

年平均赤道東西循環*

村上 多喜雄**

要 旨

赤道に沿う年平均東西循環を 200 hPa と地表における東西風, 即ち $\langle u_{200} \rangle$ と $\langle u_s \rangle$ を用いて定義する. $\langle u_{200} \rangle$ と $\langle u_s \rangle$ は近似的に逆位相 (バロクリック) である. 更に $\langle u_{200} \rangle$ ($\langle u_s \rangle$) と年平均 $\langle \text{OLR} \rangle$ とは同 (逆) 位相である. 最も積雲活動の活発なインドネシア上空では強い $\langle u_{200} \rangle$ の東風が吹き, 下降域の中心である東太平洋の 130°W 附近では $\langle u_{200} \rangle$ は西風である. 反対に $\langle u_s \rangle$ はインドネシア附近で西風, 東部太平洋で東風である. このように特異な $\langle u_{200} \rangle$ や $\langle u_s \rangle$ の構造は赤道における熱源分布 ($\langle \text{OLR} \rangle$) では説明できない. 年平均赤道東西循環は赤道から遠く離れた地域からの外力によって支配されている. 例えばモンスーン域や中緯度偏西風帯における年変動 (annual cycle) によって発生した Eliassen-Palm (E-P) 波束が重要なインパクトを与えている. 季節内擾乱 (周期90日以下) による E-P 波束も年平均東西循環の維持に貢献している.

1. はじめに

Bjerknes (1969) は赤道に沿う東西循環 (Walker Circulation) は海水温 (SST) の傾度によって生ずる熱的循環で, 地表気圧の最も低い西太平洋を上昇域 (updraft) の中心と定義した. 更に東太平洋における SST の年変動 (interannual variation) が Walker (1923) の提案した南方振動 (Southern Oscillation) と密接な関係があることを指摘し, ENSO (El Nino-Southern Oscillation) と総称した. その後多くの研究者 (Arkin and Webster, 1985; Wang and Murakami, 1988; Webster and Yang, 1992; Wang, 1992A) により ENSO についての知見が深まった. 東太平洋における SST 上昇に伴って地表気圧が低くなり, 対流圏下 (上) 層では収束 (発散) が起こり, 積雲活動が盛んになる. 上昇域に相対的に対流圏上 (下) 層の西側では東 (西) 風が誘発され, 反対に東側では西 (東) 風が卓越する. 即ち熱源 (上昇域) と東西風は 4 分の 1 波長のずれがある. このように ENSO に伴う Walker Circulation (長年平均からのずれ) の構造

は Gill (1980), Lim and Chang (1983), Lau and Lim (1984) 等によって求められた定常解, 即ち赤道に与えられた熱源 (外力) によって誘起される擾乱と良く似ている.

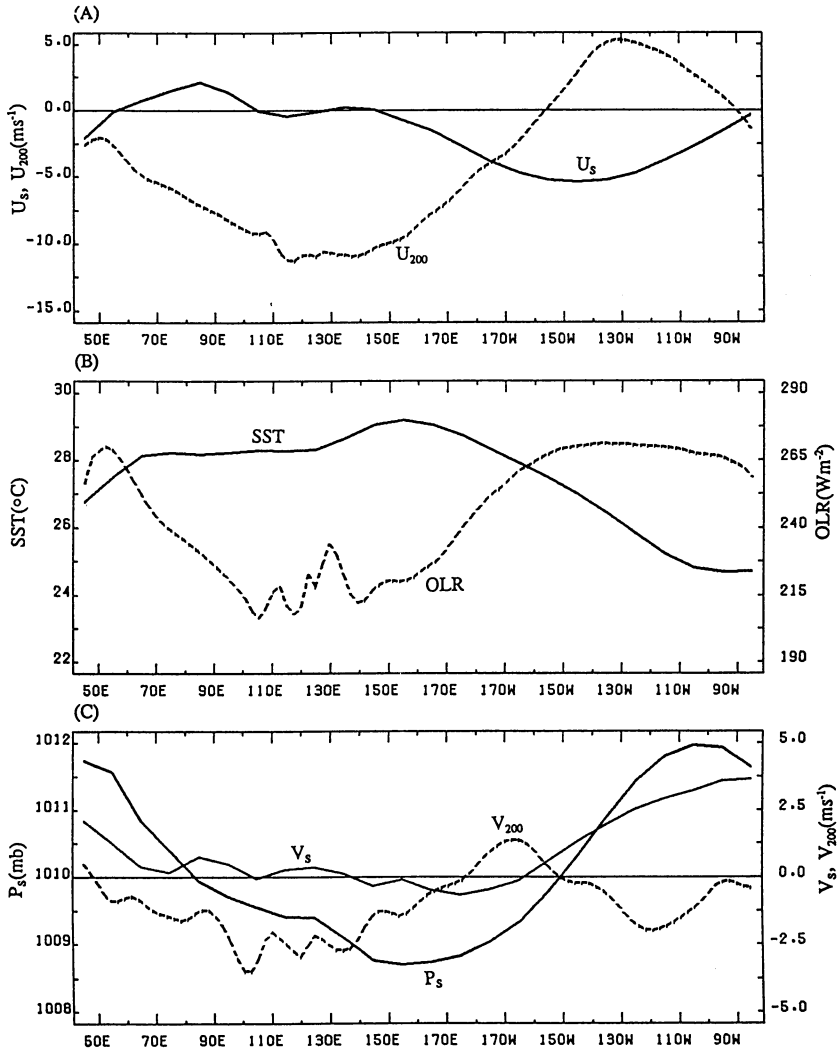
この論文の主な目的は Walker Circulation の年変動を調べるのではなく, 赤道に沿う年平均東西循環の構造を記述することである. 用いたデータは Murakami and Wang (1993; MW と略称) と同じく, (1) Sadler *et al.* (1987) がまとめた80年間 (1900-79) の COADS (SST, 地上気圧 p_s , 地表風 u_s, v_s), (2) 10年間 (1975-77, 1979-85) の OLR 月平均値, および (3) 8年間 (1980-87) の ECMWF 解析による 200 hPa の月平均風 (u_{200}, v_{200}) である. それぞれの気象要素の長年の月平均気候値を求める. 次に気候的な月平均値 (記号 $\langle \rangle$ で表わす) と年平均からのずれ (記号 $()^*$ で表わす年変動成分) とに分解する. 第1図に示すように赤道に沿う年平均 $\langle \text{SST} \rangle$ と $\langle p_s \rangle$ は逆相関, 即ち $\langle \text{SST} \rangle$ の最も高い 150°-160°E 附近で $\langle p_s \rangle$ が最も低く, 逆に $\langle \text{SST} \rangle$ の一番低い 40°E と 90°W 附近で $\langle p_s \rangle$ が一番高い. 一方 $\langle \text{OLR} \rangle$ の最も低いのはインドネシア (100°-140°E) で, 必ずしも $\langle \text{SST} \rangle$ 最高や $\langle p_s \rangle$ 最低の地域とは一致しない. 従って $\langle \text{OLR} \rangle$ の分布が境界層における熱的条件以外の原因によって規定されているようである. この論文では $\langle p_s \rangle$ 最低の経度

* Annual mean equatorial east-west circulation.

** Takio Murakami, Department of Meteorology, University of Hawaii, Honolulu, U. S. A.

— 1992年9月16日受領 —

— 1993年4月13日受理 —

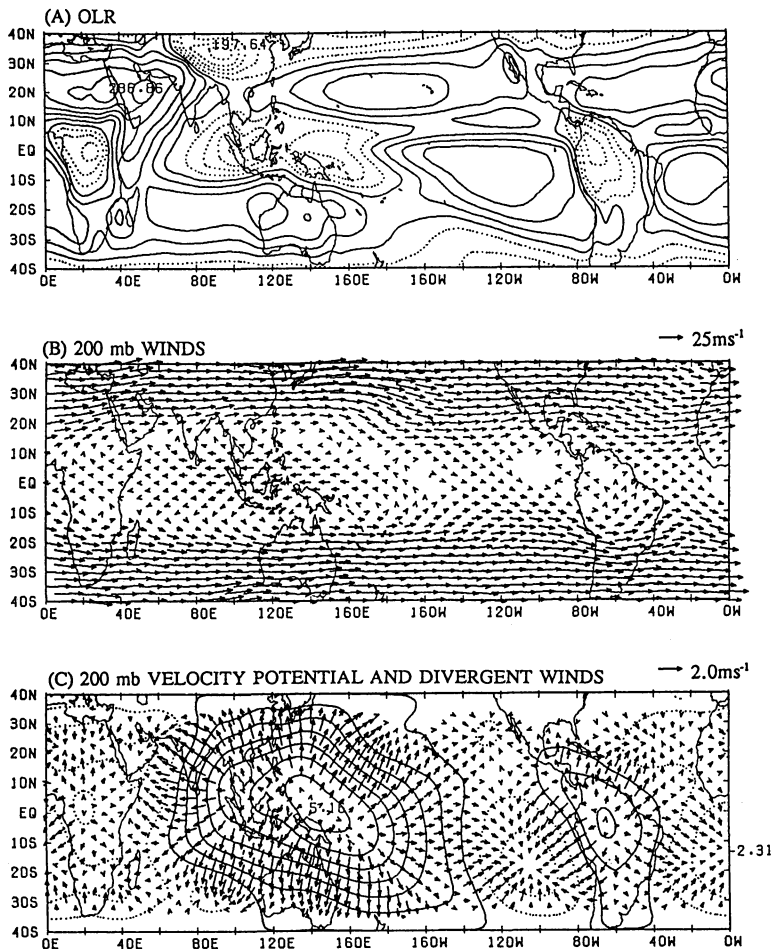


第1図 赤道における年平均擾乱 (5°N-5°S) : (A) $\langle u_{200} \rangle$, $\langle u_s \rangle$ (東西循環), (B) $\langle \text{SST} \rangle$, $\langle \text{OLR} \rangle$ (冷熱源), (C) $\langle v_{200} \rangle$, $\langle v_s \rangle$ (南北循環)と $\langle p_s \rangle$. 記号については本文参照.

ではなく、 $\langle \text{OLR} \rangle$ の最も低いインドネシアを赤道東西循環の上昇域（熱源）と定義する。第1図Aにおいて赤道に沿う $\langle u_s \rangle$ と $\langle u_{200} \rangle$ は逆相関である[記述の簡単の為に今後主として $\langle u_{200} \rangle$ に着目する。 $\langle u_s \rangle$ はほぼ逆符号である。]。面白いことに $\langle u_{200} \rangle$ と $\langle \text{OLR} \rangle$ は近似的に同位相、即ち東風の最も強いインドネシア(100°-140°E)で $\langle \text{OLR} \rangle$ 最小、西風の最も卓越する東太平洋(150°-110°W)で $\langle \text{OLR} \rangle$ 極大である。勿論これ等の地域では東西発散($\partial \langle u_{200} \rangle / \partial x$)は零に近い。言い換えると $\langle \text{OLR} \rangle$ と $\partial \langle u_{200} \rangle / \partial x$ は同位相ではなく、約4分の1波長のずれがある。事実 $\partial \langle u_{200} \rangle / \partial x$

による発散が最も顕著な場所はインドネシアの上昇域ではなく、遥か東方の中部太平洋(170°E-160°W)で、寧ろ下降域に近い。要約すると第1図に示した $\langle u_{200} \rangle$ と $\langle \text{OLR} \rangle$ の相互関係はGill (1980)の理論とは違っている。後に述べるように $\langle u_{200} \rangle$ の大部分(約80%)は非発散(nondivergent, or rotational)で $\langle \text{OLR} \rangle$ とは対応しない。一方 $\langle u_{200} \rangle$ の発散成分は $\langle \text{OLR} \rangle$ と良く対応しているので(第2図C)、発散風を用いて赤道東西循環を定義することもできる。にもかかわらずMWでは発散成分ばかりでなく回転成分も含めた実測の年平均東西風(total wind),即ち $\langle u_{200} \rangle$ と $\langle u_s \rangle$

ANNUAL MEAN



第2図 (A) 年平均 $\langle \text{OLR} \rangle$ (間隔 8 Wm^{-2} , 232 Wm^{-2} 以下点線), (B) $\langle u_{200} \rangle$, $\langle v_{200} \rangle$ の風ベクトル (単位 25 ms^{-1}), (C) 200 hPa における年平均速度ポテンシャル $\langle \chi \rangle$ (間隔 $0.8 \times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, 点線は負の等値線) と発散風 $\langle u_x \rangle$, $\langle v_x \rangle$ (単位 2 ms^{-1}).

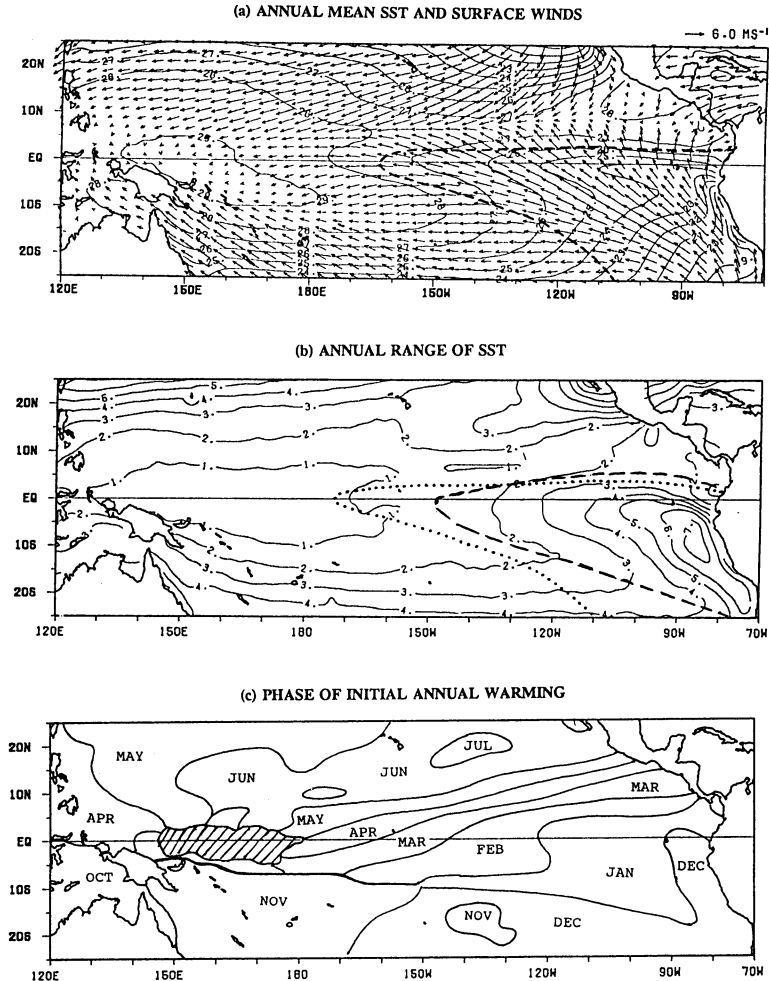
そのものを用いて年平均赤道東西循環を記述した。主な理由は大気-海洋インタラクションが全風速 (total wind) に関係しているからである。

MW の重要な結論の一つは赤道から離れた亜熱帯域 (特にモンスーン域) や中緯度域 (特に北太平洋偏西風域) に卓越する年変動 (annual cycle) を起源とした E-P 波束が赤道における年平均東西循環の加速 (または減速) に貢献しているという点である。この論文は MW の続編であり、記述の充実をはかるとともにいくつかの新しい問題点について言及する。先ず Trenberth (1986) が導いた時間平均運動場に対する

局所的 E-P 波束診断方程式を簡単な直交座標系 (x, y, p) に書き直し、年変動 (annual cycle) ばかりでなく季節内擾乱 (intraannual variation) による効果も測定する。計算結果は第3章にしめす。

2. 年平均赤道東西循環の特徴

第2図Aによると年平均 $\langle \text{OLR} \rangle$ は三つの大陸、即ちアフリカ ($10^\circ\text{-}30^\circ\text{E}$), 海洋大陸 ($100^\circ\text{-}160^\circ\text{E}$), および南アメリカ ($80^\circ\text{-}50^\circ\text{W}$) の熱帯域で小さく、大陸上の地表加熱が積雲活動を支配する重要な因子であることを意味する。これ等の大陸の赤道では 200 hPa に



第3図 (A) 年平均 $\langle \text{SST} \rangle$ (間隔 1°C) と地表風 $\langle u_s \rangle$, $\langle v_s \rangle$ (単位 6 ms^{-1}). 太点線は Bjerknes (1969) による冷水域, (B) SST 年変動の振幅 (最高-最低). 点線は地表風発散の零線, (C) 初めて温暖化 ($\partial \text{SST} / \partial t > 0$) が始まる月の位相図. 斜線は SST 年変動の振幅が 0.5°C 以下の領域 (Wang, 1992B).

おける速度ポテンシャル $\langle \chi_{200} \rangle$ が赤道に対してほぼ対称的 (symmetry) である (第2図C). 大陸上の地表加熱ばかりでなく $\langle \text{SST} \rangle$ の熱的影響も見逃すわけにはいかない. このことを説明する為に東部北太平洋に着目しよう. この地域では $\langle \text{OLR} \rangle$ は緯度 $10^\circ\text{--}15^\circ\text{N}$ (ITCZ) で小さく (第2図A), 近似的に $\langle \text{SST} \rangle$ の高い熱赤道と一致し (第3図A), また ITCZ 上空では発散がある (第2図C). $\langle \text{SST} \rangle$ が赤道に対して非対称なので $\langle \text{OLR} \rangle$ も $\langle \chi_{200} \rangle$ もともに非対称性をしめす. 第1図Cにおいて赤道東太平洋 ($150^\circ\text{--}90^\circ\text{W}$) の年平均ハードレー循環が 200 hPa で北風, 地表で南風と

なっているのは熱的非対称性の為である.

前にも述べたように第1図における年平均赤道東西循環の特異な構造は東西発散 $\partial \langle u_{200} \rangle / \partial x$ が積雲活動の盛んなインドネシア上空で極めて小さく, ほぼ零に近い点である. 従ってインドネシア上空では南北発散 $\partial \langle v_{200} \rangle / \partial y$ が大きくなければならない [インドネシアばかりでなく赤道上の他の地域でも同様な傾向がみられる. 一般的に $\partial \langle v_{200} \rangle / \partial y$ は $\partial \langle u_{200} \rangle / \partial x$ よりも大きい]. このような傾向は第2図Cにも明瞭に現われている. 赤道太平洋上ではインドネシアの熱源域 (140°E) から東太平洋の冷源域 (100°W) に向う東向

第1表 赤道(5°N-5°S)に沿う1, 4, 7, 10月におけるインド洋-太平洋(0°, 40°E-80°W)上のノルマルな月平均 u_{200} , u_s , OLR, SST, 及び各月の年変動成分 u_{200}^* , u_s^* , OLR*, SST* (括弧内, 年平均からのずれ).

	40E	80E	120E	160E	160W	120W	80W
JAN u_{200} (u_{200}^*)	-2.5 (0.6)	-3.1 (3.5)	-12.9 (-2.1)	-12.7 (-4.0)	0.1 (1.1)	13.1 (8.4)	0.3 (2.8)
u_s (u_s^*)	-4.6 (-1.8)	0.6 (-1.3)	0.4 (0.7)	-0.4 (0.8)	-5.2 (-0.2)	-4.6 (-0.2)	0.3 (0.2)
OLR (OLR*)	246 (3)	241 (7)	196 (-13)	212 (-10)	261 (-4)	272 (2)	259 (6)
SST (SST*)	26.7 (0.1)	27.9 (-0.2)	28.0 (-0.3)	29.0 (-0.1)	27.3 (-0.4)	25.0 (-0.5)	24.8 (0.1)
APR u_{200} (u_{200}^*)	0.7 (3.8)	-2.4 (4.2)	-6.1 (4.7)	-4.6 (4.1)	3.4 (4.4)	5.8 (1.1)	-2.1 (0.4)
u_s (u_s^*)	-2.8 (0.0)	2.0 (0.1)	-0.5 (-0.2)	-1.7 (-0.5)	-5.1 (-0.1)	-4.0 (0.4)	0.0 (-0.1)
OLR (OLR*)	241 (-2)	238 (4)	212 (3)	223 (1)	259 (-6)	257 (-13)	247 (-6)
SST (SST*)	28.4 (1.8)	28.8 (0.7)	28.6 (0.3)	29.1 (0.0)	27.9 (0.2)	26.7 (1.2)	26.6 (1.9)
JUL u_{200} (u_{200}^*)	-10.1 (-7.0)	-15.0 (-8.4)	-15.0 (-4.2)	-14.9 (-2.2)	-6.2 (-5.2)	-2.2 (-6.9)	-5.4 (-2.9)
u_s (u_s^*)	-1.0 (1.8)	2.2 (0.3)	-0.9 (-0.6)	-1.9 (-0.7)	-5.0 (0.0)	-4.6 (-0.2)	-0.1 (-0.2)
OLR (OLR*)	239 (-4)	232 (-2)	216 (7)	227 (5)	270 (5)	277 (7)	251 (-2)
SST (SST*)	25.1 (-1.5)	27.8 (-0.3)	28.1 (-0.2)	29.0 (-0.1)	28.1 (0.4)	25.6 (0.1)	24.1 (-0.6)
OCT u_{200} (u_{200}^*)	-0.3 (2.8)	-6.0 (0.6)	-9.2 (1.6)	-10.7 (2.0)	-1.0 (0.0)	2.1 (-2.6)	-3.0 (-0.5)
u_s (u_s^*)	-2.6 (0.2)	2.6 (0.7)	-0.2 (0.1)	-0.8 (0.4)	-4.5 (0.5)	-4.4 (0.0)	0.3 (0.2)
OLR (OLR*)	245 (2)	225 (-9)	212 (3)	226 (4)	270 (5)	274 (4)	255 (2)
SST (SST*)	26.2 (-0.4)	27.8 (-0.3)	28.4 (0.1)	29.2 (0.1)	27.6 (-0.1)	24.7 (-0.8)	23.2 (-1.5)

きの発散風が存在し, $\langle u_{200}(\chi) \rangle$ は 170°W 附近で最も強い (約 1 ms^{-1}). 然って $\partial \langle u_{200}(\chi) \rangle / \partial x$ は西太平洋側 (140°E-170°W) で発散 (平均 $+2 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$), 東太平洋側 (170°W-100°W) で収束 (平均 $-1.5 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$) となる. インドネシア上空からの吹き出しは東西方向ばかりでなく, ハードレー循環となって日本やオーストラリアにも向う. 言い換えるとニューギニア附近では暖気が上昇し, 日本やオーストラリア附近では寒気が下降し, 同時に偏西風ジェットが加速 (第2図B) されているので熱的に直接循環である. ハードレー循環の強さ $\langle v_{200}(\chi) \rangle$ は 15°N (15°S) で約 $+2(-2) \text{ ms}^{-1}$ である. これ等の値からインドネシア上空での $\partial \langle v_{200}(\chi) \rangle / \partial y$ を推定すると $+1.3 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ となり, 東西発散 $+2 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ よりも6倍ぐらい大きい. このように赤道域での全発散 $[\partial \langle u_{200}(\chi) \rangle / \partial x + \partial \langle v_{200}(\chi) \rangle / \partial y = \partial \langle u_{200} \rangle / \partial x + \partial \langle v_{200} \rangle / \partial y]$ は主としてハードレー循環によってきまる. 一方, Gill (1980) のモデルには南北方向の熱的バランスが考慮されていない. 実測された年平均場におけるハードレー循環の成因はインドネシア附近の凝結熱と日本やオーストラリア附近の放射冷却である. また $\langle \text{SST} \rangle$ の南北傾度が赤道に沿う $\langle \text{SST} \rangle$ の東西傾度よりも2倍以上顕著である (第3図(a)参照) ことも, $\langle v_{200}(\chi) \rangle$ が $\langle u_{200}(\chi) \rangle$ よりも強いことの原因の一つであろう.

Gill (1980) によると赤道に与えられた外力に対して顕著に反応が現われるのはロスビーの変形半径 (約 15

N-15°S) に限られる. 第1図で観測された年平均赤道東西循環が果して 15°N-15°S の赤道域に限定 (trap) されているかどうか調べる為に第2図Bを用意した. 面白いことに東太平洋の経度 160°W-110°W 附近には 40°N から 40°S にまで連なる $\langle u_{200} \rangle$ の西風導管 (westerly duct) が存在する. 直ちに結論できることは第1図Aでの赤道東太平洋上の西風 $\langle u_{200} \rangle$ は赤道近傍に trap された現象ではなく, 南北両太平洋に跨がる西風導管のごく一部に過ぎない. その根源は中緯度偏西風の赤道域への侵入であって, インドネシアの積雲活動とはあまり関係がないと思われる [この点については後に詳しく論ずる]. 全く同様に第1図Aでの赤道東太平洋上の東風 $\langle u_s \rangle$ も赤道近傍に trap した現象ではなく南北太平洋に跨がる貿易風のごく一部に過ぎない (第3図A参照). 貿易風は南北両半球に広がる亜熱帯高圧部に支配され北緯約 8°附近の収束帯 (Trade Wind Trough; TWT) で合流する. この収束帯は $\langle \text{SST} \rangle$ の最も高い熱赤道と一致する (第3図A).

3. 年変動や季節内擾乱による E-P 波束

Murakami and Unninayar (1977) が指摘したように東太平洋上空に存在する西風導管は冬期に最も顕著になり, 導管を伝わって南北両半球のインタラクションが盛んである. 第1表において, (0°, 120°W) での1月の月平均 u_{200} (ノルマル) は 13.1 ms^{-1} (西風), 季節の進行とともに西風は次第に弱くなり, 7月に

第2表 経度 90°E, 緯度 30°N-30°S における 200 hPa 面上の年平均運動量輸送 (単位 m² s⁻²). 記号については本文参照.

	30°S	20°S	10°S	0°	10°N	20°N	30°N
$\langle u \rangle \langle u \rangle$	686	225	10	91	124	1	331
$\langle u^* u^* \rangle$	130	37	4	47	104	452	780
$\langle v \rangle \langle v \rangle$	1	9	18	1	0	6	10
$\langle v^* v^* \rangle$	1	1	5	7	25	29	11
$\langle u \rangle \langle v \rangle$	26	-46	13	7	-1	3	58
$\langle u^* v^* \rangle$	11	-1	5	17	50	115	93

は -2.2 ms^{-1} (東風) に変わる. 同じ場所における年平均値は第1図Aに示したように 4.8 ms^{-1} (西風) である. 年平均値が西風になったのは冬と夏の非対称性の為である. 即ち冬の西風が夏の東風よりも遙かに強く, 冬期の偏西風ジェットの影響が赤道東太平洋上の年平均西風の最大の原因である. インドネシアにおける年平均積雲活動の為ではないことが, 第1図Aにおいて年平均東風 ($\langle u_{200} \rangle < 0$) がインドネシアの熱源域ばかりでなく, 西太平洋を越えて, 中部太平洋の 160° W 附近にまで広がっていることから立証できる.

インドネシア上空の顕著な年平均 $\langle u_{200} \rangle$ 東風も年平均積雲活動によるものではない. 何故ならこの地域では $\langle u_{200} \rangle$ と $\langle \text{OLR} \rangle$ が全く同位相であるからである (第1図A, B). 第1表において ($0^\circ, 120^\circ \text{ E} - 160^\circ \text{ E}$) での1月のノルマルな u_{200} は -12 ms^{-1} (東風), 7月でも -15 ms^{-1} (東風) である. 反面4月や10月の東風は弱い. 1月の強い東風はオーストラリア・モンスーンを反映し, 7月の強い東風はインド・モンスーンの影響下にある. このようにインドネシア上空の年平均 $\langle u_{200} \rangle$ 東風は夏と冬のモンスーンによるもので, 必ずしも年平均積雲活動によるものではない.

次に赤道インド洋上の年平均 $\langle u_{200} \rangle$ 東風 (第1図A) について言及する. 第1表の ($0^\circ, 80^\circ \text{ E}$) における7月の月平均東風は -15 ms^{-1} に達し, この地点における年平均値 (-6.6 ms^{-1}) に大きく貢献している. 7月はインド・モンスーン最盛期に相当する. 元来モンスーンの特徴は冬と夏とで風向が逆転することである. この為には年平均の風 $\langle u \rangle$, $\langle v \rangle$ は極めて弱くなる. 反面年変動に対応する u^* , v^* (年平均からのずれ) は大きな値をもつ. 従ってモンスーン領域では年平均風による運動量輸送 ($\langle u \rangle \langle u \rangle$, $\langle v \rangle \langle v \rangle$, $\langle u \rangle \langle v \rangle$) に比べて, 年変動による運動量輸送 ($\langle u^* u^* \rangle$, $\langle v^* v^* \rangle$,

$\langle u^* v^* \rangle$) が相対的に大きくなる. 例えば第2表の ($20^\circ \text{ N}, 90^\circ \text{ E}$) では $\langle u \rangle \langle u \rangle$ は $1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ にすぎないが $\langle u^* u^* \rangle$ は $452 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ にも達する. 同様に $\langle v \rangle \langle v \rangle$ は $\langle v^* v^* \rangle$ の5分の1程度, $\langle u \rangle \langle v \rangle$ も $\langle u^* v^* \rangle$ よりも2桁ぐらい小さい. 正の $\langle u^* v^* \rangle$ は西向き運動量の北向き輸送を意味する. 20° S から 20° N までの熱帯インド洋上ではモンスーン活動の為に東風加速 ($\langle u^* v^* \rangle$ の発散) が起こる. これが赤道インド洋上の年平均 $\langle u_{200} \rangle$ 東風の存在理由である. 同時にモンスーン域で供給された顕熱エネルギーが赤道に向かって運ばれ (Murakami, 1987), 間接的加熱効果によって $\langle u_{200} \rangle$ の維持に貢献する.

もっと具体的に, 物理的に年平均 $\langle u_{200} \rangle$ の維持について調べる為に Trenberth (1986) が導入した時間平均方程式を直交座標系 (x, y, p) で表現してみる. すべての気象要素, 例えば u を三つの成分に分解する.

$$u = \langle u \rangle + u^* + u' \dots\dots\dots (1)$$

ここで $\langle u \rangle$ と u^* は長年のデータから求めたノルマルな年平均値とノルマルな年変動成分を表わす. また u' は年変動以外の擾乱 (transient eddies; 年変動も含むが主として季節内擾乱) である. 三つの成分は周期の違いの為に $\langle \langle u \rangle u^* \rangle \equiv \langle \langle u \rangle u' \rangle \equiv \langle u^* u' \rangle \equiv 0$ である. 年平均 $\langle u \rangle$ に対する運動方程式は次のように書ける.

$$D \langle u \rangle - f v_r = \nabla \cdot E_u^* + \nabla \cdot E_u' + \langle F_x \rangle \dots\dots (2)$$

$$v_r = \langle v_x \rangle - \frac{\partial \langle v^* T^* \rangle}{\partial p} - \frac{\partial \langle v' T' \rangle}{\partial p} \dots\dots (3)$$

$$E_u^* = \left[\frac{1}{2} (\langle v'^2 \rangle - \langle u'^2 \rangle), - \langle u^* v^* \rangle, - \frac{f}{S} \langle v^* T^* \rangle \right] \cos \varphi \dots\dots (4)$$

$$E_u' = \left[\frac{1}{2} (\langle v'^2 \rangle - \langle u'^2 \rangle), - \langle u' v' \rangle, - \frac{f}{S} \langle v' T' \rangle \right] \cos \varphi \dots\dots (5)$$

$$D = \langle u \rangle \frac{\partial}{\partial x} + \langle v \rangle \frac{\partial}{\partial y} + \langle \omega \rangle \frac{\partial}{\partial p} \dots\dots (6)$$

$$\nabla = \frac{1}{\cos \varphi} \left[\frac{\partial}{\partial x}, \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial y} \cos \varphi, \frac{\partial}{\partial p} \right] \dots\dots (7)$$

$$dx = a \cos \varphi d\lambda, dy = a d\varphi \dots\dots (8)$$

ここで a (地球半径), λ (経度), φ (緯度), f (コリオリー因子), S (静力学的安定度) である. f の緯度変化による発散項, 地球の幾何学的影響, 運動量の垂直輸送効果等小さいと思われる項は省略した. 式 (3) で定義される v_r は Residual Meridional Circulation と呼ばれる子午面循環で, 発散による循環 $\langle v_x \rangle$

第3表 年平均 $\langle u_{200} \rangle$ と年変動によるE-P波束ベクトルの発散(西風加速), または収束(東風加速). それぞれの項の定義については本文参照. 単位 10^{-5}ms^{-2} .

A

200/73E	30S	25S	20S	15S	10S	5S	0	5N	10N	15N	20N	25N	30N	35N
$\langle u \rangle$	19.3	14.7	7.3	2.5	-1.0	-3.8	-5.8	-6.7	-0.5	4.7	11.7	13.9	18.0	19.4
$\nabla \cdot E_u^*(x)$	-2.2	-1.8	-2.2	-0.5	-0.6	-0.1	-0.9	-0.5	2.3	4.7	2.4	7.3	2.9	0.3
$\nabla \cdot E_u^*(y)$	0.6	0.7	0.3	-1.2	-1.4	-2.4	-2.7	-4.0	-1.8	-0.5	4.9	7.7	1.4	0.4
$\nabla \cdot E_u^*(z)$	-1.3	-0.4	0.3	0.4	0.3	-0.1	-0.2	-0.2	-0.1	0.9	0.8	-1.5	1.3	5.5

B

200/EQ	50E	60E	70E	80E	90E	100E	110E	120E	130E	140E	150E
$\langle u \rangle$	-2.1	-3.8	-5.5	-6.6	-7.6	-8.8	-9.6	-10.8	-10.5	-10.6	-10.0
$\nabla \cdot E_u^*(x)$	0.7	-0.2	-0.7	0.6	1.5	1.0	-0.2	-0.3	0.0	0.0	-0.1
$\nabla \cdot E_u^*(y)$	-0.6	-0.8	-2.4	-2.9	-3.4	-2.8	-2.1	-0.9	-0.4	0.2	0.2
$\nabla \cdot E_u^*(z)$	0.1	-0.2	-0.2	-0.4	-0.4	-0.3	0.2	0.3	0.6	0.0	-0.1

C

200/EQ	160E	170E	180	170W	160W	150W	140W	130W	120W	110W	100W
$\langle u \rangle$	-8.7	-6.9	-4.7	-2.9	-1.0	1.5	4.2	5.2	4.7	3.6	2.0
$\nabla \cdot E_u^*(x)$	0.2	1.0	-0.3	-0.8	-1.8	-2.5	-1.9	0.2	1.1	1.6	2.2
$\nabla \cdot E_u^*(y)$	-0.1	-0.2	0.5	1.8	2.9	4.8	4.9	0.8	-0.3	-1.0	-0.8

ばかりでなく, 年変動を含む擾乱による顕熱輸送に関係する. 顕熱輸送は温度風, ひいては $\langle u \rangle$ 自身のバランスに寄与する. E_u^* は年変動に伴う局地的E-P波束ベクトルを意味し, E_u^* の発散が $\langle u \rangle$ のバランスにインパクトを与える(式2). 同様に E_u' は擾乱に伴うE-P波束ベクトルで, その発散(収束)は $\langle u \rangle$ の西(東)風加速をもたらす.

興味のある中心は $\langle u_{200} \rangle$ のバランスに対して式(2)のどの項が最も重要かという点である. 第1図Aによると赤道上の200 hPaにおける $D\langle u \rangle$ の大きさ(符号省略)は $1 \times 10^{-5} \text{ms}^{-2}$ のオーダーである. 第2図C上の発散風 $\langle v_x \rangle$ は 1ms^{-1} の大きさである. Ramage and Raman (1972)による月平均温度と風のデータから式(3)の右辺第2項を推定すると赤道で 0.2ms^{-1} ぐらいである(ECMWFの赤道附近の温度は信頼性が薄いので使用しなかった). 何れにしても赤道チャンネル(10°N-10°S)で平均すると式(2)のResidual Meridional Circulationによる項は大きく見積もっても $1 \times 10^{-5} \text{ms}^{-2}$ 程度である.

次に E_u^* の発散(式(2)の右辺第1項)を3つの成分, 即ちx成分 $\nabla \cdot E_u^*(x)$, y成分 $\nabla \cdot E_u^*(y)$, およびz成分 $\nabla \cdot E_u^*(z)$ に分解して, それぞれの成分の値を計算した. 前に述べたように赤道インド洋で

は年変動(主としてモンスーン)に伴う運動量運送 $\langle u^* v^* \rangle$ が $\langle u_{200} \rangle$ の東風加速を起こす. 事実Ramage and Raman (1972)のデータから計算した(0°, 73°E)における $\nabla \cdot E_u^*(y)$ は $-2.7 \times 10^{-5} \text{ms}^{-2}$ (東風加速; 第3表A)である. 同様に $\nabla \cdot E_u^*(x)$ 成分も東風加速に貢献する($-0.9 \times 10^{-5} \text{ms}^{-2}$). $\nabla \cdot E_u^*(z)$ 成分は無視できるくらい小さい. 同じ地点(0°, 73°E)における年平均 $\langle u_{200} \rangle$ は -5.8ms^{-1} (東風)である. このような赤道上の年平均東風は主としてバロトロピック過程($\nabla \cdot E_u^*(x) + \nabla \cdot E_u^*(y)$)と摩擦 $\langle F_x \rangle$ によって維持されている. というのは式(2)における他の項は相対的に小さいからである(後に詳述する). 中緯度地方(30°-35°N, 73°E)での偏西風 $\langle u_{200} \rangle$ は年変動に伴う3次元E-P波束ベクトルによって維持されている. 何故ならバロトロピック過程もバロクリニック過程($\nabla \cdot E_u^*(z)$)も同等に重要だからである.

再びRamage and Ramanのデータを用いて赤道上の50°Eから150°Eまでの領域で $\nabla \cdot E_u^*(x)$, $\nabla \cdot E_u^*(y)$, $\nabla \cdot E_u^*(z)$ を計算し, 結果を第3表Bに示す. この領域では $\langle u_{200} \rangle$ は東風で主として $\nabla \cdot E_u^*(y)$ によって維持されている. 但し赤道西太平洋(0°, 140°E-150°E)では $\langle u_{200} \rangle$ が東風であるにもかかわらず $\nabla \cdot E_u^*(y)$ は正(西風加速)である. 反面インド

第4表 季節内擾乱(周期90日以下)によるE-P波束ベクトルの発散(または収束).

A

200/80E	30S	25S	20S	15S	10S	5S	0	5N	10N	15N	20N	25N	30N
$\nabla \cdot E_u'(x)$	-0.2	-0.5	-0.2	0.1	0.1	0.1	0.2	0.4	0.4	0.5	-0.5	-1.7	-1.5
$\nabla \cdot E_u'(y)$	-1.7	-2.8	-2.9	-1.4	-0.9	-0.5	0.4	0.7	0.5	-0.6	-1.3	-0.7	-0.1

B

200/EQ	50E	60E	70E	80E	90E	100E	110E	120E	130E	140E	150E
$\nabla \cdot E_u'(x)$	0.0	-0.1	0.1	0.2	0.2	0.3	0.2	-0.1	0.0	0.0	-0.1
$\nabla \cdot E_u'(y)$	0.7	0.6	0.4	0.2	-0.2	-0.2	-0.1	0.0	-0.2	-0.3	-0.3

C

200/EQ	160E	170E	180	170W	160W	150W	140W	130W	120W	110W	100W
$\nabla \cdot E_u'(x)$	-0.2	-0.2	-0.1	-0.3	-0.2	-0.1	-0.3	-0.2	-0.1	-0.1	-0.1
$\nabla \cdot E_u'(y)$	-0.4	-0.4	-0.5	-1.0	-1.2	-1.2	-0.8	-0.4	-0.3	0.2	0.2

洋上では $\nabla \cdot E_u'(y)$ は $-2 \times 10^{-5} \text{ ms}^{-2}$ を超える強い東風加速である. このことは赤道インド洋上の東風 $\langle u_{200} \rangle$ がモンスーン活動によって維持されていることを再確認したことになる. 赤道附近では f も $\langle v^* T^* \rangle$ もともに小さいので $\nabla \cdot E_u'(z)$ は重要でない.

Ramage and Raman のデータはモンスーン域に限られているので, 太平洋上の $\nabla \cdot E_u'$ の測定には Sadler *et al.* (1987) による風の月平均値を用いた. 風のデータの精度は良いが, 残念ながら温度のデータがないので $\nabla \cdot E_u'(z)$ の計算は出来なかった(第3表C). 東太平洋の赤道上(150°W-100°W)では年平均 $\langle u \rangle$ は西風であり, $\nabla \cdot E_u'(y)$ ないし $\nabla \cdot E_u'(x)$ によって維持されているようである. このことは北太平洋上空の西風導管(またはトラフ)の軸の傾きと強さ(風速分布)の季節変動と関係する. 特に冬期には上層トラフは北西から南東に傾き西向き運動量を北から南へ運ぶとともにトラフの前面で西風が強くなる(MWの第3図と第4図).

式(2)の $\nabla \cdot E_u'$ の測定には Newell *et al.* (1972) と Oort (1983) が求めた擾乱に関する統計値 $\langle u'^2 \rangle$, $\langle v'^2 \rangle$, $\langle u'v' \rangle$ を用いたが両者の計算結果は本質的に同じであるので前者についてのみ報告する. 第4表は第3表と同じ体裁であるが $\nabla \cdot E_u'(z)$ は含まれていない. 一般的に言って熱帯域では擾乱によるバロトロピック過程 $(\nabla \cdot E_u'(x) + \nabla \cdot E_u'(y))$ は年変動に伴うバロトロピック加速 $(\nabla \cdot E_u'(x) + \nabla \cdot E_u'(y))$ よりも小さい[反面日本附近や北太平洋上の偏西風ジェット維持には前者が後者よりも遙かに重要であ

る]. 第3表Bと第4表B, 第3表C, 第4表Cを比較してみると擾乱による $(\nabla \cdot E_u'(x) + \nabla \cdot E_u'(y))$ が殆どどの経度で年変動による $(\nabla \cdot E_u'(x) + \nabla \cdot E_u'(y))$ と符号が反対であることに気付く. 例えば (0°, 140°W) では後者による強い西風加速 ($3.0 \times 10^{-5} \text{ ms}^{-2}$) が前者による東風加速 ($-1.1 \times 10^{-5} \text{ ms}^{-2}$) によって弱められている. 擾乱によるバロトロピック過程が赤道上の年平均 $\langle u_{200} \rangle$ のバランスにとって大事な脇役となっていることを意味する. 事実擾乱と年変動による全バロトロピック過程 $(\nabla \cdot E_u'(x) + \nabla \cdot E_u'(y) + \nabla \cdot E_u'(x) + \nabla \cdot E_u'(y))$ は 50°E と 170°E の2つの経度を除き, 他のすべてその経度で $\langle u_{200} \rangle$ と同符号である.

要約すると, 赤道上の年平均 $\langle u_{200} \rangle$ のバランスには年平均からのずれ(年変動と季節内擾乱)による非線型効果が重要であることが判った. 特に年変動に伴うE-P波束ベクトルの収束(発散)が大切である. 元来赤道には年周期的外力がないので, このようなE-P波束は主として赤道以外の緯度で発生したものである. 更にE-P波束診断方程式(2)の左辺における非線型移流項や Residual Circulation による効果も無視できない. これ等全ての非線型効果が Gill (1980) の線型モデルには含まれていない. 当然のことながら, Gill のモデルでは $\langle u_{200} \rangle$ と $\langle \text{OLR} \rangle$ が同位相であるという観測事実(第1図)が説明できない.

4. まとめ

この論文の主な目的は赤道に沿う年平均東西循環の

バランスについて調べることである。第1図と第2図に示した年平均場は厳密に定常状態 (steady state) である。二つの重大な問題点に気付く。(1) 夏冬のモンスーンの為に年変動の振幅が極めて大きい熱帯域における年平均の意味づけの問題、及び(2) 赤道ばかりでなく、赤道からかなり離れた緯度でも年平均 $\langle u_{200} \rangle$ と $\langle \text{OLR} \rangle$ が何故同位相であるのかという問題である。元来年変動には冬と夏、また春と秋の時間的非対称性が含まれている。これは一年周期振動に相対的に1/2年周期振動や1/3年周期振動の重ね合せにずれが存在する為である。何れにしても年変動の振幅が大きいことと時間的非対称性の為に擾乱 (年平均からのずれ; 主として年変動) による非線型効果が大きく、従って年平均場は線型理論では説明できなくなる。第2表-第4表では擾乱による亜熱帯からの E-P 波束ベクトルによって赤道域の $\langle u_{200} \rangle$ と $\langle \text{OLR} \rangle$ との位相関係が維持されていることを示した。言い換えれば擾乱とのインタラクションがなければ年平均場の定常バランスがくずれてしまう。あたかも帯状平均場のバランスにとって擾乱 (帯状平均からのずれ) との非線型インタラクションが必要不可欠であるのと似ている。

この論文では赤道に対して空間的に対称な成分と非対称な成分との相互関係についての追求が不充分である。回転成分 (ψ) と発散成分 (χ) との相互関係についても記述に不充分な点が多い。 ψ と χ に分解した解析にはかなり複雑な数式展開が必要なので、ここでは対称-非対称成分に分解する場合についてのみ考察する。村上 (1993) によると風の対称成分を (u_m, v_m)、非対称成分を (u_n, v_n) と書くと連続の式は次のように表現できる。

$$D_m = \frac{\partial u_m}{\partial x} + \frac{\partial v_n}{\partial y} \dots\dots\dots (9)$$

$$D_n = \frac{\partial u_n}{\partial x} + \frac{\partial v_m}{\partial y} \dots\dots\dots (10)$$

ここで D_m (D_n) は発散の対称 (非対称) 成分である。即ち v_n は非対称であるが、 $\partial v_n / \partial y$ は対称となり、 D_m は $\partial u_m / \partial x$ と $\partial v_n / \partial y$ で表現される。同様に v_m は対称であるが、 $\partial v_m / \partial y$ は非対称となる。従って対称モードは (u_m, v_n)、非対称モードは (u_n, v_m) で定義できることになる。それぞれのモードに対する運動方程式は全エネルギーを保存し、また対称-非対称インタラクションが含まれている。

第2図に示した年平均場は近似的に対称モードと見なせる。何故なら年平均 $\langle u \rangle$ は赤道に対してほぼ対

称であり、 $\langle v \rangle$ は非対称である。赤道上の 140°E 附近では $\partial \langle u \rangle / \partial x$ は零に近いが、 $\partial \langle v \rangle / \partial y$ は大きな発散 (下層大気では収束) があり盛んな積雲活動 ($\langle \text{OLR} \rangle < 220 \text{ Wm}^{-2}$) を支えている。言い換えれば非対称なハードレー循環 $\langle v \rangle$ による対称な発散 $\partial \langle v \rangle / \partial y$ が赤道における年平均 $\langle \text{OLR} \rangle$ を維持している。従って赤道に対して対称な東西循環 $\langle u \rangle$ と $\langle \text{OLR} \rangle$ が同位相であるという観測事実が納得できる。この点が Gill (1980) による線型理論の結果と根本的に違う。ここで注意しなければならないのは $\langle u \rangle$ と $\langle \text{OLR} \rangle$ が同位相であるという可能性について納得しただけであって、力学的原因については未だ何も言及していないことである。次に考慮しなければならないのは非対称モードとのインタラクションである。夏と冬にはモンスーン活動の為に冬半球から夏半球へ向う赤道に対して対称的なハードレー循環が出現する。対称なハードレー循環は赤道に対して非対称な発散場、即ち夏半球で収束、冬半球で発散 (上層大気では逆) を作り出す。要するに夏と冬のモンスーン循環は式(10)で示した非対称モードと見なせる。

赤道に対してほぼ対称的な年平均場と非対称的な年変動 (主としてモンスーン) との非線型インタラクションについて研究しなければならない。村上 (1993) が導いた対称、非対称モードに対する運動方程式は運動量 (momentum) について書かれている。よく知られているように運動量形式の運動方程式は時間平均場の議論には不向きである。反面 Trenberth (1986) による E-P flux 形式の時間平均方程式では不必要な項が消去されていて、物理的解釈が容易な、簡単な形にまとめられている。さて E-P flux 形式の時間平均方程式を対称モードと非対称モードに分解して書き直すことは容易なことではない。更に熱源-非対称モード-対称モードのインタラクション過程の理解には $\langle u \rangle$ 、 $\langle v \rangle$ ばかりでなく $\langle T \rangle$ についての E-P flux 形式の時間平均方程式を対称、非対称モードに分解する必要がある。大変労力を要する仕事であるが不可能なことではないので将来の重要な研究課題の一つであろう。

参考文献

Arkin, P., and P. J. Webster, 1985 : Annual and inter-annual variability of tropical-extratropical interactions : An empirical study, Mon. Wea. Rev., 113, 1510-1523.

- Bjerknes, J., 1969 : Atmospheric teleconnection from the equatorial Pacific, *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 163-172.
- Gill, A. E., 1980 : Some simple solutions for heat-induced tropical circulation, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **106**, 447-462.
- Lau, K. M., and H. Lim, 1984 : On the dynamics of equatorial forcing of climate teleconnections, *J. Atmos. Sci.* **41**, 161-171.
- Lim, H., and C.-P. Chang, 1983 : Dynamics of teleconnections and Walker circulations forced by equatorial heating, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1987-1915.
- 村上多喜雄, 1993 : 東太平洋におけるモンスーンと海水温の年変動, *天気*, **40**, 257-269.
- Murakami, T., 1987 : Effects of the Tibetan Plateau, In *Monsoon Meteorology*, C.-P. Chang and T. N. Krishnamurti Eds., 235-270, Oxford University Press, New York.
- , and M. S. Unninayar, 1977 : Atmospheric circulation during December 1970 through February 1971, *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 1024-1038.
- , and B. Wang, 1993 : Annual cycle of equatorial east-west circulation over the Indian and Pacific Oceans, *J. Climate*, **6**, 932-952.
- Newell, R. E., J. W. Kidson, D. G. Vincent, and G. J. Boer, 1972 : *The General Circulation of the Tropical Atmosphere and Interactions with Extratropical Latitudes : Vol. 1*, The MIT Press, Cambridge, Mass, U. S. A.
- Oort, A. H., 1983 : *Global Atmospheric Circulation Statistics, 1958-1973*. U. S. Department of Commerce, NOAA, Washington, D. C., U. S. A.
- Ramage, C. S., and C. V. R. Raman, 1972 : *Meteorological Atlas of the International Indian Ocean Expedition, Vol. 2*, U. S. Government Printing Office, Washington D. C., U. S. A.
- Sadler, J. C., M. A. Lander, A. M. Hori, and L. K. Oda, 1987 : *Tropical Marine Climatic Atlas, Vol. 2, Pacific Ocean, UHMET 87-02*, Department of Meteorology, University of Hawaii, Hawaii, U. S. A.
- Trenberth, K. E., 1986 : An assessment of the impact of transient eddies on the zonal flow during a blocking episode using localized Eliassen-Palm flux diagnosis, *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2070-2087.
- Walker, G. T., 1923 : Correlation in seasonal variations of weather, VIII : A preliminary study of world weather, *Mem. Indian Meteor. Dept.*, **24**, 75-131.
- Wang, B., 1992 A : The vertical structure and evolution of the ENSO anomaly mode during 1979-89, *J. Atmos. Sci.*, **49**, 698-712.
- , 1992 B : On the annual cycle in the equatorial Pacific cold tongue, Submitted to *J. Climate*.
- Wang, X.-L., and T. Murakami, 1988 : Intraseasonal disturbance activity before, during, and after the 1982-83 ENSO, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3754-3770.
- Webster, P. J., and S. Yang, 1992 : Monsoon and ENSO : Selectively interactive systems, In press, *Quart. Jour. Royal Met. Soc.*

第4回 GAIM 研究会開催のお知らせ

日時 : 10月29日 (金) 9 : 30~12 : 00

場所 : 東北大学理学部会議室(バスで理学部前下車,
具体的な場所は気象学会の会場内や, 当日,
理学部前に掲示致します)

演者 :

- 1) 中森 亨 (東北大・理・地質)
第四紀の気候変動のモデリング

- 2) 谷 誠 (森林総研・気象)
山岳地における降水の分布

- 3) 島田緑子 (京都大・農・林学)
気孔コンダクタンスの計測とモデリング

問い合わせ先 : 及川武久 (筑波大学・生物科学系)
(Tel & Fax) 0298-53-6661