

特集「金星研究の新展開(2)」

地上観測による金星夜側大気へのアプローチ

大月祥子^{1,4}, 佐川英夫^{1,2,4},
笠羽康正², 今村剛², はしもとじょーじ³, 岩上直幹¹

1. 金星大気の観測

金星大気は二酸化炭素を主成分とし、光化学反応が活発な熱圏（高度100km付近～）および中間圏（高度70～100km）、主に濃硫酸からなる雲層が存在する領域（高度50～70km）、そして高温高圧の下層大気（地表～高度50km）に区分される（図1）。地球大気とは大きく様相を異にする金星大気の力学・化学を理解する為に、我々の研究グループは金星探査衛星（Venus Climate Orbiter, VCO）の開発と併せて、地上からの金星観測を実施している。

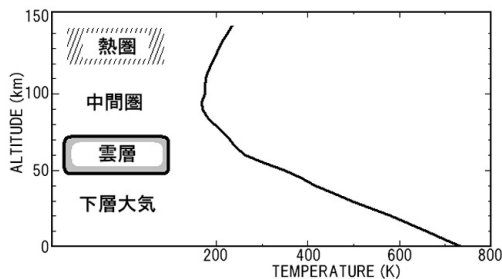


図1: 金星大気概念図。グラフは Pioneer Venus 探査機の観測で得られた昼面温度の鉛直構造[1]。

金星大気の力学を理解する為には、下層大気から雲層にかけての大気循環の三次元構造を把握することが不可欠である。しかし、過去の直接観測はプローブ投下による離散的かつ瞬間的なものに限られ、大気循環の空間構造の情報を与えるような観測結果は乏しい。金星の分厚い雲層と大気に阻まれて、下層大気をリモートセンシングする観測方法がなかった為である。

ところが1983年、二酸化炭素や水蒸気による吸収が

小さく濃硫酸の雲粒による散乱がほぼ保存的な（単散乱アルベド ~ 1 ）近赤外の「大気の窓」が発見された[2]。現在では波長1.01 μm , 1.10 μm , 1.18 μm , 1.27 μm , 1.31 μm , 1.74 μm , 2.3 μm の窓が知られている。これらを利用して、雲層より下からの熱放射を金星大気圏外から観測することが可能である（図2）。また、1.27 μm 窓の波長域には上層大気起源の大気光も重なっている。この大気光によって熱圏付近の大気についても議論が可能となる。

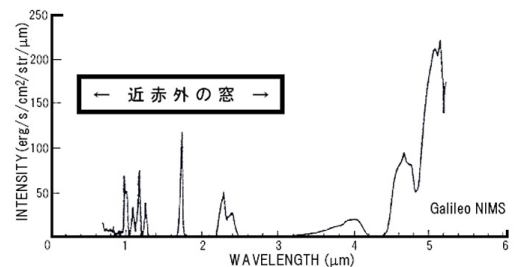


図2: 近赤外の窓。Galileo 探査機によって観測された金星夜側のスペクトル[3]。

本論文は、2002年12月に国立天文台岡山天体物理観測所（Okayama Astrophysical Observatory, OAO）を利用した金星夜側大気観測の速報である。本観測中の金星は内合の約一ヶ月後にあたり、観測時間帯の仰角は20°～35°である。また、視直径が37～43（夜側面積70～77%）と大きく、金星夜側大気の観測に最適な時期であった。

以下では、下層大気中の二酸化炭素の観測の観測（第2章）、熱圏下部の大気光の観測（第3章）について述べる。

1. 東京大学 Univ. of Tokyo
2. 宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究本部
Institute of Space and Astronautical Science(ISAS), Japan Aerospace Exploration Agency(JAXA)
3. 神戸大学 Kobe Univ.
4. Visiting Astronomer, Okayama Astrophysical Observatory of National Astronomical Observatory

2. 下層大気の一酸化炭素観測

本章では $2.3\mu\text{m}$ の窓を取り上げる。図3は、狭帯域フィルター ($2.28 \pm 0.02\mu\text{m}$) を用いて撮像した金星画像である。ディスク下半分の昼面は、雲層によって散乱した明るい太陽光を観測しているのに対し、上半分の夜側は、高度 $26 \sim 45\text{km}$ の下層大気 ($400 \sim 500\text{K}$) を光源とする熱放射を観測している。夜側の明暗は、光源とされる高度より上方に位置する金星雲層の光学的厚さを表している。図3では、「中緯度で雲が薄く、赤道域で厚い」という緯度分布を確認できる。

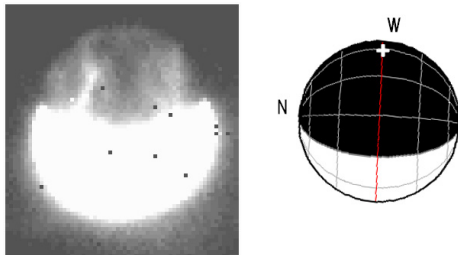


図3: $2.28\mu\text{m}$ 狭帯域フィルターを利用して撮像した金星。真夜中の地点を右図中の+で示した。(2002/12/5 06:17 JST)

「窓」を用いた分光観測からは、下層大気熱放射のスペクトルを観測する事で雲層より下の大気組成を定量的に調べることが可能となる。 $2.3\mu\text{m}$ の窓では、一酸化炭素 (CO) の強い吸収帯を利用してCOの存在量が得られる。金星大気中のCOは、上層大気 (高度 65km 付近以上) での二酸化炭素の光解離で生成するとされ、電波観測から推定される混合比は、高度 90km 付近で $\sim 300\text{ppm}$ である[4]。このCOは、雲層付近の硫黄化合物や水酸基により酸化され、下層大気へ拡散する迄には大きく減少すると考えられていた[5]。しかし、近年の近赤外観測では、下層大気中にもCOが $20 \sim 40\text{ppm}$ という比較的大きな混合比で存在することが示唆されている[6]。これを説明する為には、上層から下層大気への積極的なCOの輸送機構が必要となる。即ち、下層大気中のCO分布の観測は、上層から下層大気への大気循環の解明に大きな手掛かりを

与えるのである。

以下では、地上観測によるCO分布の緯度による違いについて報告する。

2.1 観測

観測には OAO の口径 188cm 反射式望遠鏡のカセグレン焦点に装着された近赤外分光撮像装置 SuperOASIS (検出器は HgCdTe 256×256 pixel, 視野約 4 分角, 波長域 $1 \sim 2.5\mu\text{m}$) を用いた[7]。分光撮像では空間情報がスリット方向にしか得られないので、分光情報の二次元分布を得る為には、スリットを金星ディスク上で移動させて連続的にスペクトルを取得する必要がある。今回は特に、地球と金星の公転速度差を利用する「公転差スキャン (drift scan)」を使用した。本手法では、望遠鏡は恒星の日周運動を追尾させ、惑星である金星の天球上での移動を利用して、相対的にスリット位置を変化させる(図4)。今回の観測では、夜面全体のスキャンに必要な時間は 10 分程度であり、シーイング (観測時は $2 \sim 3$) とスリット幅 (2.4) で規定される空間分解能はディスク中心で $\sim 700\text{km}$ であった。

このようなスキャン観測の最大のメリットは、簡便な操作でディスク全体を分光撮像できる点にある。VCO 探査機は至近距離からの観測となる為には、高い空間分解能で撮像観測が可能だが、分光スペクトルを取得しない為に化学情報を得ることは難しい。また、前述の Galileo 探査機や欧州で計画中の Venus Express 探査機は分光観測を主眼とした/しているが、前者はフライバイという時間の制約が有り、後者は近接軌道からの探査機直下点の観測となる為に、いずれも全球的な分光情報をスナップショット的に取得することは出来ない。地上観測は空間分解能に劣るもののディスク全面の高精度な分光画像を得ることができ、探査機による観測と相補的な役割を果たしうるものである。

図5は、波長分解能 ($\lambda/\Delta\lambda$) ~ 500 で取得したスペクトルであり、そのスペクトルから $2.30\mu\text{m}$ の光量を取り出して、金星の移動方向およびシーイングによ

る金星の揺らぎを考慮の上,二次元画像化したのが図6である. 図3の挟帯域撮像画像と同様の雲構造が確認でき,公転差スキャンの手法が適切に機能しているのが分かる.

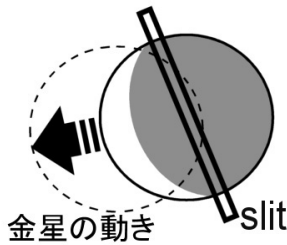


図4: 公転差スキャンの概念図.

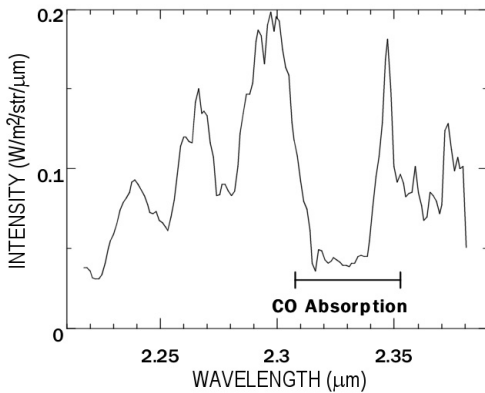


図5: 金星夜側の2.3μm 付近のスペクトル. (2002/12/11)

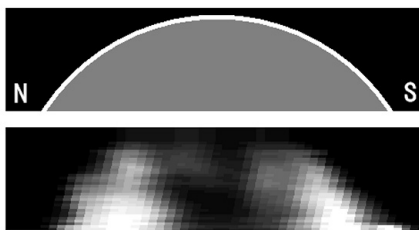


図6: 2.30μm での金星夜側の二次元マッピング.

2.2 解析方法

CO による吸収量を評価するに際し, 以下のような単純化したモデルを設定した.

雲を除いた時の光学的深さが1程度となる高度26~45km に光源面があると考え, その光源の地点 X における波長 λ の熱放射の強度を $I_0(\lambda, X)$ とする. 光源と

観測者の間で減光を及ぼす物質として雲と CO を考え, それぞれの透過率を $T_{CL}(\lambda, X)$, $T_{CO}(\lambda, X)$ とする. 光源の高度と CO による吸収が効く高度は分離できると単純化しているが, CO による吸収が雲層内部でも起きる場合には, 多重散乱によって実効的な光路長が延びる為に, T_{CL} と T_{CO} は独立にはならない. 実際には, 過去の研究から, CO の数密度は高度30~50 km で圧倒的に大きくなるとされており[5], 雲層と CO による吸収層は高度的に分離しているものと仮定できる. 厳密には CO の熱放射も考慮に入れる必要があるが, 今回は熱放射 I_0 が二酸化炭素大気のみ起因とするとしている. この時, 金星大気圏外から観測できる光量 I_{obs} は

$$I_{obs}(\lambda, X) = I_0(\lambda, X) T_{CO}(\lambda, X) T_{CL}(\lambda, X)$$

である.

金星下層大気は熱容量が大きく, 水平面内での温度差が小さい為に, I_0 は場所によらず波長にのみ依存すると仮定する. また, CO による吸収のある波長は2.32 μm よりも長い波長なので,

$$I_{obs}(\lambda, X) = I_0(\lambda) T_{CO}(\lambda, X) T_{CL}(\lambda, X) \quad (式2.1)$$

$$\text{但し } T_{CO}(\lambda, X) = 1 \quad [\lambda < 2.32\mu\text{m}]$$

となる (図7).

近接した波長間での雲の散乱光学特性には大きな差はない (灰色体) とみなせる為に[6], 雲による減光の影響には X のみが関係するとした上で, 以下のような量を考える.

$$\begin{aligned} & I_{obs}(\lambda, X) / I_{obs}(\lambda_a, X) \\ &= I_0(\lambda) / I_0(\lambda_a) \cdot T_{CL}(\lambda, X) / T_{CL}(\lambda_a, X) \cdot T_{CO}(\lambda, X) / T_{CO}(\lambda_a, X) \\ &= I_0(\lambda) / I_0(\lambda_a) \cdot T_{CO}(\lambda, X) \quad (式2.2) \end{aligned}$$

λ_a は CO による吸収を受けない波長であり, 本解析では2.30μm としている. 式2.2では, CO 吸収外部 (波長 λ_a) の光量で規格化することで, 雲による減光の影響を補正した. 異なる二地点 X_1, X_2 での CO に

よる吸収効果（光学的厚み）の違いは、式2.3で定義される値を比較することで得られる。

$$\frac{[I_{\text{obs}}(\lambda, X_1) / I_{\text{obs}}(\lambda_a, X_1)]}{[I_{\text{obs}}(\lambda, X_2) / I_{\text{obs}}(\lambda_a, X_2)]} = T_{\text{CO}}(\lambda, X_1) / T_{\text{CO}}(\lambda, X_2) \quad (\text{式2.3})$$

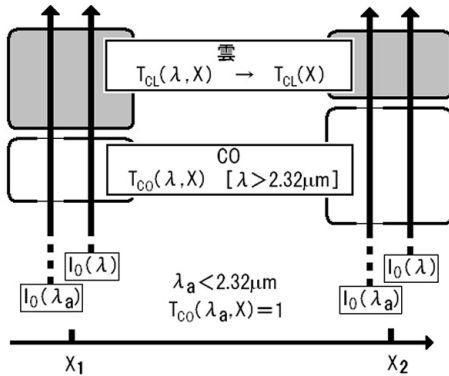


図7：解析の概念図。

2.3 CO 吸収量の緯度による違い

式2.3を用いて異なる緯度の二地点間での T_{CO} を比較する。今解析では、試験的に金星からの射出角が同じ二点を赤道域および中緯度（赤道上真夜中点、および北緯48度0100LT）から選定した。図8は、式2.3のを波長2.29～2.35 μm として計算したものである。CO吸収外部（ $\lambda < 2.32\mu\text{m}$ ）では式2.3で定義した値がほぼ1であるのに対し、波長2.32～2.35 μm のCO吸収内部（式2.3で定義した比が二地点間の T_{CO} の比に相当）では1より小さくなっている。これは、赤道よりも中緯度での T_{CO} が小さいということであり、中緯度の方がCOの吸収量（ $1 - T_{\text{CO}}$ ）が大きいことを意味する。この結果は、Galileo探査機の観測結果[6]とも整合するものである。

金星の雲頂付近では、過去の研究から、赤道域で上昇し、極向きに流れて高緯度側で下降する循環（ハドレー循環）の存在が示唆されている[8]。しかし他の高度に関しては、観測で得られている情報が乏しい中で、プローブによる風速測定から、循環セルが下層大気、雲層、熱圏でそれぞれ閉じている構造が想像され

ていた。しかし、今回観測された下層大気のCO分布量の緯度による違いがグローバルな構造であるとすれば、中間圏で生成したCOが中～高緯度で直接下降していることが考えられ、循環のセルは中間圏と下層大気で一つの大きなセルを形成していると想定される。これは、金星の大気力学の鍵である高速の西向き帯状流（スーパーローテーション）の維持機構として提起されている下層大気から上層大気への角運動量の分配を考える上でも非常に興味深い（前号の山本・高橋の論文を参照）。今回の初期的な解析では二地点の比較のみを示したが、今後は全球的なCO量の緯度分布を導出し、より詳細な議論を行いたい。

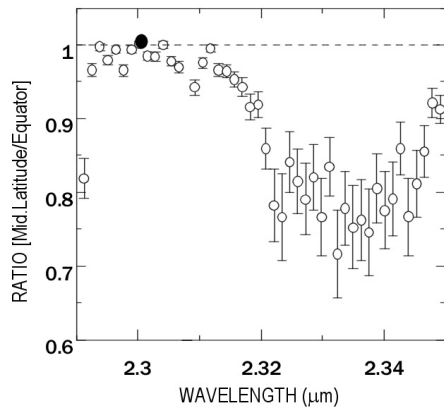


図8：赤道と中緯度（北緯48°）でのCO吸収の比較。2.30 μm で規格化している（黒点）。

3. 大気光の観測

次に、中間圏上部～熱圏での大気の運動や化学に注目する。

上層大気は密度が薄い為、投下プローブで風を測れない。また、大気運動に伴うドップラーシフトを地上から観測する方法があるが、風速の視線方向成分しか得られない。これらの理由から高度100～200kmでは風の観測が乏しく、大気運動の概観を把握することは難しい。そこで金星熱圏の力学・化学のトレーサーとして大気光を利用する。金星の大気光で最初にそのような使われたのは紫外のNO γ 帯、 δ 帯である。こ

の大気光は N 原子と O 原子の放射再結合によるものと考えられ, Pioneer Venus によって1978年にマッピングされた. この結果, 真夜中付近に強度のピークを持つ分布が多数得られ, 理論面から存在が予想されていた昼夜間対流の考えと結びつき「昼面で生成された N₂O が夜面へ輸送されて再結合した」という考えが生まれた[9].

また, 1979年には地上観測により近赤外1.27μm 帯の O₂ Infrared Atmospheric (0,0) 帯大気光が観測された[10]. この大気光には,

(1) 大気主成分 CO₂ の昼側上層大気での光分解によって O 原子が生成.



(2) O が昼夜間対流によって輸送されて夜側で沈降する際に, 高度95km 付近で再結合.



というメカニズムを始め, 様々な励起反応が提案されている[11]が, 結論は出ていない.

既存の観測では O₂大気光の強いところは統計的に真夜中よりも少し朝側に片寄ることが多く, 熱圏でのスーパーローテーション (西向き流) による引きずり効果が示唆されている[12]. また, 強度分布の空間変化が大きく, タイムスケールも数時間程度と短い[11]. これらの理由として重力波による変調が考えられているが, 観測的な証拠は無い. さらに, 金星の O₂ IRA (0,0) 帯大気光は非常に強く, 既存の励起モデルではまだ説明がつかない[11]という問題もある.

本章では, これらの謎の解明を目標とする1.27μm 帯の O₂大気光の地上観測について述べる.

3.1 観測

OAO での1.27μm 帯観測では, 2.3μm 帯の観測と同様に公転差スキャンを行い, 大気光を捉えることに成功した. 観測時のスリット幅2.4" で, 波長分解能 / ~ 1000である.

図9 (上) の実線は観測されたスペクトルの一例である. この図は以下の特徴を示している.

- (1)1.269μm を中心とする鋭いピークが O₂ IRA (0,0) 帯の Q 枝であり, その両側には R,P 枝が存在している.
- (2)1.277μm 付近の幅広いピークは, 雲の下の下層大気からの熱放射である.
- (3)観測波長域全体にわたって昼面からの漏れ込みだと考えられる連続成分が存在している.

図10は初期の解析から得られた12月11日 05:20 (JST) 頃の O₂ IRA (0,0) 帯大気光 Q 枝 (1.269μm) における輝度分布である. 複雑な構造が見取れるが, 強度のピークは真夜中付近に位置している.

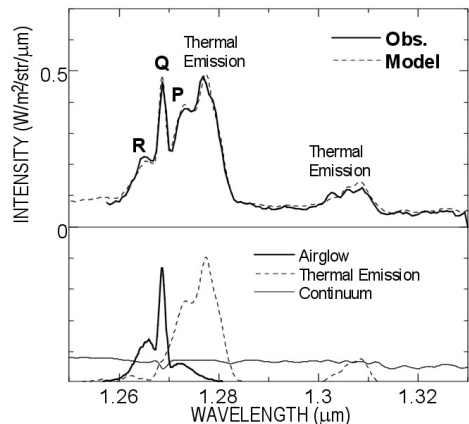


図9: (上) OAO で観測した金星夜側の1.27 μm 帯スペクトル (2002.12.11) とモデルによる合成スペクトル, (下) モデルによって計算した各成分のスペクトル (本文3.2参照).

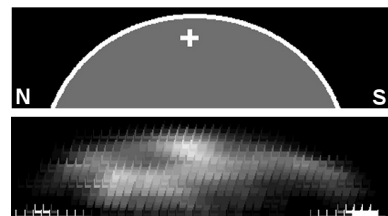


図10: O₂大気光の Q 枝 (1.269 μm) における強度分布 (2002 /12/11). 十字は赤道上の真夜中を示す.

3.2 モデルによるスペクトルの再現

観測データは, 大気光成分・熱放射成分・連続成分 (昼面光の漏れ込み) の3成分から構成されていると考えられる. 1000程度の分解能では図9のように P 枝,

R 枝を確認することが出来、回転温度から発光層における気温を推定することが可能である。1.27 μm 付近では熱放射と O_2 大気光が互いに重畳しており、ここに連続成分も加わる為に、回転温度を評価するには先ずこの3者を分解しなければならない。

そこで、分子線スペクトルデータベース HITRAN や高温環境下の分子線データベース HITEMP、金星大気の実験モデルである VIRA1985 を用いて3成分のスペクトルを計算し、米国標準大気中緯度春秋モデル (1976) を用いて地球大気による吸収を加えた (図9 (下))。その後、3成分を合成し、観測値と比較して各成分寄与率の最適化を試みた (図9 (上))。観測値と計算値を比べるとだいたい再現できている。

(1) 大気光成分

大気光成分を推定する際に注意が必要なのは地球大気による吸収の扱いである。単純に考えると、地球に存在する大量の酸素によって、 O_2 IRA (0,0) 帯大気光は吸収され尽くすように思える。しかし実際は、主に地球と金星の公転運動の違いから生じるドップラーシフトによって吸収を免れている。図11は観測時の金星大気光スペクトル (ドップラーシフト約0.05nm) を、HITRAN2000と米国標準大気から計算した天頂角 70° における地球大気透過率を重ねてプロットしたものである。波長分解能1000程度では差は見えないが、実際は図 (分解能10万相当) のように吸収のピークに対して輝線の位置がシフトする。このモデル計算によると、シフトの無い地球の IRA (0,0) 帯が2%しか地表に到達しないのに対し、金星のものは約82%が到達する。

現時点では、理論スペクトルを観測にフィッティングすることによる回転温度の導出には至っていないが、VIRA の高度95km での大気温度170K を試験的に採用して、大気光スペクトルを計算してみた。図9はその結果であるが、観測結果を概ね再現できていることがわかる。

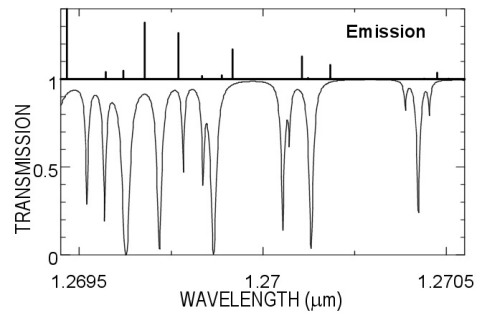


図11: 金星大気光の輝線と地球大気の透過率。

(2) 熱放射成分

熱放射成分は金星表面と大気 (CO_2 , H_2O) からの寄与を計算することで求めた。観測スペクトルと合成スペクトル (図9) を比較すると、1.31 μm 付近でのスペクトルの形に多少の違いはあるものの、よく再現できている。

(3) 連続成分

この連続成分は昼夜境界に近づくほど指数関数的に大きくなることから、昼面光の漏れ込みであると考えられる。1 μm 付近では昼夜の輝度が3桁以上も違う。

昼面光はほぼ太陽光の雲による反射であると単純化して考える。実際、観測スペクトルの波長1.29~1.30 μm 、1.32 μm 付近には CO_2 による吸収と考えられる構造が見られる。そこで雲層 (高度60km) までの往復路上の CO_2 による吸収を考慮した理論スペクトルを、VIRA をもとに計算し、観測結果と合わせた。

3.3 大気光の時空間分布

12月11日の結果 (図10) は、観測時にほぼ真夜中の位置で O 原子の沈降、再結合が起こっていたことを示唆している。つまりこの時は東西風成分が弱く「引きずり」現象は起こっていない。しかし翌日の12月12日のデータでは、地球雲の影響で良好な画像は得られなかったものの、0200LT 付近にピークがみられ、1日で全く異なった輝度分布パターンに変化したことが確認できた。これらの変動、及びその原因を議論する為

に、今後はより高い空間分解能の観測を実施していくとともに、VCOの大気光撮像にも期待がかけられるところである。

また現段階での概算では、12月11日における真夜中付近のO₂IRA (0,0) 帯大気光放射強度は2MR程度で、これはO原子の再結合で生じた酸素分子がほとんど全てO₂ (a¹_g) という励起状態になる必要がある。しかし再結合の際には様々な励起状態に分配され、O₂ (a¹_g) に励起されるO₂は全体の15%ほどでしかない[11]。将来的にVCOによってO 558nmやO₂ 551nmの観測が行われ地上から同時観測できれば、再結合で生じたO₂がどのような励起状態を経て脱励起するのにかに関する情報が得られ、「強すぎる1.27μm帯」と言う問題を解明する鍵が得られるだろう。

4. 今後の展望

今回の観測では、「金星と地球との公転運動差を利用した分光マッピング」という観測手法を確立した。

現在、データの解析を進めるとともに、次の金星観測期(2004年6月の内合を挟んで4,5月の夕方と7,8月の明け方)に向けて以下のような観測を計画している。

(1)連続的な観測により時間変動をモニターする。大気光は数時間以下のタイムスケールも含んでおり、1日または2日程度の観測期間でもその変化を捉えられる可能性は十分にある。また、1週間程度の連続観測により、雲の4日循環を追うことができる。さらに長期に渡る観測が可能であれば、COや大気光の分布の時間変化から様々な大気波動現象を発見できる可能性もある。その為に、2003年3月より、数週間単位の長期的な観測が可能な県立ぐんま天文台において近赤外分光観測環境の整備を行っている。

(2)より空間分解能の高い分光撮像を実施する。これには、晴天率・シーイングの良い海外の観測サイトを使っての観測が必要である。ハワイのすばる望遠鏡を利用して同様の観測を行った場合、最高100km以下の空間分解能が期待され、CO分布および雲塊の微細

空間分布、O₂大気光の輝度分布パターンなどを、期間限定ながらVCOに準じたスケールで観測することが可能となる。

こうした観測によって、子午面循環、昼夜対流や熱圏スーパーローテーションといった金星大気力学の鍵となるプロセスの原因・過程の解明に貢献していきたい。

謝辞

今回の観測を行うにあたって、多くの関係者の助言を頂いた。特に、OAOの柳澤顕史助手には観測機器の調整に尽力して頂いた。また、東京大学の上野宗孝氏、三原ふみ子氏、熊本大学の佐藤毅彦氏、JAXAの奥村真一郎氏、中村良介氏には、共同観測者として協力を頂いた。著者一同ここに感謝の辞を述べたい。

参考文献

- [1] Seiff, A., 1983, VENUS, 215.
- [2] Allen, D. and J. Crawford, 1984, Nature 307, 224.
- [3] Carlson, R. W. et al., 1991, Science 253, 1541.
- [4] Clancy, R. T., and D. O. Muhleman, 1985, Icarus 64, 157.
- [5] Krasnopolsky, V. A. and J. B. Pollack, 1994, Icarus 109, 58.
- [6] Collard, A. D. et al., 1993, Planet. Space. Sci. 41 (7), 487.
- [7] Okumura, S. et al., 2000, Publ. Astron. Soc. Jpn. 52, 931.
- [8] Rossow, W. B. et al., 1990, J. Atmos. Sci. 47, 2053.
- [9] Bougher, S. W. et al., 1997, VENUS II, 259.
- [10] Connes, P. et al., 1979, Astrophys. J. 233, L29.
- [11] Crisp, D. et al., 1996, J. Geophys. Res. 101 (E2), 4577.
- [12] Allen, D. et al., 1992, Nature 359, 516.