

大気主成分の凝結を考慮した 二次元湿潤対流の 基礎的数値実験

山下 達也(北大・理)

小高 正嗣(北大・理)

杉山 耕一郎(北大・理)

中島 健介(九大・理)

石渡 正樹(北大・理)

林 祥介(神戸大・理)

2009/05/12

(第17回惑星大気研究会オンラインセミナー)



火星の大気の特徴

■ 希薄な大気

- 平均地表面圧力：約 7 – 8 [hPa]

■ 冷涼な気候

- 有効温度：220 [K]

■ CO₂ を主成分とする大気組成

- CO₂ : 95.3 %, N₂ : 2.7 %, etc

■ 大気主成分が凝結, CO₂氷雲形成

- 極域・赤道上空に分布

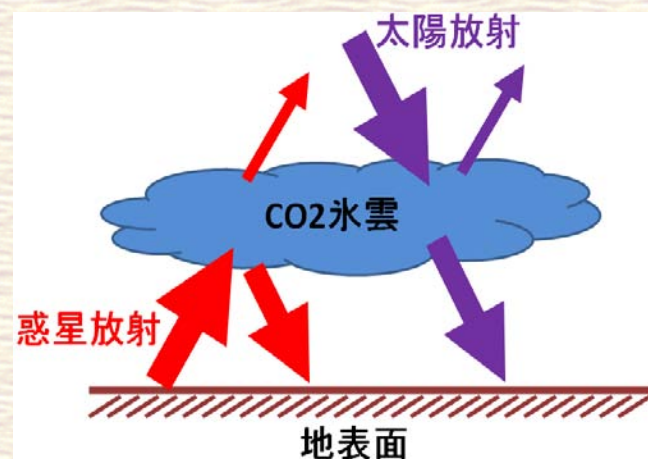
(Pettengill and Ford, 2000; Schofield et al., 1997)

- 過去の火星の温暖気候問題を解明するキーファクター

- ◆ 散乱温室効果(右図)



Copyright : NASA



光田(2007)を改変

地球と火星の湿潤対流(凝結対流)

■ 対流とは

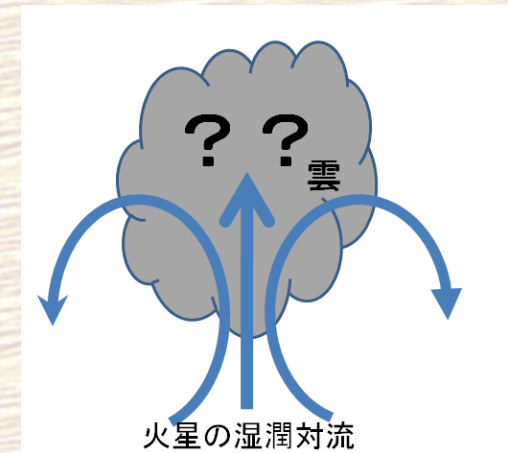
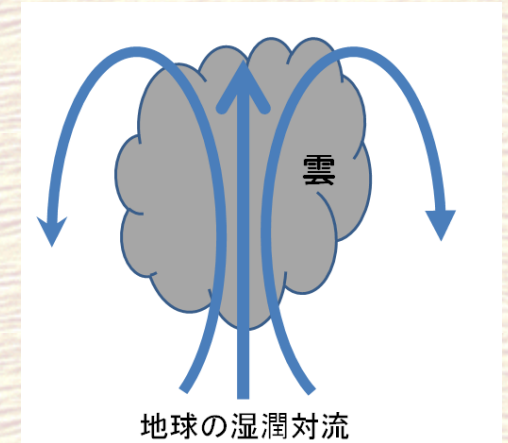
- 流体の運動で熱が輸送される現象

■ 凝結対流の描像

	地球	火星
凝結成分	微量成分(H ₂ O)	主成分(CO ₂)
雲周囲の環境	dry	wet
対流構造	雲内部に強い上昇流	???

- 気塊の浮力は周囲の熱力学的環境に強く依存

■ 主成分凝結対流はどのような構造を持つのか？



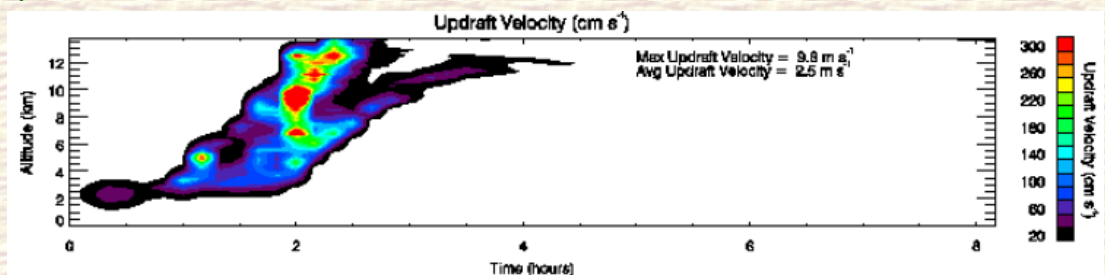
先行研究(1)

■ 主成分凝結対流の先行研究

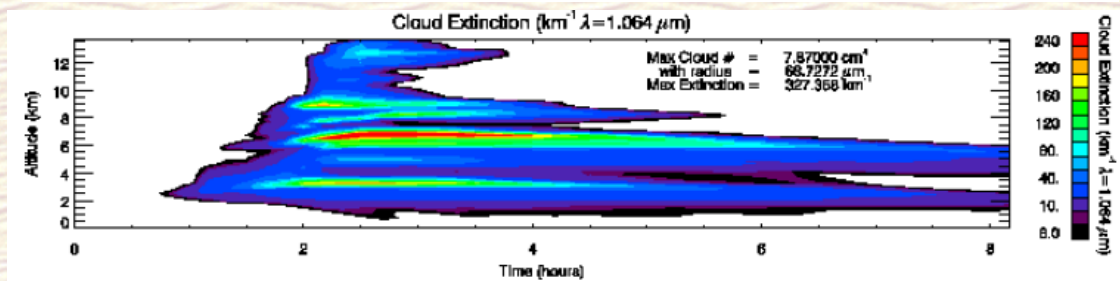
● Colaprete et al. (2003)

- ◆ 鉛直流を考慮した 1 次元放射雲解像モデル
- ◆ 結果：地球同様、雲内部に強い上昇流が発生
- ◆ 問題点：
 - (1) 1 次元なので、陽に対流を解くことができない
 - (2) 主成分凝結の効果を考えていない

鉛直流速



雲の
消散係数



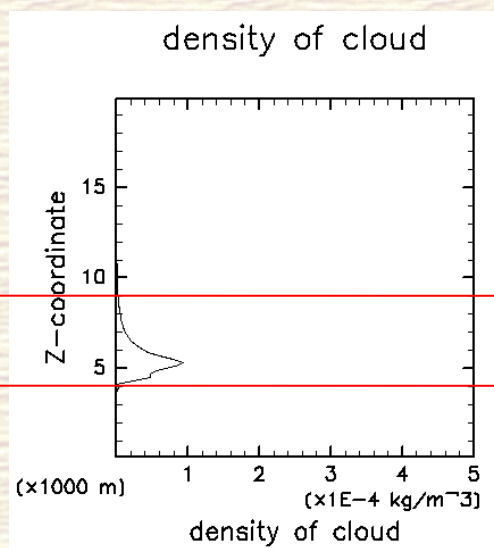
先行研究(2)

■ 主成分凝結対流の先行研究

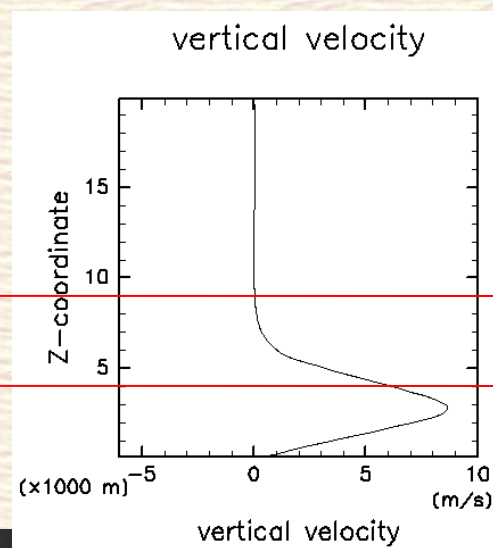
● 小高他(2006)

- ◆ 主成分凝結を考慮した2次元雲対流モデル(deepconv/arare)
- ◆ 結果：雲内部での上昇流は抑制される傾向
- ◆ 問題点：
 - (1) 行なったのは単独の対流を発生させる実験のみ
 - (2) 凝結の計算過程に不備(詳細は後ほど)

雲密度



鉛直流速



本研究の目的・手法

■ 目的

- 主成分凝結対流発生時の流れの平均状態を理解
 - ◆ 火星気象学への貢献
 - ◆ 初期火星の温暖気候問題への流体力学的アプローチ

■ 手法

- 小高他(2006)の雲対流モデルの凝結過程を改良
- 主成分凝結対流を次々と発生させる基礎的数値実験を実施

支配方程式

- 2次元準圧縮方程式(Klemp and Wilhelmson, 1978)に**主成分凝結の効果**を考慮(Odaka et al.,2005)

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} - C_p \bar{\theta} \nabla \Pi' + \mathbf{D}_u + \frac{\theta'}{\bar{\theta}} \mathbf{g}$$

$$\frac{\partial \Pi'}{\partial t} = -\frac{\bar{c}_s^2}{C_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2} \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\theta} \mathbf{u}) + \frac{\bar{c}_s^2 L}{C_p^2 \bar{\rho} \bar{\theta} T} M_{cond} - \frac{\bar{c}_s^2}{C_p \bar{\rho} \bar{\theta}} M_{cond}$$

熱膨張項

大気質量の減少による圧力低下を表す項

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} = -\mathbf{u} \cdot \nabla \theta' - w \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{\bar{\theta}}{T} \left(\frac{LM_{cond}}{C_p \bar{\rho}} + Q_{dis} + Q_{rad} \right) + D_\theta$$

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho_s \mathbf{u}) + M_{cond} + M_{fall} + D_{\rho_s}$$

“-”の付いた量は基本場，“'”の付いた量は擾乱場の量をそれぞれ表す

$\mathbf{u} = (u, w)$: 流速, $\mathbf{D}_u = (D_u, D_w), D_\theta, D_{\rho_s}$: 乱流拡散項, $\mathbf{g} = (0, g)$: 重力加速度,
 θ : 温位, Π : エクスター関数, ρ : 大気密度, c_s : 音速, T : 温度, C_p : 定圧比熱,
 L : CO_2 の潜熱, M_{cond} : 単位時間単位体積あたりの凝結量,
 M_{fall} : 単位時間単位体積あたりの雲粒落下項,
 Q_{dis} : 散逸加熱項, Q_{rad} : 放射加熱項, ρ_s : 雲密度

乱流パラメタリゼーション

■ 1.5 次のクロージャモデル(Klemp and Wilhelmson, 1978)

- 大気運動を考えるには乱流運動(小規模運動)を考慮しなければならない
- サブグリッドスケールの乱流運動に関する物理量を格子点で表現されている物理量に結び付けて表現

$$D_u = -\frac{\partial}{\partial x} \left[-\frac{2}{3} K_m \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{2}{3} \left(\frac{K_m}{C_m l} \right)^2 \right] - \frac{\partial}{\partial z} \left[-K_m \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right]$$

$$D_w = -\frac{\partial}{\partial z} \left[-\frac{2}{3} K_m \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{2}{3} \left(\frac{K_m}{C_m l} \right)^2 \right] - \frac{\partial}{\partial x} \left[-K_m \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right]$$

$$D_\theta = -\frac{\partial}{\partial x} \left[3K_m \frac{\partial \theta'}{\partial x} \right] - \frac{\partial}{\partial z} \left[3K_m \frac{\partial (\theta' + \bar{\theta})}{\partial z} \right]$$

$$D_{\rho_s} = -\frac{\partial}{\partial x} \left[3K_m \frac{\partial \rho_s}{\partial x} \right] - \frac{\partial}{\partial z} \left[3K_m \frac{\partial \rho_s}{\partial z} \right]$$

$$Q_{dis} = \frac{C_\varepsilon}{C_p l} \left(\frac{K_m}{C_m l} \right)^3$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial K_m}{\partial t} = & -\mathbf{u} \cdot \nabla K_m - \frac{3g C_m^2 l^2}{2\theta} \frac{\partial \theta'}{\partial z} + C_m^2 l^2 |\nabla \mathbf{u}|^2 + \frac{C_m^2 l^2}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \\ & - \frac{K_m}{3} \nabla \cdot \mathbf{u} + \frac{1}{2} \nabla^2 K_m^2 + |\nabla K_m|^2 - \frac{1}{2l^2} K_m^2 \end{aligned}$$

$C_\varepsilon = C_m = 0.2$: 無次元パラメータ(Deardorff, 1975)

K_m : 運動量に対する乱流拡散係数

$l = (\Delta x \Delta z)^{1/2}$: 混合距離

$\Delta x, \Delta z$: 格子点間隔

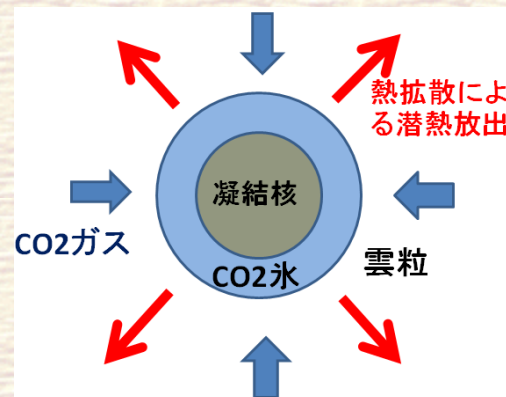
雲物理過程(1)

■ 凝結過程

- 雲粒は拡散成長で成長(併合成長は無視)
- 凝結核数濃度は一定($5.0 \times 10^8 \text{ kg}^{-3}$)

(Tobie et al., 2003)

- 雲粒の重力落下は考慮 or 考慮しない
- 臨界飽和比 S_{cr} は 1.0 or 1.35 (Glandorf et al., 2002)



拡散成長の概念図

■ 凝結項の定式化(Tobie et al.(2003)に基づく)

$$M_{cond} = \frac{4\pi r_d N}{(L^2 / kRT)} (S - 1) H(\rho_s)$$

$$S = \frac{p}{p_*(T)} \quad p_* = \exp\left[A - \frac{B}{T}\right] \quad r_d = \left(r_{aero}^3 + \frac{3\rho_s}{4\rho_i\pi N} \right)^{1/3}$$

	$S < 1$	$1 \leq S < S_{cr}$	$S \geq S_{cr}$
雲なし	何も起きない	何も起きない	凝結
雲あり	昇華	凝結	凝結

r_d [m]: 雲粒半径
 $r_{aero} = 1.0 \times 10^{-7}$ [m]: 凝結核半径
 $N = 5.0 \times 10^8$ [kg⁻³]: 凝結核数密度
 $k = 4.8 \times 10^{-3}$ [W / K · m]: 大気の熱拡散係数
 S : 飽和比 S_{cr} : 臨界飽和比
 p_* : 飽和蒸気圧 ρ_s : 雲密度 ρ_i : CO2氷密度
 $A = 27.4, B = 3103$ H : Heaviside function

雲物理過程(2)

■ 雲粒落下項の定式化(Kessler(1969)に基づく)

- 雲粒の重力落下を雲粒の終端速度での移流で表現

$$M_{fall} = \frac{\partial}{\partial z} (\rho_s V_{term})$$

$$V_{term} = C_{sc} \frac{2r_d^2 g \rho_l}{9\eta}$$

$$C_{sc} = 1 + 1.255 \frac{\lambda}{r_d}$$

$$\lambda = \frac{k_B T}{\sqrt{2\pi\sigma^2 p}}$$

$$\eta = \eta_{ref} \left(\frac{T_{ref} + C_{CO_2}}{T + C_{CO_2}} \right) \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^{3/2}$$

r_d [m]: 雲粒半径

V_{term} [m/s]: 雲粒の終端速度

C_{sc} : Cunningham補正係数

λ [m]: CO_2 の平均自由行程

k_B [J/K]: Boltzmann定数

σ [m]: CO_2 分子の有効直径

$C_{CO_2} = 240$ [K]: CO_2 に関する Sutherland定数

$T_{ref} = 293$ [K]: 基準温度

η [Pa s]: 粘性係数

$\eta_{ref} = 1.47 \times 10^{-5}$ [Pa s]: 基準粘性係数

臨界飽和比の重要性

■ 臨界飽和比 S_{cr}

- 凝結が生じて雲粒が生成されるのに必要な飽和比
- 地球大気では $S_{cr} \sim 1.0$

■ Glandorf et al.(2002)

- 凝結核として H₂O 氷でコーティングされたダストを想定
- 室内実験により CO₂ 氷について $S_{cr} \sim 1.35$ となることを発見
 - ◆ 極域の温度観測の結果とも整合的 (Hinson and Wilson, 2002)
- 火星大気は過飽和を許容することを示唆

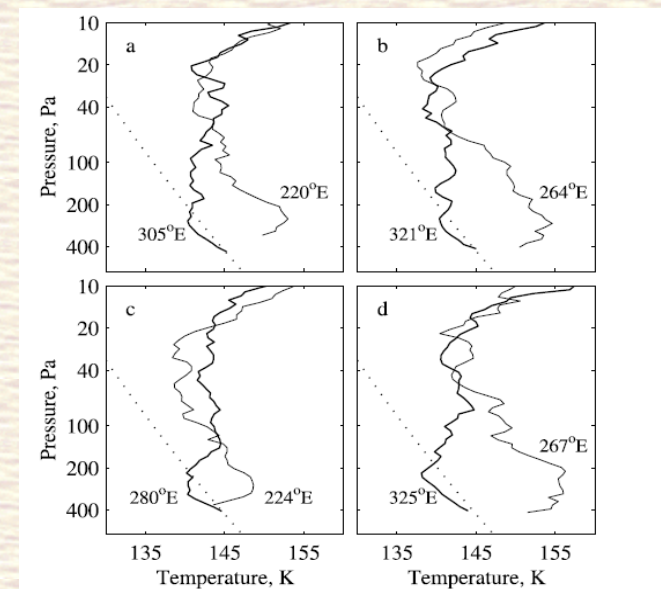
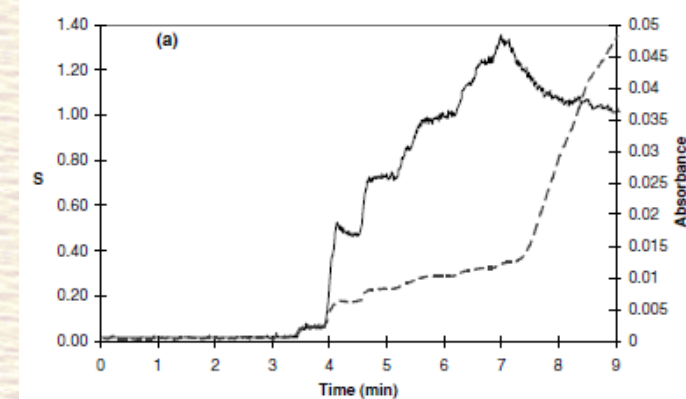


Figure 3. Selected RS temperature profiles at 67°S for $L_s = 144.6^\circ - 146.6^\circ$. One pair of profiles is shown from each day of the sequence in Figure 2b. Samples in Figure 2b corresponding to these profiles are labeled with a circle. The dotted line in each panel shows the saturation temperature of CO₂.

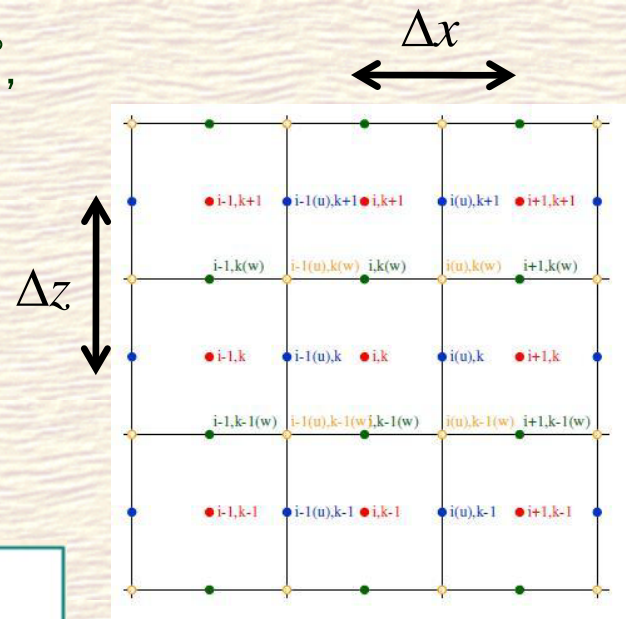
計算スキームの詳細

■ 空間方向の離散化

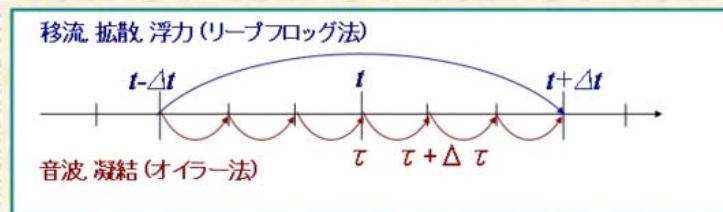
- スカラー量に関する格子点を格子の中心に配置
- ベクトル量に関する格子点をスカラー量格子点から半格子ずらして配置
- 空間微分は2次 or 4次精度の中心差分で離散化

■ 時間方向の離散化(モード別時間分割法)

- 音波・凝結に関連する項には短い時間ステップ, それ以外の項には長い時間ステップを使用
- 短い時間ステップの項はHE-VI法で離散化
 - ◆ 水平方向:オイラー法(陽解法)
 - ◆ 鉛直方向:クランク・ニコルソン法(陰解法)
- 長い時間ステップの項はリーブフロッグ法で離散化



格子点の配置



モード別時間分割法の概念図

計算設定

■ 計算領域・計算時間

- 水平 50 km, 鉛直 20 km(格子間隔 200 m)
- 10 日

■ 境界条件

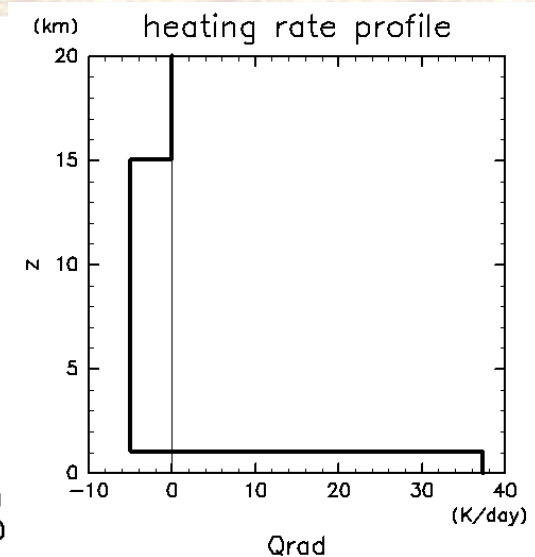
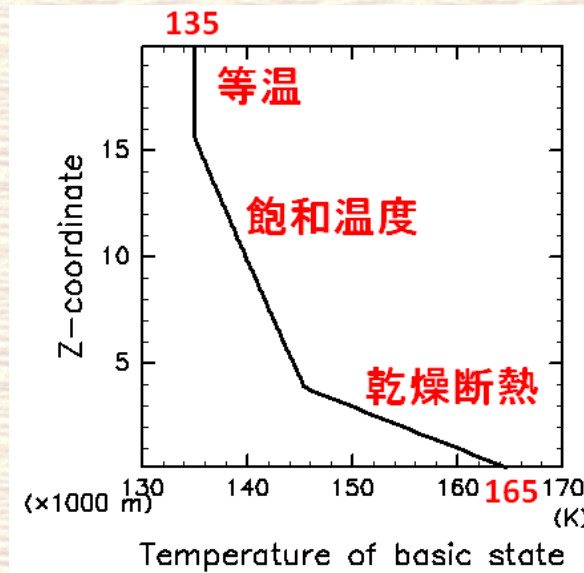
- 水平方向 (周期境界)
- 鉛直方向 (応力なし)

■ 初期条件

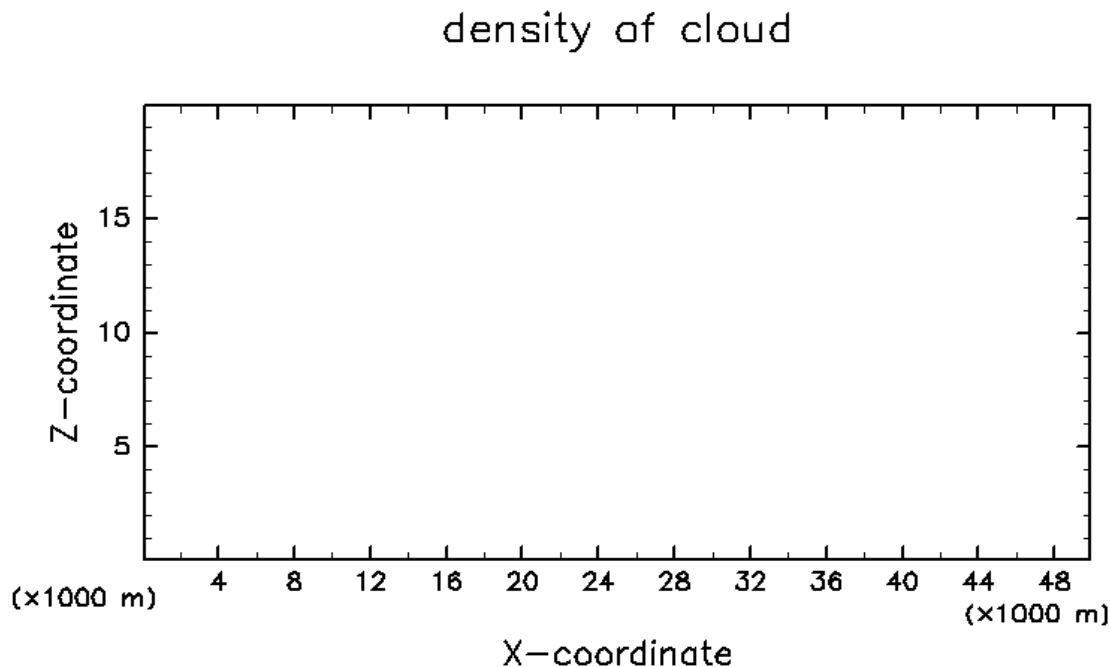
- 温度分布：右図参照
- 最下層にランダムな温位擾乱(最大 1 K)

■ 放射強制：右上図参照

- 高度 1 – 15 km で一様冷却, 高度 0 – 1 km で一様加熱
- 加熱と冷却を常時バランス



失敗計算例：Scr = 1.35 の場合



CONSTANT (0.000E+00) FIELD.

t=1 s

0.10000e-03 1.0000e-03 2.0000e-03 3.0000e-03 4.0000e-03 5.0000e-03

/usr/bin/gpview 2008-10-19

MarsCand_DensCloud.nc@DensCloud,x=0:50000,z=0:20000,t=1

- 三角形の凝結領域が約 100 m/s で拡大
- 差分誤差による非物理的な解
- 差分誤差の移流によって周縁で連鎖的な凝結が発生

凝結過程の改良～閾値の導入の概要～

■ 凝結過程において雲密度の閾値 ρ_T を導入

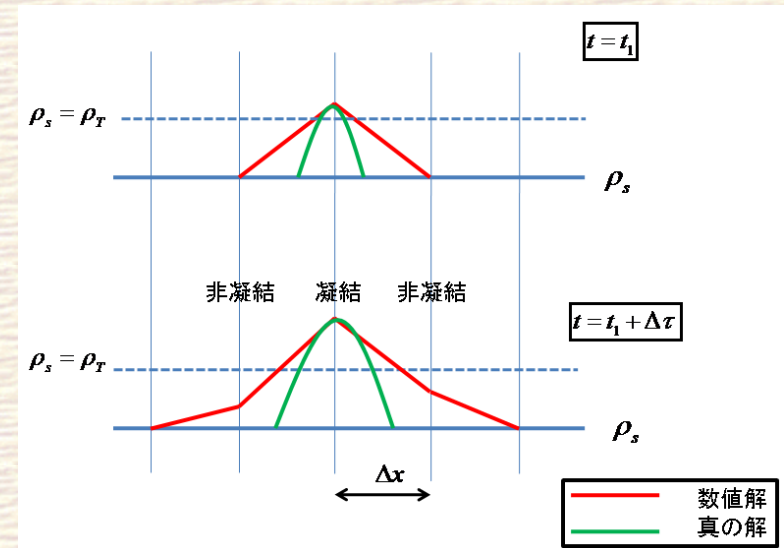
- 飽和比が 1 を超えていたとしても、一定以上の雲密度でなければ凝結しないものとする
- 雲密度の差分誤差による凝結を防ぐ

変更前

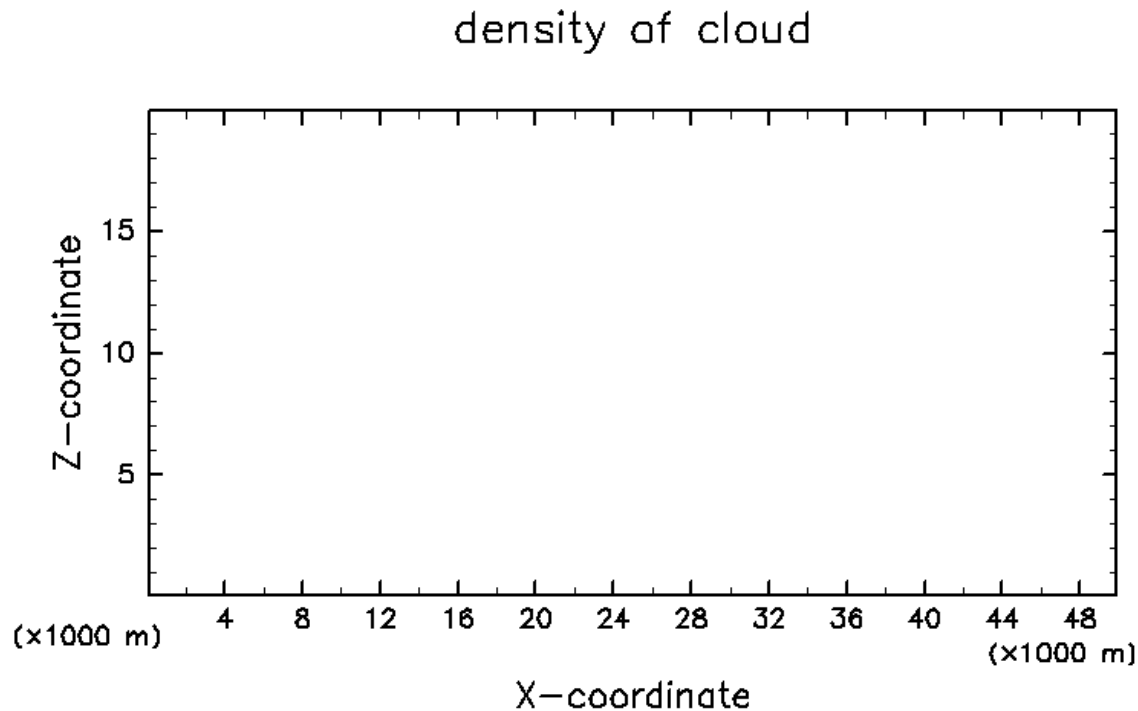
	$S < 1$	$1 \leq S < S_{cr}$	$S \geq S_{cr}$
$\rho_s = 0$	何も起きない	何も起きない	凝結
$\rho_s > 0$	昇華	凝結	凝結

変更後

	$S < 1$	$1 < S < S_{cr}$	$S > S_{cr}$
$\rho_s = 0$	何も起きない	何も起きない	凝結
$0 < \rho_s < \rho_T$	蒸発	何も起きない	凝結
$\rho_s > \rho_T$	昇華	凝結	凝結



改良後の計算結果：Scr = 1.35 の場合



CONSTANT (0.000E+00) FIELD.
t=1 s
0.1000e-10 0.2000e-10 0.3000e-10 0.4000e-10 0.5000e-10

/usr/bin/gpview 2008-12-19

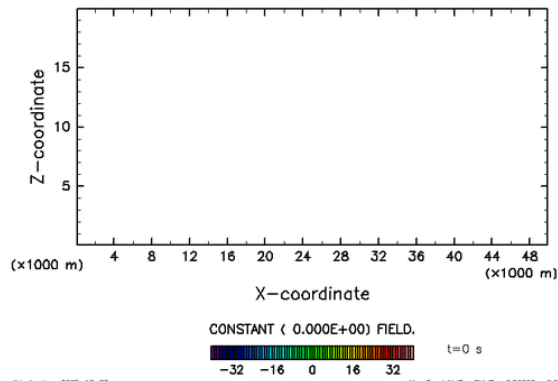
MarsCond_DensCloud.nc@DensCloud,x=0:50000,z=0:20000,t=1

- 三角形の凝結領域は解消
- これでようやく過飽和状態を取り扱えるようになった!

計算結果：Scr=1.0, 雲粒落下なしの場合

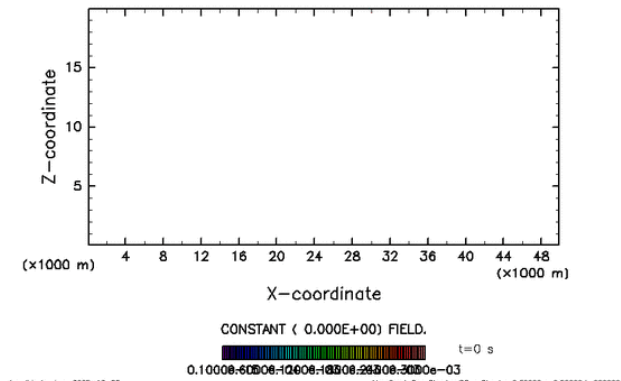
鉛直流速

vertical velocity



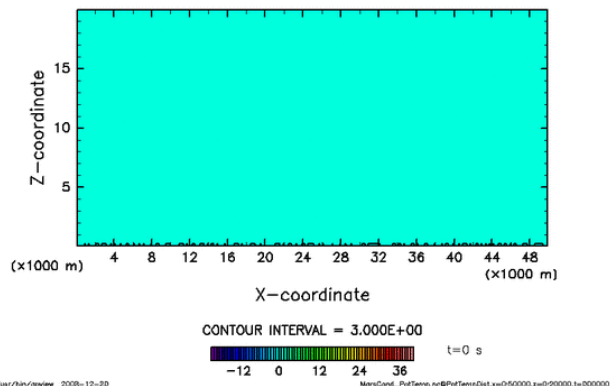
雲密度

density of cloud

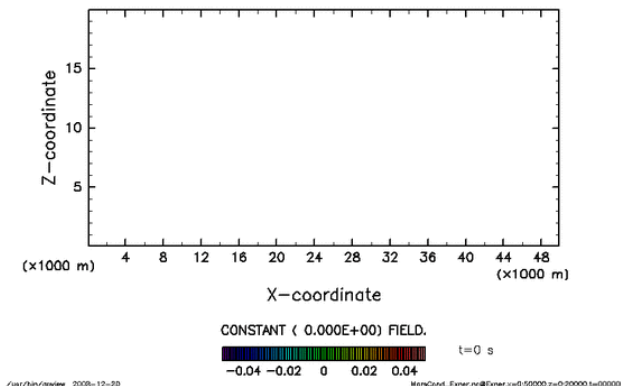


- 対流は雲内部に侵入しにくい
- 熱は効率的に輸送されない

温位擾乱



エクスター関数

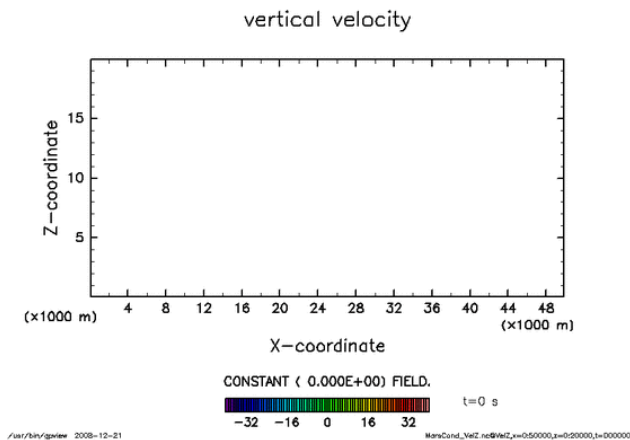


温位擾乱

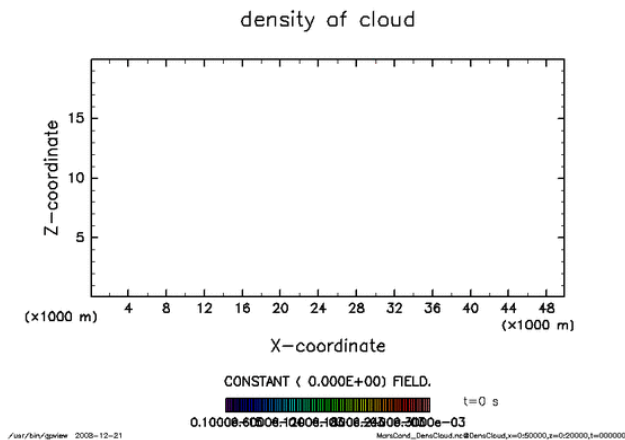
エクスター関数

計算結果：Scr=1.35, 雲粒落下なしの場合

鉛直流速

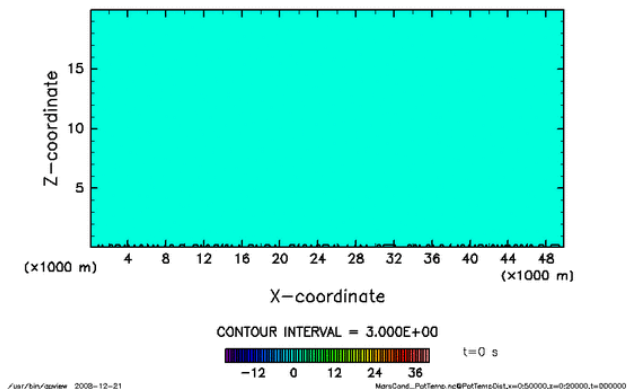


雲密度

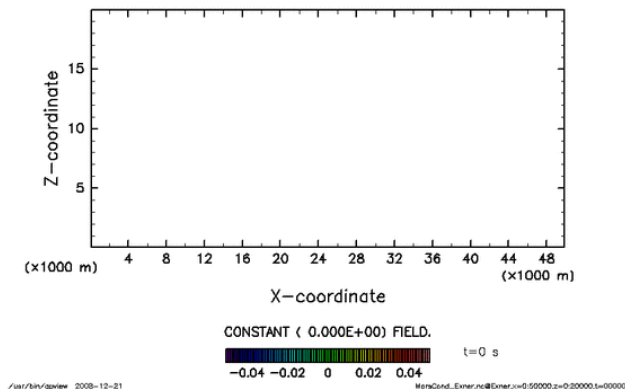


- 初期に積乱雲に類似した雲が生成
- Scr=1.0の場合ほどではないが、やはり対流は雲内部に侵入しにくい
- ほぼ準定常状態となった

温位擾乱



エクスナー関数



温位擾乱

エクスナー関数



計算結果：Scr=1.0, 雲粒落下ありの場合

鉛直流速

雲密度

作成ミスにより間に合わず...
申し訳ありません!

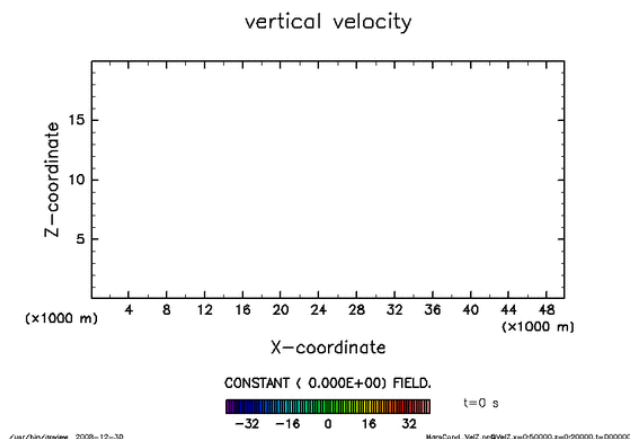
- 対流は雲内部に侵入しにくい
- 熱は効率的に輸送されない
- 落下を無視した場合と比べ雲の鉛直スケールが減少

温位擾乱

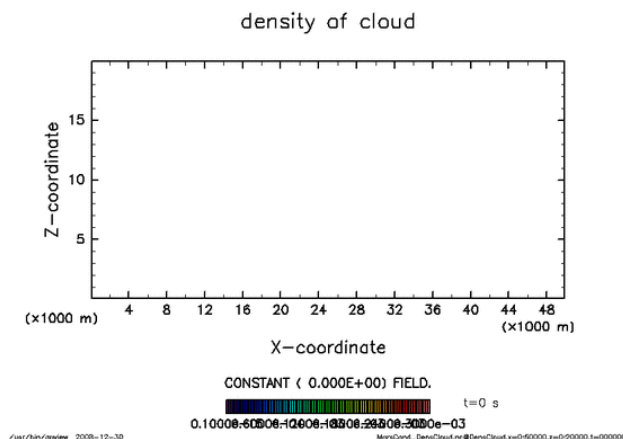
エクスター関数

計算結果：Scr=1.35, 雲粒落下ありの場合

鉛直流速

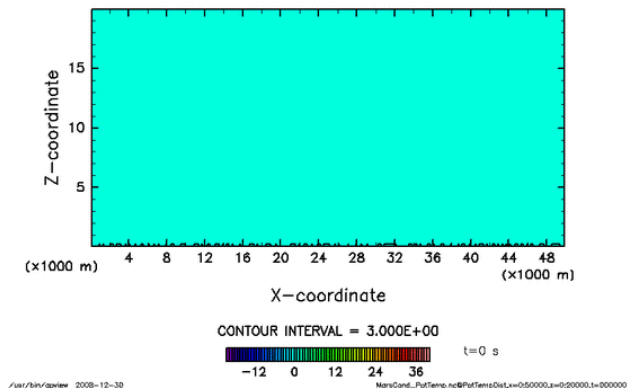


雲密度

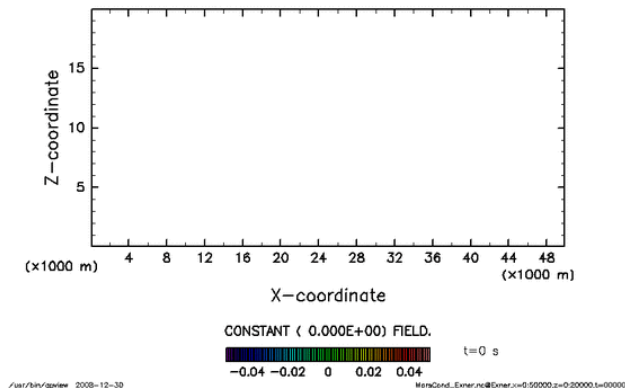


- 対流は雲内部に侵入しにくい
- 熱は効率的に輸送されない
- 落下を無視した場合と比べ雲の鉛直スケールが減少

disturbance of potential temperature



disturbance of Exner



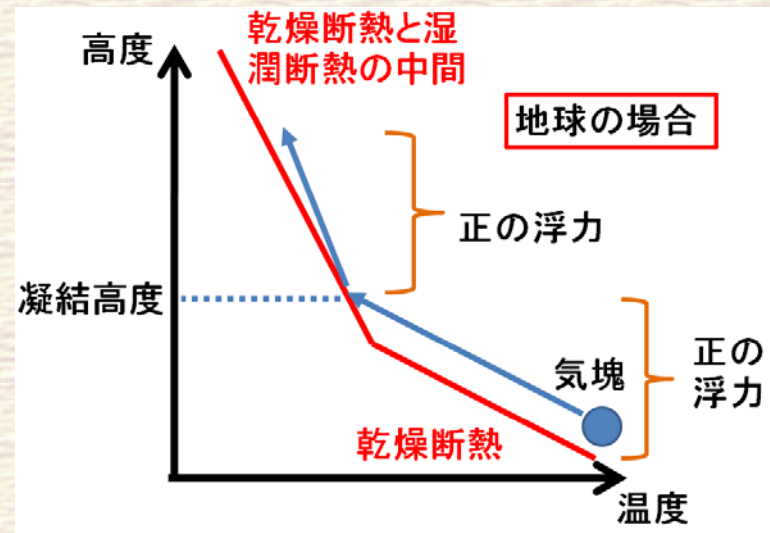
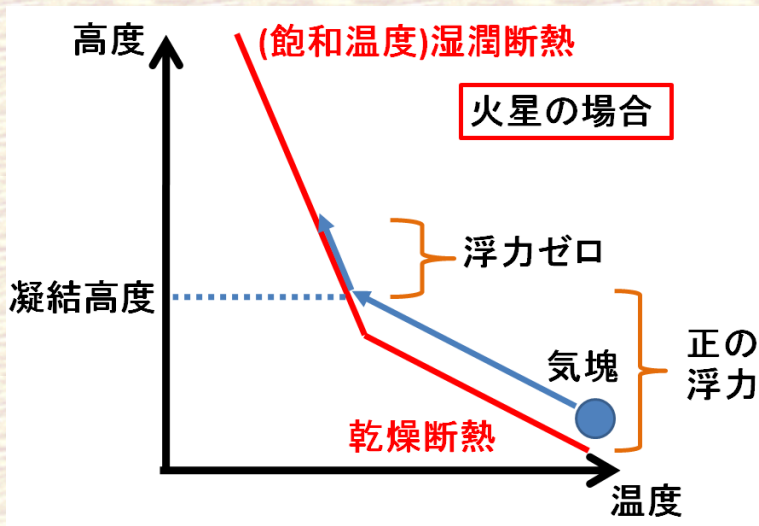
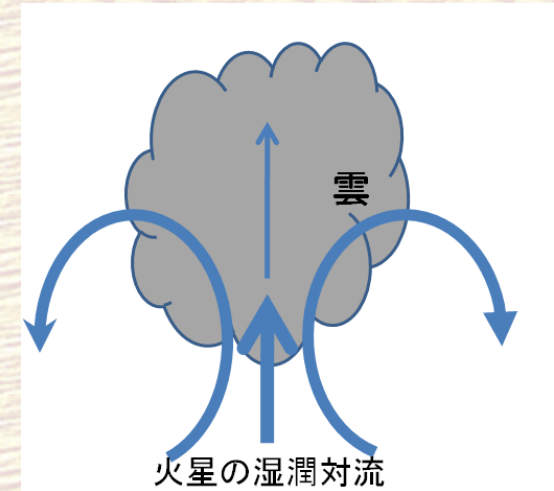
温位擾乱

エクスナー関数

考察：主成分凝結対流の構造

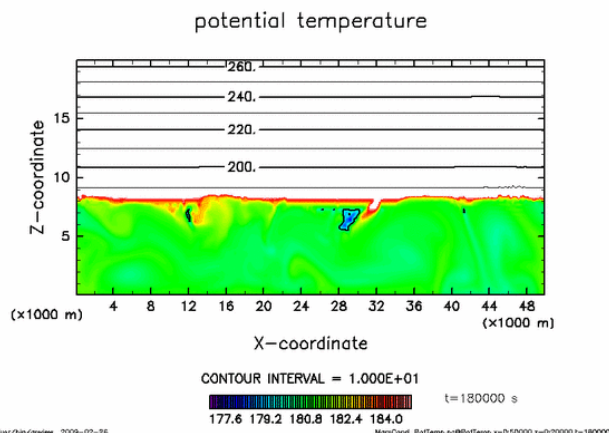
■ 対流は雲内部に侵入しにくい

- 凝結前の気塊は乾燥断熱的に上昇
- 凝結後の気塊は湿潤断熱的に上昇
- 火星の場合，凝結すると浮力が得にくい
- 臨界飽和比が大きいと潜熱による浮力が得られる

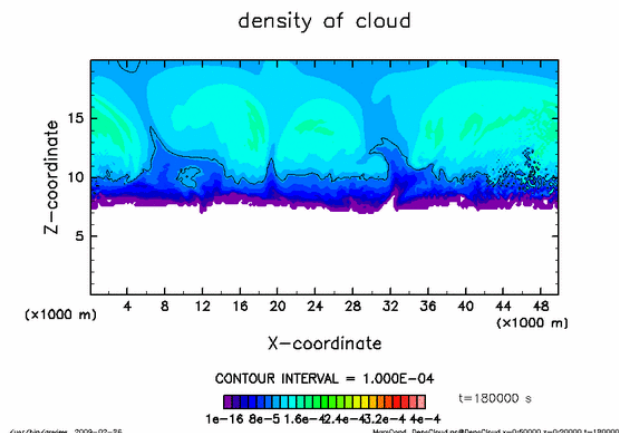


考察：循環の維持・成長のメカニズム

温位

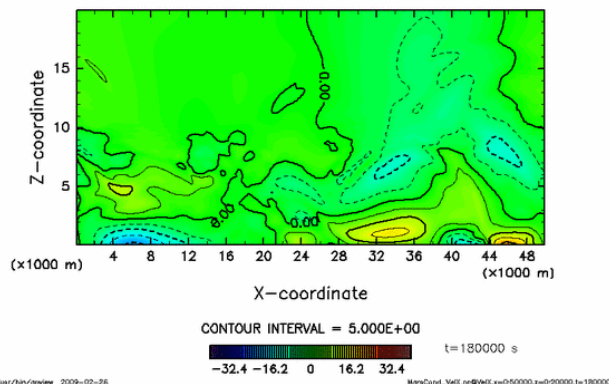


雲密度

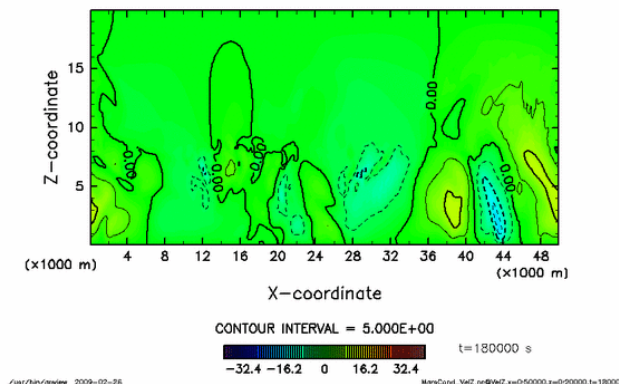


- 雲層から雲が下方へ輸送・蒸発
- 強い冷却が発生
- 冷気流が地表面で分流(重力流)
- 重力流が衝突, 強い上昇流を形成

zonal velocity



vertical velocity

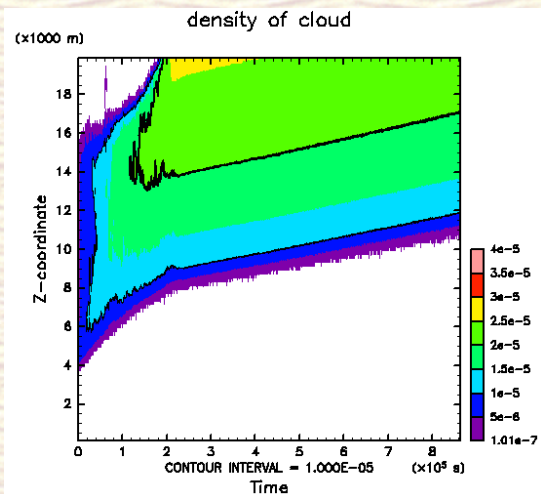


水平流速

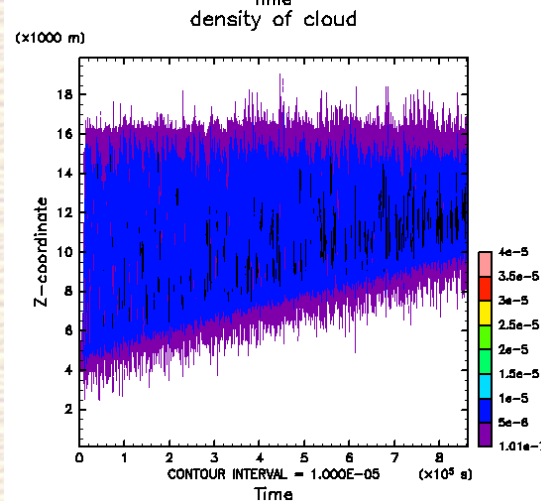
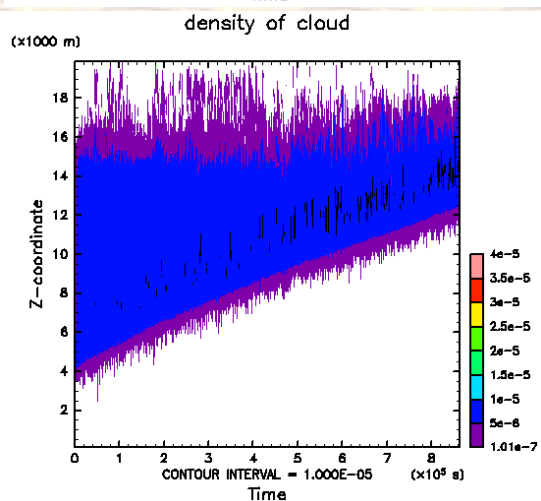
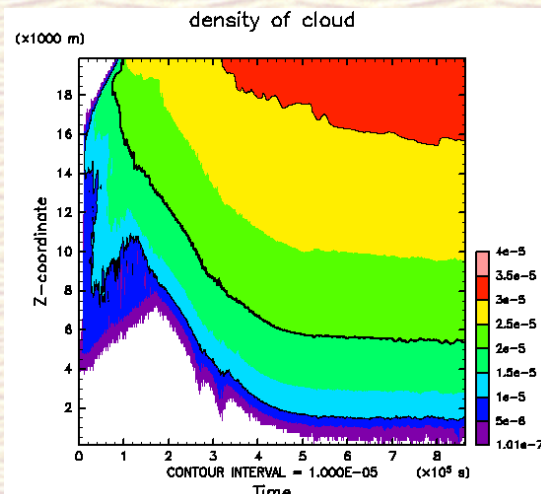
鉛直流速

考察：雲粒半径

Scr=1, 落下なし



Scr=1.35, 落下なし



Scr=1.0, 落下あり

Scr=1.35, 落下あり

- 雲粒落下を考慮すると雲粒半径が小さくなる
- 雲粒落下を考慮すると雲粒半径は臨界飽和比に依存しない

まとめ

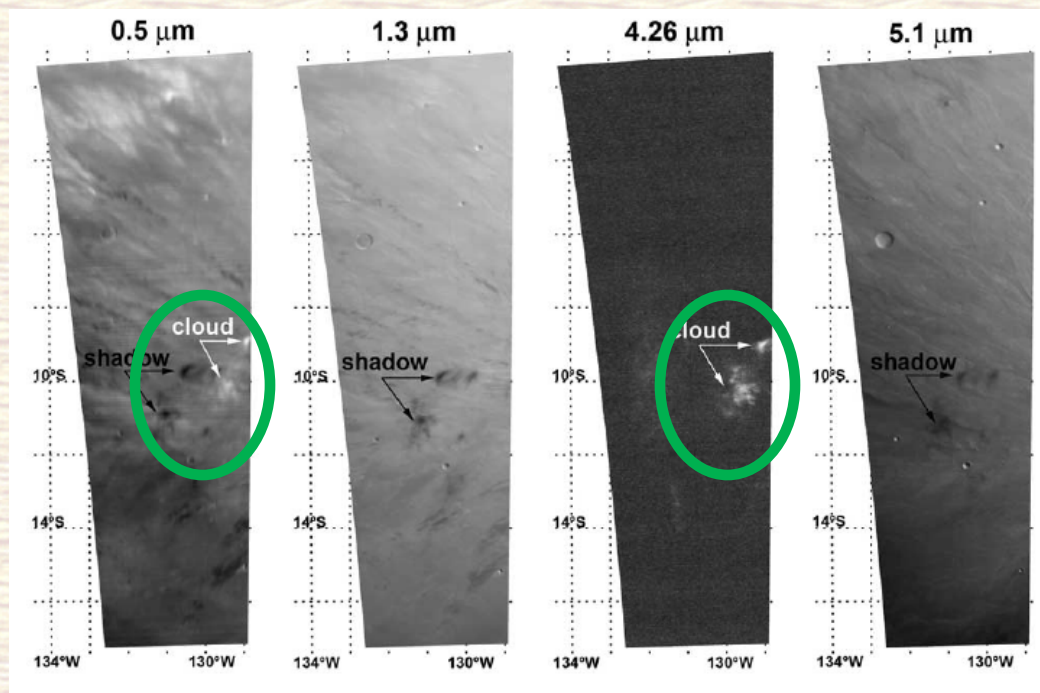
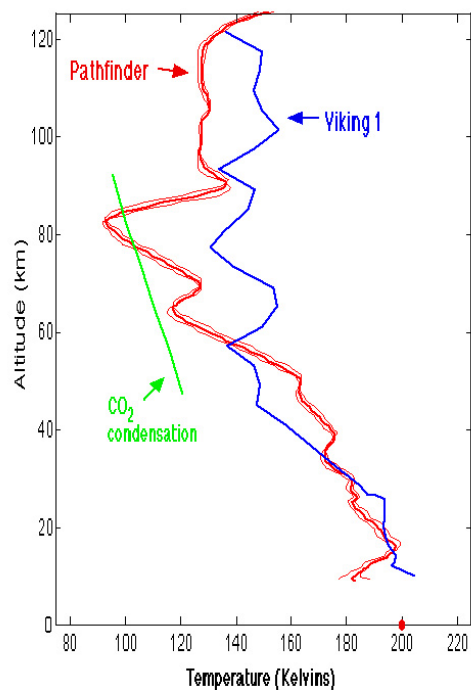
- 主成分凝結対流の場合，対流は雲内部に侵入しにくい
 - 臨界飽和比が大きい方が対流は雲内部に侵入しやすい
- 雲粒落下を考慮すると雲の鉛直スケールは小さくなる
- 対流は雲の蒸発・冷却・重力流によって維持・成長
- 以上の結果の一般性を保証するには更なる計算が必要
 - より長時間の計算
 - 温度分布(くの字型，逆くの字型etc)，放射強制，臨界飽和比などを変えた計算
 - より複雑な雲物理過程を導入した計算
 - 3次元での計算etc

付録

火星の mesospheric cloud

- Schofield et al.(1997)により初めて示唆

Temperature Profile from Pathfinder Atmospheric Structure Instrument

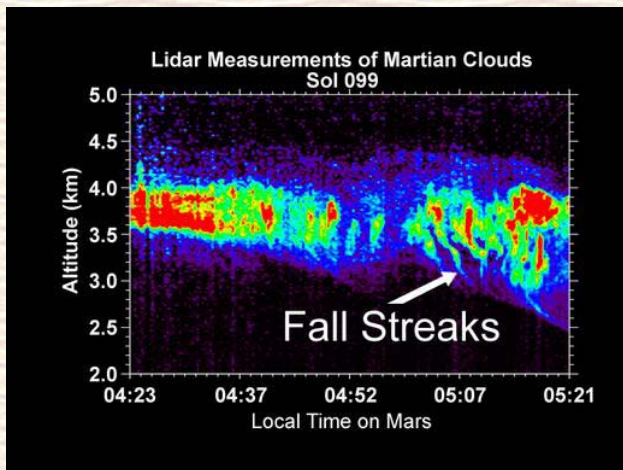


http://mars.jpl.nasa.gov/MPF/ops/TvsZ_Schofield.jpg

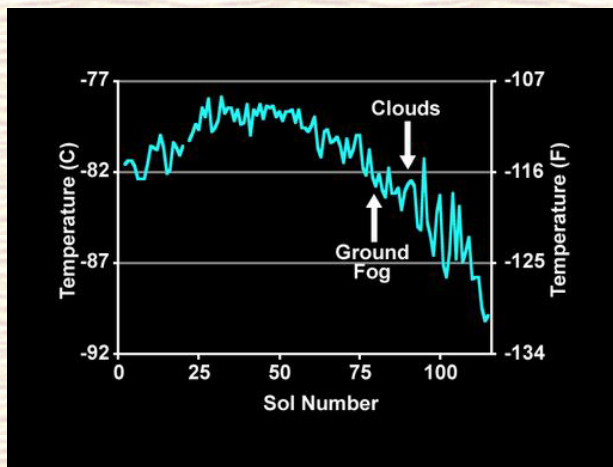
Mars Express 搭載の
OMEGA の多波長画像(Montmessin et al., 2007)

火星のH2O氷雲

- 実は火星ではH2O氷雲も発生する
- 火星においてもH2Oは微量成分なので、地球の雲と同様に議論可能



http://www.nasa.gov/mission_pages/phoenix/images/press/Lidar_Fall_Streaks_SD_001.html



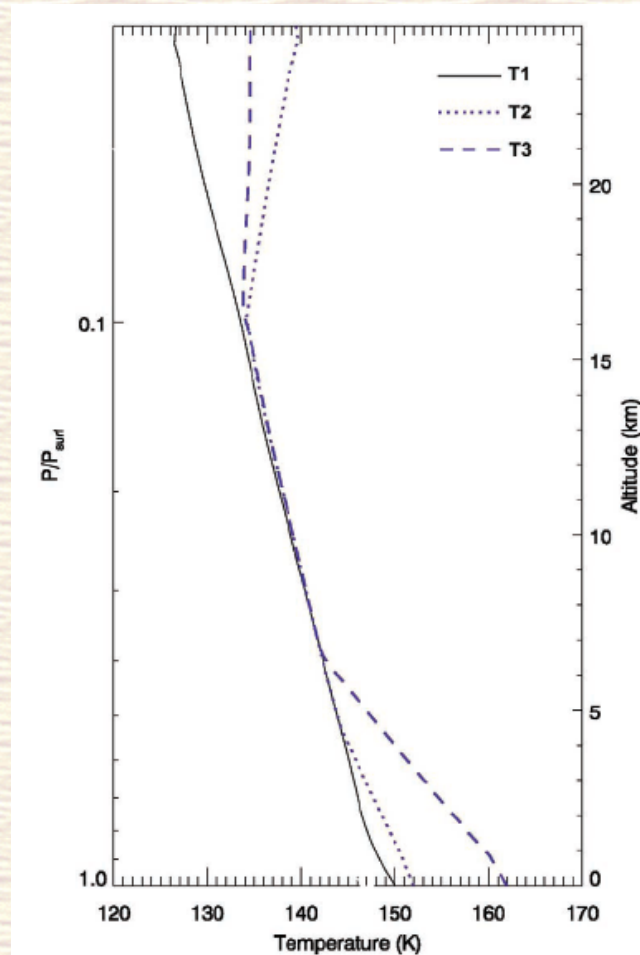
http://www.nasa.gov/images/content/279901main_Temperature_S D_516-387.jpg



<http://www.jpl.nasa.gov/missions/mer/images.cfm?id=2110>

火星極冠の典型的温度分布

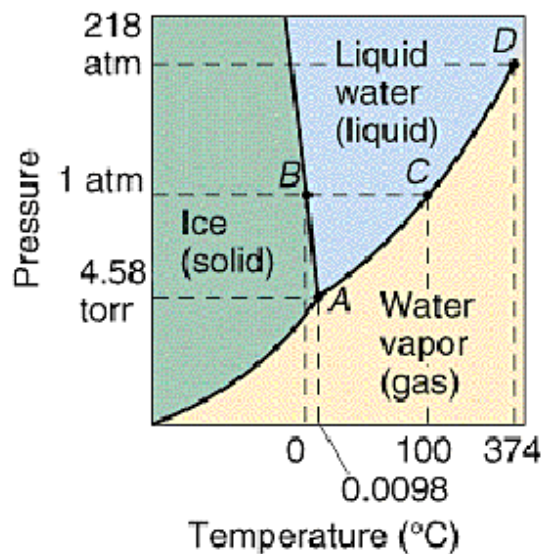
- Colaprete and Toon(2002) より引用



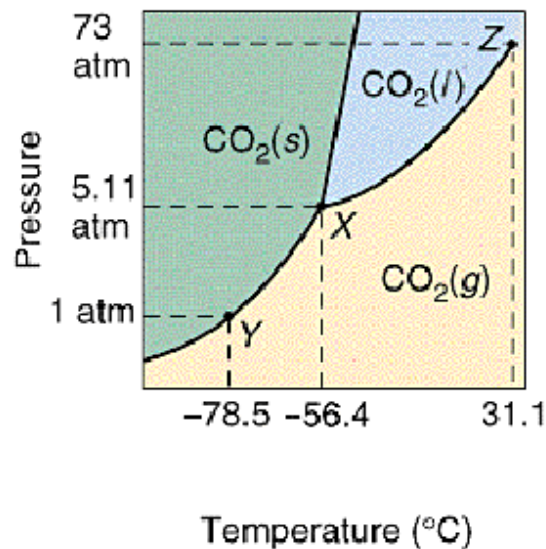
H₂O と CO₂ の相図

- <http://www.chem.neu.edu/Courses/1131Tom/Lecture25/sld007.htm> より引用

Phase diagram for water and carbon dioxide



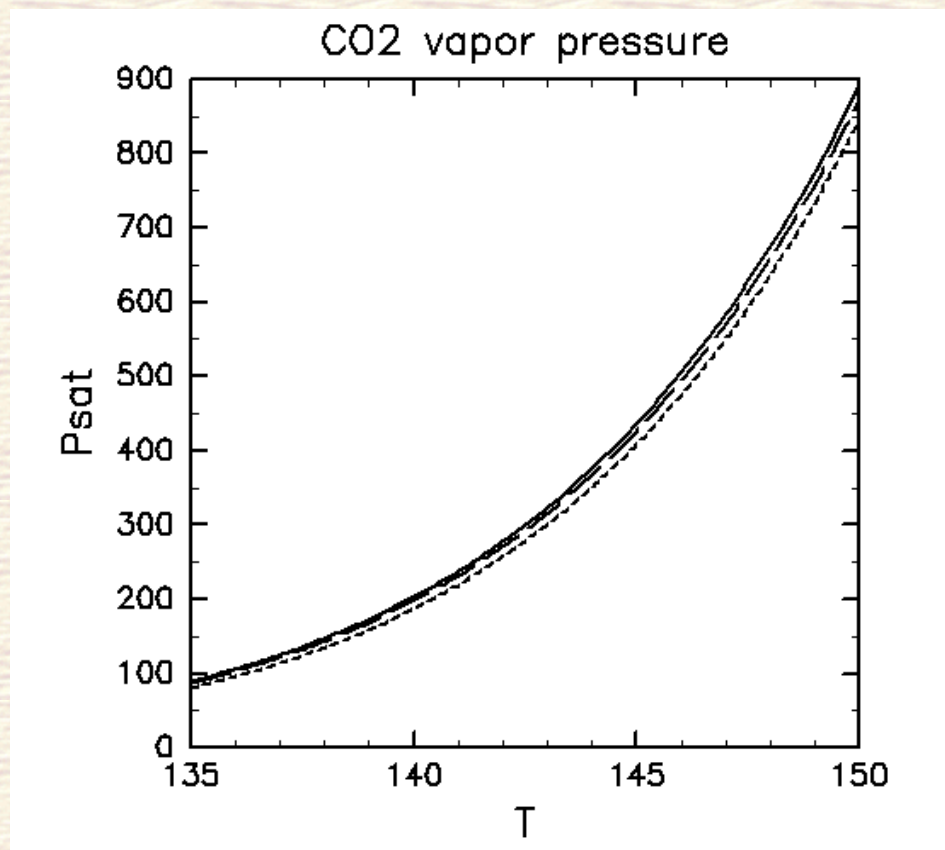
(a)



(b)

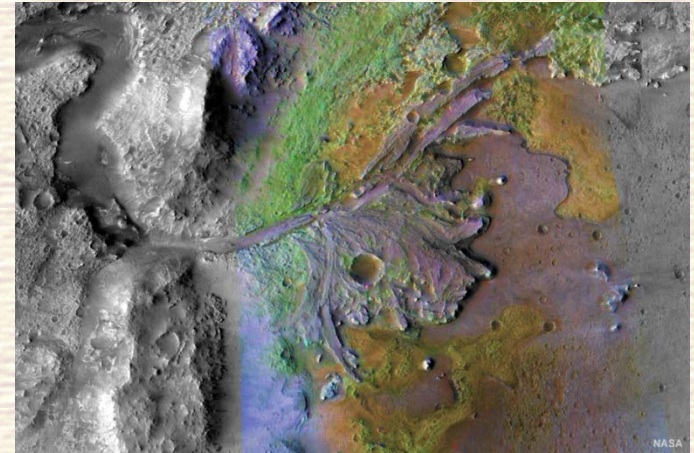
CO2 飽和蒸気圧

- Clausius-Clapeyron(実線), Antoine(破線), James の式(点線)の比較

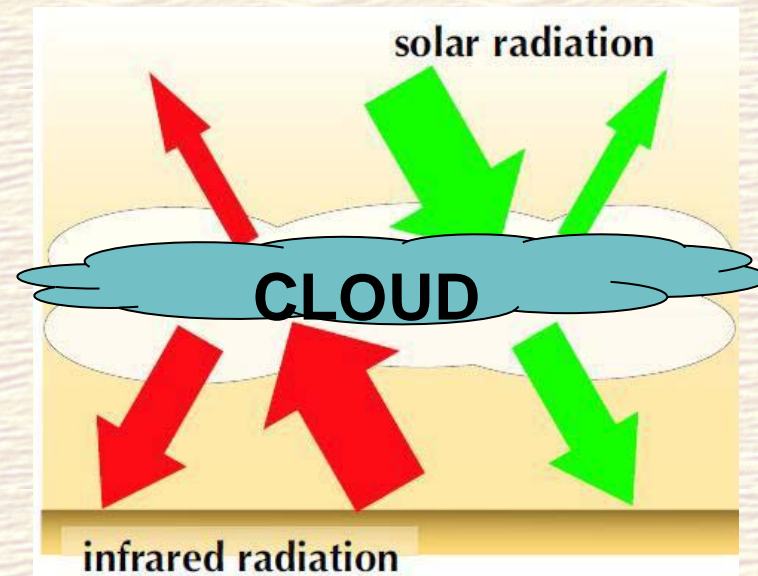


初期火星の主成分凝結対流

- 約 38 億年前の火星は液体の水が存在できるほど温暖だった
- 大気主成分である CO₂ の氷雲による散乱温室効果 (Forget and Pierrehumbert, 1997 ; 光田, 2007)
 - 初期火星では広範囲で主成分凝結
- 主成分の凝結を伴う対流も発生していた可能性



Copyright : NASA



光田(2007)より引用

モデル(deepconv/arare4)の概要

<http://www.gfd-dennou.org/library/deepconv/>

■ 支配方程式

- 2次元準圧縮方程式(Klemp and Wilhelmson, 1978)に**主成分凝結**の**効果**を考慮
 - ◆ 質量減少による圧力低下・熱膨張(Odaka et al.,2005)

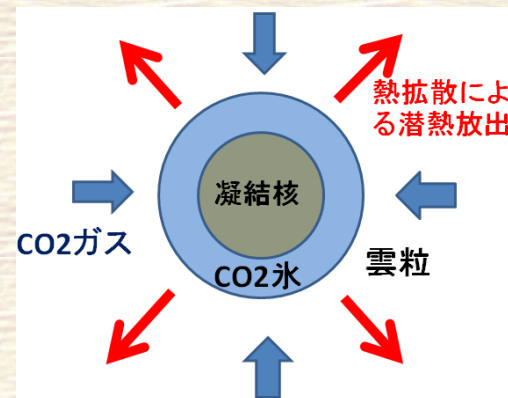
■ CO2氷雲の物理過程

- 雲粒は拡散過程により成長
- 凝結の評価

	$S < 1$	$1 \leq S < S_{cr}$	$S \geq S_{cr}$
雲なし	何も起きない	何も起きない	凝結
雲あり	昇華	凝結	凝結

- 以下の4通りについて考える

雲粒の重力落下	なし	なし	あり	あり
臨界飽和比 S_{cr}	1.00	1.35	1.00	1.35



$$S = \frac{p}{p_*} : \text{飽和比} \quad p : \text{気圧} \quad p_* : \text{飽和蒸気圧}$$

準圧縮方程式についての補足

■ 弾性系モデル

- 連続の式で密度の時間変化項を考慮するモデル

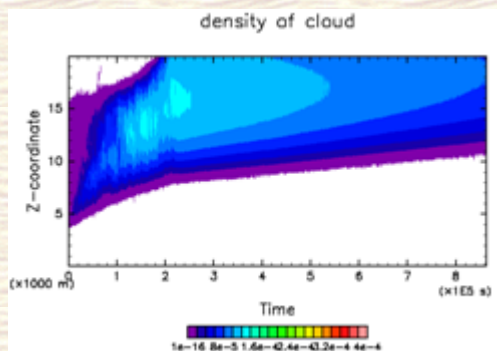
■ 連続の式を線形化

■ 時間積分にモード別時間分割法を使用できる

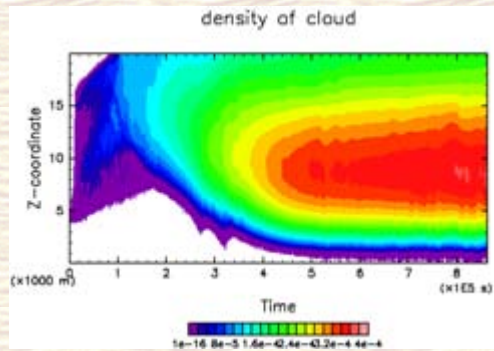
- 計算量を少なくすることが可能
- 計算不安定を防ぐため音波は短い時間ステップで計算
- 凝結のタイムスケールは 10 [s] オーダーなので, 短い時間ステップで計算
- それ以外は長い時間ステップで計算

計算結果：雲密度の水平平均の時間変化

S100F0

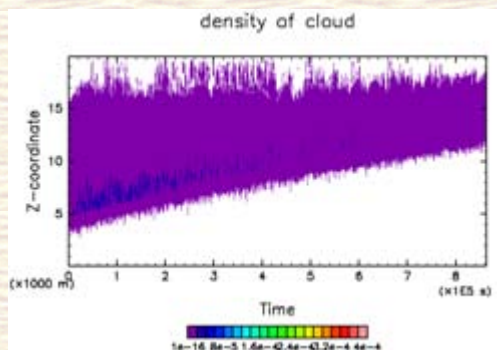


S135F0

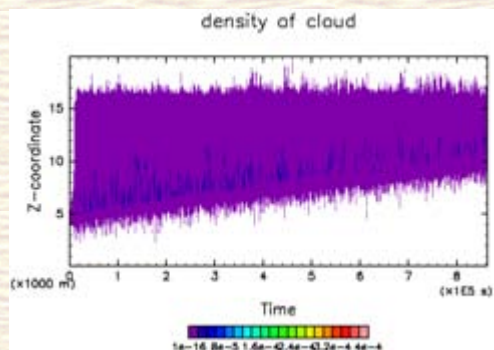


- 雲量で見ると
S135F0 >> S100F0 >
S100F1 ≒ S135F1

S100F1

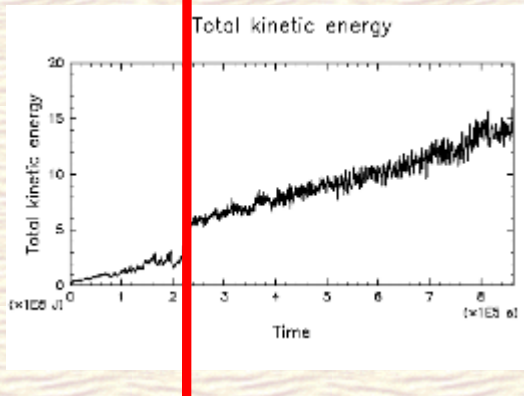


S135F1

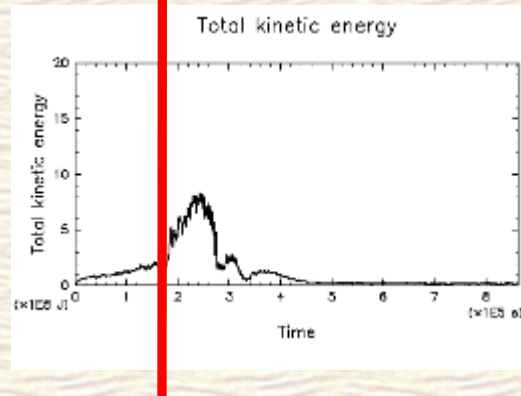


計算結果：全運動エネルギーの時間変化

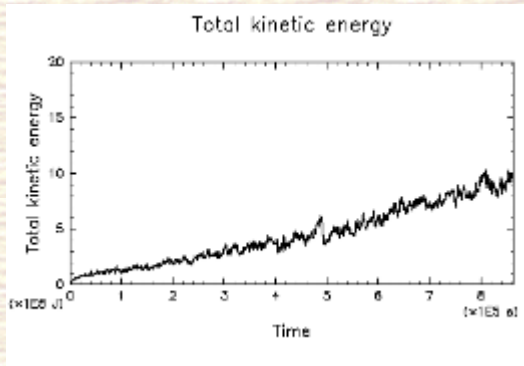
S100F0



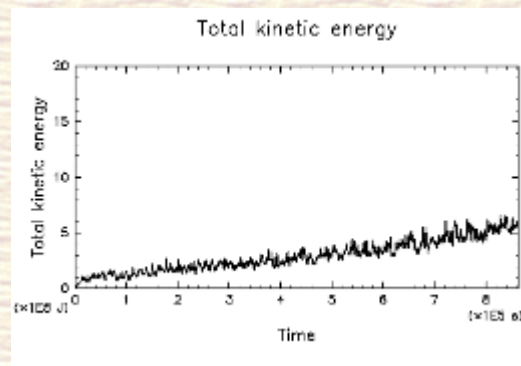
S135F0



S100F1



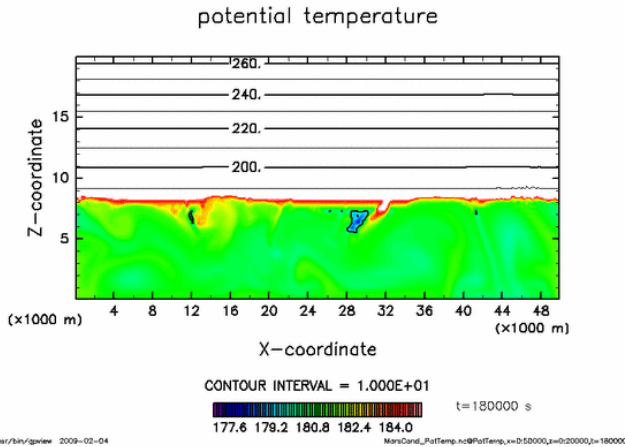
S135F1



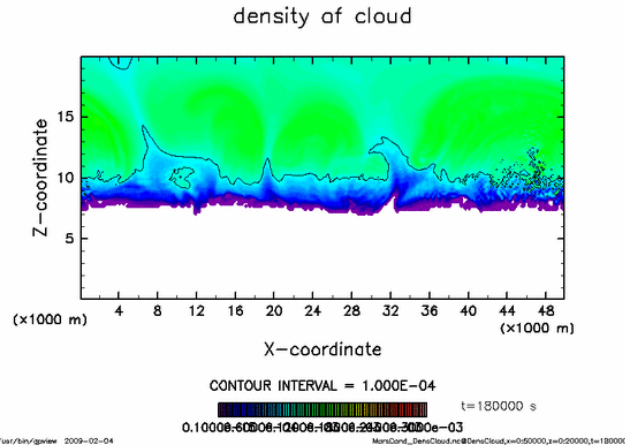
- S100F0, S135F0 では全運動エネルギーが急増する時間帯が存在
- S100F1, S135F1 では全運動エネルギーがほぼ定常的に増大
- 運動エネルギー急増の時間帯と雲底高度の低下開始時刻はほぼ一致

計算結果：S135F0の運動エネルギー急増

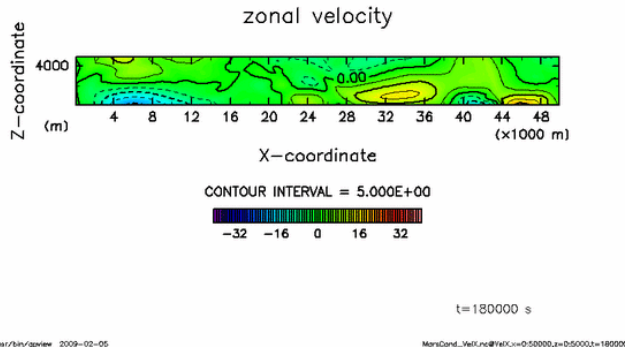
温位



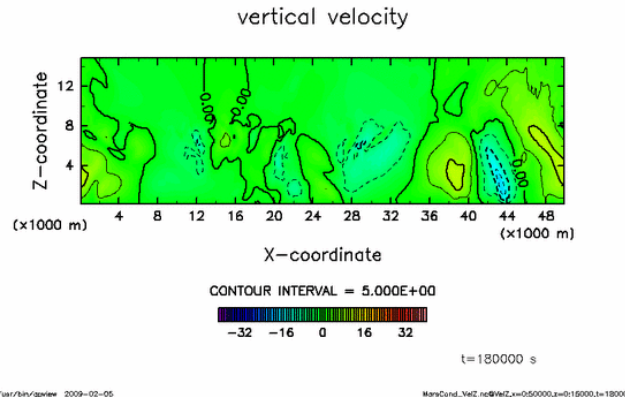
雲密度



- 上層に厚い雲層が形成されると、対流の下降域で多量の雲が下方へ輸送
- 雲底直下で雲が蒸発，強い冷却が発生
- 冷気流が地表面付近で分流，重力流を形成
- 重力流が衝突し強い上昇流を形成 (運動エネルギー急増)



水平流速



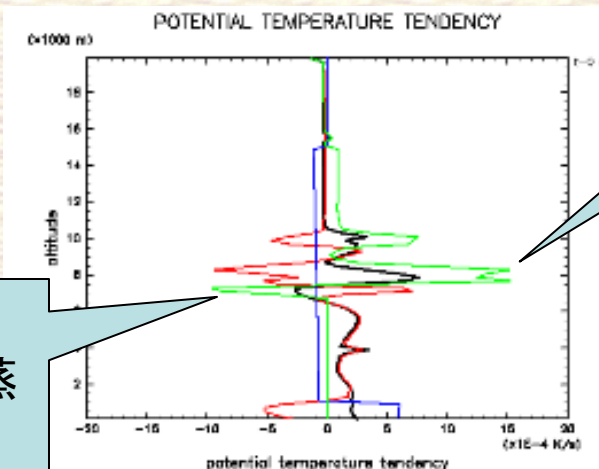
鉛直流速

運動エネルギー急増時の各物理量



計算結果：S135F0の雲底高度低下

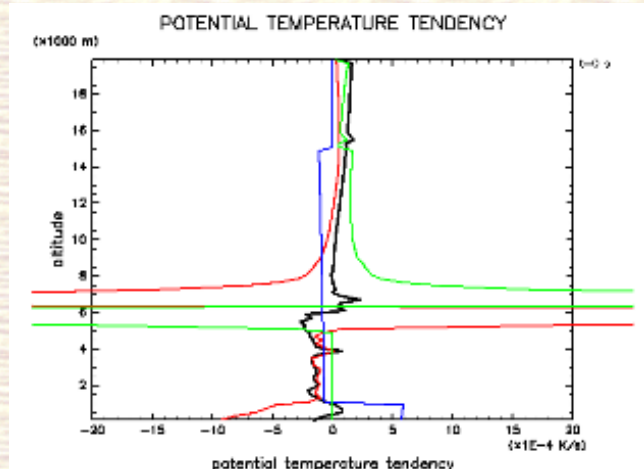
急増前



下降流
による蒸
発冷却

上昇流
による凝
結加熱

急増後



雲底
高度

運動エネルギー急増前後での温位変化率(熱収支)

赤：移流項
青：放射強制項
緑：凝結加熱項
黒：温位の変化率

- 運動エネルギー急増後，雲底付近での上昇流による凝結加熱・下降流による蒸発冷却が増大
- エネルギー急増前，雲の下方での温位変化率は正(乾燥領域の拡大・雲底高度の上昇)
- エネルギー急増後，雲の下方での温位変化率が負(雲領域の拡大・雲底高度の低下)

火星大気を特徴づける数値

重力加速度: $g = 3.72[m/s^2]$

定圧比熱: $c_p \approx 734.1[JK^{-1}kg^{-1}]$

気体定数: $R \approx 188.9[JK^{-1}kg^{-1}]$

CO_2 の潜熱: $L \approx 5.86 \times 10^5[J kg^{-1}]$

地表面圧力: $p_s \approx 7.0 \times 10^2[Pa]$

極冠周縁の最下層温度: $T_s \approx 165[K]$

音速: $c_s \approx 195.4[m/s]$ (150Kの場合)

火星平衡温度: $T_{eq} \approx 216[K]$

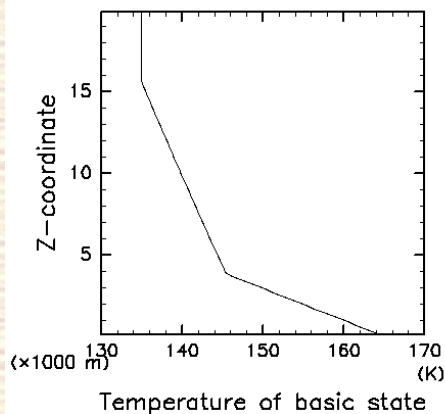
火星の乾燥断熱減率: $\Gamma_d \approx 5.06[K/km]$

火星の湿潤断熱減率: $\Gamma_w \approx 0.95[K/km]$ (150Kの場合)

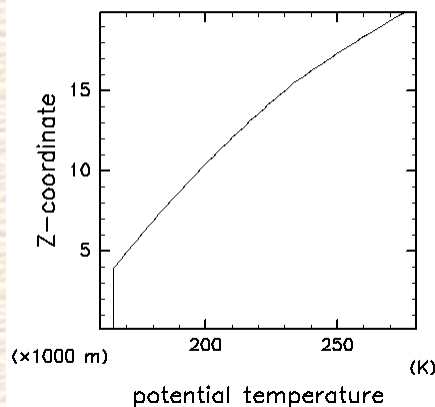
基本場のプロファイル

■ 基本場の温度・温位・圧力・エクスナー関数

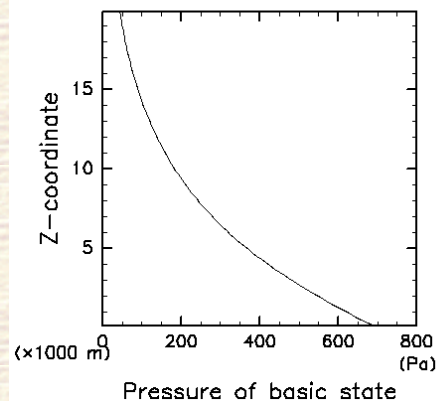
Temperature of basic state



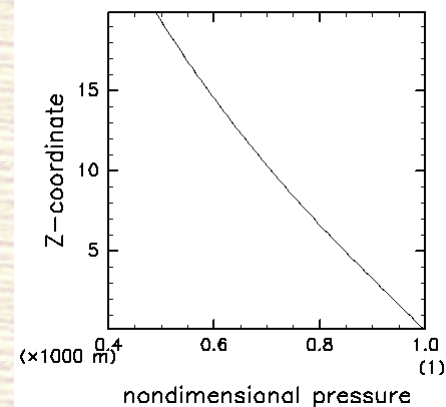
potential temperature



Pressure of basic state



nondimensional pressure



雲粒の重力落下に関する議論

■ Cunningham 補正を加えた Stokes の法則

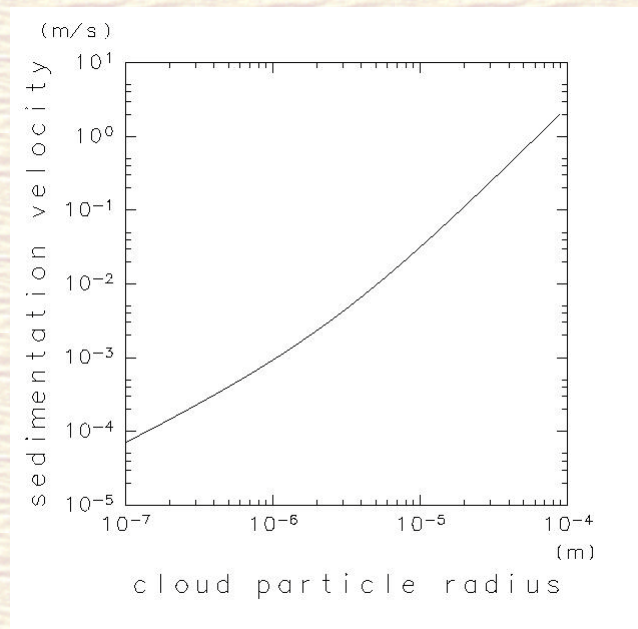
$$U_{fall} = \left(1 + 1.255 \frac{\lambda}{r_d}\right) \frac{2r_d^2 g \rho_I}{9\eta}$$

- 北守(2006)の見積もりでは雲粒半径のオーダーは $10 \mu\text{m}$
- $10 \mu\text{m}$ オーダーの雲粒の場合

$$U_{fall} \sim 10^{-2} - 10^0 [\text{m/s}]$$

であり, $100 \mu\text{m}$ に近づくと落下速度を無視することは不可能

r_d : 雲粒半径
 g : 重力加速度
 η : 粘性係数
 λ : 平均自由行程 ρ_I : CO_2 氷密度



温度プロファイル(1)

■ Hinson and Wilson(2002)

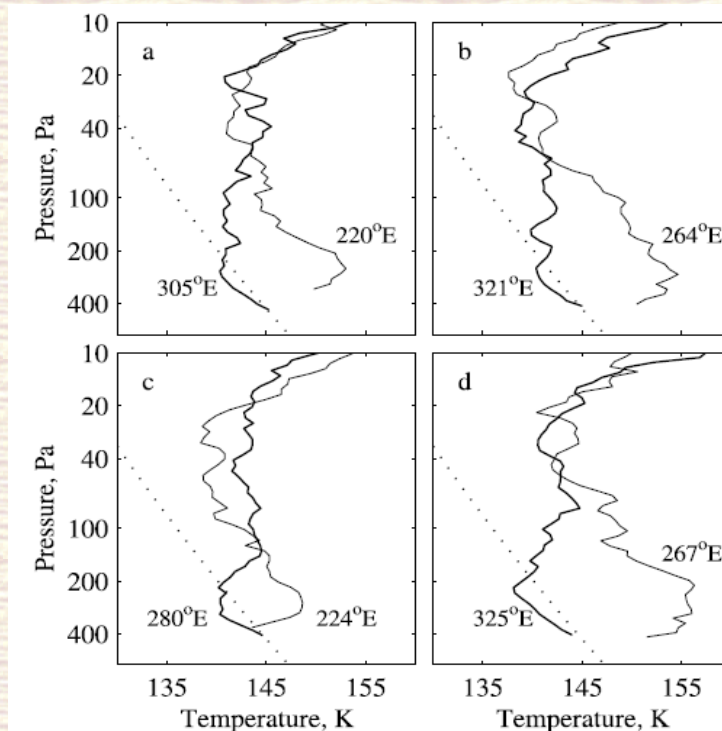
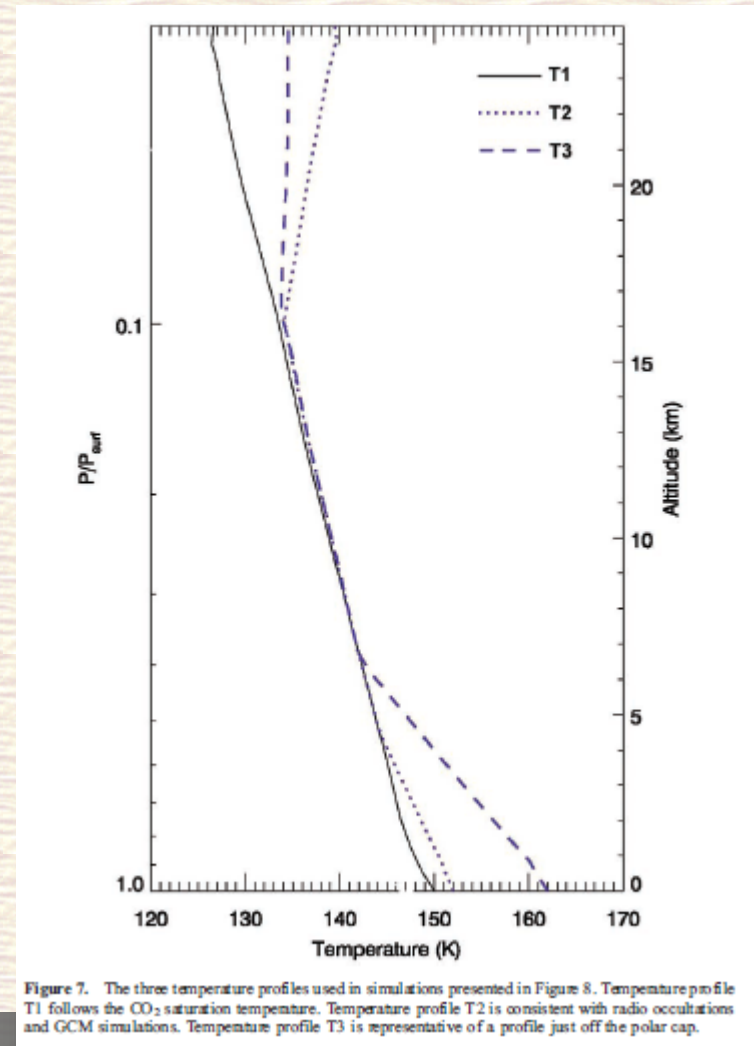


Figure 3. Selected RS temperature profiles at 67°S for $L_s = 144.6^\circ - 146.6^\circ$. One pair of profiles is shown from each day of the sequence in Figure 2b. Samples in Figure 2b corresponding to these profiles are labeled with a circle. The dotted line in each panel shows the saturation temperature of CO_2 .

温度プロファイル(2)

■ Colaprete and Toon (2002)



温度プロファイル(3)

■ Colaprete et al.(2003)

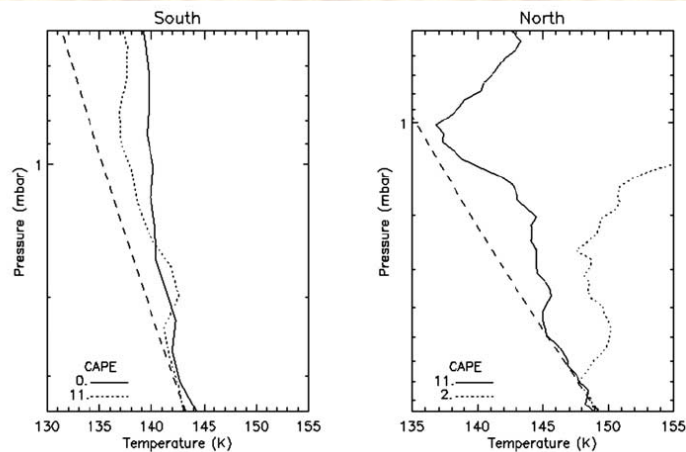


Figure 6. Radio occultation temperature profiles (solid and dotted lines) from the north and south polar regions. The dashed line indicates the CO₂ saturation temperature. The CAPE calculated for each profile is indicated. Under these stable conditions there is little to no CAPE.

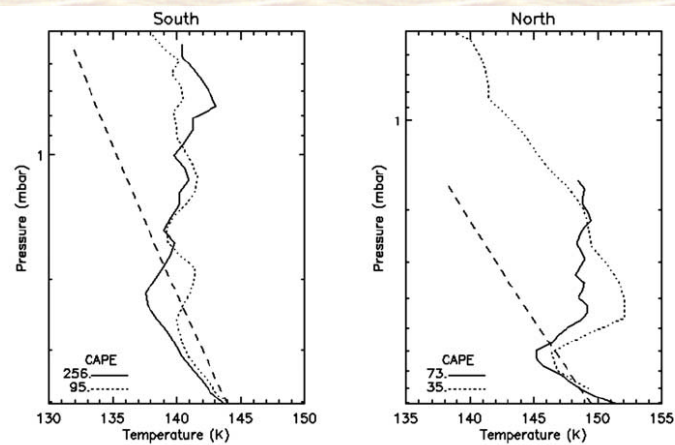


Figure 7. Radio occultation temperature profiles (solid and dotted lines) from the north and south polar regions. The dashed line indicates the CO₂ saturation temperature. The CAPE calculated for each profile is indicated. Under these supersaturated conditions there is a significant amount of CAPE.

温度プロファイル(4)

- Neumann et al.(2003)

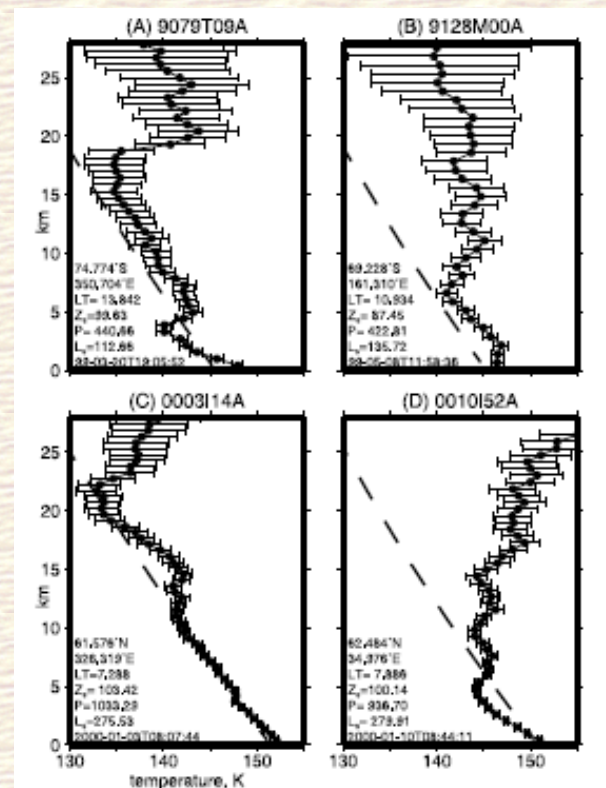
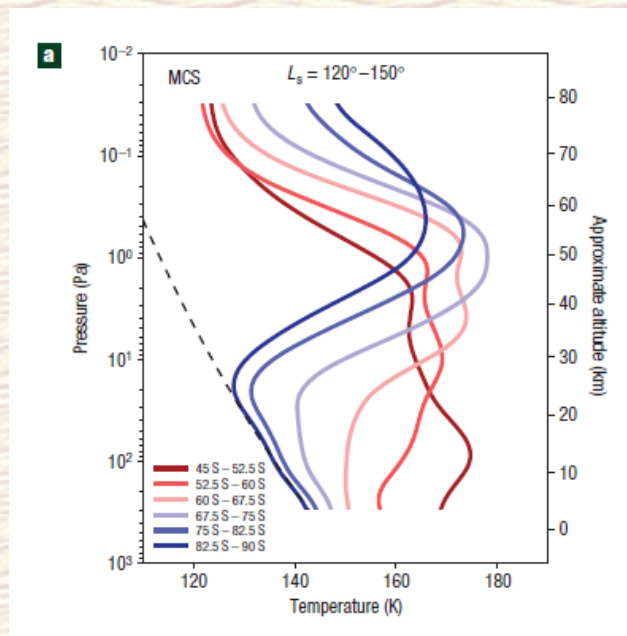
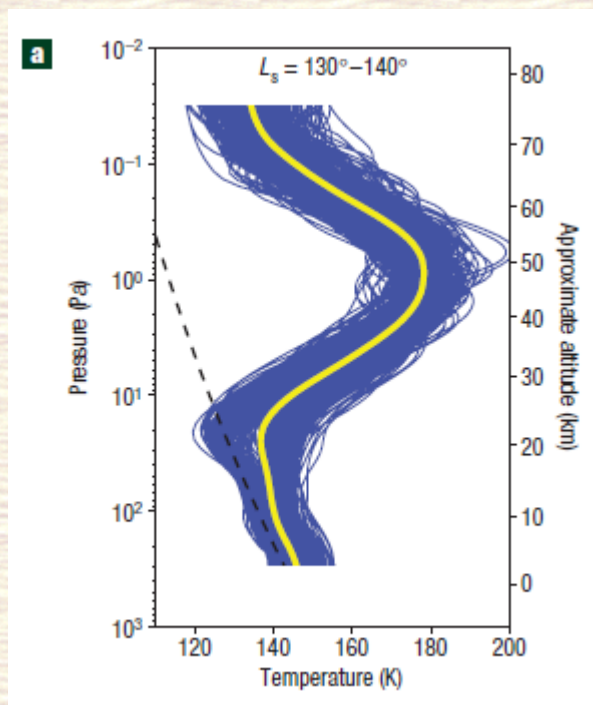


Figure 14. Winter temperature-elevation profiles from MGS Radio Science data: (a) South polar night; (b) south polar dawn; (c) north polar night; (d) north polar night. Error bars give 1- σ uncertainty in temperature. Dashes show CO₂ saturation temperature at ambient pressure from James et al. [1992].

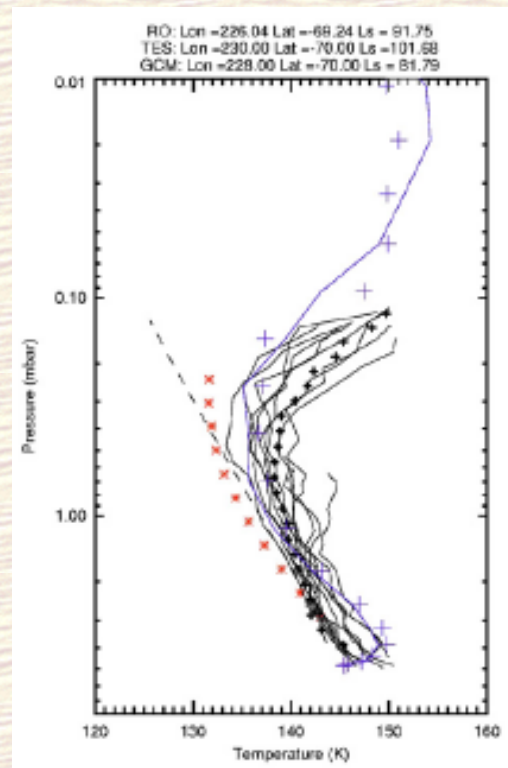
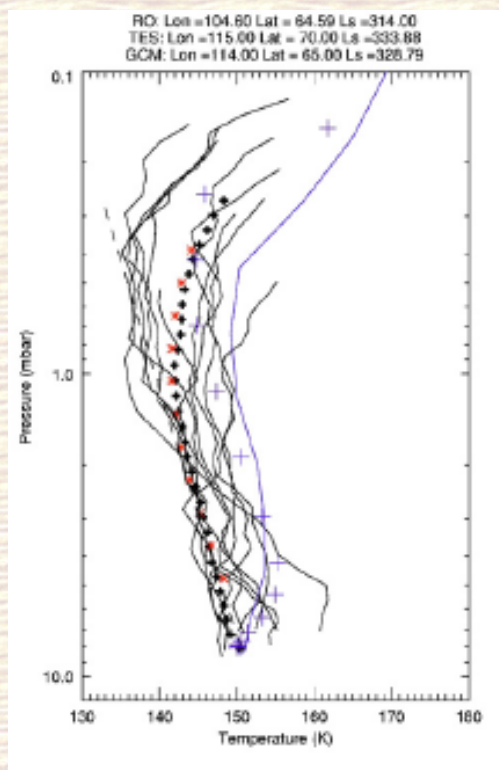
温度プロファイル(5)

■ McCleese et al.(2008)

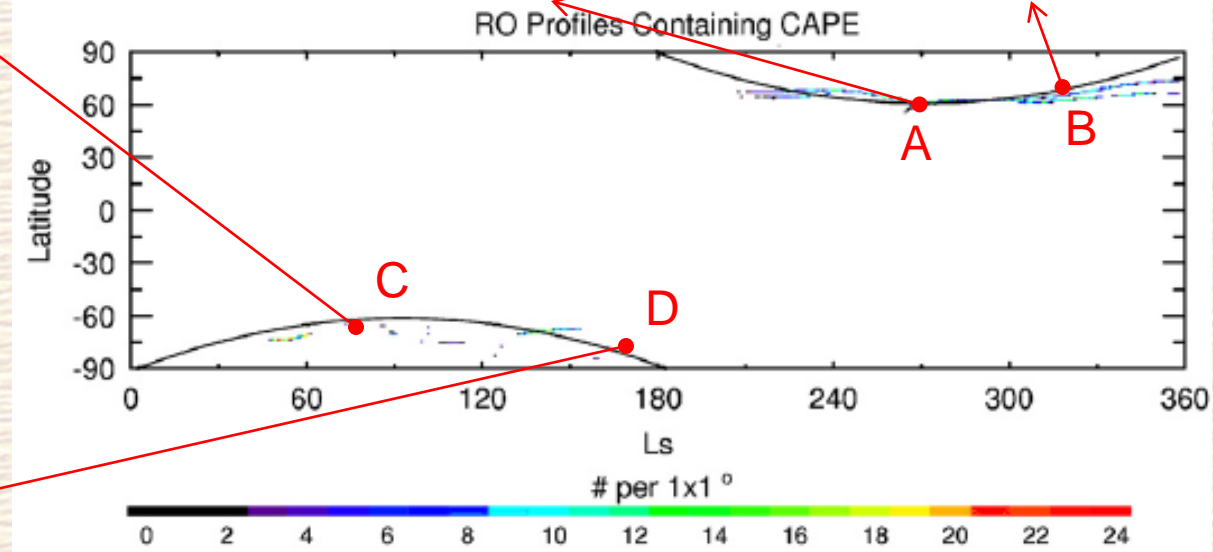
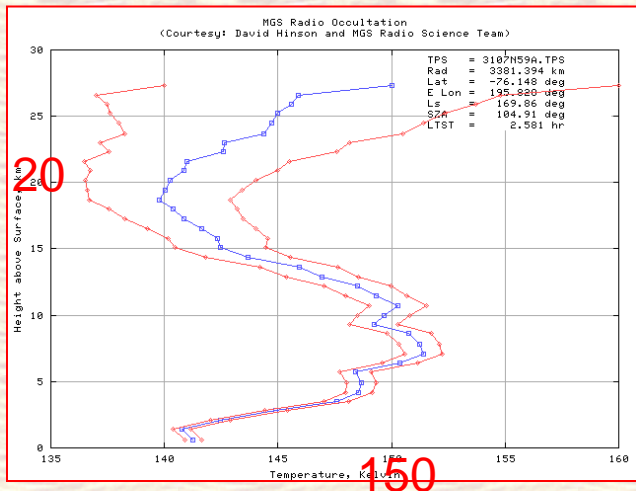
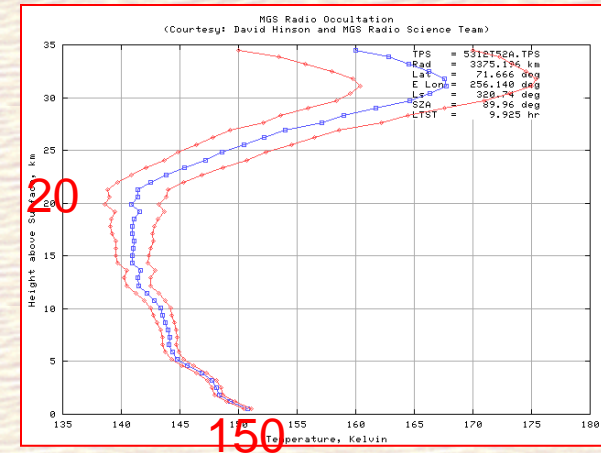
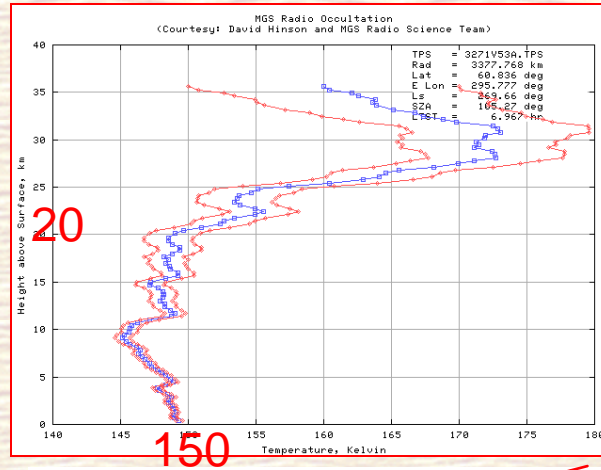
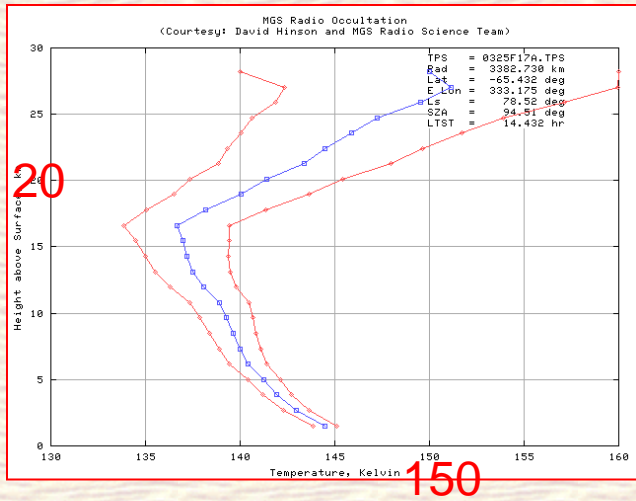


温度プロファイル(6)

■ Colaprete et al.(2008)

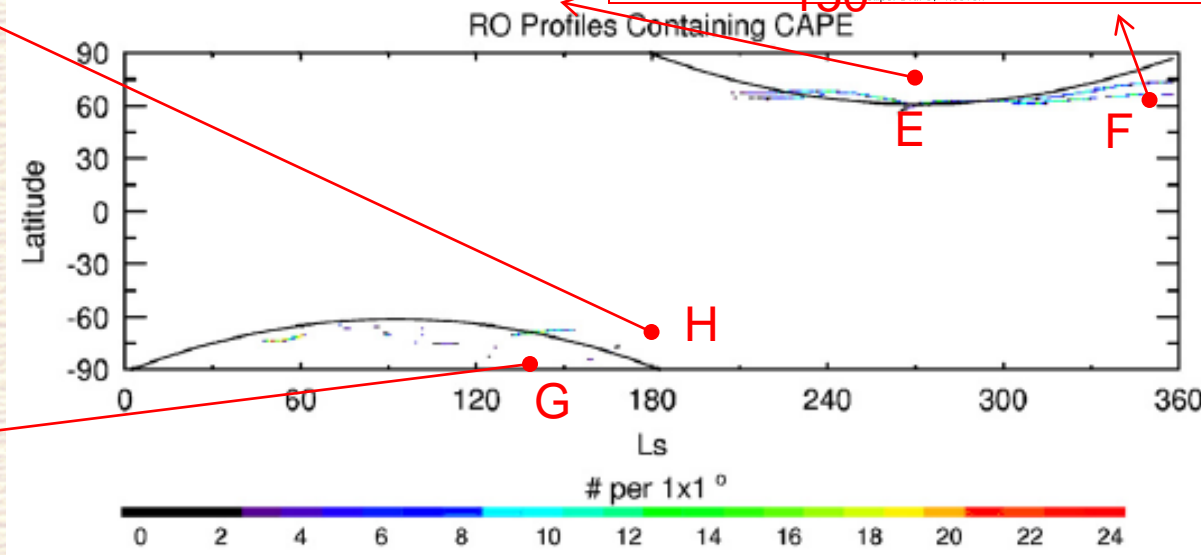
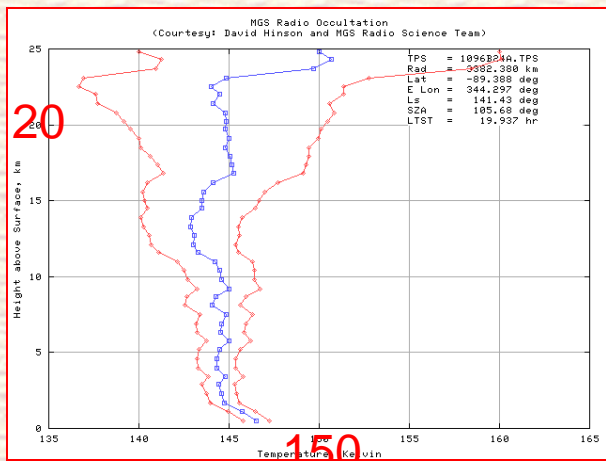
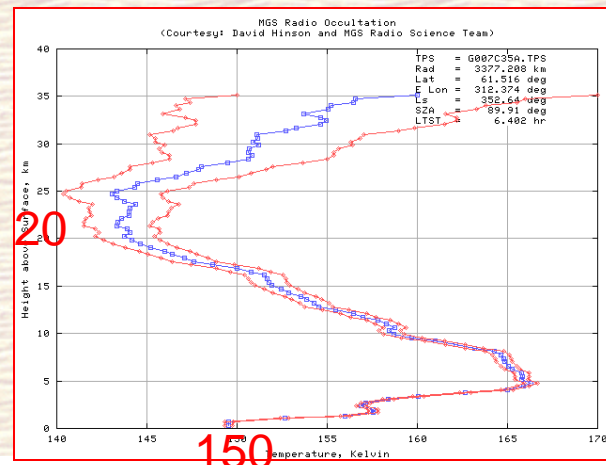
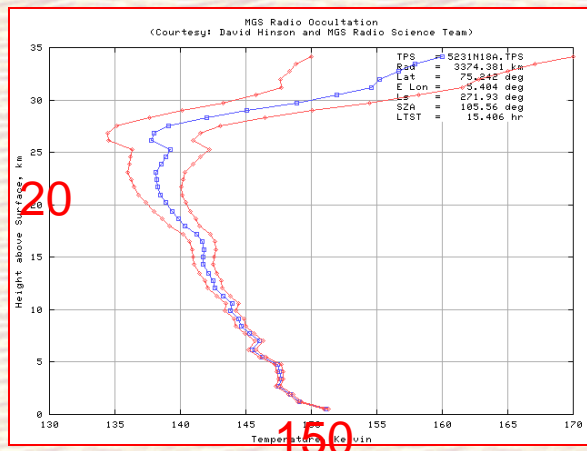
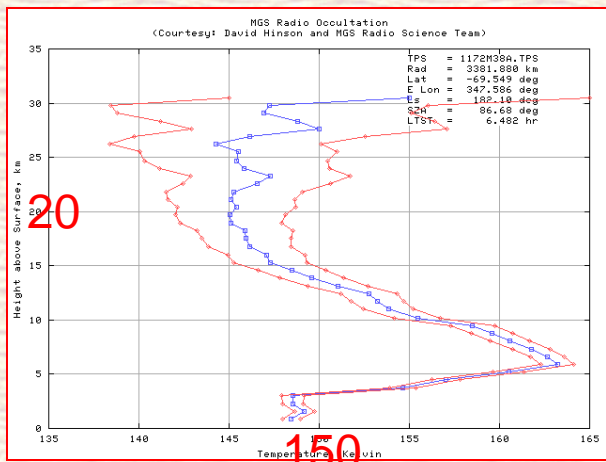


温度プロファイル(7)



■ <http://nova.stanford.edu/projects/mgs/late.html> より引用

温度プロファイル(8)



■ <http://nova.stanford.edu/projects/mgs/late.html> より引用

温度プロファイル(9)

01/06/21
69.5N , 347.6E
Ls=182.1
4.54 hPa, 148.5
K

03/09/28
60.8N , 295.8E
Ls=269.7
9.49 hPa, 149.4
K

05/08/19
75.2N , 5.4E
Ls=271.9
10.07 hPa, 151.1
K

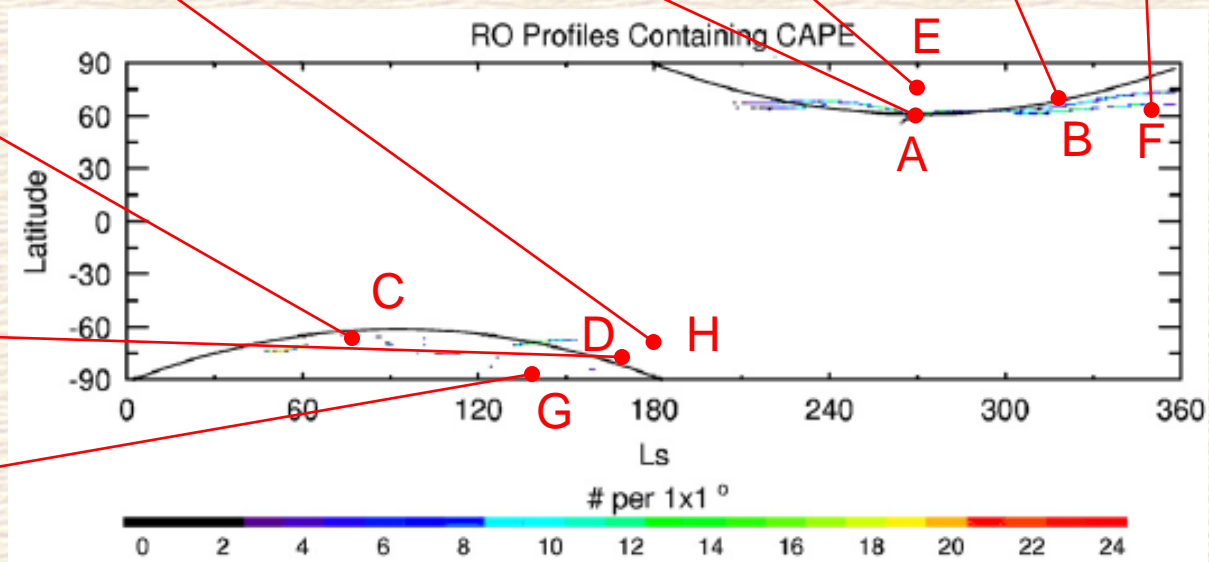
06/01/07
61.5N , 312.4E
Ls=352.6
8.96 hPa, 149.5
K

05/11/08
71.7N , 256.1E
Ls=320.7
9.34 hPa, 150.8
K

00/09/28
65.4S , 333.2E
Ls=78.5
5.00 hPa, 144.5
K

03/04/17
76.1S , 195.8E
Ls=169.9
4.03 hPa, 141.3
K

01/04/06
89.4N , 344.3E
Ls=141.4
2.97 hPa, 146.5
K



■ <http://nova.stanford.edu/projects/mgs/late.html> より引用

MGS のCO₂氷雲エコー(1)

■ Pettengill and Ford(2000)

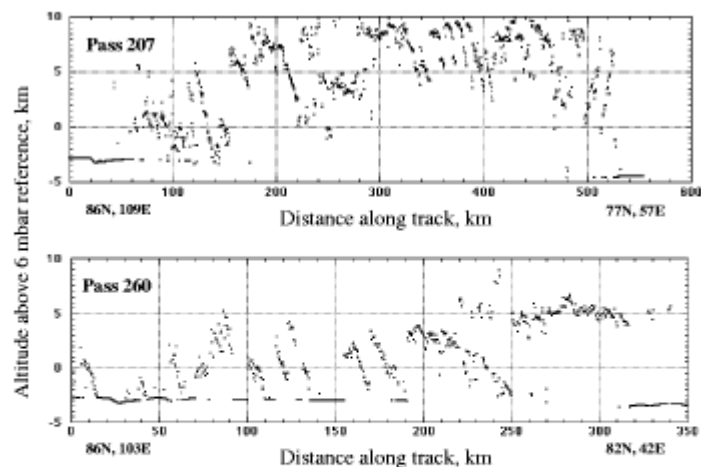


Figure 2. Examples of periodic cloud echo profiles from orbital passes 207 ($L_S=301.3^\circ$) and 260 ($L_S=316.4^\circ$). The discontinuous solid line seen below the clouds corresponds to echoes from the surface, which are often preempted by echoes from the clouds above.

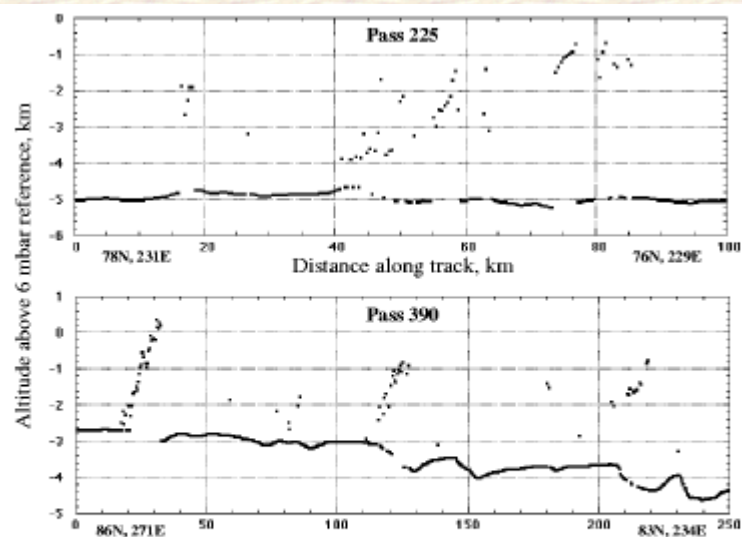


Figure 4. Echo profiles for isolated clouds observed over surface discontinuities on orbital passes 225 ($L_S=306.5^\circ$) and 390 ($L_S=350.7^\circ$).

MGS のCO₂氷雲エコー(2)

■ Ivanov and Muhleman(2001)

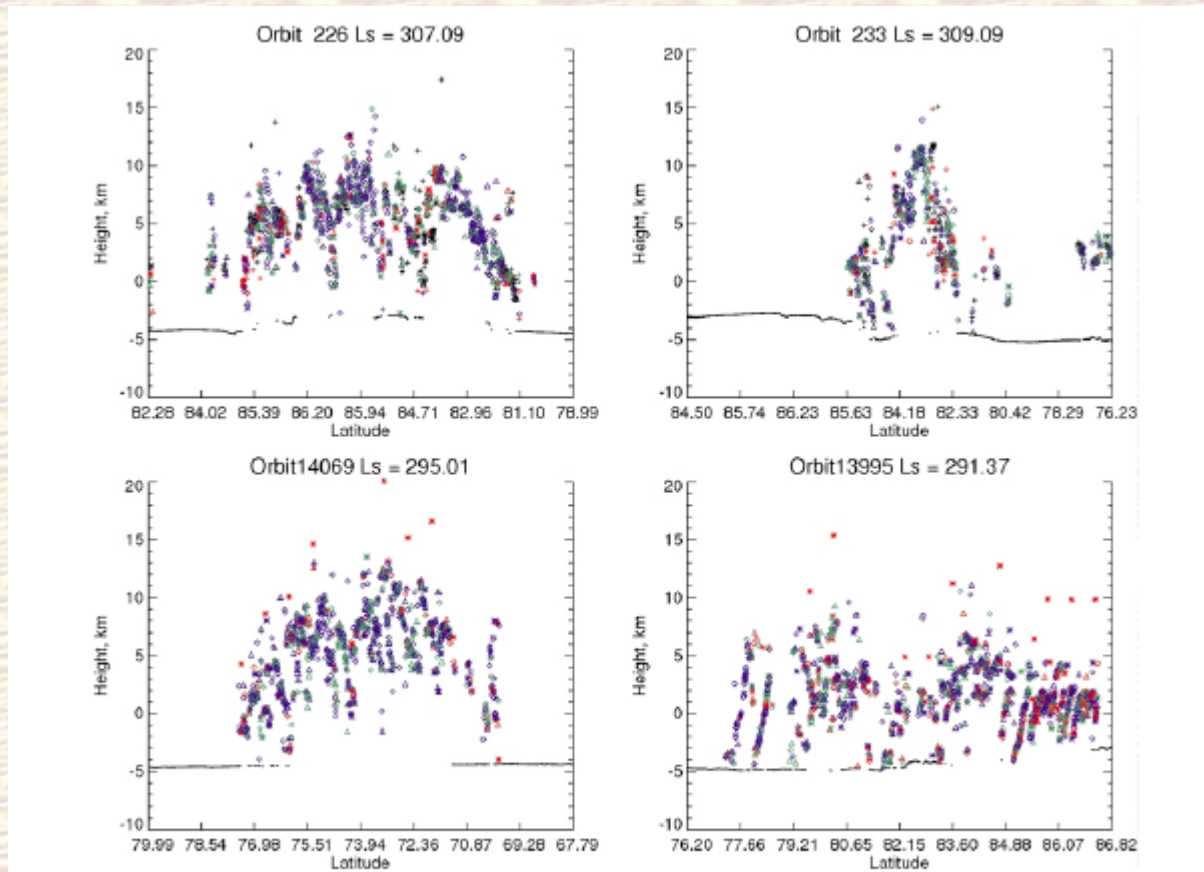
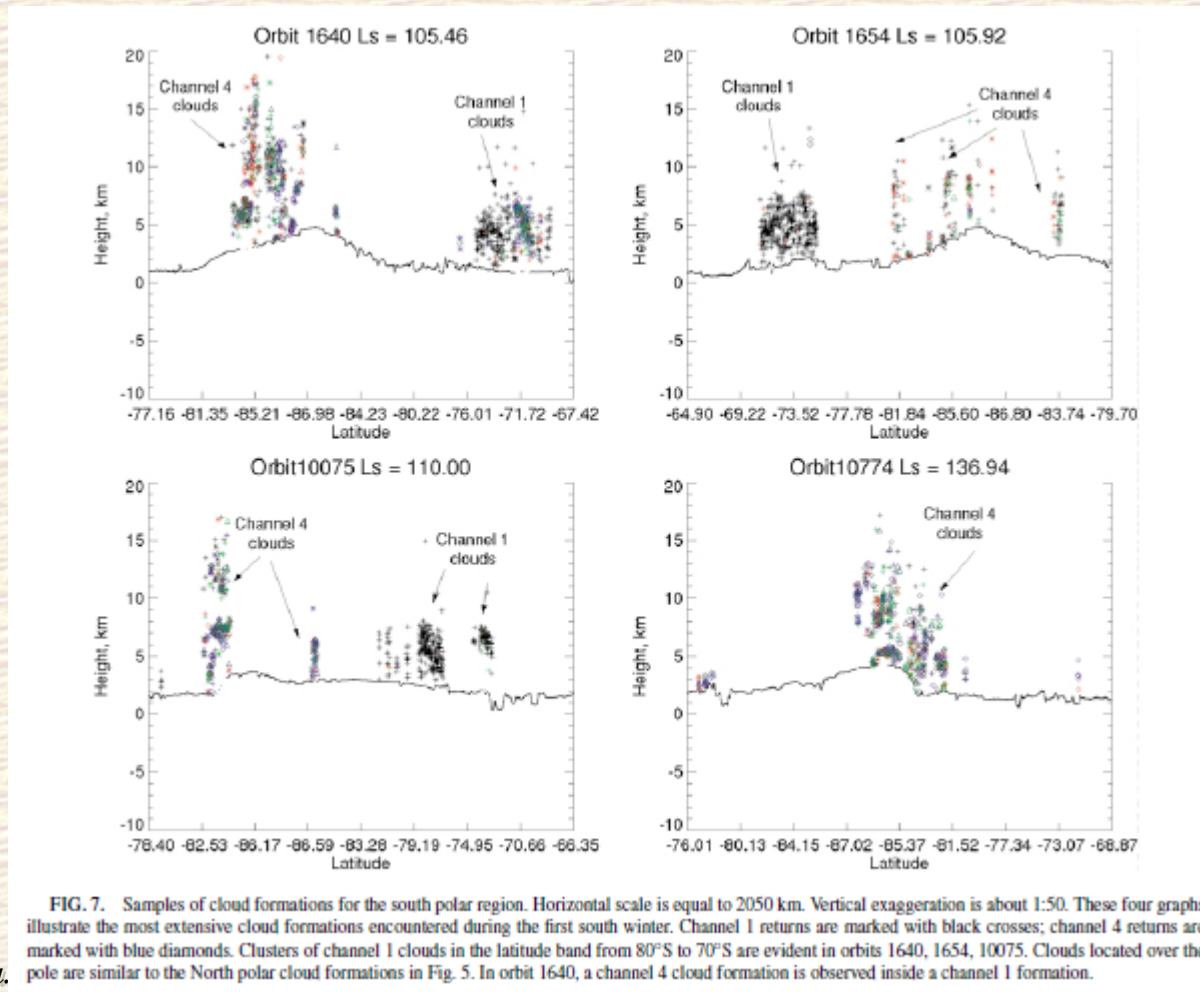


FIG. 5. Samples of cloud formations for the north polar region. Horizontal scale is equal to 750 km. Vertical exaggeration is about 1:25. These four graphs illustrate the most extensive cloud formations encountered during the first and second north polar winter. Channel 1 returns are marked with black crosses; channel 4 returns are marked with blue diamonds. These are typical channel-4-type clouds, because most of the signal is detected in this channel. These clouds consist of sloping (ranging from almost flat to 20–25°) linear features.

MGS のCO₂氷雲エコー(3)

■ Ivanov and Muhleman(2001)



MGS のCO2氷雲エコー(4)

■ Neumann et al.(2003)

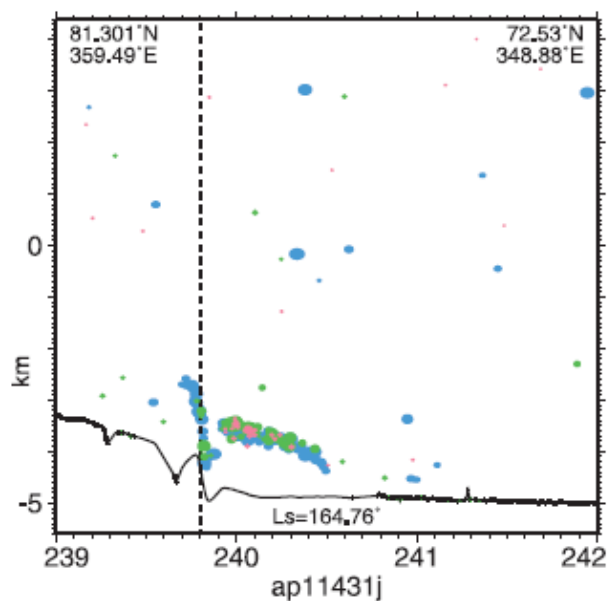


Figure 3. A 3-minute (540-km long) profile showing twilight clouds and noise on MGS orbit 11432, $L_s = 164.76^\circ$. The vertical exaggeration is $\sim 50:1$ on this and subsequent figures unless otherwise noted. Vertical dashed line marks the position of the solar terminator. The dark curve shows ground elevation, while 200 nonground triggers are shown by colored ellipses: channel 2 = red, channel 3 = green, channel 4 = blue. The vertical and horizontal axes of nonground ellipses are scaled by raw pulse width and energy counts.

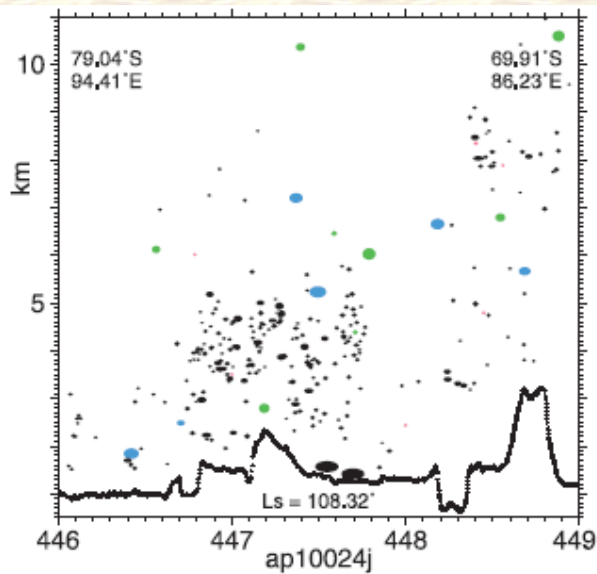


Figure 9. Circumpolar belt of channel 1 clouds observed on 11 March 1999. In this profile segment nearly 1/3 of MOLA shots trigger on clouds. Two unusually strong channel 1 returns occur at 160–200 m above ground.

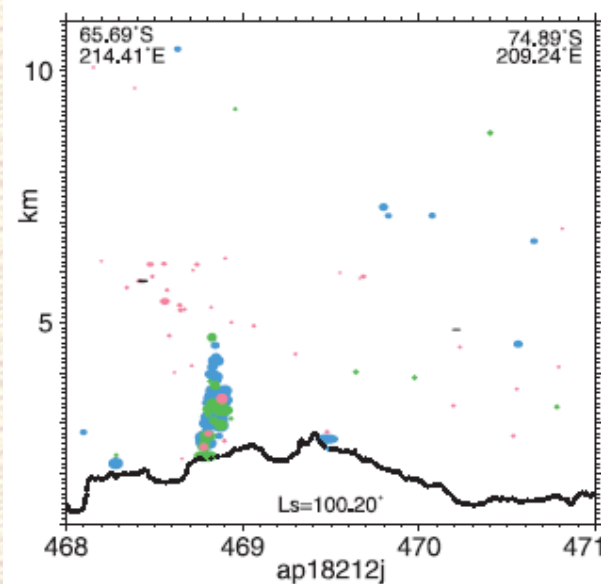


Figure 10. Circumpolar clouds seen on 8 January 2001 during Year 2. Laser output is lower and channel 1 threshold is too high to trigger on clouds, but channel 2 clouds are seen.

MGS のCO₂氷雲エコー(5)

■ Neumann et al.(2003)

