

太平洋熱帯海域における大気境界層の熱収支*

萩野谷 成 徳**・藤 谷 徳之助***

要 旨

中部太平洋赤道海域において一般海上気象観測および高層気象観測を実施した。得られた結果は以下の通りである。

- (1) バルク法によって求めた観測海域の平均顕熱は約 $10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 、潜熱は約 $138 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 、ボーエン比は0.075となった。またボーエン比は偏東貿易風帯と熱帯収束帯でも変化し、それぞれ0.062, 0.076となった。また、擾乱の有無によっても変化することが明かとなった。
- (2) 海面における熱収支は、偏東貿易風帯では海面下に熱が供給されるが、熱帯収束帯では正味放射フラックスと顕熱・潜熱フラックスがバランスしている。
- (3) 大気混合層高度の変化は擾乱の通過と高い相関がある。擾乱があると混合層は解消される。擾乱がないときは混合層が形成され、その高度はほぼ一定高度（約700～800m）に保たれている。
- (4) 擾乱のないときに混合層高度が一定に保たれているのはシノプティックケールの沈降を考えると説明でき、沈降量の大きさは750 m の高度で $0.0030 \sim 0.0036 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ となった。また混合層内の温位が時間的に一定に保たれているのは気柱の正味放射による冷却を考慮すると説明でき、放射による冷却率は $1.0 \sim 1.3 \text{ K} \cdot \text{day}^{-1}$ となった。
- (5) 停船時に観測した擾乱のないときの混合層の発達は一簡単な発達モデルで説明できる。

1. はじめに

海洋は大気大循環や気候変動に対して、その主要な熱源として重要な役割を担っている。特に太平洋熱帯海域は ENSO 現象に代表されるように、大気大循環と密接に関係している。このような地球規模現象の機構を解明するためには、海面における熱収支を正確に評価する必要がある。しかしながら、海上特に熱帯海域における観測データが非常に不足していることから、これまで行われてきている海面熱収支の研究は、おもに長期間の気候データを用いている（例えば Weare *et al.*, 1981; Reed, 1985）。このような気候学的な資料を使用している場合、

熱帯域の平均的な海面熱収支の様相を把握することはできるが、エル・ニーニョなどが起こっている状況における海面熱収支の様相を詳細に把握することはできない。このような研究を行うためには、熱帯海域において詳細な現地観測を行う必要があるが、観測の困難さなどからこれまであまり本格的に実施されていなかった。わずかにエル・ニーニョ現象に関連して緊急的に実施された、観測船による中部熱帯太平洋海域での観測があり、このとき得られた資料を解析した結果が報告されているのみである (Kutuwada, 1989)。

このような熱帯海域の重要性に注目して、国際共同研究として TOGA (Tropical Ocean & Global Atmosphere programme) が計画・実施されている (住, 1986)。この TOGA に関連して、太平洋熱帯海域において観測船を用いた観測計画が立案・実施されており、われわれも気象関係の観測を実施している。

この論文においては、この観測計画において中部熱帯太平洋海域で実施した、3時間毎の一般海上気象観測お

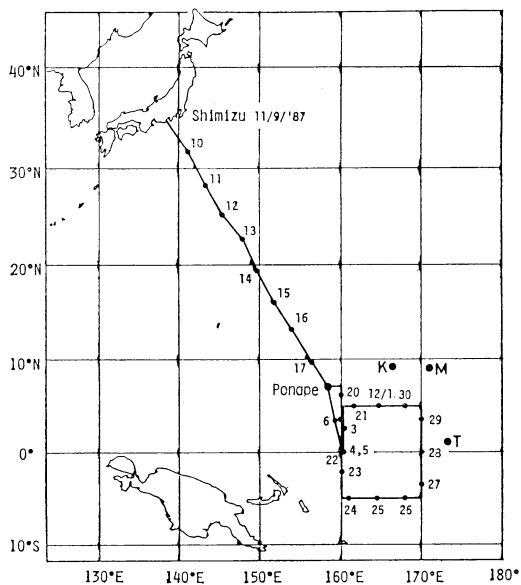
* Heat balance of the atmospheric boundary layer in the tropical Pacific Ocean.

** Shigenori Haginoya, 気象研究所物理気象研究部。

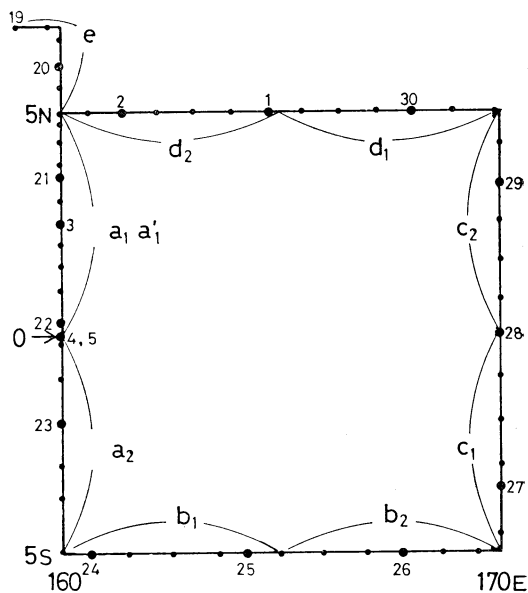
*** Tokunosuke Fujitani, 気象研究所応用気象研究部。

——1989年9月25日受領——

——1990年3月30日受理——



第1図 観測海域。数字は00Zの時の日付。高層観測は11月19日～12月5日の間に行った。アルファベットは島の高層観測地点を示す。P: Ponape, K: Kwajalein, T: Tarawa, M: Majuro。



第2図 高層気象観測位置。a₁, a₂, ……はフラックスを求めるために分けた海域を示す。但し a₁ は11月21日～22日の観測, a₁' は12月2日～3日の観測を表す。大きい●印は00Zの観測を表す(数字は日付)。

よび6時間毎の高層気象観測の資料を解析した結果について、特に海面における大気境界層の熱収支および熱帯海洋上の混合層の維持機構を中心に報告する。

2. 観測の詳細

観測船を使用した観測は第1図に示すように、太平洋赤道海域の4点(5°N, 160°E), (5°S, 160°E), (5°S, 170°E), (5°N, 170°E), (5°N, 160°E)を結ぶ測線上で実施した。使用した観測船は東海大学海洋学部所属の海洋調査実習船「望星丸Ⅱ世」(1,218トン)で、観測期間は1987年11月19日～12月5日までの17日間である。第2図に高層気象観測を実施した位置を示す。図中の a₁, a₂, ……は海域別のフラックスを求めるために便宜的に分類した海域を示す記号である。

一般海上気象観測は船舶気象観測指針に準拠して1日8回3時間毎に実施した。このうち風向風速は船の前部マスト中段(海面高度14.1m)に取り付けた光電式小型3杯風速計と矢羽板式風向計で測定した。温度、湿度は同じくマストに取り付けた白金抵抗式通風乾湿計ならびにデッキ(海面高度5.6m)においてアスマン通風乾湿計で測定した。なおデッキでの測定値については船体

加熱の影響のないデータを使用した。海面水温は船のエンジン冷却水のモニター記録を使用し、適宜採水による水温の実測値を用いて校正を行った。船体加熱の影響の有無の判定は気温と海面水温の時系列を参考にして決めた。具体的には気温の時系列において日の出後の観測値が日の出前に比べてスパイク状に急激に昇温していて、水温よりも大きくなっている場合を影響ありとした。このときは船体加熱によって気温が急激に上昇していると考えられるからである。

一方、高層気象観測はオメガゾンデを用いて1日4回6時間毎(但し、一部は3時間毎)に行った。オメガゾンデを使用した高層気象観測装置の概要および観測値の精度等については別の報告(萩野谷・藤谷, 1989)を参照されたい。オメガゾンデを使用した今回の高層気象観測においては、気圧、気温、湿度の測定値は高度2,000mまで2秒間隔で、一方、風向・風速と2,000m以上の気圧、気温、湿度は10秒間隔で得られる。この結果、高度分解能は2秒間隔のサンプリングデータの場合10m程度となり、温度、湿度のデータは海洋上の大気境界層の構造を解析するためのデータとして十分使用できる。

3. 解析方法

3時間毎に得られている一般海上気象観測資料を用いて、Kondo (1975) のバルク法に基づいて、海面粗度の風速依存性を陽に含んだ Yasuda (1981) の式によって、顕熱および潜熱フラックスを求めた。一方、海面における熱収支の計算に必要な日射量・長波放射量については、今回の観測では直接測定を実施していないので、Kondo and Miura (1985) の実験式を用いて、雲量・海上での水蒸気圧および露点温度からこれら放射量の値を推定した。このようにして求めたフラックスの値を用いて、第2図に示したような海域別の熱収支を計算した。

一方、6時間毎に得られている高層気象観測資料については、大気境界層の構造を知るため高度2,000m以下の高分解能データを用いて解析を行った。解析にあたって混合層高度を求めたが、通常よく行われるように、温位勾配が顕著に変化する高度をもって混合層高度とした。ただし、温位プロファイルから明確に決められない場合には、比湿プロファイルも参考にして混合層高度を求めた。なお、この解析で使用している温位は、解析の対象が熱帯の海洋上という水蒸気量の多い領域を対象としているので、次に示す式で定義される、仮温位 (virtual potential temperature) θ_v を使用している。

$$\theta_v = T_v \left(\frac{P_0}{P} \right)^\kappa, \quad \kappa = R_d(1 - 0.23q)/C_{pd}$$

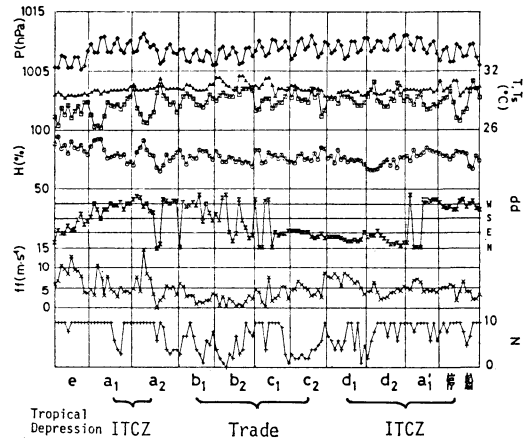
ここで T_v は仮温度、 P は気圧、 P_0 は海面気圧、 κ は温位指数、 R_d は乾燥空気の気体定数、 q は比湿、 C_{pd} は乾燥空気の定圧比熱である。特に断わりがない限り、以降の記述における温位はすべて仮温位のことを指すことにする。

4. 解析結果

4.1 気象要素の時系列

第3図に今回の観測で3時間毎に得られた一般海上気象観測の観測要素の時系列を示す。図中に停船とあるのは、160°Eの赤道線上において係留系を揚収するために12月4日～5日に停船していたときに得られたデータである。

風速は後でも述べるように、観測開始直後に熱帯低気圧 (Tropical Depression) の近傍を通過したことによって $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 前後の値を示しているが、それ以外は $5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 前後の値である。しかし、5°Sに沿った測線においては風速が弱く、熱帯無風帯のような様相を示してい



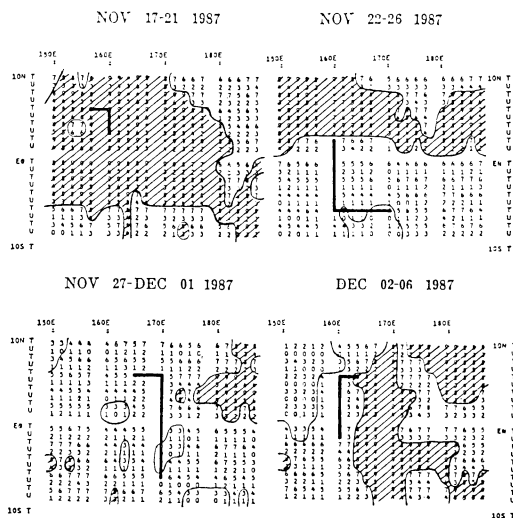
第3図 海上気象観測結果の時系列。気象状況は台風、偏東貿易風帯 (trades) および熱帯収束帯 (ITCZ) に分類。海域を記号で示す。気圧 (P)、気温 (T, □印)、海面温度 (Ts, △印)、湿度 (H)、風向 (dd)、風速 (ff)、全雲量 (N)。

る。それ以降は $5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 前後の値を示しており、観測船の近傍をスコールラインなどの擾乱が通過するのに伴って、 $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 近くの風速となっている。一方、風向は160°Eを南下しているときは西寄りであったが、170°Eを北上しているとき、5°Nを西に向かっていているときはほぼ定常的に東から北東であった。

気温はほぼ26°C～30°Cの範囲内にあったが図からも明らかに弱風時には海面水温より高くなっている場合が認められる。この場合の気温の測定値は船体加熱の影響を受けていると思われるので、以後の熱収支の解析には使用しなかった。一方、海面水温はほぼ29°C～31°Cの範囲にありほぼ一定であったが、5°Sに沿う測線においては風速が小さいこともあって、多少日変化の傾向が認められる。ただし、その日較差は1.5°C程度となっており、これまで言われている値 (例えば Roll (1965) によれば、風が弱く快晴の場合の熱帯域の日較差の平均値は1.59°Cである) と大差はない。しかし今回の観測の場合には船は1日約400km (緯度・経度幅で約4°) 航走しているので、その間に気温や海面温度の場所による変化が考えられるため、より詳細な解析は不可能である。

雲量についてみると、出港直後の熱帯低気圧の影響で $e \cdot a_1 \cdot a_2$ の海域においては雲量は多くの場合10であったが、それ以外の $b_1 \cdot b_2 \cdot c_1 \cdot c_2 \cdot d_1$ の海域においては雲量は少

CLOUD AMOUNT



第4図 「ひまわり」による5日間平均雲量の分布。太線は船の通過路。斜線部分は全雲量8以上の部分。

なく、その多くは積雲・積乱雲・絹雲であった。ただし、 $d_2 \cdot a_1$ の海域においては再び雲量が増加し、10あるいはそれに近い値を示している。第4図には静止気象衛星「ひまわり」で得られた $2^\circ \times 2^\circ$ メッシュの5日平均の全雲量分布を示してあるが、先に述べたように $e \cdot a_1 \cdot d_2$ 海域以外では観測海域は概ね全雲量8以下で、対流活動はあまり活発ではなかった。この傾向は、「ひまわり」によって得られた等価黒体温度(T_{BB})と上層雲量から推定した対流活動域の分布にも現れており、月平均でみると、11月にはITCZは $5^\circ N$ を中心に $160^\circ E$ から $180^\circ E$ 付近で活発であったことがわかる(気象庁気候系監視報告 No. 87-11)。

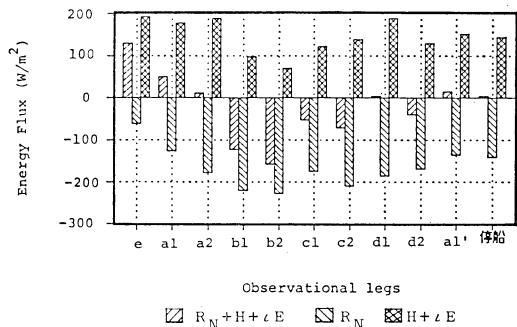
4.2 海面における熱収支

海域別に求めた顕熱・潜熱フラックスおよび正味放射フラックスの値を第5図に示す。ここで正味放射量 R_N については、先に述べた実験式から求めた日射量 $S \cdot$ 下向き長波放射量 $L^\downarrow$ および海面水温 T_s から次式を用いて求めた。

$$R_N = (1 - \alpha)S + \epsilon(L^\downarrow - \sigma T_s^4)$$

ここで α はアルベード($=0.06$)、 ϵ は射出率($=0.96$)、 σ はStefan-Boltzman定数である。なお、フラックスの符号については上向きを正、下向きを負としている。

先に述べたように台風の影響でボナペから $160^\circ E$ の



第5図 海域別フラックスおよびボーエン比。
H: 顕熱, LE: 潜熱, R_N : 正味放射。

測線上(海域 e, a_1)の顕熱・潜熱の値が大きい。これは風速が大きいことと、気温と海面温度の差が大きいことによる。また $5^\circ S$ に沿った測線上(海域 b_1, b_2)では先にも述べたように対流活動が活発でなかったため他の海域に比べて顕熱・潜熱の値が小さい。 c_1 以降の海域においては対流活動が活発になるにつれて潜熱フラックスの値が大きくなっている。全観測期間中の平均顕熱は $10.3 W \cdot m^{-2}$ 、潜熱は $137.9 W \cdot m^{-2}$ 、ボーエン比は0.075となった。これらの値はこれまでに熱帯海域で得られている値と比較して大差ない。第1表にAugstein (1980)によってまとめられた熱帯海域でのフラックスとボーエン比の値と、1987年1月～2月に実施されたエル・ニーニョ緊急調査(JENEX 87)の観測結果および今回の観測結果をまとめて示してある。Augstein (1980)がまとめた観測以外についても、気象状況を偏東貿易風帯(trades)と熱帯収束帯(ITCZ)に分け、さらに擾乱の有無についても区別して示してある。tradesとITCZの区別については、気象状況(風向と風速・気温のvariability, 境界層の鉛直構造など)と、「ひまわり」による雲量分布から判別し、また擾乱の有無については、一般海上気象観測時に魚眼レンズを用いて撮影した全天写真の雲分布、および観測前1時間以内における降水の有無などから判別した。なお、第3図下部にtradesとITCZの区分が示されている。

今回の観測結果について、偏東貿易風帯と熱帯収束帯でのフラックスの値を見ると、偏東貿易風帯では顕熱フラックスは $6.3 W \cdot m^{-2}$ 、潜熱フラックスは $101.0 W \cdot m^{-2}$ 、ボーエン比は0.062となり、熱帯収束帯ではそれぞれ $11.5 W \cdot m^{-2}$ 、 $151.1 W \cdot m^{-2}$ 、0.076となった。また擾乱の有無により顕熱・潜熱の大きさを分類すると、擾乱

第1表 熱帯域における海面フラックスの観測結果

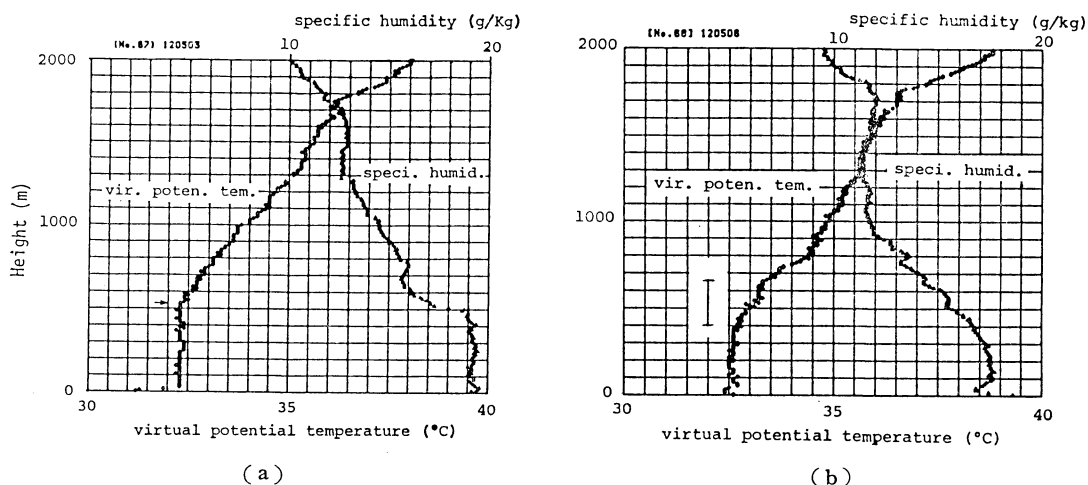
研 究 者		観 測 海 域				IE (W・m ⁻²)	H (W・m ⁻²)	B	メ モ
		trades		ITCZ					
		擾 乱 の 有 無							
		有	無	有	無				
Holland & Rasmusson(1973)			○			175	15	.086	BOMEX
Augstein & Wagner (1975)			○			185	9	.051	ATEX
Hoerber (1969)			○			135	5	.034	Meteor cruise 1965
Garstang (1967)			○			160	4	.028	Crawford cruises 1957 & 1963
Warsh (1973)			○			140	7	.050	Barbados Ex. 1968
Augstein & Wagner (1975)		○				140	7	.050	ATEX
Garstang (1967)		○				175	13	.075	Crawford cruises 1957 & 1969
Warsh (1973)		○				80	16	.200	Barbados Ex. 1968
Hasse <i>et al.</i> (1979)					○	96	5	.052	GATE
Hasse <i>et al.</i> (1979)				○		110	21	.190	GATE
Barnes (1977)					○	80	8	.100	GATE
Barnes (1977)				○		160	30	.190	GATE
Mori (1987)					○	140	7	.053	JENEX-87 (Bulk method)
Mori (1987)				○		130	14	.110	JENEX-87 (Bulk method)
Present study					○	145	9	.059	JAPACS-87 (Bulk method)
Present study				○		188	31	.163	JAPACS-87 (Bulk method)
Present study			○			95	6	.058	JAPACS-87 (Bulk method)
Present study		○				147	12	.083	JAPACS-87 (Bulk method)
平 均 値		B	.102	.051	.163	.066			

時の平均顕熱は $H=24.5 W \cdot m^{-2}$, 潜熱は $IE=174.1 W \cdot m^{-2}$, ボーエン比は $B(=H/IE)=0.141$, 擾乱のないときは $H=7.4 W \cdot m^{-2}$, $IE=125.8 W \cdot m^{-2}$, $B=0.059$ である。今回の解析ではバルク係数の安定度依存性は Kondo (1975) の関係を使用している。一般に擾乱時は静穏時に比べて風速, 海面温度と気温の差および比湿差がそれぞれ大きいので, 大気の安定度は擾乱時と静穏時ではそれほど大きな違いはない。フラックスの大きさの違いは第一近似として風速, 温湿度場の違いで説明できる。

一方, 正味放射量についてみると, 観測初期の e の海域においては熱帯低気圧の影響を受けて値が $50 W \cdot m^{-2}$ 程度と小さいが, それ以外の海域では $100 W \cdot m^{-2}$ 以上の値を示しており, 特に雲量の少ない偏東貿易風帯であ

った $b_1 \cdot b_2$ の海域では $200 W \cdot m^{-2}$ 程度となっている。しかし, 雲量の多い ITCZ の領域では $150 W \cdot m^{-2}$ 程度と多少減少している。

正味放射量および顕熱・潜熱フラックスの和として求めた海面における熱フラックスの値は, 図からも明らかのように, 観測開始直後のいわゆる台風発生初期のような大規模な擾乱がある場合には, 悪天候のため正味入力放射 R_N よりも顕熱と潜熱 ($H+IE$) が上回り, 正味熱フラックス (R_N+H+IE) は負となり海面下から海面へ向けて熱供給があることがわかる。偏東貿易風の影響を受けた $b_1 \cdot b_2 \cdot c_1 \cdot c_2$ の海域においては正味熱フラックスは正となり, 海面下へ熱が補給され, 貯熱や海流による移流熱に分配される。さらに, 熱帯収束帯の影響を受け



第6図 温位分布, 比湿分布の観測例。(a)は温位分布に顕著なキンクが認められる場合, (b)は顕著なキンクが認められない場合。矢印は混合層高度。縦棒は推定される混合層高度の範囲。

ていると思われる海域 $d_1 \cdot d_2 \cdot a_1'$ および停船域においては正味熱フラックスはごくわずかに負であるが, ほぼ正味入力放射と顕熱と潜熱フラックスの和はバランスしている。このような傾向は GATE の結果 (Falkovich, 1982) にも認められる。

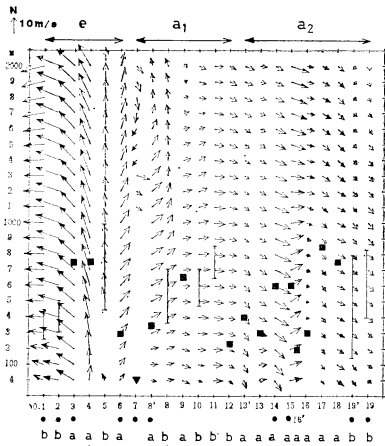
4.3 混合層の構造

熱帯海域における混合層の構造について, 古くは Bunker *et al.* (1949) の飛行機観測の結果, 最近では ATEX や GATE の観測結果 (Augstein, 1980) があるが, これらは大西洋におけるものであり, 太平洋赤道域では MONEX 期間中の特別観測 (文字他, 1981; 安田, 1981) を除いてほとんどない。今回の観測航海では計77回のオメガゾンデによる観測を実施しており, 大気境界層中の気温・湿度の鉛直分布について高分解能の資料が得られている。これらの資料を解析して, 熱帯海洋上の混合層の構造を明らかにした。

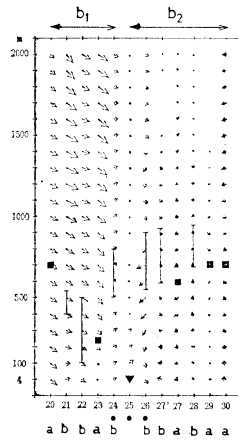
第6図に混合層中の温位および比湿の鉛直分布の例を示す。(a)は12月5日02時20分 (JST) に $0^\circ\text{N} \cdot 160^\circ\text{E}$ で, (b)は12月5日05時23分 (JST) に $0^\circ\text{N} \cdot 160^\circ\text{E}$ で得られたものである。(a)は温位分布に顕著なキンクが認められ, 混合層高度が容易に決定できる場合, (b)は温位分布に顕著なキンクが認められず, 混合層高度の決定が容易でない場合の典型的な例である。この2つは混合層が認められる場合である。その他に図は省略するが海面まで全層安定成層していて混合層が全く認められない場合も観測された。これは降水後によくみられた。

第7図に全観測期間中の混合層高度(■印)と2,000mまでの風向・風速の分布(←印)を示す。混合層が認められないものについては図の中に▼印で示してある。また, 混合層高度を決定する場合に, 得られる値に幅がある場合には縦の線でその幅を示した。各々の観測番号の下には, 上に述べた温位分布の型を示してある。さらに, 観測の前後3時間以内に降水が観測された場合には擾乱があったものとして, a・bの上●に印を付け, 区別して示してある。なお, 図の縦軸は高度を示しているが100m以下の4mは観測船上の値を示している。

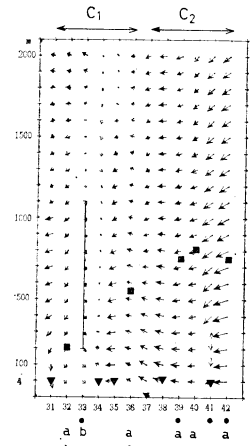
得られた混合層高度はいずれも1,000m以下である。陸上の混合層高度よりも低いのは海面からの顕熱が小さいためである。以下, 観測別に特徴を述べる。No. 8' と No. 8 の間には1時間の時間差があり, 水平距離にして約17km離れている。あとで述べる顕熱の収束による混合層発達モデルでは, No. 8' と No. 8 の混合層高度の差(350m)は説明できない。これは擾乱の影響を受けたもの(No. 8')とそうでないもの(No. 8)で混合層の構造が異なるためである。 5°N 測線上の観測点である No. 43'~No. 54 では, この時期擾乱もなく混合層高度が700~800m程度で安定している。No. 59~No. 70は($0^\circ\text{N}, 160^\circ\text{E}$)の地点で, 停船時に3時間毎に観測した結果である。2日間だけの観測であるが, No. 59~62の観測に相当する半日間では混合層高度がほぼ一定になっており, No. 63~65の観測に対応する6時間の間では擾乱の通過によって混合層が解消されており, 一方, No.



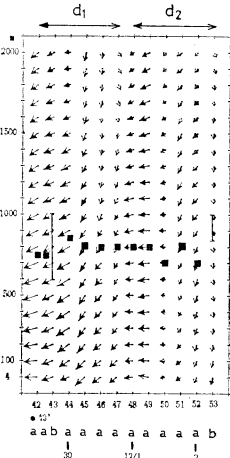
(1)



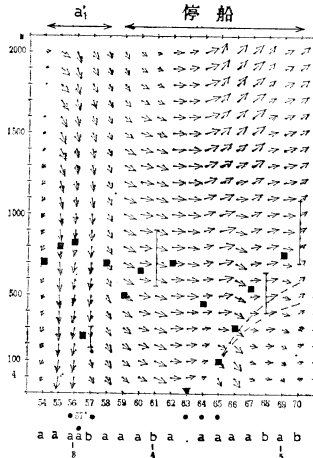
(2)



(3)



(4)



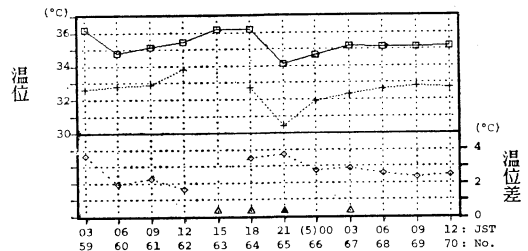
(5)

第7図 全観測の混合層高度 (■または I), 風向風速 (→), 擾乱の有無 (●) および温位分布の形。▼印は混合層が形成されていないデータ。No. は観測 Run No., a および b はそれぞれ第6図の a タイプおよび b タイプの分布に属することを表す。日付を付してある時刻は 00Z, No. 1~No. 58 は 6 時間毎の観測, No. 59~No. 70 は 3 時間毎の観測である。No. 65~70 の 2 本の破線は上側が $a=0.2$, $\bar{w}=0\text{m}\cdot\text{day}^{-1}$, 下側が $a=0.2$, $\bar{w}=-313\text{m}\cdot\text{day}^{-1}$ の場合の混合層高度のシミュレーション結果。

65~No. 70 に対応する 18 時間の間では混合層高度が発達する様子が認められる。

第 8 図に上で述べた停船時 (No. 59~70) の、混合層内の平均温位と海面温位 (海面温度とその温度における飽和比湿を用いて計算した仮温位), およびその差の時間変化を示す。擾乱がない場合には温位の日変化はほとんどなく、擾乱の通過に伴って平均温位・海面水温および両者の差が急激に変化していることがわかる。

混合層が認められた観測を、先に述べたような擾乱の有無の基準にしたがって分類し、混合層高度・混合層の平均温位・擾乱の前後での平均温位差について、それぞれの場合の平均値と標準偏差を求めたものを第 2 表に示



第 8 図 停船時の混合層内の平均温位 (+ 印), 海面温位 (□ 印) および両者の差 (◇ 印). ▲ 印は観測時に降水あり, △ 印は降水擾乱の影響があるデータ。横軸は時刻 (JST) と Run No. である。

第2表 擾乱の有無による混合層高度 ($\bar{h}$), 平均温位 ($\bar{\theta}_v$) および擾乱の前後での温位差 ($\Delta\theta_v$). 擾乱なしのものは直前の観測に比べて温位低下が見られたときの平均値. σ は標準偏差を表す. タイプbの混合層高度 $\bar{h}$ は推定される混合層高度の上端 (上) および下端 (下) の値を示す.

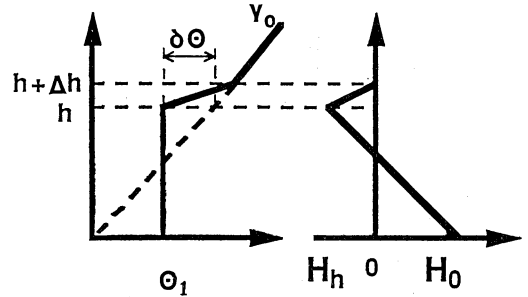
	タイプ		データ数	%	$\bar{h}$ (m)	σ_h (m)	$\bar{\theta}_v$ (°C)	σ (°C)	$\Delta\theta$ (°C)	σ (°C)
擾乱あり	a		11	48	468	217	31.6	0.7	-2.1	1.43
	b	上	8	35	317	131	32.1	1.2		
		下			694	237				
	なし		4	17	—	—	—	—	—	—
擾乱なし	a		35	65	650	190	33.0	0.9	-0.9	0.77
	b	上	14	26	542	181	33.2	0.5		
		下			850	176				
	なし		5	9	—	—	—	—	—	—

してある. ただし, 擾乱のないときの温位差は直前の観測に比べて温位低下が見られたときの平均値である. この結果をみると, 擾乱がある場合はない場合に比較して, ①混合層高度が低く, かつ高度のバラツキも大きく, ②平均温位も多少低下し, その標準偏差も大きく, ③混合層がないかまたは混合層高度を容易に決定できないb型の占める割合が大きく, ④擾乱前後での平均温位差が大きい. 擾乱の通過に伴って混合層の温位分布が変化し, 温位分布に顕著なキンクが認められなくなった, あるいは混合層が解消して, 接地境界層まで安定な温位分布になることは, これまでの観測結果でも指摘されている. これらを生じさせる原因としては, ①降水の蒸発によって引き起こされる下降流やあるいは遷移層のエントレインメント (Betts, 1976a), ②スコールラインの積乱雲による 200 hPa 以上の降下 (Zipser, 1977) などが考えられる.

上に述べたような特徴を基に, 次節で簡単な乾燥混合層発達モデルを使って熱帯域の混合層の維持機構について考察する.

4.4 混合層の維持機構について

上に述べた観測結果に基づいて, 擾乱がない場合の混合層の維持機構について考察する. 陸上における混合層の発達過程については, 顕熱の供給のみを考慮して, 従来から多くのモデルが提案されている (例えば Carson, 1973). また熱帯海洋上の混合層についても, 降水による潜熱の放出を考慮しないモデルが提案されている (Betts, 1976 b). ここではこの考え方を拡張して熱帯域の混合



第9図 混合層の分布モデル.

$t'=0$ (初期時刻) と $t'=t$ での温位 θ の高度分布(a), $t'=t$ での顕熱フラックス H の分布(b). (a)で太い破線が $t'=0$, 太い実線が $t'=t$ の分布を表す. なお, Δh は h に比べて微小である.

層高度を, 次のようにモデル化する. 混合層上端での一般場の沈降が $\bar{w}$ であるときの混合層の発達を, 海面からの顕熱と, 混合層上端でのエントレインメントによって生じた下向きフラックスとによって記述する. 更に気柱の正味放射による冷却も考慮する. 式を導出する前にシノプティックスケールの水平移流 (水平方向の温位勾配により生ずる移流) の大きさを見積もっておく. 気温の水平温度勾配は擾乱のないときの移動している船舶の気温データから推定した.

$$C_p \rho \cdot U \frac{\partial \theta}{\partial x} \sim C_p \rho \cdot 10 \text{ (m} \cdot \text{s}^{-1}) \frac{1 \text{ (deg)}}{100 \text{ (km)}} \sim 0.12 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$$

一方, 海面からの顕熱は約 $10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ であるのでシノブ

ティックスケールの水平移流の効果は無視できる。以下では水平方向に温位が一樣であると考える。

第9図のように混合層の上に初期の温位勾配が γ_0 の安定層が存在する場合を考える。この層に海面から H_0 の顕熱と、混合層上端からエントレインメントにより生じた下向きの顕熱 $H_h = -aH_0$ (a はエントレインメント率) が供給されて混合層が発達するものとする。また気柱の正味放射による冷却量を $(\partial\theta/\partial t)_{\text{RAD}}$ とし、この冷却率で混合層より上層も一樣に冷却するとする。このとき混合層高度 h と混合層内の温位の変化率 $(\partial\theta_1/\partial t)$ は次のように表わされる (Appendix 参照)。

(i) 平均的な沈降流が存在しない場合

$$h^2 = \frac{2H_0 t}{C_p \rho \gamma_0} (1 + 2a) + h^2(t=0) \quad (1)$$

$$\frac{\partial\theta_1}{\partial t} = \frac{H_0(1+a)}{C_p \rho h} - \left(\frac{\partial\theta}{\partial t} \right)_{\text{RAD}} \quad (2)$$

(ii) 平均的な沈降流 $\bar{w}$ が存在し、かつ混合層高度が定常になった場合

$$h = \frac{H_0(1+a)}{C_p \rho \gamma_0} \frac{1}{-\bar{w}} \quad (3)$$

$$\frac{\partial\theta_1}{\partial t} = \frac{H_0(1+a)}{C_p \rho h} - \left(\frac{\partial\theta}{\partial t} \right)_{\text{RAD}} \quad (4)$$

ここで C_p は空気の定圧比熱、 ρ は空気の密度、 t は混合層が発達し始めた時からの時間、 $h(t=0)$ は初期の混合層高度である。

上で導出した(3)、(4)式を用いて、混合層上端での平均的な沈降流の大きさと放射による混合層内の冷却率を求めた。用いた観測資料は、3日間にわたって混合層高度がほぼ一定であり、混合層がほぼ定常状態にある、従って $(\partial\theta_1/\partial t) = 0$ と考えられる、海域 $d_1 \cdot d_2$ で得られたもの (観測番号 No. 42~54) である。この場合の平均的な値は、 $h = 750 \text{ m}$ 、 $H_0 = 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 、 $\gamma_0 = 0.004 \text{ K} \cdot \text{m}^{-1}$ である。なお、エントレインメント率は $a = 0$ と 0.2 の2種類を使用し、また $\rho = 1.1 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ 、 $C_p = 1004.6 \text{ J} \cdot (\text{kg} \cdot \text{K})^{-1}$ とした。得られた結果は以下の通りである。

(ii-1) $a = 0$ のとき

$$\bar{w} = -0.0030 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} (= -261 \text{ m} \cdot \text{day}^{-1})$$

$$\left(\frac{\partial\theta}{\partial t} \right)_{\text{RAD}} = 1.0 \text{ K} \cdot \text{day}^{-1}$$

(ii-2) $a = 0.2$ のとき

$$\bar{w} = -0.0036 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} (= -313 \text{ m} \cdot \text{day}^{-1})$$

$$\left(\frac{\partial\theta}{\partial t} \right)_{\text{RAD}} = 1.3 \text{ K} \cdot \text{day}^{-1}$$

以上のようにして求めた沈降流の大きさと、高層観測データから見積った沈降量との比較を行う。使用した観

測データは、観測船で得られた高層観測データおよび観測海域付近の島の高層観測データである。使用した高層観測地点 (島) はボナベ・タラワ・クウェジェリン・マジュロである。それぞれの位置を第1図に示す。計算方法を簡単に記す。島の高層観測データは指定気圧面データおよび特異点データを用いて地上から 25 hPa 毎の値を内挿して基礎データとした。次に島の観測地点と船の位置とを結んでできる多角形を作る。そして内挿した風向・風速データを用いて連続の式を地上から $2,000 \text{ m}$ まで積分し混合層高度付近 ($\sim 750 \text{ m}$) の沈降量 (鉛直速度) を求めた。高層観測データの解析の結果、観測海域の平均的な沈降量は約 $-300 \text{ m} \cdot \text{day}^{-1}$ となった。これから大気混合層モデルから求めた沈降量が妥当な値であることがわかる。

一方、今回得られた放射による冷却率の値 ($1.0 \sim 1.3 \text{ K} \cdot \text{day}^{-1}$) は、例えば Freeman and Liou (1979) による雲を考慮した計算結果とも一致している。

以上の結果から、熱帯域の混合層高度維持機構として大規模場の沈降が重要な役割をしていること、および顕熱と放射だけのバランスで混合層内の温位が維持されていることが明らかとなった。

さて、先に述べた停船時の擾乱通過後のデータ (No. 65~No. 70) に対して、ジャンプモデルで求めた混合層発達式を適用し、混合層の発達をシミュレートした。 $a = 0.2$ で沈降のない場合は式(1)、(2)を用いた。 $a = 0.2$ で沈降のある場合は解析的に解けないので(A2)~(A5)を数値的に解いた。得られた結果を第7図に破線で示した。シミュレーションは観測結果に比べて低めである。この差はシノプティックスケールより小さい、水平方向の温度場の非一様性や沈降流の非一様性が現れたものである。

5. おわりに

中部太平洋赤道海域において観測船を用いて実施した、1日8回3時間毎の一般海上気象観測と、1日4回6時間毎のオメガゾンデによる高層気象観測のデータを解析し、熱帯海洋上の大気境界層の熱収支について明らかにした。得られた結果をまとめると次のようになる。

(1) 得られた気象要素の時系列および静止気象衛星「ひまわり」で得られた資料から、観測船は偏東貿易風帯と熱帯収束帯の2つの領域において観測を実施したことが明らかとなった。

(2) 一般海上気象資料からバルク法と実験式とを用い

て顕熱・潜熱フラックスおよび正味放射量を求めた。全観測期間における平均の顕熱フラックスは $10.3 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 、潜熱フラックスは $137.9 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 、ボーエン比は 0.075 となっている。

- (3) 偏東貿易風帯と熱帯収束帯でフラックスの値は変化し、偏東貿易風帯では顕熱フラックスは $6.3 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 、潜熱フラックスは $101.0 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 、ボーエン比は 0.062 となり、熱帯収束帯ではそれぞれ $11.5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 、 $151.1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 、 0.076 となった。
- (4) 擾乱の有無によって顕熱・潜熱フラックスの値は変化し、偏東貿易風帯の場合には擾乱がある場合のボーエン比は 0.083 、擾乱がない場合は 0.058 となった。また熱帯収束帯の場合には擾乱がある場合のボーエン比は 0.163 、擾乱がない場合は 0.059 となった。
- (5) 海面における熱収支は、偏東貿易風帯では正味熱フラックスは正となり、海面下に熱が供給されるが、熱帯収束帯においては正味入力放射と顕熱および潜熱フラックスの和がバランスしている。
- (6) 高層気象観測資料から混合層高度を求めた。擾乱の有無によって混合層高度は変化し、擾乱がない場合の平均的な高度は 750 m 程度となっている。擾乱がある場合には混合層高度が低く、擾乱の通過に伴って混合層が解消される。
- (7) 熱帯海域における混合層の維持機構を明らかにするために、海面からの顕熱の供給、大規模場の沈降および放射による冷却を考慮した混合層の1次元ジャンプモデルを用いて考察を行った。その結果、擾乱のない熱帯域海上の大気境界層は海面からの顕熱の供給による加熱量と放射による大気自身の冷却量がバランスして温度分布に顕著な日変化が見られないこと、またシノプティックスケールの沈降が混合層高度を一定に保っていることが明らかとなった。
- (8) 擾乱の通過後からの混合層の発達についても、今回の1次元モデルで表現できることが明らかとなった。

観測資料を解析することによって熱帯海洋上の混合層の熱収支や維持機構について、いくつかのことを明らかにすることができたが、問題点も残されている。

例えば、積乱雲の発達による擾乱通過によって混合層は一気に解消されるため海上の混合層は水平方向に一樣ではなくパッチ状の構造をしている。このためにシノプティックスケールより小さいスケールの水平方向の移流が生じる可能性があり、これが混合層内の温位維持機構

にもかかわってくると思われる。更に降水を伴う場合は降水域とその頻度も考慮する必要がある。

この論文において扱ったように、海洋上の混合層の熱収支やそのモデル化には顕熱が小さいことと、大気中の水蒸気量が多いため相対的に放射の効果が重要になってくる。このため気柱の放射冷却量に対しては水蒸気量（例えば有効水蒸気量または水蒸気圧）および雲量などで表現した簡単なパラメータ化を考えることが必要である。また海面熱収支解析については日射量の変化すなわち雲量の変化が正味入力放射量を左右しているので、今後の観測では日射や長波放射の観測を行うとともに日射や長波放射を、海上での他の観測データから推定する方法についても検討する。これらの結果を使い、更に島、他の船舶データ、衛星データ等を使って熱帯域全域の海面収支を見積り、大気循環との関連を明らかにする。

謝 辞

本研究は昭和62年度科学技術庁科学技術振興調整費「太平洋における大気・海洋変動と気候変動に関する国際共同研究（JAPACS）」によって行われた。研究計画の実施にあたり、いろいろと御指導を頂いた研究推進委員会（委員長：松野東大教授）に対して感謝致します。

望星丸Ⅱ世への乗船については、東海大学海洋学部の関係者の方々にお世話になりました。また、船上での観測にあたっては気象庁海上気象課の藤田脩二氏、(財)日本気象協会の山形忠和、森谷政明、市川雅史の各氏、並びに東海大学の伊東崇、寺村正実両君には大変お世話になりました。気象研究所予報研究部の森一正氏には、観測海域の総観場のデータ処理方法を教えて頂き、またJENEX-87の観測データを提供して頂きました。気象衛星センターの村山信彦所長には衛星データの入手にあたりお世話になりました。気象研究所物理気象研究部の新野宏主任研究官には有益な議論をして頂きました。関係の方々に誌上にて謝意を表します。

[Appendix]

混合層発達モデルの導出

水平方向に温位が一樣な場合の熱エネルギー保存則は

$$C_p \rho \left\{ \frac{\partial \theta}{\partial t} + \bar{w} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right\} = - \frac{\partial H}{\partial z} \quad (\text{A1})$$

なお放射の効果は $(\partial \theta / \partial t)$ を $(\partial \theta / \partial t) + (\partial \theta / \partial t)_{\text{RAD}}$ と置くことにより含めることができる。ここでは簡単のため放射の効果を陽に含まない形で導出する。(A1)式を第9図(a)の1次元ジャンプモデルに適用する。(A1)

を $z=0$ から h まで積分すると混合層内での温位の変化率が得られる。

$$C_p \rho \frac{\partial \theta_1}{\partial t} = \frac{H_0 - H_h}{h} \quad (A2)$$

一方、混合層上端での微少な厚さ Δh の層 $h \sim h + \Delta h$ で温位分布が連続的に変化しているとし、(A1) を h から $h + \Delta h$ まで積分し、 $\Delta h \rightarrow 0$ とすると混合層上端での温位ジャンプ $\delta \theta$ とそこでの顕熱フラックス H_h の関係が次のように得られる。

$$\left(\frac{\partial h}{\partial t} - \bar{w} \right) \delta \theta = - \frac{H_h}{C_p \rho} \quad (A3)$$

ここで、左辺第1項は

$$\lim_{\Delta h \rightarrow 0} \int_h^{h+\Delta h} \frac{\partial \theta(z, t)}{\partial t} dz = \lim_{\Delta h \rightarrow 0} \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \int_h^{h+\Delta h} \theta(z, t) dz - \theta(h + \Delta h, t) \frac{\partial(h + \Delta h)}{\partial t} + \theta(h, t) \frac{\partial h}{\partial t} \right\}$$

において

$$\theta(z, t) = \frac{\delta \theta(z, t) + \Delta h \gamma_0}{\Delta h} \{z - h(t)\} + \theta_0 \quad h \leq z \leq h + \Delta h$$

を代入して得た。

また、第9図(a)から容易に混合層上端での温位変化率

$$\frac{\partial(\theta_1 + \delta \theta)}{\partial t} = \left(\frac{\partial h}{\partial t} - \bar{w} \right) \gamma_0 \quad (A4)$$

が得られる。

(A2)~(A4) で γ_0 , H_0 , $\bar{w}$ を既知条件とすれば未知量は $(H_h, \theta_1, \delta \theta, h)$ となる。方程式を閉じさせるためにはもう一つ式が必要となる。ここでは H_h についての補足式を仮定する。

$$H_h = -a H_0, \quad (A5)$$

(a = 一定値: エントレインメント率)

つぎに一般場の上昇流が $\bar{w}=0$ と $\bar{w} \neq 0$ の2つの場合について(A2)~(A5)を解く。

* $\bar{w}=0$ の場合。

$$h^2 = \frac{2 t H_0}{C_p \rho \gamma_0} (2a + 1) + h^2(t=0) \quad (A6)$$

$$\delta \theta = \frac{a}{1 + 2a} \gamma_0 h \quad (A7)$$

となる。ここで $h(t=0)$ は初期の混合層高度である。

* $\bar{w} \neq 0$ の場合

• $a=0$ のとき

$$h = \frac{1}{\gamma_0 \frac{g}{\theta} \bar{w}} \frac{g}{\theta} \frac{H_0}{C_p \rho} \ln \left| \frac{\gamma_0 \frac{g}{\theta} \bar{w}}{\frac{g}{\theta} \frac{H_0}{C_p \rho}} h + 1 \right| + \bar{w} t \quad (A8)$$

$$\delta \theta = 0 \quad (A9)$$

ただし、 $\partial h / \partial t \neq \bar{w}$

• $a \neq 0$ のとき

定常状態 ($\partial h / \partial t = 0$) の場合について解析的に解く。

$$h = - \frac{1+a}{\bar{w} \gamma_0} \frac{H_0}{C_p \rho} \quad (A10)$$

$$\delta \theta = - \frac{a}{\bar{w}} \frac{H_0}{C_p \rho} = \frac{a}{a+1} \gamma_0 h \quad (A11)$$

が得られる。

参考文献

- Augstein, E., 1980: The atmospheric boundary layer over the tropical oceans. *Meteorology Over The Tropical Oceans*, Roy. Met. Soc., 73-103.
- Betts, A.K., 1976a: The thermodynamic transformation of the tropical subcloud layer by precipitation and downdrafts, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1008-1020.
- , 1976b: Modeling subcloud layer structure and interaction with a shallow cumulus layer, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2363-2382.
- Bunker, A.F., B. Haurwitz, J.S., Malkus and H. Stommel, 1949: Vertical distribution of temperature and humidity over the Caribbean sea, *Pap. Phys. Oceanogr. Meteor.*, No. 11, 82 pp.
- Carson, D.J., 1973: The development of a dry inversion-capped convectively unstable boundary layer, *Quart. J. R. Met. Soc.*, **99**, 450-467.
- Falkovich, A.I., 1982: A/B and B-scale motion and balances in the ITCZ area, *GARP Publication series No. 25*, 237-273.
- Freeman, K.P. and K.N. Liou, 1979: Climatic effects of cirrus clouds, *Adv. Geophys.* **21**, 231-287.
- 萩野谷成徳, 藤谷徳之助, 1989: 「高層気象観測装置(MARWIN RAWINSONDE SET MW 12)」を使って, 天気, **36**, 99-103.
- Kondo, J., 1975: Air-sea bulk transfer coefficient in diabatic conditions, *Boundary-Layer Meteorol.* **9**, 91-112.
- , and A. Miura, 1985: Surface heat budget of the Western Pacific for May 1979, *J. Meteor. Soc. Japan*, **63**, 633-646.
- Kutuwada, K., 1989: Surface heat budget and heat balance in the oceanic mixed layer in the central equatorial Pacific Ocean during the 1986-1986 El Nino, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **45**, 154-165.
- 文字信貴, 吉門 洋, 光田 寧, 1981: 熱帯海洋上の大気境界層の構造, 京都大学防災研究所年報, 第24号 B-1, 371-380.

- Reed, P.K. 1985: An estimate of the climatological heat fluxes over the tropical Pacific Ocean, *J. Climate and Appl. Met.*, 24, 833-840.
- Roll, H.U., 1965: *Physics of the marine atmosphere*, Academic Press, 227-247.
- 住 明正, 1986: TOGA 計画の現状と今後の計画について, *天気*, 33, 233-235.
- Weare, B.C., P.T. Strub and M.D. Samuel, 1981: Annual mean surface heat fluxes in the tropical Pacific Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 705-

717.

- Yasuda, N. 1981: Modification of Kondo's formulas on the bulk transfer coefficients of turbulent fluxes over the ocean, *Sci. Rep. Tohoku Univ.*, Ser. 5, Geophysics, 28, 131-142.
- 安田延壽, 1981: 熱帯海洋上の大気境界層高度, 1981年度日本気象学会春季大会講演予稿集, 98.
- Zipser, E.J., 1977: Mesoscale and convective-scale downdrafts as distinct components of squall-line structure, *Mon. Wea. Rev.*, 105, 1568-1589.

金沢会議 (WPGM) の日程について

国際地球物理金沢会議 (1990 Western Pacific Geophysical Meeting) の日程が決まりました。気象学に関係した日程は以下の通りです (括弧内は座長)。

- 8月21日(火) 午前: 開会式
午後: A 3 大気電気 (河崎善一郎, 大阪大学)
- 22日(水) 午前 1: A 1 台風・熱帯気象 (山岬正紀, 気象研)
午前 2: A 2 海・気・陸面相互作用 (安成哲三, 筑波大)
午後: A 4 風と雲 (村山信彦)
- 23日(木) 午前・午後: SPR 7 成層圏の力学過程 (深尾昌一郎, 京大)
- 24日(金) 午前・午後: SPR 8 大気微量成分と大気化学 (小川利紘, 東大)
- いずれのセッションも厚生年金会館 (部屋は蓬莱) で

行われます。午前のセッションは8時30分から12時まで、午後のセッションは13時30分から17時までです。

参加希望の方は、6月21日までに参加登録をしてください。参加登録は、

「金沢会議気象学会実行委員会
郵便振替 東京 8-83568」

に、一般: 14,000円、学生: 7,000円、同伴者: 1,200円を振り込んで下さい。当日の登録料は、一般: 17,000円、学生: 8,500円になります。

宿泊の予約は各人をお願いします。実行委員会である程度部屋を確保していますので、希望される方は、木村まで御連絡下さい。

気象関係プログラム委員・木村竜治

164 中野区南台1-15-1, 東大海洋研究所

電話: 03-376-1251

FAX: 03-377-3395