

# 集中講義(神戸大、CPS)

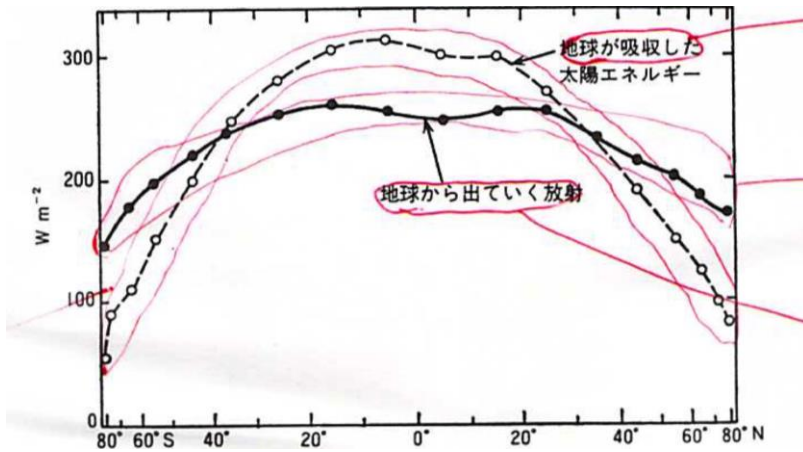
## 2017年12月21、22日

- (1) 惑星大気大循環の比較論
- (2) 金星大気のスーパーローテーション
- (3) 金星の気象力学の構想(セミナー)

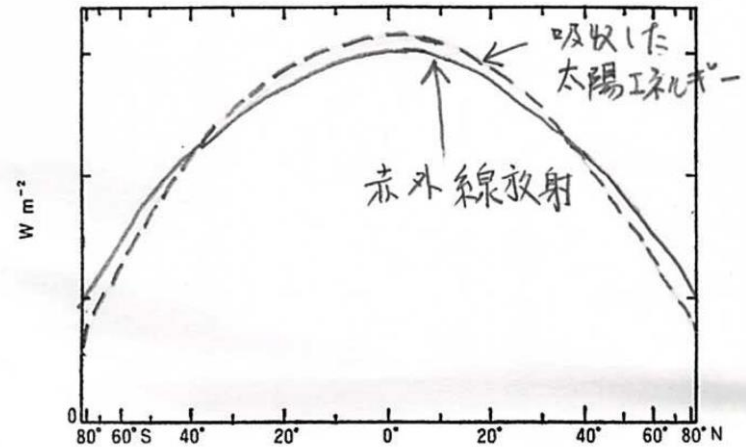
# 地球型惑星の基本パラメータ

	金星	地球	火星
半径	6050 km	6380 km	3397km
重力	8.9 m/s <sup>2</sup>	9.8 m/s <sup>2</sup>	3.7 m/s <sup>2</sup>
公転周期	224 days	365 days	687 days
自転周期	-243 days	1 day	1 day
太陽日	117 days	1 day	1 day
太陽光フラックス	2617W/m <sup>2</sup>	1370W/m <sup>2</sup>	589W/m <sup>2</sup>
アルベード	0.78	0.30	0.15
有効放射温度	224K	255K	210K
大気の組成	CO <sub>2</sub> (97%), N <sub>2</sub> (3%)	N <sub>2</sub> , O <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub> (97%),N <sub>2</sub> (3%)
表面気圧	92 bar	1 bar	0.006 bar

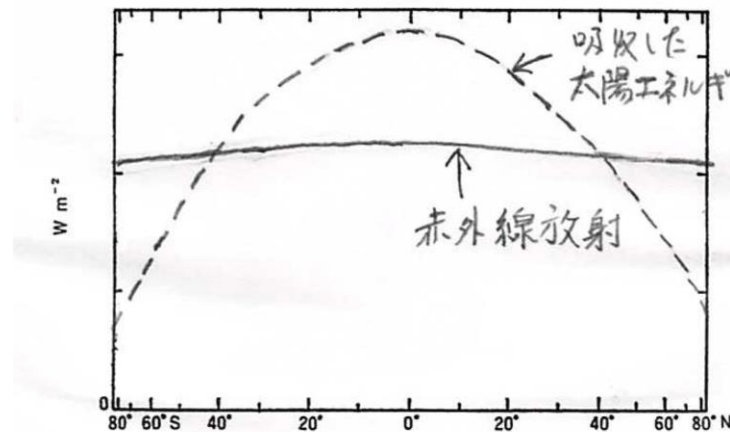
# 局所的放射平衡からのずれ



(a)



(b)



(c)

# 金星大気の鉛直構造 温度分布と雲層

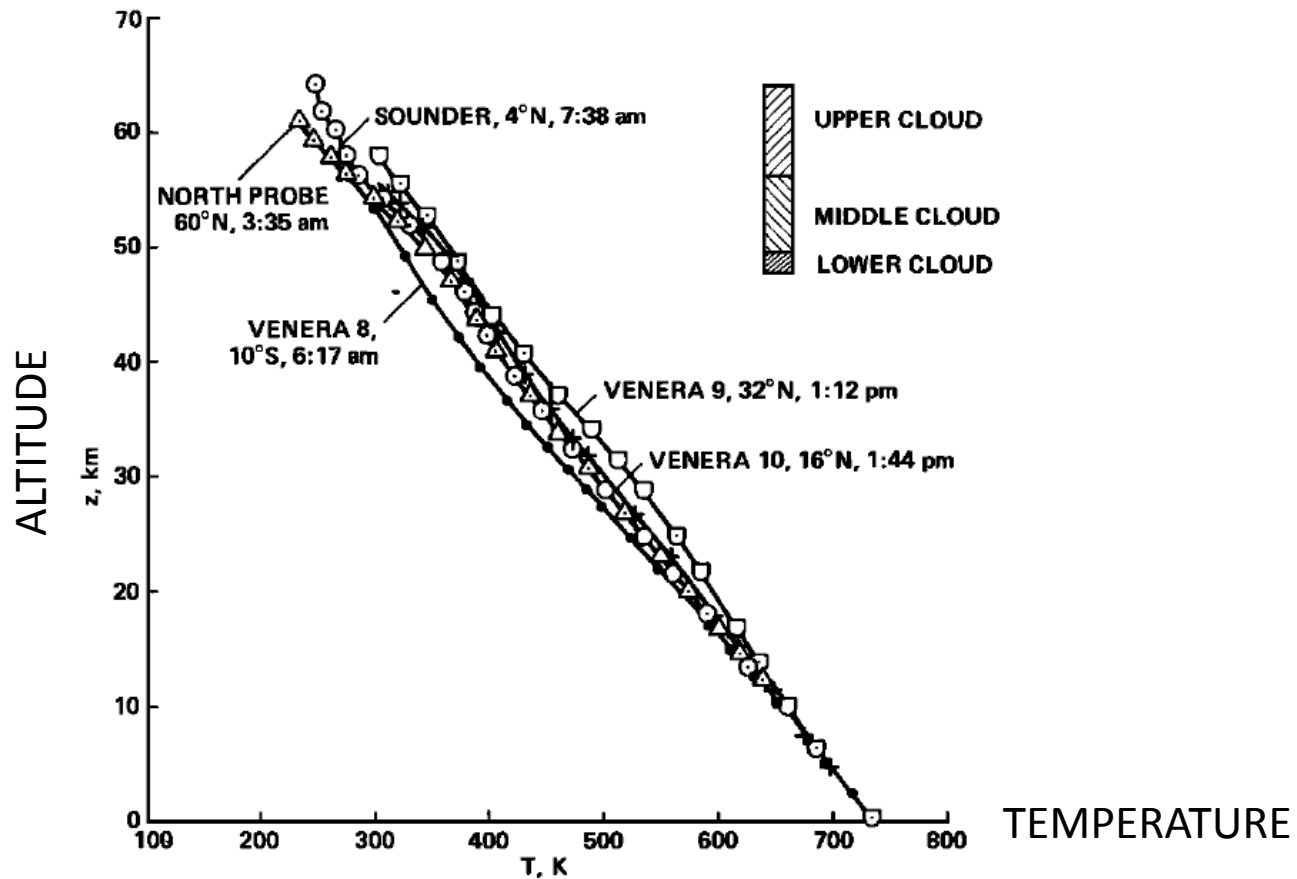
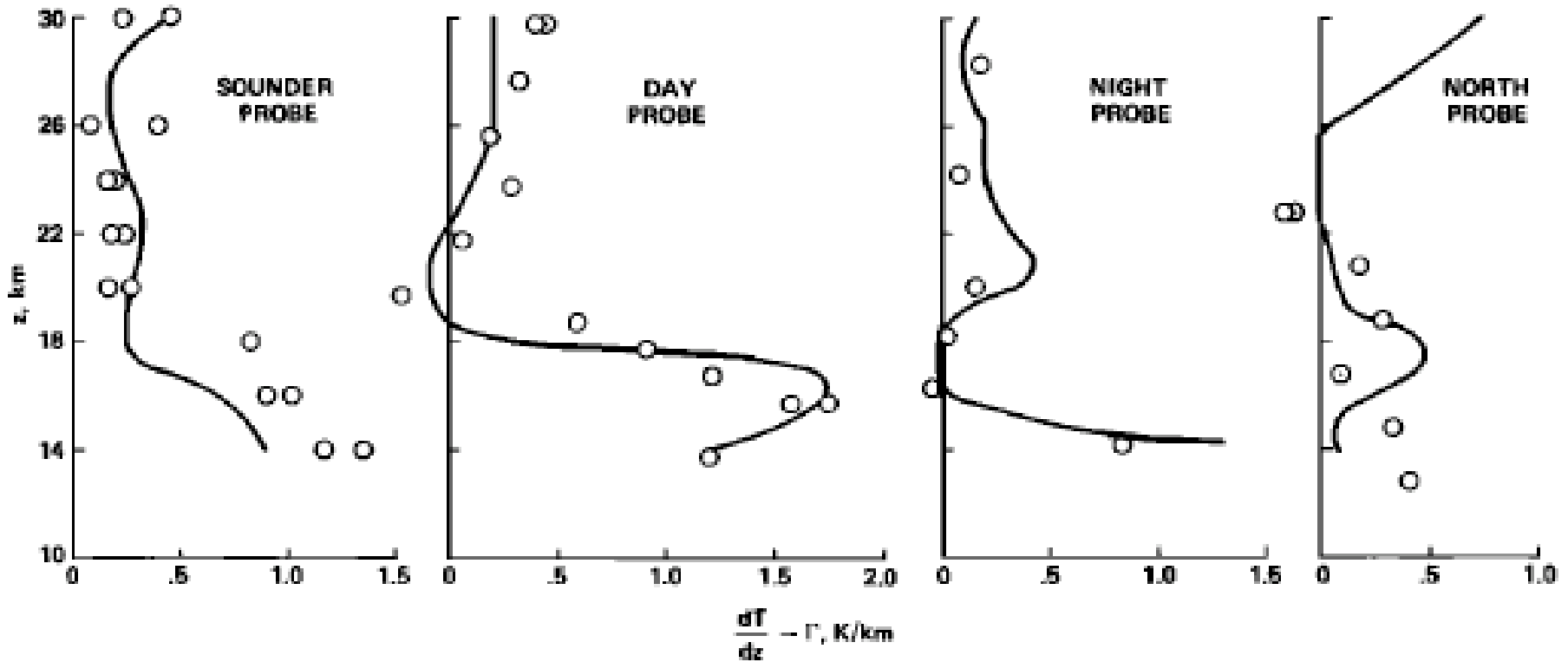


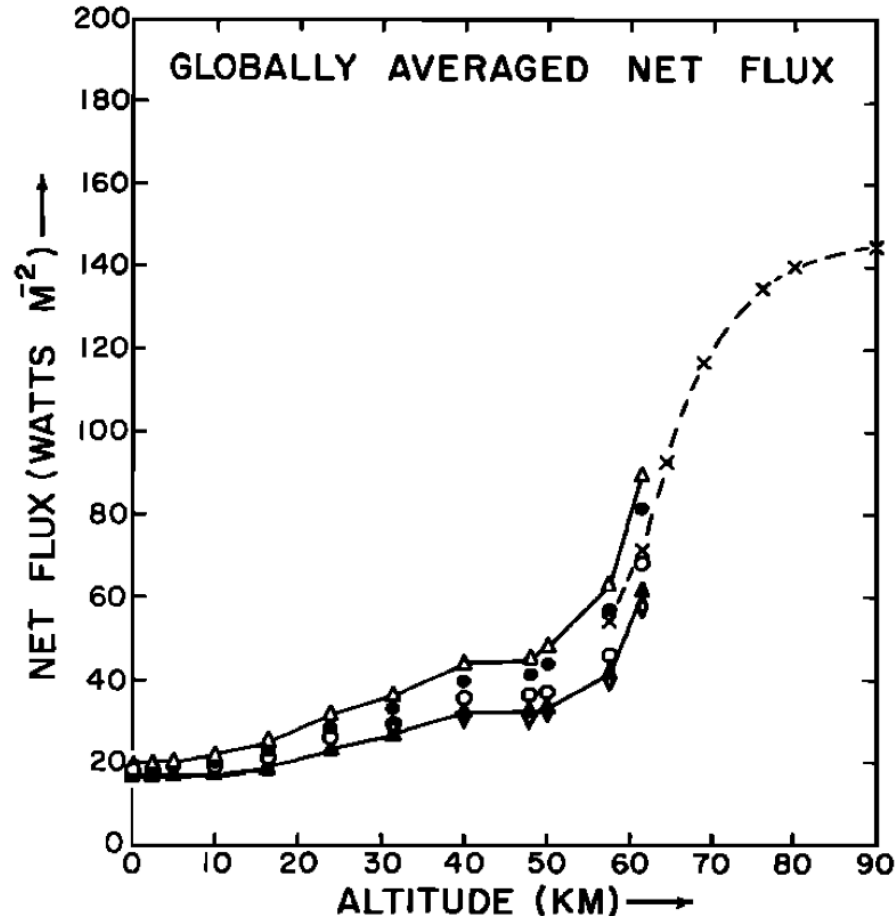
Fig. 2. Comparison of Venera 8, 9, and 10 temperatures with those of the Pioneer Venus sounder and north probes.

# Pioneer Venusの探査機により測定された 大気安定度



金星の下層大気は弱安定？

# 太陽光の鉛直分布

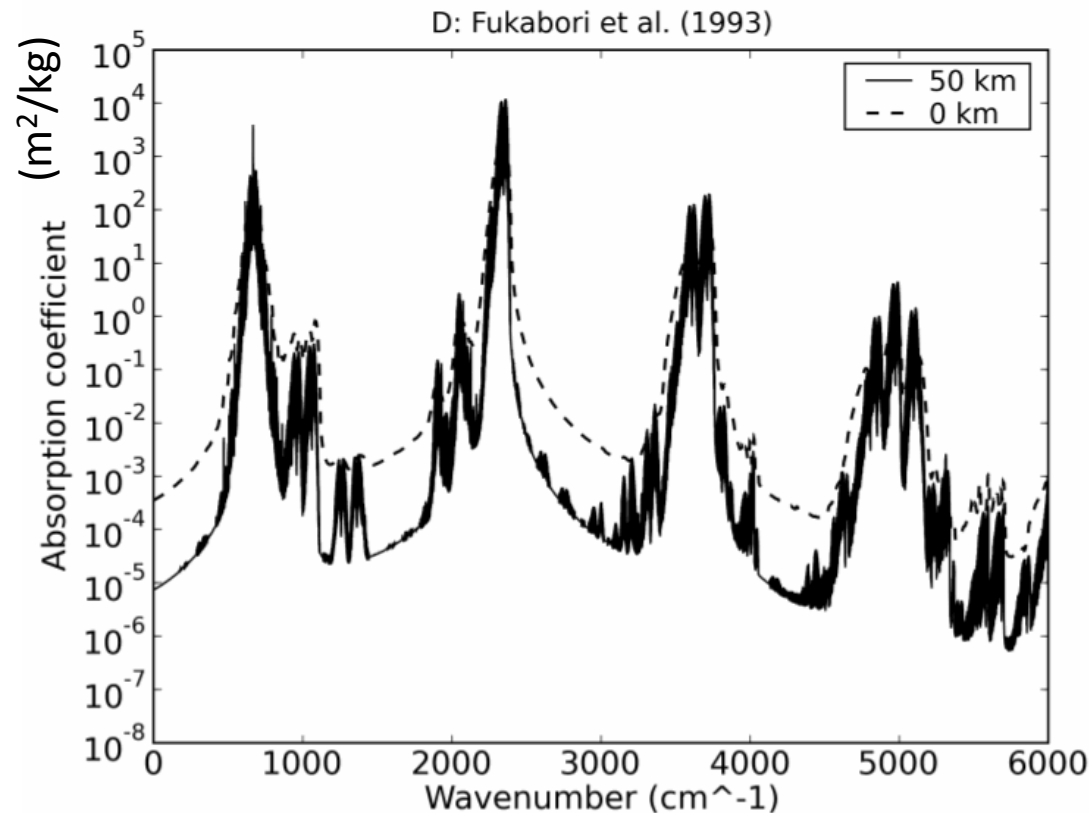


Tomasko et al. (1980)

- Most of solar energy is absorbed in the cloud.
- Its small amount reaches at the ground (10% of absorbed energy is absorbed at the ground).

# Greenhouse effect of CO<sub>2</sub> atmosphere

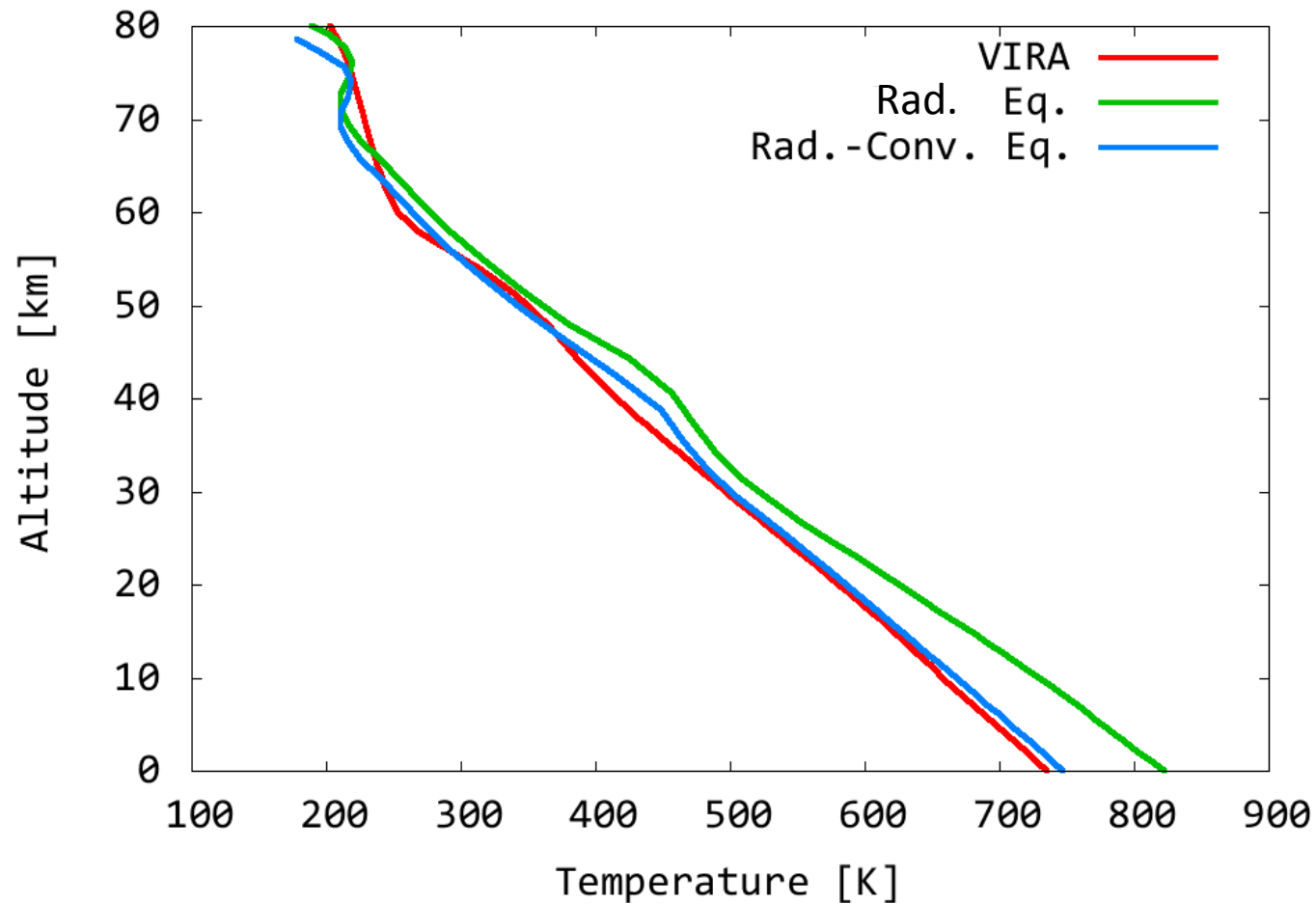
Cause of the high surface temperature: Greenhouse effect



Distribution of absorption coefficient

# Radiative-convective equilibrium temperature

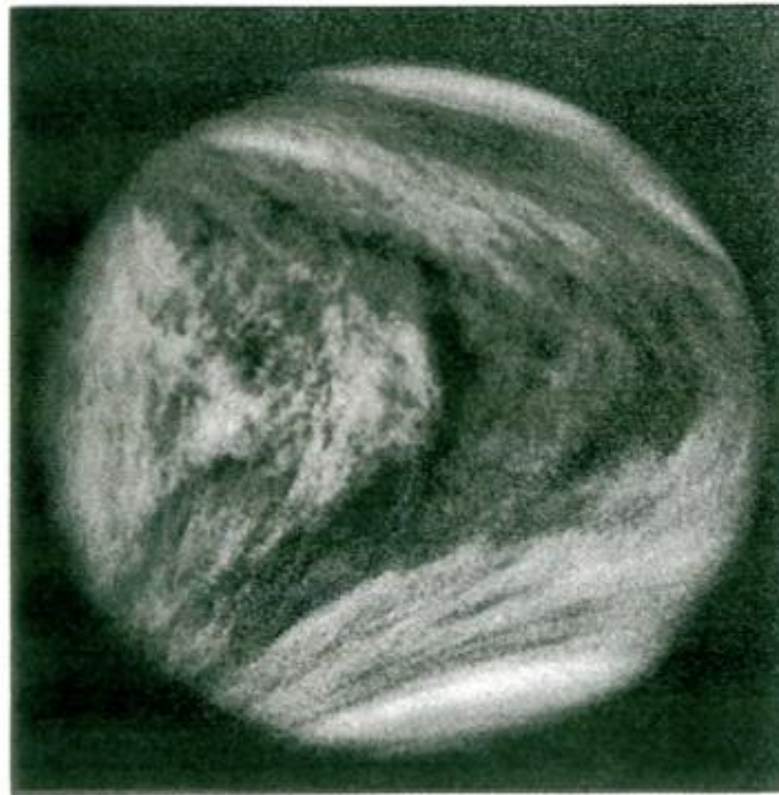
Takagi and Matsuda(2009) using Fukabori's line profile





## (B) スーパーローテーションの観測

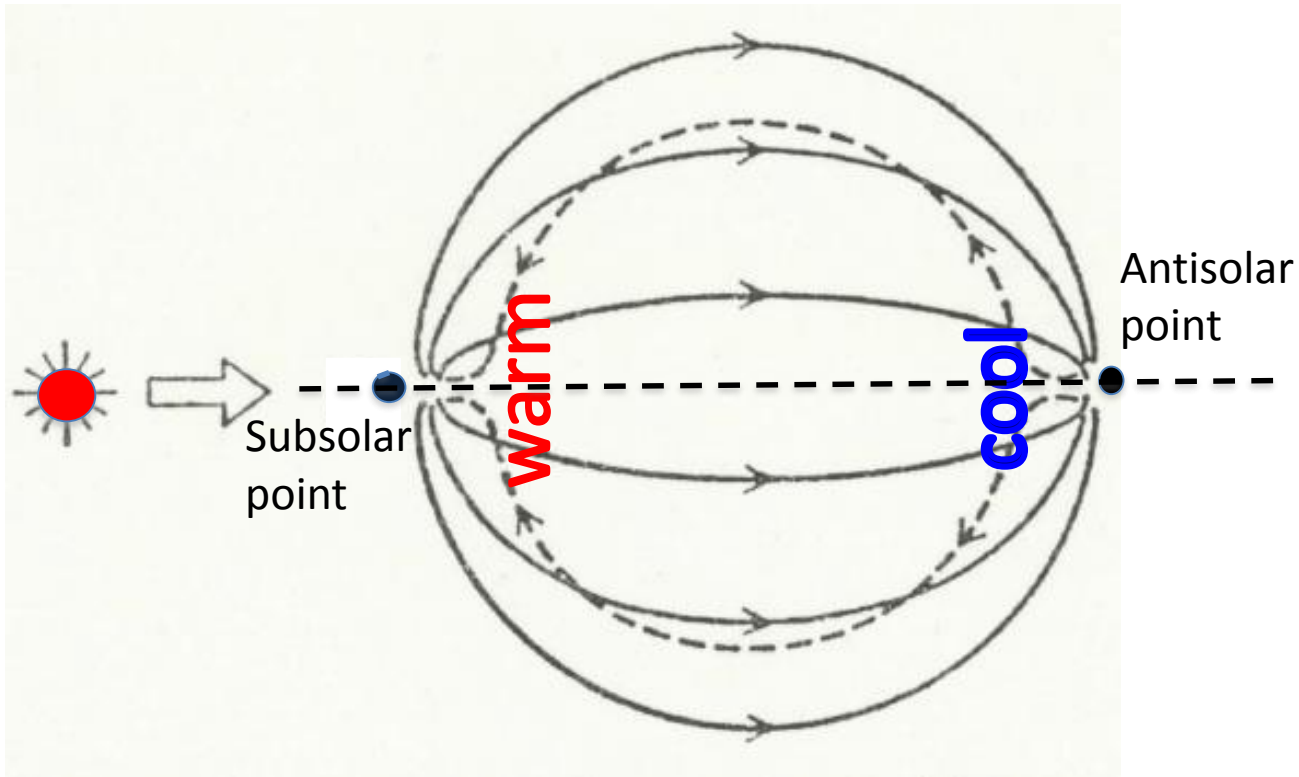
### (1) 紫外線による金星のイメージ



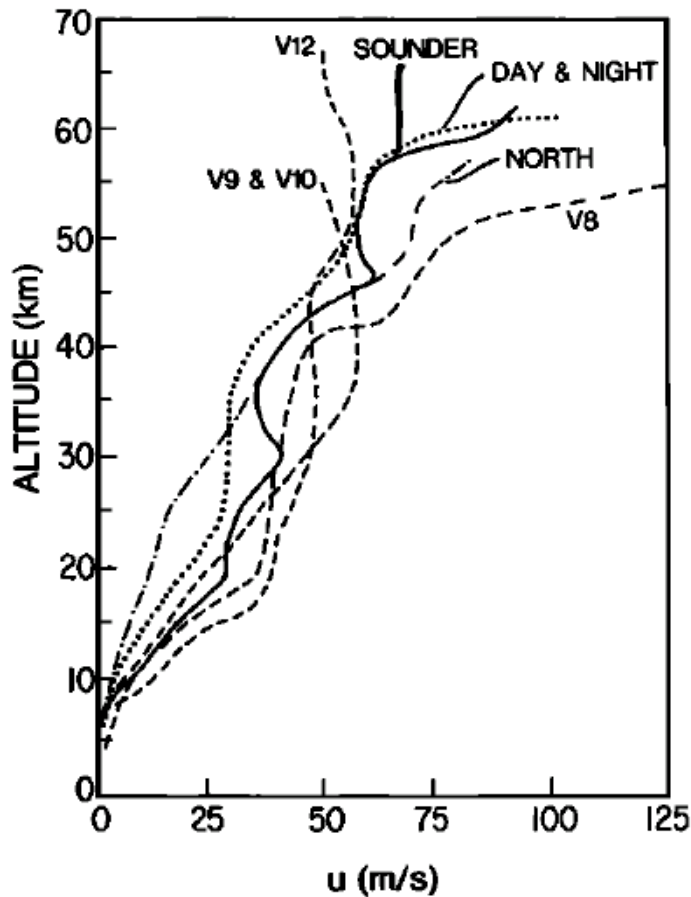
このパターンが4(地球)日で金星を1周することが観測された

# 夜昼間対流

- 金星の1太陽日(117地球日)は非常に長い  
→ 夜昼間対流の卓越を予想するのは自然



## (2) 様々な探査機によって測定された 東風の鉛直分布



東風 =  
自転の方向

西風は観測  
されていない

A comparison of zonal wind velocity profiles from Pioneer Venus and Venera probes.

# 東風の緯度分布 (Mariner と Pioneer Venus)

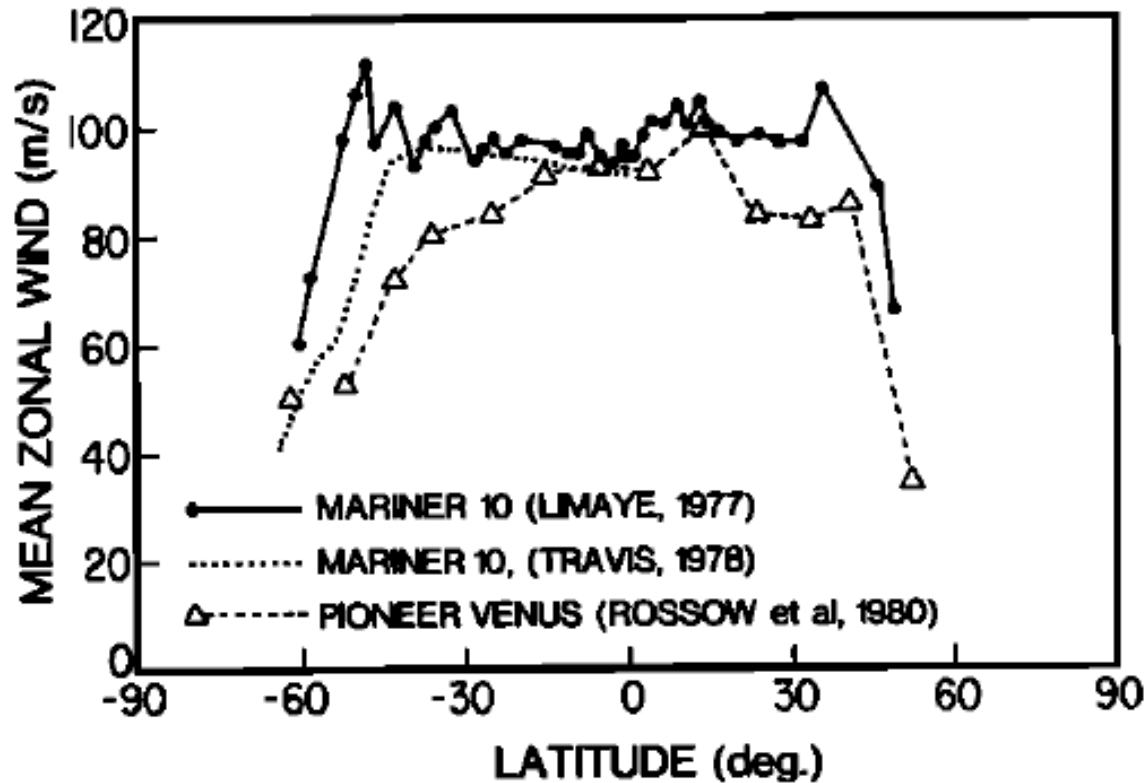
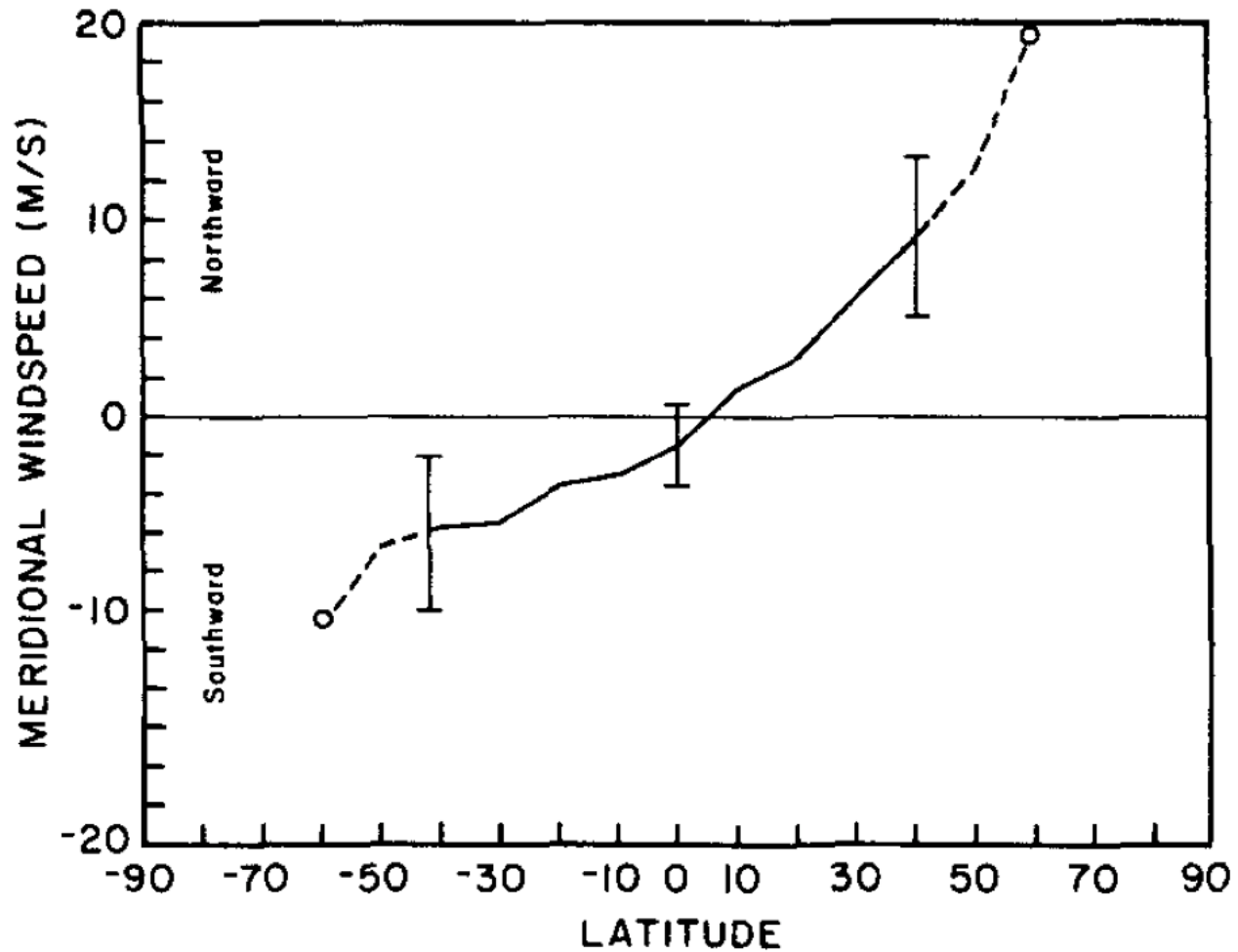


Fig. 13. Latitude dependence of retrograde zonal wind speeds inferred from cloud tracking in Mariner 10 and Pioneer Venus ultraviolet images.

# Pioneer Venusによる南北風速度



Rossow et al. (1990)

# 東風の子午面内分布

- Occultationによる観測

Walterscheid et al. (1985)

## Temperature

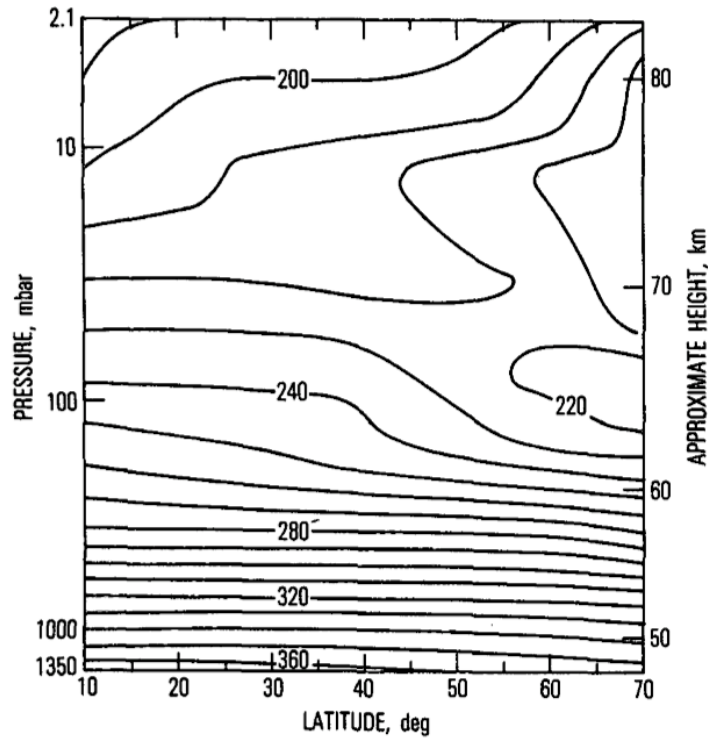


FIG. 3. Contours of Northern Hemisphere temperature data; SZA independence is assumed. The contour interval is 10 K. Approximate heights for this and subsequent figures are from Seiff *et al.* (1980). Contours have been smoothed.

## Easterly wind velocity

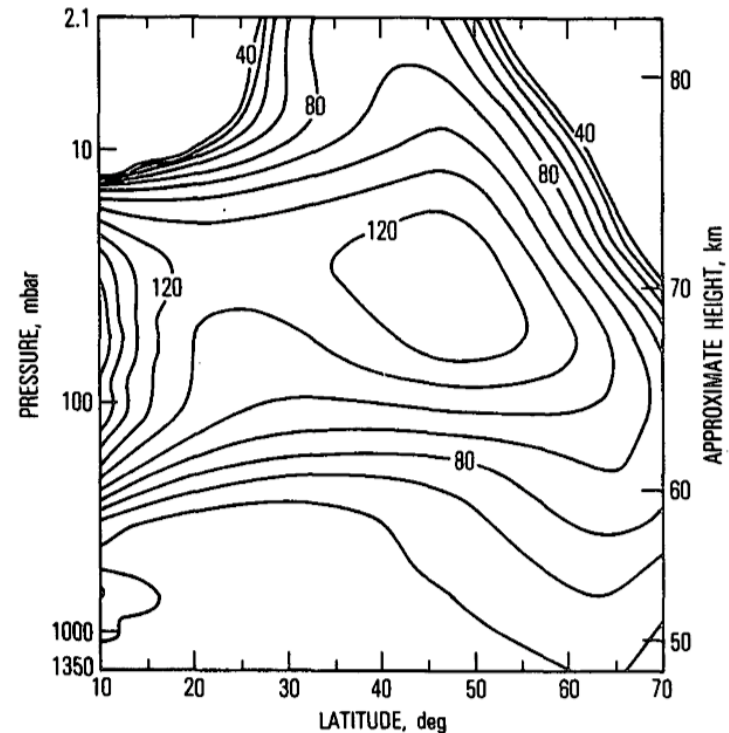
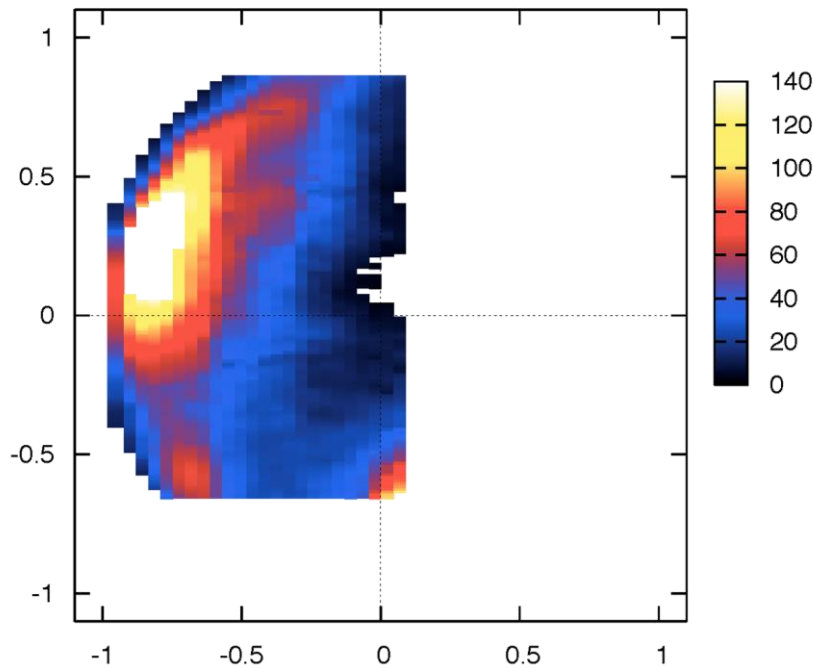


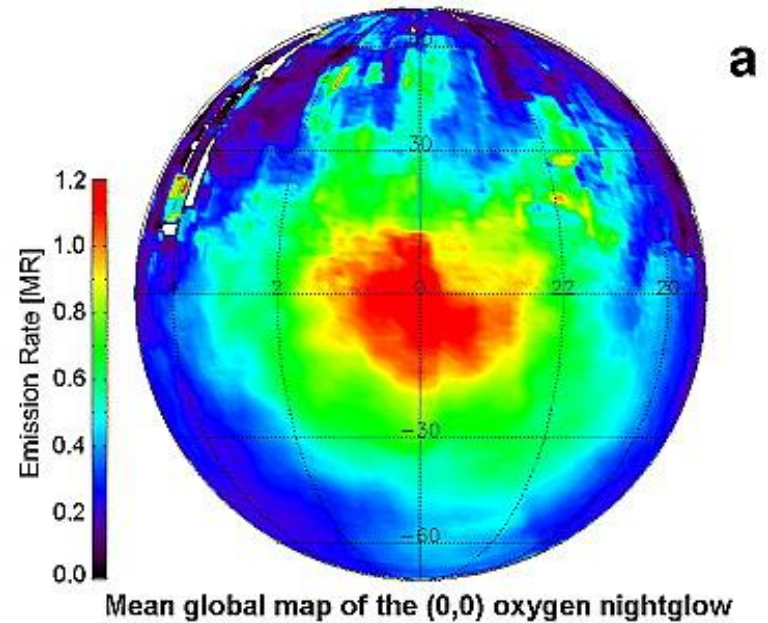
FIG. 4. Contours of westward zonal wind speed ( $\text{m s}^{-1}$ ) for the Northern Hemisphere derived from temperature data assuming cyclostrophic balance. Contour interval is  $10 \text{ m s}^{-1}$ . Contours have been smoothed.

# 熱圏の循環

- 観測（酸素のnightglow）が夜昼間対流を示唆



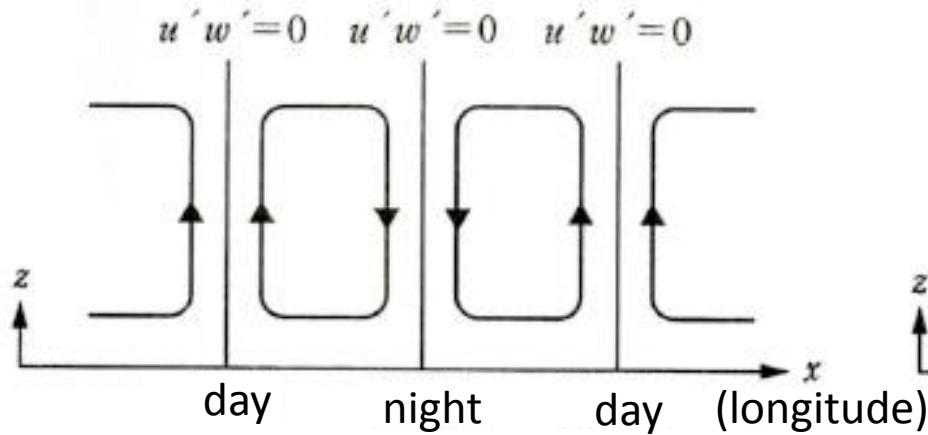
Ohtsuki et al. (2008)



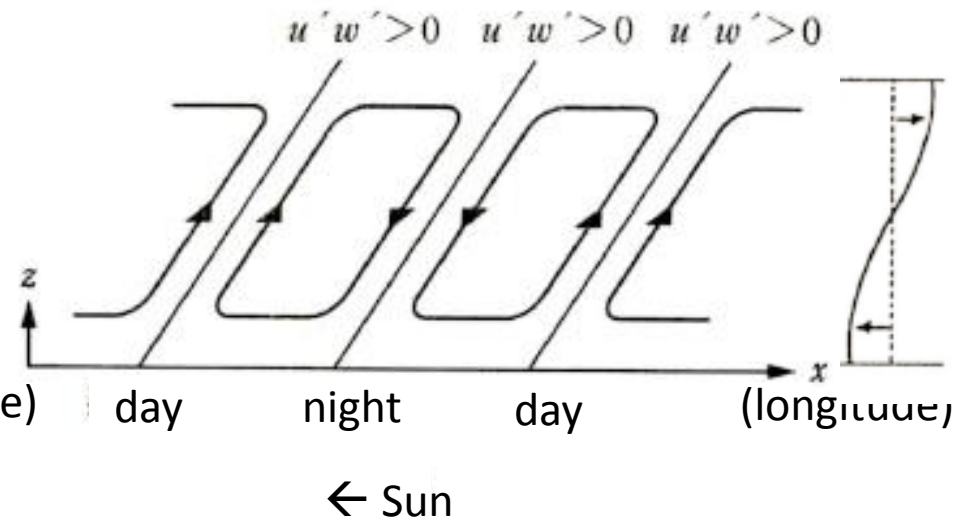
[Piccioni et al., 2009]

# 1. “Moving flame” メカニズム 赤道上の2次元モデル

(a) 熱源の移動なし



(b) 熱源の移動あり

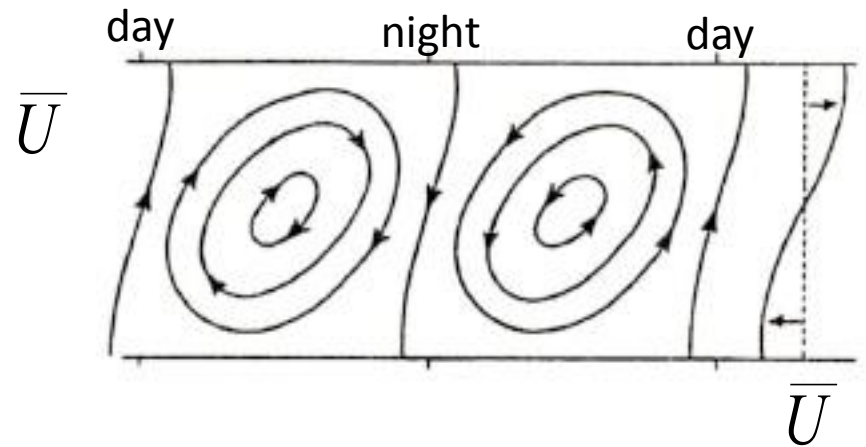
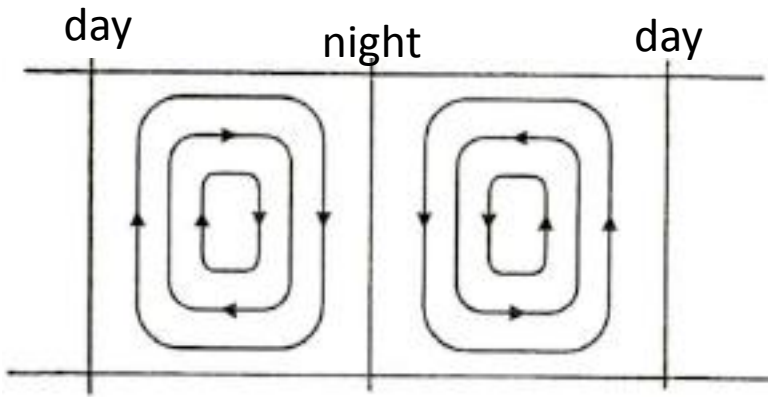


$u'w'$  の  $x$  平均  $> 0$  : 東西方向 ( $x$ ) の運動量の上方 ( $z$ ) 輸送



## 2. トンプソン・メカニズム(1)

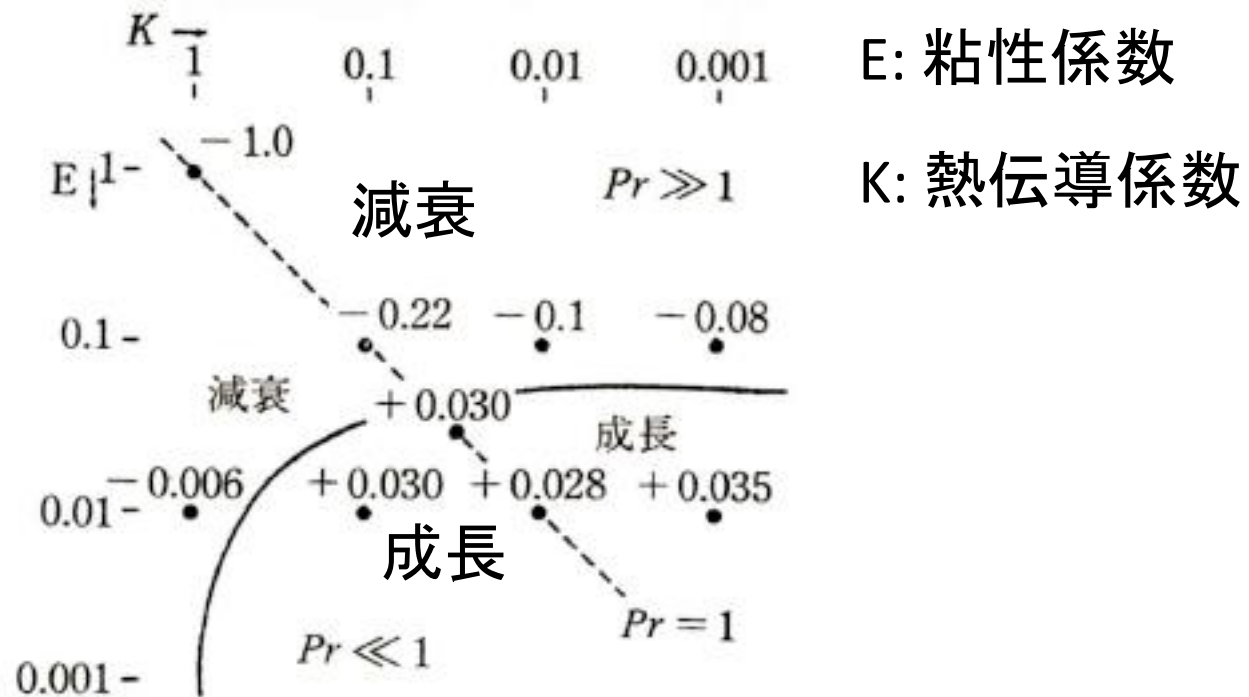
メカニズムの基本: 傾いた対流セルと鉛直シアを持った平均流とのポジティブ・フィードバック



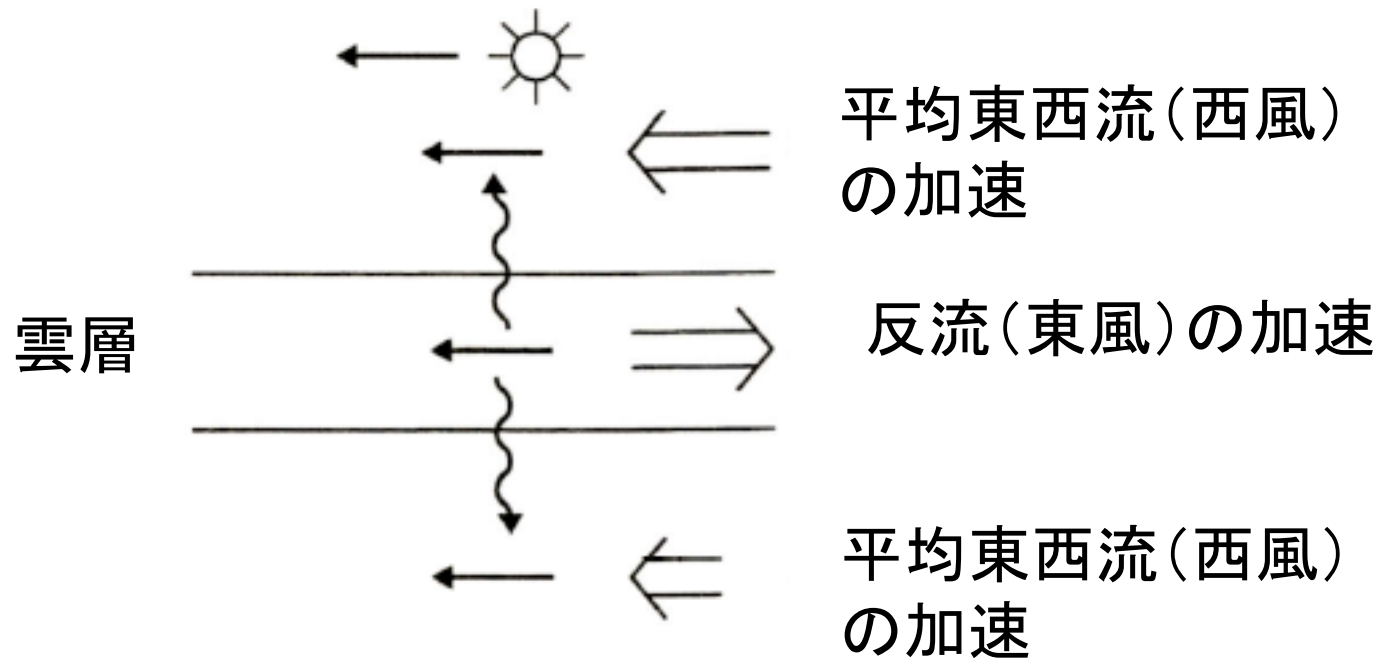
## 2. トンプソン・メカニズム(2)

数値計算の結果:

安定/不安定 ダイアグラム



# Fels と Lindzen(1973)の基本概念

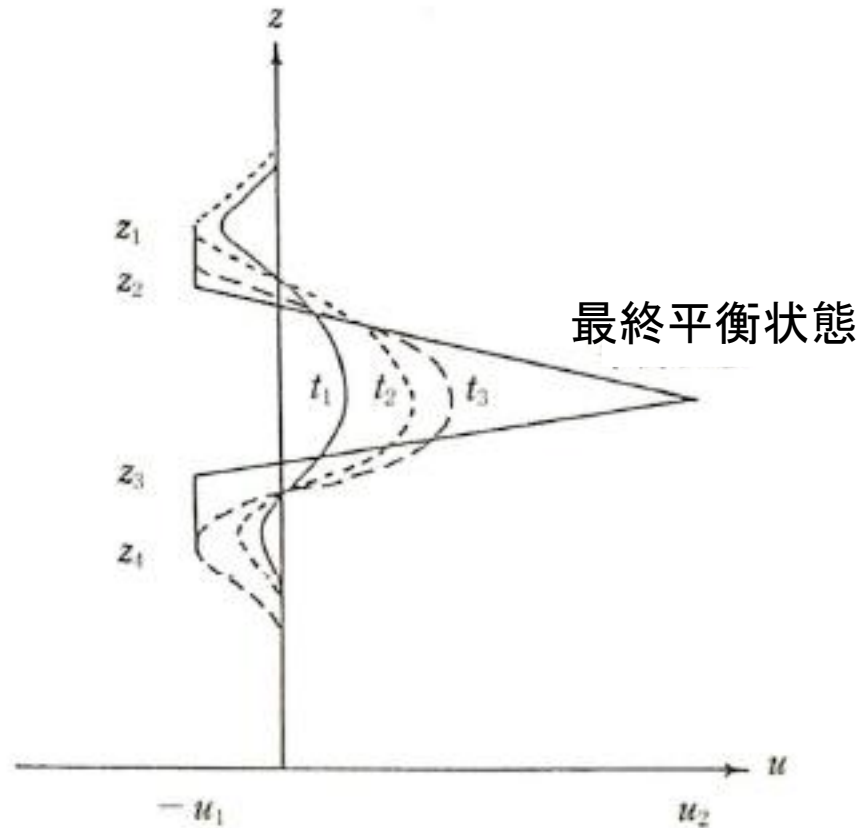


- このメカニズムの問題点:

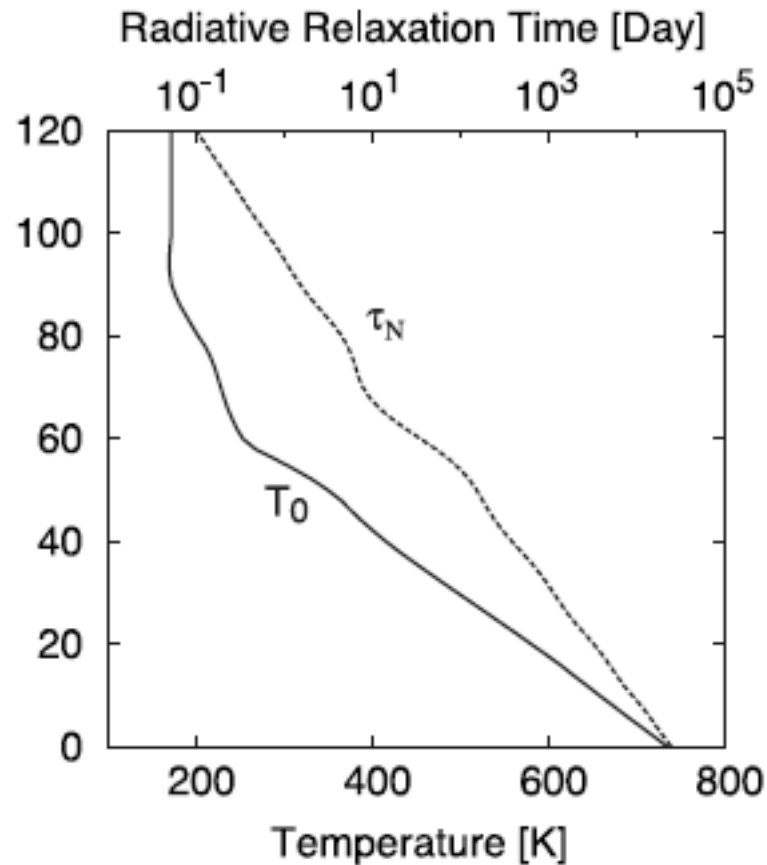
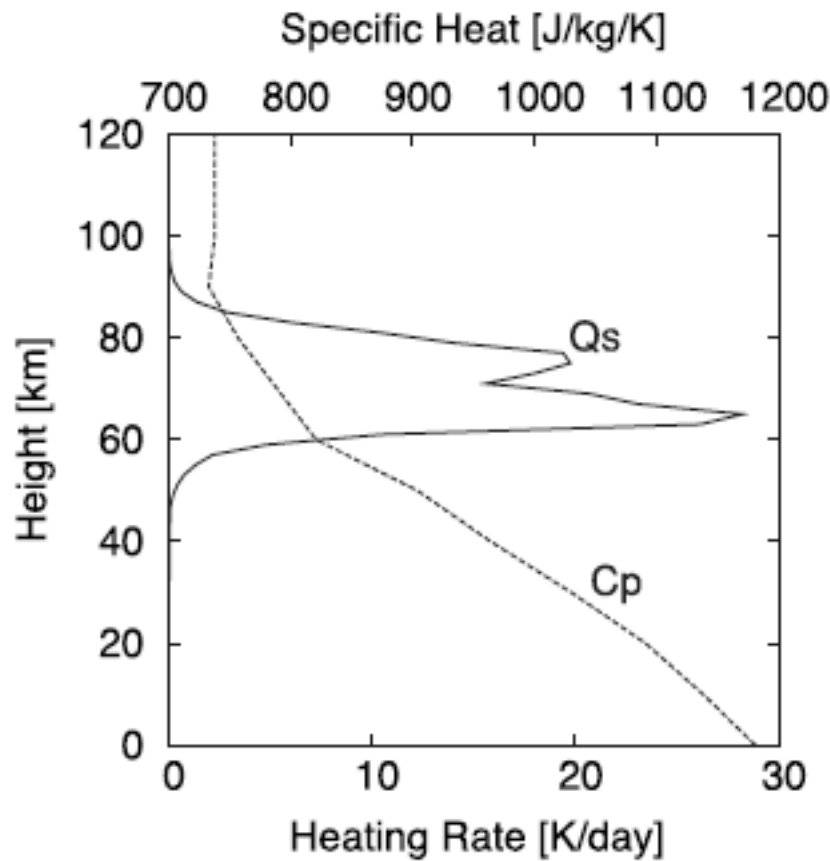
臨界高度( $z:U(z) = c_x$ )の形成

# 臨界高度の形成

## 平均東西流の発展



# 現実的な大気における熱潮汐波の伝播 : Takagi and Matsuda (2006)

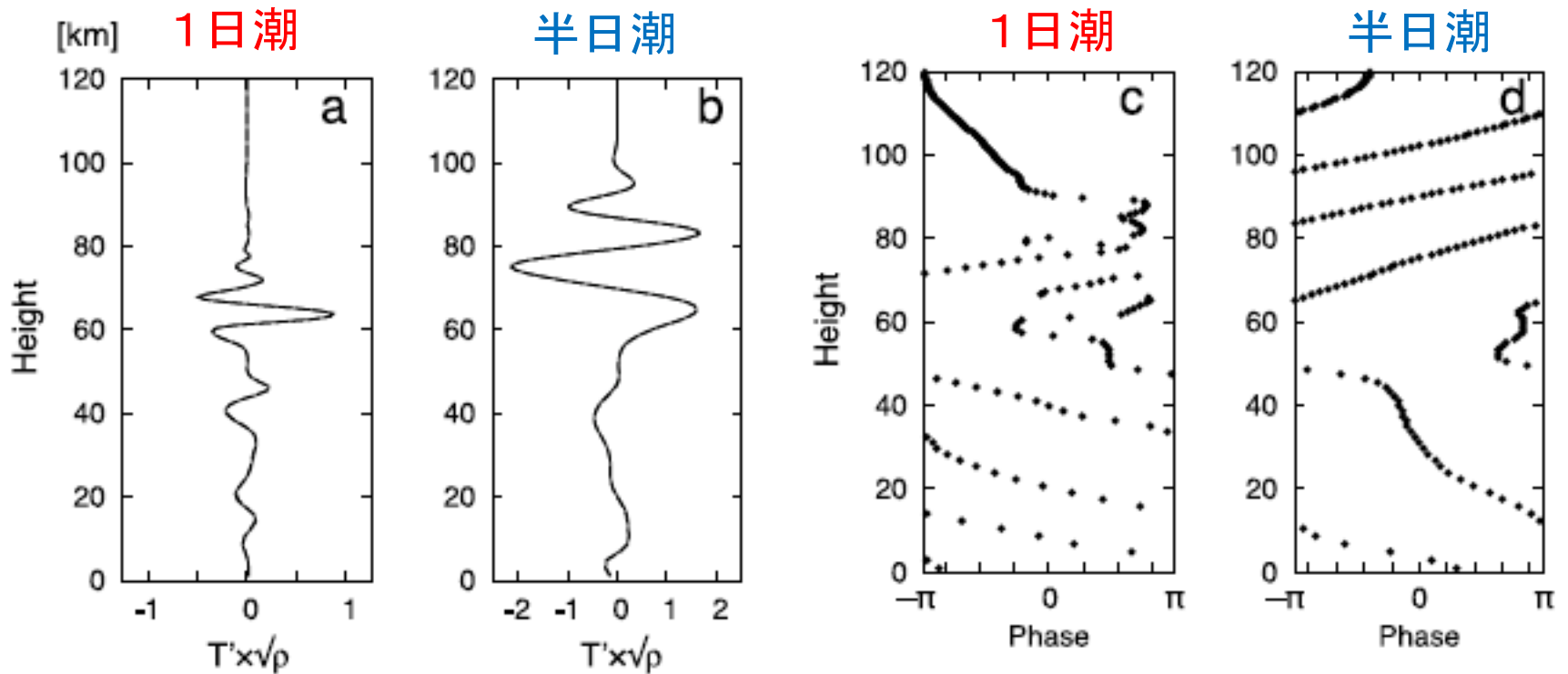


$Q_s$ : 太陽加熱率

$\tau_N$ : ニュートン冷却の  
緩和時間

# 熱潮汐波の地面への伝播

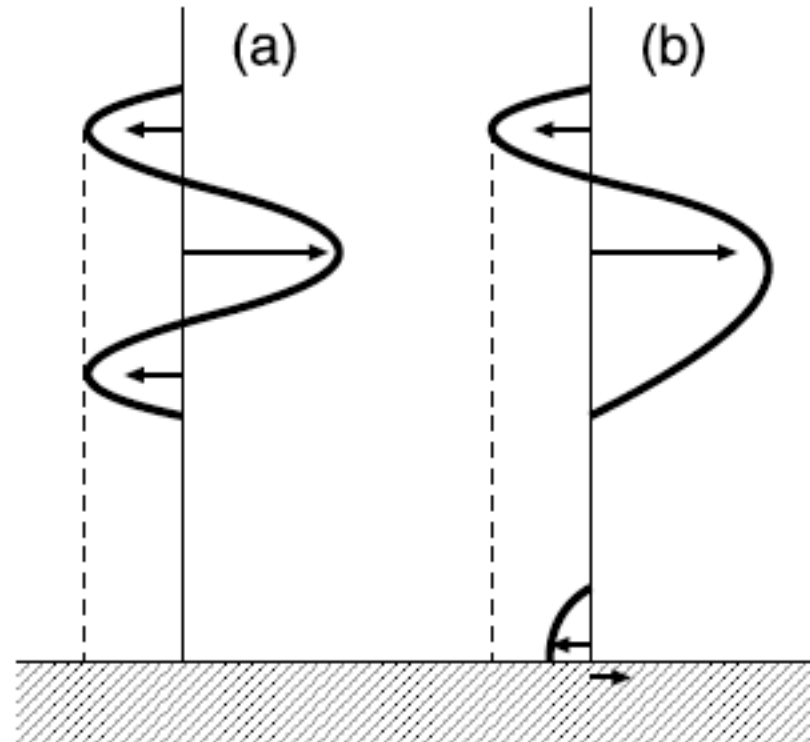
Takagi and Matsuda (2006)



**Figure 1.** Vertical distributions of temperature deviations and their phase associated with (a and c) diurnal and (b and d) semidiurnal tides at the subsolar point multiplied by square root of the basic state density ( $T' \times \sqrt{\rho}$ ), which are calculated for the heating profiles (a) and (b) and without ground heating. The two distributions are overlapped almost

# 大気における正味の運動量の生成

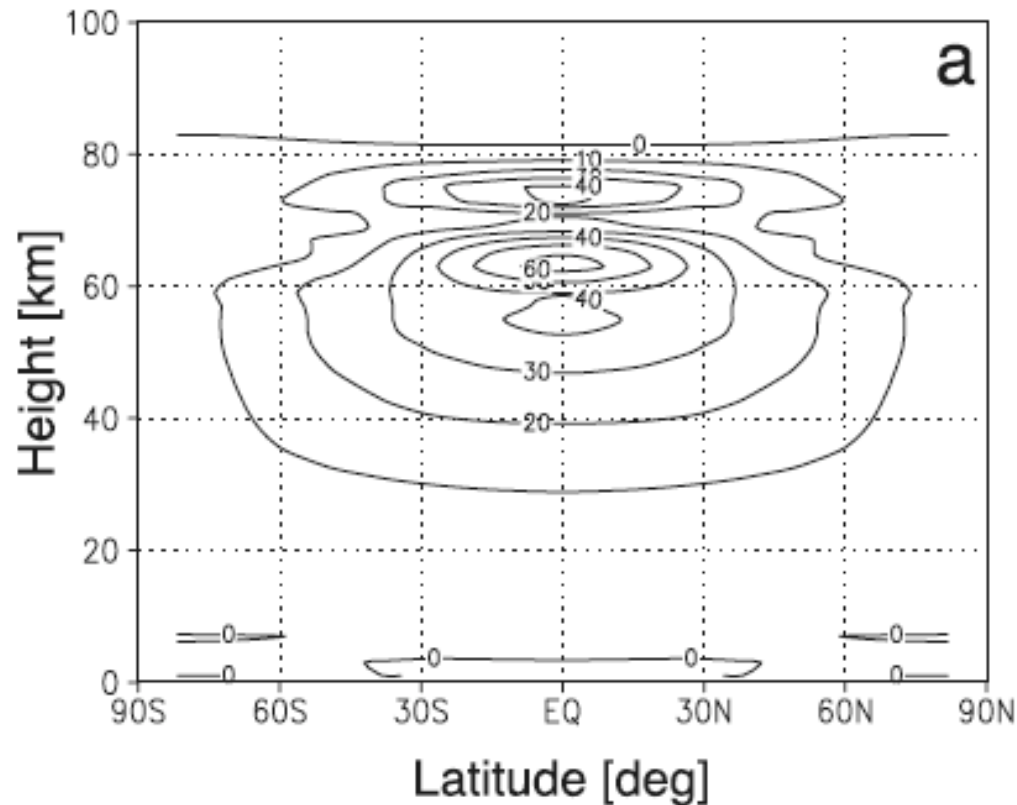
Fels and Lindzen      Takagi and Matsuda



**Figure 10.** Schematic illustration of acceleration mechanism of mean zonal flow by the thermal tides (a) in the work of *Fels and Lindzen* [1974] and (b) in the present model.

# 熱潮汐波によるスーパーローテーションの生成 (GCMによる数値実験)

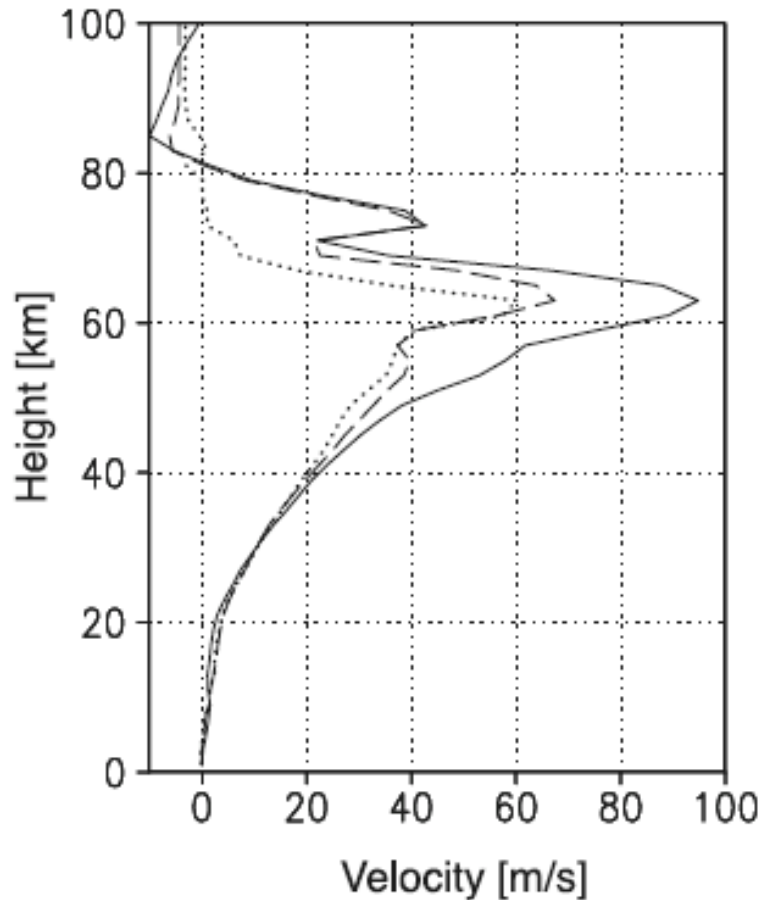
- Takagi and Matsuda (2007)



子午面内における東風の分布



# Takagi and Matsuda (2007)におけるスーパーローテーションのパラメータ依存性



赤道における東風

実践: 弱いニュートン冷却

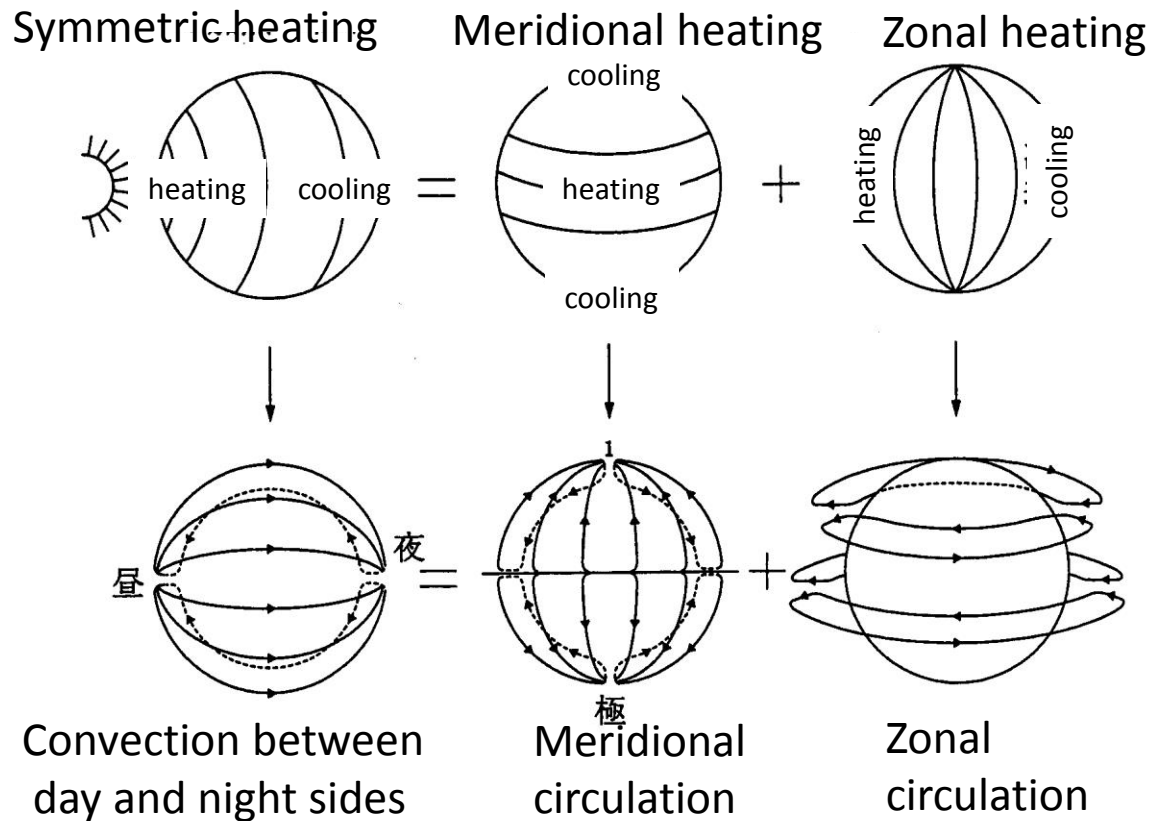
破線: 標準の場合

点線: 強いニュートン冷却

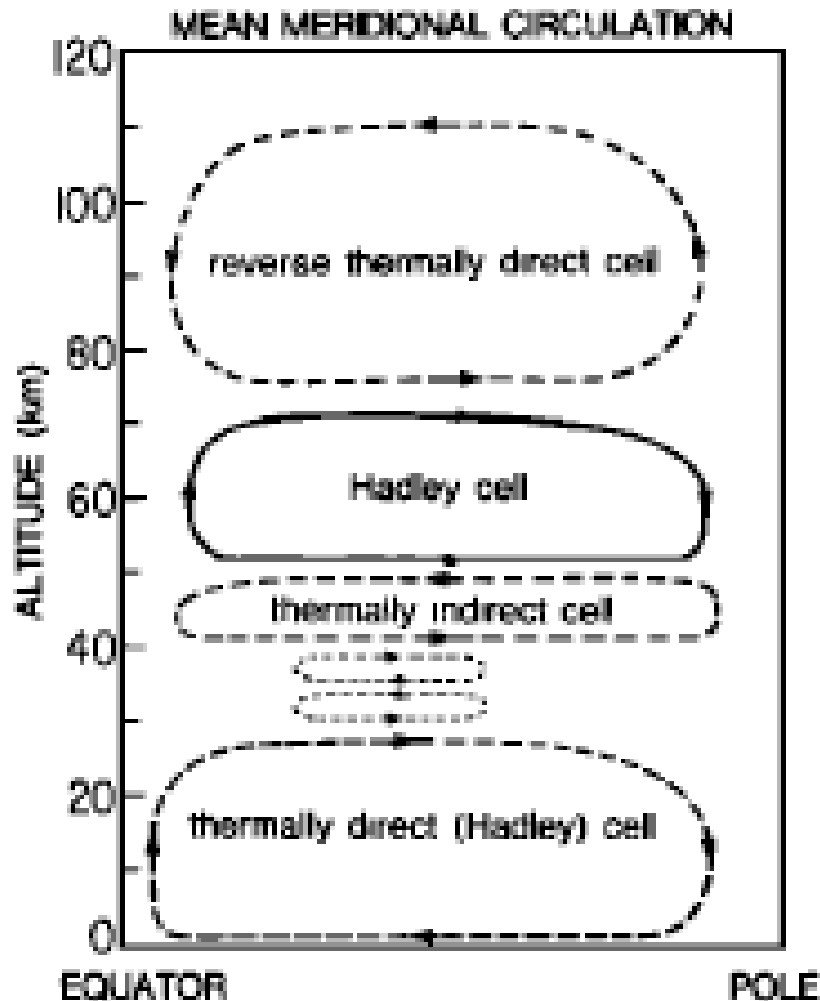
注意: 子午面循環はT and M (2007)に含まれていない

# (4) 子午面循環によるメカニズム

## 子午面循環と東西流と夜昼間対流の関係



# 子午面循環の予測



金星の自転周期は243日  
Schubert et al. (1980)による  
予測(想像)

子午面循環の1周時間~200日  
(南北速度~1m/s とすると)  
金星の自転周期 243日  
SRの回転周期 4日

# 色々な自転周期に対する子午面循環 (Williams(1988))

Williams: The dynamical range of global circulations

239

0.25 days **Table 4.** DRY and modified-surface circulations: energy, heat, and momentum integrals

2 days

Case	Energy					Heat					Momentum					
	$\Omega^{*e}$	$\Delta$	$\tau_i$	$K_Z$	$K_E$	$P:K_Z$	$P:K_E$	$K_Z:K_E$	$T^a$	RAD	$v'T'^c$	$-\omega'T'$	Max <sup>b</sup> torque	$v'M'$	$-\omega'M'$	Max <sup>d</sup>  u
4	D	529	34	8	11	79	-15	251.1	-540	145	136	-56	31	-14	30	1.0
2	D	819	156	47	39	180	-47	252.2	-649	373	346	-66	46	-198	63	1.7
1	D	409	176	65	-7	351	-204	251.3	-678	623	649	-106	557	547	70	3.1
1/2	D	729	371	57	-84	439	-320	252.8	-655	753	817	-89	646	721	110	4.2
1/4	D	1700	105	61	127	175	-19	251.8	-642	213	465	-20	-76	256	98	2.5
1/32	A	860	77	13	58	-14	23	251.8	-452	-18	433	-9	-122	-11	39	5.2
0	A	400	3	0.4	7	-0.1	0.2	250.9	-345	0.1	0	-0.1	0.7	0.1	1.1	6.0
4, SLIP	E	249	128	20	58	196	-35	252.7	-908	150	299	-	106	-118	39	5.0
1, SLIP	A	280	275	37	-7	59	-7	237.5	-296	335	152	-	73	79	54	2.5
4, HOT	A	440	296	49	56	183	-43	262.5	-914	436	393	63	203	96	112	2.0
Units		Days	$J\ kg^{-1}$			$10^{-6}\ W\ kg^{-1}$		K	$10^{-8}\ Ks^{-1}$	$10^1\ J\ m\ kg^{-1}\ s^{-1}$	$10^{-2}\ W\ m^{-2}$	$m^2\ s^{-2}$	$10^5\ kg^2\ m^{-2}\ s^{-2}$	$10^2\ s^{-2}$	$m\ s^{-1}$	

0.5 days

4 days

1 day

No rotation

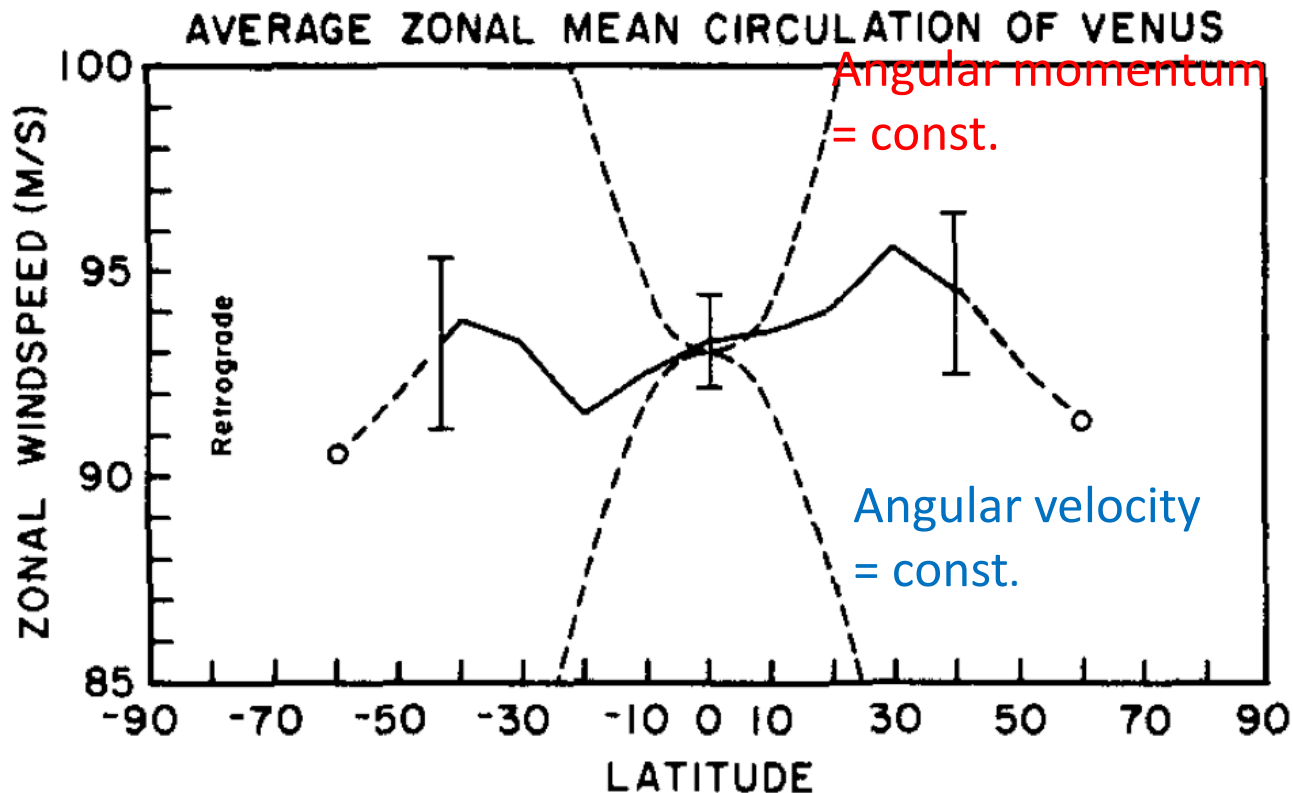
<sup>a</sup> Instantaneous value here only  
<sup>b</sup> Max denotes local extreme; global means elsewhere  
<sup>c</sup> Eddy integrals are denoted symbolically; sphericity factors are involved  
<sup>d</sup> In the troposphere  
<sup>e</sup> SLIP, HOT variants denote cases with surface slip and enhanced heating; only SLIP(4) model is moist

$\tau_i$  denotes integration period  
 $\Delta$  denotes integration domain and resolution (see Table 1)  
 RAD denotes radiative heating rate

DRY ( $\Omega^*$ )

# 東風とその角運動量の緯度分布

Rossow et al. (1990)



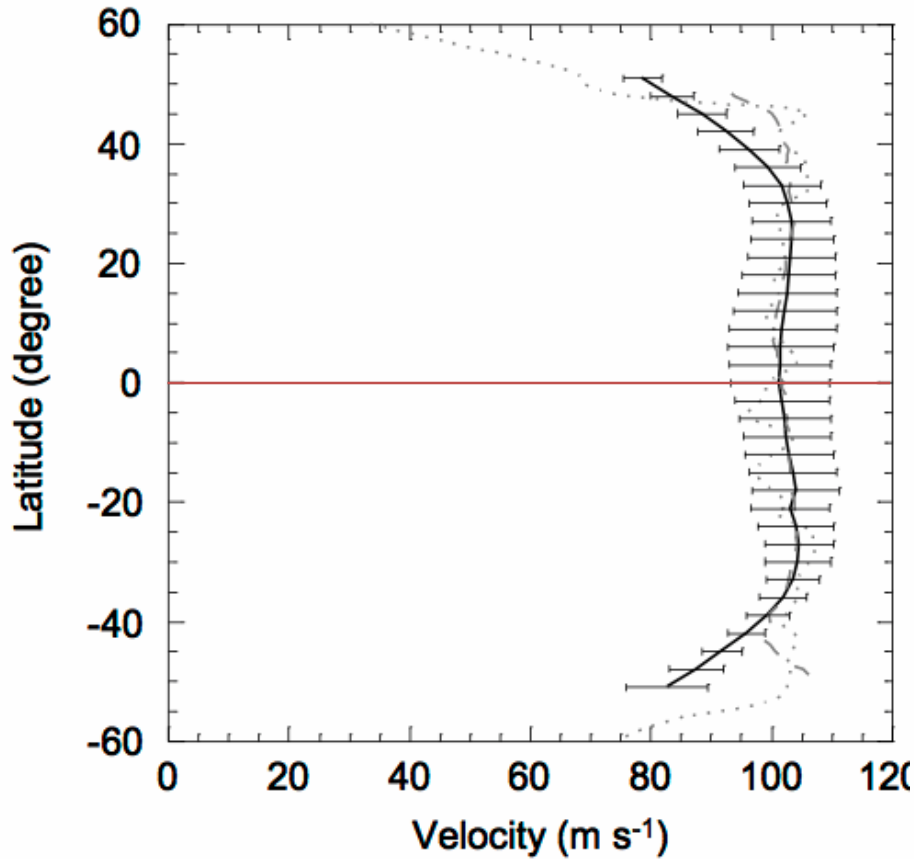
東風は緯度とともに減少または少し増加

→ 角運動量 =  $\rho U x$  (自転軸からの距離)

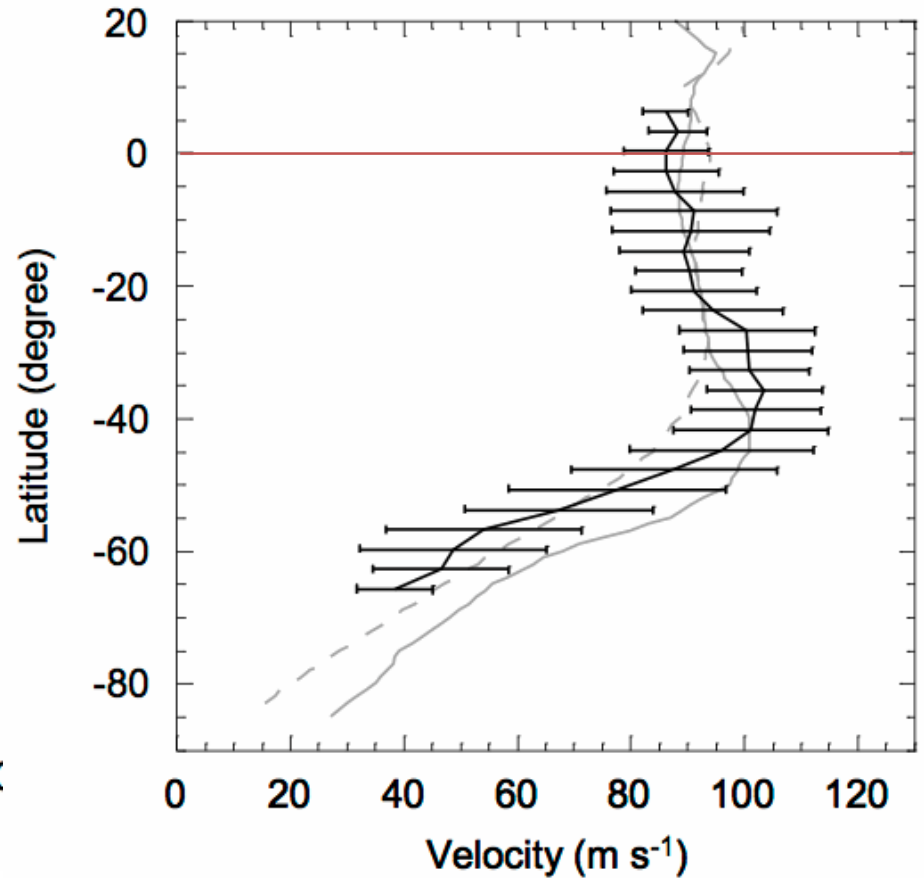
: 緯度とともに減少

# 雲追跡による東風の緯度分布 Kouyama (2011)

**a Zonal wind**



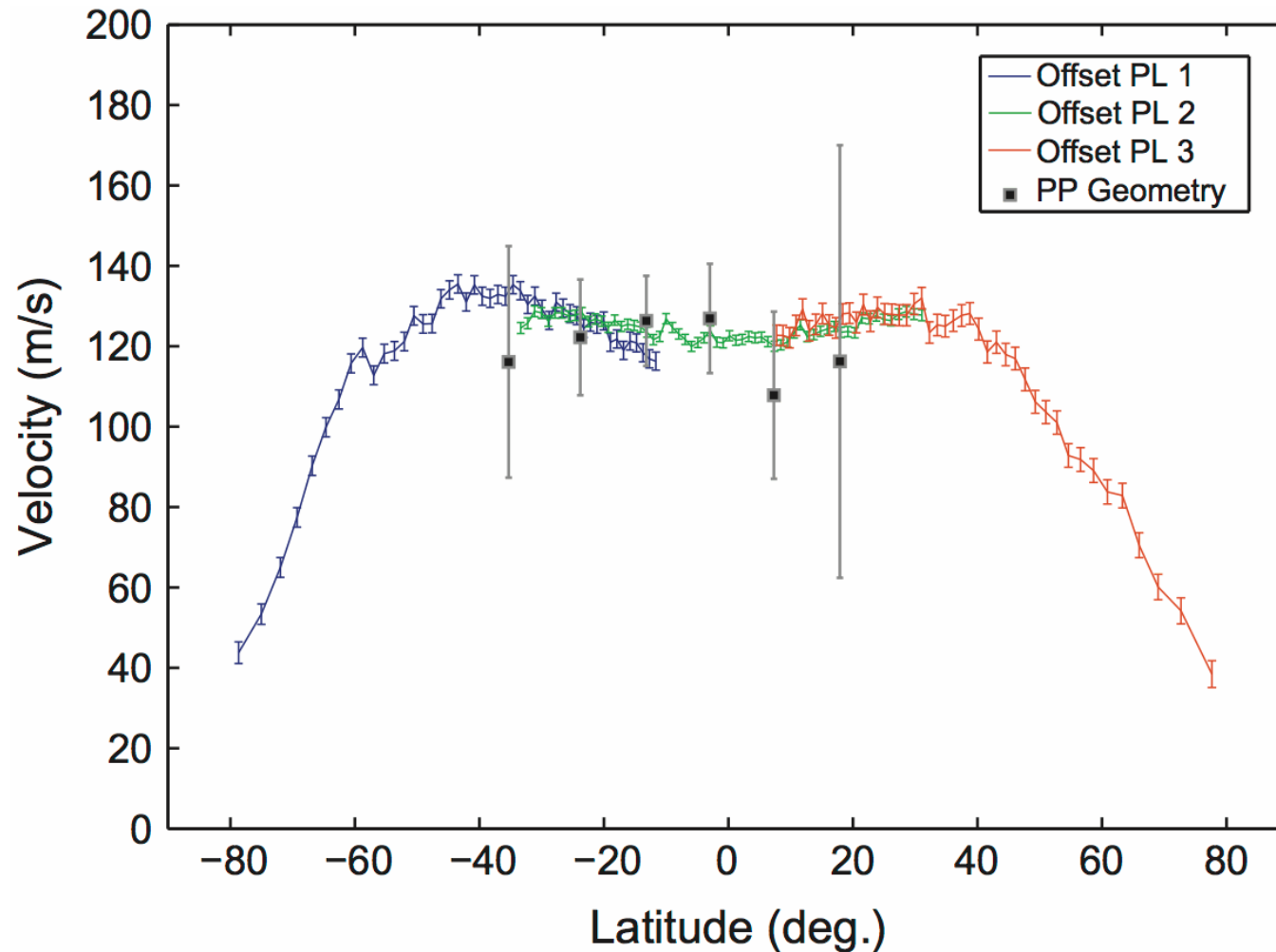
UV, SSI/Galileo



UV, VMC/Venus Express

# Doppler 観測による東風の緯度分布

## Machado et al. (2012)



# 子午面循環による角運動量の上方輸送

$U$ : 東西風の速度

$M$ : 東西風の角運動量

$W$ : 子午面循環の鉛直流速

$MW$ :  $W$ による $M$ の鉛直移流

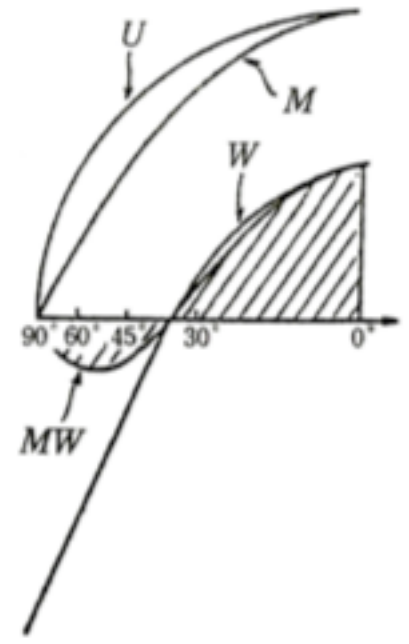
$W > 0 \rightarrow MW > 0$ : 角運動量の上方輸送(赤道)

$W < 0 \rightarrow MW < 0$ : 角運動量の下方輸送(高緯度)

$M$ は低緯度で大

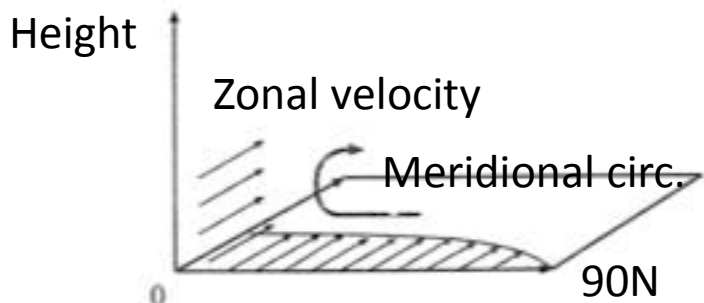
$$\rightarrow \int_0^{\pi/2} MW \cos\theta \, d\theta > 0$$

:角運動量の上方輸送(全球で積分して)

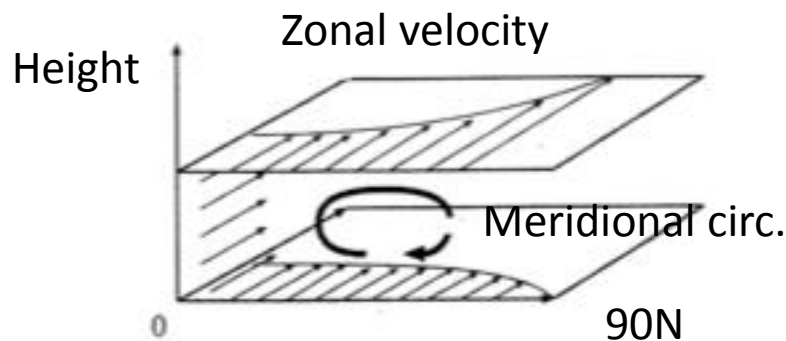




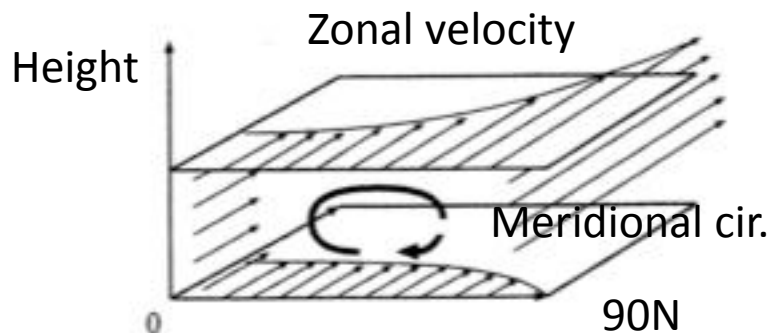
# 子午面循環による角運動量の水平移流



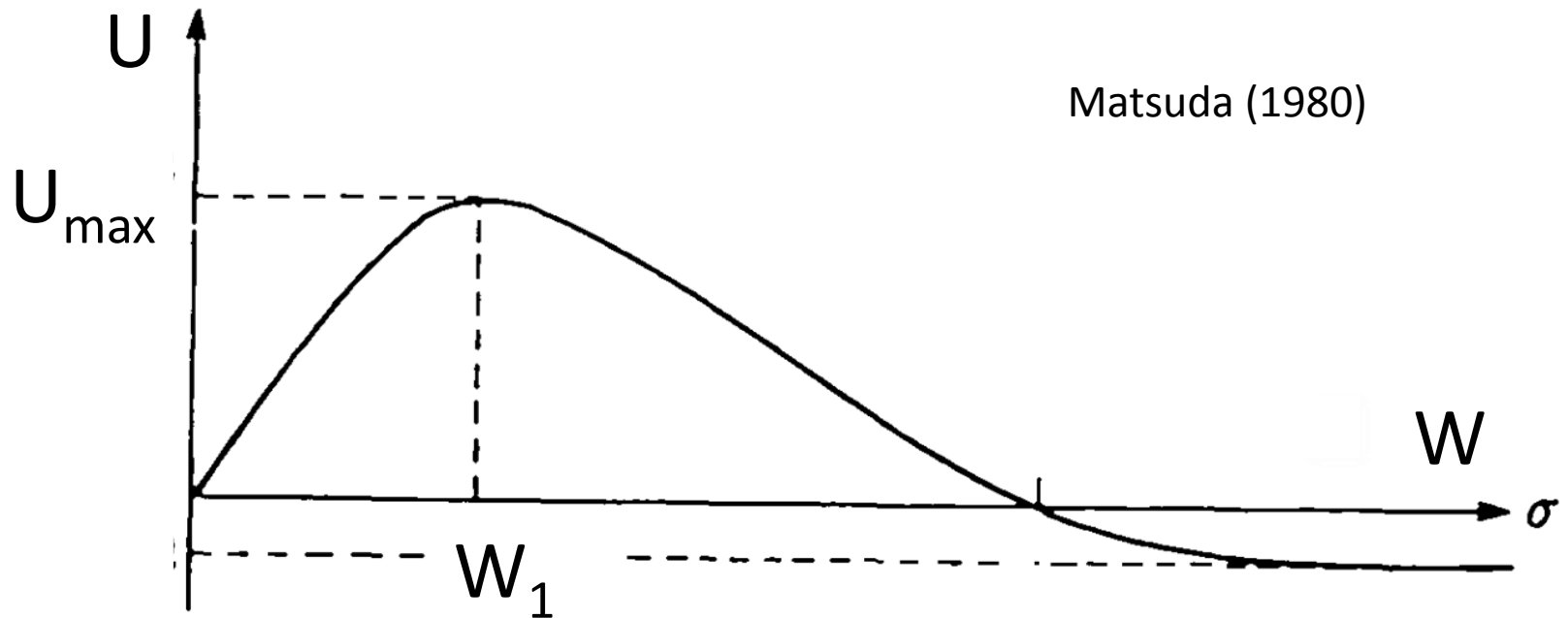
子午面循環による極向き移流において角運動量は保存する



東西速度と角速度は緯度とともに増大する



# 子午面循環の強度(鉛直流) $W$ の関数としての東風速度 $U$ (剛体回転の強度)



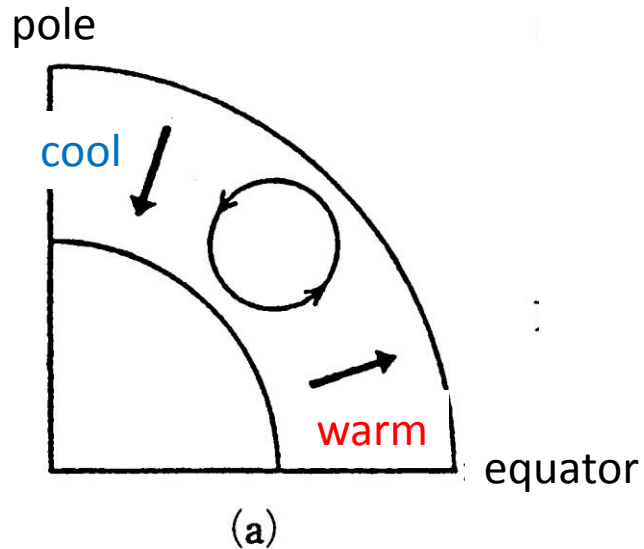
- $U$  は  $W=W_1$  で最大値を取る

# 子午面(a)におけるモーメントのバランス

- どのような効果が(0) 南北温度差による浮力のモーメントとつり合うか?

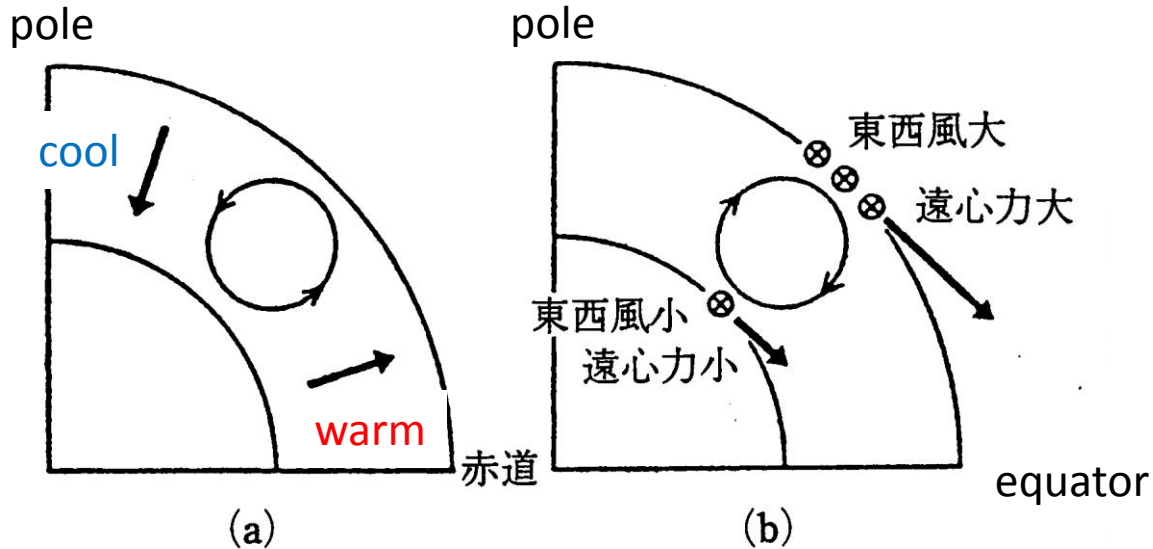
(1) 子午面循環に作用する まさつ力のモーメント

このモーメントは $W$ に比例



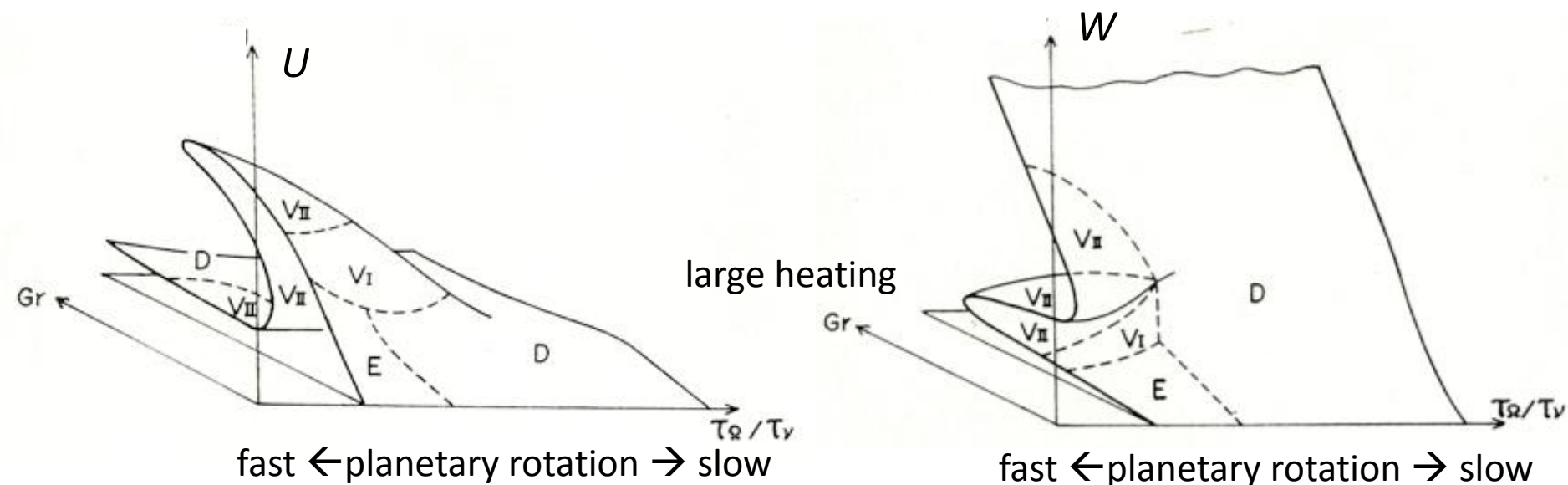
# 子午面(b)におけるモーメントのつり合い

- (2) 鉛直シアを持つ東西風に作用するコリオリ力のモーメント　これは  $\frac{d(fU)}{dz}$  に比例
- (3) 鉛直シアを持つ東西風に作用する遠心力のモーメント　これは  $\frac{d(U^2/a)}{dz}$  に比例



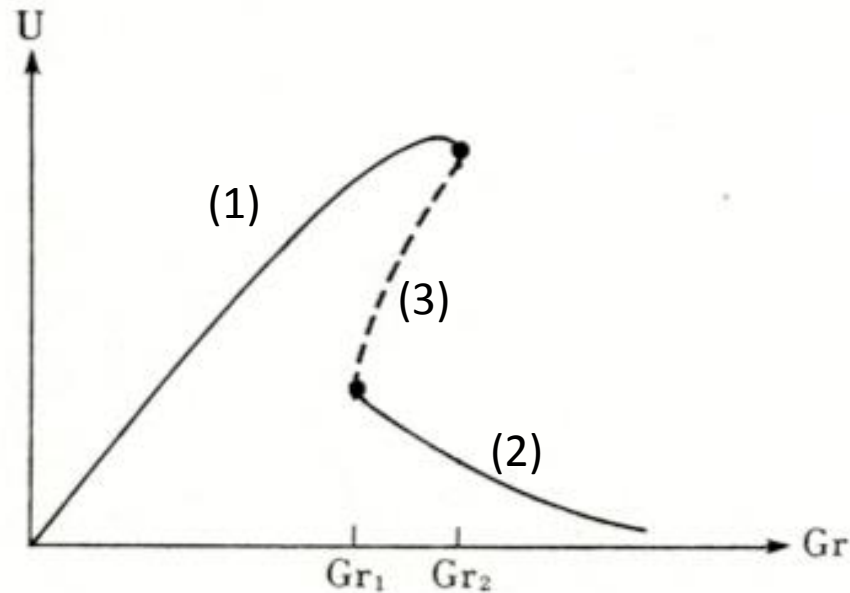
# このモデルの定常解における東風(U)と子午面循環の強度(W)のパラメータ依存性

U (東風) と W (子午面循環の強度) が自転速度と太陽光加熱強度(Gr)の関数として図示されている



# この非線型モデルにおける複数の定常解

- (1) 高速東西流を伴う安定定常解(U:大、W:小)
- (2) 夜昼間対流を表す安定定常解(U:小、W:大)
- (3) 両者の中間の性質を持つ不安定定常解(UもWも中間の値)

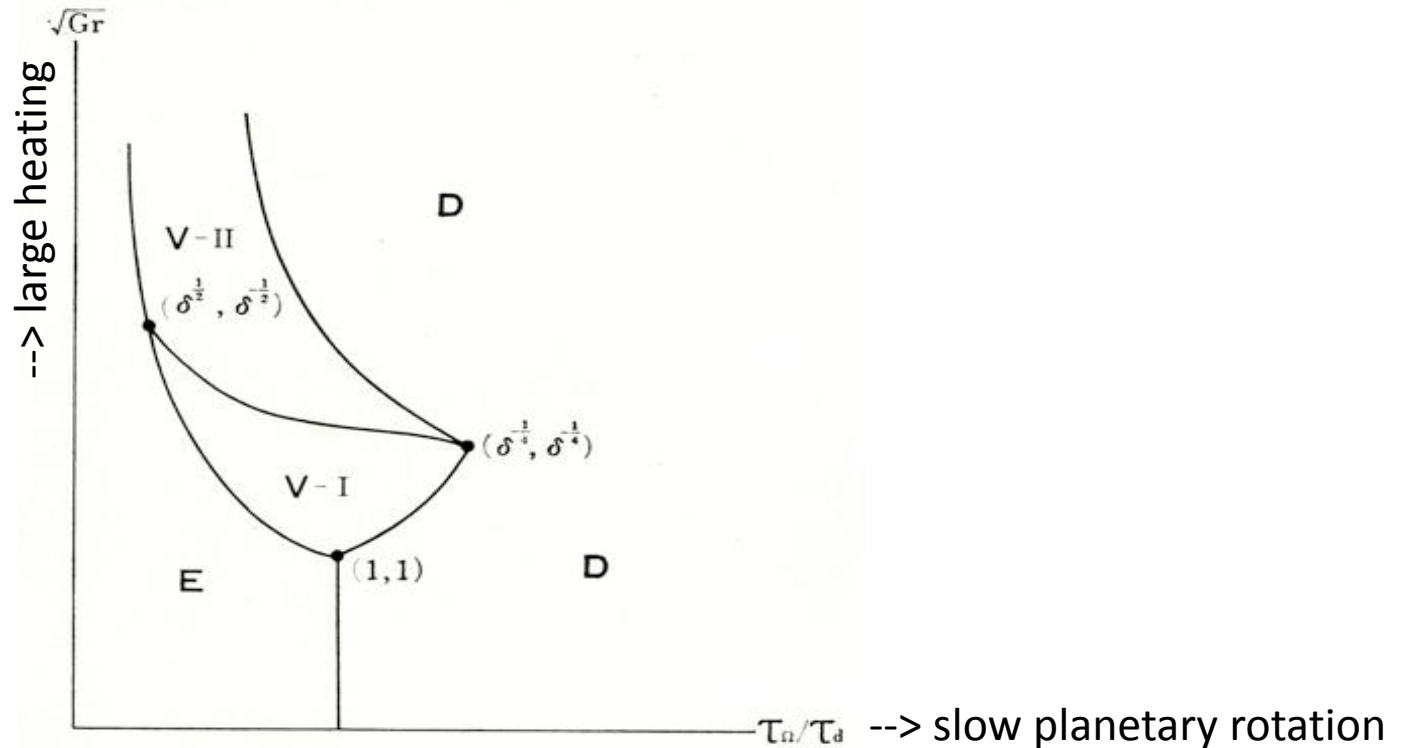


# カ学バランスによる大気循環の分類

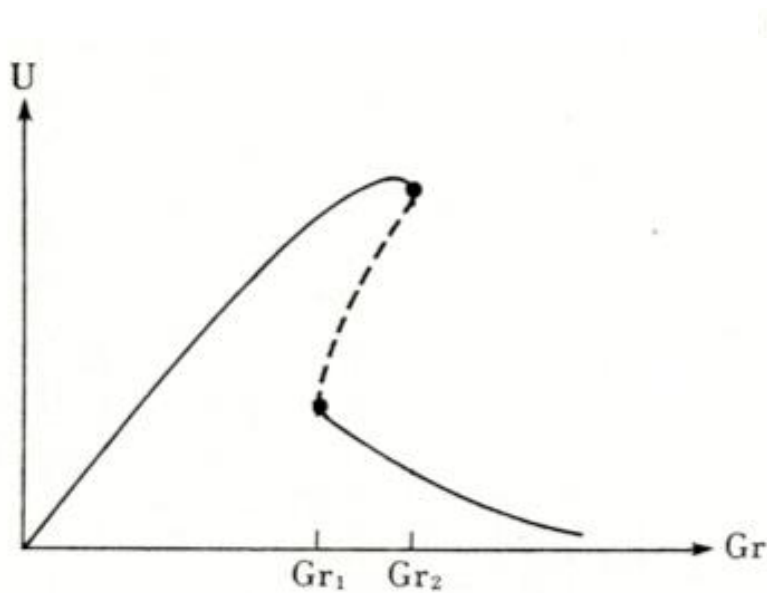
(D) U:小,  $W \propto Gr$ :大  $\rightarrow$  子午面循環が卓越

(E) U:中, W:小  $\rightarrow$  温度風バランス(地衡風)

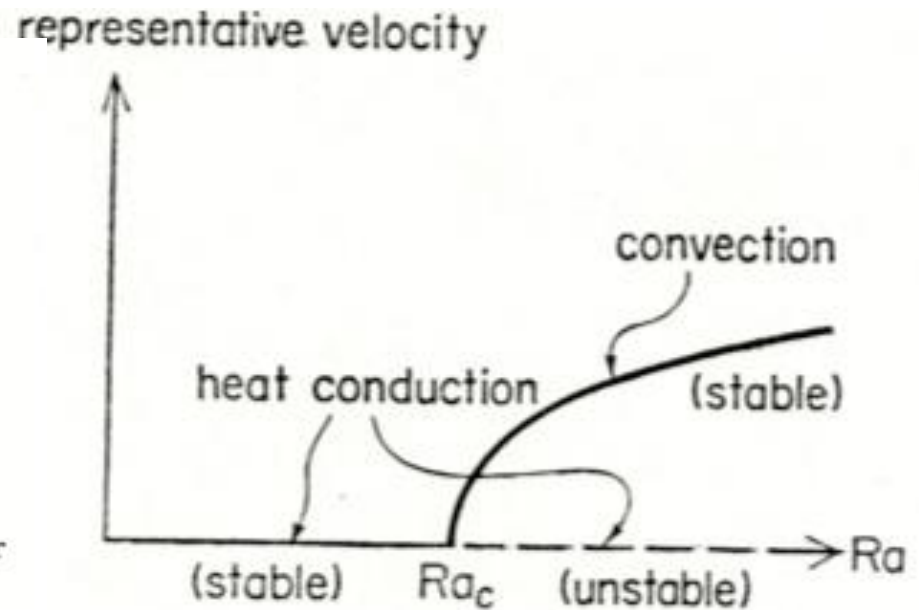
(V) U:大, W:小  $\rightarrow$  温度風バランス(旋衡風)



# 非線型系における臨界点の構造



極限点

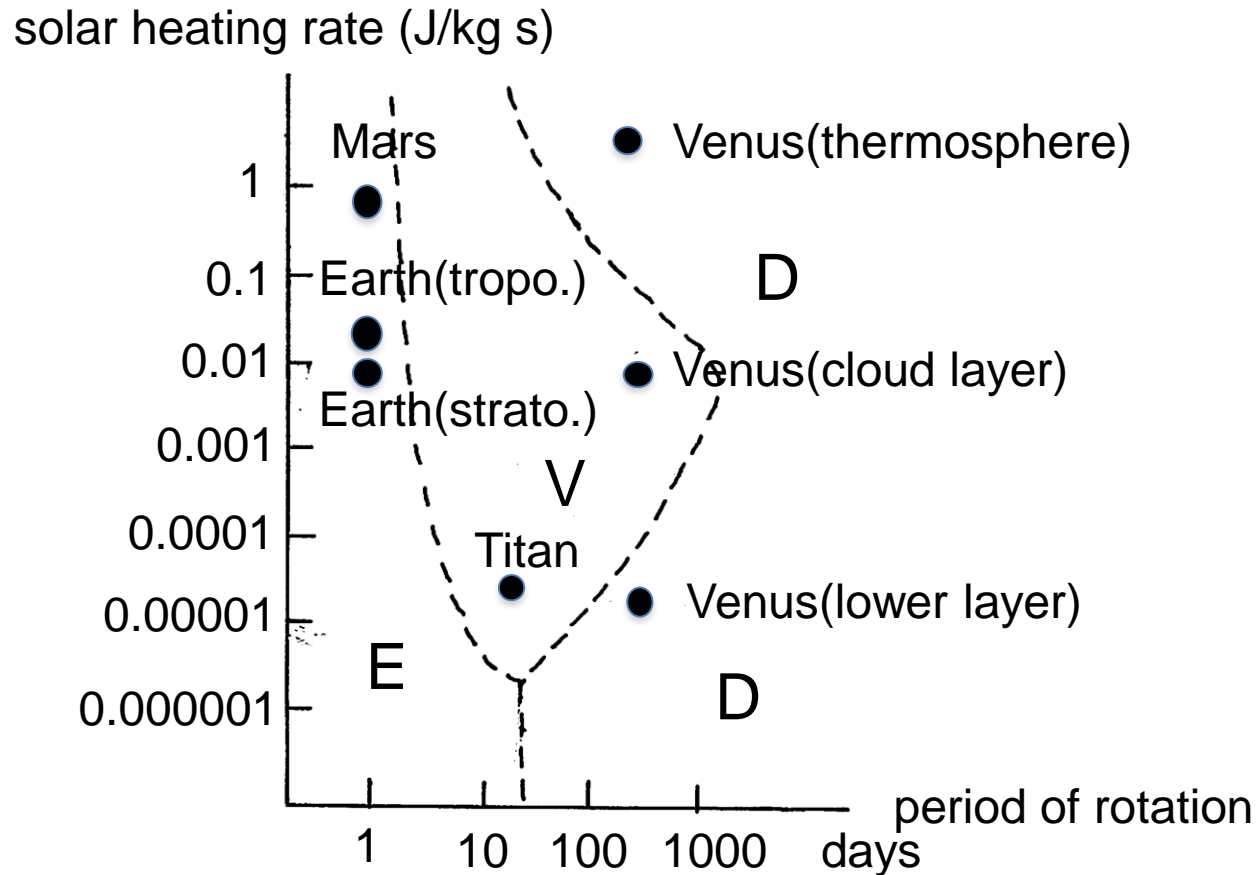


分岐点

→ Matsuda(1983) : 速度場の対称性による臨界点の分類



# このダイアグラムの金星、地球、火星、タイタンへの応用 (D: 直接循環, E: 地衡風バランス, V: 旋衡風バランス)

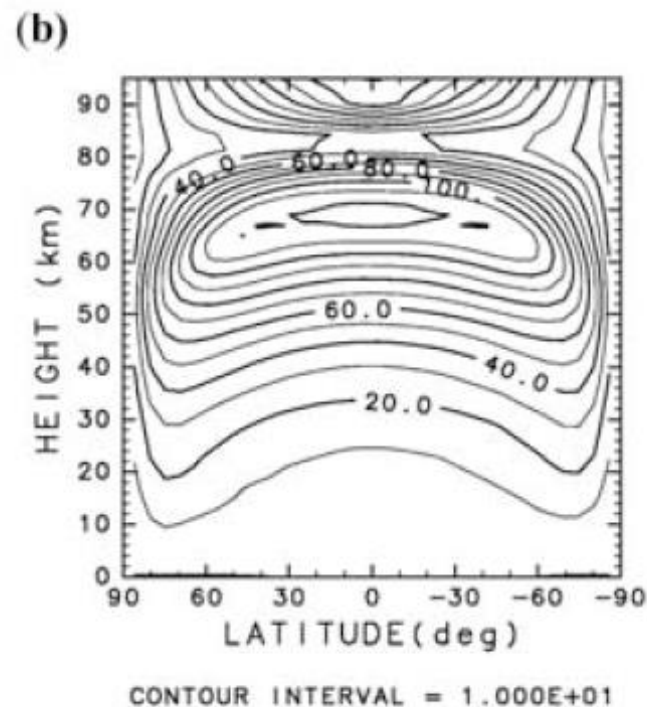
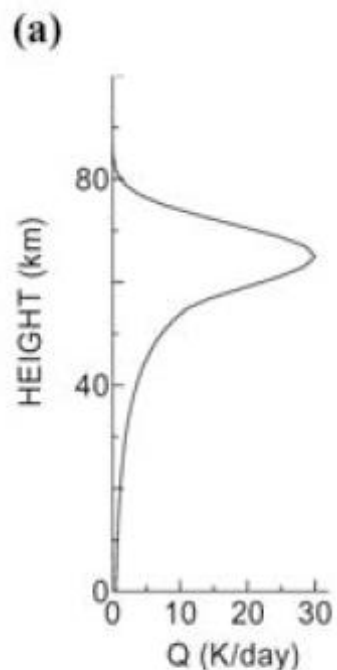


# GCMによるスーパーローテーションの再現 (子午面循環によるメカニズム)

(a) Yamamoto reproduces super-rotation :  
mechanism due to meridional circulation is working in  
his model (Yamamoto and Takahashi (2003a,b,04))

(a): Heating  
distribution

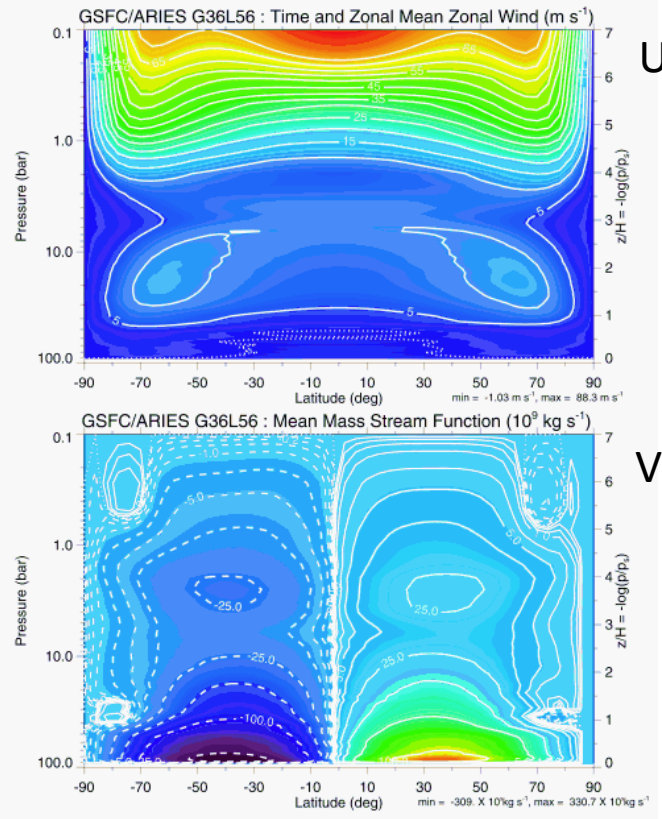
(b): Zonal velocity  
in Y and T(2004)



# 地表面吸収エネルギー量の効果

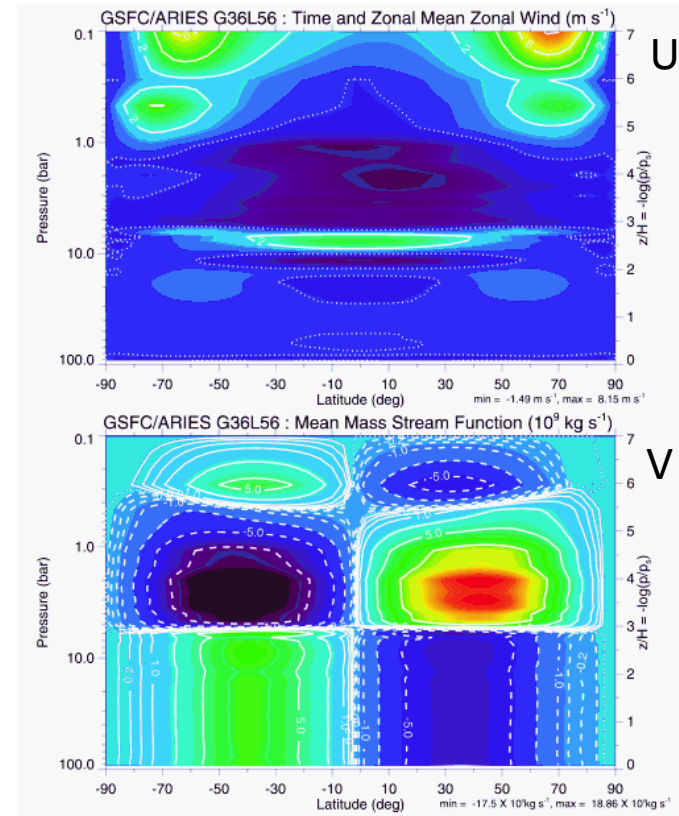
(No diurnal cycle. The radiative process is simplified by Newtonian cooling.)

Strong heating



The fast superrotation is generated by mean meridional circulation dominating over the entire domain.

Weak (realistic) heating



Mean meridional circulation separates into three cells vertically and the fast superrotation disappears.

# 金星大気下層の循環

## (地表面の太陽光吸収による)

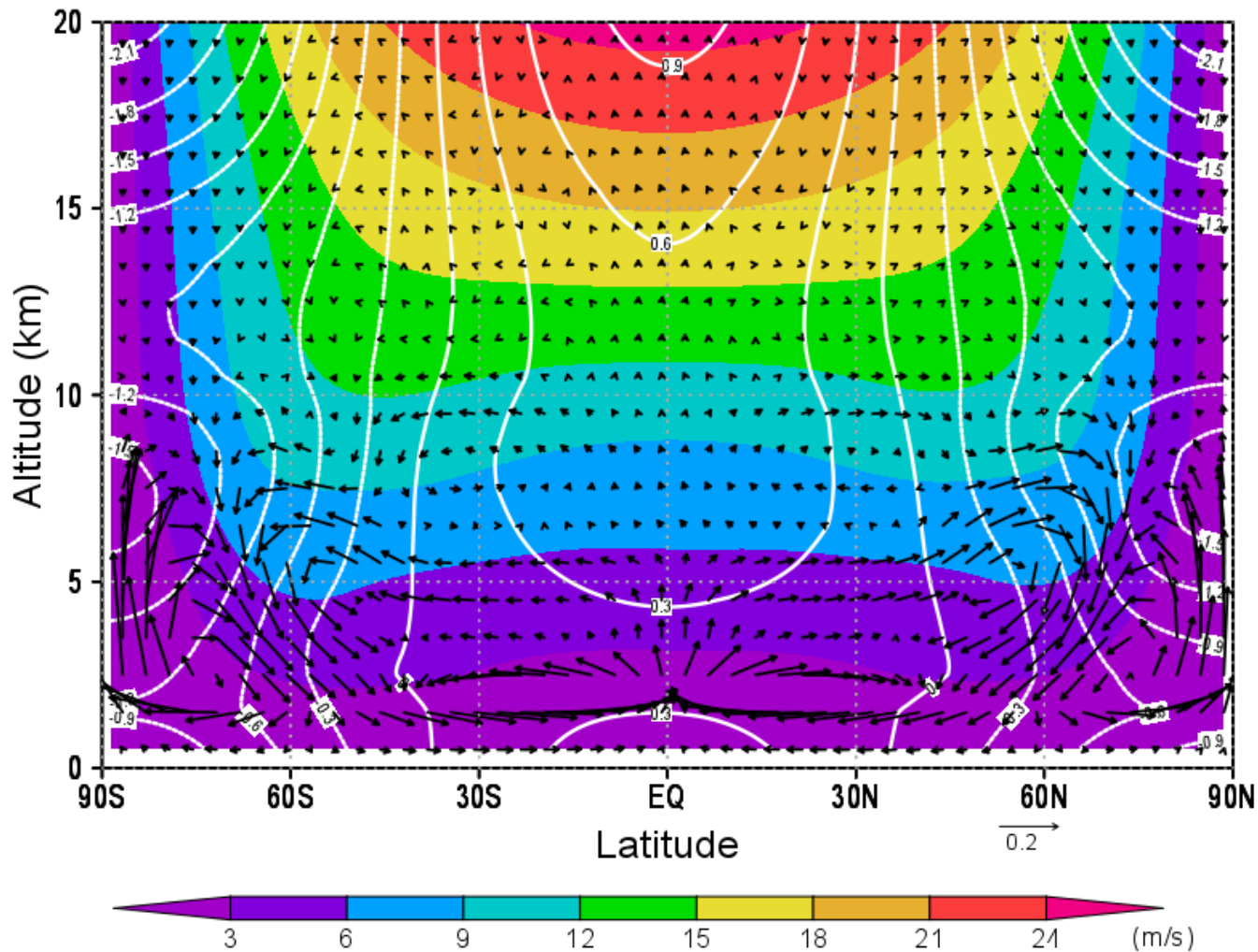
GCMの結果(高木による計算)

条件:

他の高度の太陽光吸収も考慮

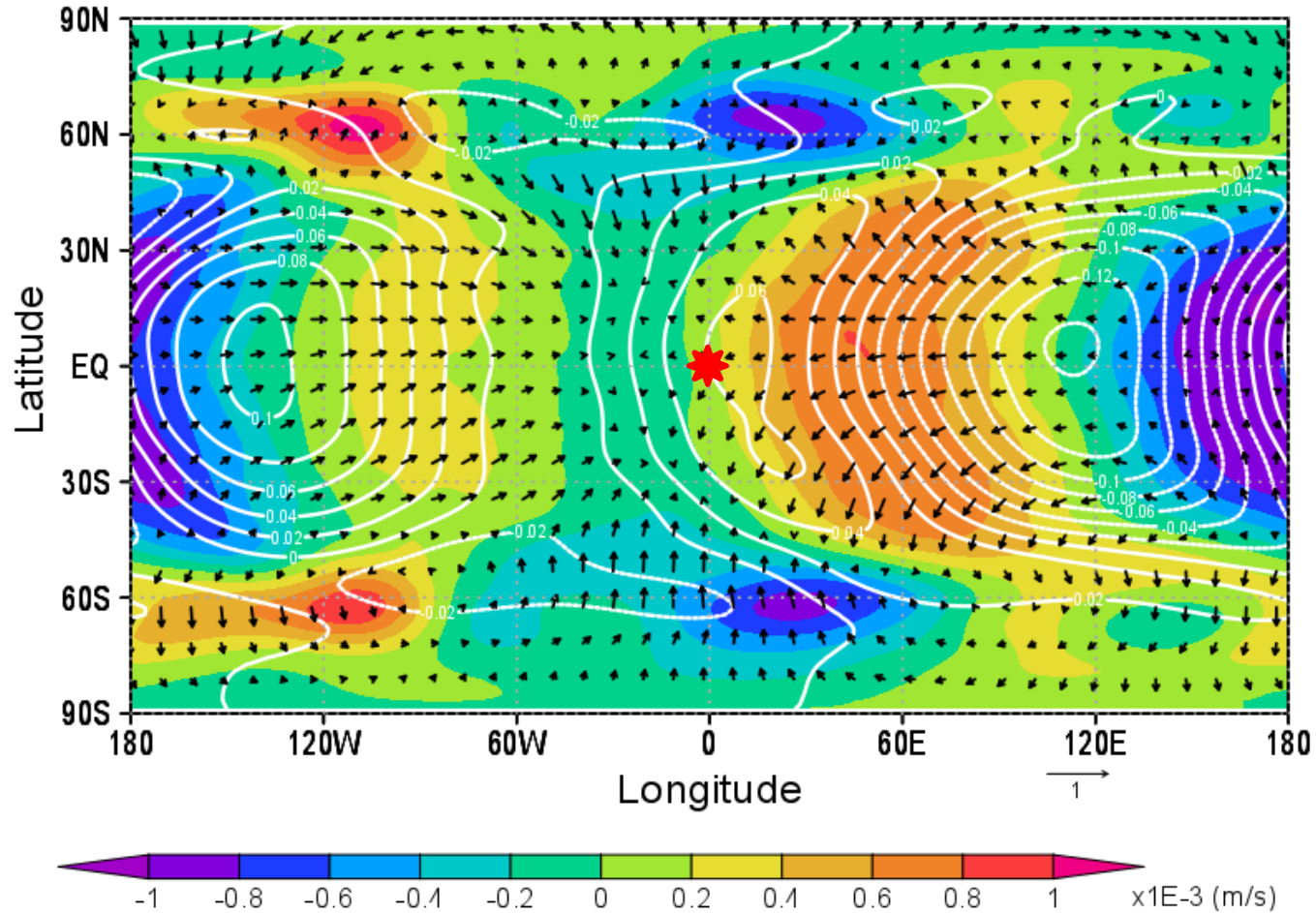
初期値はスーパーローテーションあり

地表面での吸収エネルギーを0~10kmに等分配



0-20 kmの東西平均場を3金星日平均したもの。色:  $\bar{U}$ , 白線:  $\bar{T}$ -( $T$ の水平平均), 矢印: ( $\bar{V}$ ,  $\bar{W}$ \*300)。先日紹介した下層の変な  $\bar{V}$ ,  $\bar{W}$  は時間平均によってほぼ消えていると思います。

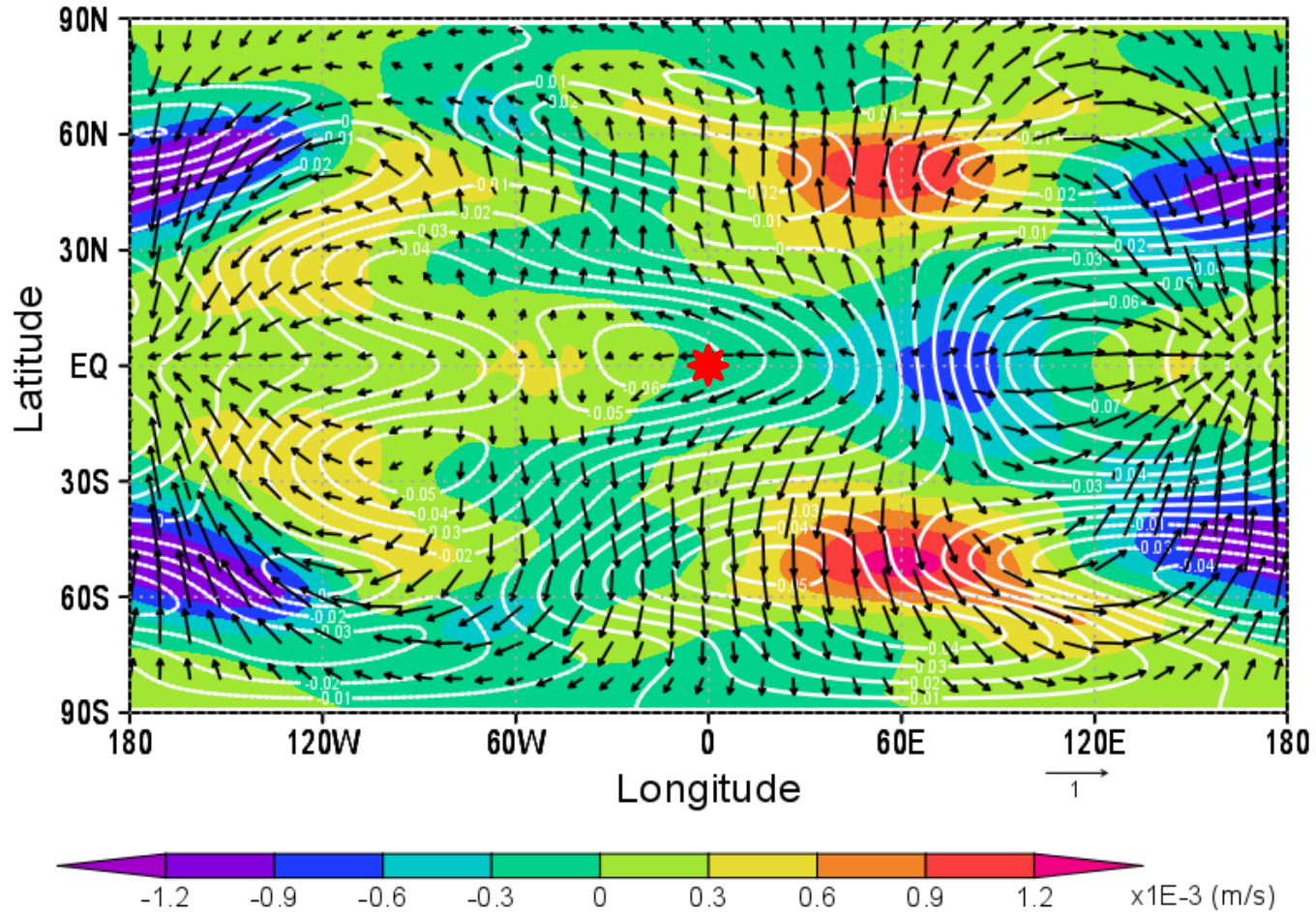
高度 5 km



色: W', 白線: T', 矢印: (U', V')東西平均を除いて, ローカルタイム固定で3金星日平均しているのので, 熱潮汐波成分をみています。太陽直下点は (0E, 0N), 高度はそれぞれ 5, 10, 15 km です。

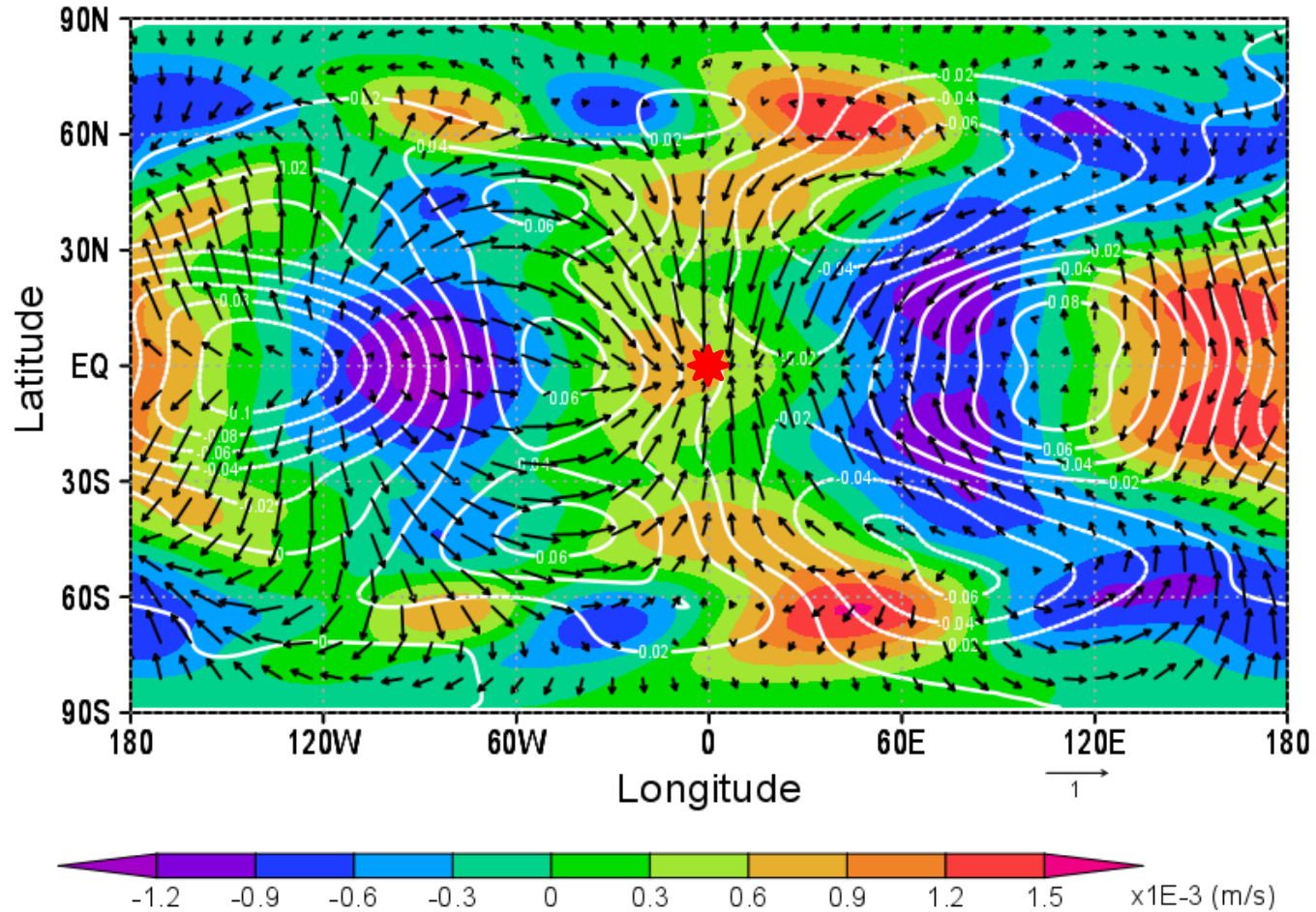


高度 10 km



色:  $W'$ , 白線:  $T'$ , 矢印:  $(U', V')$  東西平均を除いて, ローカルタイム固定で3金星日平均しているのので, 熱潮汐波成分をみています。太陽直下点は (0E, 0N), 高度はそれぞれ 5, 10, 15 km です。

高度 15 km



色: W', 白線: T', 矢印: (U', V')東西平均を除いて, ローカルタイム固定で3金星日平均しているのので, 熱潮汐波成分をみています。太陽直下点は (0E, 0N), 高度はそれぞれ5, 10, 15 km です。

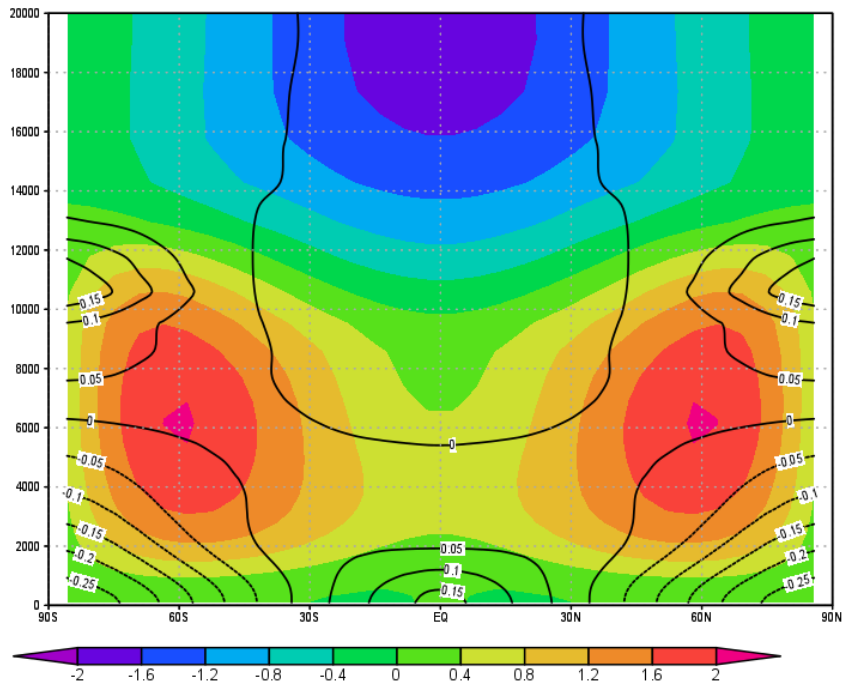


# 地面加熱のみのケース

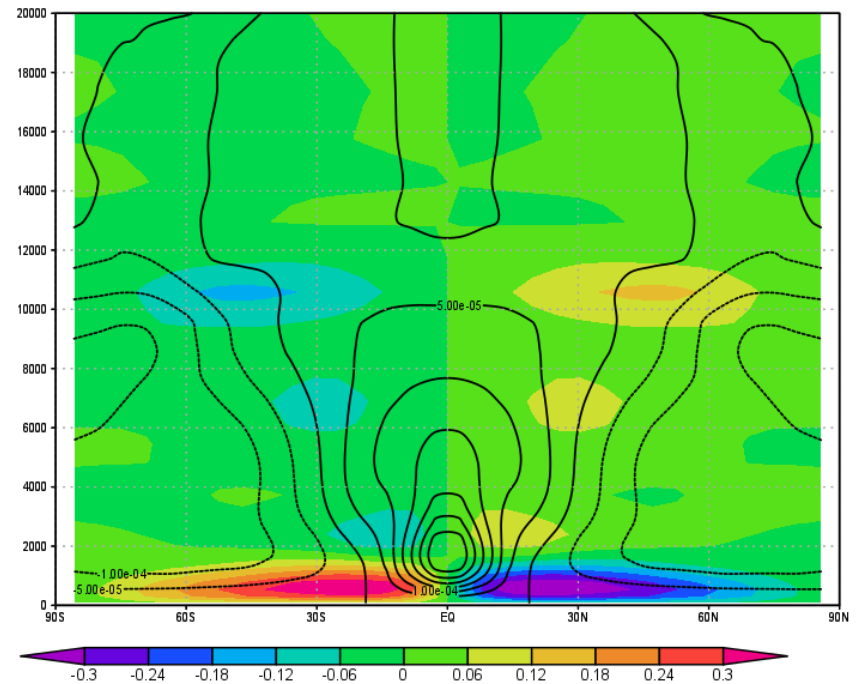
- 他の高度の太陽光吸収はなし
- 初期状態は静止状態
- 他の条件は同じ

# 東西平均場

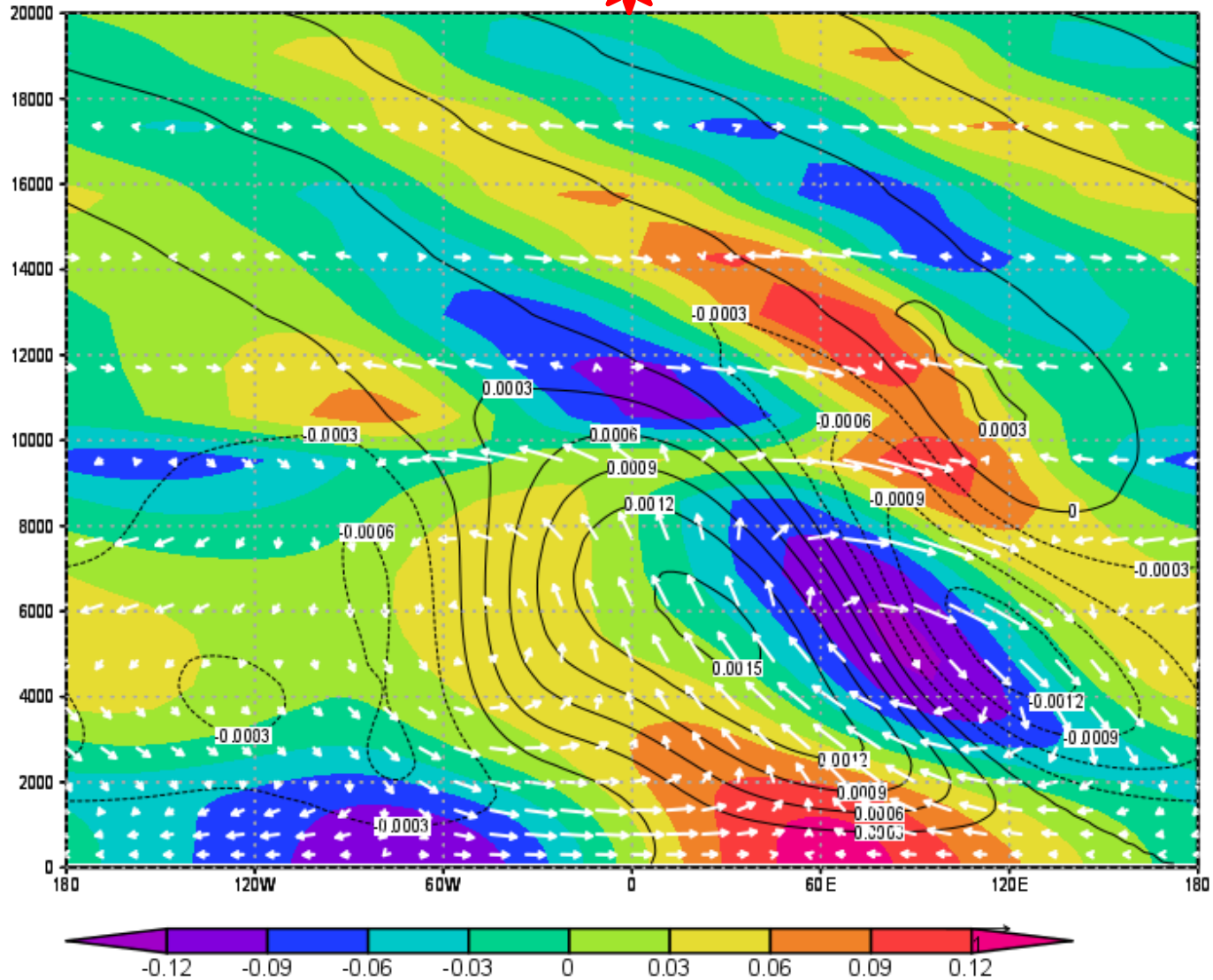
$\langle U \rangle, \langle T \rangle - T_0(z)$



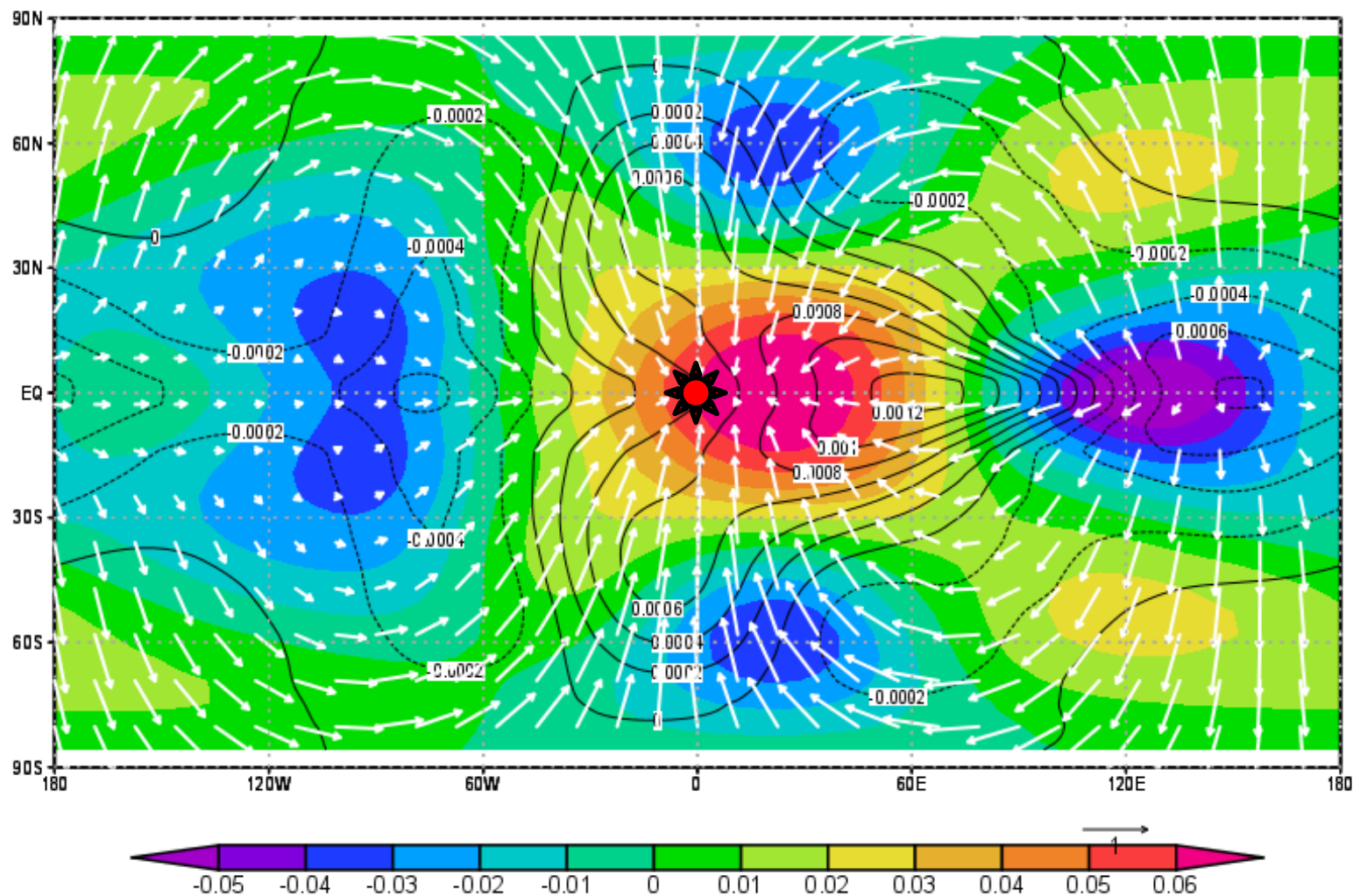
$\langle V \rangle, \langle W \rangle$



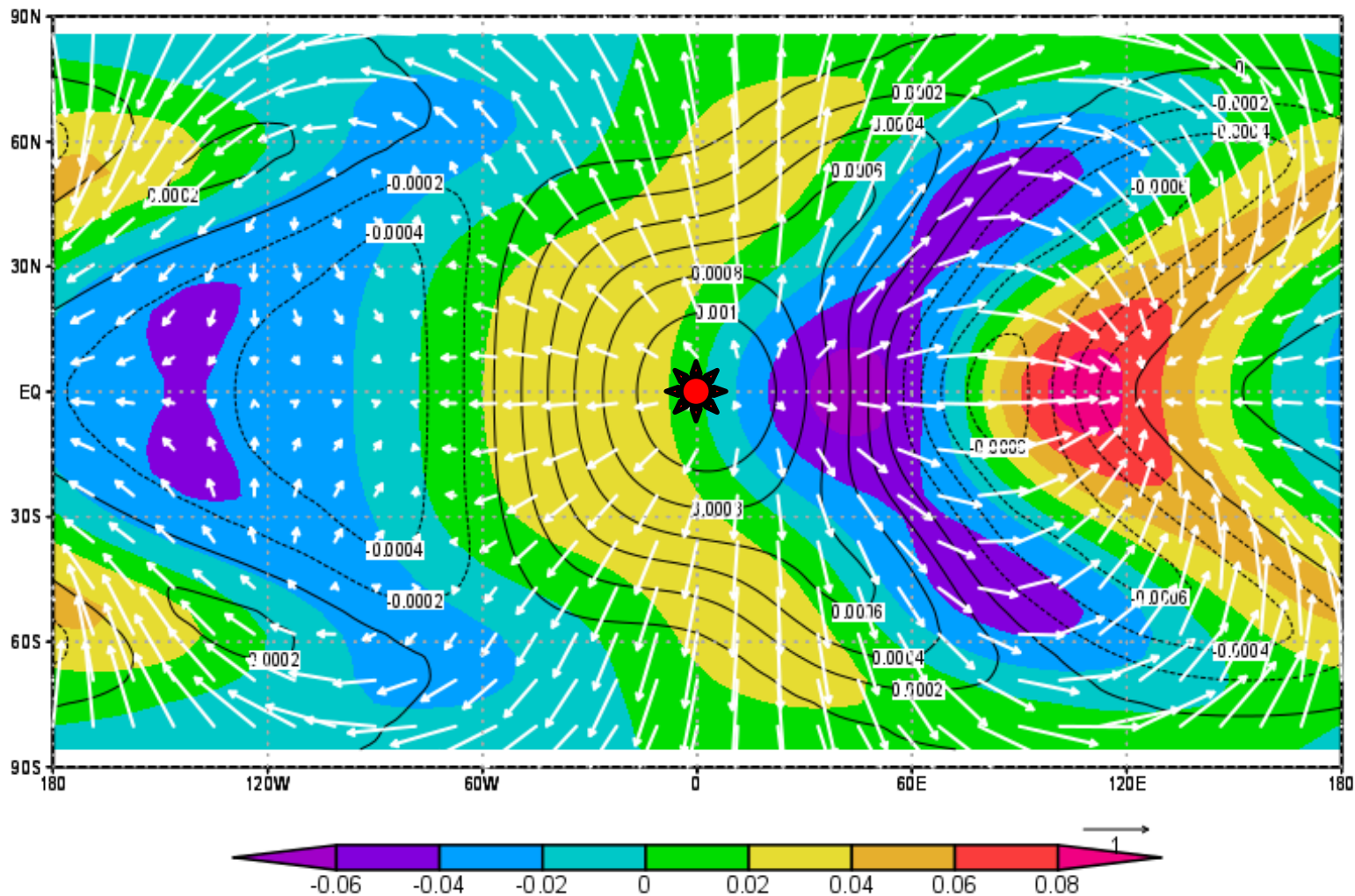
# 熱潮汐波(赤道)



# 熱潮汐波 (3 km)

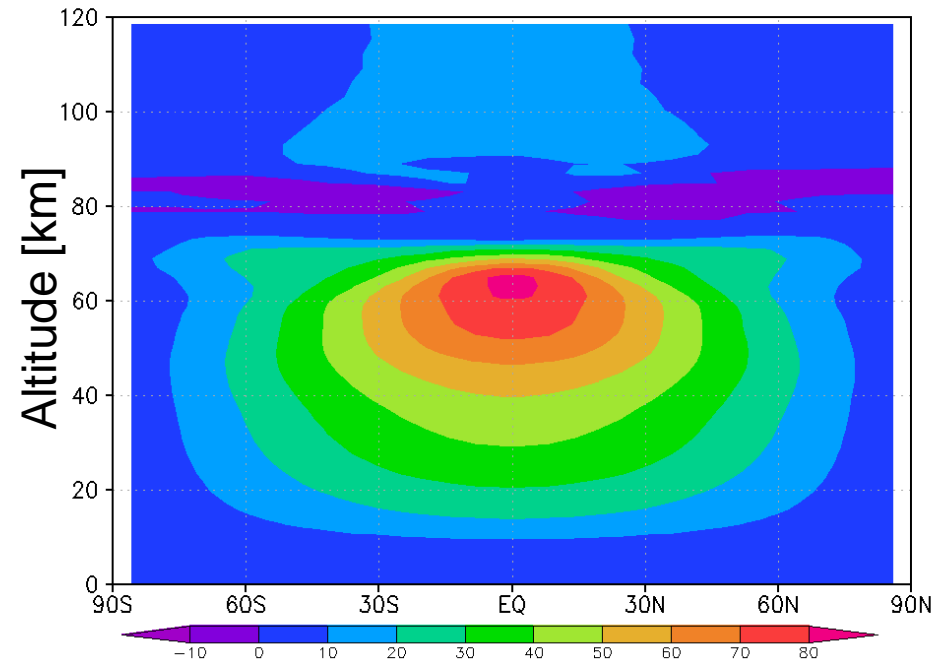


# 熱潮汐波 (9 km)

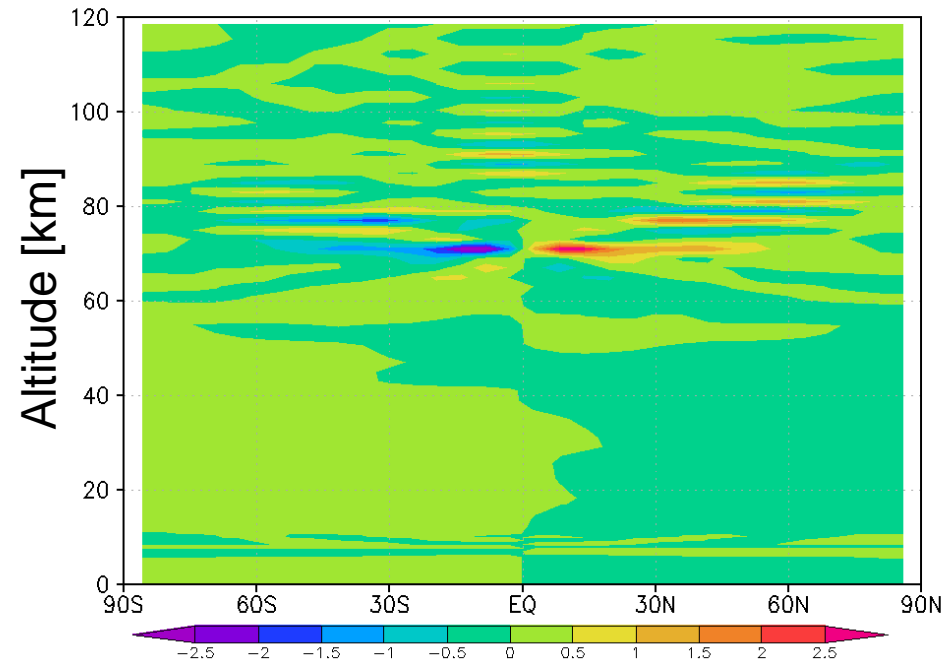


# Takagi:Case 1 ( $Q_2$ ): $U(y,z)$ and $V(y,z)$ at 30yr

Mean zonal flow



Mean meridional flow

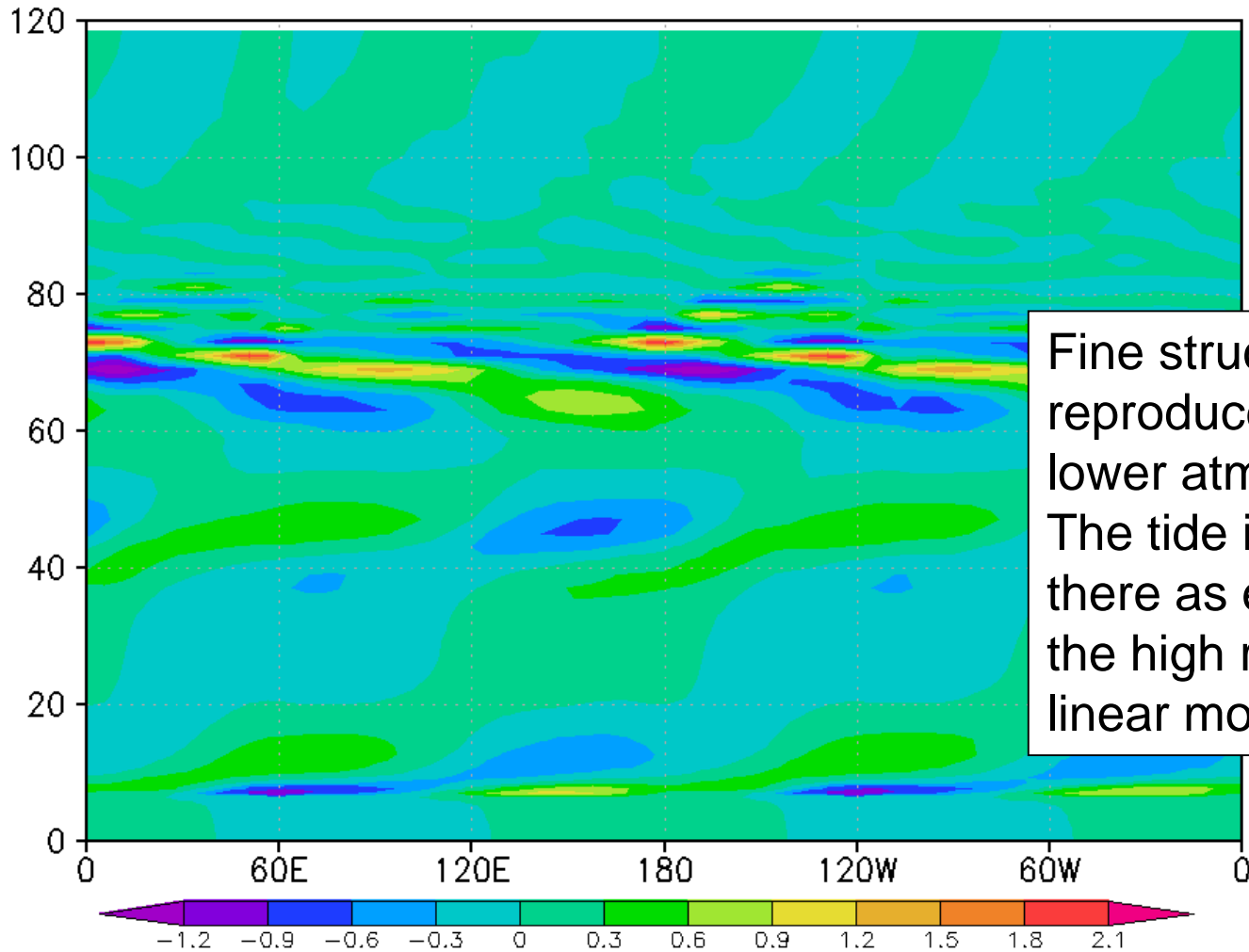


The superrotation is maintained by the semidiurnal tide, as in Takagi and Matsuda (2007). The maximum velocity is about 90 m/s at 63 km. Above 63 km, the zonal flow decreases with height sharply. The critical level is formed at 80-90 km.

The meridional flow is weak. The Hadley cell is not formed at the cloud levels. In the lowest layer, weak meridional circulation appears.



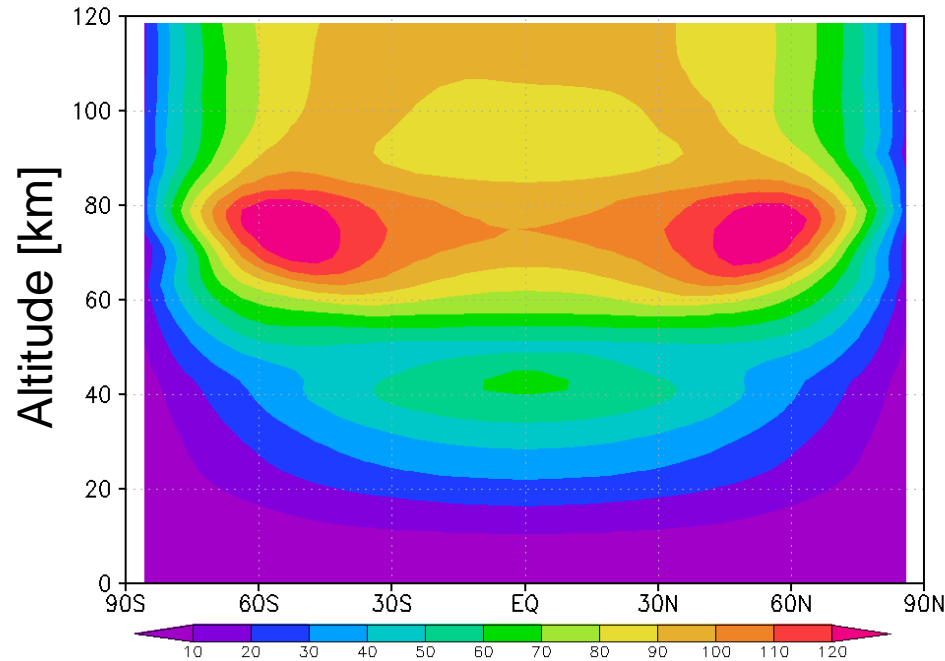
# Vertical propagation of the semidiurnal tide: $T' * v(\rho)$



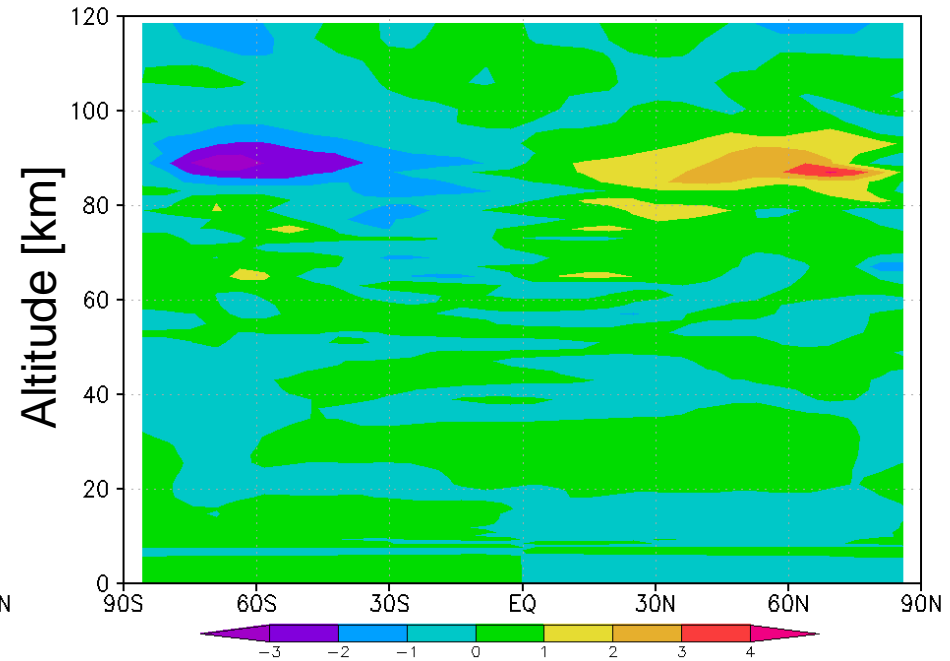
Fine structures are reproduced in the lower atmosphere. The tide is damped there as expected in the high resolution linear model.

# Case 2 ( $Q_0$ ): $U(y,z)$ and $V(y,z)$ at 30yr

Mean zonal flow



Mean meridional flow



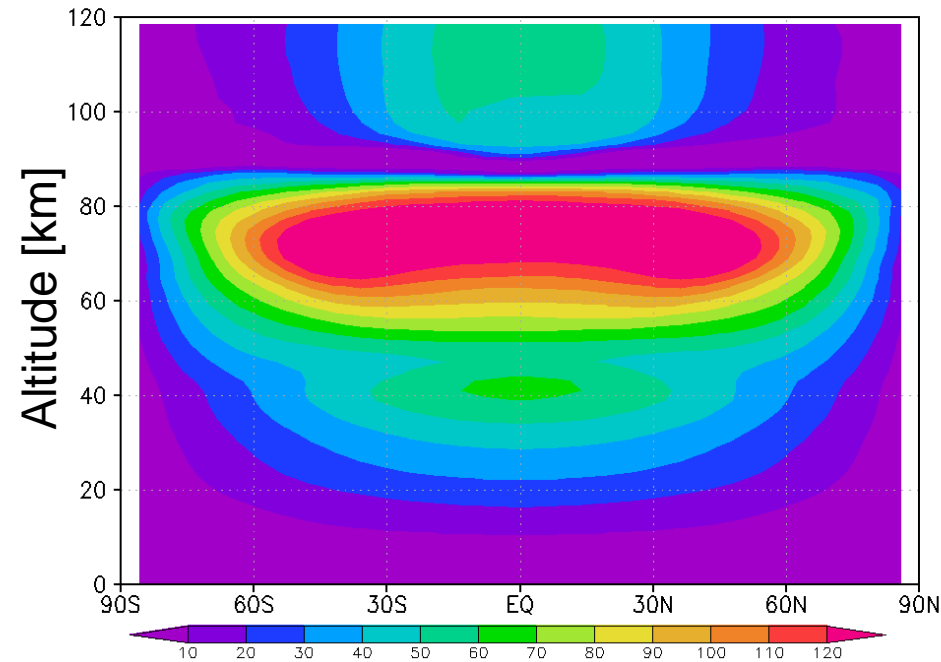
The superrotation is maintained by Gierasch mechanism. Remarkable midlatitude jets appear at  $\sim 75$  km. The maximum velocity is about 120 m/s. It is noted that, in the previous works, the superrotation has been reproduced by unrealistic strong heating.

The mean meridional circulation splits into several cells vertically. This is not consistent with results shown in the previous studies focusing on GM. The mean meridional flow is not so strong between 60–80 km where the fast superrotation is maintained. The velocity is about 1 m/s at these levels.



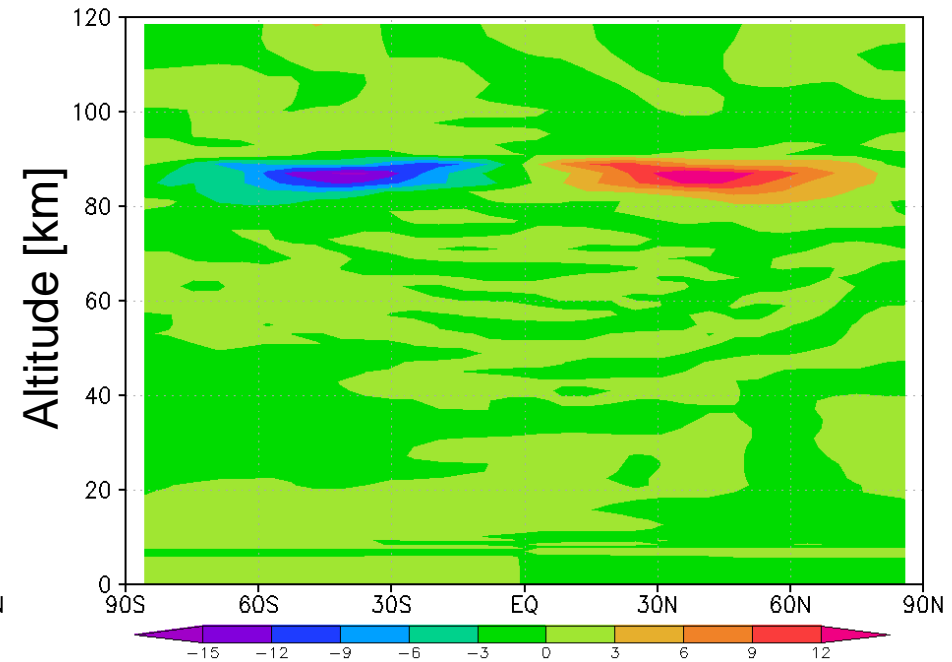
# Case 3 ( $Q_0+Q_2$ ): $U(y,z)$ and $V(y,z)$ at 30yr

Mean zonal flow



Compared with Case 2, the superrotation is accelerated in the equatorial region. As a result, the velocity is almost constant at the cloud top levels. The velocity decreases sharply above 80 km because of the deceleration effect of the thermal tide.

Mean meridional flow

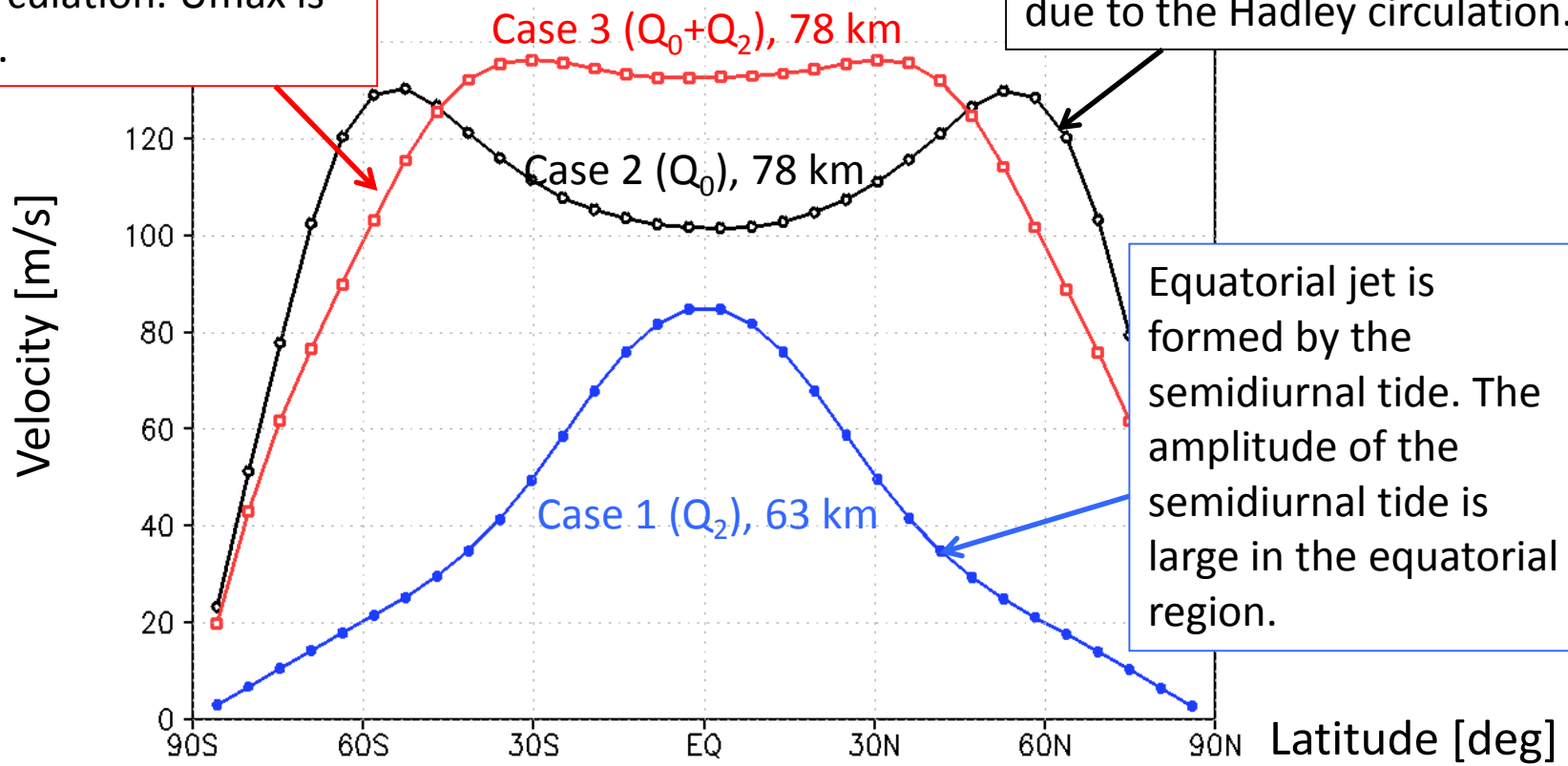


Strong mean meridional flow appears in midlatitudes at  $\sim 90$  km. The velocity is about 12 m/s. Below 80 km, the structure of the mean meridional flow is not clear.

# Meridional profiles of $U(y)$

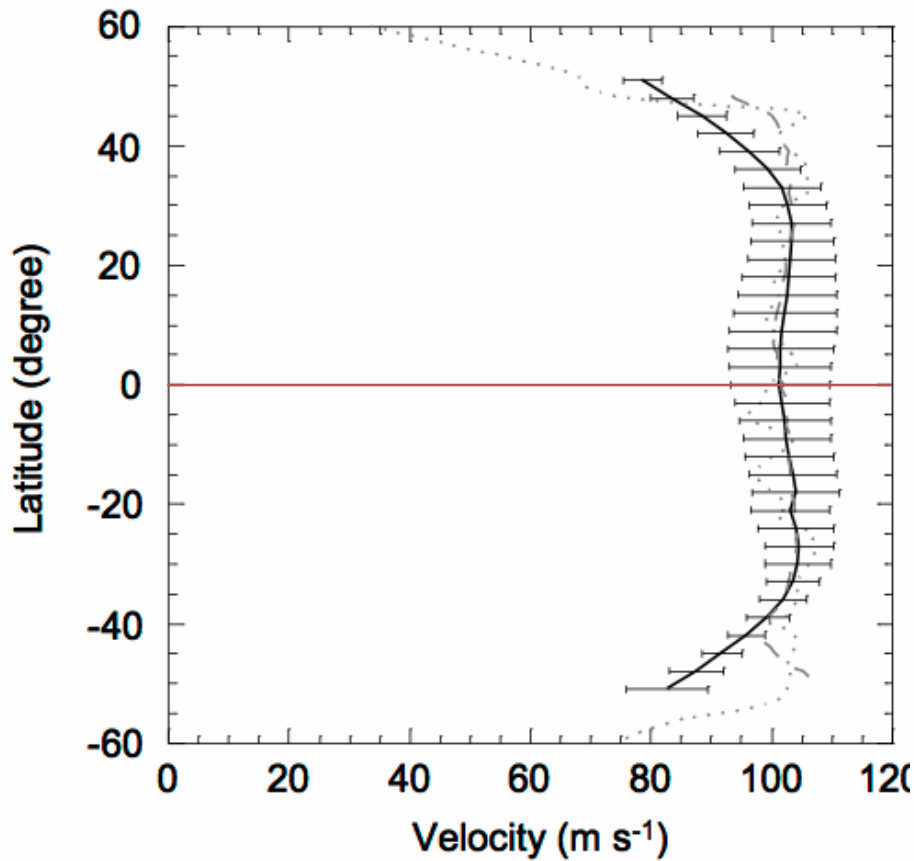
Uniform velocity profile is formed by combination of the semidiurnal tide and the Hadley circulation.  $U_{max}$  is  $\sim 130$  m/s.

Midlatitude jets are formed by the poleward advection due to the Hadley circulation.

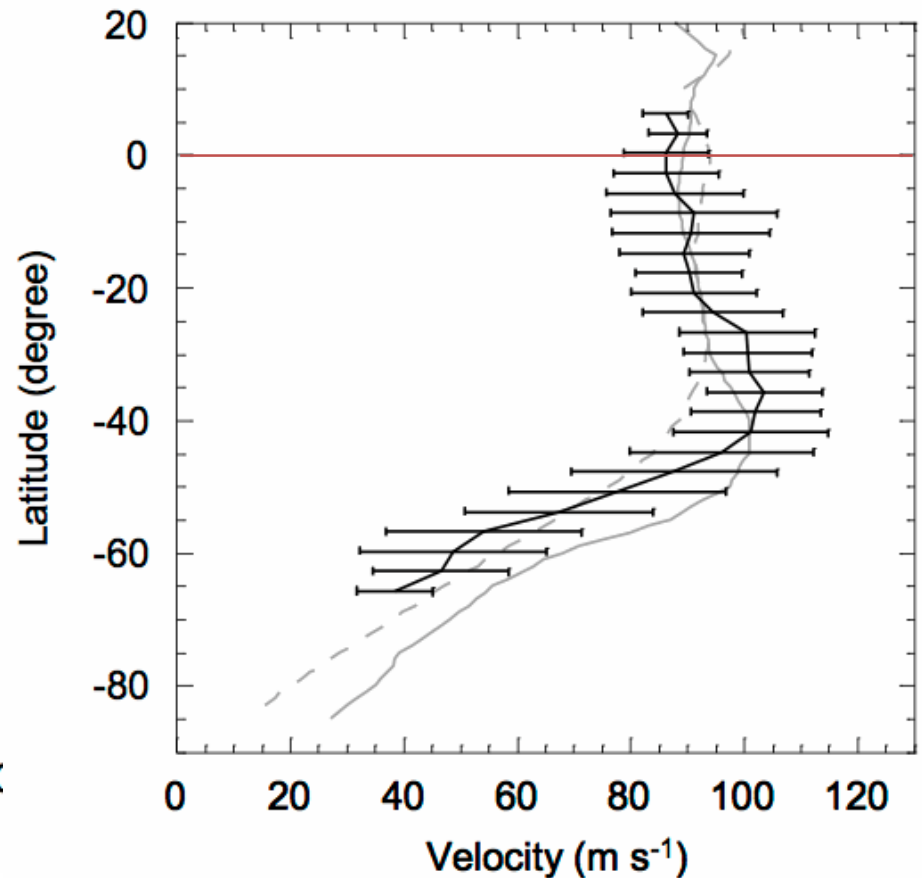


# U(y) from cloud tracking Kouyama (2011)

**a Zonal wind**



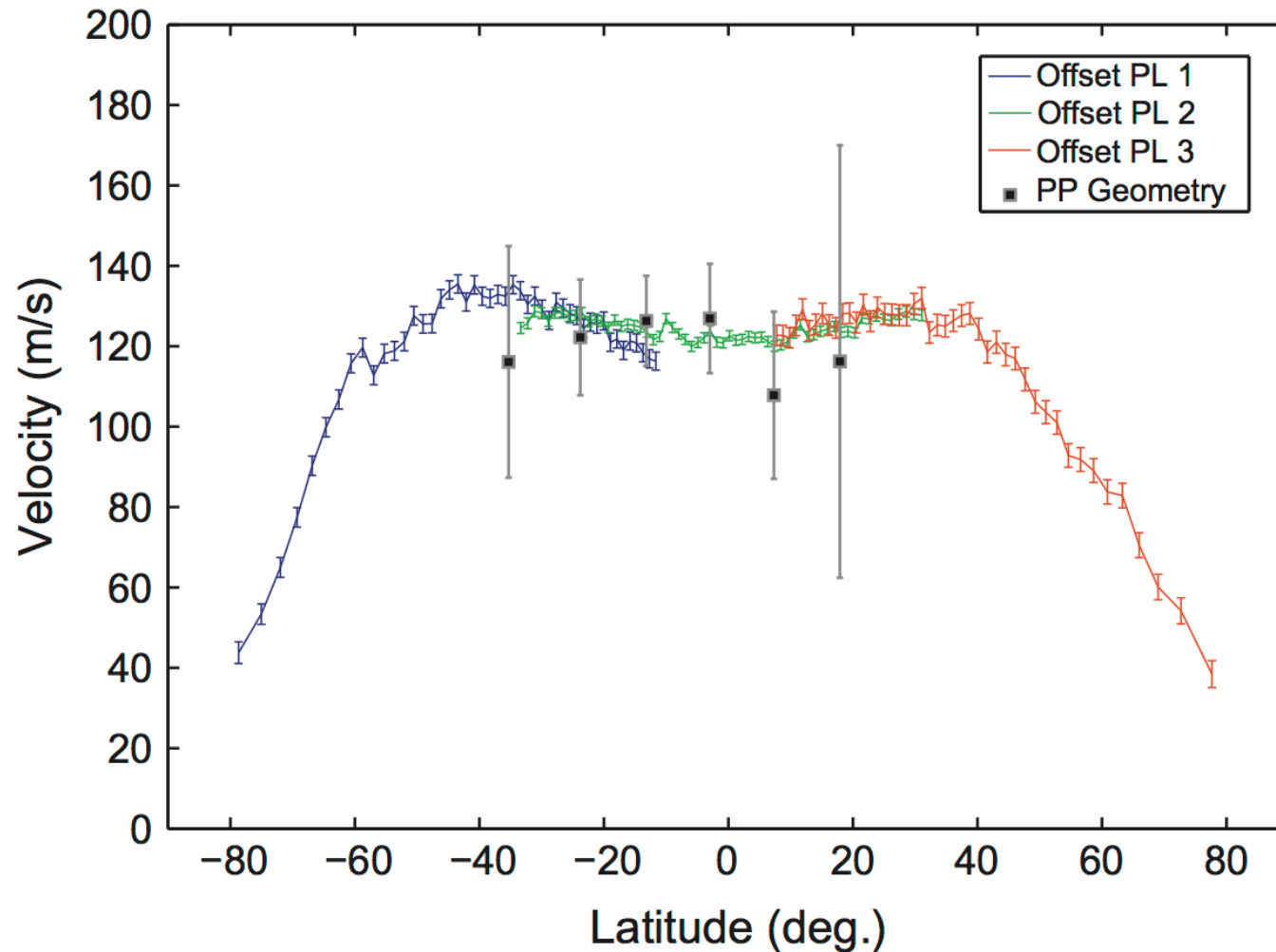
UV, SSI/Galileo



UV, VMC/Venus Express

# U(y) from Doppler velocimetry

## Machado et al. (2012)

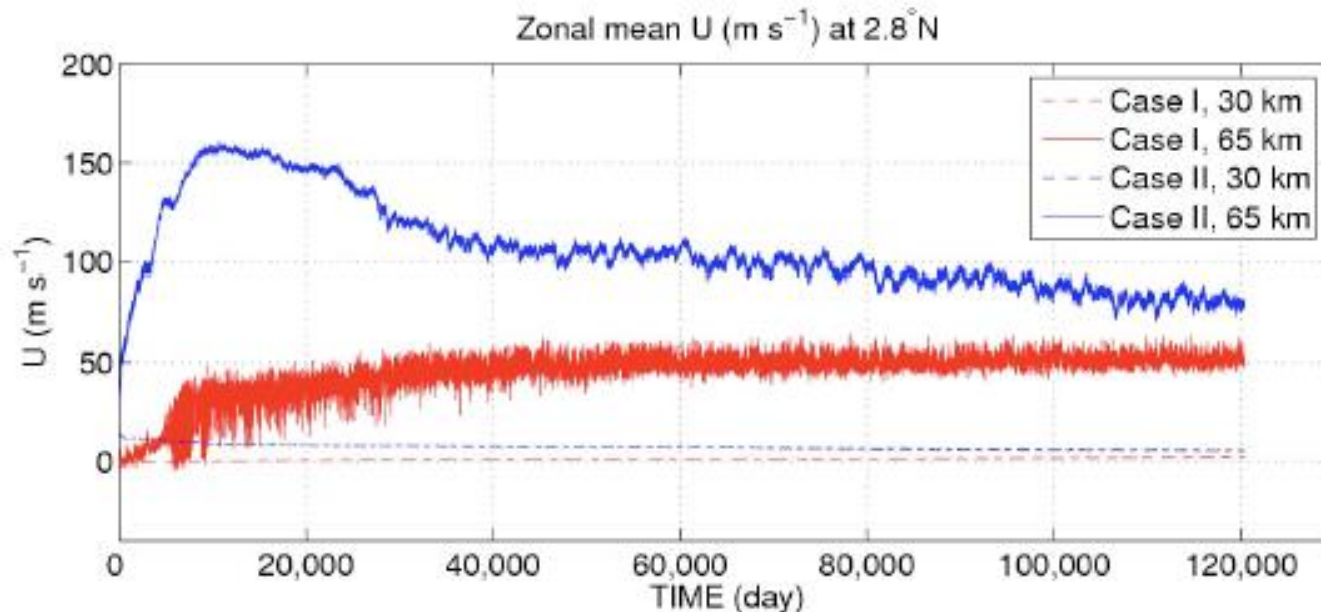


## (b) 金星大気大循環における定常解の複数性: Kido and Wakata

- GCMで定常解の複数性を証明しようとした (Kido and Wakata(2007,09)).

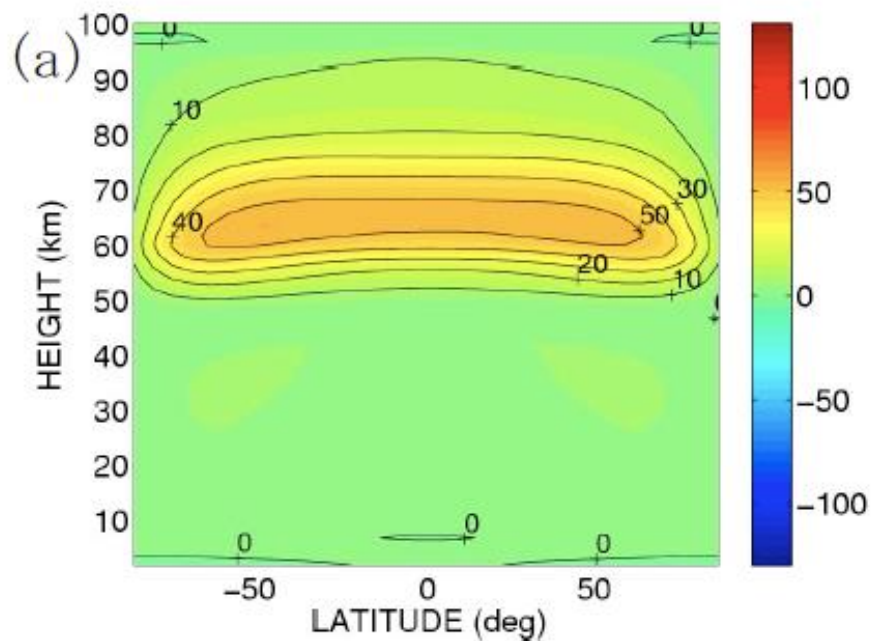
Case I : 静止状態から出発

Case II: 高速東西流から出発

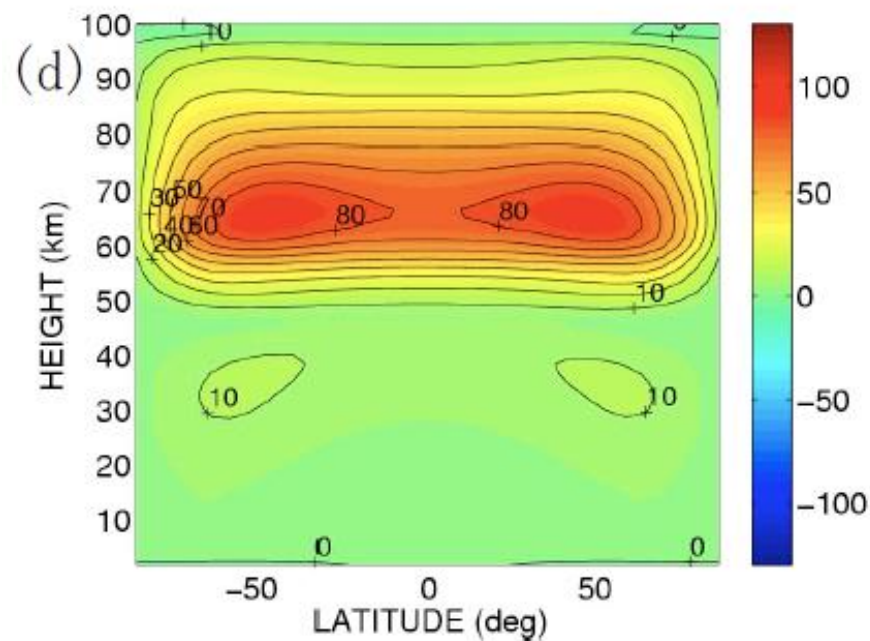


# 東西速度の子午面内分布 Case I と Case II

## Kido and Wakata (2009)



case I



case II

### (3) 金星の気象力学

- 「あかつき」の観測など

- スーパーローテーション中に色々興味深い力学現象がある(総観スケール、メソスケール)

- これらの現象を地球流体力学または気象力学の立場からどのようにとらえるか？

地球、火星、木星：高速回転

- 大規模擾乱に関しては地衡風の関係が成立

- ← →それに対して、金星は低速回転

# スーパーローテーションに乗った座標系

しかし、SRに乗ってみると？（雲頂付近で）  
10m/s程度の擾乱はロスビー数が0.1程度で地衡風の関係が成り立つ（？）この地衡風は地球のそれとどう異なるか？

→ 赤道で $U=U(\theta=0, z=z_0)$ 、水平方向にも鉛直方向にも剛体回転している座標系を採用する。この座標系に乗って、SR中の擾乱を観測すると、どう見えるか？



# Taylor-Proudmanの定理は成立しない：鉛直シアの重要性

- この定理の前提: (i)地衡風の関係、(ii) 順圧流体(密度一定)  
地衡風の関係:

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + fv$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - fu$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{f^2 \rho} \frac{\partial p}{\partial y} \frac{\partial f}{\partial z}, \quad \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{f^2 \rho} \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial z}$$

地球:  $f = 2\Omega \sin\theta \rightarrow \partial v / \partial z = 0$ : Taylor-Proudmanの定理は有効

金星:  $f = 2(U(\theta, z) / a \cos\theta) \sin\theta$

$\rightarrow \partial v / \partial z \neq 0$ : Taylor-Proudmanの定理は無効

SRの鉛直シアの故に、地衡流の鉛直一様性が保証されない。

# 地衡風近似が成立する条件

上に述べた座標系上の無次元化された運動方程式

$$\begin{aligned} Ro \left( \frac{\partial u^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} + w^* \frac{\partial u^*}{\partial z^*} \right) + \gamma \left( \frac{\cot \theta}{2} \frac{a}{L} U_1^*(z) \frac{\partial u^*}{\partial x^*} \right) \\ = - \frac{\partial p^*}{\partial x^*} + (1 + \gamma \alpha z^*) v^* \end{aligned}$$

ここで、 $Ro = (\text{代表的速度}) / f_0 L$  : ロスビー数

$\gamma = H/D = (\text{擾乱の深さ}) / (\text{SRの深さ})$

$f_0 = 2(U(\theta, z_0) / a \cos \theta) \sin \theta$

$U_1^*(z) = (D/H) (U(\theta, z) - U(\theta, z_0)) / U(\theta=0, z_0)$

地衡風の関係が成立するためには、 $Ro \ll 1$  だけではなく、 $\gamma \ll 1$  が必要。つまり、 $(\text{擾乱の深さ}) < (\text{SRの深さ})$  が必要。

# 波の鉛直伝播

- 地球の成層圏の特異な現象が対流圏からの波の上方伝播により説明された。

→ これに影響され、地面付近で励起された波の上方伝播により、「あかつき」により観測された弓形構造を説明しようという試みもある。

→ しかし、**一般的には**金星では波の下方伝播がより重要である可能性がある。

その理由は：

# 金星大気中の太陽光フラックス

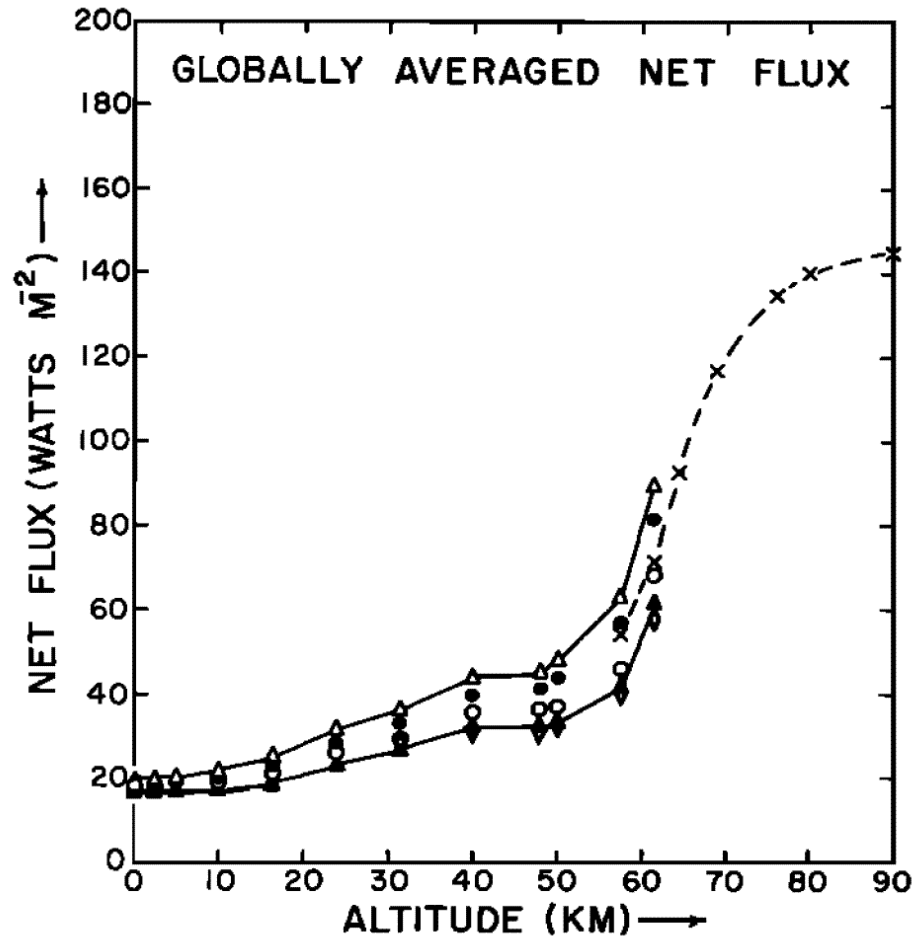


Fig. 17. The total (bolometric) net flux averaged over the entire planet using the scale factors of Table 7. Symbols are the same as for Figure 16.

Tomasko et al. (1980)

大部分のエネルギーが

金星では雲層上部(50-70km)で吸収され  
地球では地表面で吸収される。

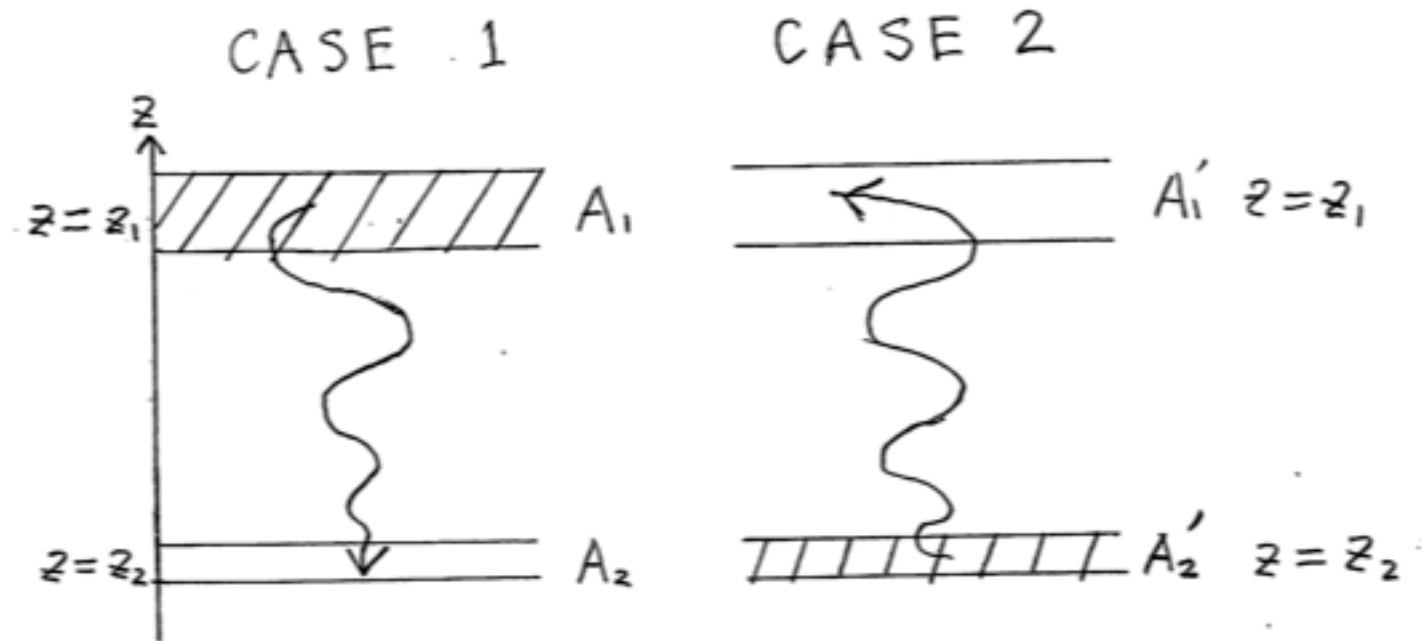
さらに、単位時間当たり同一のエネルギー量による波の励起を考えた場合、上層に注入した方が有利。

← 同一のエネルギー量に対して、  
波の振幅  $\sim 1/\rho$

鉛直伝播に際して、運動エネルギーが保存されると、

波の振幅  $\sim 1/v\rho$

# 参考：加熱による波の励起の効率 (振幅の加熱高度依存性)



# 加熱による波の励起の効率 (続き)

CASE 1:  $z=z_1$  で定常加熱  $Q$  により波が励起される

波の振幅  $A_1$  は、 $A_1 \propto Q/r_1$

この波が下方  $z_2 (< z_1)$  に伝播したとき、そこでの振幅は？

$$\rho A^2 = \text{一定} \longrightarrow \rho_1 A_1^2 = \rho_2 A_2^2 \longrightarrow A_2 = \sqrt{\frac{r_1}{r_2}} A_1 \propto \frac{Q}{\sqrt{r_1 r_2}}$$

CASE 2:  $z=z_2$  で同じ  $Q$  で加熱され、上方  $z_1$  に伝播するとき、そこでの振幅は？

$$\rho_1 A_1^2 = \rho_2 A_2^2 \longrightarrow A_1' = \sqrt{\frac{r_2}{r_1}} A_2' \propto \frac{Q}{\sqrt{r_1 r_2}}$$

# 加熱による波の励起の効率(続き)

## 波の振幅Aの大きさ

CASE 1

CASE 2

$$z = z_1$$

$$\frac{Q}{r_1}$$

>

$$\frac{Q}{\sqrt{r_1 r_2}}$$

$$z = z_2$$

$$\frac{Q}{\sqrt{r_1 r_2}}$$

>

$$\frac{Q}{r_2}$$

$z = z_2$  においても上層にQを注入した方が大きな振幅が得られる



# 金星大気における傾圧不安定

地球の対流圏において、傾圧不安定は極めて重要。その原因の本質は(偏西風の鉛直シアと)温度風バランスした南北温度差による有効位置エネルギー。

金星の雲層においても、スーパーローテーションの鉛直シアと温度風(遠心力)バランスした南北温度差が存在。→ 有効位置エネルギーが存在。

→金星でも傾圧不安定波の存在が期待される。

実際、理論的研究は傾圧不安定波の存在を示唆: Young et al.(1984), Matsuda(1984), Takagi and Matsuda(2005,2006)

→ $k$ (東西波数) = 4 が成長率最大

しかし、Sugimotoらの数値実験 →  $k = 1$  が卓越

→この矛盾を説明する必要がある。

また、傾圧不安定波がまだ観測されていない。

# 「旋衡風調節」の問題

高速回転系では地衡風調節により、

非地衡風の状態( $t=0$ )  $\rightarrow$  地衡風の状態( $t=\text{無限大}$ )

このプロセスはロスビーの変形半径  $L_R = \sqrt{gH/f}$  によって支配されている。

金星のSRは旋衡風バランスの状態 (SRに働く遠心力 = 気圧傾度力) にある。

もし初期場が旋衡風バランスしていなかったとき、このバランスがどのようにして形成されるか? : 「旋衡風調節」の問題

(1)  $\partial T / \partial y < 0$ ,  $U=0$  at  $t=0 \rightarrow ?$  for  $t > 0$

(2)  $\partial T / \partial y = 0$ ,  $\partial U / \partial z > 0$  at  $t=0 \rightarrow ?$  for  $t > 0$

この問題における、ロスビーの変形半径に相当するものは?