

金星大気の鉛直温度構造

- これまでの観測とその理解 -

Vertical thermal structure of the atmosphere of Venus

- observations and understandings -

光田 千紘

MITSUDA Chihiro

惑星物理学研究室

平成 15 年 1 月 31 日提出

目次

I	はじめに	5
II	金星観測	7
1	地上観測	7
2	探査機による観測	7
2.1	概要	7
2.2	フライバイ	8
2.3	周回衛星	8
2.4	プローブ	9
III	鉛直温度構造	10
1	全体の構造	10
2	下層大気	11
2.1	観測手法	11
2.2	観測結果	11
2.3	解釈	12
3	中層大気	14
3.1	観測方法	14
3.2	観測結果	15
3.3	解釈	17
4	上層大気	17
4.1	観測方法	17
4.2	観測結果	18
4.3	解釈	18
IV	まとめ	21
A	Seiff 1983 全訳	22
A.1	abstract	22
A.2	introduction	22
A.2.1	金星解明の歴史	24
A.3	雲頂より下の大気	26
A.3.1	直接観測のまとめ	26
A.3.2	日変化	29
A.3.3	緯度変化	31
A.3.4	微細な熱構造と静的安定度	35
A.3.5	理論モデル	39
A.4	中層大気: 雲の上から 高度 100 km まで	41

A.4.1	観測された構造と緯度化の特徴	41
A.4.2	一日及び一時的な変化	44
A.4.3	理論モデル	45
A.5	高度 100 km より上の上層大気	46
A.5.1	観測された構造と日変化	46
A.5.2	境界を横切る遷移の性質	48
A.5.3	理論構造のさらなる比較	50
A.6	結論	51
B	Appendix	55
B.1	雲	55
B.1.1	概論	55
B.1.2	生成消失課程	55
B.1.3	粒子分布	57
B.2	力学に関する補足	58
B.2.1	静的安定性 (Atmospheric stability)	58
B.2.2	旋衡バランス (Cyclostrophic balance)	59
B.3	放射に関する補足	61
B.3.1	散乱	61
B.3.2	CO ₂ の温室効果と放射冷却	62
B.3.3	放射活性気体	62

要旨

本論文は, Seiff, A., 1983: Thermal Structure of the Atmosphere of Venus, *Venus*, University of Arizona press, pp215–279 のレビューである. この論文をもとに, 金星大気鉛直温度構造についてまとめ, 金星大気においてどのような現象が起きているのかを考察した.

金星大気は下層, 中層, 上層の三つに分けられる. 下層大気では, CO₂ などの温室効果が働いているため, 地表面温度は 750 K の高温になっている. また, 下層大気は基本的に安定成層しており, 地球の対流圏のような対流は存在しないと考えられる.

中層大気は非常に強く安定成層しており, 静的安定度は地球の成層圏のそれに匹敵する. 鉛直方向に振幅 10 K 程度の内部重力波起源と考えられる温度擾乱が観測されている. また, 高度 70 km から 85 km において大気は極向きに暖かくなっており, このメカニズムはまだ解明されていない.

上層大気は, 地球よりも太陽に近いにも関わらず, その温度はおよそ 200 K と非常に低い. その理由の 1 つには CO₂ による強い放射冷却があげられるが, まだ十分に説明しきれていない. また, およそ 200 K ほどの日変化も生じているが, 特に夜側の冷却メカニズムについては未解明である.

I はじめに

金星は、地球に最も近い惑星である。密度や大きさが地球と非常に良く似ていることから『地球の双子星』とも呼ばれている。大気も 20 世紀の初めまでは地球と良く似たものであると推定されていた。しかし、観測技術が発達するにつれて、二惑星の表層は著しく異なることがわかってきた。

	金星	地球
半径 (km)	6052	6378
平均密度 (g/cm ³)	5.24	5.52
太陽からの距離 (AU)	0.723	1.00
自転周期 (地球日)	243	1.00
公転周期 (地球年)	0.615	1.00
重力加速度 (m/s ²)	8.90	9.78
地表気圧 (hPa)	92000	1013
アルベド	0.78	0.30
有効放射温度 (K)	224	255
地表面温度 (K)	750	288
平均分子量	44	29
スケールハイト (km)	16	8.4
大気組成	CO ₂ (96%) N ₂ (3.5%) SO ₂ (0.015%)	N ₂ (78%) O ₂ (21%) Ar(0.9%) H ₂ O(0 – 2%)

表 1: 金星と地球のパラメータ比較. 松田 (2000) より一部改変し抜粋.

金星の有効放射温度は 224 K であり、地球の 2 倍も太陽エネルギーを浴びているにも関わらず、地球の有効放射温度よりも 30 K 程低い。これは、全球を厚い雲に覆われていることと、大気主成分である CO₂ によってレイリー散乱¹が生じているために、アルベドが高くなっていることに起因する。

この低い有効放射温度にも関わらず、金星の地表面温度は 750 K にも達している。これは、CO₂ や微量の H₂O の強い温室効果のためである。

¹Appendix B.3.1

また、金星大気の大きな特徴の一つとして、4日循環(スーパーローテーション)があげられる。これは、高度 70 km 付近において惑星を 4 日で 1 周する風速 100 ms^{-1} の東西風を指している。

金星は 30 km にも及ぶ厚い硫酸の雲に常時覆われており、リモートセンシングによりその地表面付近を観測することが困難である。雲層より下の領域を観測するには、直接その場で観測する必要があり、これを目的とした多くの探査機が打ち上げられてきた。しかし、金星大気の謎はまだ解明されたとは言い難い。

本論文では金星大気を理解するために基礎となる鉛直温度分布についてこれまでの観測結果を示し、そこで生じている物理現象の理解の現状をレビューした。

本論文は 5 つの章から構成される。続く第 II 章で金星観測の手法について、第 III 章で金星大気の基礎となる鉛直温度構造についてそれぞれの観測結果と解釈について記し、第 IV 章でそれらをまとめた。また、Seiff(1983) 全訳も最後に掲載し、これらを理解するために必要な事項は Appendix にまとめてある。

II 金星観測

1 地上観測

金星の最も初期の観測は地上からのものである。

ロシアの Lomonsov は 1761 年に太陽面通過時に金星の縁がぼやけていることを発見し、すでに大気存在を提案していた。

分光器²が 20 世紀に発明され、リモートセンシングの技術は格段に進化した。金星の反射光を観測することによってその大気組成 (大量の CO₂ や微量の H₂O) が推測されていた (Adams and Dunhan, 1932, Bolton et al. 1968)。さらに、散乱光の偏光観測により雲粒の組成が濃硫酸であると推定された (Coffen. 1968, Sill. 1972, Young, A. 1973)。

また、温度を推定するために赤外放射の観測が行われ、雲頂温度が 240 K (Petit and Nicholson, 1955)、大気下層の温度はおよそ 600 K 推定され (Mayer et al. 1958)、これを維持するためには温室効果が重要であることが指摘された (Wildt, 1940a)。

紫外線を用いた観測では雲の濃淡模様が観測され、それは西向きに四日で一周していること、いわゆる四日循環が発見された (Boyer and Guerin, 1966)。レーダー観測では地表面の回転を確認し (Shiapiro, 1968)、金星の自転は他の惑星と逆方向の西向きに 243 日周期であることがわかった。

2 探査機による観測

2.1 概要

金星の大気については地上観測からも様々なことが明らかにされていたが、高温の地表面や硫酸の雲の存在など地球の常識とはかけ離れていた結果であったため、あまり広く受け入れられなかった。そこで金星に探査機を送り、近くから直接観測することによって確かめる必要があった。また、金星はその会合時に常に同じ面を向けているため、その裏側を詳しく探るためには探査機を用いる必要があった。

²光を波長ごとに分解し、スペクトルとして記録する機械。

探査機による観測方法には大別して惑星付近を通過する際に観測を行う“フライバイ”, 惑星の周回軌道に入って長期間観測しつづける“周回衛星”, 直接大気へ観測機を落下させる“プローブ”の三種類がある。金星の場合, プローブ観測が最も多く行われて来ている。各探査機は主に3つの方法のうちの1つの手法で観測を行っているが, Pioneer Venus のように周回衛星とプローブで同時に観測を行った例もある。

2.2 フライバイ

フライバイは, 周回衛星に比べて低燃料で飛ばすことが可能であり, そのため, 様々な機械を搭載することが可能である。また, 周回衛星程細かい起動を制御する必要がないため比較的簡単に打ち上げ可能な探査機であり, 外惑星の探査ではこれが主流となっている。金星探査でフライバイ観測を行ったのは, アメリカ NASA の Mariner シリーズであり, 以下のような成果をあげた。

Mariner 2	1962 年, 初めて大気のを観測。磁場, 放射帯がないことを確認
Mariner 5	1967 年, マイクロ波の隠蔽によって雲層付近の逆転層の温度分布を観測
Mariner 10	1974 年, 紫外線による雲の撮影, 初のテレビ撮影
Galileo	1990 年, 近赤外線や特殊なフィルターを用いて地表面や雲を撮影

2.3 周回衛星

これは技術的に難しく今まで3機しか行われていないが, 長期間広範囲の大気を観測できるため大気の日周変動, 緯度変動などを見るのに適しており, 雲層より上空の大気を観測するには最適な方法であると言える。なお, 日本は2007年に周回衛星の金星探査機を打ち上げ予定であり, これは長年の謎である金星の四日循環について解明を試みている。

Venera 9	1975 年, 雲像の撮影や赤外放射の観測を行う
Pioneer Venus	1978 年から 20 年以上金星の衛星として観測を行う。 上空の温度分布や地形などを観測

Magellan 1989 年, 合成開口レーダで地表面の 98 % に及ぶ詳細な地図を作成

2.4 プローブ

地表面付近の大気の様子を知るためには プローブ観測が適している. この観測手段で観測した主な探査機は, ソ連の Venera シリーズおよびアメリカ NASA の Pioneer Venus シリーズである.

Venera 4 1967 年, 初めて プローブでの観測に成功. 温度や圧力などを観測. 大気の主成分が二酸化炭素であること, 雲の主成分が濃硫酸であることを確認

Venera 7 1972 年, 初めて プローブでの軟着陸に成功. 地表面温度 750 K, や圧力 95 atm を直接観測

Venera 9 1975 年, 地表面を撮影

Pioneer Venus 1978 年, 同時に 4 つのプローブ (LARGE, DAY, NIGHT, NORTH) を落下. 温度, 圧力の基本データを計測し, その比較を行うことで各観測地点での下層大気における観測値の差を算出し, 結果的にあまり場所に依存性が小さいことを示した

Venera 13 1982 年, 地表面のカラー写真を撮影



図 II.1: Pioneer Venus のプローブ (左) と周回衛星 (右). (NASA より取得)

III 鉛直温度構造

この章では、各層の鉛直温度構造について、Pioneer Venus, Venera などの探査気による観測値を掲示する。そして、その観測結果からどのような物理現象が生じているのかについて考察する。

1 全体の構造

金星大気は大きく三層にわけて考えることができる。

- 下層大気 : 地表面 – 雲頂 (高度 65 km) の層
- 中層大気 : 雲頂 – 高度 100 km の非常に安定した層
- 上層大気 : 高度 100 km 以上の昼夜温度差の生じる層

雲頂以下の下層大気は、地球の場合の対流圏に相当する。実際、下層大気は、観測不可能であった時代では対流していると考えられていた。しかし、高度 0 – 50 km において観測された平均温度減率 (7.7 K km^{-1}) は平均断熱温度減率 (8.9 K km^{-1}) に近い値であり、基本的に安定であるとされる。

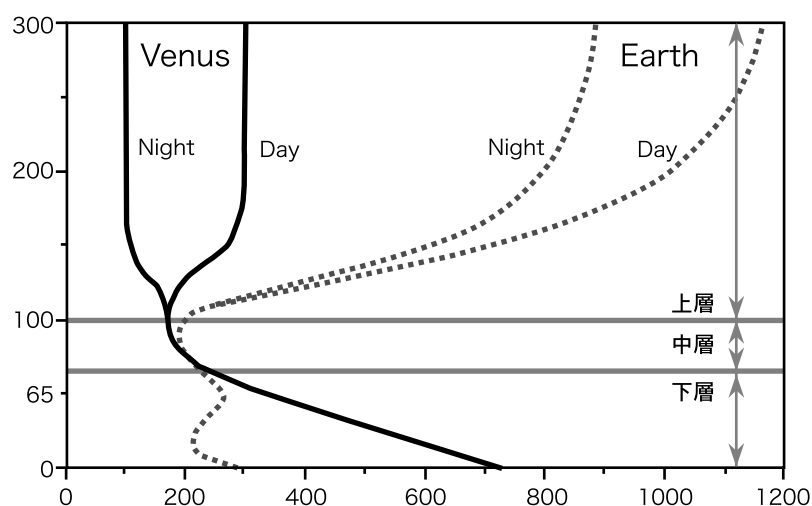


図 III.1: 金星と地球の鉛直温度構造 (Schubert et al,1980). 地球流体電脳倶楽部より取得, 一部改変

雲頂高度から高度 100 km までの中層大気は非常に安定しており、地球の場合の成層圏に相当する。温度はほとんど高度に依存しないが、内部重力波による温度擾乱が存在すると考えられている。

高度 100 km より上空は、地球の場合に熱圏に相当し 200 K の昼夜温度差ある。地球よりも太陽に近いにも関わらず温度は地球の熱圏温度よりも低い。

2 下層大気

2.1 観測手法

下層大気は厚い雲に覆われており、直接可視光で観測することは不可能である。気温データは観測はプローブに搭載した電気抵抗型温度計を用いて得られている。同時に圧力を計測し、それらのデータから理想気体の静水圧平衡を表す以下の式によって圧力から高度を求めることができる。

$$z = \int_p^{p_0} \frac{RT}{pg} dp \quad (\text{III.1})$$

ここで、 z は高度、 p は圧力、 R は気体定数、 T は温度、 g は重力加速度、 p_0 は地表面圧力である。

2.2 観測結果

Venera や Pioneer Venus プローブで観測された温度分布は、落下地点は様々ながほぼ同じ分布を示した (図 III.1 参照)。これから、大気温度は緯度や経度、すなわち太陽高度にあまりよらないということがわかる。

図 III.3 は、Pioneer Venus LARGE プローブのセンサーが観測した詳細な温度の鉛直分布図である。これは、2 秒ごとに詳細な値が計測されている。また、同プローブに搭載された雲粒測定器 (Nephelometer)³の観測より推測した雲層の場所 (Ragent and Blamont (1980)) も記した。

高度 19 km から 26 km の領域では大気の変化率は一定の値 8.98 K km^{-1} をとる。雲層までこの変化率が続いたとすると高度 60 km 付近では 220 K になる

³雲粒子の大きさ及び形を計測している

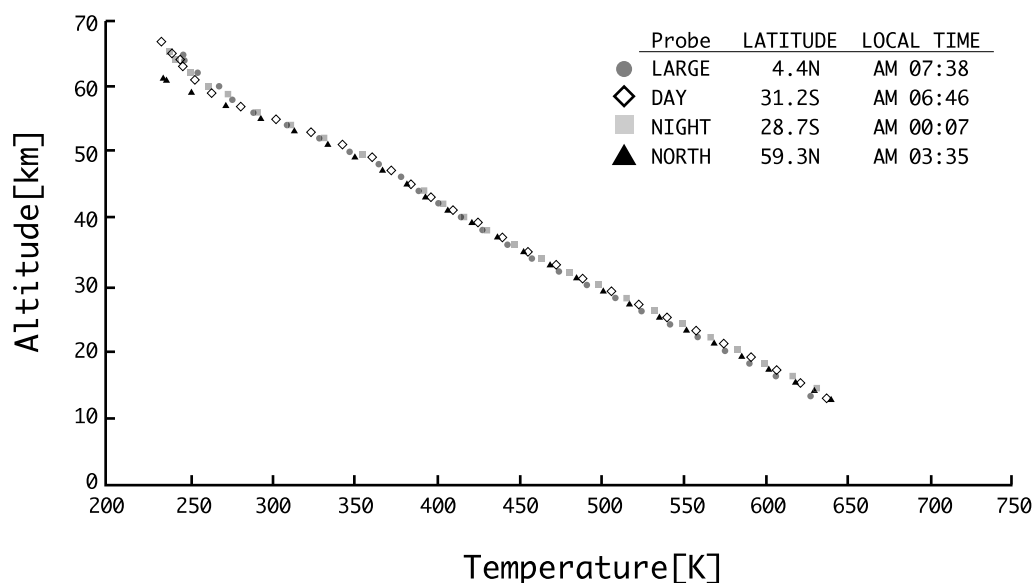


図 III.2: Pioneer Venus の各プローブ (LARGE, DAY, NIGHT, NORTH) によって観測された気温の鉛直分布図. 落下地点に差はあるものの, 各プローブ間の温度はほぼ一致している (Seiff 1983)

が, 実際の観測値はそれよりも 50 K も高い. これは雲層において大気がなんらかの現象の影響で加熱されていることを示している.

2.3 解釈

まず大気の加熱要因を考える. 加熱域をより詳しく見るために大気の静的安定性⁴を図 III.4 に示した. この図によると, どの観測値もほぼ同じ安定の分布を示している. 強く加熱されている高度は, 図 III.3 及び図 III.4 より, 高度 38 km から 45 km 付近と 60 km 付近の二箇所である. 前者はちょうど雲底, 後者は雲層の上層に当たる.

まず, 雲底付近について考える. ここで加熱要因となっているのは地表からの赤外放射であると考えられる. 赤外放射スペクトルは, 地表面温度 750 K における Planck 関数で表すことができる. スペクトルの最大輝度を与える波長 $3.98 \mu\text{m}$ は, $\text{CO}_2, \text{H}_2\text{O}, \text{H}_2\text{SO}_4$ に対して不透明である.

⁴静的安定性については B.2.1 節を参照のこと

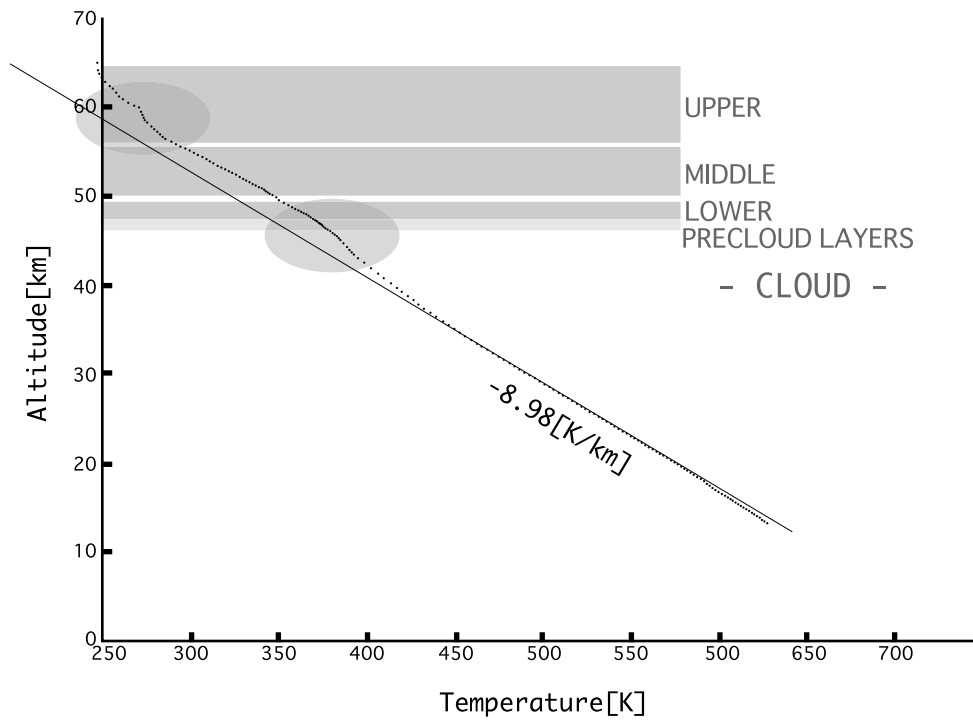


図 III.3: Pioneer Venus LARGE プローブが観測した気温の温度分布図. 雲層データは同プローブの雲粒測定器から特定した (Seiff 1983)

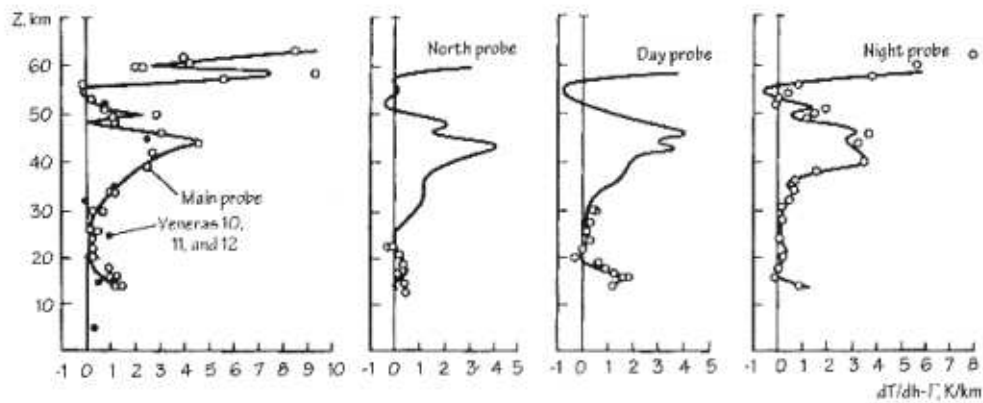


図 III.4: 下層大気での安定性. Pioneer Venus の各プローブでの温度減率と断熱温度減率を比較したもの (Seiff 1983)

金星の大気組成はほぼ CO_2 である。地表放射のうち CO_2 に吸収される波長成分は高度 10 km でほぼ全て吸収されてしまう。高度 30 km 以上では濃硫酸の雲が存在し、大気組成が変化しているため、それに伴って大気が吸収できる波長が変化している。雲底付近の大気はそれ以下の高度を透過してきた地表放射を吸収し、加熱される。

次に、雲層の上層の加熱要因について考える。この高度では、大気は非常に安定している。特に高度 60 km 付近では、温度が高度によって変化しない層が存在する。ここは、雲頂として定義されている高度であり、分子の相変化 (具体的には H_2SO_4 の凝結) が生じていると考えられている。雲層の上層は、この際の潜熱開放によって大気が加熱されていると推測される。

3 中層大気

3.1 観測方法

この高度は、雲頂よりも上空であることからリモートセンシングも可能でありプローブ観測、マイクロ波掩蔽、赤外放射観測の 3 つ方法で観測が行われている。

加速度観測 下層大気は圧力と温度から気温の鉛直分布図を作成していたが、中層大気では、プローブの減速率を直接計測することによって密度を計測し、理想気体の静水圧平衡 (III.2) を用いて各高度での温度を算出している。

$$z = z_{ref} + \int_p^{p_{ref}} \frac{RT}{g} d(\ln p) \quad (\text{III.2})$$

ここで、 z_{ref} は参照高度、 p_{ref} は参照圧力であり、 P の値は、 $P = \rho RT$ から求められる。

マイクロ波 掩蔽 探査機から発されるマイクロ波を地球上で受信することで大気周縁方向の吸収スペクトルから大気の密度や圧力が計測できる。求めた密度から式 (III.2) を用い、高度に換算する。

赤外放射の観測 探査機上で赤外放射のスペクトルを観測し、大気分子組成をもとに各高度での温度を求める。この方法は地上観測でも行われるが、金星に上空か

らの観測では地球大気に放射が吸収されることがないため、より正確な値が計測可能である。

3.2 観測結果

上に述べた 3 方法の観測結果を示す。図 III.5 は、Pioneer Venus DAY, NIGHT, NORTH プロブでの気温の鉛直分布図である。また補助的に Venera 11,12 による観測値も掲載した。

図 III.6 はマイクロ波の掩蔽によって観測された気温の鉛直分布図である。任意の値である緯度 $-52.2, -25.8, 65.4, 72.4$ 度の 4 つの値を記した。

図 III.7 は赤外分光計によって観測された気温の鉛直分布図である。全球的に観測が行われているが、今回は緯度 $30, 60, 75$ 度の値を取り出した。

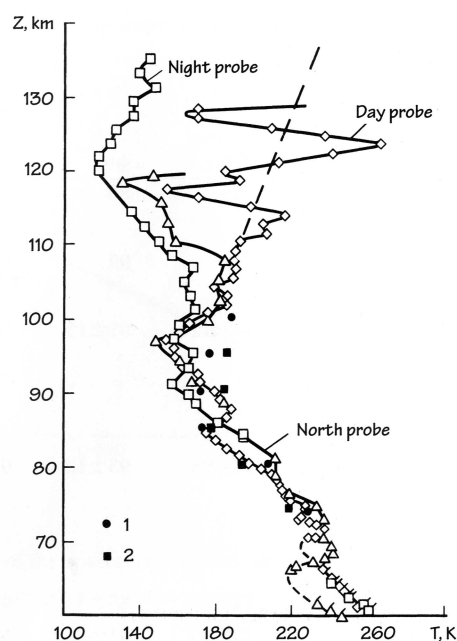


図 III.5: Pioneer Venus プロブ及び Venera 11(1), 12(2) の気温の鉛直分布図 (Seiff 1983). プロブ が通過する際の一瞬の値であるため、他観測値に比べ、振動が多く見られる。

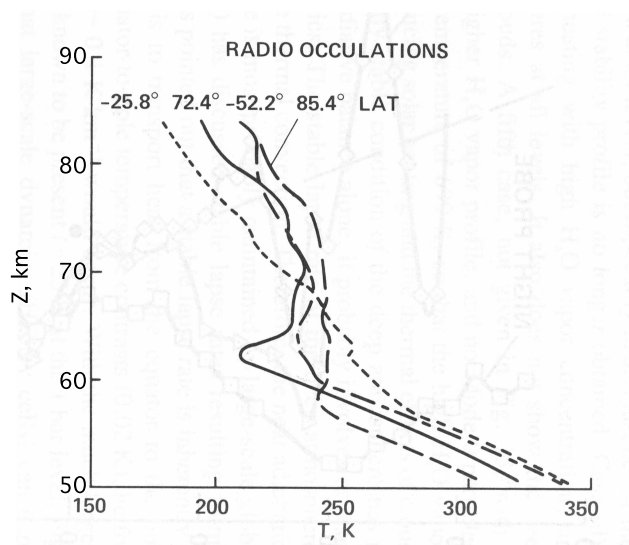


図 III.6: Pioneer Venus Orbiter に搭載されたマイクロ波の掩蔽によって観測された昼夜平均温度の鉛直分布図 (Seiff 1983).

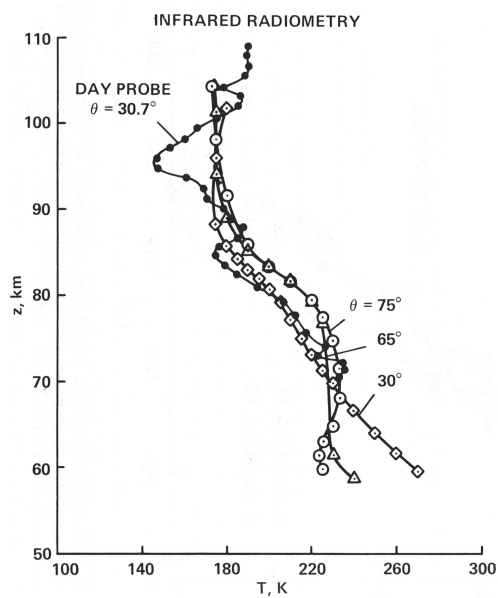


図 III.7: Pioneer Venus Orbiter に搭載された赤外分光計によって観測された昼夜平均気温の鉛直分布図 (Seiff 1983). 比較のため, DAY プロブの観測値を掲載した.

なお、図 III.6, 図 III.7 では、経度方向に日変化や一時的な変化は平均されている。これらのグラフは大局的には互いに一致している。65 – 75 km 及び 85 – 100 km ではほぼ等温であり、その間の 75 – 85 km での温度減率は $3 - 4 \text{ K km}^{-1}$ となっている。断熱温度減率がおよそ 11 K km^{-1} であることから、この高度領域は非常に安定しており、地球の成層圏とよく似ているといえる。

3.3 解釈

これらのグラフの中でプローブの観測値が鉛直方向に振動している。これは、昼夜温度平均をとったりリモートセンシングの図では現れていない変化である。また、曲線はただ振動しているだけでなく交差していることから、日変化というよりはむしろより短い周期の変動であると推測される。これらの振幅は高度 70 km 付近ではおよそ 10 K 程度であるが、高度 90 km 付近では 30 K にも達する。これはこの高度領域が非常に安定であることから考えて、内部重力波が発生しているとため生じているものと推測される。

また、各緯度ごとの鉛直温度分布をみていくと、高度 70 – 85 km において高緯度のほうがより暖かくなっていることがわかる。これは大気による太陽エネルギーの吸収の観点からみると、矛盾しており、なにか他の温度分布をコントロールする要素があると考えられる。現時点では、このメカニズムは解明されていないが、放射平衡 (Seiff et al, 1980) や力学 (Schubert, 1983) の観点からいくつかの推測が行われている。

4 上層大気

4.1 観測方法

この高度では、直接観測としては プローブの加速度計、運搬船、及び周回衛星に搭載した中性大気質量分布計による観測、そして周回衛星による流体抵抗観測などが行われた。

加速度観測 中層大気と同様、プローブに搭載した加速度計によって密度を観測し、気温の鉛直分布図を得ることが出来る。

中性大気質量分析計 (ONMS: Orbiter Neutral Mass Spectrometer) 大気の密度を直接計測する。他の方法に比べて精度が高い点が特徴である。Pioneer Venus 運搬船ではある一地点において観測を行い、周回衛星は、高度 150 km まで接近した際に、北緯 16 度において観測を行った。

流体抵抗観測 (OAD: Orbiter Atmospheric Drag) 周回衛星は大気を通過する際に重力のみでなく、その密度に応じた抵抗をうける。その抵抗を ρ から密度が算出される。

4.2 観測結果

上層大気の観測結果を図 III.8 に示した。上で示した 3 種類の方法で観測では、どれもほぼ同じ結果を示した。

上層大気における温度の全球平均値はおよそ 200 K であるが、高度 100 km 付近昼夜温度差が現れはじめ、高度 150 km までその差は 200 K まで広がり、それより上空ではほぼ一定の値を保つ。この昼夜温度差が存在することや、ある高度以上では温度が一定になるのは、他の惑星でも見られる熱圏の特徴である。

また、DAY プローブでの観測値には、大きな振動が観測されており、その振幅は 50 K よりも大きい。

4.3 解釈

金星の上層大気の温度を地球の熱圏と比較し表 III.2 に示した。

金星の上層大気には大きな特徴が 2 つある。1 つは平均しても 200 K と非常に温度が低いことであり、もう 1 つは夜側の温度が非常に低いことである。金星よりも太陽から遠い地球の熱圏温度 1000 K と比較しても、金星の熱圏温度はとても低い。では、なぜこのような温度差が生じているのだろうか。

熱圏の熱の出入りを支配するものとしては、太陽放射、惑星放射の吸収や分子自体の放射冷却、渦や波、分子による熱伝導が挙げられる。その中でも金星で目立

⁵太陽は 11 年周期でその活動度は変化している。その活動の極大を Solar Maximam, 極小を Solar Minimam を呼ぶ。この場合示しているのは、Solar Maximam 時と Solar Mimiman 時の熱圏温度の差である。

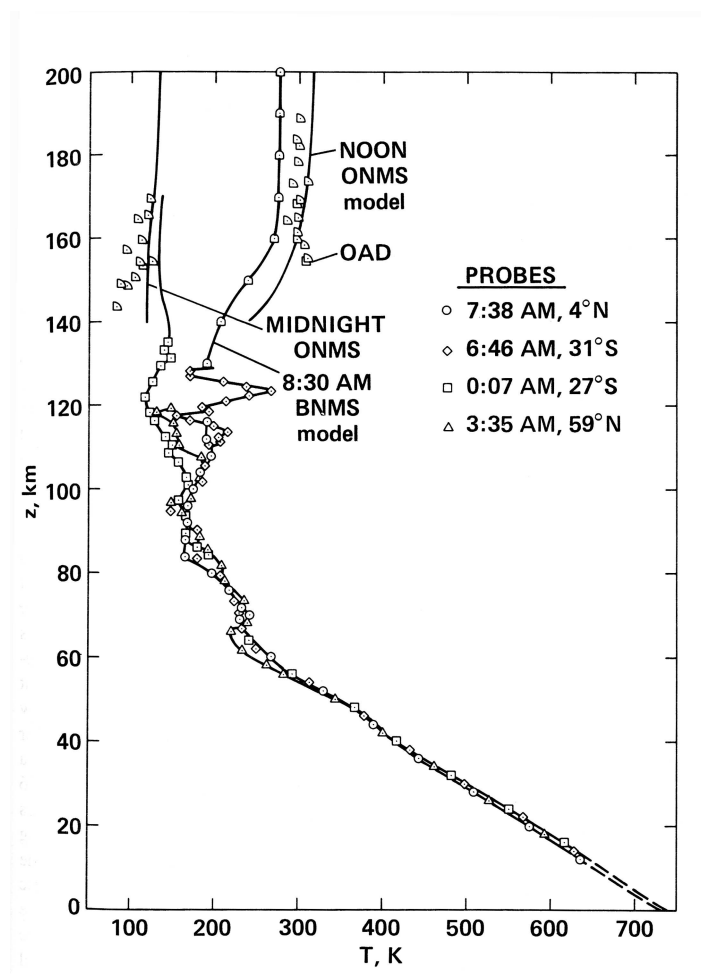


図 III.8: 0 km から 200 km までの気温の鉛直分布図. プローブ, OAD : Oebiter Atmospheric Drag, ONMS : Neutral Mass Spectrometer での観測結果.(Seiff 1983).

	金星	地球
平均温度 [K]	200	1000
昼夜温度差 [K]	200	300
太陽活動度による差 ⁵ [K]	76	518

表 III.2: 金星及び地球の熱圏温度の比較. 金星の平均温度, 昼夜温度差は Seiff(1993), 地球の平均温度, 昼夜温度差は木田 (1983), 金星, 地球の太陽活動度の差による変化は, Kasprzak et al.(1997) より取得.

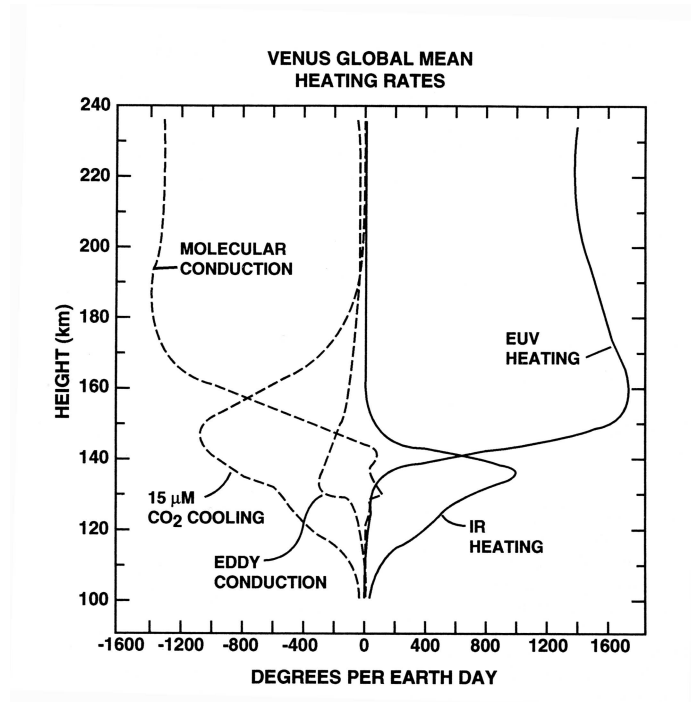


図 III.9: 金星上層大気における全球平均の熱バランス。実線は加熱要因, 破線は冷却要因である。(Kasprzak et al., 1993)

つ現象は, CO_2 による強い放射冷却である。

大気の上層では, 紫外線の吸収によって大気は温められる。そのエネルギーは分子熱運動によって下方へ伝搬される。金星は大気の主成分が放射活性気体の 1 つである CO_2 であるため、受け取った熱は放射によって宇宙空間へ逃げてしまい、大気はあまり温まらない。しかし地球の場合、大気の主成分 N_2 , O_2 は放射を行にくい性質を持つため、高温に保たれる。要するに、金星と地球の熱圏は、大気成分の違いのためにこのような温度差が生じるのである。

また、金星の場合、太陽活動度が変化しても熱圏の温度差は小さい。これは、太陽活動度が強くなり、紫外線の吸収量が増加し加熱率が上昇しても、それに伴って放射冷却も強くなり、温度があまり変化しないためである。

夜側の温度が低い原因については下向きの熱伝導が考えられる。しかし、200 K も温度を下げる程の冷却効果はないと考えられている。二酸化炭素の放射冷却をふまえても、まだこの低温は説明できておらず、上層大気の大きな謎として残っている (Chamberlain and Hunten, 1986)。

IV まとめ

金星は、これまでに地上及び探査機からの観測が行われ、その不思議な現象の解明が試みられてきた。

金星の有効放射温度は 224 K であるが、地表面温度は 750 K と非常に高い。これは大気の主成分が温室効果ガスである CO_2 であるからである。雲頂 65 km より下の下層大気のパ平均温度減率は 7.7 K km^{-1} であり、断熱温度減率 8.9 K km^{-1} よりも小さい。下層大気は基本的に安定成層しており、地球のような対流は生じていないと考えられる。

鉛直温度分布の微細な構造には、雲付近で温度減率の変化が見られる。特に、雲低付近及び雲層上層は静的安定性の強い領域である。これは、雲底付近では惑星放射の吸収、雲層上層付近では H_2SO_4 の相変化に伴う潜熱開放によって加熱されているものと推測される。

雲頂から 100 km までの中層大気では、その平均温度減率が 3 から 4 K km^{-1} であり、断熱温度減率 11 K km^{-1} の値と比較すると非常に安定していることがわかる。また、高度 70 km から 85 km では、極方向に向けて温度が上昇しているが、このメカニズムは未解明である。

100 km より上空の上層大気は、200 K の昼夜温度差があり、ある高度以上では鉛直方向に一定の温度分布を持つ。特に平均気温が 200 K、特に夜側の気温は 100 K と非常に低い。この冷却過程は、大気主成分である CO_2 の放射冷却が原因の一つだと考えられるが、それだけでは十分に説明できない。これは現在でも完全に解明されていない問題となっている。

A Seiff 1983 全訳

A.1 abstract

熱的構造を決定する有効なデータを議論し、平均的モデルに組み込む。大小のスケールでの観測された大気運動の意味合いについて議論した。35 km から 50 km での対流を許容する大気が見込まれている温室効果モデルにより、高い地表面温度については妥当な説明を与えられる。しかし、驚くべきことに厚い大気は、通常に安定的である。したがって放射の不均衡は、極地的な対流するというよりはむしろ、全球的な循環を生じさせている。はっきりとした対流圏界面は、雲頂付近の高度で生じている。これより上層では、成層は非常に安定しており、放射平衡からあまり外れない。重力波は存在する。昼夜に大きな温度差のある上層大気では、太陽から離れる方向に運動しているに違いない。しかし、かなりの粘性散逸によって速度は強く制限されている。

A.2 introduction

金星の大気は、それぞれの特徴によって三層にわけられる。

- 1 下層大気：地表面から雲頂まで広がる対流層
- 2 中層大気：雲頂 から 100km までの非常に安定した層
- 3 上層大気：100km から の大きな日周変動が見られる唯一の金星大気の領域

下層大気では、気温と圧力は低中雲層高度での地球の状態から平均面で 737 K, 95 bar になるまで連続的に増加する。高度によって温度減率は変化し、雲層の存在によって強く影響を受けたり、制御されている。また、その影響は雲層の下まで広がっている。緯度 30 度において温度の定常日変化は小さく、高度 20 km 以上の対流圏で 1 K 以下である。しかし、重力波に関連していると思われる振幅 5 K 程度の日変化も存在する。温度の緯度変化は、観測の限界である緯度 60 度までの雲頂高度以下では数 K である。(緯度 60 度より極方向の下層大気でも、数 K のオーダーで気温が減少する可能性を間接的に指し示している。) 雲の中や上 (85 km まで) は、圧力や気温の緯度変化があり、それは中緯度から 60 度までは、東西風の回転と矛盾しない。

金星の下層大気の大部分は安定である。地表面から 50 km までの平均温度減率は、 7.7 K km^{-1} 程度であり、比較すると、平均断熱温度減率では 8.9 km^{-1} である。厚さ 20km の濃い安定した大気層がちょうど雲の下にある。日温度変化が観測される地球対流圏と比較して安定である。次に、安定性を欠く層層が、その安定層の丁度下に存在する。対流層は、雲層の中間の 30 km 以下の 10 km に限定される。不規則な温度変化は、緯度 4 度の早朝付近⁶の対流層でも 0.2 K を越えることはない。

少なくとも高度 30 km まで広がっている対流層が非常に厚いとした放射対流温室効果モデルでは、これまでの金星下層大気の観測よりも高い表面温度を算出する。しかしながら、下層大気で観測される一様に安定な状態は、局地的な循環というよりも大循環が大気の準断熱状態の原因となっていることを意味する。その際放射不均衡は、大循環を駆動する。

雲より上層⁷では、温度減率は急激に減少し⁸、60 km から 100 km における大気は非常に安定である。80 もしくは 85 km から 100 km において、大気は基本的に等温となる（また極付近の雲頂の上も等温である）。雲頂より上空では、気温は極向きに増加する。この安定成層地域では、日変化は小さいが、振幅 10 K 程度の 5.3 日⁹や 2.9 日周期の時間変化は存在する。振幅の変化は、極の方向に向かって増加する。この変化には 2 つの原因があると考えられる。1 つ目は、雲層での日周温度変化によって生じている重力波、2 つ目は、断続的な極域のより冷たい雲と、極域の放射窓である（惑星の遅い回転は局所的に 2.9 日周期で生じている）。

100 km より上空では上層大気がはじまり、日周循環パターンにおいて下層大気と大きく異なる。上層大気は、地球に比べて低い温度、ちょうど 100 km より上空で始まる日変化が非常に大きなことより特徴づけられる。外気圏の温度は、昼側はおよそ 300 K で、夜側は 100 K から 130 K である。流れの加速や大部分の成分の下方向輸送に伴って生じる、昼夜境界を越え流出する主な下降流が、夜側を冷却している。対流パターンが、100km より下層での帯状対流から 100 km 以上での昼夜間対流に変わったことへの間接的な証拠が存在する。Dickinson によって計算された全球平均の熱構造モデルは、昼夜境界付近の観測された構造と一次のオーダーで一致した。しかし、The Dickinson and Ridlkey dynamic models は夜側の低温を予測していない。夜側の低温に対する定量的な説明はまだ確立されていないが、いくつかの補助的なメカニズムは発展してきている。

⁶これは、北緯 4 度、VLT AM07:38 に落下した PVL を指している

⁷高度 65 or 70 km 以上

⁸P240 Fig. 13 金星の温度減率グラフ参照、温度減率が減少するということは、大気は安定するということ

⁹ここで使われる日とはいわゆる地球の恒星日である

金星の大気構造についての知識は、ここ最近 20 年あまりで測り知れない程発展してきた。 ;それは理論武装した表現の推測論争の時代で証明される。この章では簡単に歴史をレビューした後、現時点の知識の状況をまとめていく。議論は高度によって章分けされている。 : 1 章:地用面から雲頂までの下層大気, 2 章:雲頂から 100 km までの中層大気, 3 章: 100 km 以上の上層大気。どの章でも有効なデータをまとめ、日変化、緯度変化、安定状態、対流領域、波動現象の兆候、そして、理論的な理解を可能なところまで議論する。答えが得られない状態の疑問やデータによって挙げられた部分は注意してもらいたい。

A.2.1 金星解明の歴史

望遠鏡発明後すぐに始まった金星大気の大天文学的観察の時代 (発明直後を含む)

- 1660 Christian Huygens の初期の望遠鏡観察の時代は、金星の目に見える特徴の証拠はなにも見えなかったことから、彼はある強い疑問をもった”我々が見ている金星を取り囲んでいる大気からの反射光は全てではないのだろうか?” (Huygens, Complete Works, 1967)
- 1761 Lomonsov は、太陽系円盤を横切る金星のぼやけたふちを観察し、この惑星は大気をもっていると結論づけた”地球の大気と同じくらいか、もしくは少ないか...” (Moore 1959, P64)
- 1792 Schroter は、特筆すべき大気存在をリムの暗化と 90 度付近でのカスプの広がりから推論した。 (Moore 1959, P64)
- 1924 雲頂の温度が 240 K 付近であることが Pettit and Nicholson(1924) によって計測された
- 1932 金星大気中の CO₂ の量が 120 matm をと越える豊富なレベルであることが Adams and Dunham(1932) によって発見された
- 1940 温室効果が金星の二酸化炭素大気の大構造で重要ではないかという提案が Wildt(1940a) によって初めてされた
- 1953-5 雲頂の温度が 225 ± 5 K であることが Sinton(1953) Pettit and Nicholson(1955) によって再定義された。
- 1953-5 昼側と夜側の雲頂の気温はほぼ同じであることが観測された (同じ著者)
- 1958 電波波長による高散乱の観察によって、黒体の温度に一致し、 -600 K 程度であると、Mayer et al. (1960) が発表

- 1960 もし, CO₂ に加え, 特に水蒸気が吸収装置に含まれるのなら高い大気温度を維持できると Sagan(1960a) は結論づけた.
- 1960 雲頂熱放射の limb darking から雲層高度以上のの推量は大気はほぼ等温であると King (1960) で推論された.
- 1960 恒星の掩蔽から上空大気温度は 100 km 高度でおよそ 300 K で, それ以上の高度ではおよそ 3 K km⁻¹ で上昇していると de Vaucouleurs and Menzel(1960) で推論された.
- 1962 電波明度の温度は相対的に金星時間に鈍感であることが観察された (Mayer et al. (1962) によって発表)
- 1965 太陽天頂角と相関関係のある, 小さな体系的な雲頂高度での温度の違いの Murray et al. (1963) により観察された

1967 年, Venera 4 及び Mariner 5 によって, 金星の宇宙船による探査が始まった. Venera 7 に始まり, 6 つの継続的な金星着陸機が地面に降りたち, 雲の下層の気温や気圧を報告した. 地表面での気温と圧力は 750 K , 95 bar 程度と計測され, マイクロ波で計測された温度は実際の大気圏の温度と等しいこと, また大気は大量に存在するということが確認された.

Mariner 5, 10 での測定では, 雲頂レベルの反転を含む, 雲層上下の詳細な温度構成を知ることが出来た. (初めはこれらが指し示しているものはすべてが重要なものとして受け入れられたわけではない). 雲頂の風が, Mariner 10 からの紫外線写真から推測された.

一方で紫外線分光器から Mariner 5 と 10 でもまた外気圏の温度が 350 あたりから 400 K 程度であると見積りを変えた.

Pioneer Venus のグループ¹⁰ は, 1978 年後半, 6 つの宇宙船:4 つのプローブ, 運搬船と周回衛星を用いて, 大気を調査した. 直接観測やリモート観察は共に大気

¹⁰PV は, LARGE(=SOUNDER), DAY, NIGHT, NORTH の 4 つのプローブと Bus(運搬船), Orbiter(軌道船) の 6 つの船からなっている. うち, Orbiter 以外は全て地上に落下している. 落下位置は以下の通り

プローブ	VLT	Latitude
LARGE	AM 07:38	4. 4
DAY	AM 06:46	-31. 7
NIGHT	AM 00:07	-38. 7
NORTH	AM 03:35	59. 3
BUS	AM 08:30	-37. 8

状態の特性や、雲の下、中そして上 180 km 程度まで拡大した日周や緯度変化を定義することに利用された。これらや、これ以前の探査機での発見をこの論文ではまとめられている。

A.3 雲頂より下の大気

A.3.1 直接観測のまとめ

現在定義されている雲頂の下の金星の大気構造データのレビューは、Venera 地上探査機で始められたことは間違いない。Venera 8 – 12 の 5 つの地上探査機によって得た地表面から雲頂までの圧力と気温のデータのうち、気温のデータを Fig.1 に示した。(Marov et al.1973b;Avduevsky et al.1976a,1979;Chapter12). (Avduevsky et al.(1979) によって Venera 11,12 の平均分布が与えられてきた。) 比較するために、Pioneer Venus LAEGE Probe で測定した $T(z)$ も Fig.1 に記した。地形の高度差の影響を除くために、全ての高度は、下記のように地表面気圧 92 bar としている。

Venera プローブでの観測結果はほぼ一致しており、地表面温度は圧力 92 bar で $740 \pm$ 数 K であると測定された。分解能を含めても観測装置の精度 (センサーの観測幅に依存) は、 $\pm 8 - 4$ K である (Avduevsky et al.1976a)。計測されたデータの分散は通常、誤差範囲の推定を補う。Fig.1 でのデータの項目は、個々の値というよりもむしろ集められた値にもっとも合う曲線を引いたものであり、これらの曲線についてのデータの rms¹分散は、 $2 - 8$ K であった (Marov et al.1973b)。高度はどの場合でも圧力と温度の計測から静水圧平衡の式を積分して得られる。Venera 10,11,12 での観測によると地表面から高度 55 km までの平均断熱温度減率は断熱減率よりも小さく、 7.8 K km^{-1} 程度であり、地表面から雲頂まで温度は減少に増加している。これと、Venera 7 のデータから、金星の地表面近くの大気熱ら、黒体放射として解釈されていたマイクロ波の放射により考えられていたもの²より熱いと確かめられた。

Venera 8 のデータはおおむね、Venera 4 – 6 のデータと一緒に論じられる (12 章の Avduevsky et al の Fig.3 を参照)。これらのプローブで観測された温度は、高度 15 – 55 km において、それ以降のプローブの観測値よりもかなり低い (12 章参照)。測定温度の最大幅は、35 km 付近で 50 K 程度である。Venera 4 – 8 まで使われた温度センサーは、温度抵抗式温度計であり、それは金属に内側を囲まれている。

¹Root Mean Square: 2 乗平均平方根

²およそ 600 K だと考えられていた (前節参照)

た (Kuz'min and Marov 1975). Venera 11,12 のセンサーは上質な針金電気抵抗式温度計を用いた (M.Ya.Marov, personal communication 1979). (これらのセンサーは Venera 9,10 で同様に使われていたといわれている.) このタイプのセンサーは, 降下中に金属に囲まれたセンサーよりも, 速く温度変化に反応することができる. それゆえに, 初期のプロープに積まれたセンサーの反応遅延は, データの観測範囲に影響を与える可能性がある.

気温が上昇している領域において, 反応遅延はセンサーが気温の読み込みに掛かる時間であり, プロープが落下しているために生じている. これは, 温度の傾向と一致し, 例えば Venera 8 – 10 では, 最初のカバーをかけていない Venera 8 センサーは周辺大気温度に近かったと思われる. 後に, これらの気温は, これ以降のプロープの落下点から, 高度 35 km までの下方向で減少した. 35 km 以下では, 大気密度の上昇, 反応遅延の減少のおかげでセンサーの熱伝導率が改善されるにつれ温度の不一致は減少する. この解釈の元に, Venera 9 – 12 までのデータが初期のプロープの観測データよりも局所大気の代表的な値であると信じられている.

Pioneer Venus LARGE の観測データは, Venera 10 – 12 のデータと, 55 km 以上において, 12 K 以内程度しか違わなかった (違いは, Fig.5 上の低温部分に明白にみられる). Venera 9 のデータは 15 – 45 km において Venera 10 – 12 の測定にくらべて, 高い温度がみられる. これは Venera 9 のセンサーに結果的に間違いがあった可能性を示唆している. I.B,C 章で, Venera の 深浅測量の間で観測された温度が日周の影響, もしくは緯度の影響を指し示すものであるかを考える.

同じ Venera によって下降中に測定された圧力データを高度の関数として Fig.2 に示した. これらの点は, 複数のセンサーよりとられたデータに合うような曲線にプロットされている. センサーの精度と分解能は 3 bar では ± 200 mbar, 100 bar では ± 4.5 bar である. 曲線からの測定値の分散は, 1.2 – 1.4 bar rms である (Marov et al.1973b). いくつかのプロープ観測データは, 鉛直圧力勾配が 5.7 bar km^{-1} 程度である 92 bar で共通の地表の高度に調節されている. したがって, 小さな地形の高度の違いは, 地表面圧力においてかなりの差となるだろう. 軟着陸した (Venera 10) 場合の 85 kg cm^{-2} が観測された調査を考えてみる. 軟着陸時のこの圧力値は, 基準面の 92 bar と比較して 1.5 km 高い着陸高度と一致しているだろう. この解釈を元として, 軟着陸地点より高い全て高度は, 92 bar にそれらを合わせるために, 1.5 km ごと増加させる. この地形補正は, Venera lander での圧力データの指し示す分散は大いに減少する (Avduevsky et al,1976a). 着陸高度 0.5,1.5 km の Venera 9,10 は, 軟着陸時の測られた圧力に定義されているように, Beta Regio (280° E にある 2 つピークをもつ高さ 4.8 km の山) の山裾の丘陵に着陸し, そのため導きだされた高度は妥当である.

Venera のデータは Pioneer Venus で観測された圧力分布とほぼ同じである。しかし、1 bar 以下の小さな規則正しいずれが存在する。同じ高度における圧力差は、最大 1 km 程度である。高度は、静水圧平衡³ の方程式から定義されているから

$$z = \int_p^{p_0} \frac{RT}{pg} dp \quad (\text{A.1})$$

とおける。⁴ 温度の違いが高度の違いとなる。Venera での観測温度は、Pioneer Venus と比較して多少高いため (Fig.1), 圧力から求められた Venera の高度も Pioneer Venus での高度より高い。しかしながら、これは高度 10 – 40 km での小さな $P(z)$ の違いは完全には折り合いがつかない。

4 つの PV プローブで観測された雲より下の温度データは 92 bar で参照した高度とともに Fig.3 に示した (Seiff et al.1980)。プローブの観測精度は 0.5 – 1.0 K と見積もられた。各観測機における観測値の差は通常 1 K で、3.5 K を越えることは無かった。それゆえに、計測された温度差が 1 – 2 K 程度でも有意であるだろう。

金星の地面に広くばらまかれた 4 回の プローブによるデータは、54 km 以下では一致しておりその差はおよそ 4 – 10 K (高度に依存) 以下である。54 km という高度は、中間の雲層の上端の高度である (Ragent and Blamont 1980)。従って、雲より上層では、高緯度 (60 度) で測定された温度は、低緯度に比べ低い。

Pioneer Venus は、12 km 以下での温度データを取得していない。表面温度の観測分布での推定は、あまり正確ではないが、92 bar において 731 – 735 K と指し示している。それは上層での温度のように Venera の測定値 T_0 よりも低い値となっている。0 – 50 km での平均温度減率は、7.7 K km⁻¹ であり、より広範囲での平均断熱温度減率、8.86 K km⁻¹ と比較すると 50 km 以下に安定層があることを直接的に示している。精密な調査では、調査それぞれは比較的一致し、高度に対して安定な変動をしている曲線がみられる。これらの温度データに導かれる静的安定プロファイルは、I.D 章で示す。

4 つの Pioneer Venus プローブ落下中に行われた圧力観測の範囲は圧力 60 mbar 程度である雲頂 67 km まで拡大されている (Fig.4)。+ 0.98 – - 0.65 km の地形の凹凸を 92 bar レベルに照合し修正すると、PV プローブ データは地表面から 24 km までの間でほぼ同一曲線を描いた。それより上層では、主に緯度に基づいて圧力分布は生じている。緯度 30 度付近に降りた、DAY プローブと NIGHT プローブは、ほぼ同一曲線を描いた。緯度 4 度および 60 度に降りた他の二つのプローブ

³静水圧平衡とは、鉛直方向の圧力勾配が空気塊に働く重力とつりあっている状態を指す。ナビエーストークスの式に $v = 0$ を代入したり、鉛直方向の加速度を 0 とした場合に式が導出される。

⁴この式は、静水圧平衡の微分形 $\frac{dP}{dz} = -\rho g$ 及び、理想気体の状態方程式 $P = \rho RT$ より導かれる。(ただし、 g :重力加速度 R :気体定数 191.4[J kg⁻¹ K⁻¹])

も、58 km まで 30 度における値よりわずかに低い曲線を描いた。58 km より上空において、緯度 30 度における 60 km の圧力の違いは 10 % 程度であるけれど、赤道付近の調査は 50 bar より上層では観測値の ± 0.5 % 以内、50 bar より下層では ± 1 % と見積もられる。これゆえ、より上空で見つけられた圧力差異は、重要だろう。高度の精度は、形式的に 0.25 % 程度であると見積もられている。すなわち、60 km では、150 m であり (Seiff et al.1980)、150 mbar では、等圧線 (600 m) の高度の 25 % 程度にあたる。

A.3.2 日変化

緯度 30 度に落下した PV DAY,NIGHT Probe によって、日周温度変化がサンプルされ、その結果を Fig.5 の一番上のグラフに示した。Probe 着陸時の金星時間 (Venus Local Time,VLT) は、NIGHT プロブが AM 00:06 DAY Probe が AM 06:46 である。高度 20 – 35 km では、観測された温度差が 1 K 以下であった。35 km より上空では、温度差は高度とともに振動し、全球規模の重力波の存在によるゼロ平均対比が示唆されている。20 – 12 km では、観測結果によると日周温度変化の増加は 5 K である。

Venera 11,12 の Soundings 観測は赤道付近で行われた (Fig.1)。Pioneer Venus Probe の調査と全く同時に行われなかったとはいえ、それらは、それぞれ 16 および 12 日間以内に得られた。Pioneer Venus プロブのデータと比較すると、AM 8 – 11 では、6 K 程度の温度差が示されていると思われる。これは 3 年前、Venera 10 が VLT PM 2 における赤道域での観測値とも一致している。Venera 8 が観測した温度データは、同じ LVT に Pioneer Venus Probe が観測したものに比べて、14K も低かった。その原因は 以前指摘したように反応遅延である。緯度 33 度で VLT PM 1 に取得した Venera 9 のデータでは、25 – 35 km において、Venera 10 – 12 との差が最大 25 K 程度みられた。これらの Venera の 4 つは太陽直下点付近で観測しているために、大気がより暖かくなっていることを示していると結論づけることができそうである。しかしながら、この解釈は Pioneer Venus DAY,NIGHT プロブのデータが 25 – 35km の間でほとんど差がないこと、すなわち VLT に依存していないことに矛盾している。VLT に温度が依存せず定常状態を保つということは日中、吸収した熱を一晩にして放出する必要がある、

夜中の冷却、日中の加熱がごくわずかであることを意味している。

太陽加熱の経度変化率は、Pioneer Venus LARGE と DAY の観測高度から Venera

9号の観測結果まで $T(z)$ が増加している必要性があり、以下の式より求められる

$$\dot{Q} = \frac{c_p \rho u \Delta T}{(R_v \cos \Theta) \Delta \lambda} \quad (\text{A.2})$$

c_p と ρ はその高度での比熱及び密度である。 u は帯状風⁵速度であり、 ΔT は観測された温度変化、 Θ と λ は緯度と経度であり、 $(R_v \cos \Theta) \Delta \lambda$ は朝面の探査機から (DAY のような) 昼面 (Venera 9 号のような) までの弧の長さである。 全ての解は、プローブデータと気体分布データから求めることができ、 $\dot{Q} (\text{Wm}^{-3})$ は、高度 z の関数として計算することができる。 緯度 30 度付近に着陸した DAY と Venera 9 のプローブは、帯状風速の分布が $u(z)$ であること (Counselman at el.1980)、加熱率が $0.1\text{--}1.1 \text{Wm}^{-3}$ の範囲内であり、その最大値が高度 20 – 30km 付近に存在することを示唆した。これは Pioneer Venus LARGE の太陽フラックス放射計より推測される高度 35km 以下の平均比熱 $4 \times 10^{-4} \text{Wm}^{-3}$ よりも非常に大きな値であった。大気を温めるのに必要な加熱率は、DAY の分布から Venera 9 プローブのものまでの全ての高度での和、 $\int_0^{60\text{km}} \dot{Q} dz$ は、 30kWm^{-2} のオーダーであり、これは緯度 30 度での日中の太陽熱吸収率の 45 倍程度である。これゆえに、Venera 9、DAY のデータ差は、太陽加熱を原因ではないが、これは他のプロセスか、もしくは測定誤差に原因がることが明確にされた。これは、Venera 10 – 12 と Pioneer Venus LARGE を比較したデータと矛盾しない。全ての高度において、必要な加熱率は、平均的な昼側の太陽入射のアルベド 0.71 の 40 倍以上である。その上、示唆された温度差は明確に規定された rms 測定誤差に匹敵する。従って、中緯度では昼側での加熱と夜側での冷却による温度の日変化は、測定誤差や、35km より観測される 1K 以下の差よりも小さい。

代表的な太陽加熱率が 60km 太陽直下点で 0.02Wm^{-3} に増加するような 50km 以上では (データは、tomasko at el.1980a より)、(A.2) によれば赤道付近の大気は昼側を通り過ぎる 90s^{-1} の風によって、5K 程度で暖められている。この高度でそのとき、適度な日変化があることが太陽加熱の結果として期待される。

温度の日変化のもう一つの原因は、振動的な鉛直運動における大気の圧縮・膨張による断熱加熱と断熱冷却である。Pioneer Venus プローブデータによると、35km より上空では重力波のような鉛直振動を維持可能な安定成層が存在している。この安定成層の議論は、後 (I.D) で行う。

もし 20km 以下に見られる昼夜温度差 (Fig.5 参照) が正しければ、自然な渦運動のような力学的なプロセスが原因であろう。Pioneer Venus や Venera のデータに

⁵風の東西成分のこと。これに対して南北成分の風を子午面風という。地球の場合は西から東に向かって自転している。赤道域が極域より太陽からのエネルギーをたくさん受けており、対流圏では赤道域の気温が極域より高いため、温度風の関係から上空に行くにしたがって西風成分が強くなっている。(『気象科学辞典』より)

よると、下層大気は緯度 30 度に比べ赤道付近は冷たい。それは、Fig.5 での、DAY, LARGE の 40km 以下での対比や、Fig.1 での Venera 9, 10 での対比で見ることが出来る。赤道から高緯度へ大気を輸送するような巨大スケールの水平渦が存在すると、このような状況下では大気は非等温となる。これは、下層大気中で見られる比較的大きな温度差の原因だろう。他にも、下層大気の中に渦が存在する可能性も指摘されている。

A.3.3 緯度変化

雲層より下の安定層 (0 – 40 km) において、Pioneer Venus での観測で与えられた温度の緯度変化 (Fig.3 参照) は 5K 程度である (Seiff et al.1980)。Fig.5 での緯度 30,60 度の DAY – NORTH 観測温度差は、雲より下で 5K 程度であり、すなわち高緯度の方がより寒いことが推定される。緯度 30,4 度の DAY – LARGE 観測温度差によると、(驚くべきことに) 中緯度よりも赤道のほうが寒いことがわかった。高度 40km 以上では、赤道域の温度は中緯度の温度に近づき、雲の上層 (高度 57km 以上) では、中緯度よりも暖かい。その高度では、緯度による温度変化が大きくなっており、赤道付近から緯度 60 度まで徐々に減少している。高度 60 km において赤道と緯度 60 度での温度差は 25K 程度である。

以上より、緯度 60 度以下における雲層の下で緯度変化は微小であるが日変化より重要といえる。雲の上層では、かなりの温度差が現れる。60 度の極向きの緯度変化もまた、電波掩蔽技術を用い (Kliore and Patel 1982;Yakovlev and Matyugov 1982) 雲頂から 45km まで計測されており、これから議論していく。

Fig.4 に示した圧力データは、緯度に依存しない。25km より下では、緯度による圧力変化は観測誤差よりも小さく、0.5% 程度以内である。25km より上では、圧力変化は基本的に温度に従う。それゆえに、緯度 30 度に落下した DAY,NIGHT プローブの圧力 - 高度曲線は、高度 58 km 以下では一致しているが、それ以上では、若干のずれが生じている。緯度 60 及び 4 度に落下した NORTH,LARGE プローブにおいても、55km より下では一致しているが、それより上空では赤道 (LARGE) の圧力は、緯度 30 度 (DAY,NIGHT) の値へと近付いており、緯度 60 度 (NORTH) の圧力は他の観測値に比べ低い値を示している。この上層を拡大したグラフは、Fig.6 に示した。

緯度が 30 度より高い場合、雲層における圧力の緯度変化は、帯状風の旋衡⁶平衡に一致していると考えられてきた (Seiff et al.1979b,1980;chapter 21 by Schubert)。この平衡は、自転しない惑星上での定常な摩擦を無視した大気運動の南北の運動量

⁶旋衡:気圧傾度力と遠心力のつりあい

の式から得た.⁷

$$\begin{aligned} \frac{u^2 \tan \theta}{R_v} + \frac{vw}{R_v} &= -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)_z \\ &= -g \left(\frac{\partial z}{\partial y} \right)_p \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

u, v, w は東西, 南北, 鉛直方向の風速成分で, y, z は南北, 鉛直方向の成分, ρ, p は気体の密度, 圧力, R_v は高度 z の場合の惑星半径, θ は緯度で, g は重力加速度である. 金星では, 赤道から一定の距離を保つ場合, $vw \ll u^2 \tan \theta$ であるため⁸に, この旋衡平衡の式へこれを変換する.

$$\rho u^{-2} \tan \theta = -R_v \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)_y = - \left(\frac{\partial p}{\partial \theta} \right)_z \quad (\text{A.4})$$

(A.4) を帯状風及び密度一定として積分することで以下の式が得られる.

$$u^2 = -\frac{\Delta p}{\rho \ln(\cos \theta_1 / \cos \theta_2)} \quad (\text{V.5a})$$

代わりに (V.5a) は圧力一定での高度変化の項で記述することが出来る

$$u^2 = -\frac{g \Delta z}{\ln(\cos \theta_1 / \cos \theta_2)} \quad (\text{V.5b})$$

これらの式は, 南北方向の圧力勾配が全球規模帯状流を拘束させる向心力の水平要素を生じさせる状況を表している.

風速の計測値分布を与えた場合, 旋衡バランスの圧力差は高度の関数として計算される. もしくは, 正確な圧力差によっても風は見積もられる. Fig.6 の緯度 30, 60 度での圧力データから高度 61km 以下の風速を求め, Fig.7 に示した. (Seiff 1982; Seiff et al.1979b,1980). 長い基準 (電波) 干渉計 (DLBI) 計測された圧力データから風速を計算し (Counselman et al.1980), Probe データと比較した. その結果から, 雲層における緯度 30 度以上の圧力緯度変化は旋衡風バランスによる帯状風を維持することと関連しているという推論に至った. しかしながら, 圧力差が測定誤差と同程度の雲層のはるか下では, この結論は確かめられなく, 圧力は高度の対して観測可能な程変化しないと結論づけられる. 風速データから予測されるように, 緯度 30 – 60 度における一定高度での圧力変化は Table.1 の 4 列について, 高度の関数として与えられ, 6 及び 7 行においてこれらの緯度付近に突入した Pioneer Venus プローブデータによって得られた差と比較される. 圧力差が, 0.5% 程より大きい場合は, 予測される圧力差と計測される圧力差の大きさは一致する. この一

⁷ Appendix A.1 参照

⁸ 雲層ほどの高度は, スーパーローテーションが生じており, 東西方向の風が卓越しているため

致は高度が増加するにつれよくなる。すなわち観測される圧力差が、より正確になるのである。

しかし、赤道付近の LARGE プローブが測定した圧力データは、上のパターンに当てはまらない。すべての高度において、緯度 4 度で計測された圧力は 30 度よりも低かった。それゆえ、 Δp は、これらの高度で旋衡バランスが当てはまらない証拠の一つである。60km 以上では、NORTH - LARGE の圧力差は期待される大きさに近付いているが、NORTH - DAY の観測値の差は当てはまらない証拠である。；緯度に伴って、これらの差は NORTH - DAY の観測値の差の 1/4 程度程度、すなわち高度 60 km で -4 - 5 mbar になるであろう。225 mbar における、およそ +10 mbar の観測された差は、有意な程大きい。それらは、緯度 30 度以下では旋衡バランス項よりむしろ他の項が運動方程式において重要になり、高度に対する圧力差を支配することを示している。それゆえに、例えば非定常流もしくは渦運動が存在するだろう。赤道プローブで測られた高度 40 km 以上の南北風は赤道方向に偏っていた。すなわち圧力差が観測されたという意味である。(Counselman et al.1980)

緯度 60 度以上では、雲頂高度より下の大気構造の観測は電波掩蔽技術によって 4 bar 程度下まで計測され (Kliore and patel 1980,1982;Yakovlev and Matyugov 1982) Pioneer Venus Orbiter の赤外分光計により 800 mbar まで (F.Taylor et al.1980) 計測されている。もし、Kliore and Patel(1980) や Taylor et al.(1980) に従って Fig.8 に示すように圧力と温度座標にとってこれらのデータを比べると高度の不確か性の影響を取り除ける。示した $z(p)$ の値は、NORTH プローブの値を基に静水圧平衡を用いて求めた。極域に匹敵する 52 度もしくは 55 度の温度観測値は、67 km 以下の高度において、かなりの温度差があるというデータの証拠を見付けた。その差は温度掩蔽データでは 30 K まで、赤外分光データでは 40 K あった。

この掩蔽データによると、これらの温度差は雲の中や下まで拡大しているが、高度 40 km では減少している。緯度 74 度及び 84 度の二つの掩蔽データを p, T 座標で比較すると温度差は数 K 未満であった。しかし、同じ緯度での他の掩蔽データの比較では、時間依存の差が存在することがわかった。63 度や 53 度での低緯度では、掩蔽データは一般的に NORTH データの直接観測分布と比較でき、それも Fig.8 に含めた。

Fig.8 右の赤外データは、(輝度温度というよりもむしろ) Fig.9 から得られる温度を修正したものである。Fig.9 は、log スケールの圧力値と緯度座標での局所平均を取った全球の等温線を見ることが出来る (これらのデータは、F.W.Taylor と J.T.Schofield によって快く提供された)。800mbar では、赤外觀測で得られた温度は電波掩蔽のデータから - 30 K 補正される。この補正は、200 mbar では生じず、この調和は定量的である。この補正は、雲の影響をモデルに組み込むことの難しさや、

下層大気からの限られたシグナルの寄与の限界に依るものであるしかしながら、緯度に伴う温度の相対変化は、たとえ補正が生じている領域であっても電波掩蔽データではほぼ同じであった。

Fig.9 での興味深い全球等温線は、200 m bar, 75 度付近で最低気温を示しており、それは同じ圧力レベルの赤道付近よりも 35 K, 緯度 60 度付近よりも 15K も低いことを示している。そして雲層付近では、緯度 75 度から極向きに温度が上昇していた。

その最低温度の緯度は、赤外データで得た画像 (F.Taylor et al.1980) で見た場合、二つの強い放射によって明るく見える場所とほぼ一致している。この最低温度は緯度 65 ± 3 度であり、極付近の雲の中央緯度に極向きで存在する。したがって、最低温度は F.Taylor et al(1979b) により提案された雲の沈み込みによって起こる放射の窓による熱の消散に関係している。この放射特性のペアは、極の周りを 2.7 日周期でまわる。Fig.9 は日周平均のダイアグラムであるので、放射的な特徴を横切る実際の最低温度は、ここで示される平均値よりも低いだらう。この金星の雲の中で温度最小となる特徴は、高い高度での電波干渉 (Kliore and Patel 1982;Yakovlev and Matyugov 1982) や直接調査した温度分布 (Seiff et al.1980) で雲頂レベルに見られた温度逆転に関連している。

これらの電波掩蔽や赤外分光観測によるデータは緯度 60 度以上で、熱の分布を見るのに有効な情報である。そのデータによると、極域の大気は明らかに低緯度よりも冷たく、それは、Pioneer Venus LARGE プローブ soundings が得た赤道付近の温度より 200mbar で 40K 程度、1 bar で 26K 程度、3bar で 22K ほど低い。Kliore and Patel (1982) は、1bar レベルにおける、明白な緯度変化を明らかにした。作成しなおした Fig.10 によると赤道 - 55 度では温度がほとんど変化せず、もっと高い緯度では温度の緯度変化 ($\frac{\partial T}{\partial \Theta}$) は、0.9K/degree 程度の一定の割合を保っている。Yakovlev and Matyugov (1982) は、赤道 - 75 度では、高度 56 km(420 mbar) において 11 K , 高度 60km(210 mbar) において 17K の差があることを明らかにした。

この極域温度の大きな差は力学的に重要であり、十分に理解がされていない。もし、帯状風の旋衡風バランスが、風速が $\cos \Theta$ に伴って緯度 60 - 極で 93 - 0m/s に減少ながら極域まで成り立っていると仮定すると、高度 60 km 緯度 60 度において極向きに 20mbar 程度の圧力差が期待される。これは、210 mbar の等圧線が 0.50 km も下がっていることにほぼ一致しており、60 km 以下における大気平均冷却が 1% 程度下がっていることになる。この 40 km 以上で観測された冷却は 15% に相当する。それゆえに、極付近における大気の高さ差は、40 - 60 km の高度の温度データによって推定でき、1.3 km 程度である。さらに、単純な帯状風の旋衡バランスはこれらのデータに依存していないように見える。緯度 75 - 80 度に中心がある、

hotspot の回転双極子の構造も、より複雑な力学を示唆している。緯度 75 度付近での 100 mbar 以下における等温線の対称性 (Fig.9) は、二つの加熱された場所が一组の渦になるかもしれないことを示唆している。このような渦の形は、時々、地球の両極付近で真冬に見られる (例えば, Palmen and Newton [1969, Figs.3.1, および 3.4] で与えられた等圧, 等温線に示されている)。いずれにしても緯度 60 – 極での差は、低 - 中緯度での一般的な対流よりも複雑な力学に関連している様に見える。

A.3.4 微細な熱構造と静的安定度

Pioneer Venus の Probe (特に高度 64 km 以下を 2 秒ごとにサンプルを取りながら赤道付近へゆっくり降下した LARGE Probe) の降下中に得られた温度分布には興味深い詳細構造がある。Fig.11 では、このプローブの全てのデータ 3 点ごとを、高度に対してプロットする。そしてこの分布を 15 km でこの分布と交差する断熱温度減率及び $\frac{dT}{dz} = -8.98 \text{ K km}^{-1}$ で得られる一定の温度減率直線と比較する。またこの温度減率の値は、19 km – 32 km での高度範囲上で観測値に近付いている。(断熱温度減率は、 $T=466 \text{ K}$, $z=33 \text{ km}$ を通過する傾き 8.98 K km^{-1}) の直線) Pioneer Venus LARGE probe の雲粒測定器のデータによる雲層の場所 (Ragent and Blamont (1980)) も記した。

このグラフは、金星の下層大気の限られた高度を除いて、おおむね静的安定であることを示している。19 – 26 km では、計測された温度減率が断熱温度減率とほぼ並行であるが、若干安定である。一方でこの高度 (19 – 26 km) の上下では、群を抜いて一定であると思われる (準断熱である)。もう一つのほぼ断熱な高度区間は、雲の中間層で起こる (Seiff et al.1979b)。観測する前には、一般的に対流的な大気が期待されていたのであるが、その二つの高度以外では、大気は対流しているというよりもむしろ安定していることがデータからわかった。

分布をもう一つの注目点は、下層大気の温度傾斜を適用したものに比べて、雲層が比較的暖かいことが観測されていることである。この温暖化 (いわゆる局地的温度変化が -8.98 K km^{-1} と異なること) は、比較的大きく、高度 48 – 52 km では、28 K 程度である。現象論的にはこの温暖化現象は、下層の大気からの赤外放射を吸収するために生じる。この放射的に暖められた雲は、下方向に再放射し、すぐに下方向の大気を暖める。この下方向への加熱は、雲の下層で生じており、安定的な温度減率が 32 km 付近の値に下がる原因となっている。また、安定した温度減率は 2 次元の全球的な熱バランスと循環モデルの環境から説明されるであろう (stone 1974)。短い議論はこの節の最後に記してある。

温度減率の変化は、雲層付近の境界で独立して起こるので、その変化は、層の境

界を横切る雲の光学的特性における変化は決まる。雲の下層と中層の間では、小さいながらも、ほぼ断続的に温度と傾きが変化している。最下層の霞の層に関連する 1 K 程度の不連続が見受けられる。上層の雲の下の境界では、温度減率に急激な変化が見られる。

高度 58 km – 60 km , 温度 272 K の上層雲において温度減率は 1 km で、2.3 K km⁻¹ 減少する。また、雲層内に温度減率が 0 となる深さ 0.2 km の層が存在した (270.0 K において、3 つの連続した観測点があった)。これより、この水平域は水、もしくは濃硫酸を含む相変化反応が生じていると推測されてきている (Seiff et al.1979b)。例えば、80 % の硫酸の凝結温度は 270 K で、雲がみぞれを降らせない限りは液体から固体に変わる相では全ての雲粒凝結温度が凝結高度に留まる傾向がある。これは温度水平域の中で重要だろう。これは、Knollenberg and Hunten(1980) の 3 粒子モードより高度より上の高度は検出されないけれどもモード 1 粒子の数密度は急激に増加している。これらの変化も温度の影響だろう。

Venera 10 – 12 の温度データ及び温度 737 K, 圧力 92 bar を通る断熱温度減率を比較したグラフを、Fig.12 に示した (これは Avduevsky et al. によってすでに発表されている)。これは、Fig.11 のように雲の下の安定成層を示している。Fig.12 からの安定性の概算は、表 II に示した。安定的なものうち、1 つだけ例外がある。それは Venera 10 の高度 30 – 35 km でのプローブのデータでは温度減率は不安定を意味する 0.1 K km⁻¹ であった (表 II では、高度 30 – 40 km における温度減率は Venera 10 のデータを除いてある)。地表面付近での安定性は、ほぼ 0 であると特徴づけられる。Pioneer Venus プローブデータとは反対にこれらのデータは中間雲層が安定していることを示している。しかしながら、Pioneer Venus プローブデータと一致して雲層のちょうど下の非常に安定な層がある。この Venera 10 – 12 から推測される安定性を Pioneer Venus LARGE Probe のデータをグラフ化し、比較したものを Fig.13a に示した。この比較による、金星時間に大きな差があったにもかかわらず、著しく定量的であることがわかった。しかしながら、LARGE プローブデータにより示される Fig.12 のデータから得られる高度解能では詳細な特徴を比較できない。Avduevsky et al. は、Venera 10 – 12 データは、Venera 4 – 6,8 とは異なりおおむね安定大気であることを確かめ、観測誤差が、早期のプローブでの温度減率の精度に影響を与える可能性を指摘した。

Venera 9,10 の電波掩蔽観測を用いた安定性の推測は Yakovlev and matyugov (1982) によってなされた。彼らはちょうど 50 km から始まり、観測の下限まで広がっている安定成層温度分布の証拠を見付けた。他の分布では、この特徴はあまり目立たない。彼らは、夜側の 51 – 58 km, 昼側の緯度 62 度での高度 50 – 60 km まで広がる幾分不安定 (対流) な層も報告した。昼側の低緯度 (~ 15 度) では、対流層は 55 km 以下で低緯度に限られる。

Pioneer Venus の 4 つのプローブから得た安定性の目安 $(\frac{dT}{dz} - \Gamma)(z)$ を Seiff et al, 1980 より再掲し, Fig.13 として示した. Fig.13 は, 金星の朝側, 夜側の各 2 点, 計 4 点の広く分かれた場所でのデータにも関わらず, 強い相似性を示した. 全ての 4 データに共通する特徴は以下の通り.

1. 雲の下にある厚い安定層
2. 雲の中間層にある対流層
3. 20 – 30 km でほぼ断熱な層が見つまっているが, 夜面や緯度 60 度でより低い高度へ向かっている. 断熱層は朝より夜側のほうが厚いことも指し示している.
4. 雲の上層では, 強い安定へ素早く遷移している. この遷移高度は, 私たちが対流圏界面と定義しているところである.
5. 15 もしくは 20 km より下方から Pioneer Venus probe の観測下限である 12 km までの安定した温度減率の傾き. これは, Fig.11 において 20 km より下の断熱温度減率の傾きと比較した $T(z)$ の傾きの変化からも明白である. もし, この変化が事実であれば, 放射輸送をともなった力学 (鉛直流) の組み合わせの結果だろう.

安定性を評価するのに使われた (Seiff et al.1980) 断熱温度減率を Fig.14 に再掲した. これらは, 気体の欠点も許容し, 純粋 CO_2 及び 95.65 % の CO_2 と, 3.5 % の N_2 を混ぜた大気両方を下の方程式から評価した.

$$\Gamma = -\alpha T \frac{g}{c_p} \quad (\text{V.6})$$

α の定義は以下の通り

$$\alpha = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P \quad (\text{V.7})$$

理想気体の場合は, $\alpha T = 1$ である. Fig.11,12 の断熱温度変化は, 方程式 (6) と, Fig.14 で示した $\text{CO}_2\text{-N}_2$ が混ざった大気温度減率を地表面温度 737 K として算出した.

Fig.11 の温度分布を元に温度減率に戻ってみると, 精密な考察では, 解像度 0.2 K の分析よりも, 激しい温度変化 (すなわち, 近似曲線からの値のずれ) は分からない. 全ての点を拡大したスケールでプロットすると, 全てのその変化は未だスムーズである. 44 – 50 km の間で, 傾きの中にいくらかの変化 (いわゆる小さな振幅の

波)が生じている場所がある。これは、対流的な乱流は起こらないと思われるような非常に安定した温度減率層にある。風のシアー乱流は、以下の方程式で定義されるリチャードソン数⁴をによって示される。

$$Ri = \frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} / \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \quad (\text{V.8})$$

リチャードソン数は、臨界値 $5\frac{1}{4}$ 程度より小さい。高度 46 – 48 km の間にある局所的な 3 m s^{-1} 程度の大きなシアーを除くと通常これは、風の小さなシアー層である (Counselman et al.1980)。この温位 Θ は、 $\frac{d\Theta}{dz} = \frac{dT}{dz} - \Gamma$ を高度の関数としてプロットした Fig.13 にも示されているように、この高度で急速に変化する。これらのデータから見積もられたリチャードソン数はおよそ 2 – 6 である。それゆえに、シアー層は、乱流にならずに、理論的に安定である。しかし、リチャードソン数が $1/4$ 以上の場合にも地球大気において明白な空気 (シア) の乱流が観測されることがある。Woo et al.(1982) は金星において 45 km 付近に低い乱流層を見つけ、それを乱流によるものとした。彼らは、温度変化振幅を発見した。その振幅は、大きさ 100 m 程の乱流の場合、振幅が 0.1 K 程度である。それゆえこの発見は、直接観測された温度の空間的变化と矛盾しない。Yakovlev and Matyugov (1982) もまた、夜側高度 45 – 50 km で最大の乱流変化を無線掩蔽データから見つけた。両グループは、丁度 60km 以上でも、ピークの強度を持つ二つ目の乱流層を発見した。

50 km より下層での大きなスケールの温度グラフには、はっきりとした断熱的な二つの傾き変化と、鉛直波長が 0.5 – 0.8 km である振幅の小さいいくつかの波がある。傾きの変化は、雲層の境界に関連があると発見された。それゆえに、小さな温度の補正を伴う傾きの最大変化は、温度減率が局地的に 3.94 K Km^{-1} に下がっている 49.66 – 49.90 km にある下層および中層の雲の間にあるギャップで起こる。その温度減率は、LARGE プロブデータからは 50km より下に存在する最も安定な小規模領域をつくり出す。他の傾きの不連続は最初の detached cloud 層の底付近である。振幅 0.5 K 以下の波は、この下から 44 km まで続いている。この領域は、雲粒分光計によると毎立方メートルあたり 4×10^5 、 $3\mu\text{m}$ の粒子があり、粒子密度は、下層の雲より 2 桁も小さい (しかし、大きな粒子を数えている) が、相当数の粒子がある。波構造は、ランダムというよりもむしろ規則正しいので、それは乱流というよりもむしろ、これらの粒子とそれらの緩やかな密度 (不均一の集合) 変化に関連しているだろう。

中間雲層の対流領域では、0.2 K 以上の温度変化が存在しない。10 – 30 km の

⁴密度成層をした鉛直シア流の運動において、密度成層と鉛直シアの相対的な重要性を示す無次元数 (「気象科学事典」日本気象学会,1998,東京書籍)

⁵流れの全ての領域で、 $Ri > \frac{1}{4}$ であれば、シア流中に加わった微少擾乱は最終的には減衰する。すなわち、シア流は安定である。逆に、流れのなかのどこかに $Ri < \frac{1}{4}$ となる点があればケルビン・ヘルムホルツ波などのように増幅する擾乱が起こる可能性がある。 $Ri < 0$ のときは、密度成層が不安定であり、対流が発生する。(同上)

準断熱層でも同じである。下層の $T(z)$ に、小さな振幅の波があり、その振幅は、およそ 0.2 K で、あるものは、ピークで 0.5 K である。いくつか存在する。この波は定常ではないが、長さにして 1 km 程度である。これらの観測に用いられてきた観測器の反応時間は、50 km 以上では、1.25 s 程度、19 – 30 km では 0.01 s 程度である。このことから雲層内では 20 m 以上、下層大気では 0.25 m の乱流変化に対応できる。それゆえに朝側の境界での 60 km より下方の金星大気では 0.2 K 以上の乱流温度変化はないということをデータは指し示している。この結論は、Seiff et al.(1980) にかえさせていただく。

A.3.5 理論モデル

温室効果を基本とする金星の厚い大気における高い温度を説明する理論モデルは、Sagan(1960a) までさかのぼり、その直後には高い気温がマイクロ波の放射によって検出された。モデルは方法論において進歩的に改良されてきており (Pollack 1969b)、大気の化学的、量子的、光学的特徴の最新の記述を反映させてきた。Sagan の解析では、表面において気圧 4 bar、気温 600 K を維持するには二酸化炭素吸収スペクトルにおける放射窓でも放射を吸収することが重要であり、そのためには 0.05 ~ 0.23 % の少量の水蒸気が必要であることを発見した。Pollack(1969b) では、氷雲を想定して、気体組成を選択するために Venera 4 及び Mariner 5 のデータを用いて、太陽加熱を計算した。表面圧力は、当時はっきり分からなかった。なぜならば、Venera 4 は地表面に着陸したかどうかの論争があり、それゆえに異なった p_0 を持つモデルが作られ、分析されていたからだ。Pollack は、想定された状況下で 0.5 % 程度の水蒸気が地表面温度の観測値を維持するであろうことを発見した。Pollack and Young(1975) は、水蒸気との混合比が 0.03 % である 75 % の H_2SO_4 の雲を想定し、太陽析出分布を決めるために太陽フラックスの下方向成分データに Venera 8 データを用いた。雲の中層では 1 – 6 bar に広がるものを仮定したが、現在広く知られている値は、0.45 – 1 bar である。これらの仮定や、直径 6 μm の雲粒子を合わせて考えると、温度分布は 600 K となる 16 km 以下において超断熱となるように描かれる。この高度以下では、大気は地表面へ対流し下降していると推測される。高い高度では、温度は Venera 8 データに対しおおむね 50 K 差がそれより近い値になった。

Pollack et al.(1980a) の計算では、金星の化学的・粒子的環境や Pioneer Venus や Venera 11,12 のプローブによって計測された太陽加熱を反映させた。水蒸気集積や、太陽加熱、粒子分布など、熱的に重要な不確定要素があり、様々な場合が考えられた。初期の論文では、一次元で太陽加熱は全球平均値を用いて計算していた。Tamasko et al.(1980a) による全球の正味太陽フラックスは計算の入力として使われた。一般的な結論は、入力パラメーターの組合せで観測値 (温度及び温度減率) と

比較的近い値を得ることができる。しかし、この組合せは一つである必要はない。これは、Pollack et al.(1980a) の計算に基づいた Fig.15 に描かれている。この図は、Fig.2 とは異なり、高度と圧力の関係は、独立しモデルから推測されている。Fig.15 によると $z(p)$ とともに、 $T(z)$ による変化することを許されている。ほぼ平行な断熱温度減率はいくつかのモデルから得られる。

4 つの金星環境の再現を示した。4 つ全てにおいて、放射平衡における温度減率は + 印で示した高度以下では超断熱⁹となっており、この高度より下の大気は断熱として描かれている。対照的に、この高度では Fig.15 に示したように Pioneer Venus LARGE プローブの温度分布からの証拠や、以前議論したように、そのデータは若干安定的な大気であることを示している。35 km より上では、4 つの場合のうち、2 つでは 44 – 60 km での温度減率において安定的な変化を示している。

この質的に観測された安定性を示したモデル (a),(b) は、両モデルとも雲の上に Mode 0 粒子と呼ばれる微粒子領域の存在を仮定した。これらは平均的な粒子である直径 $0.0065 \mu\text{m}$ (65\AA)、光学的深さは可視光で 0.15 で与えられる。それらは 64 km から計算の上限である 85 km まで広がっていると仮定した。このサイズの粒子の存在は、金星の全球的な放射平衡よりも宇宙へ赤外放射の防ぐために Suomi et al.(1980) によって最初に仮定された。Fig.15 で描かれた計算結果は、Mode 0 粒子が雲層高度以下において観測される大気の加熱や、厚い安定層の存在にとって必要であることを示している。

異なる太陽加熱の高度と、2 つの H_2O 蒸気の混合比の鉛直分布でのモデルの結果も Fig.15 に示した。太陽加熱の Upper Limit は、Tomasko et al.(1980a) の観測値による不確かな高度を上限としたが、Nominal は観測した高度である。この上限での加熱は、雲中の Nominal の 1.5 倍、40 km より下の高度の 1.35 倍である。下層の H_2O の混合比分布は、Moroz et al.(1979c) の分光測光器のデータを基にし、上層では Oyama et al.(1980a) の気体組成分析器より得た。

すべての組合せにおいて正しい大きさの結果が得られた。2 つの場合では、雲の下の全ての大気で、放射平衡というよりもむしろ対流平衡であることがわかった。このゆえに、この場合温室効果モデルの役割は、対流が生じるような状態を構築する事であり、理論的にはそれは温度分布を支配している対流である。放射不均衡であるこの場合、二番目に重要な放射輸送の役割は、放射不均衡が対流や大循環と駆動する熱源であることである。

Case(a) は、雲の中及びちょうど下での観測とよく一致する (Fig.15)。太陽加熱の高度のみ Nominal に変換した (b) の場合、観測された分布のなかに見られた曲

⁹ $\frac{d\Theta}{dz} < 0$ の場合。大気は不安定状態

線を保つが、雲や霞層で観測値より寒くなる。Case (c) は、case (a) と関係がある Mode 0 雲粒子を取り除いた場合の影響を示している。全ての高度で観測値より冷される。特に雲の下では顕著であり、ここでは観測された安定分布はもはや得られない。Case(d) は、太陽加熱の上限と H₂O 蒸気の凝結を結びつけ、すべての高度で温度は観測値を上回る。それは、雲の下の安定層では示されない。Fig.15 に記していないが、太陽加熱は Nominal、高い H₂O の蒸気の分布を仮定し、Mode 0 粒子を無視した 5 つの場合で、地表面温度 699 K というとても低い値であった。そのため、高い H₂O 蒸気は、太陽加熱や雲の熱影響が減少することにより補われる。

雲層下の安定成層状態は、放射平衡だけでは未だ説明できていないので、おそらく大気力学を必要とするかその結果として起こるであろう。下層大気の安定した温度減率は、小さなスケールの熱対流を抑えているであろう。それゆえに、下層大気のほぼ断熱状態により、巨大スケールの大循環を保っている可能性が最も高い。Stone(1974) は、安定した温度減率は ハドレー循環の結果であることを議論し、もしハドレー循環の渦が赤道から極まで熱を輸送しているなら、本質的に安定した温度減率が必要とされていると指摘した。赤道 - 極間の温度差が極めて小さい (0.02 K) の場合、彼は 0.2 K/km 程度の安定成層が生じるとを発見した。現在存在する (高度 1 bar で 25 K 程度, Fig.10) と知られている大きな南北差は大きなスケールの力学 (ハドレー循環) は観測された 1 K km⁻¹ 程度の安定成層の高度を説明することができると思われる。

A.4 中層大気: 雲の上から 高度 100 km まで

A.4.1 観測された構造と緯度化の特徴

雲頂 - 100 km にかけての大気温度構造は、Probe と PVO ミッションの三つの手段によって計測された。代表的なデータは、Fig.16,17 に記した。Probe による大気の密度構造のその場観測から導かれた温度データ (Seiff and Kirk 1982) は、Fig.16 に再掲し、また同じ方法 (Avduevsky et al.1979) で計測した Venera 11,12 の予備的結果も掲載した。Pioneer Venus Orbiter の赤外電波計によるリモートセンシングと電波掩蔽によって得られたデータを Fig.17 に掲載した。Yakovlev and Matyugov(1982) の電波掩蔽計によって Venera 9,10 が得たデータは Kliore and Patel とほぼ同じであった。

Fig.9 によると日周変化や一時的な変化も平均した地域的平均温度分布で赤外温度の回復がみられたのは、30,65,75 度であった。高度は、静水圧平衡の式より $T(p)$

データの積分で決定された.

$$z = z_{ref} + \int_p^{p_{ref}} \frac{RT}{g} d(\ln p) \quad (\text{V.9})$$

圧力基準面での高度は, 前章から議論されているプローブが降下中に得たデータを用いた(ただし, より高緯度が想定されている). DAY プローブで得た温度は, 赤外電波計で測った温度と比較して Fig.7 に記す. Probe の観測値は同緯度の緯度平均赤外分布において, おおよそ 10 K 以内であった(95 km 付近ではずれがもっとも大きく, 30 K も生じていた). 詳細な調査により赤外觀測のある平均分布により, ある一瞬, ある場所の観測値である DAY プローブのデータは大きく振動していることがわかった.

緯度 -26,-52,72,85 度における電波掩蔽の結果を Kliore and Patel(1982) より任意に 4 つ選択した. この高度は幾何光学と惑星の中心からの探査機までの半径距離から定義され, 精度は, 0.5 km 程度以内である. 6052 km の惑星半径は, 一律に高度の基準として用いられた. これらの 4 つの掩蔽データは雲層及びその上空において, 赤外, Probe データからもよく似た温度分布を見ることができ, 分布は緯度に依存しないことを示した. 70 km より上空では, 極の大気は低緯度よりも暖かく, Fig.9 での 20 mbar 以下の圧力の地域をみるとはっきりと示されている. 極付近では, 雲の上の大気はほとんど等温で, 243 K のそれが 73 km まで続く.

70 – 85 km 程度の緯度 60 度までの温度減率は $3 - 4 \text{ K km}^{-1}$ 程度である (Fig.16). 緯度 45 – 80 度間において, 60 – 70 km で逆転が起こっている. この 60 – 70 km の高度は, 同時に変わりやすく, 明らかに断続的に起きる Polar collar cloud と赤外放射窓の回転ペアと関係している. 85 – 100 km の大気はほぼ等温である (Fig.16,17). この高度での断熱温度勾配は 11 K km^{-1} より大きいため, $3 - 4 \text{ K/km}$ の温度勾配はこの層が非常に安定であることを示している. ; 等温層や逆転層は, より安定である. この安定性や雲上層で起こっている急激な安定性の逆転のため, その上にある領域は地球の成層圏大気に類似している. Fig.13 の安定性の図に見られる雲頂での温度減率の突発的な変化は Fig.18 の温度データからも視覚的に明らかである. 圏界面高度として定義される雲の中層の上端である 60km 付近で, この変化は起こっている. 200 – 400 mbar の対流圏界面圧力は 4 つの Pioneer Venus Probe での計測温度より求めている. Kleore and Patel(1982) は莫大な数の掩蔽データを研究し, 圏界面の圧力が赤道付近の 450mbar から緯度 50 – 75 度(極周りの雲が自転している地域)まで極小の 200 もしくは 125 mbar まで減少していることを発見した. 対流圏界面の圧力は緯度 80 度以上になると 250 mbar 付近では逆に増加している. Yakovlev and Matyugov(1982) では, 夜側の緯度 34 度以下では, 対流圏界面の圧力は $300 \pm 20 \text{ mbar}$ であるとした. 地球大気の対流圏界面は 255 mbar, 木星の対流圏界面は 200 mbar (Hanel et al. 1979) で生じている. それゆえ, この対流圏界面の圧力は 3 惑星全てで 200 mbar 付近である.

ちょうど 60 km より上空の逆転層は赤道付近でわずかに存在する (Fig.17,18) が、緯度の増加にともなって卓越する。逆転層での温度は、緯度 70 度で 30 K 増加している (Kliore and Patel 1980,1982;Yakovlev and Matyugov 1982)。電波掩蔽観測から緯度の増加にともなって、逆転層での圧力の下限は緯度 60 – 70 度での最小値の 90 mbar へ減少しており (Kliore and Patel 1980)、より高い高度での運動を示唆している。その場観測や電波掩蔽での温度分布によると、この逆転層は高い正の温度減率に対し、とてもすどく、素早い出だしを示す。高度分解能の限界のために、中層大気での分析によると、赤外温度の回復は逆転層でスムーズになる傾向があり、緯度 65 度でほぼ等温であるが、緯度 75 度での温度の最小値が生じている (Fig.17)。しかしながら、赤外電波計のデータから得られた全球の等温線図、緯度 75 度、150 mbar 付近で起こっている温度の最小値が 225 K である中層大気温度構造を見るのに非常に有益である。この最小温度逆転層が関係があることは明らかである。

逆転層は雲層の上層から”clear” 大気の上層までの放射平衡による変化に関連するとされており (Seiff et al.1980)、低緯度での緩やかな逆転層も説明可能である。75 度での最低温度については、他の説も見受けられる。以前に記したように、ここは極付近の赤外放射窓のもっとも明るくなっている緯度である (F.Taylor et al.1980)。それゆえに、宇宙への熱放射は 60 km 付近での温度最小値を説明できるかもしれない。温度最小値の緯度は、F.Taylor et al.(1980) Plate 3 では 65 ± 3 度にみられるように poller coller cloud が存在する緯度のよりも高いところである。これらの雲はなんらかの方法で放射窓に関係しているのかも知れない。しかしそれらは直接最低温度に一致しているわけではない。それゆえに最低温度を反映した高緯度の深い逆転層は、二つの赤外放射窓の回転や放射吸収か、温暖化による影響をうけた。高度 60 km 付近の寒冷化の結果をであることを示唆している。F.Taylor et al.(1979b) では、放射窓は、ハドレー循環の下降流によって生じた極付近の雲の低気圧が原因であるとされる。Yakovlev and Matyugov もまた”冷たい層は 54 - 80 km、緯度 66 - 74 度において、まわりの温度よりも 10 - 15 K 低い”。この冷たい層は、より低緯度での Taylor の最低温度に一致し、おそらく断続に極まわりの雲を取り囲んでいる。

70 – 90 km では、Fig.16,17 に示した三つの実験のデータより、中層大気は一般的に赤道付近より高緯度の方が暖かいとみられている (F.Taylor et al.1979b)。これは、基本的に赤道付近では、太陽加熱が大きいので意外な変化の方向であるが、この観測されたふるまいの理由はまだはっきりしていない。極放射窓を通った下層大気からの赤外放射は、一つの可能性である。他の可能性は極温度が力学的に支配されていることである。

雲頂での風は主に南北方向の圧力勾配による東西風なので、この状態の上層への

連続性が期待されている。この可能性は大気その場観測を行ったプローブと後に周回衛星の赤外実験より得た Fig.20 で見られる、100 km より上空での圧力データから考察されている。圧力は、60 km の 200 mbar から 100km の 0.025 mbar におおよそ指数関数的に減少している。平均スケールハイトは 4.5 km 程度である (90 km 以上での二つのデータの間小さいながらも体系的な偏差が存在した。100 km で 25 % の圧力差が導かれており、赤外分光データは、0.030 mbar , entry probe のデータでは 0.024 mbar であった)。これらのデータによると、圧力は緯度とともに変化し、高緯度での圧力は 85 km 以下でより小さくなっている。70 km において、これらのデータにおいて $\frac{\Delta p}{p}$ の値は 20 % 程度である (Δp は緯度 30 度と、60 度の間の圧力差である)。この圧力差は、高度が上がるにつれて減少し、85 – 90 km 付近でなくなる。圧力勾配は、60 km 以上で旋衡バランス保っており、圧力勾配とつりあっている。圧力勾配とつりあっている東西風は Fig.7 に記してある。このしるしは、Probe での圧力データに由来しており (Seiff and Kirk 1982), 赤外圧力データ (Schubert et al.1980a) からは、70 km より上空では固いカーブがある。見積もられた風は雲頂付近でピークに達し、90 km 付近で 0 に向かって減少する。それゆえに極方向への温度増加は、上層で東西風を減速すると判断した。それと同時に雲層における極方向への温度減少はそこでの東西風速度の増加に関係しているだろう。より深い議論は Schubert (1983) によってなされている。

A.4.2 一日及び一時的な変化

昼夜との温度分布は 100 km 下においてははっきりと区別されておらず、むしろそれらはお互いに何度か交差しているので、Fig.16 における DAY, NIGHT プローブでの温度データの調査より、一時的な変化は日変化よりももっと重要であるという推測される。Fig.9 に示した赤外温度の補填は、昼側と夜側の変化の平均で定義しているので昼夜差は区別されないが、赤外輝度の温度は個々の軌道での昼夜差を示している。これらは、数 K 未満であるが、一時的な変化は、100 km より下での日周変化より大きいと思われる (F.Taylor et al.1979b,1980)。

Fig.17 における DAY プローブでの比較と緯度 30 度での赤外東西平均データにより一時的な変化の性質は、明らかにされた。東西平均分布の瞬間観測値の振動は、波のような振動、おそらく重力波を示唆しており、温度の振幅は 70 km で 10 K , 95 km で 30 K まで増加している。これらは、振幅が高度とともに増加する振幅がある鉛直振動での断熱加熱/冷却の結果として起こるものである。F.Taylor et al.(1979b) は”鉛直方向で大きな役割は、惑星波を示唆している。そして他にもあまり体系化されていない”とコメントし、そして、(1980) では”温度分布ではほどほど大きな程度の変化が見られ、個々の補填の不在は、金星の特徴として考察されるべきである。”とコメントした。赤外輝度の温度振幅は 5 – 10 K で、緯度及び高

度に依存している。

赤外データのこれらの変化の周期性は, Apt(1982) によって調査されてきた。65(雲頂) – 87 km において特徴的な 5.3 日周期振動が優性である。緯度 70 度以上において, 雲頂高度に二番目に強い 2.9 日周期振動も現れる。これは, 極付近の 2.9 日周期で自転していると観測されて来た (F.Taylor et al.1979b), 二つの赤外窓の極の回転に関連がある。全ての変化幅は赤道に向かうにつれて減少する。それはちょうど緯度 10 – 20 度で認識可能となり, 緯度 60 – 70 度でみられる振幅 0.25 – 0.1 のオーダーの波が認識できる。振動は, 5.3 日周期で自転している雲の中層では温度変化によって駆動される熱の波であると Apt は示唆している。これらの温度変化は昼側では大気の太陽加熱に起因する。

Woo et al.(1980,1982) と Yakovlev and Matyugov(1982) はちょうど 60 km より上空の電波掩蔽で観測された乱流変化の振幅は赤道付近に比べて緯度 60 – 85 度において増加していることを発見した。これは, これらの極方向へ増加している乱流変化と Apt の振幅に関連がある可能性を示唆している。しかし, 後者は一般的に乱流に区分されないような長い周期のものである。長い周期の振動は, もしかすると短い周期の乱流を引き起こすかもしれない。しかしながら; もしくは, 惑星から大きな距離において観測を行う電波掩蔽観測は, 波動が完全に規則的でない場合は, それによって空間的な変化や擾乱を示す長い周期の振動のピークの隣の谷の存在する場所を抽出しているかもしれない。

A.4.3 理論モデル

この高度領域と中層圏と熱圏を貫く 100 km まで拡大した理論モデルは, Dickinson によって 1972 年に発表され, 再び 4 年後修正された (Dickinson 1972,1976)。これらのモデルは, 雲や霞は考えず二酸化炭素のみの大気で放射伝達方程式を解いて求めた。この放射モデルは分子力学と二酸化炭素分子の放射過程を非平衡な状況含めて詳細に考慮した。Dickinson は, 中層大気で観測された微小な日変化を考慮し, それを緯度 60 度以下で計測された温度と直接比較できる全球平均モデルを計算した。この比較は, Seiff and Klick(1982) でも行われており, 作成したものを Fig.21 に再掲した。100 km より下のモデルの温度は, 計測された温度によく一致していたが, この高度範囲において, 1972,1976 モデルの間には若干の相違があった。理論値とは, 高度 90 – 100 km, 70 km 以下ではほぼ一致している。70 – 90 km では, 理論値は, 観測値よりも 25 K 程度も低かった。これは, Dickinson が, 今日この大気地域での存在が知られている粒子 (Kawabata et al.1980) や高緯度では極付近の放射窓の影響を無視したことに原因があるかもしれない。これらの可能性のうち, Tomasko et al.(1980b) がまず関係があるとされる 66 – 90 km において太陽加

熱の主な断片が起こり、それは雲粒子やエアロゾルに関連していることを示した。

Pollack et al.1980a は、太陽放射のエアロゾルの吸収を含んだ 60 – 85 km の高度範囲でモデルを作り、Fig.15 での (a),(b) は、観測値と 15 及び 20 K 以内で一致する。

Dickinson のモデルと観測された圧力との比較は、Fig.19,20 に含まれている。モデルの圧力値は観測値に比較的一致している。この圧力は基準面での圧力が与えられている静水圧平衡の式を用いた熱の温度分布によって決められている。この基準面では、Dickinson は Mariner 5 での 141 km という電離のピーク高度を選択し、彼は自身の熱電離層モデルから 2×10^{-6} mbar を与えた。この選択は 80 km 以上での観測された圧力予想値に近い値であり、朝側の境界で得た 140 km でのデータにより十分に支持される。それについては、次の章にみていく。

A.5 高度 100 km より上の上層大気

A.5.1 観測された構造と日変化

直接観測によるの密度と密度スケールハイトデータは、上層大気温度から推測されたものであるが、130 – 200 km を越えるほどの高度において Pioneer Venus 周回衛星と運搬船の観測値より得られた (Keating et al.1979a,b,1980;Niemann et al.1979a,1980b;von Zahn et al.1979b,1980)。二つの独立した技術、すなわち周回衛星が受けた空気力学の流体抵抗と、運搬船、周回衛星それぞれに搭載した二つの中性大気質量分析器 (neutral mass spectrometer) により測られた数種類の数野密度より密度は測られた。運搬船に搭載した中性大気質量分析器は金星のある時間において観測を行い、周回衛星はミッションの間中、北緯 16 度において 24 金星時間を越える密度の計測を通して行った。周回衛星の流体抵抗実験によって得られた 24 時間の温度データは、高度 140 km 以上では、Fig.22 に示し、ONMS から得た 高度 180 km 以上の熱圏の温度分布を Fig.23 に示した。

これらのデータから二つの特徴がみえる：一番目の特徴は低温度の外圏である。昼側でさえ Mariner 10 の紫外線データから推測される 350 – 400 K よりも、低く、(Kumar and Hunten 1974;Broadfoot et al.1974) 地球の外圏の代表的な値である 1500 K よりずっと低い。二番目の特徴は昼側の 300 K から夜側の 100 K のオーダーまでという強い日変化である。それは金星時間の昼夜境界線付近の 2 – 4 時間で生じている。Fig.22 は、金星時間 AM 8:30 に南緯 31 度、太陽天頂角 61 度での BNMS データから得たある外圏の温度 (170 km 以上) を含まれている。

熱圏と外気圏の温度は非常に大きな昼夜差が起こっているが、低い層(100km 以下)での温度は雲層を除いて殆んど変化しない。それゆえに、100 – 140 km の高度間隔では、ある体制から別の体制に転移がおきている。この転移の性質は、これらの高度を Pioneer Venus プローブの加速度計によると 11km/s 以上の速度で落下したと観測されている (Seiff et al.1980; Seiff and Kirk 1982)。この高度の 3 つの小さなプローブからのデータは、Fig.16 に記されている。それらは 100 km 付近で始まっている昼側と夜側の温度の相違を表している。金星時間 AM 12:07 に着陸した NIGHT Probe は、夜側の気温は高度 120 km において 118 K 程度であると指し示し、その温度は 140 km 以下で計測した低い温度に近い。AM 6:46 に着陸した DAY プローブは、大きな振幅の振動を伴って平均温度が着実に増加している。この振動は、低層と中層でみられる重力波の増幅による結果かもしれない (Fig.17)。温度の相違は、それゆえに金星の熱圏である 100 km 以上の高度で急速に生じる。

Pioneer Venus 周回衛星での流体抵抗と NIGHT プローブによる大気中での観測を合わせたデータを分析し、真夜中の子午線での上層大気温度は Fig.22 (Seiff and Kirk 1982) によると真夜中の温度よりも幾分暖かい 130 K と定義されることがわかった。Pioneer Venus の ONMS で計測された真夜中の温度は、これとほぼ同じ値を示し、そのデータに合わせ込んだモデル (Fig.23) によれば 120 K 程度である。このモデルでは、温度の最小値は AM 4:00 で 100 K、PM 10:00 で 110 K 程度であり、反太陽方向に向かう下降流中での再加熱の可能性が示唆されている。

4 つの Pioneer Venus プローブ観測から得られた温度データを地表面から 200 km まで拡大して Fig.24 で一つのグラフにまとめた。上層大気温度は、3 つの金星時間 (midnight \pm 1 hr, noon \pm 1 hr, AM 8:30) で表示されている。この 3 つの観測値と夜側での解釈の不一致と夜側での解釈は、高い高度で 20 K 程度であり、145 km で 50 K まで増加している (周回衛星による流体抵抗が指し示す温度は、高度減少に伴って規則正しく減少している)。正午の子午線では、周回衛星による流体抵抗解析は ONMA データとほぼ一致しており、158 km より上では、15 K 以内である。正午から AM 8:30 へ向かう昼から夜への流れ中のデータによって指し示されている冷却率は中程度である。もっとも大きな温度減少が起きているのは、ちょうど昼夜の境界で、Fig.22,23 に記されている。

一致した密度のデータは、100 km 以上で Fig.25 に記されている。強い日変化は、明白で (Keating et al.1979a,b,1980)、Fig.19 に見られる昼側の圧力と比較して、夜側の低い圧力は、低い夜側の密度と低い夜側の温度を反映している。Fig.25 の Probe データは、到達した高度まで観測高度を広げたが、Orbiter や Bus の金星時間での温度と重複しない。Orbiter の流体抵抗解析のデータからみえるものは、真夜中と正午の \pm 1 時間以内である。ONMS のデータは、実際に真夜中と正午を曲線から読みとることができ、BNMS のデータは、朝の境界である AM 8:30 の昼側

である。密度分布の日周の分離はちょうど 110 km 以下に起因している。

A.5.2 境界を横切る遷移の性質

境界を横切る昼夜遷移がある金星の上層大気で生いくつかの興味深く重要な物理現象が、起こっている。これらの内、もっとも重要なことは、太陽天頂角の 45 度幅に相当する金星時間で 3 時間程度以内で生じている大きな温度変化である。この論文では、いくつか、概念的な説明は進歩はしている (下参照) けれども冷却は定量的に理解できない。この境界面での圧力勾配 (Fig.19) は、高度 105 km 以上において、昼面から夜面への流出 (Niemann et al.1979a;Seiff 1982) に矛盾しない。水平方向の圧力変化もまた Fig.26(Seiff 1982) で指し示すような境界を越える重要な沈降流を意味しており、その可能性は Niemann et al(1979a) でも示されている。Fig.26 の等圧線は、昼側のある高度を選び、そこと同じ程度の圧力をもつ夜側の高度を見付けることにより、Fig.19 のデータから導き出せる。等圧線は、大気変量は一定である間やその上方の線から、等圧線の粗密は、昼側から発散している流れの沈降と収束を指し示している。沈降は、昼側の高度 120 km 以上の高度で起こり、昼側において 160 km から、夜側の 142 km へ 18 km 減少している。またそれは、高度に伴って増加している。しかし、下降の平均角度は小さく、夕方がわの境界線で 0.005 rad である (Fig.26)。この下流は、分子の等重線の境界を横切っている (Fig.26 の点線) 事からもわかるように、昼側の成分を夜側の低緯度付近に輸送している。分子の重さは、ONMS,BNMS のデータ (Seiff and Kirk 1982) より得られており、Fig.27 には真夜中と正午の子午線における高度の関数として示してある。この等分子量線は、高い高度では特に等圧線と無理なく、矛盾していないが、低い高度では、沈降の少なさがみてとれる。しかし、低い高度における分子量の値はデータを基にしておらず、ONMS で計測された高度よりも低い高度については、上層大気と下層大気成分の間で補完された値である。このゆえに、計測された平均分子量は境界を横切る流れの主な沈降の兆しや、成分の下向き輸送を示唆している。主要な種類のモル分率 (O_2, CO_2) の詳しい調査より、それらは沈降によって下方向へ輸送された成分と一致する事がわかった (Seiff 1982)。

沈降は、夜側の冷却に対して以下の二つのことを示唆した。(1) 境界を横切る大気の冷却は、水平ではなく流線にそって決められているに違いない。(2) エネルギーバランスは、沈降する際にはポテンシャルエネルギーを運動エネルギーや、熱エネルギーへの変換を含んでいるに違いない。この最初の示唆の重要性は、Fig.24 に示したいくつかの観測結果を合わせて表示した温度データの鉛直分布によって検討されるだろう。160 km の朝側の境界から太陽天頂角 150° の 142 km の真夜中の子午線までの、温度の降下はよく知られた 300 - 100 K の差 200 K よりもむしろ、128 K ほど小さいであろう。二つ目の影響である、ポテンシャルエネルギー

から熱エネルギーや、運動エネルギーへの変換は、ほとんど熱エネルギーへ加えられ、消費される事によってあまり大気は縮小されない。

これらのプロセスの完全なモデルはいまだ発達してはいないが、運動方程式中の観測された圧力を用いた一次元循環モデルは非粘性流体であるとしてみると、ポテンシャルエネルギーの大部分は運動エネルギーに変換され、夜側に超音速流を生みだしていることがわかった (Seiff 1982)。しかしながら、観測した密度と圧力境界を与えると連続体の方程式は夜側の超音速流を満足しない。そのデータを適用すると、境界を横切るとき、その超音速流は本質的に加速されず、運動エネルギーは熱エネルギーに変わってしまうことを連続の式は示唆する。このエネルギーの消散は加速を制限するだけでなく、40 km より上空において支配的であり、冷却過程によって処分されるエネルギーを加える。

一次元モデル (Seiff 1982) の利用による実験データからの見積もられた減衰と消散の存在する状況での夜側の温度をつくり出すために必要な冷却率は、Fig.28 に記した。それらを Dickinson(1972,1976) によって計算された全球平均 $15 \mu\text{m}$ の CO_2 での放射冷却率と比較した。冷却率の評価において、境界をよこぎる流れの速度は最も重要なオーダーである。高速度は大きな冷却率を暗示し、低速度はより小さい冷却率を暗示する。記述したこの評価は、昼側の流速についてのその他二つの仮定を含んでいる。一つ目は、Bets et al.(1977) が観測した速度に基づいた、速度は 65 m/s ほどと低速で高度に依存しないというものであり、二つ目は Dickinson and Ridley (1977) の力学モデルに与えられる、より速い速度のものである。Fig.28 に $u_1 = u_1(z)$ として記述されている後者は、分子の粘性を仮定し、140 km で速度 300 m/s 程度を与えている。([上にみえる] 境界を横切る流れにおいて粘性の消散の重要性は、不思議な昼側におけるこのような高速風の発達を疑わしいものにする。) Dickinson の全球平均の放射冷却率は、構造データの解析から見積もられた冷却率と同程度で、140 km まで高度とともに変化する。このゆえに、もし境界を横切る流速が中程度の 100 ms^{-1} であるならば、 $15 \mu\text{m}$ での放射はその冷却と 140 km より下における夜側での冷却に非常に貢献しているであろう。140 km 以上では、熱エネルギーからポテンシャルエネルギーへの変換に結びつける長い平均自由過程にともなう鉛直拡散は、高高度を冷却できるプロセス (Seiff 1982) を示唆している。

もう一つの夜側の冷却に寄与しうるメカニズムは下方向への乱流熱輸送である。それは、例えば巨大スケール上層大気転覆であったポテンシャル温度における正の鉛直勾配の存在である (Niemann et al.1979a)。乱流の混合より速く拡散が進む存在、いわゆる 125 km 以上である、大気が混合した領域 (Fig.27) よりも上まで非常に広がる高度までこの考え方は、適応される。乱流熱輸送に合わせて、乱流散乱も存在し、そして比較的大きな、乱流熱輸送と散乱熱という二つの競合するプロセスを理論的にみとめるのは困難である。構造データ (Seiff 1982) の分析は、このプロ

セスの正当な評価を使い得る散逸加熱の大きさを示している。

放射冷却過程における固有の問題は、気温が下がるにつれて、冷却も少なくなることである。いいかえると、必要条件は、放射を保つのに十分なほどの速い衝突によって、放射エネルギーレベルがもとに戻ることである。Dickinson and Ridley(1977)によって与えられた式は減少を指し示しているが、しかしまだ夜側での冷却率 (Seiff 1982) が影響する。Dickinson (1976) は、酸素原子の衝突は非常に、 $15 \mu\text{m}$ での放射する CO_2 の屈折モード振動の冷却に非常に効率的に働くことを指摘した。この影響は、観測された酸素の濃度に対して量的に評価されていない。放射冷却や乱流輸送は観測された夜側の低温を作るのに寄与することがまず確実そうである。さらなる議論は、Taylor et al.(1983) で見ることができる。

A.5.3 理論構造のさらなる比較

Dickinson 熱モデルでの、中間圏、熱圏の温度を Fig.21 で示した Pioneer Venus プローブのデータとを比較した。Dickinson は中間圏を $90 \sim 122 \text{ km}$ とおいた。上部境界において、中間圏は、Fig.21 での 2 つのモデルにおいて、 120 km 付近で見えているであろう、もっとも浅い温度として定義した。最小値もまた、Pioneer Venus NIGHT Probe において 120 km で観測された。この熱圏における低層より上では、比較的急な温度増加の領域は、 145 km 付近の 10^{-6} mbar まで広がっている。ここで、Dickinson の上層大気ははじまり、温度は漸近的に外気圏の温度に近付いて行く。

Fig.21 にみられる理論曲線は、全球平均大気である。 130 km より下では、1972 年の全球平均モデルが朝の境界付近に落下した DAY プローブの観測温度によく一致している。DAY プローブの観測温度は、もし後者が Fig.24 に示した両端の間の中ほどとして定義できると、全球平均温度よりも少し高い。これは、1972 年の全球平均モデルは金星の全球平均よりもいくらか暖かいことを暗示している。1976 年モデルは、一方で観測平均よりもいくらか低く計算されている。しかし両モデルは、観測された大気における温度の大きさと傾向が計算されており成功だといえる。

130 km より上空において、1972 年モデルは、Fig.21 のスケールから始まって、外気圏の温度 475 K までである。この曲線を得るために使われた極紫外線の太陽加熱率は 0.3 であった。Mariner 10 により外気圏温度を $350 - 400 \text{ K}$ と見積り以来、猶譴極の紫外加熱は、 0.1 下方修正され、1976 年モデルでは 昼側の外気圏温度を 400 K 、全球平均温度を 300 K という値をだした。これは 135 km より下では、観測データにあまり一致せず、極紫外線加熱率は 130 km 以上で高さで 0.1 、それ以下

で 0.3 程度まで変化するか、もしくは放射冷却モデルでなんらかの間違ひがあることを示唆している。すべてのものを考慮し、これらのモデルは重要で正確な予言をしていた。

観測された圧力と理論モデルの比較は 全球平均大気として Fig.19 に示した。それは、少なくとも 140 km までは Pioneer Venus での観測からの注目すべき予想とほとんど同じであった。

理論力学モデルの主な欠陥は、夜側の上層大気での極端な冷たさを予想しなかったことである。122 km で 160 K と低く、140 K で 205 K まで増加している夜側の温度は、太陽天頂角 150 度 (Dickinson and Ridley 1977) で放射力学平衡モデルから得られ、それゆえに 30 – 100 K ほど温度が過大評価されていた。このモデルでは、層流、すなわち分子粘性を想定していた。100 km より上の上層大気での観測されたいくつかの乱流の存在 (e.g., von Zahn et al.1980; Seiff 1982) するので、これらの高度における層流の粘性と伝導性の仮定は、観測値と Dickinson and Ridley model との不一致の原因であるだろう。この想定は鉛直熱輸送、エネルギー損失と流速に影響を与える。これらの全てが夜側の冷却の要因である。このゆえに、夜側の大気で乱流の粘性やエネルギー損失、熱輸送の影響を探查することは将来の研究に対して有望であると思われる。探查の見積もりは、Dickinson and Ridley (1977) が、上層大気における全球平均気温において、乱流鉛直熱輸送というこれらの現象の内のひとつのみにおける影響を調査した。分子伝導と比較した場合、全球平均温度は、125 km 以上で 70 K 程度ほど、低温であることが計算された。この計算は力学やエネルギー損失は含まれていなかったが、乱流プロセスを組み込んだ場合のモデルの大きな変化を示唆している。

A.6 結論

金星大気の熱構造の現在の知識は、Fig.24 におおよそまとめたとおりである。気圧は平均地表面において 95 bar であることも与えられている。雲層以下では中緯度の安定的な日変化は 1 K 以下のように思われる。しかし、金星時間に対する 5 K 程度の振動的な温度差は安定層で存在し、重力波振動の存在を意味すると思われる。渦は、20 km 以下の下層大気において 5 K ほどの差に寄与しているだろう。初期の Venera プローブデータの 50 K ほどの差はエネルギー論のより、ほとんど計測誤差が反映されたものと見ることができる。

下層大気における緯度の温度差は、数 K であるが、雲層では極付近と赤道付近での 200mbar, 2 bar の大気を比較すると 25 – 40 K ほどの差がある。緯度 30 – 60 度での差は帯状風と旋衡風のバランスに一致している。しかしながら赤道付近の下

層大気では、圧力は旋衡風に寄与しておらず、大きなスケールでの渦運動を反映している。60 – 極域では、雲層において東西流よりも複雑な力学を指し示しており、極対称のペアの渦や、2.9 日周期でその周りを動くことを含んでいる可能性がある。

Pioneer Venus と Venera 10 – 12 両方からの温度減率は、低層大気がおおむね安定であることを示した。Pioneer プローブは、広く散らばった 4 地点でほぼ同じ安定性分布を示した。それはちょうど雲の下から 30 km 付近までの安定した層、雲の中層付近の浅い対流層、そして 15 もしくは 20 km から 30 km までの基本的に中立安定層であった。一様に安定した大気があまり予期できなかったとはいえ、もっと安定である地球の対流圏とよく似ていると思われていた。静的安定な温度減率は、ハドレー循環において極方向への熱輸送のために必要な条件であった。

Pollack et al.(1980a) による温室効果モデルの領域では、観測された温度と近い値が対流圏であった。最も観測値と近い値は、雲の下の安定層で得られた。安定層を得るために、このモデルでは、雲より上において 65 \AA の微視的な霞の存在を仮定している。

いくつかの、温室効果モデルは 35 – 60 km において超断熱温度減率を引き起こした。これが生じた場所は、温度減率は断熱を想定されている。この実際の温度減率は準断熱(安定)であることから、上下がいれかわるような対流は生じないであろう。下層大気はほぼ中立であるが、安定な構造は、巨視的な力学によって支配されている。そのとき放射平衡モデルは、大循環を駆動する加熱を決定づけるのに利用可能である。

対流圏での答えがでていない疑問は、下層大気において、予想もしなかった大きな温度の差、温度変化と圧力差の方向性が実は渦運動の証拠であるかどうかを含んでいる。もしそうであるなら、渦が鉛直方向なのか、水平方向なのか、そのスケールはどの程度なのか?極付近における下層大気のを完全に記述するには、極付近の力学と熱輸送を明瞭にする必要がある。太陽直下点領域でのさらなる観測は安定性分布が夜側と朝の子午線で観測されたものと同じであるかどうか指摘するために必要とされる(例えば、雲層付近の対流地域は、朝側のものよりも深いかもしれない)。

Pioneer Venus の探査は野心的な企てであったのではあるがその限界は認識されるべきだ。4 つのプローブは、地球大気においての 4 つの Sounding Balloun とおおよそ同じであったり、それからは、大気を完全に特徴づけることを期待されていなかった。厚い大気に対する成果が支障なく一般的に扱えるようになるにはさらなる研究が必要である。

雲より上層では、60 km 程度で温度減率の急な変化が存在し、地球の対流圏と同

じ程度の圧力で起こるものと類似している。これより上は、大気は 100 km まで安定であり、80 – 85, 100 km においておおよそ等温である。極域において、雲の上から 75 km にかけて大気はほぼ等温である。これらは、中層大気には重力波の証拠があり、おそらく雲層の日温度変化によって生じる温度層である。この証拠は、温度分布における周期性が観測された振動である。中層大気の目立った特徴は、極方向に温暖化していることである。いまのところ、この極方向への温暖化の確立された説明はないが、雲層付近の赤道画像で観測される二つの放射窓を通り抜ける赤外放射が上層において放射吸収している結果であろう。この放射窓は緯度 75 度を中心に、その極まわりを回転している。極方向への温暖化に関連して、東西風の減速が存在し、その速度の最大値は、雲頂付近であり、90 Km で 0 km s^{-1} にむけて減少している。

高度 100 km は、金星大気の自然な境界である。この高度より下では、日周変化が一般的に小さい。それより上では、150 km でみられるように、温度、密度、圧力の昼夜差は非常に大きく増加しはじめる。流れのパターンが雲の下から続いており、90 km より下では、東西風とつり合っている旋衡風循環の平衡は圧力データに一致している。100 km より上では、圧力差から示唆されている主なパターンは、昼側と夜側の循環である。

上層大気において、昼夜境界を横切る等圧線の等高線は、境界層を横切る大きな鉛直方向の収縮か、流れのない沈み込みを指し示している。流線は、昼側 160 km から 18 km ごとに減少しているが、 0.005 rad と小さな減少角である。沈み込みも横切ることに関連している一定の平均分子量の線によっても指し示されている。それは、昼側から夜側への大気の流れとして構成物の塊の下方へ輸送していることを示唆している。

100 km より上空の、金星上層大気的主要な特徴は、低い外気圏の温度（昼側で 300 K 程度）であること、及び大きな日変化である。この低い昼側の温度は、太陽の極紫外放射による加熱率が低い放射対流平衡モデルによって説明できる。100 – 300 K である外気圏の夜間冷却は、いまもまだ十分にわかっていない。もし流速が小さい (100 ms^{-1} 程度) のであれば、観測された温度は Dickinson によって計算された $15 \mu\text{m}$ の CO_2 分子の全球平均冷却率におおむね匹敵する冷却率を示唆する一次元の流れモデルの枠組みの中に説明されるであろう。しかしながら、Dicinson and Ridley による力学モデルからの全球温度の予想は、金星の夜側で得られた温度と同等の低い値を含んでいない。あるいは、モデルでの速い流れ、すなわち分子量、粘性、伝導が原因かもしれない。ところが、100 km 以上の上層大気では、乱流プロセスのさらなる証拠がある。夜側の低い温度において、放射冷却率は減少しているが、これは大きさ $15 \mu\text{m}$ の励起した CO_2 との効率的な衝突相手である酸素原子の多くの断片である上層大気において存在することによって、抑えられる。放

射冷却に加え、温位勾配の方向である下方向への熱の乱流輸送は、夜側の低温を説明する役割りを果たすかもしれない。140 km 以上において、熱エネルギーとポテンシャルエネルギーの交替を伴うような長い平均自由行程での拡散は重要であるだろう。これからの研究は、これらの冷却メカニズムを量的に理解することを目標とするべきで、重要なことのひとつとなるだろう。

金星大気の熱構造モデルは、この本にもどって Appendix に与えてある。これらのモデルは、この章の議論を用いた鉛直 3 分割構造であり、ここでレビューされた観測データにほとんど基づいている。このモデルを選択した理論的根拠は Appendix の最後の方で議論しており、それらは、これらのモデルが表現しようとしている境界、放射不確実性、そして期待された大気についての変化性を含んでいる。

B Appendix

B.1 雲

B.1.1 概論

金星の雲は地球の雲とは大きく異なっている。まず、その雲粒は濃硫酸からなっており、その厚さは地球での対流圏の倍以上である 30 km にも及ぶ。また雲は全球を覆っており (図 B.1 参照)、地面は全く見ることができない。地球の雲に比べて粒子半径や数密度が小さく、金星の雲は霞のようなものだと考えられる。

項目	地球	金星
表面を覆う割合 (%)	40	100
平均光学的厚さ	5-7	25-40
最大光学的厚さ	300-400	40
組成	H ₂ O(固体, 液体)	硫酸粒子, etc.
数密度 (cm ⁻³)	100-1000(液体)	50-300(液体)
	0.1-50 (固体)	10-50 (固体)
密度 (g/cm ³)	0.3-0.5	0.01-0.02
最大密度 (g/cm ³)	10-20	0.1-0.2
平均粒径 (μm)	30	10
主な熱交換過程	潜熱	放射

表 B.1: 地球と金星の雲の比較 (Knollenberg and Hunten, 1980)

B.1.2 生成消失課程

地球の雲は対流によって生じるが、金星の雲は光化学反応によって生じている。高度 70 – 80 km では紫外線によって CO₂ が分解され、O が発生する。下層に存在する SO₂ が上層に運ばれ O と H₂O と化学反応し H₂SO₄ が生成される。H₂SO₄ の蒸気圧は低いために H₂SO₄ はすぐに凝結することによって雲は発生するのである。これらの粒子は重力によって沈降し、高度 50 km 付近で蒸発し、さらに高度 40 km 付近で H₂SO₄ は熱分解し、再び SO₂ が発生するのである (図 B.2 参照)。

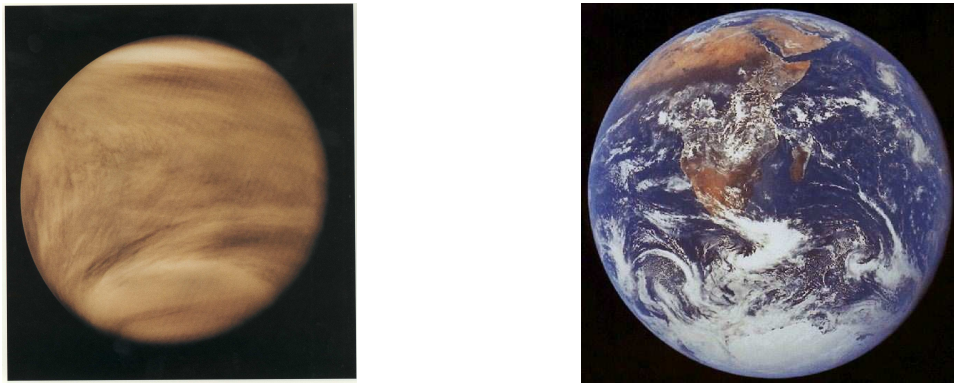


図 B.1: 金星 (左) と地球 (右) の全体図。地球は半分程度地表面が見えているのに対し、金星は全球が雲に覆われているため地面が全く見えない。(NASA より取得)

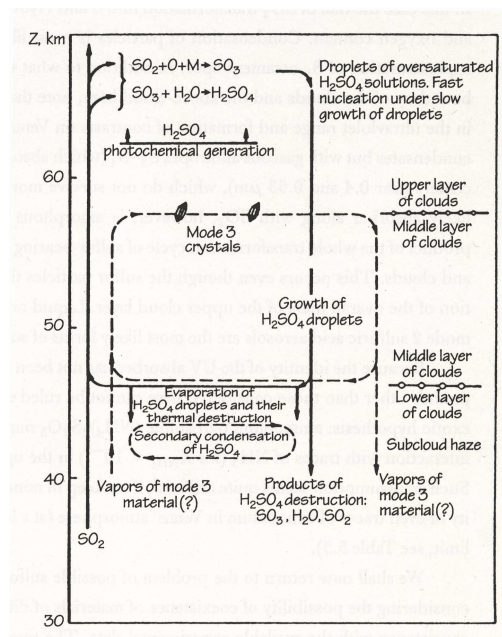


図 B.2: 金星の雲の生成消失課程と関連する粒子の動きの概念図, mode については次ページを参照. (Knollenberg and Hunten, 1980)

B.1.3 粒子分布

雲粒はその大きさに 3 mode に区別され (表 B.2 参照), その分布によって雲層は 3 層に区別される. 上層の雲 (高度 57 – 65 km) は, Mode 3 の粒子が存在しないことがその特徴である. また Mode 1,2 の粒子はほぼ同じ分布をしている. 中層 (高度 50 – 57 km) では Mode 3 がしている. また上層に比べ Mode 1 の粒子は減少している. 下層 (高度 48 – 50 km) は中層に比べどの Mode の粒子も多くなっている.

Mode	粒子半径 (μm)	分子組成
Mode 1	0.1 – 1.2	上層雲では硫黄, 下層雲では硫酸
Mode 2	0.8 – 2.1	硫酸
Mode 3	2.0 – 30	硫酸, 塩化物や NOSHO_4 の固体と推測

表 B.2: 各モードの粒子半径とその組成

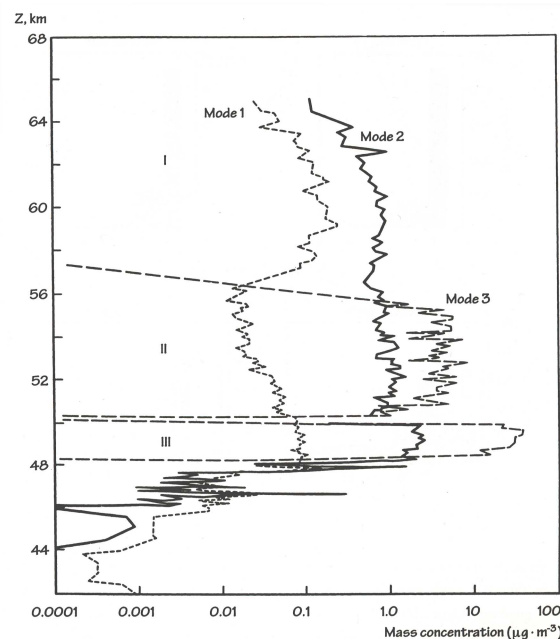


図 B.3: Pioneer Venus LARGE プロープに搭載された粒径分布測定器 (Particle size spectrometer) によって計測された金星の雲粒子の分布図. (Knollenberg and Huntent, 1980)

B.2 力学に関する補足

B.2.1 静的安定性 (Atmospheric stability)

静止大気中で空気塊が鉛直方向に動いた場合、もとに戻ろうとするか (安定)、そのまま運動を続けようとするか (不安定) の度合を示す。式 (B.1) で算出される温度減率 Γ と式 (B.2) で算出される断熱温度減率 Γ_d との比較することで求まる。

$$\Gamma = \frac{dT}{dz} \quad (\text{B.1})$$

$$\Gamma_d = -\alpha T \frac{g}{c_p} \quad (\text{B.2})$$

ただし、 T は温度、 z は鉛直座標、 α は密度、 g は重力加速度、 c_p は定圧比熱である。

静止大気中のある空気塊が上下に運動する場合、その温度は断熱温度減率に従う。 $\Gamma < \Gamma_d$ の場合を考える。ある空気塊が上方へ動くと、それは同じ高度での温度減率に従う周囲の空気よりも冷たく、従って重い。よって負の浮力によってもとの位置へ戻ろうとする。この場合、この成層は安定であるといえる。また、この場合生じている浮力を復元力とした波は内部重力波と呼ばれる。 $\Gamma = \Gamma_d$ の場合は中立状態であり、浮力は空気塊の運動を支配しない。 $\Gamma > \Gamma_d$ の場合は、空気塊が上方へ動くと、同じ高度での周囲の空気よりも暖かく、軽くなる。よって正の浮力が働き空気塊は上昇し続ける。この場合、この成層は不安定であるといえる。

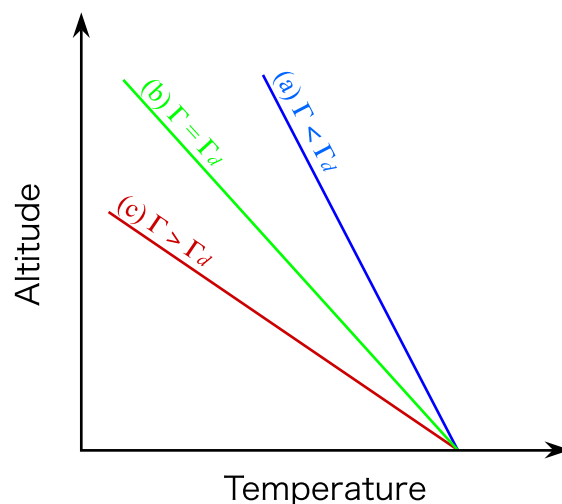


図 B.4: 静的安定性概念図

B.2.2 旋衡バランス (Cyclostrophic balance)

旋衡バランスとは, 気圧傾度力と、遠心力がつり合うことである (図 B.5 参照)

本文 (A.3) では, 南北方向の旋衡バランスの式として以下の方程式が示された.

$$\begin{aligned} \frac{u^2 \tan \phi}{R_v} + \frac{vw}{R_v} &= -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)_z \\ &= -g \left(\frac{\partial z}{\partial y} \right)_p \end{aligned}$$

ただし, u, v, w は, 東西, 南北, 鉛直の風速, ϕ は緯度, ρ は密度, p は圧力, R_v は金星中心からの距離, g は重力加速度, x, y, z は球面座標系 (後述) における各成分である. この式は球面座標系における自転及び摩擦を無視したナビエ Stokes の式から導出できる. それを以下に記す.

直交直線座標系におけるナビエ Stokes の式は、以下の通り.

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nabla \Phi + \nu \cdot \nabla^2 \mathbf{V} \quad (\text{B.3})$$

ただし, \mathbf{V} は風速ベクトル, $\boldsymbol{\Omega}$ は速度, Φ はジオポテンシャル, ν は摩擦定数である.

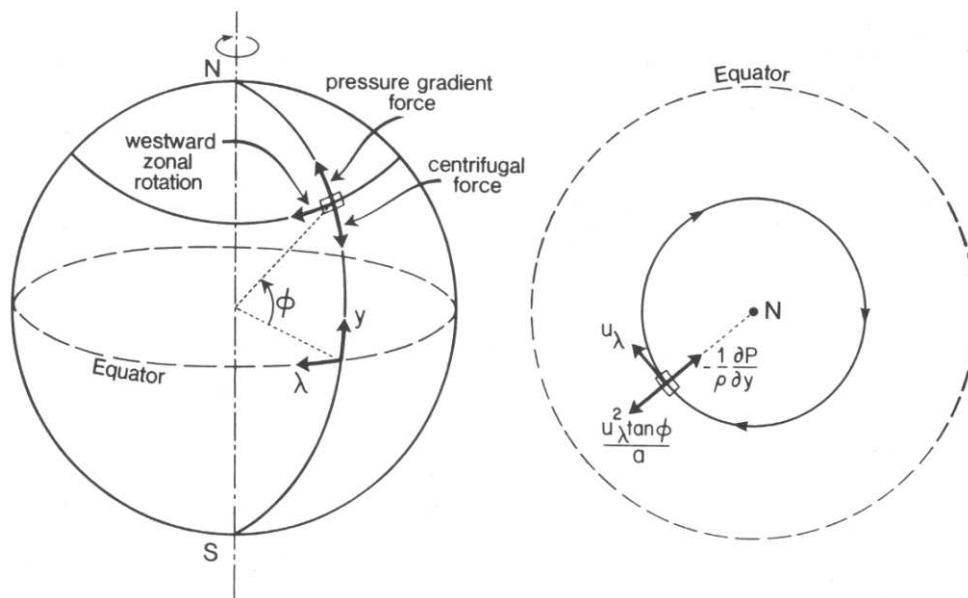


図 B.5: 旋衡バランス概念図 [Schubert(1983).Fig.14]

まず、自転及び摩擦を無視するので $\Omega = 0, \nu = 0$ を代入する。また流体は非圧縮であるとする (B.3) は以下のように書き換えられる。

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \nabla\Phi \quad (\text{B.4})$$

ここで、直交直線座標系を球面座標系へ変換すると以下ようになる。

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} + -\frac{uv \tan \phi - uw}{r}\mathbf{i} + \frac{u^2 \tan \phi + vw}{r}\mathbf{j} - \frac{u^2 + v^2}{r}\mathbf{k} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \nabla\Phi \quad (\text{B.5})$$

$\mathbf{V} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j} + w\mathbf{k}, \nabla P = \frac{\partial P}{\partial x}\mathbf{i} + \frac{\partial P}{\partial y}\mathbf{j} + \frac{\partial P}{\partial z}\mathbf{k}, \nabla\Phi = g\mathbf{k}$ を代入すると

$$\frac{du}{dt} - \frac{uv \tan \phi - uw}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (\text{B.6})$$

$$\frac{dv}{dt} + \frac{u^2 \tan \phi + vw}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \quad (\text{B.7})$$

$$\frac{dw}{dt} - \frac{u^2 + v^2}{r}\mathbf{k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + g \quad (\text{B.8})$$

この大気は平衡状態であるため $\frac{dv}{dt} = 0$ より、南北方向の旋衡バランスの式 (A.3) は求まる。

なお、先にでてきた球面座標系とは、東西、南北、鉛直方向の三成分からなる系であり、惑星表面における大規模な大気の運動を記述するのに用いられる。

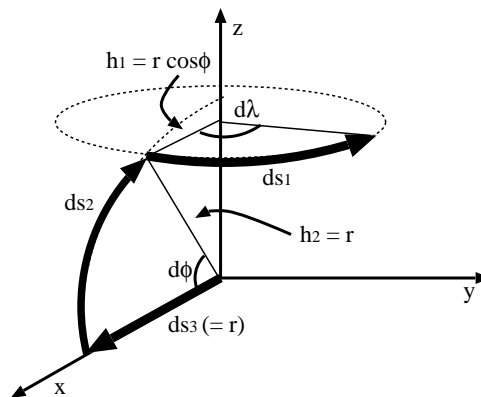


図 B.6: 球面座標系概念図

B.3 放射に関する補足

放射に関する基礎的な法則や概念を以下にまとめて記す。

B.3.1 散乱

ある粒子に電磁波が接近することによって影響を受け進路が変わる現象を散乱と呼ぶ。散乱の状態は、その波長と粒子半径に依存しレイリー散乱、ミー散乱と呼ばれる。

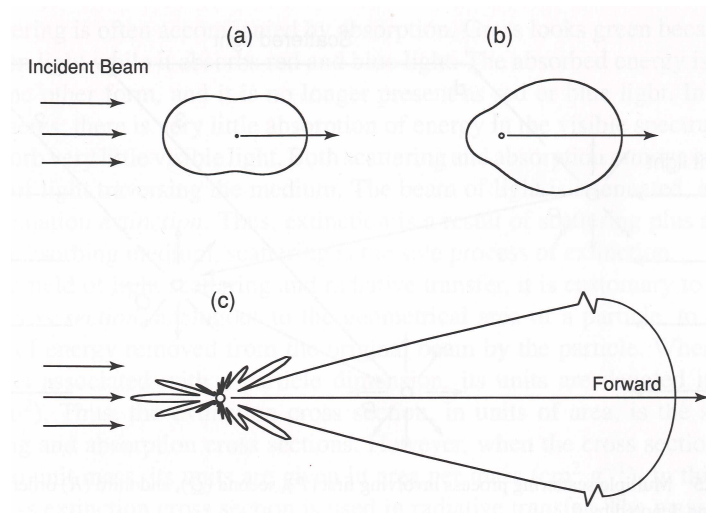


図 B.7: 波長 $0.5 \mu\text{m}$ の電磁波を粒子にあてた場合の散乱課程。粒子半径はそれぞれ (a) $10^{-4} \mu\text{m}$, (b) $0.1 \mu\text{m}$, (c) $1 \mu\text{m}$, (a) はレイリー散乱, (b) はミー散乱に相当する。

レイリー散乱 (Rayleigh scattering) 入射してきた波の波長が分子の半径より十分大きい場合、電磁波は比較的等方散乱する。これをレイリー散乱と呼ばれる。また散乱強度は電磁波の波長の 4 乗に反比例するため、波長の短い方がより散乱が生じる。

波長 (μm)	0.38	–	0.45	–	0.50	–	0.56	–	0.60	–	0.64	–	0.78
色			紫		青		緑		黄		橙		赤

表 B.3: 光の波長と色の関係 (柴田, 1999 表 1.1)

地球上では、白色光である太陽光が、上層の N_2 , O_2 に散乱される。この場合、可視光の中で最も短い波長である紫が最も散乱される。しかし、地上に届く前に紫の光は散乱しきってしまい、人間の目に写るのは次に短い波長である青色となる。また夕方になると、太陽が斜めに差し込むことによって昼よりも厚い大気を通るため、青、緑の波長域にある電磁波も散乱され、目に写るのは赤色となる。

ミー散乱 (Mie scattering) 入射してきた波の波長が分子の半径と同程度の場合、電磁波は前方に強く散乱する。これはミー散乱と呼ばれ、散乱強度は波長によらない。

地球上では、雲粒や火山灰の半径が太陽光の波長と同程度であり、雲や火山灰が浮遊している空が白く見える原因とされている。

B.3.2 CO_2 の温室効果と放射冷却

CO_2 は下層大気では温室効果によって大気を温め、上層大気では放射冷却によって大気を冷やす役割を果たす。

この役割の変化は大気密度の差によって生じている。 CO_2 は放射活性気体¹⁰であり、放射も射出も生じやすい¹¹。下層大気では大気密度が大きく放射されたエネルギーはすぐ周囲の分子に吸収され、再放射される。これらを繰り返すことによってエネルギーはこの高度にとどめられ、大気は加熱される。これが温室効果である。しかし上層大気では密度が小さいために放射されたエネルギーは、吸収されにくくなる。そのためこれらのエネルギーは宇宙空間へと流出され、大気は冷却されるのである。

B.3.3 放射活性気体

放射や射出をしやすい気体を放射活性気体と呼ぶ。

放射のエネルギーは、その分子のエネルギー準位が遷移する場合のエネルギー差

¹⁰B.2.3 節参照

¹¹これはキルヒホッフの法則と呼ばれ、以下の式で表される

$$j_\nu = B_\nu k_\nu$$

ただし、 j_ν は射出係数、 B_ν はプランク関数、 k_ν は吸収係数である

に相当する.

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (\text{B.9})$$

ただし, h はプランク定数, ν は放射された電磁波の振動数, E_1 は遷移前のエネルギー, E_2 は遷移後のエネルギーである.

分子のエネルギーは電気エネルギー, 振動エネルギー, 回転エネルギー等からなる. これらのエネルギーの中で最も放射に影響を与えるエネルギーは回転エネルギーである. 分子が回転によってエネルギー準位を遷移させるためには, 双極子モーメントを持っている必要があり, CO_2 や H_2O はその条件を満たす¹². よってこれらは放射活性気体である.

N_2 や O_2 などの双極子モーメントを持たない分子の場合, 放射を生じさせるためには振動エネルギーや電気エネルギーの遷移が生じなければならない. しかしこれらは回転エネルギーの遷移に比べより多くのエネルギーの変化が必要となるため, 放射は生じにくくなる.

¹² CO_2 は直線構造をしているが, 分子が振動することによって極性を持つ

参考文献

- Adams, W. S., and Dunhan, T., 1932: Absorption bands in the infra-red spectrum of Venus, *Publ.Astron.Soc.Pacific*, **44**, 243–247
- Apt, J., and Leung, G., 1982: Thermal periodicities in the Venus atmosphere, *icarus*, **49**, 423–427
- Avduevsky, V. S., Borodin, N. F., Bursev, V. P., Malkov, Ya., Morozov, S. F., Rozhdestvenskii, M. K., Romanov, R. S., Sokolov, S. S., Fokin, V. G., Chere-mukhina, Z. P., and Shkirina, V. I., 1976a: Automatic stations Venera 9 and Venera 10: Functioning of descent vehicles and measurement of atmospheric parameters, *Cosmic Res*, **14**, 577–586
- Avduevsky, V. S., Borodin, N. F., Vasil'ev, V. N. Godnev, A. G. Karyagin, V. P., Kover'yanov, V. A., Kovtunenkov, V. M., Kremnev, R.S., Pavlova, V. M., Rozhdestvenskii, M. K., Serbin, V. I., Sukhanov, K. G., Uspenskii, G. R. and Cheremukhina, Z. P., 1979:s of Venus'atmosphere ad Venera 11 and Venera 12 landing sites (analysis of the results of measurements made by these automatic interplanetary stations), *Cosmic Res*, **17**, 539–544
- Betz, A. L. Johnson, M. A., McLaren, R. A., and McClary, C. W., 1977: Heterodyne detection of CO₂ emission lines and wind velocities in the atmsphere of Venus, *Astrophys.J*, **208**, L141–L144
- Bolton, M. J. S., Hunten, D. M., and Goody, R. M., 1968: Quantitative spectroscopy of Venus in the region 8,000 – 11,000 Å *In the Atmospheres of Venus and Mars*, Brandt, J. c., and McElroy, M. B. (New York: Gadon and Breach), 69 – 98
- Boyer, C., and Guerin, P., 1966: Mise en eviednce directe, par la planete Benos, *Ann. astrophys*, **24**, 531–535
- Broadfoot, A.L., Kumar, A., Belton, M. J. S., and McElroy, M. B., 1974: Yltraviolet observations od Venus from Mariner 10, *Preliminary results. Scinece*, **183** , 1315–1318
- Chamberlain, J. W. and Hunten, D. M. 1997??: Theory of Planetary Atmospheres (Second edition), Academic Press , 479pp
- Coffen, D. L., 1968: A Polarimetric Study of Atmosphere of Venus. Ph. D. thesis. Univ Arizona, Tucson, AZ.

- Colin, L., 1983: Basic fact about Venus, *Venus*, University of Arizona press. 10–26
- Counselman, C. C. III, Gourevitch, S. A., King, R. W., and Lioriot, G. G., 1980: Zonal and meridional circulation of the lower atmosphere of Venus determined by radio interferometry, *J. Geophys. Res.*, **85**, 8026–8030
- Dickinson, R. E., 1972: Infrared radiative heating and cooling in the Venusian mesosphere. I. Global mean radiative equilibrium, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1531–1556
- Dickinson, R. E., 1976: Venus mesosphere and thermosphere temperature structure. I. Global mean radiative and convective equilibrium, *Icarus*, **27**, 479–493
- Dickinson, R. E., and Ridley, E. C., 1977: Venus mesosphere and thermosphere temperature structure. II. Day-night variations, *Icarus*, **30**, 163–178
- Huygens, C., 1667: Observations astronomiques systems d’Saturne. Trauxaux astronomique, *Complete Works of Christian Huggens*, **15**, 1658–1666
- Kasprezak, W. T., Keating, G. M., Hsu, N. C., Stewart, A. L., Colwell, W. B., and Bougher, S. W., 1997: Solor activity behavior of the thermosphere, *Venus II*, University of Arizona press. 225–257
- Kawabata, K. D., Coffeen, D. L., Hansen, J. E., Jane, W. A., Sato, M., and Travis, L. D., 1980: Cloud and haze properties from Pioneer Venus Polarimerty, *J. Geophys. Res.*, **85**, 8129–8140
- Keating, G. M., Taylor, F. W., Nicholson, J. Y., and Hinson, E. W., 1979a: Short-term cyclic variations and diurnal variations of the Venus upper atmosphere, *Science*, **205**, 62–64
- Keating, G. M., Tolson, R. H., and Hinson, E. W., 1979b: Venus thermosphere and exosphere: First satellite drag measurements of an extraterrestrial atmosphere, *Science*, **203**, 772–774
- Keating, G. M., Nicholson, J. Y., and Lake, L. R., 1980: Venus upper atmosphere structure, *J. Geophye. Res.*, **85**, 7941–7956
- 木田秀次, 1983: 高層の大気 - 運動と組成の立体構造をみる -, 気象学のプロムナード 16, 東京堂出版, 211pp
- King, J. I. F., 1960: Probe observations of Venus at close range, *Johns Hopkins Univ. Rept.*

- Kliore, A. J., and Patel, I. R., 1980: The vertical structure of the atmosphere of Venus from Pioneer Venus orbiter radio occultations, *J.Geophys.Res.*, **85**, 7959–7962
- Kliore, A. J., and Patel, I. R., 1982: The vertical structure of the atmosphere of Venus from Pioneer Venus radio occultations, *Icarus*, **52-2**
- Kliore, A. J., Moroz, V. I., and Keating, G. M., eds, 1985: Venus International Reference Atmosphere, Oxford, Pergamon Press
- Knollenberg, R. G., and Hunten, D. M., 1980: Microphysics of the clouds of Venus: Results of the Pioneer Venus particule size spectrometer experiment, *J.Geophys.Res.*, **85**, 8039–8058
- Kumar, S. and Hunten, D. M., 1974: Venus : An ionospheric model with an exospheric temperature of 350K, *J.Geophys.Res.*, **79**, 2529–2532
- Kuz'min, A. D. and Marov, M. Ya., 1975: Physics of the planet Venus, *NASA Tech. Trans.* TT F-16.226
- 松井孝典, 永原裕子, 藤原顕, 渡邊誠一郎, 井田茂, 阿部豊, 中村正人, 小松吾郎, 山本哲生, 1997: 比較惑星学, 岩波講座地球惑星科学 12, 岩波書店, 478pp
- 松田佳久, 2000: 惑星気象学, 東京大学出版会, 204pp.
- Marov, M. Ya., 1979: The atmosphere of Venus: Venera data, *Fund. of Cosmic Phys.*, **5**, 1–46
- Marov, M. Ya., Avduevsky, V. S., Kerzhanovich, V. V., Rozhdestvensky, M. K. Borodin, N. F. and Ryabov, O. L., 1973b: Venera 8: Measurements of temperature, pressure, and wind velocity on the illuminated side of Venus, *J.Atmos.Sci.*, **30**, 1210–1214
- Marov, M. Ya., and Grinspoon, D.H. 1998: *The Planet VENUS*, Yale university press, 442pp.
- Mayer, C. H., McCullough, T. P., and Sloanaker, R. M., 1958: Observarions of Venus at 3.15-cm wavelength, *Astron.J.*, **127**, 1–10
- Mayer, C. H., McCullough, T. P., and Sloanaker, R. M., 1960: Observarions of Venus at 10.2-cm wavelength, *Astron.J.*, **65**, 349–350
- Mayer, C. H., McCullough, T. P., and Sloanaker, R. M., 1962: 3.15-cm Observarions of Venus in 1961, *Mem.Soc.Roy.Sci.Liege*, **7**, 357–363

- Moore, P., 1959: *The planet Venus*
- Moroz, V. I., Moshkin, B. E., Ekonomov, A. P., San'ko, N. F., Parfent'ev, N. A., and Golovin, Yu. M., 1979c: Spectrophotometric experiment on-board the Venera 11 and 12 descenders: Some results of the analysis of Venus day-sky spectrum, *Space Res.Inst.*, Publ.117
- Murray, B. C., Wildey, R. L., and Westphal, J. A., 1963: Infrared photometric mapping of Venus through the 8- to 14 micron atmospheric window, *J.Geophys.Res.*, **68**, 4813–4818
- 野村竜一, 1990: 金星現象論, 地球流体電脳倶楽部, <http://www.gfd-dennou.org/>
- Niemann, H. B., Hartle, R. E., Hedin, A. E., Kasprzak, W. T., Spencer, N. W., Hunten, D. M., and Carignan, G. R., 1979a: Venus upper atmospheric neutral gas composition: First observations of the diurnal variations, *Science*, **205**, 54–56
- Niemann, H. B., Kasprzak, W. T., Hedin, A. E., Hunten, D. M., and Spencer, N. W., 1980b: Mass Spectrometric measurements of the neutral gas composition of the thermosphere and exosphere of Venus, *J.Geophys.Res.*, **85**, 7817–7827
- 日本気象協会, 1998 : 気象科学辞典, 東京書籍, 637pp
- 小倉 義光, 1984 : 一般気象学, 東京大学出版会, 308pp
- Oyama, V. I. Carle, G. C., Woeller, F., Rocklin, S., Vogrin, J., Potter, W., Rosiak, G., and Reichwein, C., 1980a: Pioneer Venus gas chromatography of the lower atmosphere of Venus. *J.Geophys.Res.*, **85**, 7891–7902
- Palmen', E., and Newton, C. W., 1969: *Atmospheric Circulation Systems*(New York:Academic)
- Pettit, E., and Nicholson, S. B., 1924: Radiation measures on the planet Mars, *Publ.Astron.Soc. Pacific* **36**, 269–272
- Pettit, R., and Nicholson, S. B, 1955: Temperatures on the bright and dark sides of Venus, *Publ.Astron.Soc. Pacific* **67**, 293–303
- Pollack, J. B., 1969b: Temperature structure of nongray planetary atmosphere, *Icarus*, **10**, 301–313
- Pollack, J. B. and Young, R., 1975: Calculations of the radiative and dynamical state of the Venus atmosphere, *J.Atmos.Sci.*, **32**, 1025–1037

- Pollack, J. B., Toon, O. B., and Boese, R., 1980a: Greenhouse models of Venus' high surface temperature, as constrained by Pioneer Venus measurements, *J. Geophys. Res.*, **85**, 8223–8231
- Ragent, B., and Blamont, J., 1980: Structure of the clouds of Venus: Results of the Pioneer Venus nephelometer experiments, *J. Geophys. Res.*, **85**, 8089–8105
- Sagan, C., 1960a: The radiation balance of Venus, *JPL Tech. Rept.*, 32–34
- Schubert, G., Covey, C., Del Genio, A., Elson, L. S., Keating, G. Seiff, A., Young, R. E., Apt, J., Counselman, C. C. III., Kliore, A. J., Limare, S. S., Revercomb, H. E., Sromovsky, L. A., Suomi, V. E., Taylor, F., Woo, R., and von Zhan, U., 1980a: Structure and circulation of the Venus atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **85**, 8007–8025
- Schubert, G., 1983: General circulation and the dynamical state of the Venus atmosphere, *Venus*, University of Arizona press. 681–765.
- Seiff, A., Krik, D. B., Young, R. E., Sommer, S. C., Blanchard, R. C., Findlay, J. T., and Kelly, G. M., 1979b: Thermal Contrast in the atmosphere of Venus: Initial appraisal from Pioneer Venus probe data, *Science*, **205**, 46–49
- Seiff, A., Krik, D. B., Young, R. E., Blanchard, R. C., Findlay, J. T., Kelly, G. M. and Sommer, S. C., 1980: Measurements of thermal structure and thermal contrasts in the atmosphere of Venus and related dynamical observations: Results from four Pioneer Venus probes, *J. Geophys. Res.*, **85**, 7903–7933
- Seiff, A., 1982: Dynamical implications of observed thermal contrasts in Venus' upper atmosphere, *Icarus*, **51**, 574–592
- Seiff, A., and Kirk, D. B., 1982: Structure of the Venus mesosphere and lower thermosphere from measurements during entry of the Pioneer Venus probes, *Icarus*, **49**, 49–70
- Seiff, A., 1983: Thermal Structure of the Atmosphere of Venus, *Venus*, University of Arizona press. 215–279.
- 柴田 清孝, 1999 : 光の気象学, 東京大学出版会, 182pp.
- Sill, G. T., 1972: Sulfuric acid in the Venus clouds, *Comm. Lunar. Planet. Lab.*, **9**, 191–198

- Shapiro, I. I., 1968: Spin and orbital motions of the planets, In *Rader Astronomy*, eds. Evans, A. and Hagfors, T. (New York : McGraw-Hill) , 143–185
- Sinton, W. M., 1953: Distribution of Temperature and Spectra of Venus and Other Planets, Ph.D.thesis. Johns Hopkins Univ..Baltimore. M.D.
- Stone, P. H., 1974: The structure and circulation of the deep Venus atmosphere, *J.Atmos.Sci.*, **31**, 1681–1690
- Taylor, F. W., Diner. D. J., Elson, L. S. McCleese, D. J., Martonchik, J. V., Delderfield, J., Bradley, S. P., Schofield, J. T., Gille, J. C., and Coffey, M. T., 1979b: Temperature, cloud structure, and dynamics of Venus middle atmosphere by infrared remote sensing from Pioneer orbiter, *Science*, **205**, 65–67
- Taylor, F. W., Beer, R., Chahine, M. T., Diner, D. J., Elson, L. S., Haslins, R. D., McCleese, D. J., Martonchik, J. V., Reichley, P. E., Bradley, S. P., Delderfield, J., Schofield, J. T., Farmer, C. B., Froidevaux, L., Leung. J., Coffey, M. T., and Gille, J. C., 1980: Structure and meteorology of the middle atmosphere of Venus : Infrared remote sensing from Pioneer Venus orbiter, *J.Geophys.Res.*, **85**, 7963–8006
- Taylor, F. W., Hunten, D. M., and Ksanformality, L. V. , 1983: The Thermal Balance of the Middle and Upper Atmosphere of the Venus, *Venus*, University of Arizona press. 650–680.
- Tamasko, M. G., Dose, L. R., Smith, P. H., and Obell, A. P., 1980a: Measurements of the flux of sunlight in the atmosphere of Venus, *J.Geophys.Res.*, **85**, 8167–8186
- de Vaucouleurs, G., and Menzel, D. H.,1960: Results of the occultation of Regulus by Venus. *Nature*, **188**, 28–33
- Wildt, R., 1940a: Note on surface temperature of Venus, *Astrophys.J.*, **91**, 266–268
- Woo, R., Armstrong, J. W., and Ishimatsu, A., 1980: Radio occultation measurements of turbulence in the Venus atmosphere by Pioneer Venus, *J.Geophys.Res.*, **85**, 8031–8038
- Woo, R., Armstrong, J. W., and Kriore, A. J., 1982: Small scale turbulence in the atmosphere of Venus, *Icarus*, **52-2**

-
- Yakovlev, O. I., and Matyugov, S. S. , 1982: Neutral atmosphere of Venus as measured by radio occultation by Venera 9 and Venera 10 orbiters, Submitted to *Icarus*,
- Young, A. T., 1973: Are the cloud of Venus sulfuric acid? *Icarus*, **18**, 564–582
- von Zahn, U., Krankowsky, D., Mauersberger, K., Nier, A. O., and Hunten, D. M., 1979b: Venus thermosphere: In-situ composition measurements, the temperature profile, and the homopause altitude, *Science*, **203**, 768–770
- von Zahn, U., Fricke, K. H., Hunten, D. M., Krankowsky, D., Mauersberger, K., and Nier, A. O., 1980: The upper atmosphere of Venus during morning conditions, *J.Geophys.Res.*, **85**, 7829–7840

謝辞

この論文を作成するにあたり、たくさんの方にお世話になりました。

惑星物理学研究室 倉本圭 助教授には、右も左も分からないような状態から研究の方向性を示唆して頂きました。本論文に関しても、構成から技術的なものまで丁寧に指導して頂きました。柿並義宏さんには、 \nearrow 切直前に Seiff, 1983 の長い和訳を逐一丁寧に添削して頂き、様々な助言を頂きました。そのほかにも、惑星物理学研究室及び流体力学研究室の皆様には研究に行き詰まった時に議論につき合ってもらったり、励ましの言葉をかけて頂きました。

この場を借りて感謝の意を述べさせていただきます。