

金星大気大循環モデルにおける静的安定度 の傾圧不安定への影響

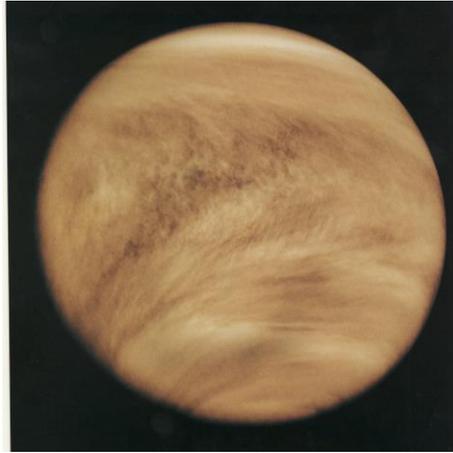
神戸大学 理学部 惑星学科

流体地球物理学教育研究分野 岡田陸

1. 金星大気の特徴

◆ 地球と金星の比較

- 地球大気と金星大気は全く異なる
 - ✓ 金星の表面気圧は地球の約 90 倍
- 金星表面は厚い雲に覆われている
 - ✓ 雲は硫酸粒子からなる
 - ✓ 高度は約 55-60 km
- 金星大気には地球にはない大規模な構造が存在



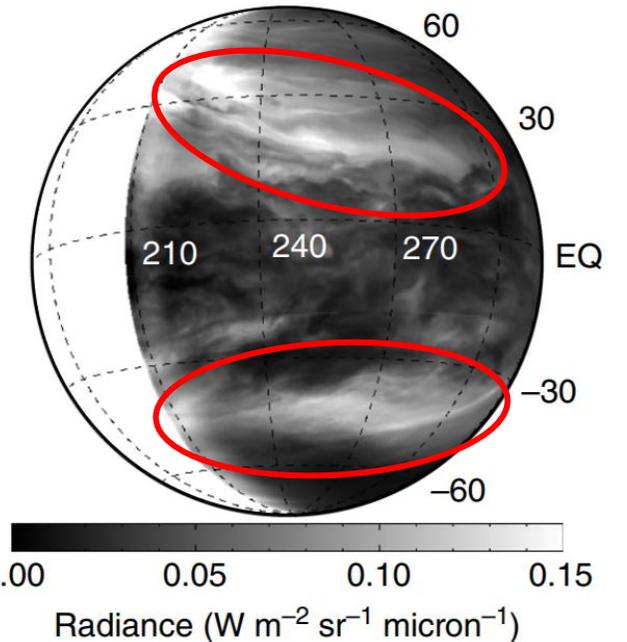
◆ 金星のスーパーローテーション

- 金星には高度 60 km 付近に 100 m/s 程度の風, スーパーローテーションが存在している
- メカニズムはよくわかっていない

◆ 金星大気の傾圧不安定

■ 傾圧不安定とは

- 南北方向に温度差があるときに, 熱を極方向に輸送する循環の形態
- 地球中高緯度の移動性高気圧や温帯低気圧は傾圧不安定の現れの一つ
- 惑星規模の筋状構造の形成には傾圧不安定の存在が重要である (Kashimura et al. 2019)
- 金星大気中にも低安定度層が存在すれば傾圧不安定が生じうる (Sugimoto et al. 2014)

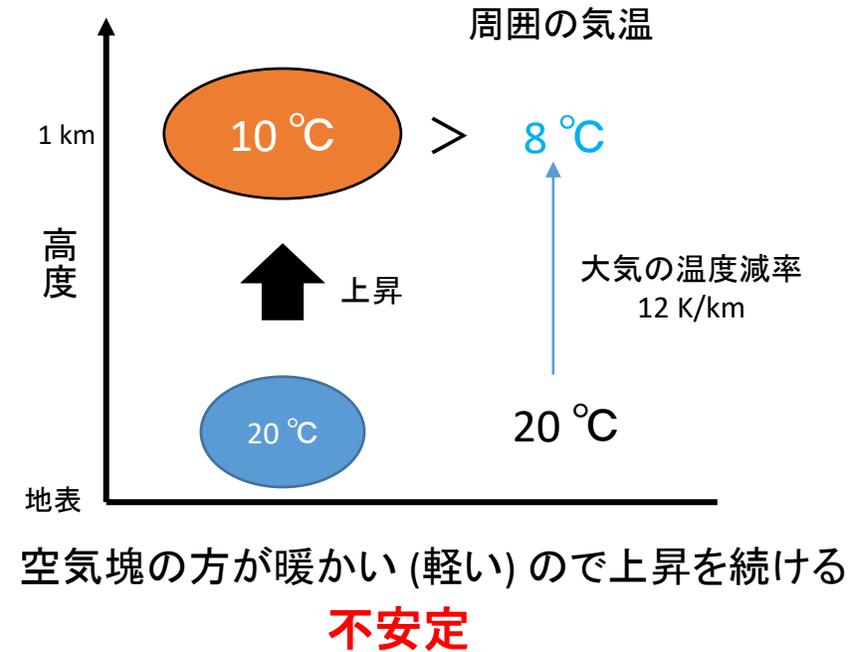


本研究：傾圧不安定の静的安定度分布に対する依存性を調査

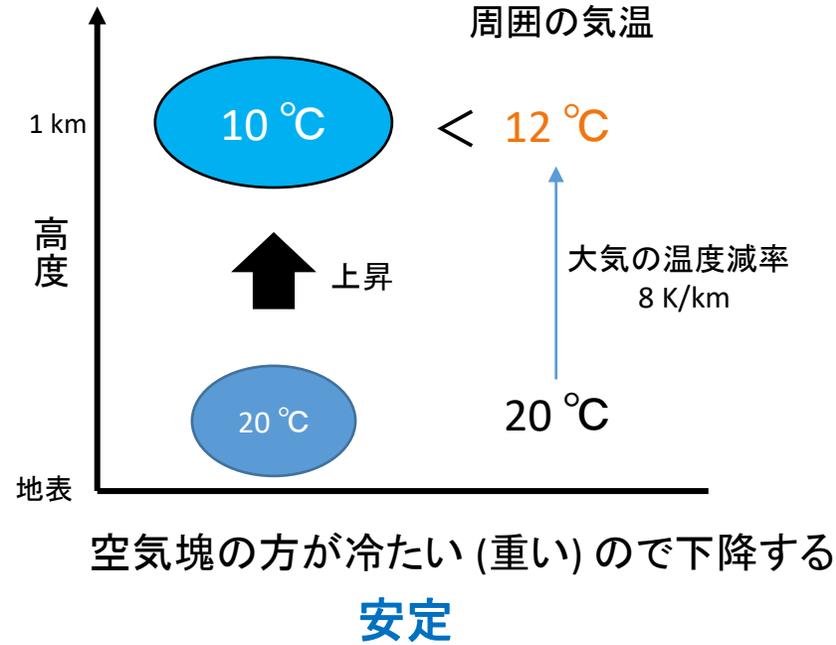
2. 低安定度層

◆ 静的安定度とは

- 大気の安定度の指標

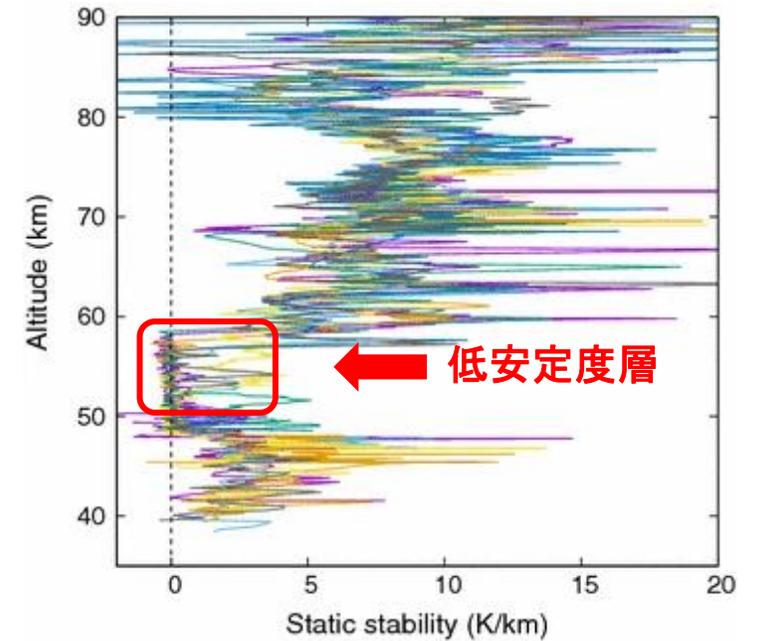


空気塊は乾燥断熱減率 (約 10 K/km) で冷却
= 1 km 上昇すると約 10 °C 温度が下がる
※地球の場合



◆ 低安定度層とは

- 電波掩蔽観測により存在が確認された。
- 高度 55 km 付近の静的安定度が中立に近い層



「あかつき」により観測された低緯度における静的安定度の高度分布 (Imamura et al. 2017 : Fig.7上.)

静的安定度 = 乾燥断熱減率 - 大気の温度減率

静的安定度 $\begin{cases} > 0 : \text{安定} \\ = 0 : \text{中立} \\ < 0 : \text{不安定} \end{cases}$

3. 研究の背景

目的：傾圧不安定の安定度分布に対する依存性を調査する

- ①低安定度層の安定度を負に強制した場合
- ②低安定度層の厚さを変えた場合
- ③低安定度層より下層の安定度の強制を変えた場合

■なぜ低安定度層の安定度を負に強制しようと考えたのか

- Kashimura et al. (2019) で用いた低安定度層の安定度分布：

低安定度層 (55-60 km) の安定度を 0.1 K/km に強制

✓ 観測結果を反映した安定度

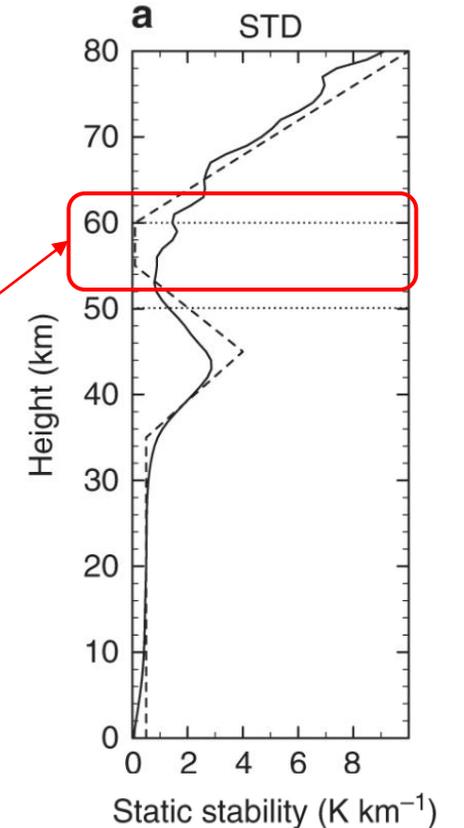
- 問題点：実現した安定度が強制した安定度よりも高くなってしまふ



低安定度層の安定度を中立の値に近づけるには強制が不十分？



低安定度層の安定度を負に強制して実験することに



破線：ニュートン冷却の基準温度場の静的安定度
実線：全球平均したシミュレーション大気の静的安定度

Kashimura et al. (2019) のコントロールランにおける静的安定度分布
(Kashimura et al. 2019: Fig. 3a.)

4. 研究の内容

◆手法

- 数値モデル AFES-Venus を使用し, 低安定度層の安定度を負に強制した場合の数値実験を行う.
- 安定度が中立の値に近づいたか, 傾圧不安定が発生したのかなどを考察

◆低安定度層の条件

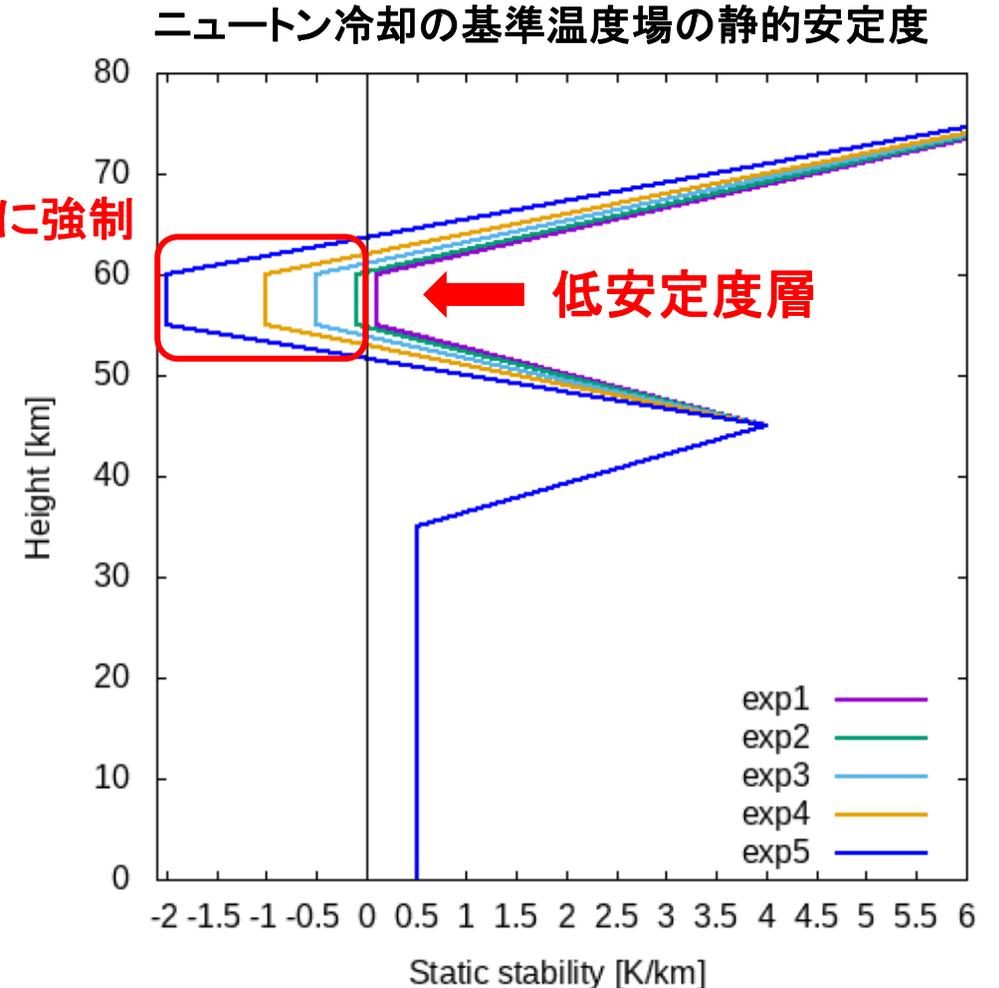
- 高度 : 55-60 km
- 低安定度層での安定度を負に強制

	exp1	exp2	exp3	exp4	exp5
安定度	0.1 K/km	-0.1 K/km	-0.5 K/km	-1.0 K/km	-2.0 K/km
積分期間	1 地球年	1 地球年	2 地球年	4地球年	4 地球年

※ exp1 の安定度分布は Kashimura et al. (2019) で用いられた分布

※ 準定常状態に達するまでの時間に応じて積分期間を変更した

負の安定度に強制



5. 数値モデル : AFES-Venus

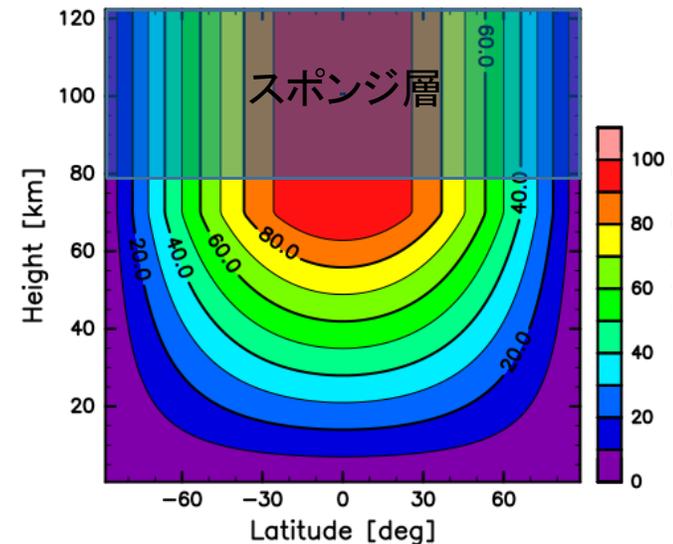
◆AFES-Venus とは

- 地球シミュレータ用大気大循環モデル (AFES) の金星版
 - ✓ 大気大循環モデル : 全球の大気循環を計算するための数値モデル
- 支配方程式系 : 全球 3 次元プリミティブ方程式
- 初期条件 : 理想化されたスーパーローテーション, ニュートン冷却の基準温度場
 - ✓ ニュートン冷却 : 基準の温度場に向かって冷却
- 加熱 : ニュートン冷却, 太陽放射による加熱
- 雲, 光化学反応, 地形 : なし
- スポンジ層 : 高度 80 km 以上
- 自転の向きは地球と同じ向き

◆計算設定

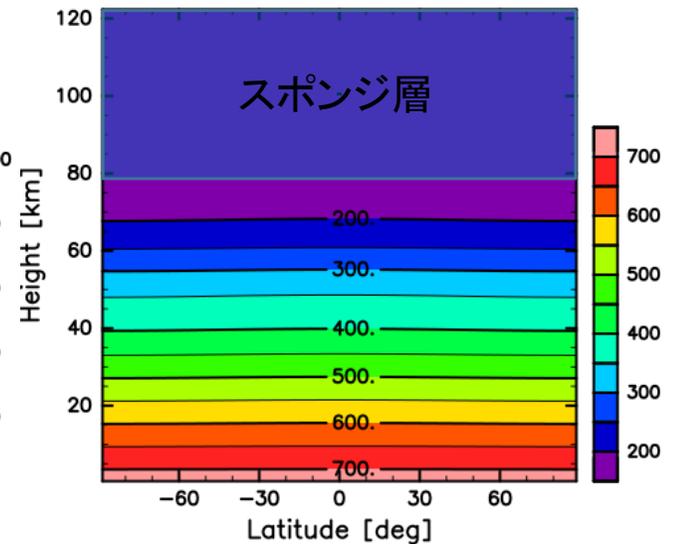
- 空間解像度
 - 切断波数 : T63 (水平約 $1.9^\circ \times 1.9^\circ$ 格子)
 - 鉛直層数 : L120 (120 km を 120 層に分割 ; 1 km 間隔)
- 太陽加熱による日変化 : あり
- 出力間隔 : 1 地球日

初期の東西流



CONTOUR INTERVAL = 1.000E+01

初期の温度分布



CONTOUR INTERVAL = 5.000E+01

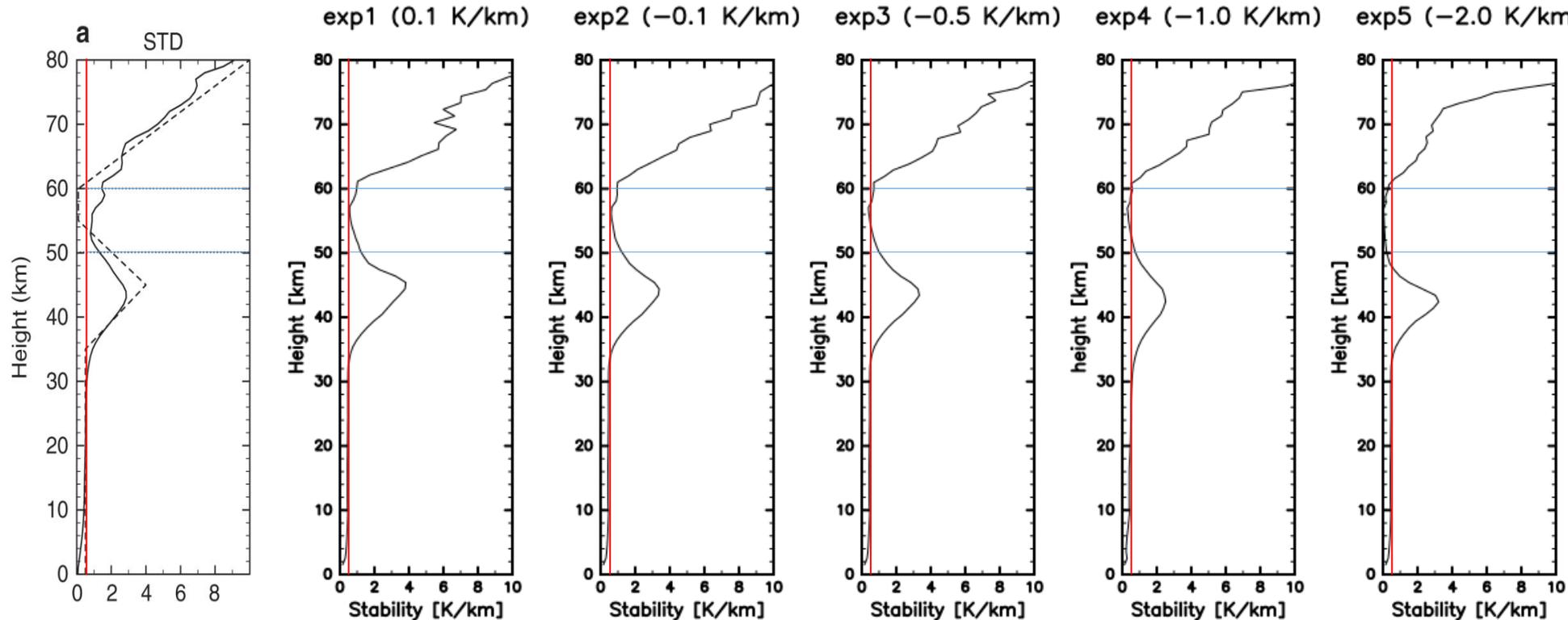
6. 結果 – 実現された安定度 –

■ 低安定度層の安定度

- 安定度を負に強制すると、実現された安定度は中立の値に近づいた
- 2.0 K/km に強制した場合は実現された安定度が 0.1 K/km 程度まで小さくなった

実験	安定度の強制	実現された安定度
exp1	0.1 K/km	0.6 K/km
exp2	-0.1 K/km	0.6 K/km
exp3	-0.5 K/km	0.4 K/km
exp4	-1.0 K/km	0.3 K/km
exp5	-2.0 K/km	0.1 K/km

表中の実現された安定度は下図から読み取った。

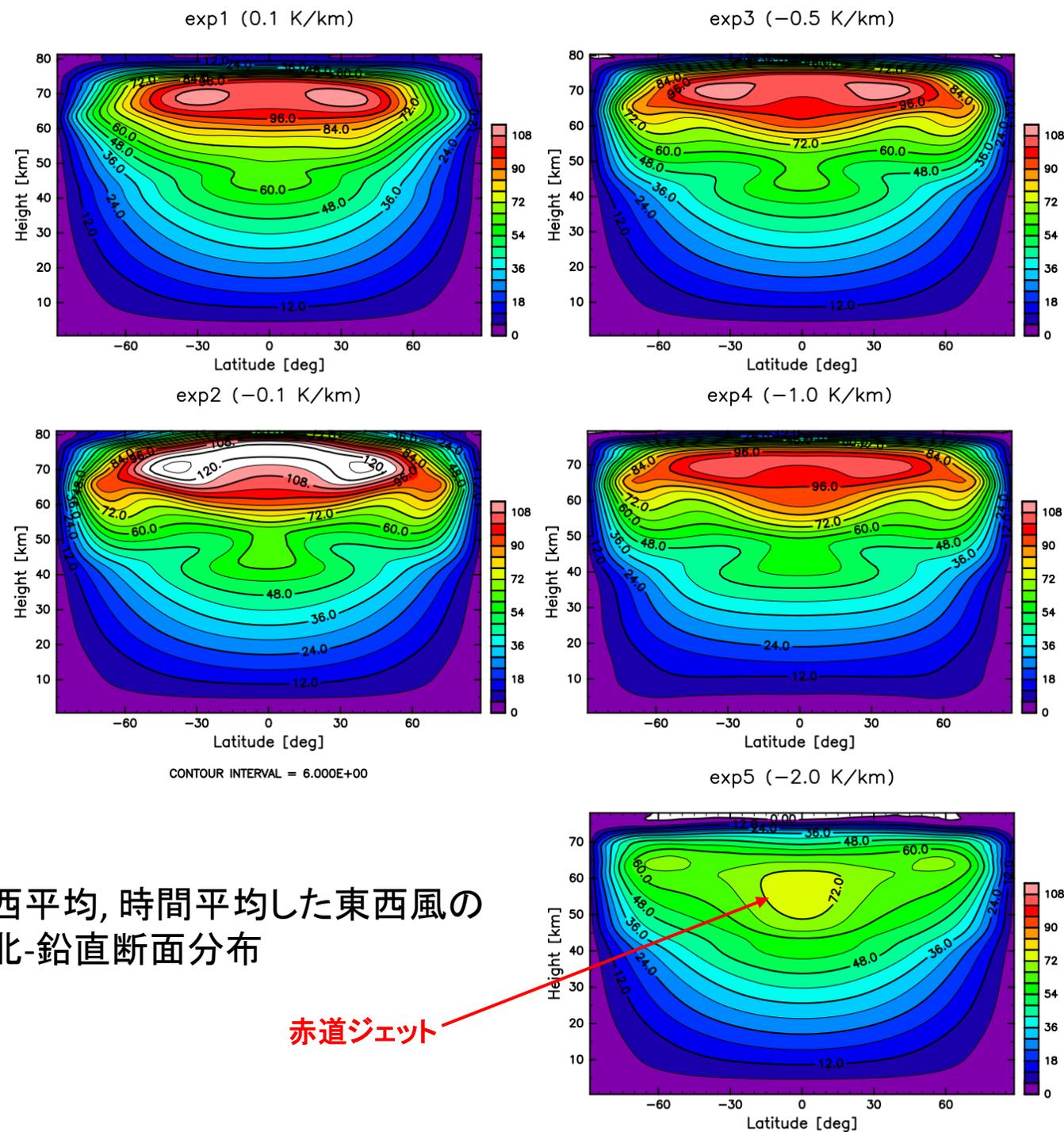


赤線 : exp1 の低安定度層における安定度の最小値

◀ 実現された安定度分布

6. 結果 - 東西風 -

- -2.0 K/km に強制した場合はスーパーローテーションが弱い
 - ✓ 赤道ジェットが最も強く、中緯度ジェットと比べて小さい
- 安定度を低い値に強制すると、実現される安定度は中立の値に近くなるが、スーパーローテーションは弱くなる



6. 結果 - 渦位 -

◆ 渦位 : 空気塊が (摩擦がなく) 断熱的に運動する場合の保存量

$$q = \frac{\omega_a \cdot \nabla \theta}{\rho}$$

q : 渦位, ω_a : 絶対渦度ベクトル, θ : 温位, ρ : 密度

- 絶対渦度は緯度とともに増加するため, 渦位も通常は, 緯度とともに増加する。
 ✓ つまり, 北半球では高緯度ほど, 南半球では低緯度ほど, 渦位の値は大きい。

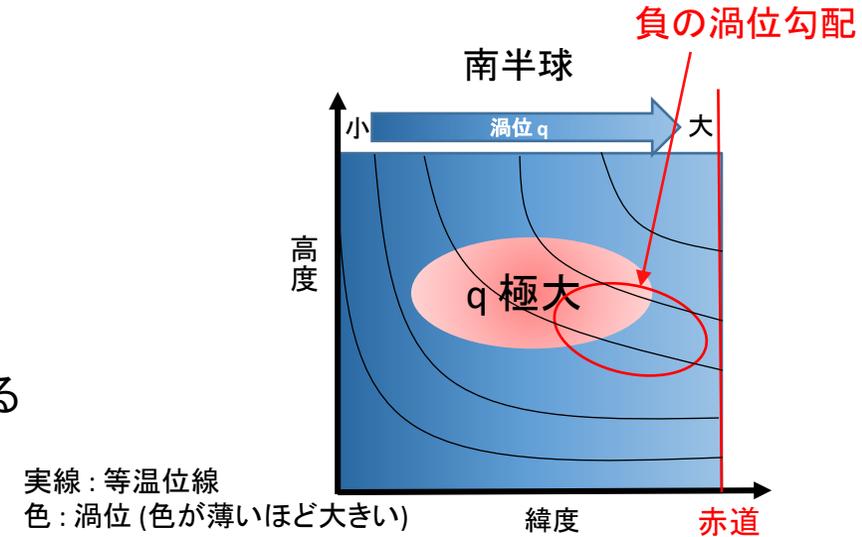
• 等温位線に沿って

緯度が大きくなると渦位が**増加する**領域 (渦位勾配が正の領域)

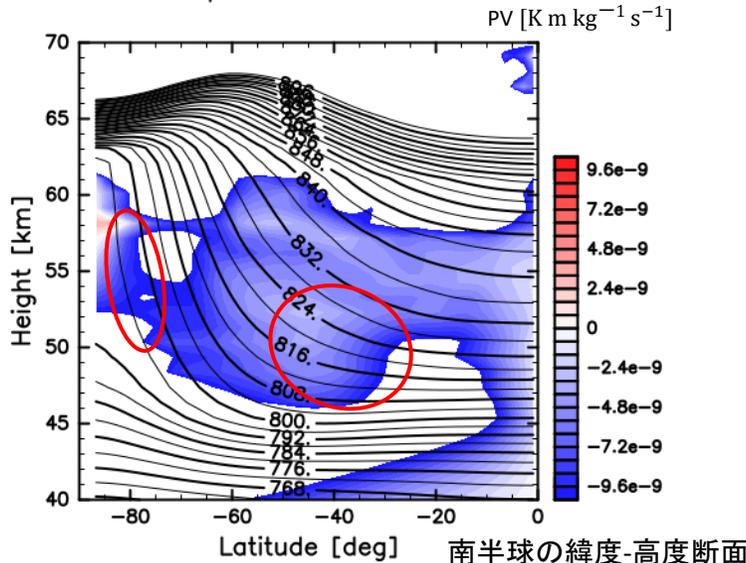
緯度が大きくなると渦位が**減少する**領域 (渦位勾配が負の領域)

が存在すると, 異なる等温位線上の擾乱のカップリングにより傾圧不安定が引き起こされる

- **等温位線に沿った渦位の逆勾配の存在が傾圧不安定発生の必要条件**



exp1 (0.1 K/km)



渦位 (色) と温位 (等値線)

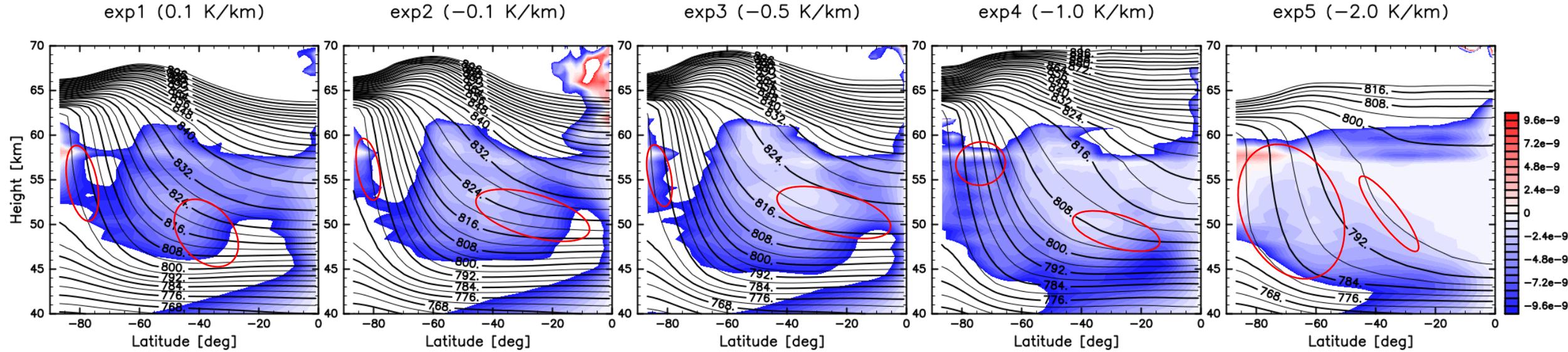
- ◆ exp1 (Kashimura et al. 2019 と同じ設定) の結果

- 渦位 (色) と温位 (等値線) の子午面分布
- 白くなっている領域は渦位が非常に小さい
- 赤丸の領域に等温位線に沿った負の渦位勾配が見られる

➡ **傾圧不安定は起こりうる**

6. 結果 - 渦位 -

渦位 (色) と温位 (等値線)



- 赤丸の領域に等温位線に沿った負の渦位勾配が見られる
 - ✓ exp5 の中緯度はやや不明瞭
- いずれの場合も等温位線に沿った逆勾配が存在する

➡ いずれも傾圧不安定は起こりうる

6. 結果 – 渦熱輸送 –

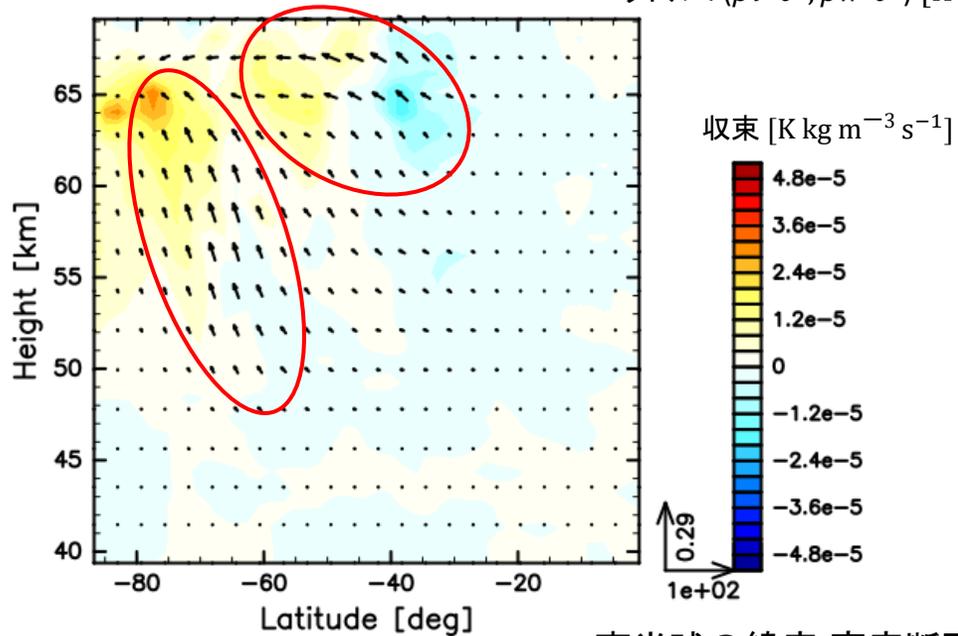
◆ 渦熱輸送：熱輸送の渦 (擾乱) 成分. つまり, 傾圧不安定擾乱による熱輸送

- 傾圧不安定擾乱は熱を極向きかつ上向きに運ぶ.
- **極向きかつ上向きの渦熱輸送は傾圧不安定の現れ**

渦熱輸送 (ベクトル) とその収束 (色)

exp1 (0.1 K/km)

ベクトル: $(\overline{\rho v' \theta'}, \overline{\rho w' \theta'})$ [$\text{K kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$]

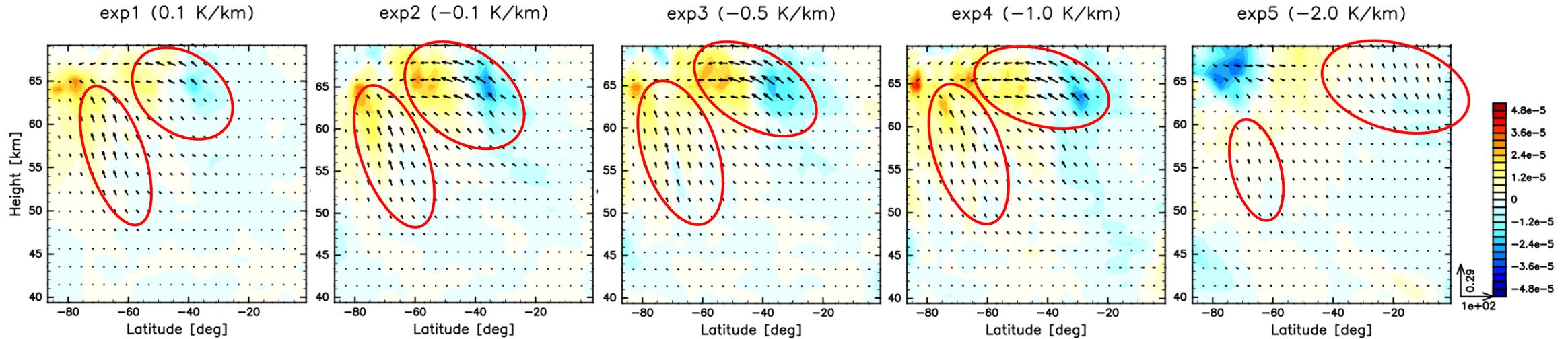


南半球の緯度-高度断面

- ◆ exp1 (Kashimura et al. 2019 と同じ設定) の結果
 - 高緯度と中緯度に極向きかつ上向きの渦熱輸送が大きい領域が見られる
 - ➔ 傾圧不安定が発生している

6. 結果 – 渦熱輸送 –

渦熱輸送 (ベクトル) とその収束 (色)



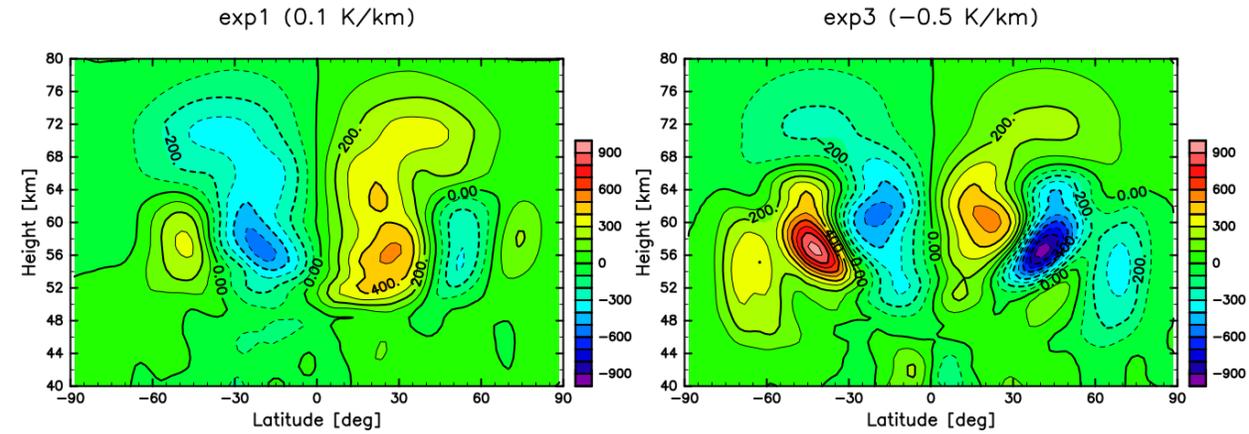
- exp1-4 では高緯度と中緯度に極向きかつ上向きの渦熱輸送の大きな領域
- exp3-4 の渦熱輸送は exp1 よりも大きい
- exp5 は他よりも渦熱輸送が弱い、極向きかつ上向きの渦熱輸送が見られる
→乾燥対流調節によって鉛直方向に熱が輸送されたために、渦熱輸送が弱くなった？

➡ いずれの場合も傾圧不安定が発生

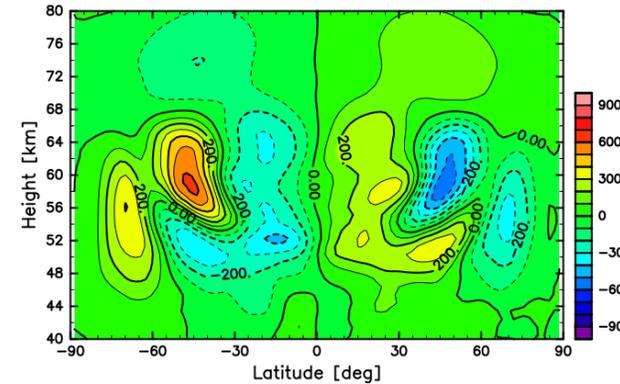
6. 結果 - 質量流線関数 -

- 傾圧不安定が存在→逆循環
- 逆循環は -0.5 K/km のとき, 最も強い
- exp1-4 と exp5 では逆循環の位置などが大きく異なる
- -2.0 K/km の場合は強い逆循環が他の場合と比べて低緯度側かつ低い高度に位置している。
- -1.0 K/km から -2.0 K/km の間は？

-1.0 K/km から -2.0 K/km の間を調査しておらず, 安定度と逆循環の関係を明らかにするにはさらなる解析が必要

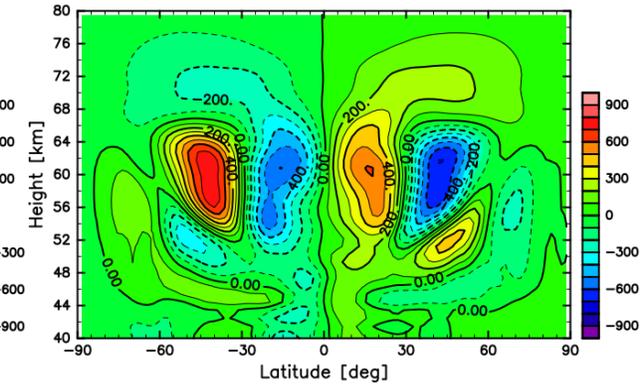


CONTOUR INTERVAL = $1.000\text{E}+02$
exp2 (-0.1 K/km)

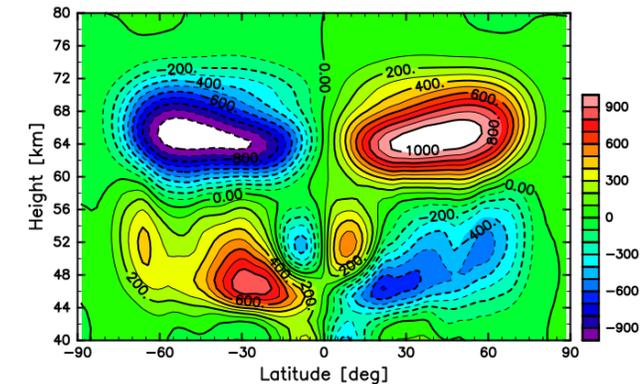


CONTOUR INTERVAL = $1.000\text{E}+02$

CONTOUR INTERVAL = $1.000\text{E}+02$
exp4 (-1.0 K/km)



CONTOUR INTERVAL = $1.000\text{E}+02$
exp5 (-2.0 K/km)



CONTOUR INTERVAL = $1.000\text{E}+02$

7. まとめ

- 金星大気中にも低安定度層が存在すれば傾圧不安定が生じる
(Sugimoto et al. 2014)

- 観測結果を反映した安定度に強制すると、実現される低安定度層の安定度が中立に近い値よりやや高くなってしまふ

➡ 安定度を負に強制することで中立に近づけることができるのではないか？

- 低安定度層の安定度を -2.0 K/km に強制することで、実現される低安定度層の安定度を狙った値 (0.1 K/km 程度) に近づけることが出来た

✓ ただし、スーパーローテーションは弱くなる

- 極向きかつ上向きの渦熱輸送, 逆循環の存在

➡ 低安定度層の安定度を負に強制した場合でも傾圧不安定は形成された

付録. 数値モデル : AFES-Venus

◆ 支配方程式系 : 全球 3 次元プリミティブ方程式

• 運動方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} = (\zeta + f)v - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\Phi + E) - \frac{R_d T_v}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \ln p_s - \dot{\sigma} \frac{\partial u}{\partial \sigma} - \mathcal{D}(u)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -(\zeta + f)u - \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \phi} (\Phi + E) - \frac{R_d T_v}{a} \frac{\partial}{\partial \phi} \ln p_s - \dot{\sigma} \frac{\partial v}{\partial \sigma} - \mathcal{D}(v)$$

• 連続の式

$$\frac{\partial \ln p_s}{\partial t} = -(\mathbf{v}_h \cdot \nabla_\sigma \ln p_s + \delta) - \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma}$$

• 静力学方程式

$$\frac{\partial \Phi}{\partial (\ln \sigma)} = -R_d T_v$$

• 熱力学方程式

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = -\frac{1}{a(1-\mu^2)} \frac{\partial}{\partial \lambda} (UT') - \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \mu} (VT') + T' \delta - \dot{\sigma} \frac{\partial T'}{\partial \sigma} + Q_{sol} + Q_{New}$$

$$T(\lambda, \mu, \sigma, t) = T'(\lambda, \mu, \sigma, t) + T_0(\sigma)$$

$$\zeta = \frac{1}{a \cos \theta} \left[\frac{\partial v}{\partial \lambda} - \frac{\partial}{\partial \phi} (u \cos \theta) \right] : \text{相対渦度 (鉛直成分)}$$

$$f = 2\Omega \sin \phi : \text{コリオリパラメータ}$$

$$E = \frac{u^2 + v^2}{2} : \text{運動エネルギー}$$

$$\delta = \frac{1}{a \cos \theta} \left[\frac{\partial u}{\partial \lambda} - \frac{\partial}{\partial \phi} (v \cos \theta) \right] : \text{水平発散}$$

$$\mathbf{v}_h = (u, v) : \text{水平風}$$

• 座標系

- 水平方向 : 球面座標系

- 鉛直方向 : σ 座標系 (地表面気圧で規格化した気圧座標系)

• 境界条件 : $\dot{\sigma} = 0$ at $\sigma = 0, 1$

t	時間
λ	経度
ϕ	緯度
$\sigma = p/p_s$	σ 高度
$\dot{\sigma}$	鉛直 σ 速度
u	東西風速
v	南北風速
T	温度
p_s	地表面気圧
Φ	ジオポテンシャル
a	金星半径
R_d	乾燥空気の気体定数
T_v	仮温度
\mathcal{D}	水平拡散項
T'	温度の変動成分
T_0	標準温度
μ	$\sin \phi$
U	$u \cos \phi$
V	$v \cos \phi$
Q_{sol}	太陽加熱
Q_{New}	ニュートン冷却