



Untersuchung von atmosphärischen Wellen anhand von bodennahen Druckmessungen und Beobachtungen des Airglows aus der Mesopausenregion

Masterarbeit im Studiengang Physik von

Leon Knez

März 2023

Erstprüfer: Prof. Dr. Michael Bittner

Zweitprüfer: Dr. Andreas Hörner

angefertigt am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR) Oberpfaffenhofen

Inhaltsverzeichnis

| 1. | Einleitung | 1 |
|----|---|--|
| 2. | Theoretische Grundlagen 2.1. Bewegungsgleichungen 2.1.1. allgemeine Bewegungsgleichungen 2.1.2. Akustische Wellen und Infraschallwellen 2.1.3. Schwerewellen 2.1.4. Lambwellen 2.2. Airglow 2.2.1. chemische Reaktionen 2.2.2. Intensität | 3 3 8 11 13 14 14 15 |
| | 2.2.3. Rotationstemperatur $\dots \dots \dots$ | 17 18 |
| 3. | Messgeräte und Messaufbau 3.1. Infraschallmikrobarograph 3.2. Messaufbau DINO 1 & DINO 2 3.3. GRIPS 3.4. BAIER 3.5. Verbesserung der Datenqualität in FFB 3.5. Verbesserung des Hunga Tonga - Hunga Ha'apai - Signals | 19 20 23 28 29 30 35 |
| 4. | 4.1. Signal in der Wetterstation 4.2. Signal in DINO 4.3. Signal in GRIPS 4.4. Signal im BAIER | 35 35 40 47 56 |
| 5. | Zusammenfassung und Ausblick | 59 |
| A. | Zusätzliche DatenA.1. OH-Q(3-1)/OH-Q(4-2) VerhältnisseA.2. Wavelet-Analysen der GRIPS-Daten vom 15./16.01.2022A.3. Spektralintensitäten der GRIPS-Daten vom 15./16.01.2022A.4. Vergleiche von Temperatur und Intensität aus GRIPSA.5. Waveletanalysen der GRIPS-Daten vom 07./08.12.2021A.6. BAIER | 61 64 66 69 72 73 |
| LI | teraturverzeicnnis | TT |

| Danksagung | 81 |
|---------------------------|----|
| Eidesstattliche Erklärung | 83 |

Abbildungsverzeichnis

| 2.1. | Komponenten der Gravitationsbeschleunigung g | 4 |
|-------|---|----|
| 2.2. | Äste der Dispersionsrelation für allgemeine Wellenbewegungen | 9 |
| 2.3. | Ausbreitungsmuster von Infraschallwellen in einer thermisch geschichteten | |
| | Atmosphäre | 10 |
| 2.4. | Ausbreitungsrichtung bei hoch- bzw. niedrigfrequenten Schwerewellen | 13 |
| 2.5. | OH-Airglow-Spektrum vom 29.10.2012 | 16 |
| 2.6. | OH-Spektren bei Bewölkung | 17 |
| 3.1. | Europakarte mit Messgeräte-Standorten | 19 |
| 3.2. | Infrasound Measuring Chain | 20 |
| 3.3. | Windrauschunterdrückungssystem | 21 |
| 3.4. | Differentieller Drucksensor | 21 |
| 3.5. | Empfindlichkeitsgrenzen der DINO-Sensoren | 22 |
| 3.6. | Schema des DINO-Messaufbaus vom 06.12.2021 bis zum 07.06.2022 | 23 |
| 3.7. | Fotos vom DINO-Messaufbau vor und nach dem 06.12.2021 | 25 |
| 3.8. | Schema des DINO-Messaufbaus ab dem 07.06.2022 | 26 |
| 3.9. | Fotos vom DINO 2-Messaufbau in Fürstenfeldbruck | 27 |
| 3.10. | Aufbau eines GRIPS-Instruments | 28 |
| 3.11. | OH- und O_2 -Airglow-Aufnahmen von BAIER am 20.02.2014 | 29 |
| 3.12. | Druckstörungen in den DINO 1-Messungen durch Sonneneinstrahlung am | |
| | 12.12.2022 | 30 |
| 3.13. | Infraschallsignale im DINO 1 und DINO 2 am 14.12.2022 | 31 |
| 3.14. | Waveltet-Analyse der DINO 1-Daten vom 14.12.2022 | 33 |
| 3.15. | Waveltet-Analyse der DINO 2-Daten vom 14.12.2022 | 33 |
| 3.16. | Vergleich der Mikrobarome in den DINO-Daten am 14.12.2022 (0,2 Hz - | |
| | 0,3 Hz) | 34 |
| 3.17. | Vergleich der Mikrobarome in den DINO-Daten am 14.12.2022 (0,1 Hz - | |
| | 0,3 Hz) | 34 |
| 4.1. | Vergleich der HTHH-Lambwelle mit Simulation | 36 |
| 4.2. | Lambwelle in den Wetterstationsdaten | 37 |
| 4.3. | Wavelet-Analyse der Lambwelle in den Wetterstationsdaten | 39 |
| 4.4. | Gemittelte Druckamplituden der Lambwelle in den Wetterstationsdaten in | |
| | bestimmten Frequenzbereichen | 39 |
| 4.5. | Lambwelle des HTHH in den Druckdaten der DINO-Instrumente | 41 |
| 4.6. | Wavelet-Analyse der Druckdaten für die Lambwelle in CH1 (Minutenmittel) | 42 |
| 4.7. | Wavelet-Analyse der Druckdaten für die Lambwelle in CH1 (voll aufgelöst) | 42 |

| 4.8. Lambwellen in den Mikrobarographen-Daten in Studenec | 44 |
|---|----|
| 4.9. Bestimmung der Ankunftszeit der Lambwelle in den CH1-Messdaten | 46 |
| 4.10. Vergleich der Druckdaten aus Oberpfaffenhofen und Mailand | 46 |
| 4.11. Airglow-Messungen der GRIPS-Stationen in der Nacht vom 15.16.01.2022 | 47 |
| 4.12. Q(3-1)/Q(4-2) - Verhältnis UFS | 48 |
| 4.13. Wavelet-Analyse der UFS-GRIPS-Messungen am 15./16.01.2022 | 49 |
| 4.14. Wavelet-Analyse der OTL-GRIPS-Messungen am 15./16.01.2022 | 49 |
| 4.15. Gemittelte Intensität der UFS-Wavelet-Analyse vom 15./16.01.2022 (1 mHz | |
| - 5 mHz) | 50 |
| 4.16. Gemittelte Intensität der OTL-Wavelet-Analyse vom 15./16.01.2022 (0,3 mHz | |
| - 1 mHz) | 52 |
| 4.17. Betrachtung des Phasenunterschieds zwischen Intensität und Temperatur | |
| in den UFS-GRIPS-Daten | 53 |
| 4.18. Fits der Intensität für Berechnung des Krassovsky η für GRIPS 8 | 54 |
| 4.19. Vergleich der OTL- und SBO-Airglow-Messungen vom 07./08.12.2021 . | 55 |
| 4.20. Vergleich der Airglow-Messungen der GRIPS-Stationen vom 14./15.01.2022 | 55 |
| 4.21. BAIER-Aufnahmen in der Nacht vom 16.01.2022 | 56 |
| | |
| A.1. $Q(3-1)/Q(4-2)$ - Verhältnis OTL | 61 |
| A.2. $Q(3-1)/Q(4-2)$ - Verhältnis CAT | 62 |
| A.3. $Q(3-1)/Q(4-2)$ - Verhältnis OHP | 62 |
| A.4. $Q(3-1)/Q(4-2)$ - Verhältnis SBO | 63 |
| A.5. Wavelet-Analyse der CAT-GRIPS-Messungen am 15./16.01.2022 | 64 |
| A.6. Wavelet-Analyse der OHP-GRIPS-Messungen am 15./16.01.2022 | 65 |
| A.7. Wavelet-Analyse der SBO-GRIPS-Messungen am 15./16.01.2022 | 65 |
| A.8. Gemittelte Intensität der OTL-Wavelet-Analyse vom 15./16.01.2022 (1 mHz | |
| - 5 mHz) | 66 |
| A.9. Gemittelte Intensität der CAT-Wavelet-Analyse vom 15./16.01.2022 (1 mHz | |
| - 5 mHz) | 67 |
| A.10. Gemittelte Intensität der OHP-Wavelet-Analyse vom 15./16.01.2022 (1 mHz | |
| - 5 mHz) | 67 |
| A.11. Gemittelte Intensität der SBO-Wavelet-Analyse vom 15./16.01.2022 (1 mHz | |
| - 5 mHz) | 68 |
| A.12. Betrachtung des Phasenunterschieds zwischen Intensität und Temperatur | |
| in den OTL-GRIPS-Daten | 69 |
| A.13. Betrachtung des Phasenunterschieds zwischen Intensität und Temperatur | |
| in den CAT-GRIPS-Daten | 70 |
| A.14. Betrachtung des Phasenunterschieds zwischen Intensität und Temperatur | |
| in den OHP-GRIPS-Daten | 70 |
| A.15. Betrachtung des Phasenunterschieds zwischen Intensität und Temperatur | |
| in den SBO-GRIPS-Daten | 71 |
| A.16. Wavelet-Analyse der OTL-GRIPS-Messungen am 07./08.12.2021 | 72 |
| A.17. Wavelet-Analyse der SBO-GRIPS-Messungen am 07./08.12.2021 | 72 |
| A.18. Einfluss des Mondlichts in BAIER in der Nacht am 16.01.2022 (OH) | 73 |

| A.19. Einfluss des Mondlichts in BAIER in der Nacht am 16.01.2022 (O_2) | 74 |
|---|----|
| A.20. Intensität der BAIER-Daten als Zeitreihe (OH) | 74 |
| A.21. Intensität der BAIER-Daten als Zeitreihe (O_2) | 75 |
| A.22. Intensität der BAIER-Daten ohne Einfluss des Mondlichts als Zeitreihe | 75 |

Tabellenverzeichnis

| 4.1. | Propagationsdauer und Geschwindigkeiten der Lambwelle in den Wetter- | |
|------|--|----|
| | stationsdaten | 38 |
| 4.2. | Ankunftszeiten und Geschwindigkeiten der Signale gemessen durch die | |
| | Wetterstation und die DINO-Instrumente | 43 |
| 4.3. | Daten über die Wellen vom 16.01.2022 in den GRIPS-Messungen | 51 |

Abkürzungsverzeichnis

| BAIER | Bavarian Airglow ImagER |
|-------|--|
| CAT | Catania |
| CH1 | Channel 1 |
| CH2 | Channel 2 |
| CH3 | Channel 3 |
| DFD | Deutsches Fernerkundungsdatenzentrum |
| DINO | DLR INfrasound Observations |
| DLR | Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt |
| EOC | Earth Observation Center |
| FFB | Fürstenfeldbruck |
| GPO | Geophysikalisches Observatorium |
| GRIPS | GRound-based Infrared P-branch Spectrometer |
| нтнн | Hunga Tonga - Hunga Ha'apai |
| LMU | Ludwig-Maximilians-Universität München |
| MAI | Mailand |
| OASIS | Observations of Airglow with Spectrometer and Imager Systems |
| OHP | Observatoire de Haute-Provence |
| OPN | Oberpfaffenhofen |
| OTL | Otlica |
| P1 | Paket 1 |
| P2 | Paket 2 |
| SBO | Sonnblick-Observatorium |
| STU | Studenec |
| UFS | Umweltforschungsstation Schneefernerhaus |

1. Einleitung

Viele Naturgefahren generieren bei ihrer Entstehung Wellen verschiedenster Art, seien es Erdbeben, Vulkanausbrüche, Tsunamis oder andere Ereignisse wie Gewitter oder auch Lawinen. Im Fall von Tsunamis handelt es sich bereits selbst um eine Form dieser Wellen. Handelt es sich in einigen Fällen, wie bei Erdbeben, zwar um seismische Wellen, so koppelt doch ein Teil davon in die Atmosphäre ein und kann dort als sog. Infraschall- oder atmosphärische Schwerewelle registriert werden. Für die Frühwarnung vor den genannten Naturgefahren sind diese Wellen aber kaum geeignet, da sie sich in der Regel langsamer bewegen, als die Wellen an der Erdoberfläche, die für die bekannten großen Schäden verantwortlich sind.

Bittner et al. (2010) waren in diesem Zusammenhang die ersten, die anstelle bodengebundener Druckmessungen vorschlugen, im Falle eines Tsunamis, die von dem Tsunami generierten Infraschallwellen im sog. Airglow zu detektieren. Dabei handelt es sich um elektromagnetische Strahlung im nahen Infrarotbereich, die von einer Schicht angeregter Moleküle und Atome in ca. 80 km - 100 km Höhe emittiert wird. Das Airglow wird an vielen Standorten weltweit seit Jahrzehnten mittels Infrarotspektrometern zur Temperaturbestimmung im Rahmen der Klimaforschung beobachtet. Platziert man nun ein Spektrometer an einem Küstenverlauf und richtet es auf den Himmel über dem offenen Meer, so könnte es theoretisch eine von einem Tsunami ausgelöste Infraschallwelle ca. fünf Minuten nach ihrer Generierung im Airglow erkennen. Diese Zeit reicht aus, um Warnungen für die Küstenbevölkerung zu präzisieren, da der Tsunami je nach örtlicher Gegebenheit mindestens 10 min - 15 min bis zur Küste benötigt. Seismologische Messungen allein liefern in der Regel keine ausreichenden Hinweise, ob es einen Tsunami gegeben hat oder nicht. Derartige Messungen sind bislang noch kaum untersucht worden. Im Rahmen des OASIS-Projekts (Observations of Airglow with Spectrometer and Imager Systems) des Earth Observation Center (EOC) am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Oberpfaffenhofen (OPN) wurden daher 2022 erstmals speziell für diesen Zweck entwickelte Airglow-Messgeräte an einer besonders tsunamigefährdeten Küste in Chile in Betrieb genommen.

Parallel wird daran weitergearbeitet, Infraschallwellen an einem Ort gleichzeitig sowohl in den Daten eines bodengebundenen Mikrobarographen als auch in denen von Airglow-Spektrometern zu detektieren. Dazu wurde 2020 erstmals ein Mikrobarograph mit drei Sensoren am Deutschen Fernerkundungsdatenzentrum (DFD) in OPN in Betrieb genommen. Dabei zeigte sich, dass es eine Reihe von Störeinflüssen auf die Messungen gibt, die ggf. durch Verbesserungen am Instrument sowie durch den Umzug an einen geeigneteren Standort behoben werden können. Im Rahmen dieser Arbeit werden daher einige Änderungen am Instrument vorgenommen und der Mikrobarograph aufgeteilt in zwei unabhängige Systeme (mit zwei bzw. einem Sensor), von denen ein System seit Juni 2022 am Geophysikalischen Observatorium (GPO) in Fürstenfeldbruck (FFB) misst. Dieser Standort bietet aufgrund seiner Abgelegenheit noch einmal deutlich bessere Messbedingungen.

Vor dem geplanten Umzug des Instruments ereignete sich am 15.01.2022 der Ausbruch des Vulkans Hunga Tonga - Hunga Ha'apai (HTHH) im Königreich Tonga und löste eine Schockwelle in der Atmosphäre aus, die sich in Form einer konzentrischen Lambwelle mehrfach über den gesamten Erdball ausbreitete (Amores et al., 2022; Matoza et al., 2022). Durch die globalen Ausmaße stellt diese Lambwelle ein nahezu ideales Ereignis für den Vergleich von Mikrobarometerdaten und Aiglow-Messungen dar. Dieses außergewöhnliche Signal konnte von dem Mikrobarographen in OPN gut gemessen werden. Zusätzlich zeigten sich an vielen Airglow-Messtationen in Europa Wellensignaturen, wie sie in über zehn Jahren Beobachtungen zuvor noch nie registriert worden waren. Der Ausbruch des HTHH und die dabei generierten Wellen werden daher ausführlich diskutiert.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Bewegungsgleichungen

In diesem Kapitel wird zuerst ein allgemeines Gleichungssystem für Bewegungsvorgänge in der Atmosphäre betrachtet, das zu Wellenbewegungen als Lösung führt. Dann wird auf Spezialfälle und -lösungen für dieses System eingegangen. Der Inhalt und sämtliche Herleitungen in diesem Kapitel 2.1 richten sich, wenn nicht anders angegeben, nach Pichler (1997).

2.1.1. allgemeine Bewegungsgleichungen

Bei der Beschreibung von Bewegungsabläufen in einer reibungsfreien Atmosphäre wird die Bewegung eines einzelnen Gasvolumens betrachtet, auf das verschiedene Kräfte einwirken. Befindet sich das Gasvolumen in einem rotierenden Koordinatensystem, so ergibt sich als Bewegungsgleichung die Navier-Stokes-Gleichung in folgender Form:

$$\rho \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t} = \rho \boldsymbol{g} - \boldsymbol{\nabla} p - \rho 2 \boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{v} \,. \tag{2.1}$$

Dabei ist v der Geschwindigkeitsvektor und ρ die Dichte des Volumens, p die Druckvariable und Ω der Vektor der Winkelgeschwindigkeit der Erde. Die Zeit wird mit t beschrieben. Der erste Term auf der rechten Seite stellt die Gravitationskraft pro Volumen dar, der zweite die Druckgradientenkraft und der dritte die Corioliskraft. Wichtig ist hierbei, dass der Gravitationsbeschleunigungsvektor g auch die Zentrifugalbeschleunigung mitbeinhaltet, die auf das Volumen durch die Rotation der Erde wirkt. Durch diese wird nämlich, wie in Abb. 2.1 gezeigt, die reine Gravitationsbeschleunigung g^* in Betrag und Richtung verändert. Deshalb gilt:

$$\boldsymbol{g} = \boldsymbol{g}^* + \Omega^2 \boldsymbol{R} \,. \tag{2.2}$$

Dabei ist R der Abstandsvektor des Massenpunktes senkrecht zu der Rotationsachse.

Aus der Navier-Stokes-Gleichung (2.1), aufgeteilt in ihre drei Vektorkomponenten, ergibt sich ein Gleichungssystem aus drei Gleichungen. Jedoch werden die Bewegungsabläufe durch fünf Variablen beschrieben, nämlich die drei Windgeschwindigkeitskomponenten u, v, w für jeweils die zonale, meridionale und vertikale Richtung, den Luftdruck p und die Luftdichte ρ . Dem Gleichungssystem fehlen also zwei weitere Gleichungen, um es lösen zu können. Dafür werden zum einen die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t} + \rho \nabla \boldsymbol{\nu} = 0\,,\tag{2.3}$$



Abb. 2.1. Auf einen Massenpunkt auf der rotierenden Erde, hier dargestellt durch den durchgezogenen Kreis, wirkt nicht nur die Gravitationsbeschleunigung g^* , sondern auch die Zentrifugalbeschleunigung $\Omega^2 R$, verursacht durch die Rotation der Erde. Die Rotation ist dargestellt durch den Vektor der Winkelgeschwindigkeit Ω . R gibt den Abstand des Massenpunktes senkrecht zur Rotationsachse an. Aus der Superposition der beiden Beschleunigungen ergibt sich der Vektor g. Abbildung nach Pichler (1997, Abb. 4-3).

die die Massenerhaltung des Systems darstellt, und zum anderen der erste Hauptsatz der Thermodynamik in Kombination mit der idealen Gasgleichung für den Fall eines adiabatischen Systems (Entropieänderung: ds = 0) hinzugezogen:

$$dp = \frac{c_p}{c_v} R_L T \frac{d\rho}{dt}.$$
 (2.4)

Dabei sind c_p und c_V jeweils die spezifische Wärme eines Mediums bei konstantem Druck bzw. konstantem Volumen und R_L die spezifische Gaskonstante für trockene Luft. *T* steht für die Temperatur und $d\rho/dt$ beschreibt die zeitliche Ableitung der Dichte nach der Zeit *t*.

Für das Gleichungssystem der Gleichungen (2.1), (2.3) und (2.4) gibt es nun aufgrund seines nichtlinearen Charakters keine analytische Lösung. Um das Gleichungssystem zu linearisieren und damit eine analytische Lösung erhalten zu können, wird deshalb im weiteren Verlauf die sogenannte Perturbationstheorie angewandt.

Bei der Perturbationstheorie wird von einem Grundzustand in einem System ausgegangen, der von Störungen überlagert wird. Diese Störungen sollen dabei in Bezug auf den Grundzustand klein sein, sodass die nichtlinearen Anteile als Anteile zweiter Ordnung betrachtet und vernachlässigt werden können. Die Variablen, die das System beschreiben, werden nun in einen Teil für den Grundzustand und in einen Teil für die Perturbation aufgeteilt:

$$\boldsymbol{v} = \boldsymbol{v}_0 + \boldsymbol{v}', \qquad (2.5)$$

$$p = p_0 + p', (2.6)$$

$$\rho = \rho_0 + \rho' \,. \tag{2.7}$$

Die Variablen mit dem Index "0" beschreiben den Grundzustand und die Variablen mit dem Apostrophen " " die Perturbation bzw. Störung des Systems. Werden diese Ansätze in das Gleichungssystem eingesetzt und wird angenommen, dass der Grundzustand in der Atmosphäre ein zonaler, östlich gerichteter Wind mit

$$\boldsymbol{\nu}_0 = \begin{pmatrix} u_0 \\ v_0 \\ w_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$
(2.8)

ist, so ergeben sich die Terme $\rho' dv'/dt$, $v' \nabla v'$ und $\rho' v'$, die als Größen zweiter Ordnung vernachlässigt werden können. Der Term $2\rho' \Omega \times v_0$, der gemäß einer Größenabschätzung gegenüber den anderen Termen auch klein bleibt, kann ebenfalls vernachlässigt werden. Im weiteren Verlauf wird der Apostroph "" bei den Störungen der Einfachheit halber weggelassen.

Weiterhin wird angenommen, dass die vertikale Komponente der Corioliskraft im Bezug zur Erdoberfläche in den mittleren und höheren Breiten nahezu unbedeutend ist im Vergleich zu ihrer horizontalen Komponente, sodass:

$$-2\mathbf{\Omega} \times \mathbf{v} \cong -f_0 \mathbf{e}_z \times \mathbf{v}_h. \tag{2.9}$$

Dabei ist $f_0 = 2|\Omega| \sin(\phi_0)$ der sogenannte Coriolisparameter mit ϕ_0 als geographischer Breite, mit \boldsymbol{e}_z als Einheitsvektor in der vertikalen Richtung bezogen auf die Erdoberfläche und \boldsymbol{v}_h als die auf die Erdoberfläche bezogene horizontale Geschwindigkeitskomponente (Gossard & Hooke, 1975; Pichler, 1997). Dadurch ergibt sich aus den Gleichungen (2.1), (2.3) und (2.4) mit den bisherigen Annahmen folgendes Gleichungssystem:

$$\rho_0 \left(\frac{\partial u}{\partial t} + \boldsymbol{v}_0 \boldsymbol{\nabla} u\right) - \rho_0 f_0 \upsilon + \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \qquad (2.10)$$

$$\rho_0 \left(\frac{\partial v}{\partial t} + \boldsymbol{v}_0 \boldsymbol{\nabla} v\right) + \rho_0 f_0 u + \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \qquad (2.11)$$

$$\rho_0 \left(\frac{\partial w}{\partial t} + \boldsymbol{v}_0 \boldsymbol{\nabla} w \right) + g\rho + \frac{\partial p}{\partial z} = 0, \qquad (2.12)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \boldsymbol{v}_0 \boldsymbol{\nabla} \rho + \boldsymbol{w} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} + \rho_0 \boldsymbol{\nabla} \boldsymbol{v} = 0, \qquad (2.13)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \boldsymbol{v}_0 \nabla p + w \frac{\partial p_0}{\partial z} - c_s^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \boldsymbol{v}_0 \nabla \rho + w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} \right) = 0.$$
(2.14)

Dabei wird in Gleichung (2.14) der Einfachheit halber:

$$c_{\rm S} = \pm \sqrt{\frac{c_{\rm p}}{c_{\rm V}} R_{\rm L} T_0} \tag{2.15}$$

5

verwendet, wobei $R_L T_0 = p_0 / \rho_0$ gilt. Als Nächstes werden noch zusätzlich das geostrophische und das quasistatische Gleichgewicht angenommen mit:

$$f_0 u_0 = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_0}{\partial y}, \qquad (2.16)$$

$$\frac{\partial p_0}{\partial z} = -g\rho_0 \,. \tag{2.17}$$

Da die Atmosphäre bis jetzt nur in der Horizontalen als homogen angesehen wurde und in der Vertikalen mit $\rho_0 = \rho(z)$ noch immer eine Höhenabhängigkeit in der Dichte vorhanden ist, lässt sich keine Lösung in Form einer ebenen Welle für die bisherigen Variablen u, v, w, und p finden. Um das Problem zu lösen, wird angenommen, dass zumindest die Dichteänderung konstant bleibt, mit:

$$\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial\rho_0}{\partial z} = -\frac{1}{H_0}.$$
(2.18)

Dabei stellt H_0 die sogenannte Skalenhöhe der Atmosphäre dar. Für diese Differentialgleichung ergibt sich die Lösung:

$$\rho_0 = \rho_{\rm S} \, {\rm e}^{-\frac{z}{H_0}} \,, \tag{2.19}$$

mit ρ_s als konstanter Dichte eines beliebigen Bezugsniveaus. Mit folgender Variablentransformation

$$U = u \left(\frac{\rho_0}{\rho_{\rm S}}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad V = v \left(\frac{\rho_0}{\rho_{\rm S}}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad W = w \left(\frac{\rho_0}{\rho_{\rm S}}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad P = p \left(\frac{\rho_0}{\rho_{\rm S}}\right)^{-\frac{1}{2}}$$
(2.20)

und der abkürzenden Schreibweise

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial}{\partial t} + \boldsymbol{v}_0 \boldsymbol{\nabla} \tag{2.21}$$

können als Lösungsansatz ebene Wellen gewählt werden:

$$\begin{pmatrix} U\\V\\W\\P \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A\\B\\C\\D \end{pmatrix} e^{i(\mu r - \omega t)}.$$
 (2.22)

Dabei ist μ der Wellenvektor mit seinen Komponenten μ_1 , μ_2 und μ_3 für die zonale, meridionale und vertikale Richtung, \mathbf{r} ist der Ortsvektor, ω die Kreisfrequenz und t die Zeitvariable. Es ergibt sich folgendes vereinfachtes Gleichungssystem:

$$\rho_{\rm S}\sigma A - {\rm i}\rho_{\rm S}f_0 B - \mu_1 D = 0, \qquad (2.23)$$

$$i\rho_{\rm S}f_0A + \rho_{\rm S}\sigma B - \mu_2 D = 0, \qquad (2.24)$$

$$\mu_1 A + \mu_2 B + (\mu_3 + iE)C - \frac{\sigma}{c_S^2 \rho_S} D = 0, \qquad (2.25)$$

$$\rho_{\rm S}\left(N^2 - \sigma^2\right)C + \sigma\left(\mu_3 - iE\right)D = 0. \qquad (2.26)$$

Hier wird anstelle der Kreisfrequenz ω die intrinsische Frequenz σ verwendet, die die Kreisfrequenz der Wellenbewegung für einen Beobachter darstellt, der sich mit dem Grundstrom mit der Geschwindigkeit v_0 mitbewegt und nicht fest auf der Erdoberfläche verankert ist. Diese folgt aus Gleichung (2.21) mit dem Lösungsansatz einer ebenen Welle:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial}{\partial t} + \boldsymbol{v}_0 \boldsymbol{\nabla} \equiv \mathrm{i}(\boldsymbol{v}_0 \boldsymbol{\mu} - \boldsymbol{\omega}) = -\mathrm{i}\boldsymbol{\sigma} \,. \tag{2.27}$$

N ist die Brunt-Väisälä-Frequenz und E der Eckart-Koeffizient, die beide proportional zum vertikalen Dichtegradienten und gegeben sind durch:

$$N^{2} = -g\left(\frac{1}{\rho_{0}}\frac{\partial\rho_{0}}{\partial z} + \frac{g}{c_{s}^{2}}\right),$$
(2.28)

$$E = \frac{1}{2\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} + \frac{g}{c_{\rm S}^2}.$$
(2.29)

 N^2 stellt den Einfluss des Dichtegradienten auf die Auftriebskraft dar und *E* den Einfluss des Dichtegradienten auf die Trägheitskraft.

Das Gleichungssystem der Gleichungen (2.23) - (2.26) hat eine nicht-triviale Lösung, wenn dessen Determinante verschwindet:

$$\begin{vmatrix} \rho_{\rm S}\sigma & -i\rho_{\rm S}f_0 & 0 & -\mu_1 \\ i\rho_{\rm S}f_0 & \rho_{\rm S}\sigma & 0 & -\mu_2 \\ \mu_1 & \mu_2 & (\mu_3 + iE) & -\frac{\sigma}{c_{\rm S}^2\rho_{\rm S}} \\ 0 & 0 & \rho_{\rm S}(N^2 - \sigma^2) & \sigma(\mu_3 - iE) \end{vmatrix} = 0.$$
(2.30)

Dies führt zu folgender Dispersionsrelation:

$$\mu_3^2 = \frac{\left(N^2 - \sigma^2\right)n^2}{\left(\sigma^2 - f_0^2\right)} + \frac{\sigma^2}{c_s^2} - \left(\frac{N^2}{c_s^2} + E^2\right).$$
(2.31)

Dabei gilt $n^2 = \mu_1^2 + \mu_2^2$. Mit Gleichung (2.31) kann nun zwischen zwei Arten von Wellen unterschieden werden. Zum einen gibt es die "freien Wellen" (engl.: *untrapped waves*), also Wellen, die sich in alle Raumrichtungen ausbreiten können und auch speziell in die Vertikale ($\mu_3^2 > 0$). Zum anderen gibt es die "gedämpften Wellen" (engl.: *evanescent waves*), also in der Regel Wellen, die sich explizit nicht in der Vertikalen ausbreiten können und in dieser Richtung gedämpft werden ($\mu_3^2 < 0$).

Für eine genauere Unterscheidung zwischen diesen zwei Wellenarten kann der Bereich um $\mu_3^2 = 0$ genauer betrachtet werden. Wird diese Bedingung in die Dispersionsrelation (2.31) eingesetzt und die Gleichung dann nach σ^2 aufgelöst, so ergeben sich zwei reelle Lösungen, auch "Äste" σ_1^2 und σ_2^2 genannt. Dabei ergeben sich folgende Grenzwerte, wenn der Betrag der horizontalen Komponenten des Wellenvektors jeweils einmal gegen unendlich $(n \to \infty)$ und einmal gegen $0 (n \to 0)$ geht:

• Akustischer Ast σ_1^2 :

$$\lim_{n \to 0} \sigma_1^2(n) = N^2 + c_{\rm S}^2 E^2 = N_{\rm a}^2, \qquad (2.32)$$

$$\lim_{n \to \infty} \sigma_1^2(n) = \infty , \qquad (2.33)$$

• Zweiter Ast σ_2^2 :

$$\lim_{n \to 0} \sigma_2^2(n) = f_0^2, \qquad (2.34)$$

$$\lim_{n \to \infty} \sigma_2^2(n) = N^2 \,. \tag{2.35}$$

Der akustische Ast, der die untere Grenze der akustischen Wellen beschreibt, ist in Abb. 2.2 oben mit "A1" dargestellt. Nach oben hin geht der Ast gegen unendlich und nach unten hin gegen den Grenzwert N_a^2 . N_a wird hierbei als "akustische Abbruchfrequenz" (engl.: *acoustic cut-off frequency*) bezeichnet. Der untere Ast gibt die obere Grenze der sog. Schwerewellen an und ist im unteren Teil der Abbildung mit "A2" gekennzeichnet. Nach oben hin wird dieser durch das Quadrat der Brunt-Väisälä-Frequenz N begrenzt und nähert sich nach unten dem Quadrat des Coriolisparameters f_0 .

Oberhalb des akustischen Astes und unterhalb des zweiten Astes liegt der Bereich der *untrapped waves*, also der Wellen, die sich ungehindert ausbreiten können, und zwischen den Ästen der Bereich der *evanescent waves*. Im Folgenden werden die unterschiedlichen Lösungen der Dispersionsrelation (2.31) näher betrachtet.

2.1.2. Akustische Wellen und Infraschallwellen

Als ein Spezialfall der Wellen können hier die reinen Schallwellen betrachtet werden. Das sind Wellen, bei denen die Corioliskraft mit $f_0 = 0$, die Schwerkraft mit $N^2 = 0$ und die Schichtung der Atmosphäre mit E = 0 vernachlässigt wird. Damit ergibt sich für die Dispersionsrelation (2.31):

$$\frac{\sigma^2}{\mu^2} = c_{\rm S}^2 \,. \tag{2.36}$$

Schallwellen in dem für den Menschen hörbaren Bereich liegen in einem Frequenzbereich von ca. 20 - 20.000 Hz (Le Pichon, 2010). Die möglichen Frequenzen von Infraschallwellen liegen unterhalb dieser hörbaren Frequenzen in einem Bereich von der akustischen Abbruchfrequenz N_a , die ca. bei 3,3 mHz liegt, bis zu 20 Hz (Le Pichon, 2010).

Wie alle akustischen Wellen breiten sich Infraschallwellen als longitudinale Wellen aus, bei deren Ausbreitung das Ausbreitungsmedium periodisch komprimiert und entspannt



Abb. 2.2. Dispersionsrelation nach Gleichung (2.31), aufgelöst nach $\sigma^2(n)$ für $\mu_3^2 = 0$. Der akustische Ast ist gekennzeichnet mit "A1" und der zweite Ast, der die Schwerewellen nach oben begrenzt, mit "A2". Oberhalb des akustischen Zweiges und unterhalb des unteren Zweiges liegt der Bereich der freien Wellen (*untrapped waves*). Zwischen diesen Ästen ist die Dispersionsrelation der Lambwellen im Bereich der gedämpften Wellen (*evanescent waves*) dargestellt. Abbildung nach Pichler (1997, Abb. 8-5).

wird (Le Pichon, 2010). Zudem können sich Infraschallwellen viel weiter ausbreiten als hörbare Schallwellen, da die Dämpfung von Schallwellen in der Atmosphäre eine Funktion des Quadrats der Frequenz ist (Le Pichon, 2010).

Mit der Phasengeschwindigkeit c einer Welle, die mit:

$$c = \frac{\omega}{|\boldsymbol{\mu}|} \tag{2.37}$$

definiert ist, lässt sich dann $c_{\rm S}$ in Gleichung (2.36) bzw. Gleichung (2.15) als die Schallgeschwindigkeit definieren, die bei einer Temperatur von $T_0 = 20^{\circ}$ C eine Ausbreitungsgeschwindigkeit von ca. 343 m/s hat. Wird die akustische Welle nun noch aus der Sicht eines Beobachters, der sich fest an einem Punkt auf der Erdoberfläche befindet, betrachtet, und das nur für die zonale Komponente des Grundstroms, so ergibt sich durch Einsetzen von (2.27) in (2.36) die in der Horizontalen beobachtete effektive Geschwindigkeit $c_{\rm eff}$ (Le Pichon, 2010; Pichler, 1997):

$$c_{\rm eff} = u_0 \pm c_{\rm S} = u_0 \pm \sqrt{\frac{c_{\rm p}}{c_{\rm V}}} R_{\rm L} T_0 \,.$$
 (2.38)

Hierdurch ergibt sich über die nun explizit vorhandene Grundströmung u_0 die Dopplerverschiebung für die Ausbreitungsgeschwindigkeit c_{eff} . Kommt die Schallwelle also mit der Grundströmung auf einen Beobachter zu, der fest auf der Erdoberfläche steht, so ergibt sich



Abb. 2.3. Ausbreitungsmuster von Infraschallwellen in der Atmosphäre. Links und rechts im Bild sind das Höhenprofil der effektiven Geschwindigkeit c_{eff} für die jeweilige Ausbreitung des Schalls in Richtung Westen bzw. Osten zu sehen (berechnet für den Sommer in De Bilt in den Niederlanden). In der Mitte der Abbildung ist in Form von Strahlen die Richtung der Infraschallwelle, erzeugt am Ursprung zu sehen. Dabei werden immer nur Strahlen in einem Winkelabstand von 4° betrachtet. Abbildung nach Le Pichon (2010, Abb. 1.4).

aus der Sicht des Beobachters eine größere Ausbreitungsgeschwindigkeit und damit auch eine größere Frequenz für die Welle (vgl. Gl. (2.37)). Kommt die Welle aber entgegen der Grundströmung auf einen Beobachter zu, so ergibt sich für den Beobachter eine geringere Ausbreitungsgeschwindigkeit bzw. Frequenz.

Da die Temperatur T_0 und die zonale Grundströmung u_0 mit der Höhe in der Atmosphäre variieren, ändert sich auch c_{eff} mit der Höhe, wie es in Abb. 2.3 zu sehen ist. Links im Bild ist das Höhenprofil für c_{eff} für eine westwärts gerichtete Ausbreitung des Schalls und rechts für eine ostwärts gerichtete Ausbreitung des Schalls zu sehen (berechnet für den Sommer in De Bilt in den Niederlanden (Le Pichon, 2010)). Wird nun wie im mittleren Teilbild von Abb. 2.3 Infraschall bei der Entfernung und Höhe von 0 km generiert, von wo er sich isotrop in alle Richtungen ausbreitet, so wird sich in der Tropospähre (0 km - 10 km Höhe) der obere Teil der Wellenfront langsamer ausbreiten als der untere Teil. Dies führt dazu, dass die Wellenfront als Ganzes nach oben abgelenkt wird, sich also ihre Ausbreitungsrichtung mit ihrem Wellenvektor von der Erdoberfläche wegdreht. Diese Ausbreitungsrichtung ist durch die Strahlen in der Abbildung dargestellt. Der Unterschied im Verlauf der Strahlen zwischen Ost- und Westausbreitung ergibt sich aus der unterschiedlichen Richtung bzw. dem unterschiedlichen Betrag für den Grundstrom u_0 in westlicher bzw. östlicher Richtung.

Die Infraschallwelle nimmt daher über lange Distanzen (> 100 km) nicht den direkten Weg von einem Punkt auf der Oberfläche zu einem anderen. Das resultiert in einem längeren Gesamtweg während der Ausbreitung. Die vermeintliche Geschwindigkeit dieser Welle in der Horizontalen wird dann als "Celerity" bezeichnet (Lonzaga, 2015; Negraru et al., 2010). Je nachdem in welcher Höhe die Wellen wieder in Richtung Erdoberfläche "reflektiert" werden, ergeben sich nach Negraru et al. (2010) verschiedene Werte für die Celerity. Bei einer troposphärischen Reflexion bis zu 20 km Höhe ergibt sich eine Celerity von ca. 310 m/s - 330 m/s, bei einer stratosphärischen Reflexion in 20 km - 50 km Höhe von ca. 280 m/s - 320 m/s und bei einer thermosphärischen von ca. 180 m/s - 300 m/s.

Nach Le Pichon (2010) gibt es natürliche und künstliche Infraschallquellen. Z.B. können Tsunamis Infraschall im Bereich von ca. 0,5 Hz - 2 Hz verursachen und Vulkanausbrüche im Bereich von 2 mHz - 20 Hz. Sogenannte Mikrobarome sind Infraschallsignale, die durch stehende Wellen auf der Meeresoberfläche verursacht werden. Diese befinden sich in einem engen Frequenzbereich von 0,12 Hz - 0,35 Hz. Künstliche Infraschallsignale können z.B. durch Nuklearexplosionen hervorgerufen werden.

2.1.3. Schwerewellen

Wird in der Dispersonsrelation (2.31) angenommen, dass das Ausbreitungsmedium inkompressibel ist mit der Schallgeschwindkigkeit $c_s \rightarrow \infty$, d.h keine Schallwellen existieren können, so ergibt sich für die Schwerewellen mit den Gleichungen (2.18) und (2.29)

$$\mu_3^2 = \frac{N^2 - \sigma^2}{\sigma^2 - f_0^2} n^2 - \frac{1}{4H_0^2}$$
(2.39)

und durch Auflösung nach σ^2 ergibt sich:

$$\sigma^{2} = \frac{N^{2}n^{2} + f_{0}^{2} \left(\mu_{3}^{2} + \frac{1}{4H_{0}^{2}}\right)}{n^{2} + \mu_{3}^{2} + \frac{1}{4H_{0}^{2}}}.$$
(2.40)

Nach Fritts und Alexander (2003) und Wüst (2022) gibt es drei Möglichkeiten die Dispersionsrelation (2.39) zu vereinfachen:

• Hochfrequente Wellen, $\sigma \gg f_0$ und $\mu_3 \gg \frac{1}{2H_0}$:

$$\sigma^2 = \frac{N^2 n^2}{n^2 + \mu_3^2} = N^2 \cos^2(\alpha) \,. \tag{2.41}$$

Der Winkel α gibt hierbei den Winkel zwischen dem Wellenvektor $\mathbf{n} = \mu_1 + \mu_2$ in der x-y-Ebene und dem Wellenvektor $\mu = \mu_1 + \mu_2 + \mu_3$ an, wie in Abb. 2.4 links dargestellt ist. Je mehr sich die intrinsische Frequenz σ der Brunt-Väisälä-Frequenz Nnähert ($\sigma \rightarrow N$), desto kleiner wird der Winkel α ($\alpha \rightarrow 0$). Das bedeutet, dass sich die Welle immer mehr in horizontaler Richtung fortbewegt ($\mu_3 \rightarrow 0$) und sich damit in der Horizontalen als transversale Welle ausbreitet. Umgeformt mit Gleichung (2.27) ergibt sich aus Gleichung (2.41) die Freqeunz ω für einen auf der Erdoberfläche fixierten Beobachter mit:

$$\omega = \frac{Nn}{|\boldsymbol{\mu}|} - \boldsymbol{\nu}_0 \boldsymbol{\mu} \,. \tag{2.42}$$

Je nachdem wie die Grundströmung sich mit ihrer Geschwindigkeit v_0 einstellt, kann es passieren, dass die Frequenz der Welle mit $\omega \rightarrow 0$ verschwindet und die Welle dadurch für einen solchen Beobachter nicht zu beobachten ist.

 Mittelfrequente Wellen, N ≫ σ ≫ f₀: Bei mittelfrequenten Wellen liegt die Frequenz zwischen der Brunt-Väisälä-Frequenz und dem Coriolisparameter, befindet sich jedoch nicht in der Nähe dieser beiden Werte. Es ergibt sich aus Gleichung (2.39):

$$\sigma^2 = \frac{N^2 n^2}{\mu_3^2} = N^2 \cot^2(\alpha) \,. \tag{2.43}$$

Wie schon bei den hochfrequenten Wellen gibt auch hier α den Winkel zwischen dem Wellenvektor μ und seinem horizontalen Anteil n an. Je größer σ wird, desto kleiner wird α und umgekehrt. Die Frequenz aus Sicht eines auf der Erdoberfläche fixierten Beobachters ergibt sich dann analog zu den hochfrequenten Wellen mit:

$$\omega = \frac{Nn}{\mu_3} - \boldsymbol{v}_0 \boldsymbol{\mu} \,. \tag{2.44}$$

Wird Gleichung (2.43) umgeformt nach der vertikalen Wellenzahl durch Verwendung von Gleichung (2.38), ergibt sich:

$$\mu_3^2 = \frac{N^2}{c_{\rm eff,h}^2} = \frac{N^2}{(c_{\rm x} - u_0)^2 + (c_{\rm y} - v_0)^2}.$$
(2.45)

Die intrinsische horizontale Phasengeschwindigkeit der Welle aus Sicht eines sich mit dem Grundstrom bewegenden Beobachters ist hier dargestellt mit $c_{eff,h}$. Wird nun angenommen, dass sich die Windkomponenten der Grundströmung an die horizontale Phasengeschwindigkeit der Welle mit $u_0, v_0 \rightarrow c_x, c_y$ annähern, dann geht die vertikale Wellenzahl μ_3 der Welle gegen Unendlich und damit die vertikale Wellenlänge gegen Null. Die Höhe, bei der diese Bedingung erreicht wird, wird als kritisches Höhe bezeichnet (Fritts & Alexander, 2003).

 Niedrigfrequente Wellen, σ ≈ f₀: Angenommen, dass auch hier N ≫ σ gilt, ergibt sich aus Gleichung (2.39):

$$\sigma^{2} = \frac{N^{2}n^{2}}{\mu_{3}^{2}} + f_{0}^{2} = N^{2}\cot^{2}(\alpha) + f_{0}^{2}$$
(2.46)

$$\implies \sigma^2 - f_0^2 = N^2 \cot^2(\alpha).$$
 (2.47)

Auch hier ist durch Gleichung (2.47) analog zu den hoch- und mittelfrequenten Wellen zu erkennen, dass je weiter sich die Frequenz an den Coriolisparameter annähert ($\sigma \rightarrow f_0$), desto vertikaler sich die Welle ausbreitet und der Winkel α größer wird ($\alpha \rightarrow 90^{\circ}$) (s. Abb. 2.4 rechts).

Nach Wüst (2022) sind Schwerewellen transversale Wellen und entstehen, wenn ein Luftpaket bei stabiler Schichtung in der Atmosphäre durch einen vertikalen Impuls aus seiner Gleichgewichtslage ausgelenkt wird. Dies bedeutet, dass wenn ein solches Luftpaket durch



Abb. 2.4. Unterschied im Wellenvektor zwischen Hoch- und Niedrigfrequenten Wellen. Links im Bild ist der Wellenvektor μ für hochfrequente Schwerewellen skizziert, wie er zwischen der z-Richtung und der x-y-Ebene die Richtung der Wellenfronten angibt. In rot ist der Winkel α zwischen dem Wellenvektor μ und der x-y-Ebene eingezeichnet. Rechts im Bild sieht man analog die Skizze für niedrigfrequente Schwerewellen. Schwerewellen breiten sich mit zunehmender Frequenz horizontaler und umgekehrt vertikaler aus.

den Impuls nach oben ausgelenkt wird, dieses aufgrund des kleiner werdenden Drucks mit der Höhe sein Volumen ausdehnt und sich adiabatisch abkühlt. Da das Paket nun kälter wird als die Umgebungsluft, beginnt es wieder abzusinken, durchquert seine Gleichgewichtslage und wird nun immer wärmer und dichter. Dadurch steigt das Luftpaket, das nun wärmer ist als seine Umgebung wieder auf und es entsteht eine Schwingung, deren maximale Frequenz die Brunt-Väisälä-Frequenz N ist. Quellen für solche vertikalen Impulse können dabei Gebirge sein, welche die Winde (bzw. Luftpakete) überwinden müssen. Aber auch Konvektionsvorgänge können eine mögliche Quelle sein (Fritts & Alexander, 2003).

2.1.4. Lambwellen

Der Spezialfall der Lambwellen ist im Vergleich zu den akustischen Wellen und den Schwerewellen, deren Rückstellkraft die Gravitationskraft ist, dahingegen besonders, dass sie nicht einfach aus der Dispersionsrelation (2.31) gewonnen werden können. Bei den Lambwellen wird nämlich bereits im Lösungsansatz (2.22) angenommen, dass sie keine Vertikalkomponente besitzen mit W = C = 0 (Garrett, 1969; Gossard & Hooke, 1975; Pichler, 1997) und sich dadurch rein horizontal ausbreiten. Dadurch ergibt sich aus Gleichung (2.26) die komplexe Wellenzahl:

$$\mu_3 = \mathrm{i}E \,. \tag{2.48}$$

Das bedeutet, dass die Lambwellen in vertikaler Richtung mit der Höhe exponentiell gedämpft werden. Aus der Determinante (2.30) ergibt sich dann als Dispersionsrelation:

$$\frac{\sigma^2}{n^2} = \frac{f_0^2}{n^2} + c_8^2. \tag{2.49}$$

Aus dieser Gleichung folgt, dass Lambwellen nicht dispersiv sind. Zudem ist mit dieser Gleichung gezeigt, dass Lambwellen in dem für die akustischen Wellen und Schwerewellen "verbotenen Bereich" existieren können. Diese Dispersionsrelation der Lambwellen ist in Abb. 2.2 als dritter Ast "Lambwellen" dargestellt. Zudem folgt aus dieser Dispersionsrelation in Verbindung mit Gleichung (2.37), dass sich bei Vernachlässigung der Corioliskraft Lambwellen mit der reinen Schallgeschwindigkeit c_s ausbreiten (Garrett, 1969; Pichler, 1997). Lambwellen haben nach Amores et al. (2022) einen optimalen Energietransfer über längere Distanzen, weshalb sie gegenüber anderen Wellenarten auf diesen Distanzen dominieren. Entstehen können Lambwellen z.B. durch starke Explosionen, wie bei der Eruption des Krakatoa 1883 oder des HTHH 2022 (Amores et al., 2022; Lin et al., 2022).

2.2. Airglow

Als Luftleuchten (engl.: *Airglow*) wird die Emission von elektromagnetischer Strahlung in der mittleren und oberen Atmosphäre durch Atome und Moleküle bezeichnet. Dabei handelt es sich um sog. chemolumineszentes Leuchten (Schmidt, 2016).

2.2.1. chemische Reaktionen

Für die Entstehung des Airglow ist atomarer Sauerstoff von großer Wichtigkeit, da dieser an vielen Reaktionen bei der Erzeugung von Airglow beteiligt ist. Er wird tagsüber, wie auch atomarer Wasserstoff, durch das UV-Licht der Sonne gebildet (hier nach Schmidt, 2016):

| $\rm H_2O + h\nu \rightarrow \rm H + OH$ | $\lambda < 239 \mathrm{nm}$, | (2.50) |
|--|-------------------------------|--------|
| $O_2 + h\nu \rightarrow O + O$ | $\lambda < 242 \mathrm{nm}$, | (2.51) |
| $O_3 + h\nu \rightarrow O + O_2$ | $\lambda < 310 \mathrm{nm}$. | (2.52) |

Dabei ist h das Planck'sche Wirkungsquantum, v die Frequenz der anregenden Strahlung und O, H, OH, H₂O, O₂ und O₃ jeweils die Elementsymbole bzw. Molekülformeln für atomaren Sauerstoff, atomaren Wasserstoff, Hydroxyl, Wasser, Sauerstoff und Ozon. Die jeweilige Grenzwellenlänge für die oben genannten Dissoziationen gibt das λ an. Durch die verschiedenen λ finden die Reaktionen auch in verschiedenen Höhen der Atmosphäre statt. In dieser Arbeit wichtige Emissionen sind zum einen die Sauerstofflinien bei $\lambda \approx 865$ nm in ca. 95 km - 100 km Höhe bedingt durch die Reaktionen:

$$O + O + M \to O_2^* + M,$$
 (2.53)

$$O_2^* + O \to O_2(^1\Sigma) + O,$$
 (2.54)

$$O_2(^1\Sigma) \rightarrow O_2(^3\Sigma) + h\nu$$
 $\lambda \approx 865 \text{ nm.}$ (2.55)

Dabei steht M für einen beliebigen Stoßpartner zur Einhaltung der Impulsbilanz, während * einen nicht näher bestimmten angeregten Zustand kennzeichnet (${}^{1}\Sigma$, ${}^{3}\Sigma$ sind konkrete Anregungszustände). Die zweite für diese Arbeit wichtige Emission und für den Airglow insgesamt am bedeutendsten ist die OH-Emission. Diese stammt aus einer ca. 8 km dicken Schicht bei einer Zentroidhöhe von ca. 86 km - 87 km über folgendes Reaktionssystem:

$$O + O_2 + M \to O_3 + M,$$
 (2.56)

$$H + O_3 \rightarrow OH^* + O_2, \qquad (2.57)$$

$$OH^* \rightarrow OH + h\nu$$
 374 nm $\leq \lambda \leq 4,5 \,\mu\text{m}$, (2.58)

$$OH + O \to H + O_2. \tag{2.59}$$

Am Ende dieses Prozesses entsteht wieder molekularer Sauerstoff. Dadurch handelt es sich bei diesem Reaktionsprozess um einen katalytischen Prozess. In Abbildung 2.5 ist ein OH-Spektrum gemessen vom GRIPS 6 Instrument in OPN am 29.10.2012 dargestellt, in dem verschiedene OH-Spektrallinien zu sehen sind. In dieser Arbeit werden vor allem der OH(3-1)-Q-Zweig und der OH(4-2)-Q-Zweig betrachtet und untersucht.

2.2.2. Intensität

Airglow kann durch bodengebundene Spektrometer gemessen werden, die einen Ausschnitt einer quasi unendlichen Schicht unbestimmter Mächtigkeit beobachten, aus der die Emissionen stammen (Schmidt, 2016; Wüst et al., 2023). Hierbei ist auch wichtig, in welchem Zenitwinkel die Instrumente messen. Je größer der Zenitwinkel α ist, desto größer wird die Mächtigkeit der betrachteten Schicht, sodass die gemessene Intensität steigt. Dieser Sachverhalt wird durch die van-Rhijn-Funktion (hier nach Schmidt (2016)) beschrieben:

$$I(\alpha) = \frac{I(0^{\circ})}{\sqrt{1 - \left(\frac{R_{\rm E}}{R_{\rm E} + h}\right)^2 \sin^2(\alpha)}}.$$
(2.60)

Dabei ist $R_{\rm E}$ der Erdradius und h die Höhe der betrachteten Schicht oberhalb des Erdbodens.

Die Intensität der Emissionen bzw. ihre Transmissivität kann durch verschiedene Spurengase und vor allem durch Bewölkung stark beeinträchtigt werden. Die Eindringtiefe *d* der Strahlung in ein Medium ist nach Schmidt (2016) gegeben mit:

$$d(\lambda) = \beta^{-1}(\lambda) = \frac{\lambda}{4\pi k(\lambda)}.$$
(2.61)

Hierbei ist λ die Wellenlänge, β der Absorptionskoeffizient und $k(\lambda)$ der Imaginärteil des Brechungsindex für das Medium. In Wasser zeigt $k(\lambda)$ eine spektrale Abhängigkeit und wird mit größerer Wellenlänge kleiner. Das hat zur Folge, dass nach Gleichung (2.61) der Absorptionskoeffizient beim OH(4-2)-Q-Zweig kleiner sein sollte als beim OH(3-1)-Q-Zweig. In Abb. 2.6 sind vier vom GRIPS 8 Instrument gemessene OH-Spektren in der



Abb. 2.5. OH-Airglow-Spektrum gemessen vom GRIPS 6 Instrument in OPN am 29.10.2012 um 17:29:21 UTC. Es wurde das Nachtleuchten zwischen 1500 nm bis 1600 nm Wellenlänge mit einer Belichtungszeit von 15 s gemessen. Aufgetragen ist die Intensität gegen die Wellenlänge bzw. alternative Einheiten. Abbildung nach Schmidt (2016, Abb. 2.7)

Nacht vom 16./17.03.2013 zu verschiedenen Uhrzeiten mit verschieden starker Bewölkung dargestellt. In Teilbild d) ist die Bewölkung am geringsten und der Quotient zwischen OH(3-1) und OH(4-2) beträgt ca. 0,90, in Teilbild c) beträgt der Quotient ca. 0,85, in a) ca. 0,65 und in Teilbild b) ist die Bewölkung so stark, dass gerade noch OH(4-2) zu erkennen ist, die anderen Spektrallinien jedoch nicht mehr (Schmidt, 2016). Für aussagekräftige Messungen kann also gesagt werden, dass der Wert des OH(3-1)/OH(4-2)-Quotienten zumindest ca. 0,6 betragen sollte.



Abb. 2.6. OH-Airglow-Spektren gemessen vom GRIPS 8 Instrument an der UFS in der Nacht vom 16./17.03.2013 zu vier verschiedenen Zeitpunkten a)-d). Aufgetragen ist die Intensität gegen die Wellenlänge von 1500 nm - 1600 nm. Abbildung nach Schmidt (2016, Abb. 2.22).

2.2.3. Rotationstemperatur

Nach Meinel (1950), Schmidt (2016) und Wüst et al. (2023) kann aus der Intensität von Rotations-Vibrationsübergängen der OH-Moleküle die Rotationstemperatur T_{rot} eines OH-Ensembles, das sich im (lokalen) thermodynamischen Gleichgewicht mit seiner Umgebung befindet, bestimmt werden. Nach Schmidt (2016) stehen die Intensität $I_{i,v_{21},J_{21}}$ einer Spektrallinie und T_{rot} durch folgende Gleichung in Beziehung zueinander:

$$I_{i,v_{21},J_{21}} = \frac{N_{i,v_2}}{Q_{i,v_2}} \cdot 2(2J_{i,v_2} + 1) \cdot A_{i,v_{21},J_{21}} \cdot \exp\left(\frac{-F_{i,v_{21},J_{21}}}{k_{\rm B}T_{\rm rot}}\right).$$
(2.62)

Dabei kennzeichnet J_{21} den Übergang des Rotationsniveaus von J_2 zu J_1 und v_{21} den Übergang des Vibrationsniveaus von v_2 nach v_1 . Der Index *i* beschreibt den Dublettzweig, k_B ist die Boltzmannkonstante, $A_{i,v_{21},J_{21}}$ der Einsteinkoeffizient für spontane Emission und $F_{i,v_{21},J_{21}}$ ist der Termwert für das Rotationsniveau bezüglich des ursprünglichen Vibrationsniveaus v_2 . Desweiteren sind N_{i,v_2} und Q_{i,v_2} die Besetzungszahl und die Rotationszustandssumme des Zustands v_2 . Im thermodynamischen Gleichgeweicht ist das Verhältnis dieser beiden Größen für die Emissionslinien eines Zweigs als konstant anzusehen (Schmidt, 2016). Wird Gleichung (2.62) umgeformt, mit:

$$\ln\left(\frac{I_{i,v_{21},J_{21}}}{2(2J_{i,v_2}+1)\cdot A_{i,v_{21},J_{21}}}\right) = \ln\left(\frac{N_{i,v_2}}{Q_{i,v_2}}\right)\frac{-F_{i,v_{21},J_{21}}}{k_{\rm B}T_{\rm rot}},$$
(2.63)

so lässt sich T_{rot} bei Messung mehrerer Linien eines Vibrationszweigs und der Auftragung der Messwerte bzw. der linken Seite von (2.63) gegen die Termwerte $F_{i,v_{21},J_{21}}$ als Steigung der Ausgleichsgeraden berechnen.

2.2.4. Krassovsky η

Nach Krassovsky (1972) ist es möglich mit dem Verhältnis zwischen den Variationen der Intensität und der Rotationstemperatur einer Emissionslinie Aussagen über die zugrundeliegenden dynamischen Prozesse zu machen. Die Intensität der Emission wird als direkt proportional zu der Anzahl der sich neu bildenden angeregten Moleküle angesehen, deren Bildung von der Temperatur und den Konzentrationen der Ausgangsatome bzw. -moleküle abhängt. Mit der zusätzlichen Annahme, dass die betrachtete Atmosphäre isotherm ist und die Prozesse adiabatisch verlaufen stellt Krassovsky (1972) folgenden Zusammenhang auf:

$$\eta^{\rm K} = \frac{I'/I_0}{T'/T_0} \,. \tag{2.64}$$

Das η^{K} ist das anfangs erwähnte Verhältnis, I' und T' die Perturbationen der Intensität I und der gemessenen Temperatur T bezüglich ihrer ungestörten Werte I_0 und T_0 .

Nach Hines und Tarasick (1987) und Tarasick und Hines (1990) ist die Herleitung der theoretischen Werte nach Krassovsky (1972) jedoch fehlerhaft durch verschiedene Annahmen bezüglich verschiedener Parameter und Prozesse, die sich während der Reaktionen ereignen sollen, sodass sie nachträglich das Krassovsky- η korrigieren und eine komplexe Größe erhalten:

$$\eta^{\rm C} = \eta^{\rm C}_{\rm R} + {\rm i}\eta^{\rm C}_{\rm I} = |\eta^{\rm C}| {\rm e}^{{\rm i}\Phi} \,. \tag{2.65}$$

Die Größen η_R^C und η_I^C sind jeweils der Realteil bzw. der Imaginärteil von η^C , $|\eta^C|$ ist der Betrag, der nun an die Stelle von η^K in Gleichung (2.64) rückt, und Φ der Phasenunterschied zwischen der Intensität und der Rotationstemperatur. Nach Tarasick und Hines (1990) sind bei internen Schwerewellen für $|\eta^C|$ für gewöhnlich Werte zwischen ca. 3 bis 5 zu erwarten und auch in den meisten Fällen keine Phasenunterschiede zu beobachten ($\Phi = 0$) (Hines & Tarasick, 1994; Tarasick & Hines, 1990)

3. Messgeräte und Messaufbau

Atmosphärische Wellen lassen sich durch eine Vielzahl verschiedener Methoden und Instrumente messen. In diesem Kapitel wird auf das Grundprinzip dreier solcher Messgeräte eingegangen und die Messaufbauten erklärt, mit denen die Messdaten für diese Arbeit aufgezeichnet wurden. Unten in Abb. 3.1 ist eine Karte der Standorte der in dieser Arbeit verwendeten Geräte dargestellt. Zwei DLR INfrasound Observations (DINO) Infraschallmikrobarographen, namentlich DINO 1, der am DLR in OPN misst und DINO 2, der ebenfalls in OPN stand bzw. nun in FFB am GPO misst. Fünf Infrarotspektrometer der Reihe GRound-based Infrared P-branch Spectrometer (GRIPS) zur Messung des Airglows, namentlich GRIPS 8, GRIPS 9, GRIPS 11, GRIPS 12 und GRIPS 16 stehen jeweils an der Umweltforschungsstation Schneefernerhaus (UFS), in Otlica (OTL, Slowenien), Catania (CAT, Sizilien), am Observatoire de Haute-Provence (OHP, Frankreich) und am Sonnblick-Observatorium (SBO, Österreich). Ein Airglow-Imager, namens Bavarian Airglow ImagER (BAIER), befindet sich ebenfalls mit GRIPS 8 auf der UFS. Zusätzlich wurden noch Messdaten eines absoluten Barographen einer Wetterstation in OPN, und von zwei (differentiellen) Mikrobarographen in Studenec (STU, Tschechien) und Mailand (MAI, Italien) verwendet.



Abb. 3.1. Europakarte, auf der die Standorte der in dieser Arbeit verwendeten Geräte eingezeichnet sind. Gelbe Kreise: Standorte von Luftdruck-Messgeräten. Violette Kreise: Standorte von Airglow-Messgeräten. Diese Karte wurde verändert nach dem Bild: Europe_EU_laea_location_map_(configurable) von M.Bitton, CC BY-SA 3.0, via Wikimedia Commons (heruntergeladen am: 24.11.2022).

3.1. Infraschallmikrobarograph

Infraschallmessungen können durch eine sogenannte *Infrasound Measuring Chain* bewerkstelligt werden, wie sie in Abb. 3.2 schematisch dargestellt ist. Der Druck der Atmosphäre wird über ein Windrauschunterdrückungssystem (meist ein Aufbau aus Rohren, s. Abb. 3.3) an den Infraschallsensor weitergeleitet. Der Infraschallsensor besteht dabei aus einer drucksensiblen Mechanik und einem Analog-Digital-Wandler (engl.: *transducer*), der die durch den Druck ausgelösten mechanischen Veränderungen in eine elektrische Spannung umwandelt. Die Daten werden dann an einen Receiver weitergeleitet, der diese weiterverarbeitet. Der gesamte Aufbau wird als Infraschallmikrobarograph bezeichnet (Le Pichon, 2010).

Ein differentieller Infraschallsensor, wie er in Abb. 3.4 dargestellt ist, besteht hauptsächlich aus einer Messkammer und einer Referenzkammer, die beide voneinander durch einen metallenen Balg, eine sogenannte Aneroid-Kapsel, getrennt sind (Le Pichon, 2010). Ändert sich der Druck in der Atmosphäre, so ändert sich auch der Druck in der Messkammer über eine Kapillare, während in der Referenzkammer ein separater Druck vorherrscht. Der Balg wird dabei durch die Druckdifferenz zwischen Mess- und Referenzkammer verformt und diese mechanische Verformung wird dann über den Analog-Digital-Wandler in eine elektrische Spannung umgewandelt (Le Pichon, 2010).

Für die Messungen in dieser Arbeit werden drei differentielle Sensoren vom Modell *Prs0025f* vom Hersteller *iTem s.r.l.* in Italien, Florenz verwendet. Der erste Sensor, in dieser Arbeit, namentlich Channel 1 (CH1), hat eine Abschneidefrequenz bei 0,19 Hz mit einem Pegel von −3 dB bezogen auf die Sensitivität bei 1 Hz. Das bedeutet, dass die gemessene Druckamplitude bei 0,19 Hz nur noch das 0,708-fache der Amplitude gemessen bei 1 Hz beträgt. Bei dem zweiten Sensor Channel 2 (CH2) und dem dritten Sensor Channel 3 (CH3) liegt die Abschneidefrequenz jeweils bei 0,21 Hz. In Abb. 3.5 sind die Frequenz-Antworten für den Druckpegel der drei Sensoren dargestellt, die vom Hersteller zur Verfügung gestellt wurden. Mit einem roten Kreis sind dort jeweils die Abschneidefrequenzen der drei Sensoren gekennzeichnet.

Die Sensoren haben für die Spannung einen maximalen Spitze-zu-Spitze-Ausgang (engl.: *peak-to-peak*) von 5 V und eine Sensitivität von 200 mV/Pa. Damit ergibt sich für die Sensoren ein maximaler Empfindlichkeitsbereich (engl.: *dynamic range*) von $\pm 12,5$ Pa. Der Digitalisierer, der die Spannung in ein digitales Signal umwandelt, arbeitet in einem



Abb. 3.2. Eine *Infrasound Measuring Chain* besteht aus einem Windrauschunterdrückungssystem, durch das die Druckveränderung in der Atmosphäre zum Infraschallsensor weitergeleitet wird, der sich aus einer drucksensiblen Mechanik und einem Wandler (*transducer*) zusammensetzt. Durch den Wandler wird die vom Sensor wahrgenommene Druckveränderung in eine Spannung umgewandelt und dann durch den Receiver in ein digitales Signal umgewandelt. Abbildung nach Le Pichon (2010, Abb. 4.1).



Abb. 3.3. Links: Schema eines Windrauschunterdrückungssystems aus Rohren. In der Mitte des Schemas ist der Drucksensor eingezeichnet, zu dem von außen 4 Rohre führen, von denen dann ebenfalls rosettenförmig mehrere weitere Rohre abzweigen. **Rechts**: Rosettenförmiger Aufbau in Qaanaaq, Nord-Grönland. Skizze und Foto nach Le Pichon (2010, Abb. 2.17a, 2.18).



Abb. 3.4. Rechts im Bild ist der Querschnitt eines differentiellen Drucksensors zu sehen. Unten im Querschnitt ist die Referenzkammer des Sensors, in der Mitte die Aneroid-Kapsel und oben um die Aneroidkapsel herum die Messkammer zu sehen. Links ist derselbe Sensor im Ganzen gezeigt, aber ohne den Aufsatz, der die Messkammer bildet. Abbildung nach Le Pichon (2010, Abb. 4.13).



Abb. 3.5. In den Frequenz-Antworten für den Druckpegel für die Sensoren CH1-CH3 von oben nach unten ist jeweils mit einem roten Kreis die 3 dB-Abschneidefrequenz für jeden Sensor dargestellt. Aufgetragen ist der Druckpegel in dB bezogen auf die Sensitivität bei 1 Hz. Die Datenblätter wurden vom Hersteller *iTem s.r.l* zur Verfügung gestellt.

Bereich von 16 Bits und stellt damit die Messdaten in der Einheit *counts* mit $2^{16} = 65536$ counts zur Verfügung. Ist die Druckschwankung größer als $\pm 12,5$ Pa, geht der Sensor in Sättigung. Dies geschieht z.B. bei stark böigem Wind. Gegen Aussteuerung durch langsame Druckschwankungen, z.B. im Tagesverlauf, sind Referenz- und Messkammer durch eine Kapillare verbunden, die einen Druckausgleich zwischen den beiden Kammern ermöglicht. Die Abtastrate (engl.: *sampling-rate*) beträgt 50 Hz. Die Digitalisierung erfolgt mit ausschließlich positiven, ganzzahligen Werten. Die differentiellen Druckschwankungen können jedoch positiv und negativ sein. Die Sensoren haben daher ein individuelles Referenzniveau von einigen Pascal, das höher liegt als die maximal erfassbare Amplitude (> 12,5 Pa).

3.2. Messaufbau DINO 1 & DINO 2

Es wurden in dieser Arbeit mehrere Sensoren und damit Infrasound-Measuring-Chains verwendet. Um einen besseren Überblick über die Sensoren und den Aufbau zu bekommen, werden die Messaufbauten nach dem jeweils verwendeten Receiver unterschieden. Der Aufbau mit dem ersten Receiver wurde DINO 1 und der zweite DINO 2 benannt. Der



Abb. 3.6. Schema des Messaufbaus vom 06.12.2021 bis zum 07.06.2022. In blau sind die Feldboxen mit den Sensoren dargestellt. Die gestrichelten roten Linien stellen die vergrabenen porösen Schläuche des Windrauschunterdrückungssystems dar und die gelben Linien die gewöhnlichen Schläuche. CH1 und CH3 messen zu diesem Zeitpunkt unter DINO 1 und CH2 unter DINO 2.

Aufbau der beiden DINO-Instrumente bis zum 06.12.2021 ist in Abb. 3.6 skizziert. Die Sensoren CH1 und CH3 gehören zu DINO 1 und sind auf einem Dach beim DLR in OPN aufgebaut. CH2 gehört zu DINO 2 und befindet sich in einem abgeschlossenen Messraum. Alle Sensoren befinden sich dabei in einer Feldbox, die in der Abbildung blau gekennzeichnet ist. An die Feldbox bei CH1 sind vier poröse Schläuche von je fünf Meter Länge als Windrauschunterdrückungssystem angeschlossen, die im Kies auf dem Dach vergraben sind (rot gestrichelte Linien). Bei CH3 sind zuerst vier gewöhnliche Gartenschläuche (je ca. 10 m, in gelb) angeschlossen, von denen aus jeweils zwei weitere poröse Schläuche von ca. fünf Metern Länge abzweigen. Der Aufbau von CH3 wird hier im weiteren Verlauf als Y-Konfiguration bezeichnet. Mit den unterschiedlichen Schlauchkonfigurationen bei CH1 und CH3 soll ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis erzielt werden. Der Aufbau mit dem besseren Signal-zu-Rausch-Verhältnis soll dann für einen neuen, besseren Aufbau am GPO in FFB verwendet werden. Bei CH2 war kein Windunterdrückungssystem angeschlossen, jedoch kann angenommen werden, dass das Gebäude selbst als solches dient. Dafür treten im Gebäude aber Störquellen auf, wenn z.B. eine Tür geöffnet oder geschlossen wird. Bei beiden DINO-Instrumenten werden die Daten vom jeweiligen Receiver an den zugehörigen PC weitergeleitet und weiter an einen Server am EOC geschickt.

In Abb. 3.7 ist oben ein Foto vom beschriebenen Aufbau für CH1 und CH3 zu sehen, bevor die porösen Schläuche der Y-Konfiguration von CH3 am 06.12.2021 im Kies vergraben wurden. In der Mitte der Abbildung ist ein Foto von diesem Aufbau zu sehen, nachdem die Schläuche vergraben wurden. In beiden Darstellungen ist zu sehen, dass die gewöhnlichen Schläuche aufgrund von Platzmangel auf dem Dach nicht gänzlich ausgebreitet werden konnten. Unten ist sowohl links als auch rechts im Bild die Feldbox des CH2 im Gebäude zu sehen. Rechts im Bild ist das Innere der Feldbox zu sehen. Der Sensor befindet sich in der Mitte und ist mit einem orangenen Glasfaserkabel für die Datenübertragung verbunden. Die Stromzufuhr läuft indirekt mit den rot-schwarzen Kabeln über eine Batterie im Vordergrund des Bildes zum Sensor. Dabei ist die Batterie durchgehend an ein Netzteil bzw. an eine Solarpanele mit 15 V Spannung angeschlossen. Der Druck wird von außen über die transparenten Schläuche zum Sensor geführt. Diese Schläuche werden bei CH1 und CH3 mit den Windrauschunterdrückungssystemen durch Anschluss an die entsprechenden Anschlüsse an der Außenseite der Feldbox erweitert.

Aufgrund von nicht zu lokalisierenden Störquellen auf dem Gelände vom DLR in OPN wurde beschlossen, den Sensor CH3 am GPO in FFB aufzubauen, wo bessere Messbedingungen herrschen. Dafür wurde DINO 2 mit CH3 in FFB aufgebaut und CH2 an DINO 1 angeschlossen. Das Schema für den Aufbau ab dem 07.06.2022 ist in Abb. 3.8 dargestellt. DINO 2 ging jedoch aufgrund mehrerer technischer Schwierigkeiten mit Soft- und Hardware und längerer Lieferzeiten für Bauteile erst ab dem 10.10.2022 in (regulären) Betrieb. In der Abb. 3.9 ist der Aufbau von DINO 2 in FFB dargestellt. Oben ist der Aufbau der Schläuche mit der Y-Konfiguration gezeigt bevor die Schläuche vergraben wurden. Die Schläuche sind voneinander möglichst weit weg positioniert und laufen in einem Schwanenhalsrohr zusammen, durch das sie einen Schacht gelangen. In diesem Schacht sind die Schläuche dann in ca. fünf Metern Tiefe an die Feldbox auf einem Tisch (s. unteres Bild). Im


mittleren Bild ist derselbe Aufbau wie im oberen Bild gezeigt, jedoch mit vergrabenen Schläuchen ab dem 15.09.2022.

Abb. 3.7. Oben: Aufbau von CH1 und CH3 vor dem 06.12.2021, als die porösen Schläuche von CH3 noch nicht vergraben waren. **Mitte:** Aufbau von CH1 und CH3 nach dem 06.12.2021 als die porösen Schläuche von CH3 vergraben sind. **Unten:** Offene Feldbox des CH2 im Gebäude. Das rechte Teilbild zeigt mittig in der Feldbox das aus Aluminium bestehende, zylindrische Gehäuse des Sensors. Alle drei Messboxen für die Sensoren sind identisch aufgebaut. Die Daten werden über das orangene Glasfaserkabel weitergeleitet. Der Druck von außen wird über die transparenten Schläuche zum Sensor geführt.



Abb. 3.8. Schema des Messaufbaus ab dem 07.06.2022. In blau sind die Feldboxen mit den Sensoren dargestellt. Die gestrichelten roten und gelben Linien stellen die vergrabenen Schläuche dar. CH1 und CH2 messen unter DINO 1 in OPN und CH3 unter DINO 2 am Observatorium in FFB.



Abb. 3.9. Oben: Messaufbau des DINO 2 am GPO in FFB zwischen 07.06.2022 und 15.09.2022 mit frei liegenden Schläuchen. **Mitte:** Endgültiger Messaufbau ab dem 15.09.2022 mit vergrabenen Schläuchen. Die Schläuche führen in ein Schwanenhalsrohr in der Mitte des Bildes in einen ungefähr fünf Meter tiefen Schacht, in dem sich der Sensor CH3 und der Receiver befinden. **Unten:** Zu sehen sind die Feldbox von CH3 unterhalb des Tisches und direkt oberhalb auf dem Tisch der zugehörige Receiver.

3.3. GRIPS

Die hier verwendeten Infrarotspektrometer sind die sog. GRound-based Infrared P-branch Spectrometer (GRIPS) vom Modell GRIPS 8, GRIPS 9, GRIPS 11, GRIPS 12 und GRIPS 16, die am DLR in OPN entwickelt wurden und das OH-Airglow aufzeichnen. Die Erklärung des Grundaufbaus und der Funktionsweise der in diesem Kapitel erwähnten GRIPS ist entnommen aus Schmidt (2016), der sich mit der Entwicklung dieser Geräte auseinandersetzt. Der Grundaufbau eines GRIPS ist in Abb. 3.10 schematisch dargestellt.



Abb. 3.10. Schema eines GRIPS-Instruments. Das Licht fällt durch einen Eintrittsspalt auf einen Kollimatorspiegel, der die Lichtstrahlen parallel ausrichtet. Die Strahlen fallen auf ein Reflexionsgitter, an dem sie nach ihren Wellenlängen aufgespalten werden, und werden dann über einen Fokussierspiegel auf einen Detektor gerichtet, der die wellenlängenunabhängige Intensität der Strahlen misst. Abbildung nach Schmidt (2016, Abb. 3.1)

Die Geräte messen nachts, wenn es keine störende Sonneneinstrahlung gibt, mit einer zeitlichen Auflösung von 15 s das OH-Spektrum zwischen 1,5 μ m und 1,6 μ m und zeichnen die Intensitäten der P₁(2)-, P₁(3)-, P₁(4)-Linien des OH(3-1)-P-Zweigs auf, aus denen die Rotationstemperatur berechnet wird. Zusätzlich wird auch die Intensität des OH(3-1)-Q-Zweigs und des OH(4-2)-Q-Zweigs gemessen. Tagsüber wird der Eintrittsspalt zum Schutz des Geräts mit einer Schutzblende verschlossen. Ein Filterrad sorgt dafür, dass höhere Beugungsordnungen unterdrückt werden. Tritt nachts Infrarotstrahlung in den Eintrittsspalt, so wird sie über einen Kollimatorspiegel so reflektiert, dass die Strahlen parallel weiterverlaufen. Diese parallelen Lichtstrahlen werden dann an einem Reflexionsgitter gebeugt, d.h. nach Wellenlängen aufgespalten. Über einen Fokussierspiegel werden die

nun chromatisch getrennten Lichtstrahlen auf einen InGaAs-Detektor fokussiert, der die Intensität der einzelnen Wellenlängen misst. Der Detektor muss dabei gekühlt werden, um optimale Messbedingungen herzustellen. Die Geräte decken dabei in einer Höhe von 87 km, in der sich die OH-Schicht befindet, ein Gesichtsfeld von ca. 24 km * 24 km ab. Mit einem optionalen parabolischen Umlenkspiegel lässt sich der Öffnungswinkel des Instruments und damit auch das Gesichtsfeld anpassen. Von den in dieser Arbeit verwendeten Instrumenten verfügen GRIPS 9, GRIPS 11 und GRIPS 16 über einen solchen Parabolspiegel und ihre Gesichtsfelder sind entsprechend kleiner (ca. 8 km * 8 km).

3.4. BAIER

Der Bavarian Airglow ImagER (BAIER) ist eine Kamera, die Aufnahmen in den Wellenlängenbereichen von 865 nm \pm 5 nm (Emissionen des molekularen Sauerstoffs, vgl. Abschnitt 2.2.1) und in den Bereichen von 715 nm bis 930 nm (OH-Emissionen) macht. Dieser Imager erstellt alle 220 Sekunden ein Bild von einem ca. 250 km \pm 250 km großen Ausschnitt des Nachthimmels und macht Variationen in der Airglow-Intensität sichtbar. In Abb. 3.11 sind jeweils für den Abend vom 20.02.2014 eine BAIER-Aufnahme für OH (rechts) und eine für O₂ (links) mit sichtbaren Wellenstrukturen zu sehen. Damit ist es möglich, sowohl die Richtung als auch die horizontale Wellenlänge von Wellen zu bestimmen.



Abb. 3.11. BAIER-Aufnahmen vom Abend des 20.02.2014. Links: Aufnahme der O₂-Emissionen im Bereich von 865 ± 5 nm. Rechts: Aufnahme der OH-Emissionen im Bereich von 715-930 nm Wellenlänge. In beiden Bildern sind wellenförmige Strukturen zu sehen. Abbildung nach Schmidt et al. (2022, Abb. 5)

3.5. Verbesserung der Datenqualität in FFB

Wie schon in Kapitel 3.2 erwähnt, wurde der DINO 2 an das GPO in FFB verlegt, um eine bessere Datenqualität zu erlangen. Um die Verbesserung der Datenqualität zu zeigen, werden hierfür im weiteren die Druckdaten des CH1 in OPN und des CH3 in FFB für denselben Tag verglichen. Dabei werden die Daten der beiden Kanäle in den Abbildungen für einen besseren Vergleich systematisch gegeneinander verschoben. In Abb. 3.12 sind die relativen Druckverläufe des CH1 (blau) und des CH3 (orange) für den 12.12.2022 zu sehen. Bei CH1 ist der starke Einfluss der Sonneneinstrahlung zu beobachten, die auf dem Dach in OPN ungehindert auf die Feldbox des Sensors trifft. Durch die Erwärmung erhöht sich der Druck in der Referenzkammer des Sensors. Folglich fällt der relative Druck zwischen Mess- und Referenzkammer ab (s. Abschnitt 3.1). Bei CH3 in FFB ist dies an keinem Tag zu beobachten. Dies lässt schlussfolgern, dass der Schacht, in dem sich der CH3-Sensor befindet, hinreichend gut von der Sonneneinstrahlung abgeschirmt ist. In Abb. 3.13



Abb. 3.12. Gegeneinander verschobene relative Druckdaten von CH1 in OPN (blau) und CH3 in FFB (orange) am 12.12.2022. CH1 zeigt eine durch Sonneneinstrahlung verursachte Druckstörung in den Daten zwischen 8 UTC und 18 UTC.

sind die Daten vom 14.12.2022 dargestellt. Im diesem Zeitraum herrschte weitgehend Windstille. Zu sehen sind die relativen Druckverläufe aufgetragen gegen die Zeit. Auch hier wurden die Daten für einen besseren Vergleich systematisch gegeneinander verschoben. An beiden Standorten sind Signale auszumachen, jedoch scheinen die Amplituden in OPN systematisch größer zu sein als in FFB. Dies liegt in erster Linie an den verschiedenen



Abb. 3.13. Gegeneinander verschobene relative Druckdaten von CH1 in OPN (blau) und CH3 in FFB (orange) am 14.12.2022. An beiden Standorten sind Infraschallsignale ab ca. 11 UTC zu beobachten.

Schlauchkonfigurationen der Aufbauten (s. Abschnitt 3.2). In FFB scheint um kurz nach 14:00 UTC die Luke zum Schacht, in dem der Sensor steht, geöffnet worden zu sein. In OPN ist ein Signal um ca. 15:00 UTC zu erkennen, das in FFB nicht gemessen wurde. Dieses Signal ist auf eine nicht näher zu bestimmende Störquelle zurückzuführen.

In den Abb. 3.14 und 3.15 sind Morlet-Wavelet-Analysen der Signale aus Abb. 3.13 für OPN bzw. FFB dargestellt. Dafür wurde das R-Paket biwavelet (https://cran.r-project.org/ web/packages/biwavelet/index.html, aufgerufen am: 01.03.2023) verwendet. Aufgetragen ist die Frequenz über die Zeit, während die Farbskala die Amplituden der vorkommenden Frequenzen kennzeichnet. Der sogenannte *Cone of Influence*, der als transparente/graue Flächen im Bild eingezeichnet ist, kennzeichnet die Bereiche in der Analyse, die aufgrund von Randeffekten als nicht sicher angesehen werden.

In beiden Analysen sind ab ca. 3 mHz bis 50 mHz vermehrt Infraschallsignale über mehrere Stunden zu beobachten. In OPN ist ein periodisch auftretendes Störsignal zu erkennen, das ab ca. 1 Hz auftritt. Die Quelle dieses Signals konnte am Standort in OPN nicht ausfindig gemacht werden. Auch CH3 konnte dieses Signal noch in OPN messen, bevor er nach FFB umgezogen wurde. Nach dem Umzug, wie in Abb. 3.15 zu sehen ist, ist dieses Signal nicht mehr vorhanden. Mikrobarome zwischen 0,1 Hz - 0,3 Hz sind ebenfalls in beiden Abbildungen sichtbar und es ist zu erkennen, dass die Amplituden in FFB für dieselben Frequenzen in OPN in der Regel geringer ausfallen. Um dies zu zeigen, wurde für beide Wavelet-Analysen in den Abb. 3.14 und 3.15 im Frequenzbereich 0,2 Hz - 0,3 Hz

aus der Spektralanalyse die mittlere Amplitude für jeden Zeitpunkt berechnet. Daraus ergibt sich eine Zeitreihe, für die zusätzlich zur besseren Darstellung für jede Minute der Mittelwert bestimmt wurde. In Abb. 3.16 im unteren Diagramm sind in blau die Daten für OPN und in orange die für FFB gezeigt. Im oberen Diagramm ist in blau das Verhältnis zwischen dieser Spektralamplitude in OPN (P_{OPN}) und FFB (P_{FFB}) gezeigt und in orange der zur Zeitreihe gehörige Mittelwert, der 0,86 beträgt. Das bedeutet, dass die Amplituden in FFB etwas gedämpfter sind als in OPN. Der Frequenzbereich wurde derart gewählt, dass er oberhalb der vom Hersteller angegebenen Empfindlichkeitsgrenze der Sensoren von 0,2 Hz liegt. Derselbe Vergleich wurde dann nochmal für den Bereich von 0,1 Hz-0,3 Hz durchgeführt (s. Abb. 3.17), bei dem sich ein Mittelwert von 0,82 ergibt. Je weiter also unterhalb der angegeben Empfindlichkeitsgrenze angesetzt wird, desto geringer scheint das Verhältnis auszufallen.



Abb. 3.14. Wavelet-Analyse der relativen Druckdaten in OPN vom 14.12.2022 aus Abb. 3.13.



Abb. 3.15. Wavelet-Analyse der relativen Druckdaten in FFB vom 14.12.2022 aus Abb. 3.13.



Abb. 3.16. Vergleich der Mikrobarome gemessen in FFB und OPN im Frequenzbereich von 0,2 Hz-0,3 Hz am 14.12.2022. **Unten**: Für die Zeitreihen wurde zu jedem Zeitpunkt jeweils die mittlere relative Druckamplitude im besagten Frequenzbereich berechnet. Für beide Zeitreihen wurde für jede Minute der Mittelwert gebildet. **Oben**: Verhältnis der Zeitreihen aus dem unteren Diagramm und der dazugehörige Mittelwert von 0,86.



Abb. 3.17. Vergleich der Mikrobarome gemessen in FFB und OPN im Frequenzbereich von 0,1 Hz-0,3 Hz am 14.12.2022. **Unten**: Für die Zeitreihen wurde zu jedem Zeitpunkt jeweils die mittlere relative Druckamplitude im besagten Frequenzbereich berechnet. Für beide Zeitreihen wurde für jede Minute der Mittelwert gebildet. **Oben**: Verhältnis der Zeitreihen aus dem unteren Diagramm und der dazugehörige Mittelwert von 0,82

4. Untersuchung des Hunga Tonga -Hunga Ha'apai - Signals

In diesem Kapitel wird zuerst das Signal um den Ausbruch des HTHH Unterseevulkans am 15.01.2022 um 04:14:45 UTC (United States Geological Survey, 2022) untersucht und dann mit den Daten aus anderen Quellen verglichen. Der Ausbruch löste eine Schockwelle aus, die in Form einer Lambwelle mehrfach konzentrisch über den Globus propagierte (Amores et al., 2022; Matoza et al., 2022). Zu beachten ist, dass lediglich der Hauptausbruch um ca. 04:15 UTC stattfand, die Lambwelle jedoch wahrscheinlich erst im Zeitraum bis 04:30 UTC generiert wurde (Matoza et al., 2022; Vergoz et al., 2022). Die Welle propagierte mit einer Geschwindigkeit von ungefähr 310 m/s gefolgt von Infraschallsignalen mit einer Celerity von ca. 250 m/s - 290 m/s (Matoza et al., 2022; Vergoz et al., 2022).

In Abb. 4.1 sind von a-j jeweils links Satellitenaufnahmen der Ausbreitung der Lambwelle, ausgelöst durch die Eruption des HTHH, zu verschiedenen Zeitpunkten zu sehen. Rechts ist jeweils eine numerische Simulation der Lambwelle zu sehen. Von Teilbild a-f wurden die Infrarotdaten des Satelliten GOES-17 verwendet und für g-j die Infrarotdaten des Satelliten Meteosat-11. Der betrachtete Parameter für die Simulation ist der atmosphärische Druck (Amores et al., 2022).

4.1. Signal in der Wetterstation

Laut Deutschem Wetterdienst (Bertelmann et al., 2022), kam das Signal der Druckwelle das erste Mal um ca. 20:02 UTC und das zweite Mal um ca. 01:12 UTC am Hohenpeißenberg an (nach dem verwendeten Bild im Artikel war der erste Peak aber schon um ca. 19:45 UTC zu sehen und der Fuß des Wellenberges kam noch vor ca. 19:30 UTC an). Dieser liegt ca. 40 km vom DLR in OPN entfernt. Aus den Messungen einer Wetterstation auf dem Dach in OPN (s. Abb. 4.2) ergibt sich, dass die erste Ankunft bei $19:41:40 \pm 00:01:00$ UTC und die zweite bei $01:11:40 \pm 00:02:00$ UTC ankam. Dabei wurden als Referenzpunkte die Spitzen der ankommenden Wellen gewählt (gekennzeichnet mit blauem Kreis, s. Abb. 4.2). Die Unsicherheit bei der ersten Ankunft setzt sich aus der maximalen Auflösung der Wetterstation von 1 min zusammen. Bei der zweiten Ankunft ist die Spitze des Berges in den Daten nicht eindeutig zu lokalisieren, wodurch die Unsicherheit hier noch größer wird. Die Werte der Wetterstation decken sich damit mit den Werten vom Hohenpeißenberg, wenn angenommen wird, dass es sich bei der Druckwelle um die Lambwelle handelt, die mit ca. 310 m/s propagiert. Im weiteren Verlauf wird jedoch bei den Wetterstationsdaten der Fuß des Wellenbergs bei der jeweiligen Ankunft verwendet, um die Ankunftszeiten und die Geschwindigkeiten der Welle besser berechnen zu können. Die erste Ankunft



Abb. 4.1. Durch den HTHH-Ausbruch generierte Lamb-Welle am 15.01.2022: In a-j sind jeweils links Satellitendaten zu verschiedenen Zeitpunkten (UTC) der Ausbreitung der kreisförmigen Lambwelle über den Globus dargestellt. Dabei wurden für a-f die Infrarotdaten des Satelliten GOES-17 und für g-j die Infrarotdaten des Satelliten Meteosat-11 verwendet. Jeweils rechts ist die Simulation der Ausbreitung der Lambwelle zu sehen mit dem atmosphärischen Druck als Parameter. Abbildung 1 aus Amores et al. (2022).



Abb. 4.2. Daten der Wetterstation (Davis Vantage Vue), die neben den differentiellen Sensoren CH1 und CH3 in OPN steht. Aufgetragen ist der absolute Druck gegen die Zeit im Bereich von 17:30 UTC bis 04:00 UTC in der Nacht vom 15./16.01.2022. Zu sehen ist die erste Ankunft des Signals mit dem Fuß des Wellenberges um ca. 19:20 UTC und die zweite Ankunft mit dem Fuß des Berges um ca. 00:56 UTC (rote Kreise). Nach dem Wellental der ersten Welle um ca. 20:15 UTC ist ein höherfrequenteres Signal bis ca. 22:00 UTC (markiert durch rote Linien) zu beobachten. Die blauen Kreise markieren die Spitze des jeweiligen Wellenberges als alternativen Referenzpunkt um 19:42 UTC bzw. 01:12 UTC.

liegt dann bei 19:20:40 \pm 00:01:00 UTC und die zweite am darauffolgenden Tag bei 00:56:40 \pm 00:07:00 UTC (gekennzeichnet mit einem rotem Kreis, s. Abb. 4.2). Die Unsicherheit bei der ersten Ankunft setzt sich nur aus der maximalen Auflösung der Wetterstation von 1 min zusammen, während bei der zweiten Ankunft der Fuß des Berges in den Daten nicht eindeutig zu lokalisieren ist und dieser dadurch größer wird.

Die erste Druckwelle hat eine Peak-zu-Peak-Amplitude von 2,4 hPa \pm 0,2 hPa und die zweite eine von 1,0 hPa \pm 0,2 hPa. Die Unsicherheit ergibt sich aus der Genauigkeit des Drucksensors der Wetterstation von 0,1 hPa für jeweils das Maximum und das Minimum. Nach der ersten Schockwelle ist ein höherfrequenteres Signal (innerhalb der roten Linien) ab 20:15:40 \pm 00:14:00 UTC bis 22:03:40 \pm 00:03:00 UTC zu beobachten. Die Unsicherheiten setzen sich zusammen aus der maximalen Auflösung der Wetterstation von 1 min und der Unsicherheit bei Eingrenzung des höherfrequenten Signals. Dieser zeitliche Bereich mit höheren Frequenzen wird nun im weiteren Verlauf als Paket 1 (P1) bezeichnet.

Mit dem Zeitpunkt der Lambwellengeneration um 04:22:30 \pm 00:07:30 (Unsicherheit wurde mithilfe der Angaben von Matoza et al. (2022) und Vergoz et al. (2022) gebildet) und den hier bestimmten Ankunftszeiten lassen sich die Propagationsdauern der Signale berechnen. Des Weiteren ist zu beachten, dass der Erdradius nach Moritz (2000) zwischen $r_1 = 6378,137$ km und $r_2 = 6356,752$ km liegt. So ergibt sich als Mittelwert r = 6367,445 km

| Signal | Ankunft nach (Std.) | Geschwindigkeit (m/s) |
|--------------------|---------------------|-----------------------|
| 1. Ankunft, Spitze | $15,32 \pm 0,14$ | $306,22 \pm 3,56$ |
| 2. Ankunft, Spitze | $20,94 \pm 0,16$ | $306,75 \pm 3,04$ |
| 1. Ankunft, Fuß | $14,97 \pm 0,14$ | 313,38 ± 3,71 |
| 2. Ankunft, Fuß | $20,57 \pm 0,24$ | $312,21 \pm 4,40$ |

Tab. 4.1. Die Berechnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit hängt ab von der Wahl des Referenzpunktes im Signalverlauf, seiner Ankunftszeit und der Ausbreitungsrichtung der Welle.

und für weitere Berechnungen wird dann die Abweichung $\Delta r = |r_1 - r| = 10,693$ km als Unsicherheit verwendet. Mit Hilfe der Kugelkoordinaten, der GPS-Koordinaten der beiden Orte (HTHH: (20°34'12"S, 175°22'48"W), DLR: (48°05'12"N, 11°16'48"O)) und einer zusätzlichen Unsicherheit $\Delta \rho = 1$ km für die Position des Vulkans kann die Geschwindigkeit der Welle berechnet werden (s. Tabelle 4.1). Aus den ermittelten Werten ergibt sich, dass die Schockwellen mit einer Geschwindigkeit von 313,38 m/s ± 3,71 m/s für die erste und 312,21 m/s ± 4,40 m/s für die zweite Ankunft propagierten. Damit stimmen die Geschwindigkeiten mit den von Amores et al. (2022) und Matoza et al. (2022) angegebenen Werten von ca. 310 m/s für die weltweit gemessene Lambwelle überein. Die Werte mit der Spitze als Referenzpunkt stimmen mit gemessenen Werten von ca. 304 m/s nach Chum et al. (2022, Tab. 1) überein, bei denen auch die Spitze als Referenzpunkt festgelegt wurde. Damit sind die gemessenen Schockwellen sicher als Lambwellen zu identifizieren.

In Abb. 4.3 ist die Morlet-Wavelet-Analyse (vgl. Abschnitt 3.5) der Daten in Abb. 4.2 zu sehen. Die schwarzen Konturen kennzeichnen diejenigen Bereiche der Analyse, die mit einer Signifikanz von > 95 % als tatsächlich gemessene Signale anzusehen sind. Die Analyse zeigt, dass die erste Druckwelle in einem zeitlichen Bereich von 19:41 UTC \pm 00:45 UTC die stärksten Amplituden aufweist. Es scheint jedoch so zu sein, dass sich die erste Druckwelle aus zwei dominanten Frequenzbereichen zusammensetzt, nämlich aus denen zwischen 0,2 mHz - 0,7 mHz und denen zwischen 0,8 mHz - 2 mHz. Bei Amores et al. (2022) wurde eine Periodenlänge von ca. 40 min (0,42 mHz) angegeben, welche dem ersteren Ergebnis nahe kommt. Um den Zeitbereich der ersten Lambwelle in der Wavelet-Analyse zu bestimmen, wurden die Amplituden im Frequenzbereich von 0,2 mHz - 0,7 mHz zu jedem Zeitpunkt über alle Frequenzen gemittelt (s. Abb 4.4, links). Das Maximum und dessen Halbwertszeit bestimmen hier den Zeitbereich. Ab ca. 20:15 UTC kommen dann vereinzelt höhere Frequenzen ab ca. 3 mHz bis zur maximal auflösbaren Frequenz von 8,33 mHz vor. Die höheren Frequenzen sind dem P1 aus Abb. 4.2 zuzuordnen. Im Bereich von 01:20 UTC $\pm 00:33$ UTC ist ungefähr zwischen den erwähnten Frequenzbereichen der ersten Druckwelle von 0,4 mHz - 1 mHz eine dominante Erhöhung der Amplituden zu beobachten, die zeitlich mit der zweiten Ankunft der Lambwelle von der anderen Seite der Erdkugel übereinstimmt. Der Zeitbereich wurde hier analog zu dem der ersten Ankunft bestimmt (s. Abb. 4.4, rechts)



Wavelet - Oberpfaffenhofen absoluter Druck 2022-01-15/16

Abb. 4.3. Wavelet-Analyse der Druckdaten der Wetterstation in Abb. 4.2. Aufgetragen ist die Frequenz über die Zeit, während die Farbskala die Amplituden der vorkommenden Frequenzen widergibt. Die Lage der Maxima der Spektralamplituden ist mit 19:41 UTC und 1:21 UTC abgeschätzt.



Abb. 4.4. Gemittelte Druckamplituden über alle Frequenzen in einem bestimmten Frequenzbereich aus der Wavelet-Analyse in Abb. 4.3. **Links**: Amplituden für den Frequenzbereich 0,2 mHz - 0,7 Hz von 18:00-22:00 UTC für die erste Ankunft der Lambwelle am 15.01.2022. **Rechts**: Amplituden für den Frequenzbereich 0,4mHz - 1mHz von 00:00 - 03:00 UTC für die zweite Ankunft der Lambwelle am 16.01.2022.

4.2. Signal in DINO

Das Signal vom Ausbruch des HTHH konnte auch von allen drei Sensoren CH1-CH3 der Infraschallmikrobarographen DINO 1 und DINO 2 aufgezeichnet werden (s. Abb. 4.5). In der Abbildung ist der Zeitraum vom 15.01.2022 19:00 UTC bis zum 16.01.2022 04:30 UTC dargestellt. Um ca. 19:30 UTC ist ein deutlicher Anstieg in den Amplituden der drei Messungen zu beobachten, was auf die Lambwelle schließen lässt. Zwischen ca. 20:10 UTC bis 22:30 UTC ist ein weiterer größerer Amplitudenanstieg (zwischen den ersten zwei roten vertikalen Linien) zu beobachten. Dieser Zeitraum ist gleichzusetzen mit dem P1 aus der Wetterstation. Ein weiteres solches höherfrequenteres Paket, von nun an als Paket 2 (P2) bezeichnet, ist von ca. 02:00 UTC bis 04:00 UTC (zwischen den nächsten beiden vertikalen Linien) zu beobachten. Im Zeitraum zwischen diesen Paketen ist eine höhere Wellenaktivität im Vergleich zum Zeitraum vor der Ankunft der Lambwelle um 19:30 UTC zu beobachten. Als Ankunftszeiten für P1 und P2 wurden nun 20:10 UTC \pm 00:10 UTC bzw. 01:56 UTC \pm 00:10 UTC festgelegt. Dabei kommen die Unsicherheiten daher, dass aufgrund von Überlagerungen verschiedener Wellen, vor allem bei P2 nicht klar gesagt werden kann, wann die beiden Pakete ihren Anfang haben.

Das P1 bei CH1 hat eine Spannweite von Maximum zu Minimum von ca. 20,7 Pa, bei CH2 von ca. 15,6 Pa und bei CH3 von ca. 14,5 Pa. Die geringeren Spannweiten sind bei CH2 darauf zurückzuführen, dass der Sensor sich während der Messungen in einem abgeschlossenen Raum befand. Bei CH3 ist es auf die veränderte Schlauchkonfiguration des Aufbaus, die schon in Kap. 3.2 erwähnt wurde, zurückzuführen. Ein Signal über 100 Pa wie in Abb. 4.2 ist in den DINO-Daten nicht zu sehen, da die erste Druckwelle mit ihrer Frequenz deutlich unterhalb der nominellen Empfindlichkeitsgrenze der differentiellen Sensoren liegt (s. Kap. 3.1). Dies ist in einer Wavelet-Analyse der DINO-Daten, für die vorher über jede Minute der Mittelwert errechnet wurde, um die Auflösung der Wetterstation zu simulieren, in Abb. 4.6 zu sehen. Die Analyse zeigt dieselben Muster wie Abb. 4.3 und zeigt damit, dass sowohl die erste als auch die zweite Ankunft der Lambwelle von den Mikrobarometern registriert wurde. Jedoch sind die Druckamplituden im DINO im dargestellten Frequenzbereich bis zu zwei Größenordnungen geringer als bei den Wetterstationsdaten. Dies zeigt wie groß die Amplitude gewesen ist, dass sogar diese verwendeten differentiellen Mikrobarometer sie weit unterhalb des offiziellen Empfindlichkeitsbereichs (0,2 Hz) registrieren konnten.

In einer eigenen voll aufgelösten Wavelet-Analyse der DINO-Daten (CH1) in Abb. 4.7 ist nochmal der gesamte Zeitraum vom 15.01.2022 17:00 UTC bis zum 16.01.2022 06:00 UTC gezeigt. Aufgrund der Empfindlichkeitsgrenze der Sensoren scheint die Amplitude mit der Frequenz des Signals über die Zeit für den jeweiligen Durchgang der Lambwelle zu steigen. Im Vergleich zur Wavelet-Analyse der absoluten Druckdaten der Wetterstation in Abb. 4.3 sind dafür deutliche Infraschallsignale bis zu 1 Hz zu beobachten, die auch in Matoza et al. (2022) bei Frequenzen von f > 10 mHz gezeigt wurden. Ein weiterer Vergleich mit Vergoz et al. (2022, Abb. 2) zeigt hier eindeutig, dass es sich bei P1 und P2 in den DINO-Daten um dispersive Infraschallpakete handelt, die ihren Ursprung zum selben Zeitpunkt haben wie die Lambwellen. Auffällig ist, dass auch hier, wie in der Wavelet-Analyse der Wetterstation, die Muster beim 1. und 2. Durchgang der Lambwelle



Abb. 4.5. Messdaten der Sensoren CH1-CH3 von oben nach unten mit der differentiellen Druckschwankung aufgetragen gegen die Zeit im Bereich von 19:00 UTC bis 04:30 UTC in der Nacht vom 15./16.01.2022. Bei allen drei Sensoren ist ein erster Anstieg der Amplituden um ca. 19:30 UTC zu beobachten, sowie die hier P1 und P2 genannten zeitlichen Bereiche zwischen den jeweils zwei vertikalen roten Linien, die die größten Amplituden aufweisen. Zwischen den Paketen und nach dem P2 gibt es erhöhte Infraschallaktivitäten im Vergleich zum Zeitraum vor der Ankunft um ca. 19:30 UTC.



Abb. 4.6. Wavelet-Analyse des Signals vom 15./16.01.2022 gemessen durch den CH1-Sensor. Vor der Analyse wurde für einen besseren Vergleich mit den Daten der Wetterstation (s. Abb. 4.3) über jede Minute der Mittelwert berechnet. Die Amplituden sind stark gedämpft, da sie unterhalb des nominellen Empfindlichkeitsbereichs von ca. 0,2 Hz liegen.



OPN OUTDOOR 15/16.01.2022

Abb. 4.7. Wavelet-Analyse des Signals vom 15./16.01.2022 gemessen vom CH1-Sensor. Für diese Analyse wurden im Vergleich zu Abb. 4.6 die voll aufgelösten Daten mit einer Sampling-Rate von 50 Hz verwendet.

nahezu identisch sind. Das Muster bei der zweiten Ankunft scheint aber konsequent in der Frequenz höher zu liegen.

Zum Vergleich zeigt Abb. 4.8 im unteren Teilbild die Messungen eines absoluten Mikrobarographen in STU vom 15.01.2022. Die Spektral-Analyse zu diesem Graphen befindet sich in der Mitte von Abb. 4.8. Aufgetragen ist dabei die Frequenz gegen die Zeit und rechts vom Graphen definiert eine Farbskala den Druckpegel. Alle Graphen in der Abbildung wurden von Dr. Jaroslav Chum vom Institute of Atmospheric Physics in Prag, Tschechien erstellt (persönliche Kommunikation). Ab 19:00 UTC ist im unteren Bild im Druckverlauf die Lambwelle sichtbar und ab 20:00 UTC ein höherfrequenterer Bereich, der geringer in der Amplitude ist. Die dazugehörige Spektral-Analyse im mittleren Bild zeigt, dass das Signal die größten Amplituden in den niedrigeren Frequenzen von ca. 0,02 Hz und darunter besitzt. Mit der Zeit kommen immer höherfrequentere Anteile dazu. Dieselbe Spektral-Analyse wurde für die Daten des CH1 durchgeführt und ist oben in der Abbildung dargestellt. Im Vergleich zum mittleren Bild ist zu sehen, dass der CH1 bis hinunter zu 0,02 Hz die Amplituden noch beinahe so gut wie der absolute Mikrobarograph in STU registrieren kann. Erst ab ca. 0,02 Hz werden in den Daten des CH1 die Amplituden stärker gedämpft, jedoch scheint der Amplitudenanstieg zwischen ca. 1 mHz und 5 mHz zwischen 19:00 UTC bis 21:00 UTC dem Muster der Spektral-Analyse im mittleren Bild zu entsprechen. Mit dem DINO ist es also durchaus möglich, noch Signale unter der nominellen Grenze von 0,2 Hz zu registrieren. Bei beiden Spektral-Analysen sind zudem bereits von 16:00 UTC bis 20:00 UTC um ca. 0,2 Hz herum sogenannte Mikrobarome (vgl. Abschnitt 2.1.2) zu beobachten und bei CH1 ab 0,5 Hz und höher auch diskrete Störsignale zu erkennen. Die Quelle der Störsignale ist noch ungeklärt, geht aber wahrscheinlich auf Lüftungsanlagen auf dem Dach des Gebäudes zurück, auf dem der Sensor aufgebaut ist.

Analog zu Abschnitt 4.1 wurden auch hier nun mit den oben festgelegten Ankunftszeiten die Geschwindigkeiten für P1 und P2 bestimmt. Diese sind zusammen mit den Geschwindigkeiten für die in der Wetterstation gemessene erste und zweite Ankunft der Lambwelle in Tabelle 4.2 aufgelistet. Zusätzlich wurde versucht die 1. Ankunft und damit die Geschwindigkeit der Lambwelle auch im DINO zu bestimmen, obwohl diese in den Daten aufgrund der niedrigen Frequenz nicht so gut zu bestimmen ist. In Abb. 4.9 sind die

| , 0 | , | 6 1 6 |
|--------------------|---------------------|-----------------------|
| Signal | Ankunft nach (Std.) | Geschwindigkeit (m/s) |
| Lambwelle | | |
| 1. Ankunft, Spitze | $15,32 \pm 0,14$ | $306,22 \pm 3,56$ |
| 2. Ankunft, Spitze | $20,94 \pm 0,16$ | $306,75 \pm 3,04$ |
| 1. Ankunft, Fuß | $14,97 \pm 0,14$ | 313,38 ± 3,71 |
| 2. Ankunft, Fuß | $20,57 \pm 0,24$ | $312,21 \pm 4,40$ |
| 1. Ankunft, (CH1) | $14,88 \pm 0,08$ | 315,37 ± 5,16 |
| Pakete | | |
| Paket 1 (P1) (CH1) | $15,79 \pm 0,29$ | 297,07 ± 6,19 |
| Paket 2 (P2) (CH1) | $21,56 \pm 0,29$ | $297,90 \pm 4,73$ |

Tab. 4.2. Wie Tabelle 4.1, ergänzt um die Daten, die sich aus dem Mikrobarographen ergeben.



Abb. 4.8. Das untere Teilbild zeigt den absoluten Druckverlauf aufgetragen gegen die Zeit für den 15.01.2022 in STU. In der Mitte ist die zum unteren Graphen gehörige Spektral-Analyse mit der Frequenz aufgetragen gegen die Zeit und rechts vom Graphen eine Farbskala zur Darstellung des Druckpegels in dB. Oben ist dieselbe Spektral-Analyse wie in der Mitte dargestellt, jedoch für die Daten des CH1 des DINO aus OPN in demselben Zeitraum. Abbildungen wurden von Dr. Jaroslav Chum vom "Institute of Atmospheric Physics" in Prag, Tschechien erhalten und wurden dann verändert (persönliche Kommunikation).

Daten für die Druckschwankungen gemessen durch CH1 im Zeitraum von 19:00-20:30 UTC dargestellt. Die erste rote Linie stellt die vermeintliche Ankunft der Lambwelle dar. Dieser Zeitpunkt wurde deshalb gewählt, weil im Zeitraum davor nicht mehr eindeutig gesagt werden konnte, ob noch ein möglicher Peak vorhanden ist oder nicht. Dies ist nochmals in dem vergrößerten Ausschnitt in der Abbildung zu sehen ist. Das Signal der

Lambwelle kommt hier also schon um ca. 19:15 UTC \pm 00:05 UTC an. Die Unsicherheit Δt wurde so gewählt, dass sowohl die auffällige Störung nach 19:10 UTC als auch der erste Peak gegen 19:20 UTC enthalten sind. Damit ergibt sich für die Geschwindigkeit ein Wert von 315,37 m/s \pm 5,16 m/s, der im Rahmen der Messgenauigkeit mit den Werten für die Wetterstationsdaten übereinstimmt. Der zweite rote Strich rechts in Abb. 4.9 markiert die gewählte Ankunftszeit des P1. Für die zweite Ankunft des Signals konnte aus den Daten für CH1 aufgrund der Überlagerungen von verschiedenen Signalen vor dem P2 zunächst keine Ankunftszeit bestimmt werden.

Die Geschwindigkeitswerte für die erste und zweite Ankunft der Lambwelle (Referenzpunkt: Fuß) gemessen durch die Wetterstation, stimmen mit den Angaben von Amores et al. (2022) und Matoza et al. (2022) für die Geschwindigkeit einer Lambwelle von ca. 310 m/s überein, wie auch mit den angegebenen Werten nach Le Pichon (2010) und Otsuka (2022). Die Werte liegen auch beinahe noch im Bereich der Geschwindigkeiten für frühere Beispiele, z.B. Wellen ausgelöst durch den Ausbruch des Mount St. Helens 1980 mit 308 m/s (Mikumo & Bolt, 1985). Die Pakete P1 und P2 haben eine geringere Geschwindigkeit, da Infraschall in einer thermisch geschichteten Atmosphäre in seiner Ausbreitungsrichtung abgelenkt und in bestimmten Höhen wieder reflektiert wird. Mit Geschwindigkeiten von ca. 297 m/s kann von einer stratosphärischen oder vielleicht noch thermosphärischen Reflexion ausgegangen werden (vgl. Kap. 2.1.2). Die Geschwindigkeiten der Pakete sind also nicht die direkte Schallgeschwindigkeit sondern die sogenannte Celerity des Infraschalls.

Dass P1 und P2 tatsächlich vom HTHH-Ausbruch ausgelöste Wellen sind, ist auch in Abb. 4.10 zu sehen. Gezeigt ist hier im unteren Teil der Abbildung der zeitliche Verlauf der von CH1 gemessenen Druckschwankungen und im oberen Teil die im Vergleich dazu gemessenen Daten eines Mikrobarographen des Herstellers iTem s.l.r. in Norditalien von demselben Modell wie CH1 (persönliche Mitteilung von info@item-geophysics.it, Roberto Bonazzi, iTem s.l.r., 18.01.2022). Beide Graphen zeigen einen nahezu identischen Verlauf. Die senkrechten blauen Linien in der Abbildung sind jeweils auf einen charakteristischen Punkt im unteren Graphen für CH1 bezogen, während die dazu parallelen roten Linien das zu den blauen Linien entsprechende Signal für den Mikrobarographen in Norditalien markieren. Es ist zu beobachten, dass die erste Druckwelle in OPN früher ankommt als in Norditalien. Dies ist dadurch zu erklären, dass das Signal einen längeren Weg zurücklegen muss. Bei der zweiten Ankunft verhält es sich erwartungsgemäß umgekehrt. Das Signal, das aus der anderen Richtung über den Globus einen längeren Weg zurücklegen muss, kommt in Italien früher an als in OPN.



Abb. 4.9. Daten des CH1 am 15.01.2022 mit der Druckschwankung aufgetragen gegen die Zeit in UTC. Die durchgezogene Linie links markiert die Ankunftszeit des Signals. Der kleine Kasten links markiert den vergrößerten Bereich von 19:00 UTC bis 19:25 UTC oben im Bild. In der Vergrößerung ist vor 19:20 UTC kein eindeutiger Peak für die Ankunft des Signals mehr erkennbar. Die durchgezogene Linie rechts markiert die Ankunftszeit von P1. Im gesamten Zeitbereich steigt das Signal mit der Zeit in der Frequenz an. Tatsächlich haben die ersten niederfrequenten Anteile die höchste Amplitude, können jedoch nicht korrekt vom Instrument registriert werden.



Abb. 4.10. Aufgetragen sind im unteren Graphen die Messungen der Druckschwankungen von CH1 gegen die Zeit und oben die Messungen eines Mikrobarographen in Norditalien von demselben Modell wie "CH1". Die vertikalen blauen Linien, die sich durch das gesamte Bild ziehen, beziehen sich auf einen charakteristischen Punkt im unteren Graphen für "CH1" und die dazu parallelen roten Linien auf dieselbe Signatur im oberen Graphen für den Mikrobarographen in Norditalien.

4.3. Signal in GRIPS

In der Nacht vom 15. auf den 16.01.2022, als in den Druckwerten das Signal des HTHH-Ausbruchs in Europa gemessen wurde, konnten auch in ganz Europa ab ca. 03:00 UTC Wellen in den Airglow-Messungen registriert werden. In den Daten der letzten Jahre wurden zwar bisweilen ähnliche Signale gefunden, jedoch waren diese Daten immer nur an einzelnen Stationen vorhanden, woraus sich schließen lässt, dass dieses Signal mit hoher Wahrscheinlichkeit mit dem HTHH-Ausbruch zusammenhängt. Auf die ähnlichen Signale wird am Ende dieses Abschnitts weiter eingegangen. In Abb. 4.11 sind die Messreihen der OH-Airglow-Intensität des Q(3-1)-Zweigs für verschiedene GRIPS-Messstationen in Europa (vgl. Abb. 3.1) dargestellt. Dabei wurden die Daten für einen besseren Vergleich systematisch gegeneinander verschoben. Anhand des Quotienten des OH-Q(3-1)- und OH-Q(4-2)-Zweiges lässt sich feststellen, dass die Messungen bei den fünf Stationen UFS, SBO, OTL, OHP und CAT bei sehr guten, d.h. wolkenfreien, Bedingungen durchgeführt wurden (vgl. Kap. 2.2.2). In Abb. 4.12 ist der Quotient für GRIPS 8 an der UFS aufgetragen gegen die Zeit (Diagramme der anderen Stationen sind im Anhang zu finden, Abb. A.1-A.4). Der Wert liegt durchgehend bei allen Stationen mindestens über 0,65 und die Variationen finden vergleichsweise langsam statt. Dies bedeutet, dass es in dieser Nacht kaum Bewölkung



Abb. 4.11. Airglow-Messreihen des OH-Q(3-1)-Zweigs aufgetragen gegen die Zeit in der Nacht vom 15./16.01.2022. Die Messreihen gehören in der Reihenfolge von oben nach unten zu den Stationen UFS, SBO, OTL, OHP und CAT (vgl. Abb. 3.1). Die Zeitreihen wurden für einen besseren Vergleich untereinander in ihrer Intensität auf der y-Achse systematisch gegeneinander verschoben.



Abb. 4.12. Quotient zwischen OH-Q(3-1)- und OH-Q(4-2)-Zweigen gemessen von GRIPS 8 an der UFS in der Nacht vom 15./16.01.2022. Die langsamen Variationen und die durchgehend hohen Werte deuten eine wolkenlose Nacht an, in der der Quotient nur von atmosphärischen Wellen, nicht von Wolken moduliert wird.

bzw. Nebel gab, die die Messungen hätten spürbar behindern können. In diesem Fall wären kurzfristige, starke Einbrüche zu erwarten.

Da die Ankunftszeiten der Signale an den verschiedenen Stationen nicht eindeutig über Abb. 4.11 bestimmt werden können, wurde zuerst eine Wavelet-Analyse für die OH-Q(3-1)-Messreihen für alle Stationen durchgeführt. In Abb. 4.13 und Abb. 4.14 sind jeweils die Wavelet-Analyse für die Airglow-Messungen an der UFS und in OTL zu sehen (die übrigen Stationen sind im Anhang zu finden, Abb. A.5-A.7). In beiden Abbildungen ist zu sehen, dass lediglich ein Signal um ca. 04:00 UTC eine Signifikanz von mindestens 95% aufweist (gekennzeichnet mit rotem vertikalen Strich). Dieses Signal befindet sich in einem Frequenzbereich von ca. 1 mHz - 5 mHz und ist damit ungefähr im Bereich der akustischen Schwerewellen. Auch bei allen anderen Stationen ist dieses Signal um ca. 04:00 UTC und 2 mHz zu beobachten. Zusätzlich sind bei allen Stationen Amplitudenerhöhungen kurz vor 04:00 UTC zu sehen. In OTL (s. Abb. 4.14) ist sogar der Bereich um ca. 0,4 mHz - 0,8 mHz signifikant und damit in dem Bereich, in dem sich die Lambwelle in den Wetterstationsdaten zeigt. Ein ähnliches Signal zur selben Uhrzeit ist auch an der UFS in den Daten zu sehen, wird jedoch nicht als signifikant betrachtet (vgl. Abb. 4.13 und 4.14).

Durch die Entfernung der Stationen zueinander und dadurch dass die GRIPS-Geräte ihre Werte teilweise über verschieden große Beobachtungsbereiche integrieren, ergeben sich



Abb. 4.13. Wavelet-Analyse der OH-Q(3-1)-Messreihe an der UFS durch GRIPS 8 in der Nacht vom 15./16.01.2022. Lediglich im Frequenzbereich von 1 mHz - 5 mHz ist ein signifikantes Signal gegen 04:00 UTC zu beobachten.



Abb. 4.14. Wavelet-Analyse der OH-Q(3-1)-Messreihe in OTL durch GRIPS 9 in der Nacht vom 15./16.01.2022. Der Bereich von ca. 0,4 mHz - 0,8 mHz, in dem sich auch die Lambwelle in den Wetterstationsdaten zeigt, ist hier als signifikant gekennzeichnet.



Abb. 4.15. Aufgetragen ist die gemittelte Intensität zu jedem Zeitpunkt im Frequenzbereich von 1 mHz bis 5 mHz, berechnet aus der Wavelet-Analyse für die UFS-Daten in Abb. 4.13. Der größte Peak wird als Referenzpunkt für die Ankunftszeit der entsprechenden Welle in Abb. 4.11 herangezogen, da er auch in den Daten der anderen Stationen zu finden ist.

unterschiedliche Muster in den Wavelet-Analysen. Das erschwert es einen gemeinsamen Ankunftszeitpunkt in den Daten festzulegen. Zur genaueren Bestimmung des Ankunftszeitpunkts der Signale wird nun aus den Daten der Wavelet-Analysen nur der Frequenzbereich von 1 mHz - 5 mHz betrachtet. Dabei wurde für diesen Bereich zu jedem Zeitpunkt das Mittel der Intensität über diese Frequenzen errechnet. Die sich daraus ergebende Zeitreihe ist für UFS in Abb. 4.15 dargestellt (für die übrigen Stationen s. Abb. A.8-A.11). Im Verlauf sind fünf Peaks mit einer Intensität größer als 200 zu erkennen, von denen einer relativ zu den anderen deutlich um $04:09 \pm 00:10$ UTC herausragt. Dieser ist dem stärksten Signal in Abb. 4.13 zuzuordnen. Anhand der Lage dieses größten Peaks werden jeweils die Ankunftszeiten der Wellen aus Abb. 4.11 für jede Station bestimmt. Jedoch ist dieser Peak in den Daten von OHP und SBO nicht klar ersichtlich. Hier wurden die Peaks anhand der Ahnlichkeit der Muster in den Wavelet-Analysen untereinander gewählt. Es hätten auch die ersten Amplitudenerhöhungen in den Wavelet-Analysen als Ankunftszeitpunkt gewählt werden können. Hier ist jedoch bei weiterem Vergleich nicht ersichtlich, ob es sich dabei um denselben Punkt in den Signalen aller Stationen handelt, da kein markanter Anhaltspunkt zu finden ist. Die Ankunftszeiten sind in Tabelle 4.3 in der ersten Spalte eingetragen und die Unsicherheiten wurden über die Halbwertsbreite des jeweils gewählten Peaks und die Unsicherheit von 7,5 min für den Ausbruchszeitpunkt des Vulkans berechnet. Da sich der Zeitpunkt des Eintreffens des Signals weder in den Messdaten (s. Abb. 4.11) noch in den Spektralanalysen exakt bestimmen lässt, ergeben sich große Unsicherheiten, sodass das Eintreffen als nahezu zeitgleich angesehen werden muss. Unter

Tab. 4.3. Daten über die Signale in den GRIPS-Messungen am 16.01.2022. **1. Spalte**: Ankunftszeiten der Wellen an der jeweiligen Station; **2. Spalte**: Dauer der Propagation der Welle vom HTHH bis zur jeweiligen Station; **3. Spalte**: Geschwindigkeiten der Wellen über den kürzeren Weg; **4. Spalte**: Geschwindigkeiten der Wellen über den längeren Weg; **5. Spalte**: Abstand des HTHH von der jeweiligen GRIPS-Station; **6. Spalte**: Ungefähr enthaltene Frequenzbereiche ermittelt aus den Wavelet-Analysen; **7. Spalte**: Länge der Signale ermittelt durch den ersten und den letzten Peak in den Abb. 4.13 und A.8-A.11. **8. Spalte**: Krassovsky-*η*.

| Station | 1. Ankunftszeit | 2. Ankunft | 3. Geschwin- | 4. Geschwin- |
|---------|-------------------|------------------|-------------------|-------------------|
| | am 16.01.2022 | nach | digkeit kurz | digkeit lang |
| | (UTC) | Dauer (Std.) | (m/s) | (m/s) |
| UFS | $04:09 \pm 00:20$ | $23,78 \pm 0,33$ | $200,90 \pm 3,28$ | $272,85 \pm 4,44$ |
| SBO | $04:20 \pm 00:19$ | $23,96 \pm 0,32$ | $199,35 \pm 3,09$ | $270,75 \pm 4,19$ |
| OTL | $04:09 \pm 00:26$ | $23,77 \pm 0,43$ | $202,11 \pm 4,08$ | $271,80 \pm 5,48$ |
| OHP | $04:31 \pm 00:21$ | $24,15 \pm 0,35$ | $202,97 \pm 3,37$ | $263,57 \pm 4,38$ |
| CAT | $04:00 \pm 00:20$ | $23,63 \pm 0,33$ | $212,96 \pm 3,41$ | $263,88 \pm 4,22$ |

| | 5. Abstand HTHH- | 6. Frequenzbereiche | 7. Dauer des | 8. Krassovsky |
|-----|------------------|---------------------|--------------|---------------------|
| | Station | (mHz) | Signals | η^{K} |
| | (km) | | (Std.) | |
| UFS | 17198 ± 40 | 0,2 - 0,5; 1 - 3 | 01:52 | $4,4 \pm 0,9$ |
| SBO | 17198 ± 40 | 1 - 3 | 02:34 | $3,5 \pm 0,2$ |
| OTL | 17295 ± 40 | 0,3 - 0,8; 1 - 5 | 02:15 | $5,7 \pm 0,3$ |
| OHP | 17643 ± 41 | 0,4 - 2 | 02:07 | $3,9 \pm 0,9$ |
| CAT | 18112 ± 42 | 1 - 3 | 02:11 | $4,4 \pm 0,2$ |

der Annahme, dass die Wellen vom HTHH ausgesandt worden sind, ergeben sich für die beiden potentiellen Ausbreitungswege die Geschwindigkeiten in Spalte 3 und Spalte 4 in Tabelle 4.3. Wenn die Wellen über den kürzeren Weg gekommen sind, so ergibt sich eine durchschnittliche Geschwindigkeit von 203,66 m/s \pm 3,45 m/s und eine Geschwindigkeit von 268,57 m/s \pm 4,54 m/s für den längeren. Nach Stober et al. (2022) ergab sich aus Radarmessungen im Zusammenhang mit dem HTHH, dass sich Schwerewellenpakete von ca. 2-3 Stunden Dauer im Höhenbereich von ca. 80-100 km über Europa ausbreiteten. Aufgrund von verschiedenen Windgegebenheiten und anderen Faktoren weltweit, breiteten sich diese Wellen über den kürzeren Weg mit ca. $150 \text{ m/s} \pm 15 \text{ m/s}$ und den längeren mit ca. $250 \text{ m/s} \pm 15 \text{ m/s}$ aus. Dabei würde innerhalb der Unsicherheiten der Wert über den längeren Weg den Daten in CAT und OHP entsprechen und den Daten der übrigen GRIPS-Stationen sehr nahekommen. Dies bedeutet, dass die Wellen in den GRIPS über den längeren Weg gekommen sein müssen. Die geringe Geschwindigkeit von $150 \text{ m/s} \pm 15 \text{ m/s}$ für den kürzeren Weg würde auch erklären, weshalb in den GRIPS keine eindeutigen Signale vor denen um ca. 04:00 UTC auftreten, da diese Signale über den kürzeren Weg tatsächlich länger bräuchten als über den längeren Weg. Für den kürzeren Weg wären Schwerewellen über den Alpen also erst am 16.01.2022 gegen ca. 12 UTC am Tag zu erwarten.



Abb. 4.16. Aufgetragen ist die gemittelte Intensität zu jedem Zeitpunkt im Frequenzbereich von 0,3 mHz bis 1 mHz, berechnet aus der Wavelet-Analyse für die OTL-Daten in Abb. 4.14.

Der Frequenzbereich von 0,3 mHz - 1 mHz wurde analog betrachtet. Dabei wurden hier die Daten aus OTL betrachtet, da nur hier auch um ca. 20:00 UTC am 15.01.2022 ein Anstieg in den Amplituden zu beobachten ist, der möglicherweise der 1. Ankunft der Lambwelle zugeordnet werden könnte. In Abb. 4.16 sind die mittleren Intensitäten aufgetragen, analog zu Abb. 4.15. Angenommen die Peaks um 20:45 UTC und 02:50 UTC zeigen die Lambwelle, so wären die Signale ca. eineinhalb bis zwei Stunde später angekommen, als es der Fall bei den DINO- und Wetterstationsdaten ist. Damit ergibt sich eine Geschwindigkeit von ca. 293 m/s \pm 12m/s für die vermeintliche erste Ankunft und ca. 288 m/s \pm 9 m/s für die zweite. Die Lambwelle wäre in der Höhe also deutlich langsamer als sie durch die Wetterstation und die DINO-Instrumente gemessen wurde. Die geringere Geschwindigkeit würde sich durch die Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit erklären lassen. Es könnte aber auch sein, dass dieses Signal in dieser Höhe nicht den gesamten Weg vom HTHH bis OTL direkt zurückgelegt hat, sondern erst durch lokale Störungen der Lambwelle in tiefer gelegenen Höhen erzeugt wurde. Dieses Signal könnte dann dementsprechend Zeit benötigen, um bis zur Airglow-Schicht vorzudringen.

In weiteren Untersuchungen zur Berechnung des Krassovsky η (vgl. Kap. 2.2.4) ergab sich für jede GRIPS-Station zwischen den Größen der OH-Q(3-1)-Intensität und der jeweiligen Rotationstemperatur kein Phasenunterschied, sodass der Imaginärteil $\eta_{I}^{C} = 0$ ist. Um dies zu zeigen, wurden für jede Station die Zeitbereiche von ca. 03:00 UTC bis ca. 05:00 UTC gewählt, da sich hier die Signale um ca. 2 mHz in den Wavelet-Analysen und den Daten in Abb. 4.11 zeigen. In den Zeitbereichen wurde vorher jeweils entweder ein linearer oder quadratischer Trend abgezogen, um die reinen Perturbationen in den Daten zu



Abb. 4.17. OH-Q(3-1)- und Rotationstemperaturschwankungen I' und T' im Verhältnis zu den jeweiligen Mittelwerten I_0 und T_0 für die UFS-Daten am 16.01.2022. Es zeigt sich kein sichtlicher Phasenunterschied in den Verläufen.

erhalten. In Abb. 4.17 sind die Daten für UFS dargestellt (die entsprechenden Abbildungen für die anderen Stationen A.12-A.15 sind im Anhang zu finden). Dann wurde in den Daten für jede Minute der Mittelwert berechnet, um störende, höhere Frequenzen zu entfernen. Geplottet sind die Verhältnisse der Intensitäts- und Temperaturschwankungen *I'* und *T'* zu den jeweiligen Mittelwerten I_0 und T_0 für *I* und *T*. Zur Berechnung des Realteils η_R^C wurde an die Intensitäts- und Temperaturdaten jeweils für die größten und die kleinsten Amplituden im Signal ein Fit angepasst (s. Abb. 4.18). Aus den jeweiligen Minimal- und Maximalamplituden wurde der Mittelwert berechnet (s. Tab. 4.3, Spalte 8) und dann nach Kapitel 2.2.4 das Krassovsky $\eta_R^C = \eta^K$. Die Ergebnisse sind in der letzten Spalte von Tabelle 4.3 eingetragen. Es zeigt sich, dass die Werte bei allen Stationen, mit Ausnahme von OTL, zwischen 3-5 liegen.

Wie schon zu Anfang dieses Abschnitts erwähnt, gab es in den letzte Jahren zwar ähnliche Signale zu denen in der Nacht vom 15./16.01.2022, jedoch traten sie immer nur an einer Station auf oder Amplituden und Dauer des Signals erreichten nicht die Werte dieser Nacht. In Abb. 4.19 sind die Airglow-Intensitäten in der Nacht vom 07./08.12.2021 für OTL (orange) und SBO (blau) dargestellt. Das Signal in OTL im Zeitraum von ca. 19:00 UTC bis 00:00 UTC ähnelt von all den Signalen der letzten untersuchten Jahre den Daten in Abb. 4.11 am meisten. Jedoch ist auch dieses Signal nur in OTL so zu messen. Eine Ausnahme ist SBO, bei dem oft auch ein Signal gemessen wird, wenn in OTL etwas gemessen wird. Dies ist vermutlich auf die Nähe der beiden Stationen zueinander zurückzuführen. Die Signale der beiden Stationen ähneln sich aber nicht in dem Ausmaß, wie es in der Nacht vom HTHH-Ausbruch der Fall ist. Die Signale weisen



Abb. 4.18. Dargestellt sind die Messdaten der UFS am 16.01.2022 zwischen 03:50-04:30 (blau). Für die Daten wurde einmal ein Fit für die größte vorkommende Amplitude des Signals (orange) und einmal für die kleinste vorkommende Amplitude (grün) erzeugt. Aus den beiden Amplituden der Fits wurde ein Mittelwert zur weiteren Berechnung des Krassovsky η berechnet.

in den Analysen nicht dieselben Muster auf, wie es bei den Wavelet-Analysen in der Nacht vom 15./16.01.2022 der Fall war (für den weiteren Vergleich der Wavelet-Analysen s. Abb. A.16 und A.17 im Anhang). Es liegt also nahe, dass die Signale in der Nacht vom 15./16.01.2022 in Zusammenhang mit dem HTHH-Ausbruch stehen.

Auch in der Nacht vom 14./15.01.2022, einen Tag vor dem HTHH-Ausbruch, zeigte sich in den GRIPS 9-Daten in OTL ein ähnliches Signal in demselben Zeitbereich von ca. 03:00 UTC bis 05:00 UTC wie für die die Daten vom 15./16.01.2022 (s. Abb. 4.20, grüner Graph). Jedoch zeigt sich in den Daten der anderen Stationen kein solches Signal, sodass hier von einem lokalen Ereignis ausgegangen werden kann.



Abb. 4.19. Airglow-Messreihen des OH-Q(3-1)-Zweigs aufgetragen gegen die Zeit in der Nacht vom 07./08.12.2021. Die Messreihen gehören in der Reihenfolge von oben nach unten zu den Stationen OTL und SBO. Die Reihen wurden für einen besseren Vergleich systematisch in ihrer Intensität auf der y-Achse zueinander verschoben. Gegen Ende der Nacht (nach 04:00 UTC) zeigen Intensitätseinbrüche dein Einfluss von Wolken auf.



Abb. 4.20. Airglow-Messreihen des OH-Q(3-1)-Zweigs aufgetragen gegen die Zeit in der Nacht vom 14./15.01.2022. Die Messreihen gehören in der Reihenfolge von oben nach unten zu den Stationen UFS, SBO, OTL, OHP und CAT (vgl. Abb. 3.1). Die Zeitreihen wurden für einen besseren Vergleich in ihrer Intensität auf der y-Achse systematisch gegeneinander verschoben. Nur OTL zeigt, wenn überhaupt, eine entfernte Ähnlichkeit zu den Signalen in der Nacht vom 15./16.01.2022 in Abb. 4.11.

4.4. Signal im BAIER

Mit dem BAIER konnten in der Nacht vom 15./16.01.2022 an der UFS ebenfalls ab ca. 03:50 UTC im OH-Airglow (715 nm - 930 nm) als auch im O_2 -Airglow (865 nm \pm 5 nm)) Wellen registriert werden. Vor 03:50 UTC können aufgrund des Einflusses vom Mondlicht keine Aussagen getroffen werden (s. Anhang A.6). In Abb. 4.21 sind jeweils ein Bild für die OH-Messungen (links) um 04:12 UTC und ein Bild für die O₂-Messungen (rechts) um 04:10 UTC gezeigt. Dabei sind die Bilder so ausgerichtet, dass die obere Kante in Richtung Norden zeigt, die rechte in Richtung Osten, die untere in Richtung Süden und die linke in Richtung Westen. Die zwei parallelen roten Striche markieren Wellenfronten und der gelbe Pfeil repräsentiert die Ausbreitungsrichtung der Wellen die bei beiden aus ca. 70° Azimut (Ost-Nord-Ost) kommen. Es konnte aus der Auswertung mehrerer solcher Bilder im Zeitraum von ca. 04:00 UTC - 05:00 UTC eine mittlere Wellenlänge von 76,9 km \pm 11,5 km bei OH und 97,2 km \pm 6,3 km bei O₂ ermittelt werden. Bei den Geschwindigkeiten konnten mittlere Werte von $169,4 \text{ m/s} \pm 29,6 \text{ m/s}$ für OH und 194,3 m/s \pm 44,7 m/s für O₂ berechnet werden. Dabei wurden die Geschwindigkeiten ermittelt, indem zwischen zwei zeitlich aufeinanderfolgenden Bildern betrachtet wurde, wie weit eine Wellenfront weiterpropagiert ist. Ebenso wurde mit diesen Angaben auch eine Frequenz von 2,2 mHz \pm 0,7 mHz bzw. von 2,0 mHz \pm 0,6 mHz errechnet. Die Unsicherheiten ergeben sich alle aus den Standardabweichungen der Geschwindigkeiten, Wellenlängen und Propagationsentfernungen zwischen zwei Bildern.

Die Frequenz von 0,2 mHz passt gut zu den Daten der GRIPS-Instrumente (s.o.), jedoch gibt es eine Diskrepanz zwischen den Geschwindigkeiten. Entgegen den Schlussfolgerungen aus den von GRIPS gemessenen Daten, scheint es sich hier um deutlich langsamere



Abb. 4.21. Aufnahmen des OH-Airlgows (links) und O₂-Airlgows (rechts) am 16.01.2022 um jeweils 04:12 UTC bzw. 04:10 UTC. Mit den roten Strichen sind jeweils die geschätzten Wellenfronten der zu sehenden Wellen gekennzeichnet und der gelbe Pfeil gibt die Ausbreitungsrichtung an. In blau sind jeweils die sich aus den Rechnungen ergebenden mittleren Wellenlängen aus der Betrachtung mehrerer Bilder eingezeichnet.

Wellen zu handeln. Die Geschwindigkeiten würden mit der nach Stober et al. (2022) angegeben Geschwindigkeit von ca. (150 ± 15) m/s für die Schwerewelle aus Norden im Rahmen der Messunsicherheiten übereinstimmen, doch wäre der Zeitpunkt des Auftretens um ca. 04:00 zu früh diese Wellen (erwartet um ca. 12 UTC am 16.01.2022). Auch kommen diese Wellen weder aus Norden noch aus Süden, sondern aus 70° Azimut (Ost-Nord-Ost). Jedoch sind nach Vergoz et al. (2022) über Europa durchaus Wellen im direkten Zusammenhang mit dem HTHH um teilweise bis zu 90° von der erwarteten Richtung abgewichen. Es könnte aber auch sein, dass diese Wellen in BAIER sowie die in den GRIPS-Messungen durch sekundäre Prozesse entstanden sind, wie sie bei Vadas et al. (2023) beschrieben sind.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Durch den Umzug des DINO 2 ans GPO in FFB werden die Störsignale am DLR-Standort vermieden. Ebenso konnten die durch Sonneneinstrahlung bedingten Messverfälschungen in den Messdaten beseitigt werden, indem der DINO 2 in einem unterirdischen Schacht aufgebaut wurde. Allerdings dämpft das neue Windrauschunterdrückungssystem auch die Signalstärke um etwa 14 Prozent.

In den Wetterstations- und DINO-Daten vom 15./16.01.2022 konnten die vom HTHH erzeugten Lambwellen mit einer Geschwindigkeit von ca. 312 m/s nachgewiesen werden. Dabei konnten sowohl die erste als auch die zweite Ankunft der Lambwelle mit ihren entgegengesetzten Ausbreitungsrichtungen über die Erde registriert werden. Der Frequenzbereich der Lambwellensignale liegt in den Wetterstationsdaten zwischen 0,3 mHz und 1 mHz. In den DINO-Daten konnten in diesem Frequenzbereich dieselben Signale gefunden werden, jedoch mit gedämpfter Amplitude. Dies liegt daran, dass sich die Signale der Lambwelle aus Frequenzen unterhalb der nominellen Empfindlichkeit der DINO-Sensoren zusammensetzen. Desweiteren konnten in den DINO-Daten dispersive Infraschallsignale im Zusammenhang mit dem HTHH-Ausbruch mit einer effektiven Geschwindigkeit (sog. Celerity) von ca. 297 m/s nachgewiesen werden, die der Lambwelle folgten. Diese sind im Frequenzbereich von ca. 3 mHz - 1 Hz zu finden.

In den Airglow-Daten der GRIPS-Instrumente konnten an den Standorten in Frankreich (OHP), Österreich (SBO), Deutschland (UFS), Slowenien (OTL) und Süditalien (CAT) nahezu zeitgleich über mehrere Stunden Wellensignaturen mit einer Frequenz von ca. 2 mHz detektiert werden. Die zeitgleiche Detektion von Wellensignaturen mit dieser Frequenz und Dauer ist in über 10 Jahren Messung absolut einmalig (Beginn operationeller Messungen: UFS (2009), CAT (2011), OHP (2012), SBO (2015), sowie OTL (2017)). In den Daten einiger Airglow-Spektrometer konnten zudem Spuren der eigentlichen Lambwellen-Durchgänge identifiziert werden. Dies ist bemerkenswert, da Lambwellen in vertikaler Richtung exponentiell gedämpft werden. Ein Zusammenhang mit dem HTHH-Ausbruch ist also sehr wahrscheinlich.

Erschwert wird die Analyse dadurch, dass die 2 mhz-Signale gegen 04:00 UTC nahezu zeitgleich an allen Stationen registriert wurden. Dadurch ist u.a. unklar, ob sie im Zusammenhang mit dem ersten oder zweiten Durchgang der Lambwelle stehen (ca. 19:40 UTC bzw. 01:00 UTC). Unter der Annahme, dass sie am Ort des HTHH generiert wurden und um die ganze Erde propagiert sind, würde sich eine Geschwindigkeit von ca. 270 m/s (direkter Weg) bzw. 200 m/s (entgegengesetzte Ausbreitungsrichtung) ergeben. Der erste Wert entspricht dabei in guter Näherung sogar der Schallgeschwindigkeit in Höhe der Mesopause.

Auch in den Daten des BAIER-Imagers konnten diese Wellen mit der Frequenz von 2 mHz eindeutig identifiziert werden. Die Aufnahmen des BAIER erlauben zudem die

Bestimmung der Ausbreitungsrichtung (ca. aus 70° Azimut, Ost-Nord-Ost), der Wellenlänge (ca. 75 km - 100 km) und der Geschwindigkeit (ca. 170 m/s). Dabei ist zu beachten, dass die vom Boden aus beobachtete Geschwindigkeit dopplerverschoben ist. In der mittleren Atmosphäre herrschen insbesondere im Winter ostwärts gerichtete Zonalwinde mit Geschwindigkeiten von bis zu 100 m/s. Trotz Bemühungen um Radardaten von anderen Forschungsgruppen liegen präzise Winddaten für die Messstandorte (noch) nicht vor. Die beobachtete Ausbreitungsrichtung aus Ost-Nord-Ost lässt sich nicht ohne Weiteres mit den erwarteten Richtungen (Nord-Nord-Ost bzw. Süd-Süd-West) in Einklang bringen. Aber Vergoz et al. (2022) berichten, dass über Europa die HTHH-Wellen teilweise bis zu 90° von der erwarteten Richtung abwichen.

Mehrere Analyse-Methoden deuten zudem daraufhin, dass es sich bei diesen Wellen nicht um frei propagierende Schwerewellen handelt, da sie in sämtlichen Airglow-Emissionen ohne Zeitversatz beobachtet werden. Würden sie frei progagieren, so müssten sie die unterschiedlichen Höhen zu unterschiedlichen Zeiten erreichen. Dies kann als ein Hinweis darauf gewertet werden, dass es sich um sekundäre Wellen handelt. Dies sind Wellen, die beim Zerfall primärer Wellen generiert wurden, als diese bei der Propagation aus der Troposphäre in die mittlere Atmosphäre instabil geworden und gebrochen sind. Sekundäre Wellen bilden dabei zumeist kleinere Strukturen als ihre Quellen und weichen auch in anderen Parametern von diesen ab.

Abschließend lässt sich festhalten, dass die Qualität der Messungen des Infraschall-Mikrobarographen durch den Umzug ans GPO entscheidend verbessert worden ist. Darüber hinaus konnten mit der Untersuchung des HTHH-Ausbruchs erstmals Wellensignaturen eines singulären bodengebundenen Ereignisses im Airglow nachgewiesen werden. Dabei handelt es sich streng genommen noch nicht um Infraschall-Signaturen, aber dafür ist die Entfernung des HTHH mit ca. 17.000 km und die Komplexität der Infraschallausbreitung wahrscheinlich zu hoch. Wahrscheinlich haben sich die hochfrequenten Infraschallsignaturen in den relativ großen Gesichtsfeldern der Instrumente in Europa herausgemittelt. Besser aufgelöste Daten des sog. Fast Airglow IMager (FAIM) konnten aufgrund von Bewölkung und/oder Mondschein leider von keinem ihrer Standorte hinzugezogen werden.

Es spricht jedoch nichts dagegen, dass auch solche Infraschallsignaturen detektiert worden wären, wenn eines der Spektrometer durch Messungen in Nachbarschaft zum HTHH den ersten, direkten Durchgang der Infraschallwellen durch die Airglowschicht (vor den multiplen Reflexionen in Thermosphäre und Stratosphäre) hätte registrieren können. Durch die Kombination mehrerer dieser Instrumente an einem häufig wolkenfreien Standort, wie er im OASIS-Projekt mit der Atacama-Wüste in Chile gegeben ist, sollte es daher möglich sein Airglow-Messungen im Bereich der Frühwarnung anzuwenden.
A. Zusätzliche Daten

A.1. OH-Q(3-1)/OH-Q(4-2) Verhältnisse

In den Abb. A.1-A.4 ist jeweils für die GRIPS-Stationen in OTL, CAT, OHP und SBO der Quotient des OH-Q(3-1)- und OH-Q(4-2)-Zweigs gegen die Zeit aufgetragen. Bei allen Stationen liegt der Wert nahezu durchgehend über 0,65. Dies deutet auf eine wolken- und nebellose Nacht hin.



Abb. A.1. Quotient zwischen OH-Q(3-1)- und OH-Q(4-2)-Zweig gemessen von GRIPS 9 in OTL in der Nacht vom 15./16.01.2022.



Abb. A.2. Quotient zwischen OH-Q(3-1)- und OH-Q(4-2)-Zweig gemessen von GRIPS 11 in CAT in der Nacht vom 15./16.01.2022.



Abb. A.3. Quotient zwischen OH-Q(3-1)- und OH-Q(4-2)-Zweig gemessen von GRIPS 12 in OHP in der Nacht vom 15./16.01.2022.



Abb. A.4. Quotient zwischen OH-Q(3-1)- und OH-Q(4-2)-Zweig gemessen von GRIPS 16 in SBO in der Nacht vom 15./16.01.2022.

A.2. Wavelet-Analysen der GRIPS-Daten vom 15./16.01.2022

In den Abb. A.5-A.7 sind die Wavelet-Analysen der GRIPS-Daten aus CAT, OHP und SBO in der Nacht vom 15./16.01.2022 zu sehen. Bei allen Analysen liegen die stärksten Amplituden, wie schon in Abb. 4.13 und 4.14 zu sehen, in einem Bereich um die 0,2 mHz und bei ca. 04:00 UTC. Die roten vertikalen Striche in den Abbildungen kennzeichnen wie schon in den Abb. 4.13 und 4.14 die festgelegten Ankunftszeiten für die Berechnung der Geschwindigkeiten dieser Wellenpakete (vgl. Kap. 4.3). Die Zeitpunkte wurden anhand ihrer Ähnlichkeit in den Mustern der Wavelet-Analyse bestimmt.



Wavelet - Catania 2022-01-15/16

Abb. A.5. Wavelet-Analyse der OH-Q(3-1)-Messreihe in CAT durch GRIPS 11 in der Nacht vom 15./16.01.2022.



Abb. A.6. Wavelet-Analyse der OH-Q(3-1)-Messreihe an der OHP durch GRIPS 12 in der Nacht vom 15./16.01.2022.



Abb. A.7. Wavelet-Analyse der OH-Q(3-1)-Messreihe an der SBO durch GRIPS 16 in der Nacht vom 15./16.01.2022. Hier besteht ein ähnliches Muster zu den in OTL gemessenen Daten.

A.3. Spektralintensitäten der GRIPS-Daten vom 15./16.01.2022

Aus den Wavelet-Analysen der GRIPS-Daten in den Abb. 4.14 und A.5 - A.7 wurde für den Frequenzbereich von 1 mHz - 5 mHz der Intensitätsmittelwert für jeden Zeitpunkt berechnet. Die daraus entstehenden Zeitreihen sind in den Abb. A.8 - A.11 dargestellt. Anhand der mit dem roten Strich markierten Zeitpunkte in den Wavelet-Analysen wurde der entsprechende Peak gefittet und anhand von diesem die Ankunftszeit des Wellenpakets in den GRIPS-Daten bestimmt.



Abb. A.8. Aufgetragen ist die gemittelte Intensität zu jedem Zeitpunkt im Frequenzbereich von 1 mHz bis 5 mHz, berechnet aus der Wavelet-Analyse für die OTL-Daten in Abb. 4.14.



Abb. A.9. Aufgetragen ist die gemittelte Intensität zu jedem Zeitpunkt im Frequenzbereich von 1 mHz bis 5 mHz, berechnet aus der Wavelet-Analyse für die CAT-Daten in Abb. A.5.



Abb. A.10. Aufgetragen ist die gemittelte Intensität zu jedem Zeitpunkt im Frequenzbereich von 1 mHz bis 5 mHz, berechnet aus der Wavelet-Analyse für die OHP-Daten in Abb. A.6.



Abb. A.11. Aufgetragen ist die gemittelte Intensität zu jedem Zeitpunkt im Frequenzbereich von 1 mHz bis 5 mHz, berechnet aus der Wavelet-Analyse für die SBO-Daten in Abb. A.7.

A.4. Vergleiche von Temperatur und Intensität aus GRIPS

Um zu zeigen, dass in der Nacht vom 15./16.01.2022 zwischen der Intensität der Airglow-Messungen und der jeweiligen Rotationstemperatur kein Phasenunterschied besteht, wurden die Intensitäts- und Temperaturdaten jeweils gemeinsam in einem Plot abgebildet (s. Abb. A.12 - A.15).



Abb. A.12. OH-Q(3-1)- und Rotationstemperaturschwankungen I' und T' im Verhältnis zu den jeweiligen Mittelwerten I_0 und T_0 für die OTL-Daten am 16.01.2022. Es zeigt sich kein sichtlicher Phasenunterschied in den Verläufen.



Abb. A.13. OH-Q(3-1)- und Rotationstemperaturschwankungen I' und T' im Verhältnis zu den jeweiligen Mittelwerten I_0 und T_0 für die CAT-Daten am 16.01.2022. Es zeigt sich kein sichtlicher Phasenunterschied in den Verläufen.



Abb. A.14. OH-Q(3-1)- und Rotationstemperaturschwankungen I' und T' im Verhältnis zu den jeweiligen Mittelwerten I_0 und T_0 für die OHP-Daten am 16.01.2022. Es zeigt sich kein sichtlicher Phasenunterschied in den Verläufen.



Abb. A.15. OH-Q(3-1)- und Rotationstemperaturschwankungen I' und T' im Verhältnis zu den jeweiligen Mittelwerten I_0 und T_0 für die SBO-Daten am 16.01.2022. Es zeigt sich kein sichtlicher Phasenunterschied in den Verläufen.

A.5. Waveletanalysen der GRIPS-Daten vom 07./08.12.2021

In den Abb. A.16 und A.17 sind jeweils die Wavelet-Analysen der Daten aus der Abb. 4.19 gezeigt. Zwischen den Mustern der Analysen besteht keine Ähnlichkeit wie es bei den GRIPS-Daten in der Nacht vom 15./16.01.2022 der Fall ist.



Abb. A.16. Wavelet-Analyse der Airglow-Messungen in der Nacht von 07./08.12.2021 für OTL.



Abb. A.17. Wavelet-Analyse der Airglow-Messungen in der Nacht von 07./08.12.2021 für SBO.

A.6. BAIER

Die BAIER-Aufnahmen in der Nacht zum 16.01.2022 können erst ab ca. 03:50 UTC bis zum Sonnenaufgang ausgewertet werden. Im Zeitraum davor ist der Einfluss des Mondlichts in den Aufnahmen zu groß, um konkrete Aussagen mit den Aufnahmen treffen zu können. In Abb. A.18 und A.19 sind jeweils links das letzte Bild, in dem das Mondlicht die Aufnahmen für den OH- bzw. O₂-Airlgow beeinflusst, zu sehen. Rechts sind jeweils die ersten aussagekräftigen Aufnahmen zu sehen (OH: 03:54 UTC; O₂: 03:52 UTC).

Für alle BAIER-Aufnahmen in der Nacht vom 15./16.01.2022 wurde die mittlere "Intensität" eines 5x5-Pixel-Clusters in der Mitte einer jeden Aufnahme errechnet. Die sich daraus ergebenden Zeitreihen für den OH- bzw. den O_2 -Airglow sind in Abb. A.20 bzw. Abb. A.21 gezeigt. In beiden Abbildungen ist der Bereich, in dem das Mondlicht einen zu großen Einfluss ausübt mit roten Linien gekennzeichnet. Der Bereich innerhalb der grünen Linien ist derselbe Bereich, der in Abb. A.22 dargestellt ist. Die Daten für OHund O_2 -Airglow sind als Zeitreihen in Abb. A.22 gezeigt. Die Wellen können in diesen Zeitreihen nicht so gut erkannt werden wie in den Aufnahmen von BAIER selbst.



Abb. A.18. Links: letzte durch Mondlicht beeinflusste Aufnahme des OH-Airglows um 03:50 UTC am 16.01.2022. **Rechts**: erste nicht durch das Mondlicht beeinflusste Aufnahme um 03:54 UTC.



Abb. A.19. Links: letzte durch Mondlicht beeinflusste Aufnahme des O_2 -Airglows um 03:49 UTC am 16.01.2022. **Rechts**: erste nicht durch das Mondlicht beeinflusste Aufnahme um 03:52 UTC.



Abb. A.20. Aufgetragen ist die mittlere "Intensität" eines 5x5-Pixel-Clusters in der Mitte der OH-BAIER-Aufnahmen gegen die Zeit in der Nacht vom 15./16.01.2022. Der rot durchgestrichene Bereich kennzeichnet die Daten, die aufgrund des Mondlichts nicht aussagekräftig sind. Der Bereich zwischen den grünen Linien kennzeichnet den aussagekräftigen Bereich, der in Abb. A.22 gezeigt ist.



Abb. A.21. Aufgetragen ist die mittlere "Intensität" eines 5x5-Pixel-Clusters in der Mitte der O2-BAIER-Aufnahmen gegen die Zeit in der Nacht vom 15./16.01.2022. Der rot durchgestrichene Bereich kennzeichnet die Daten, die aufgrund des Mondlichts nicht aussagekräftig sind. Der Bereich zwischen den grünen Linien kennzeichnet den aussagekräftigen Bereich, der in Abb. A.22 gezeigt ist.



Abb. A.22. Mittlere Intensitäten eines 5x5-Pixel-Clusters in der Mitte der BAIER-Airglow-Aufnahmen am 16.01.2022 zwischen 03:50 UTC und 05:15 UTC. Es liegt sowohl für den OH- als auch für den O_2 -Airglow derselbe Trend vor.

Literaturverzeichnis

- Amores, A., Monserrat, S., Marcos, M., Argüeso, D., Villalonga, J., Jordà, G., & Gomis, D. (2022). Numerical Simulation of Atmospheric Lamb Waves Generated by the 2022 Hunga–Tonga Volcanic Eruption. *Geophysical Research Letters*, 49(6). https://doi.org/10.1029/2022GL098240
- Bertelmann, M., Wagner, F., & Schwarzer, S. (2022). Vulkan Hunga Tonga: Messgeräte des Deutschen Wetterdienstes erfassen Druckwelle. Zuletzt aufgerufen am 2023-03-03, von https://www.dwd.de/DE/wetter/thema_des_tages/2022/1/22.html
- Bittner, M., Höppner, K., Pilger, C., & Schmidt, C. (2010). Mesopause temperature perturbations caused by infrasonic waves as a potential indicator for the detection of tsunamis and other geo-hazards. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 10(7), 1431–1442. https://doi.org/10.5194/nhess-10-1431-2010
- Chum, J., Šindelářová, T., Knížová, P. K., Podolská, K., Rusz, J., Baše, J., Nakata, H., Hosokawa, K., Danielides, M., Schmidt, C., Knez, L., Liu, J.-Y., Molina, M. G., Fagre, M., Katamzi-Joseph, Z., Ohya, H., Omori, T., Laštovička, J., Burešová, D. O., ... Truhlík, V. (2022). Atmospheric and ionospheric waves induced by the Hunga eruption on 15 January 2022; Doppler sounding and infrasound. *Geophysical Journal International*. https://doi.org/10.1093/gji/ggac517
- Fritts, D. C., & Alexander, M. J. (2003). Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. *Reviews of Geophysics*, 41(1). https://doi.org/10.1029/2001RG000106
- Garrett, C. J. R. (1969). Atmospheric edge waves. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 95(406), 731–753. https://doi.org/10.1002/qj.49709540607
- Gossard, E. E., & Hooke, W. H. (1975). Waves in the atmosphere: Atmospheric infrasound and gravity waves their generation and propagation (Vol. 2). Elsevier.
- Hines, C. O., & Tarasick, D. W. (1987). On the detection and utilization of gravity waves in airglow studies. *Planetary and Space Science*, 35(7), 851–866. https://doi.org/ 10.1016/0032-0633(87)90063-8
- Hines, C. O., & Tarasick, D. W. (1994). Airglow response to vertically standing gravity waves. *Geophysical Research Letters*, 21(24), 2729–2732. https://doi.org/10.1029/ 94GL01137
- Krassovsky, V. (1972). Infrasonic Variations of the OH Emission in the Upper Atmosphere. *Annales Geophysicae*, 28(4), 739–746.

Le Pichon, A. (Ed.). (2010). Infrasound monitoring for atmospheric studies. Springer.

- Lin, J.-T., Rajesh, P. K., Lin, C. C. H., Chou, M.-Y., Liu, J.-Y., Yue, J., Hsiao, T.-Y., Tsai, H.-F., Chao, H.-M., & Kung, M.-M. (2022). Rapid Conjugate Appearance of the Giant Ionospheric Lamb Wave Signatures in the Northern Hemisphere After Hunga–Tonga Volcano Eruptions. *Geophysical Research Letters*, 49(8). https: //doi.org/10.1029/2022GL098222
- Lonzaga, J. B. (2015). A theoretical relation between the celerity and trace velocity of infrasonic phases. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 138(3), EL242– 7. https://doi.org/10.1121/1.4929628
- Matoza, R. S., Fee, D., Assink, J. D., Iezzi, A. M., Green, D. N., Kim, K., Toney, L., Lecocq, T., Krishnamoorthy, S., Lalande, J.-M., Nishida, K., Gee, K. L., Haney, M. M., Ortiz, H. D., Brissaud, Q., Martire, L., Rolland, L., Vergados, P., Nippress, A., ... Wilson, D. C. (2022). Atmospheric waves and global seismoacoustic observations of the January 2022 Hunga eruption, Tonga. *Science (New York, N.Y.)*, 377(6601), 95–100. https://doi.org/10.1126/science.abo7063
- Meinel, A. B., II. (1950). Oh emission bands in the spectrum of the night sky. ii. *The Astrophysical Journal*, *112*, 120. https://doi.org/10.1086/145321
- Mikumo, T., & Bolt, B. A. (1985). Excitation mechanism of atmospheric pressure waves from the 1980 Mount St Helens eruption. *Geophysical Journal International*, 81(2), 445–461. https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1985.tb06412.x
- Moritz, H. (2000). Geodetic Reference System 1980. *Journal of Geodesy*, 74(1), 128–133. https://doi.org/10.1007/s001900050278
- Negraru, P. T., Golden, P., & Herrin, E. T. (2010). Infrasound Propagation in the "Zone of Silence". Seismological Research Letters, 81(4), 614–624. https://doi.org/10.1785/ GSSRL.81.4.614
- Otsuka, S. (2022). Visualizing Lamb Waves From a Volcanic Eruption Using Meteorological Satellite Himawari–8. *Geophysical Research Letters*, 49(8). https://doi.org/10. 1029/2022GL098324
- Pichler, H. (1997). *Dynamik der Atmosphäre* (3., aktualisierte Aufl.). Spektrum Akad. Verl.
- Schmidt, C. (2016). Entwicklung eines bodengebundenen Infrarotspektrometers für die zeitlich hochaufgelöste Beobachtung des OH-Leuchtens aus der Mesopausenregion [Doktorarbeit]. Universität Augsburg.
- Schmidt, C., Hannawald, P., Sedlak, R., Noll, S., Wüst, S., & Bittner, M. (2022). Observations of OH airglow at UFS "Schneefernerhaus". In M. Bittner (Ed.), Science at the environmental research station Schneefernerhaus / Zugspitze (pp. 232–244). StMUV, Selbstverlag. Zuletzt aufgerufen am 2023-03-03, von https://elib.dlr.de/ 189714/

- Stober, G., Liu, A., Kozlovsky, A., Qiao, Z., Krochin, W., Shi, G., Kero, J., Tsutsumi, M., Gulbrandsen, N., Nozawa, S., Lester, M., Baumgarten, K., Belova, E., & Mitchell, N. (2022). Identifying gravity waves launched by the Hunga Tonga-Hunga Ha'apai volcanic eruption in mesosphere/lower thermosphere winds derived from CONDOR and the Nordic Meteor Radar Cluster. https://doi.org/10.5194/egusphere-2022-1370
- Tarasick, D. W., & Hines, C. O. (1990). The observable effects of gravity waves on airglow emissions. *Planetary and Space Science*, 38(9), 1105–1119. https://doi.org/10. 1016/0032-0633(90)90019-M
- United States Geological Survey. (2022). m 5.8 Volcanic Eruption 68 km NNW of Nuk'alofa, Tonga. Zuletzt aufgerufen am 2023-03-03, von https://earthquake.usgs.gov/earthquakes/eventpage/us7000gc8r/executive
- Vadas, S. L., Becker, E., Figueiredo, C., Bossert, K., Harding, B. J., & Gasque, L. C. (2023). Primary and Secondary Gravity Waves and Large–Scale Wind Changes Generated by the Tonga Volcanic Eruption on 15 January 2022: Modeling and Comparison With ICON–MIGHTI Winds. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 128(2). https://doi.org/10.1029/2022JA031138
- Vergoz, J., Hupe, P., Listowski, C., Le Pichon, A., Garcés, M. A., Marchetti, E., Labazuy, P., Ceranna, L., Pilger, C., Gaebler, P., Näsholm, S. P., Brissaud, Q., Poli, P., Shapiro, N., de Negri, R., & Mialle, P. (2022). IMS observations of infrasound and acoustic-gravity waves produced by the January 2022 volcanic eruption of Hunga, Tonga: A global analysis. *Earth and Planetary Science Letters*, 591, 117639. https://doi.org/10.1016/j.epsl.2022.117639
- Wüst, S. (2022). Gravity waves: A brief summary of theory and data analysis results in the alpine region. In M. Bittner (Ed.), *Science at the environmental research station Schneefernerhaus / Zugspitze* (pp. 322–332). StMUV, Selbstverlag. Zuletzt aufgerufen am 2023-03-03, von https://elib.dlr.de/189714/
- Wüst, S., Bittner, M., Espy, P. J., French, W. J. R., & Mulligan, F. J. (2023). Hydroxyl airglow observations for investigating atmospheric dynamics: Results and challenges. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 23(2), 1599–1618. https://doi.org/10.5194/ acp-23-1599-2023

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die mich während meines Fachpraktikums, meiner Projektarbeit, sowie auch während der Fertigstellung meiner Masterarbeit begleitet haben.

Ich danke Prof. Dr. Michael Bittner für die herzliche Aufnahme in seine Abteilung und die Möglichkeit meine Arbeit am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt anzufertigen. Durch seine Vorlesungen "Physik der Atmosphäre" an der Universität Augsburg fand ich in erster Linie Inspiration mich mehr der Atmosphärenphysik und ihren spannenden Gebieten zuzuwenden.

Ich danke Dr. Andreas Hörner für seine Bereiterklärung als Zweitprüfer für meine Arbeit zur Verfügung zu stehen und einen kleinen Exkurs in die Atmosphärenphysik zu wagen.

Meiner Teamleiterin Dr. Sabine Wüst danke ich für die Aufnahme in das Team Dynamik und dafür, dass sie sowohl für Fragen thematischer als auch organisatorischer Natur immer zur Verfügung stand.

Besonders bedanke ich mich bei Dr. Carsten Schmidt für die Betreuung meiner Arbeit. Seine eigene Begeisterung an der Forschung, sein Pflichtbewusstsein seinen Studenten etwas beizubringen und seine stets humorvolle und motivierende Art waren für mich besonders in schwierigen Phasen meiner Arbeit ein großer Wegweiser.

Ein weiterer Dank gilt Dr. Patrick Hannawald, der bei Programmierfragen und Fragen zu Messinstrumenten jeglicher Art immer ein offenes Ohr hatte und nie damit zögerte, Tipps und Hilfestellungen zu geben.

Ebenso möchte ich unseren Kollegen von der Ludwig-Maximilians-Universität München danken, namentlich Dr. Joachim Wassermann, M.Sc. Andreas Brotzer und Herrn Sven Egdorf, ohne die der Aufbau und die Inbetriebnahme des Infraschallmikrobarographen am Geophysikalischen Observatorium in Fürstenfeldbruck nicht möglich gewesen wäre.

Zum Schluss möchte ich der gesamten Abteilung Atmosphäre und insbesondere dem Team Dynamik für die familiäre Atmosphäre und die vielen Unterhaltungen und Gespräche sowohl wissenschaftlicher als auch privater Natur danken, die mir den Arbeitsalltag bereichert haben.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass die vorliegende Arbeit selbstständig durchgeführt und verfasst wurde und sie in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt wurde. Es wurden keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet. Sämtliche Stellen der Arbeit, die im Wortlaut oder dem Sinn nach anderen gedruckten oder im Internet verfügbaren Werken entnommen sind, wurden durch Quellenangaben kenntlich gemacht.

Augsburg, 06. März 2023

Leon Knez