



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	一次元非定常線型境界層モデルによる深海底境界層の流速と海底摩擦の推定
Author(s)	金成, 誠一; KANARI, Sei-ichi; 小林, 智加志 他
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 52, 23-32
Issue Date	1989-09-14
DOI	https://doi.org/10.14943/gbhu.52.23
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/14201
Type	departmental bulletin paper
File Information	52_p23-32.pdf



一次元非定常線型境界層モデルによる深海底境界層の 流速と海底摩擦の推定

金成 誠一・小林智加志

北海道大学理学部地球物理学教室

石川 貴之

北海道大学低温科学研究所

(1989年5月10日受理)

An Estimate of Velocity and Stress in the Deep Ocean Bottom Boundary Layer Using One-Dimensional Unsteady Linear Boundary Layer Model

Sei-ichi KANARI and Chikashi KOBAYASHI

Department of Geophysics, Faculty of Science, Hokkaido University

Takayuki ISHIKAWA

Institute of Low Temperature Science, Hokkaido University

(Received May 10, 1989)

In order to estimate the near-bottom velocity and one boundary shear stress, a one-dimensional unsteady boundary layer model was applied for the observed time series of the near-bottom current observation conducted during Oct. 26 to Nov. 3, 1988 at the site of the north western end of the Kyushu-Parao Ridge. Current meters were deployed 6, 10.5, 18.5, 39, 75 and 151 meters up from the sea floor of 3519m depths during seven days. The applied model, developed by Mclean and Yean, predicts fairly well the near-bottom velocity field and stress, with the adjusted roughness of $z_o=0.025\text{cm}$. The estimated time-averaged drag coefficient is 4.5×10^{-3} . Thickness of the logarithmic layer is inferred as order of 1 meter, which overlying the viscous sublayer of thickness about 1cm.

I. はじめに

海底近傍の乱流、特に、海底境界層の物理過程は、海水流動に対する海底摩擦及びエネルギーシンクとしてばかりでなく、海底への物質の推積、海底侵食、海底から海水への物質の再循環といった多くの過程と密接に関係しており、大変重要な領域である。このような深海底には厚さ数

十メートルに及ぶ海底混合層が形成されていることが、水温・塩分の精密観測によって明らかにされている (Armi and Millard, 1976 ; Weatherly and Van Leer, 1976)。このような混合層は、境界層上部の深層流 (準地衡流) の影響を受け、時・空間的に厚さが大きく変動する (Armi and D' Asaro, 1980)。最近の研究では、こうした境界層の厚さの変動メカニズムの解明が主要課題のひとつとなっている。現在進められている重点領域研究 (深層循環) でも、この問題の解明が研究課題のひとつとしてあげられているが、本研究では、境界層の構造と海底摩擦に焦点をあてた測流と解析を試みた。本論文で扱う次元境界層モデルは鉛直次元メッシュにもとづく数値モデルであるが、流速観測データの時系列を最も良く再現するようなパラメータを観測データから決定し、観測が困難な海底近傍の流速や摩擦応力等を見積るうえで大変有効である。

II. 深海底境界層の観測

境界層内部の物理過程を把握するには、外部の流動状況も同時に知る必要がある、という観点から、海底上 150 m まで 6 層の測流を行えるような系を構成し、各流速計は海底からの距離

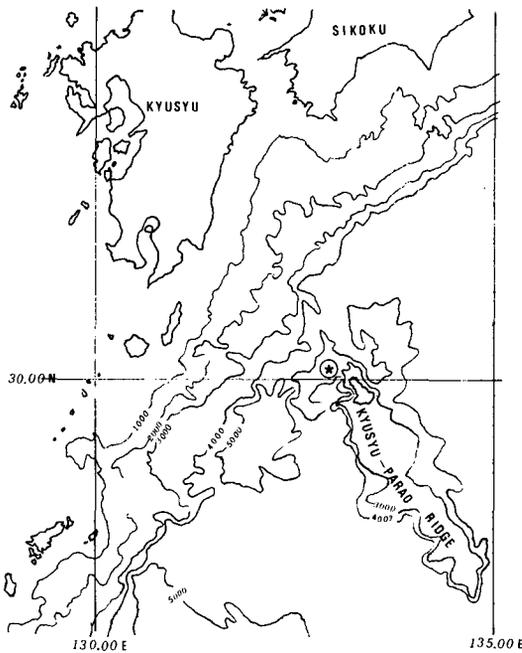


Fig. 1 Topographic map of the north western part of Sikoku Basin. Site of observation is indicated by asterisk. Depths are in meters.

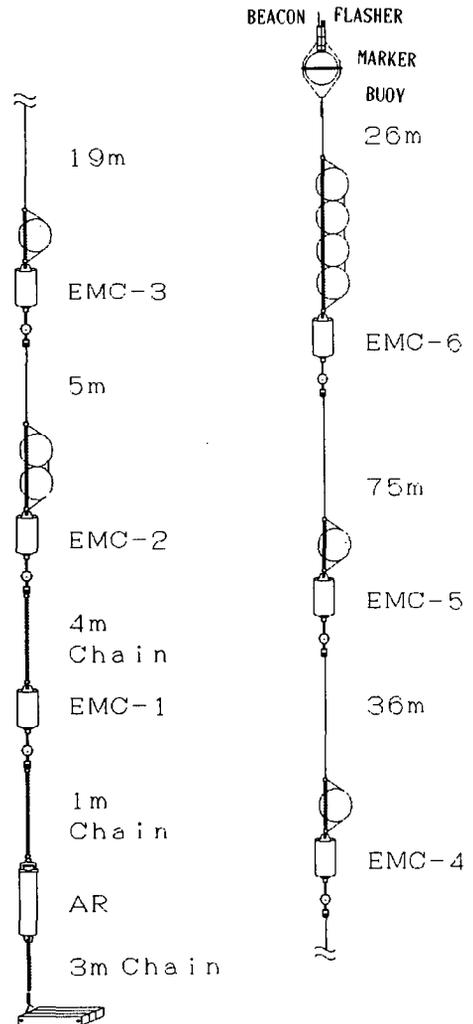


Fig. 2 Current meters mooring during the field program.

の対数がほぼ等間隔になるように配置した (Fig. 2)。なお、この系に用いた流速計は、本観測のために特別に設計されたもので、流速計全長は 50 cm、空中重量 8 kg (水中重量 6 kg)、耐圧深度 5000 m の小型軽量電磁流速計である。この流速計には、電磁式流速センサーの外に、 $-2^{\circ}\text{C}\sim+12^{\circ}\text{C}$ レンジの水溫センサーも装着されており、 $\pm 0.01^{\circ}\text{C}$ の精度で境界近傍の水溫変動も同時に測定できる。この系による測流観測は鹿児島大学水産部敬天丸で行われた。系は昭和 63 年 10 月 26 日 6 時 46 分に Fig. 1 の ☆ 地点 (北緯 $30^{\circ}10.4'$ 、東経 $132^{\circ}59.62'$)、水深 3519 m に設置された。設置時の各流速センサーの海底からの距離は、それぞれ、6 m、10.5 m、18.5 m、39 m、75 m、151 m である。なお、水溫、流速の各データ収録は 10 サンプル/秒、バースト 10 分で行われた。系は昭和 63 年 11 月 3 日 11 時 50 分に回収された。

III. 測 得 デ ー タ

1. 流速

測得流速の全データを Fig. 3 に示す。横軸は時間軸であるが、横軸下側の数字はデータ番号をそのまま示したもので、この数値の 10 倍が分単位の時間を表す。全層を通じて北流成分がやや卓越しており観測期間の平均流速は北東に約 1.5 cm/s である。卓越変動成分は慣性流 (約 24 時間) 及び半日周潮成分 (12.5 時間) が顕著である。約 172 時間にわたる時系列のうち、前半約 100 時間は比較的北流平均流が強いが、後半 70 時間は平均流が弱まり、前半の半分以下に落ちている。それと同時に振動流成分の僅かな減衰も認められる。

2. 水溫

各流速計には $-2^{\circ}\text{C}\sim+12^{\circ}\text{C}$ のレンジの水溫計がついているが、この観測期間の各層の水溫はいずれも 1.55°C のほぼ一定値を示し、変動幅は $\pm 0.1^{\circ}\text{C}$ 以下である。故に、こうした微小水溫変化を無視すれば、観測層全体がバロトロピックな層で構成されているとみなすことができる。

3. 海底エクマン層と海底境界層

鉛直渦粘性係数が深さに依らず一定ならば、海底のエクマン層の厚さは摩擦深度として求められるが、エクマン層内で渦粘性係数が一定という保証はないので一般には、このような見積りは正しい厚さを与えるとは限らない。Wimbush and Munk (1971) や Weatherly (1972, 1975) は、乱流エクマン層が古典的エクマン理論で与えられるとしているが、Caldwell, Van Atta, and Helland (1972) および Howroyed and Slawson (1975) は実験にもとずき乱流エクマン層厚さ h を与える式として

$$h = 0.4u_* / f \quad (1)$$

を提案している。ここに、 u_* は海底摩擦速度で Biscaye and Eitrem (1974) は経験的に摩擦速度が代表流速の $1/30$ 程度と見積っている。以下の解析では、乱流エクマン層のおおよその厚さをあ

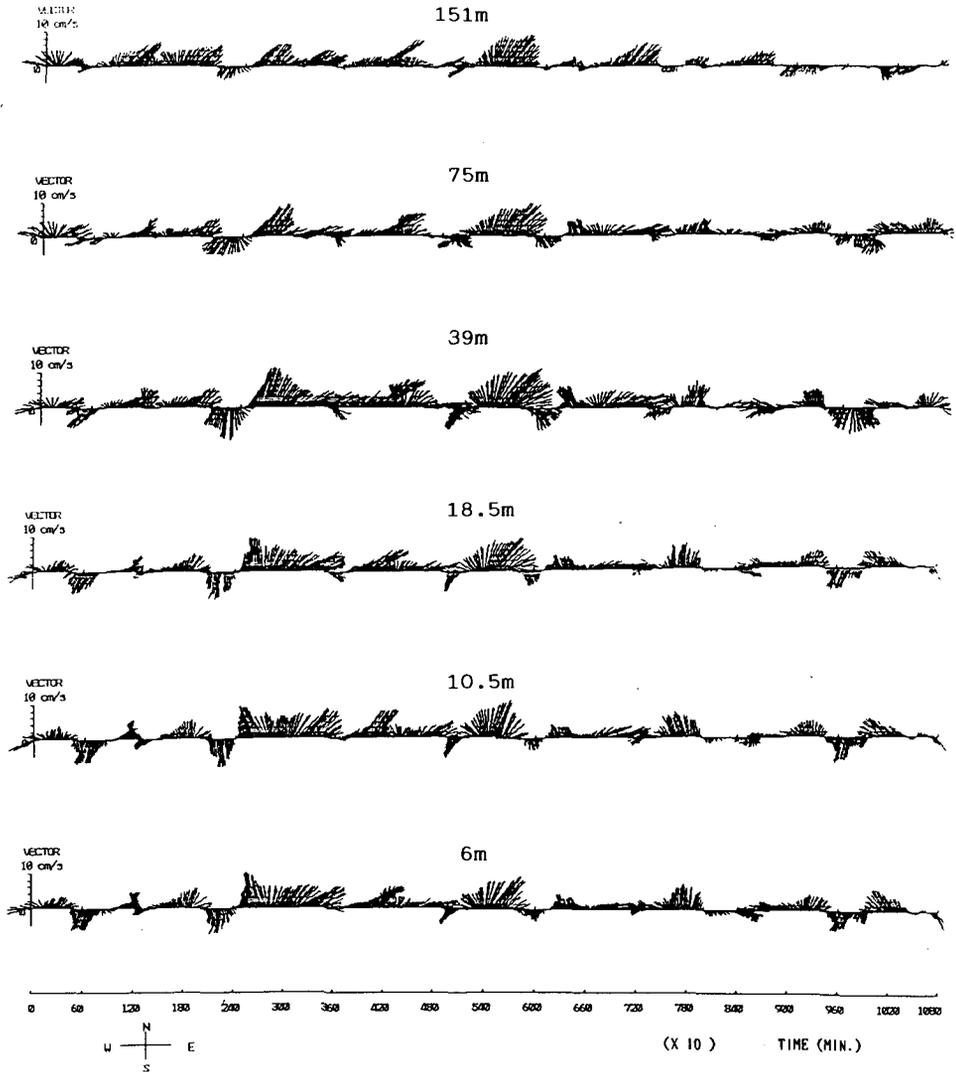


Fig. 3 Observed current vector time series at 151m, 75m, 39m, 18.5m, 10.5m, 6m above the sea floor. The figures below the horizontal axis show the data number in every ten minutes intervals.

らかじめ決める必要があるので、観測期間における最大流速 (15 cm/s) に対して(1)式から h を見積った。結果は $h = 29$ m となり、これにもとずいて上部第3層目をエクマン層の上限と仮定した。

IV. 境界層モデルによる流速、摩擦応力の推定方法

観測の結果から、海底上 150 m までは顕著な水温成層が見られないことと、エクマン境界層のおおよその見積りでは境界層厚さが約 30 m 付近にあることを考慮すると、この観測期間のエクマン境界層は海底混合層の内部に含まれていると考えて良い。

エクマン境界層の外側の流れは準地衡流バランスになっていると仮定し、海底境界層を含むエクマン層内部と、その境界直上（準地衡流域）までの運動はバロトピックとみなす。したがって、複素座標系 (x, iy) における運動方程式は

$$\partial_t q + ifq = -\rho^{-1}(\partial_n p + \partial_z \tau) \quad (2)$$

で与えられる。ここに、 $q = u + iv$, $\tau = \tau_x + i\tau_y$, 微分オペレータ ∂_m は $\partial/\partial m$ を表す。また、

$$\partial_n P = \partial_x P + i\partial_y P, \quad i = \sqrt{-1} \quad \text{である。}$$

一方、エクマン層外部の流速を q_G とおくと、

$$\partial_t q_G + ifq_G = -\rho^{-1} \partial_n P \quad (3)$$

(2), (3)から $\partial_n P$ を消去すると

$$-\partial_z \tau = (\partial_t + if)(q - q_G) \quad (4)$$

を得る。ここに $\tau = \nu \partial_z q$ である。

(4)式が境界層で成り立つとして、 ν , q , τ を時間・空間 (z 方向) の関数としてこの系を解く。その際、境界層内の渦粘性係数 ν_e の関数型を与える必要があるが、McLean and Yean (1987) に従って、Long (1981) の channel flow に対する渦粘性式、

$$\nu_e = k u_* z \cdot \exp(-zf/0.6u_*) \quad (5)$$

を用いる。ここに、 $\nu = \nu_e + \nu_m$, ν_m は分子粘性係数で、 $\nu_m = 0.01 \text{ cm}^2/\text{s}$, $k = 0.4$ はカルマン定数、 z は海底からの距離、 f はコリオリパラメータである。この式はエクマン層内部の渦粘性の分布を最も良くあらわす式と考えられている (MacLean and Yean, 1987)。なお、(2), (3), (4)の系を解くに際しては初期条件が必要であるが、本計算では、初期条件を陽に与えることを避け、(4)をフーリエ変換することによって周波数領域の差分方程式に置き換えて $\tau^*(\omega)$ を決定したあと $\tau^*(\omega)$ の逆変換によって τ の時系列を決定するという方法を採用した。すなわち、(4)式をフーリエ変換したのち第 i 層と第 $i + 1$ 層について差分化し、第 $i + 1$ 層の応力について解くと

$$\tau(i+1)^* = \tau(i)^* + i(\omega + f)\Delta z(q(i+1)^* - q_G^*) \quad (6)$$

を得る。右上肩の*印はフーリエ変換された量を表す。一方、応力の定義式を第 $i + 1$ 層と第 $i + 2$ 層に適用し、 $q(i+2)$ について解くと

$$q(i+2) = q(i+1) - \Delta z \cdot \tau(i+1) / \nu(i+1) \quad (7)$$

が導かれる。ただし、差分 Δz は z の対数スケール上で等間隔になるようにとる。そのために、 z を対数スケール ξ に変換する。すなわち、 ξ の変換

$$\xi = \ln(z/z_0) / \ln(h/z_0) \quad (8)$$

に対して

$$\Delta z = \lambda z \Delta \xi \quad (9)$$

となる。ここに、 $\lambda = 1/1.443 \ln(h/z_0)$ である。したがって、(6)および(7)の計算式は z_0 をパラメータとして含んでいる。 u_* の時系列は τ の時系列から $u_* = \tau/\rho$ で計算し、深度毎の u_* の時系列を求めた。

この計算方法を遂行するにあたり、ラフネスパラメータ、 z_0 は前もって与える必要がある。本研究では、推定流速値が z_0 に弱い依存性を示すことに目をつけ、推定流速値と実測流速値の差を最小にする様な z_0 を探索し、これによって最適な z_0 を決定することができた。Fig. 4 は、この方法によ

って流速推定の相対誤差、 $\delta V/V$ と z_0 の関係を求めた結果を示すが、 $z_0 = 0.025$ cm で $\delta V/V$ が最小になり、これから、 $z_0 = 0.025$ cm がこの場合の最適値であることを示している。

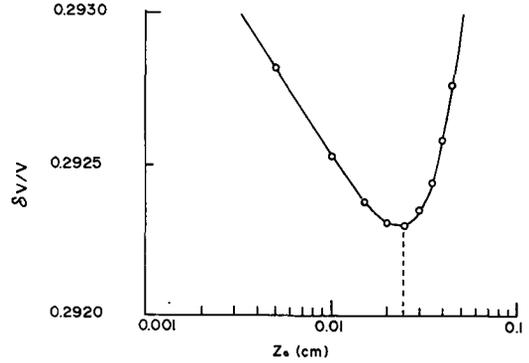


Fig. 4 Root-mean square error of velocity between the observed and the estimated flow vectors, as a function of roughness parameter, z_0 . The vertical dashed line shows the optimum value of z_0 .

V. 流速・摩擦応力の推定結果

計算に用いたデータは 39 m, 18.5 m, 6 m の各時系列 170 時間分である。流速の推定結果の一部は Fig. 5 に示してあるが、Fig. 5 の上段の 6 m 層の流速実測値と Fig. 5 の下段の対応する層の推定値は良い一致を示している。Fig. 6 の 3 m 及び、海底直上 9.38 cm までの流速時系列については、比較すべき観測値がないが、上部の流速推定結果からみて、妥当なものと考えられる。

Fig. 7 は底上 14 cm における応力 τ の x, y 成分とその他の絶対値、摩擦速度 u_* 、drag 係数 C_d

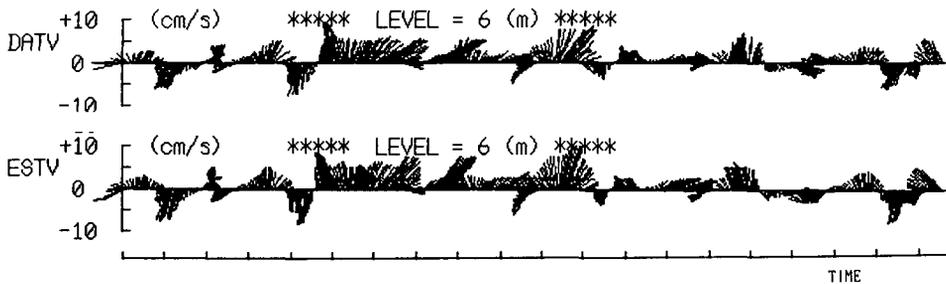


Fig. 5 Time series of velocity vector at 6m above the bottom. Observed velocity vector (a) and calculated (b).

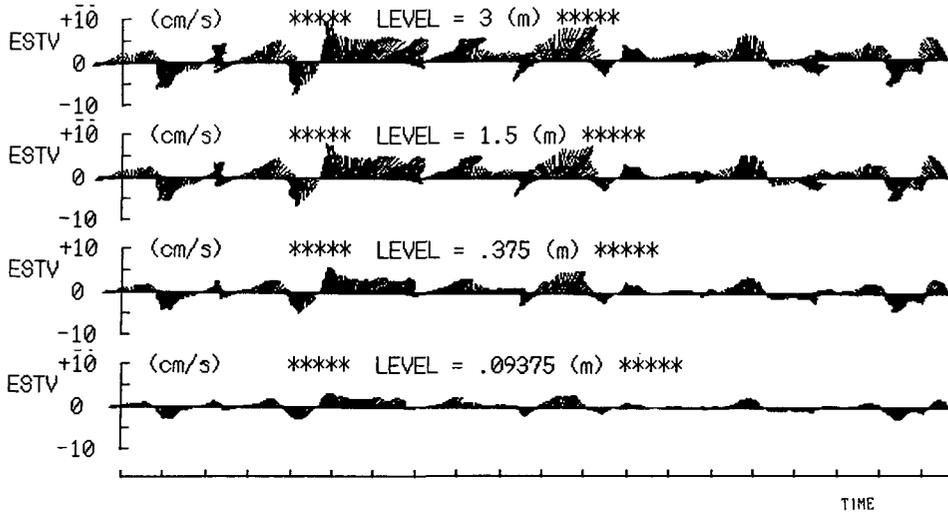


Fig. 6 Calculated time series of current vector at 3m, 1.5m, 37.5cm and 9.38cm above the bottom respectively.

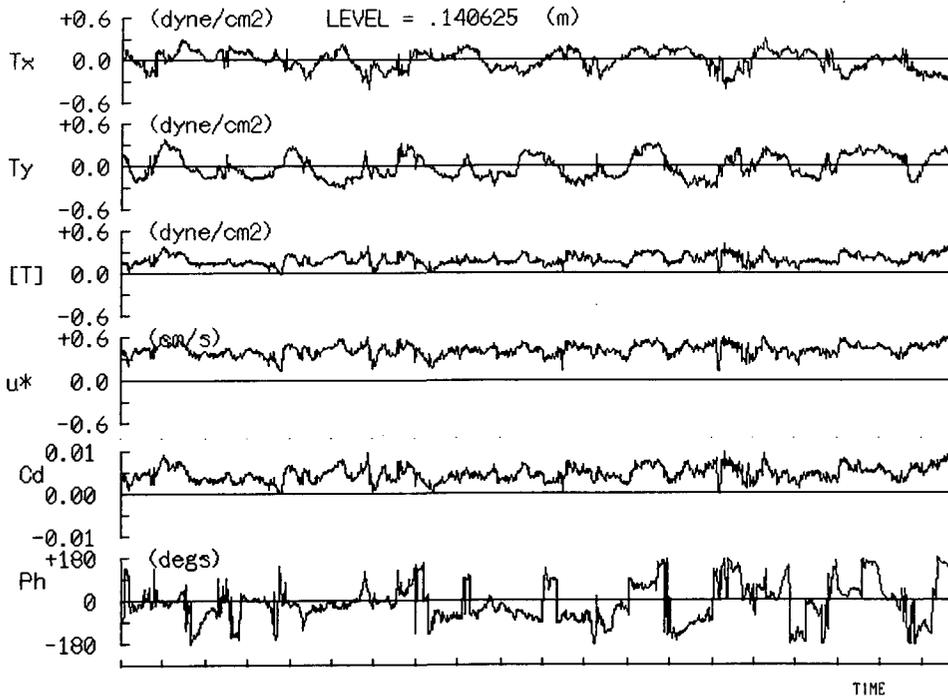


Fig. 7 Calculated time series of shear stress (τ_x , τ_y , τ), friction velocity u_* , drag coefficient C_d , and the angle P_h between the quasi-geostrophic current vector and the shear stress vector at 14cm above the bottom.

($C_d = \tau/V_G^2$), 及び V_G ベクトルと τ のなす角 P_h の時系列を示す.

Drag 係数を求める際の V_G の値には 39 m 層の流速値の r. m. s 値を用いた. ベクトルアングル P_h の時系列で, P_h が 0 付近の値は流速ベクトルが逆向き (ストレスは friction として働く) であることを示すが, P_h が 180 度 (または -180 度) の値は流速ベクトルとストレスベクトルが同一方向であることを示し, この場合はストレスが流体を加速していることを示す. 特に, C_d の時系列は, こうした応力変化に伴い, 時間的な変動を示し, 決して一定でないことに注意すべきである.

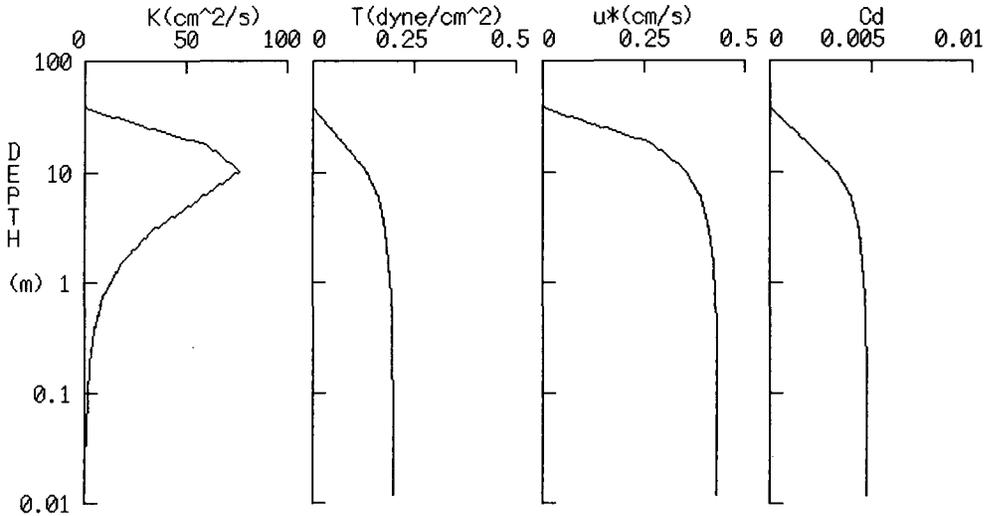


Fig. 8 Time-averaged vertical profiles of turbulent parameters within the bottom boundary layer. In this figure, viscosity is shown by K .

乱流パラメータの時間平均値も海底からの距離によって変わる. Fig. 8は, このモデルで計算された各層の τ , u^* , C_d の時間平均値であるが, 渦粘性係数 ν は海底上 9 m で最大 ($\nu_{max} = 80 \text{ cm}^2/\text{s}$) となり, 海底に向かって再び急減し, 海底上 14 cm で約 $1.8 \text{ cm}^2/\text{s}$ となる. τ , u^* , C_d はエクマン層上部から海底に向かって増大するが, 海底 1 m でほぼ一定値となる.

さて海底境界層では流速の対数分布則が成立すると考えられている (Weatherly, 1972; Abdelrhman and Bedford, 1987). この層では渦粘性係数は海底からの距離に比例して増加する. 故に, 境界層内では応力が深さに依らず一定になる. Fig. 8 に示す平均応力の鉛直分布は, 海底上約 1 m で大きさがほぼ一定になっていることから考えて, 観測地点の海底境界層の厚さは 1 m 程度と結論される.

VI. Viscous sublayer

海底に向けての流速の低減率はそれほど急速ではない. 海底上 9 cm では最大 3 cm/s 程度の流速がいぜんとしてみられ, 底上 1 m から 1 cm の間は流速が対数分布に近く, 底上 1 cm 位から z_0 にかけて対数則からのずれが起こる. すなわち, 渦粘性式(5)は, 海底境界層内でほぼ z に比

例する形になっているが、 $z \rightarrow z_0$ につれて、その値は零に近ずき、分子粘性が支配的になる。この領域では流速分布は z と共に直線的に減少し対数分布に従わなくなることが理論的に予測される。実際、Fig. 9は平均流、慣性振動流および半日周潮流の各成分について、対数分布層および海

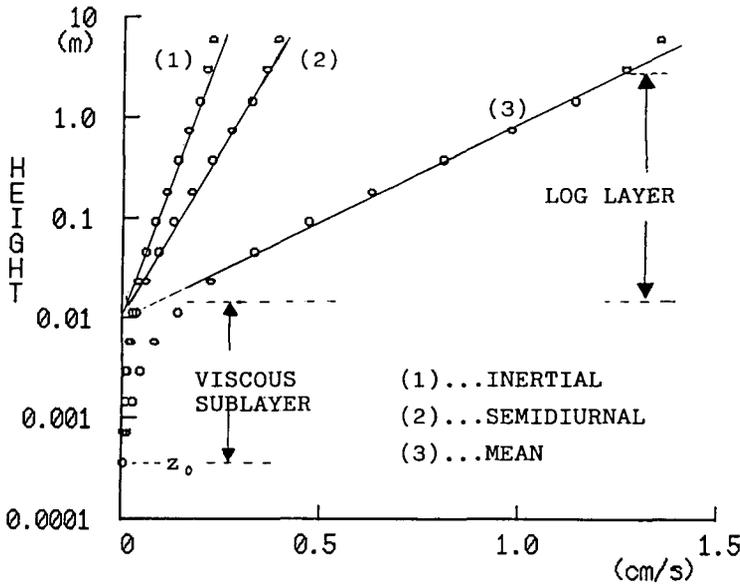


Fig. 9 Estimated vertical structure of the Fourier amplitude velocity for the inertial frequency (1), the semidiurnal frequency (2), and the mean (3) respectively, in a logarithmic layer and a viscous sublayer. A logarithmic scale has been used for the distance (in meters) from the seafloor.

底までの流速振幅分布を示したものであるが、いずれの成分も z_0 の上方、1 cm 位までは対数分布を示しているが、 z_0 の直上、すなわち海底上約 1 cm で対数分布からはずれ、海底に向かって直線的（非対数的）に流速が減少している。この領域は Chriss and Caldwell (1984) がオレゴン沖の陸棚斜面で実測した Viscous sublayer (厚さ 1 cm) と同じものと考えられるが、ここに示した sublayer は、用いたモデルから容易に導かれるもので、実測による証明ではないことに注意すべきである。

VII. む す び

海底境界層の物理過程を明らかにする目的で、海底上 150 m について 6 層の流速時系列観測を行った。観測された流速は慣性振動及び半日周期振動が卓越し、全層を通じ、比較的長周期の振動流が認められた。こうした振動流に対する海底摩擦および乱流パラメータを線型、一次元非定常境界層モデルによって評価した。境界層外部流速に refer した抵抗係数は、定常流に対して通常用いられる値 (2.5×10^{-3}) に比べ平均値で約 2 倍弱の値を示した。ここに示した C_d の計算では、境界層外部流速として 2 乗平均値を用いたが、 τ の変動に対応して C_d 値も大きく変動する。

Fig. 8 に示した C_d の時間的平均値は、外部流速時系列の二乗平均値 (実効流速, 6.5 cm/s) に

基づく見積りである。この計算の結果から、Bulkの摩擦係数による応力の評価は、流れの変動成分に大きく左右され、変動成分毎のバルク係数の評価が必要であることが示唆された。今後、更に解析を進め、 C_d の周波数依存性あるいは海底ロスビー数との関係を明らかにしてゆく必要がある。

謝辞 この研究は昭和63年度文部省科学研究補助金重点領域研究(深層循環)の援助のもとに行われたものである。係留観測は鹿児島大学水産学部練習船、敬天丸によっておこなわれた。観測にあたり、敬天丸乗組員一同並びに乗船の方がたの絶大なる御協力を頂いた。また、同水産学部の茶田教授並びに研究室の方がたに乗船の便宜をはかって頂いた。ここに合わせて深甚の謝意を表す。

文 献

- Abdelrhman, M. A. and K. W. Bedford, 1987. Recognition of spatial structures and ensemble averages in the benthic boundary layer. *J. G. R.*, **92**, C11, 11825-11844.
- Armi, L., and E. D' Asaro, 1980. Flow structures of the benthic ocean. *J. G. R.*, **85**, 469-484.
- Armi, L., and R. C. Millard, 1976. The bottom boundary layer of the ocean. *J. G. R.*, **81**, 4983-4990.
- Bird, A. A. G. L. Weatherly and M. Wimbush, 1982. A study of the bottom boundary layer over the eastward scarp of the Bermuda Rise. *J. G. R.* **87**, 7941-7954.
- Caldwell, D. R. L. W. Van Atta and K. N. Helland, 1972. A laboratory study of the turbulent Ekman layer. *Geophys. Fluid Dyn.*, **3**, 125-160.
- Chriss, T. M. and D. R. Caldwell, 1984. Universal similarity and the thickness of the viscous sublayer at the ocean floor. *J. G. R.*, **89**, C4, 6403-6414.
- Csanady, G. T., 1967. Equilibrium theory of the planetary boundary layer. *J. Atm. Sciences*, **24**, 467-471.
- Howroyed, G. C. and P. R. Slawson, 1975. The characteristics of a laboratory produced turbulent Ekman layer. *Boundary Layer Met.*, **8**, 201-219.
- 金成誠一, 1989. 深海底境界層の流速と海底摩擦, 深層海水循環過程の解明. 昭和63年度文部省科学研究補助重点領域研究(1)成果報告書, 68-73.
- Lonb, C. E., 1981. A simple model for time-dependent stably stratified turbulent boundary layers. Ref. M. 81-04, *Dept. of Oceanography, University of Washington*, 170pp.
- McLean, S. R. and J. Yean, 1987. Velocity and stress in the deep-ocean boundary layer. *J. Phys. Oceanogr.*, **17**, 1356-1365.
- Weatherly, G. L., 1972. A study of the bottom boundary layer of the Florida Current. *J. P. O.*, **2**, 54-72.
- Weatherly, G. L., 1975. A numerical study of time-dependent turbulent Ekman layers over horizontal and sloping bottoms. *J. P. O.*, **5**, 288-299.
- Weathely, G. L., and J. Van Lear, 1977. On the importance stable stratification to the structure of the bottom boundary layer on the western Florida shelf, Bottom Turbulence. *J. C. G. Nihoul, Ed., Elsevier*, 103-122.
- Wimbush, M. and W. Munk, 1971. The benthic boundary layer. *The Sea*, **4**, 1, 731-758.