



**Beobachtung von Fluktuationen im Minutenbereich in
leuchtenden Nachtwolken mit dem ALOMAR RMR-Lidar
(69° N)**

von
Natalie Müller

**Dieser Forschungsbericht wurde als Diplomarbeit von der Fakultät für Physik der
Universität Heidelberg angenommen.**

**Gutachter: Prof. Dr. F.-J. Lübken (Universität Rostock)
Prof. Dr. K. Pfeilsticker (Universität Heidelberg)**

Tag der Abgabe: 2. Juni 2009

Beobachtung von Fluktuationen im Minutenbereich in leuchtenden Nachtwolken mit dem ALOMAR RMR-Lidar (69°N)

Leuchtende Nachtwolken (NLC) bestehen aus Eisteilchen, die bei den kalten Temperaturen der polaren Sommermesosphäre in ca. 83 km Höhe existieren. Die seit 1885 beobachteten Wolken weisen eine Vielzahl von Strukturen auf, die zur Untersuchung der Prozesse der Mesosphärenregion, in besonderem Hinblick auf die Parameter von Schwerewellen, genutzt werden können. Das Rayleigh-/Mie-/Raman-Lidar am ALOMAR-Observatorium in Nord-Norwegen beobachtet seit 1994 leuchtende Nachtwolken. Insgesamt stehen 1500 h NLC-Daten mit einer Auflösung von 1-3 Minuten zur Verfügung. Dieser Datensatz wurde mit Hilfe von Wavelet-Transformationen auf Variationen der Höhe und der Helligkeit der NLC untersucht. Dabei wurde eine mit der Meßzeit absinkende NLC-Höhe beobachtet. Erstmals wurden die in ca. 11 % der Fälle auftretenden mehrfachen NLC-Schichten analysiert. Mit dem Lidar ist es möglich die NLC an zwei etwa 50 km voneinander entfernten Orten zu untersuchen. Typische Zeitverschiebungen der Strukturen liegen bei 10 min. Die NLC-Beobachtungen wurden mit Hilfe der Windmessungen des MF- und Meteorradars auf Andoya auf die Herkunft der NLC untersucht. Vergleich mit PMSE-Daten des ALWIN-Radars zeigten eine Übereinstimmung der Unterkanten beider Phänomene, wie nach aktuellem theoretischem Verständnis erwartet wird.

Observation of fluctuations at a minute scale in noctilucent clouds by the ALOMAR RMR-Lidar (69°N)

Noctilucent Clouds (NLC) are a phenomenon of the cold polar summer mesopause. Observed since 1885, these ice clouds exist at 83 km altitude and show a wide variety of dynamical structures which can be linked to gravity wave activity in the mesopause region. The ALOMAR Rayleigh-/Mie-/Raman-lidar is located at 69°N in Northern Norway and has been used to collect 1500 hours of noctilucent cloud data since 1994 with a temporal resolution of 1-3 minutes. Here, a detailed analysis of this NLC data set in terms of vertical structures and NLC layer movements is presented. A predominant apparent downward motion of NLC layers is found. Oscillations in NLC height and brightness are investigated by wavelet analysis. For the first time, multiple layers that occur in 11 % of the time, are analyzed. The lidar allows observation of NLC in two places separated by 50 km. Typical time shifts of NLC structures are 10 min. The origin of NLC is studied using wind measurements from the nearby MF and meteor radar. Comparisons with PMSE observed by the ALWIN radar reveals that the lower edges of NLC and PMSE coincide, which is in agreement with the current understanding of ice particle formation, growth, charging, and evaporation.

Inhaltsverzeichnis

1. Einführung	1
1.1. Die Atmosphäre	2
1.2. Geschichtete Phänomene	3
2. Instrument	11
2.1. ALOMAR-Observatorium	11
2.2. RMR-Lidar	12
2.3. Lidar-Prinzip	14
3. Daten	16
3.1. NLC-Daten des RMR-Lidar	16
3.2. Weitere Datensätze	19
4. Leuchtende Nachtwolken in Lidardaten	21
4.1. Auftreten von NLC	21
4.2. Charakterisierung von NLC	24
5. Dynamik von NLC-Schichten	30
5.1. Beobachtungsgeometrie	30
5.2. Vertikale Bewegung von NLC-Schichten	31
5.3. Variabilität	33
5.4. Wellenaktivität einzelner NLC-Ereignisse	34
5.5. Mittleres Verhalten der Fluktuationen in NLC-Schichten	40
6. Vertikale Struktur von NLC	46
6.1. Vertikale Höhenverteilung	46
6.2. Innere Struktur einzelner Schichten	47
6.3. Mehrfachsichten	48
7. Geophysikalische Interpretation	55
7.1. Doppel-Lidar	55
7.2. NLC-Kamera Trondheim	60
7.3. PMSE	62
7.4. Wind	67
8. Zusammenfassung und Ausblick	72

A. Methoden	74
A.1. Wavelet-Transformationen	74
A.2. Kreuzkorrelation	78
A.3. Numerische Differentiation	79
B. Software	81
C. Plots und Tabellen	83
C.1. Windmessungen	83
C.2. Auswahl von NLC-Messungen des RMR-Lidars	84
C.3. Verteilungen der Parameter im NLC-Datensatz	85
C.4. Kreuzkorrelation von Doppellidar-Beobachtungen	86
C.5. Analyse von Mehrfachschichten	87
C.6. PMSE-Beobachtungen	88
C.7. Kamera-Ereignisse	89
Literaturverzeichnis	91

1. Einführung

Die Farbenpracht und Vielfältigkeit atmosphärischer Erscheinungen hat Menschen schon immer fasziniert und Raum für Interpretationen geboten. Schon die untergehende Sonne bietet dem Beobachter ein täglich wechselndes Schauspiel. Die meisten Phänomene gründen auf dem Zusammenspiel von Licht und Wasser, bzw. Eis, in der Atmosphäre, wie zum Beispiel Regen- und Nebelbögen, Halos und Nebensonnen. Ihre Beobachtung erfordert ein wenig Glück, da für ihr Auftreten oft bestimmte Bedingungen erfüllt sein müssen. Neben den das Wetter bestimmenden Wasserwolken gehören zu den seltener auftretenden Wolken in polaren Breiten die polaren Stratosphärenwolken in den Winter- und die leuchtenden Nachtwolken in den Sommermonaten. Ein weiteres Phänomen der polaren Atmosphäre ist die Aurora borealis, die durch die Wechselwirkung von Sonnenwind mit der oberen Erdatmosphäre entsteht.

Als die Erdoberfläche umgebende Gashölle stellt uns die Atmosphäre nicht nur den lebensnotwendigen Sauerstoff zur Verfügung, sondern schützt uns auch vor harter UV-Strahlung (Stichwort Ozonloch). Sie reguliert den Energietransport von der Sonne zur Erdoberfläche und sorgt durch den natürlichen Treibhauseffekt für ein uns angenehmes Klima. Direkten Einfluß auf das tägliche Leben nimmt das Wettergeschehen. Das Verständnis der Zusammenhänge der unteren Atmosphäre ist wesentlich für eine erfolgreiche Vorhersage. Das Auftreten von Stürmen, Fluten und Dürren betrifft direkt das Leben von Millionen Menschen und wird in Zukunft immer weiter ins Blickfeld rücken. Mit den Ursachen und Folgen des Klimawandels beschäftigt sich ein internationales Gremium (*IPCC*, 2007).

Unsere Welt ist ein hochgradig komplexes und dynamisches System. Zwei wesentliche Eigenschaften zeichnen solche nicht-linearen Systeme aus. Zum einen ist dies der große Skalenbereich, auf dem Prozesse stattfinden – von Minuten zu Jahrtausenden, von Millimetern zu Tausenden von Kilometern. Zum anderen ist dies eine starke und weitreichende Kopplung, die am Ende stets die Betrachtung des Ganzen erfordert.

Die einzelnen physikalischen und chemischen Prozesse wirken in komplexer Weise zusammen. Modelle werden deshalb stets detaillierter und die Verknüpfung von verschiedenen Datensätzen wird weiter fortgeführt werden. Besondere Bedeutung erlangt dabei die ständige Beobachtung. Sich über große Zeiträume erstreckende und vor allem auch kontinuierliche Datensammlungen erlauben wichtige Schlüsse über Veränderungen unserer Umwelt und wie wir darauf Einfluß nehmen. Dies ist von großer Bedeutung.

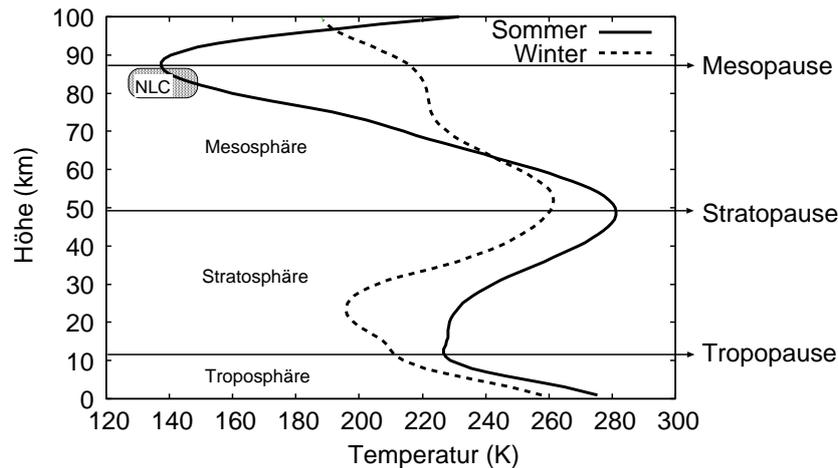


Abbildung 1.1.: Vertikaler Aufbau der Atmosphäre. Eingezeichnet sind typische Temperaturprofile für Sommer (15. Juli) und Winter (15. Januar) auf Andøya (69°N, 17°E) aus der MSIS-Klimatographie (Picone et al., 2002).

1.1. Die Atmosphäre

Klassisch wird die Atmosphäre aufgrund ihres typischen Temperaturverlaufs in horizontale Schichten unterteilt (vgl. Abbildung 1.1). Die unterste Schicht, die unser Wetter bestimmt und in der große Mengen Wasserdampf zirkulieren, wird Troposphäre genannt. Die Temperatur nimmt mit zunehmender Höhe bis zur Tropopause ab, die je nach Breitengrad zwischen 8 und 12 km liegt. Aufgrund der nach oben exponentiell abnehmenden Luftdichte enthält die Troposphäre den weitaus größten Teil der Masse der Atmosphäre. Die Skalenhöhe, also die Höhe, bei der die Dichte auf $1/e$ gefallen ist, liegt bei 8 km.

Die folgende Schicht, die Stratosphäre, ist durch Strahlungsprozesse geprägt. Durch die UV-Absorption der Ozonschicht nimmt die Temperatur mit der Höhe wieder zu. In der Stratosphäre befinden sich Aerosolschichten, die zum Beispiel auch durch starke Vulkanausbrüche verursacht werden können, und Wolken können sich im Winter in der kalten polaren Stratosphäre durch chemische Prozesse aus Säurekristallen bilden.

Oberhalb der Stratopause, die ungefähr bei 50 km liegt, beginnt die Temperatur in der sich anschließenden Mesosphäre wieder zu fallen und erreicht an der Mesopause in 80–90 km Höhe ihr absolutes Minimum. Die Mesopausenregion zeichnet sich vor allem durch die niedrige Temperatur, geringen Druck und Trockenheit aus. Sie ist nicht durch eine Ozonschicht vor harter UV-Strahlung geschützt und ist zudem einem Meteorstrom ausgesetzt. Durch die globale Zirkulation, die Luft an den Polen aufsteigen lässt und in Mesosphärenhöhe Richtung Äquator transportiert, ist die Temperatur aufgrund adiabatischer Expansion an den Sommerpolen deutlich kälter als im Winter. Diese dynamischen Effekte sind so stark, daß sich diese Region fern von einem Strahlungsgleichgewicht befindet, was zu einer Fülle von Phänomenen führt, auf die im folgenden eingegangen wird. Da vermutet wird, daß dieses System sehr sensitiv auf Veränderungen reagiert, ist die Erforschung dieser Region auch im Hinblick auf Klimaveränderungen von großem Interesse.

1.2. Geschichtete Phänomene

Die Mesopausenregion ist reich an geschichteten Phänomenen. Zum einen existieren ausgeprägte Metallschichten, z.B. eine Eisen-, Natrium- und eine Kalium-Schicht, die mittels Resonanzlidars untersucht werden können. Radars beobachten in den Sommermonaten außerdem sehr starke Radarechos, deren Mechanismus lange Zeit unverstanden war. Sie werden Polare Mesosphärische Sommerechos genannt (PMSE). Die Rückstreuung bei einer Frequenz von 50 MHz deutet auf die Existenz von Strukturen in der Elektronendichte von wenigen Metern hin, die durch Neutralgasturbulenz erzeugt wurden. Für die Aufrechterhaltung dieser Strukturen ist nach heutigem theoretischem Verständnis die Existenz von geladenen, etwa 10 nm großen Eisteilchen wesentlich. Dies verbindet auf komplizierte Weise dieses Phänomen mit den Leuchtenden Nachtwolken, die mit den Augen erkennbar sind. Für eine Zusammenfassung der Ergebnisse der PMSE-Forschung sei auf *Rapp und Lübken (2001)* und *Rapp et al. (2008)* verwiesen.

1.2.1. Leuchtende Nachtwolken

Leuchtende Nachtwolken (NLC von engl. *noctilucent clouds*) befinden sich etwas unterhalb der kalten Sommermesopause bei 83 km. Sie bestehen aus Eisteilchen von ungefähr 50 nm Größe, die aufgrund ihres großen Rückstreuquerschnittes vom Erdboden aus mit bloßem Auge sichtbar sein können.

Eine der ersten Beobachtungen von leuchtenden Nachtwolken und die Bezeichnung selbst gehen auf Otto Jesse im Jahre 1885 zurück. Ob leuchtende Nachtwolken tatsächlich in den auf den Krakatau-Ausbruch 1883 folgenden Jahren zum ersten Mal auftraten und nur aufgrund erhöhter Aufmerksamkeit mehrfach gesichtet wurden, konnte bisher nicht geklärt werden. Dem Beobachter erscheinen NLC als silbrig-weiß leuchtende, stark strukturierte und dynamische Wolken nahe dem Horizont in der Dämmerung, wenn der Himmel bereits dunkel genug ist, die Wolken aufgrund ihrer großen Höhe aber noch dem Sonnenlicht ausgesetzt sind. Die besten Beobachtungsbedingungen herrschen bei solaren Elevationswinkeln zwischen -6 und -16° und einem Standort nördlich des 54. Breitengrades, wobei in polaren Breiten die Beobachtung aufgrund des hohen Sonnenstands verhindert wird. Diese Randbedingungen und die Beschränkung auf die Sommermonate machen NLC zu einem anspruchsvollen Beobachtungsobjekt. In Kühlungsborn, bei 54°N , werden im Schnitt zwölf Mal in der Saison NLC beobachtet.

Durch simultane Beobachtung mit photographischen Methoden von verschiedenen Orten aus wurde schon früh mittels Triangulation die mittlere NLC-Höhe zu 82-83 km bestimmt *Jesse (1896)*. *Witt (1962)* gelang auf diese Weise auch die Bestimmung der Wellenlängen der sichtbaren Strukturen. Heute werden NLC vom Boden aus durch Netzwerke von hochauflösenden Digitalkameras beobachtet (*Dalín et al. (2008)*, *Baumgarten et al. (2009)*). Abbildung 1.2 zeigt eine Aufnahme einer NLC am 30.7.2008 der NLC-Kamera des IAP in Trondheim (63°N , Blick nach Norden). Die Strukturen erinnern an die Wellenstrukturen troposphärischer Wolken. In NLC unterscheidet man sogenannte



Abbildung 1.2.: NLC am 30.7.2008, 23:23:46 UT, beobachtet mit einer automatischen Kamera des IAP in Trondheim

„bands“ mit Wellenlängen von 10-100 km auf Zeitskalen von 1-3 h. Senkrecht dazu treten schwächere „billows“ mit Wellenlängen zwischen 3-10 km auf. Sie ändern sich auf Zeitskalen von weniger als 30 Minuten.

NLC leuchten nicht selbst, sondern streuen Sonnenlicht, wie man aus spektroskopischen Untersuchungen weiß. (Für einen Überblick sei auf das Buch von *Gadsden und Schröder* (1989) verwiesen). Der Wirkungsquerschnitt für Aerosol-Streuung ist ungefähr proportional zu r^6 und damit stark von dem Radius der NLC-Partikel von etwa 50 nm abhängig. Der Vorschlag, NLC bestünden aus Wassereis, geht zurück auf *Wegener* (1912). Lange wurde jedoch auch ein Modell basierend auf Staubpartikeln verfolgt, bis Temperaturmessungen das Erreichen von für die Kondensation und Sublimation von Wasserdampf erforderlichen Temperaturen bestätigte. Mittels Satelliten-Beobachtungen konnte Eis als Hauptbestandteil von NLC nachgewiesen werden (*Hervig et al.*, 2001).

Erst in situ Untersuchungen der Atmosphäre mittels Raketen haben die Bestimmung von Umgebungsparametern ermöglicht, die zum Verständnis von NLC wichtig sind. Messungen mit meteorologischen Raketen zeigten, daß in der mittleren Atmosphäre in den Sommermonaten an der Mesopause sehr niedrige Temperaturen bis zu 135 K herrschen können (*Lübken*, 1999). NLC treten stets unterhalb dieses Temperaturminimums auf und werden maßgeblich beeinflusst vom Sättigungsgrad S , der das Verhältnis des Partialdrucks von Wasserdampf P_{H_2O} zum Sättigungsdampfdruck von Wasserdampf über Eis P_S angibt:

$$S = \frac{P_{H_2O}(z)}{P_S(T)} \quad (1.1)$$

NLC können nur bei einem Sättigungsgrad $S > 1$ entstehen. Die Temperaturabhängigkeit des Sättigungsdampfdruck begründet dabei den empfindlichen Einfluß der Temperatur auf die Existenz von NLC-Teilchen und kann nach *Mauersberger und Krankowsky* (2003) berechnet werden. Die Mesopausenregion ist geprägt durch einen niedrigen

Druck (die mittlere freie Weglänge liegt bei 1 cm) und Trockenheit. Der Wasserdampfgehalt nimmt aufgrund von Photodissoziation durch Lyman α -Strahlung bei 121.6 nm stark mit der Höhe ab, bis in NLC-Höhen Bedingungen von ungefähr 6.5 ppmv herrschen (*Sonnemann et al.*, 2008). Die Abhängigkeit der Eisschichten von Temperatur und Wasserdampf wurde von *Lübken et al.* (2007) untersucht. Durch künstliches Einbringen von Wasserdampf in die mittlere Atmosphäre, wie z.B. bei dem Start von Space Shuttles, können NLC ebenfalls vermehrt auftreten (*Stevens et al.*, 2005).

Aufgrund der geringen Teilchenzahldichte der Wassermoleküle werden Nukleationskeime für die Bildung von Eisteilchen benötigt. Verschiedene Mechanismen wurden dafür diskutiert. Denkbar ist eine ionische Nukleation oder eine heterogene Nukleation auf feste Partikel. Als Nukleationskeime in Frage kommen dafür terrestrische Partikel, beispielsweise vulkanischen Ursprungs, oder extraterrestrisches Material wie Meteorstaub, der durch Rekondensation von von Meteoroiden in die Atmosphäre eingebrachtem Material entsteht. Daß terrestrisches Material in ausreichender Menge in solch große Höhen transportiert werden kann, erscheint unwahrscheinlich. Die Existenz von Meteorstaub-Partikeln in diesem Höhenbereich wurde unter anderem durch Raketen- und Radarmessungen bestätigt (*Strelnikova et al.*, 2008).

Der Radius der Eisteilchen wächst primär durch Deposition von Wasserdampf auf den Eisteilchen. Weiterhin können sich durch einen Prozeß, der Koagulation genannt wird, bestehende Teilchen zu größeren Teilchen verbinden. Durch Sedimentation, Advektion oder Diffusion gelangen die Teilchen in Bereiche verschiedener Temperaturen oder Sättigungsgrade, wodurch das Wachstum verstärkt wird oder die Teilchen sublimieren. Das Teilchenwachstum kann gemäß

$$\frac{d}{dt}r = \alpha_c(n_w - n_w^0)\rho^{-1}\sqrt{\frac{k_B T m_w}{2\pi}}\Phi_0 [\text{cm s}^{-1}] \quad (1.2)$$

berechnet werden (aus *Turco et al.* (1982)), wobei α_c der Kondensationskoeffizient für Eis, n_w die Konzentration der Wassermoleküle in der Umgebung, und n_w^0 die gesättigte Wasserdampfkonzentration über Eis ist. Neben der Boltzmann-Konstanten k_B und der Temperatur T ist ρ die Dichte von Eis, m_w die Molmasse von Luft und Φ_0 ein geometrischer Faktor, der die Form der Teilchen beschreibt.

Es dauert ungefähr einen Tag bis durch Deposition von Wasserdampf auf bestehenden Nukleationskeimen die NLC-Teilchen eine Größe erreichen, die die Wolken vom Boden aus sichtbar werden lassen. Aus Lidarmessungen ergeben sich Partikelgrößen von ≈ 50 nm (z.B. *Baumgarten und Fiedler* (2008)). Die Teilchen bewegen sich schon während des Anwachsens nach unten. Diese vertikale Bewegung kommt zustande durch Sedimentation im Schwerfeld der Erde und Diffusion. Die Kollisionsrate der Teilchen ist bestimmt durch die thermische Bewegung, die Anzahldichte und die konkrete Form der Teilchen. Nach *Turco et al.* (1982) ist die Endgeschwindigkeit von kleinen und kugelför-

migen Partikeln in Mesopausenhöhe

$$v = \frac{\rho g r}{2n} \sqrt{\frac{\pi}{2mk_B T}} \text{ [cm s}^{-1}\text{]} \quad (1.3)$$

wobei die Dichte von Eis $\rho = 0.931 \text{ g cm}^{-3}$, die lokale Schwerebeschleunigung $g = 9.58 \text{ m s}^{-2}$, und das mittlere Molekulargewicht von Luft m , sowie die Anzahldichte n ist. Typische Fallgeschwindigkeiten liegen bei wenigen cm s^{-1} .

Anwachsende Teilchen konsumieren Wasserdampf in ihrer Umgebung, wodurch Wasserdampf umverteilt und das Wachstum beschränkt wird. Dies ist der sogenannte Freeze-Drying-Effekt. Stärker als durch den Wasserdampfgehalt oder die Verfügbarkeit von Nukleationskeimen ist die Entstehung von NLC jedoch durch die Temperatur bestimmt. Während des Absinkens gelangen die Teilchen in wärmere Regionen und verlassen damit den mit Wasserdampf übersättigten Bereich, wodurch Sublimation stark begünstigt wird.

Für einen Überblick über NLC sei auf *Avaste (1993)*, *Gadsden und Schröder (1989)* und *Lübken et al. (1996)* verwiesen. Genauere Informationen zur Theorie der Nukleation finden sich in *Sugiyama (1994)*, und zur Form der Partikel in *Gadsden et al. (1979)*, *Baumgarten (2001)* sowie *Hervig et al. (2009)*.

1.2.2. NLC und Wellen

In einer stabil geschichteten, statischen Atmosphäre kann von einer vertikalen Verteilung der NLC-Partikel ausgegangen werden, die glatt ist und ein einziges Maximum hat. Die im Experiment beobachteten Wellenstrukturen können durch Sedimentation alleine jedoch nicht erklärt werden. Zusätzlich zum Absinken der Teilchen ist eine wellenförmige Anregung der Schicht nötig. Dies kann jeweils durch eine Änderung der Temperatur oder des Windes bewirkt werden.

Wird ein Luftpaket aus der Schicht ausgelenkt, so wird durch Expansion und Kompression eine Oszillation der Temperatur mit der Schwingungsperiode induziert. Mit der Temperatur ändert sich auch der für das Teilchenwachstum entscheidende Sättigungsgrad. Für eine mittlere kritische Temperatur von 150 K können die NLC-Partikel in der kalten Phase der Welle anwachsen, so daß sie zum Ende der Kaltphase ihre größte Helligkeit erreichen. Das Wachstum durch Deposition von Wasserdampf ist jedoch ein wesentlich langsamerer Prozeß als die Sublimation, welche in der sich anschließenden warmen Phase der Welle stattfindet. Da die Zeitskalen, auf der die Teilchen wachsen, üblicherweise deutlich länger als die beobachteten Wellenperioden sind, zerstören solche Wellen mit Perioden $< 6 \text{ h}$ im allgemeinen langsam NLC (*Rapp et al., 2002*). Wellen mit Perioden von mehr als ≈ 10 Stunden können dagegen zu einer Verstärkung der Helligkeit beitragen.

Die Helligkeit ist nicht nur durch die Größe der Partikel, sondern auch durch ihre Anzahldichte bestimmt. Die durch die Wellen in der NLC-Schicht induzierten Winde führen durch Konvergenz und Divergenz zu einer Änderung dieser Anzahldichte. Da-

durch erscheint die NLC-Schicht stellenweise heller oder dunkler. Es wird vermutet, daß es solche dynamischen Effekte sind, welche die sichtbaren Strukturen in NLC erzeugen. Dies gilt insbesondere auf kurzen Zeitskalen, wenn die Änderung der Anzahldichte schneller erfolgt als die Teilchen sich durch Wachstum veränderten Umgebungsbedingungen anpassen können. Zum Einfluß von Schwerewellen auf NLC sei auch auf *Fritts et al.* (1993) und *Jensen und Thomas* (1994) verwiesen.

Die beobachteten Größenordnungen – Wellenlängen zwischen 3 und 100 km, Perioden zwischen wenigen Minuten und mehreren Stunden – sind typisch für sogenannte interne Schwerewellen. Schwerewellen entstehen in der Atmosphäre, wenn stabil geschichtete Luftmassen aus ihrer Gleichgewichtslage vertikal ausgelenkt werden, beispielsweise durch die Überströmung von Gebirgen. Die als rückstellende Kraft wirkende Schwerkraft läßt das Luftpaket um seine Ausgangslage oszillieren. Mit Annahme eines idealen Gases und hydrostatischem Gleichgewicht – beides Bedingungen, die in der Atmosphäre in guter Näherung erfüllt sind – ergibt sich für die isentrope Vertikalbewegung eines um Δz ausgelenkten Luftpakets die Bewegungsgleichung

$$\Delta \ddot{z} + N^2|_{z_0} \Delta z = 0 \quad \text{mit} \quad N^2 = \frac{g}{T} \left(\frac{g}{c_p} + \frac{\partial T}{\partial z} \right). \quad (1.4)$$

N wird Brunt-Väisälä-Frequenz genannt. Eine Ausbildung von Schwerewellen ist nur für eine stabil geschichtete Atmosphäre, in der $N^2 > 0$ gilt, möglich. Dies ist erfüllt, wenn $\frac{\partial T}{\partial z} > -\frac{g}{c_p}$ gilt, wobei g die Schwerebeschleunigung und c_p die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck ist. Typische Werte von N sind $(5 \text{ min})^{-1}$.

Ganz allgemein wird die atmosphärische Dynamik durch Erhaltungsgleichungen für den Impuls, der Masse und der Energie beschrieben. In der linearen Theorie werden nur die durch die Schwerewellen bewirkten kleinen Störungen des horizontalen Windfeldes (u, v) , der Temperatur (oft ausgedrückt durch die potentielle Temperatur Θ) und des Dichtefeldes p betrachtet. Das resultierende, vereinfachte Gleichungssystem wird durch den Ansatz einer monochromatischen ebenen Welle gelöst. Als Lösung erhält man die Dispersionsrelation für Schwerewellen

$$\omega_I^2 = (\omega - kU)^2 = f^2 + \frac{(k^2 + l^2)N^2}{m^2 + 1/4H^2}. \quad (1.5)$$

Dabei ist $f = 2\Omega \sin(\Phi)$ der Coriolisparameter und Φ die geographische Breite. Die horizontale und vertikale Wellenzahl sind mit k bzw. l und m bezeichnet und die intrinsische Frequenz mit ω_I . H ist die Skalenhöhe der Atmosphäre. Die Dispersionsrelation gibt das Verhältnis von Frequenz der Welle zu den Wellenzahlen in Abhängigkeit von N und dem Hintergrundwind U an. Je nach Beitrag der beiden Terme auf der rechten Seite von Gleichung 1.5 unterscheidet man verschiedene Typen von Schwerewellen. Ist die Frequenz im wesentlichen durch f dominiert, so spricht man von Trägheitsoszillationen. Für 69°N ergibt sich eine Periode der Trägheitsoszillationen von $T_c = 12.8 \text{ h}$. Sind beide Terme vergleichbar, so spricht man von Trägheitsschwerewellen. Überwiegt der Beitrag

des letzten Terms, erhält man Schwerewellen mittlerer Frequenz für die

$$f^2 \ll \omega_I^2 = \frac{N^2(k^2 + l^2)}{m^2 + 1/(4H^2)} \ll N^2 \quad (1.6)$$

gilt. Hochfrequente Schwerewellen mit $\omega_I^2 \leq N^2$ sind nicht hydrostatisch.

Schwerewellen sind hochgradig dispersiv, der Wellenvektor und der Vektor der Gruppengeschwindigkeit stehen annähernd senkrecht aufeinander. Breitet sich die Welle nach oben aus, so bewegt sich die Phase nach unten. Die Ausbreitung von Schwerewellen ist abhängig von den Windverhältnissen, so können Wellen an sogenannten kritischen Schichten reflektiert oder von ihnen absorbiert werden.

Können sich Schwerewellen ungehindert nach oben ausbreiten, so nimmt aufgrund der abnehmenden Dichte einer Atmosphäre im hydrostatischen Gleichgewicht durch Energieerhaltung ihre Amplitude gemäß $\omega^2 \propto \exp(-z/H)$ zu, solange keine Energie beispielsweise durch Reibung dissipiert wird. Treffen Schwerewellen mit großer Amplitude auf instabile Schichten, wie es in der Mesopausenhöhe der Fall ist, so kommt es zum „Brechen“ der Wellen. Dabei wird Energie auf turbulente Skalen umgesetzt. Die Deposition von Impuls (engl. *gravity wave drag*) hat entscheidenden Einfluß auf den Strahlungshaushalt der mittleren Atmosphäre. Durch Schwerewellen wird die globale Zirkulation angetrieben.

Schwerewellen werden durch vielfältige Mechanismen zumeist in der Troposphäre erzeugt und breiten sich gemäß ihrer Dispersionsrelation aus. Neben dem Überströmen von Landerhebungen sind hier die Erzeugung durch Konvektion und geostrophische Anpassung zu nennen. Eine Diskussion dieser Mechanismen findet sich in *Hines (1968)*. Ein umfassenderer Überblick zu Schwerewellen in der Atmosphäre wird in *Fritts und Alexander (2003)* oder in Lehrbüchern wie *Lindzen (2003)* gegeben.

Leuchtende Nachtwolken sind nicht die einzigen Phänomene, die ausgeprägte Wellenstrukturen aufweisen. Diese finden sich ebenfalls in Airglow (z.B. *Garcia et al. (1997)*), den Metallschichten und PMSE. In der Strato- und Mesosphäre sind Schwerewellen als Fluktuationen in Dichte- und Temperaturprofilen erkennbar.

1.2.3. Bedeutung

Die Beobachtung von NLC ist vor allem aus zwei Gründen wichtig. Durch die Wechselwirkung von NLC mit ihrer Umgebung, die durch die Gegenwart von Schwerewellen geprägt ist, ermöglichen NLC-Beobachtungen die Ableitung von Eigenschaften von Schwerewellen, die ansonsten nur sehr schwer direkt zugänglich sind. Im Vordergrund steht dabei der Impulstransport sowie Energie und Wellenlängen der Wellen. Schwerewellen sind für den Energiehaushalt der mittleren Atmosphäre entscheidend und erweitern ihren Einflußbereich durch die globale Zirkulation auf die gesamte Atmosphäre.

Zweitens reichen NLC-Beobachtungen über 100 Jahre in der Zeit zurück und liefern damit die längste Beobachtungsreihe der mittleren Atmosphäre. Für viele Jahre stellten die NLC-Beobachtungen die einzige Möglichkeit dar, Informationen über die mittlere

Atmosphäre zu sammeln. Flugzeuge erreichen keine Höhen über 20 km, die maximale Flughöhe für Stratosphären-Ballons ist etwa 40 km. Satelliten dagegen haben eine Bahnhöhe von mindestens 300 km. Lediglich Höhenforschungsraketen sind in der Lage, in situ Messungen in der Mesosphäre durchzuführen. Raketen wurden z.B. erfolgreich eingesetzt für direkte Messungen der Temperatur und Dichte mittels der Methode der fallenden Kugeln (*Lübken et al.*, 1996). In der aktuellen ECOMA-Kampagne sollen die als Nukleationskeime vermuteten Staubpartikel gesammelt werden. Raketen werden meist in Kampagnen gestartet und die Anzahl der Starts ist durch den hohen Aufwand und die damit verbundenen Kosten begrenzt. Die Beobachtung von NLC vom Boden aus ist hingegen im wesentlichen nur durch das Wetter begrenzt.

Auch von Satelliten aus sind leuchtende Nachtwolken beobachtbar, wobei sich lediglich die Terminologie unterscheidet - sie werden hier Polare Mesosphärenwolken (PMC, engl. *polar mesospheric cloud*) genannt. Satelliten bieten eine gute Abdeckung, die vor allem einen direkten Vergleich von Nord- und Südhemisphäre ermöglicht. Dies ist insbesondere im Hinblick auf mögliche Höhenunterschiede, die sich aus bodengestützten Lidarmessungen ergeben (*Chu et al.*, 2006), interessant. Die korrekte Höhenbestimmung von NLC ist für Satelliten aufgrund der Beobachtungsgeometrie (NLC im Nah- und Fernfeld) jedoch schwieriger. Für eine Auflösung von kleinräumigen Strukturen sind Satelliten nicht geeignet. Wichtige Satelliten sind AIM¹, Odin (Osiris), TIMED² und ENVISAT. Einen Überblick über die NLC-Beobachtung durch Satelliten gibt *DeLand et al.* (2006).

Die Idee, einen Lichtstrahl auszusenden, um die Höhe der leuchtenden Nachtwolken zu bestimmen, geht schon zurück auf *Jesse* (1887). Jedoch erst die Entwicklung von Lasern und der Einsatz von Teleskopen machten es möglich, die Stärke der Rückstreuung zu messen und aus der Laufzeit die Entfernung zum Streuzentrum zu bestimmen. Die erste auf diesem Prinzip beruhende Lidarmessung einer leuchtenden Nachtwolke gelang 1989 *Hansen et al.* (1989) auf Andøya. Heute gibt es einige Lidarstationen in polaren Breiten, die regelmäßig und langfristig NLC beobachten. Dazu gehören neben dem ALOMAR-Observatorium auf Andøya beispielsweise Kiruna in Schweden, Sondrestrom in Grönland und Poker Flat in Alaska.

Neben der Langzeit-Beobachtung von Größen wie der Höhe und Helligkeit von NLC liegt das Augenmerk heute vor allem auf dem Verständnis der mikrophysikalischen Prozesse und der Wechselwirkung von Schwerewellen und NLC. Dies kann zum einen mittels Simulationen untersucht werden (z.B. LIMA, siehe *Berger* (2008)). Experimentell eröffnet dabei eine ständige Verkürzung der Integrationszeit der Lidarmessungen die Möglichkeit zur Analyse kurzperiodischer Schwingungen. Desweiteren ist vor allem die genaue Bestimmung der Teilchengröße und Teilchenform von Interesse, da diese wesentlichen Einfluß auf den Streumechanismus haben.

¹Aeronomy of Ice in the Mesosphere, Instrumente Sofie, CIPS, CDE

²Thermosphere, Ionosphere, Mesosphere, Energetics and Dynamics, Instrument Saber

Aufbau dieser Arbeit

Diese Arbeit befaßt sich mit den NLC-Messungen eines Rayleigh-/Mie-/Raman-Lidars in polaren Breiten. Das RMR-Lidar des ALOMAR-Observatoriums auf Andøya in Nordnorwegen untersucht leuchtende Nachtwolken seit 1996. Der dabei entstandene umfangreiche Datensatz besitzt eine hohe zeitliche Auflösung von einer bis drei Minuten.

Das Instrument, das Meßprinzip und der Standort sind in Kapitel 2 beschrieben. Kapitel 3 stellt die Datenverarbeitung und den NLC-Datensatz vor. In Kapitel 4 werden zunächst die Meßzeiten bezüglich des Auftretens von NLC analysiert und anschließend die Parameter beschrieben, die zur Charakterisierung von NLC herangezogen werden. Beispiele sind die Höhe und Helligkeit der NLC, deren Mittelwerte, Trends und Korrelationen anschließend ausgewertet werden. Kapitel 5 ist der Struktur von einzelnen NLC-Schichten gewidmet, vor allem im Hinblick auf zeitliche Variationen der Helligkeit und der Höhe. Die hier benutzte Wavelet-Analyse ist im Anhang A.1 unter Methoden erläutert. Die Untersuchung der vertikalen Struktur von NLC-Schichten steht in Kapitel 6 im Vordergrund. Es wird eine Detektion von Mehrfachsichten vorgestellt, die auf NLC wie PMSE gleichermaßen angewandt werden kann. Das letzte Kapitel, Kapitel 7, ist schließlich der großräumigen Struktur gewidmet. Zum einen im Hinblick auf simultane Messungen in 50 km Entfernung im sogenannten Doppellidar-Betrieb, wobei vor allem Strukturvergleiche und die Einbeziehung von Winddaten interessant sind; zum anderen wird die Beobachtung von NLC von einem entfernten Standort mittels einer Kamera vorgestellt, deren Bildanalysen zu qualitativen Vergleichen mit Lidardaten herangezogen werden können.

2. Instrument

2.1. ALOMAR-Observatorium

Das Rayleigh-/Mie-/Raman-Lidar ist eines von mehreren Instrumenten der ALOMAR-Forschungsstation im Norden Norwegens. Das ALOMAR-Observatorium liegt in 385 m Höhe auf dem Berg Ramnan auf Andøya, der nördlichsten Insel der Vesterålen. In unmittelbarer Nähe befindet sich die Andøya Rocket Range und die Stadt Andenes. Mehrere Radar-Anlagen sind im Umkreis von 20 km verteilt. Die geographische Breite von 69° N zeichnet den Ort besonders für Beobachtungen der polaren Mesosphäre aus, denn ALOMAR befindet sich zugleich am Rande des polaren Wirbels und im Bereich des Aurora-Ovals. In den Sommermonaten stellt der zwei Monate dauernde Polartag jedoch hohe Anforderungen an die Tageslichtfähigkeit der Instrumente.

Im weiteren Umkreis befindet sich die Stadt Tromsø, dem Standort des EISCAT-Radars (inkohärente Streuung), sowie weiter im Osten in der Nähe von Kiruna die Esrange als weiteren Raketenstartplatz und Standort des Lidars der Universität Bonn. Im ALOMAR-Observatorium sind neben dem RMR-Lidar ein Natrium-, ein Ozon- und ein Troposphären-Lidar fest installiert. Seit Sommer 2008 ist auch das mobile Eisenlidar des IAP dort stationiert. Neben der Leistung der einzelnen Instrumente ist vor allem die Kombination von Lidars, Radars und Raketen von großem Wert für die Untersuchung des ansonsten unzugänglichen Höhenbereichs der Atmosphäre von etwa 80 bis 110 km.

ALOMAR wird betrieben von der Andøya Rocket Range, deren Angestellte für einen regelmäßigen Meßbetrieb sorgen. Sie werden bei Kampagnen, beispielsweise während

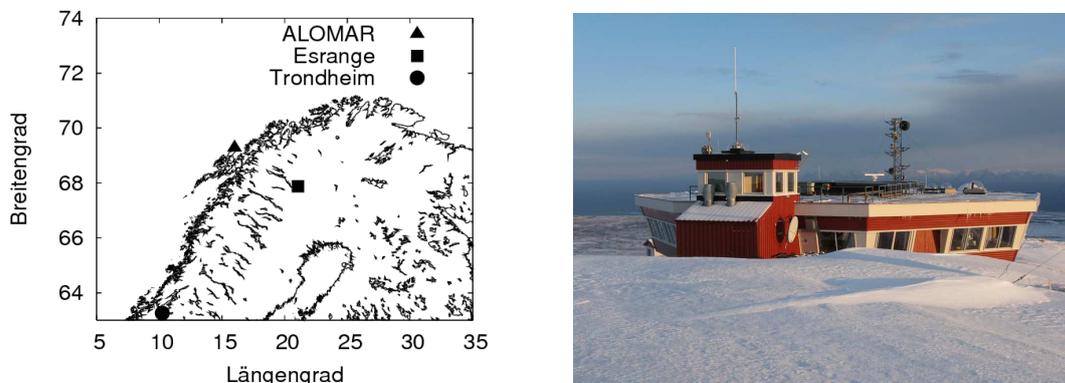


Abbildung 2.1.: Küstenlinie von Nordskandinavien (links) und das ALOMAR-Observatorium (rechts)

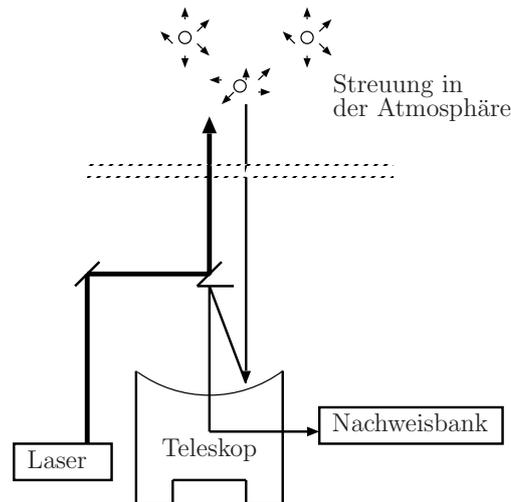


Abbildung 2.2.: Prinzip eines Lidars: Lichtpulse werden vom Laser erzeugt und laufen durch die Atmosphäre. Das Licht wird in der Atmosphäre gestreut. Ein Teil des Lichts wird vom Teleskop aufgefangen und in der Nachweisbank aufgezeichnet.

der NLC-Saison, unterstützt durch Mitarbeiter des IAP und Studenten, um eine 24h-Abdeckung zu gewährleisten. Neben der notwendigen Wolkenfreiheit der Troposphäre unterliegt der Betrieb der Lidars weiteren Sicherheitsvorkehrungen zum Schutz der Einrichtungen, allen voran den Teleskopspiegeln. Hierzu zählt eine maximal zulässige Windgeschwindigkeit und eine Obergrenze für die Luftfeuchte. Diese Größen können sich durch die Küstenlage Andøyas schnell ändern.

2.2. RMR-Lidar

Das RMR-Lidar wurde im Sommer 1994 in Zusammenarbeit des IAP, Kühlungsborn, der Universität Bonn, dem Service d'aéronomie du CNRS in Verrieres, Frankreich, und dem University College London, Großbritannien, in ALOMAR installiert und seitdem kontinuierlich erweitert. Die wichtigsten Einheiten des RMR-Lidars sind die Laser, das Teleskopsystem mit Strahlführungsspiegeln und die Nachweisbank inklusive Datenerfassung. Abbildung 2.2 zeigt einen schematischen Aufbau des Lidars. Eine genaue Beschreibung und technische Daten finden sich bei *von Zahn et al.* (2000). Im folgenden wird ein Überblick über die wesentlichen Elemente gegeben.

Sendezweig

Der Kern des Sendesystems besteht aus zwei gepulsten Nd:YAG-Leistungslasern, die durch einen gemeinsamen Seederlaser wellenlängen-stabilisiert sind. Die primäre Wellenlänge ist 1064 nm. Durch Frequenzverdopplung bzw. Verdreifachung werden die Harmonischen 532 nm (Grün) und 355 nm (UV) erzeugt. Die Pulsdauer liegt je nach Wellenlänge zwischen 8 und 10 ns mit einer Pulsenergie von 166 mJ bzw. 466 mJ. Die Pulsrate

ist 30 Hz.

Nach der Passage eines Aufweitungsteleskopes hat der Laserstrahl einen Durchmesser von 20 cm und wird über Strahlführungsspiegel durch die Teleskophalle in die Atmosphäre geleitet. Der letzte Spiegel ist direkt über dem Sekundärspiegel der Empfangsteleskope montiert, so daß der Strahl coaxial und innerhalb des Sichtfeldes der Teleskope in die Atmosphäre gesandt wird. Die Strahldivergenz des Laserstrahles ist $< 100\mu\text{rad}$.

Empfangszweig

Das aufgrund von Streuung in der Atmosphäre zurückgesandte Licht wird mit Hilfe zweier identischer Teleskopsysteme in Cassegrain-Ausführung aufgefangen. Der sphärische Primärspiegel hat einen Durchmesser von 180 cm und der Sekundärspiegel mißt 60 cm Durchmesser. Die erreichte Brennweite ist 8.345 m und das Gesichtsfeld beträgt $180\mu\text{rad}$. In 100 km Höhe entspricht dies einem Durchmesser von 18 m. Eine aktive Strahlstabilisierung mit Hilfe von CCD-Kameras hält durch Steuerung der Strahlführungsspiegel auf der Sendeseite den Laserstrahl immer im Gesichtsfeld der Teleskope. Die Justage dieses Systems ist im Hinblick auf die Schwenkbarkeit der etwa 1500 kg schweren Teleskope besonders aufwendig. Beide Teleskope können bis 30 Grad aus dem Zenit gekippt und 90 Grad im Azimut gedreht werden. Für das sogenannte Nord-West-Teleskop (NWT) liegt der Schwenkbereich zwischen 270 und 0 Grad Azimut, für das Süd-Ost-Teleskop (SET) zwischen 90 und 180 Grad.

Das aufgefangene Licht wird in der Fokalbox unter dem Zentrum der Primärspiegel in Glasfasern eingekoppelt und zur optischen Nachweisbank geleitet. Da die beiden Laser abwechselnd gepulst werden, treffen die durch die Teleskope empfangenen Signale zeitlich hintereinander ein. Die abwechselnde Einspeisung der Signale in den Nachweiszweig ist technisch durch einen rotierenden Fiberselektor realisiert. Ein mechanischer Chopper am Eingang blockiert das Signal in niedrigen Höhen zum Schutz der Detektoren vor einer zu hohen Signalstärke. Die Chopperhöhe liegt bei 13 km.

In der optischen Bank trennen dichroitische Spiegel die einzelnen Wellenlängen in verschiedene Zweige auf. Der Einsatz von Etalons zur Unterdrückung des solaren Untergrunds macht durch einen einfachen, routinemäßigen Umbau das System tageslichtfähig. Je nach Fragestellung, z.B. Dopplerwindmessung bei 532 nm, werden die Frequenzzweige mittels Strahlteiler weiter aufgeteilt. Insgesamt umfaßt die Nachweisbank 16 verschiedene Kanäle.

Eine Zähl Elektronik und Software zur Datenerfassung summiert über 1000 Pulse und erstellt durch Laufzeitmessung vom Aussenden bis zur Detektion der Rückstreuung eines Pulses ein höhen aufgelöstes Rückstreuprofil für jeden der Kanäle. Die Rohdaten werden gespeichert und geben nach teilweise automatischer Weiterverarbeitung direkt Aufschluß über z.B. das Vorhandensein von leuchtenden Nachtwolken.

Abbildung 2.3 zeigt das geöffnete und geschwenkte Nord-West-Teleskop sowie einen Teil des RMR-Lidar-Kontrollraumes. Links im Bild ist die Zähl Elektronik zu sehen, gefolgt von Datenerfassungs-, Diagnose- und Teleskop-Kontrollrechnern, nicht im Bild ist der Laser-Kontrollrechner.



Abbildung 2.3.: Links: Eines der beiden Empfangsteleskope (Nord-West-Teleskop). Die Struktur ist ca. 4.5 m hoch. Rechts: Kontrollraum mit Datenerfassungselektronik sowie verschiedenen Steuerrechnern.

2.3. Lidar-Prinzip

Bei einer Lidarmessung wird ein gepulster Laserstrahl in die Atmosphäre gesendet. Die Photonen werden an Luftteilchen und Aerosolen gestreut und am Boden mit Teleskopspiegeln aufgefangen und detektiert. Das Empfangssignal, welches von der ausgesandten Leistung abhängt, wird, ähnlich dem Radar-Prinzip, durch die Lidargleichung

$$P(r) = P_0 \eta \left(\frac{A}{r^2} \right) \left(\frac{c\Delta t}{2} \right) \beta(r) \exp \left[-2 \int_0^r \alpha(r') dr' \right] \quad (2.1)$$

beschrieben. Hierbei ist P_0 die abgestrahlte Leistung eines Laserpulses, η die Effizienz des Detektors, A die Fläche des Empfangsteleskopes und r die Entfernung des Transmitters zum Streuzentrum. Zusätzlich wird noch ein Term für den geometrischen Überlapp von Laserstrahl und Gesichtsfeld des Teleskops benötigt. Die Distanz zu den Streuzentren kann aus der Laufzeit der Pulse Δt bestimmt werden, c ist hierbei die Lichtgeschwindigkeit. Der letzte Term gibt die Transmission entlang des optischen Pfades (Lambert-Beersches Gesetz) mit der atmosphärischen Absorption α an. β ist der totale Rückstreu-Koeffizient, zu dem verschiedene Streumechanismen beitragen können.

Die einzelnen Streumechanismen in der Atmosphäre sind im wesentlichen Rayleigh-Streuung an Luftteilchen, Mie-Streuung an Aerosolen, sowie Raman-Streuung. Rayleigh-Streuung ist verantwortlich für das mit r^2 und gemäß der Dichte exponentiell abfallende Lidar-Signal der aerosolfreien Atmosphäre. Abweichungen von diesem Profil werden durch Mie-Streuung an Aerosolschichten, zum Beispiel in der Stratosphäre nach Vulkanausbrüchen, verursacht. Die Eisteilchen, aus denen leuchtende Nachtwolken bestehen, haben einen hohen Streuquerschnitt und sind daher auch in der großen Entfernung von

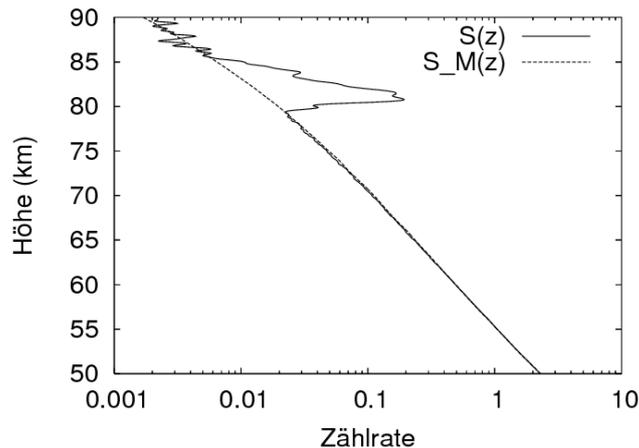


Abbildung 2.4.: Rohdaten-Lidarprofil des 29. Juli 2008, 23:23 UT, sowie Signalverlauf einer aerosolfreien Modellatmosphäre (gestrichelte Linie).

über 80 km als deutlicher Peak im Signal sichtbar. Abbildung 2.4 zeigt solch ein typisches Lidarprofil mit NLC-Signal in logarithmischer Darstellung.

Die Stärke einer NLC wird quantifiziert durch den Rückstreukoeffizienten $\beta_{\text{NLC}}(z)$. Man erhält ihn aus dem Rückstreuverhältnis $R(z)$, das gebildet wird aus dem gemessenen totalen Rückstreuprofil $S(z)$ nach Abzug des Untergrunds und einem erwarteten molekularen Signal $S_M(z)$ gemäß

$$R(z) = \frac{S(z)}{S_M(z)} = \frac{\beta_M(z) + \beta_{\text{NLC}}(z)}{\beta_M(z)}. \quad (2.2)$$

$S_M(z)$ stellt dabei ein aus Lidardaten bestimmtes, mittleres Dichteprofil dar, das in 55 km Höhe an die Klimatologie von *Lübken* (1999) anschließt. Es wird in 35 km Höhe auf $S(z)$ normiert. Der Rückstreukoeffizient für Luftteilchen $\beta_M(z)$ kann aus Dichteprofilen, die über Andøya mit Hilfe von Raketen gemessen wurden, und tabellierten Streuquerschnitten berechnet werden. Der Wert von β_{NLC} wird im Rahmen dieser Arbeit in der Einheit $10^{-10} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ angegeben und der Maximalwert eines Profils wird in den folgenden Kapiteln als „Helligkeit“ der NLC bezeichnet.

Im Doppellidar-Betrieb mit geeigneten Teleskopen können aus Lidardaten auch Informationen über den Wind gewonnen werden. In dieser Arbeit wurden jedoch Winde in NLC-Höhe benutzt, die mittels Radar-Instrumenten bestimmt werden. Im Gegensatz zu einem Lidar, das Licht aussendet und im Falle von NLC an massiven Eis-Teilchen streut, werden Radarwellen an Variationen des Brechungsindex gestreut oder reflektiert. Der Brechungsindex in diesen Höhen ist wesentlich von der Dichte freier Elektronen bestimmt, die aufgrund turbulenter Prozesse Strukturen ausbilden. Diese mit dem Wind bewegten Strukturen lassen über die Dopplerverschiebung Schlüsse auf das Windfeld zu. Der Spezialfall eines Meteor-Radars bestimmt die Dopplerverschiebung von Ionisationsspuren, die von in die Atmosphäre einfallenden verglühenden Meteoriten erzeugt wird. Ein Überblick über Radarmethoden finden sich in *Singer et al.* (2005), eine genaue Beschreibung der eingesetzten Techniken in *Briggs* (1980).

3. Daten

Der NLC-Datensatz des RMR-Lidar umfaßt zum einen eine lange Zeitspanne von mehr als einem Sonnenzyklus, zum anderen ist die Datenmenge innerhalb eines Jahres sehr groß. Durch den Kampagnenbetrieb sind die Meßzeiten im wesentlichen nur durch das Wetter begrenzt. Die Lidarmessungen liefern höhenaufgelöste Profile entlang der Laserstrahls. In ihnen zeigen sich NLC als eine Schicht mit einer gegenüber dem Rayleigh-Signal erhöhten Rückstreuung. Wie man aus diesen Rohdatenprofilen die analysierbaren NLC-Daten erhält, wird hier aufgezeigt. Desweiteren wird ein kurzer Überblick über die Datensätze gegeben, die ergänzend zu den NLC-Daten des RMR-Lidar in dieser Arbeit verwendet werden.

3.1. NLC-Daten des RMR-Lidar

3.1.1. Nachweis von NLC

Die Zählerlektronik des RMR-Lidar faßt die Rückstreuung von 1000 Laserpulsen¹ zu einem Profil zusammen, das als Rohdatenprofil gespeichert wird. Mit einer Pulsrate des Lasers von 30 Hz ergibt sich eine maximale zeitliche Auflösung von 33 s. Die Zählerlektronik erfaßt die Entfernung mit einer Genauigkeit von 50 m. Im Falle von geneigten Laserstrahlen ergibt sich daraus eine Höhenauflösung von weniger als 50 m.

Um aus diesem Rohdatenprofil ein für die Weiterverarbeitung geeignetes Profil zu erhalten, das nur noch den Einfluß von NLC berücksichtigt, müssen verschiedene Korrekturen angebracht werden. Abhängig von der Signalstärke wird eine Totzeitkorrektur basierend auf der Annahme einer Poisson-Statistik durchgeführt, um detektorspezifische Einflüsse auf die Daten zu minimieren. Der Untergrund, der vor allem durch Sonnenlicht, aber auch durch thermisches Rauschen der Detektoren verursacht wird, wird in einer Höhe bestimmt, in der kein Signal mehr zu erwarten ist und von den Profilen abgezogen. Das Rayleigh-Signal wird durch die Bildung des Verhältnisses zu einem mittleren Dichteprofil, welches in einer Höhe von 30 km auf das Lidarsignal normiert wurde, entfernt. Profile mit zu geringem Signal in 30 km Höhe, z.B. aufgrund von durchziehenden Wolken, werden verworfen. Das mit der Höhe mit r^2 abfallende Lidarsignal (s.a. Lidargleichung 2.1) wird durch Multiplikation korrigiert, wobei r der Abstand vom Streuzentrum zum Teleskop ist. Die tatsächliche Höhe über dem Erdboden ergibt sich durch Geometrie aus der Höhe des Standortes und dem Neigungswinkel der Teleskope, wobei auch die Erdkrümmung berücksichtigt wird. Um das Signal-Rausch-Verhältnis zu verbessern wird das

¹seit 2006, in früheren Jahren waren dies 2000 und 5000 Laserpulse

Residuum des aufbereiteten Signals mit einem Binomialfilter mit einer Länge von 475 m in der Höhe geglättet.

In dem auf diese Weise aufbereiteten Profil sind NLC als Schicht mit erhöhter Rückstreuung erkennbar. Am deutlichsten ist dies im sichtbaren Bereich bei 532 nm (siehe auch Abbildung 2.4). Da NLC optisch dünn sind (mit einem Wert von etwa 10^{-4}), muß innerhalb der Schicht keine zusätzliche Transmissionskorrektur angewandt werden. Um die zeitliche Entwicklung der NLC darzustellen, werden in der Zeit aufeinanderfolgende Lidarprofile in einer Höhe-Zeit-Matrix aneinandergesetzt und auf ein konstantes Gitter mit einer Höhenauflösung von 40 m und einer Zeitauflösung von 60 s interpoliert. Helligkeitswerte, die unterhalb eines Schwellwertes liegen, werden in der Matrix entfernt, wodurch die NLC ausgeschnitten wird. Eine weitere Verbesserung wird durch die Schätzung einer Wahrscheinlichkeit auf der Grundlage benachbarter Pixel erzielt. Das signifikante Auftreten von NLC-Signal in unmittelbarer zeitlicher und räumlicher Nachbarschaft erhöht so die Wahrscheinlichkeit, daß im betrachteten Pixel auch NLC beobachtet wird. Auf diese Weise werden vereinzelt auftretende Spitzen diskriminiert. Diese NLC-Detektion wird in dem Kanal durchgeführt, in dem NLC am deutlichsten sichtbar wird, und zwar zunächst in Matrizen, die aus Lidardaten mit einer Zeitauflösung von ca. 5 min berechnet wurden. Ist die Form der NLC in der Matrix bestimmt, wird diese als Maske benutzt, um NLC mit maximal möglicher Zeitauflösung zu bestimmen. (*Baumgarten, 2008*)

Die NLC-Matrizen werden pro Tag gespeichert, zwischen 12 Uhr mittags und 12 Uhr mittags des Folgetages. Sie enthalten Helligkeitswerte $\beta_{\text{NLC}} > 0$, die die Stärke der Rückstreuung repräsentieren, und $\beta_{\text{NLC}} = 0$ für den Fall, daß keine NLC detektiert wurde. Der Rückstreukoeffizient β_{NLC} wird im folgenden als Helligkeit bezeichnet. Einige Beispiele solcher NLC-Matrizen, auf die im Laufe der Arbeit genauer eingegangen wird, sind im Anhang C.2 aufgeführt.

3.1.2. Datenqualität

Zur Unterscheidung, ob eine Messung stattfand und keine NLC detektiert wurde, oder ob keine Messung stattfand, sind in den Plots der NLC Messungen mit schwarzen Kreuzen markiert (z.B. in Abbildung C.2). Meßlücken in der Größenordnung von Minuten bis zu Stunden treten häufig in Lidardaten auf. Kurze Unterbrechungen im Minutenbereich entstehen beispielsweise bei Änderungen der Systemkonfiguration, sei es beim Wechsel von Tag- und Nachtsystem, durch Schwenken der Teleskope in eine andere Richtung, oder Hinzu- oder Abschalten eines Lasers. Ansonsten sind kurzzeitige Verschlechterungen des Wetters der häufigste Grund für eine Unterbrechung, da bei Gefahr von Niederschlag oder zu starkem Wind das Dach der Teleskophalle geschlossen werden muß. Zu guter letzt äußert sich das Aufziehen von Wolken oder Hochnebel in einem Abfall der Signalqualität, die ebenfalls eine NLC-Detektion verhindern kann.

Bei der späteren Analyse von Zeitreihen von NLC-Parametern stellen sich zwei Aufgaben im Umgang mit Meßlücken: ihre Erkennung und ihre Behandlung. Zunächst werden Beginn und Ende zusammenhängender Meßzeiten mit einer gegebenen Toleranz

bestimmt. Die maximale Unterbrechung muß dabei so gewählt werden, daß die Daten sinnvoll interpoliert werden können. Zu große Interpolationsstrecken können eine spätere Frequenzanalyse mittels einer Wavelet-Transformation verfälschen. In einer Datei, die mehr als 5 h NLC-Signal enthält, wird hierbei eine maximale Unterbrechung von einer Stunde gewählt. Die Zeitreihe wird auf die längste in der Datei enthaltene Meßreihe beschränkt und die fehlenden Werte mittels Spline-Interpolation bestimmt.

Die zeitliche Auflösung ist durch die Integrationszeit von 60 s gegeben. Für bestimmte Analysen können Zeitreihen mit einem gleitenden Mittel geglättet werden. Dies ist jeweils im Text erwähnt. Die Höhenauflösung des Gitters ist 40 m, wobei jedoch bei der Detektion zugunsten einer Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses über einen Höhenbereich von 475 m geglättet wurde. Prinzipiell ist es möglich, durch lineare Interpolation die maximale Auflösung auf den Subpixel-Bereich zu erhöhen. Dies würde jedoch im Hinblick auf die viel größere Glättungslänge keinen entscheidenden Vorteil bringen, weshalb hier darauf verzichtet wurde. Der Fehler des Helligkeitswertes setzt sich zusammen aus dem Fehler des Signals und dem Fehler des bereits abgezogenen Untergrunds. Für beide Verteilung wird eine Poisson-Verteilung angenommen und der Fehler $\Delta\beta$ nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung berechnet. Ein zusätzlicher Fehler kommt durch Dichtefluktuationen auf kleinen Zeitskalen zustande, die durch die Normierung eines Standard-Dichteprofiles an das Rückstreuprofil beim Nachweis von NLC nicht berücksichtigt werden. Dieser Fehler ist jedoch aufgrund des hohen Rückstreuquerschnittes der NLC-Teilchen gering.

Eine weitere Rausch-Unterdrückung erfolgt in einem iterativen Prozeß gemeinsam mit der Bestimmung von NLC-Parametern (siehe dazu Kapitel 4). Dabei wird die mittlere Höhe und Ausdehnung der NLC-Schicht bestimmt und in der Zeit geglättet. Die Wahrscheinlichkeit, daß außerhalb dieser mittleren Schicht noch NLC-Signal anzutreffen ist, sinkt mit zunehmendem Abstand zur Ober- oder Unterkante. Das NLC-Signal weit außerhalb der Schicht wird dann entfernt². Anschließend können die NLC-Parameter neu bestimmt werden. Die Statistik z.B. der Höhenverteilung auf Grundlage der Einzelmessungen wird dadurch verbessert.

3.1.3. Meßstatistik

Der NLC-Datensatz des RMR-Lidar besteht aus 986 Dateien gemessen in den Jahren 1996–2008. Jede Datei umfaßt 24 Stunden, jeweils von 12 Uhr mittags bis 12 Uhr mittags des Folgetages. Folgende Bezeichnungen werden im Rahmen dieser Arbeit benutzt: Eine „Messung“ ist ein vertikales Höhenprofil in der NLC-Matrix, d.h. mit einer Zeitauflösung von 60 s. Es wird unterschieden zwischen der Zeit, in der Lidarmessungen stattfanden („Lidarstunden“) und der Zeit, in der Lidarmessungen stattfanden und NLC detektiert wurde („NLC-Stunden“). Aus diesen beiden Größen kann eine Detektionswahrscheinlichkeit oder Häufigkeit für NLC (engl. *occurrence frequency*) abgeleitet werden. Wird zum Vergleich mit anderen Datensätzen ein Stundenmittel gebildet, so bezieht sich dies auf

²Eine detaillierte Beschreibung dieses Algorithmus findet sich in Anhang B

eine physikalische Zeitspanne, beispielsweise zwischen 3 und 4 Uhr, unabhängig von der enthaltenen Anzahl von NLC-Messungen.

Der gesamte NLC-Datensatz umfaßt 4499 Lidarstunden. Während 1482 Stunden wurde NLC detektiert. Ein Teil der Messungen wurde jedoch im Doppellidar-Betrieb aufgenommen, wodurch sich die tatsächliche unabhängige Meßzeit verringert. Der Anteil der Daten mit NLC-Signal wird ausführlicher in Kapitel 4 behandelt, für die explizite Untersuchungen von Doppellidar-Beobachtung von NLC sei auf Abschnitt 7.1 verwiesen.

3.2. Weitere Datensätze

3.2.1. Wind (MF- und SKiYMET-Radar)

Das MF- und das SKiYMET-Radar auf Andøya messen Windgeschwindigkeiten im für NLC interessanten Höhenbereich zwischen 80 und 90 km. Beide Radars erfassen dabei dasselbe Volumen, in dem auch die Lidarmessungen stattfinden. Technische Daten des MF-Radars sind beschrieben in *Singer et al. (1997)*. Beide Radars liefern die zonale (u , negativ ist Wind aus Osten) und meridionale (v , negativ ist Wind aus Norden) Windkomponente als Funktion der Höhe und der Zeit. Richtungen in der Horizontalebene werden im folgenden im Uhrzeigersinn von Norden (0°), nach Osten (90°), Süden (180°) und Westen (270°) gemessen. Aus v und u kann die horizontale Windgeschwindigkeit h und Richtung θ gemäß

$$h = \sqrt{u^2 + v^2} \quad \text{und} \quad \theta = \arctan \frac{u}{v} \quad (3.1)$$

berechnet werden.

Die mit dem MF-Radar gewonnenen Daten besitzen eine Höhenauflösung von 2 km und eine Zeitauflösung von einer Stunde. Der Datensatz umfaßt 95 Dateien bestehend aus 33642 Einzelmessungen in Höhen zwischen 50 und 98 km in den Sommermonaten (*Hoffmann, 2008*). Die Daten des Meteor-Radars (SKiYMET) haben eine Höhenauflösung von 3 km und ebenfalls eine Zeitauflösung von einer Stunde. Der zur Verfügung stehende Datensatz enthält 35569 Einzelmessungen (*Singer, 2008*). Tabelle 3.1 gibt eine Übersicht über Zeiten und Anzahl der Messwerte.

Abbildung C.1 im Anhang zeigt die Winddaten in der Horizontalebene in verschiedenen Höhen in Form zwei-dimensionaler Histogramme. In ihnen ist die Anzahl der Messungen pro 5 m s^{-1} Meridional- und pro 5 m s^{-1} Zonalwind farblich codiert. Die auf diese Weise entstehende Verteilung ist durch die Plot-Routine leicht geglättet. Im gegebenen Zeitraum herrscht über Andøya in NLC-Höhe ein Wind aus Osten vor. Ein typischer Wert in NLC-Höhe ist $u = -30 \text{ m s}^{-1}$. Meridionale Winde liegen im Mittel bei $v = -10 \text{ m s}^{-1}$. Mit zunehmender Höhe wird eine Windumkehr beobachtet; der Zonalwind verschiebt sich zu positiven Werten.

Tabelle 3.1.: Datenbasis der Windmessungen für den Vergleich zu den Lidarmessungen

Jahr	MF		SKiYMET	
	Daten	Anzahl Meßprofile	Daten	Anzahl Meßprofile
2000	17.-26.7.	180		
2002	5.-10.7.	126	Juli	744
2003	12.-16.7.	115	Juli	744
2004	1.-10.7.	540	August	1488
	20.7.-5.8.			
2005	29.6.-3.7.	120	Juli	744
2007	30.5.-3.6.	760	Juni	1464
	10.-15.6.		Juli	
	20.6.-6.7.			
	27.-31.7.			
2008	17.-21.7.	160	Juli	744

3.2.2. PMSE (ALWIN- und SOUSY-Radar)

Das ALWIN-Radar, das ebenfalls auf Andøya installiert ist, liefert Informationen über polare Mesosphären-Echos (PMSE) mit einer Zeitauflösung von 5 Minuten und einer Höhengauflösung von 300 m. Die Daten können in das NLC-Dateiformat übersetzt werden, indem die PMSE-Bereiche durch Entfernen aller Datenpunkte unterhalb eines Schwellwertes ausgeschnitten werden. Damit können die entwickelten Algorithmen auf NLC wie PMSE gleichermaßen angewandt werden. PMSE-Daten stehen aus den Jahren 1999–2008 zur Verfügung (*Latteck, 2008*). Ein ausgewählter Datensatz stammt vom SOUSY Svalbard Radar. Diese PMSE wurde am 26. Juli 2001 mit einer Zeitauflösung von 30 s und einer Höhengauflösung von 300 m aufgenommen (*Zecha, 2008*).

3.2.3. Partikelgrößen (RMR-Lidar)

Aus dem Vergleich des Lidarsignals bei verschiedenen Wellenlängen kann aus sogenannten Farbverhältnissen unter Annahme einer bestimmten Geometrie der Eispartikel und einer Verteilungsfunktion die Partikelgröße berechnet werden. Diese Daten des ALOMAR RMR-Lidar stehen mit einer Auflösung von 15 Minuten für die Jahre 1998–2008 zur Verfügung. Insgesamt sind dies 2175 Werte und im Mittel ergibt sich für die Partikelgröße 48 ± 21 nm. Zu einer genaueren Beschreibung der Methode wird auf *von Cossart et al. (1999)* verwiesen, sowie auf *Baumgarten et al. (2007)* und *Baumgarten et al. (2008)*.

3.2.4. Photographische Aufnahmen von NLC in der Nähe von ALOMAR

Teil des IAP-Kamera-Netzwerkes ist eine nach Norden blickende Kamera in Trondheim, etwa 800 km südlich von ALOMAR. Die NLC-Beobachtungszeiten auf diesem Breitengrad sind aufgrund des solaren Untergrundes in den Sommermonaten eingeschränkt. Die NLC-Kamera läuft vollautomatisch, ihre Belichtung und Bildrate wird programmgesteuert dem Sonnenstand angepaßt. Die Bilder werden manuell auf NLC überprüft. Eine Tabelle und Photos ausgewählter NLC-Ereignisse finden sich in Anhang C.7.

4. Leuchtende Nachtwolken in Lidardaten

Die NLC-Daten stehen als höhen- und zeitaufgelöste Helligkeitswerte zur Verfügung. Diese NLC-Matrix wird nun zunächst auf eindimensionale Größen reduziert, um eine einfache Beschreibung der NLC zu erhalten. Geeignete Größen sind zum Beispiel die Schwerpunktshöhe oder die Höhe maximaler Helligkeit, sowie der Helligkeitsverlauf in diesen Höhen. Aus ihnen können wichtige Statistiken, wie zum Beispiel die mittlere NLC-Höhe, erstellt werden. Da in dieser Arbeit erstmals Lidardaten mit einer zeitlichen Auflösung von unter 14 Minuten analysiert werden, werden Algorithmen entwickelt, die eine automatische Prozessierung ermöglichen. Zur Verifikation der Ergebnisse werden diese mittleren Eigenschaften mit publizierten Ergebnissen verglichen.

Neben der Analyse der NLC-Daten selbst sind jedoch auch die Messungen, in denen keine NLC detektiert wurde, interessant. So kann daraus in Relation zu NLC-Messungen zum Beispiel eine Detektionswahrscheinlichkeit für NLC errechnet werden. Es wird deshalb in diesem Kapitel zunächst der Anteil von NLC im Gesamtdatensatz beschrieben und anschließend auf die Größen, die zur Charakterisierung von NLC benutzt werden, eingegangen.

4.1. Auftreten von NLC

Der Datensatz 1996–2008 während der NLC-Saison (1. Juni bis 15. August) enthält 698 Dateien, die jeweils eine Zeitspanne von 24 h abdecken. Im Schnitt wurde pro Tag während 2.1 h NLC detektiert und die Gesamtmeßzeit beträgt 4499 Stunden, davon 1482 Stunden mit NLC-Signal. Insgesamt sind dies 270400 Einzelmessungen. Davon sind 68 % unabhängige Messungen, da ein Teil der Messungen im Doppellidar-Betrieb aufgenommen wurde. Doppellidar-Beobachtungen sind Messungen mit zwei Lasern und beiden Teleskopen unterschiedlicher Blickrichtung und gelegentlich auch gleicher Blickrichtung (Zenit). Sie werden in Kap. 7.1 gesondert analysiert. 106 Dateien enthalten mehr als 5 h NLC-Daten pro Tag. Das sind insgesamt 807 Stunden mit NLC. Diese Untermenge des Gesamtdatensatzes wird im Laufe der Arbeit oft für komplexere Analysen benutzt. Die Datei mit der größten Anzahl von NLC-Messungen enthält 14.1 h NLC. In Tabelle 4.1 sind die entsprechenden Zahlen aufgeführt.

Eine weitere Klassifizierung kann auf Basis der Helligkeit der NLC vorgenommen werden. Etwa die Hälfte der Dateien mit NLC weisen eine maximalen Helligkeit von $\beta_{\text{NLC}} > 25 \times 10^{-10} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ auf. Fast alle der Dateien mit mehr als 5 h NLC fallen

Tabelle 4.1.: Zusammenfassung des verwendeten Lidar-Datensatzes

	Gesamtdatensatz	> 5 h NLC pro Tag
Dateien [#]	698	106
NLC Auftreten [h]	1482	807
Lidarmessungen [h]	4499	1548
Lidarmessungen [Anzahl]	270400	92092

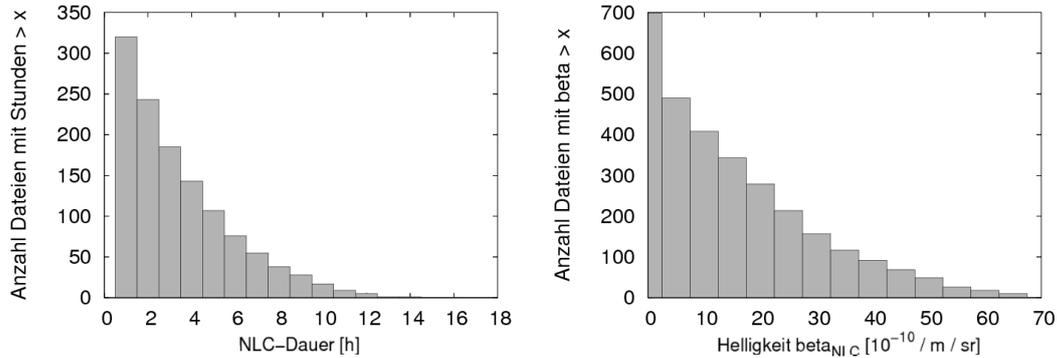


Abbildung 4.1.: Beschreibung des NLC-Datensatzes bezüglich NLC-Dauer und maximalen Helligkeiten $\max(\beta_{\text{NLC}})$ der NLC. Links: Anzahl der Dateien, die mehr als x Stunden NLC-Signal enthalten. Rechts: Anzahl der Dateien, die NLC mit einer Helligkeit $\max(\beta_{\text{NLC}}) > x$ aufweisen.

in diese Kategorie. In Abbildung 4.1 sind diese Daten in einer kumulativen Verteilung dargestellt.

4.1.1. Meßzeiten

Die jährliche Meßstatistik ist in Tabelle 4.2 aufgeführt. Die Zeiten sind in Stunden in Abbildung 4.2 pro Jahr, Saison und Tageszeit aufgetragen. Für ihre Berechnung wurden die Anzahl der insgesamt gemessenen Lidarprofile und die Anzahl der Lidarprofile mit NLC-Signal gezählt. Die Zeit in Stunden ergibt sich aus der Integrationszeit von einer Minute für ein Profil. Die Häufigkeit als Verhältnis von NLC- zu Lidarstunden ist ebenfalls dargestellt. Die Fehlerbalken in Abbildung 4.2(b) wurden aus der Standardabweichung der Häufigkeiten pro Tag ermittelt.

Die Jahre mit der höchsten Datenaufnahme waren 2004, 2007 und 2008. Der scheinbare Anstieg der Datenrate in späteren Jahren ist dem vermehrten Einsatz des Doppellidars zuzuschreiben. Die angegebene Häufigkeit ist nur ein ungefährender Wert, da noch die Effizienz des Instrumentes berücksichtigt werden muß, die sich durch Änderungen am Nachweisweig ändern kann. Ebenso müssen für eine korrekte Betrachtung Doppellidar-Beobachtungen einfach gewichtet werden. Eine ausführliche Betrachtung dieser Größen aus diesem Datensatz finden sich in *Fiedler et al. (2009)*. In der Betrachtung hier ergibt sich eine mittlere Häufigkeit während der NLC-Saison von knapp 30 %. Die Wahrscheinlichkeit NLC zu beobachten, ist am höchsten in der Mitte der Saison, kurz nach Sommersonnenwende. Die Analyse wurde auf die NLC-Saison von dem 1. Juni bis zum 15.

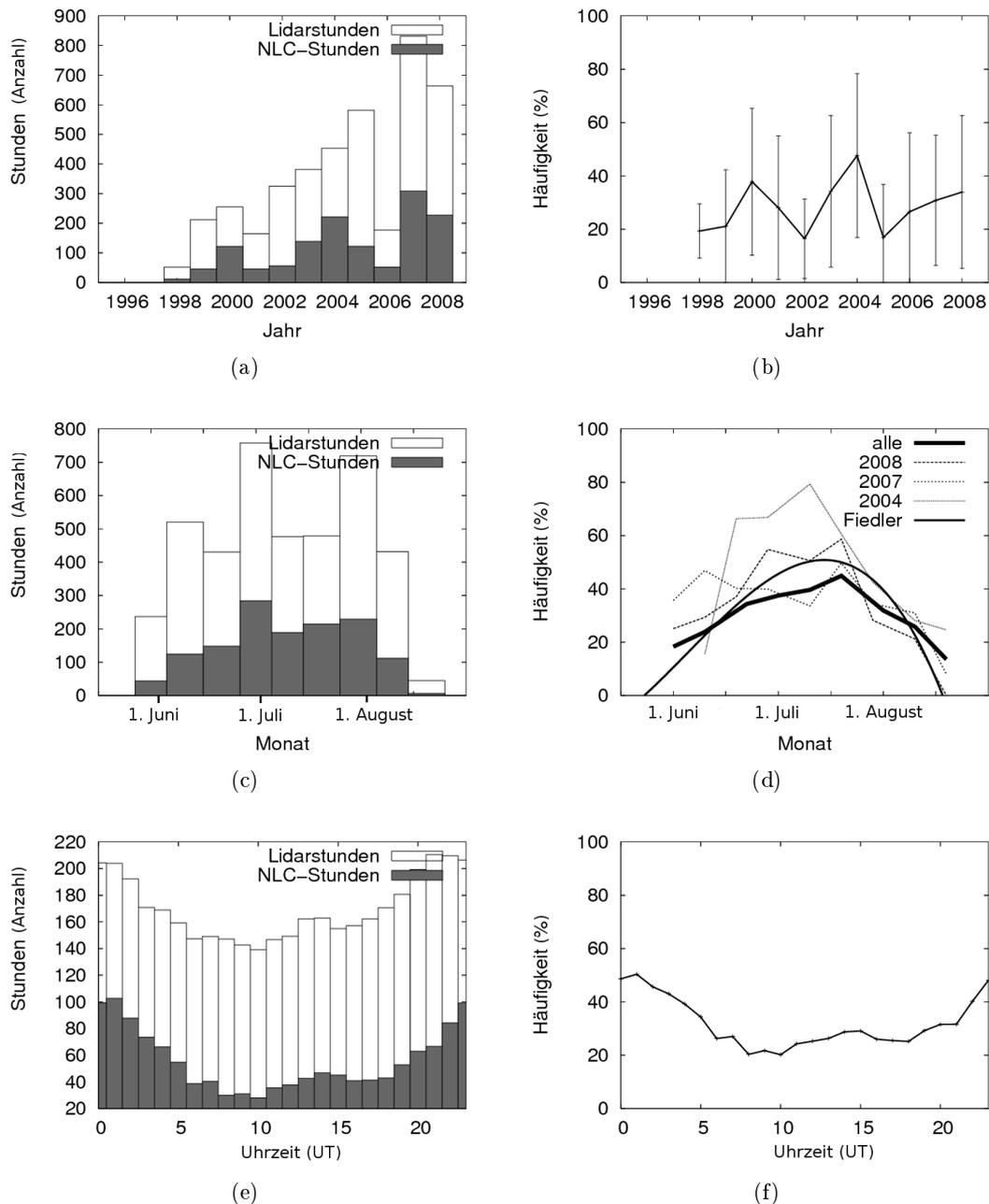


Abbildung 4.2.: Meßstatistik NLC-Messungen des RMR-Lidar. In der linken Spalte sind die Meßzeiten in Stunden aufgetragen, in der das Lidar gemessen hat („Lidarstunden“) und der Anteil der Stunden, in denen NLC detektiert wurde („NLC-Stunden“). In der rechten Spalte ist zur deutlicheren Darstellung das Verhältnis dieser beiden Größen dargestellt, das als Häufigkeit des Auftretens von NLC interpretiert werden kann. Dies berücksichtigt alle NLC mit einer Helligkeit größer Null. Von oben nach unten sind diese Daten als Funktion der Jahre, der Saison und der Tageszeit aufgetragen.

Tabelle 4.2.: NLC-Messungen des RMR-Lidar, die in dieser Arbeit verwendet werden.

	1996	1997	1998	1999	2000	2001	2002
# Dateien	22	26	51	42	70	41	55
Messungen mit NLC (h)	3.1	46.1	93.8	45.8	121.9	46.2	56.2
Messungen (h)	57.2	109.3	287.8	212.1	255.1	164.2	324.8
# Messungen mit NLC	183	27615	5625	2748	7309	2767	3371
# Messungen	3431	6554	17258	12716	15292	9843	19473
Detektions- wahrscheinlichkeit (%)	4.4	31.8	27.2	21.1	37.8	28.1	16.4
	2003	2004	2005	2006	2007	2008	total
# Dateien	65	69	61	33	87	76	698
Messungen mit NLC (h)	138.4	221.1	122.5	52.1	308.4	226.7	1482.3
Messungen (h)	381.6	452.7	581.5	177.2	831.83	663.9	4499.2
# Messungen mit NLC	8449	13262	7345	3125	18413	14077	89435
# Messungen	23076	27145	34868	10627	49548	40569	270400
Detektions- wahrscheinlichkeit (%)	34.2	47.6	16.9	26.6	30.8	33.9	28.5

August beschränkt, da außerhalb dieses Zeitraumes die Temperaturbedingungen nicht für die Bildung von NLC-Teilchen geeignet sind. Die meisten Daten werden in den Nachtstunden aufgenommen, während ebenfalls die Häufigkeit von NLC am größten ist. Im allgemeinen ist der Vergleich von Detektionswahrscheinlichkeiten, die von unterschiedlichen Instrumenten gemessen werden, aufgrund der verschiedenen Meßbedingungen und Empfindlichkeiten jedoch sehr schwierig. Vor allem im Vergleich zu Satellitenmessungen ergeben sich teilweise Unterschiede. Der relative Verlauf während der Saison ist ähnlich, die absoluten Werte sind jedoch auch vom Breitengrad abhängig. So haben Satellitenmessungen und Lidarmessungen gezeigt, daß in höheren Breiten NLC häufiger auftreten (*Höffner et al. (2003), Thomas (1995)*).

4.2. Charakterisierung von NLC

Die primären Größen, die aus den Einzelmessungen gewonnen werden, sind vier verschiedene Werte für die Höhe (Ober-, Untergrenze, Schwerpunkt und Maximum), sowie drei Werte für die Helligkeit (maximale Helligkeit, Helligkeit in Schwerpunkthöhe und Integral). Abbildung 4.3 illustriert diese Parameter an einem typischen Höhenprofil, gemessen am 23.6.2008 um 13:52:24 UT. Im folgenden werden die Berechnungen erläutert und die Daten statistisch ausgewertet.

4.2.1. Bestimmung der Parameter

Die Ober- und Untergrenze der NLC sind in den vorverarbeiteten Daten schon bestimmt. Diese minimale Höhe z_{\min} und maximale Höhe z_{\max} ist die niedrigste bzw. größte Höhe

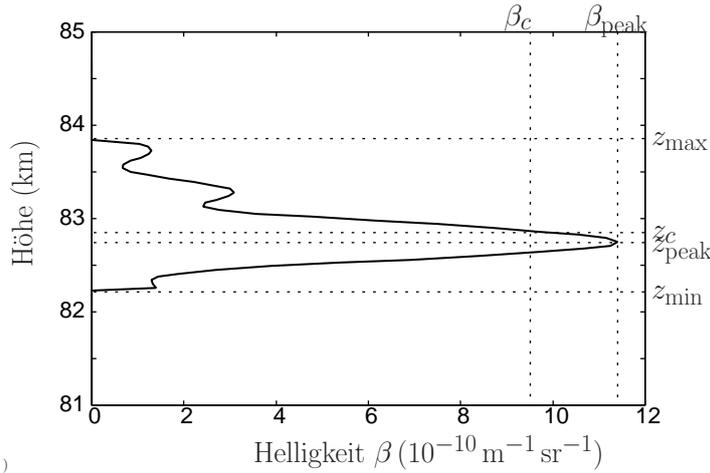


Abbildung 4.3.: Höhenprofil einer NLC gemessen am 23.6.2008 um 13:52:24 UT. Die Zahlenwerte für dieses Beispiel sind: minimale Höhe $z_{\min} = 82.26$ km, maximale Höhe $z_{\max} = 83.8$ km, Höhe maximaler Helligkeit $z_{\text{peak}} = 82.75$ km, Schwerpunkthöhe $z_c = 82.86$ km, maximale Helligkeit $\beta_{\max} = 11.40$ und Helligkeit auf Schwerpunkthöhe $\beta_c = 9.73$. Die Gesamthelligkeit ist $\beta_{\text{int}} = 2.71 \times 10^{-5} \text{ sr}^{-1}$.

mit einem nicht-verschwindenden NLC-Signal:

$$z_{\min} = \min(z) \quad \forall z \quad \text{mit} \quad \beta(z) > \Delta\beta(z) \quad (4.1)$$

$$\text{bzw.} \quad z_{\max} = \max(z) \quad \forall z \quad \text{mit} \quad \beta(z) > \Delta\beta(z) \quad (4.2)$$

Das Maximum der Verteilung, d.h. die Höhe in welcher der Rückstreuoeffizient maximal wird, wird als z_{peak} bezeichnet. Die Schwerpunkthöhe z_c (c für engl. *centroid*) ist der Erwartungswert der Verteilung $\beta(z)$

$$z_c = \frac{1}{\sum z_i} \sum_{i, \beta(z_i) > \Delta\beta(z_i)} z_i \beta(z_i). \quad (4.3)$$

Zusätzlich zu den verschiedenen Höhen wird pro Messung die maximale Helligkeit β_{\max} und die Helligkeit an der Schwerpunkthöhe β_c bestimmt. Die Gesamthelligkeit β_{int} ist das Integral der Helligkeit über die Höhe, berechnet als Summe über die diskreten Höhenbins

$$\beta_{\text{int}} = \sum_{i, \beta(z_i) > \Delta\beta(z_i)} \beta(z_i) \Delta z \quad (4.4)$$

und entspricht der Helligkeit, die ein in Strahlrichtung blickender Beobachter registrieren würde. Ausgehend von einem Gauß-förmigen vertikalen Helligkeitsprofil einer NLC wird die Schichtdicke als diejenige Ausdehnung bezeichnet, bei der die maximale Helligkeit der NLC auf die Hälfte abgefallen ist (FWHM). Die maximale vertikale Ausdehnung der Schicht hingegen wird berechnet aus der Differenz zwischen maximaler und minimaler Höhe der NLC, unabhängig von ihrer Helligkeit.

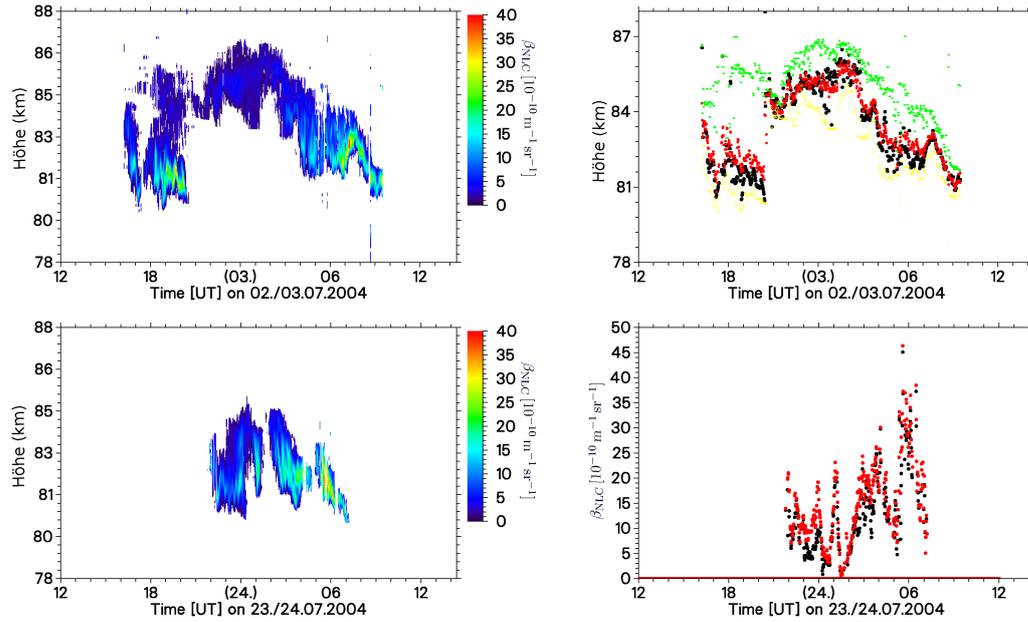


Abbildung 4.4.: Die Bestimmung der Parameter für die Höhe und die Helligkeit an zwei Beispielen. Obere Reihe: Die Höhen z_{peak} (schwarz), z_c (rot), z_{min} (gelb), z_{max} (grün) der NLC am 2.7.2004 (links dargestellt). Untere Reihe links: NLC am 23.7.2004, untere Reihe rechts: Helligkeiten β_c (schwarz) und β_{peak} (rot).

Aus den hier definierten Parametern, die für jedes Helligkeitsprofil ermittelt werden, kann pro NLC (pro Datei) eine Zeitreihe erstellt werden. Diese Größen bieten sich z.B. für Frequenzanalysen an. Abbildung 4.4 zeigt dies an Beispielen.

4.2.2. Verteilungen der Parameter im Gesamtdatensatz

Die Verteilung der in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Größen ist für den gesamten NLC-Datensatz in Abbildung C.3 im Anhang in Form von Histogrammen dargestellt. Für die Höhen ergeben sich im Mittel folgende Werte: $z_{\text{min}} = 82.4 \pm 1.4$ km, $z_{\text{peak}} = 83.1 \pm 1.3$ km, $z_c = 83.1 \pm 1.4$ km und $z_{\text{max}} = 84.0 \pm 1.5$ km. Die angegebene Standardabweichung spiegelt dabei die natürliche Variabilität wider, der Fehler der Einzelmessung ist durch die Höhenauflösung von ca. 50 m gegeben. Die etablierte Methode (*Fiedler et al.*, 2009) liefert einen Wert $z_c = 83.25 \pm 1.25$ km. Innerhalb der Glättungslänge von 475 m stimmen beide Methoden gut überein. Alle Verteilungen sind leicht asymmetrisch. So ist zum Beispiel das Maximum der Verteilung von z_{min} nach unten verschoben, z_{max} entsprechend nach oben.

Die Helligkeit auf der Schwerpunkthöhe β_c ist per Definition immer kleiner oder gleich wie β_{peak} . An dem Abfall zu sehr kleinen Helligkeiten kann die Empfindlichkeitsgrenze des Instruments bestimmt werden. Bis etwa $\beta = 2 \times 10^{-10} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ ist die Verteilung monoton. Schwache NLC mit $\beta < 2 \times 10^{-10} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ können bei hohen Sonnenständen insbesondere vor 2005 nicht detektiert werden. Im Mittel sind NLC etwa

$10 \times 10^{-10} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ hell.

Die Verteilung der erkennbaren vertikalen Ausdehnung ist sehr flach. Etwa 70 % der NLC haben eine vertikale Ausdehnung bis 2.5 km und 99 % bis 5 km, der Mittelwert ist 1.5 km. Die Schichtdicke angegeben als FWHM ist mit 0,7 km deutlich geringer. 70 % der NLC haben eine FWHM von 1.1 km.

4.2.3. Jahr-zu-Jahr und saisonale Variation

Abbildung 4.5 zeigt die Statistik der NLC-Höhen und -Helligkeiten im Laufe des Jahres, der Saison und der Uhrzeit. Für die Höhe z_{peak} und die Helligkeit β_{peak} sind als Fehlerbalken die Standardabweichung der Verteilung auf Basis der Einzelmessungen angegeben.

Die mittlere Höhe ist von besonderer Bedeutung im Vergleich zu historischen Messungen. *Jesse* (1896) bestimmte aus Triangulation zeitgleicher Photographien an unterschiedlichen Orten eine NLC-Höhe von 82.1 km. In den letzten zwölf Jahren zeigt sich in den RMR-Lidar-Daten kein signifikanter Trend in der Höhe. Mit einer natürlichen Variabilität von mehr als 1 km stimmen die historischen Werte mit den heutigen überein. Bedenkt man die Sensitivität der NLC-Höhe auf die Temperatur, so ist eine derartige Konstanz über 100 Jahre beachtlich. Die Helligkeit dagegen scheint im Schnitt leicht abgenommen zu haben. Dies kann jedoch auch auf eine verbesserte Detektion von schwächeren NLC zurückzuführen sein.

Die hellsten NLC treten in der Mitte der Saison auf. Die Höhe zeigt dagegen keine stark ausgeprägte Variation. In Satellitenmessungen wurde beobachtet (z.B. *Petelina et al.* (2007)), daß NLC zunächst als schwache Wolken in großen Höhen entstehen. Im Verlauf der Saison treten sie in niedrigeren Höhen auf, wobei die Helligkeit zunimmt, bis sie zum Ende der Saison wieder schwächer werden und an Höhe gewinnen. Eine ausführliche Diskussion der Jahres- und saisonalen Trends dieses NLC-Datensatzes findet sich bei *Fiedler et al.* (2009) und *Lübken et al.* (2008).

Die Darstellung der Höhen und Helligkeit als Funktion der Tageszeit offenbart einen Gezeiteneffekt (Abbildung 4.5(e) und 4.5(f)). In den Morgenstunden gegen 6 Uhr ist die NLC am tiefsten und am hellsten. Dies wird in schwächerer Ausprägung ebenso um 18 Uhr beobachtet. Im Mittel wird so eine 12-Stunden-Welle sichtbar, wie bereits *von Zahn et al.* (1998) ebenfalls an NLC-Daten des RMR-Lidar gezeigt haben.

4.2.4. Korrelationen von Höhe und Helligkeit

Ein Zusammenhang zwischen der Höhe und der Helligkeit wird aufgrund mikrophysikalischer Modelle vermutet. Nach Gleichung 1.3 ist die Vertikalgeschwindigkeit von NLC-Partikeln proportional zu ihrem Radius. Sedimentation führt demnach zu einer Separation nach Teilchengrößen. Wenn man annimmt, daß NLC-Partikel in der Mesopausenregion entstehen und sich in der gesättigten Zone langsam nach unten bewegen, wächst ihr Radius zudem durch Deposition von Wasserdampf mit ihrer Lebenszeit. Da der Rückstreuquerschnitt ungefähr proportional zur sechsten Potenz des Radius ist, sind hellere NLC in niedrigeren Höhen zu erwarten.

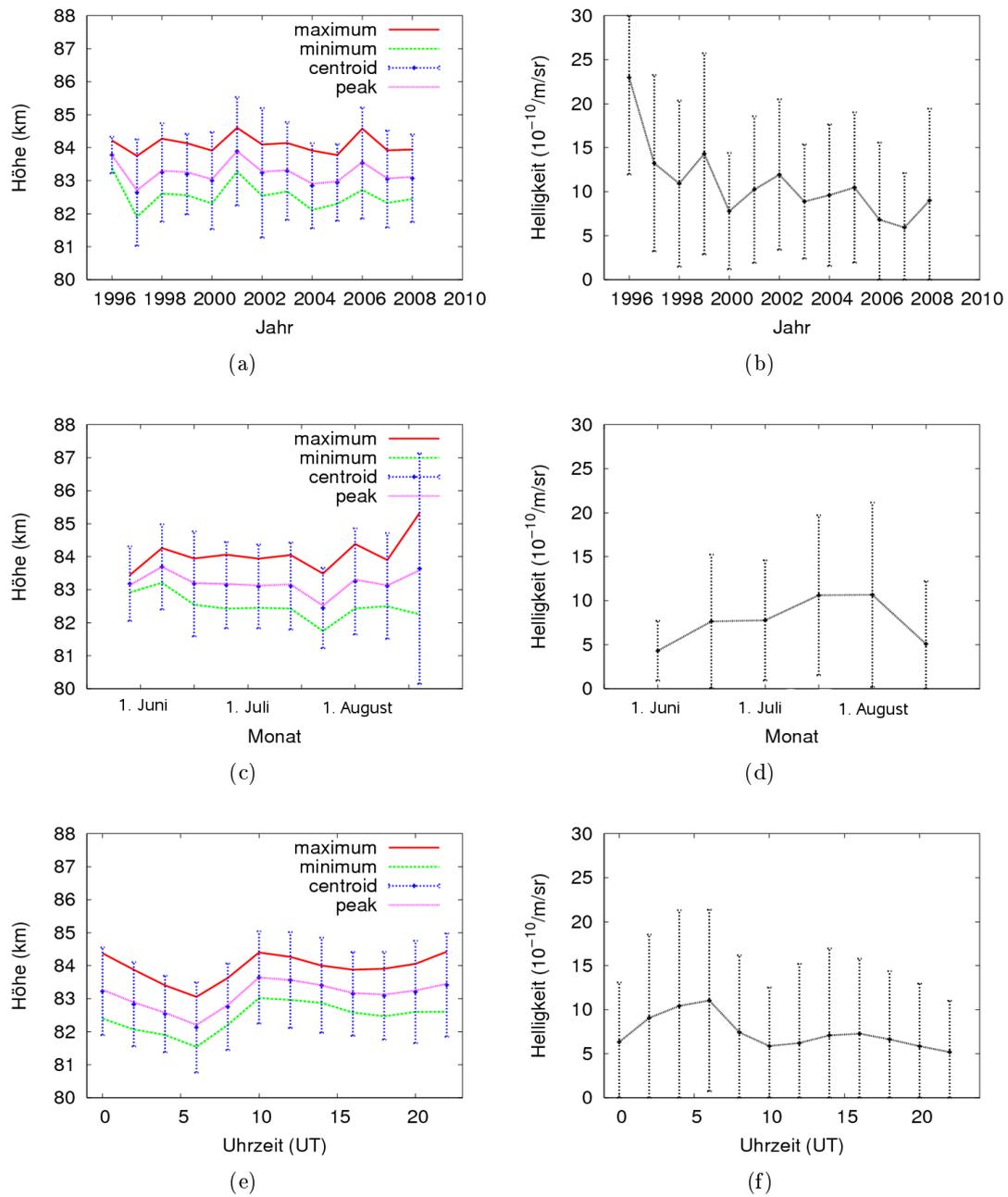


Abbildung 4.5.: Entwicklung von NLC-Höhe (linke Spalte) und NLC-Helligkeit (β_{peak} , rechte Spalte) mit den Jahren (obere Reihe), während der Saison (mittlere Reihe), und während des Tagesverlaufs (untere Reihe) von allen NLC ($\beta > 0$). Dargestellt sind Mittelwerte der Parameter. Für die Schwerpunktshöhe ist zusätzlich die Standardabweichung als Fehlerbalken angegeben. Für die Helligkeit ist ebenfalls die Standardabweichung angegeben.

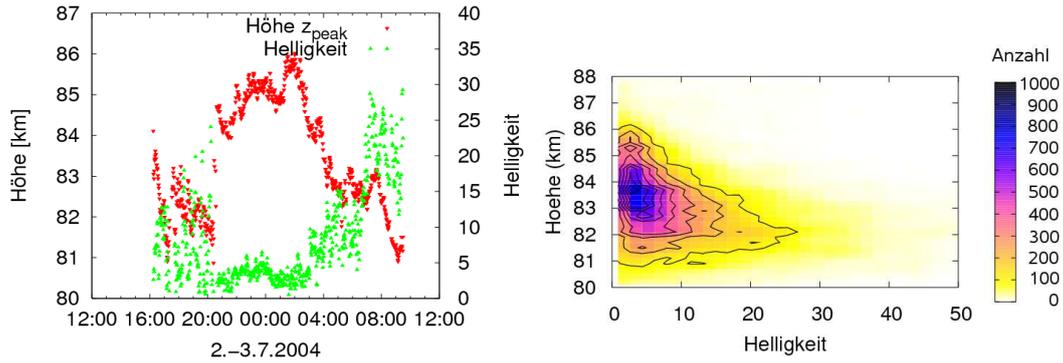


Abbildung 4.6.: Zusammenhang zwischen Höhe und Helligkeit. Links: Deutlich antikorrelierte Höhe und Helligkeit der NLC am 2.7.2004. Rechts: Die Auftragung von z_{peak} gegen β_{peak} pro Messung für den gesamten Datensatz zeigt ebenfalls diesen Zusammenhang.

In Abbildung 4.6 (links) sind die Schwerpunktshöhe z_c und Helligkeit β_c einer NLC gezeigt, die deutlich dieses Verhalten zeigt. In den Morgenstunden sinkt die NLC-Schicht zu niedrigeren Höhen ab während die Helligkeit zunimmt. Daß dies auch im Mittel gilt, zeigt Abbildung 4.6 (rechts). Hier sind für den gesamten Datensatz die Werte von z_{peak} gegen β_{peak} in Form eines zweidimensionalen Histogrammes aufgetragen, in dem die Antikorrelation deutlich wird. Ein Zusammenhang zwischen Höhe und Helligkeit wird ebenfalls in anderen Datensätzen beobachtet, und zwar sowohl in Satellitenbeobachtungen (*Petelina et al.*, 2006) als auch bodengestützt mittels Lidar (z.B. *Höffner et al.* (2003) oder *Chu et al.* (2006)). Er wird auch bestätigt durch Modellrechnungen (*Lübken et al.*, 2009).

Zusammenfassung

Eine neue Methode zur automatischen Analyse der NLC-Daten mit maximal möglicher Zeitaufösung wurde entwickelt. Damit wurden charakteristische Eigenschaften der NLC, wie beispielsweise deren Höhe und Helligkeit, bestimmt und mit einer etablierten Methode verglichen. Die mittlere Schwerpunktshöhe ist 83.1 ± 1.5 km und die vertikale Ausdehnung der NLC ist 1.6 km. Helligkeit und Höhe variieren innerhalb der Saison. Sowohl direkte Vergleiche von ausgewählten NLC-Ereignissen als auch der Tagesverlauf bzw. der Jahresgang deuten auf eine Anti-Korrelation hin. Dies ist in Übereinstimmung mit den Beobachtungen von *Fiedler et al.* (2009). Die neue Methode liefert also zuverlässige Ergebnisse und wird im folgenden für hochaufgelöste Analysen verwendet.

5. Dynamik von NLC-Schichten

Hochaufgelöste Lidardaten zeigen eine große Vielfalt von kleinskaligen Strukturen innerhalb der leuchtenden Nachtwolke. Die Änderung von NLC-Parametern wie der Höhe und der Helligkeit spiegeln dynamische Effekte der Atmosphäre wider, wie z.B. die Gegenwart und die Eigenschaften von Schwerewellen. Zu deren Charakterisierung sind Untersuchungen im Frequenzraum am besten geeignet. Einerseits erlaubt eine Frequenzanalyse die Charakterisierung von Wellen in konkreten NLC-Ereignissen, und andererseits sind durch Analyse größerer Datensätze statistische Aussagen über typische Frequenzen möglich. Damit können Prozesse der Atmosphäre genauer untersucht werden.

Der Zusammenhang zwischen Schwerewellen und der Bewegung von NLC ist aus mindestens zwei Gründen kompliziert. Sondierungen mittels Lidar liefern keine intrinsischen Parameter der NLC, da die Schicht durch die horizontale Drift mit dem Wind durch den Strahl getragen wird. Hier ist eine Abschätzung des Windes oder die Einbeziehung weiterer Daten nötig. Zweitens zeigen NLC-Teilchen eine Entwicklung, die in vielfältiger Weise von ihrer Umgebung beeinflusst wird. So ändern sie beispielsweise ihren Radius und sinken im Schwerfeld nach unten. Sie sind deswegen keine passiven Tracer wie z.B. Rauchteilchen, die mit dem Wind transportiert werden. Die Evolution der NLC-Teilchen findet jedoch auf unterschiedlichen Skalen statt, so daß es möglicherweise Perioden gibt, bei denen sie sich eher als passive Tracer verhalten als bei anderen.

5.1. Beobachtungsgeometrie

Leuchtende Nachtwolken sind dreidimensionale, sich in der Zeit entwickelnde, strukturierte Schichten. Ihre Dynamik ist vielfältig: Sie werden von Horizontalwind transportiert, durch aufwärts-propagierende Schwerewellen ausgelenkt, durch Turbulenz durchmischt und durch Umgebungsparameter wie z.B. der Temperatur in ihren Eigenschaften beeinflusst.

Mit einem Lidar wird die zeitliche Entwicklung der Helligkeit einer NLC ortsaufgelöst entlang einer festen Achse im Raum beobachtet. Eine eindeutige Bestimmung der Morphologie der NLC ist damit nur unter Annahmen möglich. Einige Beispiele im Bezugssystem des Lidars sollen das verdeutlichen. Der Horizontalwind, mit dem die NLC durch den Laserstrahl driftet, sei \vec{h} , und die vertikale Geschwindigkeit, verursacht durch Advektion oder Sedimentation, sei \vec{w} . Es ist dann:

- für $\vec{h} = 0$: Die NLC driftet nicht durch den Strahl. Die Lidarmessung zeigt die zeitliche Entwicklung eines festen Volumens von NLC-Partikeln. Eine Änderung

der Höhe mit der Zeit entspricht direkt einer Vertikalbewegung.

- $\vec{h} \neq 0 = \text{const.}$: Der Laserstrahl tastet die NLC mit konstanter Geschwindigkeit ab. Eine beobachtete Höhenvariation kann verschiedene Ursachen haben:
 - $\vec{w} = 0$: Die Lidarmessung bildet die räumliche Struktur der NLC ab. Abstände können mit Kenntnis von \vec{h} berechnet werden.
 - $\vec{w} \neq 0 = \text{const.}$: Die Höhenvariation entspricht der zeitlichen Frequenz der Bewegung der Schicht. Eine feste räumliche Struktur ist dem überlagert.
- $\vec{h} \neq \text{const.}, \vec{w} \neq \text{const.}$: Die Schicht verändert sich in Zeit und Raum.

Da die Interpretation der Meßdaten in dieser Hinsicht nicht eindeutig ist, beziehen sich die folgenden Analysen dieses Kapitels zunächst auf die Meßzeit und finden demnach im Bezugssystem des Lidars statt. Mit Hilfe zusätzlicher Daten und physikalischer Annahmen über die vorherrschenden Windgeschwindigkeiten können jedoch Abschätzungen gemacht werden. Der Horizontalwind wird mittels MF- und Meteorradar simultan und im selben Volumen gemessen. Daher ist bekannt, daß bei NLC-Bedingungen über Andøya ein mittlerer Wind von $\vec{h} = 30 \text{ m s}^{-1}$ aus Ost-Nord-Ost herrscht (siehe Kapitel 7). Eine Abschätzung für die Fallgeschwindigkeit der NLC-Teilchen im Schwerfeld liefert Gleichung 1.3 sofern Temperatur und Dichte der Atmosphäre bekannt sind. Nach Lübben (1999) ist für Mitte Juli über Andøya die mittlere Temperatur in 82 km Höhe 144 K und die Dichte $\rho_L = 1.62 \cdot 10^{-8} \text{ g cm}^{-3}$. Unter der Annahme sphärischer Partikel ($\Phi_{1d} = 1$) mit einem mittleren Teilchenradius $r = 47 \text{ nm}$, der ebenfalls aus RMR-Lidar-Daten errechnet wird, ergibt Gleichung 1.3 eine mittlere Fallgeschwindigkeit von $\vec{w} = -0.078 \text{ m s}^{-1}$ (oder -0.28 km h^{-1}). Damit liegt die Sedimentationsgeschwindigkeit in derselben Größenordnung wie typische Vertikalwinde.

5.2. Vertikale Bewegung von NLC-Schichten

Das Absinken von NLC-Schichten im Bezugssystem des Lidars wird durch das Anpassen einer linearen Funktion an die Schwerpunktshöhe $z_c(t)$ der NLC angenähert. Die Steigung dieser Funktion gibt die über den Tag gemittelte Vertikalgeschwindigkeit an. Ein typisches Beispiel ist die NLC am 29. Juli 2003. Die Schwerpunktshöhe und die gefittete Gerade sind in Abbildung 5.1 (links) gezeigt. Während einer Gesamtmeßzeit von 7.5 Stunden bewegte sich die Schicht 3.2 km nach unten. Dies entspricht einer mittleren Geschwindigkeit von $\vec{w} = -0.117 \text{ m s}^{-1}$. In Histogramm der Steigungen der linearen Fits an 106 gemessene NLC mit einer Dauer von mindestens 5 h pro Tag zeigt Abbildung 5.2 (links). Die Verteilung ist asymmetrisch mit Tendenz zu absinkenden Schichten. Im Mittel ergibt sich eine Vertikalgeschwindigkeit von -0.078 m s^{-1} . Die Standardabweichung ist 0.13 m s^{-1} . Es werden maximale Sinkgeschwindigkeiten bis zu 0.40 m s^{-1} oder 1.44 km h^{-1} erreicht.

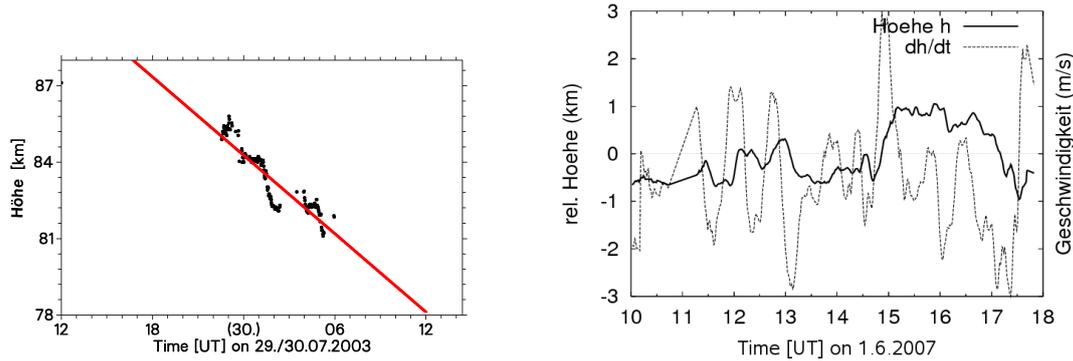


Abbildung 5.1.: Bestimmung der Vertikalgeschwindigkeit aus der Steigung eines linearen Fits an die NLC-Höhe z_{peak} (links) und durch Differentiation der NLC-Höhe (rechts). Links ist das Absinken der NLC am 29.7.03 dargestellt. Die rechte Grafik zeigt den Verlauf der Höhe und der Höhenänderung der NLC am 1. Juni 2007.

Auf einer kürzeren Zeitskala von 20 Minuten wird die Vertikalgeschwindigkeit der NLC-Teilchen durch die Ableitung der Schwerpunktshöhe als Funktion der Zeit bestimmt. Dazu wird $z_c(t)$ zunächst mit einer Glättungslänge von 5 min geglättet und anschließend über eine Fensterbreite von 20 Minuten numerisch die Ableitung $\frac{d}{dt}z_c(t)$ berechnet¹. Abbildung 5.1 (rechts) zeigt beide Größen in einem Graphen am Beispiel der NLC vom 1.6.2007. Negative Werte der Ableitung zeigen ein Absinken der NLC an und positive ein Aufsteigen. Die mittlere Vertikalgeschwindigkeit ergibt sich aus dem Erwartungswert der Werte der Ableitung. Bedingt durch die höhere Zeitaufösung als bei der vorherigen Methode eines linearen Fits liefert die Untersuchung der Ableitung höhere Maximalgeschwindigkeiten und damit eine breitere Verteilung. Gleichzeitig muß die Auswahl der Zeitserien mit größerer Sorgfalt getroffen werden, um zum Beispiel durch Meßlücken verursachte Artefakte zu vermeiden. Für diese Analyse wurden aus den Dateien mit mehr als 5 h NLC-Daten jeweils das längste zusammenhängende Stück mit maximalen Unterbrechungen von 1 h ausgewählt. Abbildung 5.2 (rechts) zeigt das Histogramm der Sinkgeschwindigkeiten dieser Daten. Die Verteilung ist hin zu negativen Geschwindigkeiten verschoben, der Erwartungswert ist -0.065 ms^{-1} bei einer Verteilungsbreite von 0.42 ms^{-1} . Die Verteilung ist asymmetrisch, was sich auch in einem etwas geringeren Median von -0.084 ms^{-1} ausdrückt. Die maximale Sinkrate beträgt weniger als -0.1 ms^{-1} .

Wie erwartet liefern beide Methoden übereinstimmende Werte (-0.078 ms^{-1} und -0.065 ms^{-1}) für die mittlere Sinkgeschwindigkeit. Es gibt häufiger NLC mit einem schnelleren Absinken der NLC als das Mittel. Die Mittelwerte liegen in der Größenordnung der aus der Abschätzung (in Abschnitt 5.1) erwarteten Sinkgeschwindigkeit von -0.078 ms^{-1} für durchschnittliche NLC-Partikel. Das Auftreten von geneigten Schichten, die durch den Laserstrahl driften, kann dadurch nicht ausgeschlossen werden. Um

¹zur Funktionsweise und Wahl der Parameter wird auf den Anhang A.3 verwiesen

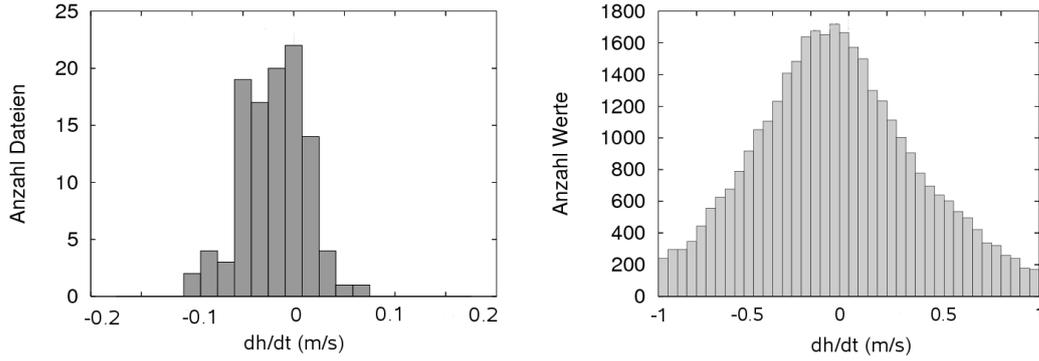


Abbildung 5.2.: Links: Histogramm aller Steigungen in m/s ermittelt aus linearem Fit an die Höhe z_{peak} 106 ausgewählter Zeitserien (Mittel: -0.078 m s^{-1}). Rechts: Histogramm der Vertikalgeschwindigkeit bestimmt aus der Ableitung von z_{peak} (Mittel: -0.065 m s^{-1}).

jedoch auch im Mittel mit dem Lidar ein Absinken im Verlauf der Meßzeit zu beobachten, müßten eine bestimmte Neigung und Windgeschwindigkeit ausgezeichnet sein. Hierfür gibt es bisher keine Indizien.

Die beobachteten maximalen Sinkraten geben einen Hinweis auf die Stärke der durch Schwerwellen verursachten Störung, denn sie weichen um ein Vielfaches von der Sinkgeschwindigkeit der NLC in einer ungestörten Atmosphäre ab. Die breitere Verteilung zu kleineren Zeitskalen hin kann als Indiz dafür gewertet werden, daß solche Störungen vor allem auf Zeitskalen unter 7 h auftreten.

5.3. Variabilität

Ein weiterer Ansatz zur Quantifizierung der Dynamik der NLC ist die Betrachtung der Variabilität von Parametern wie z.B. der Schwerpunktshöhe z_c , die aus der Verteilungsbreite (der Standardabweichung) berechnet wird. Die Variabilität aller berechneten Schwerpunktshöhen z_c des gesamten NLC-Datensatzes liegt bei $\sigma_{z,a} = 1.4 \text{ km}$. Dies kann als natürliche Variation der Höhe interpretiert werden. Im Hinblick auf Wellen bestimmter Wellenlänge ist es sinnvoll, σ für zusammenhängende, aber begrenzte Zeiträume zu betrachten, z.B. pro Stunde (σ_h) oder pro Tag (σ_d). So wird z.B. σ_d mehr durch Gezeiten und langperiodische Schwerwellen beeinflusst sein und σ_h eher durch kurzperiodische Schwerwellen. In σ_a ist zusätzlich der Einfluß planetarer Wellen erhalten. Um eine gute Statistik zu erhalten werden nur Zeiträume betrachtet, die pro Stunde mindestens 50 Einzelmessungen und pro Tag mindestens eine Stunden Meßdaten enthalten. Mit diesen Bedingungen stehen für die Untersuchung 465 Stunden bzw. 306 Tage zur Verfügung. Für jede der Zeitspannen einer Stunde bzw. eines Tages wird die Standardabweichung der Messungen ermittelt. Anschließend wird über alle Stunden oder Tage der Mittelwert dieser σ bestimmt, der ein Maß für die mittlere Schwankung auf der entsprechenden Zeitskala ist. Für die Schwankung der Schwerpunktshöhe pro Stunde ergibt sich

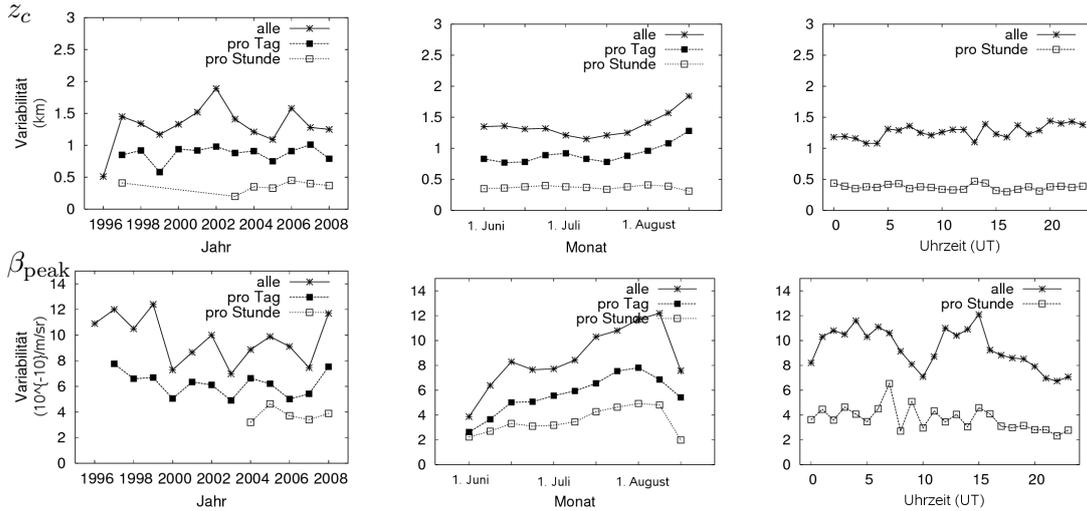


Abbildung 5.3.: Trends der Variabilität von z_c (obere Reihe, in km) und β_{peak} (untere Reihe, in $10^{-10} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$). Eingezeichnet sind die Standardabweichungen aller Messungen sowie die Mittelwerte der Standardabweichungen pro Stunde und pro Tag.

$\sigma_{z,h} = 400 \text{ m}$. Die pro Tag berechnete Variabilität ist $\sigma_{z,d} = 900 \text{ m}$. Eine entsprechende Analyse der Größe β_{peak} liefert $\sigma_{\beta,a} = 9.6 \times 10^{-10} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ für alle Messungen sowie $\sigma_{\beta,h} = 3.6 \times 10^{-10} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ für den Stunden- und $\sigma_{\beta,d} = 6.3 \times 10^{-10} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ für den Tageswert. Erwartungsgemäß ist σ auf der Basis aller Messungen am größten. Daß auch stets $\sigma_h < \sigma_d$ gilt, zeigt, daß die Variation innerhalb von 24 Stunden größer ist als die Variation innerhalb einer Stunde.

Um die Zeitabhängigkeit der Variabilität zu untersuchen ist σ in Abbildung 5.3 pro Jahr, Saison und Tageszeit aufgetragen. Dabei sind Mittelwerte über alle Werte, sowie Mittelwerte der Stunden- und Tagesmittel angegeben. Bei der Auftragung über die Saison ist die schlechtere Statistik am Anfang und Ende der Saison zu beachten. Während sich die Variabilität der Schwerpunktshöhe innerhalb der Saison nicht stark ändert, nimmt die Variabilität der Helligkeit deutlich zu. In der Schwankung der Helligkeit ist ebenfalls eine 12-Stunden-Welle erkennbar. Im Vergleich zeigen die ersten Momente der Verteilungen (vergleiche Abbildung 4.5) einen ähnlichen Verlauf.

5.4. Wellenaktivität einzelner NLC-Ereignisse

Das Auftreten von Schwerewellen in der mittleren Atmosphäre zeigt sich in vielen verschiedenen Datensätzen. So wurden z.B. Ozon- (Werner *et al.*, 2007) und Natrium-Lidardaten (Yang *et al.*, 2008) sowie Radardaten (Fritts und Hoppe, 1995; Serafimovich *et al.*, 2005) mittels Frequenzanalysen auf Schwerewellenparameter untersucht. Als Methode sind Wavelet-Transformationen besonders geeignet (z.B. Sato und Yamada (1994)). Sie wurden ebenfalls erfolgreich für die Untersuchung von Raketendaten eingesetzt (Strelnikov *et al.*, 2003). Im folgenden werden längere zusammenhängende Zeitse-

rien von NLC-Parametern auf Schwingungen untersucht. Die Bestimmung von auftretenden Frequenzen, sowie deren Intensität und der Zeitraum des Auftretens, wird mit einer Wavelet-Transformation ermittelt. Die Ergebnisse der Transformation und die daraus abgeleiteten Größen, die für weitere Untersuchungen wichtig sind, werden an einer Fallstudie erläutert. Die Erklärungen zum Prinzip der Transformation und zu den technischen Details befinden sich in Anhang A.1.

5.4.1. Anwendung der Wavelet-Transformation

Prinzipiell kann eine Wavelet-Transformation auf jede Zeitserie angewandt werden. Hierbei gilt daß je länger die Serie, desto niedrigere Frequenzen können aufgelöst werden. Wichtig ist eine Interpolation von Meßlücken (hier immer mittels Splines realisiert), da die Transformation empfindlich auf künstliche Sprünge reagiert. Zusätzlich werden die Zeitserien vor der Analyse durch Subtraktion des Mittelwertes normiert.

Ähnlich einer Fourier-Transformation gibt die Wavelet-Transformation die Intensität von Schwingungen bezüglich der Frequenz an. Die Transfer-Funktion, das sogenannte Wavelet, ist dabei jedoch im Gegensatz zur Fourier-Transformation in der Zeit lokalisiert, was eine zeitliche Auflösung erlaubt. Als Ergebnis erhält man Wavelet-Koeffizienten in Abhängigkeit von der Frequenz und der Zeit. Diese werden üblicherweise mit farblicher Codierung in einem f - t -Diagramm dargestellt, das Wavelet-Spektrum oder Periodogramm genannt wird. Die signifikanten Bereiche dieses Spektrums werden wie von *Torrence und Compo* (1998) beschrieben durch Vergleich zu einem rot rauschenden Spektrum bestimmt. Aufgrund der Endlichkeit der Zeitserie ist ein Bereich, der sogenannte „Cone of Influence“, durch Randeffekte beeinflusst. Im Wavelet-Spektrum ist er als schwarze Linie eingezeichnet.

Neben der signifikanten Untermenge des Spektrums wird zusätzlich als $f_{\max}(t)$ diejenige Periode bezeichnet, die pro Zeit die höchste Intensität hat. Dies kann für die gesamte Skala oder für ein gewähltes Band bestimmt werden, beispielsweise im Bereich < 1 h. f_{\max} ist zusätzlich durch die Position in der Zeitreihe beeinflusst, da aufgrund der Form des Cone of Influence niedrige Frequenzen nur in der Mitte der Zeitreihe bestimmt werden können.

Alle definierten Parameter der NLC können als Funktion der Zeit auf Schwingungen hin untersucht werden. Da nicht alle Parameter unabhängig sind ist zu erwarten, daß sie ähnliche Eigenschaften haben. Durch Mittelung des gesamten Wavelet-Spektrums über die Zeit erhält man ein dem Fourier-Spektrum äquivalentes Spektrum. In Abbildung 5.4 sind diese zeitlich gemittelten Wavelet-Spektren der sechs Parameter z_{\min} , z_{\max} , z_{peak} , z_c , β_c und β_{peak} der NLC des 22. Juli 2004 dargestellt. Die beiden Helligkeitswerte liefern fast identische Ergebnisse. Das Wavelet-Spektrum der Höhen ist bis auf z_{\max} ebenfalls sehr ähnlich. Die Abweichung von z_{\max} ist auf die Störung durch einen einzigen Wert (gegen 21 Uhr) zurückzuführen. Perioden von weniger als 6 Minuten treten nur aufgrund der Interpolation der Daten auf und sind deshalb schraffiert dargestellt.

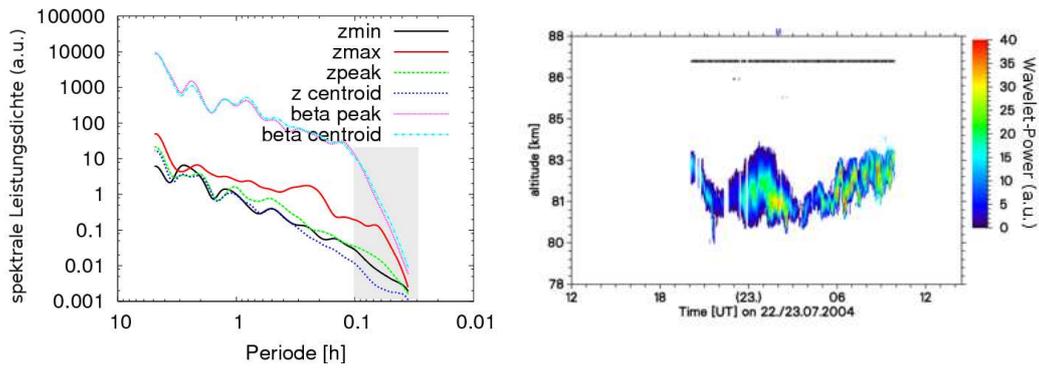


Abbildung 5.4.: Untersuchung mehrerer Parameter der NLC am 22. Juli 2004. Links: Zeit-gemittelte Wavelet-Spektren der Höhen und Helligkeiten der NLC. Die NLC ist rechts dargestellt.

5.4.2. Fallstudie einer NLC am 22. Juli 2004

Die NLC am 22. Juli 2004 gehört mit 13.6 Meßstunden zu den längsten NLC-Messungen des Datensatzes und wurde aufgrund ihrer deutlichen Wellenstrukturen ausgewählt. Die Meßdaten sind in Abbildung 5.4 (rechts) in der üblichen Darstellung Helligkeit pro Höhe und Zeit gezeigt. Die NLC-Höhe ist in den Nachtstunden geprägt von einer langperiodischen Schwingung mit einer Periodendauer zwischen vier und sechs Stunden. Bei genauerem Hinsehen zeigt sich eine höher-frequente Schwingung im Bereich von einer halben bis einer Stunde. Die Amplitude der kürzeren Wellenlängen steigt in den frühen Morgenstunden an, bis eine etwa einstündige Oszillation dominiert. Diese Größen sollen nun quantitativ erfaßt werden.

Das Wavelet-Spektrum oder Periodogramm sind in Abbildung 5.5 dargestellt, und zwar für die Größen $z_{\text{peak}}(t)$ (linke Spalte) und $\beta_{\text{peak}}(t)$ (rechte Spalte). Auffallend ist zunächst die Ähnlichkeit beider Wavelet-Spektren. Beide zeigen wie erwartet zu Beginn der Messung signifikante Perioden von mehr als zwei Stunden und in den frühen Morgenstunden eine Verschiebung hin zu niedrigeren Perioden bis zu einer halben Stunde. Dies gilt für die Helligkeitsvariationen in etwas stärkerem Maße. Die Schwingung zwischen vier und sechs Stunden, die mit den Augen in den Zeitreihen erkennbar ist, kann von der Wavelet-Transformation aufgrund der begrenzten Länge der Zeitserie nicht eindeutig aufgelöst werden. Diese Schwingung ist nur innerhalb des Cone of Influence in Abbildung 5.5(c) zu erkennen. Aus der Wavelet-Leistung der signifikanten Perioden ergeben sich bevorzugte Werte von 0.5 h und ungefähr 0.8 h für die Höhe und ebenfalls ungefähr 0.5 h für die Helligkeit.

Der Vergleich des Fourier-Spektrums und des zeitgemittelten Spektrums ist in 5.5(e) und 5.5(f) gezeigt. Der Verlauf ist ähnlich und erscheint im Wavelet-Spektrum lediglich glatter. Auch hier ist eine geringfügige Erhöhung von bestimmten Perioden erkennbar. Der bei der Skala von 6 min in beiden Spektren auftretende Knick wird verursacht von der Zeitauflösung der zugrundeliegenden Daten von 3 min.

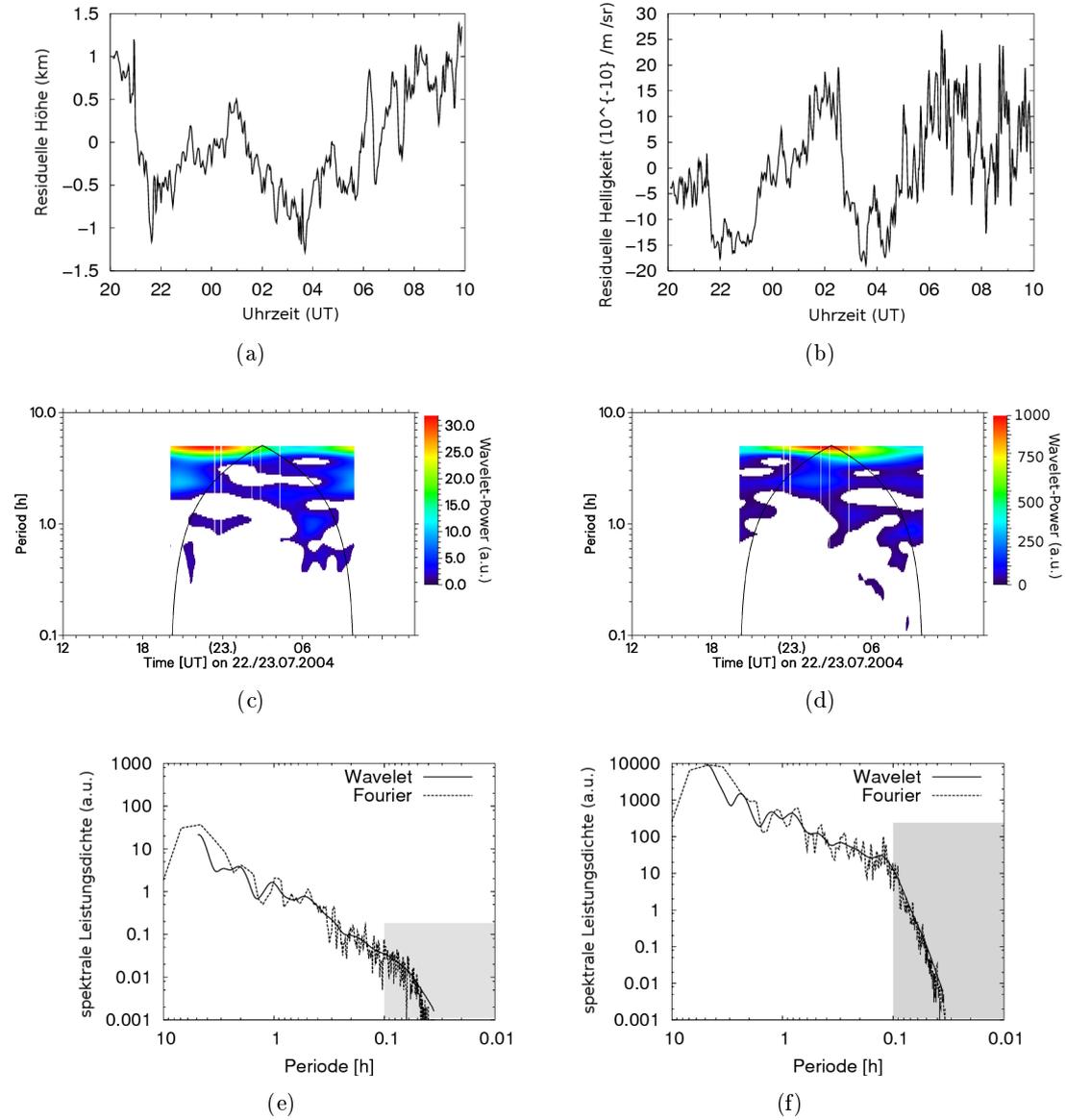


Abbildung 5.5.: Analyse der NLC am 22. Juli 2004. In der linken Spalte ist die Höhe z_{peak} und rechts die Helligkeit β_{peak} dargestellt. Die obere Reihe zeigt die Zeitserien, die mittlere Reihe deren Wavelet-Periodogramm und die untere Reihe das zeitgemittelte Wavelet-Spektrum gemeinsam in einem Plot mit dem Fourier-Spektrum. Im Periodogramm sind nur die signifikanten Perioden dargestellt.

Nach der auf diese Weise erfolgten Bestimmung der Frequenzen stellen sich folgende Fragen: Welche weiteren Parameter sind zur Frequenzanalyse geeignet und liefern sie vergleichbare Ergebnisse? Beschreiben die ermittelten Frequenzen die NLC? Wie verhält sich der Frequenzgehalt im zeitlichen Verlauf von NLC?

5.4.3. Untersuchung der Wavelet-Transformation zur Beschreibung von NLC-Daten

Aus Wavelet-Spektren, wie in Abbildung 5.5(c) und 5.5(d) dargestellt, ist eine vollständige Rücktransformation möglich, da alle nötige Information über die Zeitreihe erhalten bleibt. Durch die Beschränkung des Spektrums auf die signifikanten Frequenzen oder eine Frequenz f_{\max} pro Zeit geht ein Teil dieser Information verloren. Um zu untersuchen, ob diese Untermengen dennoch die wesentlichen Merkmale der ursprünglichen Zeitreihe enthalten, wird aus einer begrenzten Anzahl von Werten von f_{\max} (definiert in Abschnitt 5.4.1) ein synthetisches Signal erstellt. Als vereinfachtes Modell wird eine Linearkombination aus Cosinus-Schwingungen der Form

$$\sum_j A(j) \cos(2\pi f_{\max,j} \cdot t) \quad (5.1)$$

gewählt. Dabei gehen j Perioden f_{\max} ein und es werden lediglich die Amplituden $A(j)$ optimiert. Das Modell vereinfacht die ursprüngliche Wavelet-Funktion stark, ebenso wie die Beschränkung auf f_{\max} . Amplitude und Phase werden ebenfalls durch die Wavelet-Transformation bestimmt und sind im Prinzip bekannt. Hier soll jedoch untersucht werden, ob die Information über f_{\max} ausreichend ist. Sind Ausgangs- und auf diese Weise erzeugtes Signal einander ähnlich, so beschreiben Wert und Anzahl der Perioden das Signal hinreichend. Da dies lediglich ein qualitativer Test ist, wurden keine Korrelationskoeffizienten berechnet.

Das beschriebene Verfahren wurde an einigen Beispielen getestet. Mit zehn verschiedenen Werten von f_{\max} zwischen 0.2 und 2.5 h wird die Form des Signals, obwohl das Modell keine Phase enthält, bis hin zu kurzen Perioden rekonstruiert. Lediglich durch die Beschränkung der Wavelet-Transformation auf Wellenlängen kleiner der halben Dauer der Zeitreihe wird die niedrigste Frequenz nicht aufgelöst, weshalb das synthetische und das ursprüngliche Signal nicht deckungsgleich sind. Für niedrige Perioden, vor allem solche < 1 h, beschreiben die f_{\max} -Werte das Signal jedoch gut. Diese Untersuchungen zeigen, daß die Implementierung der Wavelet-Algorithmen funktioniert und auf NLC angewendet werden kann.

5.4.4. Frequenzen im zeitlichen Verlauf der NLC

Die Wavelet-Transformation erlaubt eine zeitaufgelöste Bestimmung der im Signal enthaltenen Frequenzen. Ein Maß für den Frequenzgehalt pro Zeit ist das sogenannte globale Skalenmittel, die Mittelung des Wavelet-Spektrums über die Periode. Es gibt die Stärke

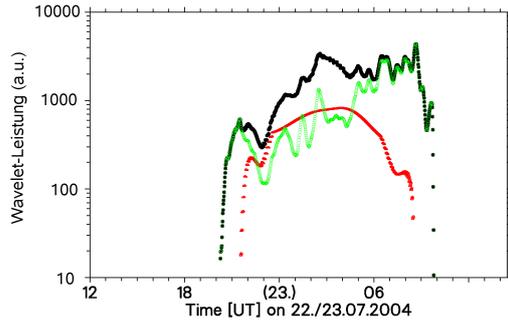


Abbildung 5.6: Untersuchung von in NLC auftretenden Frequenzen im zeitlichen Verlauf: Globales Skalenmittel von β_{peak} (schwarz), sowie der Bänder 0–1 h (grün) und 1–2.5 h (rot) am 22. Juli 2004.

der Wavelet-Koeffizienten im Verlauf der Meßzeit an, wobei nur die Koeffizienten berücksichtigt werden, die nicht durch Randeﬀekte beeinflußt sind. Am 22. Juli 2004 sind die Amplituden zu Beginn schwach ausgeprägt und erreichen ihr Maximum nach Mitternacht (Abbildung 5.6). Wird die Mittelung nicht über alle Skalen durchgeführt wie bei dem globalen Mittel, sondern nur über begrenzte Bereiche, so erhält man Information über die Intensität einzelner Frequenzbänder. Auf diese Weise kann der Bereich von längerperiodischen Skalen, z.B. 1 – 2.5 h von den kurzperiodischen Schwingungen < 1 h getrennt untersucht werden. Beide Bänder sind ebenfalls in den Graph in Abbildung 5.6 eingetragen. In dieser Darstellung wird eine Verschiebung hin zu niedrigen Perioden in der letzten Hälfte der Beobachtung deutlich.

5.4.5. Vertikale Schichtung

Bisher war die Untersuchung der in NLC auftretenden Perioden auf einzelne Parameter wie z.B. β_{peak} beschränkt. Nun wird die zeitliche Entwicklung der Helligkeit der gesamten vertikalen Schicht betrachtet. Die grundlegende Frage ist, ob die Schicht im wesentlichen über ihrer Höhe homogen ist oder z.B. sich der obere Teil der NLC anders verhält als der untere.

Die Helligkeit einer einzelnen Zeitreihe sei mit $\beta(t)$ bezeichnet. Um $\beta(t)$ unabhängig von den Höhenschwankungen der NLC zu untersuchen, wird die NLC-Schicht auf eine Einheitshöhe normiert. Dafür wird für jede Messung das vertikale Helligkeitsprofil so verschoben, daß die Schwerpunktshöhen auf einer horizontalen Linie zu liegen kommen. Die Schicht wird gewissermaßen um die Schwerpunktshöhe „begradigt“. $\beta(t)$ wird nun auf konstanter Höhe relativ zur Schwerpunktshöhe abgelesen. Die auf diese Weise korrigierten Zeitreihen werden anschließend wavelet-transformiert.

Um die Menge an Information darstellen zu können, wird eine andere Art der Darstellung gewählt. Zunächst wird jedes Wavelet-Spektrum über die Zeit gemittelt, so daß es den Wavelet-Koeffizienten pro Periode angibt, äquivalent dem Fourier-Spektrum. Dieser Wavelet-Koeffizient wird farblich codiert und horizontal für jedes $\beta(t)$, also für jede relative NLC-Höhe, wie in Abbildung 5.7, in einem Diagramm aufgetragen. Die schwarz eingezeichnete Linie markiert die Lage der Schwerpunktshöhe. Insgesamt besitzt die Schicht eine vertikale Ausdehnung von 2 km. Die Grafiken sind getrennt nach Bändern mit Perioden von 0-1 h und 1-3 h. Dunkle Farben markieren herausragende Perioden, so z.B. im Bereich 0.7-1 h und bei 2.5 h. Die Schicht ist nur annähernd homogen.

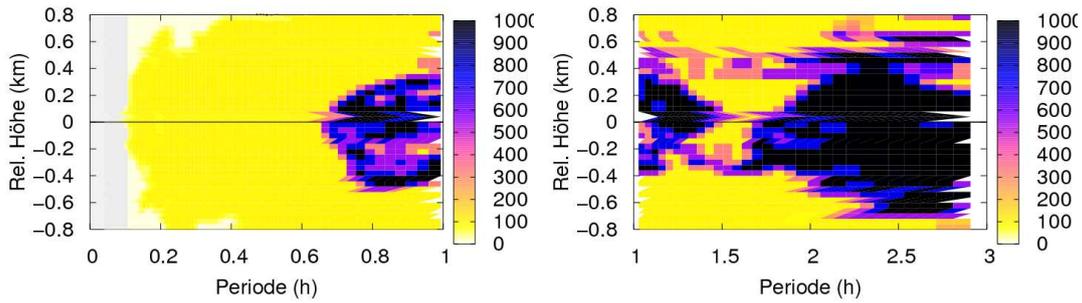


Abbildung 5.7.: Analyse der vertikal ausgedehnten NLC-Schicht am 22. Juli 2004, Teil 1: Zeitgemitteltes Wavelet-Spektrum in Abhängigkeit von der relativer Höhe.

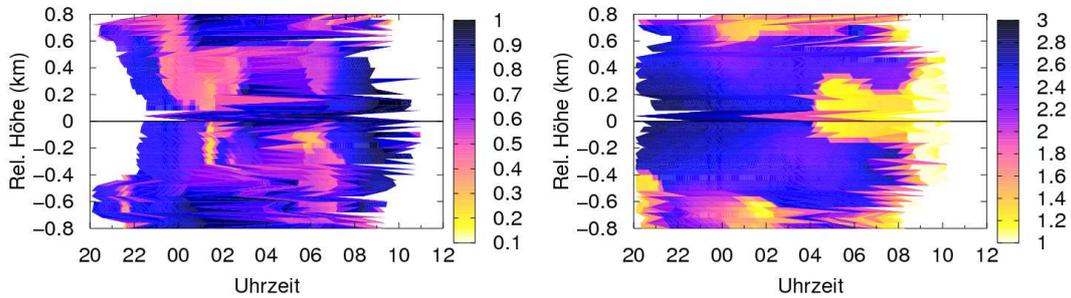


Abbildung 5.8.: Analyse der vertikal ausgedehnten NLC-Schicht am 22. Juli 2004, Teil 2: f_{\max} in Abhängigkeit von relativer Höhe und Uhrzeit.

Die Darstellung in Abbildung 5.7 liefert nur die Information über die mittlere Periode während der Messung und die Höhe des Auftretens in der NLC, nicht aber die Zeit, in der starke Oszillationen auftreten. Um dies zu untersuchen wird eine weitere Darstellung gewählt. Der Wert $f_{\max}(t)$, der für jedes transformierte $\beta(t)$ im jeweiligen Bereich bestimmt wird, wird als Funktion der Uhrzeit und der relativen Höhe farblich dargestellt (Abbildung 5.8). Farblich schraffierte Flächen zeigen nun das Auftreten einer bestimmten Periode zu einer gegebenen Zeit und relativen Höhe. In der NLC vom 22. Juli 2004 treten zu Beginn der Messung überwiegend Perioden um 0.7 und 2.8 h auf. Um 2 Uhr morgens ist vor allem im oberen Teil der NLC eine Periode von etwa 0.5 h ausgeprägt. In den frühen Morgenstunden tritt die Periode von 1.2 h auf. Mit dieser Methode ist es also möglich, NLC auf Schwingungen in Abhängigkeit von der relativen Höhe in der Schicht und der Zeit zu untersuchen.

5.5. Mittleres Verhalten der Fluktuationen in NLC-Schichten

Im vorherigen Abschnitt wurden die Möglichkeiten zur Frequenzuntersuchung anhand von einzelnen NLC beschrieben. Die statistische Auswertung vieler NLC-Ereignisse er-

laubt unter anderem die Beantwortung folgender Fragen: Gibt es ausgezeichnete Frequenzen, also solche, die besonders häufig auftreten? Hängen diese mit der NLC-Höhe zur Zeit ihres Auftretens ab? Gibt es ein universelles Frequenzspektrum und was sind seine Eigenschaften? Um eine hohe Datenqualität zu gewährleisten wird die Auswahl der Daten auf Datensätze mit mehr als 5 h NLC-Signal beschränkt. Aus dieser Untermenge wurden 19 Datensätze aus den Jahren 2005–2008, die in der höchsten Zeitaufösung aufgenommen wurden, ausgewählt und jeweils das längste Segment mit einer Toleranz für Meßlücken bis zu einer Stunde herausgesucht. Die aus diesen Segmenten gebildeten Zeitreihen wurden anschließend wavelet-transformiert. Dafür eignen sich sowohl z_c und β_c als auch z_{peak} und β_{peak} . Da die auf den Schwerpunkt bezogenen Größen im allgemeinen robuster sind, werden diese für statistische Analysen benutzt.

5.5.1. Auftretende Perioden am Ende der NLC-Beobachtung

In Abschnitt 5.4.4 wurde beobachtet, daß die zeitgemittelte Wavelet-Leistung mit der Meßzeit zunimmt und vor dem Ende der NLC-Beobachtung eine Verschiebung hin zu kurzperiodischen Schwingungen stattfindet. Ob dieses Verhalten typisch ist, ist eine interessante Fragestellung. *Rapp et al.* (2002) haben mittels Simulationen den Einfluß der Wellenlänge auf das Wachstum von NLC-Teilchen untersucht. Dabei wurde gezeigt, daß kurzperiodische Wellen langsam NLC zerstören. Der Nachweis, daß solch kurze und starke Perioden am Ende einer NLC-Beobachtung vermehrt auftreten, würde das Modell bestätigen. Voraussetzung für die Beobachtung einer deutlichen Verschiebung von niedrigen zu hohen Frequenzen hin ist eine möglichst lange Meßzeit vorzugsweise ohne bzw. mit nur kurzen Unterbrechungen, damit das Ergebnis der Wavelet-Transformation nicht verfälscht wird. Neunzehn Zeitreihen, auf die dies zutrifft und in denen die NLC während der Meßzeit verschwindet, wurden untersucht. Die Skalenmittel dieser Wavelet-Spektren von β_{peak} sind für Perioden < 1 h in Abbildung 5.9 als Funktion der Tageszeit aufgetragen. Um Randeefekte durch die Form des Cone of Influence zu minimieren, wurde hier lediglich über den Bereich gemittelt, in dem der Cone of Influence > 1 h ist. Aufgrund der langen Meßzeit der ausgewählten Zeitserien ist der dadurch verursachte Datenverlust gering. Obwohl dies nicht für alle Beispiele gilt, nimmt in den meisten Fällen das Skalenmittel mit der Meßzeit zu, erkennbar an den im Mittel ansteigenden Kurven. Auch

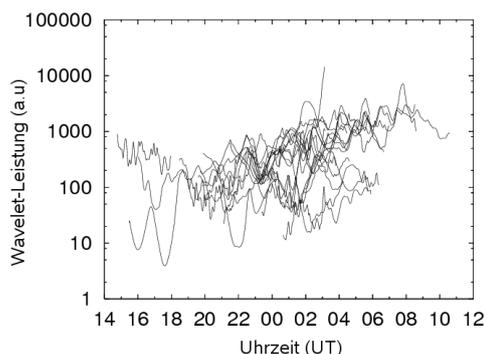


Abbildung 5.9: Untersuchung von in NLC auftretenden Frequenzen im zeitlichen Verlauf: Globales Skalenmittel von β_{peak} über das Band 0–1 h von 19 ausgewählten Zeitreihen aus dem NLC-Datensatz als Funktion der Tageszeit.

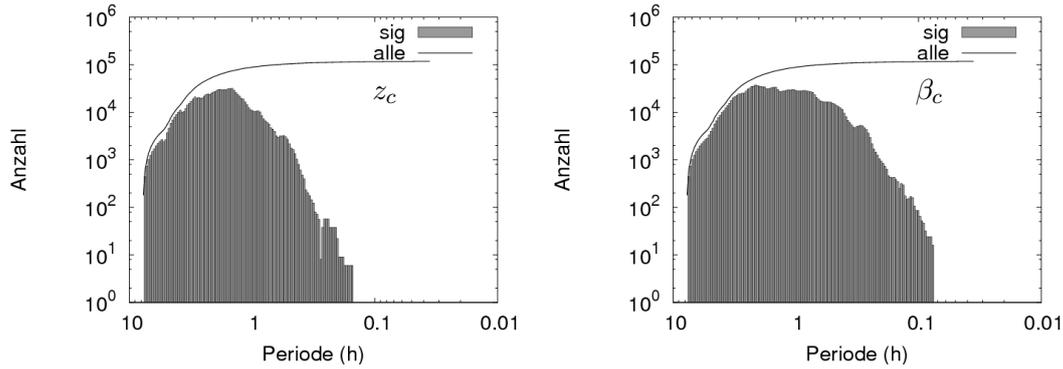


Abbildung 5.10.: Histogramm der in den Größen z_c (links) und β_c (rechts) auftretenden signifikanten Perioden („sig“) sowie die Menge der prinzipiell detektierbaren Perioden („alle“). Die Bin-Größe des Histogrammes ist der exponentiellen Frequenzskala der Wavelet-Transformation angepaßt.

die Parameter z_c und β_c zeigen dieses Verhalten, jedoch weniger ausgeprägt als das hier gezeigte β_{peak} .

5.5.2. Auftreten signifikanter Perioden

Um die Häufigkeit der auftretenden Perioden zu bestimmen werden aus allen Wavelet-Spektren pro z_c oder β_c alle signifikanten Perioden, die nicht durch Randeﬀekte beeinträchtigt sind, extrahiert und in einem Histogramm aufgetragen (Abbildung 5.10). Da der Cone of Influence für kurze Perioden breiter ist als für lange, können diese auch öfter detektiert werden. Deshalb ist in den Histogrammen zusätzlich die Gesamtmenge der prinzipiell detektierbaren Perioden als Linie eingetragen. Das Verhältnis kann somit auch als Detektionswahrscheinlichkeit gedeutet werden. Der Abfall für Perioden $> 2-3$ h ist daher durch die Länge der Messungen beeinflußt.

Die kürzesten noch als signifikant erkannten Perioden in z_c liegen bei 13.8 min, für β_c bei 4.6 min. Die Zeitreihen wurden vor der Transformation nicht geglättet. Dies bedeutet, daß die Helligkeit Schwankungen leichter folgt als die Schwerpunkthöhe. Es sind in der Verteilung schwache lokale Maxima erkennbar, und zwar für z_c bei 33.9 min und 55 min und für β_c bei 18.3 min, 34.3 min und 45.6 min, die alle Vielfache einer Grundfrequenz von $\approx 17-18$ min sind. Die Signifikanz und physikalischen Interpretation dieser Beobachtung muß noch weiter untersucht werden.

5.5.3. Abhängigkeit der Periode von der Höhe

Um zu untersuchen, ob es einen Zusammenhang zwischen der Schwerpunkthöhe z_c oder der Helligkeit β_c der NLC und den gefundenen Perioden gibt, wurde f_{max} für den Bereich < 1 h bestimmt. Da durch die Wavelet-Transformation diese Werte für jede Zeit zur Verfügung stehen, können sie mit der maximalen Zeitauflösung von 1 min den Werten der Zeitserie zugeordnet werden. Abbildung 5.11 stellt die detektierte Periode gegen

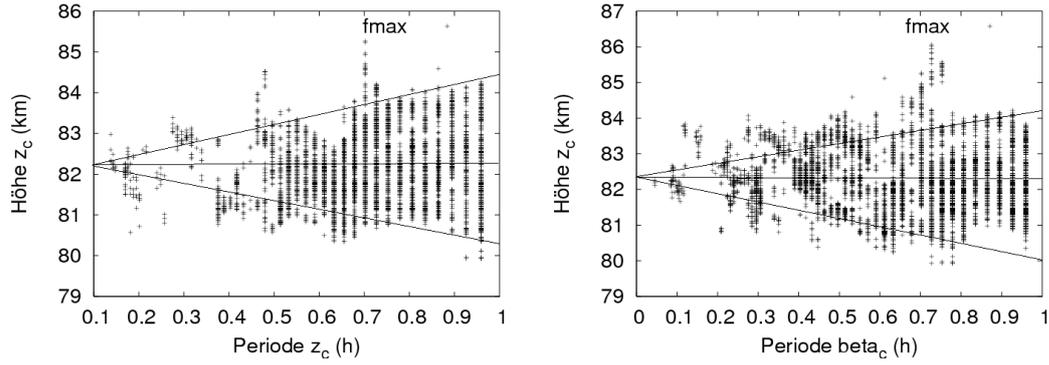


Abbildung 5.11.: Zusammenhang zwischen den Perioden $f_{\max}(z_c)$ und $f_{\max}(\beta_c)$ und der Schwerpunkthöhe z_c

die Höhe dar. Scheinbar gibt es zwischen der Schwerpunkthöhe der NLC und der in dieser Höhe beobachteten Periode einen Zusammenhang. Wie durch die eingezeichneten Linien angedeutet, dringen längerperiodische Schwingungen eher in besonders hohe beziehungsweise besonders niedrige Höhen vor. Am oberen und unteren Rand der NLC-Höhen treten darüber hinaus nur ausgewählte Perioden in regelmäßigen Abständen auf. So sind am oberen Rand Perioden von 0.5 h und 0.7 h bevorzugt und am unteren Rand 0.5 h und 0.65 h im Fall von z_c sowie 0.6 h und 0.75 h im Fall von β_c . Möglicherweise sind dies bevorzugte Perioden mit einer solch großen Amplitude, daß sie die NLC weit aus ihrer mittleren Höhe auslenken und deshalb in dieser Darstellung an den Rändern sichtbar werden.

5.5.4. Spektrum

Die zeit-gemittelten Wavelet-Spektren von 61 Dateien mit mehr als 5 h NLC-Signal der Jahre 2005–2008 sind in Abbildung 5.12 gezeigt. Die Spektren sind in Absolutwert und Steigung ähnlich. Interessant ist die mittlere Steigung des Spektrums, da sie charakteristisch für die Natur der zugrundeliegenden physikalischen Prozesse ist. Die Steigung wird durch Anfitzen einer linearen Funktion ermittelt. Für die gezeigten Daten ergeben sich mittlere Steigungen von $\gamma(z_c) = -1.89 \pm 0.3$ und $\gamma(\beta_c) = -1.75 \pm 0.4$. Die angegebenen Fehler sind Standardabweichungen berechnet aus den linearen Fits an die einzelnen Kurven.

Die Steigungen stimmen in den Fehlergrenzen mit einem Wert von -1.66 überein, der für eine Modulation durch Schwerewellen mittlerer Skalen charakteristisch ist. Eine $k^{-5/3}$ -Abhängigkeit ist von der Variation des Horizontalwindes in der Troposphäre bekannt (*Nastrom et al. (1984)*). Verschiedene sogenannte *Global Circulation Models* der Tropo- und Stratosphäre zeigen für horizontale Wellenlängen < 400 km ebenfalls eine $k^{-5/3}$ -Abhängigkeit (*Tung und Orlando (2003)*, *Koshyk und Hamilton (2001)*). Die Beobachtung desselben Verhaltens in der oberen Mesosphäre ist ein weiteres Indiz dafür, daß sich Schwerewellen nach oben ausbreiten und ihren Ursprung in der Troposphä-

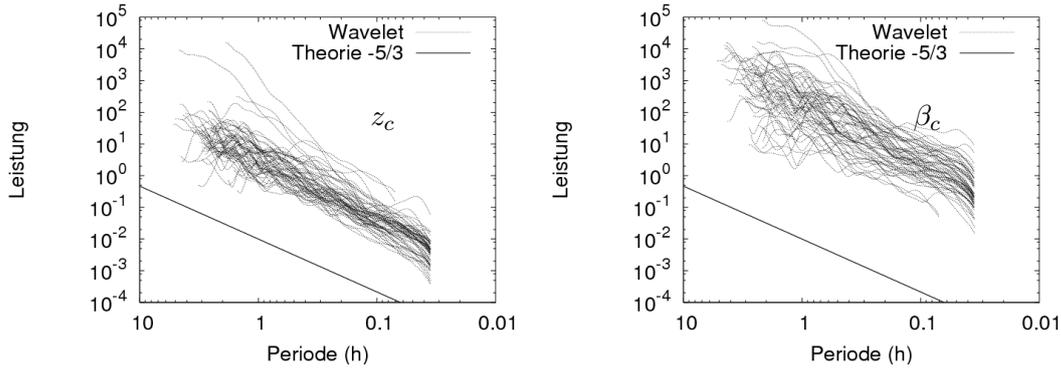


Abbildung 5.12.: Gemittelte Wavelet-Spektren der Größen z_c (links) und β_{peak} (rechts) mit mittleren Steigungen von $\gamma(z_c) = -1.89 \pm 0.3$ und $\gamma(\beta_c) = -1.75 \pm 0.4$, sowie der spektrale Verlauf für Schwerewellen im inertialen Unterbereich.

re haben. Aus der dreidimensionalen Turbulenz-Theorie ist ein Abfall des Spektrums mit $-5/3$ ebenfalls bekannt, das bei der sogenannten „inneren Skala“ bei einer Größenordnung von wenigen Metern zur Turbulenz übergeht. Änderungen der dominanten physikalischen Prozesse zeigen sich im allgemeinen in einem Abknicken des Spektrums bei der jeweiligen Skala.

Die hier berechneten Spektren sind als Funktion der Meßzeit angegeben. Unter Annahme einer typischen, konstanten horizontalen Windgeschwindigkeit können sie in eine horizontale Wellenlängenskala umgerechnet werden. Mit $\vec{h} = 30 \text{ m s}^{-1}$ folgt für eine Meßzeit von $t = 1 \text{ h}$ für die Wellenlänge $\lambda_h = 108 \text{ km}$, bei $t = 0.1 \text{ h}$ entsprechend $\lambda_h = 10.8 \text{ km}$. Der Übergang zur Turbulenz, der abhängig von der turbulenten Energiedepositionsrate ϵ und der kinematischen Viskosität ν ist und in der PMSE-Theorie eine große Rolle spielt, findet bei wesentlich geringeren Skalen von wenigen Metern statt. Auch mit der maximal möglichen Auflösung, die horizontal durch die Abmessungen des Laserstrahls in dieser Höhe von etwa 20 m gegeben ist, ist ein Beobachten dieser inneren Skala nicht zu erwarten.

Eine jedoch für Schwerewellen charakteristische Größe ist die Trägheitsschwingung der Luftmassen mit einer Brunt-Väisälä-Frequenz von etwa $(5 \text{ min})^{-1}$. Dies liegt am Rande des Auflösungsereich der hier vorgestellten Daten. Da z.B. die Daten des RMR-Lidar vor 2005 mit einer Integrationszeit von 3 min aufgenommen wurden, führt dies zu einem veränderten Abfall im Spektrum bei 6 min und verdeckt somit eine möglicherweise vorhandene Brunt-Väisälä-Frequenz.

Die Beobachtung von langen Perioden ist bei Lidarmessungen vor allem durch die Länge der Messungen beschränkt. Am anderen Ende des Spektrums, für langperiodischen Wellen mit Wellenlängen größer als 400 km fällt das Spektrum typischerweise mit k^{-3} ab. Im Bezugssystem des Lidars entspräche diese Skala einer Periodendauer von 3.7 h. Dieser Übergang kann daher mit den beschränkten Lidarmessungen nicht beobachtet werden. Die Beobachtungen zeigen, daß sich die NLC spektral wie Schwerewellen im inertialen

Unterbereich verhalten. Damit scheint sich die NLC auf Zeitskalen von Minuten bis Stunden wie ein passiver Tracer zu verhalten.

Bei genauerer Betrachtung der Spektren in Abbildung 5.12 fällt auf, daß die Streuung für lange Perioden höher ist als für niedrige. Dies kann vielerlei Ursachen haben. Außer einem Übergang zu einem anderen Bereich des Spektrums ist zum Beispiel auch eine unterschiedliche Reaktion der NLC-Teilchen auf die Anregung durch Schwerewellen denkbar. Höherfrequente Schwerewellen laufen möglicherweise schneller und mit weniger Wechselwirkung durch die NLC-Schicht.

Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden verschiedene Methoden entwickelt um die Lidardaten hinsichtlich der Dynamik ihrer Parameter zu untersuchen. Das oft beobachtete Absinken der Schichten wurde mit einem linearen Fit bestimmt. Die mittlere Vertikalgeschwindigkeit von $\approx -0.07 \text{ m s}^{-1}$ stimmt gut überein mit der mikrophysikalisch erwarteten Sinkgeschwindigkeit der NLC-Partikel. Dieselbe Größe kann in besserer Auflösung durch Betrachtung der Ableitung quantifiziert werden. Die Verteilung dieser Sinkgeschwindigkeit zeigt die hohe Variabilität der NLC-Höhe. Eine typische Variation in der Höhe ist 1.4 km für alle Messungen, 0.9 km für die Variabilität innerhalb eines Tages und 0.4 km für die Variabilität innerhalb einer Stunde.

Einzelne Schwingungen auf der Zeitskala von Minuten und Stunden können mittels Wavelet-Transformation identifiziert werden. Die Funktionsweise und Interpretation der Wavelet-Transformation wurde an der NLC des 22. Juli 2004 erläutert. In diesem Fall treten Perioden $< 1 \text{ h}$ vor allem in der zweiten Hälfte der Beobachtungszeit auf, wie aus unterschiedlichen Darstellungen ersichtlich wird. Für die Untersuchung als Funktion der Zeit sind sowohl die Höhe als auch die Helligkeit geeignet. In vielen Fällen wird vor dem Verschwinden der NLC ein verstärktes Auftreten von Perioden $< 1 \text{ h}$ gefunden. Die Analyse von vertikal ausgedehnten NLC zeigt, daß sich die Helligkeitsvariationen im oberen Teil, der Mitte und im unteren Teil der NLC-Schicht unterscheiden. Mit Hilfe der zeitaufgelösten Wavelet-Transformation wird so in Einzelfällen eine Zuordnung von verstärkt auftretenden Perioden zu bestimmten Bereichen der NLC-Schicht möglich.

Die statistische Analyse der als signifikant bestimmten Perioden in einer Auswahl von NLC-Ereignissen zeigt ein geringfügig verstärktes Auftreten von Vielfachen einer Periode von 17–18 min. Vielfache einer Periode treten ebenfalls bevorzugt in besonders hohen und niedrigen Höhen auf. Das Spektrum der Leistungsdichte sowohl der Höhe als auch der Helligkeit der NLC zeigt einen Abfall, der innerhalb der Fehlergrenzen mit dem aus Modellen erwarteten Wert von $-\frac{5}{3}$ überein stimmt. Der Anstieg dieses Spektrums ist charakteristisch für die Modulation der NLC durch Schwerewellen. Die ausgewählten NLC verhalten sich auf Zeitskalen von Minuten bis Stunden anscheinend als passiver Tracer sowohl in z_c als auch in β_c . Mit Hilfe einer Abschätzung der Windgeschwindigkeit liegt der untersuchte Bereich zwischen 10 und 100 km horizontaler Wellenlänge.

6. Vertikale Struktur von NLC

Leuchtende Nachtwolken sind ein hochgradig strukturiertes Phänomen. Die meisten NLC eine hohe Variabilität auf verschiedenen Zeitskalen betreffend der Schichtdicke, Helligkeit und Höhe. Wenn NLC als „Abbildungen“ der Wellenaktivität in der Mesopausen-Region interpretiert werden sollen, ist eine detaillierte Beschreibung der kurzen Wellenlängen essentiell. Besonders die vertikale Helligkeitsverteilung weist eine deutliche Struktur auf, teilweise mit voneinander getrennten Schichten. Eine solch hohe Auflösung ist mit Satelliten oder bodengestützten Kameras nicht möglich. Die Detektion und Selektion dieser Mehrfachschichten ist aber von Bedeutung für die Frequenzanalyse.

Polare Mesosphärische Echos (PMSE) zeigen ebenso wie NLC ausgeprägte Strukturen. *Hoffmann et al.* (2005) fanden Mehrfachschichten in Radar-Daten von PMSE während 50 % der Beobachtungszeit. Eine ähnliche Analyse wird hier an NLC ausgeführt. Zunächst werden die bereits bestimmten Parameter im Hinblick auf die vertikale Verteilung untersucht. Eine detailliertere Betrachtung wird möglich durch die Bildung der Ableitung der Größen. Ebenso wie im vorigen Kapitel kann die vertikale Helligkeitsverteilung wavelet-transformiert werden. Schließlich wird mit der Detektion von vollständig getrennten Schichten erst die Betrachtung einzelner Schichten und deren Unterschiede ermöglicht.

6.1. Vertikale Höhenverteilung

Leuchtende Nachtwolken können in der Vertikalen einen Bereich von mehreren Kilometern Ausdehnung umfassen. Es werden sowohl sehr breite und schwache, aber auch sehr dünne und helle NLC-Schichten beobachtet. In diesem Abschnitt wird die Helligkeitsverteilung innerhalb der Schicht untersucht.

Einen ersten Anhaltspunkt für die Struktur der Schicht liefern die bereits bestimmten Höhenwerte z_{\max} , z_{\min} , z_{peak} und z_c . Es sei p_c , die Position von z_c relativ zu den Begrenzungen der Schicht z_{\max} und z_{\min} , definiert als

$$p_c = \frac{z_c - z_{\min}}{z_{\max} - z_{\min}} \cdot 100 \% \quad \text{und entsprechend} \quad p_{\text{peak}} = \frac{z_{\text{peak}} - z_{\min}}{z_{\max} - z_{\min}} \cdot 100 \% \quad (6.1)$$

Bei einem Wert $< 50 \%$ befindet sich die betrachtete Höhe in der unteren Hälfte der Schicht, ansonsten oberhalb. Damit läßt sich die Symmetrie der Schicht relativ zu ihrer Ausdehnung erfassen. In Abbildung 6.1 (links) ist die Verteilung von p_c und in 6.1 (rechts) die Verteilung von p_{peak} als Histogramm dargestellt. Im allgemeinen ist der Wert des Schwerpunktes einer Verteilung stabiler als das Maximum. Aus diesem Grund

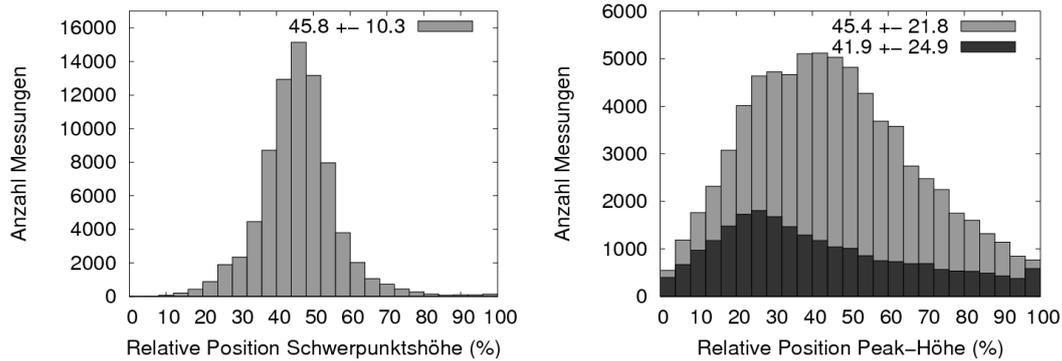


Abbildung 6.1.: Relative Positionen p_c (links) und p_{peak} (rechts) innerhalb der Schicht. p_{peak} ist für alle Schichten (hell) sowie nur für Schichten mit einer vertikalen Ausdehnung > 2 km (dunkel) bestimmt worden. Die Zahlen in der Legende geben den Mittelwert und die Standardabweichung an.

ist auch hier die Verteilung von p_{peak} deutlich breiter, das bedeutet daß p_{peak} variabler innerhalb der Schicht ist. Die Verteilung von p_c ist annähernd symmetrisch mit einem Mittelwert von 45.8 % wobei geringere Werte leicht erhöht sind. Deutlich asymmetrisch ist jedoch die Verteilung von p_{peak} . Es deutet sich sogar ein Doppelmaximum bei 30 % und 40 % an.

Interessant ist eine getrennte Betrachtung hinsichtlich der Dicke $z_{\text{max}} - z_{\text{min}}$ der Schicht. Die Verteilung von p_{peak} für Schichtdicken > 2 km ist in Abbildung 6.1 (rechts) dunkel gezeichnet. Das Maximum ist deutlich in die untere Hälfte der NLC verschoben. Dicke Schichten neigen also eher dazu „nach unten durchzuhängen“ als dünne Schichten, welche symmetrischer verteilt sind. Die Mittelwerte von p_c sind dadurch jedoch nur in geringem Maße beeinflusst. Möglicherweise ist bei Schichtdicken < 2 km die Lage von β_{peak} auch durch die Glättungslänge beeinflusst.

6.2. Innere Struktur einzelner Schichten

Der vertikale Helligkeitsverlauf einer NLC-Schicht ist nicht Gauß-förmig. Zusätzlich zu der erwarteten Asymmetrie treten in vielen Fällen Nebenmaxima auf. Diese können zuverlässig durch die Untersuchung der Ableitung $\frac{d}{dz}\beta(z)$ quantifiziert werden. Da die Profile bereits geglättet sind (siehe Kapitel 3.1.1), ist keine zusätzliche Glättung nötig und die Ableitung wird über ein Fenster von 5 Werten bestimmt. Ein Vorzeichenwechsel der Ableitung von positiven zu negativen Werten kennzeichnet dabei die Lage des Maximums.

Diese Methode wird auf die Einzelmessungen angewandt. Die Anzahl der Maxima ist hierbei ein Maß für die Strukturierung der Schicht, während der Abstand der Maxima eine Schätzung für die vertikale Wellenlänge darstellt. Zusätzliche Informationen liefern die absolute Helligkeit der Maxima, die Helligkeitsverteilung der Maxima und der Helligkeitsunterschied zu den Minima. Zwischen der gesamten vertikalen Ausdehnung der

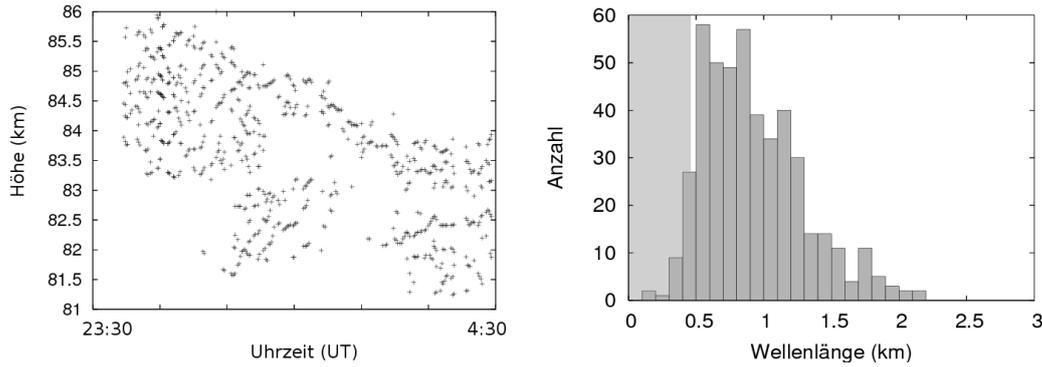


Abbildung 6.2.: Untersuchung vertikaler Helligkeitsprofile mittels Differentiation. Links: Die erkannten Maxima in der NLC des 27./28.6.1999. Rechts: Histogramm der vertikalen Abstände zwischen benachbarten Maxima. Schraffiert ist die Glättungslänge von 475 m eingezeichnet.

Schicht und der Anzahl der Maxima kann ebenfalls ein Zusammenhang vermutet werden.

Für diese Untersuchung wurde der Datensatz des 27./28.6.1999 zwischen 23:39 – 4:38 UT gewählt, da in diesem Fall eine breite Schicht vorhanden ist. Er ist in Abbildung C.2 (g) im Anhang abgebildet. Abbildung 6.2 (links) zeigt ein Kreuz für jedes erkannte Maximum als Funktion der Höhe und der Zeit. Das Histogramm der vertikalen Abstände zwischen benachbarten Maxima ist rechts daneben dargestellt. Der Abfall der Verteilung zu geringeren Abständen ist hierbei von der Glättung der Höhenprofile verursacht. Für dieses Beispiel ergibt sich ein mittlerer Abstand von 0.92 ± 0.37 km. Pro Profil wurden im Mittel 3.1 ± 1.2 lokale Maxima gefunden.

Für weitere Analysen ist ebenfalls eine Wavelet-Transformation von $\beta(z)$ denkbar. Durch die Begrenzung der Schicht auf wenige Kilometer ist jedoch nur bei sehr deutlicher und regelmäßiger Strukturierung die Identifizierung signifikanter Perioden zu erwarten.

6.3. Mehrfachschichten

Abgesehen von der Strukturierung innerhalb einer zusammenhängenden Schicht treten auch vollständig voneinander getrennte Schichten auf, die im folgenden Mehrfachschichten genannt werden. (Einige Beispiele finden sich in Abbildung C.5). Diese Schichten sind durch einen trennenden Bereich gekennzeichnet, in welchem das Signal bis auf die Rauschgrenze abfällt und somit keine NLC detektiert werden kann. Dieser Umstand wird genutzt um die Lage und den Abstand der einzelnen Schichten zu erkennen.

Interessant sind die Anzahl der Schichten pro Einzelmessung sowie deren Trend und Korrelationen mit weiteren Parametern wie z.B. der Helligkeit. Die Statistik des vertikalen Abstandes liefert wiederum eine Abschätzung für die vertikale Wellenlänge. Außerdem können typische Dicken der Schichten bestimmt werden. Der hier beschriebene Algorithmus erlaubt eine Selektion einzelner Schichten, die anschließend getrennt vom Rest auf auftretende Frequenzen untersucht werden können. Ähnliches Verhalten deutet hierbei auf eine vertikale Kopplung der Schichten hin.

6.3.1. Detektion und Selektion von Schichten

Zunächst werden einzelne vertikale Helligkeitsprofile bezüglich des Auftretens von Mehrschichten untersucht. Eine Schicht wird definiert als ein zusammenhängender Bereich mit signifikanter Helligkeit. Jeder Schicht kann damit eine minimale und eine maximale Höhe zugeordnet werden. Einzelne Schichten sind voneinander getrennt durch Bereiche, in denen keine NLC nachweisbar ist. Der bestehende Algorithmus zur Bestimmung der Größen wie beispielsweise z_c oder z_{peak} kann damit auf die einzelnen Schichten angewandt werden. Als vertikalen Abstand wird die Höhendifferenz zwischen den z_{peak} -Werten benachbarter Schichten definiert.

Die Anzahl der detektierbaren Schichten pro Einzelmessung ist auf acht limitiert. Außerdem wird eine minimale Ausdehnung von fünf Höhenbins pro Schicht (entsprechend 200 m Ausdehnung) gefordert, andernfalls wird die Schicht verworfen. Eine zweite Bedingung wird an das Fortbestehen der Schichten in der Zeit geknüpft. Die im aktuellen Höhenprofil detektierte Schicht muß auch in mindestens einem der vier benachbarten Profile, zwei vorausgehende und zwei folgende, erkannt werden, damit die Schicht als signifikant eingestuft wird. Die maximal zulässige Toleranz der Differenz der Schwerpunktshöhe ist 400 m. Dies sind eher schwache Bedingungen, allerdings erlauben sie einzelne Meßlücken in der Nachbarschaft, ohne die aktuellen Werte zu verwerfen. Obwohl eine minimale Ausdehnung in der Höhe gefordert wird, wird an dieser Stelle keine Bedingung an den minimalen vertikalen Abstand gestellt. Dies erlaubt die Entstehung und die Vereinigung zweier Schichten im Verlauf der Meßzeit. Ein solcher Vorgang kann nun durch die Betrachtung des vertikalen Abstandes untersucht werden.

Zusammenfassend sind die Kriterien zur Schichtdetektion: Separation in der Höhe durch Bereiche in denen NLC verschwindet, eine Mindestschichtdicke von fünf Höhenbins, und eine erfolgreiche Detektion in der Nachbarschaft. Als Ergebnis liefert dieser Algorithmus die Anzahl der Schichten pro Messung sowie die Parameter minimale, maximale und Schwerpunktshöhe und den vertikalen Abstand.

Für die Frequenzuntersuchung von Teilen einer NLC ist es manchmal nötig, die einzelnen Schichten zu selektieren. Dazu werden mittels einem Algorithmus Teilen der NLC eine Nummer zugeordnet, über die auf den Teildatensatz zugegriffen werden kann. Abbildung 6.3 zeigt ein deutliches Beispiel für das Auftreten von mehrfachen Schichten und das Ergebnis der Detektion und Selektion. Farblich codiert sind hierbei die Nummern der Teilschichten. Die Abbildung zeigt, daß der Algorithmus die Schichten korrekt identifiziert und eine Analyse der Teilschichten erlaubt. So folgt z_{peak} dem Verlauf der Teilschichten.

6.3.2. Fallstudien

Die Ergebnisse der Analyse werden an vier Beispielen demonstriert. Die entsprechenden NLC sind in Abbildung C.5 im Anhang dargestellt. Sie zeigen alle – obwohl sehr unterschiedlich – deutliche mehrfache Schichten. Am 29. Juli 2008 treten drei in der Zeit

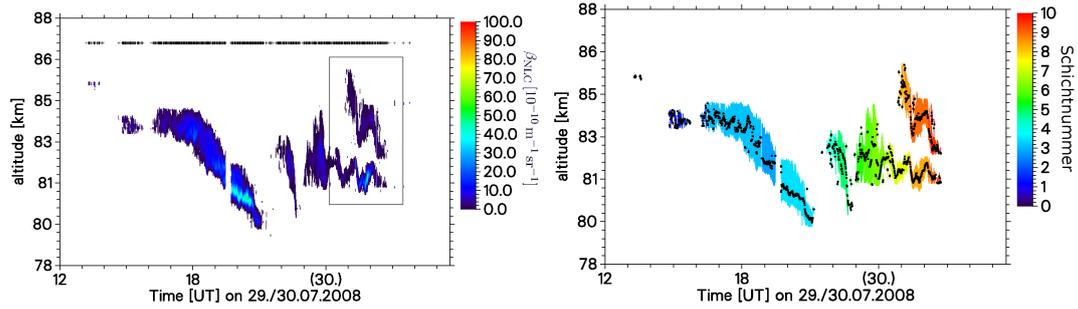


Abbildung 6.3.: Links: NLC vom 29.7.08. Rechts: Farbige Darstellung der detektierten Schichten, relativ zur maximalen Schichtnummer 10. Zusätzlich ist z_{peak} der Schichten eingezeichnet.

getrennte Schichten unterschiedlicher Länge und Steigung auf. Eine vierte befindet sich direkt oberhalb der letzten Schicht. Diese zwei Schichten zeigen klare Wellenstrukturen und weisen augenscheinlich eine feste Phasenbeziehung auf. Die NLC des 29. Juli 2007 stellt sich als sehr breite Schicht dar, von deren Unterkante sich eine sehr dünne und sehr helle Schicht abspaltet, deren Höhe stark oszilliert. Auf gleicher Höhe treten weitere Schichten mit klarer Wellenaktivität auf. Am 24. Juli 2007 und am 8. Juli 2002 sind in beiden Fällen dynamische, auseinander hervorgehende und sich wieder verbindende Schichten erkennbar, mit teilweise bis zu vier gleichzeitigen Schichten.

Ergebnisse der Analyse dieser einzelnen NLC sind ebenfalls im Anhang in Tabelle C.1 aufgeführt. Sie sind alle länger als fünf Stunden und weisen eine große Helligkeit auf. Das Auftreten von Einzelschichten liegt zwischen 45 und 80 % und Werte für den vertikalen Abstand liegen zwischen 1.07 und 2.55 km.

Kopplung von Mehrfachschichten

Die Kopplung von Mehrfachschichten wird an der NLC am 29. Juli 2008 untersucht (Abbildung 6.3, links). Aus dem Zeitraum von ein bis drei Uhr wird die Höhe z_{peak} beider Schichten extrahiert, sowie deren Differenz, welche dem vertikalen Abstand entspricht. Alle drei Größen werden als Funktion der Zeit wavelet-transformiert.

In der unteren Schicht tritt zu Beginn der Zeitreihe eine Schwingung mit einer Periode zwischen 0.2-0.3 h auf, die sich gegen Ende auf 0.4 h verlängert. Diese Periode kann ebenfalls in der oberen Schicht gefunden werden. Der vertikale Abstand weist zwar keine signifikanten Frequenzen auf, zeigt aber ebenfalls bei 0.2 h und 0.4 h von Null verschiedene Wavelet-Koeffizienten.

Im Prinzip können auch die Phasen aus der Wavelet-Transformation abgeleitet werden, allerdings ist die Phase nur in signifikanten Bereichen aussagekräftig. Für eine konstante Periode von 25 min wurde die Wavelet-Phase der drei Zeitserien untersucht. Die Phasendifferenz zwischen der Schwingung der unteren und der oberen Schicht ist fast Null in der Mitte der Zeitserie, während sich zu Beginn und Ende Abweichungen ergeben. Die Phase des vertikalen Abstandes ist leicht verschoben zu Beginn und stimmt in der zweiten Hälfte gut mit der Phase der unteren Schicht überein. Damit ist die NLC am

29. Juli 2008 ein deutliches Beispiel für die ähnlichen Welleneigenschaften mehrfacher Schichten, die man bei einer direkten vertikalen Kopplung erwarten würde.

Sind einzelne Schichten selektiert, so kann auch der Helligkeitsverlauf jeder Schicht untersucht und verglichen werden. Aufgrund der großen Helligkeitsunterschiede zwischen den Schichten und der meist nur schwach ausgeprägten zweiten Schicht ist die Untersuchung der Kopplung anhand von Variationen der Höhe jedoch einfacher als anhand der Helligkeitsschwankungen.

6.3.3. Auswertung der Anzahl der Schichten

Der Algorithmus bestimmt für jede Messung i die Anzahl der Schichten n_i als diskrete Zahl. Zur weiteren Untersuchung wird daraus ein stündlicher Mittelwert gemäß

$$n = \frac{1}{d} \sum_{i=1}^d n_i, \quad d = \text{Messungen pro Stunde mit } n_i \geq 1, d > 20 \quad (6.2)$$

gebildet. Die mittlere Anzahl der Schichten pro Stunde wird relativ zu einer Einfachschicht bestimmt. Dies hat den Vorteil der Unabhängigkeit gegenüber der Detektionswahrscheinlichkeit. n ist also ein Wert ≥ 1 , der ein Maß für die Häufigkeit von Mehrfachschichten ist. $n = 1, 2, 3$ repräsentieren reine Einfach-, Doppel- und Dreifachschichten. Rationale Zahlen treten auf, wenn innerhalb einer Stunde unterschiedliche Werte n_i ermittelt wurden. Werden zum Beispiel für die Hälfte der Messungen Einfach- und für die andere Hälfte Doppelschichten ermittelt, so ist $n = 1.5$. Um die Datenqualität zu erhöhen werden nur Stunden berücksichtigt, die mindestens 20 Werte enthalten. Aus 698 Dateien stehen so 890 Stunden zur Verfügung. In 89.4% aller Einzelmessungen wurde eine Einfachschicht detektiert, in 9.8% eine Doppel- und in 0.8% eine Dreifachschicht. Im Mittel ergibt sich $n = 1.19 \pm 0.22$.

Um den zeitlichen Trend zu untersuchen, wird n pro Jahr, pro Saison und pro Stunde in Abbildung 6.4 aufgetragen. Die Standardabweichung der Werte von n , die in die Mittelung eingingen, ist dabei als Fehlerbalken eingetragen. Es ist kein Trend in der Zeit erkennbar, obwohl die Werte leicht schwanken. In der Mitte der Saison (gegen Ende Juni) ist die Wahrscheinlichkeit, Mehrfachschichten zu detektieren, geringfügig erhöht. Ebenfalls scheint sie in den Nachtstunden leicht erhöht.

Die Gesamthelligkeit der NLC und die Anzahl der Schichten sind nicht korreliert. Es treten nicht vermehrt Mehrfachschichten auf für besonders helle oder besonders schwache NLC. In einer doppelschichtigen NLC ist allerdings die Schicht mit niedrigerer Höhe in fast allen Fällen die hellere. Im Mittel ergibt sich ein Wert von $\beta = 17.4 \times 10^{-10} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ für die untere und $\beta = 8.5 \times 10^{-10} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ für die obere Schicht. Dies deckt sich mit der bereits beobachteten Anti-Korrelation zwischen Höhe und Helligkeit.

Die Detektion von Mehrfachschichten erlaubt erstmals die getrennte Untersuchung von Einzelschichten. Die Höhenverteilung liefert erwartungsgemäß einen geringfügig niedrigeren Erwartungswert von $z_{\text{peak}} = 82.92 \pm 1.23 \text{ km}$ als ohne die Unterscheidung. Tritt eine

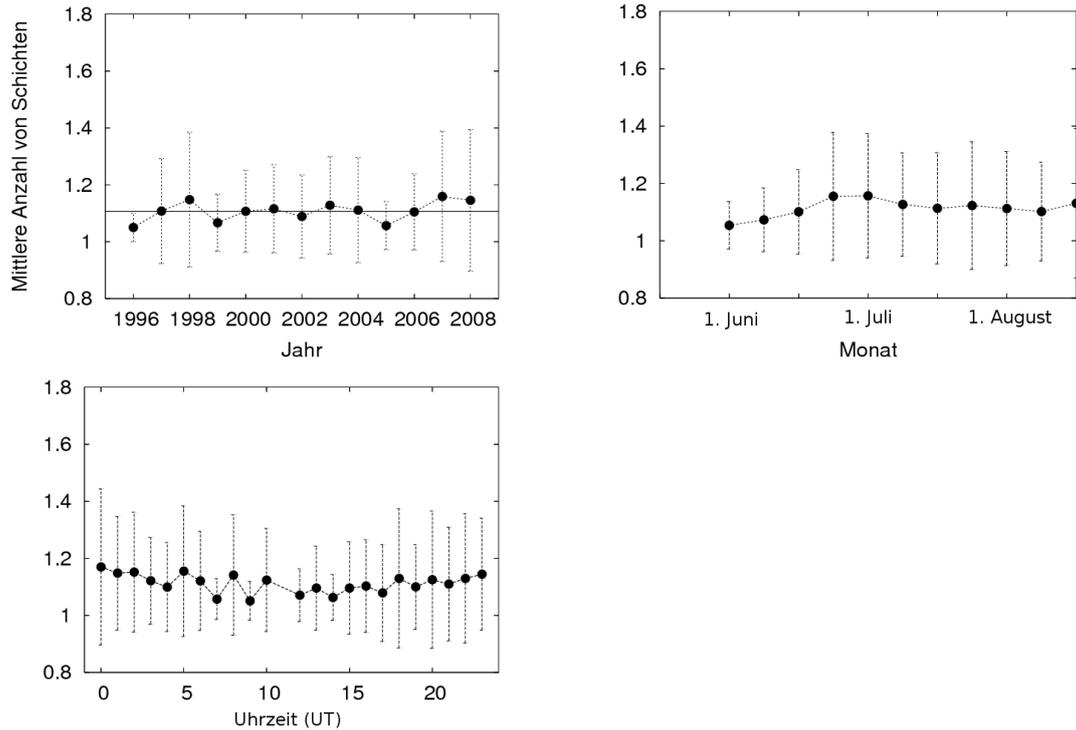


Abbildung 6.4.: Entwicklung der mittleren Anzahl der Schichten n (Stundenmittel) im Verlauf der Jahre, der Saison und der Tageszeit

Doppelschicht auf, so ist im Schnitt die Höhe der unteren Schicht $z_{\text{peak}} = 82.43 \pm 1.26$ km und die der oberen $z_{\text{peak}} = 84.00 \pm 1.19$ km. Ihr mittlerer Abstand ist demnach 1.6 km. Der vertikale Abstand kann genauer auf Basis der Einzelmessungen aus dem Abstand der z_{peak} der ersten und zweiten Schicht der Doppelschicht ermittelt werden. Wird diese Struktur durch eine aufwärts propagierende Welle verursacht, so entspricht dieser Abstand der vertikalen Wellenlänge. Dadurch, daß zwei Schichten auseinander hervorgehen oder sich wieder vereinigen können, ist die Verteilung des vertikalen Abstandes (s. Abbildung 6.5) nicht Gauß-förmig. Der minimale in der Verteilung auftretende Abstand ist begrenzt durch die geforderte minimale Ausdehnung einer Schicht von $5 \cdot 40$ m. Der Mittelwert liegt bei 1.63 ± 0.91 km. In Einzelfällen sind Schichten bis zu 3 km voneinander getrennt.

Bezüglich der Ausdehnung der Schicht als Differenz zwischen maximaler und minimaler Höhe ergibt sich ein ähnliches Bild wie für die Helligkeit. Die untere Schicht einer Doppelschicht ist im Mittel 1.3 ± 0.7 km breit, die obere Schicht besitzt mit 0.7 ± 0.5 km nur noch etwa die halbe Ausdehnung. Obwohl die Verteilungen sehr breit sind, kommt es selten vor, daß die obere Schicht eine größere Dicke als die untere Schicht besitzt. Zwischen der maximalen Helligkeit einer Schicht und ihrer Schichtdicke besteht kein eindeutiger Zusammenhang. Tabelle 6.1 faßt die Ergebnisse der Analyse des gesamten Datensatzes zusammen.

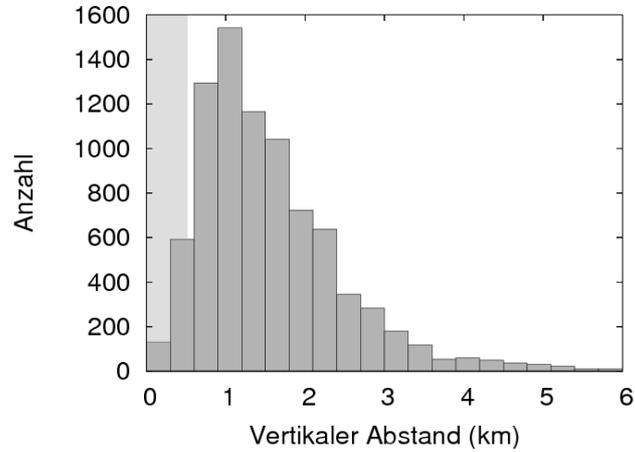


Abbildung 6.5.: Vertikaler Abstand. Der grau schraffierte Bereich markiert die Glättungslänge der Höhenprofile von 475 m.

Tabelle 6.1.: Schichtanalyse des NLC-Datensatzes des RMR-Lidar

	RMR-Lidar Datensatz
Mittlere Anzahl Schichten	1.19 ± 0.22
Einfachschichten (%)	89.4
Doppelschichten (%)	9.8
Dreifachschichten (%)	0.8
Mittlere Höhe Einfachschicht (km)	82.9 ± 1.2
Mittlere Höhe Schicht 1 (km)	82.4 ± 1.3
Mittlere Höhe Schicht 2 (km)	84.0 ± 1.2
Schichtdicke Schicht 1 (km)	1.3 ± 0.7
Schichtdicke Schicht 2 (km)	0.7 ± 0.5
Mittlerer vertikaler Abstand (km)	1.63 ± 0.91

Zusammenfassung / Fazit

In diesem Kapitel wurde die vertikale Struktur von NLC-Schichten untersucht. Die grobe Form der Helligkeitsverteilung kann bereits mit vorhandenen Mitteln wie der Bestimmung der Schwerpunktshöhe und der Peakhöhe in Relation zur Gesamtausdehnung der Schicht untersucht werden. Hierbei ist eine Asymmetrie erkennbar. Die untere Hälfte einer NLC-Schicht ist im allgemeinen heller als die obere. Besonders deutlich zeigt sich dies vor allem für Schichten mit einer Ausdehnung > 2 km. Eine etwas feinere Auflösung von Nebenmaxima kann über die Ableitung des Helligkeitsprofils erreicht werden. Dabei liefert der Abstand der Maxima eine Abschätzung für die vertikale Wellenlänge. Als Histogramm aufgetragen kann diese Verteilung als Spektrum vertikaler Wellenlängen verstanden werden.

Vollständig voneinander getrennte Schichten werden durch einen Algorithmus zur Schichtdetektion erkannt. Er liefert die Anzahl der Schichten, die Schichthöhe, die Schichtdicke, den vertikalen Abstand und die Helligkeit. Mehrfachschichten können z.B. verursacht sein durch einen entsprechenden Verlauf der Temperatur mit mehreren lokalen Minima und Maxima, wie sie durch den Einfluß von Schwerewellen entstehen können. Aus dem Auftreten von Mehrfachschichten in NLC kann jedoch nicht direkt auf die Häufigkeit oder Stärke von Schwerewellen geschlossen werden, da die Wellen im allgemeinen NLC-Strukturen zerstören. Da die Wechselwirkung zwischen Schwerewellen und NLC sehr komplex ist, sollten hier im wesentlichen die Möglichkeiten zur Untersuchung des NLC-Datensatzes aufgezeigt werden. Dabei wurden in 10.6 % mehr als eine Schicht gefunden. Die untere von zwei Schichten erreicht die doppelte Helligkeit wie die obere und der mittlere vertikale Abstand ist 1.6 km.

Nach Detektion der Mehrfachschichten können mit der Wavelet- oder Fourier-Transformation einzelne Schichten auf Frequenzen und Phasendifferenzen untersucht werden. Die Identifikation von phasenstarrten Schwingungen zwischen zwei Schichten spricht für eine starke vertikale Kopplung.

PMSE können ebenso wie NLC auf Mehrfachschichten untersucht werden. *Hoffmann et al.* (2005) definierten in PMSE-Radardaten eine Helligkeit, die ein Signal-Rausch-Verhältnis von 5 dB übersteigt, als lokales Maximum. Die Autoren fanden in mehr als 50 % der Fälle mehrfache simultan auftretende Maxima. Interessant ist die Anwendung der hier entwickelten Algorithmen auf PMSE-Daten. Dies wird im nächsten Kapitel behandelt.

7. Geophysikalische Interpretation

Leuchtende Nachtwolken sind nur eines von vielen Phänomenen der oberen Mesosphäre. In dem dynamischen und gekoppelten System der Atmosphäre erfordert eine umfassende Betrachtung die Einbeziehung von weiteren Daten. In unmittelbarer zeitlicher und räumlicher Nähe zu NLC treten beispielsweise starke Radar-Echos auf, die polare Mesosphären-Sommerechos (PMSE) genannt werden. Beide Phänomene beruhen auf der Bildung und dem Wachstum von Eispartikeln, die stark von Umgebungsparametern wie der Temperatur und dem Wasserdampfgehalt bzw. dem Sättigungsdampfdruck beeinflusst werden.

Die Beobachtung von NLC mittels Kameras zeigt neben vielen kleinskaligen Fluktuationen auch eine horizontale Drift über tausende Kilometer, in der Regel von hohen zu niedrigen Breiten. Für die Erfassung dieser großräumigen Bewegung ist die Kombination mit Winddaten sinnvoll. Eine Konfiguration des RMR-Lidars, nämlich der Doppellidar-Betrieb, ermöglicht eine simultane Beobachtung von Strukturen an zwei ungefähr 50 km voneinander getrennten Orten. Mit Hilfe der Daten von verschiedenen Radaranlagen in unmittelbarer Nähe von ALOMAR auf Andøya können diese NLC-Daten mit im selben Volumen gemessenen Winden verglichen werden.

7.1. Doppel-Lidar

Die zwei Laser- und Teleskopsysteme des RMR-Lidars erlauben NLC-Beobachtungen im sogenannten Doppellidar-Betrieb, bei dem zwei Strahlen in unterschiedliche Richtungen geschwenkt werden. Der horizontale Abstand der Laserstrahlen in einer bestimmten Höhe z (hier bezogen auf eine NLC-Höhe von 82 km) läßt sich mit Hilfe des Sinus- und Cosinus-Satzes aus der Neigung der Teleskope (s.a. Abbildung 7.1) berechnen:

$$x_i = \tan(\alpha_i)z \quad (7.1)$$

$$b = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 - 2x_1x_2 \cos(\beta_1 - \beta_2)} \quad (7.2)$$

$$\zeta = 180^\circ - \arcsin\left(\frac{1}{b}(x_2 \sin(360^\circ - \alpha_2) + x_1 \sin(\alpha_1))\right) \quad (7.3)$$

Hierbei ist α_i der Zenitwinkel und β_i der Azimut-Winkel des jeweiligen Teleskops, x_i der Abstand zur Zenitposition in der Höhe z , b die horizontale Basislänge, die von den beiden Strahlen aufgespannt wird, und ζ die Orientierung der Basislänge in der horizontalen Ebene.

Die erste Beobachtung einer NLC im Doppellidar-Betrieb gelang 1999 (*Baumgarten*

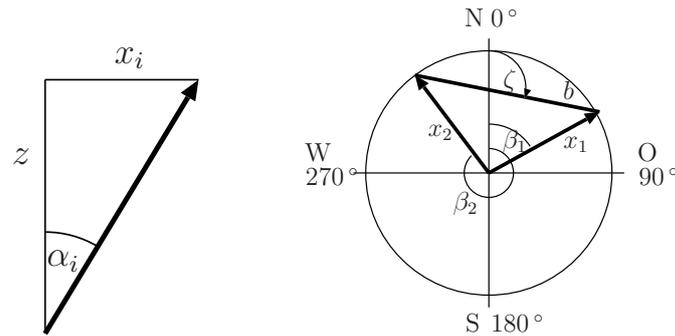


Abbildung 7.1.: Geometrie Doppel-Lidar. Die Richtung des Laserstrahls ist durch Pfeile markiert. Links: Vertikale Ebene, rechts: horizontale Ebene in der Höhe z .

Tabelle 7.1.: Teleskopwinkel-Konfigurationen

	Winkel NWT		SET	Anzahl Dateien
	β_1, α_1	β_2, α_2		
Einzelbetrieb			0,0	103
			0,0	268
			270,20	26
Doppelbetrieb			0,0	226
			0,20	133
			90,20	25

et al., 2002). Seitdem wurde der NLC-Datensatz um viele Doppellidar-Messungen erweitert. Tabelle 7.1 listet die häufigsten Teleskop-Konfigurationen auf. Neben Zenitmessungen sind dies vor allem Vektorwindmessungen (Nord und Ost) sowie Zonalwindmessungen (West und Ost). Der Zenitwinkel ist im allgemeinen 20 Grad. Typische Basislängen liegen bei 50 km. Es kommt auch vor, daß innerhalb einer Datei (d.h. innerhalb von 24 Stunden) die Konfiguration gewechselt wird.

Aus der Analyse von Doppellidar-Beobachtungen von NLC kann auf die räumliche Struktur geschlossen werden. Es zeigt sich, daß auf der Zeitskala von mehreren Stunden alle in beiden Strahlen gemessenen NLC eine deutliche Ähnlichkeit aufweisen. Die Frage, ob beide Laserstrahlen zeitversetzt dasselbe Volumen der NLC beobachten, oder eine ausgedehnte NLC-Struktur orthogonal zur aufgespannten Basislänge über den Beobachtungsstandort driftet, läßt sich mit Winddaten in NLC-Höhe untersuchen. Unabhängige Winddaten liefern sowohl das MF- als auch das Meteor-Radar.

Abbildung 7.2 zeigt die Aufsicht auf eine horizontale Ebene in NLC-Höhe. Die Positionen der Laserstrahlen in dieser Höhe sind mit „NWT“ und „SET“ gekennzeichnet. Sie sind durch die Basislänge b getrennt. Die NLC wird als monochromatische Welle (durchgezogene Linien) modelliert, die als starre Struktur von einem konstanten Horizontalwind \vec{h} über den Beobachtungsstandort getrieben wird. Der Windvektor steht dabei senkrecht auf den Wellenfronten. Der Zeitunterschied dt , bis die Struktur von einem zum nächsten

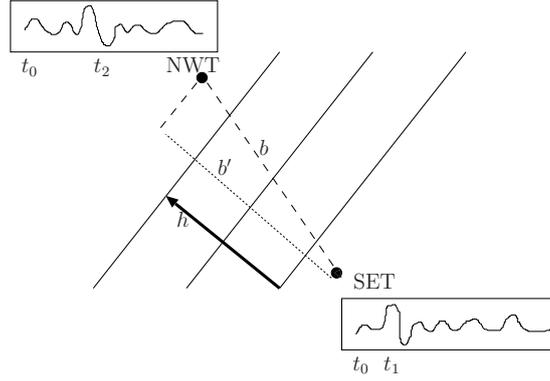


Abbildung 7.2.: Geometrie von Wind und Lidarmessungen dargestellt in der Horizontal-Ebene

Strahl gedriftet ist, ist gegeben durch

$$\tau = \frac{b'}{h} \quad \text{mit} \quad b' = b \cos(\theta - \zeta), \quad (7.4)$$

wobei b' die auf den Windvektor (mit der Orientierung θ) projizierte Basislänge ist. Eine maximale Zeitverzögerung ist demnach zu erwarten für einen Windvektor parallel zur Basislänge. Geht man von einer starren, aber räumlich nicht endlos fortgesetzten Struktur aus, so ist für diese Konfiguration auch eine maximale Korrelation der beiden Signale zu erwarten, da in diesem Fall dasselbe NLC-Volumen durch beide Strahlen driftet. Bei einer Neigung des Windvektors gegen die Basislänge werden stets unterschiedliche Volumina untersucht.

Der Zeitunterschied zwischen zwei NLC-Strukturen m_1 und m_2 kann mittels einer Kreuzkorrelations-Analyse bestimmt werden. Betrachtet man das Höhe-Zeit-Diagramm in beiden Strahlen versetzt um die Höhe dh und das Zeitintervall dt , so ist der Kreuzkorrelationskoeffizient $\text{ccf}(dt, dh)$ ein Maß für die Übereinstimmung zwischen beiden Strukturen. Die Position des maximalen ccf -Wertes im dt - dh -Raum gibt diejenige Verschiebung in Zeit und Höhe an, für die die Korrelation zwischen zwei Bildern am größten ist. Weitergehende Informationen zur Methode der Kreuzkorrelation befinden sich in Anhang A.2.

Abbildung 7.3 zeigt dies an der NLC des 29.07.2007. Ausgewählte NLC des RMR-Lidardatensatzes sind im Anhang in Abbildung C.4 dargestellt. Zu sehen sind jeweils die NLC beider Strahlen und der farblich codierte Kreuzkorrelationskoeffizient im dt - dh -Raum. Die Ähnlichkeit der jeweiligen NLC-Messungen ist auch ohne Kreuzkorrelations-Analyse augenfällig. Offensichtlich werden auf einer Zeitskala von mehreren Stunden – obwohl an unterschiedlichen Orten gemessen – nahezu identische Strukturen detektiert. Die Verschiebung, die Basislänge und der mittels Radar gemessene Windvektor sind in Tabelle 7.2 für die in Abbildung C.4 gezeigten Fälle angegeben. Die aufgespannte Basislänge variiert zwischen 21 und 56 km in 82 km Höhe abhängig von der gewählten Orientierung der beiden Laserstrahlen. Typische maximale Kreuzkorrelationskoeffizien-

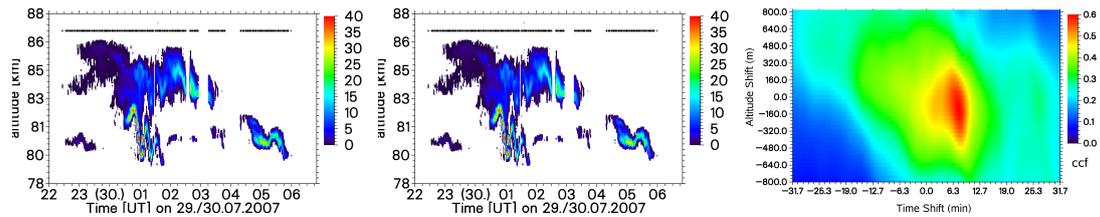


Abbildung 7.3.: NLC-Helligkeiten als Funktion der Höhe und der Zeit gemessen mit dem Nord-West-Teleskop (links) und Süd-Ost-Teleskop (Mitte). Rechts: Zugehörige Kreuzkorrelations-Matrix. Der Wert und die Position des Maximums dieser Verteilung geben die Ähnlichkeit in Prozent und die zugehörige Verschiebung in Höhe und Zeit an. (Weitere in Abbildung C.4)

ten liegen zwischen 40 und 60 % bei Zeitverschiebungen im Bereich weniger Minuten und Höhenverschiebungen von maximal 300 m.

Mit Hilfe der Gleichung 7.4 kann die Projektion der Basislänge auf den Windvektor und mit der mittleren Windgeschwindigkeit die erwartete Driftzeit bestimmt werden. Diese Werte sind rechts außen in Tabelle 7.2 angegeben und können nun mit den aus der Kreuzkorrelation ermittelten Werten verglichen werden. Obwohl die Größenordnung der Werte übereinstimmt, ist kein eindeutiger Zusammenhang erkennbar. Der Fehler der aus der Kreuzkorrelation bestimmten Driftzeit läßt sich anhand von Abbildung C.4 abschätzen. Lediglich Fall (a) und (e) weisen ein deutliches, in der Zeit lokalisiertes Maximum auf. In den anderen Fällen beträgt die Breite des Maximums 20 und mehr Minuten. Die Windgeschwindigkeit über einen Zeitraum von mehreren Stunden betrachtet ist ebenfalls sehr variabel. Stehen Daten von sowohl MF- als auch Meteor-Radar zur Verfügung, so wurde der Mittelwert gebildet. Vor allem in den Fällen (a), (b) und (d) ist der Wind sehr variabel mit sich ändernder Windstärke und -richtung. In den Fällen (c) und (e) herrschen stabilere Windverhältnisse. Bei (c) ist der Windvektor nahezu parallel zur Basislänge, bei (e) orthogonal. Diese beiden Fälle werden nun näher untersucht.

Um die Ähnlichkeit von Strukturen bestimmter Größe zu bestimmen ist eine Modifikation der Kreuzkorrelations-Analyse geeignet, in der eines der beiden Bilder durch ein Fenster ausgeschnitten wird. Hier wird eine der beiden NLC in Zeitabschnitte von 2 h geteilt. Durch Untersuchung der einzelnen Abschnitte kann somit der ccf-Wert in der Zeit aufgelöst werden. In den untersuchten Fällen waren diese Werte immer geringer als das Ergebnis der Kreuzkorrelations-Analyse der gesamten NLC. Dies bedeutet, daß die Ähnlichkeit auf Skalen > 2 h größer ist als auf Skalen ≤ 2 h. Tabelle 7.3 gibt die Ergebnisse der Untersuchung der Fälle (c) und (e) an. Bezüglich der mittels Kreuzkorrelations-Analyse ermittelten Zeitverschiebungen τ ergibt sich in beiden Fällen kein einheitliches Bild. Obwohl die Werte in der Größenordnung der mit den aus den Winddaten erwarteten Verschiebungen liegen, ist keine direkte Korrelation erkennbar. Dies kann mehrere Gründe haben. Zum einen könnte in Zeitintervallen von 2 h die Strukturierung der NLC zu gering sein, so daß nur eine ungenaue Zeitverschiebung bestimmt werden kann. Trotzdem sind auch auf diesen Zeitskalen noch deutliche Strukturen erkennbar. Eine weitere

Tabelle 7.2.: Berechnete Daten zu den in Abbildung C.4 dargestellten Doppellidar-Beobachtungen bezogen auf die Höhe 82 km

	Datum	Basislänge b (km)	Orientierung ζ ($^\circ$)	ccf (%)	dt (min)	dz (m)	Wind h (m/s)	Windrichtung ($^\circ$)	τ (min)
(a)	8.7.02	56.1	90	40	0	140	49	242	16.8
(b)	2.7.04	56.1	180	57	1.5	280	33	239	14.4
(c)	3.7.04	56.1	90	66	9.7	-200	57	261	16.1
(d)	4.7.07	38.7	135	64	7.7	120	33	216	3.1
(e)	29.7.07	21.2	150	60	7.6	-120	40	235	0.8

Tabelle 7.3.: Doppellidar-NLC und Wind-Analyse

	Datum	dt (min)	ccf (%)	Wind h (m/s)	Winkel θ ($^\circ$)	b' (km)	τ (min)
(c)	3.7.07, 23:00	-6.7	15 %	56	215	-32.2	-9.6
	4.7.07, 1:00	-30	57 %	59	254	-53.9	-15.2
	4.7.07, 3:00	13	49 %	61	281	-55.1	-15.1
	4.7.07, 5:00	9	31 %	50	295	-50.8	-16.9
(e)	29.7.07, 23:00	-32	2 %	40	223	2.6	1.1
	30.7.07, 1:00	7.9	50 %	33	222	6.6	3.3
	30.7.07, 3:00	1.9	40 %	45	250	-3.7	-1.4

Fehlerquelle ist die Bestimmung der Basislänge und des Windes in einer festen Höhen von 82 km während die tatsächliche NLC-Höhe variabel ist. Eine Änderung des Windes kann sowohl auf der betrachteten Zeitskala als auch in anderen Höhen stattfinden. Die Annahme einer starren NLC, die mit dem Wind transportiert wird, ist ebenfalls vereinfachend. Die zeitliche Entwicklung von NLC beobachtet mit Kameras (siehe Abbildung C.9) zeigen manchmal eine Bewegung der kleinen Strukturen entgegengesetzt zu der Bewegungsrichtung der gesamten NLC (z.B. *Baumgarten et al.* (2009)). In diesem Sinne könnten mit weiteren Untersuchungen möglicherweise die Geschwindigkeiten von Wellenbewegungen relativ zu dem Hintergrundwind bestimmt werden.

Zusammenfassung / Fazit

Die Interpretation von kombinierten Betrachtungen von Doppellidar-Beobachtungen und Winddaten ist aufwendig. Auf der einen Seite sind die Ergebnisse der Kreuzkorrelations-Analysen vielfältig: Es können in der Korrelationsmatrix einzelne oder mehrfache, scharfe oder breite Maxima entstehen, abhängig davon, wie detailreich und eindeutig einzelne NLC-Strukturen sind. Darüber hinaus beeinflusst die Wahl der Fenstergröße maßgeblich die mittels Kreuzkorrelation berechneten Koeffizienten.

Die starken Gradienten der Windgeschwindigkeit in NLC-Höhe, die durch die räumliche Nähe zur Windumkehr in Mesopausenhöhe bedingt sind, erschweren die Interpretation auf kurzen Zeitskalen. Auf der Zeitskala von mehreren Stunden wiederum herrscht meist ein stabiler Ostwind vor. Auf dieser Skala zeigt sich eine deutliche Ähnlichkeit zwischen den beiden NLC-Messungen.

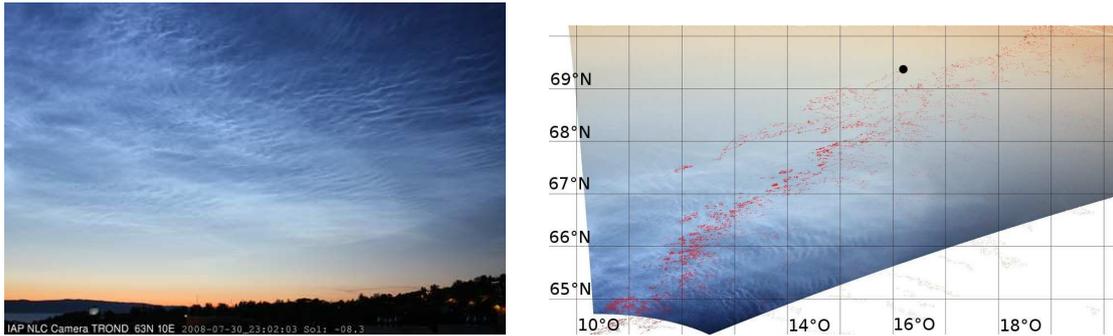


Abbildung 7.4.: NLC aufgenommen am 30.7.2008 um 23:02 UT mit der Kamera in Trondheim. Links: Originalbild der Kamera, rechts: Projektion des Bildes. Eingezeichnet sind die Längen- und Breitengrade und die norwegische Küstenlinie (rote Linie) sowie das ALOMAR-Observatorium (schwarzer Punkt).

7.2. NLC-Kamera Trondheim

Mit Hilfe von Kamera-Netzwerken, die NLC beobachten, können Detektionswahrscheinlichkeiten, die geographische Verteilung der Wolken und deren Helligkeit untersucht werden (*Dalin et al.*, 2008). Im Einzelfall lassen sich den sichtbaren NLC-Strukturen Wellenlängen zuordnen ähnlich dem bereits 1962 von *Witt* (1962) angewandten Verfahren. *Stebel et al.* (2000) kombinierten NLC-Aufnahmen von Kameras mit Lidar-Beobachtungen von NLC. Zur großflächigen Beobachtung von NLC unterhält das IAP ein Kamera-Netzwerk mit Stationen in Trondheim, Kühlungsborn, Juliusruh auf Rügen, Katlenburg-Lindau, Collm, Pic du Midi in Frankreich und Calar Alto in Spanien. Die Kamera in Trondheim befindet sich mit 63°N , 10°O etwa 800 km südlich von ALOMAR und beobachtet den Himmel über dem Observatorium. Es handelt sich um eine digitale Spiegelreflex-Kamera (Typ Canon EOS 450D) mit einer Auflösung von 4272×2848 Pixeln. In das Kamerasystem integriert ist eine Steuereinheit, die die Aufnahmezeit den Belichtungsverhältnissen anpasst. Die Kamera nimmt tagsüber typischerweise 1 Bild alle 5 min auf, nachts wird im NLC-Modus die Rate auf 1 Bild pro 15 s erhöht. Die Bilder werden im JPEG-Format gespeichert und automatisch übertragen. Abbildung 7.4 zeigt eine Aufnahme der Kamera vom 30.07.2008, 23:02 UT, mit 0.6 s Belichtungszeit und einer Blende von $f/4.0$.

Um einen Vergleich mit dem RMR-Lidar in ALOMAR zu ermöglichen und ortsaufgelöste Daten aus den Bildern zu gewinnen, ist es notwendig, die Bilder in NLC-Höhe auf die Erdoberfläche zu projizieren. Die hierzu notwendigen Winkel zur Beschreibung der Kameraausrichtung werden mit Hilfe von Bildern bestimmt, in denen Sterne sichtbar sind. Ein Raytracing-Algorithmus berechnet für jedes Pixel des Bildes unter Berücksichtigung der atmosphärischen Brechung die geographische Breite und Länge in 83 km Höhe (*Kaifler*, 2008). Das auf diese Weise entstandene Bild ist in Abbildung 7.4 (rechts) dargestellt. Zur besseren Orientierung ist darin die Küstenlinie Nordnorwegens sowie der Standort

von ALOMAR eingezeichnet. Durch die Abbildung der NLC wird die Auflösung breitenabhängig. Auf dem 66. Breitengrad ist das Bild 270 km breit, dies entspricht einer Auflösung von 63 m pro Pixel. Durch Veränderung der Brennweite kann die horizontale Auflösung in der Bildebene weiter erhöht werden, die Integration entlang des Sehstrahls (ca. 500 m) bleibt jedoch bestehen.

Wie bei einem Lidar werden die NLC-Beobachtungen durch Wolken in der Troposphäre behindert. Die für NLC-Auswertung geeigneten Aufnahmen sind auf die Zeit der Dämmerung beschränkt. In Trondheim sinkt die Sonne um die Zeit der Sonnenwende nicht unter -6 Grad Elevation, was bedeutet, daß nur das Ende der NLC-Saison mit der Kamera erfaßt werden kann. Tabelle C.3 listet die erfolgreichen NLC-Beobachtungen der letzten zwei Jahre auf. Aufgrund der Entfernung zwischen ALOMAR und Kamerastandort waren wetterbedingt keine simultanen Beobachtungen mit dem RMR-Lidar möglich.

Dennoch erlaubt die Analyse der Bilder qualitative Vergleiche mit den mit Lidar beobachteten leuchtenden Nachtwolken. Die Kamera liefert zeitaufgelöste Daten und die Projektion erlaubt eine Zuordnung zu geographischer Länge und Breite, jedoch keine Information über die absolute Höhe. Durch den schiefen Beobachtungswinkel wird entlang der Beobachtungsachse die Intensität integriert. Eine Auflösung der vertikalen Struktur ist mit der Kamera nicht möglich. Zudem ist eine Kalibrierung der Helligkeit wegen den sich ändernden Belichtungsverhältnissen schwierig. Aus diesem Grund lassen sich bisher nur relative Helligkeiten auswerten.

Aus der Helligkeit entlang eines Schnittes durch ein projiziertes Bild kann mittels Frequenzanalyse die horizontale Wellenlänge in NLC-Höhe bestimmt werden. Die Verfolgung der Helligkeit eines festen Punktes in einer Sequenz von Bildern liefert die Schwingungsperiode in der Zeit. Auf diese Art können den auf den Bildern identifizierten Strukturen, beispielsweise Bändern, Wellenlängen zugeordnet werden. Abbildung 7.5 demonstriert dies an einem Schnitt entlang des 66. Breitenkreises. Die Wavelet-Transformation ergibt eine typische Wellenlänge von 10 – 20 km bei einem Abstand von 300 km.

In Zukunft können so bei simultanen Beobachtungen mit dieser Methode zusätzliche Informationen über horizontale Wellenlängen aus der gemeinsamen Messung von Lidar und Kamera gewonnen werden. Durch die Projektion der Bilder in 82 km Höhe kann die Position des Laserstrahls in der von der Kamera beobachteten NLC bestimmt werden. Eine umfangreichere Auswertung der Kamera-Bilder bietet sich für weiterführende Arbeiten an. Die farbigen Aufnahmen der Kamera liefern Informationen im grünen, roten und blauen Spektralbereich, wobei jedoch die Empfindlichkeit der Kamera für die verschiedenen Wellenlängen zur Zeit nicht genau bekannt ist. Dennoch können für die Kamera typische Verhältnisse der Farben von NLC und Bildern ohne NLC bestimmt werden. Weiter wird zur Untersuchung von Bildern in der Bildverarbeitung oft eine Hauptkomponentenanalyse (engl. PCA, *Principal Component Analysis*) angewendet. Dies ist eine Transformation auf Hauptachsen der Kovarianzmatrix und entspricht damit einer Zerlegung einer Bildfolge in ihre Eigenbilder. Die Folge der Eigenbilder enthält steigende

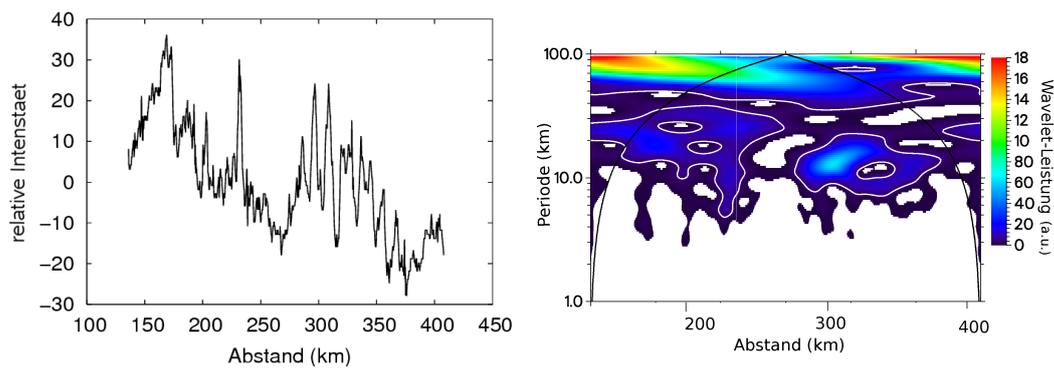


Abbildung 7.5.: Wavelet-Analyse eines Schnittes durch das Bild entlang des 66. Breitengrades (links). Rechts ist die Periode in km über den Abstand aufgetragen.

Information über die variablen Anteile der Urbilder. Ziele einer solchen Analyse können zum einen eine weitere Trennung der NLC vom Untergrund sowie Aufschlüsse über die zeitliche Variabilität und auftretende Frequenzen der gesamten NLC sein.

7.3. PMSE

PMSE sind starke Radarechos, die u.a. von VHF-Radars bei einer Bragg-Wellenlänge von 3 m beobachtet werden. Sie werden erzeugt durch Streuung an Irregularitäten der Elektronendichte und treten während der Sommermonate in einem Höhenbereich zwischen 80 und 93 km auf. Zwischen NLC und PMSE besteht ein enger Zusammenhang. NLC-Teilchen können aus den PMSE verursachenden kleineren Eis-Teilchen durch Anwachsen des Partikelradius während der Sedimentation hervorgehen. Sobald der Radius der Eis-Teilchen groß genug ist, werden die Teilchen für das Lidar sichtbar. Die weiter absinkenden NLC-Teilchen sublimieren bei Erreichen der 150 K-Linie, wobei sich ihr Radius schnell verkleinert. NLC treten deswegen vornehmlich im unteren Höhenbereich von PMSE auf. Aus der Differenz der Unterkanten von PMSE und NLC, der sogenannten Schmelzzone, können somit Rückschlüsse auf die Lebensdauer der Teilchen gezogen werden.

7.3.1. Vergleich NLC- und PMSE-Höhen

Simultane und im gleichen Volumen stattfindende Messungen von PMSE und NLC durch Radar und Lidar gelangen erstmals *Nussbaumer et al. (1996)*, die eine Kopplung zwischen beiden Phänomenen beobachteten. *von Zahn und Bremer (1999)* klassifizierten auf der Basis eines größeren Datensatzes, der ebenfalls mit dem RMR-Lidar und dem ALOMAR SOUSY-Radars gewonnen wurde, NLC- und PMSE-Ereignisse. In 63 % der Zeit traten NLC und PMSE gemeinsam auf, wobei die Unterkanten übereinstimmten.

Im folgenden werden PMSE-Messungen des ALWIN-Radar (A) aus den Jahren 1999–

Tabelle 7.4.: PMSE und NLC-Beobachtungen 1999–2008

Datensatz	# Messungen	Tage
PMSE (\mathbb{A})	97476	862
NLC (\mathbb{L})	59633	628
$\mathbb{A} \cap \mathbb{L}$	35767	243

Tabelle 7.5.: Mittlere Höhen und Standardabweichungen von PMSE und NLC

	PMSE	NLC
z_{\min} (km)	81.7 ± 2.0	82.5 ± 1.5
z_{peak} (km)	84.2 ± 1.8	83.2 ± 1.6
z_{\max} (km)	87.8 ± 2.8	84.2 ± 1.8

2008 mit dem NLC-Datensatz des RMR-Lidar (\mathbb{L}) verglichen. Tabelle 7.4 gibt einen Überblick über den Umfang der Datensätze. Weitere Informationen zu dem PMSE-Datensatz finden sich in Kapitel 3.2.2. Für die gleichzeitigen NLC- und PMSE-Beobachtungen ($\mathbb{A} \cap \mathbb{L}$) werden die minimale Höhe z_{\min} , die Schwerpunktshöhe z_{peak} und die maximale Höhe z_{\max} für NLC und PMSE bestimmt. Die jeweiligen Mittelwerte sind in Tabelle 7.5 angegeben. PMSE treten in einem größeren Höhenbereich auf als NLC und ihre vertikale Ausdehnung liegt zwischen 82 und 88 km. NLC hingegen treten lediglich im unteren Drittel dieses Höhenbereiches auf und sind im Mittel nur 2 km hoch. Gemeinsam auftretende PMSE- und NLC-Schichten zeigen oft ähnliche vertikale Schwankungen, was auf eine starke Kopplung schließen läßt. Zwischen den Unterkanten von NLC und PMSE besteht eine direkte lineare Korrelation.

Auf Basis der Einzelmessungen werden die z_{\min} von NLC und PMSE aller gleichzeitig beobachteten Daten direkt miteinander verglichen. Abbildung 7.6 (links) zeigt ein Histogramm der Differenz beider Werte. Das Maximum bei Null bestätigt die Übereinstimmung der Unterkanten. In etwa 40 % der Messungen weichen die z_{\min} weniger als 1 km voneinander ab, und in knapp 70 % beträgt diese Abweichung nicht mehr als 2 km. In fast allen Fällen befindet sich die Unterkante der NLC in größerer Höhe als die Unterkante der PMSE. Die NLC ist also in die PMSE eingebettet. Um einen mittleren Abstand von 0.8 km zwischen der Unterkante der NLC zur Unterkante der PMSE zu überwinden, benötigen Eis-Teilchen mit typischen Fallgeschwindigkeiten von 0.08 m s^{-1} ungefähr 2.8 h. Diese Zeitspanne vergeht bis die Teilchen, die gerade nicht mehr mit dem Lidar sichtbar sind, auch keine PMSE mehr verursachen.

7.3.2. Mehrfachsichten in PMSE

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Algorithmen zur Detektion von Mehrfachsichten können ebenfalls auf PMSE-Daten angewandt werden. Dabei muß lediglich die PMSE „ausgeschnitten“ werden, indem alle Werte, die unter ein definiertes Signal-Rausch-Verhältnis fallen, auf Null gesetzt werden. Um der unterschiedlichen Höhenauflösung gerecht zu werden, wird für die Schichtdetektion lediglich die geforderte Minimalhöhe einer Schicht von fünf auf drei Höhenbins herabgesetzt. Mehrfachsichten treten

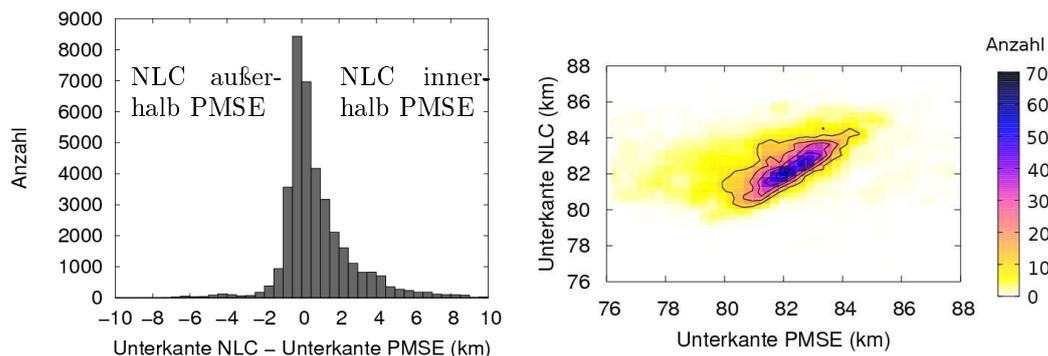


Abbildung 7.6.: Unterkanten von NLC und PMSE. Links ist die Differenz von z_{\min} von NLC und PMSE als Histogramm aufgetragen. Rechts sind beide Werte von gemeinsamen Ereignissen gegeneinander als Verteilung dargestellt.

Tabelle 7.6.: Ergebnis der Schichterkennung

	PMSE	NLC
Anzahl Dateien	936	698
mittlere Anzahl Schichten pro Stunde	1.23	1.19
Einfachschichten (%)	82.5	89.4
Doppelschichten (%)	16.4	9.8
Dreifachschichten (%)	0.9	0.8
Höhe Monoschicht (km)	84.8 ± 1.9	82.9 ± 1.2
Höhe Schicht 1 (km)	83.2 ± 1.8	82.4 ± 1.3
Höhe Schicht 2 (km)	87.1 ± 1.9	84.0 ± 1.2

in PMSE ebenso auf wie in NLC. Abbildung C.7 zeigt zwei Beispiele mit deutlich voneinander getrennten Schichten. Die Ergebnisse der Analyse der am 27. Juni und 14. Juli 2007 gewonnenen Meßdaten sind in Tabelle C.2 aufgeführt (Anhang C.6).

Angewandt auf den gesamten Datensatz liefert die Schichterkennung die in Tabelle 7.6 zusammengefaßten Werte. Zum Vergleich sind die Ergebnisse des RMR-Datensatzes mit aufgeführt. Anders als erwartet treten Mehrfachschichten seltener auf als bei *Hoffmann et al.* (2005) (17% im Vergleich zu 50%), wobei der Unterschied vermutlich auf die verschiedenen Algorithmen zurückzuführen ist. Der in dieser Arbeit benutzte Algorithmus liefert für die mittlere Anzahl der Schichten in PMSE ($n = 1.23$) leicht höhere Werte als für NLC ($n = 1.19$). Dreifachschichten werden in beiden Datensätzen etwa gleich oft detektiert. Die Erkennung der ersten und zweiten Schicht einer doppelschichtigen Struktur spiegelt den großen Höhenbereich wider, in dem PMSE auftritt. Die zweite Schicht befindet sich in 87.1 km Höhe, fast 3 km über der zweiten NLC-Schicht.

Im folgenden wird auf einen ausgewählten PMSE-Datensatz des auf Spitzbergen installierten SOUSY-Radar näher eingegangen. Diese PMSE zeigt eine Schicht mit deutlicher Wellenstruktur. Mit Hilfe der Schichtanalyse muß diese Schicht jedoch zunächst aus dem gesamten Datensatz isoliert werden. Abbildung 7.7 (links) stellt die Ergebnisse der Schichtdetektion graphisch dar. Farblich hinterlegt sind die erkannten Schichten zwischen der minimalen und maximalen Höhe. Die schwarzen Punkte geben die Höhe

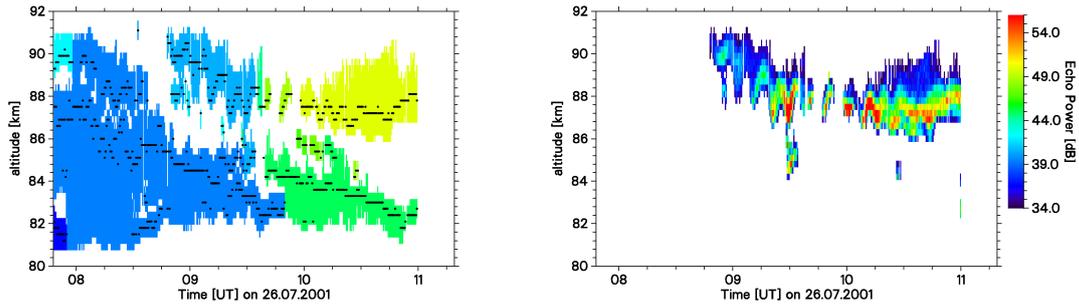


Abbildung 7.7.: SOUSY-PMSE-Daten. Links: PMSE nach der Schichtdetektion, die schwarzen Punkte markieren z_{peak} der jeweiligen Schicht. Rechts: Die anhand der Schichtnummern (links farbig dargestellt) ausgewählte Schicht.

der maximalen Signalstärke pro Schicht an. Sind pro Zeiteinheit mehrere dieser Werte aufgetragen, so wurde eine Mehrfachschicht erkannt. Zwischen 10:00 und 10:30 Uhr ist beispielsweise eine deutliche Dreifachschicht sichtbar, ebenso um 9:30 Uhr.

Zur Vereinfachung einer manuellen Schichtauswahl wurden alle verbundenen Schichten gleich eingefärbt. Die hier interessante Schicht liegt zwischen 9 und 11 Uhr in einem Höhenbereich zwischen 86 und 91 km. Die Schicht kann nun anhand ihrer Schichtnummer im Datensatz ausgewählt werden (7.7, rechts) und nach erneuter Analyse auf Frequenzen untersucht werden (siehe auch Kapitel 6.3.1).

7.3.3. Frequenzanalyse einer PMSE-Schicht

Die Höhe z_{peak} , die in der ausgewählten Schicht bestimmt wurde, wird nach der Interpolation einzelner fehlender Werte und Subtraktion des Mittelwertes von 88.1 km wavelet-transformiert. Zum besseren manuellen Vergleich der Wellenlängen wurde die Zeitreihe zusätzlich mit einem Fenster von 3 Werten (entsprechend 90 s) geglättet. Sie ist in Abbildung 7.8 gemeinsam mit dem Wavelet-Spektrum dargestellt.

Die direkt aus der Zeitreihe durch Abmessen bestimmten Perioden sind in Tabelle 7.7 den durch die Wavelet-Transformation ermittelten Perioden gegenübergestellt. Der angegebene Bereich für die Wavelet-Periode ist die Variation der stärksten Periode. Wie im Wavelet-Spektrum ersichtlich ist die Breite pro Zeit mit 2–3 Minuten relativ groß. Deutlich zutage tritt die Welle im ersten Teil der Zeitreihe zwischen 9:00 und 9:40 Uhr. In diesem Zeitraum stimmen die mit beiden Methoden ermittelten Perioden auch gut überein. Im Mittel ergeben sich 9.4 min. Die Wavelet-Analyse ist zwischen 9:40 und 10 Uhr allerdings wesentlich durch zwei Fehlstellen beeinflusst. Hier dominiert eine Periode von 42 Minuten, die wahrscheinlich ein durch die Interpolation verursachtes Artefakt ist. Das Band um 9 min setzt sich daran anschließend fort, mit stetig zunehmender Periode, allerdings deutlich schwächer als im ersten Teil.

Das über die Zeit gemittelte Wavelet-Spektrum und das Fourier-Spektrum (hier nicht gezeigt) weisen jeweils eine vorherrschende Periode zwischen 7.8 – 8.4 min auf. Ein Peak, der nur im Wavelet-Spektrum auftritt, liegt zwischen 18 – 24 min. Ein weiterer etwas

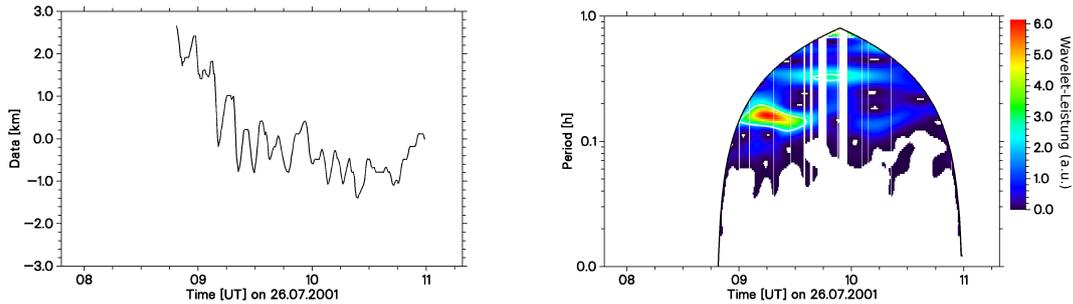


Abbildung 7.8.: Frequenzanalyse der PMSE-Schicht in 7.7 (rechts). Zeitserie z_{peak} (links) und Wavelet-Spektrum der Zeitserie (rechts)

Tabelle 7.7.: Vergleich von manuell durch Ablesen ermittelten Werte mit Ergebnissen der Wavelet-Transformation.

Uhrzeit	Wavelet	manuell
9:00 – 9:30	9.2 – 9.8 min	9.42, 8.88, 9.42 min
9:30 – 9:40	8.9 – 9.2 min	7.74, 8.28 min
9:40 – 10:00	-	9.96, 11.4 min
10:00 – 10:30	8.9 – 9.8 min (schwach)	9.42, 7.2, 9.42, (12.18) min

schwächerer Peak bei 4.8 min ist wiederum in beiden Spektren sichtbar. Die mittlere Steigung der Spektren sind -1.76 für das Fourier- und -1.85 für das Wavelet-Spektrum, und zeigen somit einen ähnlichen Verlauf wie die Spektren der NLC-Daten.

Der in Abbildung 7.8 gezeigte Fall demonstriert die erfolgreiche Frequenzanalyse am Beispiel einer deutlich ausgeprägten Oszillation einer PMSE-Schicht. Die manuell ermittelte Periode stimmt überein mit dem durch Wavelet-Transformation bestimmten Wert von ≈ 9.4 Minuten.

Zusammenfassung/Fazit

NLC und PMSE weisen ähnliche Eigenschaften auf. Obwohl die Wellenlänge und der Mechanismus der Streuung deutlich verschieden und die PMSE-Theorie sehr komplex ist, beruhen beide Phänomene auf der Existenz von Eis-Teilchen unterschiedlicher Größe in der Mesopausenregion.

PMSE- und NLC-Daten können gemeinsam in hoher zeitlicher Auflösung untersucht werden. NLC befinden sich meist in der unteren Hälfte der PMSE-Schicht, wobei die Unterkanten in den meisten Fällen sehr genau übereinstimmen. NLC weisen dieselben Bewegungsmuster wie PMSE auf. Die Methoden der Analyse der NLC-Daten können nach dem Abschneiden eines zu bestimmenden Signal-Rausch-Verhältnisses ebenso auf PMSE-Radar-Daten angewandt werden, da die wesentlichen Merkmale identisch sind (Rückstreuverhältnis bzw. Leistung pro Höhe und Zeit, ausgeprägte Schichten und Variationen in Höhe und Helligkeit wie bei NLC). Dies wurde an dem Beispiel des SOUSY-Radar Spitzbergen vom 26. Juli 2001 gezeigt. Durch Schichtselektion und Frequenz-

Tabelle 7.8.: Datensätze \mathbb{N}_1 und \mathbb{N}_2 : Meßstunden pro Jahr in 82 km Höhe

\mathbb{N}_1 (keine NLC)								
# Meßstunden	2000	2002	2003	2004	2005	2007	2008	Summe
MF	13	18	7	94	37	139	139	592
Meteor	0	101	111	165	125	160	40	702
\mathbb{N}_2 (NLC)								
# Meßstunden	2000	2002	2003	2004	2005	2007	2008	Summe
MF	28	7	6	65	15	121	116	358
Meteor	0	17	58	98	72	157	55	457

analyse der oberen Schicht konnte ein fast durchgehendes Frequenzband um etwa 9 min identifiziert werden. Das zeitgemittelte Wavelet-Spektrum ist vergleichbar mit dem Fourier-Spektrum.

Mehrfache Schichten treten in beiden Datensätzen auf. Es ergeben sich vergleichbare Detektionswahrscheinlichkeiten mit etwa 17% Mehrfachschichten für PMSE und 11% für NLC. Diese Werte hängen jedoch von Rauschentfernungs-Algorithmen ab und sind sicher beeinflusst durch die unterschiedlichen Höhenauflösungen der beiden Instrumente.

7.4. Wind

Die Kombination von Wind- und NLC-Daten erlaubt die Untersuchung des horizontalen Wind-Feldes in NLC-Höhe im Hinblick auf besondere NLC-Fälle, wie das Auftreten von NLC allgemein, mehrschichtige NLC oder besonders helle NLC.

Die Vereinigungsmenge von MF- und Meteor-Daten sei mit \mathbb{W} (Wind) bezeichnet. Für sie ergibt sich für die Sommermonate im Mittel eine zonale Windkomponente von $u = -19.6 \pm 3.7 \text{ ms}^{-1}$ und eine meridionale Komponente von $v = -4.1 \pm 3.5 \text{ ms}^{-1}$ in 80–85 km Höhe. Der zugrunde liegende Datensatz ist in Kapitel 3 beschrieben. Die zur Analyse zur Verfügung stehenden Daten sind als Kombination stündlicher Mittelwerte der Wind- und NLC-Daten durch die Schnittmenge $\mathbb{W} \cap \mathbb{L}$ gegeben. Für die Analyse stehen etwa 950 bzw. 1150 h MF-/Meteor-Radarwinde während der Lidarmessungen zur Verfügung.

7.4.1. Wind und Auftreten von NLC

Zur Untersuchung von NLC-Bedingungen wird der Datensatz $\mathbb{W} \cap \mathbb{L}$ weiter unterteilt. Die Menge \mathbb{N}_2 enthält alle Winddaten mit bestätigtem Auftreten von NLC, wohingegen \mathbb{N}_1 alle Winddaten enthält, in denen zwar mit dem Lidar gemessen wurde, aber keine NLC auftrat:

$$\mathbb{N}_1 = \{\mathbb{W} \cap \mathbb{L} | \neg \text{NLC}\} \quad (7.5)$$

$$\mathbb{N}_2 = \{\mathbb{W} \cap \mathbb{L} | \text{NLC}\} \quad (7.6)$$

Tabelle 7.9.: Mittlere Windgeschwindigkeiten für Wind allgemein (\mathbb{W}), Wind in Abwesenheit (\mathbb{N}_1) und Gegenwart von NLC (\mathbb{N}_2). Die fettgedruckten Werte beziehen sich auf die NLC-Höhe.

Zonalwind u (m s^{-1})	\mathbb{W}	\mathbb{N}_1	\mathbb{N}_2
78 km	-21.2 ± 3.6	-27.6 ± 2.9	-31.0 ± 3.1
80–85 km	-19.6 ± 3.7	-20.3 ± 3.4	-27.9 ± 3.5
88 km	-4.7 ± 4.0	-3.0 ± 4.0	-10.2 ± 4.1
Meridionalwind v (m s^{-1})	\mathbb{W}	\mathbb{N}_1	\mathbb{N}_2
78 km	1.3 ± 2.9	2.4 ± 2.8	-3.2 ± 3.1
80–85 km	-4.1 ± 3.5	-3.1 ± 3.4	-10.1 ± 3.7
88 km	-7.3 ± 3.9	-7.1 ± 3.9	-10.5 ± 4.0

In Tabelle 7.8 sind die Meßstunden pro Jahr für die Mengen \mathbb{N}_1 und \mathbb{N}_2 aufgeschlüsselt. Für beide Mengen werden nun unabhängig voneinander die mittleren Windgeschwindigkeiten ermittelt. Die berechneten Werte sind in Tabelle 7.9 aufgelistet. Im NLC-Fall \mathbb{N}_2 tritt eine deutliche Erhöhung des Zonalwindes um $\Delta u = -7.4 \text{ m s}^{-1}$ gegenüber \mathbb{N}_1 auf. Ebenso ist die Meridionalkomponente um $\Delta v = 7.0 \text{ m s}^{-1}$ erhöht, was jeweils fast dem doppelten Fehler des Mittelwertes entspricht. Das bedeutet, daß während der Beobachtung von NLC der Transport aus Richtung Nord-Ost erhöht ist. Die entsprechenden Verteilungen in 80–85 km Höhe sind in Abbildung 7.9 gezeigt.

Eine zur Interpretation besser geeignete Darstellung liefert die Abbildungen 7.10. Hier ist das Verhältnis der Verteilung \mathbb{N}_1 oder \mathbb{N}_2 zu $\mathbb{W} \cap \mathbb{L}$ aufgetragen. Das Verhältnis einer der beiden Untermengen zu dieser Summe gibt die Wahrscheinlichkeit zwischen 0 und 1 derjenigen Werte des Windes an, für die NLC auftreten oder nicht auftreten. Falls kein Zusammenhang zwischen dem Auftreten von NLC und dem Horizontalwind besteht, \mathbb{N}_2 also zufällig aus $\mathbb{W} \cap \mathbb{L}$ ausgewählt wäre, so würde man eine konstante Verteilung erwarten, aus der keine Vorzugsrichtung abgeleitet werden kann. Da die Mengen \mathbb{N}_1 und \mathbb{N}_2 aber schon zueinander eine Verschiebung aufweisen, zeigt auch diese Darstellung eine deutliche Separation in NW-SO-Richtung. Keine NLC treten vornehmlich auf bei Windgeschwindigkeiten um Null. Die Abwesenheit von NLC ist besonders wahrscheinlich bei Wind aus Südwesten. Die besten NLC-Bedingungen herrschen bei Nordost- und starken Ostwind. Unter der Annahme, daß kalte Luft vornehmlich aus Norden über den Beobachtungsort transportiert wird und diese Bedingungen optimal für die NLC-Bildung sind, ist das Ergebnis in Einklang mit der Erwartung.

7.4.2. Zusammenhang zwischen Wind und NLC-Helligkeit und -Mehrfachschichten

Eine weitere Unterteilung des Datensatzes \mathbb{N}_2 nach der Helligkeit der NLC erlaubt eine gesonderte Betrachtung von hellen und schwachen NLC. Als Schwelle wurde hier

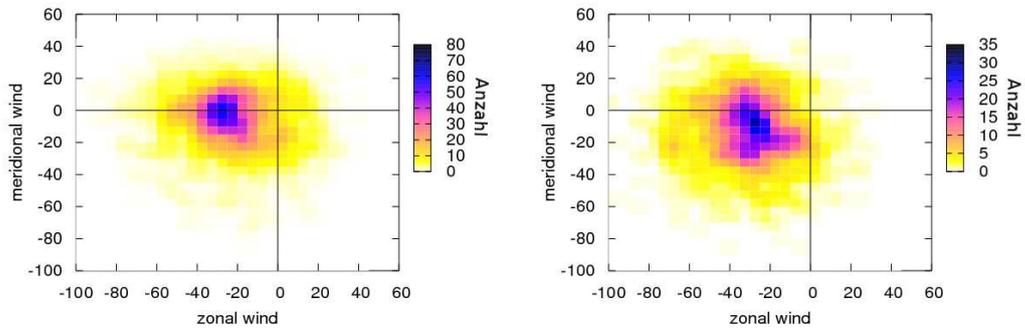


Abbildung 7.9.: Wind-Verteilungen für bestimmte NLC-Bedingungen. Verteilung der Werte der Menge N_1 (keine NLC, linke Grafik) und die Werte der Menge N_2 (NLC) (rechte Grafik).

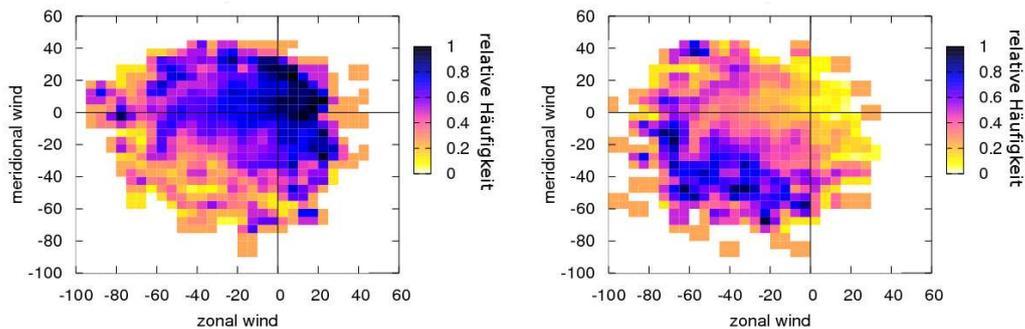
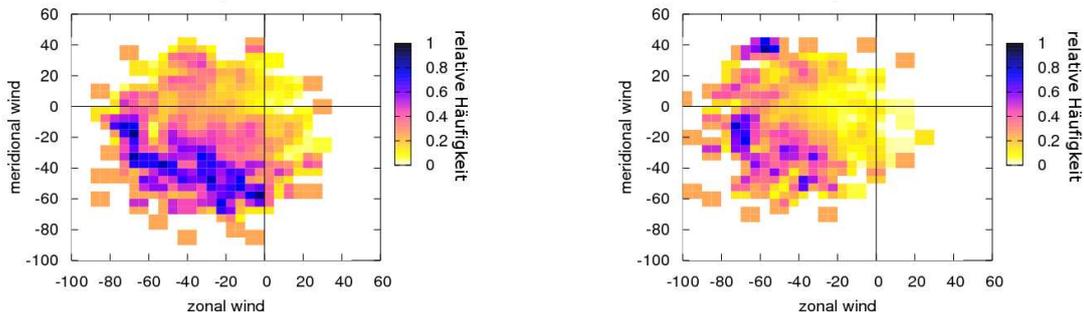


Abbildung 7.10.: Relative Häufigkeitsverteilung der Windgeschwindigkeit während NLC (rechts) und während der Abwesenheit von NLC (links). Das dargestellte Verhältnis $\frac{N_{1,2}}{W_{NLC}}$ ist ein Maß für das Fehlen von NLC oder das Auftreten von NLC.

Tabelle 7.10.: Mittlere Windgeschwindigkeiten für alle (\mathbb{N}_2), schwache (\mathbb{H}_1) und helle (\mathbb{H}_2) NLC

Zonalwind $u(\text{ms}^{-1})$	\mathbb{N}_2	\mathbb{H}_1	\mathbb{H}_2
78 km	-31.0 ± 3.1	-29.1 ± 3.1	-35.2 ± 3.1
80–85 km	-27.9 ± 3.5	-24.9 ± 3.3	-34.5 ± 3.9
86 km	-17.4 ± 3.5	-14.7 ± 3.4	-23.5 ± 3.6
Meridionalwind $v(\text{ms}^{-1})$	\mathbb{N}_2	\mathbb{H}_1	\mathbb{H}_2
78 km	-3.2 ± 3.1	-3.4 ± 3.1	-2.8 ± 3.3
80–85 km	-10.1 ± 3.7	-11.3 ± 3.8	-7.3 ± 3.9
86 km	-7.9 ± 3.6	-8.0 ± 3.7	-7.0 ± 3.8


 Abbildung 7.11.: Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von NLC bei bestimmten Windverhältnissen für: schwache NLC (links, $\frac{\mathbb{H}_1}{\mathbb{N}_2}$) und helle NLC (rechts, $\frac{\mathbb{H}_2}{\mathbb{N}_2}$)

$\beta = 20 \times 10^{-10} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ gewählt.

$$\mathbb{H}_1 = \{\mathbb{N}_1 | \beta \leq 20\} \text{ und } \mathbb{H}_2 = \{\mathbb{N}_1 | \beta > 20\} \quad (7.7)$$

Tabelle 7.10 gibt die Wind-Mittelwerte der Verteilungen \mathbb{H}_1 und \mathbb{H}_2 an und in Abbildung 7.11 ist das Verhältnis auf die gleiche Weise wie zuvor dargestellt: in 7.11 (links) für schwache NLC als $\frac{\mathbb{H}_1}{\mathbb{N}_2}$ und für starke NLC (rechts) als $\frac{\mathbb{H}_2}{\mathbb{N}_2}$. Helle NLC treten überwiegend bei starkem Ostwind in der Größenordnung von 60 m s^{-1} auf, wohin gegen schwache NLC sich im Mittel bei Wind aus Nordost mit Komponenten von 40 m s^{-1} bilden.

Die Kombination von Wind und hellen NLC wird weiter unterteilt nach der mittleren Anzahl der NLC-Schichten n pro Stunde. Als Kriterium wurde hier $n = 1.0$ für Einfach- und $n > 1.5$ für Mehrfachsichten gewählt:

$$\mathbb{S}_1 = \{\mathbb{H}_2 | n = 1.0\}, \text{ und } \mathbb{S}_2 = \{\mathbb{H}_2 | n > 1.5\} \quad (7.8)$$

Die entstehenden Datensätze sind mit $|\mathbb{S}_1| = 16 \text{ h}$ für Einfach- und $|\mathbb{S}_2| = 18 \text{ h}$ für Mehrfachsichten klein. Die Verteilungen sind in Abbildung 7.12 gezeigt. In beiden Fällen sind die Zonal-Komponenten im Mittel im Mittel 33 m s^{-1} . Die Meridional-Komponente allerdings weicht für NLC mit Mehrfachsichten um -10 m s^{-1} von jener für Einfach-

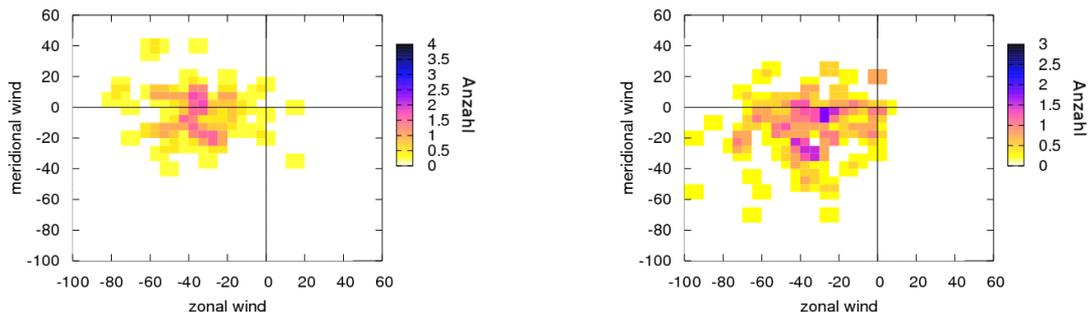


Abbildung 7.12.: Die Wind-Verteilungen bezüglich der Anzahl der Schichten. Links: einfache NLC-Schichten (S_1); rechts: Mehrfachschichten (S_2)

schichten ab. Dies deutet darauf hin, daß Mehrfachschichten bevorzugt bei Nordwind auftreten.

7.4.3. Zusammenfassung

Die Untersuchung von NLC im Hinblick auf den Wind in NLC-Höhe liefert Informationen über die Herkunft der Luftmassen. Dies bestimmt im wesentlichen die Temperatur der Luft, da Nordwinde in der Regel kalte Luft und Südwinde warme Luft über den Beobachtungsstandort transportieren. Die starke Höhenabhängigkeit der Winde aufgrund der drehenden Windrichtung des Jets in Mesopausenhöhe erschweren jedoch die erfolgreiche Kombination mit NLC-Daten.

Eine der diskutierten Mechanismen zur Anregung von Schwerewellen ist das Überströmen von Landerhebungen durch Winde der Troposphäre. Auf diese Weise angelegte Schwerewellen können sich bei günstigen Windverhältnissen nach oben ausbreiten. Die genaue Ausbreitungsrichtung und Wechselwirkung mit anderen Wellen und der Hintergrundatmosphäre ist jedoch sehr komplex. Die skandinavischen Berge verlaufen in NNO-SSW-Richtung östlich von ALOMAR. Bei reinem Westwind können somit keine Landhindernisse Schwerewellen anregen. In diesem Sinne wäre eventuell auch eine Kombination mit Winddaten der Troposphäre interessant. Da sich Schwerewellen aber auch nicht genau vertikal nach oben ausbreiten und vor allem mit dem Windfeld wechselwirken, ist eine Untersuchung selbst von Einzelfällen schwierig.

NLC treten bevorzugt bei Winden aus Nordosten und Osten auf, wobei NLC bei starkem Wind aus Osten in der Regel heller sind. Mehrfachschichten scheinen verstärkt bei Nordwind aufzutreten, jedoch sollte die Datenbasis durch die Einbeziehung von noch mehr Windmessungen vergrößert werden.

Winddaten in NLC-Höhe sind ebenfalls von Bedeutung für die Bestimmung der Drift einzelner NLC durch den Laserstrahl. Mögliche Wellenstrukturen mit einer Eigenbewegung, wie auch auf Kamerabildern vom Boden zu sehen ist, können dann relativ zu diesem Transport untersucht werden. Erst durch Einbeziehung vieler Datenquellen ergibt sich so ein Gesamtbild von Leuchtenden Nachtwolken und ihrer Wechselwirkung mit der Umgebung.

8. Zusammenfassung und Ausblick

Das Rayleigh-/Mie-/Raman-Lidar auf ALOMAR in Nord-Norwegen mißt seit 1994 leuchtende Nachtwolken in der kalten Sommermesosphäre in etwa 83 km Höhe. In den vergangenen zwölf Jahren wurden fast 1500 Beobachtungsstunden mit NLC-Signal gesammelt, womit dies der größte auf Lidarmessungen beruhende NLC-Datensatz ist. Bisher wurden diese Daten auf der Basis von 14-minütigen Mitteln analysiert und Gezeiteneffekte wurden mit einer Zeitauflösung von 1 h untersucht.

In dieser Arbeit wurde eine Methode zur automatischen Analyse der Lidardaten mit der maximal möglichen Zeitauflösung entwickelt. Mit dieser neuen Methode wurden Mittelwerte bestimmt und mit veröffentlichten Ergebnissen verglichen. Die gute Übereinstimmung zeigt, daß diese Methode funktioniert. Damit ist die Untersuchung auf hochfrequente Schwingungen im Minutenbereich möglich. Diese sind von besonderem Interesse, da die Dynamik dieses Bereichs der Atmosphäre wesentlich von Schwerewellen getrieben ist, die sich in NLC-Parametern widerspiegeln. NLC bieten damit eine Möglichkeit zur Untersuchung einer schwer zugänglichen Region. Die Analyse hochaufgelöster Daten hilft zudem die Mechanismen der NLC-Bildung auf mikrophysikalischer Basis zu verstehen und Modelle zu überprüfen.

Der NLC-Datensatz des RMR-Lidar wurde in der vorliegenden Arbeit mittels Wavelet- und Fast Fourier-Transformationen untersucht. Die kurzfristigen Fluktuationen der Schwerpunktshöhe z_c und der Helligkeit β zeigen einen spektralen Verlauf mit einer Steigung von $-5/3$ wie er für die Modulation durch Schwerewellen erwartet wird. Im Mittel wird ein Absinken der NLC-Schicht um -7 cm s^{-1} beobachtet, was gut mit der Sedimentationsgeschwindigkeit von sphärischen Teilchen mit 50 nm Größe übereinstimmt. In dem hochaufgelösten Datensatz kann die vertikale Struktur der NLC untersucht werden. In 11 % der Fälle bestehen NLC aus mehr als einer einzigen Schicht. Dieses Phänomen wird ebenso in PMSE-Schichten beobachtet. Zur Untersuchung der Bedingungen unter denen NLC über ALOMAR beobachtet werden wurden weitere Datenquellen verwendet. Es zeigt sich, daß NLC häufig bei Wind aus Nord-Osten beobachtet werden. Zudem treten NLC oft in Kombination mit PMSE auf, wobei die Unterkanten beider Phänomene gut übereinstimmen. Die Ähnlichkeit von NLC, die im Doppellidarbetrieb an etwa 50 km voneinander entfernten Orten aufgenommen wurde, ist ebenfalls sehr groß. Sie wurde mit Methoden der Kreuzkorrelation untersucht, wobei maximale Kreuzkorrelationskoeffizienten bis zu 60 % gefunden wurden. Die Kombination mit Informationen über den Hintergrundwind erlaubt die Untersuchung der Dynamik in Fallstudien.

Mehr als 100 Jahre nach ihrer ersten Beobachtung sind leuchtende Nachtwolken noch immer ein aktuelles Forschungsgebiet mit vielen offenen Fragen, die erst durch den Ein-

satz hochmoderner Technik erschlossen werden können. Die weitergehende Interpretation der im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse und die Einordnung in das globale Bild ist eine der zukünftigen Aufgaben. Konkret bietet sich die Bearbeitung folgender wissenschaftlicher Fragestellungen an:

Weiterführende Kreuzkorrelations-Analysen von Doppellidar-Beobachtungen

Die Untersuchung von gleichzeitig und an verschiedenen Orten beobachteten NLC im Doppellidar-Betrieb soll ausgeweitet werden. Hierbei kann vor allem in Kombination mit Winddaten aus Strukturvergleichen auf verschiedenen Skalen mehr über Ähnlichkeiten gelernt werden. Dies ist vor allem im Hinblick auf die Entwicklung der Teilcheneigenschaften interessant. Eventuell können hierzu auch DORIS Windmessungen in NLC herangezogen werden.

Verfolgung von Schwerewellen in der Atmosphäre

Ein Zusammenhang zwischen dem Auftreten von NLC und Signaturen von Schwerewellen in anderen Höhenbereichen der Atmosphäre wird aufgrund der Modellannahme von in der Troposphäre erzeugten, aufwärts propagierenden Schwerewellen vermutet. Eine solche Verbindung wurde an anderen Orten zwischen Dichtefluktuationen an der Stratopause und dem Auftreten von NLC beobachtet. Diese Untersuchung soll ebenfalls mit den Daten des RMR-Lidar durchgeführt werden. In einer größeren Höhe liegen Temperatur- und Dichtemessungen von Metallschichten vor, die ebenfalls deutliche Wellenstrukturen aufweisen. Ein Vergleich der NLC-Daten des RMR-Lidars und Messungen des Natrium- und Eisenlidars, die sich ebenfalls vor Ort auf ALOMAR befinden, bietet sich hierzu an.

Vergleich der morphologischen Strukturen mit Aufnahmen von bodengestützten Kameras und Satelliten

Hinsichtlich der Kamerabilder ist zu erwarten, daß es in den nächsten Jahren zu simultanen Beobachtungen von NLC aus Trondheim und über Andøya kommen wird. Eine weitere Kamera wird im schwedischen Lycksele (64°N , 18°O) aufgebaut. Durch die Projektion der Kamerabilder können die Strukturen auf NLC-Höhe direkt über der Lidarstation abgebildet werden. Dies wird einen direkten Vergleich der NLC-Daten von Kamera und Lidar ermöglichen. Darüber hinaus ist eine Kombination mit Satellitendaten möglich. Das CIPS-Instrument (Cloud Imaging and Particle Size Experiment) des AIM-Satelliten beobachtet NLC mit einer Auflösung von 1 km und überfliegt die Lidarstation etwa zwei Mal pro Tag.

A. Methoden

A.1. Wavelet-Transformationen

Ähnlich wie die Fourier-Transformation werden Wavelet-Transformationen in der Datenanalyse benutzt um Zeitserien auf Frequenzen zu untersuchen. Im Unterschied zur Fourier-Transformation, die eine Funktion in ebene Wellen entwickelt, erlaubt die Entwicklung nach in der Zeit lokalisierten Funktionen, den sogenannten Wavelets, eine zusätzliche Zeitauflösung.

Wavelet-Transformationen werden häufig verwendet zur Untersuchung von umweltphysikalischen Daten, in der Atmosphärenphysik (z.B. in der Troposphäre (*Miranda*, 2008), der Klimaforschung (*Maraun und Kurths*, 2005), (*Rigozo et al.*, 2004) oder zur Bestimmung von Schwerewellen (*Sato und Yamada*, 1994), (*Werner et al.*, 2007)) ebenso wie in der Bodenphysik (z.B. (*Li*, 1998), (*Si und Farrell*, 2004)). Zurück geht die Wavelet-Transformation auf Morlet 1980, der mit seismischen Daten arbeitete und anschließend zusammen mit Grossmann den Formalismus der kontinuierlichen Wavelet-Transformation entwarf. Theoretische Grundlagen, Konstruktion von Wavelet-Basen und schnelle Algorithmen wurden in den 80er Jahren entwickelt von Meyer, Grossmann und Daubechies, sowie später von Mallat. Grundideen waren jedoch schon seit längerer Zeit in verschiedenen Disziplinen, etwa in der Bildverarbeitung, in Anwendung. So ist beispielsweise das Haar-Wavelet bereits seit 1909 bekannt. Mathematische Einführungen bieten (*Farge*, 1992) sowie (*Mallat*, 2001). Für praktische Zwecke eignet sich die Darstellung von (*Torrence und Compo*, 1998).

A.1.1. Theorie

Die Idee der Wavelet-Transformation ist die Zerlegung einer Zeitserie (wobei „Zeit“ nicht auf die physikalische Zeit beschränkt ist) in einen Zeit-Frequenz-Raum. Dies wird erreicht durch Faltung einer Testfunktion Ψ , Wavelet genannt, mit dem Signal $f(t)$:

$$W_{\Psi}f(a, b) = \frac{1}{a} \int_{-\inf}^{+\inf} f(t) \overline{\Psi_{a,b}^*} dt \quad (\text{A.1})$$

Abhängig von der Periode und der Frequenz wird dabei ein Basis-Wavelet Ψ

$$\Psi_{a,b}(t) = \frac{1}{a} \Psi \left(\frac{t-b}{a} \right) \quad (\text{A.2})$$

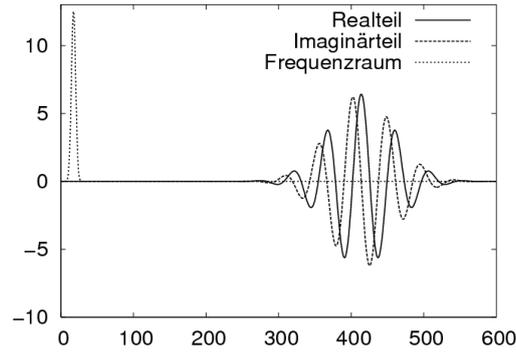


Abbildung A.1.: Schematische Zeichnung eines Morlet-Wavelet im Ortsraum (Real- und Imaginärteil) und Frequenzraum für die Ordnung $\omega_0 = 6$.

skaliert (Parameter a) und in der Zeit verschoben (Parameter b), um die gewünschte Frequenz zu einer gegebenen Zeit bestimmen zu können. Damit der Mittelwert verschwindet und Normierbarkeit gewährleistet ist, wird das Wavelet aus dem Raum der absolut und quadrat-integrierbaren Funktionen gewählt.

Wichtig bei der Wahl des Wavelet sind seine Breite und seine Form. Letzteres sollte den Eigenschaften der zu untersuchenden Zeitserien angepaßt sein, während die Breite oder Amplitude die Auflösung im Zeit- und Frequenzraum bestimmt. Im Gegensatz zur Fourier-Transformation hat hier das Wavelet immer einen Einfluß auf die resultierenden Wavelet-Koeffizienten. Eine häufige Wahl bei geophysikalischen Daten ist das Morlet-Wavelet

$$\Psi_0(\eta) = \pi^{-1/4} \exp(i\omega_0 \eta) \exp\left(-\frac{\eta^2}{2}\right), \quad (\text{A.3})$$

welches aus einer ebenen Welle besteht, die von einer Gaußschen Glockenkurve moduliert ist ((*Goupillaud et al.*, 1984), siehe Abbildung A.1). Seine Darstellung im Frequenzraum ist ein scharfer symmetrischer Peak

$$\Psi_0(s\omega) = \pi^{-1/4} H(\omega) \exp\left(-\frac{(s\omega - \omega_0)^2}{2}\right), \quad (\text{A.4})$$

wobei $H(\omega)$ die Heaviside-Funktion ist. Die Komplexität des Morlet erlaubt die Extraktion einer Phaseninformation. Für die Untersuchung geophysikalischer Daten wird für die Ordnung des Morlet oft ein Wert $\omega_0 = 6$ gewählt. Die mittlere Filterlänge ist gegeben durch das Zeitintervall, in dem die Amplitude auf $1/e$ abgefallen ist. Für das Morlet gilt $\tau_s = \sqrt{2} s$ und demzufolge ist das Zeitintervall unabhängig von der Ordnung. Für eine Skala $s = 1 \text{ h}$ folgt somit eine mittlere Breite von 1.41 h. Weitere bekannte Wavelets sind das Paul-, das Haar- und das Mexican Hat-Wavelet.

In der Praxis kann die Wavelet-Transformation berechnet werden wie von *Torrence und Compo* (1998) beschrieben. Der wesentliche Punkt ist die Ausführung der Faltung im Frequenzraum als einfache Multiplikation, was zwei zusätzliche Fast Fourier-Transformationen erfordert. Nach der Transformation der Zeitreihe in den Frequenzraum

müssen zunächst die Skala und die entsprechenden Wellenzahlen festgelegt werden. Üblich ist die Wahl

$$s_j = s_0 2^{jd_j}, \quad j = 0, 1, \dots, J \quad (\text{A.5})$$

wobei s_0 die kleinste Skala (etwa das Zweifache der Auflösung der Ausgangsdaten) und J die größte Skala ist, welche in der Regel durch die Länge der Zeitserie begrenzt ist. Für jede Skala wird nun das Wavelet berechnet und mit dem Faktor $\sqrt{\frac{2\pi s}{dt}}$ normiert. Anschließend wird das Wavelet mit der Zeitreihe multipliziert und das Ergebnis zurück in den Ortsraum transformiert. Die Funktionen zur Fast Fourier-Transformation stellt die *GNU Scientific Library (GSL)* zur Verfügung.

A.1.2. Darstellung

Die Wavelet-Transformierte W_Ψ läßt sich gemäß

$$W_\Psi = |W_\Psi|^2 \exp(-i\Phi) \quad (\text{A.6})$$

zerlegen in die Amplitude $|W_\Psi|^2$ und die Phase $\Phi = \arctan\left(\frac{\Im(W_\Psi f)}{\Re(W_\Psi f)}\right)$. Dargestellt werden üblicherweise das Leistungsspektrum $|W_\Psi|^2$ und das Phasenspektrum Φ pro Zeit (Abszisse) und Skala (logarithmisch, Ordinate). Die Stärke wird farblich linear codiert, wobei die Leistung positiv und nach oben offen und die Phase auf den Bereich $[-\frac{\pi}{2} : \frac{\pi}{2}]$ beschränkt ist. Abbildung A.2 (links) zeigt ein Beispiel für ein Leistungsspektrum.

Ist die Zeitreihe nicht zyklisch, so entstehen durch Randeffekte bei der Wavelet-Transformation Artefakte. Der sogenannte „Cone of Influence“ markiert den Bereich, in dem die Wavelet-Koeffizienten möglicherweise durch aufgefüllte Null-Werte an Anfang und Ende der Zeitreihe beeinträchtigt sind. Um Wavelet-Koeffizienten auf Signifikanz zu testen, wird als Untergrundspektrum ein rotes Rauschen angenommen. Unter der Annahme, daß die Wavelet-Leistung χ^2 -verteilt ist, können mit einem Signifikanzlevel von 5 Prozent Konfidenz-Konturlinien berechnet werden. Die signifikanten Bereiche werden in der Darstellung der Wavelet-Spektren weiß umrandet oder dargestellt oder ausgeschnitten. Um den Einfluß interpolierter Daten besser einschätzen zu können, werden Stücke, die interpolierte Daten enthalten, im Wavelet-Spektrum durch weiße Balken markiert.

Eine Mittelung über die Skala liefert Information über die Wavelet-Leistung pro Zeit. Einmal kann dies benutzt werden um die Varianz der Daten zu verschiedenen Zeitpunkten zu vergleichen, zum anderen erlaubt die Mittelung über einen beschränkten Skalenbereich Schlüsse über den Transport von Energie zwischen Frequenzbändern. Gemittelt über die Zeit und normiert

$$\overline{W_\Psi^2(s)} = \frac{1}{T} \int_0^T |W_\Psi(s)|^2 dt \quad (\text{A.7})$$

ergibt sich das globale Leistungsspektrum, das nach einer Umrechnung der Skalen im wesentlichen einem Fourier-Spektrum entspricht. Für ein spezielles Wavelet kann jeder Wavelet-Skala s eine äquivalente Fourier-Skala λ zugeordnet werden. Die Korrelation ist

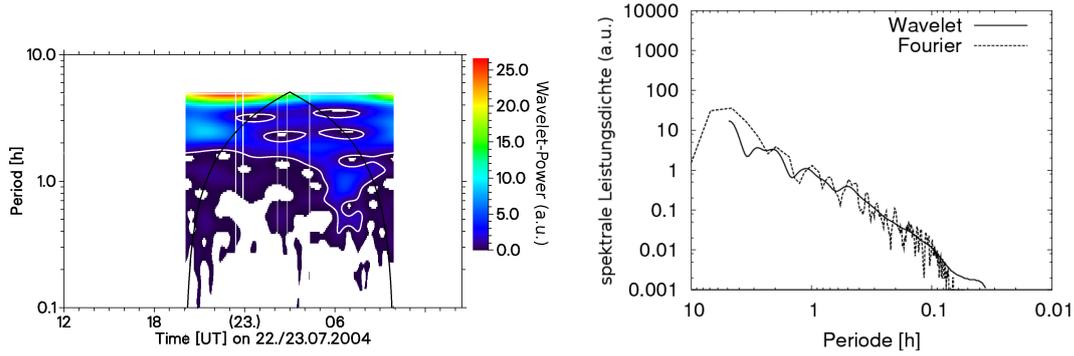


Abbildung A.2.: Darstellung der Ergebnisse einer Wavelet-Transformation. Links: Wavelet-Periodogramm (Wavelet-Koeffizienten als Funktion der Periode und der Zeit). Rechts: Fourier- und zeitgemitteltes Wavelet-Spektrum.

linear und der Koeffizient wird empirisch bestimmt (s.a. Kirby (2005)). Für das Morlet ist dies

$$\lambda = \frac{4\pi s}{\omega_0 + \sqrt{2 + \omega_0^2}}. \quad (\text{A.8})$$

Eine Wavelet-Skala mit dem Wert 1.0 entspricht für die Ordnung $\omega_0 = 6$ somit einer Fourier-Skala mit dem Wert 1.032. Für andere Wavelets können die Skalen allerdings erheblich voneinander abweichen.

Die Übereinstimmung von Wavelet- und Fourier-Spektrum zeigt Abbildung A.2 (rechts). Beide Spektren weisen denselben Verlauf auf. Das Wavelet-Spektrum erscheint glatter und neigt zu verbreiterten Peaks, was durch die endliche Breite des Wavelets verursacht ist. Bei sehr langen Perioden, nahe dem Cone of Influence, können sich ebenfalls Abweichungen ergeben.

Zur physikalischen Interpretation von Wavelet-Spektren und der automatischen Weiterverarbeitung der Ergebnisse der Transformation wird auf Abschnitt 5.4 verwiesen.

A.1.3. Anwendung

Für die Wavelet-Transformation müssen die Datenpunkte einer Zeitreihe in gleichen Abständen vorliegen, weshalb eventuell noch eine Interpolation auf ein äquidistantes Gitter durchgeführt werden muß. Ein anderer Aspekt von realen Meßdaten ist Kontinuität. Ein langer Datensatz wird immer wieder Meßlücken unterschiedlicher Längen aufweisen, von einzelnen fehlenden Profilen bis hin zum Stoppen des Meßbetriebes für Stunden, zum Beispiel aufgrund vorbeiziehender Wolken oder Änderungen der Konfiguration des Systems. Möglichst lange Datensätze sind aber zur Untersuchung mehrstündiger Schwingungen, z.B. Gezeitenwellen, von großem Interesse. Zu untersuchende Zeitreihen werden deshalb vor der Transformation mittels Splines interpoliert. Die interpolierten Abschnitte sind immer mit weißen Balken gekennzeichnet. Doch auch die Daten in unmittelbarer Nähe der Lücken sind mit Vorsicht zu betrachten.

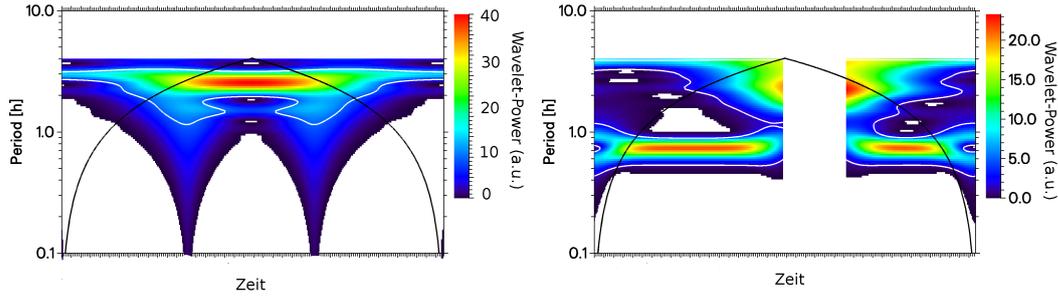


Abbildung A.3.: Reaktion der Wavelet-Transformation auf Sprünge und Meßlücken. Links: Transformation einer Stufenfunktion. Rechts: Fehlerbehaftetes Wavelet-Spektrum aufgrund einer zu großen Meßlücke in den Daten.

Die Analyse synthetischer Daten ist sehr hilfreich um Reaktionen der Wavelet-Transformation auf Besonderheiten der Daten wie Stufen, fehlende Werte, interpolierte Bereiche oder Rauschen zu studieren, da die Ausgangsdaten vollständig bekannt sind. Im Vergleich mit FFT-Spektren kann so insbesondere auch der Einfluß des Wavelets abgeschätzt werden. Abbildung A.3 (links) zeigt das Wavelet-Spektrum einer Stufenfunktion. Der Sprung selbst erscheint im Spektrum jeweils durch eine deutliche Spitze hin zu sehr kurzen Perioden. Desweiteren führt die Abfolge zweier Stufen zu einer Periode, die in diesem speziellen Beispiel im Spektrum bei einer Periode von drei Stunden erscheint. Nicht nur die hohen Frequenzen an der Stelle des Sprunges sind deshalb zu beachten, sondern auch fälschlich erkannte Frequenzen durch die Abfolge der Sprünge. Kleinere Meßlücken von wenigen aufeinanderfolgenden Werten können problemlos interpoliert werden und in der Wavelet-Transformation treten keine fehlerhaften Perioden auf. Das Spektrum einer Sinus-Funktion mit einer eingebauten langen Meßlücke ist in Abbildung A.3 (rechts) zu sehen. Vor allem bei niedrigen Perioden treten hier fehlerhafte Werte auf. Rauschen, das mittels Zufallsgenerator z.B. auf eine Sinus-Funktion mit fester Frequenz addiert werden kann, äußert sich im Wavelet-Spektrum durch ein „Ausfransen“ der tatsächlich vorhandenen Frequenz.

A.2. Kreuzkorrelation

Zum Vergleich der Strukturen in zwei beobachteten NLC (z.B. zeitgleich aber an verschiedenen Orten wie im Doppellidarbetrieb) ist eine Analyse mittels Kreuzkorrelation geeignet. Anschaulich werden dabei die zweidimensionalen Daten (Helligkeit pro Zeit und Höhe) übereinandergelegt und in Zeit und Höhe verschoben, wobei für jede Kombination der Überlapp bestimmt wird. Dieser wird beschrieben durch den Kreuzkorrelationskoeffizienten

$$\text{ccf}(di, dj) = \sum_{i=0}^{n_1} \sum_{j=0}^{n_2} \frac{(m_1(i)(j) - \bar{m}_1) \cdot (m_2(i + di)(j + dj) - \bar{m}_2)}{\sqrt{(m_1(i)(j) - \bar{m}_1)^2 \cdot (m_2(i + di)(j + dj) - \bar{m}_1)^2}}, \quad (\text{A.9})$$

sofern $m(i)(j)$ die Helligkeit der NLC als Funktion der Höhe j und der Zeit i beschreibt. (Die maximalen Verschiebungen n_1 und n_2 sind durch die Dimensionen der Matrizen m_1 und m_2 bestimmt.) Der ccf-Wert einer NLC-Messung gebildet mit sich selbst ist somit 1.0 für Werte $dj = di = 0$, d.h. es tritt keine Verschiebung auf. Für reale Daten ist der maximale ccf-Wert ein Maß für die Güte der Korrelation. Seine Position im di - dj -Raum gibt diejenige Verschiebung in Zeit und Höhe an, für die die Übereinstimmung zwischen zwei Bildern am größten ist.

Im Fall von Zenitmessungen beider Teleskope kann der instrumentelle Einfluß und somit der maximal erreichbare Kreuzkorrelationskoeffizient abgeschätzt werden, da bei gleichzeitiger Messung im gleichen Volumen dieselbe NLC beobachtet wird. Am 22.7.2004 ergibt sich ein ccf-Wert von 94.8 %. Der maximale ccf-Wert ist in der Zeit stets sehr scharf begrenzt. Für die gleichzeitige Messung mit geschwenkten Strahlen ergeben sich Kreuzkorrelationskoeffizienten zwischen 40 und 65 %.

Eine Variante der Kreuzkorrelations-Methode erlaubt die Auflösung der ccf-Werte in der Zeit. Hierzu wird einer der beiden Datensätze in der Zeit in gleich lange Stücke, z.B. in zwei Stunden, geteilt. Für jeden dieser Abschnitte wird die Kreuzkorrelation mit dem zweiten, vollen Datensatz ausgeführt, womit man für jedes Zeitfenster einen eigenen maximalen Koeffizienten erhält. Die Variation der Fenstergröße erlaubt dann Rückschlüsse auf die Größe der Strukturen und deren Ähnlichkeit.

A.3. Numerische Differentiation

Zur numerischen Differentiation einer Zeitreihe wird eine Funktion der GNU Scientific Library (*Galassi et al.*, 2003) benutzt. Im wesentlichen können zwei Parameter variiert werden: Die Glättungslänge der Zeitreihe vor der Bestimmung der Ableitung dt_1 , sowie die Fensterbreite dt_2 , innerhalb derer die Ableitung an einem Punkt bestimmt wird. Letztere Größe beeinflusst wesentlich den Verlauf der Ableitungskurve, der abhängig von der Größe dt_1 kleinere Variationen aufgeprägt werden. Die genaue Wahl hängt von der Zeitreihe selbst und vor allem der Frage, auf welchen Zeitskalen Änderungen aufgelöst werden sollen, ab. Berechnungen mit verschiedenen Parametern sind in Abbildung A.4 gezeigt. In dieser Arbeit wurde die Kombination $dt_1 = 5, dt_2 = 20$ gewählt, da dies dem wesentlichen Verlauf von z_c am besten gerecht wird.

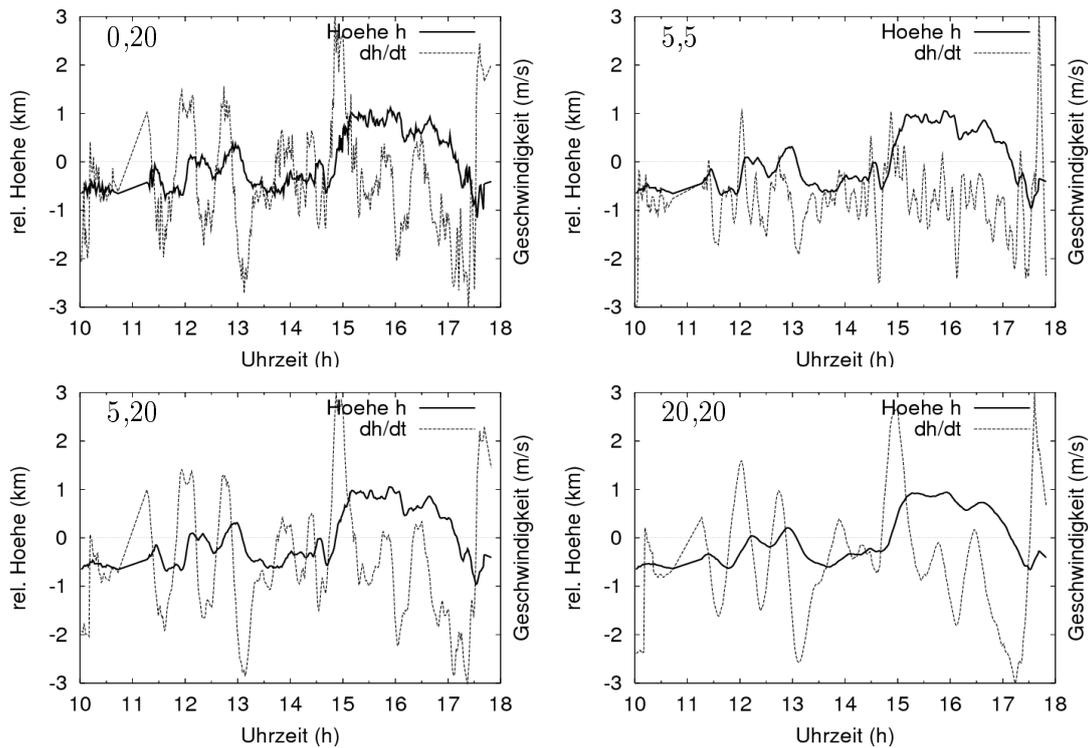


Abbildung A.4.: Numerische Differentiation mit unterschiedlichen Parametern (dt_1, dt_2) (links oben in den Grafiken) der Zeitreihe z_c am 1.6.2007. Dargestellt ist jeweils die NLC-Höhe (schwarze Linie, der Mittelwert der Zeitreihe wurde subtrahiert) als Funktion der Meßzeit und deren Ableitung (gestrichelte Linie), die die Einheit einer Geschwindigkeit trägt.

B. Software

Dieses Kapitel gibt eine Übersicht über den Aufbau und die wichtigsten Strukturen und Funktionen der entwickelten Software. Der Code unterliegt einer Versionskontrolle in zwei *subversion*-Archiven. Das Repository `nm_nlc` enthält die direkt datenverarbeitenden Programme und Skripte, während alle Bibliotheksfunktionen in `nm_lib` untergebracht sind.

Programmteile

`nlc_single.c`

Hauptprogramm zur Verarbeitung einer einzelnen Datendatei. Extraktion von Parametern, Berechnungen wie z.B. Wavelet-Transformationen und Plots mittels `dislin`.

`run_*.sh`

Übergeordnetes bash-Skript, das den gesamten Datensatz durch Aufruf von `nlc_single.c` und der weiterverarbeitenden bash-Skripte steuert und am Ende das Archiv erzeugt.

`analyse_*.sh`

Sammlung von bash-Skripten zur Analyse von Höhen, Frequenzen und anderen Größen aus den Ausgaben von `nlc_single.c`. Sie erzeugen ASCII-Ausgaben und html-Seiten, die zum Archiv zusammengefügt werden.

`data_archive_*.sh`

Erstellen des html-Archivs mit allen Plots

Strukturen

In C sind Strukturen Sammlungen von Variablen, die in logischer Verbindung stehen.

`NLC_DATA`

Übergeordnete Struktur pro Datei: enthält Vektoren der extrahierten Parameter und tages-gemittelte Werte.

`NLC_WAVELET`

Alle nötigen Informationen zu den Daten, Parametern und Ergebnissen einer Wavelet-Transformation.

`NLC_LAYER`

Ergebnisse der Schichtdetektion: Anzahl der Schichten pro Zeit, Abstände.

Funktionen

nm_nlc_moments()

Bestimmung der NLC-Parameter anhand der Einzelmessungen wie in Abschnitt. 4.2 beschrieben.

detect_layer()

Detektion von Mehrfachsichten.

remove_noise()

Rauschunterdrückung in NLC-Dateien. Die maximale Ausdehnung der NLC-Schicht wird mit einem gleitenden Mittel von 30 Minuten geglättet, die Schwerpunktshöhe mit 3 min. Weicht ein Wert um mehr als das Zweifache der maximalen Ausdehnung von der Schwerpunktshöhe ab, so wird er entfernt. Um Werte nahe der mittleren Höhe stärker zu gewichten darf die geglättete Schwerpunktshöhe nicht weiter als 3 km von der mittleren Höhe abweichen und die maximale Ausdehnung nicht kleiner als ihr Mittelwert sein.

start_wavelet()

Aufruf der Wavelet-Transformation.

Werkzeuge

Die Software, die zur Bearbeitung der Fragestellungen dieser Diplomarbeit entwickelt wurde, wurde in der Programmiersprache C auf einem Linux-System erstellt. Zur Versionsverwaltung wurde *subversion* eingesetzt. Benutzte Funktionen zur Darstellung und Manipulation von Daten in Form von Vektoren und Matrizen, z.B. auch Spline-Interpolationen, entstammen der *clib*-Bibliothek von Gerd Baumgarten, IAP Kühlungsborn. Für numerische Funktionen wie z.B. Fourier-Transformationen, Optimierungsmethoden und numerische Differentiation wurde die GNU Scientific Library (GSL) verwendet. Funktionen zur Manipulation von Bildern lieferte die *libtiff*-Bibliothek. Der Algorithmus zur Wavelet-Transformation ist dem Code von *Torrence und Compo* (1998) folgend in C reimplementiert worden.

Ergebnisse der Berechnungen der C-Programme werden überwiegend im ASCII-Format, teils auch im *netcdf*-Format, gespeichert. Die Ausgabe in ASCII hat den Vorteil der einfachen Weiterverarbeitung mit Mitteln der Shellprogrammierung, die in UNIX-Systemen standardmäßig zur Verfügung stehen. Große Teile der Auswertung der berechneten Daten, vor allem der Filterung, wurden in der Bourne Again Shell (bash) mit Hilfe von Werkzeugen wie z.B. *awk* realisiert.

Alle Plots dieser Diplomarbeit sind entweder mit *dislin* (aus dem C-Code) oder *gnuplot* (aus dem bash-Code) erstellt. Die Sortierung und Auswahl der Plots erfolgte in html auf einem *apache*-Webserver in Form eines Archivs. Zur Dokumentation des Quellcodes wurde *doxygen* eingesetzt. Die vorliegende Arbeit wurde in L^AT_EX mit Hilfe der KOMA-Skriptklasse gesetzt.

C. Plots und Tabellen

C.1. Windmessungen

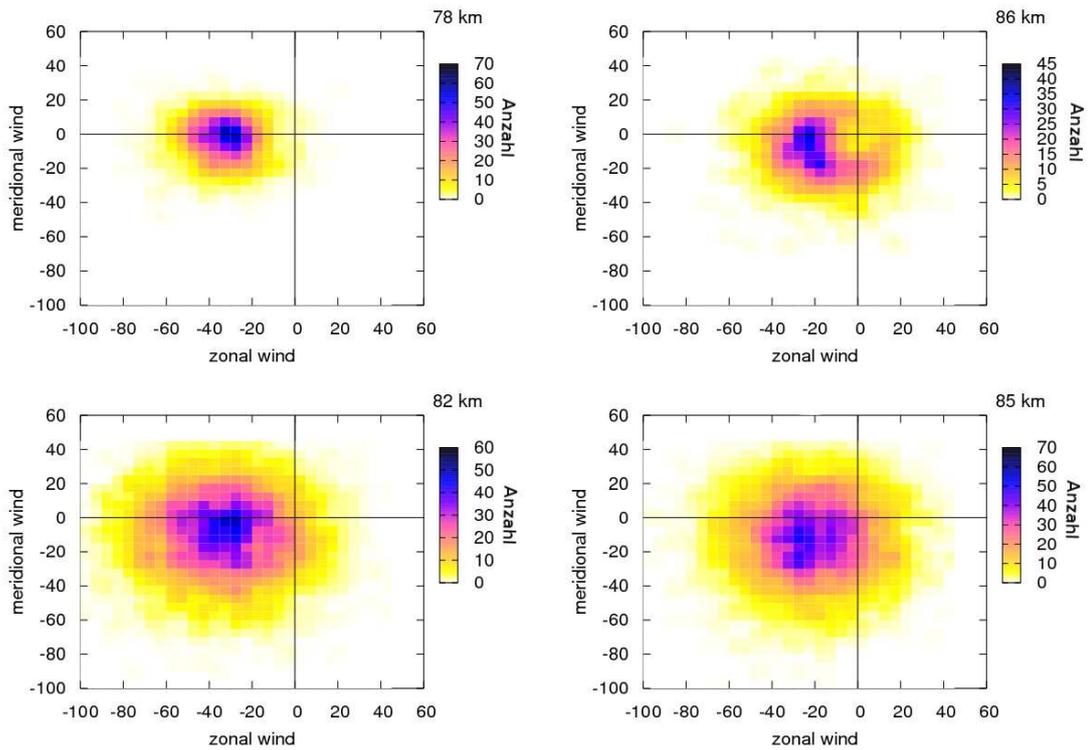


Abbildung C.1.: Winddaten. Obere Reihe: Zonal- und Meridional-Komponenten des Windes in 78 km Höhe (links) und 86 km Höhe (rechts), gemessen mit dem MF-Radar. Untere Reihe: Windbeobachtungen des Meteor-Radar in 82 (links) und 85 km Höhe (rechts). Die Daten stammen aus den Sommermonaten mehrerer Jahre, die genauen Daten sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

C.2. Auswahl von NLC-Messungen des RMR-Lidars

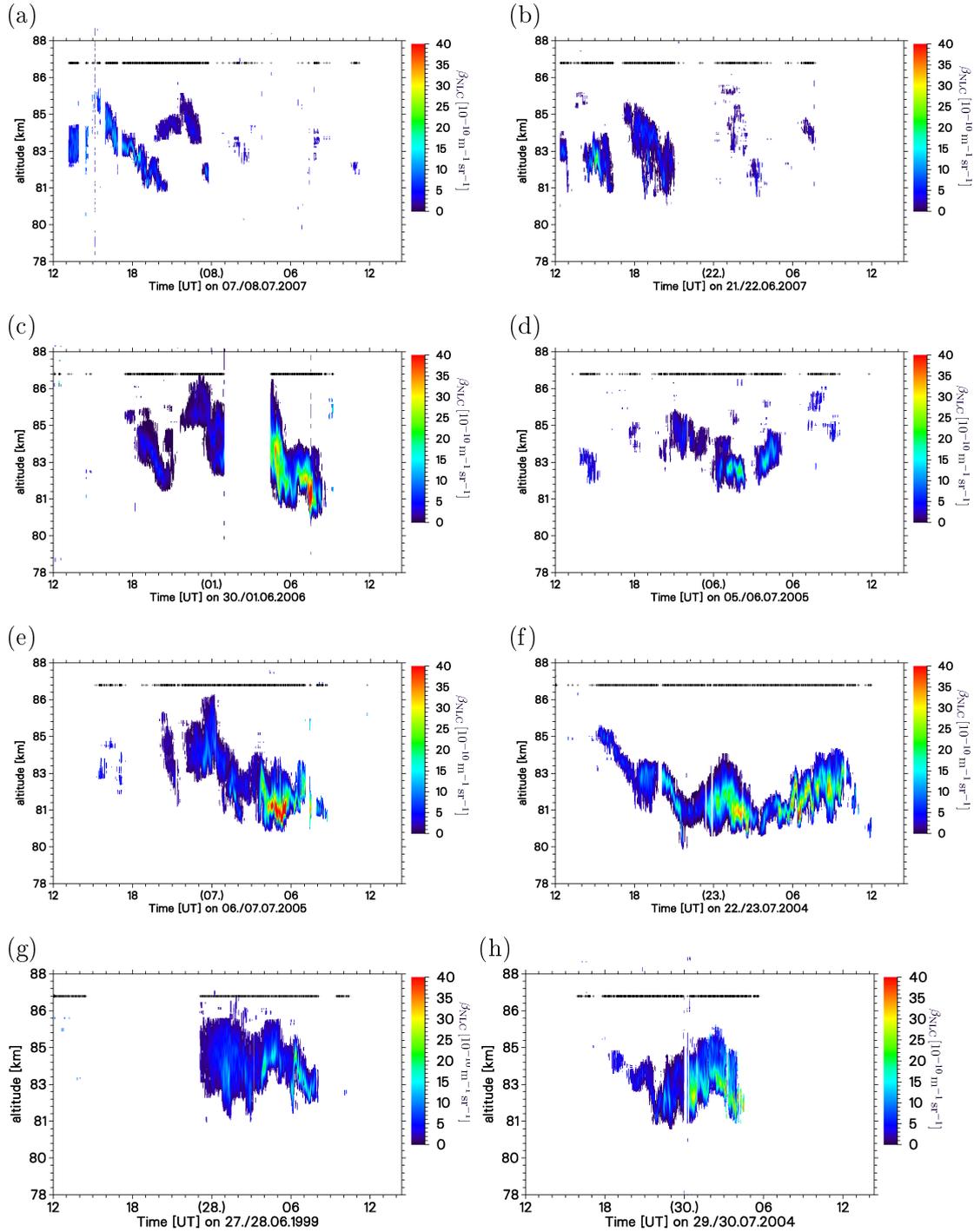


Abbildung C.2.: Auswahl von langen NLC-Messungen. Dargestellt ist die Helligkeit der NLC als Funktion der Höhe und der Zeit. Die Einheit der Helligkeit β_{NLC} ist $10^{-10} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Die schwarzen Kreuze markieren die Zeiten der Messungen.

C.3. Verteilungen der Parameter im NLC-Datensatz

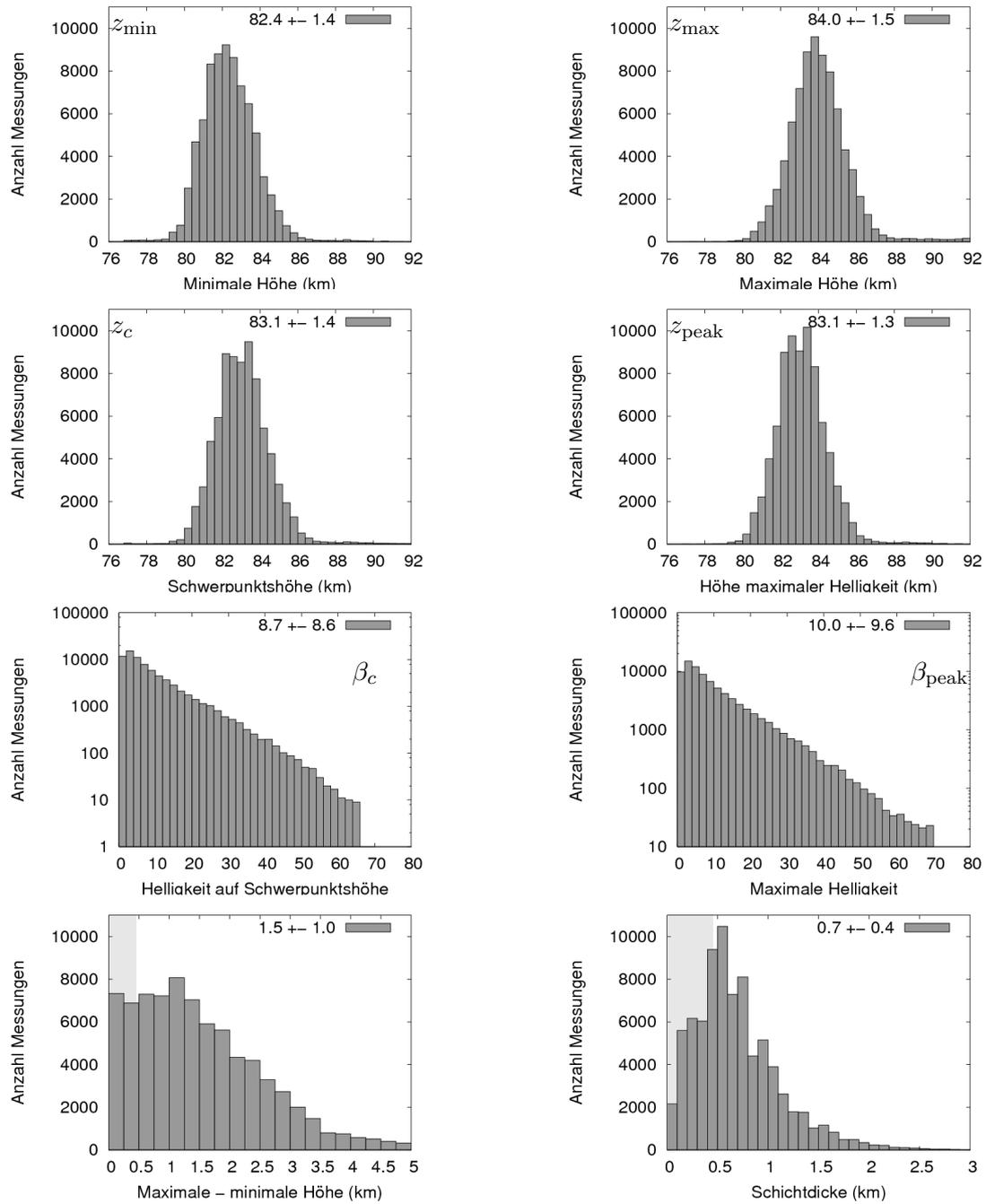


Abbildung C.3.: Verteilungsfunktionen der Parameter im NLC-Datensatz. In den oberen beiden Reihen sind Höhen dargestellt, in der nächsten Reihe Helligkeiten (Einheit $10^{-10} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$) und in der unteren Reihe Parameter für die Schichtdicke. Die Zahlen in der Grafik geben den Erwartungswert und die Standardabweichung der Verteilung an. Die genaue Bestimmung der Parameter ist in Abschnitt 4.2 erläutert. Das Histogramm der Helligkeiten ist für $\beta < 2$ durch die Instrumenten-Empfindlichkeit verfälscht. Die Histogramme der Schichtdicken sind durch die Glättungslänge bei $< 475 \text{ m}$ verfälscht.

C.4. Kreuzkorrelation von Doppellidar-Beobachtungen

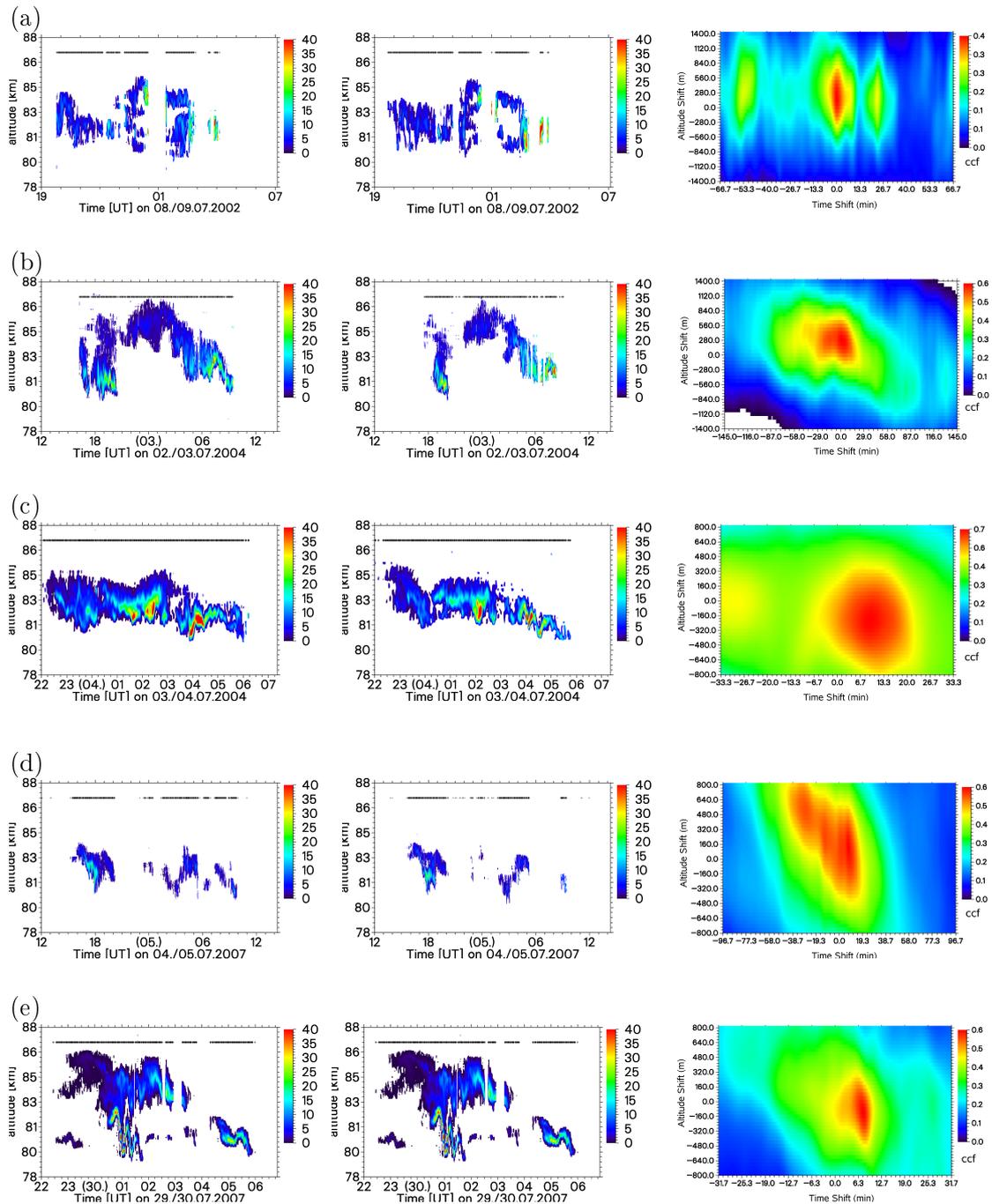


Abbildung C.4.: Ausgewählte Doppellidarermessungen. Die ersten beiden Spalten zeigen NLC-Helligkeiten in $10^{-10} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ als Funktion der Höhe und der Zeit gemessen mit dem Nord-West-Teleskop (links) und Süd-Ost-Teleskop (Mitte). Die Kreuzkorrelations-Matrix ist in der rechten Spalte dargestellt. Der Wert und die Position des Maximums dieser Verteilung gibt die Ähnlichkeit in Prozent und die zugehörige Verschiebung in Höhe (vertikale Achse) und Zeit (horizontale Achse) an.

C.5. Analyse von Mehrfachschichten

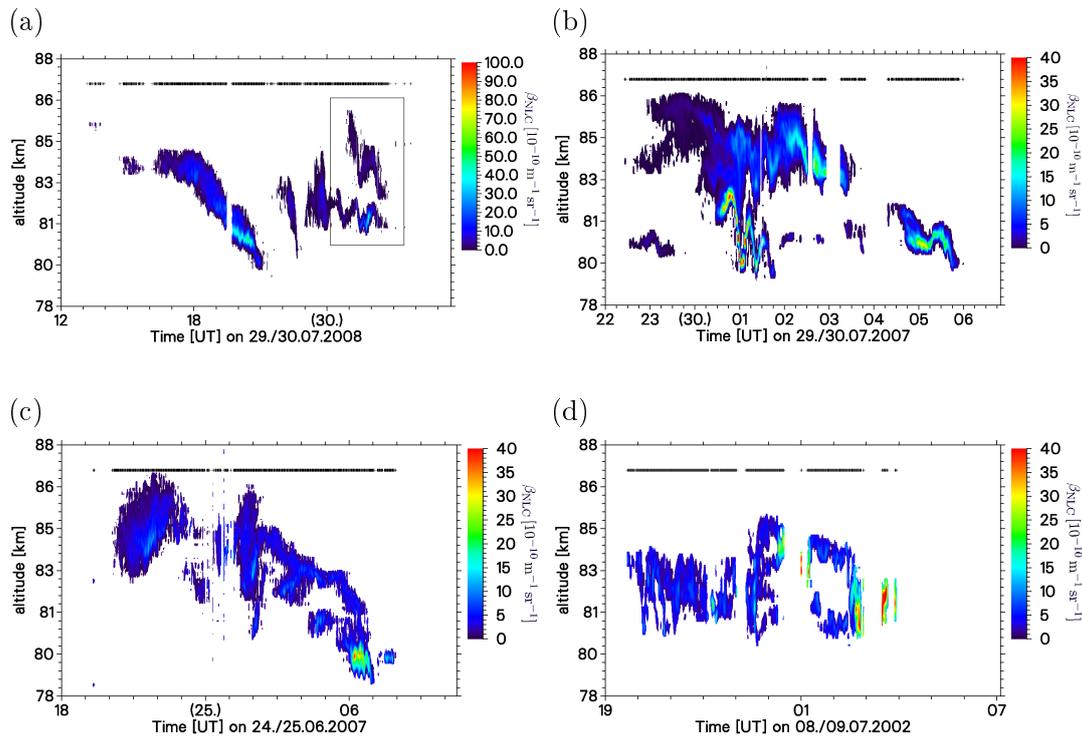


Abbildung C.5.: Beispiele mehrschichtiger NLC

Tabelle C.1.: Analyse auf Mehrfachschichten der in Abbildung C.5 dargestellten NLC-Messungen.

Datum	29.07.08	29.07.08	24.06.07	8.06.02
Stunden NLC (h)	9.93	6.13	8.78	5.53
Maximale Helligkeit	54.86	55.0	32.527	52.678
Mittlere Helligkeit	10.25	9.99	5.856	9.65
Anzahl Messungen	619	1131	837	487
Einfachschicht (%)	80.1	63.1	44.1	66.7
Doppelschicht (%)	17.1	24.9	39.9	26.13
Dreifach-Schicht (%)	2.75	11.9	16.0	7.4
Mittl. Anzahl Schichten	1.226	1.523	1.719	1.480
Vertikaler Abstand (km)	1.58	2.55	1.07	1.36

C.6. PMSE-Beobachtungen

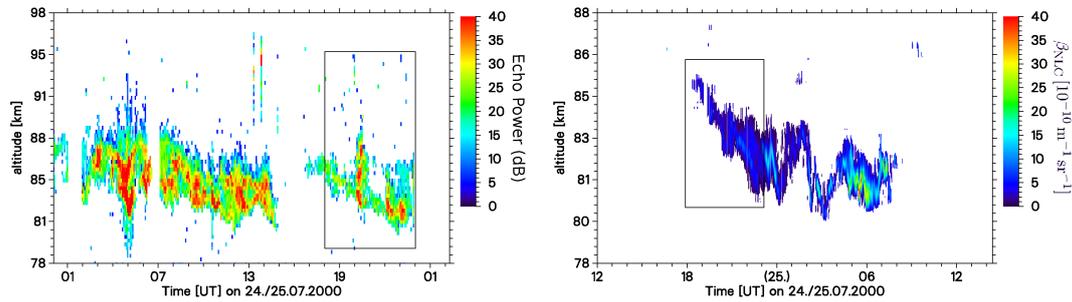


Abbildung C.6.: Gemeinsame Messungen von PMSE (links) und NLC (rechts) zwischen 18 und 24 Uhr am 24.7.2000

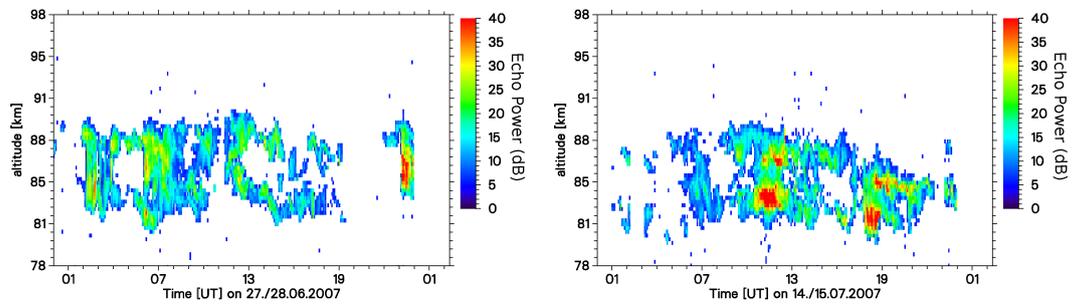


Abbildung C.7.: Mehrfachschichten in PMSE, gemessen am 27.06.2007 und 14.07.2007 durch das ALWIN-Radar.

Tabelle C.2.: Schichterkennung in PMSE der in Abbildung C.7 gezeigten Daten.

	PMSE, 27.06.2007	PMSE, 14.07.2007
Mittlere Anzahl Schichten	1.43	1.38
Einfach-Schichten (%)	59.2	67.2
Zweifach-Schichten (%)	38.3	27.4
Dreifach-Schichten (%)	2.6	5.5
Anzahl der Einzelmessungen	196	201
mittlere Höhe aller Schichten (km)	85.7 ± 1.4	84.4 ± 1.2
mittlere Höhe Schicht 1 (km)	84.6 ± 1.9	83.6 ± 1.6
mittlere Höhe Schicht 2 (km)	87.4 ± 1.3	86.4 ± 1.5

C.7. Kamera-Ereignisse

Tabelle C.3.: NLC-Beobachtungen der Kamera in Trondheim in den Jahren 2007 und 2008

Jahr	Datum	Uhrzeit
2008	29.7. – 30.7.	22:50:12 – 01:20:03
2008	30.7. – 31.7.	21:25:23 – 00:50:15
2008	1.8. – 2.8.	21:20:13 – 00:40:43
2008	9.8. – 9.8.	21:00:03 – 23:50:12
2008	11.8. – 12.8.	22:45:31 – 00:20:37
2008	12.8. – 13.8.	23:14:33 – 01:36:32
2008	15.8. – 16.8.	22:07:24 – 00:20:55
2008	16.8. – 17.8.	21:39:47 – 01:20:54
2008	24.8. – 24.8.	00:00:20 – 01:25:54
2007	3.8. – 4.8.	21:43:03 – 01:57:56
2007	5.8. – 6.8.	23:00:03 – 02:04:46
2007	6.8. – 7.8.	20:59:56 – 02:17:29
2007	7.8. – 8.8.	20:18:15 – 02:22:53
2007	9.8. – 10.8.	21:48:16 – 02:30:48
2007	10.8. – 11.8.	22:44:47 – 02:11:59
2007	15.8. – 16.8.	22:03:00 – 00:19:13
2007	16.8. – 17.8.	20:00:57 – 03:05:36
2007	22.8. – 22.8.	00:56:09 – 03:29:58
2007	23.8. – 23.8.	00:33:33 – 03:19:45
2007	24.8. – 24.8.	02:10:46 – 02:59:59
2007	25.8. – 25.8.	01:20:36 – 03:41:35
2007	31.8. – 31.8.	00:57:44 – 03:21:40
2007	31.8. – 31.8.	19:24:34 – 20:15:34



(a) 01.08.2008, 23:52:24 UT



(b) 09.08.2008, 23:16:18 UT

Abbildung C.8.: NLC auf Bildern der NLC-Kamera des IAP in Trondheim.



(a) 30.07.2008, 22:15:14 UT



(b) 30.07.2008, 22:30:03 UT



(c) 30.07.2008, 22:45:10 UT



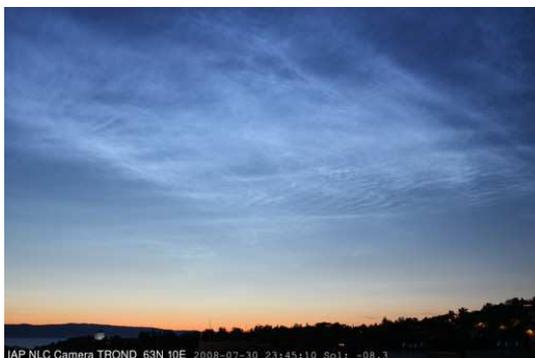
(d) 30.07.2008, 23:00:00 UT



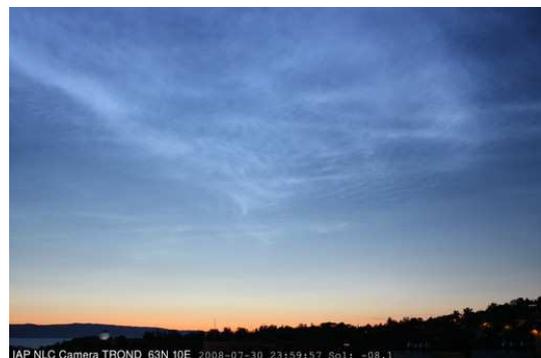
(e) 30.07.2008, 23:15:01 UT



(f) 30.07.2008, 23:30:18 UT



(g) 30.07.2008, 23:45:10 UT



(h) 30.07.2008, 23:59:57 UT

Abbildung C.9.: Zeitserie der NLC am 30.07.2008, aufgenommen von der NLC-Kamera des IAP in Trondheim.

Literaturverzeichnis

- Avaste, O. (1993), Noctilucent clouds, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, *55*(2), 133–143.
- Baumgarten, G. (2001), Leuchtende Nachtwolken an der polaren Sommermesopause: Untersuchungen mit dem ALOMAR Rayleigh/Mie/Raman Lidar, Ph.D. thesis, Universität Bonn, Bonn, Germany.
- Baumgarten, G. (2008), private communication.
- Baumgarten, G., und J. Fiedler (2008), Vertical structure of particle properties and water content in noctilucent clouds, *Geophys. Res. Lett.*, *35*, L10811, doi:10.1029/2007GL033084.
- Baumgarten, G., F.-J. Lübken, und K. H. Fricke (2002), First observation of one noctilucent cloud by a twin lidar in two different directions, *Ann. Geophys.*, *20*(11), 1863–1868.
- Baumgarten, G., J. Fiedler, und G. von Cossart (2007), The size of noctilucent cloud particles above ALOMAR (69N,16E): Optical modeling and method description, *Adv. Space Res.*, *40*, 772–784, doi:10.0016/j.asr.2007.01.018.
- Baumgarten, G., J. Fiedler, F.-J. Lübken, und G. von Cossart (2008), Particle properties and water content of noctilucent clouds and their interannual variation, *J. Geophys. Res.*, *113*, D06203, doi:10.1029/2007JD008884.
- Baumgarten, G., J. Fiedler, K. H. Fricke, M. Gerding, M. Hervig, P. Hoffmann, N. Müller, P.-D. Pautet, M. Rapp, C. Robert, D. Rusch, C. von Savigny, und W. Singer (2009), The noctilucent cloud (NLC) display during the ECOMA/MASS sounding rocket flights on 3 August 2007: morphology on global to local scales, *Ann. Geophys.*, *27*, 953–965.
- Berger, U. (2008), Modeling of middle atmosphere dynamics with LIMA, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, pp. 1170–1200, doi:10.1016/j.jastp.2008.02.004.
- Briggs, B. H. (1980), Radar observations of atmospheric winds and turbulence: A comparison of techniques, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *42*(9-10), 823–833, doi:10.1016/0021-9169(80)90086-0.

- Chu, X., P. J. Espy, G. J. Nott, J. C. Diettrich, and C. S. Gardner (2006), Polar mesospheric clouds observed by an iron Boltzmann lidar at Rothera (67.5° S, 68.0° W), Antarctica from 2002 to 2005: Properties and implications, *J. Geophys. Res.*, *111* (D20), D20213, doi:10.1029/2006JD007086.
- Dalin, P., N. Pertsev, A. Zadorozhny, M. Connors, I. Schofield, I. Shelton, M. Zalcik, T. McEwan, I. McEachran, S. Frandsen, O. Hansen, H. Andersen, V. Sukhodoev, V. Perminov, and V. Romejko (2008), Ground-based observations of noctilucent clouds with a northern hemisphere network of automatic digital cameras, *J. Atm. Solar-Terr. Phys.*, *70*, 1460–1472.
- DeLand, M. T., E. P. Shettle, G. E. Thomas, and J. J. Olivero (2006), A quarter-century of satellite polar mesospheric cloud observations, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, *68* (1), 9–29, doi:10.1016/j.jastp.2005.08.003.
- Farge, M. (1992), Wavelet transforms and their applications to turbulence, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, *24*, 395–457.
- Fiedler, J., G. Baumgarten, and F.-J. Lübken (2009), NLC observations during one solar cycle above ALOMAR, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, pp. 424–433, doi:10.1016/j.jastp.2008.11.010.
- Fritts, D., J. Isler, and G. Thomas (1993), Wave breaking signatures in noctilucent clouds, *Geophys. Res. Lett.*, *20*, 2039–2042.
- Fritts, D. C., and M. J. Alexander (2003), Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere, *Rev. Geophys.*, *41* (1), 3/1–64, doi:10.1029/2001RG000106.
- Fritts, D. C., and U.-P. Hoppe (1995), High resolution measurements of vertical velocity with the European incoherent scatter VHF radar 2. Spectral observations and model comparison, *J. Geophys. Res.*, *100* (D8), 16,827–16,838, doi:10.1029/95JD01467.
- Gadsden, M., and W. Schröder (1989), *Noctilucent Clouds*, Springer, New York.
- Gadsden, M., P. Rothwell, and M. J. Taylor (1979), Detection of circularly polarised light from noctilucent clouds, *Nature*, *278* (5705), 628–629, doi:10.1038/278628a0.
- Galassi, M., J. Davies, J. Theiler, G. Gough, G. Jungman, M. Booth, and F. Rossi (2003), *GNU Scientific Library Reference Manual - Second Edition*, 2 ed., Network Theory Ltd.
- Garcia, F., M. Taylor, and M. Kelley (1997), Two-dimensional spectral analysis of mesospheric airglow image data, *Appl. Optics*, *36* (29), 7374–7385.
- Goupillaud, P., A. Grossmann, and J. Morlet (1984), Cycle-octave and related transforms in seismic signal analysis, *Geoexploration*, *23*, 85–102.

- Hansen, G., M. Servazi, und U. von Zahn (1989), First detection of a noctilucent clouds by lidar, *Geophys. Res. Lett.*, *16*(12), 1445–1448.
- Hervig, M., R. E. Thompson, M. McHugh, L. L. Gordley, J. M. Russel III, und M. E. Summers (2001), First confirmation that water ice is the primary component of polar mesospheric clouds, *Geophys. Res. Lett.*, *28*(6), 971–974, doi:10.1029/2000GL012104.
- Hervig, M. E., L. L. Gordley, M. H. Stevens, J. M. Russell, S. M. Bailey, und G. Baumgarten (2009), Interpretation of SOFIE PMC measurements: Cloud identification and derivation of mass density, particle shape, and particle size, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *71*, 316–330, doi:10.1016/j.jastp.2008.07.009.
- Hines, C. O. (1968), A possible source of waves in noctilucent clouds, *J. Atmos. Sci.*, *25*(5), 937–942, doi:10.1175/1520-0469(1968)025<0937:APSOWI>2.0.CO;2.
- Hoffmann, P. (2008), private communication.
- Hoffmann, P., M. Rapp, A. Serafimovich, und R. Latteck (2005), On the occurrence and formation of multiple layers of polar mesosphere summer echoes, *Geophys. Res. Lett.*, *32*(5), L05812, doi:10.1029/2004GL021409.
- Höffner, J., C. Fricke-Begemann, und F.-J. Lübken (2003), First observations of noctilucent clouds by lidar at Svalbard, 78°N, *Atmos. Chem. Phys.*, *3*, 1101–1111.
- IPCC (2007), Climate change 2007: Synthesis report, *Tech. rep.*, Intergovernmental Panel on Climate Change.
- Jensen, E. J., und G. E. Thomas (1994), Numerical simulations of the effects of gravity waves on noctilucent clouds, *J. Geophys. Res.*, *99*(D2), 3421–3430, doi:10.1029/93JD01736.
- Jesse, O. (1887), Die Beobachtung der leuchtenden Wolken, *METZ*, *4*, 179–181.
- Jesse, O. (1896), Die Höhe der leuchtenden Nachtwolken, *Astr. Nach.*, *140*(3347), 161–168.
- Kaifler, B. (2008), private communication.
- Kirby, J. F. (2005), Which wavelet best reproduces the fourier power spectrum?, *Computers & Geosciences*, *31*, 846–864.
- Koshyk, J. N., und K. Hamilton (2001), The Horizontal Kinetic Energy Spectrum and Spectral Budget Simulated by a High-Resolution Troposphere-Stratosphere-Mesosphere GCM, *J. Atmos. Sci.*, *58*(4), 329–348, doi:10.1029/2008JD009785.
- Latteck, R. (2008), private communication.
- Li, X.-P. (1998), Wavelet power spectrum analysis of heterogeneities from sonic velocity logs, *Geophysical Prospecting*, *46*, 455–475.

- Lindzen, R. (2003), Notes on internal gravity waves, lecture notes for a minicourse at the Laboratory for Dynamic Meteorology.
- Lübken, F.-J. (1999), Thermal structure of the arctic summer mesosphere, *J. Geophys. Res.*, *104* (D8), 9135–9149, doi:10.1029/1999JD900076.
- Lübken, F.-J., K. H. Fricke, und M. Langer (1996), Noctilucent clouds and the thermal structure near the Arctic mesopause in summer, *J. Geophys. Res.*, *101* (D5), 9489–9508, doi:10.1029/96JD00444.
- Lübken, F.-J., M. Rapp, und I. Strelnikova (2007), The sensitivity of mesospheric ice layers to atmospheric background temperatures and water vapor, *Adv. Space Res.*, *40*, 794–801, doi:10.1016/j.asr.2007.01.014.
- Lübken, F.-J., G. Baumgarten, J. Fiedler, M. Gerding, J. Höffner, und U. Berger (2008), Seasonal and latitudinal variation of noctilucent cloud altitudes, *Geophys. Res. Lett.*, *35*, L06801, doi:10.1029/2007GL032281.
- Lübken, F.-J., U. Berger, und G. Baumgarten (2009), Stratospheric and solar cycle effects on long term variability of mesospheric ice clouds, *J. Geophys. Res.*, submitted.
- Mallat, S. (2001), *A wavelet tour of signal processing*, Academic Press.
- Maraun, D., und J. Kurths (2005), Epochs of phase coherence between el nino/southern oscillation and indian monsoon, *Geophys. Res. Lett.*, *32* (L15709).
- Mauersberger, K., und D. Krankowsky (2003), Vapor pressure above ice at temperatures below 170 K, *Geophys. Res. Lett.*, *30* (3), 21/1–3, doi:10.1029/2002GL016183.
- Miranda, F. J. (2008), Wavelet analysis of lightning return stroke, *J. Atm. Solar-Terr. Phys.*, *70*, 1401–1407.
- Nastrom, G. D., K. S. Gage, und W. H. Jasperson (1984), Kinetic energy spectrum of large-and mesoscale atmospheric processes, *Nature*, *310* (5972), 36–38, doi:10.1038/310036a0.
- Nussbaumer, V., K. H. Fricke, M. Langer, W. Singer, und U. von Zahn (1996), First simultaneous and common volume observations of noctilucent clouds and polar mesosphere summer echoes by lidar and radar, *J. Geophys. Res.*, *101* (D14), 19,161–19,167, doi:10.1029/96JD01213.
- Petelina, S. V., D. A. Degenstein, E. J. Llewellyn, und N. D. Lloyd (2006), Correlation of PMC relative brightness and altitudes observed by Odin/OSIRIS in the northern hemisphere in 2002–2003, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, *68* (1), 56–64, doi:10.1016/j.jastp.2005.08.005.

- Petelina, S. V., E. J. Llewellyn, und D. A. Degenstein (2007), Properties of polar mesospheric clouds measured by odin/osiris in the northern hemisphere in 2002–2005, *Can. J. Phys.*, *85*, 1143–1158.
- Picone, J. M., A. E. Hedin, D. P. Drob, und A. C. Aikin (2002), NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparison and scientific issues, *J. Geophys. Res.*, *107*(A12), 1468, doi:10.1029/2002JA009430.
- Rapp, M., und F.-J. Lübken (2001), Recent model results on NLC and PMSE formation, in *Proceedings of the 15th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research, Biarritz, France*, vol. ESA-SP 471, edited by B. Warmbein, pp. 195–200, Eur. Space Agency, Spec. Publ.
- Rapp, M., F.-J. Lübken, A. Müllemann, G. E. Thomas, und E. J. Jensen (2002), Small-scale temperature variations in the vicinity of NLC: Experimental and model results, *J. Geophys. Res.*, *107*(D19), AAA 11/1–20, doi:10.1029/2001JD001241.
- Rapp, M., I. Strelnikova, R. Latteck, P. Hoffmann, U.-P. Hoppe, I. Häggström, und M. Rietveld (2008), Polar Mesosphere Summer Echoes (PMSE) studied at Bragg wavelengths of 2.8 m, 67 cm, and 16 cm, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, *70*, 947–961, doi:10.1016/j.jastp.2007.11.005.
- Rigozo, N. R., D. J. R. Nordemann, E. Echer, und L. E. A. Vieira (2004), Enso influence on tree ring data from chile and brazil, *Geofisica Internacional*, *43*(2), 287–294.
- Sato, K., und M. Yamada (1994), Vertical structure of atmospheric gravity waves revealed by the wavelet analysis, *J. Geophys. Res.*, *99*(D10), 20,623–20,631, doi: 10.1029/94JD01818.
- Serafimovich, A., P. Hoffmann, D. Peters, und V. Lehmann (2005), Investigation of inertia-gravity waves in the upper troposphere/lower stratosphere over northern Germany observed with collocated VHF/UHF radars, *Atmos. Chem. Phys.*, *5*(2), 295–310.
- Si, B. C., und R. E. Farrell (2004), Scale-dependent relationship between wheat yield and topographic indices: A wavelet approach, *Soil Sci. Soc. Am. J.*, *68*, 577–587.
- Singer, W. (2008), private communication.
- Singer, W., D. Keuer, und W. Eriksen (1997), The ALOMAR MF radar: Technical design and first results, in *Proceedings of the 13th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research, Oeland, Sweden (ESA SP-397)*, vol. ESA SP-397, edited by B. Kaldeich-Schürmann, pp. 101–104.
- Singer, W., R. Latteck, P. Hoffmann, und J. Bremer (2005), Bodengebundene Radarmethoden zur Untersuchung der mittleren Atmosphäre, *promet*, *31*(1), 44–49.

- Sonnemann, G., P. Hartogh, M. Grygalashvily, Song Li, und U. Berger (2008), The quasi 5-day signal in the mesospheric water vapor concentration at high latitudes in 2003 - a comparison between observations at ALOMAR and calculations, *J. Geophys. Res.*, *113*(D4), D04101, doi:10.1029/2007JD008875.
- Stebel, K., V. Barabash, S. Kirkwood, J. Siebert, und K. H. Fricke (2000), Polar mesosphere summer echoes and noctilucent clouds: Simultaneous and common-volume observations by radar, lidar and CCD camera, *Geophys. Res. Lett.*, *27*(5), 661–664, doi:10.1029/1999GL010844.
- Stevens, M. H., R. R. Meier, X. Chu, M. T. DeLand, und J. M. C. Plane (2005), Antarctic mesospheric clouds formed from space shuttle exhaust, *Geophys. Res. Lett.*, *32*(13), L13810, doi:10.1029/2005GL023054.
- Strelnikov, B., M. Rapp, und F.-J. Lübken (2003), Wavelet analysis applied to neutral density fluctuations measured in situ in the middle atmosphere, in *Proceedings of the 16th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research, St. Gallen, Switzerland*, pp. 321–326.
- Strelnikova, I., M. Rapp, B. Strelnikov, G. Baumgarten, A. Brattli, K. Svenes, U.-P. Hoppe, M. Friedrich, J. Gumbel, und B. Williams (2008), Measurements of meteor smoke particles during the ECOMA-2006 campaign: 2. results, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, *accepted*.
- Sugiyama, T. (1994), Ion-recombination nucleation and growth of ice particles in noctilucent clouds, *J. Geophys. Res.*, *99*(A3), 3915–3929, doi:10.1029/93JA02822.
- Thomas, G. E. (1995), Climatology of polar mesospheric clouds: Interannual variability and implications for long-term trends, in *The upper mesosphere and lower thermosphere: A review of experiment and theory, Geophysical Monograph*, vol. 87, edited by R. M. Johnson und T. L. Killeen, pp. 185–200, AGU Books Board, Washington, DC, USA.
- Torrence, C., und G. P. Compo (1998), A practical guide to wavelet analysis, *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, *79*(1), 61–78.
- Tung, K. K., und W. W. Orlando (2003), The k^{-3} and $k^{-5/3}$ Energy Spectrum of Atmospheric Turbulence: Quasigeostrophic Two-Level Model Simulation, *J. Atmos. Sci.*, *60*, 824–834.
- Turco, R. P., O. B. Toon, R. C. Whitten, R. G. Keesee, und D. Hollenbach (1982), Noctilucent clouds: Simulation studies of their genesis, properties and global influences, *Planet. Space Sci.*, *30*(11), 1147–1181, doi:10.1016/0032-0633(82)90126-X.
- von Cossart, G., J. Fiedler, und U. von Zahn (1999), Size distributions of NLC particles as determined from 3-color observations of NLC by ground-based lidar, *Geophys. Res. Lett.*, *26*(11), 1513–1516, doi:10.1029/1999GL900226.

- von Zahn, U., und J. Bremer (1999), Simultaneous and common-volume observations of noctilucent clouds and polar mesosphere summer echoes, *Geophys. Res. Lett.*, *26*(11), 1521–1524, doi:10.1029/1999GL900206.
- von Zahn, U., G. von Cossart, J. Fiedler, und D. Rees (1998), Tidal variations of noctilucent clouds measured at 69° N latitude by groundbased lidar, *Geophys. Res. Lett.*, *25*(9), 1289–1292, doi:10.1029/98GL00546.
- von Zahn, U., G. von Cossart, J. Fiedler, K. H. Fricke, G. Nelke, G. Baumgarten, D. Rees, A. Hauchecorne, und K. Adolfsen (2000), The ALOMAR Rayleigh/Mie/Raman lidar: Objectives, configuration, and performance, *Ann. Geophys.*, *18*, 815–833.
- Wegener, A. (1912), Die Erforschung der obersten Atmosphärenschichten, *Gerl. Beitr. Geophys.*, *11*, 104–124.
- Werner, R., K. Stebel, G. H. Hansen, U. Blum, U.-P. Hoppe, M. Gausa, und K.-H. Fricke (2007), Application of wavelet transformation to determine wavelengths and phase velocities of gravity waves observed by lidar measurements, *J. Atm. Solar-Terr. Phys.*, *69*, 2249–2256.
- Witt, G. (1962), Height, structure and displacements of noctilucent clouds, *Tellus XIV*, pp. 1–18.
- Yang, G., B. Clemesha, P. Batista, und D. Simonich (2008), Lidar study of the characteristics of gravity waves in the mesopause region at a southern low-latitude location, *J. Atm. Solar-Terr. Phys.*, *70*, 991–1011.
- Zecha, M. (2008), private communication.

Erklärung:

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst habe und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 02.06.2009

.....

Danksagung

Ich bedanke mich sehr herzlich bei Herrn Prof. Lübken für das Angebot dieser Diplomarbeit und die Unterstützung. Ich habe mich am Institut für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn von Anfang an sehr wohlfühlt. Meine Arbeit betreut hat Herr Gerd Baumgarten, dem ich für viele Ideen, Diskussionen, die richtige Programmiersprache und auch das persönliche Interesse zu großem Dank verpflichtet bin.

Im Rahmen meiner Arbeit durfte ich an zwei Meßkampagnen (Sommer 2008 und Januar 2009) mit dem ALOMAR RMR-Lidar teilnehmen. Das Team der Rocket Range, vor allem Reidar Lyngra, waren erste Ansprechpartner bezüglich der Bedienung der Instrumente. Meine ersten Messungen habe ich gemeinsam mit Timo Viehl ausgeführt.

Ich danke allen Mitarbeitern des Instituts für Atmosphärenphysik für die freundliche Aufnahme, das Interesse an meiner Arbeit und die Hilfsbereitschaft. Für Diskussionen sei neben Gerd Baumgarten insbesondere Jens Fiedler, Jens Hildebrand, Marius Zecha, Josef Höffner, Sebastian Brune und Peter Hoffmann gedankt. Jens Hildebrand und Bernd Kaifler haben diese Arbeit aufmerksam Korrektur gelesen, herzlichen Dank.