

東京大学大学院新領域創成科学研究科

複雑理工学専攻

2022 年度

修士論文

金星大気における大気重力波の緯度-高度分布

(Latitude-height distribution of atmospheric gravity waves in the
Venusian atmosphere)

2022 年 3 月 1 日

指導教員 今村 剛 教授

福岡 誠喜

要旨

金星は地球の一つ内側を公転する内惑星であり、大きさや質量が地球と似ている惑星である。しかし、金星の大気環境は地球とは全く異なったものとなっている。これまで、大型望遠鏡を用いた地上観測や人工衛星からのカメラや分光器による撮像観測がなされ、大気の水平構造についての理解は進んできている。一方で、鉛直構造はこれまでに大気のア平均組成や温度、東西風の高度分布は概ね分かっているが、その構造を維持するのに働いている大気波動などの変動成分は観測が乏しく理解が進んでいない。中でも、浮力を復元力とする波動である大気重力波は、鉛直伝播する際に波が減衰する過程で運動量の平均流への運動量の受け渡しと乱流の生成を通じて、エネルギー、大気物質、運動量の混合に寄与し、惑星大気において重要な役割を果たすことが知られている[Fritts and Alexander, 2003]。これまでに金星での大気重力波についての研究は、主に欧州宇宙機関の金星探査機 Venus Express の電波掩蔽観測によって行われ、大気重力波の波源が雲層下部の対流であることが示唆され、高緯度で大きな振幅を持つことが明らかになった[Tellmann et al., 2012]。しかし、先行研究では大気重力波の波長範囲はデータの分解能から限られ、また低緯度での分布はわかっておらず、子午面での重力波分布が明らかになっていない。重力波がもたらす運動量輸送や乱流混合などを定量的に推定するためには、様々な波長の重力波が広い緯度と高度範囲での分布が必要である。本論文では、金星探査機あかつきと Venus Express の電波掩蔽観測データを電波ホログラフィ法の一つである Full Spectrum Inversion (FSI)[Jensen et al., 2003]を用いて解析し、鉛直温度分布を求めた。FSIによって得られた鉛直温度分布は、従来手法である幾何光学法の鉛直分解能が約 1km であるのに対して約 150m の鉛直分解能を実現し、このことにより従来観測できなかった鉛直波長 1km 未満での重力波の子午面分布を検出することができた。さらにこのデータを用いて、重力波の鉛直波長ごとの振幅の大きさと単位体積あたりのポテンシャルエネルギーの変化を調べた。加えて、金星のローカルタイムごとの鉛直温度分布を得た。緯度分布から、高緯度の安定度の高い領域で重力波振幅が大きく、低緯度の高度 70km 付近の安定度の低い領域で重力波の振幅が小さくなることが波長によらず確認された。また、重力波振幅のローカルタイム依存性分布からは、安定度が高くなる高度 60km 付近の昼間の時間帯で振幅が大きくなることがわかった。これらから、背景大気の静的安定度が高く鉛直方向に安定成層している領域ほど重力波の振幅が大きくなる結果が得られた。そこで、背景大気の安定度と放射減衰を考慮した単色波モデルを用いて背景大気の静的安定度が重力波の振幅に与える影響を調べた。これらの結果から、観測された重力波の高度分布を説明する上で大気の安定度が重要であり、低高度から伝播する波の重ね合わせによって定性的に説明できることを示唆している。

目次

1 序論.....	1
1.1 金星大気での大気重力波の重要性.....	1
1.2 静的安定度と大気重力波.....	1
1.3 金星の大気重力波.....	4
1.4 研究目的	8
2 電波掩蔽観測	8
3 電波掩蔽観測データの解析手法.....	10
3.1 幾何光学法(GO)	10
3.1.1 幾何光学法の解析手順	10
3.2 Full Spectrum Inversion (FSI).....	17
3.2.1 FSI の原理	18
4 大気重力波の検出.....	20
4.1 ハイパスフィルタリング.....	20
4.2 鉛直波数スペクトル.....	21
4.3 異なる鉛直波長の抽出	26
4.4 温度振幅の子午面分布	30
4.5 ポテンシャルエネルギーの子午面分布.....	33
4.6 ローカルタイム依存性	35
4.7 経度依存性.....	36
5 考察.....	37
5.1 ポテンシャルエネルギー分布	37
5.2 重力波の子午面分布と静的安定度.....	38
5.4 ローカルタイム依存性	42
6 まとめと展望	44

付録.....	45
付録 1. 鉛直波数スペクトル.....	45
付録 2. 重力波の飽和と振幅.....	46
付録 3. 温度擾乱の個別データ	47
謝辞.....	48
参考文献	49

1 序論

1.1 金星大気での大気重力波の重要性

金星は地球の内側を公転する内惑星であり、その直径は地球の 0.95 倍、質量は地球の 0.82 倍と他の太陽系の惑星と比較しても地球と大きさが近い惑星である。しかし、金星には非常に厚い大気があり、地表での気圧は 90 気圧で大気の 96.5% が二酸化炭素によって構成されている。そのため、二酸化炭素の温室効果が働き、金星の地表付近の温度は昼夜問わず約 730K となっている。さらに、高度 45~70km に分厚い硫酸の雲が地表全体を覆われ、スーパーローテーションと呼ばれる自転を追い越す高速の風が全球的に吹いている [Sánchez-Lavega et al., 2017]。このように、質量や大きさが地球に似ているが大気環境は全く異なったものとなっている。このように、地球と対照的な気象を持つ金星大気を研究することは惑星の気象を普遍的に理解する上で重要である。

これまで、金星大気の研究は宇宙航空研究開発機構 (JAXA) の金星探査機あかつきや欧州宇宙機関 (ESA) の金星探査機 Venus Express などの人工衛星に搭載されたカメラ観測や地上望遠鏡を用いた光学機器観測が数多く実施されてきた。大規模な弓状模様や極域の S 字構造 [Fukuhara et al., 2017] などの水平構造に関する知見は増えつつある。一方、着陸機による直接探査などによって大気の平均組成や温度、東西風の高度分布などの大気の平均的な鉛直構造も明らかになってきている。しかし、波動などの擾乱成分については、水平構造は比較的情報が得られているが鉛直構造の情報乏しい。中でも、大気重力波は鉛直方向に伝播し、運動量やエネルギーの運搬や大気物質の混合を通して惑星大気において重要な役割を果たすことが知られており、金星大気を理解する上で重要である [Sánchez-Lavega et al., 2017]。

1.2 静的安定度と大気重力波

大気重力波とは、空気塊の浮力を復元力とする横波で、静的安定度が正であるような大気中を伝播する。以下に静的安定度について説明する。

鉛直方向に断熱的に微小変動する空気塊の運動を考える。初期位置が高度 z_0 であった空気塊が鉛直方向に z 変位した時の空気塊の密度を ρ 、背景大気の密度を $\bar{\rho}$ とすると、空気塊には背景大気との密度差から浮力が生じる。微小変位した空気塊の運動方程式は式(1.1)で与えられる。

$$\frac{d^2z}{dt^2} = g \frac{\bar{\rho} - \rho}{\rho} \quad (1.1)$$

ここで，空気塊の圧力と背景大気の圧力が等しいとすると，空気塊の温度 T ，背景大気の温度 \bar{T} として理想気体の状態方程式を用いて式(1.1)を変形すると

$$\frac{d^2z}{dt^2} = g \frac{T - \bar{T}}{\bar{T}} \quad (1.2)$$

と表すことができる．式(1.2)より，鉛直方向に変位する空気塊の加速度は，空気塊の温度と背景大気の温度差によって決まることがわかる．ゆえに，空気塊が鉛直方向に変位した時，空気塊の温度が背景大気の温度より低ければ，加速度と変位が逆向きとなり元の位置に戻る向きに加速度が働くため，安定といえる．一方，空気塊の温度が背景大気の温度より高いとき，加速度と変位が同方向になるため不安定といえる．ここで，空気塊を断熱的に鉛直方向に変位させたときに断熱膨張で生じる高度方向の温度減率 Γ_a は

$$-\left(\frac{dT}{dz}\right) = \frac{g}{c_p} \equiv \Gamma_a \quad (1.3)$$

と表される．ここで， g は重力加速度， c_p は定圧比熱である．次に，背景大気の温度減率 Γ と断熱温度減率 Γ_a の関係について考える．空気塊の初期位置 z_0 での温度 T_0 のとき，空気塊が初期位置から z 変位したときの空気塊の温度 T と背景大気 \bar{T} はそれぞれ式(1.4)と(1.5)のように表せる．

$$T = T_0 - \Gamma_a z \quad (1.4)$$

$$\bar{T} = T_0 - \Gamma z \quad (1.5)$$

式(1.4)，式(1.5)を用いて式(1.2)を変形すると，

$$\frac{d^2z}{dt^2} \approx -g \frac{\Gamma_a - \Gamma}{T_0} z \quad (1.6)$$

このとき、 T_0 は Γz に比べて十分大きいものとした。ここで、式(1.6)の分子を静的安定度

$$\begin{aligned} S &= \Gamma_a - \Gamma \\ &= \frac{dT}{dz} + \Gamma_a \end{aligned} \quad (1.7)$$

とすると、 S の値によって安定度を判別できる。 $S < 0$ のとき、式(1.6)の解が発散する。このとき、大気は不安定で対流が発生する状態である。 $S = 0$ のとき、大気は中立である。 $S > 0$ のとき、式(1.6)は空気塊の振動を表す方程式であり大気は安定で大気は安定成層の状態である。また、この安定な状態において式(1.6)は

$$\frac{d^2z}{dt^2} \approx -N^2 z \quad (1.9)$$

と書くことができる。このとき、 N は単振動の振動数で浮力振動数という。大気重力波はこのような浮力振動の一種だが、鉛直伝播するときは振動方向が斜めである。そのため、重力波の振動数は N よりも小さくなり、 N は重力波の振動数の上限値となる。

重力波は鉛直方向のみの振動ではなく図に示すような斜め上下に振動する。重力波の概念図を図 1.1 に示す。

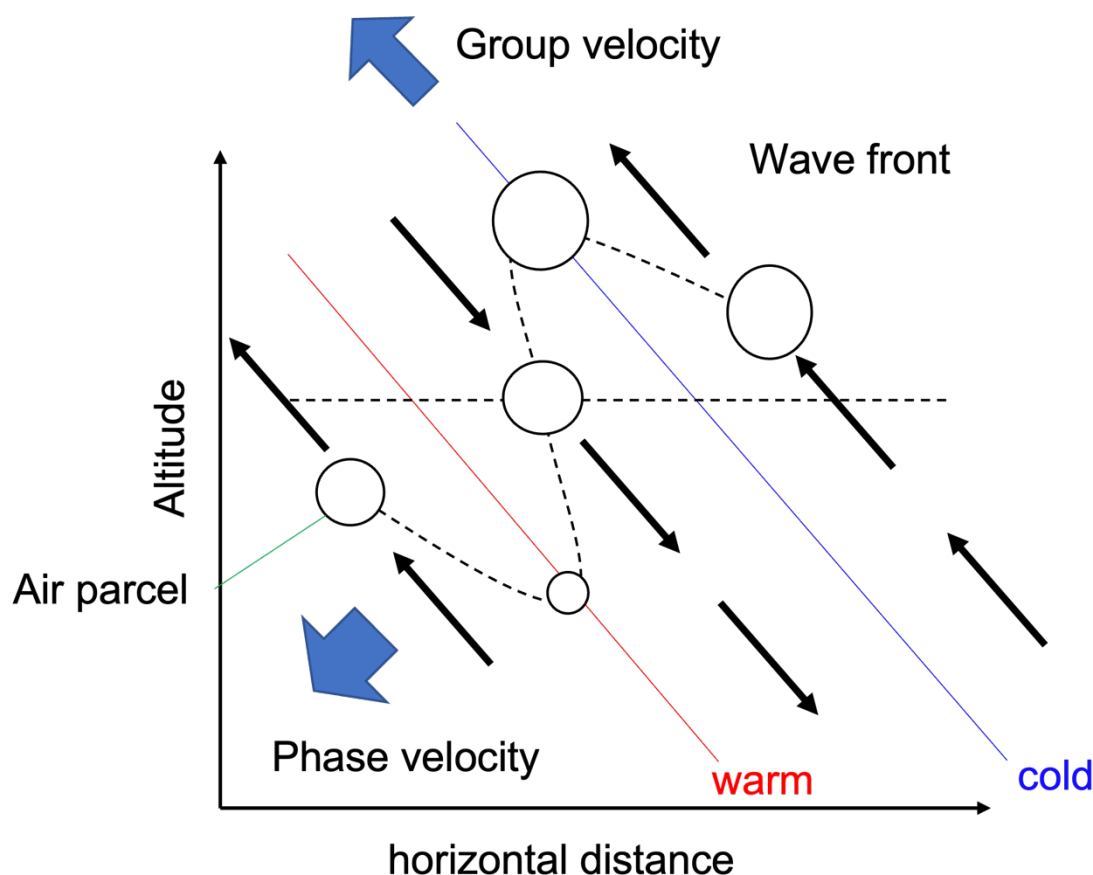


図 1.1 重力波の概念図

図中の実線は等位相面を表し、水平破線は重力波がないときの当温位面、波打った波線は重力波によって変化した当温位面である。左斜め上向きの青い矢印は群速度、左斜め下向きの青い矢印は位相速度を示し、黒い矢印は空気塊の振動方向となっている。全体としては、波面に沿うように風速、温度、密度の振動があり、そのパターンが波の伝播とともに動いていくような構造をもつ。図中の空気塊が斜め上方に移動するとき、持ち上げられた空気塊が断熱膨張し空気塊の温度が低下していることを示す。空気塊が斜め下方に移動するとき、押し下げられた空気塊が断熱圧縮し空気塊の温度が上昇していることを示す。大気重力波は砕破することにより局所的な乱流を発生させ物質の拡散をもたらすだけでなく、背景大気に運動量を渡すことで大気の構造や循環に大きな影響を与える。

1.3 金星の大気重力波

金星大気重力波は、図 1.2 に示すように雲の画像で波列として観測されている [Sánchez-Lavega et al., 2017]。また、重力波の鉛直構造は主に図 1.3 のような電波掩蔽観測によって得られる鉛直温度分布に図 1.4 や図 1.5 のように温度の

波状変動として観測されている [Hinson and Jenkins et al., 1995 ; Tellmann et al., 2012] .

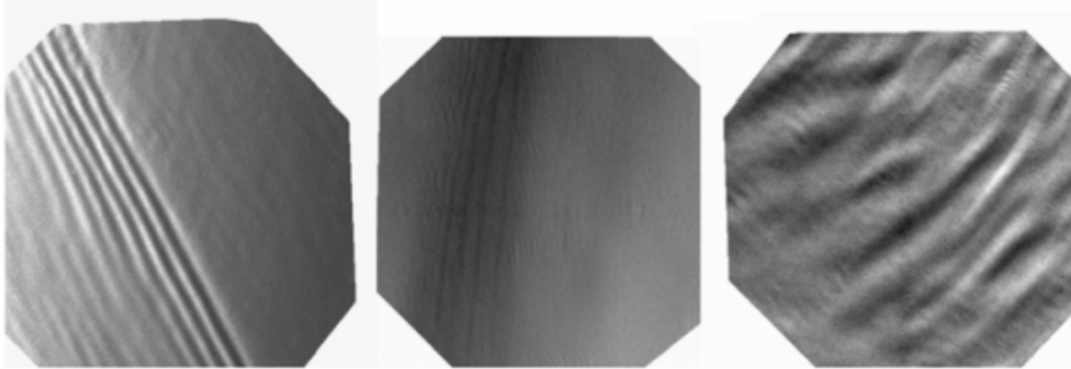


図 1.2 Venus Express の VMC によって撮影された雲層上部(高度 65~70km)の重力波の紫外画像[Sánchez-Lavega et al., 2017]

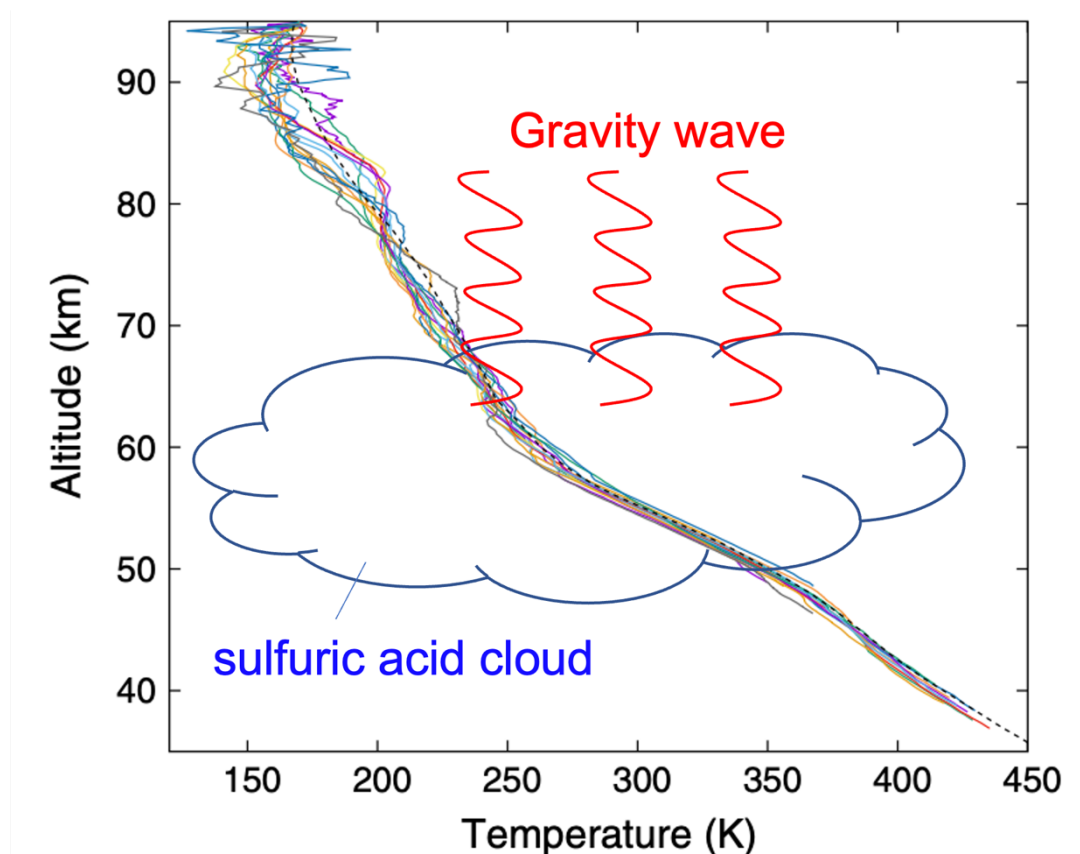


図 1.3 電波掩蔽観測によって得られた温度の高度分布の例. 高度 50~70km に硫酸の雲があり, この雲層で重力波が励起され上方伝播すると考えられている. ([Imamura et al., 2018]を改変)

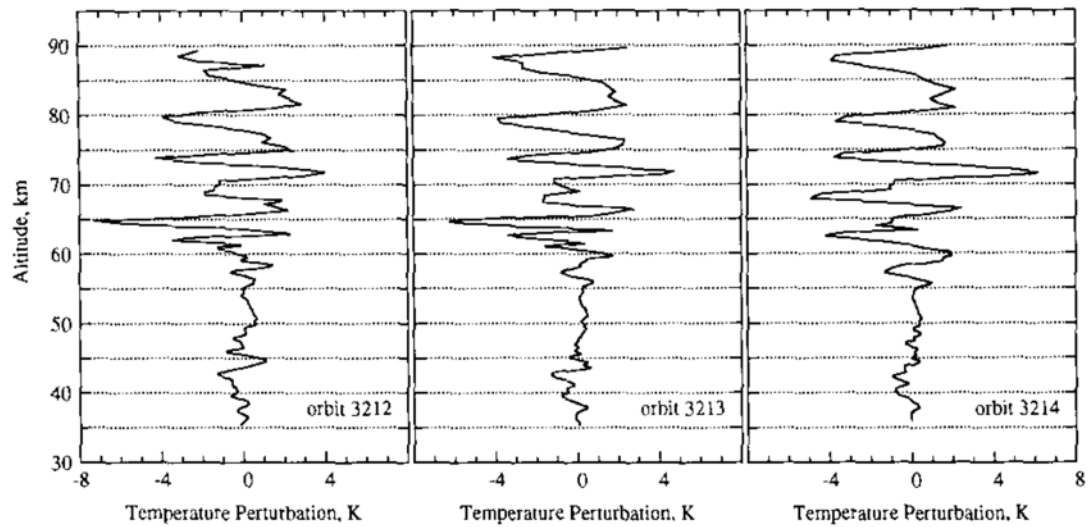


図 1.4 NASA の金星探査機 Magellan の電波掩蔽観測によって観測された鉛直波長 8km 以下の温度擾乱[Hinson and Jenkins, 1995]

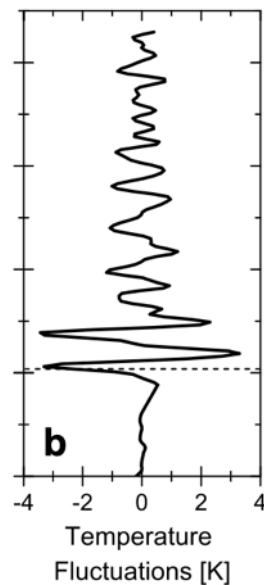


図 1.5 ESA の金星探査機 Venus Express の電波掩蔽観測によって観測された鉛直波長 1~4km の温度擾乱[Tellmann et al., 2012]

これまで、NASA の金星探査機 Magellan によって電波掩蔽観測が行われ、重力波の鉛直構造が観測された[Hinson and Jenkins, 1995]。また、欧州宇宙機関の金星探査機 Venus Express の電波掩蔽観測から、温度の微小変動の子午面分布

が調べられた。Venus Express の電波掩蔽観測から得られた鉛直波長 1~4km の温度振幅の子午面分布を図 1.6 に示す。これより、高緯度で重力波の振幅が大きいことがわかった。高度 65km 以下の安定度が低い層が高緯度で厚く、低安定度層の上で振幅が大きいことから高緯度側で対流が活発であると考えられている。そのため、対流によって励起された重力波が上方に伝播して高緯度の高度 65km 付近で大きな振幅をもつという仮説が提唱されている。これは、高緯度の高度 60-65km 付近に温度の極小が見られ、この状況でハイパスフィルタを用いて温度擾乱を抽出すると実際には存在しない微細構造が検出されることを懸念したため、高度 65km 以上に限定して解析が行われた。また、高度 80km 付近で温度振幅が大きくなることから高高度に熱潮汐波などの別の波の励起源がある事が提唱されている [Tellmann et al., 2012 ; Sugimoto et al., 2021]。

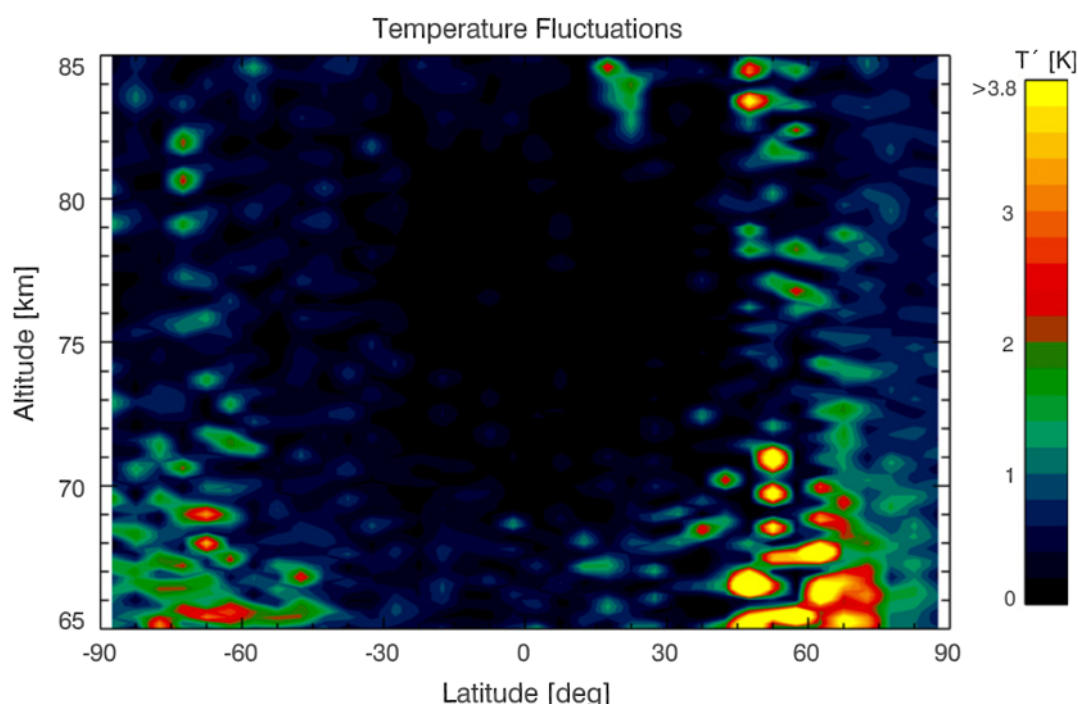


図 1.6 Venus Express による電波掩蔽観測のデータを幾何光学法で解析することにより得られた鉛直波長 1~4km の温度振幅の子午面分布 [Tellmann et al., 2012]

また、同じデータセットを用いて温度の鉛直波数スペクトルを算出し、重力波のスペクトルが半経験的な飽和重力波のスペクトルモデルとほぼ一致している事を示された [Ando et al., 2015]。この特徴は、金星大気中で重力波の砕破が発生していることが示唆される [Tsuda et al., 1991]。また、金星探査機あかつきと Venus Express の電波掩蔽観測から重力波の波束の検出を行い、重力波の振幅の大きさが背景大気の静的安定度に制限される可能性を示唆している [Mori et al.,

2021].

1.4 研究目的

Venus Express の電波掩蔽観測の研究では、鉛直波長が 1~4km の大気重力波の子午面分布が得られ、高緯度の高度 65km 付近や高度 80km 付近で振幅が大きくなることがわかった。高度 65km 以下の高度の対流によって重力波が励起され、別の波源によって高度 80km 付近で大きい振幅を持つという仮説が提唱されている。しかし、重力波の緯度や高度の分布について正確に分かっておらず、重力波の振幅がこういった要因で決まっているのか議論が難しい。また、地球の大気において鉛直波長が 1km よりも小さな重力波が大気に大きな影響を与えていることが知られている。これまでは幾何光学法に基づき解析されてきており、フレネルゾーンによって鉛直分解能が制限されるため短い波長の重力波を捉えることができなかった。本研究では電波ホログラフィ法的一种である FSI と呼ばれる電波掩蔽観測の解析手法を用いることで、これまで検出することのできなかった鉛直波長 1km よりも小さな波長範囲での重力波の検出を行う。また、分解能が向上したことにより、重力波と背景大気の構造を区別することができる。このことから高度 50km から高度 88km まで連続的に重力波の検出を行い、どのように波が励起、減衰、伝播しているかを明らかにし、重力波の減衰のメカニズムや高高度での励起過程の有無を調べることを目的とする。

2 電波掩蔽観測

本研究で用いる観測手法である電波掩蔽観測は、図 2.1 に示すように、惑星を周回する探査機が地上局から見て惑星の背後へ入出する際に、探査機が地球の受信局に電波を送信する。電波経路は惑星大気中で屈折し、この影響は地上の受信局では受信信号の周波数変化(ドップラーシフト)として現れる。このドップラーシフトの時系列と探査機・惑星・地球の位置関係データから、電波の屈折角 α とインパクトパラメータ a を求めることができる。屈折角とインパクトパラメータの関係から屈折率の鉛直分布が得られる。これを用いて、中性大気の鉛直温度分布が得られる。(詳細は 3 章)

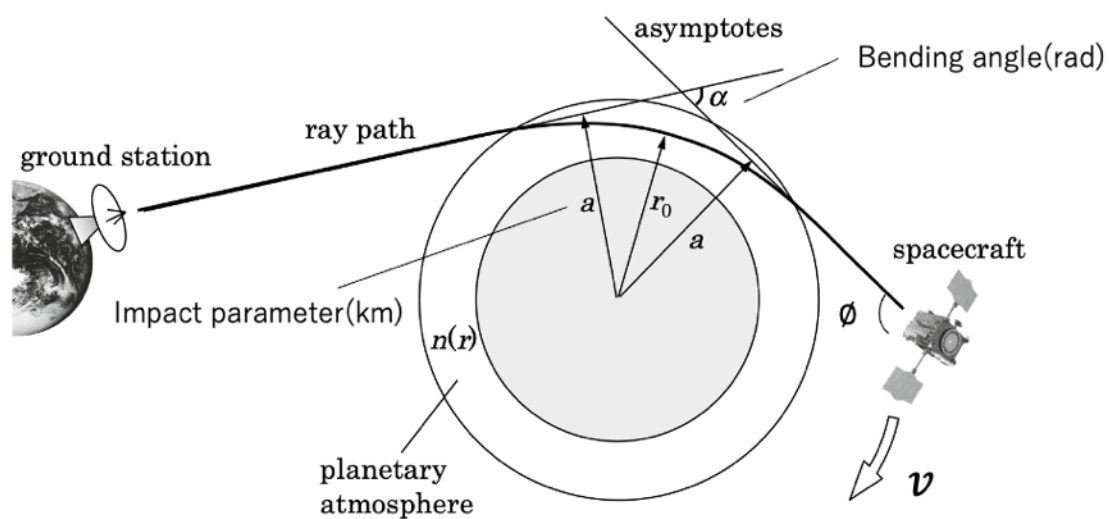


図 2.1 電波掩蔽観測の概念図[Imamura et al., 2018]

本研究では、2016 年 3 月から 2022 年 8 月の間に JAXA の金星探査機あかつきが惑星の背後に入る際と出る際に電波掩蔽観測によって得られた 69 データと [Imamura et al., 2011; 2017], 2006 年 7 月から 2009 年 9 月の間に ESA の Venus Express の電波掩蔽観測によって得られたデータから観測条件の偏りがないように選んだ 30 データを用いた [Tellmann et al., 2009]. あかつきは、約 10.8 日周期で金星の赤道面に近い楕円軌道を周回している。あかつきから送信された 8.4GHz の電波は超高安定発振器(Ultra-Stable-Oscillator: USO)によって安定化されており、JAXA の臼田宇宙空間観測所で記録された。Venus Express の軌道は、約 24 時間周期で金星を周回する極軌道である。Venus Express からも USO によって安定化された 8.4GHz の周波数電波の送信を行い、欧州宇宙機関の地上局のアンテナで受信される。あかつきは赤道軌道であるため観測が主に低緯度側に集中している。このデータの偏りを補う形で Venus Express の観測データを使用した。なお、Venus Express のデータとしては Mori et al. [2021] が後述の FSI 解析で導出した温度・圧力の高度分布を用いた。あかつきと Venus Express のそれぞれの探査機で得られたデータのローカルタイムと緯度についての分布を図 2.2 に示す。

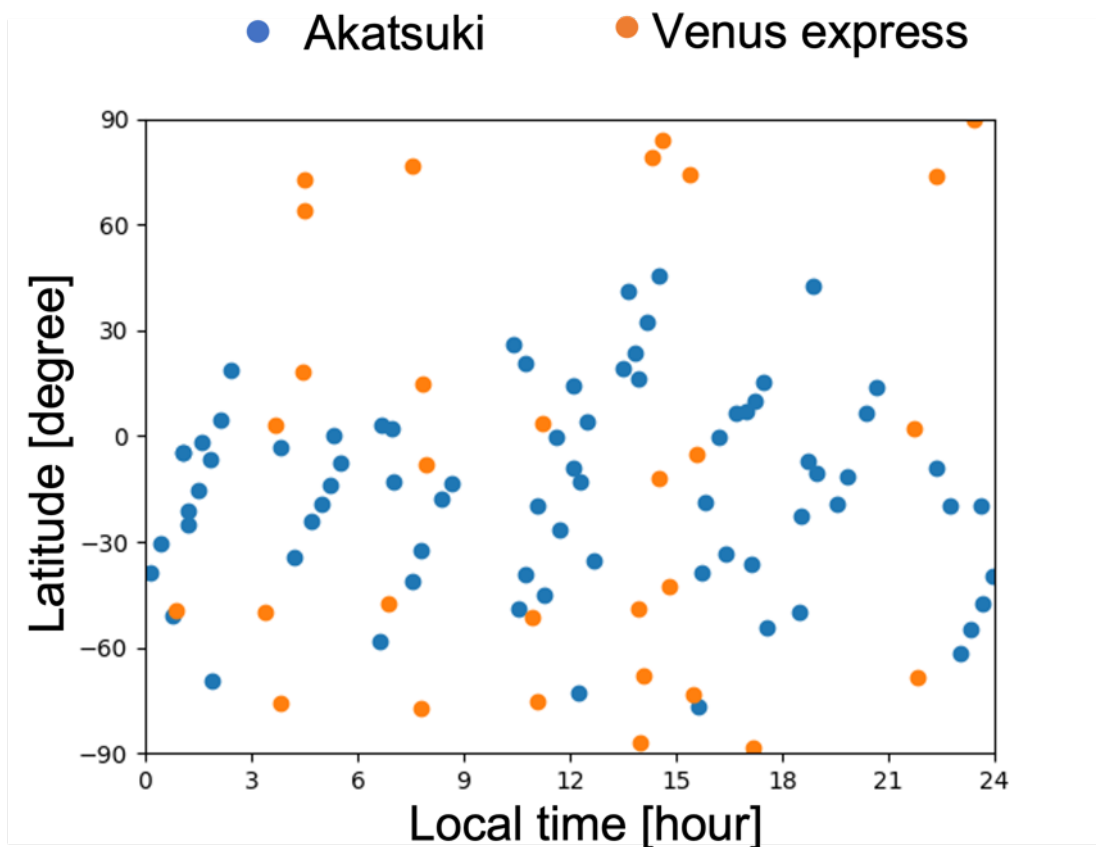


図 2.2 本研究で用いたあかつきと Venus Express の観測のローカルタイムと緯度についての分布

3 電波掩蔽観測データの解析手法

3.1 幾何光学法(GO)

上述のように受信された電波を解析することで惑星大気の高度方向の圧力や密度、温度の分布を算出できる．ここでは、従来から電波掩蔽データの解析に用いられてきた幾何光学法（Geometrical optics: GO）について新手法である FSI との比較のために説明する．GO と FSI の違いは、インパクトパラメータと屈折角を求めるまでであり、Abel 変換以降の手順は GO と FSI で共通である．

3.1.1 幾何光学法の解析手順

探査機から送信された電波は惑星大気を通過する際に屈折し、電波の周波数の変化を伴い地上の受信局で受信される．この時受信された電波は予測周波数に

基づく局部発振器の信号をミキシングすることにより 1MHz に近い値にダウンコンバートされ（うなり成分を抽出）、4MHz のサンプリング周波数で 2MHz の帯域幅に記録される．得られた信号を後解析でさらにダウンコンバートする．このようにして、高周波であった探査機からの信号を低い周波数へと変換して解析を行う．こうして得られた信号のスペクトルを図 3.1 に示す．図 3.1 の信号では 7000Hz 付近で信号のピークが現れており、これがドップラーシフトである．その以外の周波数では白色雑音が支配的である．

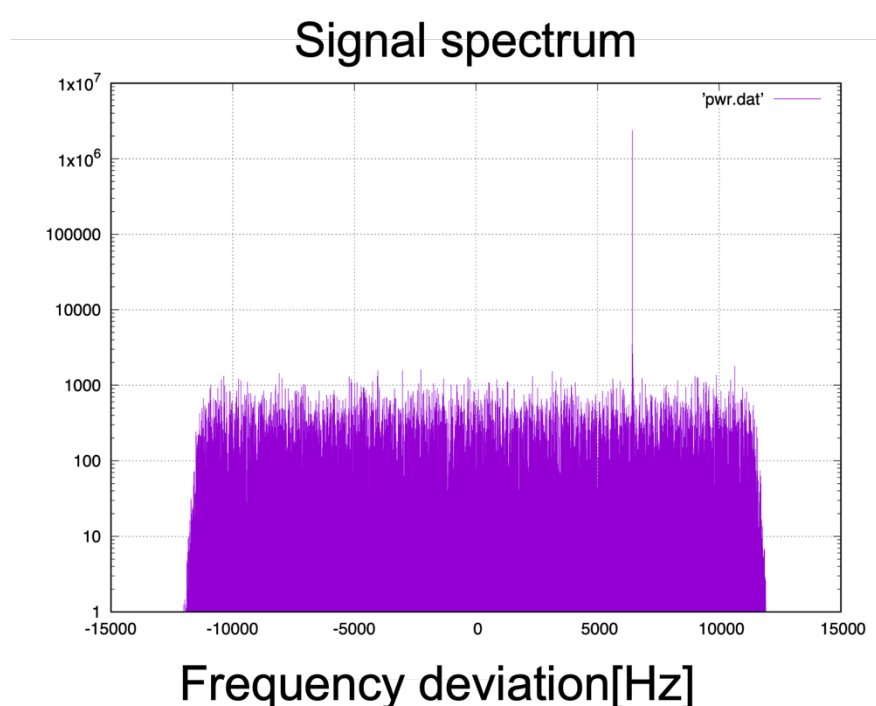


図 3.1 高周波受信信号をダウンコンバートした信号のスペクトルの例．横軸は中心周波数からのずれを表す．

こうして得られる地上局で受信される電波には探査機と地上局の移動によって生じるドップラーシフトの影響が含まれている．このドップラーシフトには、金星大気の影響によるドップラーシフトが含まれる．幾何光学法では、こうして得られた受信信号を短い時間区分に分割して各時間区分に対してフーリエ変換を行うことで、各時間における周波数を求める．

ここからは、2017 年 5 月 26 日に南緯 0.45° で探査機が金星に隠れる際に観測されたデータを用いて解析手順を説明する．電圧の時系列データを短い区間に分割してフーリエ変換し、ドップラー周波数を求めると図 3.2 のようになる．

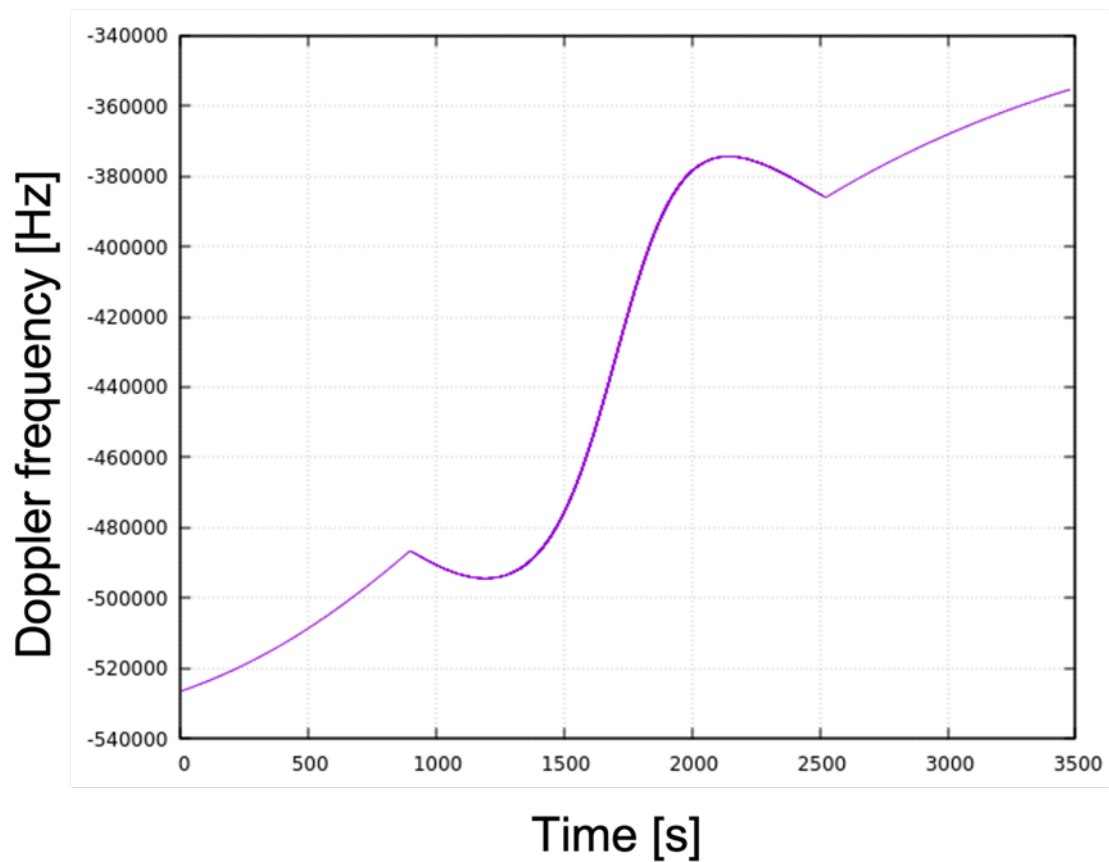


図 3.2 全ドップラー周波数の時系列の例. 2017 年 5 月 26 日に探査機が金星に隠れる際に観測された.

図 3.2 において約 900 秒から 2500 秒の区間で金星大気の影響が現れている. ここから, 既知である探査機・地上局・惑星の位置情報を用いることで, 惑星大気による周波数変化のみを抽出すると図 3.3 のようになる.

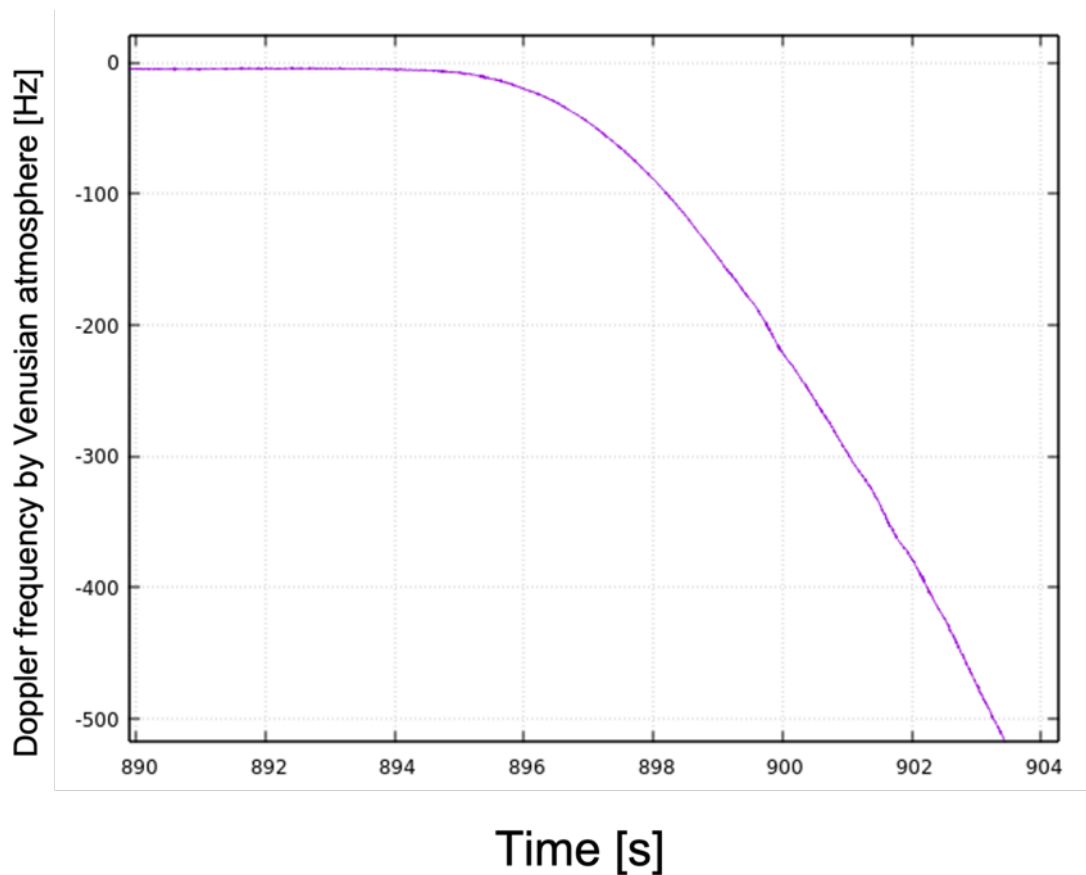


図 3.3 金星大気によるドップラー周波数の時系列の例

図 3.3 から、観測の開始から 894 秒程で金星大気の影響が現れ始め、周波数が変化してきていることがわかる。また、図 3.3 と図 3.4 を比較すると、惑星大気によって生じる周波数変化は、探査機・地上局・惑星の相対運動による周波数変化に比べて非常に小さいこともわかる。そして、探査機や惑星の位置情報から探査機の世界速度ベクトルと電波の射出方向のなす角 ϕ を求め、ここから図 3.4 に示す屈折角 α とインパクトパラメータ a を求める。図 3.4 に屈折角 α とインパクトパラメータ a との関係の例を示す。

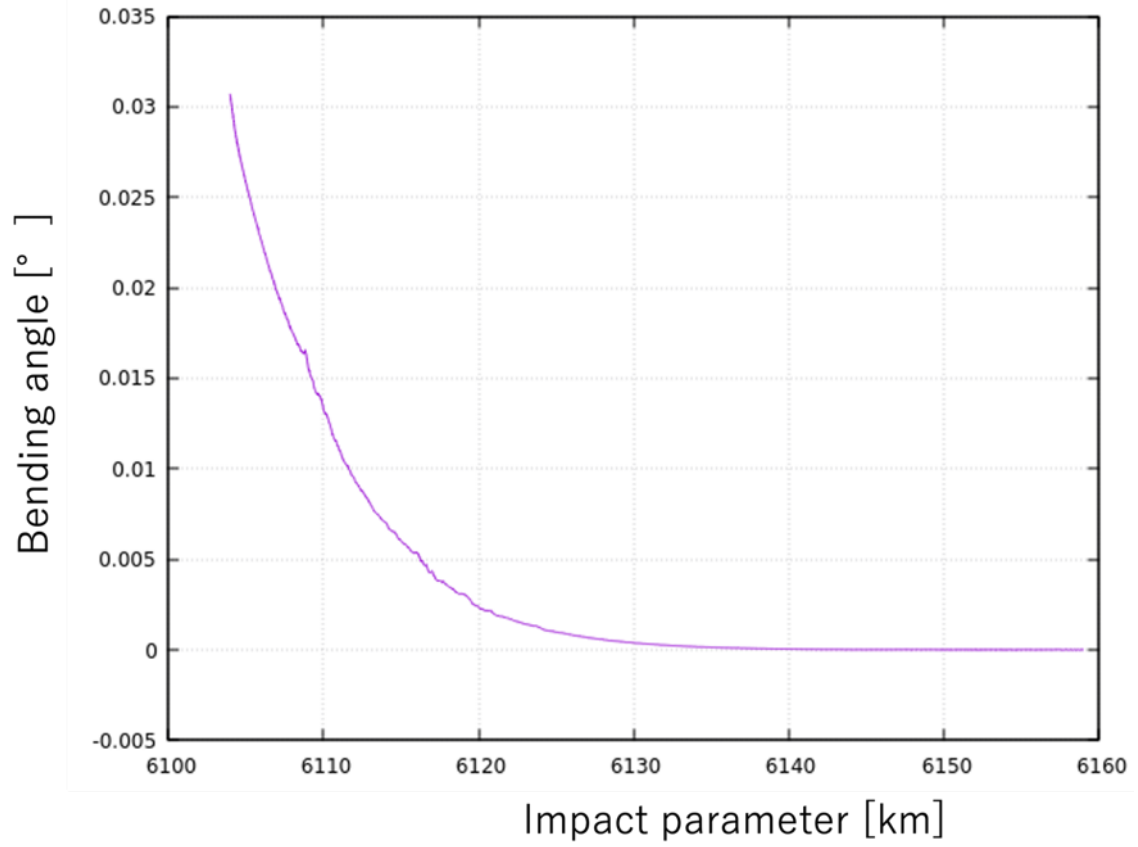


図 3.4 インパクトパラメータと屈折角の関係の例

これ以降の手順は幾何光学法と FSI で共通となる．ここで，大気が球対称であると仮定すると，大気の屈折率 n は，式(3.1)で表されるような Abel 変換 [Fjeldbo et al., 1971] によって，インパクトパラメータ a と屈折角 α の関係として表すことができる．

$$\ln n(r) = -\frac{1}{\pi} \int_{a_1}^{\infty} \ln \left\{ \frac{a}{a_1} + \left[\left(\frac{a}{a_1} \right)^2 - 1 \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \frac{d\alpha}{da} da \quad (3.1)$$

ここで， a_1 は最接近半径を r とする電波のインパクトパラメータであり，Bouguer の法則を用いると

$$n(r)r = a_1 \quad (3.2)$$

が成り立つ．式(3.1)と式(3.2)から，屈折率 $n(r)$ を惑星中心からの距離 r の関数として求めることができる．図 3.5 に屈折率の高度分布の例を示す．

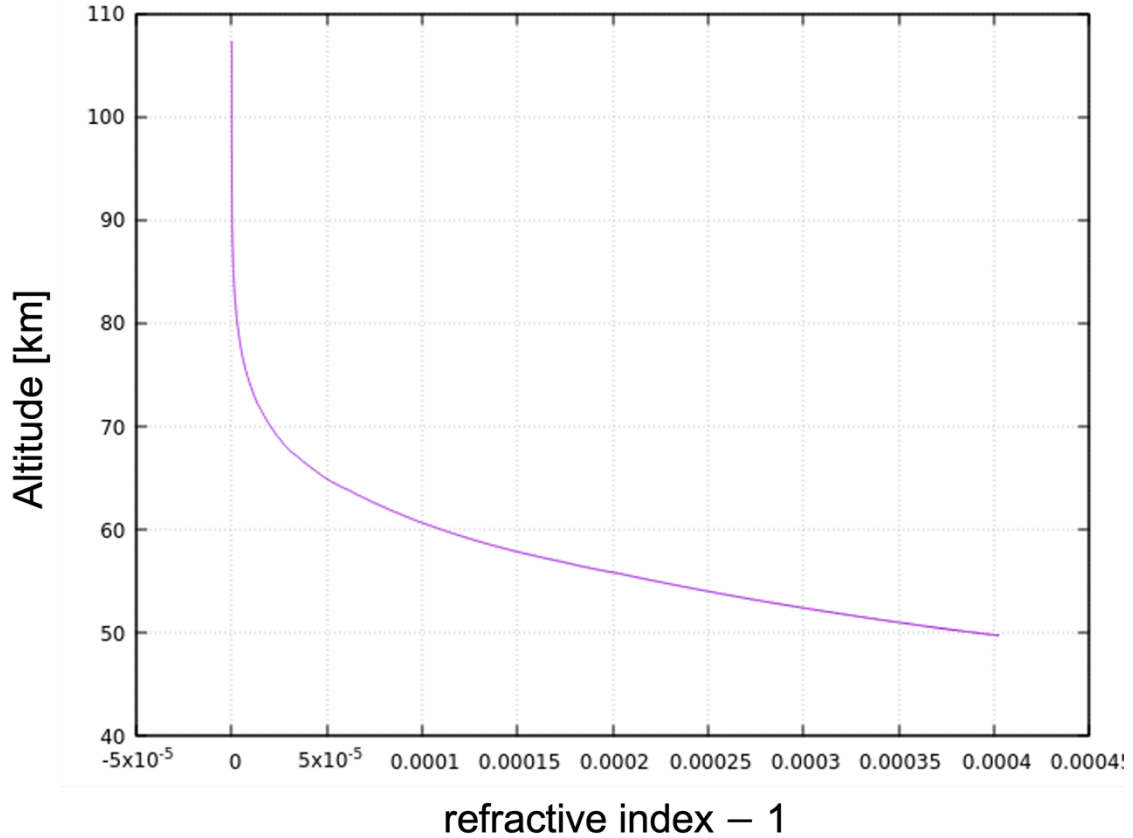


図 3.5 屈折率の高度分布の例

中性大気の数密度 N と屈折率 n との関係式は式(3.3)のようになる．

$$\mu = (n - 1) \times 10^6 = VN \quad (3.3)$$

μ は refractivity と呼ばれる値である．このとき，電離層による屈折率の変化は解析を高度 100km 以下に限定すれば中性大気によるものに比べて十分に小さいため無視した．また，金星大気の組成は均一によく混合されていると仮定し，過去の実験データ [Essen and Froome 1951; Fjeldbo and Eshleman 1968] より金星の中性大気は 96.5% の二酸化炭素と 3.5% の窒素によって構成されていると仮定し， $V = 1.811 \times 10^{-17} \text{ [m}^3\text{]}$ とした [Tellmann et al., 2009]．次に，静水圧平衡の式を用いると，圧力 p は

$$p(r) = p(r_{top}) + m \int_r^{r_{top}} N(r')g(r')dr' \quad (3.4)$$

となる．ここで， m は平均分子質量を表す．本研究ではこの値として 43.44 u を用いている [Seiff et al., 1985]. この u は，統一質量単位で $1u = 1.660 \times 10^{-27}$ kg である． N_{top} は上端での大気密度で観測量， T_{top} はその高度での温度であり経験的に与えられる．本研究では， r_{top} を金星の平均半径から 90～95km の範囲を選択し， T_{top} は 170K とした．この上端の境界条件は解析結果に影響するが，上端から 10km より下の高度ではその影響はほとんど見られない [Tellmann et al., 2009]. 温度の高度分布は，理想気体の状態方程式を用いると式(3.5)のように表すことができる．

$$T(r) = \frac{p(r)}{N(r)k} \quad (3.5)$$

このとき， k はボルツマン定数とした．図 3.6 に温度の高度分布の一例を示す．このとき，温度の高度分布において温度の誤差は 0.1K 程度である [Imamura et al., 2011]. 加えて，幾何光学法では高度分解能が送信器と受信器を結ぶ電波経路上でパワーが集中する幅である Fresnel diameter が数 100～1km 程度と制限されている．

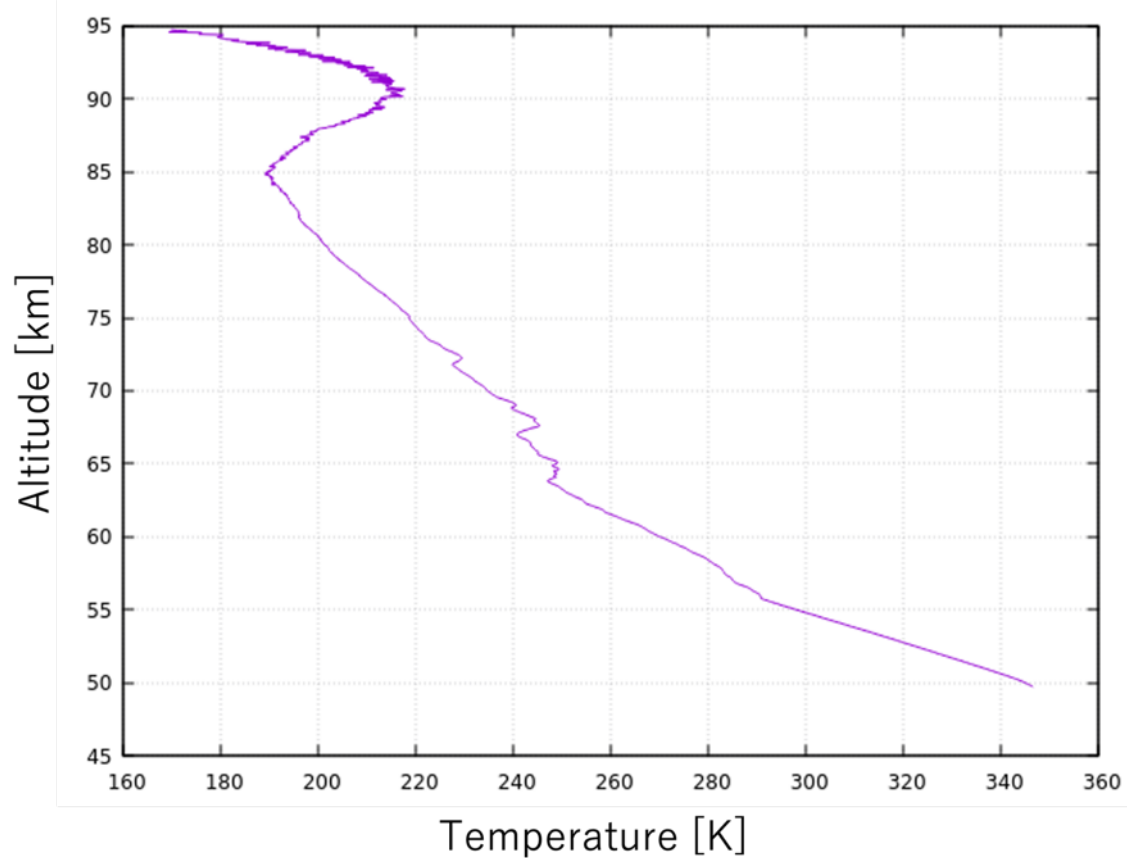


図 3.6 幾何光学法で得られた温度の高度分布の例

図 3.6 においてこれより低高度になるにつれて二酸化炭素がもたらす温室効果が高くなり、温度も上昇する．また、高度 50km より低高度は電波の減衰のため温度を導出することができない．

3.2 Full Spectrum Inversion (FSI)

前章で述べたように、電波掩蔽観測を用いることで惑星大気の圧力、数密度、温度の鉛直分布を導出することができる．本研究では、電波掩蔽観測の解析手法として電波ホログラフィ法的一种である Full Spectrum Inversion (FSI) [Jensen et al., 2003]を用いた．FSI によって得られる鉛直温度分布は従来手法である幾何光学法の一般的な分解能である 400~700m よりも高い約 150m の鉛直分解能データが得られ、多重伝播(マルチパス)の問題も解決できる [Imamura et al., 2018]．実際には S/N 比が高度によって異なるために実効的な分解能は高度によって異なることを 4.1 節で示す．

3.2.1 FSI の原理

本節では、FSI の解析手法について説明する。

FSI では式(3.6)に示すように、時刻 t に受信する信号がいくつかの副信号で構成されるとすると受信信号 $V(t)$ は、

$$V(t) = \sum_p Q_p(t) \exp(i\varphi_p(t)) \quad (3.6)$$

と表される。ここで、 Q (は p 番目の副信号の振幅、 φ (は位相、 i は虚数単位を表す。式(3.6)を観測時間である T 全体でフーリエ変換すると、式(3.7)のようになる。

$$\hat{V}(\omega) = \sum_p \int_0^T Q_p(t') \exp[i(\varphi_p(t') - \omega t')] dt' \quad (3.7)$$

さらに、停留値法(Method of Stationary Phase(MSP))[Bornand Wolf., 1999]を用いると、式(3.7)は式(3.8)のように近似できる。

$$\hat{V}(\omega) \cong \sqrt{\frac{2\pi i}{\frac{d^2\varphi_q}{dt^2}(t_1)}} Q_q(t_1) \exp[i(\varphi_p(t_1) - \omega t_1)] \quad (3.8)$$

ここで、 q は周波数 ω を含む副信号、 φ_p はこの副信号の瞬間周波数が ω である時刻を表す。式 (3.8)の位相項 $\varphi_p(t_1) - \omega t_1$ に着目し、これを周波数 ω で微分すると、式(3.9)のようになる。

$$\frac{d}{d\omega}(\varphi_p(t_1) - \omega t_1) = \frac{d\varphi_q}{dt_1} \frac{dt_1}{d\omega} - \omega \frac{dt_1}{d\omega} - t_1 = -t_1 \quad (3.9)$$

式(3.9)から、FSI ではフーリエ変換の位相を周波数 ω で微分することで、その周波数が観測されるべき時間 $-t_1$ を求めることができる。すなわち FSI では、式(3.10)で示すように瞬間的な周波数とその周波数が発生した時間の組が、フーリエ変換の位相 u の導関数として与えられることがわかる。

$$(\omega, t(\omega)) = \left(\omega, -\frac{du}{d\omega} \right) \quad (3.10)$$

こうして得られた周波数からインパクトパラメータと屈折角が得られる．これ以降の手順は幾何光学法と同様にして，アーベル変換(式(3.2))により屈折率の高度分布(式(3.3))を求めて温度と圧力の高度分布(式(3.4)，式(3.5))が得られる．

次に，FSI には幾何光学法に比べて，以下の利点がある．

幾何光学法においてマルチパス(多重伝播)と呼ばれる問題がある．マルチパスとは，図 3.7 に示すように同じ時刻に複数の電波を受信することで発生する．

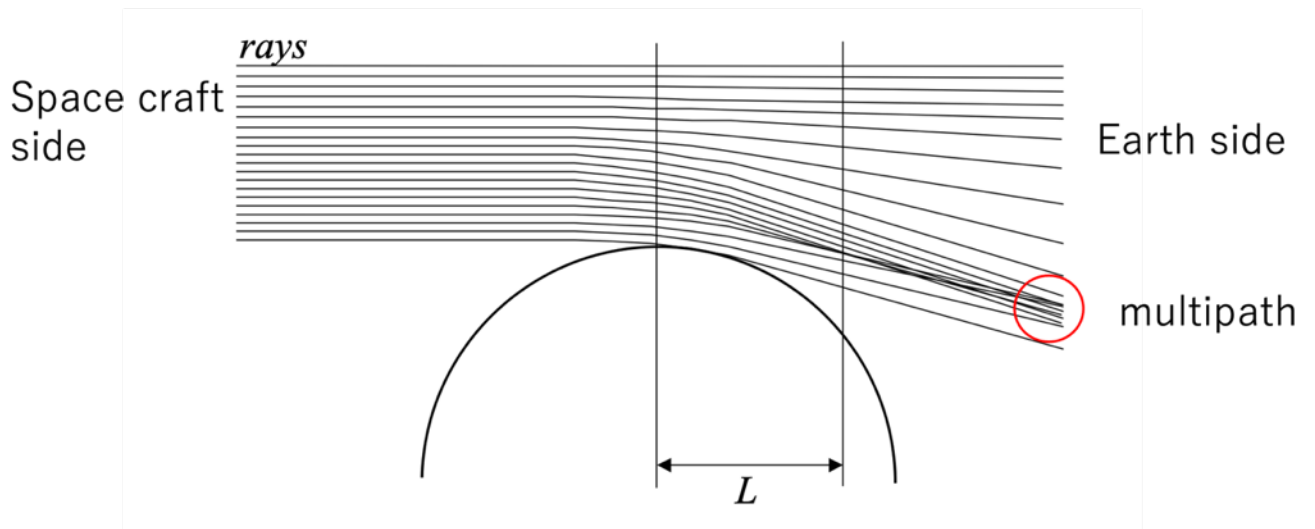


図 3.7 マルチパスの概念図[Sokolovskiy et al., 2004]

幾何光学法は，各時間に対して一つの周波数を検出するため，異なる周波数を持つ複数の信号を同時に受信した際に適切に検出することが困難であった．一方で，FSI は検出した周波数に対応する時間を求めているため，同時刻に複数の周波数成分を検出することができる．これを図 3.8 に示す．

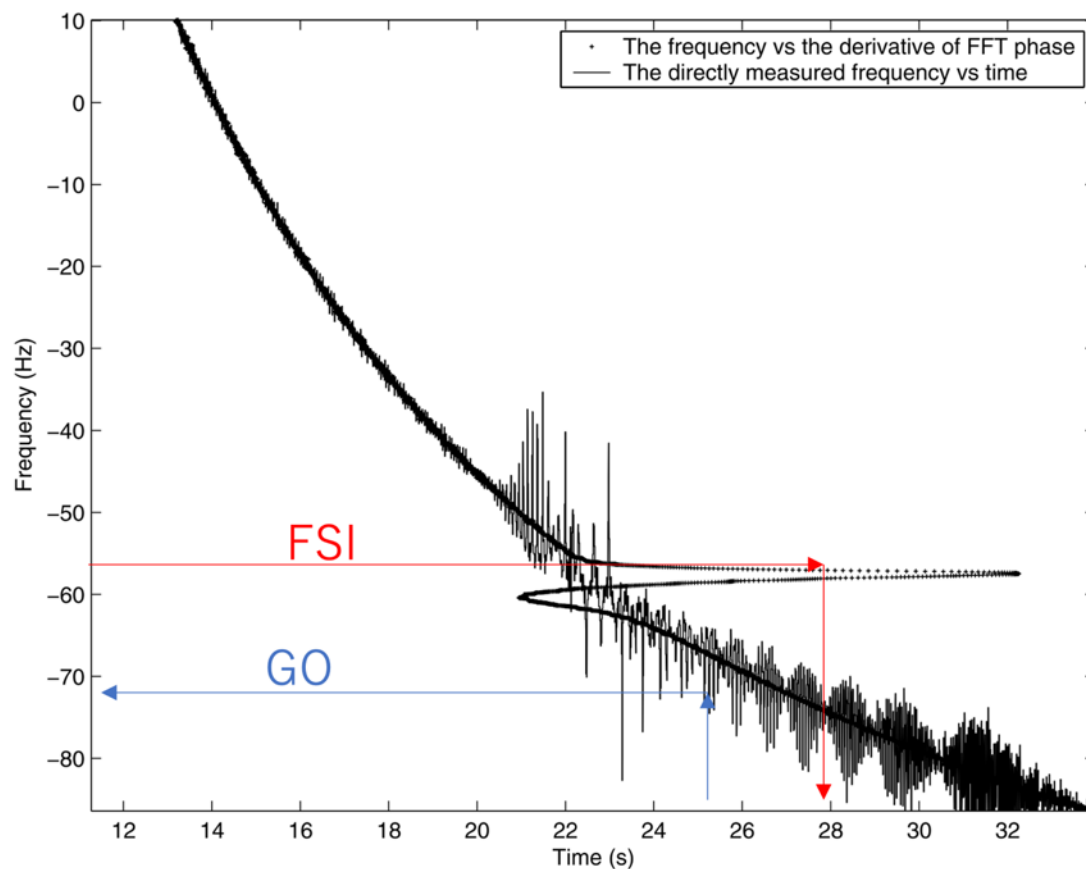


図 3.8 FSI と幾何光学法の時刻と周波数の対応付けの違い[Jensen et al., 2003]

時刻 28 秒を例として、FSI では -58 , -59 , -72Hz の波を同時に検出している。一方で、GO は 28 秒で一つの -72Hz の波のみを検出している。

次に FSI は幾何光学法に比べて高い鉛直分解能を持つ。これは、全受信信号を一度にフーリエ変換することによるものである。これによって、観測時に探査機が移動する範囲全体が一つの合成開口となり、実質的に大きな口径の望遠鏡で観測している効果があり鉛直分解能が向上する。

4 大気重力波の検出

4.1 ハイパスフィルタリング

初めに、電波掩蔽観測データから得られた高度方向の温度分布から鉛直波長 5km 以下の成分を抽出する。本研究では、高度方向に幅 5km の移動平均を施した温度分布を元の鉛直温度分布から引くことで元の温度分布から 5km 以下の成

分を抽出した．こうして得られた温度変動の分布を図 4.1 に示す．

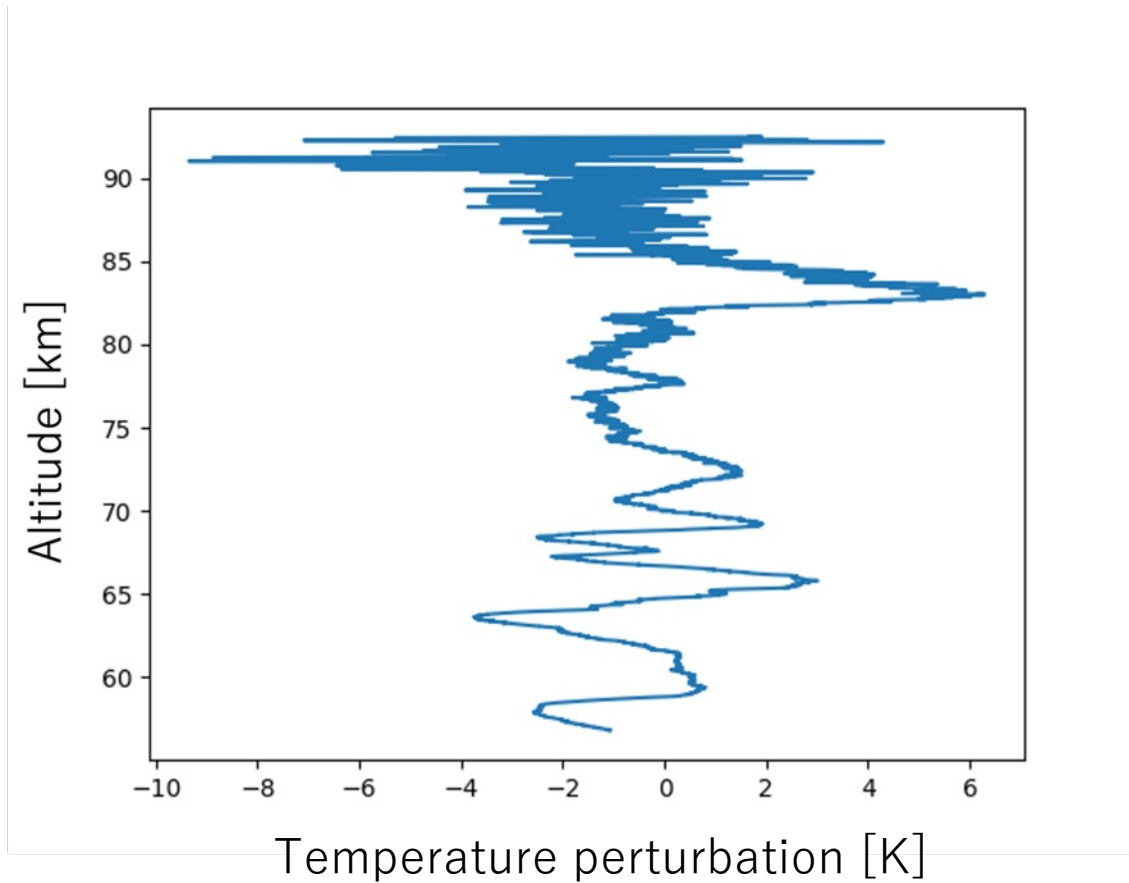


図 4.1 ハイパスフィルターによって抽出された鉛直波長 5km 以下の温度擾乱

4.2 鉛直波数スペクトル

上述のように抽出された 5km 以下の擾乱成分には，大気重力波などの大気の擾乱成分以外にもノイズが含まれる．そのため，鉛直波数スペクトルを用いて大気擾乱の寄与がノイズを上回るような波長範囲を推定する．ここで鉛直波数スペクトルは，前節で求めた温度の微小変動 T' を背景の大気温度 \bar{T} で割った T'/\bar{T} の高度分布に Welch 窓を掛け合わせ，これをフーリエ変換（FFT）することによって求められる．半経験的に，様々な鉛直波長の飽和した大気重力波が重なり合う状況では，大気重力波の鉛直波数スペクトルは概ね次のような波数の-3 乗のべき乗則に従うとされている [Tsuda et al, 1989]．

$$F_{\frac{T'}{\bar{T}}} = \frac{1}{4\pi^2} \frac{N^2}{10g^2k_z^3} \quad (4.1)$$

ここで、 N は浮力振動数、 g は重力加速度、 k_z は鉛直波数で、1 キロメートルあたりのサイクル数を表す。本研究ではこのことを念頭において、観測データの実質的な鉛直分解能を求める。

電波掩蔽観測において、大気の密度が高くなるほど大気変動に伴う電波の周波数変動が大きくなる。そのため、低高度であるほど目的とする大気によって引き起こされるドップラーシフトがノイズ成分に比べて大きく実効的な鉛直分解能が高いと考えられる。そのため、鉛直波数スペクトルを高度 50~60km, 60~70km, 70~80km, 80~88km に分けて求める。各温度分布の微小変動分布に対して、各高度区間で鉛直波数スペクトルを求めてそれぞれ 70~99 データを平均した結果を以下に示す。

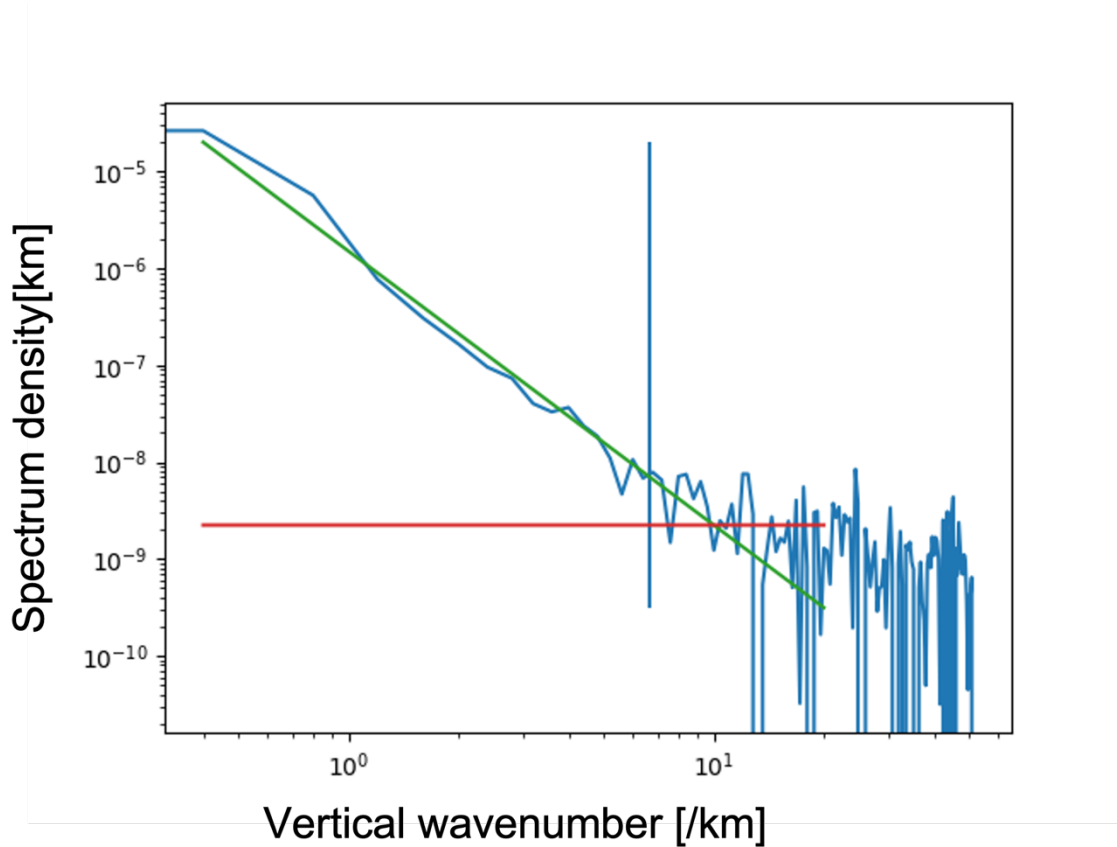


図 4.2 高度 50~60km における鉛直波数スペクトル

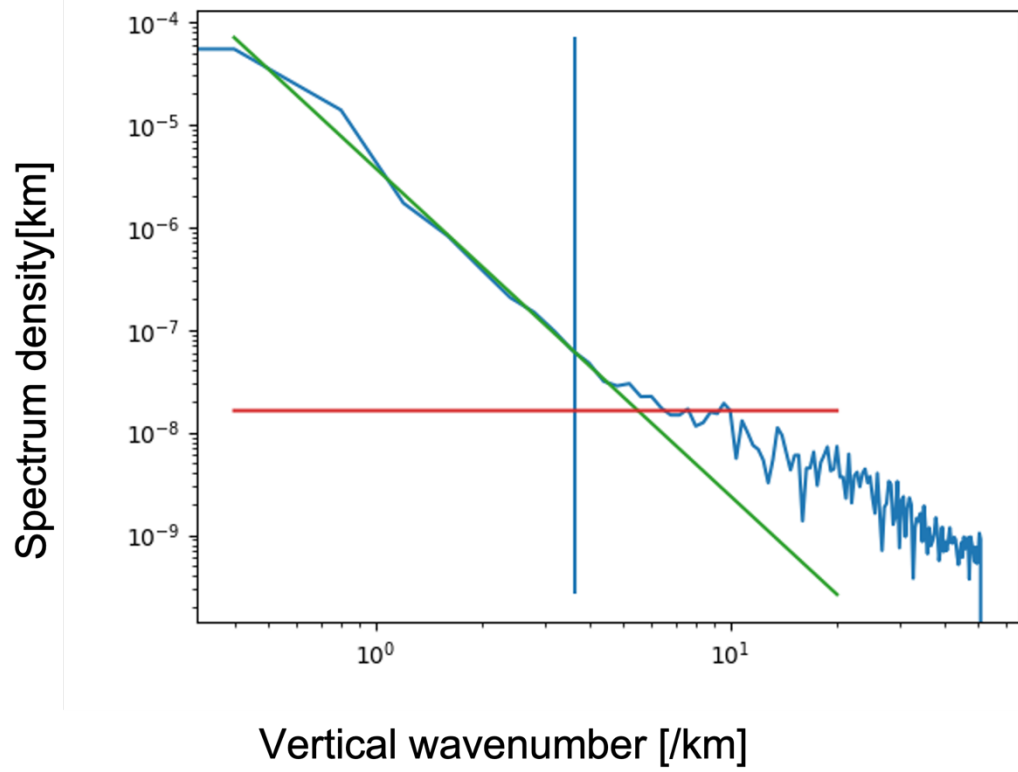


図 4.3 高度 60~70km における鉛直波数スペクトル

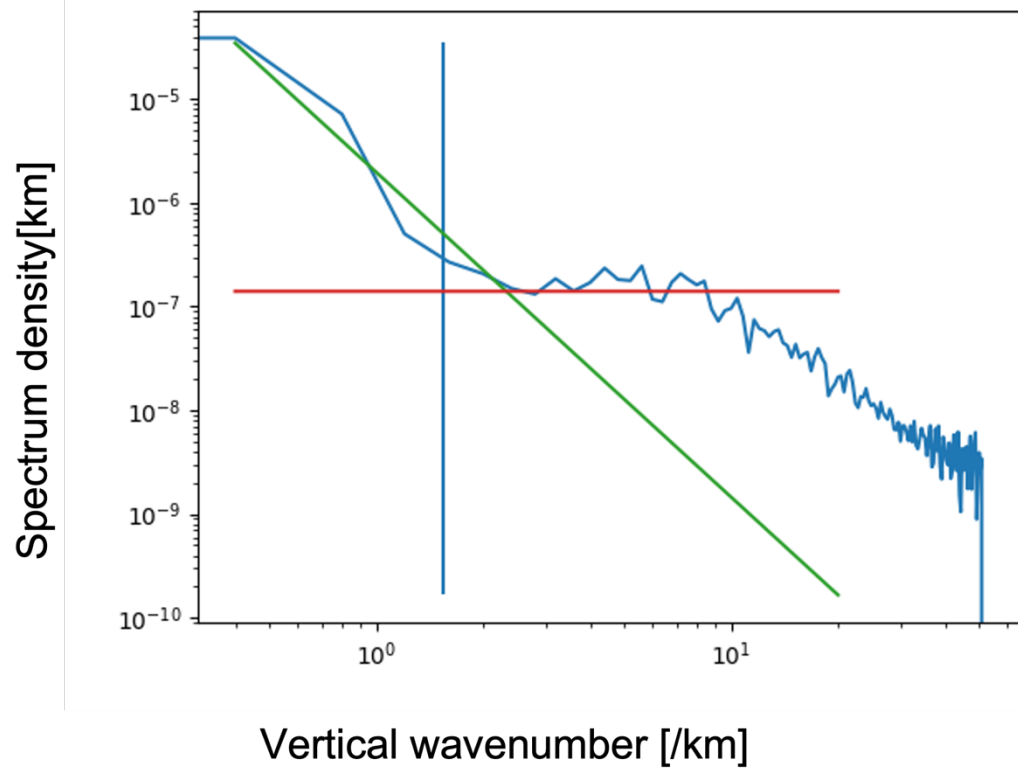


図 4.4 高度 70~80km における鉛直波数スペクトル

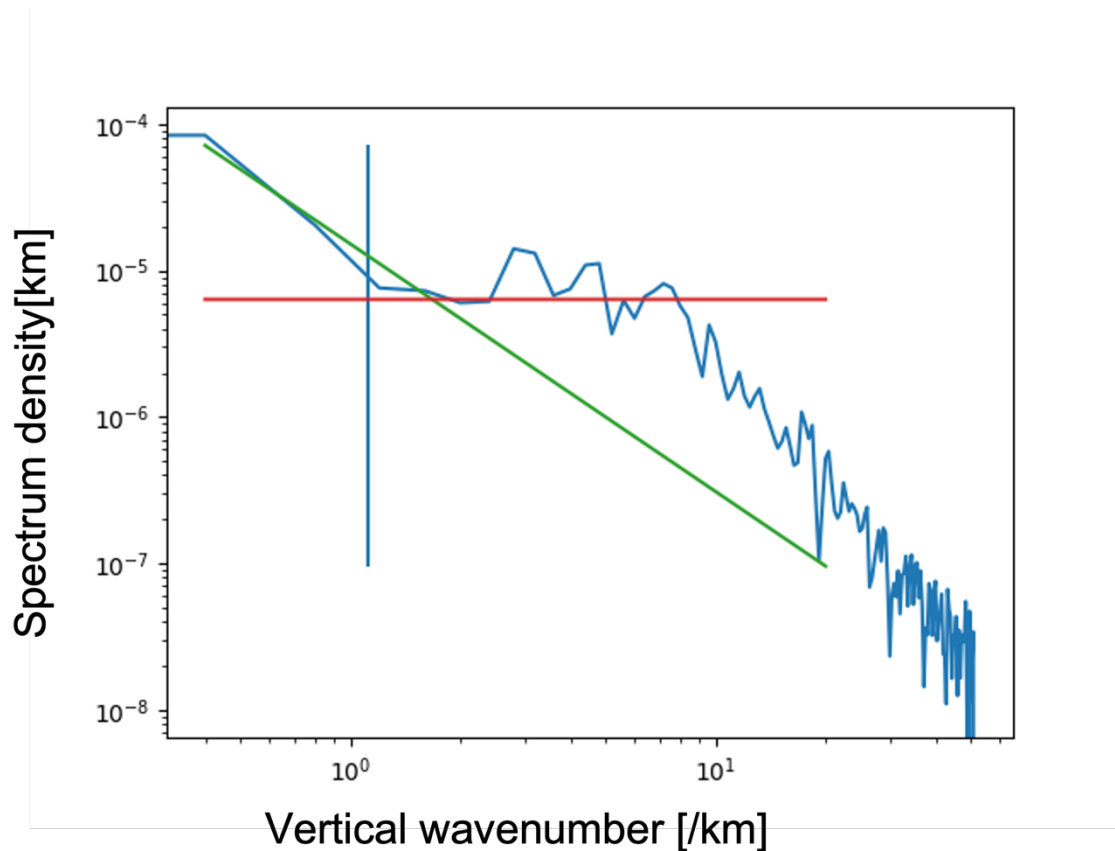


図 4.5 高度 80~88km における鉛直波数スペクトル

図から低波数側で飽和重力波スペクトルに似た冪乗則に概ね従う波数領域がある。この領域は重力波の成分がノイズ成分よりも大きくなっていると考えられる。その高周波側のスペクトル密度が平坦になっている波数領域では重力波成分がノイズ成分に比べて大きくなっていると考えられる。さらに高波数側では波数とともにスペクトル密度が低下するのは FSI 処理の過程で平滑化を行なったことが原因であると考えられる。そのため、横軸に対して平坦な成分が見られる領域の平均値を求め、これをノイズレベルと定義した。ノイズレベルは図中では赤い直線で表される。また、重力波の鉛直波数スペクトル領域から線形近似直線を求めた。この近似直線は図中の緑の直線で表される。この、近似直線とノイズレベルの交点は重力波成分とノイズ成分が同程度の大きさになる波数を意味する。この公転の波数の値を 1.5 で割った値を特定の高度での有効波数範囲とした。ここで、1.5 で割ったのは、大気変動の成分がノイズよりも十分大きくなるようにするためである。1.5 の代わりにより波数範囲を制限する 3 を用いた場合でも後の解析での結果にあまり影響がなかった。(付録 1)

各高度区間での冪乗則の指数は高度 50~60km で-2.8, 高度 60~70km で-3.2,

高度 70~80km で-3.1, 高度 80~88km で-2.2 となった. これは, 式(4.1)で表される半経験的なモデルから若干異なるが地球大気における重力波の鉛直波数スペクトルでも同様であることが知られている [Tsuda and Hocke, 2002].

こうして見積もられた各高度区間での有効波数範囲の最大値は, 高度 50~60km で 9.99[/km], 高度 60~70km で 5.50[/km], 高度 70~80km で 2.32[/km], 高度 80~88km で 0.97[/km]となる. 図中の縦軸に並行な青い直線が有効波長範囲の最大値を表す. 波長では, 高度 50~60km で 0.15km, 高度 60~70km で 0.27km, 高度 70~80km で 0.55km, 高度 80~88km で 1km となり, これらが実効的な鉛直分解能となる.

4.3 異なる鉛直波長の抽出

鉛直波数スペクトルの計算より, 高度によって有効な波長範囲が異なることがわかった. そのため, 波長範囲ごとに解析する高度領域を設定した. 具体的に, 鉛直波長が 1~5km の重力波を検出するときの高度範囲は 50~88km, 鉛直波長が 0.55~1km のときの高度範囲は 50~80km, 鉛直波長が 0.27~0.55km のときの高度範囲は 50~70km, 鉛直波長が 0.15~0.27km のときの高度範囲は 50~60km とした.

特定の波長範囲の抽出には, フーリエ変換と逆フーリエ変換を用いて行った. 温度の微小変動と高度分布をフーリエ変換して, 特定の波長範囲以外の成分を 0 とする. その後, 逆変換を行うことで特定の波長領域を取り出すことができる. 例として 2017 年 5 月 26 日に探査機が金星に隠れる際に観測された温度データを用いて求められた鉛直波長ごとの温度擾乱の分布を図 4.6, 図 4.7, 図 4.8, 図 4.9 に示す.

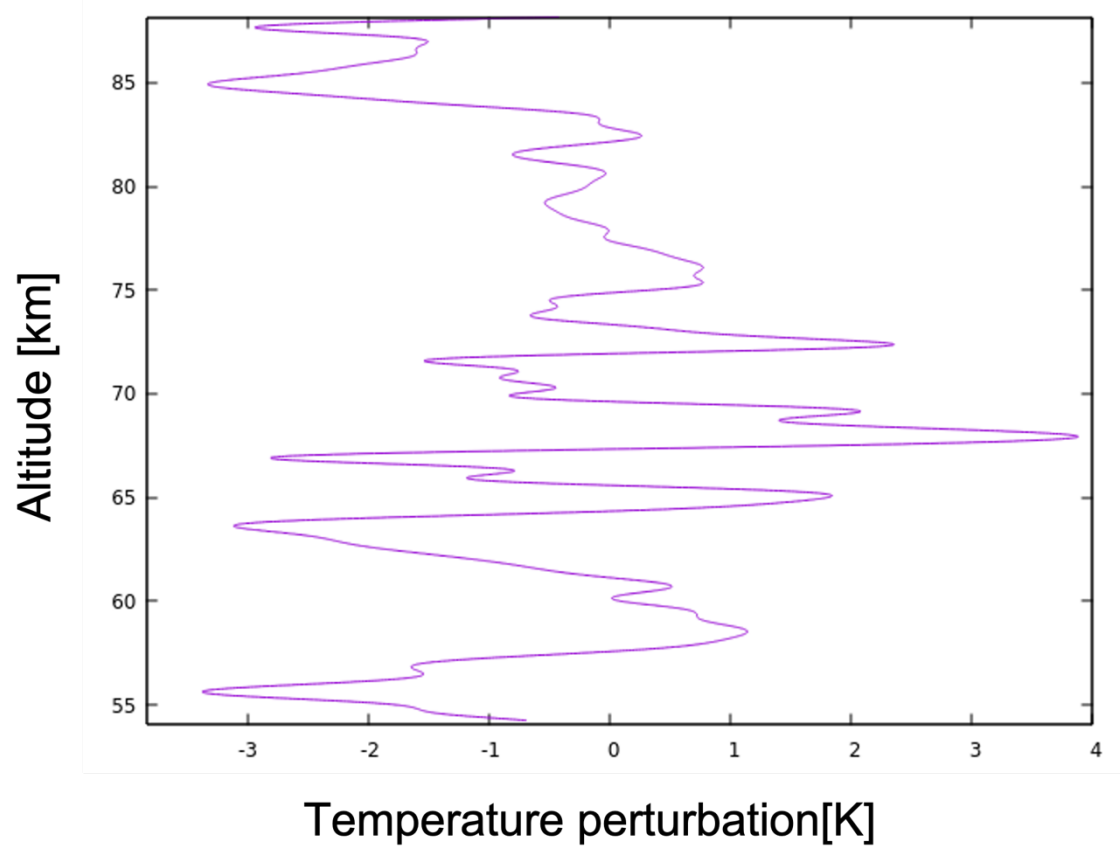


図 4.6 逆フーリエ変換後の鉛直波長 1~5km の温度擾乱

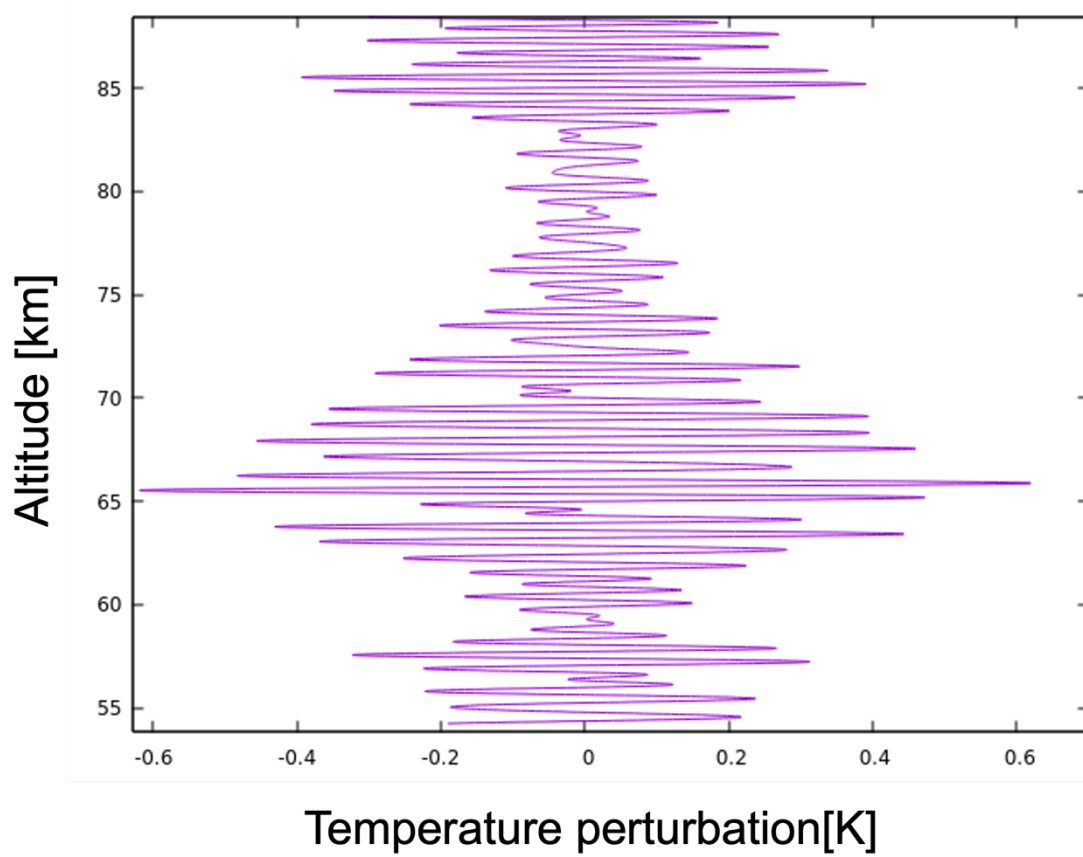


図 4.7 逆フーリエ変換後の鉛直波長 0.55~1km の温度擾乱

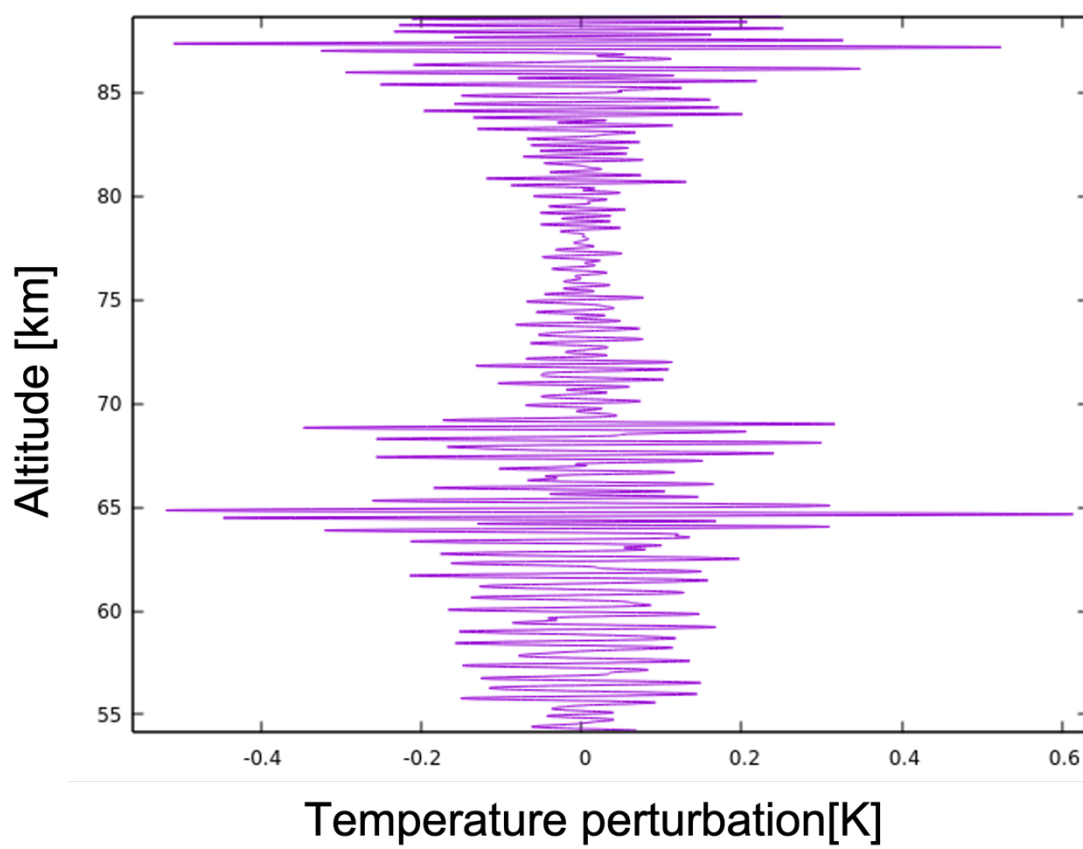


図 4.8 逆フーリエ変換後の鉛直波長 0.27~0.55km の温度擾乱

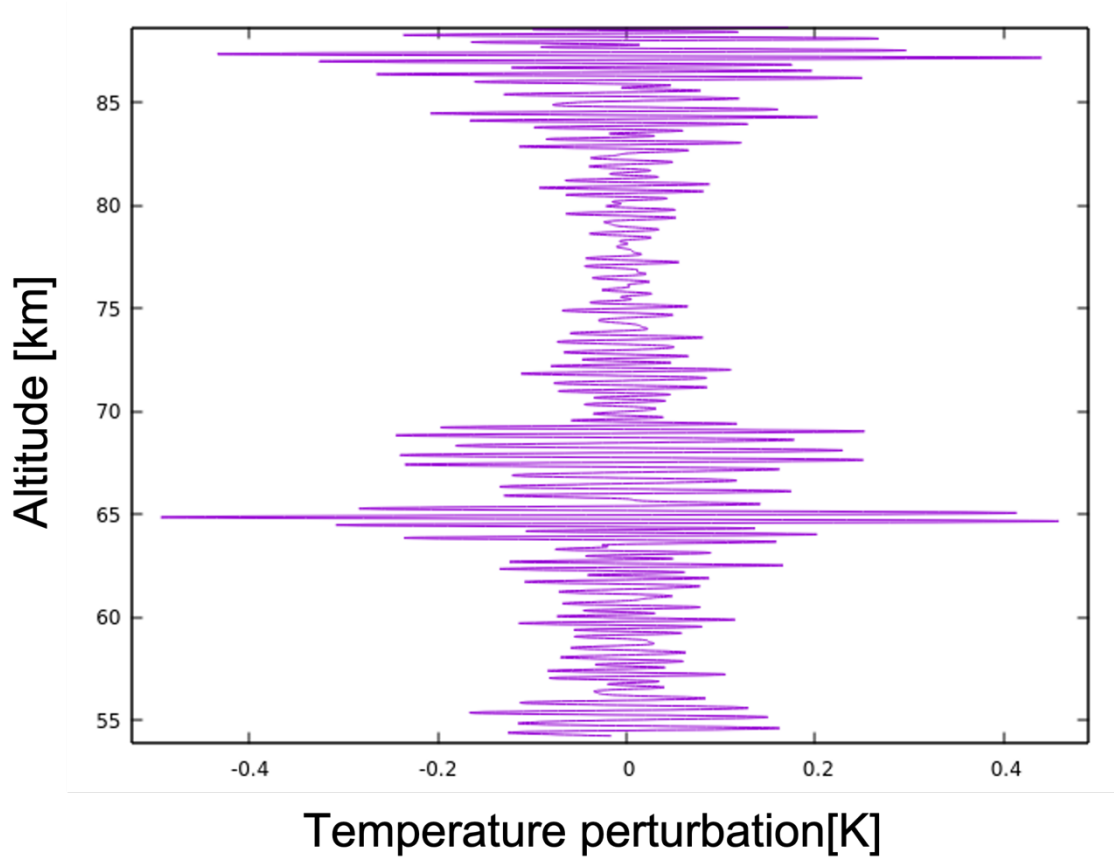


図 4.9 逆フーリエ変換後の鉛直波長 0.15~0.27km の温度擾乱

4.4 温度振幅の子午面分布

各波長範囲において、その最大波長 λ_{max} と等しい高度幅における二乗平均の平方根を温度擾乱の振幅と定義し、これを以下の式に従って各高度で計算する.

$$\hat{T}(z) = \sqrt{\frac{1}{\lambda_{max}} \int_{z-\lambda_{max}}^{z+\lambda_{max}} T'^2(z') dz'} \quad (4.2)$$

こうして得られた振幅の高度分布の例を図 4.10 に示す.

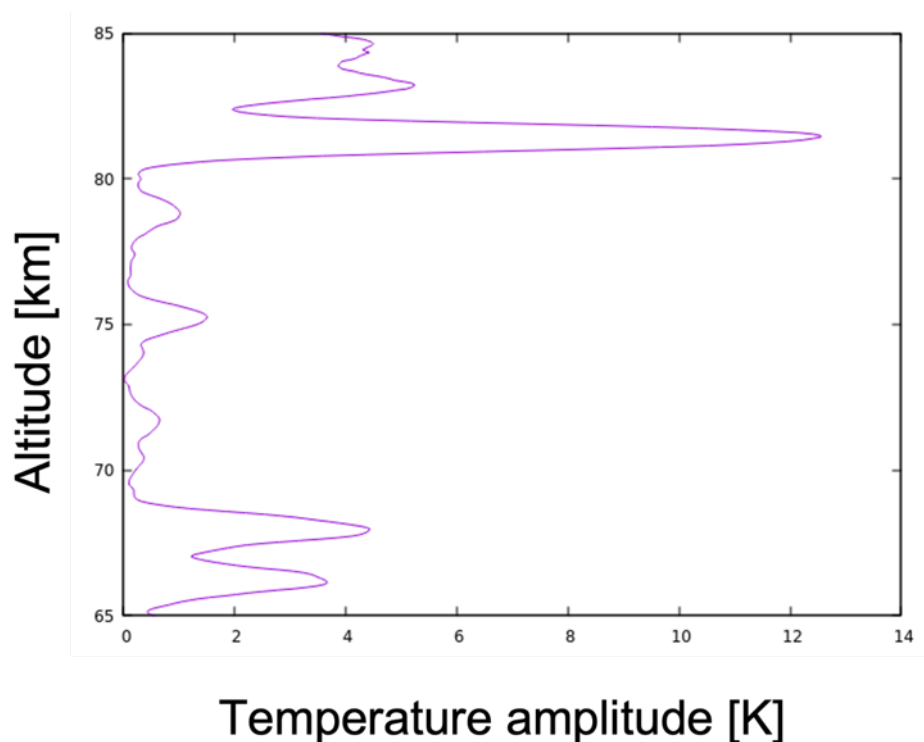


図 4.10 2016 年 4 月 26 日に金星に隠れる際に緯度 0~15° で観測された温度分布を用いた波長範囲 1~5km の温度振幅の高度分布.

こうして得られた温度振幅の高度分布を緯度 15° ごとに平均し、緯度と高度によってどのように振幅が変化するかを求めた. このとき、データ数の不足を補うために北半球と南半球を区別せずに平均値を求めた. こうして得られた温度振幅の子午面分布を図 4.11 に示す.

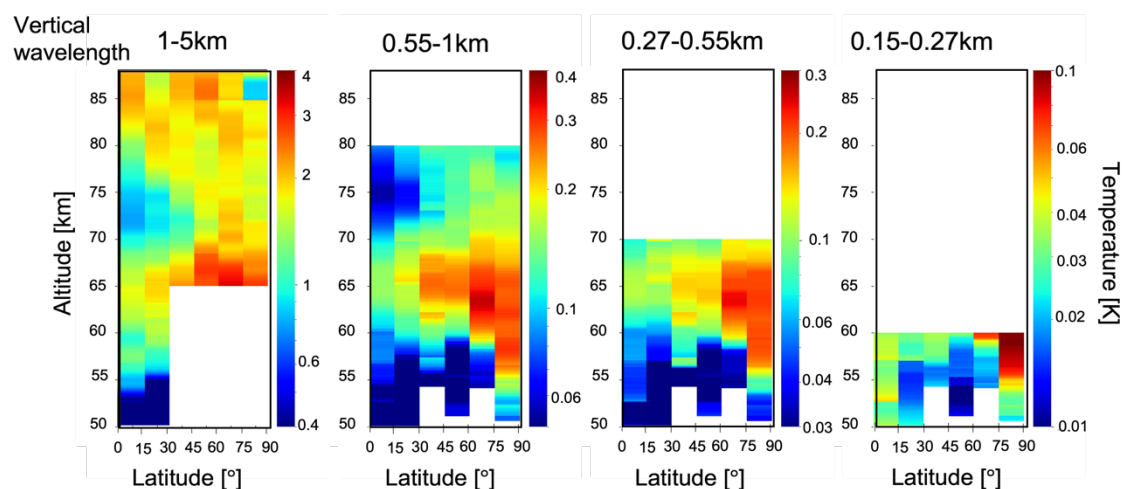


図 4.11 温度振幅の子午面分布. 各パネルの上の数字は鉛直波長の範囲を表

す。空白の領域はノイズの影響が大きいため表示していない。

波長ごとの温度擾乱の高度分布を見ると（付録 3），鉛直波長 1~5km の緯度 30 度より高緯度側では，高度 65km 以下において擾乱が負に振れる傾向が顕著である。これはこの領域で頻繁に見られる雲頂付近の温度極小構造がバンドパスフィルター後も残っているためと考えられる。そのため鉛直波長 1~5km の緯度 30° 以上については高度 65km 以下のデータを表示しない。また，1km より小さい鉛直波長ではそのような構造は見られず，これは温度極小構造が 1km 以下の細かい成分を持たないためと考えられる。

図 4.11 から，各鉛直波長帯で共通して雲層上部にあたる高度 55~65km 付近，高緯度側で大きな振幅を持つ構造や高度 60km 以下で振幅が小さい構造が見られる。鉛直波長 0.55~1km と 1~5km では低緯度の高度 70~75km 付近で局所的に振幅の減少が見られる。鉛直波長 1~5km の子午面分布では，高度 70~75km 付近での振幅の減少に加え，高度 80km 付近で振幅の増幅が見られた。また，定性的な分布は波長間で共通しているが，波長が短くなるほどに振幅が小さくなっている。

また，子午面分布の定性的な特徴が鉛直波長によってあまり変わらないことがみてとれる。これは大気重力波の伝播と減衰のプロセスが波長間で共通していることが考えられる。Imamura et al. [2014]は，高度 47~55km の雲層下部の赤外線加熱によって駆動される二次元の対流モデルシミュレーションを行った。その結果によれば，鉛直波長 150~200m 程度の重力波が発生することが示唆されている。本研究では，対流モデルから予想されていた鉛直波長の短い重力波が観測で捉えられた。また，こうした鉛直波長の短い重力波はそれらの波よりも長い波長の重力波と似た分布を持つことがわかった。

次に，得られた結果の誤差の評価を行う。電波掩蔽観測における温度の測定誤差は 0.1K 程度である [Imamura et al. 2011; 2017]。しかし，温度振幅の観測日ごとの違いが測定誤差よりも大きいと考えられる。そのため，子午面分布の誤差の要因として測定誤差よりも観測日ごとの誤差が支配的であると考えられる。観測日ごとの違いが平均値の推定にもたらす誤差は標準誤差によって見積もることができ，緯度区間 L ，高度 z での標準誤差 se は，

$$se(L, z) = \frac{sd(L, z)}{\sqrt{N}} \quad (4.3)$$

で表される．このとき， $sd(L, z)$ は緯度区間 L ，高度 z での温度振幅の標準偏差で， N は平均したデータ数である．式(4.3)を用いて標準誤差を計算したものを図 4.12 に示す．

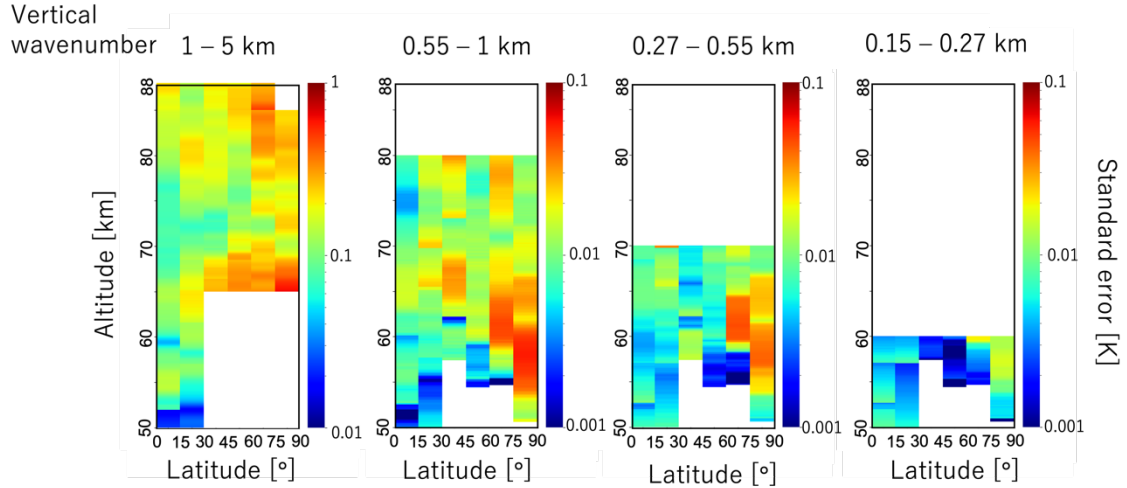


図 4.12 温度振幅の誤差の子午面分布．各パネルの上の数字は鉛直波長の範囲を表す．

図 4.12 から，鉛直波長 1~5km では最大で 0.7K，0.55~1km で最大で 0.05K，0.27~0.55km で最大 0.04K，0.15~0.27km で最大 0.02K 程度の標準誤差である．これに対して，図 4.11 をもとに論じた温度振幅の領域による違いは，波長 1~5km では 2~3K 程度，波長 0.55~1km では 0.2K 程度，波長 0.27~0.55km では 0.1K 程度であり，誤差に比べて有意であるといえる．波長 0.15~0.27km では温度振幅の領域による違い 0.03K 程度であり，誤差より大きいものの誤差の影響が無視できない．

4.5 ポテンシャルエネルギーの子午面分布

重力波のエネルギー密度の分布は，重力波の生成消滅要因を特定する上で重要な指標となる．温度振幅は大気密度によって変化するため，これのみでは重力波のエネルギーが注入される場所の議論には不足する．重力波のエネルギー E_0 は重力波の運動エネルギー E_k とポテンシャルエネルギー E_p の和で表される．

$$E_0 = E_k + E_p \quad (4.4)$$

重力波の運動エネルギー E_k は風速振動の情報が必要であるため、電波掩蔽観測によって求めることができない。単位体積あたりのポテンシャルエネルギー E_p は背景大気の温度 \bar{T} 、温度の微小変動 T' 、浮力振動数 N 、金星の重力加速度 g 、大気密度 ρ を用いて以下のように表すことができる。

$$E_p = \frac{1}{2} \rho \left(\frac{g}{N} \right)^2 \overline{\left(\frac{T'}{\bar{T}} \right)^2} \quad (4.5)$$

運動エネルギーとポテンシャルエネルギーの比は地球の大気重力波の研究からは半経験的にこの比がほぼ一定であり、温度観測から E_0 を推定することができる。運動エネルギーとポテンシャルエネルギーの比は地球の場合、中層・成層・対流圏(MST)レーダー観測により 5/3~2 の値をとることが知られている[Fritts et al., 1990; Tsuda et al., 2000]。

式(4.4)を用いて、温度振幅と同様に緯度 15° 毎に平均をとったものを図 4.13 に示す。

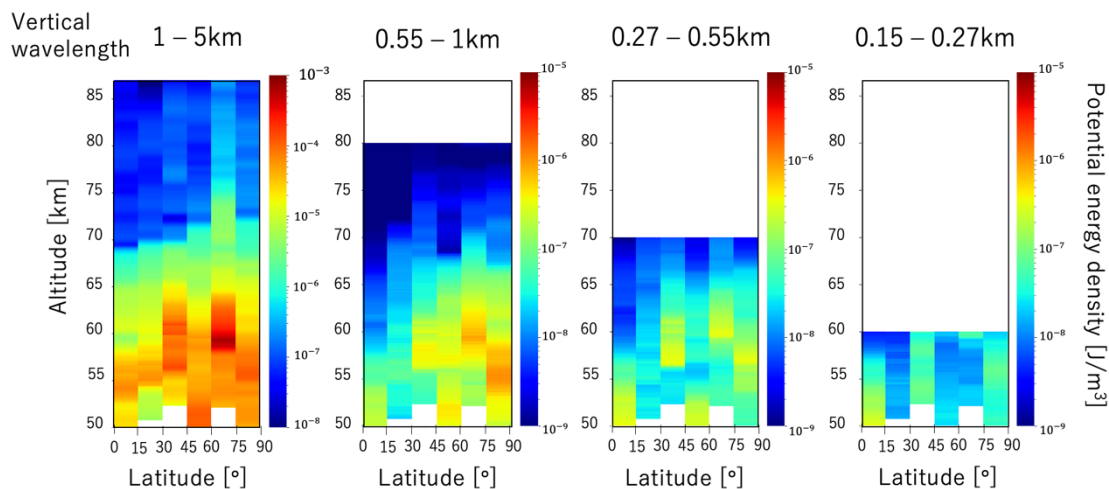


図 4.13 単位体積あたりのポテンシャルエネルギーの子午面分布。各パネルの上の数字は鉛直波長の範囲を表す。

図 4.13 から、温度振幅の子午面分布と同様に、共通して高度 60km 付近で高い値を持ち高度上昇とともに減少する構造が見られた。一方で、温度振幅の子午面分布で見られた高度 80km 付近での値の再増大は見られない結果となった。また、高度 70km 付近でエネルギー密度が急激に減少している様子が見られる。これは、放射減衰の影響により高度上昇とともに波が減衰していると考えられる。雲頂が 70km くらいにあるためそれより上で大気が赤外線に対して比較的透明

になるために放射減衰が効果的になる。

4.6 ローカルタイム依存性

4.4 節で緯度帯ごとの温度振幅の平均を求めたのと同様にして金星のローカルタイム依存性についても調べた。ローカルタイムとは、太陽との位置関係で決まる経度であり、太陽直下を 12 時、太陽の真反対を 0 時、夕方側の昼夜境界を 18 時、朝側の昼夜境界を 6 時として、太陽方向を基準として経度 1 周に 24 時の時刻を割り振ったものである。ここではローカルタイムを 3 時間毎に分割してそれぞれの区間で平均し、ローカルタイムの違いによって重力波の振幅分布に違いがみられるかを調べた。このとき、太陽からの影響が大きいと考えられ、背景大気の構造が比較的均質である緯度 30 度以下の低緯度のデータのみを用いた。温度振幅の高度分布のローカルタイム依存性を鉛直波長範囲ごとに求めて図 4.14 に示す。

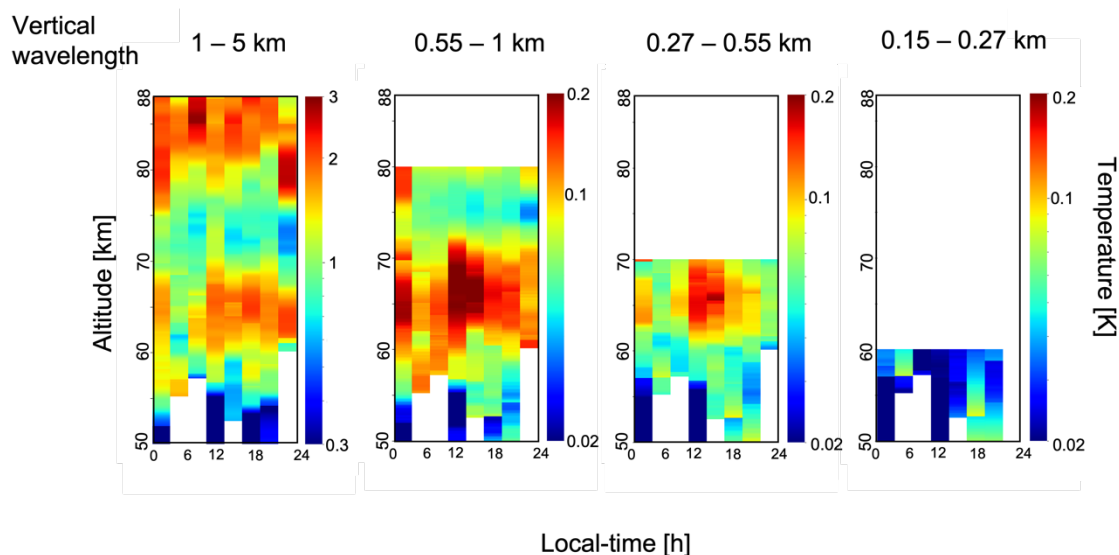


図 4.14 鉛直波長範囲毎の温度振幅のローカルタイム依存性。各パネルの上の数字は鉛直波長の範囲を表す。

図 4.14 から、鉛直波長が 0.27km より大きい波長範囲ではどのローカルタイムでも高度 60–70km において大きな振幅を持つ。波長範囲 0.55-1km と 0.27-0.55km では、正午から 15 時の昼の時間帯で大きな振幅を持つようにも見られる。

4.4 節と同様に標準誤差を求めた結果を図 4.15 に示す。

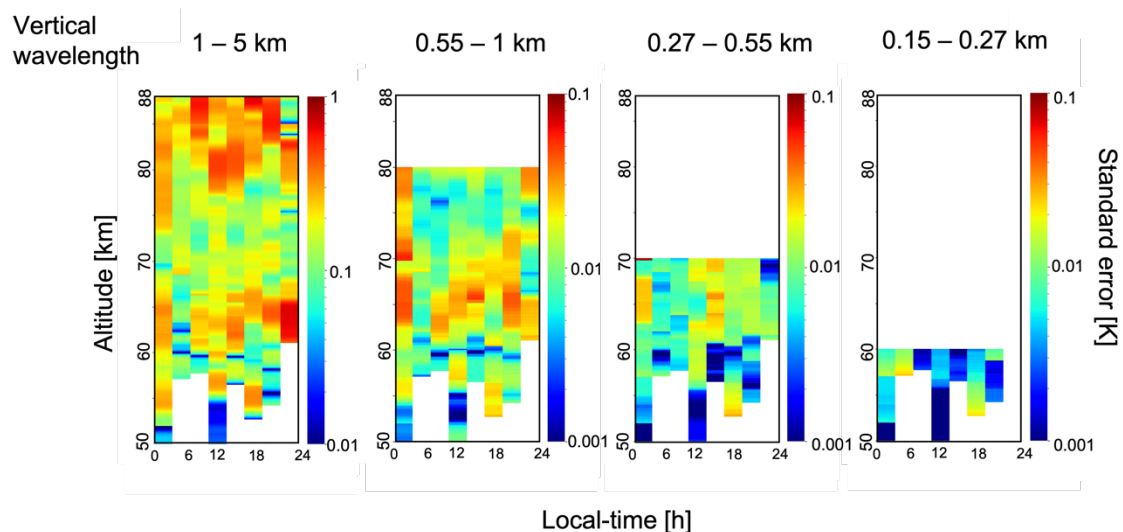


図 4.15 温度振幅のローカルタイム依存性に対応する標準誤差の分布. 各パネルの上の数字は鉛直波長の範囲を表す.

図 4.15 から, 鉛直波長 1~5km で最大 0.7K, 0.55~1km で最大で 0.05K, 0.27~0.55km で最大 0.04K, 0.15~0.27km で最大 0.02K 程度の標準誤差である. これに対して, 図 4.14 をもとに論じた温度振幅の領域による違いは, 波長 1~5km では 2~3K 程度, 波長 0.55~1km では 0.1K 程度, 波長 0.27~0.55km では 0.1K 程度であり, 誤差に比べて有意であるといえる. 波長 0.15~0.27km では温度振幅の領域による違い 0.03K 程度であり, 誤差より大きいものの誤差の影響が無視できない.

4.7 経度依存性

4.4 節や 4.6 節と同様にして経度依存性についても同様の解析を行なった. 経度を 60° 毎に分割して各緯度帯について温度振幅の平均を求めた. なお, ここではあかつきによる緯度 30° 以下のデータのみを解析に用いた. 解析結果を図 4.11 に示す.

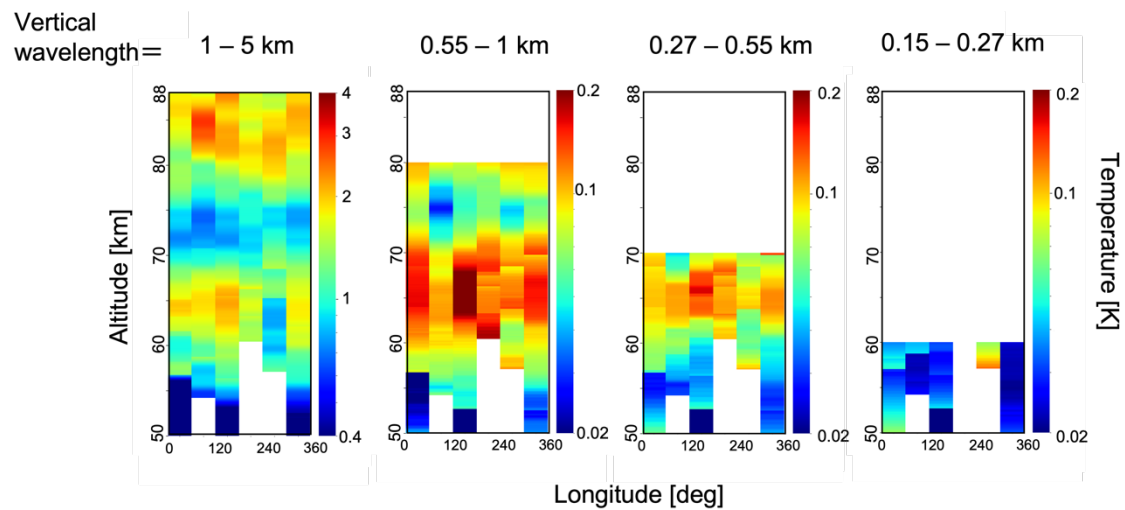


図 4.16 経度ごとの温度振幅の分布. 各パネルの上の数字は鉛直波長の範囲を表す.

図 4.16 から, 経度 $120\sim180^\circ$ の高度 65km 付近で大きな振幅が見られるようにも見えるが, 有意な差はないようにも見える. また, 重力波の鉛直波長ごとの構造の違いはあまり見られなかった.

5 考察

5.1 ポテンシャルエネルギー分布

4.5 節で得られた図 4.13 のポテンシャルエネルギーの子午面分布について考察する. 得られた子午面分布では高度 55~60km 付近でその高度帯で最も大きい値を持つ. その後, 高度上昇とともに急激にエネルギーが減少している. 高度 55~60km で大きいエネルギーを持つのはそれよりも低い高度は図 5.1 の安定度分布からも不安定な領域があり, 高度 55km 付近から徐々に安定度が高くなっていることから不安定領域の対流層から重力波が励起されたものと考えられる. また, 高度 70km 付近で急激にポテンシャルエネルギーが減少しているのは, 金星の雲頂高度 70km 程度であるため雲が希薄になることで放射緩和が速くなるためと考えられる.

また, 高度 80km 付近でエネルギーの増加が見られなかったため別の力学的プロセスによる波の生成があるとはいえない結果となった. 5.3 節での鉛直伝播する波のモデルの結果からも鉛直伝播する波長の異なる波の重ね合わせによって観測された温度振幅の分布は説明できるため高度 80km 付近で別の波源がない

可能性を示唆する． Tellmann et al. [2012], Sugimoto et al. [2021] では，熱潮汐などの別の波源によって重力波が励起されている可能性を指摘しているが本研究で得られたポテンシャルエネルギーの高度分布からは高度 80km 付近で重力波が励起されていない可能性を示唆している．

5.2 重力波の子午面分布と静的安定度

背景大気の静的安定度（式 1.7）と今回得られた温度振幅の子午面分布との比較を行う． 背景大気の静的安定度の子午面分布と本研究で得られた鉛直波長 1-5km と 0.55-1km の重力波の温度振幅の子午面分布を図 5.1 に示す．

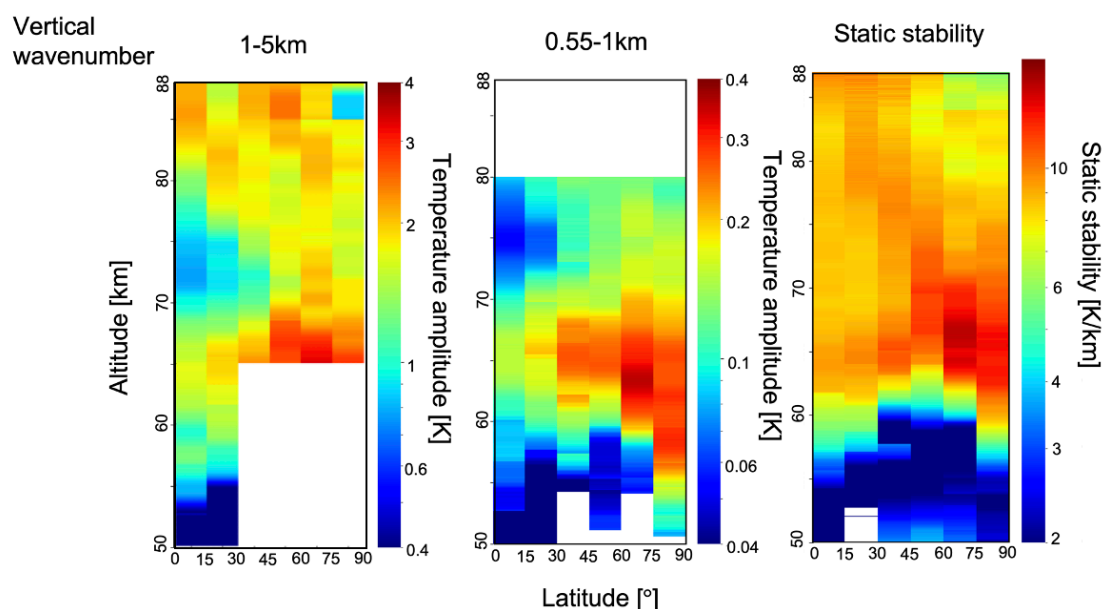


図 5.1 鉛直波長 1-5km の温度振幅（左），鉛直波長 0.55-1km の温度振幅（中央）背景大気の静的安定度（右）の子午面分布の比較

図 5.1 から，静的安定度は高度 60–70km で比較的高く，とくに緯度 50° より高緯度側で高いが，同じ領域で重力波の振幅も大きい．高度 80km 付近で静的安定度が高い傾向があるが，そこで振幅も大きい．高度 55km 以下の低安定度領域では振幅が著しく小さい．また，高度 65km 付近から高度 88km にかけて，静的安定度が低緯度側にずれている構造が見られる．同様に，温度振幅の分布でも高度 65km 付近から高度 85km にかけて，振幅の大きい緯度帯も低緯度側にずれていく傾向が見られる．このような傾向から重力波の振幅と静的安定度が関連していると考えられる．

式(1.4), 式(1.5), 式(1.7)より温度擾乱 \hat{T} は背景大気と空気塊の差であるため静的安定度 S と空気塊の鉛直変位 z を用いて

$$\hat{T} = Sz \quad (5.1)$$

と表される. 式(5.1)の右辺は静的安定度と鉛直変位の積となり, 重力波による温度擾乱は背景大気の静的安定度が高いと温度擾乱は大きくなると考えられる. 他に振幅に影響するプロセスとして, 重力波が上方伝播する際に, 高度とともに大気密度が下がる影響で風速と温度の振幅が大きくなる. また, 波が作り出す温度の振動構造が熱赤外線によるエネルギー輸送によって均されることにより波が減衰する (放射減衰).

これについて単色波モデルを用いて検証を行う. 鉛直伝播する際に放射減衰によって振幅が減衰する重力波の振幅 G_T は Hinson and Jenkins et al. [1995] に従い,

$$G_T(z) = \bar{T} \left(\frac{N^3}{\bar{\rho}} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[- \int_{z_0}^z \frac{dz}{L_r(z)} \right] \quad (5.2)$$

と表される. ここで, \bar{T} は背景大気の温度, $\bar{\rho}$ は背景大気の密度, N は背景大気の浮力振動数である. 浮力振動数の二乗が大気の静的安定度と比例する. また, 式(5.3)の右辺の指数部分は放射減衰による減衰の大きさを意味する. L_r は, 放射減衰の長さスケールで

$$L_r = 2 \left| \frac{\sigma}{m} \right| \tau_r \quad (5.3)$$

と表される. このとき, τ_r は放射減衰によって温度が $1/e$ に減衰される時間, m は重力波の鉛直波数, σ は重力波の固有振動数で, 背景風とともに移動する観測者から見た振動数である. 放射減衰時間 τ_r は重力波の鉛直波長によって異なり, 鉛直波長が 5km 程度であるとき $\tau_r=1$ [day]となる [Crisp et al, 1989]. 本モデルでは, 水平方向の大気の流れの高度変化を考慮しないため水平位相速度 $\sigma/k = N/m$ は一定とする. このときの k は水平波数である. モデル計算を行う際は, 緯度 $0-15^\circ$ の高度 60km で鉛直波数を $m = 2\pi/5$ [1/km] とすると, 観測で求めた $N = 0.018$ rad/s を用いて, $N/m = 9$ m/s となり, これを全ての緯度で共通に用いる. 背景大気の温度は, 幅 5km で高度方向に移動平均した温度分布を緯度 15°

ごとに平均して求めた．背景大気密度は，理想気体の状態方程式の両辺を体積 V で割ると

$$\bar{P} = \bar{\rho} R \bar{T} \quad (5.4)$$

となり，密度 $\bar{\rho}$ は

$$\bar{\rho} = \frac{\bar{P}}{R \bar{T}} \quad (5.5)$$

と表すことができる．求められた密度 $\bar{\rho}$ を同様に，緯度 15° ごとに平均値を求めて各緯度帯での背景大気の密度とした．浮力振動数は，背景大気の温度 \bar{T} ，重力加速度 g ，定圧比熱 c_p を用いて

$$N = \left[\frac{g}{\bar{T}} \left(\frac{d\bar{T}}{dz} + \frac{g}{c_p} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.6)$$

と表される． $\left| \frac{\sigma}{m} \right|$ は鉛直群速度を意味しており，モデルにおいて重力波の固有振動数 σ を変化させ，波の伝わる速度によって重力波の子午面分布がどのように変化するかを調べる．重力波の固有振動数 $\sigma = 5.0 \times 10^{-5}, 1.25 \times 10^{-4}, 4.0 \times 10^{-4}$ [rad/s] とした結果を図 5.2 に示す．

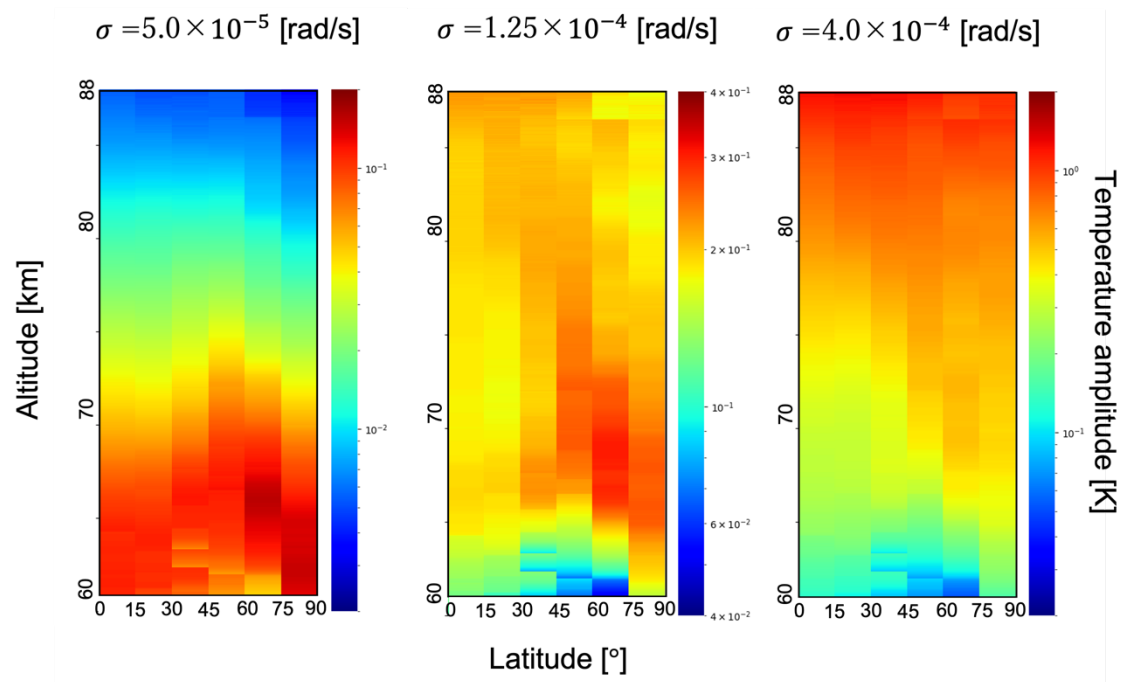


図 5.2 固有振動数ごとの鉛直伝播モデルによる重力波振幅の分布. パネル上部は各分布の重力波の固有振動数を表す.

図 5.2 において下端の 60km で緯度によらず同じエネルギーフラックスを与えているため、このモデルでは振幅の絶対値は問題にせず、相対的な振幅分布について議論する. 図 5.2 から、 $\sigma = 5.0 \times 10^{-5}$ のとき、上方伝播する際に放射減衰によって波の振幅が減衰されて全ての緯度帯の高高度で波の振幅の増幅が見られない. 対照的に $\sigma = 4.0 \times 10^{-4}$ のとき、全緯度帯で波が鉛直上方に伝播する際に、放射減衰によって波が減衰されるよりも早く、高度上昇に伴い波の振幅が大きくなっている. 一方 $\sigma = 1.25 \times 10^{-4}$ のとき、緯度帯によって重力波の伝播の様子が異なっている. 低緯度では、高度 60km 付近で増幅された波が高度 70~75km 付近で一度減衰して高度 80~85km 付近で再度振幅が大きくなっている. また、高緯度では高度 60km 付近で大きな振幅を持ち、その後徐々に減衰する形となっている. この特徴は、観測で得られた鉛直波長 1~5km の重力波の構造と近く、重力波の固有振動数を適当なものを選択することにより先行研究で示唆されていた熱潮汐などの他の重力波の生成源がなくとも子午面分布が再現できることがわかった. また、仮定する固有振動数によらず高度 65km 付近で高緯度ほど振幅が大きいことを示された. しかし、実際に観測された重力波分布と比べると計算された温度振幅分布では高度 70km より高い高度での振幅が大きいように見える. これは、実際の金星大気ではモデルのように波が単一に存在しているので

はなく、複数の波が重ね合っていると考えられる。高高度で単調に減衰する波と高高度で振幅が増大する波の重ね合わせによって観測されたような振幅の高度依存性を説明できる可能性が示唆された。また、重力波の振幅の大きさは背景大気に強く依存することがわかる。Mori et al. [2021] では、重力波振幅の減衰を飽和理論に基づき解釈されていたが、こちらでも静的安定度が大きいほど飽和振幅が大きいことで説明されている(詳細は付録 2)。本研究の結果は、鉛直上方に伝播する重力波のモデルによって観測された振幅分布を定性的に説明できることが新たに示された。実際の大気では、放射減衰と飽和のどちらもが重力波の減衰に寄与しているものと考えられる。今回は高度 60km で特定の鉛直波長を仮定したが、今後はさらに色々な波長で計算する必要がある。

5.4 ローカルタイム依存性

4.6 節で太陽からの放射の影響が大きいと考えられる緯度 30° 以下でのローカルタイム依存性を求めた。これについて考察する。図 5.3 に温度振幅と静的安定度のローカルタイムと高度についての分布を示す。

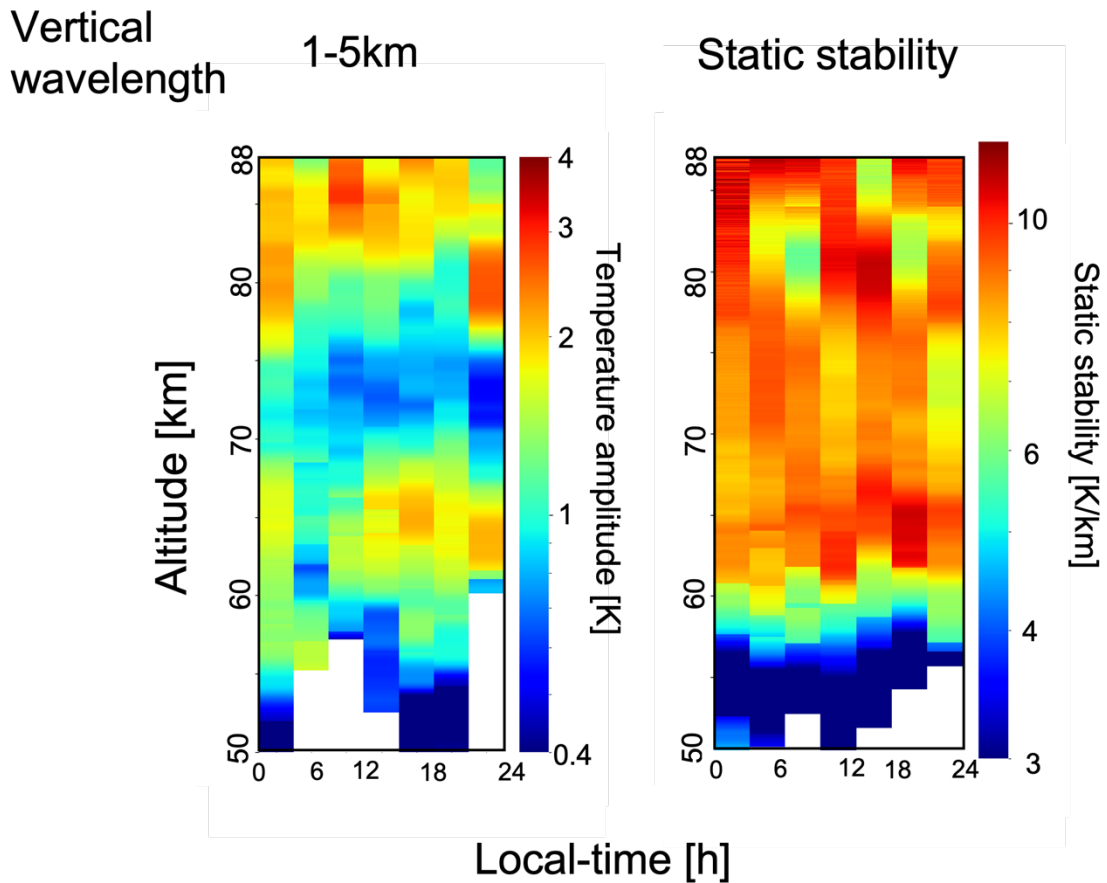


図 5.3 緯度 30° 以下での鉛直波長 1-5km のローカルタイムごとの温度振幅（左）とローカルタイムごとの背景大気の静的安定度（右）の比較

高度 65km 付近で正午から午後にかけて大きな振幅を持つ傾向が見られる。これは、雲層における日射条件の違いに起因するものと考えられる。雲より低高度に存在する下層大気の温度は水平方向にほぼ均一になっており、熱放射によって昼夜を問わず等しく雲層下部を加熱する。正午付近では、太陽から加熱があり、雲自身の放射冷却はあるものの夜側に比べて雲層上部は高い温度となる。そのため、昼側では雲層における鉛直方向の温度差が小さくなり静的安定度が高くなり、重力波の振幅が大きくなるものと考えられる。それとは対照的に、夜側では、雲層での鉛直方向の温度差が大きくなり、安定度が低くなると考えられる。そのため、温度振幅も比較的小さいものと考えられる。

6 まとめと展望

本研究では、金星探査機あかつきの電波掩蔽観測データを電波ホログラフィ法の一つである Full Spectrum Inversion (FSI) [Jensen et al., 2003] を用いて解析し、鉛直温度分布を求めた。また Venus Express の電波掩蔽観測データから FSI で得られた鉛直温度分布 [Mori et al., 2021] も合わせ、幅広い観測条件を網羅した。このデータを用いて、鉛直波数スペクトルを各高度区間で計算して実効的な鉛直分解能を求めた。実効的な分解能は高度によって異なり、高度 50~60km で 0.15km、高度 60~70km で 0.27km、高度 70~80km で 0.55km、高度 80~88km で 1km となった。この結果を用いて鉛直波長ごとの重力波の緯度-高度分布、経度-高度分布、ローカルタイム-高度分布が得られた。

重力波の緯度-高度分布からは、各鉛直波長帯で共通して雲層上部にあたる高度 55~65km 付近の高緯度側で大きな振幅を持つ構造や高度 60km 以下で振幅が小さい構造、高度 80km 以上で大きな振幅が大きい構造があることがわかった。加えて、低緯度の高度 70~75km 付近で振幅の減少が確認された。ポテンシャルエネルギーの緯度-高度分布では、振幅の分布と共通して各鉛直波長帯で高度 55~65km 付近、とくにその高度領域の高緯度側で大きなエネルギー分布を持つが、一方でそれより高い高度では高度が上がるにつれてエネルギーが急激に減少することがわかった。

ローカルタイム-高度分布より、各鉛直波長範囲で正午から午後にかけて高度 65km 付近で振幅が大きくなる傾向が見られた。この結果は、高度 50~70km 付近に存在する雲層が受ける太陽光加熱がローカルタイムによって変化することによって昼側での安定度が高くなり、反対に夜側で安定度が低くなることに起因すると考えられる。

経度-高度分布からは、有意な差は見られない結果となった。

それぞれの分布で確認された重力波の波長間で共通して、定性的に同じ分布を持つことが明らかになった。この結果は金星大気の数値シミュレーションを行う際に、大気重力波が波長によらず同じ構造を持つことがモデルの妥当性を示す一つの指標となる。

また、放射減衰を考慮した重力波モデルを用いて重力波の減衰プロセスと背景大気の影響の検証を行なった。その結果、仮定する固有振動数によらず高度 65km 付近で高緯度ほど振幅が大きいことを示された。高高度で単調に減衰する波と高高度で振幅が増大する波の重ね合わせによって観測されたような振幅の高度依存性を説明できる可能性が示唆され、鉛直上方に伝播する重力波のモデルによって観測された振幅分布を定性的に説明できることが新たに示された。

本研究では、金星の大気重力波の分布が静的安定度や放射減衰に強く影響されていることが明らかになった。また、観測された温度振幅の緯度依存性は、下層大気からの重力波フラックスが緯度によって変わらなくても背景大気の静的安定度の緯度依存性によって説明できることが示唆される。地球大気において重力波は主に安定度の高い成層圏で観測されており、安定度が場所によってあまり変化しないため大気の安定度と重力波の関係についてあまり議論されていない。また、火星大気においては、大気安定度が季節的に変動することが知られているが、重力波の観測は十分に行われていない。地球や火星の大気においても同様の解析を行うことで惑星大気における重力波の役割を普遍的に理解することが期待される。

付録

付録 1. 鉛直波数スペクトル

4.2 節で求めた有効波長範囲について議論する。4.2 節では、個別データの S/N 比が異なるため、個別データの誤差評価を画一的に行うことは難しい。そのため、各高度帯に対して重力波スペクトルとノイズレベルを求めてその交点の波数を 1.5 で割った値を高度帯での最小波数とした。この 1.5 という値で割ることによって十分にノイズに含まれない範囲を選択することができるとしている。しかし、この値が適切にノイズを除去できているかをより大きい値で割り、ノイズが含まれない範囲での分布がどのようなものであるか確かめる。1.5 の代わりに 3 で割ったときの重力波の振幅の子午面分布をした図に示す。

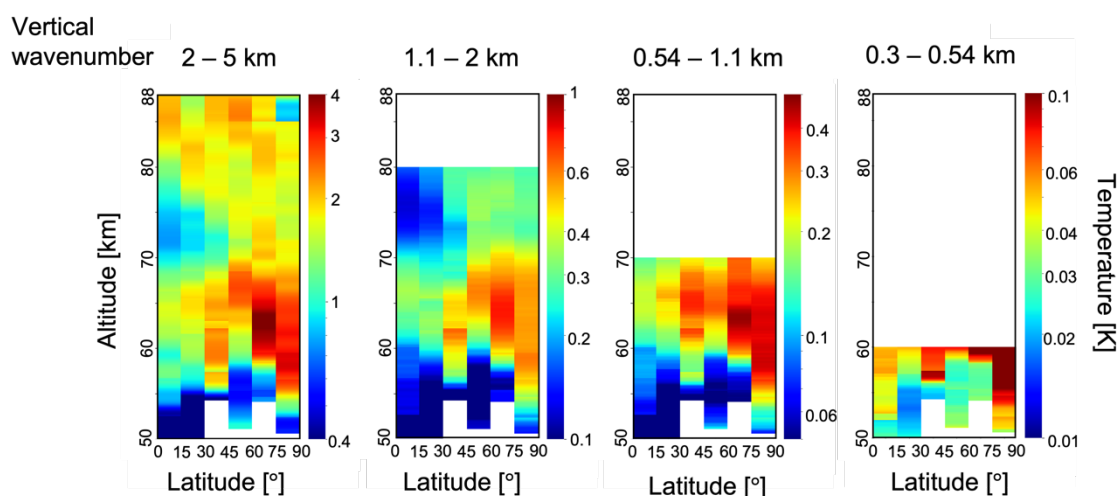


図 6.1 重力波スペクトルとノイズレベルの交点の波数を 3 で割った値を最大有効波数としたときの波数範囲での重力波振幅の子午面分布. 各パネルの上の数字は鉛直波長の範囲を表す.

図 6.1 と図 4.11 を比較すると, 波長範囲の差から温度振幅の値は異なるが分布構造にはほとんど差は見られない. このことから, 重力波スペクトルとノイズレベルを求めてその交点の波数を 1.5 で割った値を高度帯での最小波数とすることで十分にノイズは除去できているものと考えられる.

付録 2. 重力波の飽和と振幅

上方伝搬する大気重力波は高高度ほど背景大気の密度が低いために高度とともに振幅が増大し, 局所的に対流不安定な領域を作り出す. すると, 鉛直混合による破碎が起こり, 振幅は一定値に抑えられると考えられる. 破碎した波は背景大気に運動量を渡す. この現象を飽和と呼び, 大気にとって重要な役割を持つ.

重力波を準単色波と仮定し, 重力波が飽和しているとき, 温度振幅を以下のように表すことができる [Mori et al, 2021]. 温度 T を背景大気温度 \bar{T} と温度擾乱 T' の和で表すと, 温度の鉛直勾配が断熱温度減率と等しくなるとき重力波は飽和するため

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial(\bar{T} + T')}{\partial z} = -\frac{g}{c_p} \quad (6.1)$$

となる. これより,

$$\frac{\partial T'}{\partial z} = -\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} - \frac{g}{c_p} \quad (6.2)$$

と表せるとする. ここで, 温度を準単色波と仮定していることから温度擾乱 T' は,

$$T' = \hat{T} e^{i(k_z z + \varphi)} \quad (6.3)$$

と表わせる. ここで, φ は位相のオフセットである. 式(6.1), 式(6.2)を用いて温度擾乱の振幅 \hat{T} は

$$|k_z \hat{T}| = \left| \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \right| \quad (6.4)$$

となる．式(6.4)の右辺は大気の静的安定度の絶対値であり，飽和振幅は安定度に比例すると考えられる．

付録 3. 温度擾乱の個別データ

バンドパスフィルター後の全ての温度擾乱プロファイルを波長範囲と緯度範囲ごとにプロットした．図 6.2~6.5 に鉛直波長 1~5km の温度擾乱の高度分布を示す．

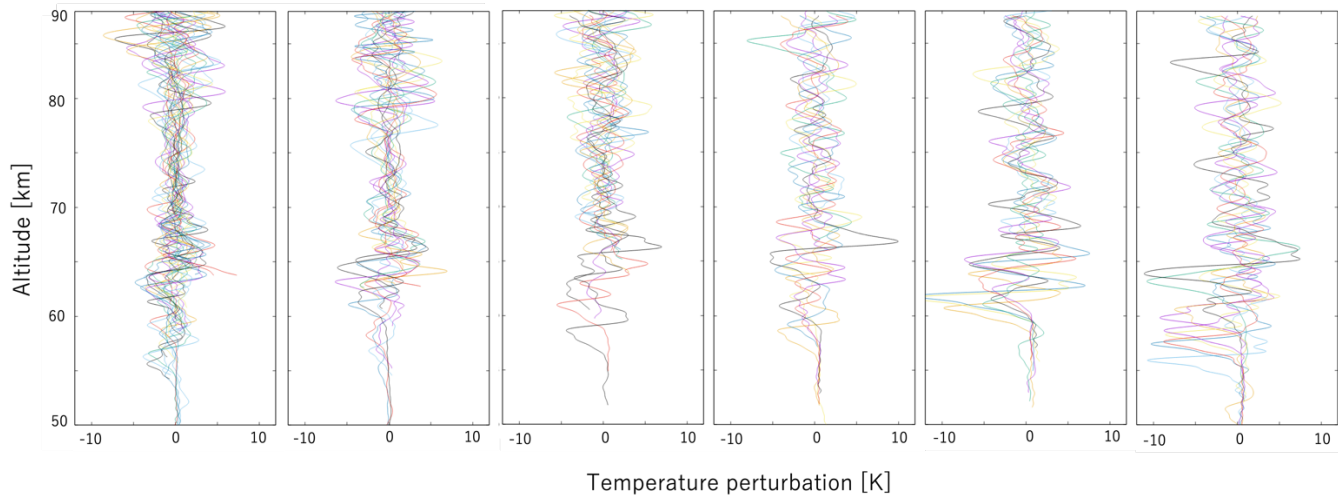


図 6.2 バンドパスフィルター後の鉛直波長 1~5km の温度擾乱分布

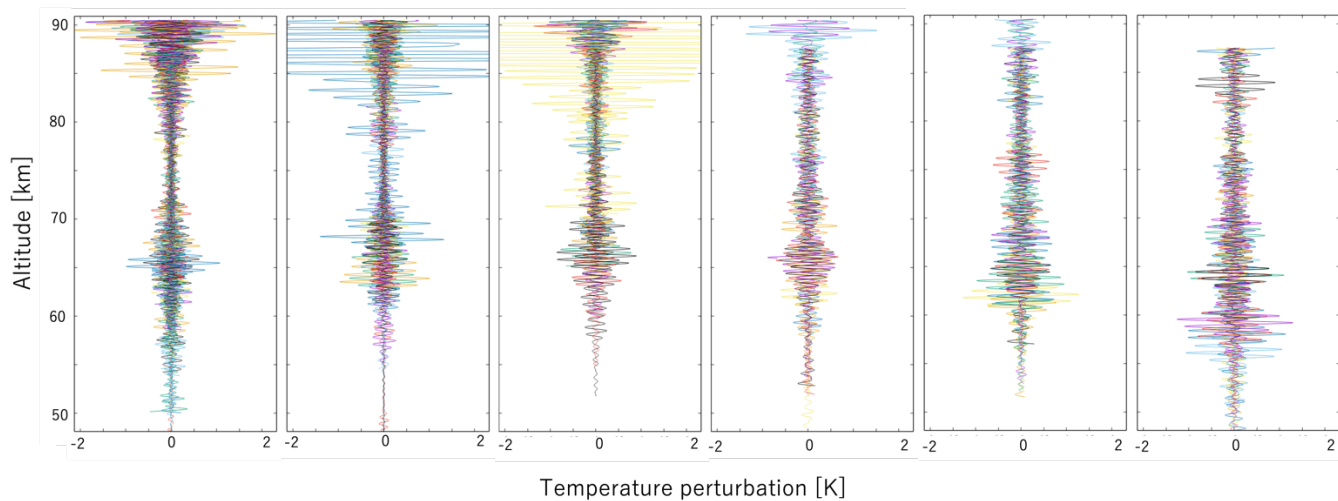


図 6.3 バンドパスフィルター後の鉛直波長 0.55~1km の温度擾乱分布

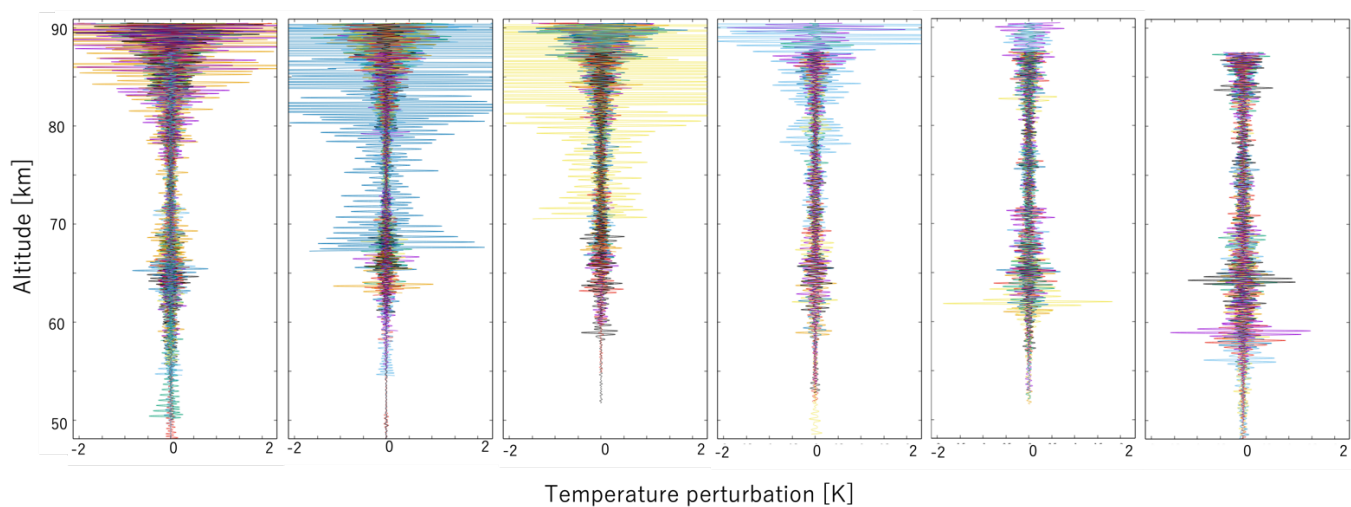


図 6.4 バンドパスフィルター後の鉛直波長 0.27~0.55km の温度擾乱分布

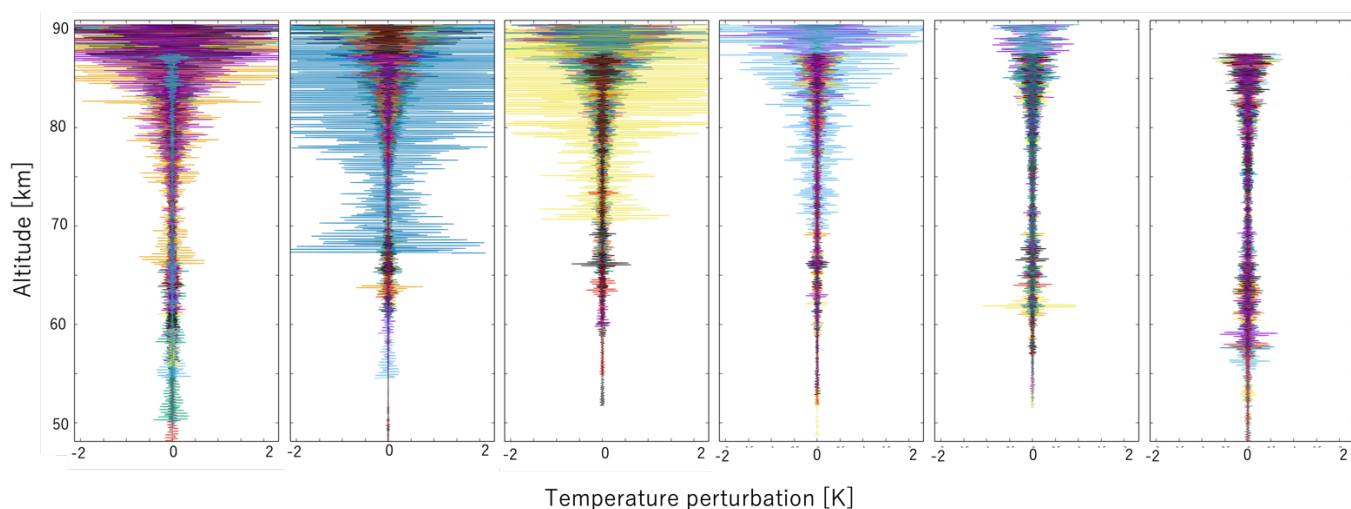


図 6.5 バンドパスフィルター後の鉛直波長 0.15~0.27km の温度擾乱分布

謝辞

まずは本研究を進めるにあたり、2年にわたってご指導をいただきました指導教員の今村剛教授に感謝申し上げます。また、専攻の複雑理工学専攻の先生方には、複雑理工学輪講などの発表機会において建設的な質問やご助言をいただきました。アストロバイオロジーグループでは吉川一朗教授、吉岡和夫講師、青木

翔平講師の各先生方や先輩方から発表練習やゼミの機会でご助言をいただきました。京都産業大学の安藤紘基をはじめ、あかつきチームの皆様には研究を進行するにあたりデータの提供や結果の議論の機会をいただきましたことを厚く御礼申し上げます。

参考文献

David Crisp, "Radiative Forcing of the Venus MesosphereII. Thermal Fluxes, Cooling Rates, and Radiative Equilibrium Temperatures", *Icarus*, 77, 1989, 391-413

Crisp, D. (1989). Radiative forcing of the Venus mesosphere. II. Thermal fluxes, cooling rates, and radiative equilibrium temperatures. *Icarus*, 77, 391–413. [https://doi.org/10.1016/0019-1035\(89\)90096-1](https://doi.org/10.1016/0019-1035(89)90096-1)

Fukuhara, T., Futaguchi, T., Hashimoto, G. L., Horinouchi, T., Imamura, T., Iwagami, N., et al. (2017). Large stationary gravity wave in the atmosphere of Venus. *Nature Geoscience*, 10(2), 85–88. <https://doi.org/10.1038/ngeo2873>

Häusler, B., Pätzold, M., Tyler, G. L., Simpson, R. A., Bird, M. K., Dehant, V., et al. (2006). Radio science investigations by VeRa onboard the Venus Express spacecraft. *Planetary and Space Science*, 54(13–14), 1315–1335. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2006.04.032>

Imamura, T., Higuchi, T., Maejima, Y., Takagi, M., Sugimoto, N., Ikeda, K., & Ando, H. (2014). Inverse insolation dependence of Venus' cloud-level convection. *Icarus*, 228, 181–188. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2013.10.012>

Imamura, T., Miyamoto, M., Ando, H., Häusler, B., Pätzold, M., Tellmann, S., et al. (2018). Fine vertical structures at the cloud heights of Venus revealed by radio holographic analysis of Venus Express and Akatsuki radio occultation data. *Journal of Geophysical Research*, 123. <https://doi.org/10.1029/2018JE005627>

Jensen, A. S., Lohmann, M. S., Benzon, H. H., & Nielsen, A. S. (2003). Full Spectrum Inversion of radio occultation signals. *Radio Science*, 38, 1040. <https://doi.org/10.1029/2002RS002763>

Sánchez-Lavega, A., Lebonnois, S., Imamura, T., Read, P., & Luz, D. (2017). The atmospheric dynamics of Venus. *Space Science Reviews*, 212, 1541–1616. <https://doi.org/10.1007/s11214-017-0389-x>

Seiff, A., Schofield, J. T., Kliore, A. J., Taylor, F. W., Limaye, S. S., Revercomb, H. E., et al. (1985). Models of the structure of the atmosphere of Venus from the surface to 100 kilometers altitude. *Advances in Space Research*, 5, 3–58. [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(85\)90197-8](https://doi.org/10.1016/0273-1177(85)90197-8)

Tellmann, S., Häusler, B., Hinson, D. P., Tyler, G. L., Andert, T. P., Bird, M. K., et al. (2012). Small-scale temperature fluctuations seen by the VeRa Radio Science Experiment on Venus Express. *Icarus*, 221(2), 471–480. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2012.08.023>

Tellmann, S., Pätzold, M., Häusler, B., Bird, M. K., & Tyler, G. L. (2009). Structure of the Venus neutral atmosphere as observed by the Radio Science experiment VeRa on Venus Express. *Journal of Geophysical Research*, 114, E00B36. <https://doi.org/10.1029/2008JE003204>

Tsuda, T., Inoue, T., Fritts, D. C., VanZandt, T. E., Kato, S., Sato, T., & Fukao, S. (1989). MST radar observations of a saturated gravity wave spectrum. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 46, 2440–2447. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1989\)046<2440:mroas>2.0.co;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1989)046<2440:mroas>2.0.co;2)

Tsuda, T., Lin, X., Hayashi, H., & Noersomadi, N. (2011). Analysis of vertical wave number spectrum of atmospheric gravity waves in the stratosphere using COSMIC GPS radio occultation data. *Atmospheric Measurement Techniques*, 4, 1627–1636. <https://doi.org/10.5194/amt-4-1627-2011>

Tsuda, T., VanZandt, T. E., Mizumoto, M., Kato, S., & Fukao, S. (1991). Spectral analysis of temperature and Brunt-Vaisala frequency fluctuations observed by radiosondes. *Journal of Geophysical Research*, 96, 17265–17278. <https://doi.org/10.1029/91jd01944>

Weinstock, J. (1985). Theoretical gravity wave spectrum in the atmosphere:

Strong and weak wave interactions. *Radio Science*, 20, 1295– 1300.
<https://doi.org/10.1029/RS020i006p01295>

Imamura, T. et al. Initial performance of the radio occultation experiment in the Venus orbiter mission Akatsuki. *Earth, Planets and Space* 69,
<https://doi.org/10.1186/s40623-017-0722-3> (2017).

Sokolovskiy, S. (2004) Radio-holographic inversions of tropospheric RO signals, slide.

Fjeldbo, G., Kliore, A. J., & Eshleman, V. R. (1971). The neutral atmosphere of Venus as studied with Mariner V radio occultation experiment. *The Astrophysical Journal*, 76, 123–140.

David Hinson and Jon M Jenkins, "Magellan Radio Occultation Measurements of Atmospheric Waves on Venus", *Icarus*, 114, 1995, 310-327.