

# 小スケール山岳地形による山岳波の励起と上部中間圏への伝搬過程の研究

メタデータ	言語: Japanese 出版者: 公開日: 2023-05-31 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 石井, 智士 メールアドレス: 所属:
URL	<a href="http://hdl.handle.net/10291/00023143">http://hdl.handle.net/10291/00023143</a>

明治大学大学院理工学研究科

2022 年度

博士学位請求論文

小スケール山岳地形による山岳波の  
励起と上部中間圏への伝搬過程の研究

A Study of the Mountain Wave Excited by  
Small-Scale Topography and Its Propagation  
Process to the Upper Mesosphere

学位請求者 物理学専攻

石井 智士



## 要旨

浮力と重力を復元力として大気中を伝搬する大気重力波は下層から上層の大気へ運動量を輸送する働きがあり、地球規模の中層・高層大気大循環の主要な駆動源であると考えられている。したがって、大気重力波が下層大気で、いつ、どのように励起され、どの程度上層へと伝搬されるかを明らかにすることは、地球の大気循環を理解するうえで重要である。山岳地形が励起源となって発生する大気重力波は特に山岳波と呼ばれ、励起源が地上に固定されていることから季節変動する下層風と相まって、中層・高層大気循環に一定の規則性を与える重要な因子だと考えられている。地球大気大循環モデルを使用し、中層大気に運動量を輸送する大気重力波の励起源を推定した先行研究よれば、アンデス山脈（東西方向に 350~750 km、南北方向に 7,500 km）や南極半島（東西方向に約 500 km、南北方向に約 1,000 km）など広大な山岳地形が起源であると推定されており、その 2 つの山岳帯では地上観測、衛星観測でも下層から上層へ伝搬する山岳波が頻繁に検出されている。ただし、現在の地球大気大循環モデルは時空間解像度が粗く、水平スケールが最小で数 10 km の大気重力波を直接表現できないという問題があり、モデルと現実の大気との間には乖離がある。そのため、多くの地球大気モデルでは、大気重力波の効果をモデルに間接的に取り入れるパラメタリゼーションという手法が取られている。一方、観測サイドには、どこまで空間スケールの小さな山岳地形が、上層大気に伝搬する大気重力波の励起に寄与しているかを明らかにすることが期待されている。しかし、空間スケールの小さな山岳地形によって励起される山岳波に着目して、励起源となる地形の形状、背景風速場との関係、励起される波動の性質を網羅的に研究した例は少ない。

そこで本研究では、空間スケールの小さな山岳地形で励起される山岳波の励起過程と中層・高層大気への伝搬過程を解明するために 2018 年 5 月から 2019 年 12 月まで、神奈川県川崎市に位置する明治大学生田キャンパス（35.6 °N, 139.5 °E）を観測拠点とした OH 大気光イメージング観測を実施した。当初、生田キャンパスがこの観測研究の好適地であると考えた根拠は、西方に富士山



を含む山岳地形が広がっており、下層大気では偏西風が卓越するため、風下に位置する関東地方上空には山岳波が頻繁に伝搬すると期待したためである。しかし、この観測期間中に検出された山岳波はわずか1例であり、アンデス山脈で実施されたOH大気光観測による山岳波の検出率（97例 / 78晩）よりも極端に低い結果となった。

山岳波の検出率が低かった理由としては、（1）関東地方周辺の背景風速場が山岳波の鉛直伝搬を許していない、（2）西方の山岳地帯ではそもそも山岳波の励起頻度が低い、という2つが考えられた。そこで、（1）を検証するために、気象再解析データMERRA-2の風速データを使用して、OH大気光観測当時の風速場を調査したところ、山岳波が高層大気まで伝搬可能な風速場条件を満たした日は少なかったものの、観測期間中に有効データが取得できた日のうち28日は山岳波が鉛直伝搬可能な風速場であったことが明らかになった。

次に（2）についての検証を行った。山岳波が励起されるためには、山岳地形を越える山越え気流の存在が不可欠である。山越え気流が発生した場合には山の風下側に波状の雲が発生することがあり、衛星観測では頻繁に検出される。そこで、静止気象衛星ひまわり8号の可視光観測画像から山越え気流に伴って発生した波状雲を検出することで日本域における山岳波の励起頻度分布を調べた。2018年1月1日～2018年12月31日に取得された静止気象衛星ひまわり8号の可視光画像から目視で波状雲を検出し、雲列間隔（水平波長）と波面方向の情報も取得した。この解析の結果、日本域においては東北地方で頻繁に山岳波が励起されており（年間70日以上）、関東地方周辺ではあまり励起されていない（年間20日未満）ことが示された。さらに、MERRA-2の水平風速データを用いて、東北地方の高度1,000mの風向と、波状雲の波面方向の関係を調べたところ、検出した波状雲イベント数全体の約75%で、波状雲の波面方向と水平風向のなす角度が $60^{\circ}\sim 90^{\circ}$ になっていたことが判明した。波状雲の雲列は、励起源となった山の稜線方向と平行に近い形で発生するため、山の稜線方向に対して $60^{\circ}\sim 90^{\circ}$ の方向から風が吹く地域で山岳波が励起されやすいと考えられる。そこで、国土地理院標高データとMERRA-2の下層風のデータを用いて、2018年1年間の下層風向と地形の稜線方向のなす角度 $\alpha$ を調べた。東北地方をはじめ波状雲が頻繁に発生した地域では、解析に使用した風速データのうち、 $60^{\circ} < \alpha < 90^{\circ}$ を満たすデータ数の割合 $P$ が50%を超えるエリアがあり、関東地方周辺では0～30%程度にとどまる結果となった。また、世界の地

形データと風速データを使用して  $P$  を調べたところ、先行研究により山岳波のホットスポットとして知られているアンデス山脈や南極半島も  $P$  の値が大きくなった。しかし、それに加え、世界中で  $P$  の値が大きくなる、数 10 km スケールの小規模な山岳が点在していることが明らかになった。単一の小規模な地形が高層大気に与える影響は限定的であるが、それらが積算された総量を与える影響は無視できないと考えられる。これまで、モデルの解像度の問題から直接表現できていない小スケールな山岳の地球大気循環への寄与を理解するためには、このような地形で励起された山岳波の高層大気への伝搬特性を明らかにする必要がある。

そこで、日本国内において山岳波のホットスポットと推定された東北地方上空が観測可能な茨城県城里町 (36.5 °N, 140.3 °E) を新たな観測拠点として、2021 年 8 月から 2022 年 9 月まで OH 大気光イメージング観測を実施した。その結果、2 例の明確な停滞性波動構造を検出した。2 例のイベントについて観測当時の背景風速場が山岳波の鉛直伝搬条件を満たしていたかを MERRA-2 の水平風速データを使用して調査したところ、1 例は条件を満たしていたが、もう 1 例は、高度 30 km 付近で伝搬が妨げられる風速場であったことが分かった。さらに、この観測期間中の背景風速場を調べると、山岳波が鉛直伝搬可能な風速場条件を満たした日は、計 7 日間存在した。このうちの 4 日間は観測システムの停止による欠測や曇天、月のコンタミネーションのため有効な観測データが取得できなかった。そのため、山岳波の観測機会があったのは 3 日間だけであったが、そのうちの 1 日で山岳波が検出された。観測機会が 3 日と少ない中で、1 例の山岳波が検出されたことから、推定された通り山岳波の励起頻度そのものは、関東地方の西側に位置する山岳地帯に比べて高いと考えられる。ただし、この推計は、限られた観測機会の中でのものであり、小規模な山岳地形による山岳波の影響を大気モデルに組み込むためには、山岳地形のスケールと励起・伝搬する山岳波の卓越する水平スケール、励起から観測高度まで伝搬するのに要した時間、伝搬方向といった情報が重要となるため、観測サンプル数を増やして、詳細に明らかにする必要がある。そのためには、山岳波のホットスポットと推定された世界中の小スケール山岳地形において、その地域の風速場が山岳波の鉛直伝搬条件を満たすか調べ、より検出頻度が高いと考えられる場所に観測装置を移設、増設し、十分なサンプルが得られるまで観測を継続することが必要である。

# 目次

1. 導入 .....	6
1.1 地球大気構造の概要 .....	6
1.2 大気重力波 .....	8
1.2.1 位相速度 .....	17
1.2.2 群速度 .....	17
1.3 山岳波 .....	20
1.4 ターニングレベル .....	23
1.5 クリティカルレベル .....	26
1.6 山岳波の鉛直伝搬 .....	29
1.7 先行研究の概要および本研究の目的 .....	32
2. 明治大学生田キャンパスで実施したOH大気光観測 .....	37
2.1 OH大気光 .....	37
2.2 観測装置 .....	43
2.3 観測概要 .....	47
2.4 データセット .....	49
3. 大気光画像の解析 .....	50
3.1 全天画像を用いた夜間の天候判定手法 .....	50
3.1.1 目視による選別 .....	51
3.1.2 夜空の画像から星を検出する手法 .....	52
3.2 大気光画像の解析手法 .....	56
3.2.1 ノイズ除去 .....	56
3.2.2 天頂角に依存した効果の補正 .....	58
3.3 解析結果 .....	62
4. 考察 .....	65
4.1 関東平野上空における山岳波の鉛直伝搬可能性 .....	65
4.2 日本域における山岳波の励起頻度 .....	70
4.2.1 静止気象衛星ひまわり8号 .....	70
4.2.2 衛星画像の解析手法 .....	72
4.2.3 日本域における波状雲の発生頻度 .....	76
4.3 山岳波と地形および地上風速場の関係 .....	82

5. 茨城縣城里町で実施した OH 大氣光觀測 .....	89
5.1 觀測装置と觀測視野.....	89
5.2 觀測結果 .....	94
5.3 快晴画像の解析結果.....	95
5.4 検出された停滞性構造の山岳波可能性の検証.....	97
6 結論 .....	105
参考文献 .....	110
謝辞.....	114

# 1. 導入

## 1.1 地球大気構造の概要

地球の大気圏は高度 500 km にまで広がっているが、その性質は高度によって大きく異なっている。性質の変化に応じて大気は区分され名称がつけられているが、今日では温度構造によって大気を区分してつけられた名称が広く受け入れられている（松野と島崎, 1981）。図 1-1 に地球の中緯度地域における代表的な気温の鉛直分布を示す。地上から高度約 11 km までは対流圏と呼ばれる。対流圏は、その名前の通りいろいろな大気の運動によって空気が上下によくかき混ぜられているという特徴がある。日常的に目にする雲や降水などの気象現象をはじめ、温帯低気圧・前線・台風など人間活動に直接影響する天気に変化をもたらす大気の運動はほとんど対流圏内で起こっている。対流圏では高度が 1 km 上昇するごとに約 6.5 °C の割合で気温が低下する。気温の低下は高度約 11 km まで続き、そこからは高度が上昇してもほとんど気温が変化しない領域がある。ここが成層圏の下部である。高度約 11~50 km は成層圏、高度約 50~80 km は中間圏、高度約 80 km 以上は熱圏と呼ばれている（小倉, 1984）。各圏の境界は「界面」と呼ばれており、例えば、対流圏と成層圏の境界は対流圏界面と呼ばれる。また、成層圏・中間圏・下部熱圏をまとめて中層大気と呼ぶことがある。地球は太陽から放射されるエネルギーを吸収、反射し、また地球の地表面、大気、雲などから宇宙空間へエネルギーを放射することで、地球のエネルギー収支のバランスが取られており、このような気温構造が維持されている。

地表付近の対流圏では、夏半球で気温が高くなり、冬半球では気温が低くなる。しかし、超高層大気と呼ばれる領域に該当する高度 80~90 km の中間圏界面領域においては、地上付近の気温構造の様相と全く反対であり、夏極が寒冷、冬極が温暖という特徴がある。これは中間圏界面領域で南北方向に流れる地球規模の大気大循環が存在することに起因する。夏半球の極域（夏極）では上昇流が、冬極では下降流が発生しているため、上昇流では断熱膨張により気温が低下し、下降流では断熱圧縮により気温が上昇するので、地上付近の季節と気温の関係とは逆のふるまいを見せる（小倉, 1984）。

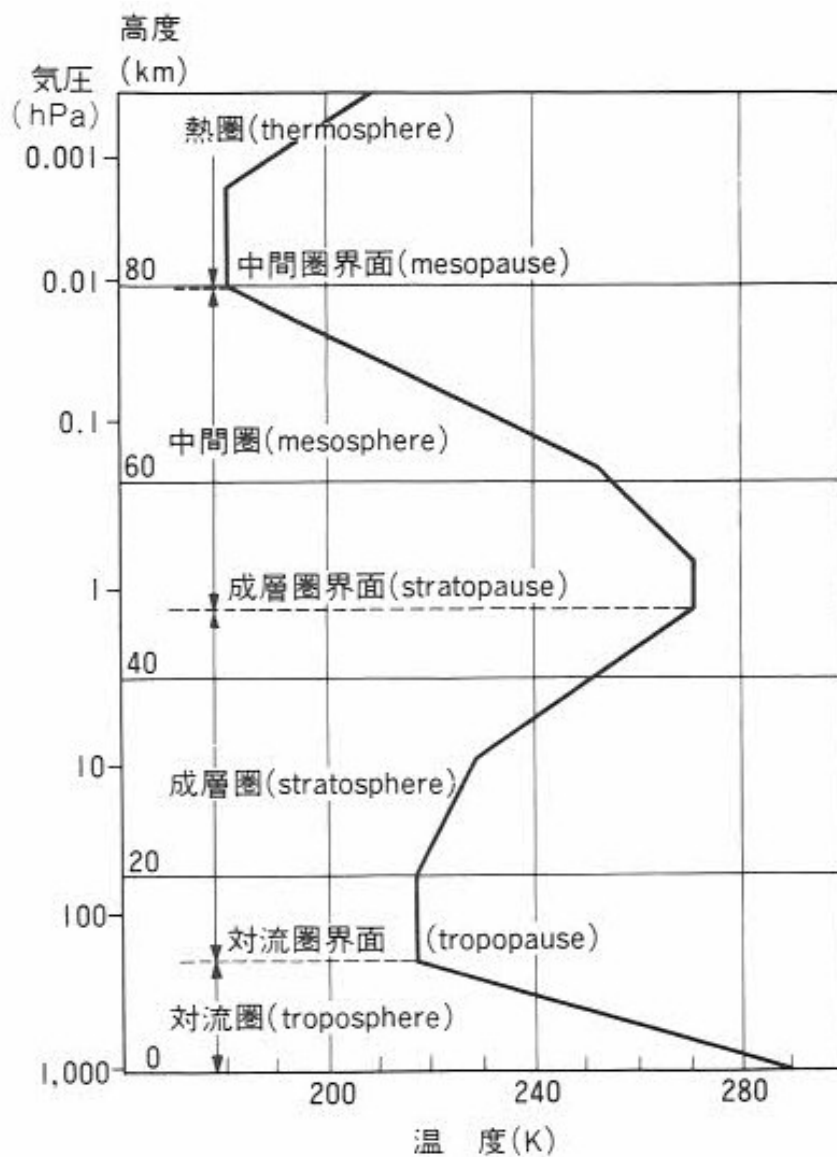


図 1-1 気温の高度分布と大気層の区分 (小倉, 1984)

## 1.2 大気重力波

地球大気中には様々な時空間スケールをもつ大気波動現象で充ち満ちており、大気波動は、地球の気候を維持するうえで重要な役割を果たしていると考えられている。今日では様々な時空間スケールの大気波動の励起・伝搬特性や大気波動が地球大気環境に与える影響を正しく理解するために、観測、室内実験、数値実験など様々な手法で研究が進められている。

大気波動現象の中でも、空気塊が浮力と重力を復元力として大気中を伝搬する、水平スケール数 10~1000 km の大気波動は大気重力波と呼ばれる (Fritts and Alexander, 2003)。下層大気において、障害物となる山岳地形に風が吹き付けることや活発な対流活動などによって空気塊が鉛直上方向へ持ち上げられることがある。地球大気密度は、高度とともに指数関数的に減少するので、急激に持ち上げられた空気塊は断熱膨張して周囲の大気よりも温度が低くなる。つまり空気塊は周囲の大気より密度が大きくなるため、鉛直下向きに働く重力によって下向きに運動を始める。空気塊は持ち上げられたことによって位置エネルギーを獲得したため、元の高度よりも低い高度まで下降する。下降した空気塊は、断熱圧縮によって温度が高くなる。周囲の大気に比べて温度が高くなり、密度が小さくなると鉛直上向きの浮力を受けるようになって上昇を始める。このようにして大気が鉛直上下方向に振動する現象は浮力振動と呼ばれる。浮力振動の振動数  $N$  は、

$$N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (1-1)$$

と表され、この振動数はブラント・ヴァイサラ振動数 (Brunt-Väisälä frequency) と呼ばれる (Nappo, 2013)。ここで、 $g$  は重力加速度、 $\theta$  は温位 (Potential temperature) である。温位とは空気塊を断熱的に標準気圧のところまで下降 (上昇) させたときに空気塊が持つ温度であり、

$$\theta = T \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R_d}{C_p}} \quad (1-2)$$

と表される。式 (1-2) の  $C_p$  は定圧比熱、 $R_d$  は乾燥気体の気体定数、 $p_0$  は標準の気圧（ふつう 1,000 hPa にとる）である（小倉, 1984）。

ブラント・ヴァイサラ振動数は大気安定度の指標として用いられることがある。式 (1-1) よりブラント・ヴァイサラ振動数の 2 乗 ( $N^2$ ) は、温位が高度とともに上昇する場合には正の値をとる。これは、大気の下部が冷たく、上部が温かいという状態に相当し、外から力を加えない限りは、上下の運動が起きにくい。このような大気状態を静力学的に安定な成層という。一方、高度が上昇するにつれて温位が減少するような場合、 $N^2$  は負の値になる。これは、下層が温かく、上層が冷たいという状態に相当するため、外から力を加えなくても下層の空気が上へ上昇してくる。このような大気状態は、静力学的に不安定な成層という。 $N^2$  が負になってしまうことから  $N$  は複素数となり、下記に示すような大気力学の各方程式から導出される解が振動解ではなく、高度とともに発散・減衰するような解になり、浮力振動は発生しない。よって、大気重力波が励起・伝搬するためには背景大気が静力学的に安定した密度成層である必要がある。一般に、重力を復元力として密度成層した流体中を上下方向に伝搬する波は、内部重力波と呼ばれる（木村龍治, 1983）。鉛直方向に伝搬する大気重力波も内部重力波の一種である。

ここで、 $x$ 、 $z$  軸方向（東西、鉛直方向）の 2 次元空間において非圧縮性流体を仮定（ブシネスク近似）したときの大気力学を支配する方程式から、内部重力波の分散関係式を導出し、波動の振動数、波数と鉛直伝搬可能性の関係について述べる。ブシネスク近似とは、(1) 変数の変化量は十分に小さい、(2) 変数のうち、圧力  $p$  は、他の変数と独立に変化する、という性質を満たす流体の運動を記述する方程式である。圧力による密度変化を無視することで、非圧縮性流体の性質の一部を取り入れながら、他の熱力学的性質を簡潔に表現できるようにした近似である（及川他, 2001）。ただし、大気の粘性力は無視する。式 (1-3) ~



(1-6) は、それぞれブシネスク流体における $x$ 、 $z$  軸方向の運動方程式、連続の式、質量保存則である (Nappo, 2013)。 $u$ 、 $w$ はそれぞれ $x$ 、 $z$ 軸方向の風速、 $p$ は気圧、 $\rho$ は大気密度を表す。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (1-3)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \quad (1-4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1-5)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} = 0 \quad (1-6)$$

背景大気は静水圧平衡が成り立つとして、これらの方程式の物理量を、

$$q(x, z, t) = q_0(z) + q_1(x, z, t) \quad (1-7)$$

のように基本場 $q_0(z)$ と擾乱成分 $q_1(x, z, t)$ に分けて方程式系を線形化すると、

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} + u_0 \frac{\partial u_1}{\partial x} + w_1 \frac{du_0}{dz} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_1}{\partial x} \quad (1-8)$$

$$\frac{\partial w_1}{\partial t} + u_0 \frac{\partial w_1}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_1}{\partial z} - \frac{\rho_1}{\rho_0} g \quad (1-9)$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial w_1}{\partial z} = 0 \quad (1-10)$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + u_0 \frac{\partial \rho_1}{\partial x} + w_1 \frac{d\rho_0}{dz} = 0 \quad (1-11)$$

が得られる。ここで、 $k$ を水平波数、 $\omega$ を地上に固定された観測点 (オイラー座標系) から、観測した振動数とし、これらの方程式を満たす各変数の解が、

$$q_1(x, z, t) = \bar{q}(z)e^{-i(kx - \omega t)} \quad (1-12)$$

という形であると仮定して、式 (1-8) ~ (1-11) に代入すると、

$$-i\omega\bar{u} + iu_0k\bar{u} + \bar{w}\frac{du_0}{dz} = -\frac{i}{\rho_0}k\bar{p} \quad (1-13)$$

$$-i\omega\bar{w} + iu_0k\bar{w} = -\frac{i}{\rho_0}\frac{d\bar{p}}{dz} - \frac{\bar{p}}{\rho_0}g \quad (1-14)$$

$$ik\bar{u} + \frac{d\bar{w}}{dz} = 0 \quad (1-15)$$

$$-i\omega\bar{p} + iu_0k\bar{p} + \bar{w}\frac{d\rho_0}{dz} = 0 \quad (1-16)$$

の関係が得られる。ここで、 $\bar{q}(z)$ は、各変数における高度 $z$ の関数である。また、背景の平均流 $u_0$ に乗った観測者(ラグランジュ座標系)から見た時の振動数 $\hat{\omega}$ は、水平波数 $k$ と背景風速 $u_0$ を用いると、

$$\hat{\omega} = \omega - ku_0 \quad (1-17)$$

と表される。式 (1-17) を式 (1-13) ~ (1-16) に代入すると、

$$-i\hat{\omega}\bar{u} + \bar{w}\frac{du_0}{dz} = -\frac{i}{\rho_0}k\bar{p} \quad (1-18)$$

$$i\hat{\omega}\bar{w} = \frac{i}{\rho_0}\frac{d\bar{p}}{dz} + \frac{\bar{p}}{\rho_0}g \quad (1-19)$$

$$ik\bar{u} + \frac{d\bar{w}}{dz} = 0 \quad (1-20)$$

$$i\hat{\omega}\bar{p} - \bar{w}\frac{\rho_0}{g}N^2 = 0 \quad (1-21)$$

となる。式 (1-18) ~ (1-21) を $\bar{w}$ について解くと、

$$\frac{d^2\bar{w}}{dz^2} + \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} \frac{d\bar{w}}{dz} + \left( \frac{k^2 N^2}{\hat{\omega}^2} + \frac{k}{\hat{\omega}} \frac{d^2 u_0}{dz^2} + \frac{k}{\hat{\omega}} \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} \frac{du_0}{dz} - k^2 \right) \bar{w} = 0 \quad (1-22)$$

が得られる。式 (1-22) の左辺第 2 項は、背景大気密度が高度とともに変化することで波動の振幅が変化する効果を表している。ここで、地球大気密度は、高度とともに指数関数的に減少していくので、ある高度  $z$  における大気密度  $\rho_0(z)$  は地上の大気密度  $\rho_s$  とスケールハイト  $H$  を用いて、

$$\rho_0(z) = \rho_s e^{-\frac{z}{H}} \quad (1-23)$$

と表される。スケールハイトとは式 (1-23) が示す通り、大気密度が  $1/e$  になる高度であり、乾燥大気の気体定数  $R_d$ 、大気の絶対温度  $T$ 、重力加速度  $g$  を用いて

$$H = \frac{R_d T}{g} \quad (1-24)$$

と定義される高さの次元を持つ物理量である。スケールハイト  $H$  は地表付近では約 8.4 km、中間圏界面では約 6 km の値になる (松野と島崎, 1981)。式 (1-23)、(1-24) を用いると、式 (1-22) は、

$$\frac{d^2\bar{w}}{dz^2} - \frac{1}{H} \frac{d\bar{w}}{dz} + \left( \frac{k^2 N^2}{\hat{\omega}^2} + \frac{k}{\hat{\omega}} \frac{d^2 u_0}{dz^2} - \frac{k}{\hat{\omega} H} \frac{du_0}{dz} - k^2 \right) \bar{w} = 0 \quad (1-25)$$

となる。ここで、式 (1-25) を簡単にするため、

$$W = \bar{w} e^{\frac{z}{2H}} \quad (1-26)$$

という変数を定義すると、式 (1-25) は、

$$\frac{d^2W}{dz^2} + \left( \frac{k^2 N^2}{\hat{\omega}^2} + \frac{k}{\hat{\omega}} \frac{d^2 u_0}{dz^2} - \frac{k}{\hat{\omega} H} \frac{du_0}{dz} - k^2 - \frac{1}{4H^2} \right) W = 0 \quad (1-27)$$

となる。式(1-27)はテイラー・ゴールドSTEIN方程式(Taylor-Goldstein equation)と呼ばれる。この方程式は、一般的に書けば、

$$\frac{d^2W}{dz^2} + Q(z)W = 0 \quad (1-28)$$

と書くことができ、波動の伝搬をはじめ物理学の各種の問題に現れる方程式である。水平風速 $u_0$ が鉛直方向に一定な場合、式(1-27)の解が鉛直波数 $m$ を用いて $W = e^{imz}$ の形になると仮定し、式(1-27)に代入して鉛直波数 $m$ について整理すると、

$$m^2 = \left( \frac{k^2 N^2}{\hat{\omega}^2} - k^2 - \frac{1}{4H^2} \right) \quad (1-29)$$

となり、内部重力波の分散関係が得られる。ここで、 $m^2 < 0$ 、つまり、 $m$ が実数として存在しない場合には、 $e^{imz}$ は擾乱源から $z$ 方向(鉛直方向)に離れるにつれて減衰するので<sup>1</sup>、減衰的(evanescent)であるといい、このような波は外部波(external wave)と呼ばれる。一方、 $m^2 > 0$ で実数 $m$ が存在する場合は、鉛直伝搬可能(propagative)であるといい、このような波は内部波(internal wave)と呼ばれる(松野と島崎, 1981)。図1-2に、横軸を水平波長(水平波数)、縦軸を振動数(周期)として、様々な時空間スケールの大気波動の存在領域を示す。この図の網掛けされた領域が鉛直方向に伝搬可能な内部波である。白ぬりの領域は外部波であり、上下方向には伝搬できない。

---

<sup>1</sup> 数学的には、 $e^{\pm imz}$ のどちらでもよいが、物理的考察より $e^{-imz}$ をとった。

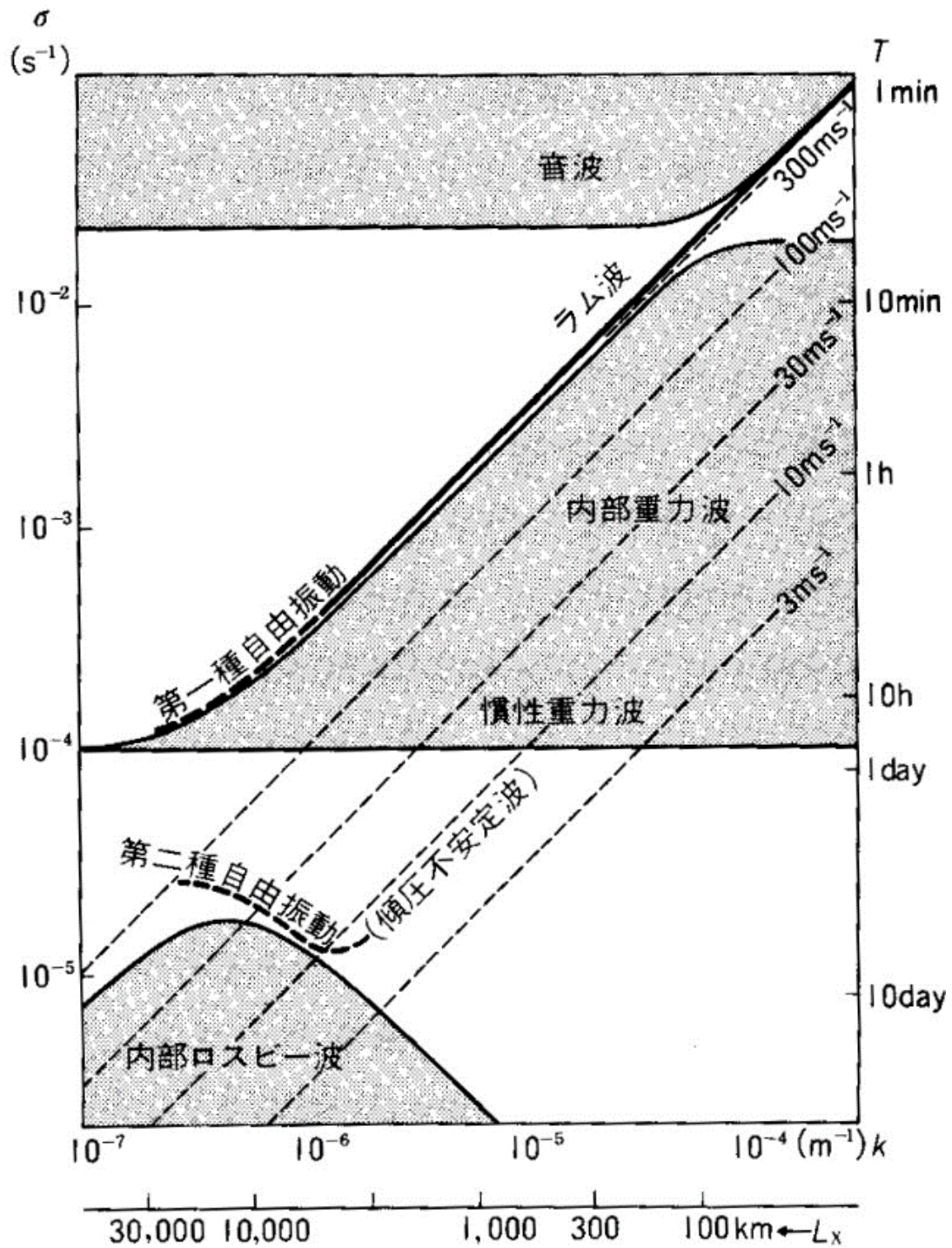


図 1-2 水平波数  $k$  と振動数  $\sigma$  の関係として各種大気波動の存在域を示す図  
(松野と島崎, 1981)

図 1-2 の  $\sigma = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  に引かれた横線はコリオリパラメータ  $f$  を表す。コリオリパラメータとは、地球など回転する惑星上において、運動する物体に働くコリオリの力の水平成分の係数であり、地球の自転の角速度  $\Omega_E$  ( $=7.292 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ) と緯度  $\varphi$  を用いて、 $f = 2\Omega_E \sin\varphi$  と表される。鉛直方向に変化をもたらさず、流速が振動数  $f$  で変動するような現象は、慣性振動と呼ばれる (及川ほか 2001)。そのため、鉛直、水平方向に伝搬する内部重力波の固有振動数は、コリオリパラメータ  $f$  以上、ブラント・ヴァイサラ振動数  $N$  以下になる。

式 (1-29) を固有振動数  $\hat{\omega}$  にいて整理すると、

$$\hat{\omega}^2 = \frac{N^2 k^2}{k^2 + m^2 + \frac{1}{4H^2}} \quad (1-30)$$

となる。また、コリオリの力を考慮した場合の内部重力波の固有振動数は、

$$\hat{\omega}^2 = \frac{N^2 k^2 + f^2 \left( m^2 + \frac{1}{4H^2} \right)}{k^2 + m^2 + \frac{1}{4H^2}} \quad (1-31)$$

となる。式 (1-31) は  $N^2$ 、 $f^2$  にそれぞれ水平、鉛直波数の重みづけ平均したような形をしている (松野と島崎, 1981)。

大気重力波の励起源としては、下層風の障害物となる海陸分布や山岳地形、活発な対流活動、前線、台風、雷などがある (Fritts and Alexander, 2003)。大気中にこのような擾乱源が存在する場合には、大気温度分布や風速分布に空間的な偏りが発生し、大気密度構造にも空間的な変動が生じる。大気中に発生した空間的擾乱は、後述する伝搬条件を満たす限り、大気重力波として大気中を伝搬し、励起源から遠方へエネルギーや運動量を輸送する。ここで、大気重力波の伝搬、運動量の輸送に関して、流体の実質部分が長距離を移動するわけではなく、波という運動形態 (パターン) の伝搬によって運動量が運ばれるという点に注意する。

下層大気で励起された大気重力波は、励起源から水平、鉛直上向きに伝搬し、

下層の運動量やエネルギーを高層大気へ輸送する役割がある。ただし、大気重力波が通過するだけでは、通過前後で運動量およびエネルギーの収支はゼロである。大気重力波の伝搬経路中に伝搬条件が満たされない高度領域が存在する場合には、その高度で背景大気に吸収されたり、大気密度が小さくなる超高層大気で波の振幅が大きくなり砕波することで運動量やエネルギーが散逸したりして、結果的に励起源とその高度との間で運動量やエネルギーのやり取りが行われる。1.1 節で述べた、地球の超高層大気の大気大循環は、下層大気で励起された大気重力波によって上空へ伝達された運動量によって駆動されていると考えられている（松野と島崎, 1981, Fritts and Alexander, 2003）。そのため、大気重力波の励起・伝搬特性を解明することは地球大気大循環を理解するうえで重要である。以下では大気重力波の性質を特徴づけるうえで重要となる位相速度と群速度について述べる。

### 1.2.1 位相速度

大気重力波を観測する系によって、大気重力波の位相速度は 2 種類定義される。1 つ目は静止している系 (オイラー座標系) から観測する場合の位相速度 (見かけの位相速度)、2 つ目は背景風に乗った系 (ラグランジュ座標系) から観測する場合の位相速度 (本来の位相速度) である。ここでは、前者を対地位相速度、後者を固有位相速度と呼ぶ。大気重力波の固有位相速度  $\hat{c}$  は、背景風の水平風速を  $u_0$ 、対地位相速度  $c$  と置くと、

$$\hat{c} = c - u_0 \quad (1-32)$$

と表される (Nappo, 2013)。

### 1.2.2 群速度

群速度は、波動を理解するうえで重要なもう 1 つの速度の概念である。ここでは、群速度の概念を理解するために同一振幅で、ほとんど同じ波数を持つ 2 つの正弦波の重ね合わせを考える。波数、振動数が  $k_1$ 、 $\omega_1$  および、 $k_2$ 、 $\omega_2$  の正弦波の重ね合わせは、

$$\begin{aligned} & a \sin(k_1 x - \omega_1 t) + a \sin(k_2 x - \omega_2 t) \\ &= 2a \cos\left(\frac{k_1 - k_2}{2} x - \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t\right) \sin\left(\frac{k_1 + k_2}{2} x - \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t\right) \end{aligned} \quad (1-33)$$

と表される。 $k_1$  と  $k_2$ 、および  $\omega_1$  と  $\omega_2$  は、ほとんど等しいことを仮定しているため、 $\cos$  の部分は小さな波数  $k_1 - k_2/2$  を持っており、それよりずっと大きな波数  $k_1 + k_2/2$  を持っている  $\sin$  の部分は振動がゆっくり変わると見なすことができる。振幅が  $2a$  になる点は各々の正弦波が同時に最大値をとる場合であり、



$$\frac{x}{t} = \frac{\omega_1 - \omega_2}{k_1 - k_2} \quad (1-34)$$

を満たしている。式(1-34)は振幅部分の伝搬する速度であり、 $k_2 \rightarrow k_1$ の極限、すなわち、

$$C_G = \frac{d\hat{\omega}}{dk} \quad (1-35)$$

を群速度という(川原他, 1989)。ここでは2つの正弦波について考えたが、様々な波数の波が重ね合わされた波束についても同様な考えが成り立つ。

大気重力波(内部重力波)の群速度は、式(1-30)、(1-35)より、

$$C_{Gx} = \frac{\partial \hat{\omega}}{\partial k} = \frac{Nm^2}{(k^2 + m^2)^{\frac{3}{2}}} \text{sign}(k) \quad (1-36)$$

$$C_{Gz} = \frac{\partial \hat{\omega}}{\partial m} = -\frac{Nm|k|}{(k^2 + m^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (1-37)$$

となる。式(1-36)の $\text{sign}(k)$ は、水平波数 $k$ の符号を表す。大気重力波の群速度( $C_{Gx}, C_{Gz}$ ) =  $(\frac{Nm^2 \text{sign}(k)}{(k^2+m^2)^{\frac{3}{2}}}, -\frac{Nm|k|}{(k^2+m^2)^{\frac{3}{2}}})$ と波数ベクトル( $k, m$ )の内積をとると、0になることから、大気重力波の群速度と波数ベクトルは直交する。つまり、大気重力波は群速度が波面と平行という性質を持つ。式(1-36)、(1-37)より、水平方向の位相速度と群速度は同じ向きだが、鉛直方向には逆向きである(Nappo, 2013)。そのため、固定した観測点で観測を行ったとき、大気重力波によって温度や風速の波状構造が時間の経過とともに下方に降りてきたとしても、波束としては上向きに伝わっているはずであり、その現象の起源が上層にあるわけではなく、下層にあると考える必要がある。大気重力波が鉛直伝搬する様子が観測された例を図1-3に示す。2012年5月30日の夜間に Yanqing (40.5 °N, 116 °E) で実施されたライダー観測により検出された気温擾乱成分の高度分布

である (Shaohua et al., 2019)。図 1-3 は横軸を世界時、縦軸を高度として、各観測時間における夜間平均気温からの偏差を高度ごとに導出してプロットしたものである。時間とともに擾乱成分が下方に伝搬する様子が見られる。

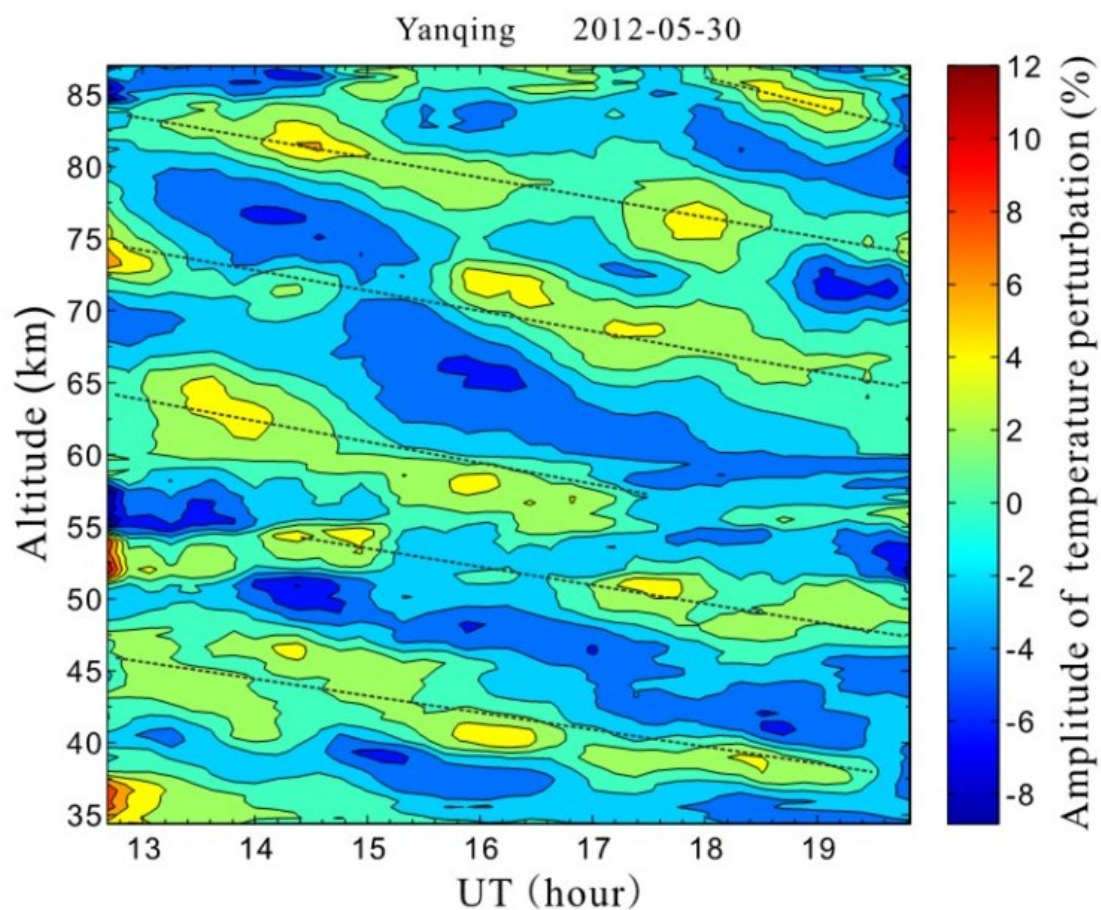


図 1-3 2012 年 5 月 30 日夜間に Yanqing ( $40.5^{\circ}$  N,  $116^{\circ}$  E) で実施されたライダー観測で検出された気温擾乱 (Shaohua et al., 2019)

### 1.3 山岳波

山岳などの地形に風が吹き付けることによって、空気塊が持ち上げられて励起される地形性の大気重力波は、特に山岳波と呼ばれる。山岳波の励起源である山岳や海陸分布などの地形は、地上に固定されており、季節によって変動する地上風速場と相まって超高層大気循環に一定の規則性を与える重要な因子であると考えられている。山岳波の水平波長や水平波数ベクトルといった水平方向のパラメータは励起源となる山岳地形のスケールと形状、地上風速度によって決定される。特に、山岳波の水平波数ベクトル方向（波面と直交する方向）は励起源となる山の形状によって決定される。「稜線が直線状」の山脈が励起源となった山岳波は、山脈の稜線と直交するような向きの水平波数ベクトルを持ち、波面が稜線に平行になる。そのため、「稜線が直線状」の山脈が励起源となった場合には、稜線方向に直交する、ある決まった方向の水平波数ベクトルを持つ山岳波が励起される。一方、独立峰が励起源となる場合には、図 1-4 のように風下側に放物線（V 字）を描くように山岳波が発生するため地上風向に依存した波数ベクトルをもつ山岳波が励起される。図 1-5 は 2020 年 2 月 15 日 16:07 ごろから富士山の東側で発生した V 字型のつるし雲である。つるし雲とは、山岳波によって生じる雲の一種であり、山の風下側で波動によって空気が持ち上げられて発生するため、山岳波を可視化する現象である。

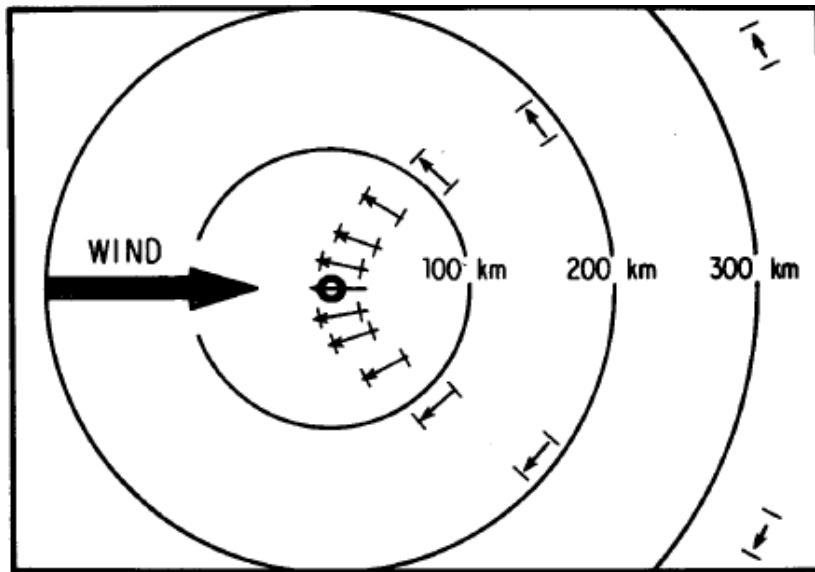


図 1-4 独立峰で発生する山岳波の様子 (Hines, 1988)

10 km スケールの山岳波による高度 10 km における運動量フラックスを計算し、矢印で示している。波面は矢印と直交する。

© American Meteorological Society. Used with permission.



図 1-5 富士山の東側で発生した吊るし雲 (2020年2月15日17:59)

(画像提供：ウェザーニュース)

山岳波の励起源は地上に固定されていることから、地上の観測者（オイラー座標系）から見た場合には、位相が固定されたように観測される定常波（定在波）であるという特徴がある。位相が固定されたように観測されるという事を想像するために川の流れを考える。川底にある岩の上を水が流れるとき、岩の上部が常に盛り上がって観測されることは想像しやすい。山岳波の場合にも同様の考え方で理解することができ、山岳波によって生じた擾乱の縞構造を地上から観測した場合には、その縞構造は移動せず停滞しているように見える。この性質から、山岳波の対地位相速度 $c$ は  $0 \text{ m/s}$  であり、山岳波の固有振動数 $\hat{\omega}$ 、固有位相速度 $\hat{c}$ は式 (1-17)、(1-32) から水平風速 $u_0$ 、水平波数 $k$ を用いて、

$$\hat{\omega} = -ku_0 \quad (1-38)$$

$$\hat{c} = -u_0 \quad (1-39)$$

と表され、山岳波の固有位相速度は、背景風速度と逆向きで大きさは等しくなる。式 (1-27) に式 (1-38) を代入すると、

$$\frac{d^2W}{dz^2} + \left( \frac{N^2}{u_0^2} - \frac{1}{u_0} \frac{d^2u_0}{dz^2} - k^2 \right) W = 0 \quad (1-40)$$

と変形できる。この式は、山岳波に関するテイラー・ゴールドスタイン方程式であり、特にスコアラー方程式 (Scorer equation) と呼ばれる。

$$l_s^2 = \frac{N^2}{u_0^2} - \frac{1}{u_0} \frac{d^2u_0}{dz^2} \quad (1-41)$$

と表される $l_s$ は、スコアラー・パラメータ (Scorer parameter) と呼ばれる量である (松野と島崎, 1981)。スコアラー方程式が振動解を持つためには、式 (1-40) の左辺第2項が正になる必要があるため、 $l_s > k$ という条件を満たす必要がある。

## 1.4 ターニングレベル

1.2.2 節で述べたように、鉛直上向きに伝搬する大気重力波（群速度が鉛直上向き）の鉛直波数 $m$ は負の値を持つ。大気重力波の伝搬経路上に鉛直方向の強い風速シア、温度シアが存在する時、大気重力波の鉛直波数 $m$ の符号が変化してしまう場合がある。つまり、鉛直方向に水平風速、または温度が大きく変化する高度が存在する時、鉛直上向きに伝搬してきた大気重力波はその高度で反射され、伝搬方向は下向きになる。このように $m$ の符号が変化し、鉛直伝搬方向が逆転する高度はターニングレベルと呼ばれる（Fritts and Alexander, 2003, Tomikawa, 2015）。図 1-6 に鉛直シアがある風速場における伝搬のもよりの定性的な説明図を示す。図 1-6 (b) のように、鉛直シアがある風速場において、風上側に伝搬する波面は鉛直に近づき、シアの効果を考えると鉛直を通り越して逆向きに傾き、群速度の向きは斜め下向きとなり反射される可能性がある。よって、山岳波が上部中間圏領域まで伝搬するためには、伝搬経路中に強い鉛直シア領域が存在しないことが必要である。

強い鉛直シアが存在することで上空へは伝搬できず、山の風下側で水平方向に伝搬する山岳波は特に、風下山岳波(mountain lee wave)と呼ばれる。上空へ伝搬する山岳波や風下山岳波が励起された際に周囲の大気中に雲を形成するのに十分な水蒸気が存在する場合には、波状の雲<sup>2</sup>が形成される。衛星観測では山岳波に伴って発生した波状雲が頻繁に観測されており、その雲種は積雲や層積雲など下層雲からなる場合が多い。図 1-7 は 2018 年 6 月 22 日 3:00 UT に取得された静止気象衛星ひまわり 8 号の可視光観測で検出された、東北地方の奥羽山脈で励起された山岳波によって発生した波状雲である。対流圏における水平風速とブラント-ヴァイサラ振動数の平均値をそれぞれ  $\bar{u}$ 、 $\bar{N}$  とすると風下山岳波の水平波長は、

---

<sup>2</sup> 山脈や島などの障害物の風下に風向と直角に等間隔に並んだ雲域が衛星から観測される。厳密には「山越え気流の風下にできる波状雲」。

$$\lambda = \frac{2\pi\bar{u}}{\sqrt{gN}} \quad (1-42)$$

と表される。風下山岳波によって生成された波状雲の雲列間隔にもこの関係がみられるため、風下山岳波由来の波状雲は平均風速が速いほど雲列の間隔が広くなる (Alaka 1960, 伊藤ほか, 2016)。

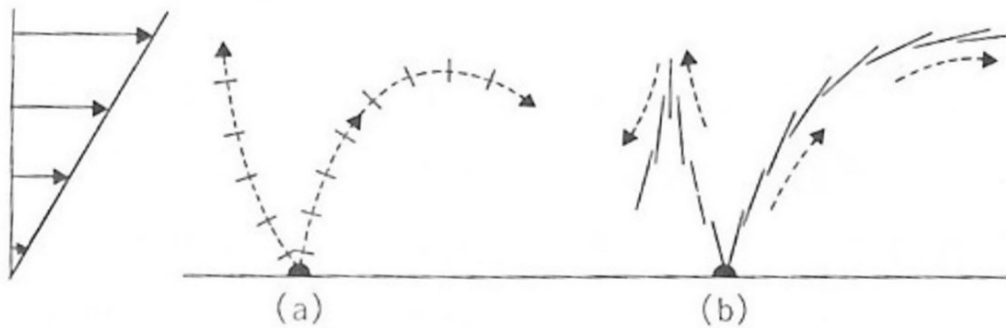


図 1-6 高度とともに風速が大きくなる大気中の音波 (a) と内部重力波 (b) の伝搬のもよりの定性的な説明図。短い切れた実線は波面を表す。

(松野と島崎, 1981)

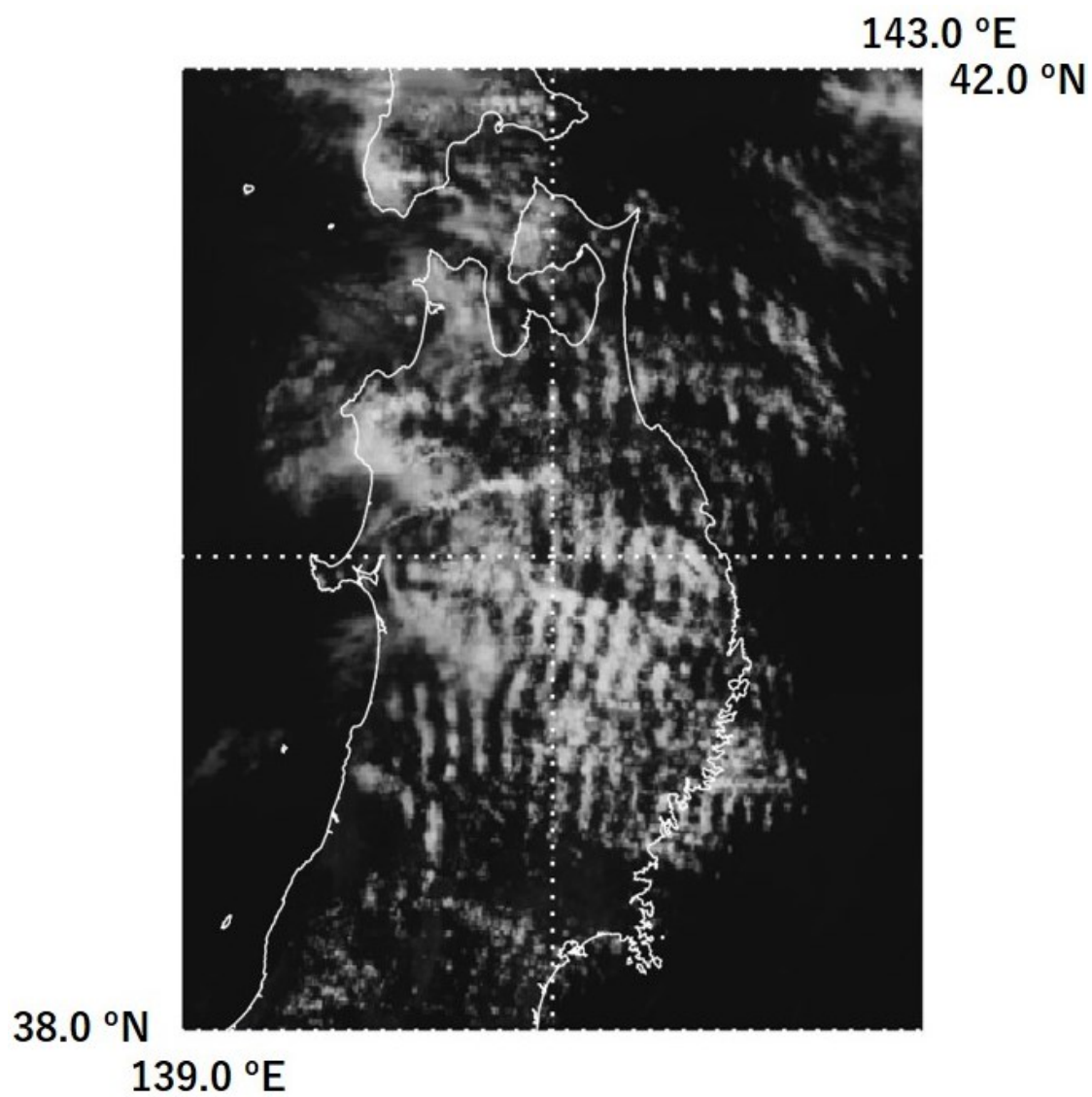


図 1-7 2018 年 6 月 22 日 3:00UT に静止気象衛星ひまわり 8 号で取得した可  
視光観測データからが検出観測した波状雲の例 (Ishii et al., 2022)



## 1.5 クリティカルレベル

媒質中を伝搬する波動にとって本質的なものは、動く媒質中から見た時の位相速度や振動数である。大気重力波が大気中を伝搬することを考える場合には、背景風に乗った観測者から見た時の位相速度（固有位相速度）が重要である。式(1-32)より、大気重力波の伝搬経路中に対地位相速度  $c$  と背景風速  $u$  が等しくなる高度が存在する場合、その高度に近づくと固有位相速度  $\hat{c}$  は  $0 \text{ m/s}$  に近づく。つまり、その高度で固有振動数  $\hat{\omega}$  は  $0/\text{s}$  となるので、背景風に乗った観測者に対して振動しておらず波動として存在できなくなり、その高度より上空には伝搬できない。この大気重力波の対地位相速度と背景風速度が等しくなる高度はクリティカルレベルと呼ばれる (Booker and Bretherton, 1967, Fritts and Alexander, 2003)。大気重力波はクリティカルレベルには到達することができず、クリティカルレベル付近で長時間滞留してしまうため、次第に背景大気に吸収されてしまう。このとき、背景大気に運動量を放出し、背景風速を加速（減速）させる。東西、鉛直方向の2次元空間を考えた時に、クリティカルレベルによって背景大気に運動量を伝達する過程の概念図を図1-8に示す。

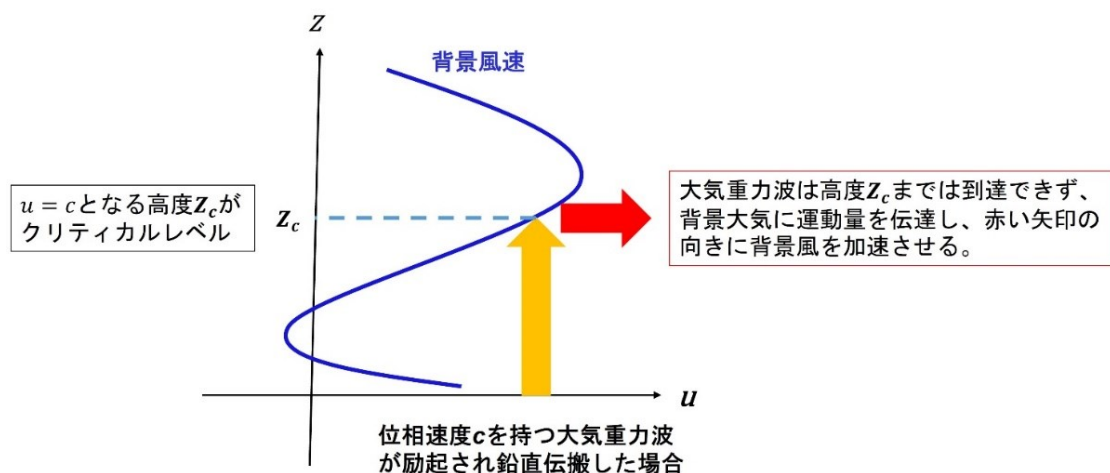


図1-8 クリティカルレベルによって背景大気へ運動量を伝達する過程の概念図  
黄色の矢印は大気重力波の伝搬方向を示している。大気重力波はクリティカルレベルとなる高度 $Z_c$ に到達できず、その近くで滞留したのち、背景大気に吸収され、赤い矢印で示す方向へ背景大気を加速させる。

ここで、簡単なモデルを仮定して大気重力波がクリティカルレベルに到達できないことを述べる。図 1-6 の左図のように、高度によって水平風速 $u$ が変化する（鉛直シアーがある）風速場を考える。鉛直シアーがある風速場での波束を考えた時、局所的な小さな範囲では水平風速は変わらないとすると、式 (1-17)、(1-29) より鉛直波数 $m$ は、

$$m^2 = \frac{N^2}{(u - c)^2} - k^2 \quad (1-43)$$

の局所分散関係式を満たす。励起された大気重力波の対地水平位相速度を $c = c_0$ とすると、鉛直上方向に伝搬して、背景風速 $u = c_0$ となる高度 $z_c$ に近づくとき、式 (1-43) の分散関係式より、 $m$ の値は非常に大きくなる。この時、式 (1-37) で表される鉛直群速度は、

$$C_{Gz} \doteq \frac{Nk}{m^2} \doteq \frac{k}{N} (u - c_0)^2 \quad (1-44)$$

のように近似できる。また、高度 $z_c$ より少し高い位置の水平風速 $u(z)$ は、

$$\begin{cases} u(z) = u(z_c) + \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)_{z=z_c} \zeta \\ \zeta = z - z_c \end{cases} \quad (1-45)$$

と表される。高度 $z_c - \zeta_1$ から $z_c - \zeta_2$  ( $\zeta_1 > \zeta_2$ ) まで波束が到達するまでに要する時間 $t$ を求めると、

$$t = \int_{z_c - \zeta_1}^{z_c - \zeta_2} \frac{dz}{C_{Gz}} = \frac{N}{k\gamma^2} \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \frac{-d\zeta}{\zeta^2} = \frac{N}{k\gamma^2} \left( \frac{1}{\zeta_2} - \frac{1}{\zeta_1} \right) \quad (1-46)$$

$\zeta_2 \rightarrow 0$  の極限を考えた時、 $t \rightarrow \infty$ となる。つまり、波束はいつまでたってもクリティカルレベルに到達することができない（松野と島崎, 1981）。山岳波の場合、

対地位相速度  $c = 0 \text{ m/s}$  という性質から、固有位相速度  $\hat{c} = -u$  である。そのため、下層から鉛直上向きへ伝搬する山岳波の場合には、水平位相速度方向（水平波数ベクトル方向）の背景風速成分が  $0 \text{ m/s}$  になる高度がクリティカルレベルとなる。つまり、山岳波が上部中間圏領域まで伝搬するためには、伝搬経路中で水平波数ベクトル方向に射影した水平風速成分が  $0 \text{ m/s}$  にならないことが必要である。

## 1.6 山岳波の鉛直伝搬

ここまで、大気重力波の鉛直伝搬を妨げる要因を述べた。以上を踏まえ、山岳波が高層大気へ伝搬するためには、①伝搬経路中の大気は静力学的に安定な成層をしている、②風速、気温の鉛直シアーが大きい領域で鉛直波数の符号が逆転してしまうターニングレベルが存在しない、③水平波数ベクトル方向の風速成分が 0 m/s になってしまうクリティカルレベルが存在しない、という条件を満たす必要がある。Schoeberl (1985)では、Ray-tracing 法による山岳波の鉛直伝搬シミュレーションにより、山岳波の鉛直伝搬可能性と水平波長の関係について調べられた。この鉛直伝搬シミュレーションは、Wu et al. (1985)の風速モデルを元にした帯状平均風速<sup>3</sup>を背景風の高度分布として使用した。この風速分布において鉛直伝搬可能な山岳波の波長分布を Scorer wavelength ( $\lambda_s$ ) との比較から示している。Scorer wavelength は、スコアラール・パラメータ  $l_s$  を用いて、 $\lambda_s = 2\pi / l_s$  と定義される。Schoeberl (1985)では、Scorer wavelength と同じ長さの水平波長を持つ山岳波は、その高度より上には伝搬できなくなってしまう事から、励起時の水平波長が長い波ほど上空へ伝搬できる可能性が高くなると述べられている。つまり、水平波長が短い山岳波は上空まで伝搬しにくいという事が示された。この様子を表したものが図 1-9 である。図 1-9 の上図は冬季の帯状平均風速、下図は春分の帯状平均風速を背景風速場として、山岳波の伝搬をシミュレーションした結果である。図の左側が山岳波の水平波長を長く設定したときの結果で、右に行くにつれて水平波長が短くなっている。この伝搬シミュレーションに用いられた各山岳波の水平波長と伝搬時間を表 1 に示す。図 1-9 と表 1 より、水平波長が 15 km 以下の山岳波はどちらの季節でもある位置でターニングレベルに遭遇してしまい反射されることが分かる。

---

<sup>3</sup> 東西方向（緯度線）に沿って平均した風速

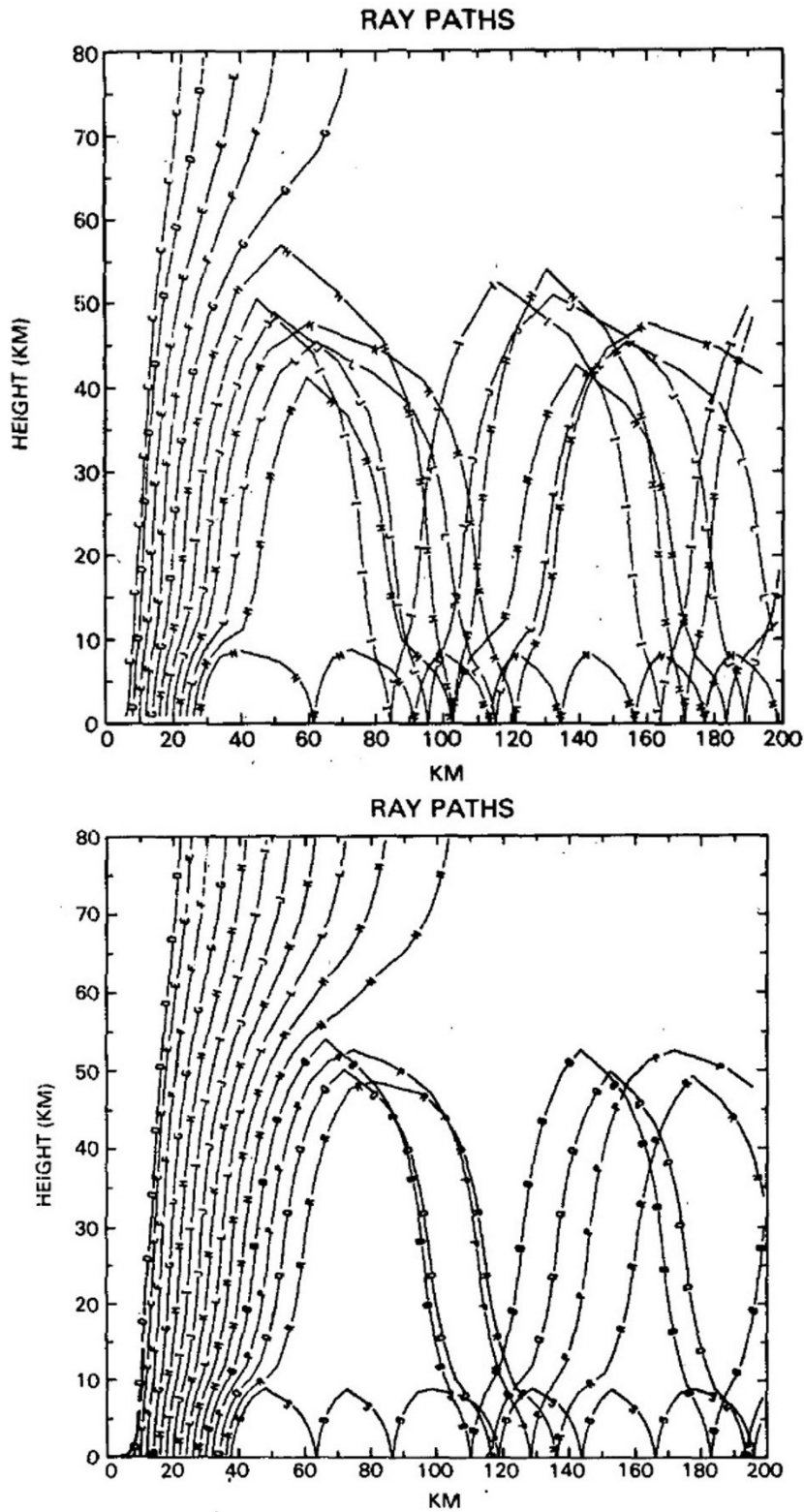


図 1-9 水平波長を変化させたときの山岳波の鉛直伝搬可能性  
 上図は冬、下図は春分の北緯 35 度における風速分布を使用した計算結果である (Schoeberl, 1985)。

表 1 シミュレーションで設定された山岳波の水平波長と経過時間

Ray label	$\lambda_H$ [km]	Time [hours]	
		Winter	Equinox
C	100	7.6	
D	66.6	5.1	13.1
E	50.0	3.8	9.8
F	40.0	3.16	7.94
G	33.3	2.72*	6.66
H	28.5	2.2	5.72
I	25.0	1.94	5.0
J	22.2	1.77	4.55
K	20.0	1.61	4.16
L	18.2	1.5	3.8
M	16.6	1.4**	3.61
N	15.4	0.44	3.5*
O	14.3		2.6
P	13.3		2.5
Q	12.5		2.38
R	11.7		2.33**
S	11.1		0.61

経過時間は上部境界の高度 80 km、もしくはターニングレベルに到達した時間が示されている (Schoeberl, 1985)。

\* 高度 80 km まで伝搬可能な水平波長と経路中で反射される水平波長の境界

\*\* 成層圏界面付近で反射される水平波長と対流圏界面付近で反射される水平波長の境界

## 1.7 先行研究の概要および本研究の目的

地球大気ダイナミクスを理解するために、地球の全球大気大循環モデルなど数値モデルを使用して、全球的な大気の運動を数値実験によって明らかにする手法がある。大気モデルの気温や風速などの変数は格子点の時空間平均値であるが、現在の大気モデルは空間解像度が粗い、つまり格子点間隔が広いことから、格子点間隔以下のスケール（サブグリッドスケール）の大気現象は表現することができない。大気重力波もサブグリッドスケールの現象であるため、地球大気に与える影響は、観測や数値実験、過去の経験則に基づいてパラメータ化して大気モデルに組み込まれている。このようにサブグリッドスケールの現象を近似的に評価する手法はパラメタリゼーションと呼ばれる。ただし、パラメタリゼーションには様々な仮定が含まれている。例えば、大気重力波のパラメタリゼーションにおいては（モデルによって様々ではあるが）、励起源の直上のみに伝搬する、伝搬速度は考慮せず即座に中層・高層大気に到達することなどが仮定されている。その結果、大気モデルは観測結果と一致しない部分もあり、現実の大気を正しく表現できていないという問題がある。観測によってサブグリッドスケールの大気現象をより正確に理解してパラメータ化することで、大気モデルの改善が期待できる（Yigit et al., 2009, Richter et al., 2010）。

Sato et al. (2009) では、高解像度地球大気モデル（KANTO モデル）を用いて、中層大気に伝搬する大気重力波の励起源と大気重力波に伴う東西方向運動量の鉛直伝搬（運動量フラックス）について考察した。運動量フラックスは波の発生や消滅がない限り保存されるため、大気重力波が中層大気に及ぼす影響を推定する上で適した物理量である（Eliassen and Palm, 1961）。KANTO モデルの空間分解能は水平方向が T213（波数 213 で三角形波数切断<sup>4</sup>、水平約 60 km に相当）、鉛直方向は 300m であり、表現可能な大気重力波の水平波長は 188km 以上である（Watanabe et al., 2008）。このモデルを使用した数値実験の結果、中層大気に運動量を輸送する山岳波はアンデス山脈や南極半島で発生していると推定されている。

アンデス山脈は東西方向に 350~750 km、南北方向に 7,500 km という水平スケールを持つ巨大な山岳地形である。このように大きな地形で励起される山岳

---

<sup>4</sup> 地球大気大循環モデルでは、計算の都合上、ある一定の波数以下の波数のみを考慮して計算する。このことを波数切断するという。

波の性質や、地形が地球大気に与える影響は、観測によって徐々に明らかになっている。Pautet et al. (2021) は、アンデス山脈の風下に位置するアルゼンチン南部 (53.8 °S, 67.7 °W) で、2018 年 3 月中旬から 2018 年 9 月中旬に OH 大気光観測 (観測視野 200 km × 160 km) を実施した。この観測期間中の 78 晩で山岳波が検出されており、97 例の山岳波の水平波長と波面方向 (水平波数ベクトル方向)、振幅といったパラメータを抽出する解析が行われた。その結果、検出された 97 例のうち 90% 以上の山岳波は水平波長が 50 km 以下であり、約 80% の山岳波の波数ベクトル方向は西を中心に ±30° の方向であった。ヨーロッパ中期予報センター (ECMWF) モデルの再解析データを用いた風速場の解析により、検出された山岳波のうち 85 例 (87%) は高度 5~70 km にクリティカルレベルが存在せず、対流圏内で卓越する東向きの下層風 (西風) によってアンデス山脈で励起された山岳波が上部中間圏領域まで伝搬したと示されている。

このように、アンデス山脈など地球規模の広大な山岳地形で発生する山岳波の観測研究はこれまでに実施されているが、現在の大気モデルでは解像できない小スケール (100 km 以下) な山岳地形で励起される山岳波に関する観測研究は少ない。特に、山岳の形状と背景風速場、励起される山岳波のパターンを関連付けて研究されている例は少ない。そこで、本研究では、日本列島内に存在する小規模な山岳地形で励起される山岳波の励起・伝搬過程を解明することを目的として、明治大学生田キャンパス (35.6 °N, 139.5 °E) に円周魚眼レンズ、干渉フィルター、高感度 CCD 素子で構成した大気光イメージャーを設置し、関東地方上空の OH 大気光イメージング観測を実施した。大気光イメージング観測による大気重力波、大気擾乱の観測研究は非常に多くの前例があるが (Nakamura et al., 1999, Hecht, 2004, Suzuki et al., 2007, Suzuki et al., 2009, Lakshmi et al., 2010 など)、対地位相速度  $c = 0$  m/s の山岳波に注目し、特に小規模な地形による山岳波の励起伝搬特性を研究した例は少ない。大気光イメージング観測の特徴については 2 章で詳細に述べるが、大まかには上部中間圏を伝搬する大気重力波が層状に発光する大気光層を通過して生じる粗密によって発生する明暗の構造を地上から高感度カメラで撮像する手法である。

観測拠点とした明治大学生田キャンパス (関東平野) の西方には日本で最も標高が高い富士山 (標高 3776 m) を含む山岳地帯が広がっており (図 1-10)、北



半球中緯度帯の地上付近では偏西風が吹くため典型的には西風である。下層の西風がこの山岳地帯に吹き付けることで頻繁に山岳波が励起されると考えられる。

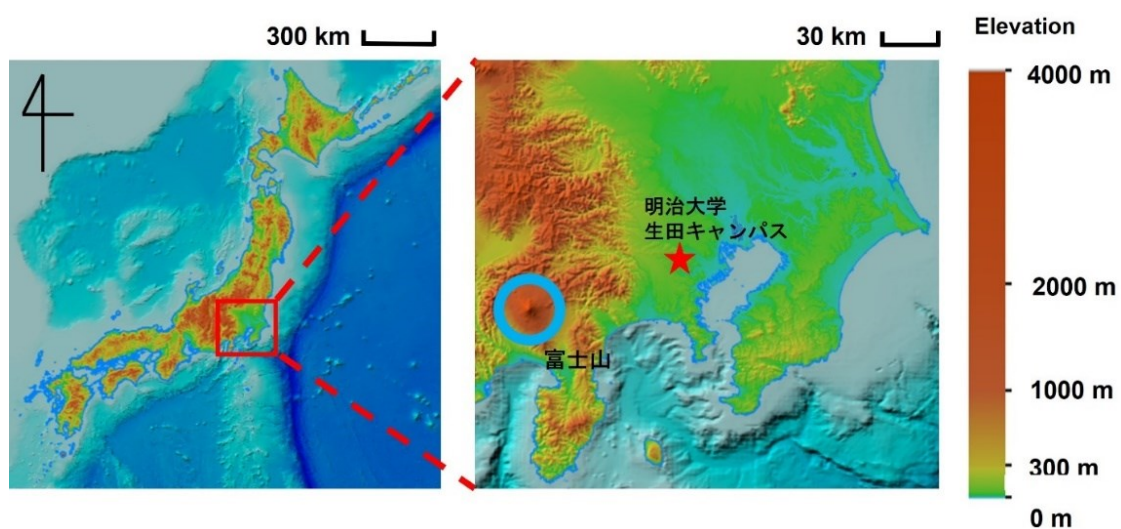


図 1-10 日本および、観測拠点（明治大学生田キャンパス）周辺の標高（国土地理院の地図を基に作成、Ishii et al., 2022 の Fig. 1 に基づく）

本研究では、2018年5月から2019年12月まで、関東上空および山岳波の励起源と期待される富士山の上空を観測できるような観測視野による OH 大気光イメージング観測を実施し、富士山周辺の山岳地帯で励起され、上部中間圏領域へ伝搬する山岳波の検出を試みた。また、2021年8月から2022年9月までは茨城県城里町に観測拠点を移動し、北関東、東北地方上空の OH 大気光イメージング観測も実施した。

本論文の2章では、明治大学生田キャンパスで実施した OH 大気光イメージング観測で使用した観測装置の諸元と観測の設定および、2018年5月から2019年12月までの総観測時間や有効な観測データが取得できた時間をまとめた。

3章では本研究で取得した OH 大気光画像の解析手法について述べる。本研究では、PCで観測装置を制御して日没から日の出までスケジュール観測したため、観測は夜間の天候に依らず毎晩行われた。OH 大気光は高度約 85 km に発光のピークを持つため曇天時には地上から観測することができない。そのため、有効な観測データを選別する必要がある、まず、その手法について述べる。山岳波は対地位相速度を持たないという性質があるため、原理的には、時間的に連続して取得した画像を積算することで、その構造が明瞭になる。しかし、実際には、大気光が層状の発光源であるために生じる、高度角が低いほど明るく観測されてしまう効果や大気による光の吸収、散乱による減光の影響、観測装置の感度などを補正する必要がある、この補正方法と大気光画像の解析結果も記す。約1年2カ月間の OH 大気光観測の結果、山岳波の検出例は1例のみであった。この検出率は Pautet et al.(2021)で検出されたアンデス山脈を起源とする山岳波の検出率(97例 / 78晩)と比較すると少ない。

本研究の OH 大気光観測で山岳波の検出数が少なかった原因を明らかにするために、山岳波が鉛直伝搬可能な風速場であったか、山岳波の励起頻度はどの程度であったかを調査した。気象再解析データ MERRA-2 を使用して観測当時の背景風速場を推定したところ、明治大学生田キャンパスでの観測期間中、28日は山岳波が高層大気まで鉛直伝搬可能であったことが判明した。そこで、山岳波に伴って発生した波状雲を静止気象衛星ひまわり8号の可視光観測画像から検出することで、日本域における山岳波の励起頻度を調査した。その結果、日本域においては東北地方で頻りに山岳波が励起されており、関東地方の西側の山岳地帯では励起頻度が低いことが判明した。MERRA-2 を用いた風速場の解析と静止気象衛星ひまわり8号可視光画像の解析による OH 大気光観測結果の検証、

および国土地理院標高データと再解析データによる地形と風速場の解析結果から考察した山岳波の励起特性を4章で述べる。

日本域において頻繁に山岳波が励起されている東北地方上空を観測可能な茨城県城里町に観測装置を移設し、2021年8月から2022年9月までOH大気光イメージング観測を実施した。この観測では従来使用されてきた冷却CCDカメラではなく、近年、センサーの感度が向上している民生用のカラーデジタルカメラを使用して実施した。通常、民生用のカラーデジタルカメラには赤外域の光をカットするフィルターが備わっているが、このフィルターを除去することで近赤外発光であるOH大気光の観測に成功した。5章では城里町で実施したOH大気光イメージング観測の結果をまとめ、検出した山岳波の水平パラメータと観測当時の背景風速場の関係から小スケールな山岳地形で励起される山岳波の伝搬特性について議論する。

本研究で実施したOH大気光イメージング観測、および、静止気象衛星ひまわり8号可視光画像、国土地理院標高データ、再解析データを用いた解析により明らかにした小スケールな山岳地形で励起される山岳波の励起伝搬過程を本研究の結論として6章に記す。そして、本研究を踏まえて、山岳波が地球大気循環に与える影響を正確に評価するためにこれから必要となる観測・研究を今後の展望として述べる。

## 2. 明治大学生田キャンパスで実施したOH大気光観測

### 2.1 OH大気光

大気重力波の伝搬により局所的に大気密度が変動する。この密度変動をレーダー、ライダーなどの電波・光学観測手法により観測することで大気重力波を検出することが可能である。これらの観測手法に加え、これまでに先行研究で実施されてきた大気重力波の主要な観測手法として大気光イメージング観測がある。大気光は大気の密度が十分小さくなる高度 80 km 以上で大気が発光する大気発光現象であるが、オーロラのような極域特有の発光現象ではなく、地球全域の上空で発生している現象である。ただし、大気光の発光は通常非常に微弱なため肉眼で観測することはできない。大気光の発光メカニズムは、超高層大気中の原子・分子・イオンが太陽光を吸収したり、互いに化学反応したりすることで励起され、より低いエネルギー状態に自然遷移する際に光としてエネルギーを放出することである。高度 80 km より低い高度では大気密度が大きいので、励起された原子・分子・イオンは他の原子・分子・イオンと衝突してしまい、電子が自然遷移する前に脱励起されてしまうため大気光は発生しない。

図 2-1 に米国アリゾナ大学の観測所で観測された夜間大気光の各波長の強度を示す (Johnston and Broadfoot, 1993)。原子由来の大気光の場合は、励起された電子が低位のエネルギー準位に遷移する時にそのエネルギーの差に応じた波長の光を放出するため、単一の波長の輝線が観測される。しかし、分子やイオンは振動、回転運動をするため、各モード遷移に伴う様々なエネルギー状態をとる。そのため、分子やイオン由来の大気光は様々な波長の輝線からなる発光である帯 (バンド) 構造をとるといふ特徴がある。

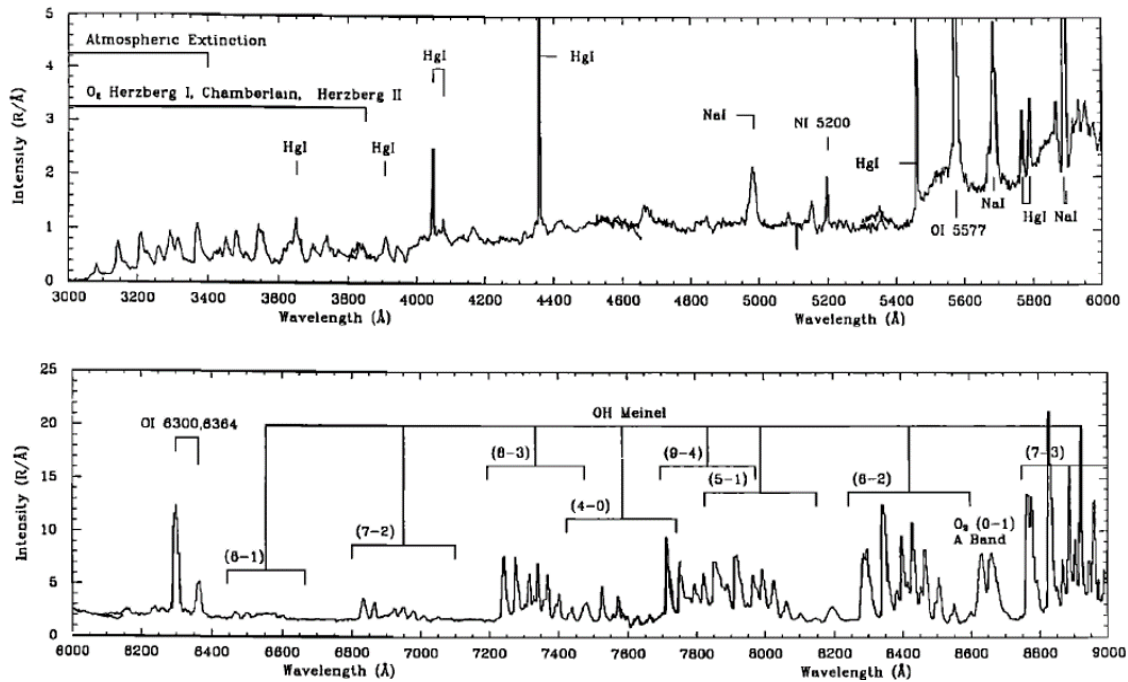
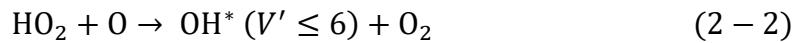
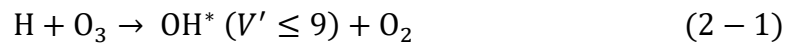


図 2-1 米国アリゾナ大学の観測所で観測された夜間大気光の分光放射輝度  
(Johnston and Broadfoot, 1993)

高度約 85~90 km の上部中間圏、中間圏界面領域に発光ピークを持つ OH (水酸基) 大気光は可視から近赤外領域にわたって発光するバンド構造をしており、マイネルバンド (Meinel band) と呼ばれる。マイネルバンドの励起機構は、



と表される。 $V'$  は振動準位を表し、式 (2-1) では振動準位 9 まで、式 (2-2) では振動準位 6 までの  $\text{OH}^*$  が生成され、それがより低い準位  $V''$  ( $V' > V''$ ) に遷移する際にエネルギーを光として放出する。図 2-1 より、OH の近赤外発光は他の原子・分子・イオン由来の発光よりも比較的強度が強く、これまでも超高層大気の大擾乱のトレーサーとして観測されてきた (Taylor and Rothwell, 1987, Nakamura et al., 1999, Hecht, 2004 など)。

図 2-2 に大気光イメージング観測による大気重力波の観測概念図を示す。大気光層を地上からイメージング観測する場合には、発光層内の擾乱を観測装置の視線方向に積分した情報が得られる。つまり、鉛直波長が大気光層の厚さより小さい大気重力波が大気光層を通過しても、視線方向に積分した際に明暗が打ち消されてしまうため、大気光イメージング観測で波動構造を検出することは不可能である。図 2-3 は衛星観測で測定された OH 大気光層の発光ピーク高度と層の厚みであるが、OH 大気光は高度約 85~90 km にピークを持ち、厚さ約 10 km の層であることが分かる (Liu and Shepherd, 2006)。よって、OH 大気光イメージング観測で大気重力波によって生じた明暗の構造を捉えるためには、大気重力波の鉛直波長がおおむね 10 km 以上である必要がある。

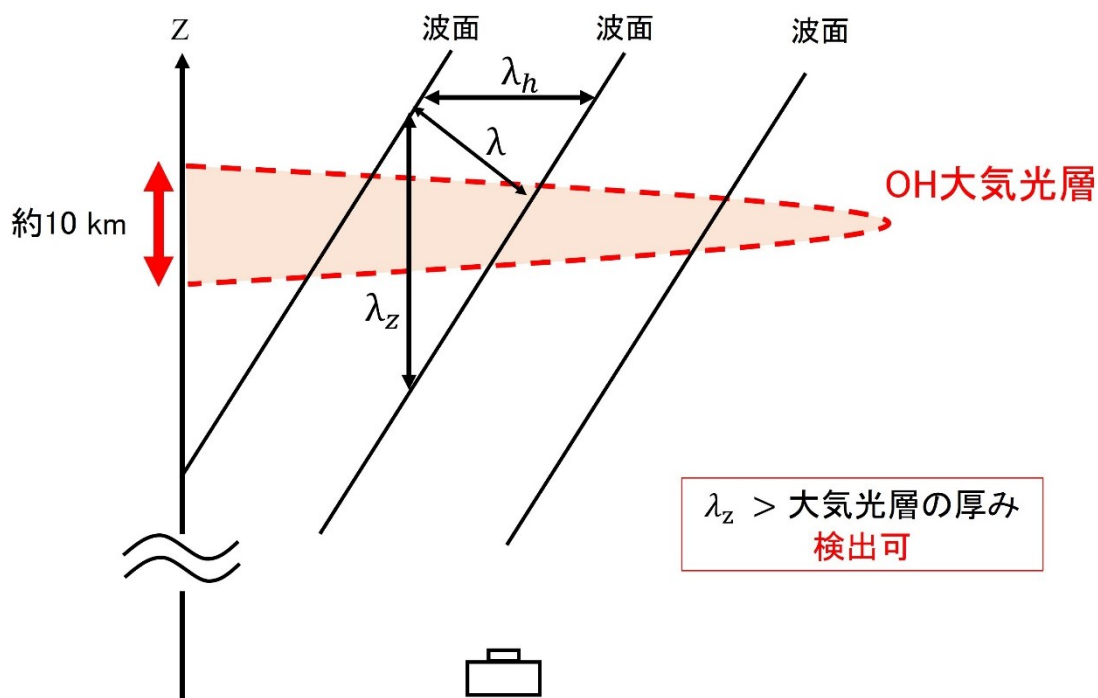


図 2-2 大気光イメージング観測による大気重力波観測の概念図

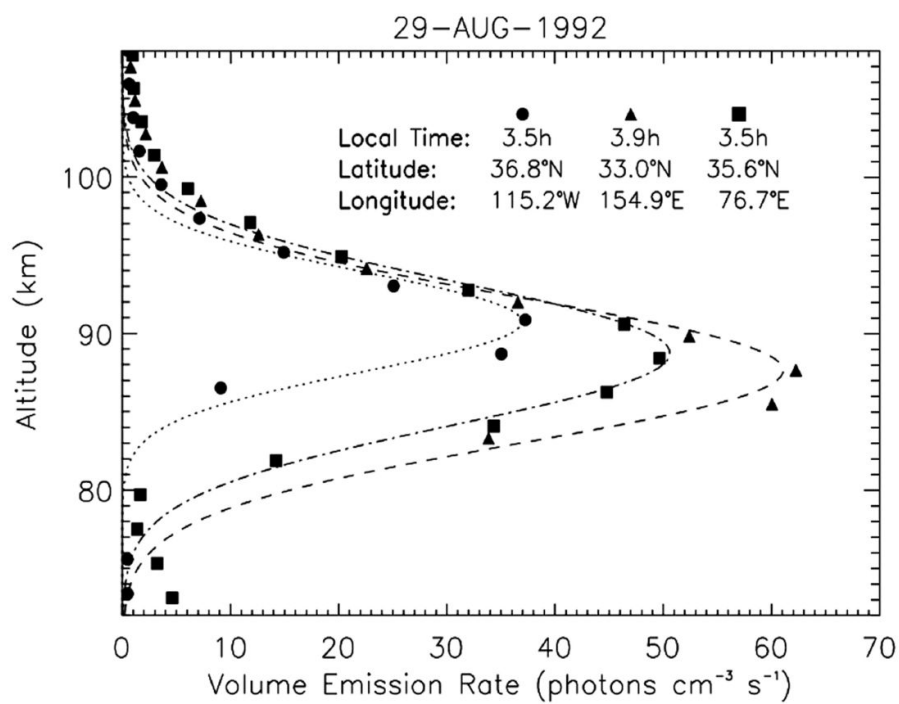


図 2-3 WINDII/UARS によって観測された OH 大気光層の発光強度分布  
(Liu and Shepherd, 2006)

図 2-4 に、1999 年 11 月 19 日に信楽で実施された OH 大気光イメージング観測（観測視野 512 km×512 km）により検出された大気重力波の例を示す（Suzuki et al., 2007）。Suzuki et al. (2007) では、一晩の OH 大気光イメージング観測で水平波長 30 ~100 km の大気重力波が複数例検出され、そのうちのほとんどが水平波長 60~90 km であったと報告されている。また、Pautet et al. (2021) は、アルゼンチン南部（53.8 °S, 67.7 °W）で、2018 年 3 月中旬から 2018 年 9 月中旬に OH 大気光観測（観測視野 200 km×160 km）を実施し、78 晩で 97 例の山岳波を検出したと報告しており、97 例のうち 90 例以上の水平波長は 50 km 以下であった。このように先行研究で実施されてきた、観測視野が数 100 km 程度の OH 大気光観測では、典型的に、水平波長が 100 km 以下の大気重力波が検出されている。本研究で使用する OH 大気光イメージャーの詳細については次節で述べるが、その観測視野は、観測拠点を中心に約 100 km である。そのため、先行研究と同様に、水平波長が数 10~100 km の大気重力波が典型的には検出されると考えられる。本研究で検出を目指す山岳波は、観測拠点西方に位置する水平スケール数 10 km の山岳地形で励起されると期待され、励起される山岳波の卓越波長も同程度の水平スケールだと考えられる。そのような水平スケールを持つ山岳波の鉛直波長を推定し、OH 大気光イメージング観測で検出可能であるか検討する。

山岳波の鉛直波長を推定するために、式 (1-31) の分散関係式から鉛直波数  $m$  を見積もる。ここで、ブラント・ヴァイサラ振動数は典型的なオーダーである  $N = 1.0^{-2}$  /s、観測地点の緯度を 36 °N とするとコリオリパラメータは、 $f \approx 8.6 \times 10^{-5}$  /s となる。また、中緯度帯における中間圏界面高度の平均水平風速  $\bar{u}$  は数 10 m/s であるため（Zhang et al., 2004, Yuan et al., 2008）、 $u = 30$  m/s とすると、式 (1-38) より水平波長 30~100 km の山岳波の固有振動数は、 $\hat{\omega} \approx 1.9 \times 10^{-3} \sim 6.3 \times 10^{-3}$  /s となる。これらの値を式 (1-31) に代入して、鉛直波数を見積もると  $m = 2.5 \sim 3.2 \times 10^{-4}$  /m となり、この時、鉛直波長は 20~25 km である。以上の検討より、観測が期待される山岳波の鉛直波長は OH 大気光層の厚さよりも大きいため、本研究でも OH 大気光層を伝搬する山岳波を検出することが可能である。



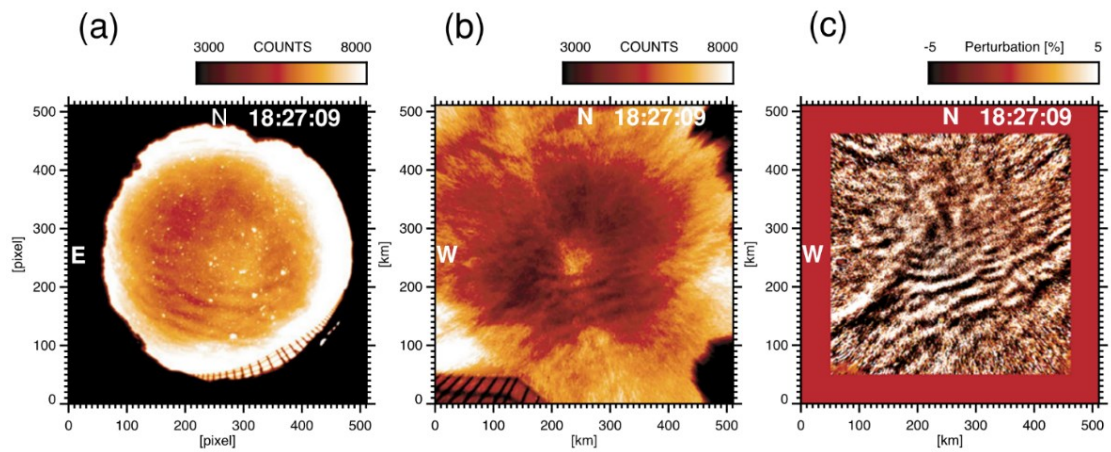


図 2-4 1999 年 11 月 19 日(18:27UT)に信楽で実施した OH 大気光イメージング観測で検出された大気重力波  
 (a) OH 大気光イメージング観測で得られた生画像データ、(b) (a)を地理座標に投影した画像、(c) (b)から天の川を除去した画像 (Suzuki et al., 2007)。

## 2.2 観測装置

本研究では、神奈川県川崎市に位置する明治大学生田キャンパスに OH 大気光イメージャーを設置し、中間圏界面領域で発光する OH 大気光の観測を実施した。観測拠点は東京都近郊に位置しているため、都市部からの光のコンタミネーションを最小限に抑えるため、人工光に多く含まれる可視光域の波長を避け、マイネルバンドの回転振動帯で、波長 890 nm 付近にピークをもつ近赤外線発光である OH(7-3)バンドを観測した (図 2-1 参照)。

本研究で使用した大気光イメージャーは円周魚眼レンズ、メカニカルシャッター、コリメーター、干渉フィルター、冷却 CCD カメラで構成されている。冷却 CCD カメラは ANDOR 社の Clara を使用した。図 2-5 に大気光イメージャーの構成図を、表 2-1 に冷却 CCD カメラの諸元を示す。このカメラは CCD 素子を低温状態にすることで暗電流ノイズを抑えることができるため、長時間の露光が可能である。CCD 素子はペルチェ素子により冷却され、最も低温の設定で  $-55\text{ }^{\circ}\text{C}$  程度まで冷却される。また、干渉フィルターは波長 890 nm を中心に幅約 15 nm の帯域をもつ。図 2-6 に干渉フィルターの帯域と OH (7-3) バンドの各回転線の波長を示している。干渉フィルターの特性として入射光が干渉フィルターに対して垂直に入射しない場合、透過率プロファイルが短波長側にシフトしてしまう。そのため、干渉フィルターへの入射光が平行光に近くなるようにコリメーターを使用した。観測は夜間に実施するが、観測装置は屋外に設置しているため日中は太陽光に晒され、ピントを常に無限遠に合わせた状態の CCD 面への過大光によって CCD が焼き付いてしまう恐れがある。そこで、メカニカルシャッターを使用して観測時間以外の時間帯は常にシャッターを閉じる設定とした。メカニカルシャッターはカメラと接続し、撮像時のみカメラからのトリガー信号によって開くようにした。

表 2-1 冷却 CCD カメラ (ANDOR 社 Clara) の諸元

ピクセル数 (W × H)	1392 × 1040
ピクセルサイズ (W × H)	6.45 × 6.45 μm
センサーサイズ (W × H)	8.98 × 6.71 mm
冷却温度	-55 ° C
量子効率 (890 nm)	12 %
ビット数	16 bits

(Ishii et al. 2022 Table1 に基づく)

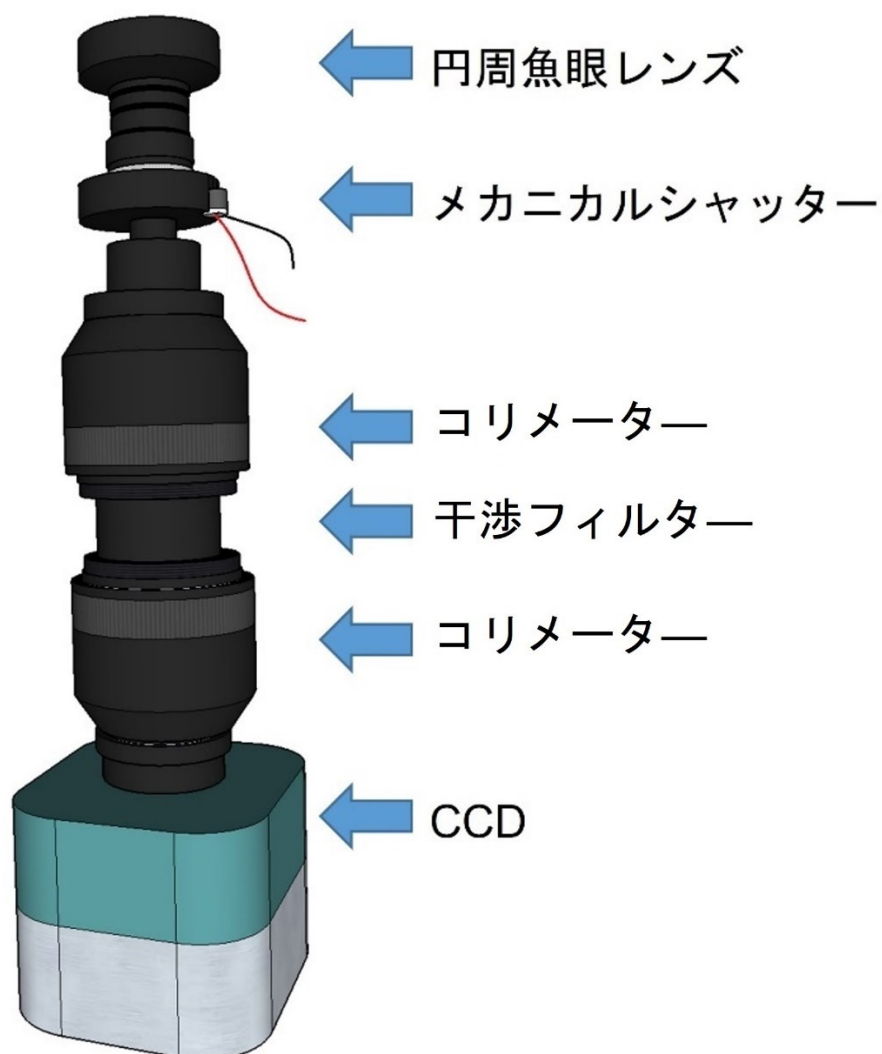


図 2-5 OH 大気光イメージャー (Ishii et al., 2022 の Fig. 2 に基づく)

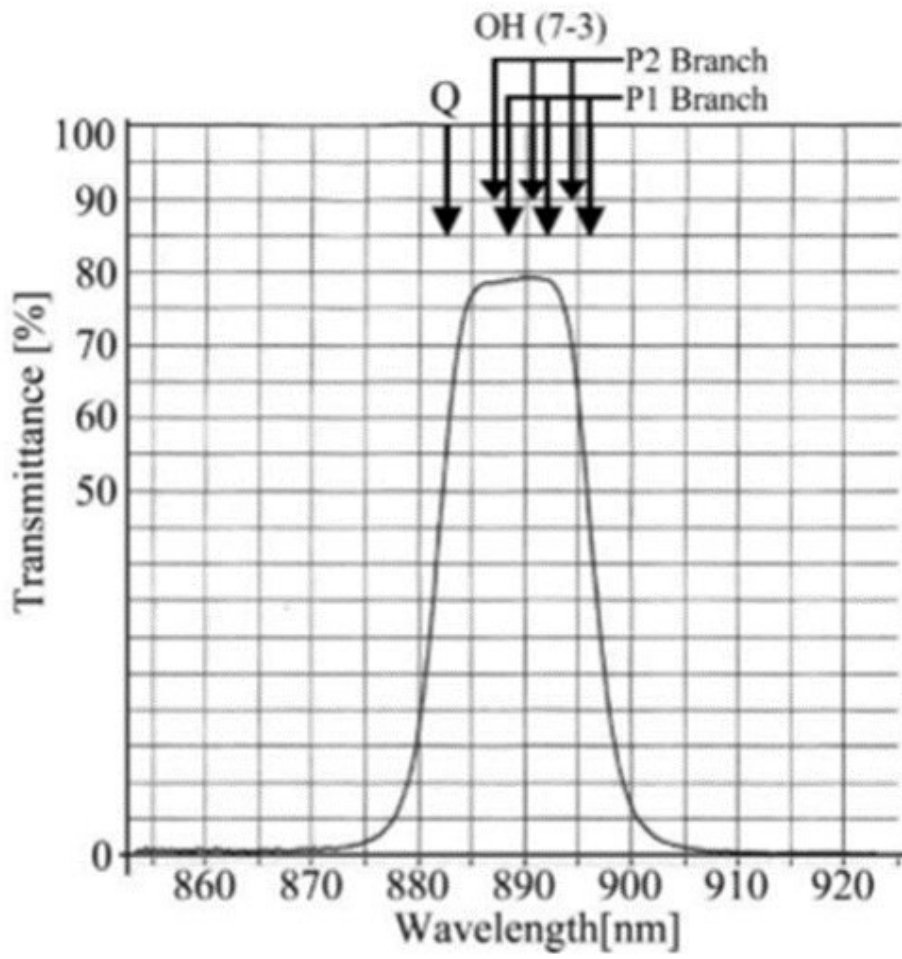


図 2-6 干渉フィルターの透過率特性 (Ishii et al., 2022 の Fig. 3 に基づく)

冷却 CCD カメラの周囲の温度が変動すると、温度変化に伴い暗電流ノイズの大きさが変動してしまう。その他にも周辺環境が観測にもたらす影響として、急激な温度変化や湿度が高い状態になるとレンズの結露や熱や雨による装置の故障が起こりうる。本研究ではこれらの問題を解決するために、内部の温度湿度を自動制御可能な屋外用ハウジングを使用した。図 2-7 (a)に屋外用ハウジングの外観、図 2-7 (b)にハウジング内の配線の概要を示す (奥田, 2018 修士論文)。ハウジング内にはヒーターと吸気ファンが取り付けられており、ハウジング内の環境が 5~25 °C、湿度 65 %以下に保たれるよう自動で動作させた。

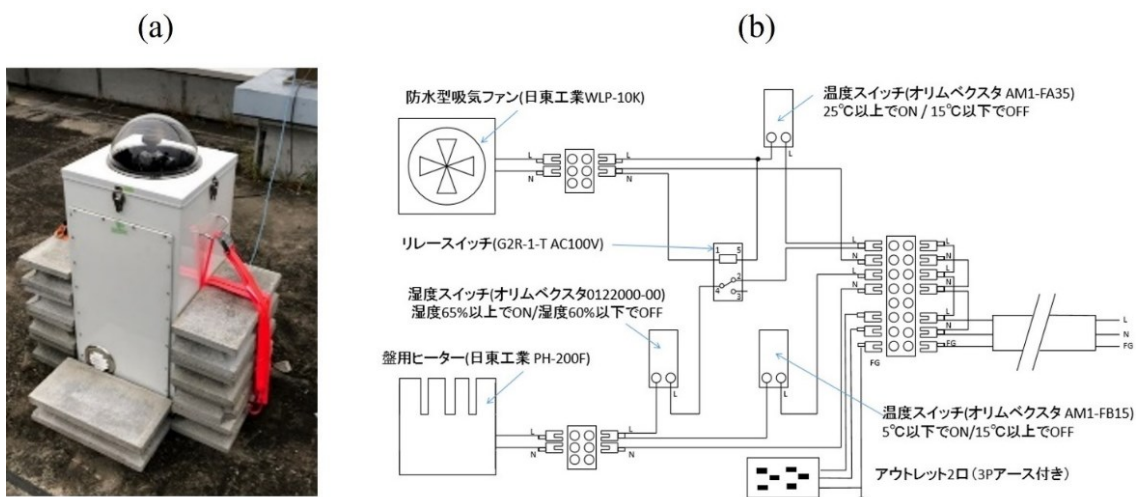


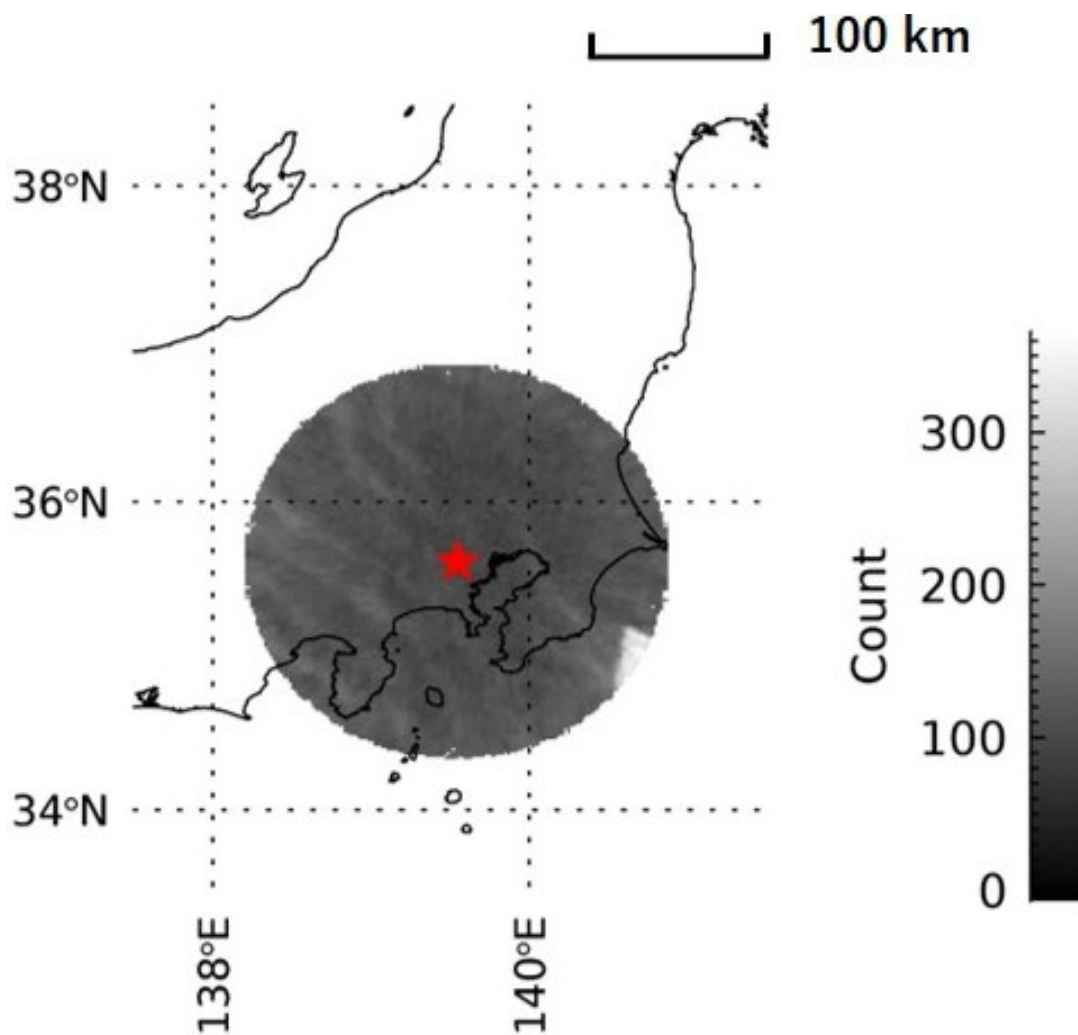
図 2-7 (a) 屋外ハウジングの外観、(b) ハウジング内の配線 (奥田, 2018 修士論文)

## 2.3 観測概要

上述のように大気重力波が大気光層を通過すると大気密度に差が生じる。つまり、大気光の発光強度に差が生じるため、地上から冷却 CCD カメラなど高感度の受光素子を用いて撮像すると明暗の縞構造が写る。この縞構造は大気重力波の水平構造が射影されたものであり、時間的に連続して撮像することで大気重力波の時空間構造を捉えることができる。

図2-8にOH大気光層の典型的な発光ピーク高度である高度85kmを仮定し、2019年1月18日2:53 JSTに撮像された画像を地理座標に投影した画像を示す。本研究では観測拠点を中心に半径約120kmの範囲におけるOH大気光イメージング観測を実施したため、山岳波の励起源になっていると考えられる富士山上空や北関東の南部上空まで観測した。本研究で使用したOH大気光イメージャーでは、水平スケール100~200km程度の大気重力波まで検出可能である。

大気光の微弱な発光を検出するため、カメラの露光時間は3分間とし、 $2 \times 2$ のビニング (binning) 処理をカメラ上で行った。ここで、ビニング処理とは、 $n \times n$ ピクセルで取得した検出量を1ピクセル相当として統合する方法である。この手法を用いることで、空間分解能は犠牲になるが、1ピクセル当たりの感度が $n^2$ 倍になり微弱な光を捉える事ができるようになる。観測で得られる生データは16 bit = 65536階調、データの大きさは696ピクセル $\times$ 520ピクセルである。屋外用ハウジングに観測制御用のパソコンを設置し、観測スケジュールに基づき自動制御した。また、観測で取得した画像データはパソコンからインターネットに接続されたNetwork Attached Storage (NAS)にTiff形式で保存するようにした。2018年5月から2019年12月までの約1年8か月におよぶ関東平野上空の大気光イメージング観測から、富士山を含む山岳地帯で励起される山岳波が関東平野上空の上部中間圏領域に伝搬する頻度、季節依存性を調査した。



2:53 JST

図 2-8 OH 大気光イメージャーの観測視野

2019年1月18日の日本標準時2:53に撮像された画像データを、大気光層の高度を85 kmと仮定して地理座標上にマッピングした。観測拠点（明治大学生田キャンパス）の位置を星で示している (Ishii et al., 2022)。

## 2.4 データセット

図 2-9 に、2018 年 5 月から 2019 年 12 月までの月ごとの観測時間と有効なデータが取得できた時間（快晴時間）を示す。2018 年 5 月 18 日に観測装置を設置し、5 月 21 日から本格的に観測を開始したため 2018 年 5 月の観測時間は約 100 時間と短くなっているが、それ以外の月に関しては 150 時間以上の観測を実施した。また、この観測は夜間に実施したため、夏季は冬季に比べて観測時間が短い。夏季の中でも 2018 年、2019 年ともに、特に 8 月の観測時間が短い。これは明治大学生田キャンパス内の大学施設一斉停電が実施されたので、観測装置の電源を落としたからである。観測を再開するまでの約 1 週間は欠測であった。本研究では、2018 年 5 月 21 日から 2019 年 12 月 31 日に取得された観測データを使用して 3 章に示す解析を行った。

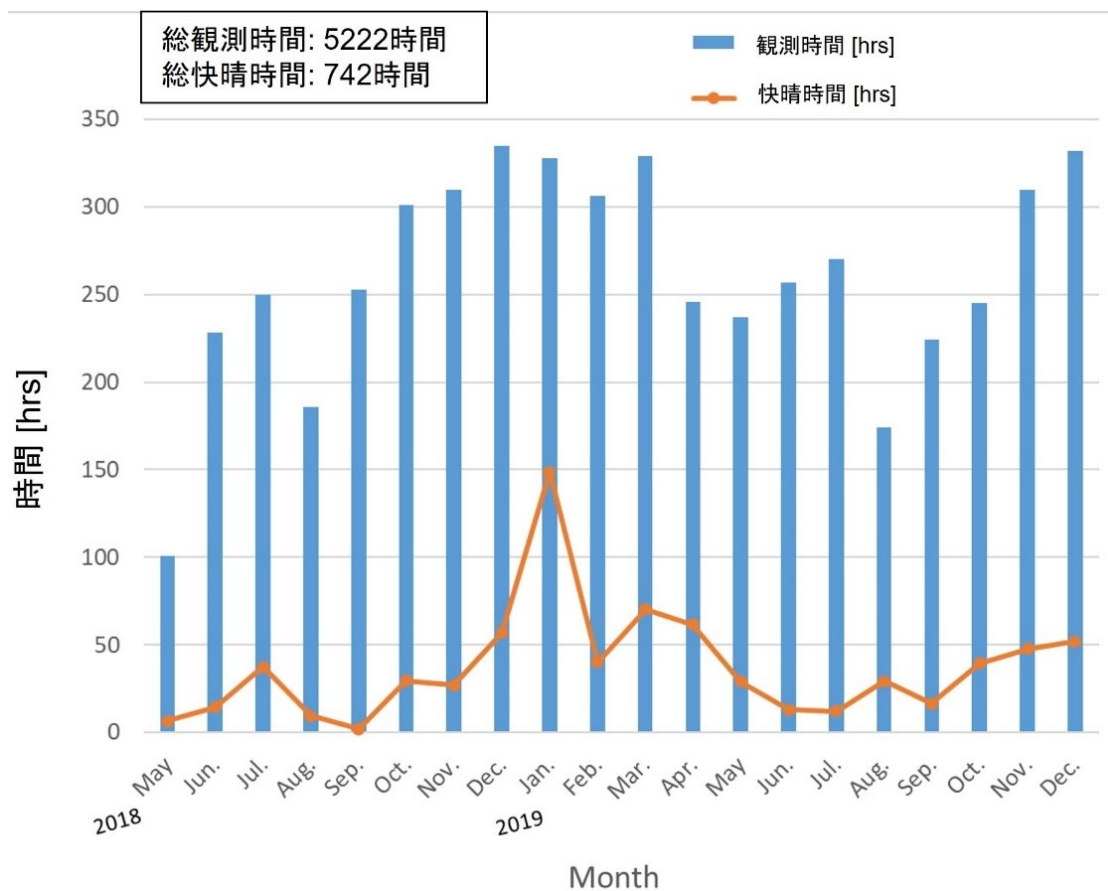


図 2-9 生田キャンパスにおける月ごとの大気光観測時間と快晴時間  
(Ishii et al., 2022 の Fig. 8 に基づく)



### 3. 大気光画像の解析

本研究では、OH 大気光イメージング観測で得られた画像データの解析や気象再解析データなどを利用したデータ解析はすべて、データの解析と可視化に特化した配列指向型のプログラミング言語である IDL(Interactive Data Language)を使用して行った。

#### 3.1 全天画像を用いた夜間の天候判定手法

OH 大気光は高度約 85 km で発光しているため、観測地点上空に雲が発生している場合には地上からイメージング観測することができない。解析可能な大気光画像データは、晴天時に撮影された画像のみである。ただし、晴天時であっても大気光の発光よりも非常に強い光である月や月の散乱光によるコンタミネーションがある場合には、その画像は解析できない。本研究では、夜空の状態に依らず、日没から日の出までの自動観測を実施したため、観測データを解析する際には、晴天かつ月など他の光源の影響がない状況で撮影された画像のみを選別する必要がある。以下では、本研究で行った有効な観測データの選別手法を述べる。

### 3.1.1 目視による選別

これまで、地上光学観測において観測データの品質を確認する際には、イメージング観測で得られた空の画像を目視で確認することで観測当時の空の状態を判定し、解析可能な有効データであるか判別されてきた。本研究でも、2018年5月から2019年12月まで明治大学生田キャンパスで実施したOH大気光イメージング観測に関しては、観測で取得した画像データを目視で確認することで、解析可能なデータを選別した。解析可能な有効データは以下の条件A)からC)をすべて満たすものである。図3-1(a)は有効な観測データ、図3-1(b)、(c)は無効な観測データの例である。

有効データの条件

- A) 観測視野内に雲が写っておらず快晴の空を撮影したデータである
- B) 月や迷光が写っていないデータである
- C) 観測装置が正常に作動した状態で取得されたデータである

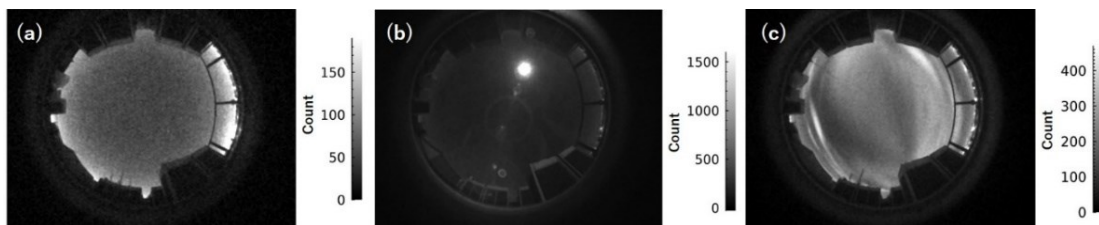


図 3-1 OH 大気光観測画像データの例

(a)雲や月、月の散乱光が写っていない解析可能な有効画像。(b)大気光よりも明るい月が写ってしまい大気光層の明暗構造を検出できない無効な画像。(c)観測地点上空に雲が発生しており、OH 大気光が観測できていない無効な画像(Ishii et al., 2022 の Fig. 5 に基づく)。

### 3.1.2 夜空の画像から星を検出する手法

画像データを目視で確認して天候を判定する手法は、これまでに実施されてきた地上光学観測においては一般的な方法であるが、画像データは膨大な量があり非常に時間と労力がかかる点や、天候の判定基準が判定者に依存してしまうという問題点もあった。そこで、全天画像から自動的かつ客観的に天候を判定するシステムを導入することを試みた。

まず、夜空の画像に写る星の中からよく知られている星を複数同定し、観測時間におけるその星の高度角と方位角、画像中での位置情報（ピクセルの位置情報）を取得する。観測時間における星の高度角、方位角情報は、天文シミュレーションソフトウェア「ステラナビゲーター」を使用して導出した。画像中の星のピクセル位置とその時の星の高度角、方位角情報から、Suzuki et al.(2015)の手法を用いて、レンズの投影法式の係数を導出し、画像の各ピクセル座標  $(x,y)$  に対応する方位角、高度角の情報を取得する（図 3-2）。

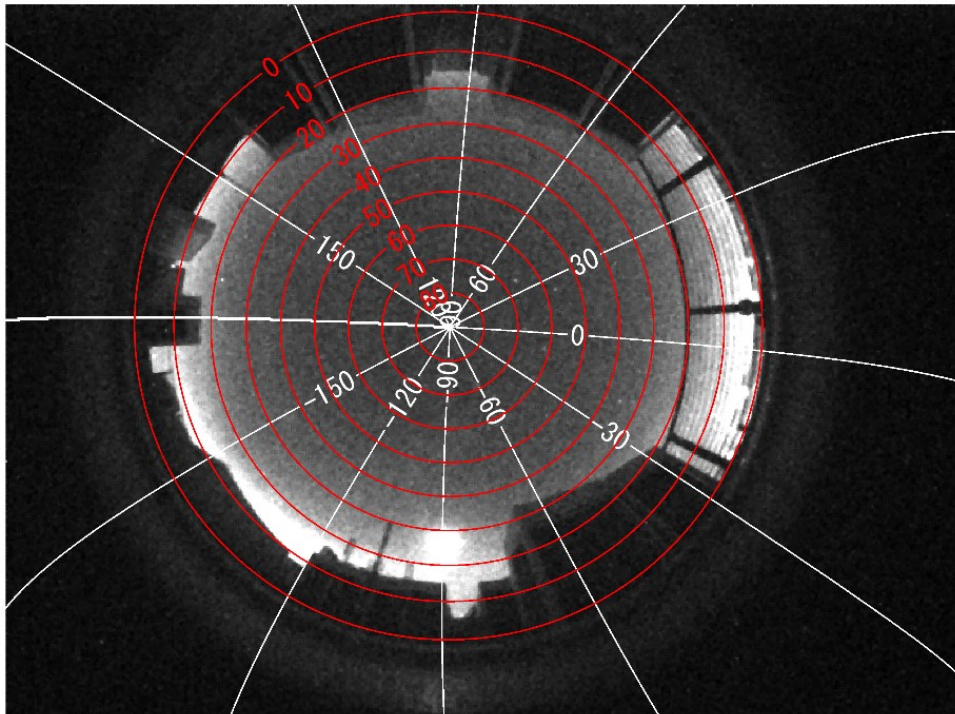


図 3-2 観測視野の方位角、高度角情報

白線が方位角、赤線が高度角を表す。方位角は南を 0 度として西回りを正、東回りを負として表した。

次に、星の赤道座標（赤経  $\alpha$ 、赤緯  $\delta$ ）を使用してある時刻における星の高度角と方位角を算出し、画像中のどの位置に星が写るかを推定した。赤道座標とは、地球を中心とした天球（観測者を中心とした大きな球）に星を張り付けた時の星の座標であり、星ごとに決まった値を持っている。星の赤経 ( $\alpha$ )、赤緯 ( $\delta$ )、高度角 ( $ELE$ )、方位角 ( $AZ$ ) の関係は、球面三角法の正弦定理、余弦定理より、

$$\begin{cases} \cos(ELE) \sin(AZ) = -\cos \delta \sin H \\ \cos(ELE) \cos(AZ) = \cos(Lat) \sin \delta - \sin(Lat) \cos \delta \cos H \\ \sin(ELE) = \sin(Lat) \sin \delta + \cos(Lat) \cos \delta \cos H \\ HA = LT - \alpha \end{cases} \quad (3-1)$$

で表される。ここで、 $Lat$  は観測地点の緯度、 $HA$  は時角、 $LT$  は地方恒星時である。地方恒星時を求める際に、観測時刻を使用するため、ある星がある時刻に観測視野内のどの位置に出ているか推定することが可能である。

観測視野内で星が写ると推定された位置から星像を検出する手法と星の検出基準について述べる。観測で取得した画像中で星が写ると推定された部分をトリミングし、そのトリミング画像に2次元のガウシアン、

$$\begin{cases} Z = A_0 + A_1 e^{-\frac{B}{2}} \\ B = \left(\frac{x'}{a}\right)^2 + \left(\frac{y'}{b}\right)^2 \end{cases} \quad (3-2)$$

をフィッティングする。図 3-3 に星の検出手法の説明図を示す。図 3-3(a) のように2次元のガウシアンをフィッティングすることで、背景光のカウント値  $A_0$ 、星像のカウント値  $A_1$ 、星像カウントのピーク値の半値半幅  $a$ 、 $b$  が得られる (図 3-3(b))。無限遠に焦点を合わせたカメラで星を撮影した際、理想的には星像は点像として写るはずであるが、実際に撮像すると数ピクセル程度の幅を持つ。観測地点の上空に雲がある場合には、星像はぼやけて撮像されるため、像の幅はさらに大きくなるはずである。そこで、本研究では、星像の幅を星像の検出基準と

して採用した。あらかじめ、快晴時の夜空の画像から複数の星像の幅を導出して、快晴時に写る星像の半値半幅の平均値と標準偏差を算出しておく。ここではこの幅の平均値を $\bar{a}$ 、 $\bar{b}$ 、標準偏差を $\sigma_a$ 、 $\sigma_b$ とする。本観測で得られた画像データをトリミングし、導出した半値半幅 $a$ 、 $b$ がそれぞれ、 $a < \bar{a} + 2\sigma_a$ 、 $b < \bar{b} + 2\sigma_b$ を満たすとき、星は点像として写っていると見なし、その位置には雲が発生していないと判定した。

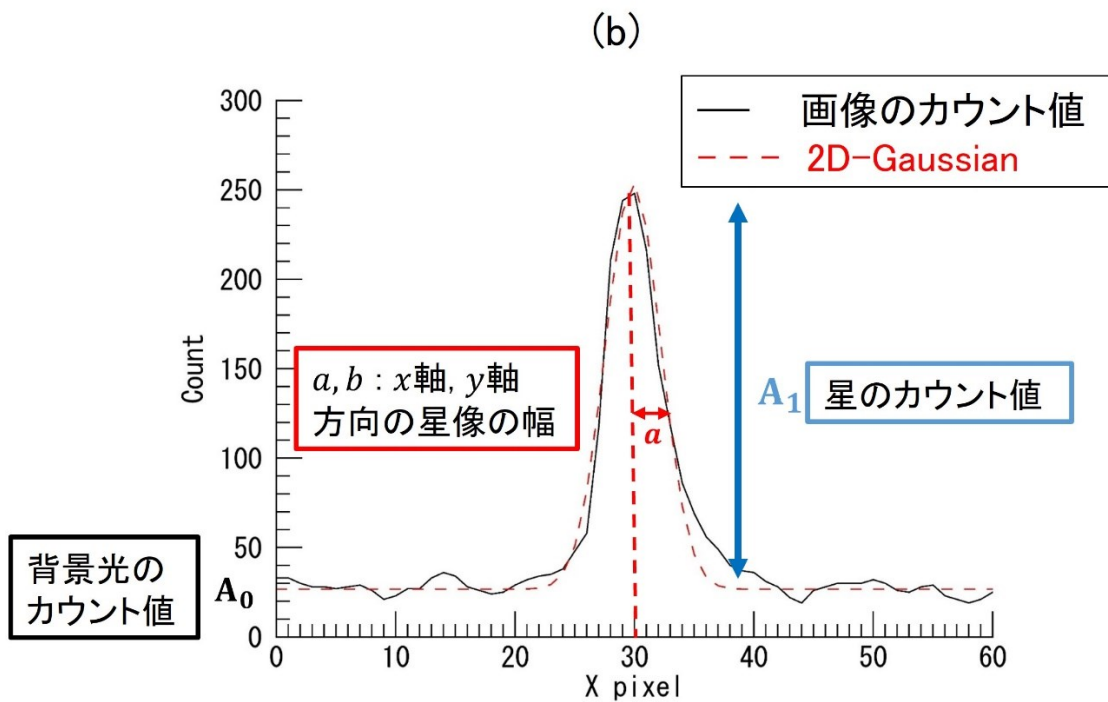
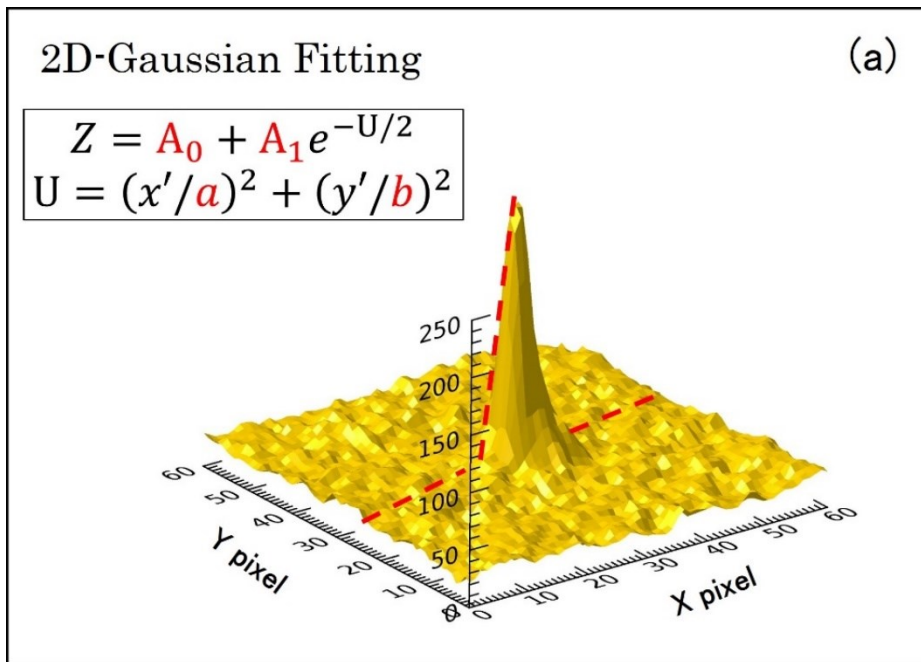


図 3-3 星の検出手法

- (a) トリミング画像に 2D-Gaussian をフィッティングした例、  
 (b) (a) の赤いダッシュ線で切った断面図

## 3.2 大気光画像の解析手法

### 3.2.1 ノイズ除去

観測で取得した画像データから暗電流ノイズやスパイク上のノイズ、星像を除去するために以下の①、②の補正を実行した。また、画像の諧調を調整してコントラストを上げ、画像に写る擾乱構造を視認しやすいようにした。諧調を調整する際の数値設定は、画像の中央部分のカウント値の最大値と最小値を目安に、それぞれ上限値・下限値を定めた。生の画像データに対して補正を施した画像の変化を図 3-4 に示す。

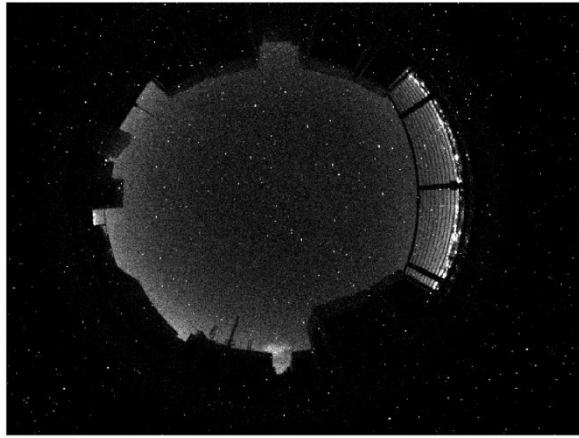
#### ① ダーク補正：

CCD イメージセンサーを使用した観測では、生データから暗電流ノイズを差し引く必要がある。そのために、各観測開始時にメカニカルシャッターを閉じた状態で CCD 素子に光が照射されないようにして、本観測と同じく露光時間 3 分で撮像した画像（ダーク画像）を取得し、本観測で取得した大気光の画像データから差し引く。

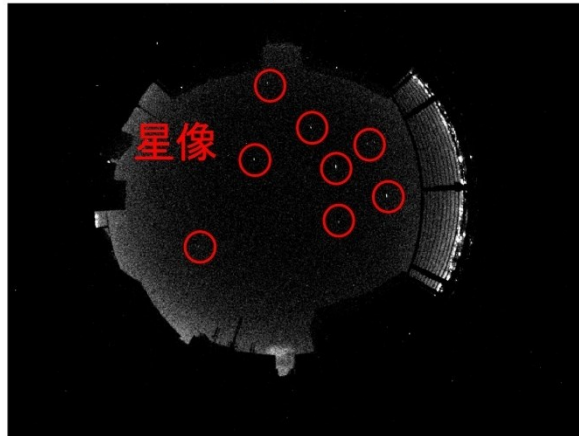
#### ② 中央値補正：

画像の 5 ピクセル×5 ピクセルの範囲において中央値フィルター処理を施した。これは宇宙線が画素を透過することで生じるスパイク状のピークや星像を周辺画素の中央値に置き換える処理である。

(a)



(b)



(c)

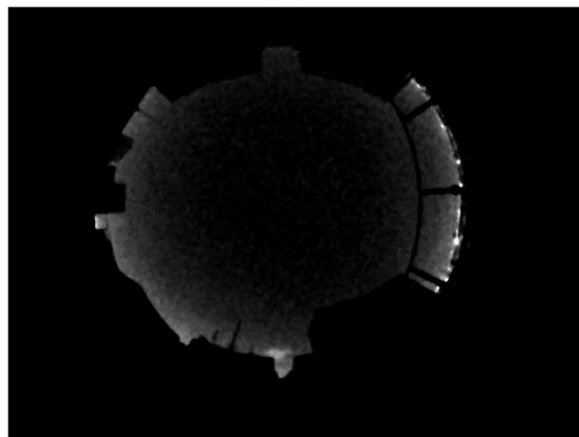


図 3-4 大気光画像に対する補正の過程

(a) は生データに対して諧調を調整しただけの画像である。(b) はダーク補正、(c) はダーク補正と中間値補正した画像。(b)、(c) はそれぞれの補正をした後に諧調を調整した画像である。



### 3.2.2 天頂角に依存した効果の補正

地上から星を観測する場合、地球大気中の分子による吸収や散乱、エアロゾルと呼ばれる微粒子による散乱の効果を受けるため、星の見かけの明るさ（観測強度）は地球外から星を観測した場合に比べて小さくなる。このように地上から光を観測した際に地球大気によって観測強度が小さくなる効果は大気減光と呼ばれる。超高層大気発光現象である大気光も発光層より低い大気の影響を受け、観測強度が減少する。光が観測装置に到達するまでに通過する大気量（エアマス）が多くなるほど大気減光の効果は大きくなる。エアマスは天頂方向を1とした時の大気の厚さと定義される量であり、

$$F(\chi) = \frac{1}{\cos \chi} \quad (3-1)$$

と表されるため<sup>5</sup>、その値は天頂からの角度（天頂角） $\chi$ に伴って大きくなる。

また、大気光層は鉛直方向に幅をもっているが、このような層状の発光源を観測する場合には、天頂角 $\chi$ が大きくなるほど視線が発光層を横切る長さが長くなり観測強度が強くなるという効果が生じる。この効果は van Rhijn 効果と呼ばれる。図 3-5 のように地球の半径  $Re$  に比べて十分に薄い大気光層が地表面から高度  $h$  に存在すると考えると、発光が水平一様に起こっているとすれば、天頂方向および天頂角  $\chi$  からの強度比は視線が発光層を横切る長さに比例し、幾何学的考察から、

$$\frac{I(\chi)}{I(0)} = \left[ 1 - \left( \frac{Re}{Re + h} \right)^2 \sin^2 \chi \right]^{-1} = V(h, \chi) \quad (3-2)$$

と表される。 $V(h, \chi)$  は van Rhijn 補正関数と呼ばれる（等松と永田, 1973）。

---

<sup>5</sup> 天頂角  $\chi < 60^\circ$  で近似的に成り立つ。

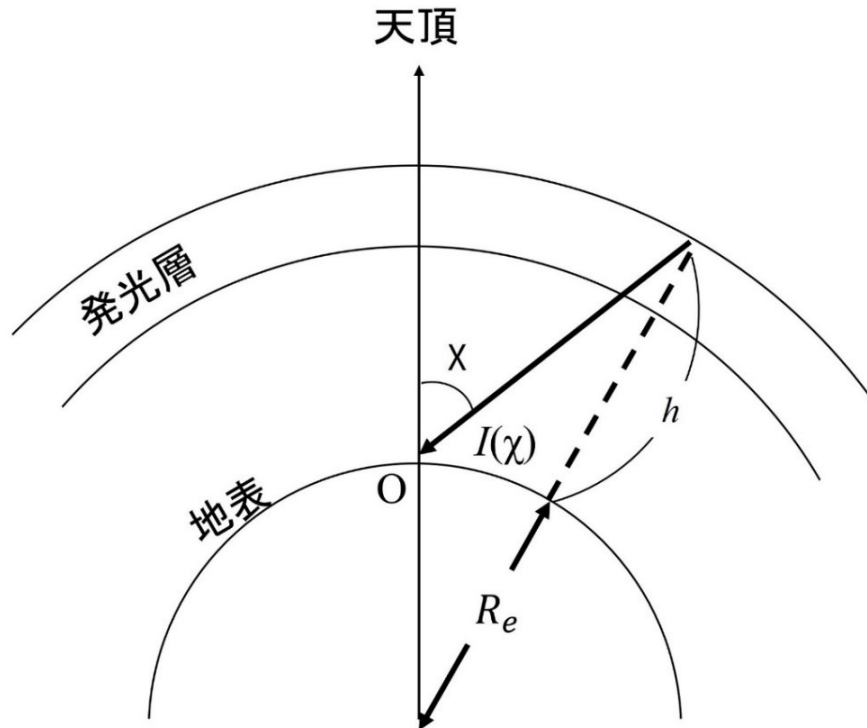


図 3-5 van Rhijn 効果の説明図

先述の通り、山岳波は対地位相速度  $c = 0 \text{ m/s}$  であるため、地上からは停滞しているように観測される大気波動である。そのため、原理的には時間的に連続して取得された画像データを積算することで明暗の縞構造を明瞭にすることができる。さらに、対地位相速度を持つ大気重力波（水平方向に位相が進む波動）が観測視野内で同時に観測される場合に、数時間分の画像データを平均することで水平方向に移動する成分は平滑化され、停滞性イベントのみが明瞭になる。しかし、大気減光や van Rhijn 効果は観測データに見かけの空間変動をもたらし、観測視野程度の水平スケールを持つ大気重力波の検出を妨げるため、これらの影響を補正する必要がある。本研究では、約 2 時間分の画像データを平均することで停滞性の波動構造を明瞭にし、高度角ごとの平均画素値（平均カウント値）を平均場とした時の明暗の振幅の大きさを導出することで高度角に依存した効果を除去した。以下に解析手法の詳細を記述する。

まず、約 2 時間分の画像データ（露光時間を 3 分に設定して連続撮影しているので 40 データ）を積算し、平均することで、水平方向に移動する対地位相速度を持つ波動成分を平滑化する。この平均画像のカウント値を平均カウント値  $\bar{I}$  と

する (図 3-6 (a))。次に、平均画像について、高度角ごとにカウント値を平均し、高度角平均カウント $\bar{I}(\varphi)$ を導出する (図 3-6 (b))。図 3-2 のように観測視野の高度角をあらかじめ調べておくことで、高度角 $\varphi$ に該当するピクセルのカウント値を抽出し、 $\bar{I}(\varphi)$ を導出することが可能である。平均画像の各ピクセルの平均カウント値 $\bar{I}$ から対応する高度角の平均カウント値 $\bar{I}(\varphi)$ を引くことによって、大気光画像データから高度角に依存した影響を取り除く。さらに、その値を $\bar{I}(\varphi)$ で割ることで、検出した大気重力波の振幅を平均場の明るさからの割合として表すことが可能である (図 3-6 (c))。以上の手順で作成した画像に明暗構造が現れた場合には、山岳波の特徴である停滞性の波動イベントが発生していたと考えられる。

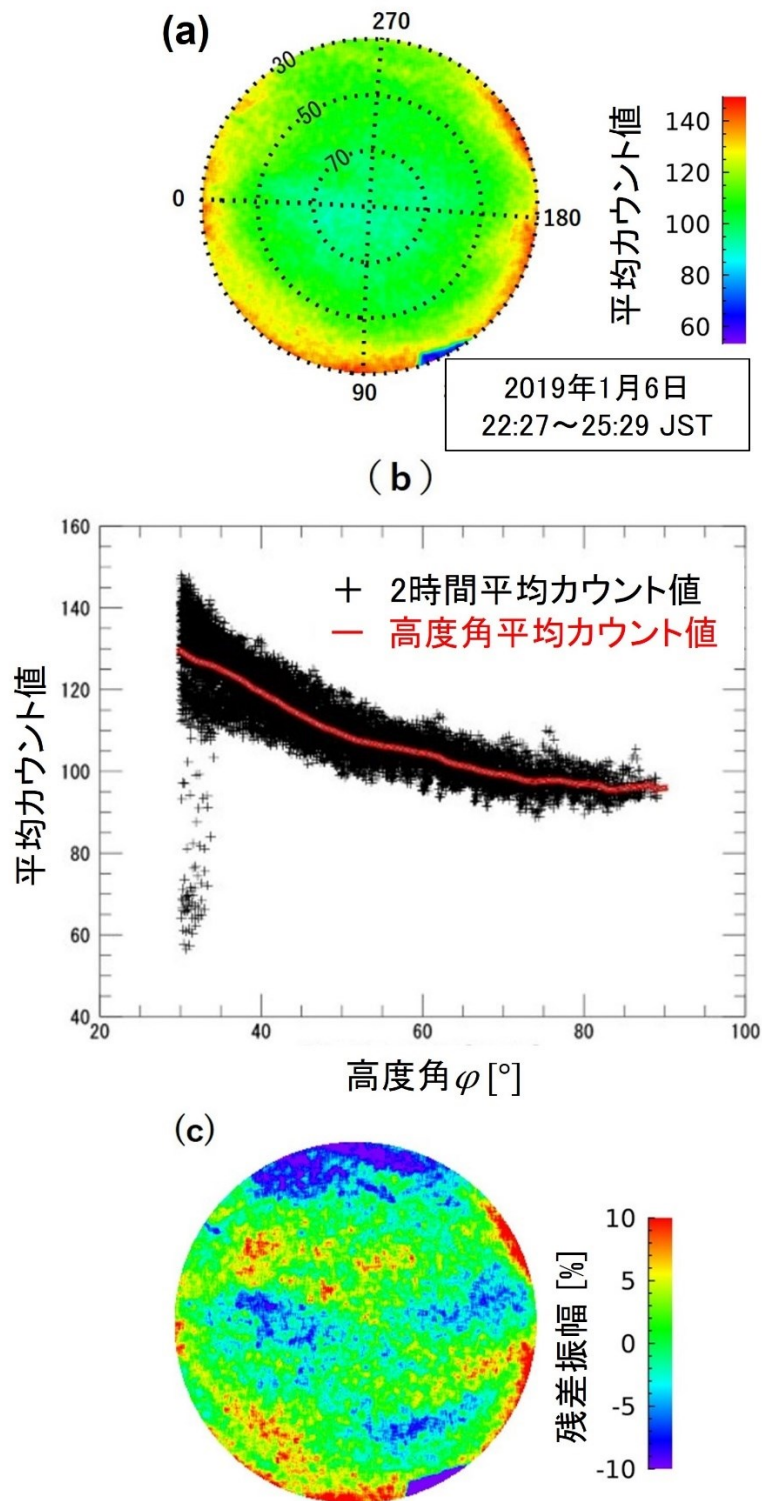


図 3-6 (a) 2 時間平均カウント値  $\bar{I}$  の例。(b) 高度角ごとのカウント値を黒い + で示し、赤線で高度角平均カウント  $\bar{I}(\varphi)$  を示した。(c) 各高度角について  $(\bar{I} - \bar{I}(\varphi))$  を  $\bar{I}(\varphi)$  で割って、平均場に対する割合で振幅を表した (Ishii et al., 2022 の Fig. 7 に基づく)。

### 3.3 解析結果

関東地方上空で検出された停滞性の波動構造を地理座標に投影した画像を図 3-7 に示す。また、図 3-7 の地理座標から算出した波動の水平波長と波面方向、および検出時間を表 3-1 にまとめた。2018 年 5 月以降に取得された観測データから検出された大気波動イベントの大半は位相速度をもつ大気重力波であり、山岳波動の可能性のある停滞性イベントの検出数は 4 例のみであった。

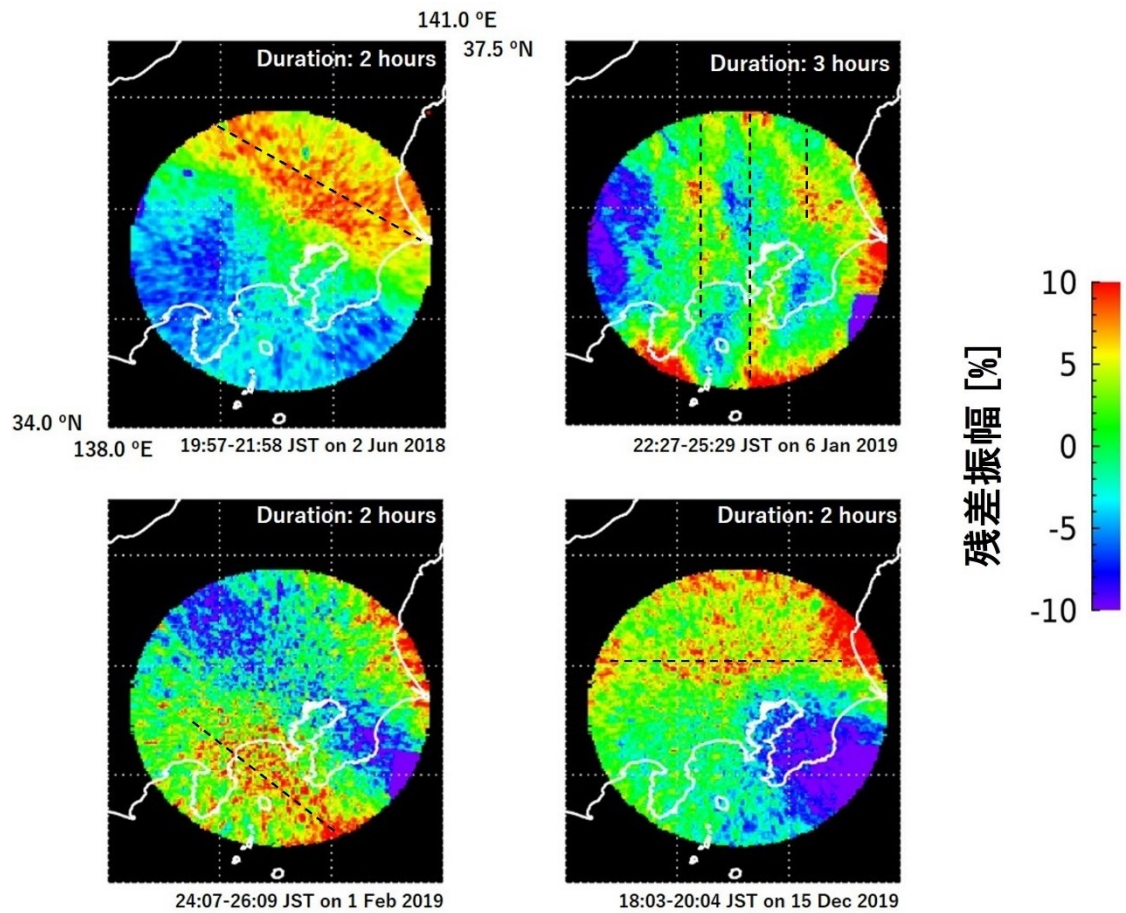


図 3-7 生田キャンパスで検出された停滞性の波動構造  
(Ishii et al., 2022 の Fig. 9 に基づく)

表 3-1 OH 大気光画像から検出された停滞性波動構造の水平パラメータと検出時間

月日	波長 [km]	波面方向	出現時間 [hrs]
2018 年 6 月 2 日	~160	北西 - 南東	2
2019 年 1 月 6 日	~50	北 - 南	3
2019 年 2 月 1 日	~140	北西 - 南東	2
2019 年 12 月 15 日	~75	西 - 東	2

表 3-2-1、3-2-2 に、2018 年、2019 年に取得された OH 大気光画像から大気重力波が検出された日数を月ごとにまとめた。観測時間中の快晴時間がほかの月よりも 70 時間以上長かった 2019 年 1 月は対地水平位相速度を持つ大気重力波の検出日数もほかの月に比べて 8 例以上多く最多であった。しかし、山岳波と考えられる停滞性の波動構造の検出数は、約 1 年 8 カ月の観測期間中で 4 例のみであった。Pautet et al. (2021) は、2018 年 3 月中旬から 2018 年 9 月中旬までアンデス山脈の風下で OH 大気光観測を実施し、観測期間中の 78 晩で 97 例の山岳波を検出していることから、本研究で実施した OH 大気光観測における山岳波の検出率 (4 例/1 年 8 カ月) は低い。

表 3-2-1 2018 年の月ごとの観測日数と大気重力波検出数

月	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
観測実施日数	No Data				11	28	31	23	30	31	30	31
有効データ 取得日数					4	6	11	5	1	11	10	13
大気重力波 検出日数					4	4	4	1	0	4	1	3

表 3-2-2 2019 年の月ごとの観測日数と大気重力波検出数

月	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
観測実施日数	31	28	31	25	28	30	31	20	25	25	30	31
有効データ 取得日数	25	8	14	9	6	5	6	5	9	9	9	10
大気重力波 検出日数	14	2	1	5	2	2	0	1	0	1	1	6

## 4. 考察

本研究の観測を計画した当初は、観測拠点の西側にある山岳地帯から多数の山岳波が励起され、上部中間圏に伝搬すると期待した。しかし、約1年8ヶ月間(2018年5月から2019年12月まで)のOH大気光イメージング観測により検出された停滞性の波動構造は4例のみであった。

ここでは、山岳波の検出数が少なかった理由として考えられる2つの可能性について検証する。第1に、富士山周辺の山岳地帯で山岳波が励起されても、鉛直上向きの伝搬経路中にクリティカルレベルやターニングレベルがあり、鉛直上向きの伝搬が阻害されている可能性、第2に、富士山周辺の山岳地帯では山岳波の励起頻度が低い可能性である。以下、4.1節、4.2節でそれぞれの可能性について検証したことを述べる。

### 4.1 関東平野上空における山岳波の鉛直伝搬可能性

まず、第1の可能性について検証した。気象再解析データを用いて、観測当時の背景風速場を調査した。再解析データとは、長期的な気候変動の研究などを目的として作成された格子点気象データのことである。観測データは時空間的にまばらであるが、数値モデルを使用して物理法則に整合するように補間され、等緯度・経度間隔に格子点化される。本研究では、NASAが提供する再解析データであるMERRA-2(MERRA-2tavg3\_3d\_asm\_Nv: 3d, 3-Hourly, Time-Averaged, Model-Level, Assimilation, Assimilated Meteorological Fields V5.12.4, M2T3NVASM)を使用した(Gelaro et al., 2017)。MERRA-2データ(M2T3NVASM)の諸元を表4-1にまとめた。



表 4-1 再解析データ MERRA-2(M2T3NVASM)の諸元

データ形式	netCDF
範囲	緯度：北緯 90° ～南緯 90° 経度：東経 180° ～西経 180°
水平分解能	0.5° × 0.625°
鉛直分解能	72 段階
時間分解能	3 時間

MERRA-2 は地上から高度約 60 km までの気象データである。停滞性構造が検出された 4 例について、MERRA-2 の水平風速データを使用して、高度約 60 km までの水平風速度の鉛直分布を調査し、山岳波の鉛直伝搬経路中にクリティカルレベルとなる高度が存在したか確認した。その結果、4 例中 3 例（2018 年 6 月 2 日、2019 年 2 月 1 日、12 月 15 日）については、クリティカルレベルとなる高度が存在した。よって、この 3 例の停滞性構造は、観測地点付近の山岳地形で励起されて OH 大気光層まで伝搬した山岳波ではないことが示唆された。これらの停滞性構造は、遠方から観測地点まで水平方向に伝搬してきた山岳波の可能性があり、上部中間圏領域まで背景大気パラメータを取得可能な再解析データと MERRA-2 を組み合わせて背景大気場を設定し、停滞性構造が検出された地点から山岳波の逆伝搬シミュレーションを実施することで、その励起源を特定できる可能性がある。しかし、本研究では MERRA-2 以外の再解析データは取り扱わなかったため、この 3 例の停滞性構造の励起源については議論しない。

一方、2019 年 1 月 6 日の風速場では、クリティカルレベルになる高度は存在しなかった。山岳波が発生して高度 60 km に伝搬するまでの風向は東向きであった。このイベントが発生していた時間帯の背景風速の最大値は高度約 10 km で約 50 m/s であった。検出された山岳波の水平波長は約 50 km で、その高度での波の固有周期は約 1,000 秒であり、ターニングレベルとなる高度も存在しな

かったと考えられる。よって、2019年1月6日は山岳波の鉛直伝搬を阻害する要因がなかったため、下層で励起された山岳波が上部中間圏領域まで伝搬できたと考えられる。

図2-9に示したように、2019年1月は観測期間の中で最も晴天の時間が長かった月であり、2時間以上晴天が続いた日数は22日であった。MERRA-2を使用して、この22日分の夜間(18:00~27:00 JST)の背景風速場を調査した。MERRA-2の水平風速データを使用し、各日の高度1,000 mの平均水平風向を算出し、その方向に各高度の水平風速度を射影することで、励起される可能性があった山岳波の波数ベクトル方向の風速成分  $U$  [m/s] を導出した(図4-1)。図4-1の赤い線プロットは、山岳波が観測された2019年1月6日21:00~27:00 JSTの風速データから導出した  $U$  [m/s] であり、山岳波の鉛直伝搬経路中にターニングレベルやクリティカルレベルは存在せず、山岳波が下層から高層大気へ伝搬可能な風速場であったことが分かる。図4-1より、2時間以上晴天が続いた2019年1月の22日のうち13日は、山岳波の伝搬経路中にターニングレベル、クリティカルレベルは存在せず、山岳波が上空(少なくとも60kmまで)に鉛直伝搬するのに適した風速場であったと考えられる。また、2019年1月以外の観測期間についても同様の方法で水平風速の鉛直プロファイルを確認したところ、山岳波が鉛直伝搬可能な風速場であった日は、観測期間の1年8ヶ月間のうち28日(主に1月、2月、12月に)存在したことが確認されたが、本研究のOH大気光イメージング観測で検出されたのは2019年1月6日の1例のみであった。

ここまで、再解析データを使用して、地上から高度約60 kmまでの水平風速高度プロファイルを確認したが、高度約60 kmから85 km(大気光層の高さ)の領域については未確認であり、この領域にターニングレベル、クリティカルレベルとなる高度領域が存在する可能性がある。しかし、レーダーによる長期的な中間圏領域の風速観測から、1月の東西風(中層大気ジェット)は、高度70~75 kmにピークを持ち、その振幅は+40 m/sであるため、この高度領域における1月の水平風は東向きである可能性が高い(Namboothiri et al., 1999)。ピー

ク高度より高い高度の東西風は徐々に減少し、OH 大気光高度付近では+20 m/s となる。そのため、1月の平均風は高度 60km 以上では東向きの風となる。また、日潮汐と半日潮汐の典型的な振幅は、1月で 5~15 m/s 程度である (Igarashi et al., 2002)。したがって、典型的な風速と潮汐の大きさを仮定すれば、1月の高度 60 km から 85 kmの東西風は東向きになり(クリティカルレベルが存在しない)、ターニングレベルになるような水平風の急激な鉛直シアは存在しないと考えられる。よって、2019年1月6日に観測された山岳波のように、冬季に東西方向に波数ベクトルを持ち、波長が 50 km 程度の山岳波が励起されていれば、上部中間圏領域まで伝搬する可能性があった。

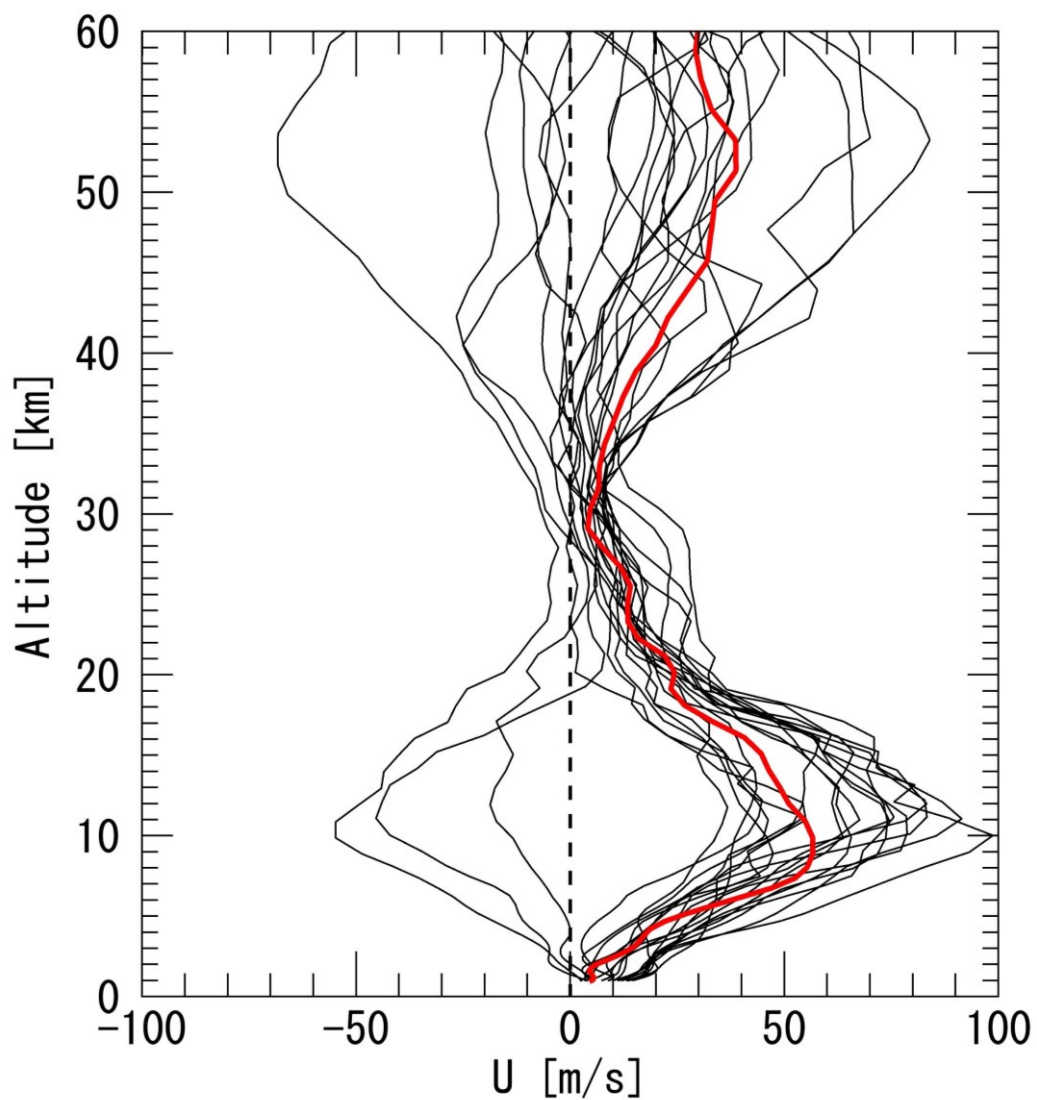


図 4-1 高度 1,000m の水平風向に射影した水平風速成分  $U$  [m/s] の高度プロファイル

赤い実線は OH 大気光観測で停滞性構造が検出された 2019 年 1 月 6 日 21:00 ~ 27:00 JST の平均水平風速を高度 1,000 m の水平風向へ射影した成分である。黒い実線は、2019 年 1 月に晴天時間が 2 時間以上続いた日（日数は 22 日）の夜間（18:00 ~ 27:00 JST）平均水平風速を高度 1,000 m の水平風向へ射影した成分である（Ishii et al., 2022）。

## 4.2 日本域における山岳波の励起頻度

次に第2の可能性である、富士山周辺の山岳地帯における山岳波の励起頻度が低い可能性について検証した。図1-7に示した静止気象衛星ひまわり8号の可視光観測画像を見ると東北地方にある奥羽山脈の東側上空に山脈の稜線に平行な雲列が発生していることが分かる。この雲列は、山岳波が励起されるために不可欠な山越え気流に伴って発生した雲列であり、波状雲と呼ばれる。雲が発生するためには周囲の大気に十分な水蒸気が含まれる必要があるため、山越え気流、山岳波が励起された際に必ずしも波状雲が発生するわけではないが、少なくとも波状雲が発生していた場合には山越え気流が発生していたと考えられる。日本列島において山岳波が励起される場所とその場所での励起頻度を調べるために、静止気象衛星ひまわり8号の可視光画像データから山越え気流に伴って発生する波状雲を山岳波が励起された指標として検出した。

### 4.2.1 静止気象衛星ひまわり8号

OH大気光観測による山岳波動の観測結果と衛星データ解析による山岳波動の励起頻度を比較するために、2018年の1年間分のひまわり8号可視光画像データを解析した。ひまわり8号に搭載されている可視赤外放射計による観測は、内部の走査鏡を動かして地球を北から順に東西に走査することで観測を行う。走査鏡で集められた光は、波長帯に応じて分光され、検出器で電気信号に変換されて地上に送られる。可視赤外放射計は、可視域3バンド、近赤外域3バンド、赤外域10バンドの計16バンドのセンサーを持っている。また、ひまわり8号では、静止衛星から見える範囲の地球全体の観測を10分ごとに行いながら、日本域と台風などの特定の領域を2.5分間隔で観測している。日本域観測では北緯21.5度～北緯48.5度、東経119.0度～東経142.0度の領域を観測しており、取得される可視光画像データの空間分解能は経緯度0.01度（南北、東西1km）である（伊藤ほか、2016）。2018年1月から2018年12月に取得されたひまわり8号の日本域観測データを対象に、「ひまわり8号動画ライブラリ-NICT」を利用して波状雲が発生した日時を調べた。ただし、ひまわり8号の可視光画像データを使用したため、日中に限られる。表4-2は、1日当たりの可視光域観測時間、および日本列島上空のどこかに波状雲が観測さ

れた日数を月ごとにまとめたものである。ひまわり 8 号日本域可視光観測データを地理座標に投影した PNG 形式の画像は、情報通信研究機構 (NICT) のサイエンスクラウドからダウンロードすることができる (<https://sc-web.nict.go.jp/himawari/himawari-realtime.html>)。山越え気流、山岳波に伴って発生した波状雲もオイラー座標系で観測した場合には停滞しているように見えると考えられる。そのため、可視光観測データは 2.5 分ごとに取得されているが、1 時間ごと毎正時 (9:00、10:00、11:00、・・・) に取得されたデータのみ解析し、同じ場所に雲が存在するかどうかを調べ、山岳波由来の波状雲とそれ以外の雲を区別した。山岳波によって発生する波状雲よりも高い高度で広範囲に雲が発生していると波状雲の有無を確認することが不可能である。特に、夏季には日本列島を覆うような雲が頻繁に発生していたため、夏季の波状雲検出率は極端に少なく、本論文では波状雲発生頻度の季節依存性については議論しない。

表 4-2 解析に使用した静止気象衛星ひまわり 8 号可視光画像データのまとめ

2018 年	可視光域画像の 取得時間 [hrs]	波状雲が顕著に 観測された日数 [days]
1 月	6	12
2 月	6	11
3 月	6	12
4 月	7	16
5 月	7	10
6 月	10	7
7 月	10	3
8 月	10	6
9 月	8	7
10 月	8	12
11 月	7	18
12 月	7	18

## 4.2.2 衛星画像の解析手法

地理座標に投影された、ひまわり 8 号可視光観測画像は、3301 ピクセル×2701 ピクセルである。この画像を 300 ピクセル×300 ピクセルの「エリア」(図 4-2 の赤い四角形)に区切り日本列島、またはユーラシア大陸が写っているエリアに波状雲が発生しているか否かを目視で判断した。本研究では、波状雲を「3つ以上の雲塊から構成される雲列」と定義した。図 4-3 のようにあるエリアの中に波状雲が確認された場合、そのエリアをさらに 100 ピクセル×100 ピクセルに区切り、雲列間隔(波長)と波面方向を以下の①~④の手順を用いて抽出した。

① 100 ピクセル×100 ピクセルの画像中で検出した波状雲を形成する雲列から隣り合った雲を 2 つ選択する。

② ①で選択したそれぞれの雲について、図 4-4(a)のように 2 点ずつ決めて、画像上での各点の座標を取得する(図 4-4 の軸  $(x, y)$  は(東, 北)向きに該当する)。

③ ②で取得した座標情報から 2 つの直線の式を導出し(図 4-4(a))、それぞれの傾き  $a_1$ 、 $a_2$  を求め、その平均値  $\bar{a} = (a_1 + a_2) / 2$  を 2 つの直線の式の平均の傾きとする(図 4-4(b))。

④ ②で選択した雲上の 2 点について、それぞれの中点を通る傾き  $\bar{a}$  の直線の式をそれぞれの雲について導出し、雲列間隔(波長)  $\lambda$  と波面方向  $\theta$  を求める(図 4-4(c))。

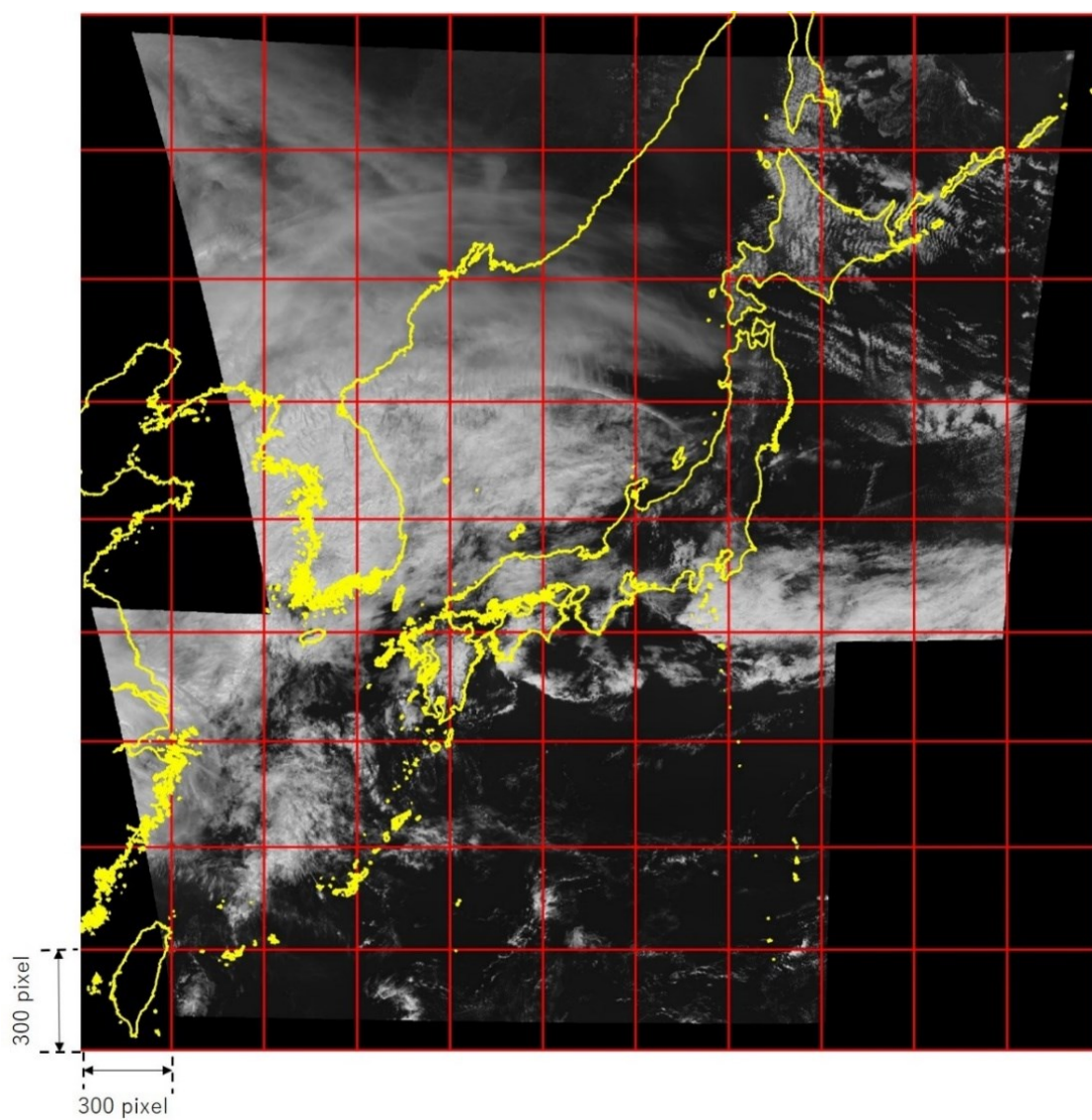


図 4-2 静止気象衛星ひまわり 8 号による日本域観測データ



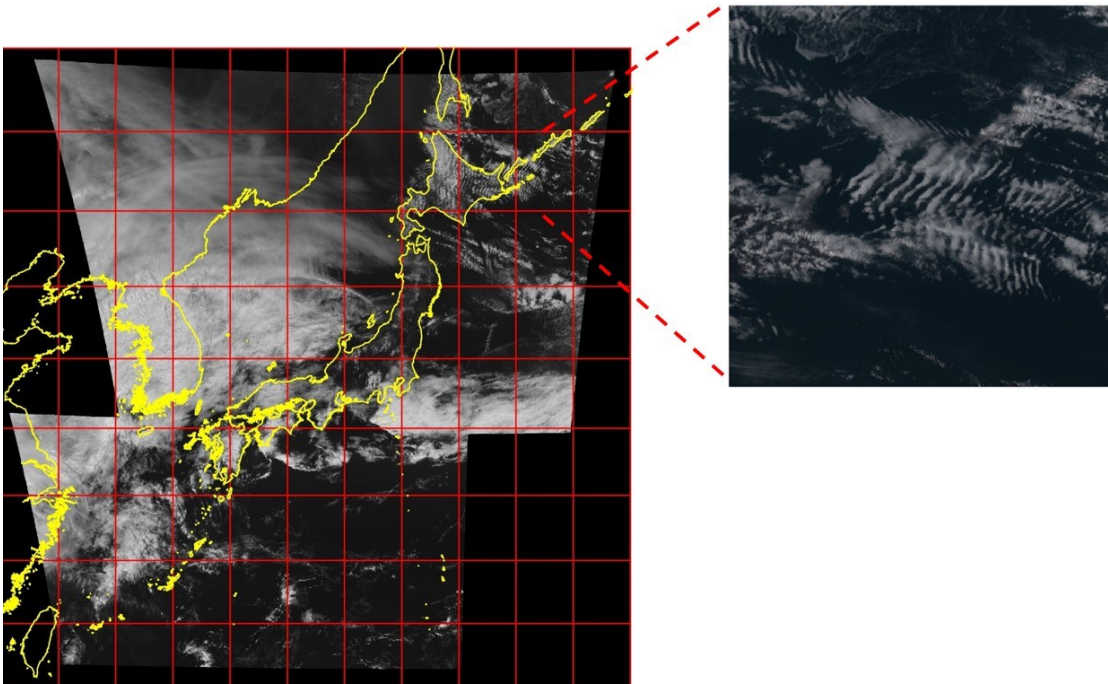


図 4-3 300 pixel×300 pixel のエリアで検出された波状雲

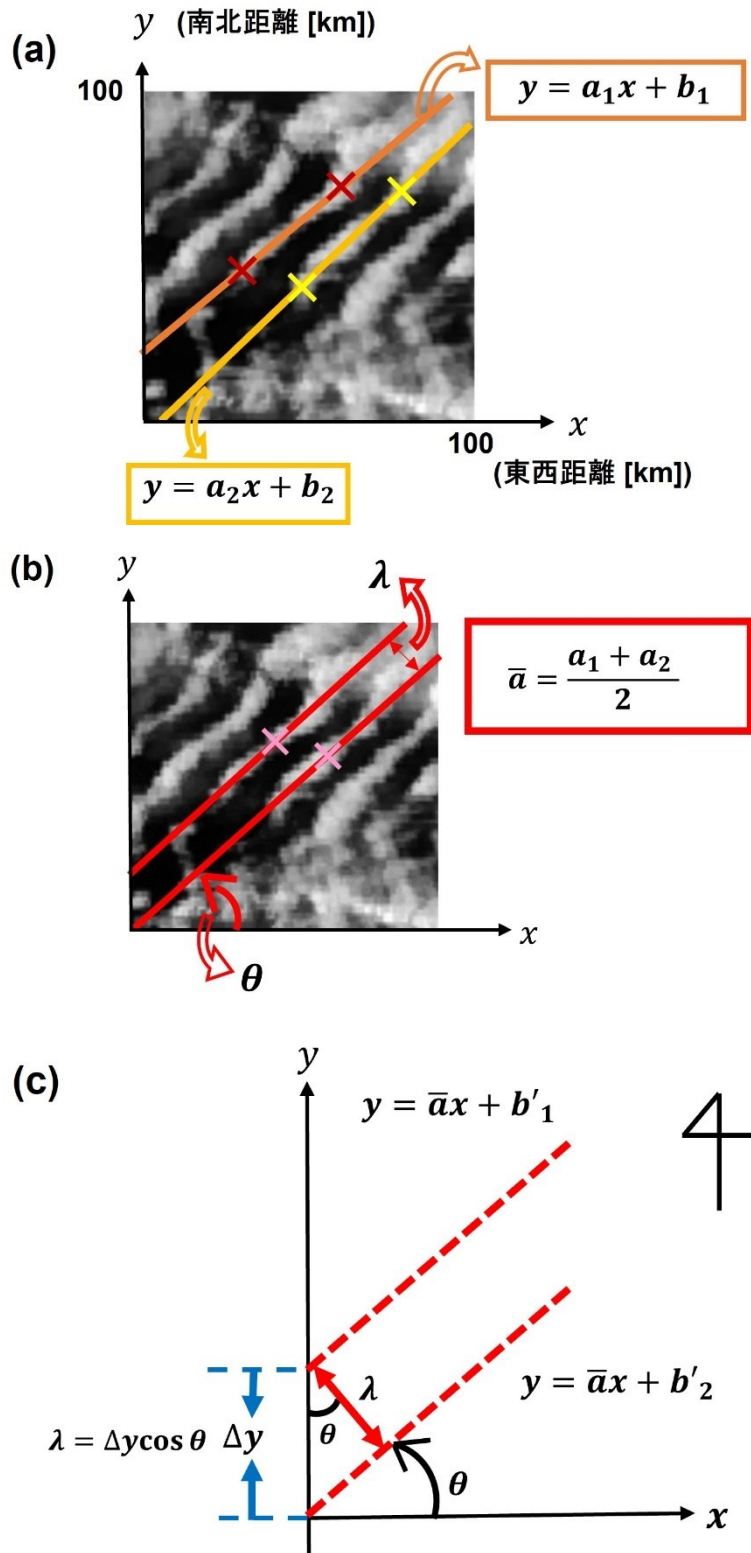


図 4-4 衛星画像から波状雲の雲列間隔と波面方向を抽出する手法  
(Ishii et al., 2022 Fig. 17 に基づく)

### 4.2.3 日本域における波状雲の発生頻度

図 4-5 に 2018 年 1 月から 2018 年 12 月に取得された静止衛星ひまわり 8 号可視光画像から導出した波状雲発生頻度分布を示す。図 4-5 (a) は日本列島上空における波状雲発生頻度分布図である。図 4-5 の 1 つの四角で囲まれたエリアは  $100\text{ km} \times 100\text{ km}$  に相当する。衛星画像の解析には 1 時間ごとの毎正時(9:00、10:00、11:00、・・・) に取得されたデータを使用した。数時間にわたって同一のエリアで波状雲が検出された場合には同一のイベントが継続しているものとし、エリアごとに波状雲が観測された日数が表示されている。

図 4-5 (a) を見ると、東北地方、関東地方の東や四国地方の南の陸地から遠く離れている海上でも波状雲が検出されている。これは、衛星画像を小エリアに区切って目視で波状雲の有無を確認したため、山岳波以外の気象現象(前線など)が起因となって発生した雲列が含まれている可能性がある。この衛星画像の解析から日本域においては、北海道と東北地方で波状雲が頻繁に発生していたことが判明した。特に、東北地方は全エリアで年間 30 日以上、最大のエリアで年間 79 日の衛星観測データから波状雲が検出された(図 4-5 (b))。一方、関東地方周辺では最大のエリアでもわずか 21 日しか検出されず、それ以外のエリアでは年間で 10 日前後しか検出されなかった(図 4-5 (c))。

衛星画像から検出した波状雲が山岳波由来の雲であるか検証した。波状雲の検出数が多かった東北地方(図 4-5 (b))の全エリアで検出されたすべての波状雲について、その水平パラメータ(雲列間隔  $\lambda$  と波面方向  $\theta$ ) と波状雲観測時の背景風速場の関係を調査した。背景風速は MERRA-2 の風速データを用いて、各エリア中心地の高度 1,000m の風速データを使用した。東北地方で検出された波状雲の水平パラメータと背景風速場の関係を 1 月から 12 月まで 3 か月ずつに分けてプロットした(図 4-6)。横軸、縦軸はそれぞれ東西、南北風速を表し、線分を伴う点プロットの色(青～赤)は雲列間隔  $\lambda$ 、線分の傾きは波面方向  $\theta$  を表す。また、灰色の点プロットは波状雲が観測されなかった時間の背景風速度を表している。

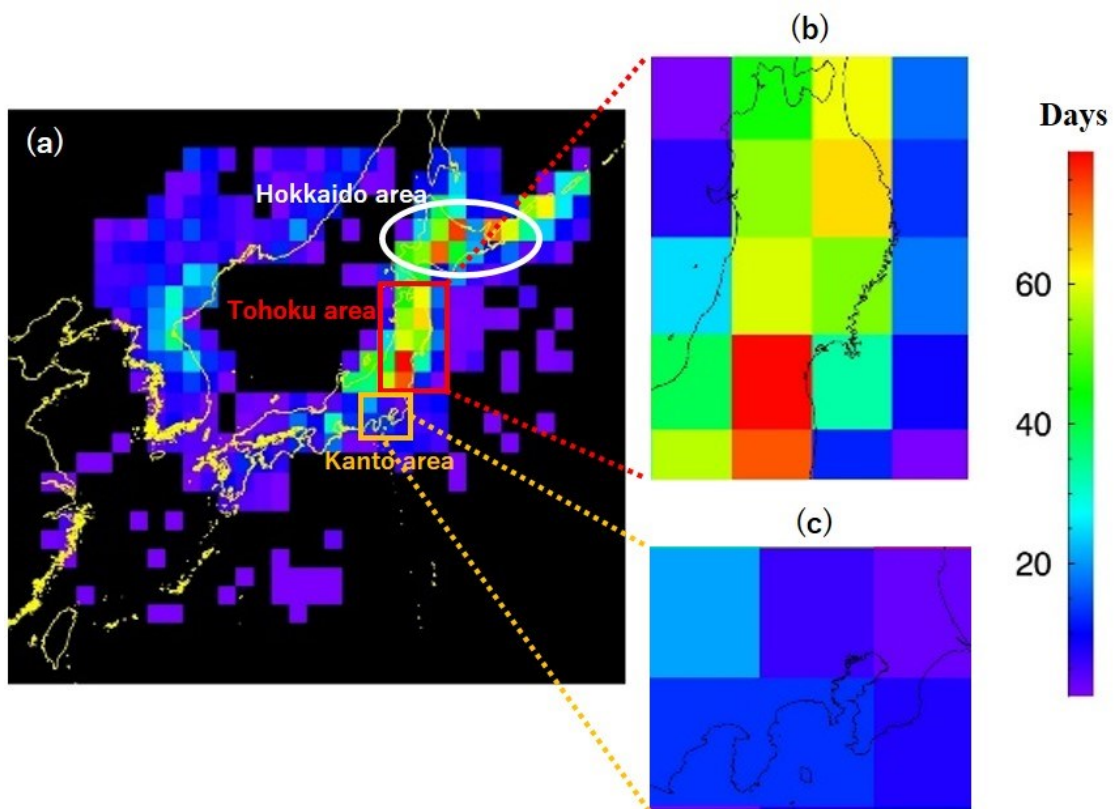


図 4-5 静止気象衛星ひまわり 8 号可視光画像から導出した波状雲発生頻度分布図 (2018 年)

(a) 日本域、(b)東北地方拡大図、(c)関東地方拡大図である。カラーバーはエリアごとに波状雲が観測された日数を表している (Ishii et al., 2022)。

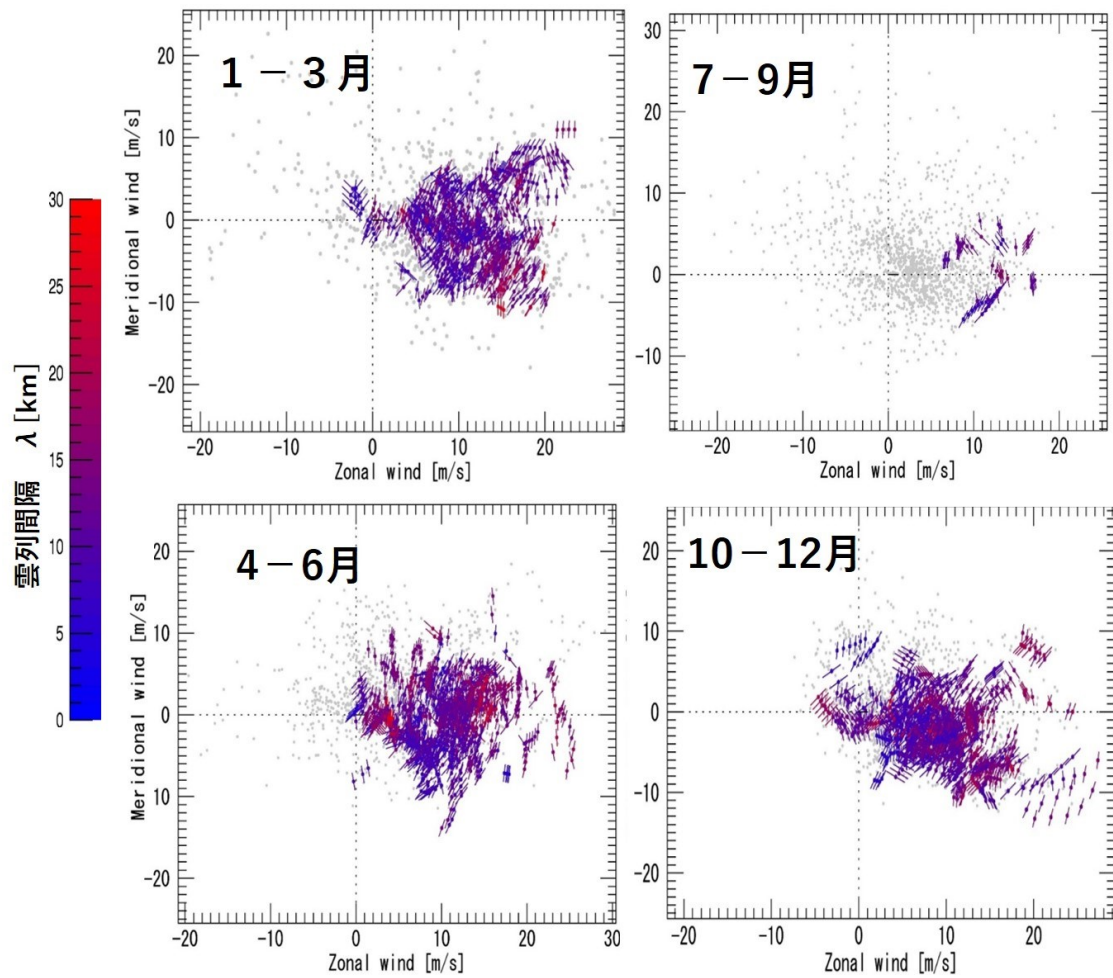


図 4-6 波状雲の水平波長、水平波数ベクトルと背景風速度の関係

図 4-6 より、東北地方の下層風は年間を通して西風であるが、東風が吹く場合もある。ただし、波状雲は西風が吹いていた場合によく発生しており、西風が奥羽山脈に吹き付けることによって山岳波が励起されていることが推測される。山岳波が山脈などの長い地形によって励起される場合には山脈に平行な波面を持つことが予測されているため、検出した雲が山岳波由来の雲であることを支持する結果である。また、山岳波由来の波状雲の雲列間隔は式 (1-4) より、背景風速に比例するため、雲列間隔と平均背景風速には比例関係があると考えられる。Corby (1957) では、1953 年 11 月から 1954 年 4 月にイギリスで実施されたラジオゾンデ観測で取得された風速データを解析した結果、山岳波の水平波長と対流圏平均流速に正の相関がみられることを示した。Fritz (1965) は TIROS 衛星により取得された衛星画像から波状雲を検出し、その雲列間隔から Corby (1957) で示された関係に基づいて当時の対流圏平均流速を導出した (図 4-7)。

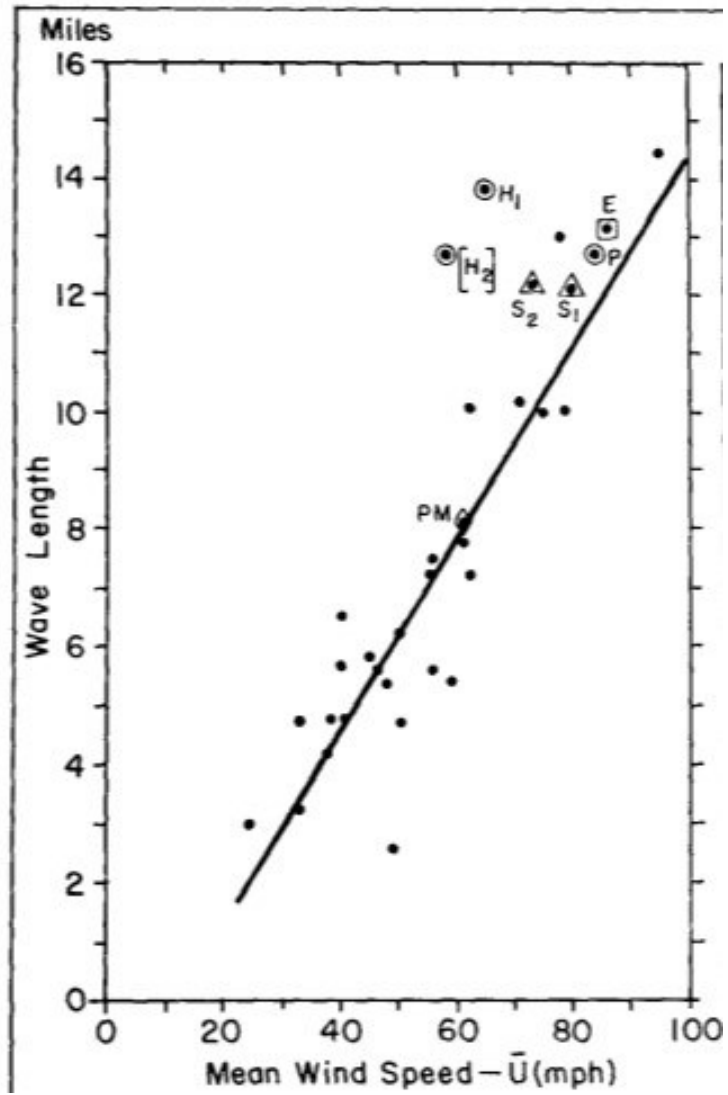


図 4-7 風下山岳波の波長と対流圏平均風速の関係 (Fritz, 1965)  
 (Published 1965 by the American Meteorological Society.)

以上のことから、山岳波由来の波状雲の雲列間隔と平均背景風速の間には正の相関関係がみられることが示されている。本研究で実施したひまわり 8 号の可視光画像の解析において、あるエリアで波状雲が発生していた時間の平均背景風速  $U$  と雲列間隔（波長） $\lambda$  には正の相関がみられる（図 4-8(a)）。本研究で衛星画像から検出した雲列は山岳波動由来の波状雲であり、波状雲が発生する原因となった山岳波の水平波長と水平波数ベクトルの方向を抽出できたと考えられる。よって、図 4-5 は日本域における山岳波の励起頻度を示していると考えられる。関東地方上空で山岳波に伴って発生したと考えられる波状雲の発生頻度が低かったことは、OH 大気光観測で山岳波の検出率が低かったことと整合する。

また、東北地方上空で検出されたすべての波状雲について、波面方向  $\theta$  とイベント発生時の背景風向のなす角度（偏角）を計算し、10 度ごとに区切ってヒストグラムを作成したところ図 4-8(b)のようになった。この図から地上風向と波面のなす偏角が  $60^\circ \sim 90^\circ$  であるイベントが全体の約 75% であり、背景風向とおおよそ垂直になるような波面をもつ山岳波が励起されやすいと考えられる。

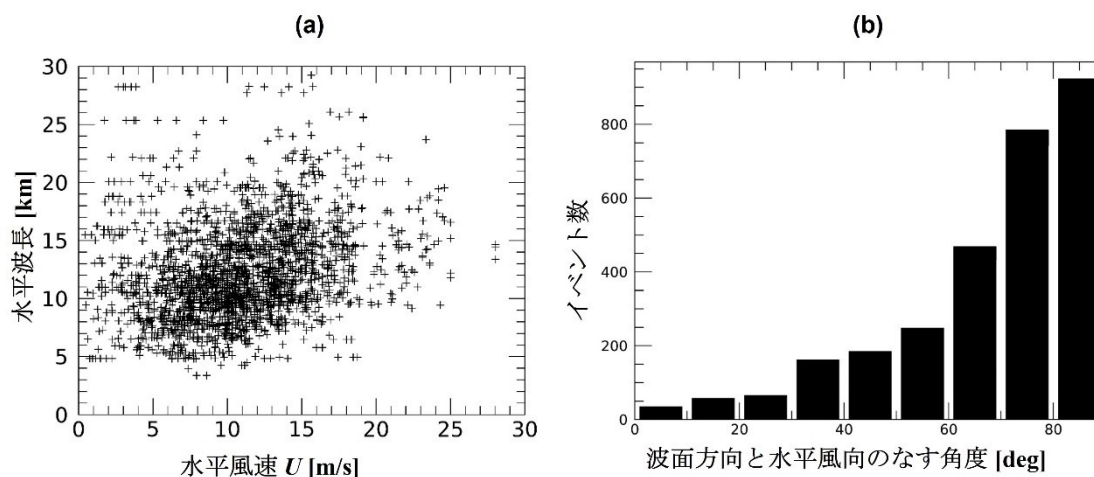


図 4-8 ひまわり 8 号可視光画像データから検出した波状雲と背景風向の関係  
 (a) 波状雲が発生していたエリアの平均背景風速  $U$  と雲列間隔（波長） $\lambda$  の関係、(b)波状雲の波面方向と背景風向がなす角度のヒストグラム。



### 4.3 山岳波と地形および地上風速場の関係

図 4-5 (a)を見ると、日本列島の中では年間 30 日以上山岳波が励起されている東北地方が山岳波のホットスポットであるが、その東北地方を細かくエリアごとに見てみると、最大のエリアと最小のエリアでイベント発生日に約 50 日の差があることが分かる。東北地方のエリアごとで総観規模の下層風速場条件は大きく違わないため、この山岳波の励起頻度の差は励起源となる地形と関係していると考えられる。そこで、東北地方の地形と背景風速場の関係を調査した。地形データとして、国土地理院が提供している標高タイルを利用した。国土地理院標高タイルは PNG 形式のカラー画像データで提供されており、1 つのタイルの大きさは 256 ピクセル×256 ピクセル である。各ピクセルの画素値(RGB 値)から標高 $H_{\text{ele}}$ を算出する計算式は標高分解能 $h_{\text{res}} = 0.01 \text{ m}$  を用いて以下のように表される (Nishioka and Nagatsu, 2015)。

$$X = 2^{16}R + 2^8G + B \quad (4-1)$$

$$\begin{cases} H_{\text{ele}} = Xh_{\text{res}} & (X < 2^{23}) \\ H_{\text{ele}} = 0 & (X = 2^{23}) \\ H_{\text{ele}} = (X - 2^{24})h_{\text{res}} & (X > 2^{23}) \end{cases} \quad (4-2)$$

国土地理院では標高タイル以外にも火山基本図、湖沼データなど様々な用途で使用できるタイルが提供されているが、これらの地理院タイルは表示する地図の表示倍率を「ズームレベル<sup>6</sup>」いう概念で区分している。ここでは、国土地理院から提供されている標高タイルのうち最も空間分解能が高いズームレベル 8

---

<sup>6</sup> 世界測地系の経緯度が正方形に変換されるよう極域の一部地域（北緯および南緯約 85.05 度以上）を除外した範囲について、メルカルト投影し、地球地図全体を 1 つの正方形タイルで表現したものを「ズームレベル 0」と定義する。さらに、1 つの正方形タイルの辺の長さを 2 倍にして縦横それぞれ 2 分の 1 に分割したものを「ズームレベル 1」とする。つまり、「ズームレベル 1」では $2 \times 2 = 4$ つのタイルで地球地図全体を表現し、各タイルの大きさはズームレベル 0 の場合と同一である。同様にしてズームレベルが 1 つ大きいものは、各タイルの大きさを 2 倍にして $2 \times 2 = 4$ つのタイルに分割したものである。ただし、地理院タイルの種類によってはズームレベルや範囲が異なる場合がある。

の標高タイルを合成して東北地方の地形データを作成した（図 4-9）。また、MERRA-2 の高度 1,000 m の水平風速データを下層の風速場として使用した。地形データと水平風速データを水平 100 km×100 km のエリアに区切り、各エリアの山の稜線方向と背景風向がなす角度を以下のように導出した。

まず、地形データから山の稜線の向きを導出する手法について記述する。式(4-1)、(4-2)を用いて標高タイルの各ピクセル $(x,y)$ の標高 $H_{\text{ele}}(x,y)$ を導出する。標高値 $H_{\text{ele}}$ のデータに3ピクセル×3ピクセルの中央値フィルターをかけたデータ $M$ を作成する。各ピクセルの $H_{\text{ele}}(x,y)$ と $M(x,y)$ を比較し、 $H_{\text{ele}}(x,y) > M(x,y)$ のピクセルは山の稜線、 $H_{\text{ele}}(x,y) < M(x,y)$ のピクセルは谷として検出できる(岩橋, 1994)。この手法を使用して、100 km×100 km の各エリアに含まれる山の稜線を抽出した。さらに、40 km の平滑化処理を行い、孤立した単峰を除去したデータ  $SM$  を作成した。データ  $SM$  を  $1^\circ$  ずつ回転させ、縦方向の標高値の標準偏差を計算し、最小になる回転角 (rotation angle, RA) を導出した。山の稜線方向  $\theta'$  の定義を図 4-10 に示す。山の稜線方向  $\theta'$  は、

$$\begin{cases} \theta' = 90^\circ - \text{RA} & (\text{RA} < 90^\circ) \\ \theta' = 270^\circ - \text{RA} & (\text{RA} > 90^\circ) \end{cases} \quad (4-3)$$

と定義したため、 $0^\circ \leq \theta' \leq 180^\circ$  の範囲で求められる。

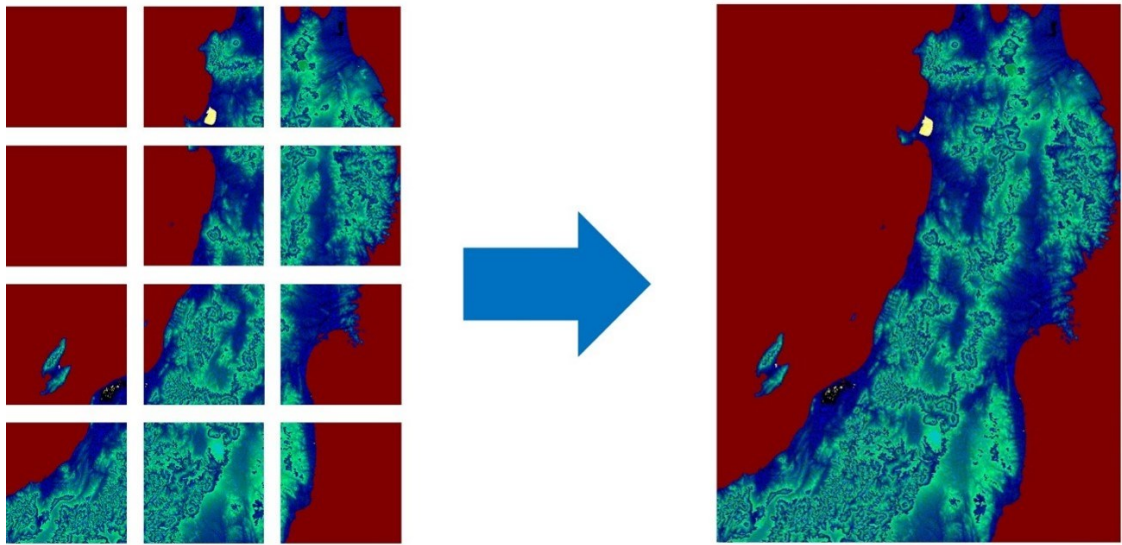


図 4-9 国土地理院標高タイル（ズームレベル 8）の合成

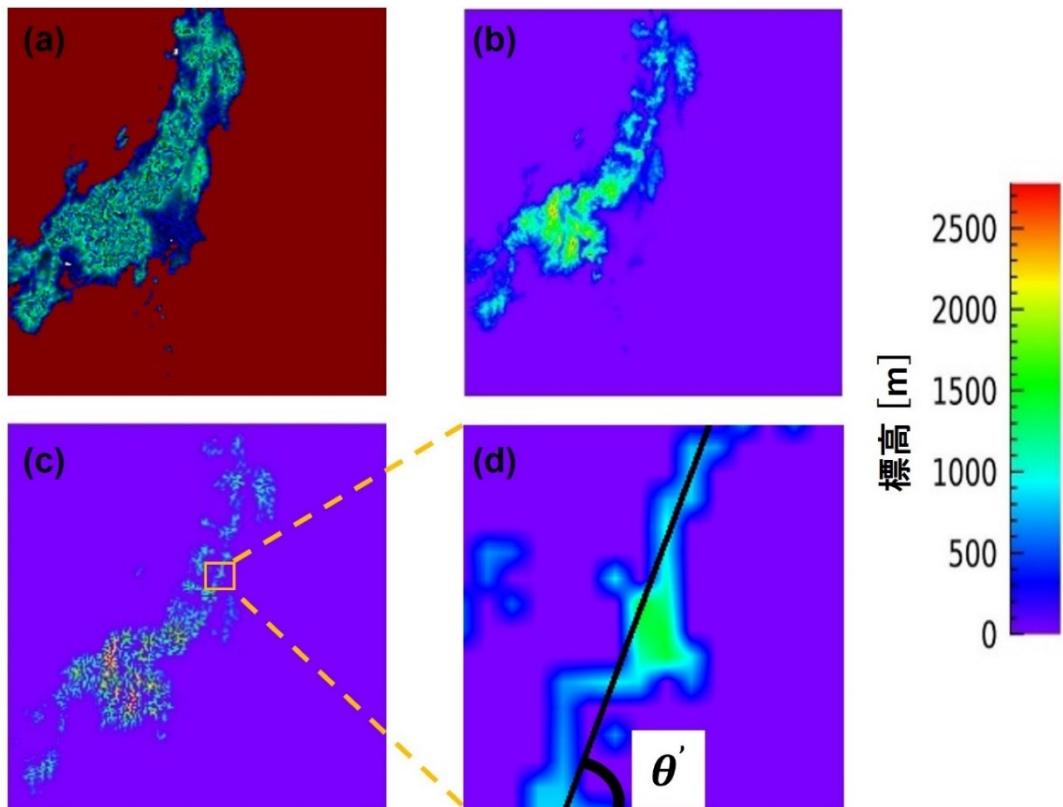


図 4-10 国土地理院標高データの解析

(a) ズームレベル 8 の標高タイルの合成画像、(b)RGB 値から標高値に変換した画像データ、(c)山の稜線を抽出した画像データ、(d)稜線方向  $\theta'$  定義

(Ishii et al., 2022 Fig. 18 に基づく)

また、MERRA-2 水平風速場を  $100\text{ km} \times 100\text{ km}$  のエリアに区分し、エリア内で水平風向を平均した角度をそのエリアの背景風向(wind direction,  $WD$ )とした。風向の角度は、東向きを  $WD = 0^\circ$  として、反時計回りに角度が大きくなるように定義した。2018 年 1 年間の風速データを使用して、山脈の稜線方向  $\theta'$  と背景風向  $WD$  のなす角度  $\alpha$  を導出した。4.2 節で示した波状雲と背景風向の関係より、山脈の稜線に対して風向が  $60^\circ \sim 90^\circ$  の風が吹き付ける場合に、山岳波が励起されやすいと考えられるため、1 年間分の風速データのうち角度  $\alpha$  が  $60^\circ < \alpha < 90^\circ$  を満たしたデータ数の割合を図 4-11 に示す。表 4-1 に示したように MERRA-2 データの時間分解能は 3 時間であるが、ひまわり 8 号で検出された波状雲の発生頻度と比較するため、ひまわり 8 号の可視光観測データが取得可能な 10:30、13:30、16:30 の風速データを使用した。よって、各エリアには、3 データ/日  $\times$  365 日 = 1095 データのうち  $60^\circ < \alpha < 90^\circ$  を満たしたデータ数の割合  $P$  が示されている。図 4-11 を見ると、日本列島において  $P$  の値が大きくなっている地域は、東北地方と北海道で、関東地方の西側の山岳地域は比較的  $P$  の値が小さくなっていたことが分かる。これは、図 4-5 に示したひまわり 8 号の衛星画像から導出した波状雲の発生頻度分布と整合している。以上の検証により、明治大学生田キャンパスで実施した OH 大気光イメージング観測で山岳波の検出率が低かった理由は、関東地方西方の山岳地域では、山岳波の励起頻度が低かったことにあると考えられる。

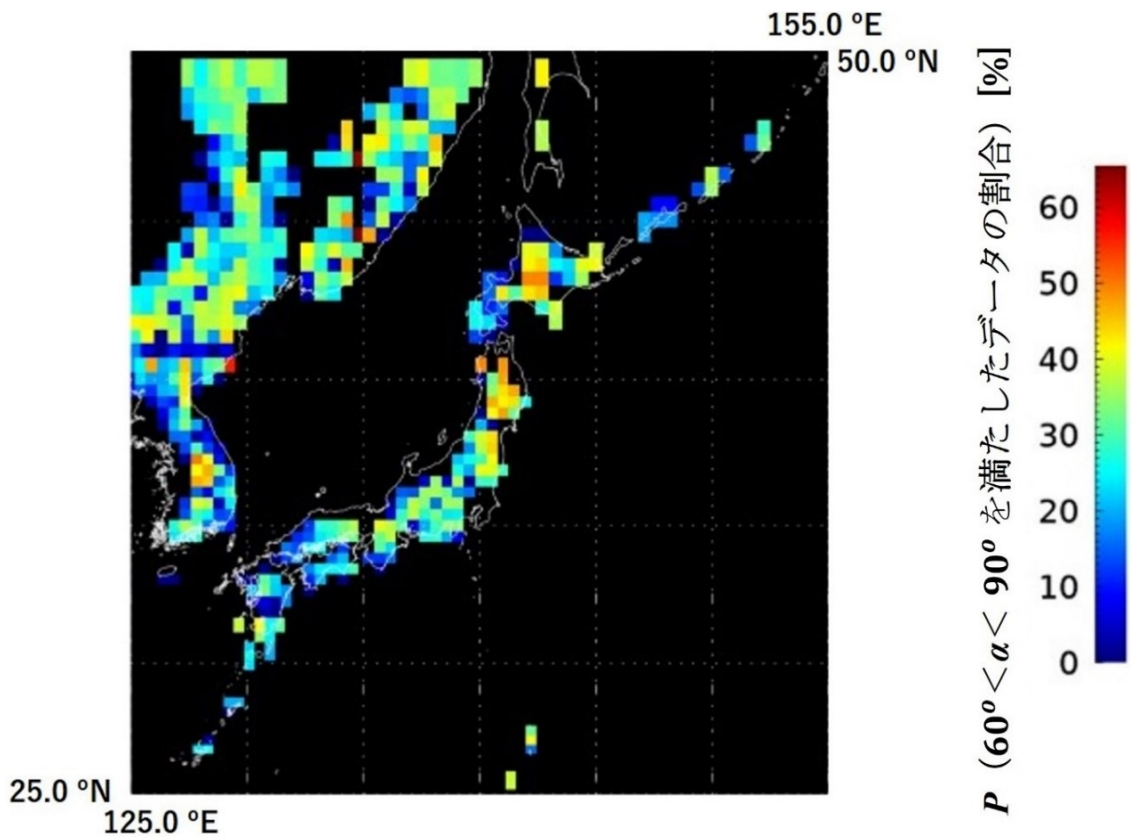


図 4-11 山岳波励起条件を満たす風速データ数の割合  $P$  の分布図 (2018)  
 10:30、13:30、16:30 の風速データを使用したため、各エリアは 3 データ/  
 日  $\times$  365 日 = 1095 データのうち  $60^\circ < \alpha < 90^\circ$  を満たしたデータの割合が示さ  
 れている (Ishii et al., 2022 Fig. 14 に基づく)。

山の稜線方向と背景風向のなす角度というシンプルな指標である角度  $\alpha$  を用いて、世界中の地形から山岳波のホットスポットを推定することを試みた。図 4-11 を作成した方法と同様にして、 $\alpha$  の世界分布を導出した結果を図 4-12 に示す。 $\alpha$  の算出に用いた標高データは、北緯 70.6 度、南緯 70.6 度の間の全経度帯である。ただし、MERRA-2 の 3 時間平均風速データ (8 データ/日) をすべて使用して山の稜線方向と背景風向が  $60^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$  になる割合  $P$  を導出した。図 4-12 より、世界中の主要な山岳地帯で  $P$  の値が大きくなっている。例えば、これまで山岳波の主要な励起源として認識されてきたアンデス山脈や南極半島 (図 4-12 の赤丸で囲った部分) で  $P$  の値が大きくなっていることが確認された。

Sato et al. (2009) では、KANTO モデルを用いて、中層大気に伝搬する大気重力波の励起源と大気重力波に伴う東西方向運動量の鉛直伝搬 (運動量フラックス) について考察した。KANTO モデルで表現可能な大気重力波の水平波長は 188 km 以上である (Watanabe et al., 2008)。このモデルを使用した数値実験の結果、アンデス山脈や南極半島は中層大気に運動量を輸送する山岳波が卓越して発生していると推定されている。上述のように、図 4-12 でもこれらの地域は山岳波ホットスポットとして示されており、両者の結果がよく一致した。しかし、これらの地域では、 $60^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$  になる割合  $P$  は年間で 25~50% 程度であり、1 年間を通して山岳波が励起されるわけではない。北半球の高緯度・中緯度では、 $P$  が 25% 以上の比較的小規模 (~80km) の山岳が多く、これまでに山岳波ホットスポットと認識されてきた山岳地帯と同程度の値をとっている。また、メキシコ、アフリカ北部、インド南部、東南アジアなどの低緯度地域では、 $P$  が 50% 以上の地域も存在していることが判明した。しかし、これらの比較的小規模な地形が地球大気循環に与える影響は、地球大気循環モデルの解像度の問題から直接表現することが出来ていない。これらの小規模な地形は世界中に多く点在しており、それらの大気循環への寄与を総合した場合には、無視できないほど大きくなる可能性がある。ただし、図 4-12 は、山岳波が頻繁に発生すると考えられる場所の分布を示しているに過ぎないため、これ

らの比較的小規模な山岳地形で励起された山岳波が、実際に超高層大気まで伝搬するのか、伝搬する場合にはその頻度や経路、伝搬時間などの情報を明らかにすることが重要である。小規模な山岳地形で励起された山岳波が頻繁に高層大気へ伝搬する場合には、これまでにあまり地上観測が実施されていないアメリカ北部などの地域でも長期的な観測を実施し、それぞれの地域における山岳波の励起伝搬特性を知る必要がある。そこで、日本において頻繁に山岳波が励起されると推定された東北地方上空を観測し、小規模な山岳地形で励起される山岳波の伝搬特性について明らかにしたことを5章で述べる。

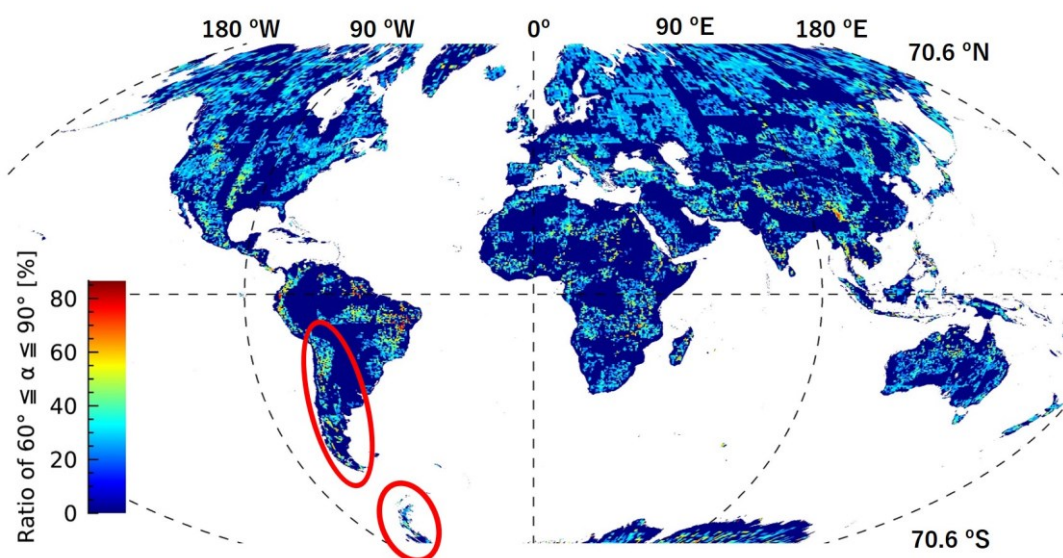


図 4-12 山岳波ホットスポットの推定結果

図 4-11 と同様に、世界の山岳地域において、 $60^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$ を満たす風速データ数の割合  $P$  を導出した。山岳波のホットスポットとして認識されているアンデス山脈と南極半島を赤丸で示した (Ishii et al., 2022)。

## 5. 茨城県城里町で実施した OH 大気光観測

4.3 節で示したように、日本域においては、北海道と東北地方で山岳波が頻繁に励起されていると推定された。そこで、東北地方で励起される山岳波に着目し、東北地方上空が観測できる地点に観測拠点を移動することで、上部中間圏領域に伝搬する山岳波を捉えることを試みた。茨城県北部に位置する城里町を観測拠点として OH 大気光イメージング観測を実施した。

### 5.1 観測装置と観測視野

観測拠点の移動に伴い、観測装置を変更した。これまで大気光のイメージング観測では、大気光の微弱な発光を捉えるため、高感度な CCD イメージセンサーを使用し、センサーを冷却しながら長時間露光する必要があった。しかし、今日では、より高感度なイメージセンサーが開発されており、民生用カラーデジタルカメラに使用されているイメージセンサーは非常に高い感度を持ち、高時間分解能な画像を撮影することが可能である。そこで、民生用のカラーデジタルカメラである SONY  $\alpha$  6100 を使用して OH 大気光が観測できないか検証した。民生用のカラーデジタルカメラは可視光領域の波長を撮影できれば良いので、近赤外より長い波長の光はフィルターによってカットされている。そのため、この赤外カットフィルターを取り除くことで近赤外線領域の波長を撮像することが可能になる。本研究では、SONY  $\alpha$  6100 の赤外カットフィルターを除去したうえで、715 nm 以上の波長の光を透過する光学フィルター(ロングパスフィルター)を用いて、OH 大気光の近赤外発光の撮像を試みた。図 5-1 に使用したロングパスフィルター(FGL715)の波長と透過率の関係を示す。



## FGL715 Transmission

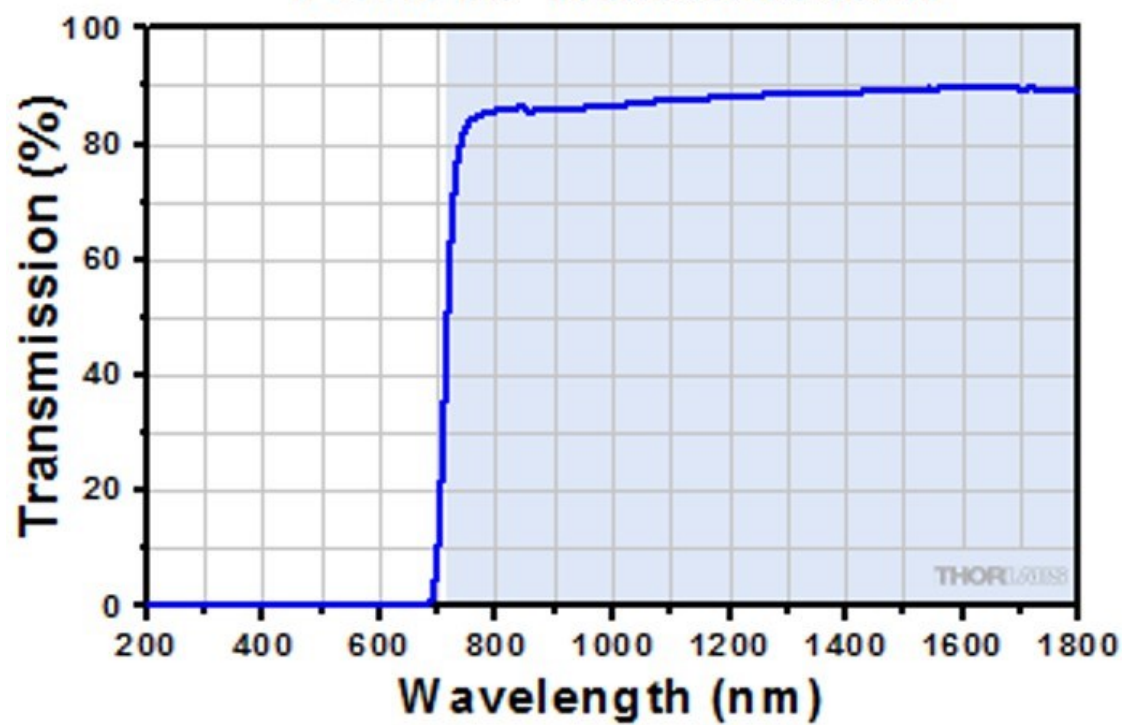


図 5-1 ロングパスフィルター (FGL715) の透過率

2021年8月19日に観測装置を茨城県城里町(36.5 °N, 140.3 °E)に移設し、8月21日から本観測を実施した。明治大学で実施したOH大気光イメージング観測で使用した屋外用ハウジングに赤外カットフィルターを除去したSONY  $\alpha$  6100と観測を制御するためのシングルボードコンピュータ(Raspberry Pi 4)を収容した。集光系にはSONY対角魚眼レンズを使用した。図5-2に城里町に設置した観測装置の外観と屋外用ハウジングの内部の様子を示す。

また、Raspberry Pi 4は有線LANを使用してインターネットに接続したため、遠隔で観測の設定などを変更することが可能であり、観測画像をクラウド上にアップロードするようにしたことで、観測データの確認も遠隔で行えるようにした。図5-3に、大気光カメラを遠隔で制御するWEBシステム画面のスクリーンショットを示す。



図 5-2 城里町に設置した観測装置

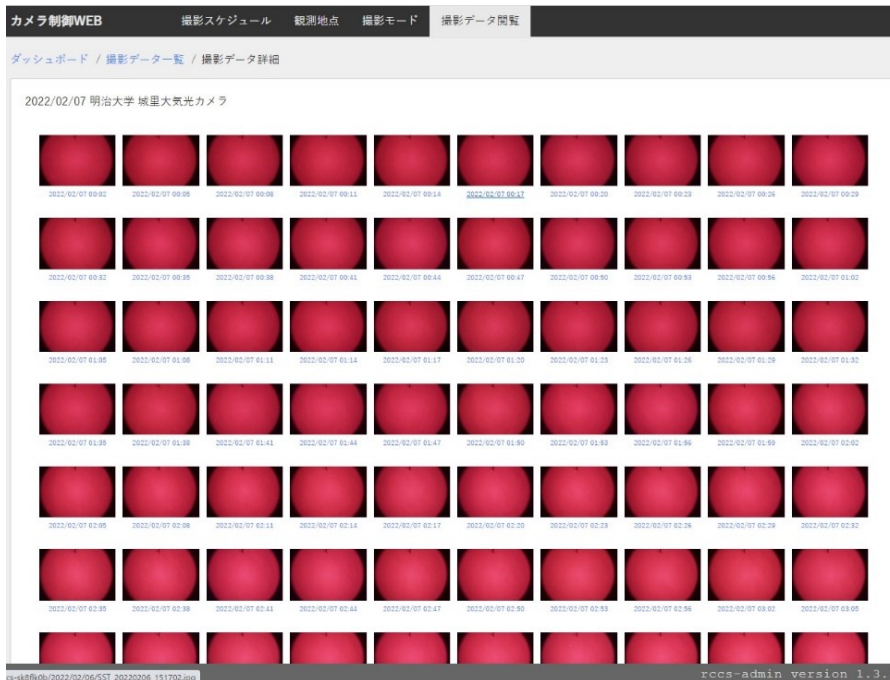


図 5-3 大気光カメラを遠隔で制御する WEB システム画面のスクリーンショット  
カメラの設定を変更する画面(上)、観測データを確認、ダウンロードする画面(下)

3.1.2 節で述べた手法を用いて、観測拠点移動後に取得した夜空の画像に写る星の高度角、方位角の情報から対角魚眼レンズの歪曲を調べ、画像を地理座標に投影した。図 5-4 (右) は、OH 大気光の発光高度を 85 km として、2021 年 12 月 10 日 00:03 JST に撮影された画像 (図 5-4 (左)) を地理座標に投影した画像であり、観測拠点移動後の OH 大気光イメージャーの観測視野を示している。観測拠点の周辺にある建物が写らない範囲である高度角 30 度以上を有効な観測視野とした。また、観測拠点を赤い星で示した。

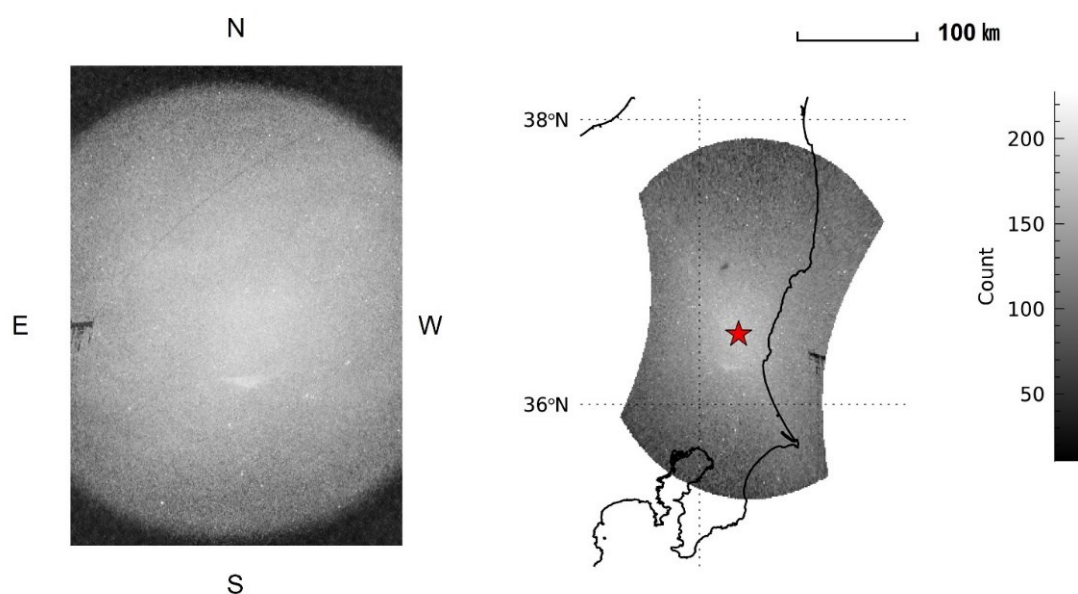


図 5-4 城里町で撮影された画像 (2021 年 12 月 10 日 00:03 JST) (左) と OH 大気光の発光高度を 85 km と仮定して地理座標に投影した図 (右)。観測拠点である茨城県城里町 ( $36.5^{\circ} \text{N}$ ,  $140.3^{\circ} \text{E}$ ) を赤い星で示している。

## 5.2 観測結果

城里町での OH 大気光イメージング観測は 2021 年 8 月から 2022 年 9 月の約 1 年 2 カ月間実施した。3.1.2 節に示した夜空の画像から自動で天候を判定する手法により、観測で取得した画像データを解析し、観測当時の天候を判定した。観測視野内に写ると推定された 4 等級より明るい星の数のうち、9 割以上の数が推定位置に検出された場合を晴天と定義した。図 5-5 に城里町で実施した OH 大気光イメージング観測の総観測時間と晴天時間を月ごとにまとめた。2021 年 10 月から 2021 年 3 月にかけては晴天時間が月に 30 時間以上あり、特に 2 月は 100 時間以上 OH 大気光を観測することに成功した。しかし、2021 年 8 月、9 月、2022 年の 4 月以降は曇天の日が多く、晴天時間は月に 20 時間未満であった。

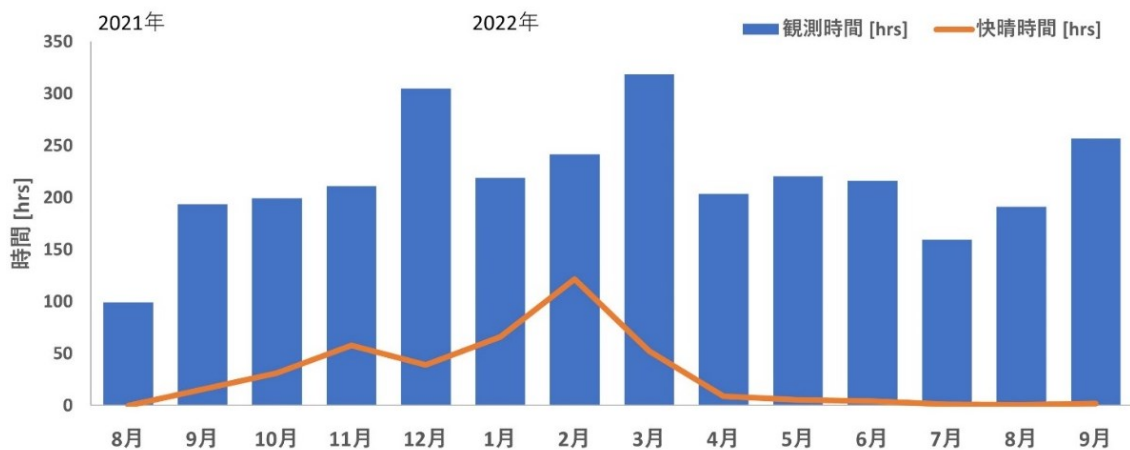


図 5-5 城里町で実施した OH 大気光イメージングの月ごとの観測時間と快晴時間

### 5.3 快晴画像の解析結果

3.2節で述べた解析手法を用いて、晴天時間に取得された画像データを解析し、城里町上空の大気光層に伝搬する山岳波の検出を試みた。快晴画像が取得された日の画像を1時間ずつ積算・平均し、対地水平位相速度を持つ波動成分を平滑化し、対地水平位相速度を持たない停滞性の波動を強調させた。

解析の結果、2022年1月に2例の停滞性波動構造が検出された。図5-6、図5-7は、検出された2例の停滞性波動構造を地理座標に投影した画像であり、それぞれ、2022年1月4日00:02~02:05 JST（イベントA）、2022年1月9日01:04~02:04 JST（イベントB）に観測されたイベントである。ただし、図5-6の白い楕円で囲んだ明るい構造は天の川であり、地球の自転とともに視野内を回転している様子が確認されている。検出された2例の停滞性波動構造について、地理座標を用いて水平パラメータ抽出し、表5-1にまとめた。表5-1より、2例の波動構造には似たような特徴が見られており、両方とも水平波長は20~30 km、波面方向は北西-南東方向であった。

表 5-1 検出された停滞性波動構造の水平パラメータと検出時間（城里）

イベント	月日	波長 [km]	波面方向	波数ベクトル 方向 $\theta$	検出時間 [hrs]
A	2022年 1月4日	20~30	北西-南東	40.0(220.0) $^{\circ}$	2
B	2022年 1月9日	25~30	北西-南東	48.9(228.9) $^{\circ}$	1



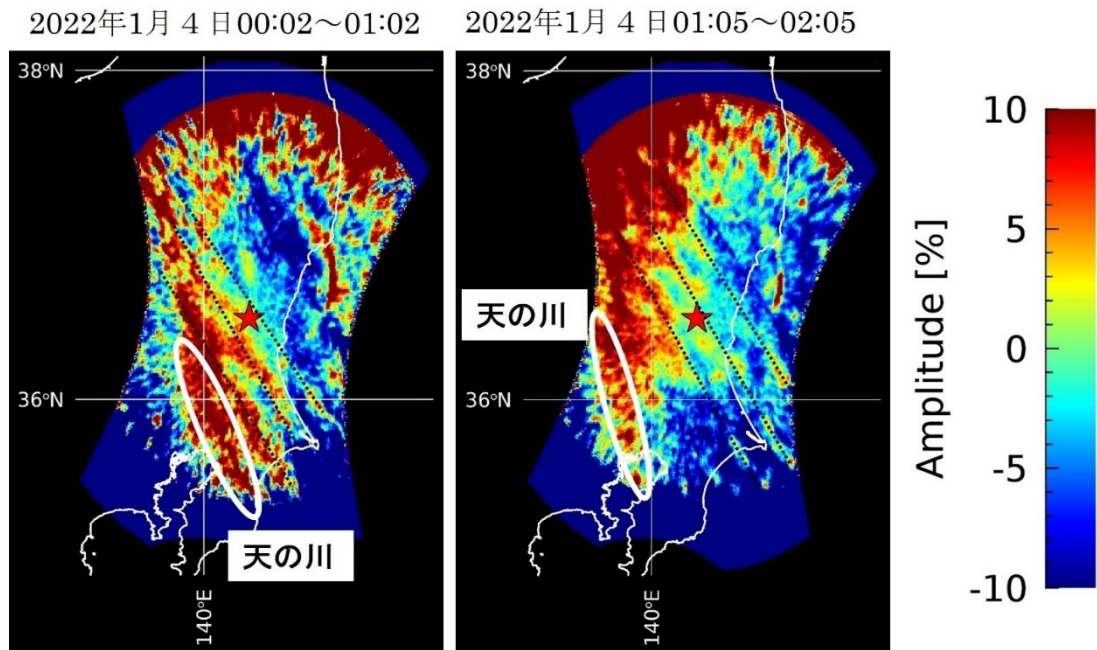


図 5-6 城里町上空で検出された停滞性構造  
(2022年1月4日00:02～02:05 JST)

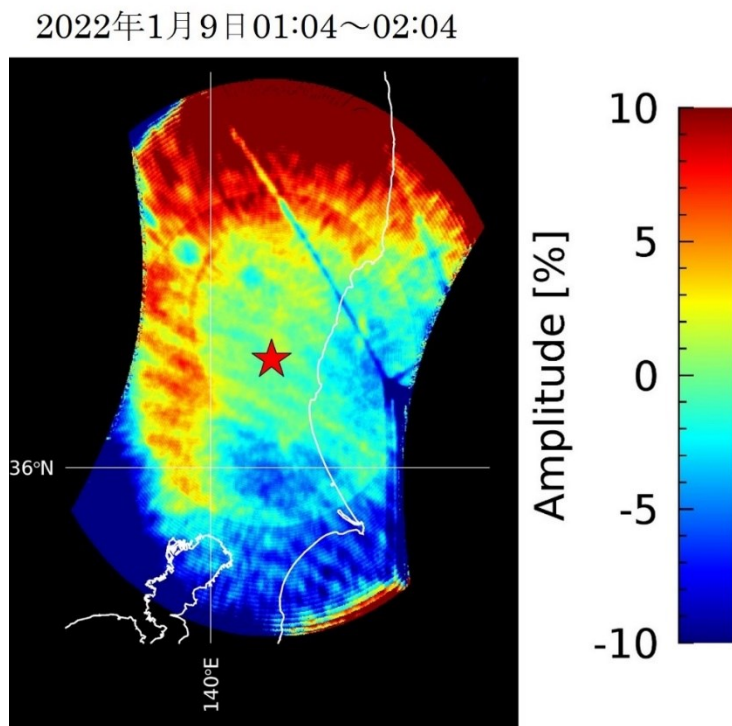


図 5-7 城里町上空で検出された停滞性構造  
(2022年1月9日01:04～02:04 JST)

#### 5.4 検出された停滞性構造の山岳波可能性の検証

再解析データ MERRA-2 を使用して、停滞性波動構造が検出された日の地上から高度 60 km までの背景風速場を調査した。図 5-8 に、2022 年 1 月 3 日 22:00 ~1 月 4 日 02:00 JST における平均水平風速度をイベント A の水平波数ベクトル方向  $\theta = 40.0^\circ$  (または  $\theta = 220.0^\circ$ ) に射影した成分の高度プロファイルを示す。使用した MERRA-2 データの時間分解能は 3 時間であるが、時間方向に線形補間することで、各時刻の水平風速を推定した。ただし、観測拠点 (36.5°N, 140.3 °E) を中心に 35.5~37.5 °N、139.3~141.3 °E の範囲を平均した風速データの高度プロファイルである。図 5-8 より、1 月 3 日 22:00~1 月 4 日 01:00 JST の風速場では、高度 30 km 付近で水平波数ベクトル方向の風速成分が 0 m/s を横切る領域があり、山岳波のクリティカルレベルが存在した (図 5-8 黒、緑、青、紫の線プロット)。しかし、1 月 4 日 02:00 JST の風速場では、0 m/s を横切らず、クリティカルレベルは存在しなかった。1 月 3 日~1 月 4 日にかけては、図 5-6 で示した観測データの取得時間より前の時間帯も晴天で、解析可能なデータが取得できたが、波動構造は検出されなかった。これは、高度 30 km 付近のクリティカルレベルによって鉛直伝搬が妨げられたことが原因だと考えられる。その後、背景風速場が変化することで山岳波の鉛直伝搬が可能な条件が整い、山岳波は上部中間圏領域まで伝搬したと考えられる。停滞性波動が観測された 1 月 4 日 00:00~01:00 JST の風速場にもクリティカルレベルが存在したが、これは、MERRA-2 の時空間分解能の粗さによって観測との時間的なずれが検出された可能性が考えられる。



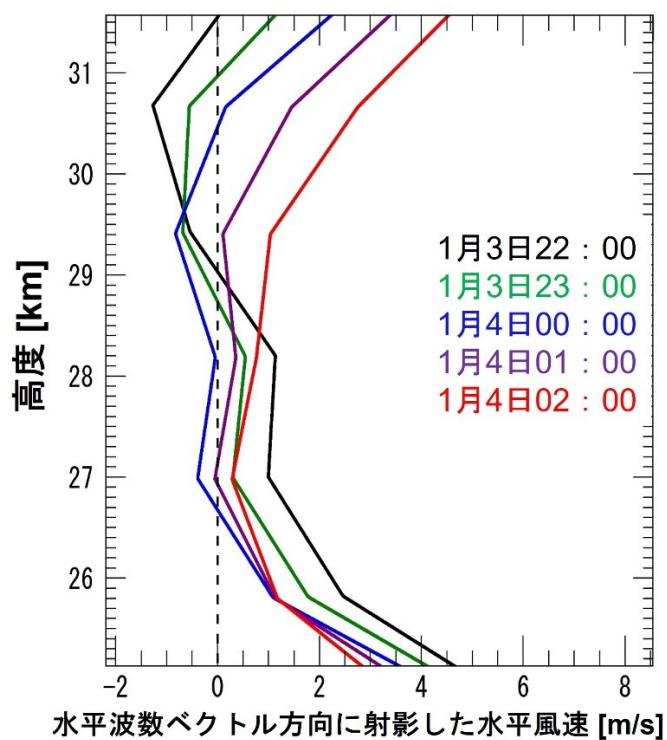
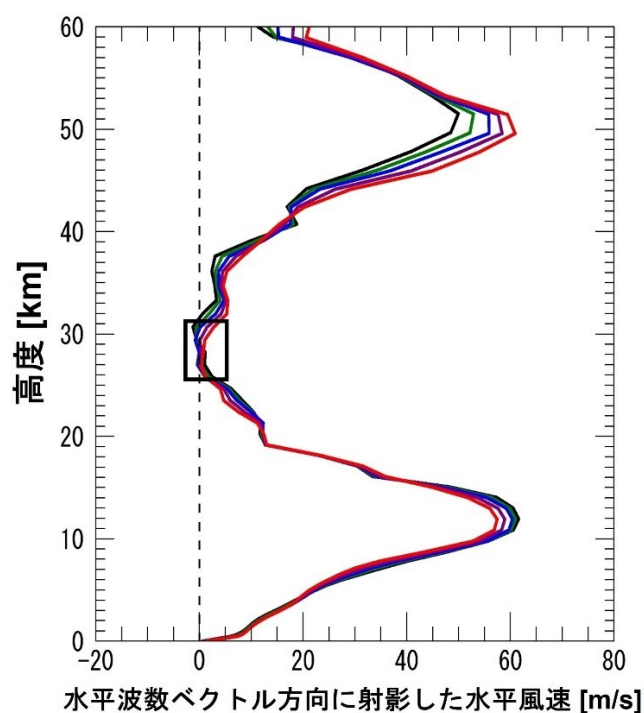


図 5-8 2022 年 1 月 3 日 22:00~1 月 4 日 02:00 における  $\theta = 40.0^\circ$  に射影した平均水平風速成分の高度プロファイル  
 地上から高度 60 km の水平風速成分の高度プロファイル (上)、黒い四角で囲まれた領域 (高度 25~31.7 km) の拡大図 (下)

次に、1月9日に観測されたイベント B について、観測当時の背景風速場を推定した。図 5-9 に、1月8日 22:00~1月9日 02:00 JST の水平風速の鉛直プロファイルを示す。停滞性の波動構造を検出したが、高度 30 km 付近に長時間クリティカルレベルが存在したため、少なくとも、観測拠点の周辺から直上に伝搬した山岳波ではないと考えられる。観測地点上空では、高度 30 km 付近にクリティカルレベルが存在するが、遠方から水平方向に伝搬し、クリティカルレベルの領域を回避して上部中間圏まで伝搬した山岳波の可能性もある。また、別の可能性としては、大気の局所的な力学的不安定性による Ripple 構造である。Ripple 構造の特徴としては、大気重力波に比べて波長が短く、典型的には 5~20 km の波構造を形成し、存在時間が 45 分以下程度である (Hecht, 2004)。ここで実施した解析では、観測データを約 1 時間分積算したため比較的寿命が長かった Ripple 構造が平滑化されず、明瞭になった可能性がある。

この波動構造が遠方から伝搬してきた山岳波か検証するためには、やはり、観測地点から時間を逆戻りさせる方向に伝搬シミュレーションする方法があるが、本研究で使用した MERRA-2 のモデルは高度が約 60 km までであるため、OH 大気光層の発光ピークである高度約 85 km の温度、風速などの背景大気パラメータを取得できない。より高い高度まで再現しているモデルを使用したり、複数のモデルを組み合わせることで、この波動構造の正体や起源を明らかにできる可能性がある。

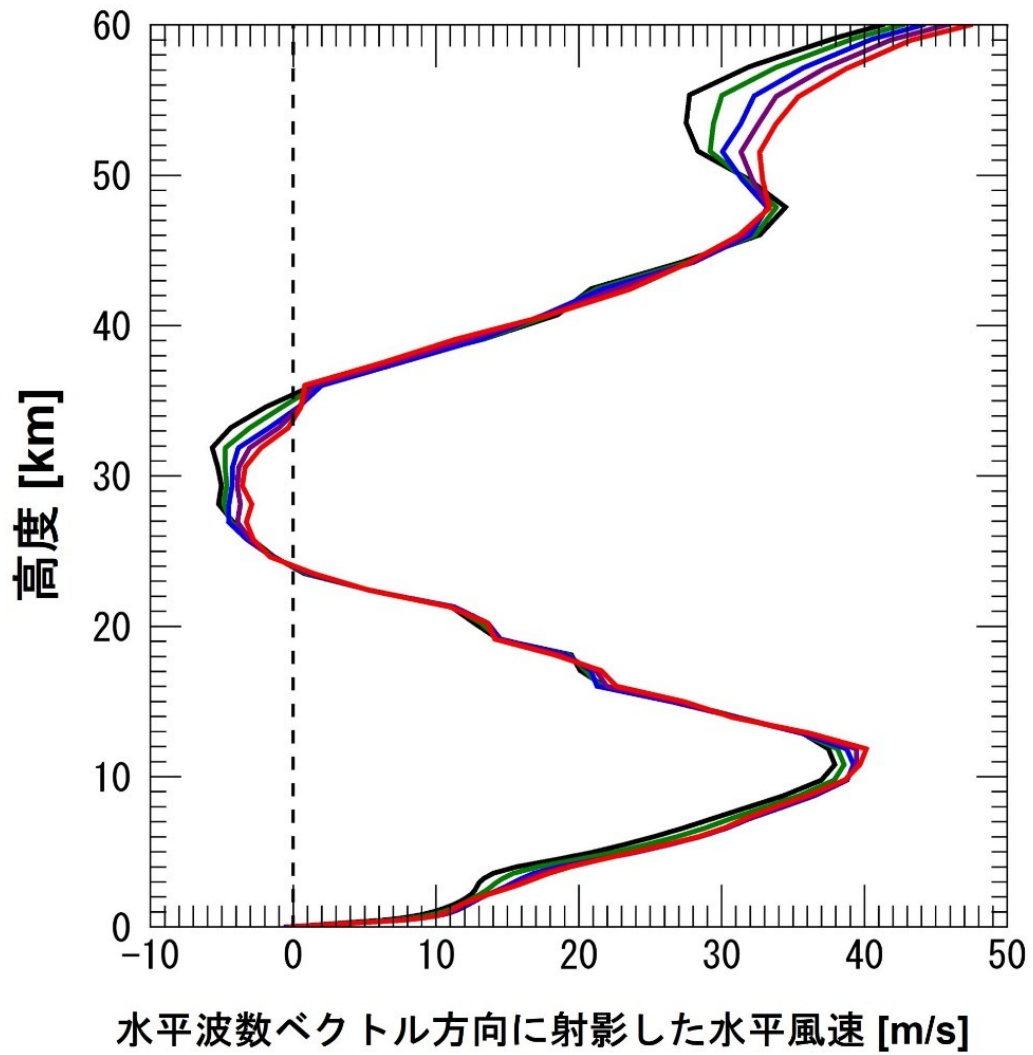


図 5-9 2022 年 1 月 8 日 22:00~1 月 9 日 02:00 における平均水平風速の高度プロファイル. 黒 : 22:00、緑 : 23:00、青 : 00:00、紫 : 01:00、赤 : 02:00

MERRA-2 データを使用し、城里町で実施したOH大気光観測期間中の風速場を導出し、山岳波が高度 60 kmまで伝搬可能であった日数を調査した。ただし、城里町上空で観測される可能性がある山岳波の典型的な波面方向は、1月4日に観測された山岳波と同様な方向だと仮定し、イベント A の波数ベクトル方向 $\theta = 40.0^\circ$  ( $220.0^\circ$ ) の方向に射影した水平風速成分を導出した。観測拠点 ( $36.5^\circ\text{N}$ ,  $140.3^\circ\text{E}$ ) を中心に  $35.5\sim 37.5^\circ\text{N}$ 、 $139.3\sim 141.3^\circ\text{E}$  の範囲において、2021年9月から2022年12月までの夜間 (18:00~27:00 JST) の水平風速データを時間と水平方向に平均した水平風速の高度プロファイルを作成し、山岳波の鉛直伝搬を阻害する要因が存在するかを調査した。図 5-10 に 2022 年 1 月の夜間平均水平風速高度プロファイルを示す。黒色の線プロットは各日の平均風速、青色の線プロットはクリティカルレベルが存在しなかった日の平均風速である。この図から 2022 年 1 月には、山岳波が高度 60 km まで鉛直伝搬可能であった日が 4 日あったことが判明した。同様に、2021 年 8 月から 2022 年 9 月までの風速プロファイルを確認したところクリティカルレベルが存在しなかった日は、2022 年 1 月を含め全部で 7 日あり、2022 年 1 月と 2 月にのみ存在した (表 5-2)。

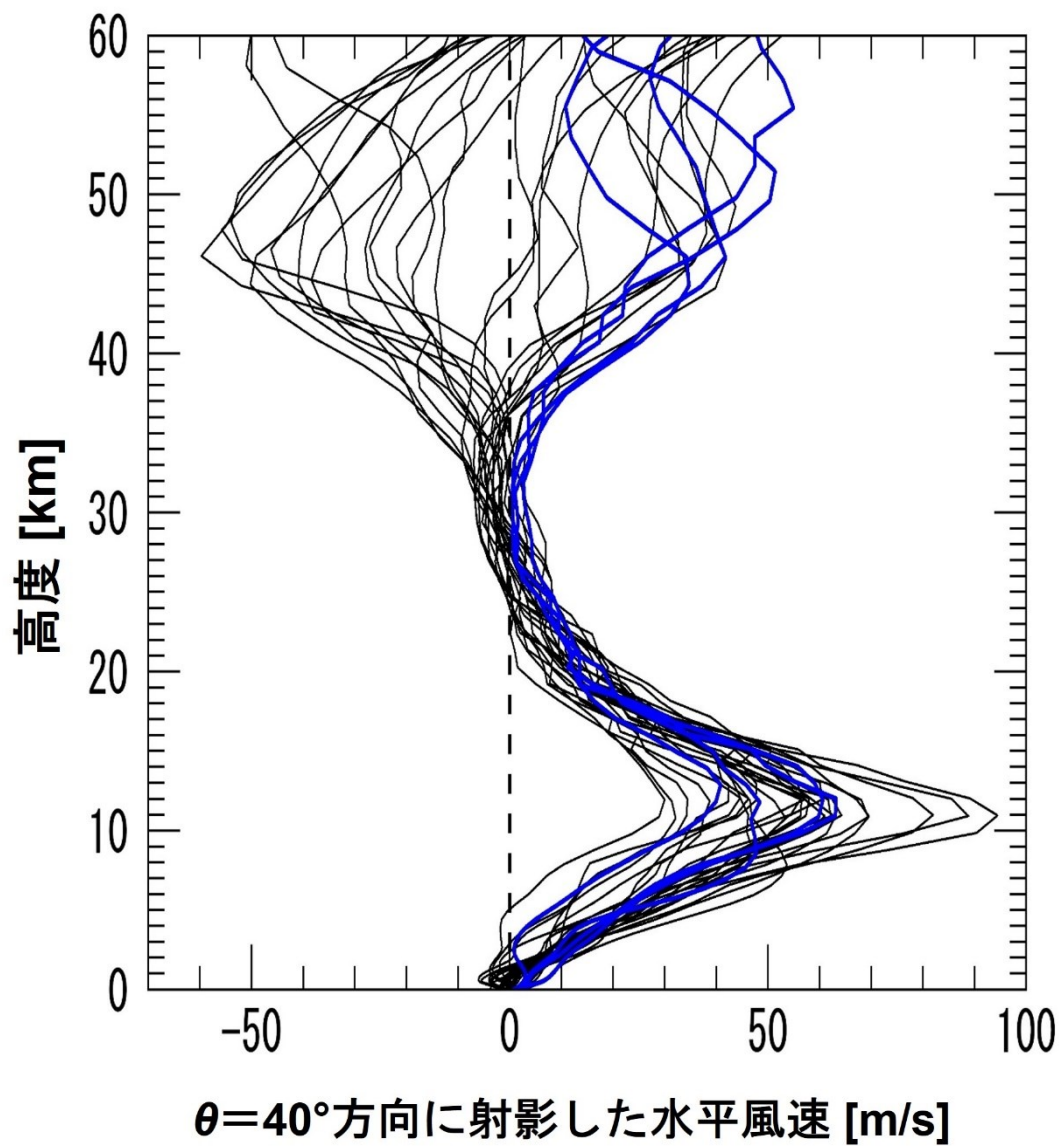


図 5-10 2022 年 1 月の夜間平均水平風速を  $\theta = 40^\circ$  に射影した風速成分の高度プロファイル

表 5-2 に、2021 年 8 月～2022 年 9 月の OH 大気光観測期間においてクリティカルレベルが存在しなかった 7 日間の OH 大気光観測データの有無と観測当時の天候状況をまとめた。クリティカルレベルが存在しなかった 7 日間のうち 1 月 13 日、1 月 14 日、2 月 20 日、2 月 21 日の 4 日間は、観測装置が正常に動作しておらず欠測であった日、もしくは、曇天、月やその散乱光のコンタミネーションによって有効な観測データが取得できなかった日であり、山岳波の検出が不可能な日であった。そのため、山岳波が検出可能であったと考えられる日数は 1 月 2 日、1 月 3 日、2 月 24 日の 3 日間であり、このうち 1 日で山岳波が検出された。4. 1 節で示したように、2018 年 5 月から 2019 年 12 月に明治大学生田キャンパス周辺の山岳地帯で山岳波が励起されていた場合には、年間で 28 日検出できる可能性があったが、実際に検出されたのは 1 例のみであった。城里町での観測では、山岳波が検出可能な日数は 3 日であったにも関わらず、そのうちの 1 日で山岳波が検出されていることから、Ishii et al. (2022) で山岳波のホットスポットと推定された東北地方では頻繁に山岳波が励起されており、条件が整えば山岳波が観測可能であると考えられる。ただし、城里町での観測は約 1 年しか実施できておらず、自動観測システムの動作が不安定で、度々観測が停止することがあり、1 週間程度欠測する期間もあった。そのため、この推計は、限られた観測機会の中でのものであり、小スケールな山岳地形で励起される山岳波の影響を大気モデルに組み込むためには、山岳地形のスケールと励起・伝搬する山岳波の卓越する水平スケールの関係、伝搬方向、励起から観測高度まで伝搬するのに要した時間、季節依存性といった重要な情報を、観測サンプル数を増やして明らかにしていく必要がある。そのためには、山岳波のホットスポットと推定された世界中の小スケール山岳地形で、その地域の風速場が山岳波の伝搬条件を満たすか調べ、より検出頻度が高いと考えられる場所に観測装置を移設、増設し、十分なサンプルが得られるまで観測を継続することが必要である。

表 5-2 OH 大気光観測状況と当時の天候から推定される山岳波検出可能性

日付	観測データ	天候	山岳波検出可能性
1月2日～3日	あり	晴	●
1月3日～4日	あり	晴	○
1月13日～14日	あり	曇天	×
1月14日～15日	なし*	曇天	×
2月20日～21日	あり	晴、月	×
2月21日～22日	あり	部分的に雲、月	×
2月24日～25日	あり	晴	●

\* 観測装置が正常に動作せず観測が停止していた。

○：山岳波を検出

●：山岳波が検出される可能性があったが、不検出

×：欠測、解析不可能なデータ

## 6 結論

本研究では、小スケールな山岳地形で励起される山岳波の励起伝搬過程を明らかにするために、明治大学生田キャンパス (35.6 °N, 139.5 °E) に円周魚眼レンズ、干渉フィルター、冷却 CCD で構成した OH 大気光イメージャーを設置し、2018 年 5 月から 2019 年 12 月まで OH 大気光イメージング観測を行った。観測拠点の西側に位置する富士山周辺の山岳地帯で励起され、関東地方上空の上部中間圏領域に伝搬する山岳波を観測対象としていたが、約 1 年 8 カ月の観測期間に検出された停滞性波動構造は 4 例のみであり、そのうち山岳波だと考えられるのは 1 例のみであった。Pautet et al. (2021) は、アンデス山脈の風下に位置するアルゼンチン南部 (53.8 °S, 67.7 °W) で、2018 年 3 月中旬から 2018 年 9 月中旬に OH 大気光観測を実施し、観測期間のうち 78 晩で合計 97 例の山岳波を検出した。この山岳波検出率と比較すると、本研究における山岳波の検出率 (1 例 / 1 年 8 カ月) は著しく低い。しかし、この 1 例は観測拠点周辺の山岳地形で励起された山岳波だと考えられ、小スケールな山岳地形から上部中間圏領域へ伝搬した山岳波の貴重な観測例であるといえる。

本研究で実施した OH 大気光観測による山岳波の検出率が低かった原因としては、(1) 富士山周辺の山岳地帯で山岳波が励起されても、鉛直上向きの伝搬経路中にクリティカルレベルやターニングレベルがあり、鉛直上向きの伝搬が阻害されている可能性、(2) 富士山周辺の山岳地帯では山岳波の励起頻度が低い、という 2 つの可能性が挙げられる。(1) については、再解析データ MERRA-2 を使用して観測当時の背景風速場を推定することで検証した。高度 1,000 m の風によって山岳波が励起され、その水平波数ベクトルが高度 1,000 m の風向と平行になるとして、各高度の水平風速度を水平波数ベクトル方向に射影し、その風速成分が 0 m/s にならないか (クリティカルレベルが存在しないか)、高度の変化に伴って急激に風速が変化する領域がないか (ターニングレベルが存在しないか) 調査した。OH 大気光観測を実施した 2018 年 5 月から 2019 年 12 月までの夜間の背景風速場を解析した結果、励起された山岳波が MERRA-2 の上限高度である高度約 60 km まで鉛直伝搬可能な風速場、かつ、OH 大気光観



測で有効な観測データが取得できていた日は28日存在した。しかし、実際に山岳波が観測されたのは2019年1月6日の1例のみであった。

そこで、(2)の富士山周辺の山岳地帯では山岳波の励起頻度が低い可能性を検証した。静止気象衛星ひまわり8号の可視光画像から山岳波の励起に必要な山越え気流に伴って発生する波状雲を検出することで日本域における山岳波の励起頻度分布を調べた。2018年1月から2018年12月までの1年間分の可視光画像から波状雲を目視で検出した。波状雲が検出された場合には、それぞれのイベントに対して、その雲列間隔(水平波長) $\lambda$ と波数ベクトル方向 $\theta$ を導出した。解析の結果、日本域においては、東北地方と北海道で波状雲の発生頻度が高く、生田を含む関東地方周辺は発生頻度が低いことを発見した。波状雲が頻繁に発生した東北地方に着目し、波状雲が検出された地点、検出された時間における高度1,000 mの風速度をMERRA-2の水平風速データを用いて導出し、波状雲の水平パラメータとの関係を調べた。東北地方で検出されたすべての波状雲の波面と背景風向がなす角度を導出したところ、その角度が $60^\circ$ 以上になるイベント数が全イベント数の約75%を占めていた。波状雲の雲列は発生源となった山岳の稜線と平行に近い形で発生するため、山岳の稜線に対して $60^\circ$ 以上の角度をもつ方角から風が吹く場合に、山岳波が励起されるために必要な山越えの気流が発生しやすいことが示唆された。

山岳波の励起源となる地形と風速場の関係を知るために国土地理院が提供する標高タイルを解析し、日本に存在する山岳の稜線の方法を抽出した。風速データに関しては、再解析データMERRA-2の高度1,000 mにおける水平風速データを使用し、山の稜線の方法と背景風向のなす角度 $\alpha$ を導出した。波状雲の波面と背景風向のなす角度の解析結果から $60^\circ < \alpha < 90^\circ$ となる場合には山岳波が励起される可能性が高い。2018年1年間分の水平風速データを使用して、日本域における $60^\circ < \alpha < 90^\circ$ を満たす風速データ数の割合 $P$ を導出したところ、波状雲の発生頻度分が高かった地域は、 $P$ の値が高い地域であることが判明した。日本域において波状雲が頻繁に発生した東北地方と北海道は $P$ の値が大きく、50%を超える地域も存在したが、波状雲があまり発生していなかった関東地

方周辺では、 $P$ の値も低く0～30%にとどまっていた。以上、波状雲と背景風、地形の稜線方向の関係から  $60^\circ < \alpha < 90^\circ$ を満たす場合には山岳波が励起されやすく、この条件を満たす風速場の割合が高い地域は山岳波が頻繁に励起されるホットスポットである。

MERRA-2の水平風速データと国土地理院標高タイルを使用して、全世界の山岳地形について  $\alpha$ を導出し、 $60^\circ < \alpha < 90^\circ$ を満たす風速データ数の割合  $P$ を導出し、山岳波のホットスポットを抽出した。Sato et al. (2009)では、高解像度地球大気モデルを使用して中層大気へ運動量を輸送する大気重力波の励起源を推定したが、地球規模の広大な山脈であるアンデス山脈と南極半島で励起される山岳波が中層大気に運動量を輸送していると推定されている。本研究で実施した  $\alpha$ を指標として山岳波のホットスポットを推定する方法でもアンデス山脈や南極半島は山岳波のホットスポットとして検出されており、先行研究の観測、数値実験による推定と整合する結果が得られた。ただし、本研究の解析では、1シーズン(3カ月)以上にわたって、 $60^\circ < \alpha < 90^\circ$ の条件を満たす水平スケール100 km以下の比較的小さな山岳地形が世界中(メキシコ、アフリカ北部、インド南部、東南アジアなど)に多数存在することを示した。1つ1つの地形の水平スケールは地球規模のスケールと比較した場合には非常に小さいが、それぞれの山岳で発生した山岳波が中層・高層大気まで伝搬する場合には、それぞれの波動が伝達する運動量の総和は、中層・高層大気の循環に大きな影響を与える可能性がある。よって、小スケールな山岳地形が地球大気に与える影響を正確に評価するためには、ホットスポットと推定された各地域で励起される山岳波が上部中間圏領域まで伝搬する可能性があるのか明らかにし、伝搬する場合には、励起・伝搬する山岳波の卓越する水平スケール、伝搬方向、励起から観測高度まで伝搬するのに要する時間、季節依存性などを理解することが重要である。

小スケールな山岳地形で励起される山岳波の伝搬過程を明らかにするために、日本域において  $60^\circ < \alpha < 90^\circ$ を満たすデータ数の割合  $P$ の値が大きかった東北地方上空が観測可能な茨城県城里町(36.5 °N, 140.3 °E)に、観測装置を移設してOH大気光イメージング観測を実施した。従来の大気光イメージング観測は

高感度な冷却 CCD を使用して、露光時間を長くすることで微弱な大気光の発光を捉えたが、最近の民生用カラーデジタルカメラのセンサーは感度が非常に高く、大気光の撮像も可能である。ただし、本研究で観測対象としている OH 大気光は近赤外領域の発光であるため、通常カラーデジタルカメラでは撮像できない。カラーデジタルカメラの赤外カットフィルターを除去し、近赤外線より波長が長い光を透過するハイパスフィルターを使用することで OH 大気光を撮像可能にした。

2021 年 8 月から 2022 年 9 月まで茨城県城里町で OH 大気光イメージング観測を実施した。2022 年 1 月 4 日 00:02~02:05 JST と 1 月 9 日 01:04~02:04 JST に停滞性の波動構造を検出した。MERRA-2 の水平風速データを使用して、停滞性波動構造が検出された時間の背景風速場を調べたところ、1 月 3 日から 4 日にかけての観測においては、01:00~02:00 JST の時間帯は高度約 60 km までクリティカルレベルやターニングレベルが存在しなかったため、山岳波が上部中間圏まで伝搬したものと考えられる。ただし、1 月 4 日 00:00~01:00 JST の風速場にはクリティカルレベルが存在していた。これは、MERRA-2 データの時間分解能が 3 時間であることや空間分解能が粗いことによって観測とのずれが検出されたものと考えられる。

また、1 月 9 日に検出されたイベントに関しては、停滞性波動構造が検出された時間帯とその前の時間で常に高度 30 km 付近にクリティカルレベルが存在していた。そのため、この停滞性波動構造は、観測拠点周辺から直上に伝搬した山岳波である可能性は低い。山岳波である場合には、遠方から水平方向に伝搬し、クリティカルレベルの領域を回避して、大気層まで鉛直伝搬した可能性がある。本研究で使用した MERRA-2 は高度約 60 km までの大気パラメータしか取得できないが、他のモデルと組み合わせて中間圏界面高度までの背景大気パラメータを取得し、停滞性波動が検出された地点から波動の逆伝搬シミュレーションを実施することで、励起源が特定できる可能性がある。

城里町での約 1 年間の観測期間中における背景風速場を調べると、山岳波が伝搬可能な風速場条件を満たした日は、計 7 日間存在した。このうちの 4 日間

はシステムの停止による欠測や曇天で有効な観測データが取得できなかった。そのため観測機会があったのは3日間だけであったが、そのうちの1日である1月4日に山岳波が検出された。観測機会が3日と少ない中で、1例の山岳波が検出されたことから、地形と風速場の関係から推定された通り山岳波の励起頻度そのものは、関東周辺の山岳地帯に比べると高いと考えられる。ただし、この推計は、限られた観測機会の中でのものであり、小スケールな山岳による山岳波の影響を大気モデルに組み込むためには、山岳地形のスケールと励起・伝搬する山岳波の卓越する水平スケール、伝搬方向、励起から観測高度まで伝搬するのに要した時間、伝搬頻度・伝搬方向の季節依存性といった情報が重要であり、観測サンプル数を増やして、明らかにする必要がある。そのためには、山岳波のホットスポットと推定された世界中の小スケールな山岳地地形で、その地域の風速場が山岳波の伝搬条件を満たすか調査し、より検出頻度が高いと考えられる場所に観測装置を移設、増設し、十分なサンプルが得られるまで観測を継続することが必要である。

## 参考文献

- [1] Alaka, M. A. (Ed.), The airflow over mountains, WMO Technical Notes No. 34, 1-135 (1960)
- [2] Booker, J., & Bretherton, F., The critical layer for internal gravity waves in a shear flow, *Journal of Fluid Mechanics*, 27(3), 513-539. doi:10.1017/S0022112067000515 (1967)
- [3] Corby, G. A., Preliminary study of atmospheric waves using radiosonde data, *Quart J. R. Meteor. Soc.*, 83, 49-60 (1957)
- [4] Eliassen A., Palm E., On the transfer of energy in stationary mountain waves. *Geofys Publ* 22:1–23 (1961)
- [5] Fritts, D. C. and Alexander, M. J., Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere, *Reviews of Geophysics*, 41(1), 1003 (2003)
- [6] Fritz, S., The significance of mountain lee waves as seen from satellite pictures, *J. Appl. Meteor.*, 4, 31-37 (1965)
- [7] Gelaro R., McCarty W., Suárez M. J., Todling R., Molod A., Takacs L., Randles C. A., Darmenov A., Bosilovich M. G., Reichle R., Wargan K., Coy L., Cullather R., Draper C., Akella S., Buchard V., Conaty A., da Silva A. M., Gu W., Kim G-K., Koster R., Lucchesi R., Merkova D., Nielsen J. E., Partyka G., Pawson S., Putman W., Rienecker M., Schubert S. D., Sienkiewicz M., Zhao B., The modern-era retrospective analysis for research and applications, version 2 (MERRA-2). *J Clim* 30(14):5419–5454 (2017)
- [8] Gong, S., Yang, G., Xu, J., Liu, X., Li, Q. Gravity Wave Propagation from the Stratosphere into the Mesosphere Studied with Lidar, Meteor Radar, and TIMED/SABER. *Atmosphere*, 10, 81. <https://doi.org/10.3390/atmos10020081> (2019)
- [9] Hecht, J. H., Instability layers and airglow imaging, *Reviews of Geophysics*, 42 (2004)
- [10] Hines, O. C., On ray paths in mountain waves, *Journal of Atmospheric Sciences*, 45(2),323-328 (1988)
- [11] Igarashi K., Namboothiri S. P., Kishore P., Tidal structure and variability in the mesosphere and lower thermosphere over Yamagawa and Wakkanai. *J Atmos Solar Terr Phys* 64(8–11), 1037–1053 (2002)
- [12] Ishii, S., Tomikawa, Y., Okuda, M. et al. Relationship between topography, tropospheric wind, and frequency of mountain waves in the upper mesosphere over the Kanto area of Japan. *Earth Planets Space* 74, 6. <https://doi.org/10.1186/s40623-021-01565-3> (2022)

- [13] Iwahashi J., Development of landform classification using digital elevation model. *Annals Disas Prev Res Inst, Kyoto Univ*, No. 37 B-1 (1994)
- [14] Johnston, J. E., and A. L. Broadfoot, Midlatitude observations of the night airglow: Implications to quenching near the mesopause, *J. Geophys. Res.*, 98, 21, 593(21), 603 (1993)
- [15] Lakshmi Narayanan, V., Gurubaran, S., Emperumal, K., Airglow imaging observations of small-scale Structures driven by convective instability in the upper mesosphere over Tirunelveli (8.7°N), *J. Geophys Res: Atmospheres*, 115, D19 (2010)
- [16] Liu, G, and Shepherd, G. G., An empirical model for the altitude of the OH nightglow emission, *Geophysical Research Letters*, 33 (2006)
- [17] Nakamura, T., Higashikawa, A., Tsuda, T., and Matsushida, V., Seasonal variations of gravity wave structures in OH airglow with a CCD imager at Shigaraki, *Earth Planets Space*, 51, 897–906 (1999)
- [18] Namboothiri S. P., Tsuda T., Nakamura T., Interannual variability of mesospheric mean winds observed with the MU radar. *J Atmos Solar Terr Phys* 61(15):1111–1122 (1999)
- [19] Nappo, C. J., *An Introduction to Atmospheric Gravity Waves*, Academic Press (2013)
- [20] Nishioka Y., Nagatsu J., PNG elevation tile: design and implementation of the elevation file format for web use. *Geoinformatics* 26:155–163 (2015)
- [21] Pautet P-D., Taylor M. J., Fritts D. C., Janches D., Kaifler N., Drnbrack A., Hormaechea J. L., Mesospheric mountain wave activity in the lee of the Southern Andes. *J Geophys Res.* <https://doi.org/10.1029/2020JD033268> (2021)
- [22] Richter J. H., Sassi F., Garcia R. R., Toward a physically based gravity wave source parameterization in a general circulation model. *J Atmos Sci* 67(1), 136–156 (2010)
- [23] Sato K., Watanabe S., Kawatani Y., Tomikawa Y., Miyazaki K., Takahashi M., On the origins of mesospheric gravity waves. *Geophys Res Lett* 36:L19801. <https://doi.org/10.1029/2009GL039908> (2009)
- [24] Schoeberl, R. M., The penetration of mountain waves into the middle atmosphere, *Journal of the atmospheric sciences*, 48, 2856-2864 (1985)
- [25] Suzuki, S., Shiokawa, K., Otsuka, Y., Ogawa, T., Kubota, M., Tsutsumi, M., Nakamura, T., and Fritts, D. C., Gravity wave momentum flux in the upper mesosphere derived from OH airglow imaging measurements. *Earth Planet Sp* 59, 421–428. <https://doi.org/10.1186/BF03352703> (2007)

- [26] Suzuki, S., Shiokawa, K., Liu, A. Z., Otsuka, Y., Ogawa, T., and Nakamura, T., Characteristics of equatorial gravity waves derived from mesospheric airglow imaging observations, *Ann. Geophys.*, 27, 1625–1629, <https://doi.org/10.5194/angeo-27-1625-2009> (2009)
- [27] Suzuki, H., Chino, H., Sano, Y. et al. Imaging-based observations of low-latitude auroras during 2001–2004 at Nayoro, Japan. *Earth Planet Sp* 67, 107, <https://doi.org/10.1186/s40623-015-0278-z> (2015)
- [28] Watanabe S., Kawatani Y., Tomikawa Y., Miyazaki K., Takahashi M., Sato K., General aspects of a T213L256 middle atmosphere general circulation model. *J Geophysical Res.* <https://doi.org/10.1029/2008JD010026> (2008)
- [29] Wn, M-F., M. A. Geller, J. G. Olson and M. E. Gelman, Troposphere-Stratosphere (Surface-55 km) monthly general circulation statistics for the northern hemisphere - four year averages, NASA Tech. Rep. TM 86182 (1984)
- [30] Yigit E., Medvedev A. S., Aylward A. D., Hartogh P., Harris M. J., Modeling the effects of gravity wave momentum deposition on the general circulation above the turbopause. *J Geophys Res* 114, D07101. <https://doi.org/10.1029/2008JD011132> (2009)
- [31] Yuan, T., She, C.-Y., Krueger, D. A., Sassi, F., Garcia, R., Roble, R. G., Liu, H.-L., and Schmidt, H., Climatology of mesopause region temperature, zonal wind, and meridional wind over Fort Collins, Colorado (41°N, 105°W), and comparison with model simulations, *J. Geophys. Res.*, 113, D03105, doi:10.1029/2007JD008697 (2008)
- [32] Zhang, S. D., Yi, F., Hu, X., MF radar observation of mean wind and tides of winter mesopause (80–98km) region over Wuhan (30°N, 114°E), *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, Vol. 66, Issue 1, pp. 15-25 (2004)
- [33] 伊藤讓司, 西村修司, 田中武夫, 岡本幸三, ひまわり 8 号気象衛星講座, 東京堂出版 (2016)
- [34] 及川正行, 柏木正, 伊賀啓太, 市川香, 柳哲雄, 地球環境を学ぶための流体力学, 成山堂書店 (2001)
- [35] 奥田雅大, 大気光イメージング観測による関東平野上空の山岳波の研究, 明治大学大学院理工学研究科修士論文 (2018) (未公刊)
- [36] 小倉義光, 一般気象学 [第 2 版補訂版], 東京大学出版会 (2016)

- [37] 川原啄治, 小野廣明, 井上良紀, 安田孝志, 桜井明, 新見英幸, 森岡茂樹,  
流体力学シリーズ 1 流体における波動, 朝倉書店 (1989)
- [38] 等松隆夫, 永田武, 超高層大気のパ理学, 裳華房 (1973)
- [39] 松野太郎, 島崎達夫, 大気科学講座 3, 成層圏と中間圏の大気, 東京大学出版会 (1981)
- [40] ウェザーニュース, 富士山の風下に雨を告げる巨大な「つるし雲」, 2020,  
<https://weathernews.jp/s/topics/202002/150175/>  
(参照 2022 年 12 月 21 日)
- [41] 国土地理院, 地理院地図, <https://www.gsi.go.jp/> (参照 2020 年 2 月 8 日)
- [42] 情報通信研究機構-NICT, ひまわり 8 号動画ライブラリ, <http://himawari8.nict.go.jp/ja/himawari8-movie.htm> (参照 2020 年 2 月 8 日)



## 謝辞

本研究の指導教員である明治大学理工学部物理学科の鈴木秀彦准教授には、私が学部4年生のころから現在まで6年間ご指導をいただきました。私にとって鈴木研で過ごした6年間は、非常に充実した時間でした。本研究で観測対象とした大気光以外の大気現象の観測も経験させていただき、北海道や北関東に出張したり、時には他の研究機関の研究者と協力して観測を実施したりと様々な経験を通して地球・惑星大気分野の研究の面白さ、フィールドに出て観測することの楽しさ、研究を進めるうえでチーム力や協調性が重要であることをご教授いただきました。鈴木先生の何事も楽しんで研究・観測に取り組む姿勢を身近で感じさせていただき、研究者になりたいと明確に考えるようになり、博士後期課程への進学を決断しました。しかし、博士後期課程の3年間は、世界的にCOVID-19（新型コロナウイルス感染症）が蔓延した時期であり、思うように観測・研究が出来ませんでした。特に、1年生の前半は緊急事態宣言が発令されていたため、大学への入構制限がかけられており、私以外の学生は研究室に来ることが出来ないという状況でした。毎日1人で研究室にいると精神的に折れそうになりましたが、鈴木先生が研究室に来て温かいお言葉をかけて支えてくださったので、何とかコロナ禍を耐えて研究に取り組み、成果を出すことが出来ました。本学位請求論文の執筆にあたって鈴木先生からたくさんのお励みのお言葉を頂いたおかげで執筆することが出来ました。私が博士後期課程に在籍した3年間は、鈴木研の卒研究生、修士生の人数が過去最多の期間でもあり、委員会の業務も重なり、非常にご多忙であったと拝察いたします。そのような状況でも観測・研究に関することは勿論のこと、本研究の原著論文の執筆や各種申請書の作成などでご相談させていただいた際にも、丁寧なご対応で的確なご助言を頂くなど、多くのことをご教示いただきました。鈴木研で培った観測・研究の技術、知識と研究者としての心構えを礎として、今後の研究者人生を歩んで参る所存です。本当にありがとうございました。

お忙しい中、本学位請求論文を審査していただきました明治大学理工学部物理学科の立川真樹教授と長島和茂教授に深く感謝申し上げます。論文説明会、論文審査では、先生方が専門とされている研究分野とは異なる分野の研究にも関わらず、関心を持って私の研究内容をお聴きいただき、理論と観測、解析についての的確なご指摘や建設的な議論をしていただきました。先生方から頂いた

重要なコメントを参考にさせていただいたことで、本論文を完成させることが出来ました。心から感謝申し上げます。

また、博士後期課程に在籍した 2020 年度から 2022 年度の 3 年間は、明治大学理工学部助手として「基礎物理学実験 1・2」を担当しました。明治大学理工学部物理学科の長島和茂教授、小田島仁司教授、安井幸夫教授、鈴木秀彦准教授に大変お世話になりました。学生を指導した経験と実験の準備、授業運営、学生への対応など先生方の指導者としての姿を見て多くのことを学ばせていただきました。深く感謝いたします。

ここに名前を出させていただいた方々以外にも多くの方にご協力いただき、博士論文を執筆することが出来ました。苦楽を共に過ごしてきた地球・惑星大気物理研究室の先輩・同輩・後輩の皆様には感謝申し上げます。研究室で地球大気や木星、地球照の研究について議論し、協力して観測に取り組んだ時間、それぞれの趣味の話で盛り上がった時間、研究室のイベントを計画したり、生明祭の展示発表に向けて準備した時間、どれも私にとって大切な思い出です。研究室に 6 年間も在籍するとたくさんの人たちと出会いました。一人一人、個性豊かな人ばかりで、皆様と会話することで視野が広がり多くのことを学びました。研究室での生活がこれほど充実したものになり、本研究を進めることが出来たのは、先輩からのご指導と同輩、後輩からの刺激やサポートがあったからだと確信しております。皆様本当にありがとうございました。

最後に、博士後期課程まで進学させていただき、支えて頂いた両親に感謝申し上げます。また、本研究で実施した茨城県城里町での OH 大気光観測は実家で実施させていただきました。観測装置のトラブルが発生した際には、観測システムを再起動してもらうなど研究観測の面でもサポートしていただきました。私が大学、大学院に進学したいと伝えた際には快く承諾して、学費や生活費の面でも支援していただきました。私が学びたいこと、やりたいことが充分に出来る環境を与えていただいたことに深く感謝いたします。