

鉛直 1 次元火星大気モデル

小高正嗣

平成 19 年 8 月 9 日

目次

1	はじめに	2
2	モデル	2
2.1	拡散係数	3
2.2	放射過程	3
2.3	顕熱輸送	3
2.4	地表面	4
3	離散化	4
3.1	鉛直方向の離散化	4
3.2	時間方向の離散化	5
4	計算手法	5
4.1	計算手順	5
4.2	設定	6
5	計算結果	6
5.1	Gierasch and Goody (1968) モデルの場合	6
6	参考文献	11

1 はじめに

本稿では鉛直 1 次元モデルを用いてダストのない火星大気の基本的な温度構造, および熱収支を調べる.

鉛直 1 次元モデルを用いた火星大気に関する研究はこれまで数多くなされている. これらの研究はその目的と用いたモデルから 2 つのグループに分けることができる. ひとつ目のグループは大気の鉛直構造を調べることを主な目的とした, いわゆる「放射対流モデル」と呼ばれるモデルを用いた研究である. 平衡状態だけではなく日変化を計算した研究もある. 主な研究としては Gierasch and Goody (1967, 1968), Moriyama (1974, 1975, 1976), Pollack *et al.* (1979) がある. もうひとつのグループは地表付近の境界層の構造を調べることを目的としている. 乱流拡散係数の表現に注意が払われていて, 多くのモデルには乱流クロージャーが組み込まれている. 先の放射対流平衡モデルでは乱流拡散係数を半経験的に与えたものが多い. これらのモデルは「境界層モデル」と呼ばれている. 主な研究としては Savijärvi (1991), Haberle *et al.* (1983) がある.

過去の放射対流モデルを用いた研究では, 大気の加熱率分布, 顕熱フラックスの大きさといった大気の熱収支に関する量はあまりよく調べられてはいない. これらの量は Savijärvi (1991), Haberle *et al.* (1993) の境界層モデルでは比較的調べられている. しかしいずれも VL1, VL2 で観測された風との比較を目的としているため, 単に数字だけを示した観が強い. さらに境界層モデルの設定と放射対流モデルの設定は異なるため, 境界層モデルで示された熱収支の様子をそのまま放射対流モデルの結果へあてはめることができるかどうかはわからない. 平均的な大気の熱構造を調べるためには, 境界層モデル研究で行われたような熱収支の分析を放射対流モデルを用いて行う必要がある.

以下では数理モデルの解説を第 2 節で行ない, それらの離散化と計算設定については第 3 節述べる. 第 4 節では計算手順と計算設定について説明する. 計算結果は第 5 節に示す.

2 モデル

基礎方程式は以下の式である.

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{1}{\rho c_p} T Q_{rad} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho K_h \frac{\partial \theta}{\partial z} \right). \quad (1)$$

ここで θ は温位, T は温度, K_h は鉛直拡散係数, Q_{rad} は放射による単位体積あたりの加熱率, c_p は定圧比熱である. なお大気は理想気体であることを仮定している.

さらに大気は静水圧平衡にあるとする.

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g. \quad (2)$$

2.1 拡散係数

拡散係数は Gierash and Goody (1968) で用いられた方法で計算する.

$$K_h = kz^2 \sqrt{\left| \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right|}. \quad (3)$$

ここで $k = 1.32$ である (Priestley, 1959).

2.2 放射過程

放射過程は赤外放射は CO_2 15 μm バンドの吸収, 太陽放射は 4.3, 2.7, 2.0 μm バンドの近赤外吸収を考慮する. 放射過程の詳細な計算方法は別紙解説「火星大気の放射モデル」を参照されたい.

2.3 顕熱輸送

地表面からの顕熱フラックス H の評価は 2 通りの方法で行う. 1 つめは Gierash and Goody (1968) で用いられた方法で,

$$H = 0.089 \cdot \rho c_p \kappa [2(T_g - T_{z=0})]^{4/3} \left(\frac{g}{T_{z=0} \kappa \nu} \right)^{1/3}, \quad (4)$$

とする. ここで T_g は地表面温度, $T_{z=0}$ は地表気温, κ は大気の熱拡散係数, ν は大気の動粘性係数で, 値は Gierash and Goody (1968) に従う (それぞれ $8 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{sec}$, $1 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{sec}$). ただし地表気温が地表面温度よりも高い場合には顕熱フラックスは 0 とする.

2 つめの方法では Louis (1979) のパラメタリゼーションを用いる.

$$H = \rho c_p C_d |U| (T_g - T_{z=0}). \quad (5)$$

$$C_d = \begin{cases} C_{d0} \left(1 - \frac{b \text{Ri}_B}{1+c|\text{Ri}_B|^{1/2}} \right), & \text{Ri}_B < 0 \\ C_{d0} \frac{1}{(1+b'\text{Ri}_B)^2}, & \text{Ri}_B \geq 0 \end{cases}$$

$$C_{d0} = \left(\frac{k}{\ln(z/z_0)} \right)^2, \quad b = 9.4, \quad b' = 4.7, \quad c = 69.5 C_d \left(\frac{z}{z_0} \right)^{1/2},$$

$$\text{Ri}_B \equiv \frac{gz(\theta_s - \theta_{z=0})}{\bar{\theta}u(z)^2}.$$

地表風速 $|U|$ は適当にパラメタライズして与える. 時刻 t (単位は LT) において

$$|U| = 0.5 + 15 \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{t - 15}{3} \right)^2 \right\}$$

2.4 地表面

地面温度は熱伝導方程式を用いて計算する. 詳細は別紙解説「火星地表熱収支モデル」を参照のこと.

3 離散化

3.1 鉛直方向の離散化

鉛直方向の離散化にローレンツ格子を用いる. すなわち鉛直座標, 熱フラックスを整数格子点におき, 密度, 温位, 温度, 拡散係数 (乱流エネルギー) は半整数格子点に置く. 整数格子点間隔を $\Delta z_{i+\frac{1}{2}} \equiv z_{i+1} - z_i$, 半整数格子点間隔を $\Delta z_i \equiv z_{i+\frac{1}{2}} - z_{i-\frac{1}{2}}$ とする. 放射加熱項 Q_{rad} , 地表面温度 T_g の計算方法は「火星大気の放射モデル」および「火星地表熱収支モデル」を参照のこと.

$$\frac{\partial \theta_{i+\frac{1}{2}}}{\partial t} = \frac{1}{\rho_{i+\frac{1}{2}} c_p} \frac{\theta_{i+\frac{1}{2}}}{T_{i+\frac{1}{2}}} Q_{rad, i+\frac{1}{2}} + \frac{1}{\rho_{i+\frac{1}{2}}} \frac{F_{turb, i+1} - F_{turb, i}}{\Delta z_{i+\frac{1}{2}}}, \quad (6)$$

$$F_{turb, i} = \rho_i K_{h, i} \frac{\theta_{i+\frac{1}{2}} - \theta_{i-\frac{1}{2}}}{\Delta z_i}, \quad (7)$$

$$K_{h,i} = kz_i^2 \sqrt{\left| \frac{\theta_i \theta_{i+\frac{1}{2}} - \theta_{i-\frac{1}{2}}}{g \Delta z_i} \right|}, \quad (8)$$

$$H = \rho_{\frac{1}{2}} c_p C_d |U| (T_g - T_{\frac{1}{2}}) \quad (9)$$

3.2 時間方向の離散化

時間方向の離散化は前進差分で行なう。ここで時刻 $n\Delta t$ における物理量 A の値を A^n と表す。放射項については陽解法で、拡散項については陰解法 (Crank-Nicolson 法) で解く¹。

$$\begin{aligned} \theta_{i+\frac{1}{2}}^{n+1} = \theta_{i+\frac{1}{2}}^n + \Delta t \cdot & \left\{ \frac{1}{\rho_{i+\frac{1}{2}}^n c_p T_{i+\frac{1}{2}}^n} Q_{rad,i+\frac{1}{2}}^n \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\rho_{i+\frac{1}{2}}^{n+1}} \frac{F_{turb,i+1}^{n+1} - F_{turb,i}^{n+1}}{\Delta z_{i+\frac{1}{2}}} \right] + \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\rho_{i+\frac{1}{2}}^n} \frac{F_{turb,i+1}^n - F_{turb,i}^n}{\Delta z_{i+\frac{1}{2}}} \right] \right\}. \quad (10) \end{aligned}$$

4 計算手法

4.1 計算手順

地表気圧, 各種物理定数 (比熱, 重力加速度, 気体定数) はパラメータとして与える。計算は以下の手順で行なう。

1. 適当な温度 (温位) 分布を初期条件として与える。
2. 状態方程式と静水圧平衡の式 (2) を組合せ, 密度と圧力の鉛直分布を計算する。
3. (1) 式を放射加熱/冷却の寄与だけを用いて, 温度 (温位) 分布の仮値を求める。
4. 温度 (温位) 分布の仮値から鉛直拡散係数を計算する。
5. (1) 式の拡散項の計算を行なう。
6. 2. に戻る (1) 式の拡散項の計算を行なう。

¹Crank-Nicolson 法については別紙解説を参照のこと

4.2 設定

- 大気は CO_2 のみで構成されるとする。物性定数はその値とする。季節と緯度は Pollack *et al.* (1979) に従い, $L_s = 90, 20^\circ\text{N}$ とする。
- 計算領域は高度 20 km までとする。鉛直格子は高度 100 m 以下に不等間隔で 5 点, 高度 100 m 以上は格子間隔 100m で設定する。時間格子間隔はスピニング時は 15 秒, 日変化計算では 0.5 秒である。初期条件は 220 K 等温大気と 160 K 等温大気を与える。
- スピニングのための計算モデル時間は 30 日である。このとき前日の同時刻との温度差は最大で 0.1 K 以下である。

5 計算結果

5.1 Gierasch and Goody (1968) モデルの場合

計算結果の概観

顕熱フラックスを (4) で与えた場合の結果について示す (以下 Gierasch and Goody (1968) モデルと呼ぶ)。まずスピニング時の鉛直温度分布の変化を図 1 に示す。高度領域によって温度分布の落ち着く日数は異なる。高度 5 km 以下はおよそ 10 日, 高度 10 km 以下は 20 日程度である。計算領域全体 (高度 20 km まで) では 30 日程度である。30 日以降計算を続行しても温度分布はほとんど変化しない。この傾向は初期条件を低温側 (160 K) に設定しても変わらない (図 2)。図 3 以降では初期条件を 220 K 等温とした場合の結果を示す。

図 1, 図 2 に示したスピニング時間は過去の研究と比べ長い。Gierasch and Goody (1968) は計算開始 8 日後での前日との温度差は 1 K 以下になったと報告している。Savijärvi (1991) は高度 10 km 以下のモデルで 2 日後には規則的な日変化が観察されるようになった, としている。Haberle *et al.*, (1993) は境界層内 (高度およそ 5 km 以下の領域) では, 計算開始後 6 日後での前日との温度差は 0.2 K 以下である, と報告している。これらの違いの原因はよくわからない。計算方法の違いによるものかもしれない。

図 3, 図 4 に 220 K 等温大気を初期条件とした場合の計算開始後 31 日目の温度分布の日変化を示す。日中の地表気温は 230 K を越え, 夜間の地表気温は 180 K 近くまで下る。日中の地面付近では温度勾配の非常に大きい熱境界層が形成されていることがわかる。日中の対流層の厚さはおよそ 7 km 前後となる。気温の日変化

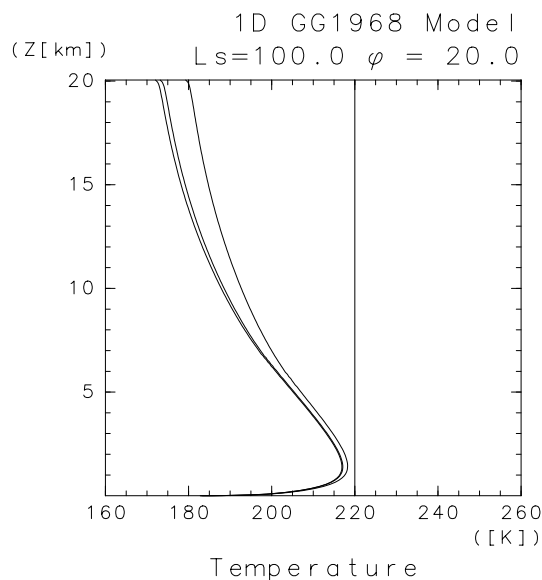


図 1: Gierash and Goody (1968) モデルによる鉛直温度分布の時間変化. 220 K 等温大気を初期条件とした場合. 10 日ごとに LT=6:00 の温度分布を示した.

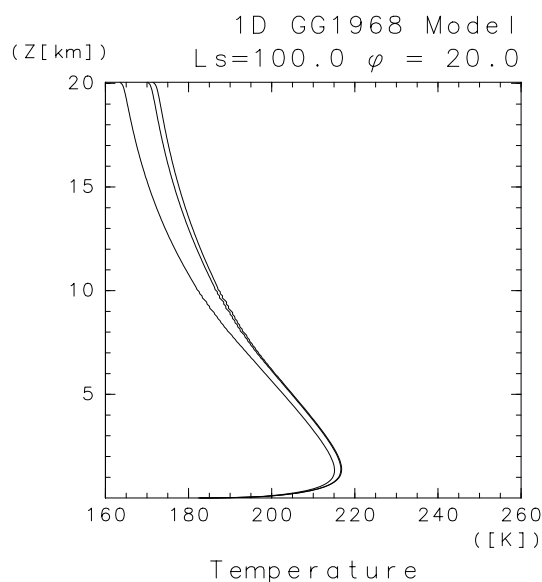


図 2: Gierash and Goody (1968) モデルによる鉛直温度分布の時間変化. 160 K 等温大気を初期条件とした場合. 10 日ごとに LT=6:00 の温度分布を示した.

の様子は Pollack *et al.*, (1979) のダストがない場合の結果とほとんど同じである。図 6 には地面温度の日変化の様子を示す。

図 5 は鉛直拡散係数とそれから評価した鉛直速度 ($w = K/z$) の鉛直分布である。鉛直速度の大きさは最大でも 4 m/sec 程度である。Gierash and Goody (1968) の結果と比べると、拡散係数、鉛直速度ともに対流層の背が低くなった分小さくなっている。

図 6 は地面と地表面温度の日変化を示す。地表面温度は 170 K から 270 K まで変化する。日変化の影響は日周期に対応する表皮深さ程度にまで及ぶ。

熱収支

図 7 に地面と大気の熱収支の日変化を示す。これより地面も大気もほぼ熱的平衡状態にあることがわかる (それぞれの線で囲まれた面積を計算するとわかる)。地表面の熱収支においては日射と地面から射出される正味の赤外放射が卓越する。顕熱の占める割合は非常に小さい。したがって顕熱が多少変化したとしても地表面の熱収支はそれに影響されない。しかし大気にとっては日中の顕熱加熱は全体のおよそ 1/4 を占める。それゆえ顕熱の有意な変化は大気全体の熱収支、ひいては大気の温度構造に少なからず影響を与えられ考えられる。Gierash and Goody (1968) の顕熱フラックスを 2 倍および 1/2 にした計算では、対流圏界面高度が有意に変化している。彼らは示していないが、その理由はおそらく図 7 に示したような熱収支にあると考えられる。

図 8 は温位に対する加熱率の鉛直分布を LT=10:00 から 2 時間毎に示したものである。ここでの放射加熱は CO₂ の赤外と近赤外加熱・冷却を両方含む。ただし日中の近赤外加熱は 1 K/day 程度にしかならないため、図中の放射加熱はほとんど赤外放射によるものと考えてよい。放射加熱・冷却は地表付近で非常に大きく 100 K/day を越える大きさを持つ。対流加熱は熱境界層内に対応する領域では大きな負の値を持つ。対流層内での対流加熱率は 10~50 K/day である。

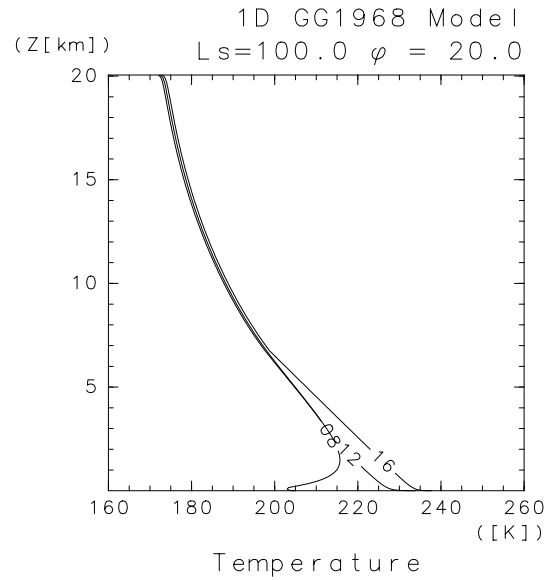


図 3: Gierash and Goody (1968) モデルによる日中の鉛直温度分布の変化. 数字は時刻を表す.

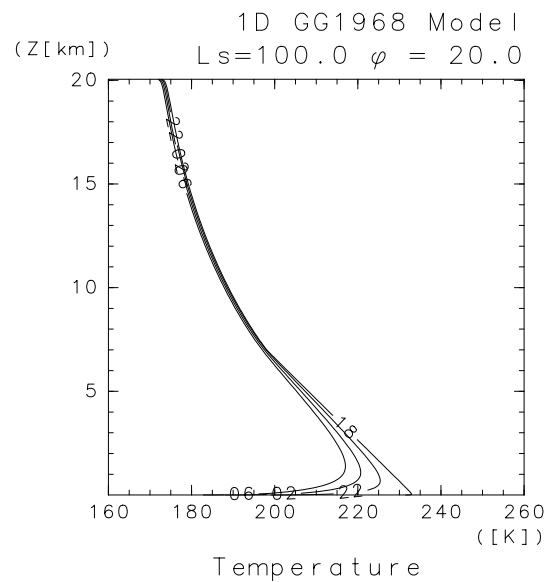


図 4: Gierash and Goody (1968) モデルによる夜間の鉛直温度分布の変化. 数字は時刻を表す.

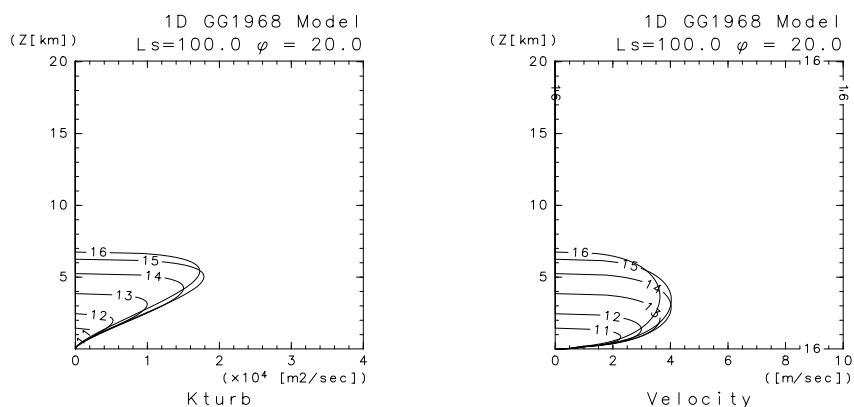


図 5: Gierash and Goody (1968) モデルによる鉛直拡散係数とそれから見積もった鉛直速度分布の日変化. 数字は時刻を表す.

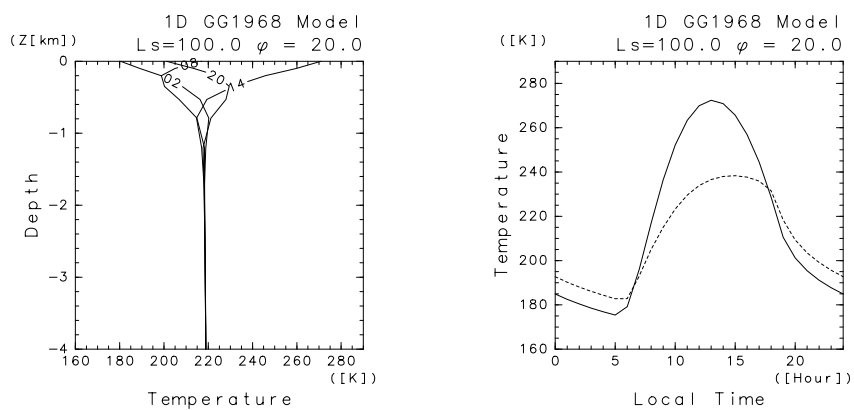


図 6: Gierash and Goody (1968) モデルによる (左) 地面温度の日変化. 縦軸は日周期に対応する表皮深さである. 数字は時刻を表す. (右) 地表面温度 (実線) と地表気温 (点線) の日変化. 地表気温は高度約 1.5 m での気温である.

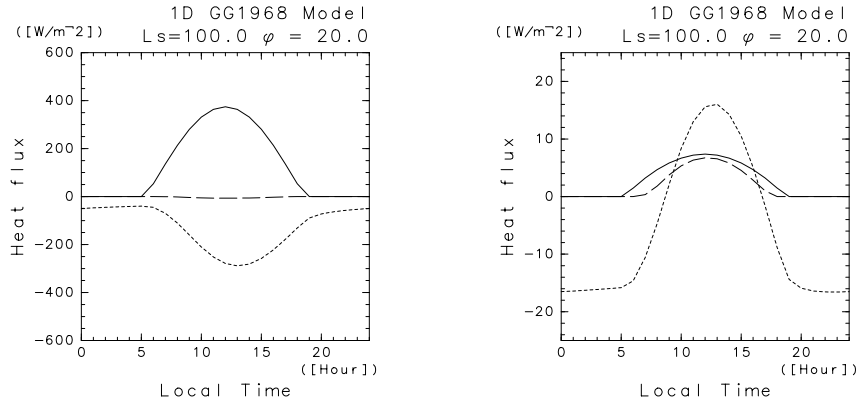


図 7: Gierasch and Goody (1968) モデルによる熱収支の日変化 (縦軸はそれぞれ W/m^2). (左) 地表面の熱収支. 実線は正味の太陽放射フラックス $((1 - A)F_s(0))$, 点線は正味の赤外放射フラックス $(-F_{IR,net}(0))$, 破線は顕熱フラックス $(-H)$ である. 地表面を加熱する向きを正にとる. (右) 大気への正味の加熱量. 実線は太陽放射 (近赤外) による正味の加熱量 $(F_{NIR}^\downarrow(\infty) - F_{NIR}^\downarrow(0))$, 点線は赤外放射による正味の加熱量 $(F_{IR,net}(0) - F_{IR,net}(\infty))$, 破線は顕熱フラックス (H) である. 大気を加熱する向きを正にとる.

6 参考文献

- Gierasch, P., and Goody, R.M. 1967: An approximate calculation of radiative heating and radiative equilibrium in the Martian atmosphere. *Planet. Space Sci.*, **15**, 1465–1477.
- Gierasch, P., and Goody, R.M. 1968: A study of the thermal and dynamical structure of the Martian lower atmosphere. *Planet. Space Sci.*, **16**, 615–636.
- Haberle, R.M., Houben, H.C., Hertenstein, R., and Herdtle, T. 1993: A boundary-layer model for Mars: comparison with Viking lander and entry data. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1544–1559.
- Moriyama, S. 1974: Effects of dust on radiation transfer in the Martian atmosphere. I. On infrared cooling. *J. Meteor. Soc. Japan*, **52**, 457–462.
- Moriyama, S. 1975: Effects of dust on radiation transfer in the Martian atmosphere. II. Heating due to absorption of the visible solar radiation and impor-

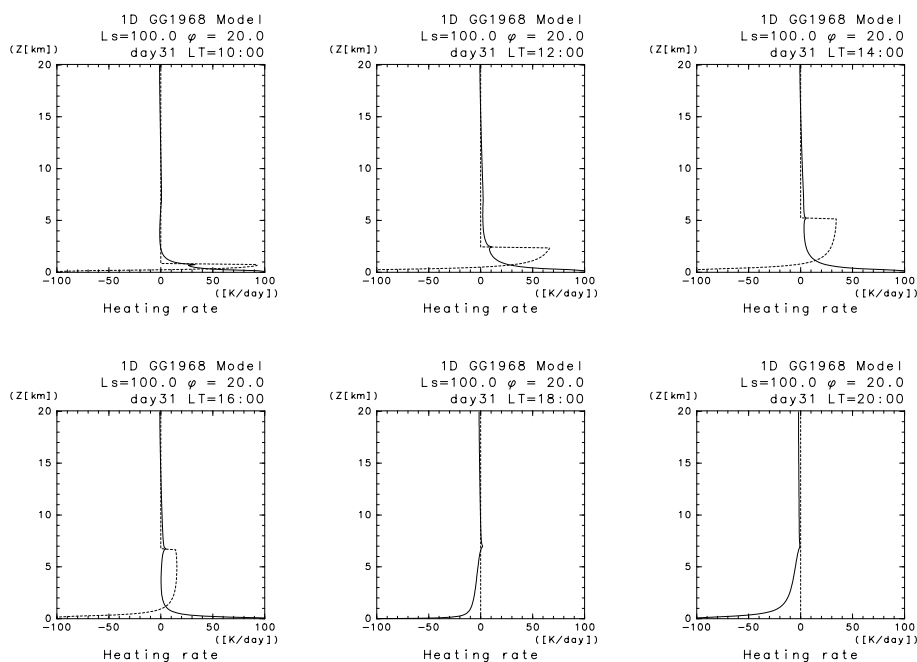


図 8: Gierash and Goody (1968) モデルによる温位に対する加熱率 (K/day) の鉛直分布の日変化. LT=10:00 から 2 時間毎の結果. 実線が放射加熱冷却, 点線が対流加熱率である.

tance of radiative effects of dust on the Martian meteorological phenomena. *J. Meteor. Soc. Japan*, *53*, 214–220.

Moriyama, S. 1976: Effects of dust on radiation transfer in the Martian atmosphere. III. Numerical experiments of radiative convective equilibrium of the Martian atmosphere including the radiative effects due to dust. *J. Meteor. Soc. Japan*, *54*, 52–57.

Pollack, J.B., Colburn, D.S., Flaser, F.M., Kahn, R., Carlston, C.E., and Pidek D.C. 1979: Properties and effects of dust particles suspended in the Martian Atmosphere. *J. Geophys. Res.*, *84*, 2929–2945.

Pollack, J.B., Leovy, C.B., Greiman, P.W., and Mintz, Y. 1981: A Martian general circulation experiment with large topography. *J. Atmos. Sci.*, *38*, 3–29.

Priestley, C. H. B. 1959: *Turbulent Transfer in the lower Atmosphere*. Chicago Univ. Press.

- Savijärvi H. 1991a: Radiative fluxes on dustfree Mars *Contr. Atmosph. Phys.*, **64**, 103–112.
- Savijärvi H. 1991b: A model study of the PBL structure on Mars and Earth. *Contr. Atmosph. Phys.*, **64**, 219–229.
- Ye, Z.J., Sega, M., and Pielke, R.A. 1990: A comparative study of daytime thermally induced upslope flow on Mars and Earth. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 612–648.