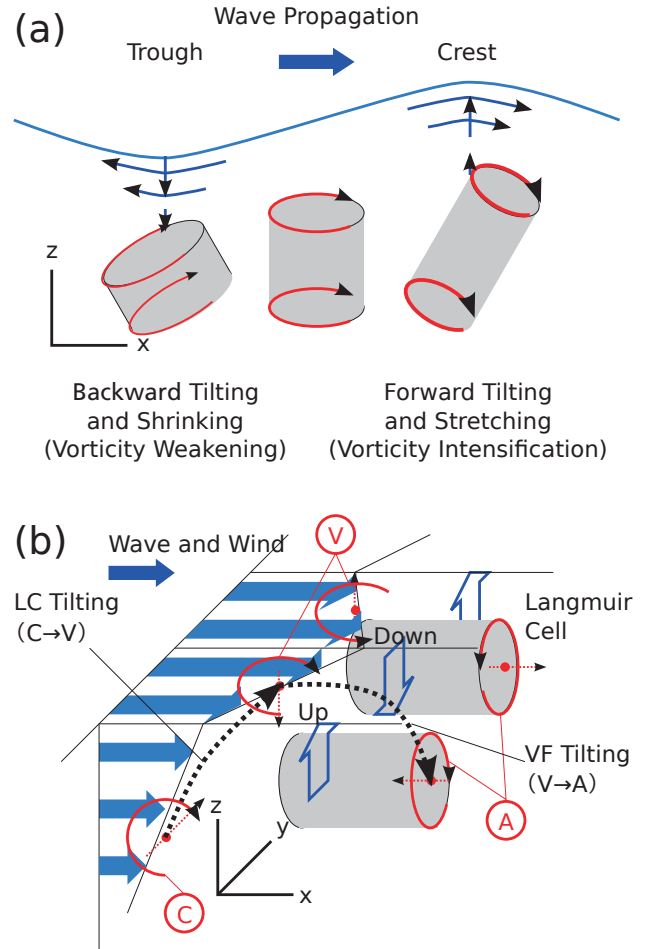


Fig. 5. (a) Schematic of vortex tilting due to surface waves (vortex force). Intensified (weakened) vortex (red arrows) at the crest (trough) of the wave due to vertical stretching (shrinking) is tilted forward (backward) by wave orbital motions (blue arrows). (b) Schematic of the CL2 mechanism. Vortex force tilts vertical vortex (marked as V) and generates an along-wave vortex (marked as A). Up/downward flow associated with vortex A uplifts a cross-wave vortex (marked as C), reinforcing the original vortex V.

である。現状の数値実験においては, このような効果は考慮されていない。深水波を直接再現する数値模型による CL2 機構の検証と合わせて, 今後の検討課題であろう。

ラングミュア循環が強まると, そのシアに起因して

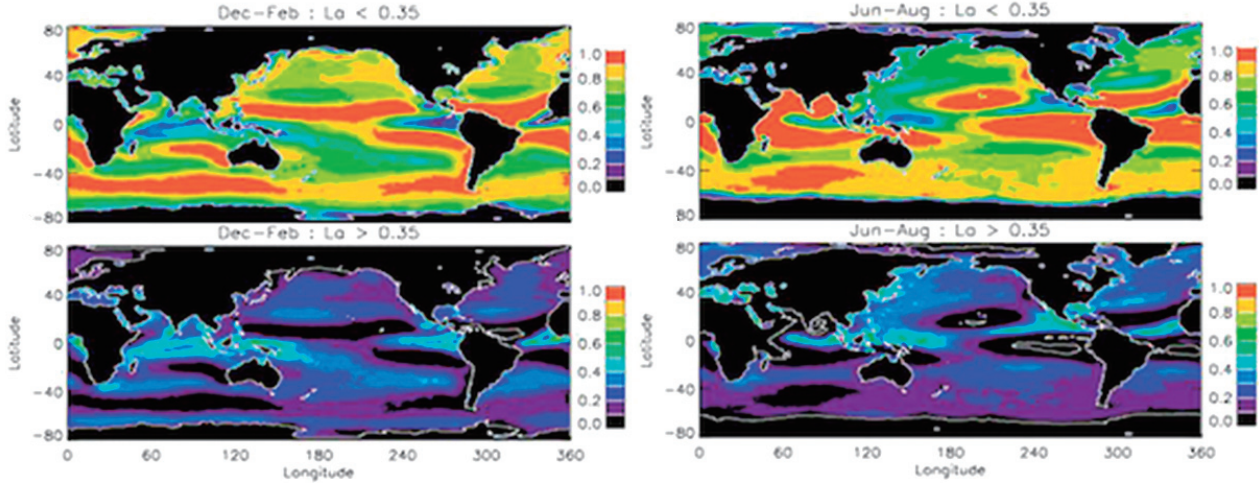


Fig. 6. Maps of the frequency of $L_a < 0.35$ (upper) and $L_a > 0.35$ (lower) during December, January, and February (left) and June, July, and August (right). From Belcher *et al.* (2012).

乱流が生成し（ラングミュア乱流）、対流と同様に混合層下部まで輸送される。すなわちラングミュア乱流は非局所的である。この波浪による乱流生成は、 \overline{TKE} の方程式においては、あたかもストークスドリフト速度 (u_s, v_s) の鉛直シアに伴う乱流生成、

$$-\overline{u'v'} \frac{\partial u_s}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial v_s}{\partial z},$$

があるかのように (4) 式の右辺に付加することで表現される (Ardruin and Jenkins, 2006)。ここでは、この項を W 項と呼ぶ。Belcher *et al.* (2002) は、混合層全体で平均した P, W, B 項をこれまでの数値実験などから、

$$P = 2(1 - e^{-L_a/2}) \frac{U_*^3}{D},$$

$$W = 0.22 \frac{U_*^2 U_s}{D},$$

$$B = 0.3B_f,$$

と摩擦速度 (U_*)、海面浮力加速度フラックス (B_f)、ストークス速度 (U_s) で表現して、 \overline{TKE} 方程式の各項の相対的な大きさを調べ、ラングミュア数 $L_a = (U_*/U_s)^{1/2}$ が 0.35 より小さい時には W 項が卓越するとした。そして、再解析データを用いて全球の L_a の分布を見積り、それが

0.35 を下回る頻度を計算した結果 (Fig. 6)、多くの海域において L_a が 0.35 を下回る期間が全体の半分以上を占めていたことから、ラングミュア乱流が全球での混合層における乱流生成の主要因であるとした。

ラングミュア乱流の鉛直流速は $(U_*^2 U_s)^{1/3}$ に比例することが数値実験により確認されている (例えば Grant and Belcher, 2009)。一方、D'Asaro (2001) はフロートを用いて混合層内の鉛直流速を直接測流し、その大きさが $(U_*^2 U_s)^{1/3}$ ではなく U_* に比例していることを見出した。同様の傾向は Gargett and Grosch (2014) の ADCP 観測にも見られる。現在のところ、この不一致の理由は、 U_s が U_* に比例しているためであると考えられている (D'Asaro, 2014; Gargett and Grosch, 2014)。ただし、詳細な観測データに基づく更なる検証が必要である。また、対馬海峡での吹送流の観測結果 (Yoshikawa and Masuda, 2009) を対象とした Ide and Yoshikawa (2016) の数値実験は、ラングミュア循環の影響が小さいことを示唆している。このように、ラングミュア循環がいつどこでどれだけ混合層内の乱流に影響を与えているのかについては、定量的な評価をさらに進めていく必要がある。

4. 定式化：パラメタリゼーション

第2章で述べたように、海洋大循環模型などにおいて

は、境界層乱流のような小さな規模の変動を陽に表現することができないので、その効果をパラメタライズして組み込む必要がある。具体的には、大規模成分の方程式(2)、(3)式に現れる $\overline{u'w'}$ 、 $\overline{v'w'}$ や、浮力加速度の同様の式に現れる $\overline{b'w'}$ を、海洋大循環モデルの予報変数である \overline{u} 、 \overline{v} や \overline{b} で表現する必要がある。一般的に、海洋大循環モデルでは、乱流運動のすべてをパラメタライズするレイノルズ平均モデルが採用されている。以下に、現在よく用いられているレイノルズ平均モデルとして Mellor-Yamada 型 (Mellor and Yamada, 1982) と KPP 型 (Large *et al.*, 1994) のパラメタライゼーションについて簡単に紹介する。

Mellor-Yamada 型では、乱流による運動量や密度の鉛直輸送を渦粘性係数 (K_m) と渦拡散係数 (K_b) を用いて、

$$\overline{u'w'}(z) = -K_m(z) \frac{\partial \overline{u}(z)}{\partial z}, \quad (6)$$

$$\overline{b'w'}(z) = -K_b(z) \frac{\partial \overline{b}(z)}{\partial z}, \quad (7)$$

と表現している。この表現は、乱流が局所的であること、すなわち各深さの $\partial \overline{u}/\partial z$ や $\partial \overline{b}/\partial z$ がその深さの $\overline{u'w'}$ や $\overline{b'w'}$ を規定することを前提としている。このため、局所的なシアー乱流については良いものの、非局所的な乱流である対流やラングミュア循環などのパラメタライゼーションには、本来は向いていない。しかし、少なくとも、対流混合に関する大気も含めたこれまでの研究では、非局所的な乱流に対しても、渦粘性・渦拡散係数を用いたパラメタライゼーションで概ね良い結果が得られている。

K_m や K_b のスケールは乱流速度と乱流の長さスケールの積で与えられるが、より詳細な値は鉛直シアーや密度成層に依存する。そこでまず K_m や K_b を乱流の長さスケール L と乱流速度スケール q を用いて無次元化する ($K_m = qLS_m$, $K_b = qLS_b$)。無次元化した渦粘性係数 S_m と渦拡散係数 S_b は乱流成分の二次量 ($\overline{u'w'}$ など) の間の関係を活用して、大規模成分の鉛直シアーと密度成層の関数として診断的に (代数演算により) 求める。乱流速度スケール q は、 \overline{TKE} 式に基づいてモデルで計算する。この際、時間発展方程式を解くか診断的に求めるかは近似のレベルに応じて異なり、時間発展方程式を解くレベル 25 と呼ばれるモデルがよく用いられている。Mellor-Yama-

da 型で最も問題とされているのが乱流長さスケール L をどう求めるかである。 L に関する時間発展方程式を解く場合もあるが、その方程式の物理的根拠が薄いため、乱流に関するこれまでの知見を元に、 L を診断的に表現する場合も少なくない。この L の表現の妥当性は、パラメタライゼーションの性能に大きく影響する。その後、Nakanishi and Niino (2004) が、大気境界層のラージ・エディ・シミュレーションの結果との比較をもとに Mellor and Yamada (1982) の L の診断式を改良した。さらに、彼らの診断式を海洋表層混合層のラージ・エディ・シミュレーションの結果に基づいて修正したパラメタライゼーションが Furuichi *et al.* (2012) によって提案されている。

第 3.3 節で述べた波浪の効果 (特にラングミュア乱流の効果) は、大気には無い海洋特有の現象である。この効果をどのようにパラメタライゼーションに組み入れるのかについて、現在盛んに研究されている。例えば Noh (2014) ではラングミュア乱流による乱流運動エネルギー生成項を \overline{TKE} に組み込んだ上で、長さスケール L を鉛直輸送された乱流運動エネルギーで表現することで、ラングミュア乱流の非局所的な性質を反映させている。

一方、KPP (K Profile Parameterization) 型では、境界層内の乱流フラックスを非局所的な乱流の影響も考慮に入れて、

$$\overline{u'w'}(\dot{z}) = -K_m(\dot{z}) \left(\frac{\partial \overline{u}(\dot{z})}{\partial z} - \gamma_m(\dot{z}) \right), \quad (8)$$

$$\overline{b'w'}(\dot{z}) = -K_b(\dot{z}) \left(\frac{\partial \overline{b}(\dot{z})}{\partial z} - \gamma_b(\dot{z}) \right), \quad (9)$$

と表現している。(8)、(9) 式の右辺第 2 項が非局所的な乱流によるフラックスにあたる。 \dot{z} は混合層深度で規格化した深さである。KPP 型では、まずバルクリチャードソン数などを用いて大規模変数からバルク的に混合層深度を計算し、観測などの知見を元に定めた混合層内の $K_m(\dot{z})$ 、 $K_b(\dot{z})$ や $\gamma_m(\dot{z})$ 、 $\gamma_b(\dot{z})$ の分布を当てはめる。当然ながら、 K_m 、 K_b 、 γ_m 、 γ_b の分布をどう与えるかが重要であり、根拠となる観測結果が無ければ再現性に問題が残る。実際、Large *et al.* (1994) では観測的知見が無いとの理由で $\gamma_m(\dot{z})$ のパラメタライゼーションを行っていない ($\gamma_m(\dot{z}) = 0$ としている)。最近ではラージ・エディ・シミュレーションの結果を擬似観測値として用いて、ラ

ングミューア乱流の影響も含めた分布が提案されている (例えば, Sinha *et al.*, 2015)。また, 混合層深度をパルク的に求める際の精度も問題となる。

5. おわりに

本稿では極めて大まかに海洋表層混合層における境界層乱流について概説した。海洋表層境界層に限らず, 乱流自体がそもそも複雑であることや観測が限られていることなどの理由により, その理解は依然として不十分であり, またその効果を海洋大循環模型に組み込むためのパラメタリゼーションにも改良の余地は少なくない。最後に, 海洋中・深層の内部波に伴う混合や, 海底境界層における混合との類似点や相違点について簡単に述べる。

海洋中・深層における内部波に伴う乱流運動においては, \overline{TKE} の方程式 ((4) 式) の各項のうち, 波浪の効果 (W 項) は無く, また乱流運動エネルギーの鉛直輸送 (T 項) は (シアール乱流が主なので) 小さい。このため, \overline{TKE} の時間変化項も無視して良いとすれば, $P+B-\varepsilon=0$ と仮定できる。この結果を用いると, 乱流微細構造プロファイラーなどを用いた ε の計測から $P+B$ を推定できる。P と B の比 (これをフラックスリチャードソン数と呼ぶ) が分かれば, その比を用いて ε から B を求めることができる。一方 (7) 式に基づけば,

$$B=K_b(z) \frac{\partial \bar{b}(z)}{\partial z}=K_b(z) N^2, \quad (10)$$

と表せる。これより ε と N (浮力加速度振動数) の観測値から K_b を推定することができる。Osborn (1974) は内部波について $B/P \leq 0.18$ であることを示している。この値は, 内部波に伴う混合が主である海洋中・深層では妥当かも知れない。しかし, 本稿で概説したように, 境界層ではこの関係が成り立つ保証はない。このため, 海洋表層混合層で (10) 式を適用する場合には注意が必要である。

一方, 海底境界層の力学は, 波成乱流が無いことを除けば, 表層境界層と同様である。海底境界層では一般にシアール乱流が卓越している。Yoshikawa and Endoh (2015) ではエクマン螺旋 (大規模変数の鉛直変化) が渦粘性係数に依存していることを利用して, エクマン螺旋

の観測値から渦粘性係数 K_m を推定する手法を提案している。これを利用すると, (6) 式より, 鉛直シアールから $\overline{u'w'}$ と $\overline{v'w'}$ が求まり, P 項が評価できる。このため, ε と N の観測値があれば, 渦拡散係数 K_b も推定可能となる (Yoshikawa *et al.*, 2010)。ただし, この手法も乱流が局所的であることを前提としている。このため, 対流や波成乱流が存在する海洋表層混合層への適用には限界があることに注意が必要である。

謝辞

本稿の執筆にあたり東京大学大気海洋研究所の安田一郎教授より貴重なコメントをいただきました。また本研究は MEXT 科研費 JP15H05817/JP15H05824 の助成を受けて行いました。記して感謝いたします。

References

- Agrawal, Y. C., E. A. Terray, M. A. Donelan, P. A. Hwang, A. J. W. III, W. M. Drennan, K. K. Kahma, and S. A. Kitaigorodskii (1992): Enhanced dissipation of kinetic energy beneath surface waves. *Nature*, **359**, 219–220.
- Arduin, F. and A. D. Jenkins (2006): On the interaction of surface waves and upper ocean turbulence. *J. Phys. Oceanogr.*, **36**, 551–557.
- Belcher, S. E., A. L. M. Grant, K. E. Hanley, B. Fox-Kemper, L. V. Roedel, P. P. Sullivan, W. G. Large, A. Brown, Adrian Hines, D. Calvert, A. Rutgersson, H. Pettersson, J.-R. Bidlot, P. A. E. M. Janssen, and J. A. Polton (2012): A global perspective on Langmuir turbulence in the ocean surface boundary layer. *Geophys. Res. Lett.*, **39**, doi: 10.1029/2012GL052932.
- Briscoe M. G. and R. A. Weller (1984): Preliminary results from the Long-Term Upper-Ocean Study (LOTUS), *Dyn. Atmos. Oceans*, **8**, 243–265.
- D'Asaro, E. A. (2001): Turbulent vertical kinetic energy in the ocean mixed layer. *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 3530–3537.
- D'Asaro, E. A. (2014): Turbulence in the upper-ocean mixed layer. *Ann. Rev. Mar. Sci.*, **6**, 101–115, doi: 10.1146/annurev-marine-010213-135138.
- Davis, R. E., R. deSzoeke, D. Halpern, and P. Niiler (1981): Variability in the upper ocean during MILE, I, The heat and momentum balance. *Deep Sea Research*, **28**, 1427–1451.
- Ekman, V. W. (1905): On the influence of the earth's rotation on ocean currents. *Arch. Math. Astron. Phys.*, **2**, 1–52.
- Endoh, T., T. Matsuno, Y. Yoshikawa, and E. Tsutsumi (2014): Estimates of the turbulent kinetic energy budget in the oceanic convective boundary layer. *J. Oceanogr.*, **70**, 81–90.
- Furuichi, N., T. Hibiya, and Y. Niwa (2012): Assessment of turbulence closure models for resonant inertial response in the oceanic mixed layer using a large eddy simulation model. *J. Oceanogr.*, **68**, 285–294.
- Gargett, A. E. and C. E. Grosch (2014): Turbulence process domination under the combined forcings of wind stress, the Langmuir vortex

- force, and surface cooling. *J. Phys. Oceanogr.*, **44**, 44–67, doi: 10.1175/JPO-D-13-0211.
- Gerbi, G. P., J. H. Trowbridge, E. A. Terray, A. J. Plueddmann, and T. Kukulka (2009): Observations of Turbulence in the Ocean Surface Boundary Layer: Energetics and transport. *J. Phys. Oceanogr.*, **39**, 1077–1096, doi: 10.1175/2008JPO4044.1.
- Grant A. L. M. and S. Belcher (2009): Characteristics of Langmuir turbulence in the ocean mixed layer. *J. Phys. Oceanogr.*, **39**, 1871–1887, doi: 10.1175/2009JPO4119.1.
- 花輪公雄 (1989): OMLET (海洋混合層実験観測), 天気, **36**, 34–35.
- Huang C. J., F. Qiao, and D. Dai (2014): Evaluating CMIP5 simulations of mixed layer depth during summer. *J. Geophys. Res. Oceans*, **119**, doi: 10.1002/2013JC009535.
- Ide, Y. and Y. Yoshikawa (2016): Effects of diurnal cycle of surface heat flux on wind-driven flow. *J. Oceanogr.*, **72**, 263–280, doi: 10.1007/s10872-015-0328-y.
- 井上龍一郎 (2017): 海上風による慣性振動の励起と近慣性内部重力波の海洋中への伝播に関する理論研究. 海の研究, **36**, 217–225.
- Large, W. G., J. C. McWilliams, and S. C. Doney (1994): Oceanic vertical mixing: A review and a model with nonlocal boundary layer parameterization. *Rev. Geophys.*, **32**, 363–403.
- Lee, C. M., L. N. Thomas, and Y. Yoshikawa (2006): Intermediate water formation at the Japan/East Sea subpolar front. *Oceanography*, **19**, 110–121.
- Leibovich, S. (1983): The form and dynamics of Langmuir circulations. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **15**, 391–427.
- Mellor, G. L. and T. Yamada (1982): Development of a turbulence closure models for geophysical fluid problems. *Rev. Geophys.*, **20**, 851–875.
- Munk, W. H. (1966): Abyssal recipes. *Deep Sea Res.*, **13**, 707–730.
- Nakanishi, M. and H. Niino (2004): An improved Mellor–Yamada Level-3 model with condensation physics: Its design and verification. *Boundary-Layer Meteorol.*, **112**, 1–31.
- 丹羽淑博 (2017): 海洋深層の乱流混合過程に供給される内部波エネルギーのグローバル分布に関する研究の進展と課題. 海の研究, **36**, 175–188.
- Noh, Y., H. S. Min, and S. Raasch (2004): Large eddy simulation of the ocean mixed layer: The effects of wave breaking and Langmuir circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **34**, 720–735.
- Noh, Y., H. Ok, E. Lee, T. Toyoda, and N. Hirose (2014): Parameterization of Langmuir circulation in the ocean mixed layer model using LES and its application to the OGCM. *J. Phys. Oceanogr.*, **46**, 57–78, doi: 10.1175/JPO-D-14-0137.1.
- Osborn, T. R. (1974): Vertical profiling of velocity microstructure. *J. Phys. Oceanogr.*, **4**, 109–115.
- Pollard, R. T. (1977): Observations and models of the structure of the upper ocean. Modeling and prediction of the upper layers of the ocean, edited by E. B. Kraus, pp.102–117, Pergamon, New York.
- Pollard, R. T., P. B. Rhines, and R. O. R. Y. Thompson (1973): The deepening of the wind-mixed layer. *Geophys. Fluid Dyn.*, **3**, 381–404.
- Rossby, C. G. and R. B. Montgomery (1935): *The layer of frictional influence in wind and ocean currents*, Vol. 3. Massachusetts Institute of Technology and Woods Hole Oceanographic Institution, 101 pp.
- Sinha, N., A. E. Tejada-Martinez, C. Akan, and C. E. Grosch (2015): Toward a K-profile parameterization of Langmuir turbulence in shallow coastal shelves. *J. Phys. Oceanogr.*, **45**, 2869–2895, doi: 10.1175/JPO-D-14-0158.1.
- Thomas, L. N. and C. M. Lee (2005): Intensification of ocean fronts by down-front winds. *J. Phys. Oceanogr.*, **35**, 1086–1102.
- Thomas, L. N., J. R. Taylor, E. A. D’Asaro, C. M. Lee, J. M. Klymak, and A. Shcherbina (2016): Symmetric instability, inertial oscillations, and turbulence at the Gulf Stream front. *J. Phys. Oceanogr.*, **46**, 197–217, doi: 10.1175/JPO-D-15-0008.1.
- Yoshikawa, Y. (2015): Scaling mixing/mixed layer depth under stabilizing buoyancy flux. *J. Phys. Oceanogr.*, **45**, 247–258, doi: 10.1175/JPO-D-13-0190.1.
- Yoshikawa, Y. and T. Endoh (2015): Estimating the eddy viscosity profile from velocity spirals in the Ekman boundary layer. *J. Atmos. Ocean. Tech.*, **4**, 793–804, doi: 10.1175/JTECH-D-14-00090.1.
- Yoshikawa, Y., T. Endoh, T. Matsuno, T. Wagawa, E. Tsutsumi, H. Yoshimura, and Y. Morii (2010): The turbulent bottom Ekman boundary layer measured over a continental shelf. *Geophys. Res. Lett.*, **37**, L15605, doi: 10.1029/2010GL044156.
- Yoshikawa, Y. and A. Masuda (2009): Seasonal variations in the speed factor and deflection angle of the wind-driven surface flow in the Tsushima Strait. *J. Geophys. Res. Oceans*, **114**, C12022, doi: 10.1029/2009JC005632.
- 吉川裕・鬼塚剛 (2012): 前線近傍で発生する上昇流と下降流. 沿岸海洋研究, **50**, 95–101.
- Zikanov, O., D. Slinn, and M. Dhanak (2003): Large-eddy simulations of the wind-induced turbulent Ekman layer. *J. Fluid Mech.*, **495**, 343–368.
- Zilitinkevich, S., A. Baklanov, J. Rost, A.-S. Smedman, V. Lykosov, and P. Calanca (2002): Diagnostic and prognostic equations for the depth of the stably stratified Ekman boundary layer. *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **128**, 25–46.

A review of studies on turbulent mixing in ocean surface boundary layer

Yutaka Yoshikawa^{1*}, Takahiro Endoh²

Abstract

Recent findings on turbulent mixing processes in the ocean surface boundary layer are reviewed. Based on their kinetic energy source, turbulences are categorized as wind-induced (shear-driven), convective, and wave-induced (Langmuir). The mechanism and consequent mixing associated with different turbulences are described. Finally the framework of parameterization for these mixing processes is shown.

Key words : turbulence in ocean surface boundary layer, mechanism, parameterization

(Corresponding author's e-mail address : yosikawa@kugi.kyoto-u.ac.jp)

(Received 3 August 2016 ; accepted 8 March 2017)

(Copyright by the Oceanographic Society of Japan, 2017)

1 Graduate School of Science, Kyoto University
Kitashirakawa-Oiwake, Sakyo, Kyoto, 606-8502, Japan.

2 UTokyo Ocean Alliance, The University of Tokyo
7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo, 113-0033, Japan.
(Present affiliation)

Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University
6-1, Kasuga-koen, Kasuga, Fukuoka, 816-8580, Japan

* Corresponding author : Yutaka Yoshikawa
TEL : +81757533922 FAX : +81757533928
e-mail : yosikawa@kugi.kyoto-u.ac.jp