

Untersuchung der Wechselwirkung synoptisch-skaliger mit orographisch bedingten Prozessen in der arktischen Grenzschicht über Spitzbergen

Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.) auf dem Gebiet

Klimaphysik

Alexander Schulz

Potsdam 2017

eingereicht an der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Potsdam

angefertigt am
Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung
Forschungsstelle Potsdam

Tag der Disputation: Potsdam, 22. Juni 2017

Gutachter der Arbeit:

Prof. Dr. Klaus Dethloff (Universität Potsdam)

Prof. Dr. Manfred Wendisch (Universität Leipzig)

Prof. Dr. Christoph Thomas (Universität Bayreuth)

Online veröffentlicht auf dem

Publikationsserver der Universität Potsdam:

URN urn:nbn:de:kobv:517-opus4-400058

<http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:kobv:517-opus4-400058>

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	iii
Abstract	v
1 Einleitung	1
2 Motivation & Ziele	3
3 Grundlagen	5
3.1 (Anti-) Zyklonen in der Arktis	5
3.2 Vertikaler Aufbau der atmosphärischen Grenzschicht	6
3.3 Tagesgang der atmosphärischen Grenzschicht	7
3.4 Turbulenz in der Atmosphäre	10
3.5 Grundgleichungen für die Grenzschicht	11
3.5.1 Zustandsgleichung (für ideale Gase)	11
3.5.2 Erhaltung der Masse (Kontinuitätsgleichung)	11
3.5.3 Erhaltung des Impulses	12
3.5.4 Erhaltung der Energie (Wärme)	13
3.5.5 Erhaltung der Feuchte	13
3.5.6 Erhaltung von Beimengungen	13
3.5.7 Gleichungen für die turbulente Strömung	14
3.5.8 Approximationen in der Prandtl-Schicht	15
3.5.9 Ähnlichkeitstheorie nach Monin und Obukhov	22
3.5.10 Schließung der Gleichungen für die turbulente Strömung	25
3.5.11 2 Schließansätze (im WRF-Modell)	26
3.5.12 Richardson-Zahl	28
4 Standortbeschreibung	31
5 Messungen & Daten	36
5.1 Messinstrumente	36
5.2 Daten aus Modellsimulationen	38
5.2.1 Weather Research and Forecasting Model (WRF)	38
5.2.2 ERA-Interim Reanalysedaten	42
5.2.3 ECMWF - operationelle Daten	43
6 Methoden	43
6.1 Eddy-Kovarianz-Methode	43
6.2 Erstellung von Kompositprofilen	47
6.3 Identifizierung & Klassifizierung synoptischer Bedingungen aus Reanalysedaten	49
6.4 Fehlermaße und Korrelationen	51
6.5 Homogenisierung der Daten für die Differenzbildung	54

7 Mikrometeorologische Charakterisierung des Messtandortes	55
7.1 Vergleiche der bodennahen Windmessungen verschiedener Standorte	57
7.2 In-situ-Messungen turbulenter Flüsse	60
7.3 Stabilitätsanalyse der bodennahen Luftschicht	66
7.4 Identifizierung von Inversionen in den unteren 10 m	67
8 Auswirkung der synoptischen Bedingungen auf die lokale Grenzschicht	72
8.1 Statistik ausgewählter Fallbeispiele	72
8.2 Prozessstudien zum Einfluss von (Anti-) Zyklonen auf die lokale Grenzschicht . .	76
8.2.1 T01: Tiefdrucksystem 07.07.2013 06:00 UTC - 11.07.2013 00:00 UTC . . .	76
8.2.2 H01: Hochdrucksystem 21.09.2013 00:00 UTC - 28.09.2013 12:00 UTC . .	87
8.2.3 T02: Tiefdrucksystem 03.11.2013 06:00 UTC - 08.11.2013 00:00 UTC . . .	98
9 Prozessstudie mit dem WRF-Modell für eine Periode häufiger Sondierungen	109
9.1 Vergleich der Modellsimulationen mit den Beobachtungsdaten in der vertikalen Säule	116
9.1.1 Windprofile	116
9.1.2 Temperaturprofile	130
9.1.3 Feuchteprofile	136
9.2 Vergleich der Modellsimulationen mit den Beobachtungsdaten in Bodennähe . . .	142
9.2.1 Kurzwellige Einstrahlung	143
9.2.2 Gegenstrahlung	144
9.2.3 2m-Temperatur	145
9.2.4 Oberflächentemperatur	146
9.2.5 10m-Windgeschwindigkeit	148
9.2.6 10m-Windrichtung	149
9.2.7 2m-Mischungsverhältnis	150
9.2.8 Turbulenter fühlbarer Wärmestrom	151
9.2.9 Turbulenter latenter Wärmestrom	153
9.2.10 Schubspannungsgeschwindigkeit	154
9.2.11 MAE, BIAS und Korrelationskoeffizienten für die bodennahen Variablen .	155
9.3 Vergleich der Grenzschichtdynamik	157
10 Zusammenfassung & Ausblick	164
Anhang	170
Literaturverzeichnis	176
Abbildungsverzeichnis	190
Danksagung	194
Erklärung	194

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die planetare Grenzschicht in Ny-Ålesund, Spitzbergen, sowohl bezüglich kleinskaliger („mikrometeorologischer“) Effekte als auch in ihrer Kopplung mit der Synoptik untersucht. Dazu werden verschiedene Beobachtungsdaten aus der Säule und in Bodennähe zusammengezogen und bewertet. Die so gewonnenen Datensätze werden dann zur Validierung eines nicht-hydrostatischen, regionalen Klimamodells genutzt. Weiterhin werden orographisch bedingte Einflüsse, die Untergrundbeschaffenheit und die lokale Heterogenität der Unterlage untersucht. Hierzu werden meteorologische Größen, wie die Variabilität der Temperatur und insbesondere die jährliche Windverteilung in Bodennähe untersucht und es erfolgt ein Vergleich von in-situ gemessenen turbulenten Flüssen von den Eddy-Kovarianz-Messkomplexen bei Ny-Ålesund und im Bayelva-Tal unter demselben Aspekt. Es zeigt sich, dass der Eddy-Kovarianz-Messkomplex im Bayelva-Tal sehr stark durch eine orographisch bedingte Kanalisierung der Strömung beeinflusst ist und sich nicht für Vergleiche mit regionalen Klimamodellen mit horizontalen Auflösungen von ≥ 1 km eignet. Die hohe Bodenfeuchte im Bayelva-Tal führt zudem zu einem deutlich kleineren Bowen-Verhältnis, als es für diese Region zu erwarten ist. Der Eddy-Kovarianz-Messkomplex bei Ny-Ålesund erweist sich hingegen als geeigneter für solche Modellvergleiche, aufgrund der typischen, küstennahen Windverteilung und des repräsentativen Footprints. Letzteres wird durch die Bestimmung der Footprint-Klimatologie des Jahres 2013 mit einem aktuellen Footprint-Modell erarbeitet.

Weiterhin wird die Auswirkung von (Anti-) Zyklonen über den Archipel auf die zeitliche Variabilität der lokalen Grenzschichteigenschaften untersucht und bewertet. Dazu wird ein Zyklonen-Detektions-Algorithmus auf ERA-Interim-Reanalysedatensätze angewendet, wodurch die Häufigkeit von nahezu ideal konzentrischen Hoch- und Tiefdruckgebieten für drei Jahre bestimmt wird. Aus dieser Verteilung werden insgesamt drei interessante Zeiträume zu verschiedenen Jahreszeiten ausgewählt und im Rahmen von Prozessstudien die lokalen, bodennahen meteorologischen Messungen, der turbulente Austausch an der Oberfläche und die Grenzschichtdynamik in der Säule untersucht. Die zeitliche Variabilität der dynamischen Grenzschichtstabilität in der Säule wird anhand von zeitlich hochaufgelösten vertikalen Profilen der Bulk-Richardson-Zahl aus Kompositprofilen aus Fernerkundungsinstrumenten (Radiometer, Wind-LIDAR) sowie Mastdaten (BSRN-Mast) untersucht und die Grenzschichthöhe ermittelt. Aus diesen Analysen ergibt sich eine deutliche Abhängigkeit der thermischen Stabilität beim Durchzug von Fronten, eine damit einhergehende erhebliche Abhängigkeit der Grenzschichtdynamik und der Grenzschichthöhe sowie des turbulenten Austauschs von der zeitlichen Variabilität der Windgeschwindigkeit in der Säule.

Auf Grundlage der Standortanalysen und Prozessstudien erfolgt ein Vergleich der bodennahen Messungen und den Beobachtungen aus der Säule, sowohl von den genannten Fernerkundungsinstrumenten als auch von In-situ-Messungen (Radiosonden) für den Zeitraum einer Radiosondierungskampagne mit dem nicht-hydrostatischen, regionalen Klimamodel WRF (ARW). Auf Grundlage der Fragestellung, inwieweit aktuelle Schemata die Grenzschichtcharakteristika in orographisch stark gegliedertem Gelände in der Arktis reproduzieren können, werden zwei Grenzschichtparametrisierungsschemata mit verschiedenen Ordnungen der Schließung validiert. Hierzu wird die zeitliche Variabilität der Temperatur, der Feuchte und des Windfeldes in der

Säule bis 2000 m in den Simulationen mit den Beobachtungsdaten vergleichen. Es wird gezeigt, dass durch Modifikation der Initialwertfelder eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Simulationen und den Beobachtungen bereits bei einer horizontalen Auflösung von 1 km erreicht werden kann und die Wahl des Grenzschichtschemas nur untergeordneten Einfluss hat. Hieraus werden Ansätze der Weiterentwicklung der Parametrisierungen, aber auch Empfehlungen bezüglich der Initialwertfelder, wie der Landmaske und der Orographie, vorgeschlagen.

Abstract

In this work, the planetary boundary layer in Ny-Ålesund, Svalbard is investigated both in terms of small scale (“micrometeorological”) effects and its connection to synoptic scale processes. Therefore several observational data from the lower troposphere and near the surface are added together and evaluated. These datasets are used to validate a non-hydrostatic, regional climate model. Furthermore orographically induced influences and the character of the surface and its local heterogeneity are investigated. To this, meteorological quantities like the temperature variability and the annual wind distribution near the surface are analysed and a comparison of in-situ measurements of the turbulent fluxes from the eddy covariance measuring complexes near Ny-Ålesund and in the Bayelva valley are conducted accordingly. It is shown that the eddy-covariance measuring complex in the Bayelva valley is influenced considerably by local channelling of the flow. Therefore this station is not suitable for comparisons with a regional climate model with horizontal resolutions ≥ 1 km. In addition, higher soil moisture results in lower Bowen-ratio than expected for this site. It turned out that the eddy-covariance measuring complex near Ny-Ålesund is more appropriate for such model studies due to typical coastal wind distribution and a representative footprint. The latter is calculated by determining the footprint climatology of the year 2013 with a current footprint model.

Furthermore the impact of (anti-) cyclones over the archipelago on the temporal variability of boundary layer characteristics is investigated and evaluated. For this purpose, a cyclone detection algorithm is applied to ERA-Interim reanalysis data which determines the frequency of nearly ideal concentric high and low pressure systems for three years. From this distribution, three interesting time periods are selected at different seasons and the local near surface meteorological measurements, the turbulent fluxes at the surface and the boundary layer dynamics in the column are examined in case studies. The temporal variability of the dynamic stability of the planetary boundary layer in the column is examined by temporally high resolved vertical profiles of the bulk Richardson number from composite profiles compiled from remote sensing data (radiometer, wind LIDAR) as well as data from the BSRN mast. From these analyses, a clear dependence of the thermal stability during the passage of fronts, a corresponding dependence of the boundary layer dynamics and the boundary layer height as well as the turbulent exchange from the temporal variability of the wind speed in the column results.

On the basis of the site analyses and the case studies, a comparison of near surface measurements and observations from the column is made, both from the above-mentioned remote sensing instruments and in-situ measurements (radio soundings) for the period of an intense radio sounding campaign with the non-hydrostatic regional climate model WRF (ARW). On the basis of the question as to how far current schemes can reproduce the boundary layer characteristics in complex terrain in the Arctic, two boundary layer parameterization schemes with different orders of closure are validated. For this purpose, the temporal variability of the temperature, humidity and wind field in the column up to 2000 m height in the simulations is compared with observational data. It is shown that by modifying fields of initial value, a very good agreement between the simulations and the observations can already be achieved with a horizontal resolution of 1 km. The choice of the boundary layer scheme has only a minor influence. From this, approaches to the further development of the parameterizations as well as recommendations

concerning the initial value fields, such as the land mask and the orography, are proposed.

1 Einleitung

Einer der prägnantesten Auswirkungen der aktuellen globalen Klimaveränderung ist die überdurchschnittliche Erwärmung der Arktis in den letzten Jahrzehnten. Diese sogenannte arktische Verstärkung führt in der Arktis, im Vergleich zu den globalen Temperaturen, zu einem etwa zweimal so starken Temperaturanstieg (Cohen *et al.*, 2014). Jüngere Beobachtungen zeigen, dass die Erwärmung im Spätherbst und den frühen Wintermonaten (ONDJ) am größten ist, wobei die deutlichsten Trends in der 2m-Wintertemperatur und der Seeeiskonzentration über der Barents- und Karasee gefunden wurden (Screen und Simmonds, 2010b). Obwohl es, aufgrund der Komplexität der atmosphärischen Dynamik und der Nichtlinearität des Klimasystems, unwahrscheinlich ist, dass einzelne kausale Wechselwirkungsketten diese Entwicklung erklären können (Overland *et al.*, 2016), wird häufig die Eis-Albedo-Rückkopplung, d.h. die erhöhte Absorption solarer Einstrahlung unter Rückgang der Schnee- und Eisbedeckung, als mögliche Ursache genannt. Verschiedene Studien zeigten, dass die verminderte Seeeiskonzentration zu Veränderungen der synoptisch-skalierten und planetaren Zirkulationssysteme sowohl in der Troposphäre als auch in der Stratosphäre führt (u.a. Cohen *et al.*, 2014, Jaiser *et al.*, 2013, 2012). In der Troposphäre führt die verminderte Seeeiskonzentration weiterhin durch dynamische Wechselwirkungen zu Änderungen der atmosphärischen Temperatur- und Windfelder sowie Veränderungen von Strömungen und der Energiespeicherung im Ozean. Hinzu kommen thermodynamische Wechselwirkungen durch veränderte Wasserdampfkonzentrationen in der Atmosphäre, die zu Änderungen des planetaren Strahlungshaushalts sowie Wolken und Aerosol Rückkopplungen führen (siehe z.B. Budikova, 2009). Des Weiteren wird ein verstärkter turbulenter Austausch an der Oberfläche beobachtet (siehe z.B. Vihma, 2014, Screen und Simmonds, 2010a, Serreze *et al.*, 2009). Dies führt insgesamt zu Änderungen von Telekonnektionsmustern, wie z.B. der Nordatlantischen Oszillation (NAO). Durch die arktische Erwärmung infolge der genannten Prozesse, reduziert sich der Druckgradient zwischen dem Islandtief und dem Azorenhoch. Dies entspricht einer negativen NAO-Phase, infolgedessen sich die winterliche Warmluftadvektion aus Westen nach Europa abschwächt und häufiger Kaltluftausbrüche aus dem winterlichen sibirischen Hoch nach Europa möglich werden. Die arktische Erwärmung kann dadurch paradoxerweise zu kälteren Wintern in Europa führen und ihre Auswirkungen sind somit nicht nur auf die Arktis beschränkt (siehe z.B. Vihma, 2014).

Weitere Arbeiten weisen auch auf andere Prozesse, wie die Temperatur-Rückkopplung hin, d.h. der im Vergleich zu den mittleren Breiten weniger effektiven Strahlungsabkühlung in der Arktis bei höheren Temperaturen, die ebenfalls erheblich zu der arktischen Erwärmung beitragen kann (Pithan und Mauritsen, 2014). Diese kann, unter anderem, den Befund der vertikal inhomogenen Erwärmung der Atmosphäre, d.h. die stärkere Erwärmung in den bodennahen Schichten im Vergleich zu den Schichten darüber (Screen und Simmonds, 2010a), erklären. Untermauert wird dieser Befund durch Modellstudien ohne die Eis-Albedo-Rückkopplung (Graversen und Wang, 2009, Caballero und Langen, 2005, Alexeev *et al.*, 2005), worin dennoch die arktische Verstärkung auftritt. Entsprechend liegt nahe, dass verschiedene Prozesse gleichzeitig aktiv sind beziehungsweise die intrinsischen Eigenschaften der nichtlinearen Dynamik des Klimasystems (siehe z.B. Overland *et al.*, 2016) die Ermittlung der Ursachen erschweren.

Andere Arbeiten erwägen Veränderungen der einfallenden langwelligen Strahlung, als Ursache

für die rapide Erwärmung und dem Meereis-Rückgang (u.a. Park *et al.*, 2015, Bintanja *et al.*, 2011, Schweiger *et al.*, 2008). Diese Befunde werden untermauert durch Analysen von Langzeitmessdaten, aus welchen eine deutliche Zunahme der einfallenden langwelligen Einstrahlung (Maturilli *et al.*, 2015) hervorgeht. Als mögliche Ursache wurde bereits mehrfach eine Zunahme des Wasserdampfgehaltes der Säule durch Advektionsprozesse in die Arktis untersucht (Maturilli und Kayser, 2016, Woods und Caballero, 2016, Woods *et al.*, 2013). Hier zeigte sich zum einen eine deutliche Erhöhung der troposphärischen Feuchte in den Wintermonaten (Maturilli und Kayser, 2016) und zum anderen ein starker Einfluss von wenigen, sehr intensiven, räumlich begrenzten Feuchteinträgen auf die interannuelle Varianz der mittleren arktischen Oberflächentemperatur und die langwellige Strahlung (Woods und Caballero, 2016).

Alle genannten Mechanismen wirken oder beginnen in der atmosphärischen Grenzschicht, jener unteren Schicht der Troposphäre, in der die Wechselwirkungs- und die Austauschprozesse von Energie und Beimengungen zwischen Erdoberfläche und Atmosphäre stattfinden. Die mikroskaligen Prozesse der atmosphärischen Grenzschicht, wie Turbulenz, werden in keinem Klimamodell aufgelöst. Folglich werden alle physikalischen Prozesse in der Grenzschicht ausnahmslos durch *subgrid*-skalige Parametrisierungen beschrieben. Neben der mathematischen Problematik der Schließung unvollständiger Gleichungssysteme, müssen diese Parametrisierungen anhand von genauen und repräsentativen Messungen, im Rahmen von Kampagnen beziehungsweise Experimenten, entwickelt werden. Folglich ist ein fundiertes Verständnis der Physik in dieser „Vermittlungsschicht“ in der Arktis unabdingbar für die Entwicklung zuverlässiger Zukunftsprojektionen der aktuellen Klimaentwicklung, dessen potentielle Auswirkungen drastische Folgen für Millionen von Menschen haben (Overland *et al.*, 2016).

Neben den globalen, zeigen auch aktuelle regionale Klimamodelle erhebliche Defizite bei regionalen Wechselwirkungen und Rückkopplungen in der Arktis (Mielke *et al.*, 2014, Jocher, 2013, Wyser *et al.*, 2008, Rinke *et al.*, 2006, Tjernström *et al.*, 2005). So wurden in diesen Studien die größten Abweichungen nahe der Oberfläche gefunden, die auf unzureichende Parametrisierungen der Albedo, der Oberflächenflüsse und der Turbulenz in der stabilen Grenzschicht sowie in Wolken zurückzuführen sind. Insbesondere unzureichende Wolkenparametrisierungen führen zu signifikanten Abweichungen, aufgrund des direkten Einflusses auf die Strahlungsbilanz und den Niederschlag. Studien für die arktische Bewölkung zeigen, dass bereits durch *Tuning* aktueller Parametrisierungen, erhebliche Verbesserungen möglich sind (z.B. Klaus *et al.*, 2012). Zur Weiterentwicklung der theoretischen Grundlagen sind somit Folgekampagnen der SHEBA¹⁾-Studie wie MOSAIC²⁾ notwendig, bei welchen umfangreiche Messungen in der Hocharktis über längere Zeiträume erhoben werden. Zusätzlich werden Validierungsstudien mit Messdaten aktueller Modellparametrisierungen benötigt, um die Leistungsfähigkeit beziehungsweise Limitierungen aktueller Parametrisierungen zu analysieren.

Aufgrund der Bedeutung des arktischen Klimasystems und der Schwierigkeiten Grenzschichtprozesse in globalen Zirkulationsmodellen abzubilden, ergibt sich die Notwendigkeit, die physikalischen Prozesse in der arktischen Grenzschicht weiter zu untersuchen, aber auch die Defizite aktueller Parametrisierungen zu identifizieren. Da globale Zirkulationsmodelle die meso- bis mikroskaligen Prozesse, welche die Punktmessungen bestimmen, nicht abbilden können, ist ein

¹⁾Surface Heat Budget of the Arctic Ocean; Driftstation 1997-1998

²⁾Multidisciplinary drifting Observatory for the Study of Arctic Climate; Driftstation geplant für 2019-2020

direkter Vergleich zumeist nicht möglich. Alternativ können zunächst Parametrisierungen mit regionalen Modellen validiert werden, die dann bei hinreichender Leistung in angepasster Form in die globalen Modelle implementiert werden können.

Diese Arbeit soll einen Beitrag zu diesem Entwicklungsprozess leisten. Dazu wurden zunächst anhand von Messungen an der deutsch-französischen Polarforschungsstation AWIPEV die Eigenschaften der arktischen Grenzschicht in komplexen Terrain untersucht und die vertikale Struktur sowie die zeitliche Variabilität charakterisiert. Weiterhin wurde die Auswirkung synoptischskaliger Prozesse (Zyklonen) auf die lokale Grenzschicht in Prozessstudien untersucht. Auf Grundlage dieser Studien und einer Vielzahl von Vorarbeiten vom Messstandort, wurde anschließend für eine Radiosondenmesskampagne eine Prozessstudie mit einem mesoskaligen nicht-hydrostatischen Klimamodell zur Validierung zweier Grenzschichtparametrisierungen durchgeführt.

2 Motivation & Ziele

Warum „noch“ eine Modellsimulation über Svalbard?

Aufgrund der Vielzahl kleinskaliger Prozesse in komplexen Terrain werden Modelle für solche Regionen benötigt, welche die mikroskaligen Effekte und Charakteristika der lokalen Grenzschicht auflösen beziehungsweise geeignet parametrisieren können. In früheren Validierungsstudien wurde gezeigt, dass das WRF-Modell bei hinreichender räumlicher und zeitlicher Auflösung gute Ergebnisse an verschiedenen Standorten des Svalbard Archipels lieferte. Zum einen wurden diese Studien aber nur anhand zeitlich deutlich geringer aufgelösten Daten und teilweise vertikal stark begrenzten Messungen aus der Säule durchgeführt (z.B. Roberts *et al.*, 2016, Aas *et al.*, 2015, Kilpeläinen *et al.*, 2012, Mayer *et al.*, 2012). Zum anderen lagen die Schwerpunkte dieser Vergleiche zumeist auf einem Teilaspekt der Grenzschicht, wie dem zeitlichen Verlauf der Energiebilanz am Boden (z.B. Aas *et al.*, 2015, Mäkiranta *et al.*, 2011), der instantanen meteorologischen Vertikalstruktur der unteren Atmosphäre in kurzen Perioden an einem oder mehreren Standorten (z.B. Mayer *et al.*, 2012, Roberts *et al.*, 2016, Kilpeläinen *et al.*, 2011, Stütz, 2010) oder dem zeitlichen Verlauf der bodennahen meteorologischen Eigenschaften an verschiedenen Standorten (z.B. Claremar *et al.*, 2012). Alle Arbeiten basieren somit entweder auf zeitlich und/oder räumlich stark begrenzten Datensätzen beziehungsweise validieren nicht alle relevanten Größen in der Grenzschicht.

Inwieweit das WRF-Modell nun die kleinskaligen Prozesse in der gesamten Grenzschicht korrekt reproduziert, lässt sich aber nur durch vollständige räumlich (vertikal) und zeitlich hinreichend aufgelöste Daten aller Teilaspekte validieren. Insbesondere die zu erwartende hohe zeitliche Variabilität der dynamischen Grenzschichtstabilität sowie der Grenzschichthöhe wurde bisher nicht untersucht.

Erstmals stehen für einen Standort bodennahe meteorologische Standardmessungen, die Komponenten der Erdoberflächenenergiebilanz sowie Profilmessungen verschiedener Variablen in hoher zeitlicher Auflösung zur Verfügung. Dadurch kann sowohl die zeitliche Variabilität der bodennahen Messungen als auch die Vertikalstruktur der gesamten Grenzschicht in den Simulationen in einer Prozessstudie mit Beobachtungsdaten validiert werden.

Aufgrund einer Radiosondenkampagne³⁾ standen erstmals 6 Radiosonden am Tag über einen Zeitraum von 2 Wochen zur Verfügung. Zudem konnten durch Verknüpfung verschiedener Fernerkundungsdaten und Bodendaten bis zu 3 Kompositprofile pro Stunde erarbeitet werden, die erstmals eine Prozessstudie der Grenzschichtdynamik in der Säule ermöglichten. Weiterhin wird in Ny-Ålesund neben dem Eddy-Kovarianz-Messkomplex im Bayelva-Tal ein weiterer Eddy-Kovarianz-Messkomplex nahe dem Ort betrieben, der zu den Turbulenzmessungen eine Vielzahl weiterer Messungen in Bodennähe zeitlich hochauflösend (bis zu 2 s) bereitstellt (siehe Jocher, 2013), wodurch nahezu die gesamte Grenzschichtvariabilität abgebildet wurde und sich ein Modellvergleich anbot.

Wie aus dem vorangegangenen Ausführungen ersichtlich wird, existiert eine Vielzahl von hauptsächlich instrumentspezifischen Vorarbeiten. Die Mehrheit der genannten Messreihen werden operationell erhoben, sodass zum Zeitpunkt dieser Arbeit eine große Menge unveröffentlicher Daten zur Verfügung stand.

Entsprechend soll, aufbauend auf diesen Arbeiten, eine umfassende Analyse der mikrometeorologischen Bedingungen an der Oberfläche sowie die Auswirkung spezifischer synoptischer Bedingungen auf die lokale Grenzschicht in Prozessstudien für den Standort Ny-Ålesund erarbeitet werden. Hierzu sollen erstmalig die Messungen der bodennahen Meteorologie mit In-situ- und Fernerkundungssystemen in der Säule vollständig verknüpft werden. Auf Grundlage dieser Synthese sollen zwei Grenzschichtparametrierungsschemata eines hochauflösenden nicht-hydrostatischen Wettermodells validiert werden.

Dies soll einen grundlegenden Beitrag zum Prozessverständnis in der arktischen Grenzschicht liefern und darauf aufbauend zur Weiterentwicklung der Grenzschichtmodellierung beitragen.

³⁾ARCROSE: Arctic Research Collaboration for Radiosonde Observing System Experiment; weitere Informationen in Inoue *et al.* (2015)

3 Grundlagen

Nachfolgend wird eine kurze Einführung in die für diese Arbeit notwendige Theorie gegeben. Dabei wurde sich mehrheitlich an der Vorgehensweise von Foken (2006) und Stull (1988) orientiert. Für einen umfassenden Überblick sei auch auf (z.B. Garratt, 1994, Arya, 1988, Klose, 2008) verwiesen.

3.1 (Anti-) Zyklonen in der Arktis

Da in dieser Arbeit die Auswirkung von (Anti-) Zyklonen auf die lokale Grenzschicht untersucht wurde, ist nachfolgend ein phänomenologischer Überblick über diese Drucksysteme gegeben. Dabei werden auch die wesentlichen Unterschiede zwischen den Systemen der mittleren Breiten und der Arktis dargestellt.

(Anti-) Zyklonen sind die größten (makroskopischen) horizontalen Wirbel in der Atmosphäre des Planeten. Diese führen zum Abbau des meridionalen Temperaturgradienten zwischen dem Äquator und den Polen, der durch die differentielle solare Einstrahlung entsteht. Diese meso- bis makroskaligen Turbulenzelemente sind klar von den mikroskaligen Turbulenzelementen in der atmosphärischen Grenzschicht abzutrennen. Ihre physikalischen Eigenschaften und Wirkung sind zwar ähnlich aber nicht identisch. In der Meteorologie werden zumeist nur die Tiefdruckgebiete (Zyklonen) berücksichtigt. Entsprechend beziehen sich nachfolgende Ausführungen ebenfalls auf diese Tiefdruckgebiete.

Zyklonen lassen sich nach dem Ort, d.h. implizit nach ihrer physikalischen Ursache, grob in die 3 Gruppen **tropische**, **extratropische** und **polare** Zyklonen unterteilen. Zyklonen, welche die Eigenschaften von tropischen und extratropischen Zyklonen besitzen, werden als subtropisch bezeichnet.

Alle Typen haben folgende Eigenschaften gemeinsam (siehe z.B. Nishii *et al.* (2015) und Referenzen).

- Wärmetransport (Advektion)
- Feuchtetransport (Advektion)
- Frischwassertransport (via Niederschlag)
- Einfluss auf die Strahlungsbilanz (via Wolkenbildung)
- Einfluss auf die Seeisenausdehnung (via Impulsflüsse in die Oberfläche)
- Vertikaltransport (via aufsteigender beziehungsweise absinkender Luftmassen)

Tropische und subtropische Zyklonen erreichen die Arktis im Allgemeinen nicht, sodass auf diese nachfolgend nicht weiter eingegangen wird. Extratropische Zyklonen hingegen erreichen häufig die Arktis auf typischen Bahnen (sog. *storm tracks*) und dissipieren in der Hocharktis. Polare Zyklonen entstehen in der Arktis. Entsprechend des Entstehungsortes unterscheiden sich die Eigenschaften der Systeme teilweise deutlich wie aus nachfolgender Tabelle 1 deutlich wird.

Tabelle 1: Charakteristika extratropischer und polarer Zyklonen; ⁱ⁾ Meteorology Glossary: http://glossary.ametsoc.org/wiki/Main_Page; ⁱⁱ⁾ Ahrens und Henson (2015); ⁱⁱⁱ⁾ Serreze und Barry (2005); ^{iv)} Rasmussen und Turner (2003)

Eigenschaft	Extratropische Zyklonen	Polare Zyklonen
allg. Klassifizierung	zyklon-skalige nicht-tropische Zyklonen ⁱ⁾	intensive maritime Meso-Zyklonen ⁱⁱⁱ⁾
met. Klassifizierung	synoptisch-skalige Tiefdrucksysteme ⁱ⁾	meso-skalige Tiefdrucksysteme ⁱⁱⁱ⁾
Ausdehnung	>1000 km bis 4000 km ⁱ⁾	100 km ⁱⁱⁱ⁾ bis 1000 km ^{iv)}
Lebensdauer	einige Tage bis eine Woche	zwischen 3 und 36 Stunden ⁱⁱⁱ⁾
Entstehungsort	entlang baroklinen Hauptzone	entlang barokliner Zonen
↳ Erläuterung	entlang der Polarfront in Verbindung mit troposphärischen <i>Jetstream</i> in den mittleren Breiten ⁱⁱ⁾	entlang von Eiskanten und/oder eis- bzw. schneebedeckten Küstenlinien polwärts der Polarfront ^{iv)}
Energiequelle	Baroklinität ⁱⁱ⁾	Baroklinität und/oder Konvektion ^{iv)}
Wolkensignatur	Spirale, klares Auge	Spirale oder kommaförmig ^{iv)}
Fronten	warm, kalt, okkludiert ⁱⁱ⁾	warm, kalt, okkludiert ⁱⁱⁱ⁾
Kern	kalt ⁱⁱ⁾	warm (konvektiver Fall) ^{iv)}

Es sei auf die geringe Größe und zeitliche Dauer der Existenz polarer Zyklonen hingewiesen. Beide Eigenschaften liegen an den Auflösungsgrenzen globaler Zirkulationsmodelle (*GCMs*). Folglich werden diese häufig nur unzureichend erfasst. Insbesondere die kurze Lebensdauer führt dazu, dass diese Systeme in Algorithmen zur Zyklonen-Detektion häufig durch Filter⁴⁾ für die Lebensdauer sogar exkludiert werden. Letztlich haben aber gerade auch diese kleinen Systeme großen Einfluss auf das Wetter und tragen durch ihre Häufigkeit (siehe z.B. Wilhelmsen, 1985), zu den genannten Transportprozessen ebenfalls bei.

3.2 Vertikaler Aufbau der atmosphärischen Grenzschicht

Die Grenzschicht lässt sich entsprechend den vorherrschenden physikalischen Prozessen in verschiedene Schichten unterteilen (siehe Tab. 2). In der bodennahsten Schicht mit einer vertikalen Ausdehnung von wenigen Millimetern dominieren molekulare Prozesse den Transport von Wärme (Wärmeleitung) und Beimengungen (Diffusion). Die Strömung ist in dieser Schicht namensgebend laminar.

Darüber folgt die etwa 1 cm starke zähe Unterschicht, in welcher sich erste Turbulenzelemente bilden. Diese Schicht bildet somit den Übergangsbereich von molekularen zu turbulenten Austauschprozessen. Oberhalb der zähen Unterschicht folgt die etwa 1 m mächtige dynamische Unterschicht, in welcher die Austauschprozesse bereits vollständig turbulent sind. Aus Abschätzungen durch Ähnlichkeitszahlen (siehe Kapitel 3 Grundlagen S. 5) lässt sich zeigen, dass bis zum Oberrand der dynamischen Unterschicht die atmosphärische Stabilität keinen Einfluss auf die Austauschprozesse hat und quasi-neutrale Bedingungen vorliegen (Foken, 2006). Darüber folgt die turbulente Schicht, mit einer Mächtigkeit von wenigen Dekametern, in der die Stabilität Einfluss auf den dominanten turbulenten Austausch hat. Die vier genannten Schichten bilden die sogenannte Prandtl-Schicht (Bodenschicht), in der die Flüsse mit einer Toleranz von 10 % höhenkonstant (siehe z.B. Foken, 2006) sind. Diese Eigenschaft ermöglicht die In-situ-Messung der turbulenten Flüsse (von/zur Erdoberfläche) mit der Eddy-Kovarianz-Methode in

⁴⁾Filter für die Lebensdauer liegen häufig bei ≥ 24 h (Neu *et al.*, 2013)

praktisch jeder Höhe innerhalb der Prandtl-Schicht.

Oberhalb der Prandtl-Schicht folgt die Ekman-Schicht, die sich bis zum Oberrand der Grenzschicht erstreckt. Hierin ist die Coriolis-Kraft, im Gegensatz zur Prandtl-Schicht, nicht mehr zu vernachlässigen. Diese führt zu der charakteristischen Drehung der Windrichtung, der sogenannten Ekman-Spirale, zum Boden hin. In dieser Schicht sind die turbulenten Flüsse nicht mehr höhenkonstant und haben in Abhängigkeit von der thermischen Stabilität charakteristische Vertikalprofile (siehe z.B. Stull, 1988, Seibert *et al.*, 1998, Schulz, 2012).

Tabelle 2: Schematischer vertikaler Aufbau der Grenzschicht; Zusammenstellung aus Foken (2006), Klose (2008) sowie Hupfer und Kuttler (2005)

Schicht		Austausch		Stabilität	Mächtigkeit	
Freie Atmosphäre						
atmosphärische Grenzschicht, Reibungs- schicht	Ekman-Schicht (Oberschicht, Übergangsschicht)		turbulent	kein konst. Fluss	Stabilitäts- einfluss	50 m-
	turbulente Schicht	Prandtl- schicht,	höhen- konstanter Fluss	kein Stabilitäts- einfluss	20 m-	
	dynamische Unterschicht	Boden- schicht			50 m	
	zähe Unterschicht				turbulent/ molekular	1,0 m
laminare Grenzschicht		molekular		0,01 m		
					0,001 m	

3.3 Tagesgang der atmosphärischen Grenzschicht

Unter stationären Bedingungen und Vernachlässigung von Advektion ist außerhalb der Arktis der dominante Antrieb für die zeitliche Variabilität der vertikalen Grenzschichtstruktur die solare Einstrahlung. Entsprechend ergibt sich für die mittleren Breiten ein ausgeprägter Tagesgang, der in idealisierter Form in Abbildung 1 nach (Stull, 1988) dargestellt ist. Der Tagesgang wird in der Literatur vielfach ausführlich beschrieben (siehe z.B. Stull, 1988, Foken, 2006), sodass nachfolgend lediglich eine kurze Erläuterung gegeben wird.

Infolge der Erwärmung der Erdoberfläche durch die solare Einstrahlung nach Sonnenaufgang bildet sich ein Temperaturgradient zwischen dem Boden und der darüber liegenden Luftschicht aus. Dieser Gradient führt zum Einsetzen des vertikalen Austauschs von Wärme in den zuvor beschriebenen Schichten. Innerhalb der turbulenten Schichten bilden sich Turbulenzelemente (sog. *Eddies*) aus, die aufgrund des Dichteunterschiedes aufsteigen (Konvektion) und zu einer vertikalen Durchmischung mit den Luftschichten darüber führen. Dieser Prozess führt zur Ausbildung

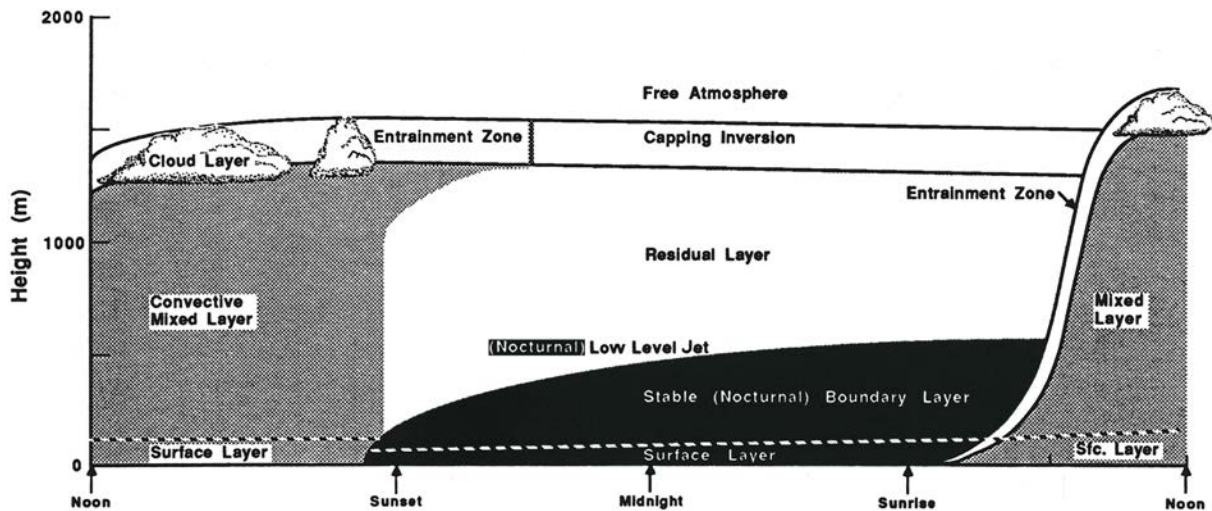


Abbildung 1: idealisierte Darstellung des Tagesgangs der Grenzschicht nach Stull (1988) und Modifikationen

einer charakteristischen Mischungsschicht (*Mixed Layer* in Abb. 1), die bis zu den Mittagsstunden ihre maximale Mächtigkeit erreicht. Das Zunehmen der Mächtigkeit dieser Schicht geschieht durch die turbulente Mischung von der Luft aus der Mischungsschicht mit der Luft aus der freien Troposphäre darüber in der *Entrainment*-Zone. Durch den fortwährenden vertikalen turbulenten Transport von Wärme durch Turbulenzelemente, die eine Mächtigkeit in der Größenordnung der Mischungsschicht erreichen können, erwärmt sich die *Entrainment*-Zone und eine sogenannte *Capping*-Inversion entsteht. Verstärkt wird diese Erwärmung noch durch das Freiwerden von latenter Wärme bei der Wolkenkondensation.

Mit Abnahme der solaren Einstrahlung kommt die Entwicklung von Turbulenzelementen in Bodennähe bis kurz nach Sonnenuntergang zum Erliegen. Nach Sonnenuntergang kühlen die unteren Luftschichten, infolge der Strahlungsabkühlung der Erdoberfläche und der differentiellen Strahlungsabkühlung der Luftschichten selbst, rapide ab. Diese Abkühlung führt häufig zur Bildung einer Bodeninversion. Diese stabile (Grenz-) Schicht entkoppelt die bodennahen Luftschichten thermisch von der nahe neutral geschichteten *Residual*-Schicht, d.h. dem nahe neutral geschichteten Überrest der Mischungsschicht des Tages. An dem Übergang dieser Schichten können sich lokale Maxima der Windgeschwindigkeit (sog. *Low Level Jets*) bilden. Analog zur konvektiven Mischungsschicht nimmt auch die Mächtigkeit der nächtlichen stabilen Schicht bis zum Sonnenaufgang zu.

Ein Tagesgang, wie anhand von Abbildung 1 erläutert, ist in arktischen Regionen praktisch nur an vereinzelten Tagen in den Sommer- und Herbstmonaten über schneefreiem Land zu erwarten. Ursache hierfür sind die von den mittleren Breiten stark abweichende solare Einstrahlung (Polarstag, Polarnacht), permanente Eis- und Schneebedeckung sowie große, offene Wasserflächen, die eine deutlich geringere Variabilität der Oberflächentemperatur aufweisen. Aufgrund dieser Bedingungen liegen über Land und Seeis häufig (langlebige) stabile Schichtungen, zumeist mit ausgeprägten Bodeninversionen (siehe z.B. Zhang *et al.*, 2011, Bourne *et al.*, 2010, Serreze *et al.*, 1992), vor. Für den Standort Ny-Ålesund, an dem die in dieser Arbeit verwendeten Messdaten erhoben wurden, ist die jährliche Variabilität der Vertikalstruktur, der thermischen Stabilität

und der Grenzschichthöhe anhand von Radiosondenprofilen durch (Schulz, 2012) untersucht worden. Hier zeigte sich in etwa einem Drittel des Jahres, vorwiegend bei Schneebedeckung, dass eine thermisch stabile Schichtung vorlag. In diesen stabilen Schichtungen lagen nahezu ausnahmslos bodennahe Inversionen (*surface based inversions*, SBIs) vor, die mehrheitlich eine Höhe von 65 m (75%-Quantil) nicht überschritten. In den übrigen zwei Drittel des Jahres wurden thermisch nahe neutrale und schwach instabile thermische Schichtungen gefunden. In thermisch instabiler Schichtung wurden Grenzschichthöhen von mehrheitlich 490 m (75%-Quantil) nicht überschritten. Schon in dieser Arbeit zeigten sich deutliche Unterschiede zwischen den Grenzschichthöhen aus Temperaturprofilen und aus der dynamischen Vertikalstruktur, die durch die Bulk-Richardson-Zahl nach Gleichung 3.76 (siehe Kapitel **3.5.12 Richardson-Zahl** S. 28) beschrieben wurde. Bei letzteren wurde eine deutliche Variabilität festgestellt und für thermisch stabile Schichtungen mit den häufigen SBIs dreimal so große Grenzschichthöhen (75%-Quantil: 183 m) gefunden. Dieser frühere Befund kann durch die Untersuchungen in kann Kapitel **8 Auswirkung der synoptischen Bedingungen auf die lokale Grenzschicht** S. 72 erklärt werden.

In einer thermisch stabilen Schichtung wird Turbulenz mehrheitlich und häufig nur kurzzeitig durch Windböen und Windscherungen, d.h. mechanisch, generiert. Dies führt zu geringerem vertikalen turbulenten Austausch und entsprechend stark verminderten vertikalen Mischungen im Vergleich zum effizienteren Austausch durch (freie) Konvektion⁵⁾, wie sie in mittleren Breiten auftritt. Infolgedessen liegen zumeist auch deutlich geringere Grenzschichthöhen in arktischen Regionen und insbesondere am Standort Ny-Ålesund vor.

Die Definition der Grenzschichthöhe ist in der Literatur nicht einheitlich, wodurch die ermittelten Höhen auf Basis unterschiedlicher Parameter teilweise stark differieren (Beyrich und Leps, 2012). Eine mögliche Definition auf Grundlage der vertikalen Durchmischung in der Mischungsschicht (*Mixed Layer* in Abb. 1) lautet nach Seibert *et al.* (2000, 1998) wie folgt: „*Die Mischungsschicht ist jene Höhe der Schicht über dem Boden, über welche Beimengungen oder jegliche andere Art von Konstituenten, die hinein emittiert oder gemischt wurden, vertikal durch Konvektion oder mechanische Turbulenz innerhalb einer Zeitskala von einer Stunde verteilt werden.*“.

In der stabilen Grenzschicht tritt die Turbulenz aber häufig unregelmäßig, schwach oder intermittierend, teilweise entkoppelt von der Oberfläche und nicht im gesamten Höhenbereich der stabilen Grenzschicht auf (Stull, 1988). Dadurch findet ein vertikaler Transport im gesamten Höhenbereich über deutlich längeren Zeitskalen von Stunden statt (Stull, 1988). Brost und Wyngaard (1978) gaben eine Abschätzung für die Zeitskala $\tau_R = h_{PBL}/0,01 \cdot u_*$, in der ein turbulenter Austausch über die gesamte stabile Grenzschicht hinweg stattfindet, an. Setzt man für die Grenzschichthöhe h_{PBL} einen typischen Wert von 250 m und für die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* einen recht hohen Wert von 0,5 m/s ein, ergibt sich für diese Zeitskala $\tau_R \approx 14$ h. Die vertikale Durchmischung läuft in der stabilen Grenzschicht somit derart langsam und instationär ab, dass eine vollständige Charakterisierung der Grenzschicht nur mit einer zeitlich hoch aufgelösten Beobachtung auf Zeitskalen von Minuten bis wenigen Stunden durchgeführt werden kann.

⁵⁾bei freier Konvektion erfolgt die vertikale Auslenkung eines Luftpakets aufgrund der geringeren Dichte des Luftpakets im Kontrast zur mechanisch generierten Turbulenz, bei der die Hubarbeit für die vertikale Auslenkung gegen die Rückstellkraft der stabilen Schichtung aus der kinetischen Energie der mittleren Strömung stammt

Über den eisfreien Land- und Wasserflächen bilden sich ohne den Tagesgang der solaren Einstrahlung in Abhängigkeit von dem bodennahen Temperaturgradienten langlebige instabile beziehungsweise langlebige stabile Schichtungen aus, deren Eigenschaften stark durch die horizontale Windgeschwindigkeit und den synoptischen Antrieb geprägt werden. In Regionen in denen ein Land-See-Kontrast und/oder eine komplexe Orographie vorliegt, treten analog zu den mittleren Breiten ebenfalls eine Vielzahl von mikrometeorologischen Effekten auf, die zu einer räumlichen und zeitlichen Variabilität der Grenzschichteigenschaften führen.

3.4 Turbulenz in der Atmosphäre

In der Atmosphäre findet der Austausch von thermodynamischen Eigenschaften und Beimengungen oberhalb der zähen Unterschicht (siehe Tabelle 2 und Tabelle 4) durch Turbulenzelemente, sogenannte turbulente Wirbel (*Eddies*), statt. Diese Wirbel haben eine charakteristische Größenverteilung von Millimetern bis Kilometern. In ortsfesten Messungen entsprechen diese Wirbel der zeitlichen Variabilität des gemessenen Signals.

Der Transport durch turbulente Wirbel ist um etwa das 10^5 -fache effektiver, als der molekulare Austausch, wodurch diese Art des Austauschs in der unteren Troposphäre dominiert. Die Turbulenzelemente erhalten ihre Energie aus der mittleren Strömung und geben sie in einem Kaskadenprozess von den größten turbulenten Wirbeln zu den kleinsten turbulenten Wirbeln wieder ab. Die kleinsten Wirbel zerfallen letztlich unter Freisetzung von Wärme. Die bei der Dissipation freiwerdende Wärme ist mit ca. 2 W/m^2 vernachlässigbar klein (siehe auch Kapitel 3.5.7 Gleichungen für die turbulente Strömung S. 14). Durch Auftragung der Energieverteilung der turbulenten Wirbel über die Wellenlänge ergibt sich das Turbulenzspektrum (Abb. 2).

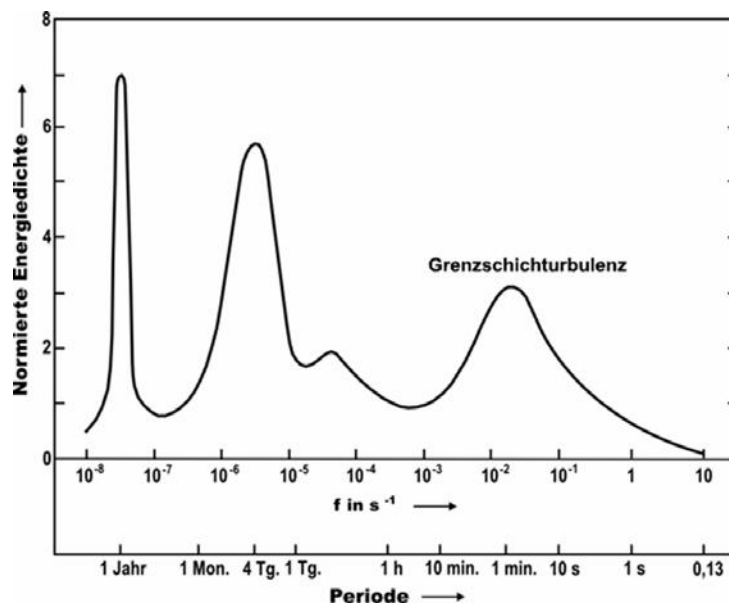


Abbildung 2: Schematische Darstellung des Turbulenzspektrums der Atmosphäre nach Foken (2006) und Modifikationen

Das Tubulenzspektrum lässt sich in vier Bereiche unterteilen (vgl. Abb. 2):

1. Jahresgang; Zeitskala 1 Jahr

2. Synoptik (Hoch- & Tiefdruckgebiete); Zeitskala 3-6 Tage
3. Tagesgang; Zeitskala 1 Tag
4. Turbulenter Austausch (fühlbarer und latenter Wärmestrom, Beimengungsströme); 0, 1-
10⁴ Sekunden

Die Turbulenz unterhalb von 10⁻³ Hz wird als Mikroturbulenz bezeichnet. Innerhalb des vierten Bereiches, wird ein Teilbereich, in dem isotrope Turbulenz bei konstantem Abfall der Energiedichte mit der Frequenz vorliegt, als Trägheitsbereich bezeichnet. Der Zerfall von großen zu kleinen Turbulenzelementen erfolgt hier nach dem Kolmogorovschen-5/3-Gesetz. Demnach sinkt die Energiedichte um fünf Größenordnungen bei einer Verdreifachung der Frequenz.

Der Trägheitsbereich geht über den Kolmogorovschen Mikromaßstab in den Dissipationbereich über.

Speziell im Trägheitsbereich hat die Turbulenz die Eigenschaft, dass sich Turbulenzelemente mit der mittleren horizontalen Strömung bewegen, d.h. an räumlich getrennten Orten zeitlich nacheinander die gleichen Turbulenzstrukturen anzutreffen sind. Nach Taylor (1938) wird das als **eingefrorene Turbulenz** bezeichnet.

3.5 Grundgleichungen für die Grenzschicht

Für die Beschreibung der physikalischen Prozesse in der Grenzschicht sind die Zustandsgleichung sowie die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls, Feuchte, Wärme und die zu berücksichtigenden Beimengungen notwendig. Diese Gleichungen werden im Folgenden kurz zusammengefasst. Die Konstanten sind im Anhang A zusammengefasst.

3.5.1 Zustandsgleichung (für ideale Gase)

Der Zustand der Gase in der Atmosphäre kann in sehr guter Näherung durch die Zustandsgleichung idealer Gase (Glg. 3.1) beschrieben werden.

$$p = \rho_{fL} \cdot R_{tL} \cdot T_v \quad (3.1)$$

Hierin ist p der Druck, ρ_{fL} die Dichte feuchter Luft, R_{tL} die spezifische Gaskonstante trockener Luft und T_v die virtuelle Temperatur (Glg. C.11 im Anhang).

3.5.2 Erhaltung der Masse (Kontinuitätsgleichung)

Die Erhaltung der Masse lässt sich in folgender Form ausdrücken.

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.2)$$

Die u_i ($i = 1, 2, 3$) entsprechen den Windkomponenten der Strömung, die x_i ($i = 1, 2, 3$) den Koordinaten des Ortes und t der Zeit. Es lässt sich zeigen (Stull, 1988), dass für alle turbulenten

Strömungen unterhalb der Mesoskala gilt:

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{dt} \ll \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \quad (3.3)$$

Dies bedeutet, dass die Atmosphäre innerhalb der Grenzschicht in guter Näherung als inkompressibles Fluid betrachtet werden kann. Aus dieser Näherung ergibt sich die Kontinuitätsgleichung in ihrer inkompressiblen Form (Glg. 3.4).

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.4)$$

3.5.3 Erhaltung des Impulses

Die Bilanz aller Kräfte unter Vernachlässigung der Zentrifugalkraft an der Erdoberfläche, wird durch die Navier-Stokes-Gleichung, d.h. die Formulierung des zweiten Newton'schen Gesetzes für die Atmosphäre, beschrieben. Durch Anwendung der Einsteinschen Summenkonvention (Glg. 3.5)

$$a_i \cdot b_i = \sum_{i=1}^3 a_i \cdot b_i, \quad (3.5)$$

d.h. der Konvention, dass über identische Indizes in Produkten zweier Variablen (a_i, b_i) summiert wird, lassen sich die Gleichungen für die drei Windkomponenten u_i wie folgt zusammenfassen:

$$\underbrace{\frac{\partial u_i}{\partial t}}_{\text{Trägheit}} = \underbrace{-u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}_{\text{Advektion}} \underbrace{-\delta_{i3}g}_{\text{Gravitation}} \underbrace{+ f_c \epsilon_{ij3} u_j}_{\text{Corioliskraft}} \underbrace{- \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i}}_{\text{Druckgradientenkraft}} \underbrace{+ \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \right)}_{\text{viskose Spannung}} \quad (3.6)$$

Hierin entspricht δ_{ij} dem Kronecker Delta, g der lokalen Gravitationskonstanten, f_c dem Coriolisparameter, ϵ_{ij3} dem totalen antisymmetrischen Tensor (Levi-Civita-Tensor) und der Tensor τ_{ij} der Schubspannung. Da sich die Atmosphäre in guter Näherung wie ein Newtonsches Fluid verhält, lässt sich der Tensor der Schubspannung wie folgt schreiben (Stull, 1988).

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (3.7)$$

Wird nun die partielle Ableitung im letzten Term von Gleichung 3.6 unter Annahme der Ortsunabhängigkeit der Viskosität μ auf die rechte Seite von Gleichung 3.7 angewendet, ergibt sich folgender Ausdruck.

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \right) = \left(\frac{\mu}{\rho} \right) \left\{ \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right] - \left(\frac{2}{3} \right) \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right] \right\} \quad (3.8)$$

Unter Anwendung der inkompressiblen Kontinuitätsgleichung (Glg. 3.4) und Einführung der kinematischen Viskosität $\nu = \mu/\rho$ folgt dann aus Gleichung 3.8

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \right) = \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (3.9)$$

und schließlich, durch Einsetzen von Gleichung 3.9 in Gleichung 3.6 , für die Impulserhaltung:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = -u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \delta_{i3}g + f_{c\epsilon_{ij3}}u_j - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (3.10)$$

3.5.4 Erhaltung der Energie (Wärme)

Bei einem thermodynamischen Prozess unter konstantem Druck beschreibt der erste Hauptsatz der Thermodynamik die Erhaltung der Enthalpie. In die Enthalpie gehen sowohl der direkte Transport von Wärme als auch der indirekte Transport durch latente Wärme ein. Letzterer ergibt sich beispielsweise aus der Phasenumwandlungsenthalpie, der bei der Kondensation von Wasserdampf frei wird. Entsprechend lässt sich nach Stull (1988) folgende Gleichung für die Energieerhaltung in der Grenzschicht angeben.

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u_i \frac{\partial \theta}{\partial x_i} = \nu_\theta \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_i^2} - \frac{1}{\rho c_{p,fL}} \left(\frac{\partial Q_i^*}{\partial x_i} \right) - \frac{L_p E}{\rho c_{p,fL}} \quad (3.11)$$

Hierin ist θ die potentielle Temperatur (Glg. C.3 im Anhang), ν_θ die thermische Diffusivität (Wärmeleitkoeffizient) und $c_{p,fL}$ die spezifische Wärmekapazität feuchter Luft bei konstantem Druck. Die letzten beiden Terme auf der rechten Seite beschreiben die Quellen beziehungsweise Senken, d.h. die diabatischen Wärmequellen. Q_i^* entspricht der i-ten Komponente der Strahlungsbilanz und L_p der Phasenumwandlungsenthalpie des Phasenübergangs E (z.B. Kondensation, Sublimation). Die potentielle Temperatur berücksichtigt die adiabatische Temperaturschichtung der Atmosphäre, wodurch diese eine Erhaltungsgröße mit zunehmender Höhe ist. Grundsätzlich kann auch die absolute Temperatur T unter Berücksichtigung dieses Umstandes in Gleichung 3.11 eingesetzt werden.

3.5.5 Erhaltung der Feuchte

Für die Gesamtmasse an Feuchte q_{ges} aller Phasen feuchter Luft, lässt sich die Erhaltungsgleichung wie folgt schreiben (Stull, 1988):

$$\frac{\partial q_{ges}}{\partial t} + u_i \frac{\partial q_{ges}}{\partial x_i} = \nu_q \frac{\partial^2 q_{ges}}{\partial x_i^2} + \frac{S_{q_{ges}}}{\rho} \quad (3.12)$$

ν_q entspricht der molekularen Diffusivität für Wasserdampf und $S_{q_{ges}}$ den Quellen beziehungsweise Senken die noch nicht durch Gleichung 3.12 erfasst werden.

3.5.6 Erhaltung von Beimengungen

Für die Konzentration einer beliebigen Beimengung C lässt folgende Erhaltungsgleichung angeben (Stull, 1988).

$$\frac{\partial C}{\partial t} = u_i \frac{\partial C}{\partial x_i} = \nu_C \frac{\partial^2 C}{\partial x_i^2} + S_C \quad (3.13)$$

Hierin entspricht ν_C der molekularen Diffusivität und S_C Quellen beziehungsweise Senken für die Beimengung.

3.5.7 Gleichungen für die turbulente Strömung

Der Übergang von den angegebenen Gleichungen (Glg. 3.10 bis Glg. 3.13) zu den Gleichungen für die turbulente Strömung erfolgt durch die Reynolds-Zerlegung, bei der jede physikalische Größe A in einen mittleren Anteil \bar{A} und einen fluktuierenden Anteil A' zerlegt wird.

$$A = \underbrace{\bar{A}}_{\text{Mittelwert}} + \underbrace{A'}_{\text{Abweichung}} \quad \text{Reynolds-Zerlegung} \quad (3.14)$$

$$\bar{A} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N A_i \quad \text{Mittelwert} \quad (3.15)$$

Bei dem Mittelwert (Glg. 3.15) kann es sich um ein räumliches, zeitliches oder Ensemble-Mittel der Größe A handeln. Nachfolgend ist in dieser Arbeit, sofern nicht anders vermerkt, das zeitliche Mittel gemeint.

Für die Anwendung der Reynoldsschen Zerlegung auf die obigen Gleichungen sind weitere Definitionen, die sogenannten Reynoldschen Postulate, notwendig. B entspricht einer weiteren Größe und a einer Konstanten.

$$\overline{A'} = 0 \quad (3.16)$$

$$\overline{AB} = \bar{A} \bar{B} + \overline{A'B'} \quad (3.17)$$

$$\overline{\overline{AB}} = \bar{A} \bar{B} \quad (3.18)$$

$$\overline{aA} = a\bar{A} \quad (3.19)$$

$$\overline{A+B} = \bar{A} + \bar{B} \quad (3.20)$$

Die Anwendung der Reynoldschen Zerlegung und der entsprechenden Postulate auf die obigen Gleichungen ist ausführlich in Stull (1988) beschrieben.

Die resultierenden Gleichungen können durch die Boussinesq-Approximation deutlich vereinfacht werden. Diese lässt sich in Anlehnung an Andreas (1996) wie folgt zusammenfassen:

1. Die dynamische Viskosität, $\mu = \bar{\rho}\nu$; die thermische Leitfähigkeit der Luft, $k_T = \rho \cdot c_p \cdot \nu_\theta$ (ν_θ : thermische Diffusivität); und die molekulare Diffusivität für Wasserdampf ν_q ist überall im Fluid konstant
2. Die Strömungsgeschwindigkeit ist gering genug, dass sich die Luft wie ein inkompressibles Fluid verhält (siehe Glg. 3.3)
3. Die turbulenten Fluktuationen sind wesentlich kleiner als die korrespondierenden Mittelwerte einer Größe, d.h.

$$\frac{\theta'}{\bar{\theta}} \ll 1; \quad \frac{q'}{\bar{q}} \ll 1; \quad \frac{\rho'}{\bar{\rho}} \ll 1; \quad \frac{p'}{\bar{p}} \ll 1$$

4. Das Verhältnis von Druckfluktuation zum mittleren Druck ist vernachlässigbar im Vergleich zu den Verhältnissen der übrigen Größen, d.h.

$$\frac{p'}{\bar{p}} \ll \frac{\theta'}{\bar{\theta}}; \quad \frac{p'}{\bar{p}} \ll \frac{q'}{\bar{q}}, \quad \frac{p'}{\bar{p}} \ll \frac{\rho'}{\bar{\rho}}$$

5. Die durch viskose Spannung generierte Wärme kann vernachlässigt werden
6. Turbulente Dichteschwankungen ρ' sind nur im Produkt mit der vergleichsweise großen Schwerebeschleunigung g signifikant

Die Annahme 5. hat zur Folge, dass die freiwerdende Wärme durch die Reibung innerhalb des Fluids nicht explizit als Quellenterm in Gleichung 3.11 angegeben werden muss.

Durch Anwendung der Punkte 1. bis 4. und 6. ergeben sich für die Reynolds gemittelten Gleichungen der Impulserhaltung (Glg. 3.21), der Energieerhaltung (Glg. 3.22) und der Massenerhaltung von Beimengungen (Glg. 3.23).

$$\begin{array}{ccccccc} \text{I} & & \text{II} & & \text{III} & & \text{A} & & \text{B} & & \text{C} & & \text{D} & & \text{E} \\ \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{u}_j \bar{u}_i + \overline{u'_j u'_i} \right) & = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} & + & \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_i^2} & + & g \delta_{i3} & + & \epsilon_{ijk} f_c \bar{u}_k \end{array} \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{u}_i \bar{T} + \overline{u'_i T'} \right) = \quad + a_T \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x_i^2} \quad + R \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{u}_i \bar{C} + \overline{u'_i C'} \right) = \quad + D \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial x_i^2} \quad + S_C \quad (3.23)$$

In Gleichung 3.22 wurde hier die potentielle Temperatur durch die absolute Temperatur ersetzt und die diabatischen Quellen (Strahlung und Phasenumwandlungsenthalpien) in R zusammengefasst (vgl. Glg. 3.11). Dies sind jene Gleichungen, welche die physikalischen Prozesse der turbulenten Strömung in der Grenzschicht beschreiben. Offensichtlich ist das Gleichungssystem nicht mehr geschlossen.

In der Prandtl-Schicht lassen sich diese Gleichungen deutlich vereinfachen wie im Folgenden gezeigt wird.

3.5.8 Approximationen in der Prandtl-Schicht

In der Prandtl-Schicht haben die beteiligten Kräfte (siehe Beschriftung von Glg. 3.6) nicht alle die gleiche Größenordnung, sodass einige in guter Näherung vernachlässigt werden können. Zur Abschätzung der Größe, d.h. der Relevanz der einzelnen Terme in der Grenzschicht, können sogenannte Ähnlichkeitszahlen betrachtet werden. Diese Ähnlichkeitszahlen sind dimensionslose Verhältnisse aus charakteristischen Maßstäben, welche die Größe der wirkenden Kräfte beschreiben (Foken, 2006). Nachfolgend sind die Definitionen der vier hier relevanten Ähnlichkeitszahlen zusammengefasst (Tab. 3). In der zweiten Spalte ist angegeben, welche Kräfte ins Verhältnis gesetzt werden.

Tabelle 3: Definition der Euler-, Rossby-, Reynolds- und Bulk-Richardson-Zahl

Ähnlichkeitszahl	Verhältnis	Definition
Euler-Zahl	Druckgradientenkraft zu Trägheitskraft	$Eu = \frac{\Delta p}{\rho \cdot V^2}$
Rossby-Zahl	Trägheitskraft zu Corioliskraft	$Ro = \frac{V}{f_c \cdot L_h}$
Reynolds-Zahl	Trägheitskraft zu Reibungskraft	$Re = \frac{L_z \cdot V}{\nu}$
Richardson-Zahl	Auftrieb zu Windscherung	$Ri = \frac{-g \cdot \Delta z}{\bar{T}} \frac{\Delta T}{(\Delta u)^2}$

Hierin ist Δp die charakteristische Druckdifferenz, V die charakteristische Strömungsgeschwindigkeit, L_h der großräumige horizontale Längenmaßstab, L_z der kleinräumige vertikale Längenmaßstab, \bar{T} die mittlere Temperatur, ΔT der charakteristische vertikale Temperaturgradient, Δz die Höhendifferenz zwischen den Temperaturwerten der Temperaturdifferenz und Δu der charakteristische vertikale Windgeschwindigkeitsgradient. Für Höhen oberhalb von 10 m ist die mittlere Temperatur durch die potentielle Temperatur θ beziehungsweise für die Berücksichtigung des zusätzlichen Auftriebs, aufgrund des Wasserdampfgehalts in der Atmosphäre, durch die virtuelle potentielle Temperatur θ_v (siehe Glg. C.9 im Anhang) zu ersetzen. Die Bulk-Richardson-Zahl gibt das Verhältnis aus der Arbeitsleistung gegen die Auftriebskräfte zum Gewinn an turbulenter kinetischer Energie aus der Strömung an (Foken, 2006). Für weitere Erläuterungen sei auf das Kapitel **3.5.12 Richardson-Zahl** S. 28 verwiesen.

Die Definition der Euler-Zahl entspricht der Definition nach Foken (2006). In der Literatur wird abweichend häufig der Kehrwert als Definition angegeben und die hier gegebene Definition als Ruark-Zahl bezeichnet (siehe z.B. Slattery, 1999).

Durch Einsetzen von charakteristischen Maßstäben für die Grenzschicht in die Ähnlichkeitszahlen und Vergleich der Größenordnungen der einzelnen Zahlen, d.h. Dimensionsanalyse, lassen sich die dominanten Prozesse in der Grenzschicht höhenabhängig identifizieren. Durch die Darstellung der Logarithmen der Ähnlichkeitszahlen und die Ermittlung jener Höhe, in der die betrachteten Kräfte dieselbe Größenordnung besitzen, d.h. nicht mehr zu vernachlässigen sind ($\log_{10}(1) = 0$, siehe Tabelle 4), ergibt sich der in Tabelle 2 dargestellte Schichtenaufbau der Grenzschicht (Foken, 2006).

Aus Tabelle 4 wird ersichtlich, dass die Corioliskraft erst in der Oberschicht relevant wird und in der Bodenschicht (noch) vernachlässigt werden kann. Die Druckgradientenkraft ist ebenfalls erst in der Ekman-Schicht nicht mehr vernachlässigbar. Die Werte für die Bulk-Richardson-Zahl zeigen die Stabilitätsunabhängigkeit der Austauschprozesse bis in die dynamische Unterschicht. Die Werte für die Reynolds-Zahl werden oberhalb der zähen Unterschicht rapide größer, sodass die molekularen Prozesse bereits in der dynamischen Unterschicht vernachlässigt werden können.

Tabelle 4: Größenordnung der Ähnlichkeitszahlen für verschiedene Schichten in der atmosphärischen Grenzschicht (entnommen aus Foken, 2006); **fett:** die durch die Ähnlichkeitszahlen beschriebenen Prozesse werden relevant

Bezeichnung	Höhe	$\log_{10}(\mathbf{Ro})$	$\log_{10}(\mathbf{Eu})$	$\log_{10}(\mathbf{Re})$	$\log_{10}(\mathbf{Ri})$
Oberschicht	~ 1000 m	$< \mathbf{0}$	$< \mathbf{0}$	> 0 $Re > 10^8$	$> -\mathbf{2}$
Bodenschicht	$\sim 10\dots 50$ m	~ 0	< 0	> 0 $Re \sim 10^7\dots 10^8$	$> -\mathbf{2}$
dynamische Unterschicht	~ 1 m	> 0	~ 0	> 0 $Re < 10^7$	$\sim -\mathbf{2}$
zähe Unterschicht	$\sim 0,01$ m	> 0	> 0	$\sim \mathbf{0}$	$< -\mathbf{2}$
molekulare bzw. laminare Grenzschicht	$\sim 0,001$ m	> 0	> 0	$< \mathbf{0}$	$< -\mathbf{2}$

Für die weitere Vereinfachung der Erhaltungsgleichungen der turbulenten Strömung in der Grenzschicht (Glg. 3.21 bis Glg. 3.23) sind nachfolgend alle Approximation, Näherungen und Annahmen in Tabelle 5 zusammengefasst. Hierin wurde zusätzlich die Stationarität, die horizontale Homogenität sowie die Vernachlässigung von Subsidenz ergänzt. Weiterhin sind in der Grenzschicht nur die Vertikalkomponente der Strömung ($u_3 = w$) relevant. Die Stationarität und die horizontale Homogenität sind die notwendige Voraussetzung für nahezu alle mikrometeorologische Messungen, da alle weiteren Ableitungen nur unter diesen Bedingungen möglich sind (Foken, 2006). Die Auswirkung der Vernachlässigung von Subsidenz wird unten erläutert. Alle in Tabelle 5 genannten Annahmen erlauben eine vollständige oder teilweise Vernachlässigung der in der letzten Spalte von Tabelle 5 genannten Terme aus den Gleichungen 3.21 bis 3.23.

Tabelle 5: Zusammenfassung vereinfachender Annahmen für die Gleichungen der turbulenten Strömung

Annahme	Ausdruck	Bemerkung	Term
nur vert. Komponente	nur $j = 3$, d.h. $u_3 = w$		/
Stationarität	$\frac{\partial}{\partial t} = 0$	keine Tendenz	I
Inkompressibilität	$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0$	inkom. Kontinuitätsgl.	II
keine Subsidenz	$\bar{w} = 0$		II
räumliche Homogenität	$\frac{\partial}{\partial x_1} = 0, \frac{\partial}{\partial x_2} = 0$		II & III
kein Druckgradient	$\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} = 0$	unterhalb Oberschicht	A
keine mol. Prozesse	Reibung, Leitung, Diffusion	oberhalb zäher Unterschicht	B
<i>konst. Gravitation</i>	$g \approx const.$		C
keine Corioliskraft	$f \approx 0$	unterhalb Ekman-Schicht	D
keine Quellen/ Senken	$R = 0, S_C = 0$		E

Werden die genannten Annahmen (Tab. 5) auf die Erhaltungssätze der turbulenten Strömung (Glg. 3.21 bis Glg. 3.23) angewendet, ergeben sich folgende Abschätzungen für die Bodenschicht;

$$\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \approx 0, \quad \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \approx 0 \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial \overline{T'w'}}{\partial z} \approx 0 \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial \overline{C'w'}}{\partial z} \approx 0 \quad (3.26)$$

Das heißt, die turbulenten Flüsse sind in der Bodenschicht (Prandtl-Schicht) mit einer zugelassenen Toleranz von 10 % höhenkonstant. Die Ausdrücke $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$, $\overline{T'w'}$ und $\overline{C'w'}$ entsprechen den Kovarianzen aus den Fluktuationen der vertikalen Windkomponente w' und den Fluktuationen der betrachteten Größe. Wird der Vertikalwind sowie eine Größe x ortsfest und zeitgleich mit einer hohen zeitlichen Auflösung (z.B. 20 Hz) in einem Zeitintervall (z.B. 30 min) gemessen, ergeben sich N diskrete Messpaare. Die Anwendung der Reynold'schen Zerlegung (Glg. 3.14) auf die beiden Messreihen w_k und x_k ($k = 1 \dots N$) ergibt zunächst für jedes Wertepaar:

$$w_k = \overline{w_k} + w'_k, \quad x = \overline{x_k} + x'_k$$

Die Mittelwerte $\overline{w_k}$ und $\overline{x_k}$ lassen sich jeweils aus der zeitlichen Mittelung (Glg. 3.15) über die Zeitreihe ermitteln. $\overline{w'x'}$ entspricht der Kovarianz über das Zeitintervall der Messungen, die dann wie folgt definiert ist.

$$\overline{w'x'} = \frac{1}{N-1} \sum_{k=0}^{N-1} [(w_k - \overline{w_k})(x_k - \overline{x_k})] \quad (3.27)$$

Die Vernachlässigung von Subsidenz, d.h. die Forderung des Verschwindens des mittleren vertikalen Windes ($\overline{w} = 0$), wird besonders am zweiten Reynoldschen Postulat (Glg. 3.17) deutlich. Demnach entspricht der totale vertikale Fluss ($\overline{w\overline{x}}$) einer Größe x bei Verschwinden des mittleren Vertikalwindes gerade der Kovarianz (Glg. 3.27). Die bisherigen Erläuterungen sind die Grundlage der Eddy-Kovarianz-Methode zur In-situ-Messung der turbulenten Flüsse in der Prandtl-Schicht.

Die turbulenten Flüsse sind somit wie folgt definiert.

$$u_* = \sqrt{-\overline{u'w'}} \quad (3.28)$$

$$u_* = \sqrt[4]{(\overline{u'w'})^2 + (\overline{v'w'})^2} \quad (3.29)$$

$$Q_f = \rho \cdot c_{p,tL} \cdot \overline{T'w'} \quad (3.30)$$

$$Q_l = \rho \cdot \lambda \cdot \overline{q'w'} \quad (3.31)$$

$$Q_C = \rho \cdot \overline{C'w'} \quad (3.32)$$

u_* ist die Schubspannungsgeschwindigkeit und entspricht dem turbulenten Impulsfluss. Diese hat die Einheit m/s. Gleichung 3.28 gilt, wenn u in die mittlere Strömung gedreht ist. In einem kartesischen Koordinatensystem gilt Gleichung 3.29. Q_f ist der sogenannte fühlbare Wärmestrom, Q_l

der latente Wärmestrom und Q_C der turbulente Fluss von Beimengungen. Die Kovarianzen ohne Vorfaktoren entsprechen den turbulenten Flüssen in kinematischen Einheiten. Durch die Multiplikation mit der Dichte der Luft ρ (aus Glg. 3.1), der spezifischen Wärmekapazität trockener $c_{p,tL}$ beziehungsweise der Phasenumwandlungsenthalpie von Wasser (T : absolute Temperatur),

$$\lambda = 2500827 - 2360 \cdot T \quad (3.33)$$

ergibt sich der turbulente fühlbare und turbulente latente Wärmestrom in energetischen Einheiten (W/m^2).

Die letzte Forderung des Verschwindens des mittleren Vertikalwindes (keine Subsidenz) wird in der Praxis zusätzlich durch die abweichende Ausrichtung des Windgebers zur mittleren Strömung und in Hanglagen verletzt. Dies kann nachträglich durch eine geeignete Rotation des Koordinatensystems der dreidimensionalen Windmessung in die mittlere Strömung am Standort (sog. *Double Rotation* (Kaimal und Finnigan, 1994) oder dem sog. *Planar Fit* (Wilczak *et al.*, 2001)) korrigiert werden.

Während die horizontale Homogenität zumindest für bestimmte Zeiträume des Jahres durch geeignete Wahl des Messstandortes gewährleistet werden kann, muss die Rotation in die mittlere Strömung vor und die Stationarität nach jeder Kovarianzbildung aus den zeitlich hochaufgelösten Daten Messungen durchgeführt beziehungsweise geprüft werden. Hierzu sei auf das Kapitel **7.2 In-situ-Messungen turbulenter Flüsse** S. 60 verwiesen.

Die Reynolds-Zerlegung führt in den Differentialgleichungen für die turbulente Strömung (Glg. 3.21, 3.22, 3.23) durch die zusätzlichen Kovarianzterme zu einer höheren Anzahl von Unbekannten als Gleichungen. Das heißt, das Gleichungssystem ist nicht geschlossen und es müssen funktionale Zusammenhänge für diese höheren Momente hergeleitet werden.

Ein möglicher Ansatz zur Schließung, ist die (kinematischen) turbulenten Flüsse analog zu den molekularen Gesetzen (Newtonsches Gesetz: Schubspannung, Fouriersches Gesetz: Wärmeleitung, Ficksches Gesetz: Diffusion) zu beschreiben.

$$\overline{u'w'} = -K_I \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (3.34)$$

$$u_*^2 = +K_I \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (3.35)$$

$$\overline{w'T'} = -K_W \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \quad (3.36)$$

$$\overline{w'q'} = -K_F \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \quad (3.37)$$

Hierin sind K_I , K_W und K_F die turbulenten Diffusionskoeffizienten für Impuls, Wärme und Feuchte (Wasserdampf). Werden die turbulenten Diffusionskoeffizienten noch mit der Dichte multipliziert, ergeben sich die sogenannten Austauschkoefizienten.

Der Quotient

$$\frac{K_I}{K_W} = Pr_t \sim 0,8 \quad (3.38)$$

wird ebenfalls in Analogie zur molekularen Notation als turbulente Prandtl-Zahl bezeichnet. Die

Gleichungen 3.34-3.37 sind die Grundlage der sogenannten K-Theorie. Hierbei handelt es sich nicht um eine streng ableitbare Theorie, wie bei den molekularen Gesetzmäßigkeiten, sondern lediglich um eine rein formale Analogie (Arya, 1988)

Die turbulenten Diffusionskoeffizienten beziehungsweise die Austauschkoeffizienten sind im Allgemeinen nicht konstant und müssen selbst parametrisiert werden (Arya, 1988). Somit wurde die Schließung durch die Einführung des turbulenten Diffusionskoeffizienten noch nicht vollzogen.

Zur Bestimmung der turbulenten Diffusionskoeffizienten kann, aufbauend auf Arbeiten von Prandtl (1925), der Mischungswegansatz genutzt werden, bei dem der turbulente Diffusionskoeffizient aus geometrischen Überlegungen abgeleitet wird. Demnach lassen sich beispielsweise die Geschwindigkeits- eines Luftteilchen bei einer vertikalen Bewegung um z' durch die vertikalen Gradienten der mittleren Werte dieser Größen ausdrücken:

$$u' = - \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) z' \quad (3.39)$$

Zusätzlich wird für die Fluktuation der vertikalen Windgeschwindigkeit w' des Luftteilchens eine direkte Proportionalität zu der Fluktuation der horizontalen Windgeschwindigkeit u' angenommen:

$$w' = \pm c \cdot u' = c \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| z' \quad (3.40)$$

Hierin ist c ein konstanter Proportionalitätsfaktor. Durch Bildung der Kovarianz $\overline{u'w'}$ der Vertikalwindfluktuationen w' (Glg. 3.40) und der horizontalen Windkomponente u' (Glg. 3.39) ergibt sich folgende Gleichung.

$$\overline{w'u'} = -c \overline{(z')^2} \cdot \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) = -l^2 \cdot \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \quad (3.41)$$

Der Ausdruck $\overline{(z')^2}$ entspricht der Varianz von z' . Diese ergibt sich, wenn in die Definition der Kovarianz (Glg. 3.27) für w' und x' jeweils z' eingefügt wird. Die Wurzel aus dieser Varianz ist ein Maß für die mittlere Strecke, die ein Luftpaket beim Mischungsprozess zurücklegt, welches den kinematischen Impulsfluss $\overline{u'w'}$ bewirkt (Stull, 1988). Entsprechend wird der Ausdruck $c \overline{(z')^2}$ als sogenannte Mischungsweglänge l definiert.

$$l = c \overline{(z')^2} \quad (3.42)$$

Durch Vergleich von Gleichung 3.34 mit Gleichung 3.41 ergibt sich für den turbulenten Diffusionskoeffizienten der Impulses:

$$K_I = l^2 \cdot \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| \quad (3.43)$$

In der Bodenschicht wird die Größe der turbulenten Wirbel durch den Abstand zur Erdoberfläche bestimmt. Von-Kármán stellte durch Dimensionsanalyse folgenden häufig verwendeten funktionalen Zusammenhang zwischen der Mischungsweglänge l und der Höhe über dem Boden z her (siehe z.B. Brown, 1991).

$$l(z) = \kappa \cdot z \quad (3.44)$$

κ ist hierin die von-Kármán-Konstante. Die zugrundeliegende Annahme bei dieser Abschätzung

war, dass die Mischungsweglänge lediglich durch die Scherung in der Scherschicht beeinflusst wird. Einfacher ist jedoch die Vorstellung, dass der Mischungsweg ein Maß für die Größe der turbulenten Wirbel ist, welche die Durchmischung bewirken. Über der festen Erdoberfläche kann der Radius dieser Wirbel aber nicht größer sein, als der Abstand vom Wirbelmittelpunkt zur Erdoberfläche. Im einfachsten Fall nimmt somit der Wirbelradius linear mit der Höhe zu (Etling, 2002).

Durch Einsetzen von Gleichung 3.43 in Gleichung 3.35, unter Berücksichtigung von Gleichung 3.44, ergibt sich folgender Ausdruck.

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa z} \quad (3.45)$$

Die Integration von Gleichung 3.45 liefert

$$\overline{u(z)} - \overline{u(z_0)} = \overline{u(z)} = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (3.46)$$

mit der Randbedingung

$$\overline{u(z_0)} = 0 \quad (3.47)$$

Letzterer Ausdruck entspricht der Randbedingung, dass die Windgeschwindigkeit an der Oberfläche (bei z_0) verschwindet. Gleichung 3.46 beschreibt das logarithmische Windprofil in der Prandtl-Schicht. z_0 ist streng mathematisch betrachtet lediglich die Integrationskonstante bei der Berechnung von Gleichung 3.46. Diese ändert sich jedoch in der Praxis in Abhängigkeit von der Unterlagenbeschaffenheit und ist charakteristisch für verschiedene Rauigkeitselemente (Wasser, Eis, Gebüsch). Entsprechend der Dimension wird diese als sogenannte Rauigkeitshöhe oder Rauigkeitslänge bezeichnet.

Wird der Ansatz für den Mischungsweg (Glg. 3.44) und Glg. 3.45 in die Gleichung 3.43 eingesetzt, ergibt sich der vertikale Verlauf des turbulenten Diffusionskoeffizienten des Impulses.

$$K_I = \kappa \cdot z \cdot u_* \quad (3.48)$$

Gleichung 3.48 gilt nur in der Bodenschicht bei neutraler Schichtung. Gewöhnlich wird $K_W = K_F$ angenommen, d.h. der gleiche turbulente Diffusionskoeffizient für den Transport von Wasserdampf und anderer Beimengungen, wie für die Wärme verwendet (siehe z.B. Stull, 1988). Durch Einsetzen der Gleichung 3.48 in Gleichung 3.34, 3.36 und 3.37, unter Berücksichtigung der Definition der Schubspannungsgeschwindigkeit aus Gleichung 3.28 beziehungsweise Gleichung 3.29 sowie dem Zusammenhang zwischen den turbulenten Diffusionskoeffizienten (Glg. 3.38), ergeben sich die sogenannten Profilgleichungen.

$$u_* = \sqrt{-\overline{u'v'}} = \kappa \cdot z \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \kappa \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial \ln z} \quad (3.49)$$

$$\overline{w'T'} = -\frac{1}{Pr_t} \cdot \kappa \cdot u_* \cdot \frac{\partial \bar{T}}{\partial \ln z} \quad (3.50)$$

$$\overline{w'q'} = -\frac{1}{Sc_t} \cdot \kappa \cdot u_* \cdot \frac{\partial \bar{q}}{\partial \ln z} \quad (3.51)$$

mit der zur molekularen analogen turbulenten Schmidt-Zahl unter der Bedingung $K_W \approx K_F$:

$$Sc_t = \frac{K_I}{K_F} \approx 0,8 \quad (3.52)$$

Mit den Profilleichungen lassen sich die kinematischen turbulenten Flüsse aus dem Vertikalprofil der Windgeschwindigkeit, der Temperatur beziehungsweise der Feuchte bestimmen. Weiterhin wird deutlich, dass neben der Windgeschwindigkeit auch das vertikale Profil der Temperatur und der Feuchte einen logarithmischen Verlauf hat. Allerdings gelten diese Gleichungen entsprechend der eingangs genannten Voraussetzungen nur bis in die dynamische Unterschicht.

Wie schon Jocher (2013) anmerkte, lässt sich aus den Profilleichungen (Glg. 3.49 bis 3.51) ein wesentlicher Zusammenhang zwischen dem turbulenten fühlbaren (Glg. 3.50) beziehungsweise dem turbulenten latenten (Glg. 3.51) Wärmestrom und der Schubspannung, d.h. dem turbulenten Impulsfluss, ablesen. Beide Wärmeströme sind sowohl der Schubspannung als auch dem vertikalen Gradienten des Mittels der betrachteten Größe direkt proportional. Entsprechend verstärken große Schubspannungen, die zumeist mit großen Windgeschwindigkeiten einhergehen, den vertikalen turbulenten Austausch und erhöhen damit die Beträge der beiden turbulenten Wärmeflüsse.

3.5.9 Ähnlichkeitstheorie nach Monin und Obukhov

Die Gleichungen 3.49 - 3.51 gelten nur in der dynamischen Unterschicht, in der die Stabilität der Schichtung keinen Einfluss auf den vertikalen Austausch hat. Die dynamische Unterschicht erreicht aber zumeist nur eine Ausdehnung in der Größenordnung von 1 m, sodass gerade bei geringen Grenzschichthöhen faktisch alle bodennahen meteorologischen Messungen oberhalb der dynamischen Unterschicht, aber noch innerhalb der Prandtl-Schicht durchgeführt werden. Entsprechend wurde eine Theorie benötigt, die die beschriebenen Gesetzmäßigkeiten auch für Schichten mit nicht-neutraler Schichtung, d.h. Schichten mit Stabilitätseinfluss erweitert. Monin und Obukhov (1954) zeigten, dass die vertikale Variation der mittleren Strömung und der Turbulenzeigenschaften in der Prandtl-Schicht von der Höhe z , der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* , dem (kinematischen) fühlbaren Wärmefluss $\overline{w'T'}$ sowie dem Auftriebsparameter g/T abhängen. Daraus ergeben sich drei unabhängige Dimensionen (Länge in m, Zeit in s, Temperatur in K), wodurch genau ein dimensionsloser Parameter, der sogenannte Stabilitätsparameter ς , die Prozesse in der Prandtl-Schicht beschreibt:

$$\varsigma = \frac{z}{L} \quad (3.53)$$

Hierin ist L die sogenannte Obukhov-Länge (Obukhov, 1946) die unter Berücksichtigung des trockenadiabatischen Temperaturgradienten und des Wasserdampfgehaltes der Luft⁶⁾ (siehe Foken, 2006) folgende Form hat:

$$L = -\frac{u_*^3}{\kappa \frac{g}{\Theta_v} \overline{w'\Theta'_v}} \quad (3.54)$$

⁶⁾abweichend von der ursprünglichen Definition nach Obukhov (1946) wird physikalisch korrekt anstelle der Temperatur T die virtuelle potentielle Temperatur Θ_v , sowie anstelle des fühlbaren Wärmestroms $\overline{w'T'}$ der Auftriebsstrom (*buoyancy flux*) $\overline{w'\Theta'_v}$ eingesetzt

Die Obukhov-Länge ist proportional zur charakteristischen Höhe der dynamischen Unterschicht, d.h. proportional zu jener Höhe über dem Boden, in der erstmals Auftriebskräfte über mechanisch generierte Turbulenz dominieren.

Die Abhängigkeit der vertikalen Variation der mittleren Strömung und der Turbulenzeigenschaften in der Prandtl-Schicht von den vier oben genannten Größen hat zur Folge, dass die dimensionslosen Profile für den Wind, die Temperatur und die Feuchte ausschließlich eine Funktion vom Stabilitätsparameter ζ sind.

$$\frac{\kappa \cdot z}{u_*} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = f(z, u_*, \overline{w'T}, g/T) = \varphi_I(z/L) \quad (3.55)$$

$$\frac{\kappa \cdot z}{T_*} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} = f(z, u_*, \overline{w'T}, g/T) = \varphi_W(z/L) \quad (3.56)$$

$$\frac{\kappa \cdot z}{q_*} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = f(z, u_*, \overline{w'T}, g/T) = \varphi_F(z/L) \quad (3.57)$$

mit dem Temperaturmaßstab T_*

$$T_* = -\frac{\overline{w'T'}}{u_*} \quad (3.58)$$

und dem Feuchtemaßstab q_*

$$q_* = -\frac{\overline{w'q'}}{u_*} \quad (3.59)$$

u_* , T_* und q_* sind die Skalierungsgrößen, wodurch die dimensionslosen Vertikalprofile (Glg. 3.55 bis 3.57) gebildet werden. φ_I , φ_W , φ_F sind die sogenannten universellen Funktionen, die experimentell bestimmt werden müssen. In der Literatur sind eine Vielzahl von Formulierungen für die universellen Funktionen dokumentiert, wobei zumeist die Formulierungen aus dem KANSAS-Experiment von Businger *et al.* (1971) beziehungsweise in der korrigierten Formulierung von Högström (1988) Verwendung finden (siehe Tabelle 6).

Tabelle 6: Universelle Funktionen nach Businger *et al.* (1971) in der Bearbeitung von Högström (1988); entnommen aus Foken (2006)

Schichtung	$\varphi_I(\zeta)$	$\varphi_W(\zeta) \sim \varphi_F(\zeta), \alpha_0 = \alpha_{0E} = 1$
labil	$(1 - 19,3\zeta)^{-1/4}$	$0,95(1 - 11,6\zeta)^{-1/2}$
neutral	1	1
stabil	$1 + 6,0\zeta$	$0,95 + 7,8\zeta$

Durch Umstellen der Gleichungen aus der K-Theorie (Glg. 3.34 bis Glg. 3.37) nach den Gradienten und Einsetzen in die Gleichungen für die dimensionslosen Profile (Glg. 3.55 bis 3.57), resultieren folgende Zusammenhänge zwischen den turbulenten Diffusionskoeffizienten und den universellen Funktionen.

$$K_I = \frac{\kappa z u_*}{\varphi_I(\zeta)} \quad (3.60)$$

$$K_W = \frac{\kappa z u_*}{\varphi_W(\zeta)} \cdot \frac{1}{Pr_t} \quad (3.61)$$

$$K_F = \frac{\kappa z u_*}{\varphi_F(\zeta)} \cdot \frac{1}{Sc_t} \quad (3.62)$$

In Analogie zur obigen Herleitung der Profilkfunktionen (Glg. 3.49 bis Glg. 3.51) ergeben sich hier nun folgende auf die gesamte Prandtl-Schicht erweiterten Profilleichungen.

$$u_* = \sqrt{-\overline{u'w'}} = \frac{1}{\varphi_I(\zeta)} \kappa \cdot z \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{1}{\varphi_m(\zeta)} \kappa \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial \ln z} \quad (3.63)$$

$$\overline{w'T'} = -\frac{1}{\varphi_W(\zeta)} \frac{1}{Pr_t} \cdot \kappa \cdot u_* \cdot \frac{\partial \bar{T}}{\partial \ln z} \quad (3.64)$$

$$\overline{w'q'} = -\frac{1}{\varphi_F(\zeta)} \frac{1}{Sc_t} \cdot \kappa \cdot u_* \cdot \frac{\partial \bar{q}}{\partial \ln z} \quad (3.65)$$

Die Vertikalprofile der Windgeschwindigkeit, der Temperatur und der Feuchte in der Prandtl-Schicht sind also für alle Regime, d.h. Werte von z/L , ähnlich zueinander, sodass diese durch die universellen Funktionen ineinander überführt werden können.

Die direkte Proportionalität des turbulenten fühlbaren und turbulenten latenten Wärmestroms von der Schubspannungsgeschwindigkeit bleibt auch in diesen Gleichungen erhalten, sodass obige Aussage zur Abhängigkeit der Wärmeströme vom Impulsfluss weiterhin Bestand hat. Allerdings werden in dieser Formulierung die Gültigkeitsgrenzen dieser Aussage deutlich. Für Werte $z/L < -1$, ist freie Konvektion zu erwarten. Die Energie der Turbulenzelemente (Wirbel) stammt in diesen Fall nicht mehr aus der Scherung (Schubspannung), sondern aus den thermisch bedingten Dichteunterschieden (Auftrieb). Das heißt, die turbulenten Flüsse werden unabhängig von u_* (Foken, 2006, Garratt, 1994).

Im stabilen Fall mit Werten $z/L > +1$ hängt die Größe der Wirbel nicht mehr von der Höhe z ab (sogenanntes: *z-less scaling*) (Foken, 2006, Garratt, 1994), da Turbulenz durch die stabile Schichtung unterdrückt wird. Im neutralen Fall ($z/L = 0$) sind die universellen Funktionen $\varphi_m = \varphi_H = \varphi_E = 1$, sodass sich aus den Gleichungen 3.63 - 3.65 wieder die Gleichungen 3.49 - 3.51 ergeben.

Die Monin-Obukhovsche-Ähnlichkeitstheorie ist somit eine semi-empirische Theorie, die die Physik der Austauschprozesse in der Prandtl-Schicht beschreibt. Die Mehrheit von Parametrisierungen der Bodenschicht (*Surface Layer*) in Modellen, welche die bodennahen Variablen bestimmen, basieren auf dieser Theorie. Insbesondere in den Extrembereichen (freie Konvektion, *z-less scaling*) zeigte die Theorie Defizite, da unter anderem die universellen Funktionen nach (Businger *et al.*, 1971, Högström, 1988) im Wesentlichen für den Wertebereich $-1 \leq z/L \leq +1$ definiert waren. Entsprechend sind in den heutigen Parametrisierungen eine Vielzahl von Modifikationen der vorgestellten Gleichungen implementiert, auf die hier nicht im Detail eingegangen werden kann.

In den Simulationen mit dem mesoskaligen Klimamodell (siehe Kapitel **5.2.1 Weather Research and Forecasting Model (WRF)** S. 38) wurden zwei verschiedene Bodenschichtparametrisierungen benutzt (siehe Tabelle 9). Beide basieren auf der zuvor beschriebenen Ähnlichkeitstheorie.

3.5.10 Schließung der Gleichungen für die turbulente Strömung

Beim Mischungswegansatz wurden mithilfe der mittleren Variablen die turbulenten Flüsse abgeschätzt. Werden die mittleren Variablen durch eine prognostische Gleichung bestimmt, ergibt sich eine Schließung **1.-Ordnung**. Weiterhin wird der Gradient der mittleren Variablen an dem Ort bestimmt, an dem auch die turbulenten Flüsse bestimmt werden. Dies entspricht definitionsgemäß einer **lokalen** Schließung.

Schließungsansätze lassen sich allgemein wie folgt zusammenfassen.

Tabelle 7: Momente in den Schließungen, entnommen aus Foken (2006)

Schließungs- -grad	Prognostische Gleichung für	in Gleichung zu approximieren	Gleichungen	Unbekannte
1. Ordnung	\bar{u}_i	$\overline{u_i u_j}$	3	6
2. Ordnung	$\overline{u_i u_j}$	$\overline{u_i u_j u_k}$	6	10
3. Ordnung	$\overline{u_i u_j u_k}$	$\overline{u_i u_j u_k u_l}$	10	15

Für jede Ordnung sind in der Literatur verschiedene Ansätze zu finden. Nachfolgend sind die wesentlichen Eigenschaften dieser Ansätze für Schließungen 0.- bis 1,5.-Ordnung zusammengefasst (siehe Tabelle 8).

Tabelle 8: Schließungen, entnommen aus Foken (2006) und modifiziert

Schließungsgrad	allgemeines Kennzeichen	in dieser Arbeit
0. Ordnung	keine prognostische Gleichung (<i>Bulk</i> - und Ähnlichkeitsansätze)	
1. Ordnung lokal	K-Theorie	Prandtl-Mischungsweg siehe Glg. 3.39 - 3.48
1. Ordnung nicht-lokal	K-Theorie implizit/explicit nicht-lokal	YSU-Schema (ARW) Hong <i>et al.</i> (2006)
1,5. Ordnung	TKE-Gleichung mit Varianztermen	MYJ-Schema (ARW) Janjić (1990, 1994, 1996, 2002)

TKE bedeutet dabei turbulente kinetische Energie (siehe Glg. 3.69 und 3.70). Der Vorteil höherer Schließungen liegt in der nicht parametrisierten Beschreibung komplexer Prozesse durch die Erhaltung von prognostischen Gleichungen für höhere Momente. Diesen Gleichungen enthalten Terme, die komplexe Prozesse explizit beschreiben. Ein Beispiel für einen komplexeren Prozess sind die sogenannten Gegen-Gradient-Flüsse (*Counter-Gradient*-Flüsse). Gegen-Gradient-Flüsse sind turbulente Flüsse die entgegen dem lokalen Gradienten gerichtet sind. Solche Flüsse entstehen z.B. in der konvektiven Grenzschicht, Baumbeständen oder im Zusammenhang mit Entkopplungsprozessen über Wasserflächen und Eisflächen (Foken, 2016). Der physikalische Prozess dieser Flüsse wird durch die vertikale Diffusion von Varianz der potentiellen Temperatur (nachfolgend: Temperaturvarianz) erklärt (Schumann, 1987, Deardorff, 1966). Die prognostische

Gleichung für die Temperaturvarianz lautet (siehe z.B. Deardorff, 1966, Townsend, 1959):

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\overline{\Theta'^2}}{2} \right) = -\overline{w'\Theta'} \frac{\partial \overline{\Theta}}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\overline{w'\Theta'^2}}{2} \right) + \left(\frac{\overline{\Theta}}{T} \right) \left[-\nu \overline{(\nabla T')^2} + \overline{R'\theta'} \right] \quad (3.66)$$

Hierin ist R' die Netto-Änderungsrate der Temperatur durch Strahlungsabkühlung beziehungsweise Strahlungserwärmung relativ zur mittleren Änderungsrate in der Höhe z . Der erste Term auf der rechten Seite ist der sogenannte Produktionsterm. Dieser erhöht die thermische Varianz, wenn der kinematische turbulente fühlbare Wärmestrom dem lokalen Gradienten folgt (vgl. K-Theorie). Der dritte Term auf der rechten Seite ist der sogenannte Glättungsterm, da der Molekularterm negativ-definit und der Strahlungsterm zumeist negativ ist (Deardorff, 1966). Der zweite Term ist eine Dreifach-Korrelation und heißt Diffusionsterm. Nur wenn dieser Term positiv und größer als der Glättungsterm ist, ist ein Gegen-Gradient-Fluss zu erwarten.

Um die Gegen-Gradient-Flüsse in Parametrisierungen zu erfassen, gibt es verschiedene Ansätze. Ein Ansatz ist nach Troen und Mahrt (1986) das Einfügen eines Korrekturterms der mittleren vertikalen Gradienten in die Gleichungen der K-Theorie. Das heißt, die Gleichungen in folgender Form zu schreiben (x stellvertretend für u' , v' , T' , Θ' , q' , c');

$$\overline{w'x'} = -K_x \left(\frac{\partial \overline{x}}{\partial z} - \gamma_x \right) \quad (3.67)$$

Ein anderer Ansatz ist die explizite Lösung von Gleichung 3.66, d.h. die Schließung höherer Ordnung. Die explizite Lösung der Temperaturvarianzgleichung wäre Schließungen ab 1,5-Ordnung zuzuordnen.

3.5.11 2 Schließansätze (im WRF-Modell)

In der letzten Spalte von Tabelle 8 sind zwei Grenzschichtparametrisierungsschemata (YSU, MYJ) genannt, die in den Simulationen mit einem mesoskaligen nicht-hydrostatischen Modell (WRF) in einer Prozessstudie in dieser Arbeit zum Einsatz kamen (siehe Kapitel **5.2.1 Weather Research and Forecasting Model (WRF)** S. 38 und Kapitel **9 Prozessstudie mit dem WRF-Modell für eine Periode häufiger Sondierungen** S. 109). Hintergrund war die Fragestellung, ob und inwieweit Schließungen höherer Ordnungen in orographischen komplexen Gelände die Grenzschichteigenschaften besser reproduzieren.

Für das komplexere Schema wurde das Mellor-Yamada-Janjić (MYJ)-Schema ausgewählt. Einfachere Schemen sind im ARW typischerweise Schließungen 1.-Ordnung. Hierfür wurde das Yonsei University (YSU)-Schema ausgewählt. Diese beiden Schemata wurden, wie eingangs erwähnt, auch schon bei früheren WRF-Modellstudien über dem Svalbard Archipel verwendet (Roberts *et al.*, 2016, Aas *et al.*, 2015, Norman *et al.*, 2014, Jörpeland, 2014, Claremar *et al.*, 2012, Mayer *et al.*, 2012, Kilpeläinen *et al.*, 2012, 2011, Mäkiranta *et al.*, 2011, Stütz, 2010). Dadurch wurde die in dieser Arbeit vorgestellte Auswertung vergleichbar mit früheren Untersuchungen.

Mellor-Yamada-Janjić (MYJ)-Schema

Das Mellor-Yamada-Janjić-Parametrisierungsschema (Janjić, 1990, 1994, 1996, 2002) ist eine Implementierung des Mellor-Yamada *Level-2,5*-Schließungsmodells (Mellor und Yamada, 1974, 1982). *Level 2,5* entspricht dabei nicht der Ordnung der Schließung der turbulenten Gleichungen im Modell, sondern lediglich der Modellnomenklatur nach Mellor und Yamada (1982). Tatsächlich handelt es sich um eine lokale Schließung 1,5.-Ordnung mit einer prognostischen Gleichung für die turbulente kinetische Energie. Im ARW repräsentiert diese Parametrisierung die Turbulenz in der Grenzschicht und der freien Troposphäre über den gesamten Bereich atmosphärischer Turbulenzregime (Skamarock *et al.*, 2008).

Yonsei University (YSU)-Schema

Das Yonsei University Parametrisierungsschema (Hong *et al.*, 2006) ist die Weiterentwicklung des Grenzschichtparametrisierungsschemas aus dem *NCEP Medium-Range Forecast (MRF)* Modells nach Hong und Pan (1996). Das sogenannte MRF-Schema entspricht einer nicht-lokalen Schließung der turbulenten Gleichungen 1.-Ordnung und enthält, entsprechend den Konzepten von Troen und Mahrt (1986), einen Korrekturterm für die *Counter-Gradient* Flüsse für Wärme und Feuchte unter instabilen Bedingungen. Diese zusätzlichen Terme repräsentieren die Flüsse durch nicht-lokale Gradienten (Skamarock *et al.*, 2008). Bei dem YSU-Schema wurde dem MRF-Schema ein weiterer Term für die explizite Behandlung von *Entrainment* am Oberrand der Grenzschicht hinzugefügt (Skamarock *et al.*, 2008).

Für einen aktuellen Überblick und Vergleich verschiedener Grenzschichtparametrisierungsschemata sei zum Beispiel auf Cohen *et al.* (2015) verwiesen.

Der vollständige Gleichungsapparat sowie die Details der (numerisch stabilen) Implementierung beider Schemata in das Modell kann hier nicht wiedergegeben werden. Hierfür sei auf die genannte Literatur verwiesen. Wesentlich bei dem YSU-Schema ist jedoch, dass es sich um eine **nicht-lokale Schließung 1. Ordnung** auf Grundlage der K-Theorie handelt. Wie zuvor erwähnt, werden bei einer Schließung 1. Ordnung die prognostischen Gleichungen für die mittleren Werte der betrachteten Variable genutzt. Diese Gleichungen haben im YSU-Schema für die prognostischen Variablen folgende Form (siehe Glg. 4 in Hong *et al.* (2006)):

$$\frac{\partial x}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[K_x \left(\frac{\partial x}{\partial z} - \gamma_c \right) - \overline{(w'x')}_h \left(\frac{z}{h} \right)^3 \right] \quad (3.68)$$

Hierin steht x stellvertretend für die prognostische Variable, K_x ist der entsprechende turbulente Diffusionskoeffizient, γ_c der Korrekturterm des lokalen Gradienten (vgl. Glg. 3.67) und $\overline{(w'c')}_h$ der turbulente Fluss an der Inversionsschicht in der Grenzschichthöhe h . Der gesamte letzte Term $\overline{(w'c')}_h \left(\frac{z}{h} \right)^3$ beschreibt den turbulenten *Entrainment*-Fluss in der Inversionsschicht oberhalb der Mischungsschicht. Dies ist eine Besonderheit dieser Grenzschichtparametrisierung. Die Korrektur des lokalen Gradienten durch den Term γ_c berücksichtigt den Beitrag von großskaligen Turbulenzelementen (Hong *et al.*, 2006). Das wiederum bedeutet eine **implizite** Berücksichtigung nicht-lokaler Flüsse. Infolgedessen wird dieses Parametrisierungsschema in der Literatur als nicht-lokale Schließung 1. Ordnung klassifiziert. Demgegenüber steht die **explizite**

Berücksichtigung von nicht-lokalen Flüssen wie bei der Transilient-Theorie, auf die in dieser Arbeit nicht weiter eingegangen wird (siehe z.B. Foken, 2006).

Schließungen 1,5-Ordnung wie das MYJ-Schema behalten prognostische Gleichungen für die mittleren Werte der Variablen, sowie für die zugehörigen Varianzen bei. Im Falle der Windgeschwindigkeitskomponenten wird gewöhnlich anstelle der Komponenten eine prognostische Gleichung für die (mittlere) turbulente kinetische Energie genutzt (Stull, 1988). Diese Gleichung ergibt sich, wenn die Navier-Stokes-Gleichung für die turbulente Strömung (Glg. 3.21) mit den Fluktuation der Windkomponenten u'_i multipliziert und die Definition der mittleren turbulenten kinetischen Energie \bar{e} (Glg. 3.69) ausnutzt wird:

$$\bar{e} = 0,5 \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right) = 0,5 \overline{u_i'^2} \quad (3.69)$$

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{e}}{\partial t}}_{\text{Tendenz}} = \underbrace{-\bar{u}_j \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_j}}_{\text{Advektion}} + \underbrace{\delta_{i3} \frac{g}{\Theta_v} \left(\overline{u'_i \Theta'_v} \right)}_{\text{Auftrieb}} - \underbrace{\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_{\text{Scherung}} - \underbrace{\frac{\partial \left(\overline{u'_j e} \right)}{\partial x_j}}_{\text{Transport}} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \left(\overline{u'_i p'} \right)}{\partial x_i}}_{\text{Druckkorrelation}} - \underbrace{\epsilon}_{\text{Dissipation}} \quad (3.70)$$

Durch Annahmen wie Stationarität und horizontale Homogenität lässt sich auch diese Gleichung vereinfachen und wird in Parametrisierungen (wie z.B. MYJ-Schema) in entsprechender Form verwendet (siehe z.B. Stull, 1988). Oben wurde erläutert, dass Gegen-Gradient-Flüsse explizit durch die Lösung der Temperaturvarianz-Gleichung in Schließungen ab 1,5-Ordnung möglich ist. Eine Besonderheit des MYJ-Schemas ist jedoch, dass **keine** Gleichung für die Temperaturvarianz enthalten ist. Gegen-Gradient-Flüsse werden, trotz höherer Ordnung, in diesem Schema gar nicht berücksichtigt (siehe z.B. Stensrud, 2009, Thomsen und Smith, 2008, Janjić, 1994).

3.5.12 Richardson-Zahl

Aus der TKE-Gleichung (Glg. 3.70) wird mathematisch ersichtlich, wie eine stabile thermische Schichtung (Term: Auftrieb) die mechanische Produktion von Turbulenz (Term: Scherung) unterdrückt. Im Falle einer stabilen Schichtung wird der Auftriebsterm negativ und der Scherterm positiv. Eine nützliche Approximation zur Abschätzung der TKE ist somit das Verhältnis dieser beiden Terme, unter Vernachlässigung des Vorzeichens des Scherterms, zueinander zu betrachten.

$$Ri_F = \frac{\left(\frac{g}{\theta_v} \right) \left(\overline{w' \theta'_v} \right)}{\left(\overline{u'_i u'_j} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}} \quad (3.71)$$

Dies ist die sogenannte Fluss-Richardson-Zahl. Sie gibt das dimensionslose Verhältnis von thermischer Produktion beziehungsweise Unterdrückung zu mechanisch generierter Turbulenz an. Sie ist somit ein Maß für die dynamische Stabilität der Strömung am Punkt der Berechnung der Gradienten. Für den Nenner ergeben sich entsprechend der Einsteinschen Summenkonvention (siehe Glg. 3.5) neun Terme. Unter der Annahme von räumlicher Homogenität und Vernachlässigung von Subsidenz (siehe Tab. 5) lässt sich der Nenner aber deutlich vereinfachen und es ergibt sich

folgender Ausdruck für die Fluss-Richardson-Zahl.

$$Ri_F = \frac{\left(\frac{g}{\bar{\theta}_v}\right) (\overline{w'\theta'_v})}{(\overline{u'w'}) \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + (\overline{v'w'}) \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}} \quad (3.72)$$

Wird für die kinematischen turbulenten Flüsse $(\overline{w'\theta'_v}, \overline{u'w'}, \overline{v'w'})$, in Anlehnung zur K-Theorie, eine direkte Proportionalität zu den vertikalen Gradienten der entsprechenden mittleren Größen angenommen, lässt sich Gleichung 3.72 wie folgt schreiben.

$$Ri_G = \frac{\frac{g}{\bar{\theta}_v} \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z}}{\left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z}\right)^2\right]} \quad (3.73)$$

Dies ist die sogenannte Gradient-Richardson-Zahl.

Der kritische Wert der Fluss- beziehungsweise Gradient-Richardson-Zahl, d.h. der Wert ab dem mechanische generierte Turbulenz vollständig durch die thermische Stabilität unterdrückt wird, hängt von der Vorgeschichte der Strömung ab. Eine laminare, d.h. turbulenzfreie Strömung, wird turbulent, wenn ein kritischer Wert von $Ri_{k_{F,G,l}} \approx 0,25$ überschritten wird. Eine turbulente Strömung wird hingegen laminar, wenn die Fluss- beziehungsweise Gradient-Richardson-Zahl den kritischen Wert von $Ri_{k_{F,G,t}} = 1$ übersteigt. Dieser Befund lässt sich als eine Art Hysterese der Strömung interpretieren (Stull, 1988).

In der Praxis bestehen Vertikalprofile für die mittlere virtuelle potentielle Temperatur θ_v und die mittleren horizontalen Windkomponenten u und v ausschließlich aus diskreten Messpunkten. Folglich kann ein Gradient nicht berechnet werden. Durch die Approximation der Gradienten durch die Differenzquotienten ($\partial \rightarrow \Delta$) ergibt sich aus der Gradient-Richardson-Zahl die sogenannte Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.74).

$$Ri_B = \frac{g \cdot \Delta z}{\bar{\theta}_v} \frac{\Delta \bar{\theta}_v}{(\Delta \bar{u})^2 + (\Delta \bar{v})^2} \quad (3.74)$$

Die Differenzen in Gleichung 3.74 für diskrete vertikal aufeinanderfolgende Messwerte (Index i) werden wie folgt berechnet,

$$\Delta X = X_{i+1} - X_i \quad (3.75)$$

Hierin steht X stellvertretend für $\bar{\theta}_v$, \bar{u} und \bar{v} . Ersetzt man die virtuelle potentielle Temperatur durch eine charakteristische Temperatur T und die horizontalen Komponenten der Windgeschwindigkeit, in einem zur Strömung ausgerichteten Koordinatensystem, durch die charakteristische Windgeschwindigkeiten u , ergibt sich die in Kapitel **3.5.8 Approximationen in der Prandtl-Schicht** S. 15 als Ähnlichkeitszahl definierte Richardson-Zahl aus Tabelle 3.

Für den Übergang von einer turbulenten zur einer laminaren Strömung wird für der Bulk-Richardson-Zahl in der Praxis typischerweise auch der kritische Wert $Ri_{k_B} = 0,25$ genutzt (vgl. $Ri_{k_{F,G,l}}$ und $Ri_{k_{F,G,t}}$). Dieser theoretische Wert gilt allerdings streng genommen nur für Gradienten. Durch die Berechnung für diskrete Schichten, werden gegebenenfalls große Gradienten

geglättet. Dies führt zum Einen zur Unterschätzung von Turbulenz in der betrachteten Schicht und zum Anderen zur Festlegung von teilweise theoretisch unbegründeten kritischen Werten bei dem Vergleich mit alternativen Grenzschichthöhenabschätzungen (Stull, 1988).

Neben einer Vielzahl von weiteren modifizierten Formulierungen der Bulk-Richardson-Zahl, wird eine noch größere Anzahl von, teilweise stabilitäts- oder tageszeitabhängigen (siehe z.B. Zhang *et al.*, 2014, Jeričević und Grisogono, 2006, Zilitinkevich und Baklanov, 2002), kritischen Werten dokumentiert (u.a. Liberto *et al.*, 2012, Jeričević und Grisogono, 2006, Vickers und Mahrt, 2004, Gryning *et al.*, 2002, Joffre *et al.*, 2001, Andreas *et al.*, 2000, Vogelezang und Holtslag, 1996). Die Bulk-Richardson-Zahl wird in Modellen und in der Praxis häufig zur Abschätzung der Grenzschichthöhe, d.h. die Ermittlung jener Schichthöhe, in der vom Boden beginnend erstmals der kritische Wert überschritten wird, genutzt. Dabei wird eine nicht-lokale Formulierung, wie Gleichung 3.76, verwendet (siehe z.B. Gryning *et al.*, 2002, Gryning und Batchvarova, 2002, Sørensen, 1998). Da die Bulk-Richardson-Zahl in Modellen auf die mittleren Größen angewendet wird und In-situ-Messungen infolge der Sensorträgheit ebenfalls nur die mittleren Werte der Messgrößen repräsentieren, wurde in nachfolgender Gleichung nach (Gryning *et al.*, 2002) auf die explizite Kennzeichnung der Mittelung verzichtet.

$$Ri_B(z_i) = \left(\frac{g}{\theta_v(z_s)} \right) \frac{(\theta_v(z_i) - \theta_v(z_s))z_i}{u^2(z_i) + v^2(z_i)} \quad (3.76)$$

$$u^2(z_i) + v^2(z_i) = U^2(z_i) \quad (3.77)$$

Hierin entspricht z_s dem niedrigsten Mess- beziehungsweise Modellniveau und z_i dem i -ten Niveau darüber. In der Höhe z_s soll die Windgeschwindigkeit 0 sein, wodurch sich die Differenzen im Nenner auf den Betrag der Windgeschwindigkeit U in der Höhe z_i reduziert. Nicht-lokal meint hier, dass mit jedem Höhenschritt die Schichtdicke, für die die Bulk-Richardson-Zahl berechnet wird, zunimmt. Dadurch wird die dynamische Stabilität der Grenzschicht immer auf das bodennächste Niveau bezogen, welches als untere Randbedingung die thermische Schichtung der Grenzschicht bestimmt.

Wie bereits erläutert, gibt die Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) das dimensionslose Verhältnis von Auftriebskräften durch Dichteunterschiede (thermische Schichtung, Wasserdampfgehalt) zu durch Windscherung generierte Turbulenz an. Für eine thermisch instabile Schichtung nimmt die Bulk-Richardson-Zahl analog zum Stabilitätsparameter z/L negative Werte an. Im thermisch stabilen Fall entsprechend positive Werte. Der kritische Wert von $Ri_{B_k} = 0,25$ entspricht jenem Zustand, in dem die durch mechanisch generierte Turbulenz freiwerdende Hubarbeit aus der mittleren Strömung nicht mehr ausreicht, ein Luftpaket gegen die thermische Stabilität auszulernen.

Da ein effektiver vertikaler Austausch nur in einer turbulenten Strömung stattfindet, definiert die Höhe, in welcher der Wert von $Ri_{B_k} = 0,25$ überschritten wird, eine Mischungshöhe, die häufig als Grenzschichthöhe definiert wird (siehe z.B. Seibert *et al.*, 2000, Fisher *et al.*, 1998).

Unterschiedliche Formulierungen und kritische Werte für die Bulk-Richardson-Zahl liefern zum Teil erhebliche Abweichungen zwischen den berechneten Werten und den daraus abgeleiteten Größen, wie der Grenzschichthöhe (siehe z.B. Zhang *et al.*, 2014, Schulz, 2012, Zilitinkevich und

Baklanov, 2002). Entsprechend sind nur konsistent bestimmte Grenzschichthöhen vergleichbar. Infolgedessen wurde in dieser Arbeit ausschließlich die Bulk-Richardson-Zahl nach Gleichung 3.76 für Berechnungen der dynamischen Stabilität und der daraus resultierenden Abschätzung der Grenzschichthöhe mit dem kritischen Wert von $Ri_{kB} = 0,25$ verwendet.

4 Standortbeschreibung

Ny-Ålesund wurde 1917 als Bergbausiedlung gegründet. Nach einem schweren Grubenunglück 1962, wurde der Bergbau vollständig eingestellt. Seit 1966 ist der Ort zu einem internationalen Zentrum der Polarforschung, mit teilweise ganzjährig bemannten Forschungsstationen, wie der 1991 eröffneten Koldewey-Station des deutschen Alfred Wegener Instituts (AWI) und der 1999 eröffneten Station Rabot des französischen Polarinstituts Paul-Émile-Victor (IPEV), ausgebaut worden. Diese beiden Stationen wurden 2003 zur gemeinsamen deutsch-französischen AWIPEV Station zusammengefasst⁷⁾.

Sofern nicht anders vermerkt, wurden die in dieser Arbeit analysierten Daten im Rahmen von verschiedenen Forschungsprojekten an dieser Station erhoben.

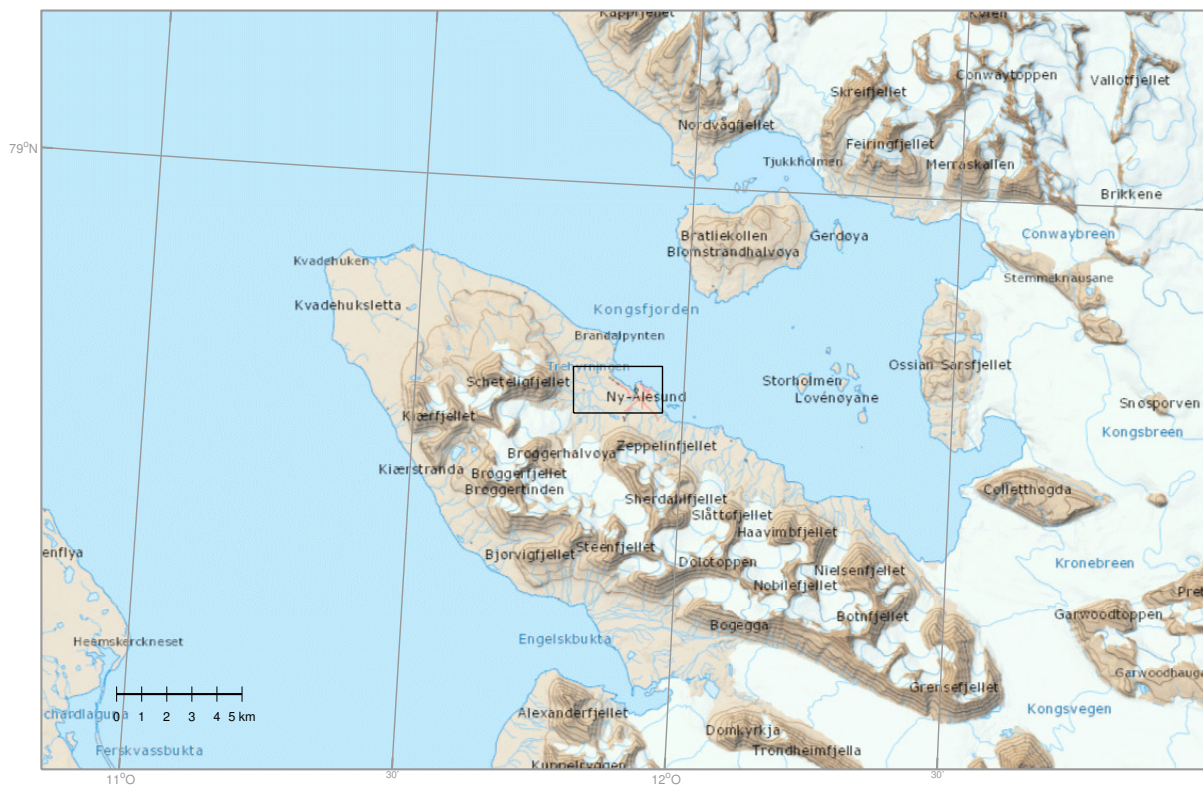


Abbildung 3: Übersichtskarte des Kongsfjords; der markierte Bereich entspricht dem Kartenausschnitt in den Abbildungen 4 und 5 (Kartematerial bezogen vom *Norwegian Polar Institute* (NPI) via <http://svalbardkartet.npolar.no/en/Viewer.html?Viewer=Svalbardkartet>)

Ny-Ålesund (Ortszentrum: $78^{\circ}55'24''$ N, $11^{\circ}55'15''$ O) liegt am nördlichen Ufer der etwa 20 km langen und 10 km breiten Brøgger-Halbinsel (norwegisch: Brøggerhalvøya) im Westen der Insel Spitzbergen, der Hauptinsel des Svalbard-Archipels. Die Brøgger-Halbinsel bildet die südliche

⁷⁾<http://cruise-handbook.npolar.no/en/kongsfjorden/ny-alesund.html>

Begrenzung des etwa 22 km langen und bis zu 12 km breiten Kongsfjords, der sich von dem Conway-, Kongsvegen- und Kronegletscher-Abbruchkanten im Südosten bis zur Öffnung in die Grönlandsee im Nordwesten erstreckt. Im zentralen Bereich der Brøgger-Halbinsel befindet sich auf der gesamten Länge ein Bergmassiv mit Gipfelhöhen bis zu 1021 m⁸⁾ im Südosten. In direkter Umgebung von Ny-Ålesund liegt westlich der 719 m⁹⁾ hohe Schetelig und im Süden der 556 m¹⁰⁾ hohe Zeppelinberg. Beide Bergketten beziehungsweise Berge sind durch den Brøgger-Gletscher (norwegisch: Brøggerbreen) getrennt, der selbst durch das Brøggergebirge (norwegisch: Brøggerfjellet) in den Austre und Vestre Brøggerbreen aufgeteilt wird. Am Fuße des Brøgger-Gletscher liegt das Brøgger-Tal (norwegisch: Brøggerdalen) mit dem Bayleva Fluss, der sich in mehreren Verzweigungen durch das gesamte Tal von dem Brøgger-Gletscher bis zu Mündung in den Kongsford erstreckt. Im Brøgger-Tal befindet sich der Leier-Hügel (norwegisch: Leierhaugen). In östlicher Richtung wird das Tal durch den Kolhaugen begrenzt.

Klimatologisch entspricht der Svalbard Archipel der polaren Tundra Klimazone, in der auch in den Sommermonaten nur eine spärliche Vegetation in der aktiven Schicht¹¹⁾ des Permafrostbodens gedeiht. Die Bodenoberfläche setzt sich aus abgelagertem Sand, Kies, Schlamm, Lehm und Grundgestein¹²⁾ zusammen. Die lokale Zusammensetzung der Bodenoberfläche variiert in einigen Gebieten recht stark. Entlang des Küstenstreifens zwischen Ny-Ålesund und der zirka 5 km östlich gelegenen Jean Corbel Station, setzt sich die Bodenoberfläche hauptsächlich aus losem Sand, Schotter sowie Gestein variierender Größe und Textur zusammen. In und um Ny-Ålesund selbst ist der Untergrund durch Abraum aus dem Bergbau, Baumaßnahmen und menschlichen Veränderungen sehr inhomogen. Zudem gedeiht in den Sommermonaten um den Ort eine üppigere Vegetation. Richtung des Schetelig-Berges im Bayelva Tal wird die Bodenoberfläche wieder homogener und variiert zwischen Gesteinsfeldern und Bereichen mit höheren Ton- und schlammigen Lehmantteilen (Westermann *et al.*, 2009, Boike *et al.*, 2008). Im näheren Umkreis und auf der Oberfläche des Leierhaugen befinden sich weiterhin durch Frosthebung bedingte charakteristische Oberflächenstrukturen (sogenannte nicht sortierte Feinerdekreise; engl. *mud boils*).

In der Periode von August 1993 bis Juli 2011 variierte die mittlere Januartemperatur zwischen $-17,0^{\circ}\text{C}$ und $-3,8^{\circ}\text{C}$ und die mittlere Julitemperatur zwischen $4,6^{\circ}\text{C}$ und $6,9^{\circ}\text{C}$ (Maturilli *et al.*, 2013). Diese vergleichsweise milden Temperaturen werden unter anderem durch den Transport warmer Luft vom Atlantik in die Barentssee durch Tiefdruckfronten geprägt (Shears *et al.*, 1998). Weiterhin bleibt die Westküste Svalbards auch im Winter durch den Transport von wärmerem Wasser aus dem Atlantik nach Norden durch den West-Spitzbergen-Strom relativ eisfrei (Howe *et al.*, 2003).

Entsprechend der hohen nördlichen Lage dauert die Polarnacht vom 24 Oktober bis zum 18 Februar und der Polartag vom 18 April bis zum 24 August (Maturilli *et al.*, 2013). Die umliegende Orographie führt gerade bei niedrigen Sonnenständen in den Übergangszeiten zwischen Polartag und Polarnacht, je nach Azimutwinkel, zu lokalen Abschattungen, die die lokale Strahlungsbi-

⁸⁾Gellmuydentoppen: <http://stadnamn.npolar.no/stadnamn/Geelmuydentoppen?ident=4341&lang=en>

⁹⁾Scheteligtoppen: <http://stadnamn.npolar.no/stadnamn/Scheteligtoppen?lang=en>

¹⁰⁾Zeppelinfjellet: <http://stadnamn.npolar.no/stadnamn/Zeppelinfjellet?lang=en>

¹¹⁾Westermann *et al.* (2010) fanden im Zeitraum von August bis September 2008 Auftautiefen von bis zu 2 m im Bayelva-Tal

¹²⁾<http://www.npolar.no/en/themes/geology/arctic/>

lanz an der Oberfläche zeitweise stark beeinflussen. Eine grafische Darstellung der Horizontlinie vom BSRN-Feld ist in Abbildung 1 in Maturilli und Ritter (2016) gegeben. Insbesondere der Zeppelin-Berg und der Schetelig-Berg führt am Nachmittag zu einer starken Abschattung.

1997 eröffnete das National Research Council of Italy (CNR) die Station Dirigibile Italia zu deren Forschungsprogramm auch Langzeituntersuchungen der arktischen Grenzschicht gehören. Die Kombination der Ergebnisse aus den Forschungsprojekten des AWI und des CNR ermöglichen langfristig eine deutlich umfangreichere Grenzschichtforschung, die der erläuterten Komplexität des Standortes gerecht wird. Entsprechend wurden einige italienische Messungen bereits für diese Arbeit herangezogen.

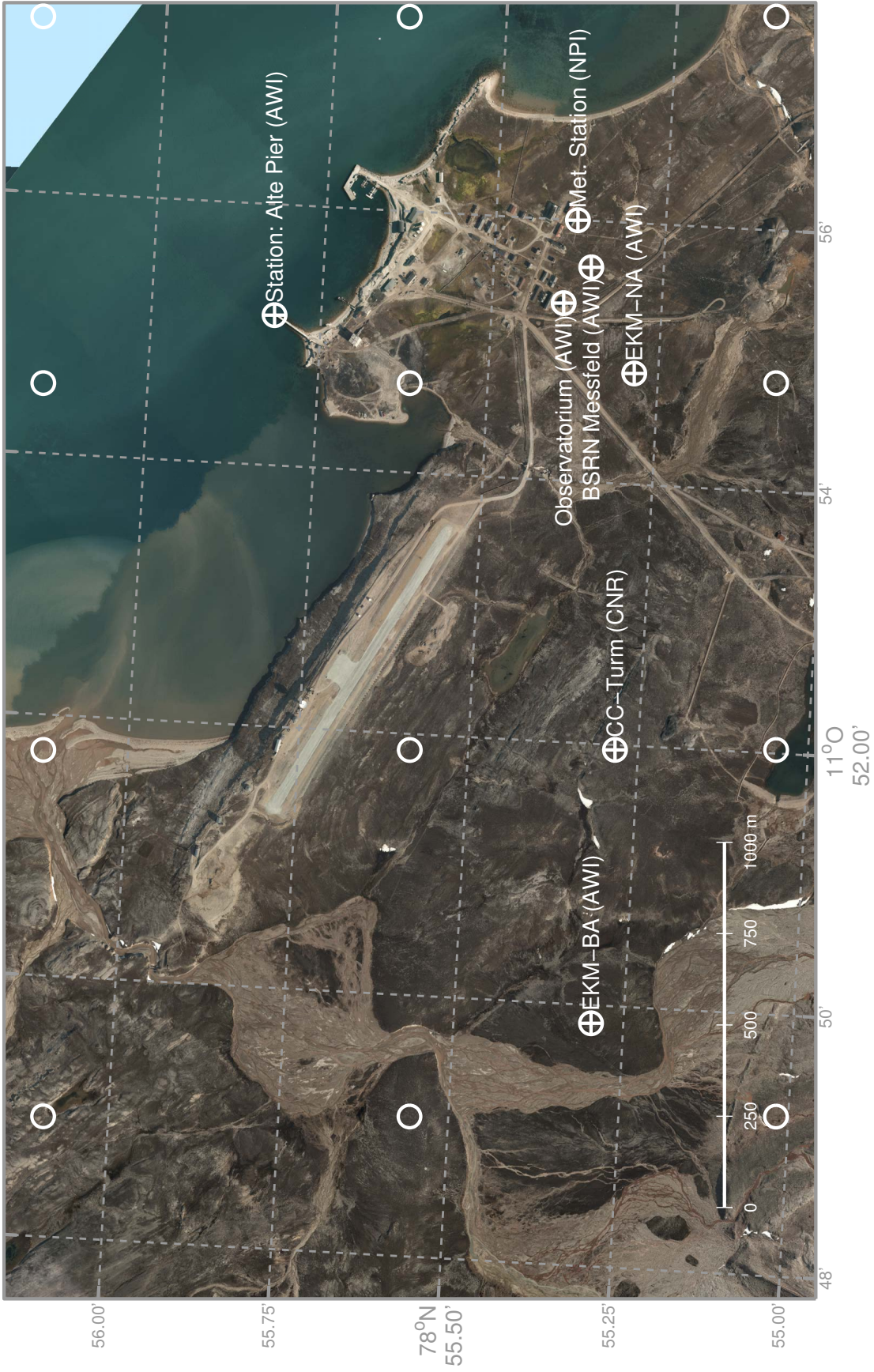


Abbildung 4: Luftbild (bezogen vom *Norwegian Polar Institute* (NPI) via <http://svalbardkartet.npolar.no/en/Viewer.html?Viewer=Svalbardkartet>) von Ny-Ålesund und Umgebung; Ringe: Modellgitterpunkte der finalen ARW Simulation (siehe Kapitel 9 **Prozessstudie mit dem WRF-Modell für eine Periode häufiger Sondierungen** S. 109); gefüllte Ringe: Ortsmarkierungen der Messstandorte

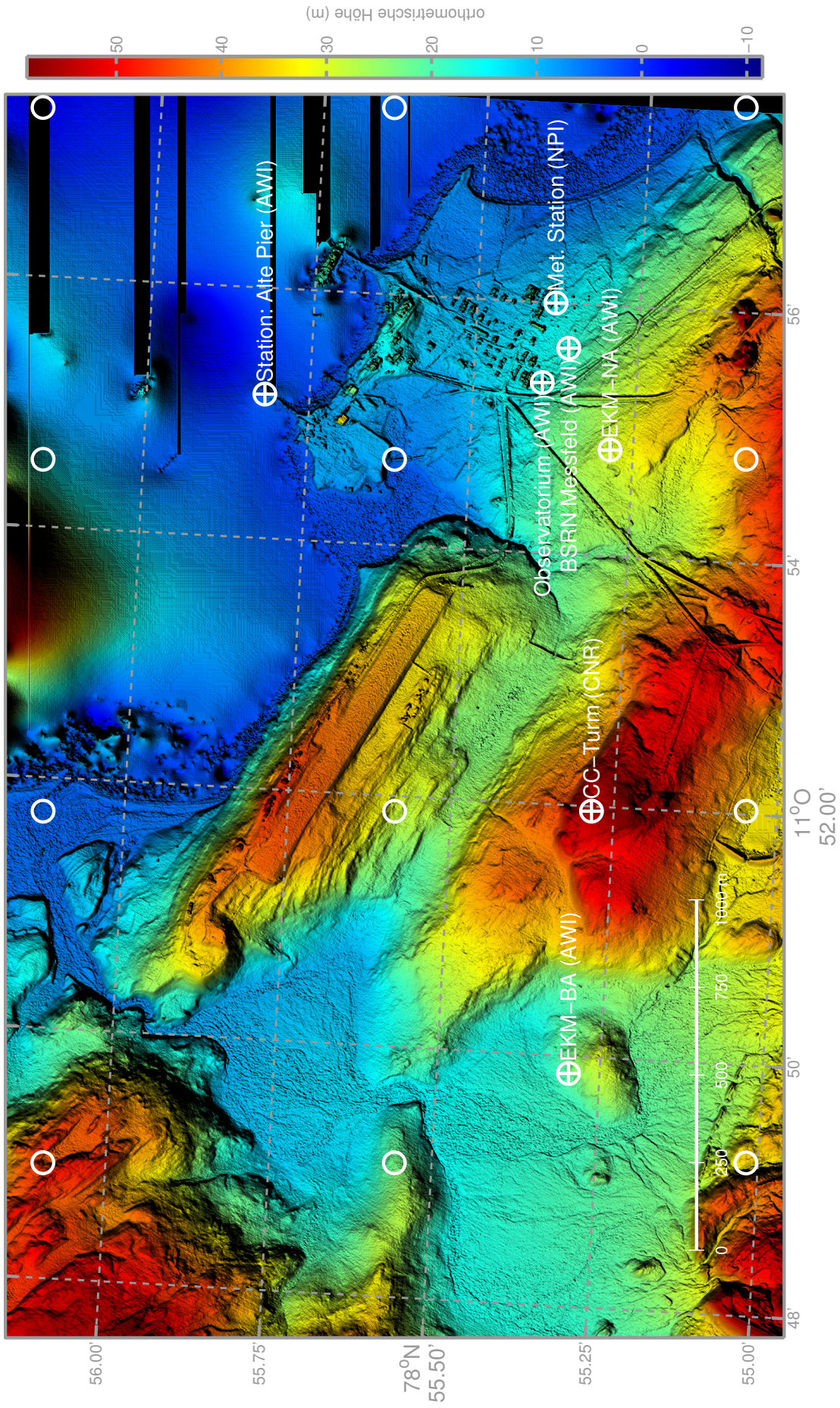


Abbildung 5: Visualisierung eines digitalen Geländemodells (Zugrunde liegende Daten erhalten von Ernst Hauber (DLR) via PD Dr. Julia Boike (AWI)) von Ny-Ålesund und Umgebung; Ringe: Modellgitterpunkte der finalen ARW Simulation (siehe Kapitel 9 Prozessstudie mit dem WRF-Modell für eine Periode häufiger Sondierungen S. 109); gefüllte Ringe: Ortsmarkierungen der Messstandorte

5 Messungen & Daten

5.1 Messinstrumente

Aufgrund der Vielzahl der Messstandorte und Instrumentierungen, wird nachfolgend zunächst ein Überblick über alle relevanten Standorte und eine Zusammenfassung der relevanten Messungen an den Standorten gegeben. Auf Details der Instrumentierungen und der Datenauswertung wird an entsprechender Stelle eingegangen. In den Abbildungen 4 und 5 sind die im Folgenden beschriebenen Standorte durch Markierungen gekennzeichnet.

BSRN-Feld (78,922 61° N, 11,927 40° O¹³), 15,21 m NN¹⁴)

Im südlichen Teil des Ortes befindet sich ein Strahlungsmessfeld, welches im Rahmen des *Baseline Surface Radiation Networks* (BSRN) 1992 installiert und im August 1993 durch zusätzliche Instrumentierungen für die Bodenmeteorologie erweitert wurde (Maturilli *et al.*, 2013). Zu Letzteren zählt auch der vom Strahlungsfeld etwa 20 m südlich gelegene 10 m hohe Mast (BSRN-Mast), an dem die Instrumente zur Messung der Temperatur, Feuchte, Windrichtung und Windgeschwindigkeit in verschiedenen Höhen (bis 10 m) installiert sind. Auf dem Strahlungsmessfeld werden neben den Strahlungskomponenten auch die Schneehöhe sowie die Höhe der Wolkenunterkante mit einem Ceilometer gemessen.

Observatorium (78,923 22° N, 11,923 17° O, 15,72 m amsl)

Zirka 120 m¹³) westlich des BSRN-Feldes befindet sich das Observatorium der AWIPEV Station und die davon 10 m südlich gelegene Ballonhalle. Das Observatorium besitzt in 7 m Höhe auf der unter anderem ein Radiometer installiert ist, dass kontinuierlich das Vertikalprofil der Temperatur und der Feuchte in der unteren Troposphäre vermisst. Die wichtigsten Geräteparameter sind unter B im Anhang gegeben. Die Messungen des Gerätes wurden bereits ausführlich mit Radionsondendaten in einer früheren Studie verglichen Kayser (2012). Ferner befindet sich dort ebenfalls ein Wind-LIDAR¹⁵) für die kontinuierliche Messung des 3-dimensionalen Windes in der unteren Troposphäre. Die wichtigsten Parameter des Gerätes sind unter B im Anhang zu finden. Die Daten dieses Gerätes wurden ebenfalls schon in einer früheren Arbeit mit Radiosonden- und Fesselballonmessungen validiert (siehe Burgemeister, 2013).

Radiosondierungen - Ballonhaus (78,923 01° N, 11,922 71° O, 15,67 m amsl)

Von den beiden Plattformen der Ballonhalle werden die Radiosonden (Vaisala RS92) gestartet. Diese messen in-situ die Temperatur, die relative Luftfeuchte, den Luftdruck, die Windrichtung sowie die Windgeschwindigkeit bis in eine maximale Höhe von etwa 30 km. Die mit der Hersteller-Software (Vaisala, MetGraph) prozessierten Radionsondenprofile (Druck, Feuchte, Temperatur,

¹³)Ermittelt mit der Web-GIS Anwendung des *Norwegian Polar Institute* (NPI) unter <http://svalbardkartet.npolar.no/Viewer.html?Viewer=Svalbardkartet>

¹⁴)Höhe des Druckgebers im Schaltschrank des BSRN-Feldes

¹⁵)LIDAR = Light Detection And Ranging

Windgeschwindigkeit) wurden auf einen homogenen Höhenvektor mit einer vertikalen Auflösung von 25 m interpoliert und anschließend um die Messungen vom BSRN-Mast vom exakten Startzeitpunkt der Sonde erweitert.

Eddy-Kovarianz-Messkomplex Ny-Ålesund (78,921 42° N, 11,914 16° O, ca. 27 m amsl)

Etwa 300 m¹³⁾ südlich des Observatoriums befindet sich das Messfeld des 2010 installierten Eddy-Kovarianz-Messkomplexes Ny-Ålesund (kurz: EKM-NA). Der Messkomplex besteht unter anderem aus zwei etwa 5,50 m voneinander entfernten kleinen Masten. An dem Eddy-Kovarianz-Mast befinden sich in 2,1 m die Instrumente zur In-situ-Messung der turbulenten Flüsse (Eddy-Kovarianz-Methode) sowie ein Kombi-Geber zur Messung der Temperatur und der relativen Luftfeuchte auf der gleichen Höhe.

An dem meteorologischen Mast befinden sich Instrumente zur Messung der Temperatur in verschiedenen Höhen (bis 1,50 m), der Windrichtung und Windgeschwindigkeit in verschiedenen Höhen (bis 2,50 m), der Strahlungskomponenten, der Oberflächentemperatur und der Schneehöhe.

Eddy-Kovarianz-Messkomplex Bayelva (78,921 626° N, 11,831 025° O, ca. 20 m amsl)

Am Fuße des Schetelig, zirka 2,8 km südwestlich des Observatoriums, befindet sich die Bayelva Permafroststation auf dem Leierhaugen. Teil dieser Station ist ein Eddy-Kovarianz-Messkomplex Bayelva (kurz: EKM-BA) am westlichen Hang des Leierhaugen, bestehend aus einem Mast zur In-situ-Messung der turbulenten Flüsse (Eddy-Kovarianz-Methode). Auf dem Bodenmessfeld dieser Station (etwa mittig auf dem Leierhaugen) ist ebenfalls ein meteorologischer Mast mit Instrumenten zur Messung der Windrichtung und Windgeschwindigkeit, der Temperatur und der Schneehöhe installiert.

Alter Pier (78,930 31° N, 11,919 17° O, ca. 2,8 m amsl)

Am Ende des alten Piers, der zirka 120 m in nördlicher Richtung in den Fjord ragt, wurde im Oktober 2013 im Rahmen dieser Arbeit eine weitere meteorologische Station installiert. Hier befinden sich Instrumente zur Messung der Lufttemperatur, der Luftfeuchte, der Windrichtung und Windgeschwindigkeit über der Wasseroberfläche sowie ein Infrarotthermometer zur Messung der Wasseroberflächentemperatur.

Amundson-Nobile Climate Change Tower (78,921 399° N, 11,866 040° O, ca. 50 m amsl)

Am 30 April 2009¹⁶⁾ wurde zirka 1,3 km westlich des Observatoriums ein 33 m Mast durch das CNR auf dem Kolhaugen eingeweiht. Seit Oktober 2009 ist der Mast im operativen Betrieb und trägt unter anderem Instrumente zur Messung der Temperatur, der Luftfeuchte, der Windrichtung und Windgeschwindigkeit in verschiedenen Höhen (bis 33 m über Grund)(Mazzola *et al.*,

¹⁶⁾http://kingsbay.no/research/research_stations/

2016). Datenreihen können online¹⁷⁾ beim CNR angefordert werden.

5.2 Daten aus Modellsimulationen

5.2.1 Weather Research and Forecasting Model (WRF)

Für diese Studie wurde das *Weather Research and Forecasting* (WRF) Modell (Skamarock *et al.*, 2008) ausgewählt, welches schon in einer Vielzahl von früheren Grenzschichtstudien in Svalbard Anwendung fand (z.B. Aas *et al.*, 2015, Mayer *et al.*, 2012, Claremar *et al.*, 2012, Kilpeläinen *et al.*, 2011, 2012, Mäkiranta *et al.*, 2011). Das WRF Modell ist ein mesoskaliges numerisches Wettervorhersagesystem, das sowohl für die operationelle Wettervorhersage als auch für die atmosphärische Forschung konzipiert wurde. Die Entwicklung begann Ende der 1990er Jahre unter der Kooperation verschiedener Institutionen und wird stetig fortgesetzt. Aktuell wird die Bereitstellung, Wartung und Aktualisierung des Systems durch das *Microscale Meteorology Laboratory* (MMM) des amerikanischen *National Center for Atmospheric Research* (NCAR) durchgeführt. Für das WRF-Modell existieren zwei dynamische Kerne (sogenannte: *dynamics solver* (Skamarock *et al.*, 2008)) sowie ein Datenassimilierungssystem. Die Entwicklung zweier dynamischer Kerne ist historisch bedingt, wobei sich für Prozessstudien beziehungsweise Forschungszwecke häufig der *Advanced Research WRF* (ARW) Kern Verwendung findet. Der zweite sogenannte *Non-hydrostatic Mesoscale Model* (NMM) Kern wird unter anderem im *Hurricane WRF* (HWRF) verwendet¹⁸⁾. Entsprechend wurde auch in dieser Studie das ARW genutzt.

Der ARW-*(solver)* besteht aus vollständig kompressiblen, nicht-hydrostatischen Gleichungen. In der Vertikalen werden geländefolgende, trocken-hydrostatische Druck (σ) Koordinaten verwendet, wobei die Obergrenze des Modells einer konstanten Druckfläche, sofern nicht anders konfiguriert, 50 hPa entspricht. Für das Modellgitter wird das Arakawa C-Gitter genutzt (Skamarock *et al.*, 2008).

Die finalen Simulationen (siehe Kapitel 9 **Prozessstudie mit dem WRF-Modell für eine Periode häufiger Sondierungen** S. 109) wurden von Dr. Marius Opsanger Jonassen am *University Centre in Svalbard* (UNIS) im Juni 2016 mit dem ARW in der Version 3.6 durchgeführt.

Das ARW ist modular aufgebaut, sodass entsprechend der wissenschaftlichen Fragestellung, verschiedene Physik- und Dynamikoptionen ausgewählt werden können. So stehen beispielsweise für die Modellierung der physikalischen Prozesse in der planetaren Grenzschicht verschiedene Parametrisierungsschemata mit unterschiedlichen Schließungsansätzen zur Verfügung¹⁹⁾. Analog sind diverse Optionen (Schemata) für eine Vielzahl weiterer Prozesse wie dem Strahlungstransport oder die Wolkenphysik frei wählbar²⁰⁾. Entsprechend ergibt sich eine sehr große Zahl von möglichen Simulationskonfigurationen, sodass zunächst eine geeignete Konfiguration erarbeitet werden musste. Aufbauend auf oben genannten früheren Arbeiten wurde zunächst eine Konfigurationen für zwei Kontrollzeiträume getestet und die simulierten Daten mit den lokalen

¹⁷⁾<http://arcticnode.dta.cnr.it/cnr/>

¹⁸⁾Offizielle Internetpräsenz zum WRF-Modell unter: <http://www.wrf-model.org/index.php>

¹⁹⁾In ARW 3.6 sind für die Grenzschichtphysik (*bl_pbl_physics*) 10 Optionen wählbar

²⁰⁾Einige Optionen bedingen einander und können nicht beliebig kombiniert werden

Messdaten verglichen. Bei diesen Vergleichen zeigten sich diverse Abweichungen bei den Daten aus den Simulationen, die auf erhebliche Abweichungen in den Antriebsdaten zurückzuführen waren. Zur Minimierung dieser Abweichungen wurden die fehlerhaften Antriebsdaten teilweise stark modifiziert, was folgend näher erläutert wird.

Landnutzungsmaske

Für die Simulation der Wechselwirkung zwischen Erdoberfläche und Atmosphäre werden detaillierte Landmasken im ARW benötigt. Neben der Land-See-Maske wird eine Landnutzungsmaske (*land use data*) benötigt. Das *WRF Preprocessing System* (WPS) greift im ARW 3.6 zur Erzeugung solcher Masken auf verschiedene globale geografische Datensätze (sogenannte *static geographical data*) zurück. Diese Daten werden beim *Preprocessing* auf die gewünschte Modelldomäne interpoliert. Im ARW 3.6 wird für die Erstellung der Landnutzungsmaske standardmäßig der globale 24-Kategorie-Landnutzungsdatensatz des *United States Geological Survey* (USGS) genutzt. Dieser Datensatz weist nur eine geringe horizontale Auflösung in der Größenordnung von Kilometern auf. Weiterhin ist in diesem Datensatz der größte Teil der Landmasse des Svalbard Archipels mit der USGS-Landnutzungskategorie *24-Snow Or Ice* klassifiziert. Dies führte dazu, dass dem Küstenstreifen bei der Initialisierung der Anfangsbedingungen auch im schneefreien September 2013 eine mittlere Schneebedeckung zugeordnet wird. Dies resultierte bei den Simulationsergebnissen in falschen Albedowerten, Oberflächentemperaturen und damit völlig unrealistischen turbulenten Flüssen.

Zur Lösung dieses Problems wurde in dieser Studie der USGS Datensatz durch eine für diese Simulationen modifizierte Version der satellitenbasierten Vegetationskarte des *Norwegian Polar Institute* (NPI) (Johansen *et al.*, 2009) ersetzt. Diese Karte hat eine Auflösung von 30 m. Die verschiedenen Landnutzungsklassen wurden anschließend auf 3 USGS konforme Klassen reduziert. Alle Wasserflächen wurden auf *16-Water Bodies*, alle Gletscher auf *24-Snow or Ice* und alle übrigen Klassen auf *19-Barren or Sparsely Vegetated* gesetzt.

Albedo

Die Zuordnung der Schneefreien Tundra zur USGS-Klasse *19-Barren or Sparsely Vegetated* legt im ARW automatisch eine Vielzahl von physikalischen Eigenschaften dieser Oberfläche wie die Albedo, die Rauigkeit oder die Emissivität entsprechend der USGS-Klassifikation fest. Diese Parameter sind in einer Parameterdatei des ARW (sogenannte *VEGPARM.TBL*) festgehalten. Die Standardparameter für die minimale und maximale Albedo der genannten Klasse liegt bei 0,38. Dieser Wert ist für den lokalen Küstenstreifen um ein Vielfaches zu groß, wie die Arbeit von Maturilli *et al.* (2015) zeigt. Dies hat signifikante Folgen für die Strahlungsbilanz an der Oberfläche und damit für den zu untersuchenden turbulenten Austausch. Infolgedessen wurde die Albedo auf den durch Maturilli *et al.* (2015) dokumentierten Wert von 0,1 angepasst.

Bodenfeuchte

Während der Testsimulationen war der simulierte latente Wärmestrom am zum Messstandort am nächsten gelegenen Modellgitterpunkt über den gesamten Testzeitraum exakt 0 W/m^{-2} . Dies war auf eine unzureichende Initialisierung des Bodeneigenschaften zurückzuführen, was nachfolgend kurz erläutert wird. Da zum Zeitpunkt dieser Arbeit im ARW keine Bodentypdaten für Svalbard vorlagen, wurde dem gesamten Archipel ein Standardbodentyp durch das WPS zugeordnet. Dies war der USGS-Bodentyp *8-Silty Clay Loam*. Die Zuordnung des Bodentyps legt analog zum Landnutzungstyp eine Vielzahl von physikalischen Parametern des Bodens fest, die in der Parameterdatei *SOILPARM.TBL* definiert sind. Unter anderem ist dort der Grenzwert *DRYSMC*, d.h. der Grenzwert der Bodenfeuchte, ab der keine Verdunstung mehr an der Bodenoberfläche im Modell stattfindet, festgelegt. Bei der Überprüfung der initialen Bodenfeuchte zeigte sich, dass diese unterhalb des *DRYSMC* von 0,12 für den Bodentyp *8-Silty Clay Loam* lag. Entsprechend wurde keine Verdunstung beziehungsweise turbulenter latenter Wärmestrom berechnet. Zudem ist der Grenzwert von 0,12 für den regionalen Boden zu hoch, wie Feuchtemessungen von der Bayelva-Stationen zeigten.

Da zum Zeitpunkt dieser Studie kein aktuellerer hochauflösender Bodentypdatensatz für der Svalbard Archipel verfügbar war, wurde die Standard WPS Konfiguration beibehalten und die *DRYSMC* halbiert, um auch bei geringeren Feuchten eine Verdunstung zuzulassen. Der halbierte Wert entspricht etwa der *DRYSMC* des USGS-Bodentyps *7-Sandy Clay Loam*, der im Vergleich zum Typ *8-Silty Clay Loam* hauptsächlich einen höheren Sandanteil hat, sodass die Halbierung des *DRYSMC* nicht unrealistisch für die Region war.

Grundsätzlich lässt sich der Boden Svalbards nicht eindeutig nur einem USGS-Bodentyp zuordnen. Allerdings weichen die Eigenschaften der beiden genannten Typen für den lokalen Küstenstreifen, im Vergleich zu den übrigen USGS-Bodentypen, am geringsten von den realen Bedingungen ab. Abschließend wurde die zu geringe initiale Bodenfeuchte für die finale Simulation manuell verdoppelt.

Es sei darauf hingewiesen, dass der Mangel an hochauflösenden Bodentypdaten zur Folge hat, dass das Modell in dieser Konfiguration Inhomogenitäten der turbulenten Flüsse aufgrund variabler Bodeneigenschaften nicht simulieren konnte.

In Tabelle 9 sind die wichtigsten Details der finalen Konfiguration zusammengefasst. Beide Bodenschicht-Parametrisierungen basieren auf der Ähnlichkeitstheorie nach Monin-Obukhov (Monin und Obukhov, 1954), die in Kapitel **3.5.9 Ähnlichkeitstheorie nach Monin und Obukhov** S. 22 erläutert wurde. Im MM5 Ähnlichkeits-Schema werden universelle Funktionen von Paulson (1970), Dyer und Hicks (1970), Webb (1970) verwendet. Beide Schemata verwenden die Modifikation freier Konvektion unter Windstille nach Beljaars (1995).

Tabelle 9: Parameter der finalen ARW-Konfiguration

Parameter/Option	Auswahl
<i>Nesting</i>	3-fach, 2-Wege Domain 1: (73,4921° → 82,473°) N, (-11,3831° → 46,6299°) O Domain 2: (76,0381° → 80,9653°) N, (7,663 97° → 31,6982°) O Domain 3: (78,6534° → 79,2708°) N, (10,0378° → 13,3987°) O
horizontale Auflösung	Domain 1: 9000 m (104x104 Gitterpunkte) Domain 2: 3000 m (144x174 Gitterpunkte) Domain 3: 1000 m (69x66 Gitterpunkte)
vertikale Auflösung	61 nicht äquidistante Niveaus zwischen zirka 13 m & zirka 17 km zirka 35 Niveaus in unteren 2000 m über Grund
höchste Druckfläche	standardmäßig 50 hPa
interne zeitliche Auflösung	dynamisch zwischen 1 s und 20 s
zeitliche Auflösung der Ausgabe	30 min
Einschwingzeit (<i>spin-up time</i>)	12 h
Reinitialisierung	nach 96 h oder 120 h (mit 12 h Überlapp für Einschwingzeit)
Antriebsdaten	ECMWF operationelle Daten (0,125°, 91 Niveaus) Dee <i>et al.</i> (2011)
Strahlungsschema (kurzwellig) <i>ra_sw_physics</i>	alle 3 Domains <i>Rapid Radiative Transfer Model for GCM</i> (RRTMG) Iacono <i>et al.</i> (2008)
Strahlungsschema (langwellig) <i>ra_lw_physics</i>	alle 3 Domains <i>Rapid Radiative Transfer Model for GCM</i> (RRTMG) Iacono <i>et al.</i> (2008)
Mikrophysik <i>mp_physics</i>	alle 3 Domains Morrison 2.-Moment Schema Morrison <i>et al.</i> (2005, 2009)
Landoberflächenmodell <i>sf_surface_physics</i>	alle 3 Domains <i>Noah land surface model</i> (Noah LSM) Chen und Dudhia (2001)
<i>Bemerkung</i>	Bodenmodell mit Bodentemperatur und Feuchte in 4 Schichten, anteiliger Schneebedeckung und Physik für gefrorene Böden
Bodenschichtphysik <i>sf_sfclay_physics</i>	alle 3 Domains Lauf 1: Eta Ähnlichkeits-Schema Janjić (1994, 1996, 2002)
<i>Bemerkung</i>	Basiert auf Monin-Obukhov-Ähnlichkeitstheorie Monin und Obukhov (1954)
	Lauf 2: MM5 Ähnlichkeits-Schema
<i>Bemerkung</i>	Basiert auf Monin-Obukhov-Ähnlichkeitstheorie Monin und Obukhov (1954)
Grenzschichtphysik <i>bl_pbl_physics</i>	alle 3 Domains Lauf 1: Mellor-Yamada-Janjić (MYJ) Schema Janjić (1990, 1994, 1996, 2002)
<i>Bemerkung</i>	lokale Schließung 1,5.-Ordnung
	Lauf 2: Yonsei University (YSU) Schema Hong <i>et al.</i> (2006)
<i>Bemerkung</i>	(implizit) nicht-lokale Schließung 1,0.-Ordnung

Seit November 2008 wird eine speziell für Polarregionen, d.h. für schnee- und eisbedeckte Oberflächen, optimierte Version des ARW, das sogenannte *Polar-WRF* (Hines *et al.*, 2011, Bromwich *et al.*, 2009, Hines und Bromwich, 2008), durch die *Polar Meteorology Group* des *Byrd Polar and Climate Research Center* an der *Ohio State University* bereitgestellt. Da während des in dieser Arbeit simulierten Zeitraumes im September 2013 keine geschlossene Schnee- und Eisbedeckung vorlag, wurde das unmodifizierte WRF-Modell (ARW) verwendet. Nachfolgend werden die wesentlichen Unterschiede der in dieser Arbeit verwendeten Konfiguration der Simulationen zum *Polar-WRF* kurz erläutert.

Bei dem *Polar-WRF* handelt es sich um eine für Arktisregionen getestete Konfiguration von teilweise modifizierten Optionen des ARW, die ebenfalls fortwährend weiterentwickelt wird. Bei den Modifikationen handelt es sich um Optimierungen des Noah LSM über Seeeis und permanenten Eisflächen und die Möglichkeit der Initialisierung variabler Seeisarten²¹⁾. Die in dieser Studie genutzte Konfiguration des ARW weicht nur in wenigen Optionen vom *Polar-WRF* ab. Im *Polar-WRF* wird, anstelle des RRTMG, das Goddard-Schema (Chou und Suarez, 1994, 1999) für die kurzweilige Strahlung genutzt (Hines und Bromwich, 2008, Bromwich *et al.*, 2009). Weiterhin wird eine Cumulus-Parametrisierung für subgrid-skalige Effekte von Wolken genutzt.

Die Cumulus-Parametrisierungen sind theoretisch nur für Auflösungen von ≥ 10 km gültig und sollten generell nicht für Auflösungen ≤ 5 km verwendet werden (ARW v3.6 User's Guide, 2015). Entsprechend der hier gewählten Auflösungen wurde diese Option in allen Domains deaktiviert. Das *Polar-WRF* wurde seit Bereitstellung häufig für Modellstudien in arktischen Regionen verwendet. Eine umfangreiche Literaturliste ist auf der Internetseite²¹⁾ des Projektes zu finden. Das *Polar-WRF* stellt somit eine Alternative, gerade in Hinblick auf die spezifischen Optimierungen, zum ARW dar. Aktuelle Arbeiten (Aas *et al.*, 2015, Claremar *et al.*, 2012) zeigten aber auch, dass das unmodifizierte ARW bei *Polar-WRF* ähnlicher Konfiguration ebenfalls gute Ergebnisse liefert und zum aktuellen Zeitpunkt nicht grundsätzlich durch das *Polar-WRF* ersetzt werden muss.

5.2.2 ERA-Interim Reanalysedaten

Für die Untersuchung der synoptischen Bedingungen über dem Archipel wurden die ERA-Interim Reanalysedaten des *European Centre for Medium-Range Weather Forecasts* (ECMWF)(Dee *et al.*, 2011) genutzt. Das ERA-Interim Atmosphärenmodell nutzt das sogenannte *Intergrated Forecast System* (IFS) (Berrisford *et al.*, 2011), welches ein speziell entwickeltes spektrales Atmosphärenmodell und Datenassimilierungssystem darstellt²²⁾. Das IFS hat eine vertikale Auflösung von 60 Niveaus zwischen der Bodenoberfläche und dem höchsten Niveau bei 0,1 hPa. Die horizontale Auflösung liegt bei etwa 79 km. Die atmosphärischen Daten des Modells werden sowohl auf den 60 Modellniveaus als auch auf 37 Druckniveaus gespeichert (Berrisford *et al.*, 2011). Für die Analyse der Synoptik wurden die auf ein $2,0^\circ \times 2,0^\circ$ Gitter interpolierten (37-) Druckniveaudaten herangezogen.

²¹⁾Offizielle Internetpräsenz unter: <http://polarmet.osu.edu/PWRF/>

²²⁾Offizielle Internetpräsenz des ECMWF unter: <http://www.ecmwf.int/en/research/modelling-and-prediction>

5.2.3 ECMWF - operationelle Daten

Für den Antrieb des WRF (ARW) Modells wurden die operationellen Daten vom ECMWF mit einer horizontalen Auflösung von $0,125^\circ \times 0,125^\circ$ und 91 Höhenniveaus genutzt. Die operationellen Daten werden ebenfalls mit dem zuvor erläuterten IFS berechnet, allerdings in der zum Datum der Daten aktuellsten Modellversion. Die Daten wurden am 18.07.2014 (durch Dr. M.O. Jonassen, UNIS) vom ECMWF bezogen.

6 Methoden

6.1 Eddy-Kovarianz-Methode

Aufbauend auf die Gültigkeit der zugrundeliegenden Annahmen (siehe Kapitel **3 Grundlagen** S. 5), ist die messtechnische Umsetzung der Eddy-Kovarianz-Methode lediglich die zeitlich hoch aufgelöste Messung der Windkomponenten, der Temperatur, der Feuchte und interessierender Beimengungen (z.B. Kohlenstoffdioxid). Die hohe Messgenauigkeit der empfohlenen und auch hier verwendeten Instrumentierung (Aubinet *et al.*, 2012), hat heute praktisch kaum noch Einfluss auf die Güte der Messungen. Weit größeren Einfluss haben die Einsatzbedingungen der Messsysteme sowie die entsprechenden Korrekturen der Messung (u.a. Koordinatenrotation, Stationarität).

Die Forderung der horizontalen Homogenität und der Stationarität (siehe Kapitel **3.5.8 Approximationen in der Prandtl-Schicht** S. 15) waren die wichtigsten Einschränkungen. Entsprechend sollte der *Footprint* für alle Stabilitätsbedingungen und alle relevanten Anströmungen über einem einheitlichen Untergrund liegen (Foken, 2006). Letztlich bestimmt somit der Messstandort, welche Güte und Repräsentativität die Messungen haben.

Aus dem Kapitel **3 Grundlagen** S. 5 ergibt sich somit folgende technische Umsetzung der Eddy-Kovarianz-Methode.

- Messung der turbulenten Wärmeströme und Flüsse von Beimengungen an der Oberfläche
→ Messung in der Prandtl-Schicht aufgrund der höhenkonstanten Flüsse
- Vermessung einer spezifischen Unterlage (*Footprint*)
→ adäquate Messhöhe (Faustregel: horizontale Ausdehnung des *Footprints* entspricht etwa dem 100-fachen der Messhöhe)
- Erfassung der kleinsten turbulenten Wirbel
→ Messungen im Frequenzbereich von 10-20 Hz (*Sampling*-Frequenz)
- Erfassung der größten Wirbel der Mikroturbulenz
→ Messzeit von 10-120 min (typischerweise 30 min ohne allzu großen Fehler (Foken, 2006))

Die Instrumentierung besteht heute typischerweise aus einem Ultraschallanemometer zur Bestimmung der Windkomponenten und der Temperatur für die Bestimmung des Impulsflusses und den fühlbaren Wärmestrom sowie einem Gerät zur Messung der Fluktuationen der Wasserdampfkonzentration für die Bestimmung des latenten Wärmestrom. Bei dem Aufbau und der Justierung der Geräte zueinander sind eine Reihe von instrumentenspezifischer Empfehlungen

zu beachten, auf die hier nicht weiter eingegangen wird. Hierfür sei auf die entsprechende Literatur verwiesen (z.B. Foken, 2016, 2006, Aubinet *et al.*, 2012, Leclerc und Foken, 2014).

Alle in dieser Arbeit präsentierten Berechnungen der turbulenten Flüsse mittels Kovarianzbildung (siehe Kapitel **3 Grundlagen** S. 5) aus den In-situ-Messungen der turbulenten Fluktuationen wurden mit dem Computerprogramm **TK3** (Mauder und Foken, 2015a,b) durchgeführt. Dieses wurde bereits mit anderen Eddy-Kovarianz-Programmen verglichen (Fratini und Mauder, 2014, Mauder *et al.*, 2008) und stellt entsprechend eine akzeptierte Standard-Software dar. Durch das Programm werden alle notwendigen Korrekturen und Qualitätstests (siehe z.B. Foken *et al.*, 2012), die für die Eddy-Kovarianz-Methode notwendig sind, durchgeführt. Zu den Korrekturen gehört ebenfalls die in Kapitel **3 Grundlagen** S. 5, erwähnte Rotation der Messungen in die mittlere Strömung. Aufgrund vorangegangener Arbeiten mit Daten vom EKM-NA (Jocher *et al.*, 2015, Jocher, 2013, Jocher *et al.*, 2012) wurde ebenfalls die *Double Rotation* genutzt. Das Mittelungsintervall für die Kovarianzberechnung wurde auf 30 min festgelegt. Die Qualitätstests umfassen zum einen den Stationaritätstest sowie einen Test für die Ausprägung der Turbulenz (sog. ITC-Test) während der Messungen.

Beim Stationaritätstest (Foken und Wichura, 1996) wird das gesamte Kovarianzintervall (hier 30 min) in 5 min-Kovarianz-Intervalle unterteilt und anschließend die Differenz zwischen dem gesamten Kovarianzintervall und den 5 min-Kovarianz-Intervallen gebildet. Die Zeitreihe des gesamten Kovarianz-Intervalls wird als stationär angenommen, wenn die Differenzen zwischen den Intervallen nicht mehr als 30 % voneinander abweichen (Mauder und Foken, 2015a).

Bei dem Test für die Ausprägung der Turbulenz werden die integralen Turbulenzcharakteristiken (siehe z.B. Foken, 2006, Mauder und Foken, 2015a) berechnet. Dabei wird die Fluss-Varianz-Ähnlichkeit, d.h. eine Ähnlichkeitscharakteristik der atmosphärischen Turbulenz (Kaimal und Finnigan, 1994, Foken und Wichura, 1996), ausgenutzt. Für den Test werden die stabilitätsabhängigen integralen Turbulenzcharakteristiken für die Windkomponenten und die Temperatur aus den Messungen berechnet und mit theoretischen Parametrisierungen verglichen. Weichen die Messungen weniger als 30 % von den parametrisierten Werten ab, wird gut ausgeprägte Turbulenz angenommen (Mauder und Foken, 2015a). Die integralen Turbulenzcharakteristiken sind allerdings für eine stabile Schichtung nur unzureichend definiert (Mauder und Foken, 2015a). Wie bereits in Jocher *et al.* (2015) dokumentiert wurde, führt dieser Test im Falle der Temperatur zu einer ungerechtfertigten Reduzierung der Messwerte vom Standort des EKM-NA. Somit wurde dieser Test, folgend der Empfehlung der Autoren des TK3-Pakets (Mauder und Foken, 2015a,b), **nicht** für die Fluktuationen der gemessenen Schalltemperatur angewendet (siehe Jocher *et al.*, 2015).

Beide Tests liefern *Quality-Flags* von 1 – 9, die in einem gemeinsamen *Quality-Flag* nach Foken (1999) zusammengefasst werden (siehe Tabelle 10).

Tabelle 10: Zusammenfassung der *Quality-Flags* aus dem Stationaritätstest und dem Test für die Ausprägung der Turbulenz nach Foken (1999)

Stationaritäts- test	integrale Turbulenz- charakteristik	finaler <i>Quality-flag</i>
1	1 – 2	1
2	1 – 2	2
1 – 2	3 – 4	3
3 – 4	1 – 2	4
1 – 4	3 – 5	5
5	≤ 5	6
≤ 6	≤ 6	7
≤ 8	≤ 8	8
9	9	9

Die *Quality-Flags* sind wie folgt zu interpretieren (Foken *et al.*, 2004, Foken, 1999).

- **1-3:** hohe Qualität, geeignet für Grundlagenforschung
- **3-6:** moderate Qualität, geeignet für Darstellung von Tagesgängen etc.
- **7-9:** schlechte Qualität, nur zur Orientierung geeignet

Entsprechend werden nachfolgend, sofern nicht anders vermerkt, Messungen der turbulenten Flüsse aus den Qualitätsstufen **1-3** verwendet.

Für die Berechnung des Stabilitätsparameters im TK3-Paket ist weiterhin die Messhöhe notwendig. Diese ändert sich im Laufe des Jahres durch die variable Schneebedeckung mehrfach. Die Schneehöhe wird auf dem BSRN-Feld (seit August 2011) und am Standort des EKM-NA (seit Oktober 2013) ebenfalls gemessen. Diese Messungen wurden in 5 cm Intervalle (sog. *bins*) beginnend bei einer minimalen Schneehöhe von 2,5 cm und zeitlich in 30 min-Intervalle (entsprechend der Kovarianzberechnung) eingeteilt und vor den TK3-Berechnungen von der Messhöhe (2,10 m) abgezogen. Nach Oktober 2013 wurden die Schneehöhenmessungen von beiden Standorten (EKM-NA, BSRN) für eine bessere Flächenrepräsentativität zunächst gemittelt.

Genauigkeit der Eddy-Kovarianz-Methode - Nachweisgrenze

Trotz der hohen Messgenauigkeit aktueller Instrumentierungen zeigte der Vergleich von verschiedenen Messinstrumenten für die Eddy-Kovarianz-Methode (Mauder *et al.*, 2006), nicht unerhebliche Abweichungen zwischen den ermittelten Flüssen. Diese Abweichungen sind darauf zurückzuführen, dass es keinen Standard für die verwendeten Instrumente gibt und Abweichungen zum Teil bauartbedingt sind. Die an beiden Eddy-Kovarianz-Messkomplexen (EKM-NA, EKM-BA) verwendeten Instrumente (Cambell Scientific CSAT3, LiCor 7500(A)) sowie die jeweilige Justierung, entsprachen den aktuellen Empfehlungen (Aubinet *et al.*, 2012). Die verwendeten Instrumentierungen erreichen unter der Voraussetzung, dass die zugrunde liegenden Annahmen (siehe Kapitel **3.5.8 Approximationen in der Prandtl-Schicht** S. 15) erfüllt sind, die in Tabelle 11 angegebenen Genauigkeiten.

Tabelle 11: Theoretische Genauigkeit der turbulenten Flüsse mit dem genutzten Ultraschallanemometer Campbell Sci. CSAT3 nach Mauder *et al.* (2006)

Qualitätsstufen (siehe Tab. 10)	fühlbarer Wärmestrom	latenter Wärmestrom
1 – 3	5 % bzw. 10 W/m ²	10 % bzw. 20 W/m ²
4 – 6	10 % bzw. 20 W/m ²	15 % bzw. 30 W/m ²

Nachfolgend werden die Zahlenwerte für die turbulenten Wärmeströme aus den letzten beiden Spalten von Tabelle 11 als **Nachweisgrenzen** bezeichnet.

Footprint-Analyse

Messungen der turbulenten Flüsse an einem bestimmten Ort repräsentieren nicht die Austauschigenschaften der Unterlage unterhalb des Messsystems (Foken, 2006). Tatsächlich wird der in-situ gemessene turbulente Fluss durch die Unterlageneigenschaften der windzugewandten Seite (Luv) des Messstandortes bestimmt (Gash, 1986). Dieses „wirksame Einzugsgebiet“ wird *Footprint* genannt. Die Abschätzung der Ausdehnung dieses Gebietes ist für die Messung der turbulenten Flüsse an der Oberfläche von grundlegendem Interesse, da zumeist der turbulente Austausch über spezifischen Oberflächen (wie z.B. Wasser, konkreten Bodentypen oder über bestimmten Beständen) bestimmt werden soll. Die Ermittlung des *Footprints* ermöglicht die Abschätzung, welche Unterlagenunregelmäßigkeiten (z.B. Gebäude etc.) noch innerhalb des *Footprints* liegen und gegebenenfalls die Messungen stören.

Kernstück der *Footprint*-Analyse ist die Bestimmung der sogenannten Quellengewichtsfunktionen (*source weight function*) (Leclerc und Foken, 2014), die den Quellbereich einer Messgröße hinsichtlich seiner räumlichen Wichtung und Intensitätsverteilung angibt (Foken, 2006). Für einen detaillierteren Überblick über die zugrunde liegende Theorie sei auf die Fachliteratur (z.B. Foken, 2006, Leclerc und Foken, 2014) verwiesen.

Aktuelle *Footprint*-Modelle sind Diffusionsmodelle unter der Annahme einer homogenen Unterlage, der Höhenkonstanz der Flüsse (siehe Kapitel **3 Grundlagen** S. 5) sowie advektiver Bedingungen (horizontaler Transport zum Messpunkt) (Foken, 2006).

Bei der konkreten Umsetzung der *Footprint*-Bestimmung wie beispielsweise in Göckede *et al.* (2008) wurden 50000 Partikel an der Oberfläche emittiert und der *Footprint* durch die Integration der Trajektorien dieser Partikel im Luv des Messpunktes, die 90 % des totalen Flusses erklären, bestimmt. Für die Bestimmung der Trajektorien selbst wurde ein zeitlich vorwärts rechnendes Langrangesches stochastisches Modell (siehe z.B. Wilson *et al.*, 1983, Wilson und Sawford, 1996) genutzt.

Für die Durchführung der *Footprint*-Analysen einer Vielzahl von Stationen über lange Zeitreihen wurden in der Arbeit von Göckede *et al.* (2008) die Quellengewichtsfunktionen für 10000 verschiedene Kombinationen der Messhöhe, Rauigkeitslänge und der atmosphärischen Stabilität vorberechnet und in *lookup tables* gespeichert (Göckede *et al.*, 2008). Aufbauend auf diese *lookup tables* wurde durch Mathias Göckede, Stefan Metzger und Wolfgang Babel ein nicht kommerzielles Software-Paket (sog. TERRAFEX) für die individuelle *Footprint*-Analyse an anderen Standorten entwickelt. Das Software-Paket wurde 2013 durch Wolfgang Babel (persönliche Kom-

munikation) im Rahmen einer Lehrveranstaltung zur Eddy-Kovarianzmessung bereitgestellt. TERRAFEX benötigt für die Berechnung der sogenannten *Footprint*-Klimatologie, d.h. die Bestimmung des *Footprints* für lange Zeitreihen (typischerweise Wochen bis Monate), eine Landnutzungskarte sowie eine deckungsgleiche Karte der Rauigkeitslängen z_0 (siehe Glg. 3.46) der in der Landnutzungskarte definierten Landnutzungsklassen. Diese Karten wurden selbständig aus orthorektifizierten und georeferenzierten Luftbildern (Quellen: NPI²³ ,DLR²⁴) durch den Autor dieser Arbeit erstellt und hatten eine Auflösung von 1 m. Die Definition der Landnutzungsklassen erfolgte subjektiv anhand signifikanter Unterschiede der Rauigkeitslängen sowie der Bodenoberflächentextur in den Luftbildern. Die Unterscheidung der Erdoberflächentextur diente lediglich der Hervorhebung der Bodenoberflächenheterogenität.

In Tabelle 12 sind die definierten Landnutzungsklassen und die genutzten Rauigkeitslängen zusammengefasst.

Tabelle 12: Auflistung der hier definierten Landnutzungsklassen und der festgelegten zugehörigen Rauigkeitslängen [m] für Ny-Ålesund

Landnutzungs- klasse	Bemerkung	Rauigkeits- länge
Schnee	schneebedeckte Flächen	0,005
Wasser	Seen, Tümpel	0,0002
Schotter	Schmelzwasserflussläufe, Moränenausläufer	0,1
Erhebungen	Abraumberge, hoch aufgeschüttete Straßen	0,5
Gebäude	begehbare Gebäude der Ortschaft	1,2
braune Tundra	geringerer Schotteranteil	0,01
schwarze Tundra	gemischt mit Kohleabraum und Baustoffen	0,01
graue Tundra	hoher Schotteranteil (größere Steine)	0,01
grüne Tundra	stärkere Vegetation, Moose und Gräser	0,01
ebene Straßen	gering aufgeschüttete Wege	0,05
Senken	Reste von Gleisbetten, Gräben, Löcher	0,5
Kleinbauten	Gerüste für Versorgungsleitungen, Zäune	0,4
EKM-NA	Mast des Messkomplexes	0,4

Die verschiedenen Tundraklassen wurden lediglich zur Orientierung unterteilt. Die Rauigkeitslänge wurde für alle Tundraklassen auf den Wert von 0,01 m gesetzt.

6.2 Erstellung von Kompositprofilen

Für die in dieser Arbeit vielfach untersuchte Grenzschichtdynamik wurden aus den Messungen zweier Fernerkundungssysteme, d.h. dem Radiometer und dem Wind-LIDAR sowie den Windmessungen vom BSRN-Mast sogenannte Kompositprofile erstellt. Der Begriff beschreibt die

²³) Offizielle Internetpräsenz des *Norwegian Polar Institute* unter <http://svalbardkartet.npolar.no/Viewer.html?Viewer=Svalbardkartet>

²⁴) persönlicher Kontakt mit Ernst Hauber (Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt) via PD Dr. Julia Boike (AWI)

Verknüpfung verschiedenartiger (Fernerkundungs-) Messungen mit unterschiedlichen räumlichen und zeitlichen Auflösungen (siehe z.B. Görzdorf *et al.*, 2002, Beyrich und Görzdorf, 1995).

Hierzu wurde zu jedem Zeitschritt der Wind-LIDAR Messungen, das zeitlich am nächsten gelegene Radiometer-Temperaturprofil (Grenzschichtmodus), Radiometer-Feuchteprofil (Troposphärenmodus), die 10m-Windgeschwindigkeitsmessung vom BSRN-Mast und die Bodendruckmessung vom BSRN-Feld ermittelt. Da die geringste zeitliche Auflösung von 20 min bei den Radiometer-Temperaturprofilen vorlag, wurden bis zu 3 zeitlich zueinander nahe gelegene Messungen der Instrumente pro Stunde zusammengeführt.

Da das Wind-LIDAR erst ab einer Höhe von 100 m (zzgl. der Höhe der Dachplattform) über Grund Vertikalprofile liefert, wurde das Windgeschwindigkeitprofil zwischen dem 10m-Windgeschwindigkeitswert vom BSRN-Mast und dem ersten Wind-LIDAR-Wert linear interpoliert. Infolge der häufig sehr geringen Aerosol-Konzentration der Luft, standen in den Wind-LIDAR-Profilen häufig erst ab etwa 200 m Höhe Werte zur Verfügung. Bei 50 m vertikaler Auflösung, entsprach dies dem dritten Messniveau.

Zur Vermeidung unphysikalischer Interpolationen, wurde keine Interpolation durchgeführt, wenn auch im dritten Niveau kein Messwert zur Verfügung stand oder die Windgeschwindigkeitsdifferenz zwischen der BSRN-Mast-Messung und dem ersten Wind-LIDAR-Wert 20 m/s überstieg. Anschließend wurden das Radiometer-Temperaturprofil, Radiometer-Feuchteprofil und das so zusammengesetzte Windgeschwindigkeitsprofil auf einen gemeinsamen Höhenvektor (10 m, 25 m, 50 m, 75 m...2025 m) linear interpoliert.

Für die spätere Berechnung der Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) aus diesen Profilen, musste zunächst die virtuelle potentielle Temperatur berechnet werden. Das dafür notwendige vertikale Druckprofil wurde mit der barometrischen Höhenformel (Glg. 6.1), mit der Bodendruckmessung vom BSRN-Feld beginnend, für den gemeinsamen Höhenvektor aus den interpolierten Radiometer-Temperaturprofilen iterativ berechnet.

$$\Delta p = \frac{p_s \cdot g \cdot M_{tL}}{R \cdot T} \Delta h \quad (6.1)$$

Hierin entspricht Δp und Δh der Druck- beziehungsweise der Höhendifferenz zwischen zwei aufeinanderfolgenden Messwerten (Berechnung nach Glg. 3.75), p_s dem mittleren Druck in der betrachteten Schicht, M_{tL} der molaren Masse trockener Luft, R der universellen Gaskonstanten und T der absoluten Temperatur. Die so homogenisierten Vertikalprofile beziehungsweise Kompositprofile beginnen somit ab einer Höhe von 10 m über dem Boden. Allerdings muss sichergestellt werden, dass in den unteren 10 m keine thermische Entkopplung zwischen den bodennahen Luftschichten und den Schichten darüber vorlag. Hierzu sei auf das Kapitel **7.4 Identifizierung von Inversionen in den unteren 10 m** S. 67 verwiesen.

Aus den Kompositprofilen der Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) wurde die Grenzschichthöhe, wie im Kapitel **3.5.12 Richardson-Zahl** S. 28 beschrieben, bestimmt.

Da das Radiometer die geringste zeitliche Auflösung von 20 min für die Temperaturmessung im Grenzschichtmodus besaß, ergaben sich maximal 72 Kompositprofile pro Tag.

6.3 Identifizierung & Klassifizierung synoptischer Bedingungen aus Reanalysedaten

Für die Untersuchung der Auswirkung von (Anti-) Zyklonen auf die lokale Grenzschicht mussten zunächst Zeiträume mit den relevanten synoptischen Bedingungen identifiziert werden.

In der Literatur ist eine Vielzahl von Methoden zur Identifizierung, Klassifizierung und der Analyse des zeitlichen Verlaufs der Zugbahn, der Größe und der Intensität von Zyklonen, die häufig unter dem Begriff *Cyclone Detection* und/ oder *Cyclone Tracking* zusammengefasst werden, zu finden. Ein umfassender Überblick ist in Neu *et al.* (2013) zu finden. Da es keine einheitliche Definition von (Anti-) Zyklonen gibt, wurde die hier folgende stark vereinfachende Charakterisierung gewählt:

(Anti-) Zyklonen entsprechen im einfachsten Fall Gebieten erhöhten beziehungsweise verminderten Druck relativ zum Umgebungsdruck mit einem ausgeprägten zentralen Extremum von dem ausgehend, in jede Richtung, ein radialer Druckgradient vorliegt. Dies entspricht einem Gebiet von konzentrisch angeordneten Isobaren in einer bestimmten Höhe beziehungsweise, bezogen auf die in der Meteorologie üblicheren geopotentielle Höhe, konzentrisch angeordneten geschlossen Isohypsen²⁵⁾ auf einem Druckniveau.

Zur Identifizierung von Zeiträumen, in denen der Standort durch solche Systeme beeinflusst wurde, ist ein Top-Down-Ansatz verwendet worden, bei dem die ERA-Interim-Reanalysedatensätze Ausgangspunkt waren. Das Vorgehen wird im Folgenden beschrieben.

Schritt 00: Für eine Sichtprüfung und zur grafischen Darstellung wurde aus den ERA-Interim Reanalysedaten zunächst eine Höhenkarte mit Isohypsen (Abstand 10 m) der geopotentiellen Höhe, Windvektoren und Windgeschwindigkeitsschattierung des 850 hPa Niveaus erstellt. Hierfür wurde die stereografische Projektion mit einem Radius von 40° um den Pol und einer zusätzlichen Zentrierung um Ny-Ålesund (78°N, 12°O) gewählt.

Schritt 01: Für die automatische Analyse wurde eine weitere Höhenkarte mit einem erweiterten Radius 65° und geringeren Isohypsenabstand von 5 m erstellt.

Schritt 02: Die (Anti-) Zyklondetektion auf Basis geschlossener Isohypsen wurde anschließend mittels der in Schritt 01 erstellten Höhenkarte in vier Teilschritten durchgeführt:

- A) Identifizierung aller geschlossener Isohypsen in der in Schritt 01 erzeugten Höhenkarte und Ermittlung der Druckregimes relativ zur Umgebung (Hochdruck- oder Tiefdruckgebiet)
- B) Gruppierung aller zueinander konzentrisch angeordneten geschlossenen Isohypsen

²⁵⁾ Isohypsen sind Linien konstanter geopotentieller Höhe

C) Identifizierung zu berücksichtigender Drucksysteme (mehr als eine geschlossene Isohypse d. h. Differenz der der geopotentiellen Höhe entspricht mindestens 10 m sowie das Ny-Ålesund innerhalb mindestens einer geschlossenen Isohypse des Systems lag)

D) Identifizierung aller Zeitschritte, in denen die in Schritt 02 ermittelten Drucksysteme obiger Definition genügen. Diese werden nachfolgend **Typ 01** genannt.

Schritt 03: Auswahl repräsentativer Ereignisse für Prozessstudien

Wie aus den genannten Schritten ersichtlich ist, wurden keine weiteren Einschränkungen bezüglich der räumlichen Größe, der Dauer, der Zugbahn oder des Druckgradienten gemacht. Lediglich das Druckniveau (850 hPa) und die minimale Isohypsendifferenz (10 m) wurden festgelegt. Das 850 hPa Niveau wurde gewählt, um starke orographisch bedingte Effekte des Archipels zu vermeiden. Die minimale Isohypsendifferenz von 10 m (2 Isohypsen) ergibt sich aus der oben geforderten Eigenschaft konzentrischer angeordneter Isohypsen. Weiterhin wird durch die letzte Forderung vermieden, dass kleinste Unterschiede in der geopotentiellen Höhe (sehr kleine Tröge) erfasst wurden.

Abbildung 6 zeigt exemplarisch das Ergebnis dieses Algorithmus für den ERA-Interim-Reanalysisdatensatz vom 05.11.2013 06:00 UTC. Die zugehörige Höhenwetterkarte aus Schritt 00 ist in Abbildung 36 zu finden.

Der Algorithmus hatte im 850hPa-Niveau in dem Radius von 65° im den geografischen Pol insgesamt 26 Druckzentren im Schritt 02 A und B gefunden (Beschriftung der Zentren in Abb. 6). Davon erfüllten 14 das Kriterium aus Schritt 02 C (fette schwarze und fette blaue Isohypsen in Abb. 6). Eines von den 14 lag über Svalbard und schloss mit einigen Isohypsen Ny-Ålesund ein. Aus der Differenz der Kern- und Randisohypse der Systeme (fette rote Isohypsen und fette grüne Isohypsen in Abb. 6) wurde die Isohypsendifferenz (Druckdifferenz) berechnet.

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Algorithmus umfasst auch die Detektion komplexerer Druckkonstellationen und die Bestimmung elementarer Eigenschaften, wie die Berechnung der geometrischen Schwerpunkte der Randisohypsenpolygone. Diese Analysen wurden aber für die vorgestellten Auswertungen nicht benötigt, wodurch darauf nicht weiter eingegangen wird.

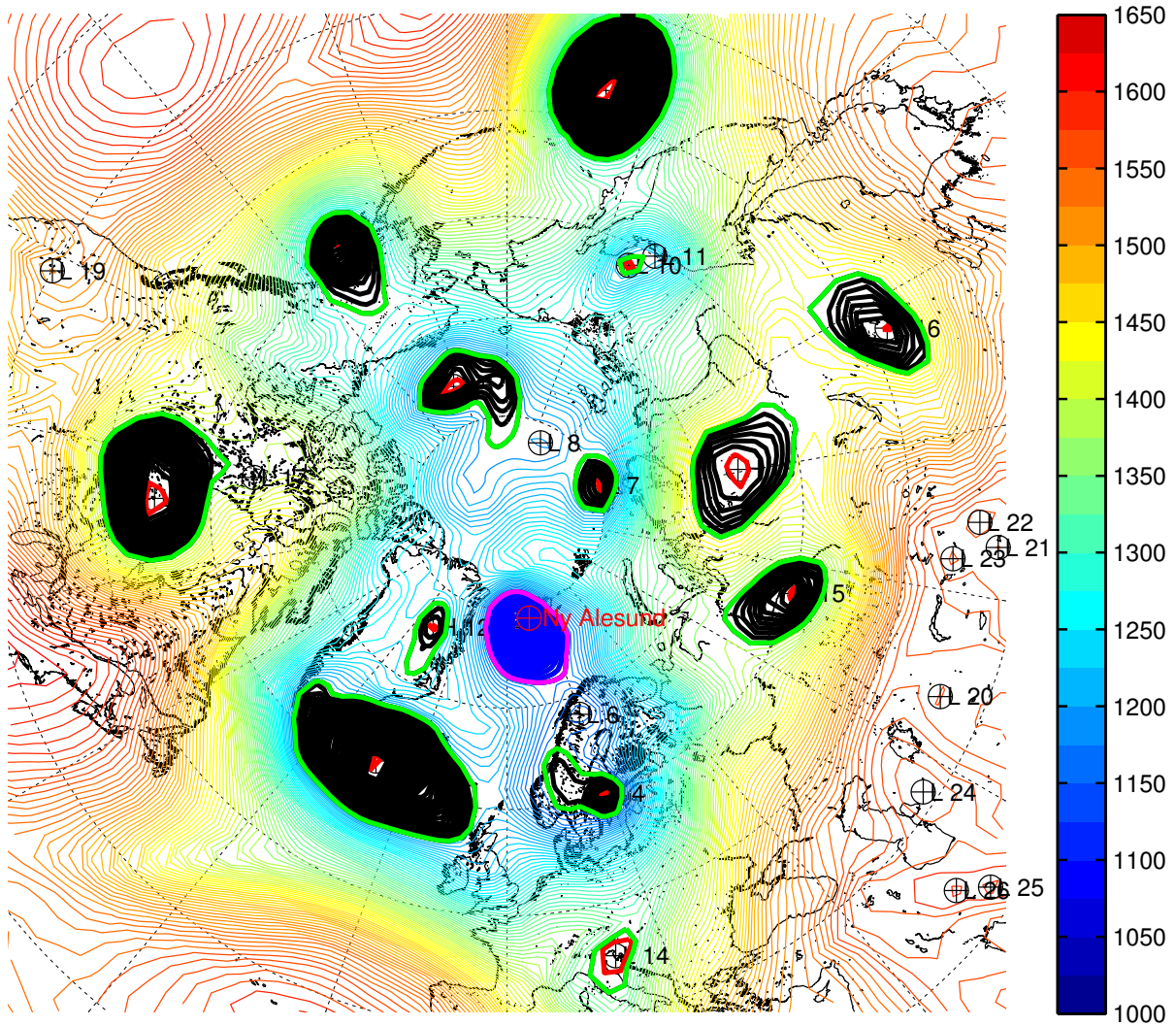


Abbildung 6: Ergebnis des Zyklonen-Detektions-Algorithmus aus dem ERA-Interim-Reanalysedatensatz vom 05.11.2013 06:00 UTC im 850hPa-Niveau in stereographischer Projektion um den geografischen Nordpol; farbige Konturen: Isohypsen der geopotentiellen Höhe in m; Beschriftung: Nummerierung der Kennzeichnung der Druckzentren (jeweils geometrischer Schwerpunkt des Randisohypsenpolygons) und Druckkonstellation (H: Hochdruck, L: Tiefdruck); fette schwarze Isohypsen: Isohypsen zwischen Kern- und Randisohypse von Typ 01 Systemen; fette blaue Isohypsen: Isohypsen zwischen Kern- und Randisohypse des Typ 01 Systems, dessen Isohypsen Ny-Ålesund einschließen; fette rote Isohypsen: Kernisohypsen der Typ 01 Systeme; fette grüne Isohypsen: Randisohypsen der Typ 01 Systeme; fette magentafarbene Isohypse: Randisohypse des Typ 01 Systems, dessen Isohypsen Ny-Ålesund einschließen

6.4 Fehlermaße und Korrelationen

Für die quantitative Auswertungen der Abweichungen zwischen verschiedenen Datensätzen wurden folgende Größen berechnet.

Mittlerer absoluter Fehler

Der mittlere absolute Fehler gibt den Mittelwert der Absolutwerte aller Differenzen in der Datenreihe an.

$$MAE = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |P_i - R_i| \quad (6.2)$$

Hierin ist N die Gesamtzahl der i Messpunkte, P_i der i -te zu prüfende Wert und R_i der i -te Referenzwert. Im Falle des Modellvergleiches in Kapitel **9 Prozesstudie mit dem WRF-Modell für eine Periode häufiger Sondierungen** S. 109 wurden immer die Beobachtungsdaten von den Simulationsdaten abgezogen.

Mittlerer Fehler - BIAS

Der mittlere Fehler (BIAS) ist ein Maß für die systematische Abweichung zwischen den Datenreihen.

$$BIAS = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N P_i - R_i \quad (6.3)$$

Unter der hier genutzten Definition resultiert eine systematische Überschätzung der Beobachtungsdaten durch die Simulationsdaten in einem positiven Wert für den BIAS.

Korrelationskoeffizient nach Pearson

Der Korrelationskoeffizient nach Pearson gibt die Richtung und die Stärke eines linearen Zusammenhangs zwischen zwei metrischen Variablen A und B an. Metrisch heißt in diesem Zusammenhang, dass die Reihenfolge festgelegt ist und die Distanzen zwischen ganzzahligen Werten konstant ist.

$$r_{Pearson}(A, B) = \frac{covar(A, B)}{\sqrt{covar(A, A) \cdot covar(B, B)}} = \frac{covar(A, B)}{\sqrt{var(A) \cdot var(B)}} = \frac{covar(A, B)}{std(A) \cdot std(B)} \quad (6.4)$$

Hierin ist $covar$ die Kovarianz von A und B .

$$covar(A, B) = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (A_i - \bar{A})(B_i - \bar{B}) \quad (6.5)$$

\bar{A} und \bar{B} sind jeweils das arithmetische Mittel von A und B .

$$\bar{A} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N A_i \quad (6.6)$$

$$\bar{B} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N B_i \quad (6.7)$$

Da nicht anzunehmen ist, dass zwischen den Simulationsdaten und den Beobachtungsdaten immer ein linearer Zusammenhang vorliegt, wie beim Korrelationskoeffizienten nach Pearson, wurde der Rangkorrelationskoeffizient nach Spearman genutzt.

Korrelationskoeffizient nach Spearman

$$r_{Spearman}(A, B) = \frac{\text{covar}(\text{rang}(A), \text{rang}(B))}{\text{covar}(\text{rang}(A), \text{rang}(A)) \cdot \text{covar}(\text{rang}(B), \text{rang}(B))} \quad (6.8)$$

$\text{rang}(A)$ und $\text{rang}(B)$ bezeichnet die Ränge der Werte von A beziehungsweise B . Die Ränge bestimmen sich durch eine streng monoton aufsteigende Nummerierung der aufsteigend sortierten Werte mit Ganzen Zahlen. Sogenannte Bindungen liegen vor, wenn bestimmte Werte von der Variablen A identisch sind. In diesem Fall wird jeweils das arithmetische Mittel der Ränge mit den identischen Werten gebildet. Dies führt dann auch auf nicht-ganzzahlige Ränge.

Der Korrelationskoeffizient nach Spearman ist somit lediglich der Korrelationskoeffizient nach Pearson mit den Rängen der Variablen A und B . Diese Linearisierung der Werte von A und B führt dazu, dass nicht, wie bei dem Korrelationskoeffizienten nach Pearson, ein linearer Zusammenhang vorausgesetzt wird.

Die Berechnung des Korrelationskoeffizienten nach Spearman erfolgte mit der Funktion `corr` aus der offiziellen Statistik-Toolbox von MATLAB.

Die MATLAB-Routine liefert zusätzlich die Irrtumswahrscheinlichkeit für den berechneten Korrelationskoeffizienten durch einen Permutationstest. Wahr diese Wahrscheinlichkeit größer als 0,05 wurde angenommen, dass der Korrelationskoeffizient nicht signifikant war.

Zirkularer Korrelationskoeffizient nach Jammalamadaka

Windrichtungen sind nicht metrisch. Folglich lässt der Korrelationskoeffizient nach Pearson oder Spearman nicht berechnen. Da Windrichtungen aber 2π -periodisch, d.h. zirkular, sind, können alternativ sogenannte zirkulare Korrelationskoeffizienten, wie nachfolgender nach Jammalamadaka und Sengupta (2001), verwendet werden.

$$r_{\text{zirkular}}(\alpha, \beta) = \frac{\sum_{i=1}^N \sin(\alpha_i - \bar{\alpha}) \cdot \sin(\beta_i - \bar{\beta})}{\sqrt{\sum_{i=1}^N \sin^2(\alpha_i - \bar{\alpha}_i) \cdot \sum_{i=1}^N \sin^2(\beta_i - \bar{\beta}_i)}} \quad (6.9)$$

Hierin sind $\bar{\alpha}$ und $\bar{\beta}$ das sogenannte zirkulare Mittel (siehe z.B. Jammalamadaka und Sengupta, 2001). Zur Berechnung wird die zirkulare Variable α_i in Polarkoordinaten mit einem Radius von 1 transformiert.

$$(1, \alpha_i) \leftrightarrow [x = \cos(\alpha_i), y = \sin(\alpha_i)] = R \quad (6.10)$$

Der mittlere Vektor \bar{R} für die Variable α_i in der Polarebene ergibt sich dann durch Summation der Komponenten von R .

$$\bar{R} = \left[\sum_{i=1}^N \cos(\alpha_i), \sum_{i=1}^N \sin(\alpha_i) \right] = (C, S) \quad (6.11)$$

Der Mittelwert von α_i entspricht mit diesen Definitionen.

$$\bar{\alpha} = \arg \left\{ \sum_{i=1}^N \cos(\alpha_i), \sum_{i=1}^N \sin(\alpha_i) \right\} \quad (6.12)$$

beziehungsweise

$$\cos(\bar{\alpha}) = \frac{C}{R}, \quad \sin(\bar{\alpha}) = \frac{S}{R}$$

Die Länge des Vektors war per Definition $\|R\| = 1$, wodurch folgt.

$$\bar{\alpha} = \arctan(S/C) \quad (6.13)$$

Bei der Berechnung des *arctan* muss, aufgrund des Definitionsbereiches des *arctan*, der Quadrant berücksichtigt werden.

Der zuvor beschriebene zirkulare Korrelationskoeffizient liefert für einen perfekten positiven Zusammenhang ebenfalls einen Wert von 1 und entsprechend für einen perfekten negativen Zusammenhang einen Wert von -1 . In dieser Arbeit wurde die Implementierung (**circ_corrcc**-Routine) aus der *Circular Statistics Toolbox for MATLAB*²⁶⁾ (Stand 08.09.2016) verwendet. Die **circ_corrcc**-Routine liefert ebenfalls die Irrtumswahrscheinlichkeit für den berechneten Korrelationskoeffizienten, allerdings durch Berechnung der Konfidenzintervalle auf Grundlage der von-Mises-Verteilung (Normalverteilung von zirkularen Daten) (siehe Jammalamadaka und Sen-gupta, 2001). Wahr diese Wahrscheinlichkeit größer als 0,05 wurde angenommen, dass der Korrelationskoeffizient nicht signifikant war.

Bei der Anwendung auf Vertikalprofile der Windrichtung sollte der zirkulare Korrelationskoeffizient, bei kleinen Differenzen zwischen den Profilen, grundsätzlich nicht negativ werden, da im Falle einer Antikorrelation die Windrichtungsdrehungen in den Vertikalprofilen in entgegengesetzte Richtungen erfolgen würden. Ist jedoch die Abweichung der Windrichtungen in einem größeren Höhenintervall groß, würde eine Drehung auf eine gemeinsame Windrichtung zwischen den beiden Profilen zu einem negativen zirkularen Korrelationskoeffizienten führen. Das heißt, im Falle von einem kleinen MAE und kleinen BIAS im Vertikalprofil, deuten negative zirkulare Korrelationskoeffizienten auf gegenläufige Scherungen hin.

6.5 Homogenisierung der Daten für die Differenzbildung

Für den quantitativen Vergleich zwischen Beobachtung und Simulation wurden die Differenzen zwischen Beobachtungsdaten und den Daten aus den Simulation untersucht. Da die Radiosondierungen, Wind-LIDAR Daten und ARW-Simulationen unterschiedliche vertikale Auflösungen aufwiesen, wurden alle Datensätze vor der Differenzbildung auf einen homogenen Höhenvektor mit einer Schrittweite von 25 m interpoliert. Weiterhin ist zu beachten, dass das niedrigste Modellniveau bei etwa 13 m²⁷⁾, sodass das erste interpolierte Niveau für den Vergleich mit den

²⁶⁾Verfügbar unter <https://de.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/10676-circular-statistics-toolbox--directional-statistics->

²⁷⁾Da die geometrische Höhe aus dem Geopotential errechnet wurde, variierte die geometrische Höhe der Modellniveaus zeitlich. In ARW (MJY)-Simulation lag das erste Modellniveau am Vergleichspunkt P1(38,29) (siehe Abb. 45 S. 112) zwischen 13,01 m und 13,58 m. Für die ARW (YSU)-Simulation lag das erste Modellniveau am Punkt P1(38,29) siehe Abb. 45 S. 112) zwischen 13,01 m und 13,56 m.

Sondierungsdaten bei 25 m lag. Für den Vergleich mit den Wind-LIDAR Daten lag das erste Niveau in Abhängigkeit von der Datenverfügbarkeit in mindestens 107 m Höhe.

Weiterhin wurde aus jedem Datensatz (Radiosonden, Radiometer, Wind-LIDAR, Kompositprofile, Messungen in Bodennähe) immer jener Zeitschritt gewählt, der dem ARW-Zeitschritt jeweils zeitlich am nächsten lag. Da das Wind-LIDAR eine zeitliche Auflösung von 10 min hat und keine zeitliche Verschiebung vorlag (d.h. Zeitstempel SS:10, SS:20, SS:30 usw.), wurden insgesamt 624 (Anzahl der ARW-Zeitschritte in der Periode) Vertikalprofile voneinander subtrahiert. Da weiterhin das Wind-LIDAR nicht immer den vollen Höhenbereich bis 2000 m erfasste, ergeben sich entsprechende Datenlücken in den Differenzen die in Weiß dargestellt sind (vgl. Abb. 48b und 49b).

Analog zur Differenzbildung zwischen den Wind-LIDAR Profilen und den ARW-Simulationen wurden auch jene Radiometerprofile herangezogen, die zeitlich am nächsten zum Modellzeitschritt lagen. Das Radiometer war so konfiguriert, dass alle 20 min der Grenzschichtmodus aktiviert wurde. Dadurch lieferte das Gerät immer zu SS:03, SS:23 und SS:43 ein Temperaturprofil. Entsprechend wurde dem SS:00 Modellzeitschritt das SS:03 Radiometerprofil und dem SS:30 Modellzeitschritt das SS:23 Radiometerprofil zugeordnet. Das Profil SS:43 blieb in diesem Vergleich somit unberücksichtigt.

Bei der Differenzenbildung der Windrichtungen wurde angenommen, dass es sich bei Beträgen von mehr als 180° um Abweichungen um den kleineren Betrag in die entgegengesetzte Richtung handelte. Damit entspricht eine positive Differenz einer Rotation im Uhrzeigersinn um den entsprechenden Betrag. Mit anderen Worten, bei einer positiven Differenz entspricht der Simulationsdatenpunkt in einer Windrose einer Drehung des Messdatenpunktes um den Betrag der Differenz im Uhrzeigersinn. Negative Differenzen entsprechen somit Abweichungen gegen den Uhrzeigersinn. Differenzen von betragsmäßig mehr als 180° sind damit definitionsgemäß nicht möglich.

7 Mikrometeorologische Charakterisierung des Messstandortes

Die Orographie und die wechselnde Untergrundbeschaffenheit beeinflusst maßgeblich die Grenzschichteigenschaften. Entsprechend sind, aufgrund der komplexen Bedingungen an jeder Station, standortabhängige mikroskalige Charakteristika in den bodennahen Messungen zu erwarten. Diese Charakteristika lassen sich gut durch direkte Vergleiche der Messdaten der einzelnen Stationen identifizieren. Somit sind redundante Messungen an verschiedenen Standorten nicht etwa obsolet, sondern sogar notwendige Voraussetzung für umfassende Analysen.

Diese Vergleiche liefern neben einem besseren Verständnis der lokalen Mikrometeorologie auch die notwendigen Informationen, welche Station spezifischen wissenschaftlichen Fragestellungen am ehesten genügt. Frühere Arbeiten deuteten immer wieder darauf hin, dass der Standort Ny-Ålesund aufgrund der hervorragenden Infrastruktur zwar ideal für eine operationelle Arktisforschung ist, aber entsprechend der lokalen Orographie, dem Land-See-Kontrast und nicht zuletzt infolge der milden Temperaturen nicht typisch hoch-arktische Bedingungen herrschen. Somit sind nicht alle Messungen vor Ort auch repräsentativ für die Hoch-Arktis, die aufgrund

der drastischen Veränderungen im wissenschaftlichen Fokus steht. Grundsätzlich sind Messungen in der Hoch-Arktis unabdingbar und können keinesfalls durch Messungen, die im Idealfall eine Fjordregion repräsentieren, ersetzt werden. Aber gerade in Hinblick auf Vergleichsstudien und die Interpretation von Langzeitmessungen, muss ein fundiertes Verständnis der lokalen Mikrometeorologie vorhanden sein. Erst dadurch können Standorte so gewählt und Messdaten so ausgewertet werden, dass diese auch das Maximum an Repräsentativität für die Region des Fjordes darstellen. Das heißt, im Hinblick auf die Einschätzung der Repräsentativität bestimmter lokaler Messungen, müssen die lokalen mikrometeorologischen Prozesse an jeder Station identifiziert und in die entsprechende Größenskala eingeordnet werden.

Ziel dieses Kapitels ist somit auch die Identifizierung repräsentativer Standorte & Datensätze für die Prozessstudie mit dem regionalen Klimamodell.

Wie aus dem Kapitel 4 **Standortbeschreibung** S. 31 deutlich wurde, ist der Messstandort durch eine starke orographische Gliederung sowie eine ausgeprägte horizontale Heterogenität des Untergrundes (Land-See-Kontrast, Gletscher, Bodenoberflächenstruktur und Textur) gekennzeichnet. Entsprechend sind folgende mikroskalige Prozesse an in Abhängigkeit vom konkreten Messstandort zu erwarten:

- Land-See-Brise (Mikrofronten) unmittelbar in Küstenähe
- Warm- & Kaltluftadvektion von der Wasseroberfläche in Abhängigkeit von der synoptischen Anströmung
- Variabler turbulenter Austausch in Abhängigkeit von synoptischen Anströmung (Jocher *et al.*, 2015)
- Ausbildung von internen Grenzschichten bei Überströmung der verschiedenen Unterlagen (Land, See)
- unterschiedliche Aufteilung der Energieflüsse an der Oberfläche infolge variierender Bodenbedo und Bodenzusammensetzung (siehe Kapitel **7.2 In-situ-Messungen turbulenter Flüsse** S. 60)
- katabatische Abflüsse von den umliegenden Bergen und Gletschern (Jocher *et al.*, 2015, 2012)
- Kanalisierung der Strömung entlang des Fjordes (Jocher *et al.*, 2015, 2012, Maturilli *et al.*, 2013, Esau und Repina, 2012, Beine *et al.*, 2001, Westermann *et al.*, 2009)
- Kanalisierung der Strömung in Tallagen (siehe Kapitel **7.1 Vergleiche der bodennahen Windmessungen verschiedener Standorte** S. 57)
- bodennahe Entkopplung infolge stabiler Schichtung (Lüers und Bareiss, 2010); siehe auch Kapitel **7.4 Identifizierung von Inversionen in den unteren 10 m** S. 67
- Ausbildung von Schwerewellen (Jocher *et al.*, 2012)

- heterogene Absorption solarer Strahlung durch orographisch bedingte Abschattungen (Maturilli und Ritter, 2016)
- lokale kleinskalige Zirkulationen (Esau und Repina, 2012)
- häufiges Auftreten nahe-neutraler und stabiler Schichtungen (siehe Kapitel **7.3 Stabilitätsanalyse der bodennahen Luftschicht** S. 66)
- Abweichende effektive Messhöhen und Beeinträchtigungen von Messungen durch unebenes Terrain und Geländesprünge (Foken, 2015)

Einige Teilprozesse wurden bereits in Vorarbeiten am Standort untersucht, sodass auf die angegebene Literatur verwiesen sei.

Für die Prozessstudie mit dem mesoskaligen nicht-hydrostatischen Modell mussten jene Stationen identifiziert werden, an denen:

1. die geringste Zahl von mikroskaligen Effekten, die durch das Modell nicht oder nur unzureichend aufgelöst werden, auftreten
2. möglichst homogene Footprints²⁸⁾ und Windwirklängen²⁹⁾ (*Fetches*) in der Größenordnung einer Modellgitterzelle liegen und/oder die Untergrundbeschaffenheit repräsentativ für große Areale der Region sind

Es lässt sich bereits erkennen, dass beide Forderungen praktisch nicht zu erfüllen sind. Allerdings lassen sich anhand weniger Analysen bestimmte Standorte ausschließen. Hierzu gehört zunächst eine im nächsten Kapitel vorgestellte Untersuchung der bodennahen Anströmung der Stationen. Da der Footprint für den EKM-NA nicht bekannt war, musste im Rahmen dieser Arbeit auch eine Footprint-Analyse für diesen Standort durchgeführt werden (siehe Kapitel **7.2 In-situ-Messungen turbulenter Flüsse** S. 60).

7.1 Vergleiche der bodennahen Windmessungen verschiedener Standorte

Nachfolgend (Abb. 7) sind die Windrosen für die Station auf dem alten Pier, dem BSRN-Mast, dem EKM-NA³⁰⁾, dem CC-Turm und dem EKM-BA³¹⁾ im Zeitraum Okt. 2013 bis Sept. 2014 dargestellt.

²⁸⁾Wirksames Einflussgebiet an der Luvseite des Messpunktes (Foken, 2006) (siehe Kapitel **7.2 In-situ-Messungen turbulenter Flüsse** S. 60)

²⁹⁾Luvseitiger Abstand des Messpunktes von einem Wechsel in den Unterlageneigenschaften oder von Hindernissen; Ausdehnung des mikrometeorologisch zu untersuchenden Gebietes (Foken, 2006)

³⁰⁾Messung erfolgte mit dem Windsensor auf dem meteorologischen Mast des EKM-NA

³¹⁾Messung erfolgte mit dem Windsensor auf dem meteorologischen Messfeld (Leierhaugen) der Bayelva-Station ca. 90 m vom EKM-BA entfernt

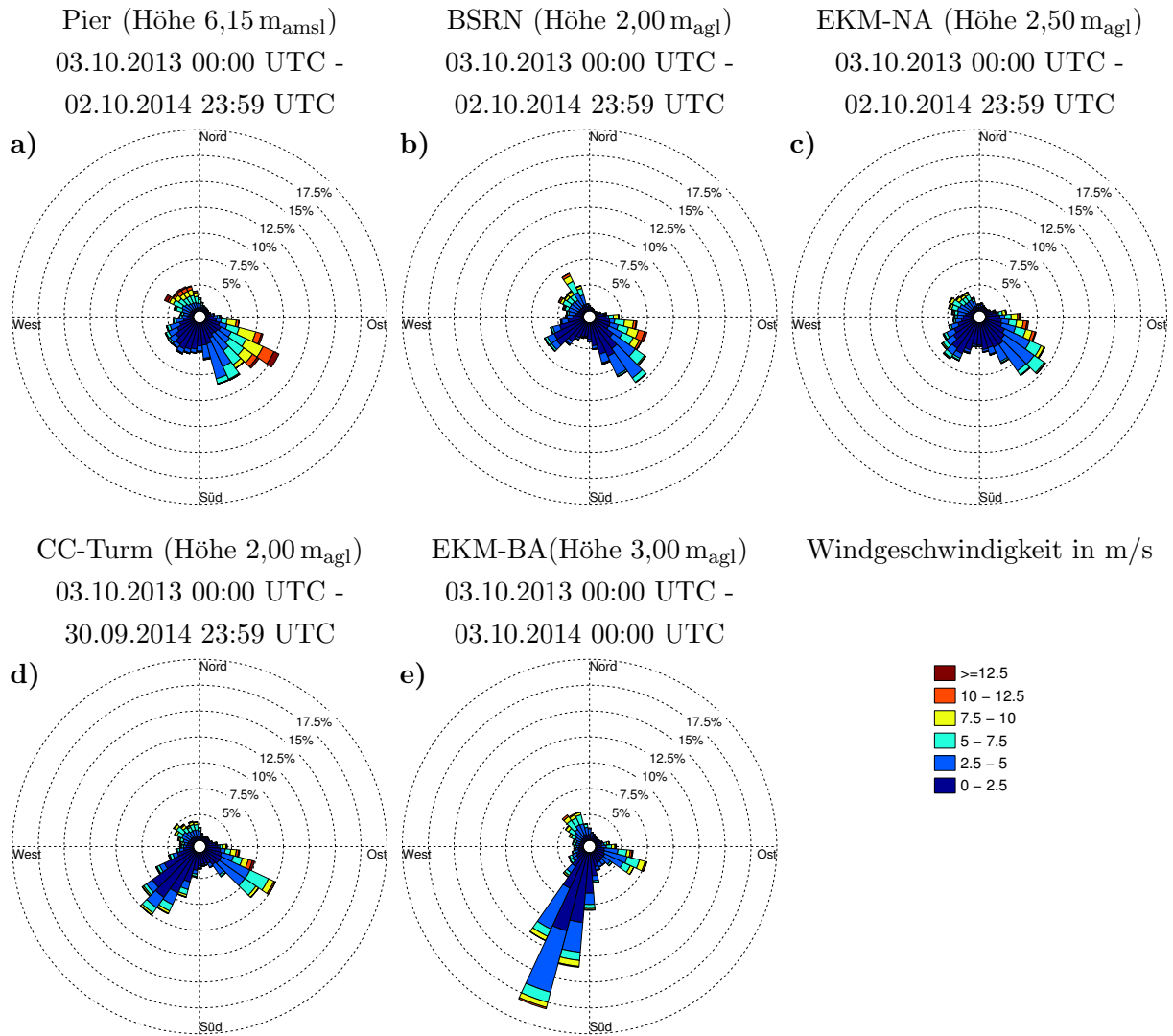


Abbildung 7: Windrosen der Windverteilung an den Stationen: **a)** alter Pier, **b)** BSRN-Mast, **c)** EKM-NA, **d)** CC-Turm; **e)** EKM-BA im Zeitraum Okt. 2013 bis Sept. 2014; Reihenfolge der Windrosen nach der zunehmenden Distanz zur Uferlinie des Fjordes; Prozentangaben: relative Häufigkeit von Wind aus dem entsprechenden Sektor; Farbeinteilung: relative Häufigkeit der Windgeschwindigkeitsgruppen (siehe Legende) bei Wind aus dem entsprechenden Sektor

Wie aus früheren Arbeiten bekannt (Jocher *et al.*, 2015, 2012, Maturilli *et al.*, 2013, Esau und Repina, 2012, Beine *et al.*, 2001), wird die bodennahe Strömung entlang der Fjordausrichtung durch die umliegende Orographie stark kanalisiert. Dies resultiert, in Abhängigkeit von der synoptischen Anströmung, in Windrichtungen um Südost beziehungsweise Nordwest am Standort des BSRN-Mastes und auf dem EKM-NA Messfeld. Auf dem alten Pier zeigt sich eine breitere Streuung um die Südostrichtung mit höheren Windgeschwindigkeiten. Diese Station ist durch die Lage und den homogenen Untergrund (Wasser) am geringsten durch umliegende Heterogenitäten gestört. Weiterhin treten, zumeist unter sehr geringen Windgeschwindigkeiten, ablandige Windrichtungen zwischen Süd und West auf dem Pier auf. Windrichtungen zwischen Nord bis Ost wurden nur sehr selten und unter sehr geringen Windgeschwindigkeiten gemessen. Somit lässt sich die Windrichtungsverteilung grob in die 3 Sektoren Südost, Südwest und Nordwest unterteilen.

Im direkten Vergleich zwischen den Windrosen von dem alten Pier und dem BSRN-Mast zeigen sich aber auch schon erste Unterschiede. So traten auf dem Pier häufiger Windrichtungen entlang der Fjordachse bei höheren Windgeschwindigkeiten als am BSRN-Mast auf. Dies ist teilweise auf die größere Messhöhe aber auch auf die aerodynamisch weniger raue Wasseroberfläche zurückzuführen. Weiterhin sind am BSRN-Mast die 3 Sektoren deutlich enger. Der Südostsektor ist dabei mehr zu Windrichtungen aus Süd gedreht. Der Südwestsektor ist auf Windrichtungen zwischen 225° und 260° reduziert und im Nordwestsektor tritt Wind aus etwa 250° geringfügig häufiger auf. Insbesondere für den Nordwestsektor und den Südwestsektor liegt nahe, dass die Gebäude des Ortes und das unebene Terrain die bodennahe Strömung bereits deutlich beeinflussen.

Auf dem Messfeld des EKM-NA sind die 3 Sektoren im Vergleich zum BSRN-Mast wieder etwas verbreitert. Wind aus Nordwest tritt seltener auf und der Südwestsektor ist geringfügig nach Süd gedreht. Windgeschwindigkeiten oberhalb von 10 m/s treten aufgrund der Rauigkeit der umliegenden Unterlage seltener auf.

Am CC-Turm sind die 3 Sektoren wieder sehr viel enger. Wind aus dem Südwestsektor tritt im Kontrast zu den vorangegangenen Stationen häufiger als der Südostsektor auf. Wind aus dem Nordwestsektor ist dabei ebenfalls seltener.

Auf dem meteorologischen Messfeld im Bayelva-Tal weicht die Häufigkeit innerhalb der 3 Sektoren am deutlichsten ab. Die Südostsektor ist stark verengt und deutlich nach Ost gedreht. Zusätzlich setzte sich Wind aus diesem Sektor nur noch bei Windgeschwindigkeiten oberhalb von $2,5\text{ m/s}$ durch. Der Nordwestsektor zeigt analoge Änderungen, wobei dieser nach Nord gedreht ist. Windrichtungen aus diesen beiden Sektoren treten insgesamt seltener auf. Der Südwestsektor zeigt die größten Abweichungen im Vergleich zu allen anderen Stationen. Dieser ist stark nach Süd gedreht, verengt auf Richtungen zwischen 180° und 225° und tritt ganzjährig am häufigsten auf. Die deutliche Kanalisierung wird durch die Tallage der Station hervorgerufen.

Zusammenfassend dominiert die Fjordkanalisierung in den küstennahen Stationen, wohingegen am CC-Turm bereits verstärkt Wind aus südwestlicher Richtung auftritt. Letztere Windrichtung dominiert an der Bayelva-Station. Wie in Kapitel 4 **Standortbeschreibung** S. 31 und anhand Abbildung 5 erläutert, liegt in südwestlicher Richtung ein Geländeeinschnitt mit einem eingebetteten Gletscher. Der orographische Einschnitt führt zunächst zu einer zusätzlichen kleinskaligen Kanalisierung. Da aber zusätzlich der Brøgger-Gletscher dort einbettet ist, sind vermehrt katabatische Abflüsse (siehe z.B. Jocher, 2013, Jocher *et al.*, 2015, 2012) und damit häufiger stabile bodennahe Schichtungen zu erwarten (Foken, 2015). Der CC-Turm steht selbst erhöht auf einem Hügel, infolgedessen die Sensoren eine abweichende effektive Messhöhe repräsentieren (Foken, 2015). Im Bayelva-Tal ist die Situation der lokalen Kanalisierung stark ausgeprägt. Aufgrund der Tallage werden die (kalten) Luftmassen entlang des Gefälles durch das Tal zum Fjord kanalisiert. Zusätzlich liegt das EKM-BA am westlichen Hang des Leierhaugen, sodass noch zusätzliche Ablenkungen der lokalen Strömung zu erwarten sind.

Die Bayelva-Station mit dem EKM-BA ist somit hervorragend für die Untersuchungen stabiler Schichtungen über ungestörten Permafrostboden sowie die mikrometeorologische Untersuchung von katabatischen Abflüssen am Fuße eines Gletschers geeignet (Foken, 2015). Am CC-Turm liegen das Südwest- und Südostregime in ähnlicher Häufigkeit vor, wodurch für die Messungen

vor Ort, in Abhängigkeit von der Anströmung, unterschiedliche charakteristische Prozesse zu erwarten sind.

In Hinblick auf die Modellstudie mit einer horizontalen Modellauflösung von 1 km sind die küstennahen Stationen zu bevorzugen, da die zusätzliche kleinskalige Kanalisierung am CC-Turm und insbesondere im Bayelva-Tal, sowie die lokalen Schichtungscharakteristika infolge der katabatischen Abflüsse vom Modell nicht aufgelöst werden können.

Da in der Vergangenheit bereits Modellstudien mit den Messungen vom EKM-BA durchgeführt worden sind (Aas *et al.*, 2015), wurden trotz der vorangegangenen Befunde die Messungen der turbulenten Wärmeströme von EKM-NA und EKM-BA verglichen. Damit sollte geprüft werden, inwieweit sich die turbulenten Wärmeströme vom Messfeld des EKM-BA, von den Messungen am Standort des EKM-NA unterscheiden.

7.2 In-situ-Messungen turbulenter Flüsse

Nachfolgend sind der turbulente fühlbare und turbulente latente Wärmestrom aus dem Jahr 2014 vom Standort des EKM-NA und des EKM-BA dargestellt. Neben den *Quality-Flags* wurden auch alle jene Datenpunkte entfernt, die während Niederschlagszeiten ermittelt wurden, da die Messinstrumente und insbesondere die optische Messstrecke des Gassensors, durch Tropfen und Schneekristalle in den Messpfaden gestört werden. Trotz der restriktiven Auswahlkriterien und der für die Eddy-Kovarianz-Methode problematischen Umgebung des Messfeldes, verblieben dennoch zirka 25 % bis 29 % der Daten (EKM-NA) im Jahr 2014. Für den Standort des EKM-BA wurde verblieben etwa 3 % weniger, was überraschend wenig in Anbetracht des problematischen Standortes ist. Diese Werte sind auch in mittleren Breiten typisch und nicht gering für Eddy-Kovarianz-Messungen.

Der Jahresgang der turbulenten Flüsse am Standort des EKM-NA wurde bereits durch Jocher (2013) sowie am Standort des EKM-BA durch Westermann *et al.* (2009) ausführlich beschrieben, sodass nur eine kurze Erläuterung im Folgenden gegeben wird.

Während der Wintermonate und in den Übergangsjahreszeiten sind an beiden Standorten, entsprechend der vorherrschenden stabilen Schichtung negative, d.h. zur Erdoberfläche gerichtete fühlbare Wärmeströme, zu beobachten. Die Beträge liegen an beiden Standorten mehrheitlich unterhalb von 50 W/m^2 . In diesen Zeiträumen liegen nur betragsmäßig kleine turbulente latente Wärmeströme nahe der Nachweisgrenze vor, da keine beziehungsweise nur geringe für die Sublimation notwendige, solare Einstrahlung vorliegt.

Etwa Mitte Juni reduzierten sich die turbulenten latenten Wärmeströme auf Werte nahe 0 W/m^2 , da die solare Einstrahlung für die Phasenumwandlungsenthalpie der Schneeschmelze aufgezehrt wird. Der rapide Umschlag des Vorzeichens des turbulenten fühlbaren Wärmestroms und dem damit einhergehenden Anstieg der Beträge Anfang Juli ist der Zeitpunkt, an dem die Schneeschmelze und die Verdunstung des Schmelzwassers endete. In den Sommermonaten, bis etwa Ende September 2013, waren beide turbulenten Flüsse mehrheitlich positiv entsprechend der häufiger auftretenden thermisch instabilen bodennahen Schichtungen. Ab Ende September begann dann wieder der Übergang zu dem Winterregime.

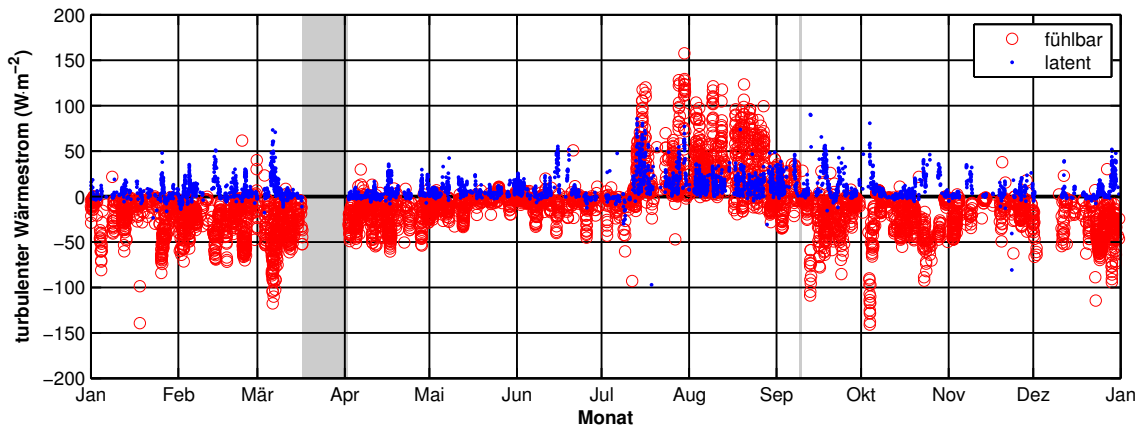


Abbildung 8: Jährlicher Verlauf des turbulenten fühlbaren und turbulenten latenten Wärmestroms am Standort des EKM-NA für das Jahr 2014; graue Bereiche entsprechen technisch bedingten Ausfällen

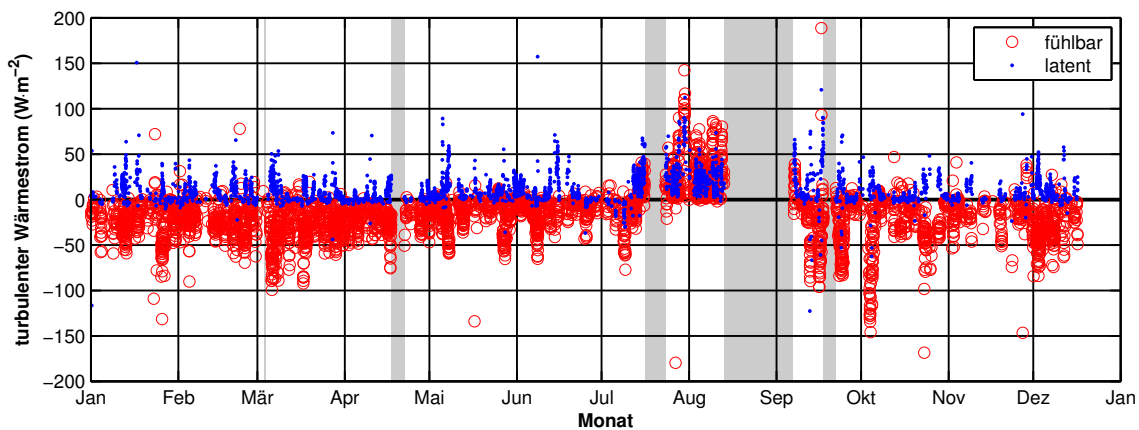


Abbildung 9: Jährlicher Verlauf des turbulenten fühlbaren und turbulenten latenten Wärmestroms in W/m^2 am Standort des EKM-BA für das Jahr 2014; graue Bereiche entsprechen technisch bedingten Ausfällen

Beim direkten Vergleich beider Stationen im Zeitraum vom Anfang Juli bis Ende September 2014 ist bereits qualitativ ein deutlicher Unterschied in der Aufteilung, d.h. deutliche Unterschiede in den Beträgen, der turbulenten Wärmeströme zu erkennen. Um dies quantitativ zu untersuchen, wurde das Bowen-Verhältnis B_o nach Gleichung 7.1, d.h. der Quotient aus fühlbaren und latenten Wärmestrom, an den beiden Standorten für diesen Zeitraum in Abbildung 10 abgetragen. Zusätzlich wurde die Niederschlagsmenge der vergangenen 12 Stunden (RR12 in Millimeter)³²⁾ von der norwegischen Wetterstation eingetragen.

Aus Abbildung 10 wird ersichtlich, dass in der schneefreien Zeit das Bowen-Verhältnis am Standort des EKM-NA Werte zwischen 1 und etwa 6 annimmt, wohingegen an der Bayelva-Station (EKM-BA) ein Wert von 2 mehrheitlich nicht überschritten wird. Während Werte zwischen 2 und 6 typisch für semiaride Landschaften sind, werden Werte 0, 4 und 0, 8 zumeist in gemäßigten Wäldern und über Grasflächen gemessen (siehe z.B. Chapin III *et al.*, 2011). Ursache für diesen Befund ist die starke Durchfeuchtung des Bodens im Bayelva-Tal durch die Nähe zum

³²⁾Bezogen von <http://www.eklima.de/> am 23.03.2016

Baylewa-Fluss, der im Sommer große Mengen Schmelzwasser vom Brøgger-Gletscher führt sowie die stark abweichende Bodenzusammensetzung im Vergleich zum Standort des EKM-NA. Dies erklärt auch, dass sich die beiden Bowen-Verhältnisse nach Regenereignissen (siehe Abb. 10) stark annähern. Das Bowen-Verhältnis fällt am EKM-NA nach Niederschlagsereignissen auf ähnliche Werte wie am EKM-BA, da der Boden zunächst abtrocknet und dadurch höhere turbulente latente Wärmeströme zustande kommen. Da im Kontrast zum Bayelva-Tal, abgesehen von Niederschlag, keine direkte Quelle für Flüssigwasser existiert steigt das Bowen-Verhältnis nach Niederschlagsereignissen schnell wieder an. Besonders deutlich wird das am rapiden Anstieg des Bowen-Verhältnisses nach dem letzten Niederschlag Ende August (siehe Abb. 10).

Der ungestörte Boden am EKM-BA besitzt zwar typische Eigenschaften von Permafrostböden wie nicht-sortierte Feinsandkreise³³⁾, ist aber in seiner lehmigen Zusammensetzung und aufgrund der starken Durchfeuchtung weniger häufig im näheren Umkreis von Ny-Ålesund zu finden. Zudem ist die Region, in der dieser Boden vorliegt, nur etwa 1 km² groß. Somit liegt die horizontale Variabilität der Bodenbeschaffenheit an der Grenze des Auflösungsvermögens eines Modells mit 1 km Gitterweite. Folglich ist dieser Untergrund und damit die Aufteilung der turbulenten Wärmeströme am EKM-BA nicht repräsentativ. Die Oberflächenbodenbeschaffenheit und Zusammensetzung am EKM-NA ist, trotz der deutlichen menschlichen Eingriffe (siehe Kapitel 4 **Standortbeschreibung** S. 31), sehr viel ähnlicher mit der Oberfläche in weiten Arealen des Küstenstreifens. Folglich waren die Messungen vom EKM-NA für die Modellstudie zu bevorzugen.

Hier sei noch einmal erwähnt, dass im Modell nur eine Bodenklasse mangels detaillierter Bodenkarten definiert werden konnte. Entsprechend konnte die zuvor beschriebene räumliche Heterogenität der turbulenten Wärmeflüsse aufgrund der Bodeneigenschaften über schneefreien Boden *a priori* nicht reproduziert werden.

$$Bo = \frac{Q_f}{Q_l} \quad (7.1)$$

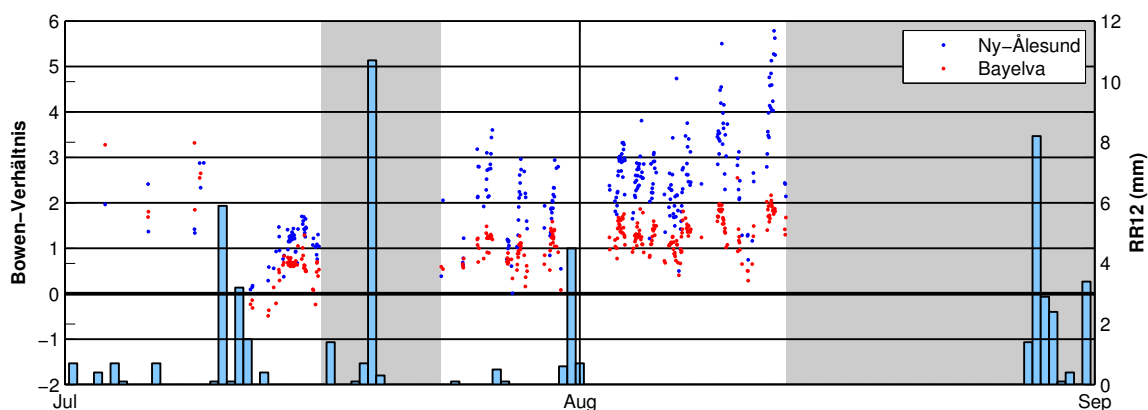


Abbildung 10: Verlauf des Bowen-Verhältnis von den Standorten des EKM-NA und EKM-BA im Zeitraum von Juli bis September 2014; graue Bereiche entsprechen technisch bedingten Ausfällen

³³⁾Vereinfacht: unregelmäßige Mulden, die zeitweise mit Wasser gefüllt sind, wodurch sich an den Rändern feiner Sand sammelt

Footprint-Analyse für den Eddy-Kovarianz-Messkomplex Ny-Ålesund

Nachfolgend ist die sogenannte *Footprint*-Klimatologie für den Standort des EKM-NA in Abbildung 11 und 12 für das gesamte Jahr 2013 dargestellt. Da die Schneehöhe die Messhöhe deutlich reduziert, wurde die *Footprint*-Klimatologie in einen schneefreien Zeitraum (06.06.2013 00:00 - 02.10.2013 01:00) und einen Zeitraum mit Schneebedeckung (übriges Jahr) aufgeteilt. Für die Höhe der Schneebedeckung wurde der Median von 32,5 cm der *gebinnnten* Schneehöhen (siehe oben) aus diesen Zeitraum genutzt. Da der turbulente vertikale Austausch in der Grenzschicht stabilitätsabhängig ist, wurden auch im TERRAFEX-Paket drei Stabilitätsbereiche separat ausgewertet. Hierbei entspricht $z/L < -0,0625$ einer instabilen, $-0,0625 \leq z/L \leq +0,0625$ einer neutralen und $z/L > +0,0625$ einer stabilen Schichtung. Dadurch ergeben sich neben der Gesamtklimatologie in beiden Zeiträumen (Abb. 11a und 12a) jeweils eine Abbildung für die drei Stabilitätsklassen (Abb. 11b-d und 12b-d).

Aus Abbildung 11a wird zunächst die zu erwartende qualitative Ähnlichkeit zur Windrose an dieser Station deutlich (vgl. Abbildung 7). Insgesamt erstreckte sich der *Footprint* entlang der Fjordkanalisierungsachse jeweils um etwa 200 m in östlicher und westlicher Richtung, für die seltener auftretende Anströmung aus Südwest etwa 150 m nach Süd und entsprechend der sehr selten auftretenden Nordanströmung nur wenige Dekameter nach Nord. Die durch die 95 %-Isolinie eingeschlossene Fläche entspricht dem über alle Stabilitätsbereiche gemittelten *Footprint*. Hierin enthalten ist mehrheitlich die lokale küstenlinientypische spärlich bewachsene Tundra-Oberfläche (braune Tundra), kleine Schotterflächen (Schotter) und kohlebelastete Flächen (graue Tundra). Zwischen dem südwestlichen und nordwestlichen Sektor befindet eine kleine Grube (Loch), die die Messung bei Anströmung aus Südwest durchaus stören kann. In nördlicher Richtung liegt ein stark erodiertes altes Gleisbett mit sporadischen Vertiefungen weniger Dezimeter. Hier ist eine lokal erhöhte Rauigkeit der Unterlage zu erwarten, wodurch es als Senke klassifiziert wurde (siehe Tabelle 12). Die aufgeschütteten Straßen (zirka 1,5 m Höhe mit Schotterbett) in südöstlicher und nordwestlicher Richtung sind noch innerhalb des *Footprints*. Nach der einfachsten Abschätzung des gestörten Bereiches im Lee des Hindernisses (WMO 1981, siehe Foken (2006)), hat dieser eine leeseitige horizontale Ausdehnung von etwa dem 20-Fachen der Hindernishöhe, also hier etwa 30 m. Die Distanzen, d.h. Windwirklängen, zu diesen Straßen betragen am Standort des EKM-NA etwa 200 m, sodass der *Footprint* größtenteils außerhalb des gestörten Bereiches liegt. Da die Unterlage im *Footprint* des EKM-NA in der schneefreien Zeit typisch für weite Areale des Fjordküstenstreifens ist, sind die dort gemessenen Flüsse durchaus repräsentativ für größere Areale in der Größenordnung der horizontalen Auflösung des ARW-Modells.

Entsprechend der ausgeprägteren vertikalen Mischung ist auch der *Footprint* bei instabiler Schichtung (Abb. 11b) mit maximalen Distanzen vom Messstandort von etwa 100 m entsprechend kleiner. Aufgrund der verminderten Turbulenz bei stabiler Schichtung ist ein Horizontaltransport über größere Strecken möglich, wodurch sich das Areal des *Footprints* bis zu einer Distanz 250 m im Luv der Anströmung erstreckte (Abb. 11d). Der *Footprint* in neutraler Schichtung (Abb. 11c) ähnelt dem mittleren *Footprint* (Abb. 11a).

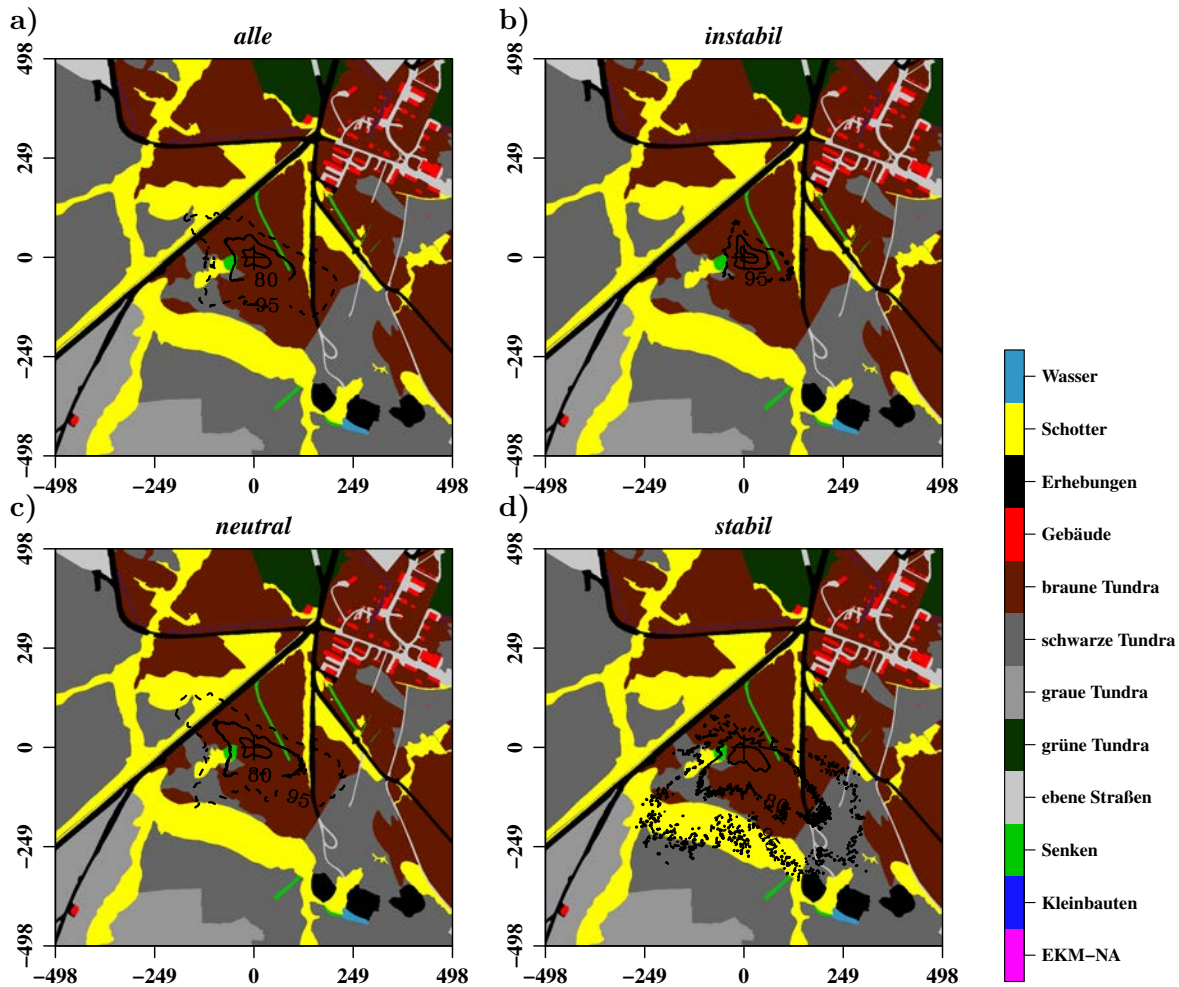


Abbildung 11: *Footprint*-Klimatologie für den Zeitraum ohne Schneebedeckung im Jahr 2013 am Standort des EKM-NA; Farben entsprechen den Landnutzungsklassen entsprechend der Legende (vgl. Tabelle 12); Konturlinien: prozentualer Anteil der eingeschlossenen Fläche am Gesamtfluss; Abzisse und Ordinate: horizontaler Abstand vom EKM-NA (zentriert) in Meter

Die *Footprint*-Klimatologie aller Stabilitätsbereiche (Abb. 12a) für die Zeiträume mit Schneebedeckung weist eine ähnliche Struktur, aber infolge der häufiger auftretenden stabilen Schichtung (vgl. Abb. 13) eine größere Ausdehnung bis etwa 250 m in die jeweilige Richtung, auf. Die aufgeschütteten Straßen sind zwar ebenfalls schneebedeckt, der Höhenunterschied wird aber nicht vollständig ausgeglichen, sodass diese auch in dieser Analyse unverändert mit einer erhöhten Rauigkeitslänge berücksichtigt wurden. Die Abbildungen für die einzelnen Stabilitätsbereiche (Abb. 12c - d) sind ebenfalls zu den Abbildungen 11c - d ähnlich, wobei auch hier größere horizontale Ausdehnungen des *Footprints* trotz verminderter Messhöhe zu erkennen sind. Insbesondere im stabilen Fall dehnte sich das Quellareal bis über 300 m im Luv der Anströmung aus (siehe Abb. 12d). Die insgesamt größere Ausdehnung des *Footprints* bei Schneebedeckung ist zum einen auf die häufige stabile Schichtung im Winter, aber auch auf die geringere Rauigkeit von Schnee zurückzuführen (siehe Tabelle 12).

Einschränkend sei an dieser Stelle angemerkt, dass in den Übergangsjahreszeiten oftmals keine homogene Schneebedeckung vorliegt und schneefreie Flächen aufgrund der größeren Rauigkeitslänge zu kleineren *Footprints* führen. Diese Zeiträume wurden bei der vorgestellten Analyse nicht gesondert betrachtet, da keine Messdaten für die räumliche Verteilung der Schneebede-

ckung vorlagen. Insofern wurde die *Footprint*-Ausdehnung durch die Annahme vollständiger Schneebedeckung geringfügig überschätzt.

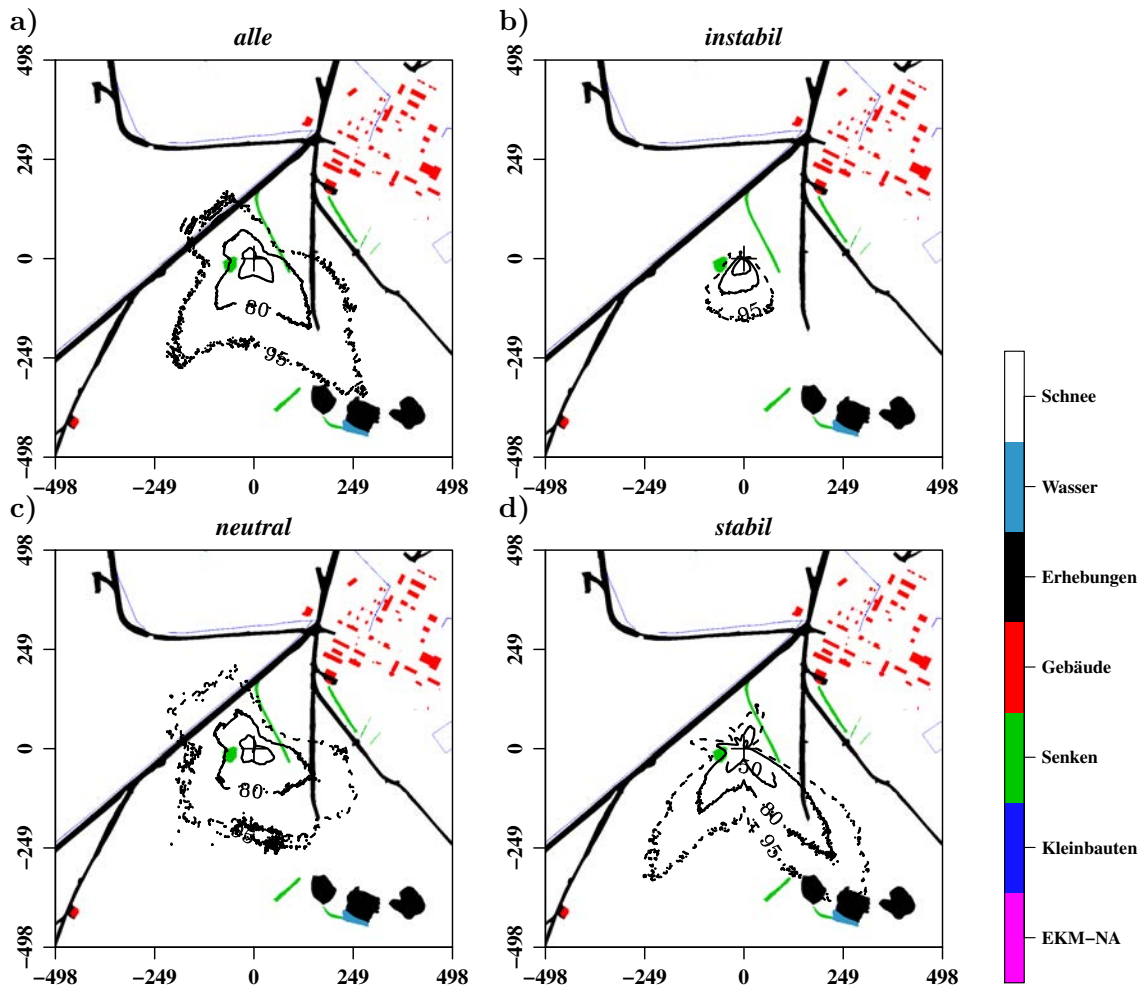


Abbildung 12: *Footprint*-Klimatologie für den Zeitraum mit Schneebedeckung im Jahr 2013 am Standort des EKM-NA; Farben entsprechen den Landnutzungsklassen entsprechend der Legende (vgl. Tabelle 12); Konturlinien: prozentualer Anteil der eingeschlossenen Fläche am Gesamtfluss; Abzisse und Ordinate: horizontaler Abstand vom EKM-NA (zentriert) in Meter

Zusammenfassend erreicht der *Footprint* vom EKM-NA 2013 eine horizontale Ausdehnung bis zu einer Distanz von etwa 300 m im Luv der jeweiligen Anströmung. Entsprechend der drei typischen Anströmungsrichtungen (Südost, Südwest, Nordwest) entspricht dies etwa einer Fläche von $[300 \text{ m (Nordwest)} + 300 \text{ m (Südost)}] \times 300 \text{ m (Südwest)} \approx 18 \text{ ha}$, die im Laufe eines Jahres durch das EKM-NA vermessen wurde.

Da das Radiometer im Grenzschichtmodus in Richtung Nordwest die Atmosphäre vermisst, liegt der *Footprint* des EKM-NA weit außerhalb des Luftvolumens, das durch das Radiometer vermessen wird. Infolge der lokalen Heterogenität entsprechen die am EKM-NA gemessenen turbulenten Flüsse nicht den Flüssen, die das Luftvolumen im Messbereich des Radiometers von der Unterlage erhält. Da aber mit obiger Analyse anzunehmen ist, dass der EKM-NA Standort repräsentativ für weite Teile des Küstenstreifens ist, sind ähnliche turbulente Flüsse in diesen Areal zu erwarten.

7.3 Stabilitätsanalyse der bodennahen Luftschicht

Wie bereits erwähnt, liegt in arktischen Breiten und somit auch am Messstandort ganzjährig selten eine thermisch instabile Schichtung in der Grenzschicht vor. Um dies auch quantitativ zu untersuchen, wurde der Jahrgang des Stabilitätsparameter $\zeta = \frac{z}{L}$ (Glg. 3.53; siehe Kapitel 3.5.9 Ähnlichkeitstheorie nach Monin und Obukhov (S. 22)) vom EKM-NA untersucht. Dieser wird bei den Berechnungen der turbulenten Flüsse aus den In-situ-Messungen ebenfalls berechnet.

In die Berechnung des Stabilitätsparameters geht entsprechend der Definition der Obukhov-Länge nach Gleichung 3.54 die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* und der Auftriebsstrom $\overline{w'\theta'_v}$ ein. Entsprechend wurden in Abbildung 13 jene Datenpunkte eingetragen, für die die *Quality-Flags* sowohl für die Schubspannungsgeschwindigkeit als auch den fühlbaren Wärmestrom³⁴⁾ im Bereich von 1 – 3 vorlagen. Das reduzierte die Anzahl von insgesamt 17518 Datenpunkten im Jahr 2013 auf 5829 (33,3%) qualitativ hochwertiger Datenpunkte.

Aus Abbildung 13 ist ersichtlich, dass im Jahr 2013 mehrheitlich, d.h. zu zirka 58 % (siehe Tabelle 13), eine neutrale Schichtung auftrat. Eine stabile Schichtung lag in zirka 27 %, hauptsächlich in den Wintermonaten sowie den Übergangsjahreszeiten, vor. Lediglich in den Sommer- und Herbstmonaten, nach der Schneeschmelze, traten in zirka 15 % der Messungen negative Werte, d.h. instabile Schichtungen, auf. Werte von $z/L < -1$, d.h. freie Konvektion, wurden lediglich in 90 Intervallen und somit nur in 1,54 % der Messungen gefunden.

Dieser Befund deckt sich mit der jährlichen Verteilung von bodennahen Inversionen am Standort sowie der jährlichen Verteilung der thermischen Stabilität aus Radiosondenprofilen (siehe Schulz, 2012).

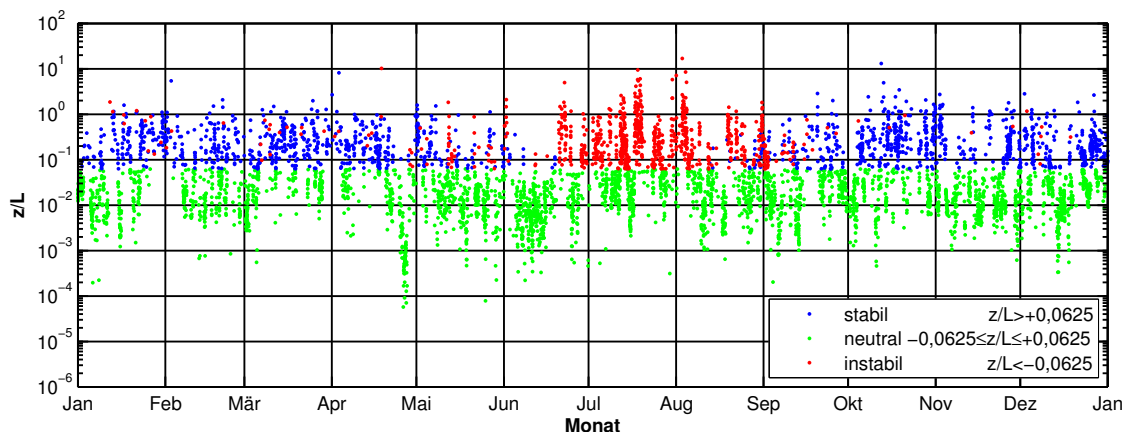


Abbildung 13: Zeitlicher Verlauf des Stabilitätsparameters z/L (dimensionlos) aus den In-situ-Messungen der turbulenten Flüsse vom EKM-NA im Jahr 2013; thermisch instabile Schichtung: $z/L < -0,0625$ (rote Punkte); thermisch neutrale Schichtung: $-0,0625 \leq z/L \leq +0,0625$ (grüne Punkte); thermisch stabile Schichtung: $z/L > 0,0625$ (blaue Punkte)

³⁴⁾ die *Quality-Flags* des fühlbaren Wärmestroms sind identisch mit denen des Auftriebsstroms, da letzterer eine Umrechnung ist

Tabelle 13: Jährliche Häufigkeitsverteilung der thermischen Schichtung nach dem Stabilitätsparameter z/L am Standort des EKM-NA für das Jahr 2013

Stabilität	instabil	neutral	stabil	n (Q 1-3)
	$z/L < -0,0625$	$-0,0625 \leq z/L \leq +0,0625$	$z/L > 0,0625$	
2013	868 (14,89%)	3405 (58,41%)	1556 (26,69%)	5829

7.4 Identifizierung von Inversionen in den unteren 10 m

Da die Fernerkundungsinstrumente auf der Dachplattform in ca. 8 m installiert sind, können Entkopplungen unterhalb dieser Messhöhe zu Fehleinschätzungen der Grenzschichteigenschaften aus den Profilen der Fernerkundungssysteme führen. Entsprechend musste aufgrund dieser Problematik eine Vorstudie durchgeführt werden. Wie in Kapitel 5 **Messungen & Daten** (S. 36) beschrieben, vermisst das Radiometer im Grenzschicht-Modus die untere Atmosphäre in Richtung Nord-Westen. Da das Gerät auf dem Dach des Observatoriums ca. 8 m über Grund steht, musste geprüft werden, ob sehr tiefe Inversionen unterhalb der Höhe der Dachplattform eine Entkopplung der Säule oberhalb von 8 m von der Oberfläche bewirken.

Bereits durch (Sodemann und Foken, 2005) im Rahmen des FINTUREX-Experiments 1994 in der Antarktis und durch (Lüers und Bareiss, 2010) während des ARCTEX-2006 Experiments in Ny-Ålesund beobachtet, können sich dünne Inversionen in den unteren 10 m (z.B. durch wechselnde Bewölkung) ausbilden, die eine thermische Entkopplung der Luftschichten unterhalb der Inversion von den Luftschichten darüber bewirken. Diese Inversionen können in die häufigen bodennahen Inversionen (*surface based inversions*) eingebettet sein. Dieser mikrometeorologische Effekt ist, sofern vorhanden, in zweierlei Hinsicht relevant: Einerseits kann nicht mehr bei den im Kapitel 8 **Auswirkung der synoptischen Bedingungen auf die lokale Grenzschicht** (S. 72) erstellten Kompositprofilen davon ausgegangen werden, dass diese die Grenzschichtdynamik und die daraus ermittelte Grenzschichthöhe den wahren Grenzschichtzustand adäquat beschreiben. Andererseits werden die Flüsse in einem bestimmten Niveau oberhalb der Inversion nicht physikalisch korrekt durch den Temperaturgradienten zwischen der Temperatur des Niveaus und der Oberflächentemperatur repräsentiert. Dies ist aber gerade jene Annahme, die den meisten Gradienten-Ansätzen (K-Theorie) zur Flussberechnung in Modellen zugrunde liegt (siehe 3 **Grundlagen** (S. 5)), da zumeist kein weiteres Modellniveau unterhalb von 10 m, beziehungsweise keine ausreichende Verdichtung von Modellniveaus in den unteren 10 m, vorliegt. Da das FINTUREX und ARCTEX-2006 Experiment im Rahmen von kurzen Kampagnenzeiträumen stattfand, lagen zum Zeitpunkt dieser Arbeit keine bekannten Langzeitstatistiken zur Häufigkeit solcher Inversionen vor. Insbesondere für den Standort Ny-Ålesund wurden bisher keine weiteren Studien durchgeführt, sodass das Temperaturprofil unterhalb bis 10 m im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls näher untersucht wurde.

Grundlage dieser Untersuchung bilden die beiden meteorologischen Messtürme auf dem Messfeld des EKM-NA- und dem BSRN-Messfeld. Wie bereits im Kapitel 5 **Messungen & Daten** (S. 36) erläutert, ist der meteorologische Mast auf EKM-NA-Messfeld mit Temperatursensoren in 0,5 m, 1,0 m und 1,5 m bestückt. Am etwa 5,5 m entfernten Eddy-Kovarianz-Messturm befindet sich in 2,1 m Höhe ein weiterer Temperatursensor. Entsprechend der geringen Distanz zwischen

diesen beiden Türmen können die vier Sensoren als ein Vertikalprofil angesehen werden. Am BSRN-Mast befinden sich Temperatursensoren in 2,0 m, 4,0 m, 7,0 m und 10,0 m Höhe. Es lag nahe, diese beiden Temperaturprofile zu verknüpfen, da gerade im Winter eine sehr homogene Unterlagenbeschaffenheit aufgrund der Schneebedeckung vorliegt. Wie allerdings bereits aus folgender kurzer Analyse für das Jahr 2015 deutlich wird, führt bereits die Distanz von ca. 300 m und der Höhenunterschied von ca. 12 m zwischen BSRN-Mast und EKM-NA-Mast dazu, dass trotz gegebener Oberflächenhomogenität das Temperaturprofil räumlich variiert. Für das Jahr 2015 lagen konsistente Daten von beiden Profilen vor, wobei der 1,5 m Sensor vom EKM-NA Messfeld aufgrund einer fehlerhaften Belüftung ausgeschlossen werden musste.

In den Abbildungen 14 und 15 sind die Differenzen der Temperaturminutenmittel zwischen den Messhöhen der Sensoren an beiden Standorten dargestellt. Hier zeigt sich in allen Differenzen ein analoger Jahresgang mit überwiegend negativen Differenzen in den Monaten mit Schneebedeckung. Bis auf wenige Ausnahmen, lag somit in diesem Zeitraum 2015 hauptsächlich eine stabile Schichtung mit einem Temperaturanstieg mit zunehmender Höhe vor. Dies deckt sich mit dem Befund von Schulz (2012), dass in dem Zeitraum mit Schneebedeckung sehr oft sogenannte *surface based inversions* (kurz: SBIs) in den Temperaturprofilen vorliegen. In Zeiten ohne Schneebedeckung wechselt das Vorzeichen der Differenzen entsprechend der nahe neutralen bis instabilen Schichtung, die durch Erwärmung der Oberfläche entsteht.

In Abbildung 15d ist die Differenz der Temperaturmesswerte aus 2,1 m vom EKM-NA- und dem BSRN-Messfeld dargestellt. Hier zeigt sich ein ähnlicher Jahresgang wie bei den übrigen Differenzen, allerdings mit einer deutlichen größeren Streuung auch mitunter zu den positiven Werten. Wenn das Temperaturprofil an beiden Standorten in der unteren Grenzschicht nahezu identisch wäre, müsste sich in dieser Differenz ein konstanter Wert aufgrund des Höhenunterschiedes ergeben. Da aber deutlich ein Jahresgang zu erkennen ist, sind die Temperaturprofile an beiden Stationen nicht für alle Zeiten verknüpfbar.

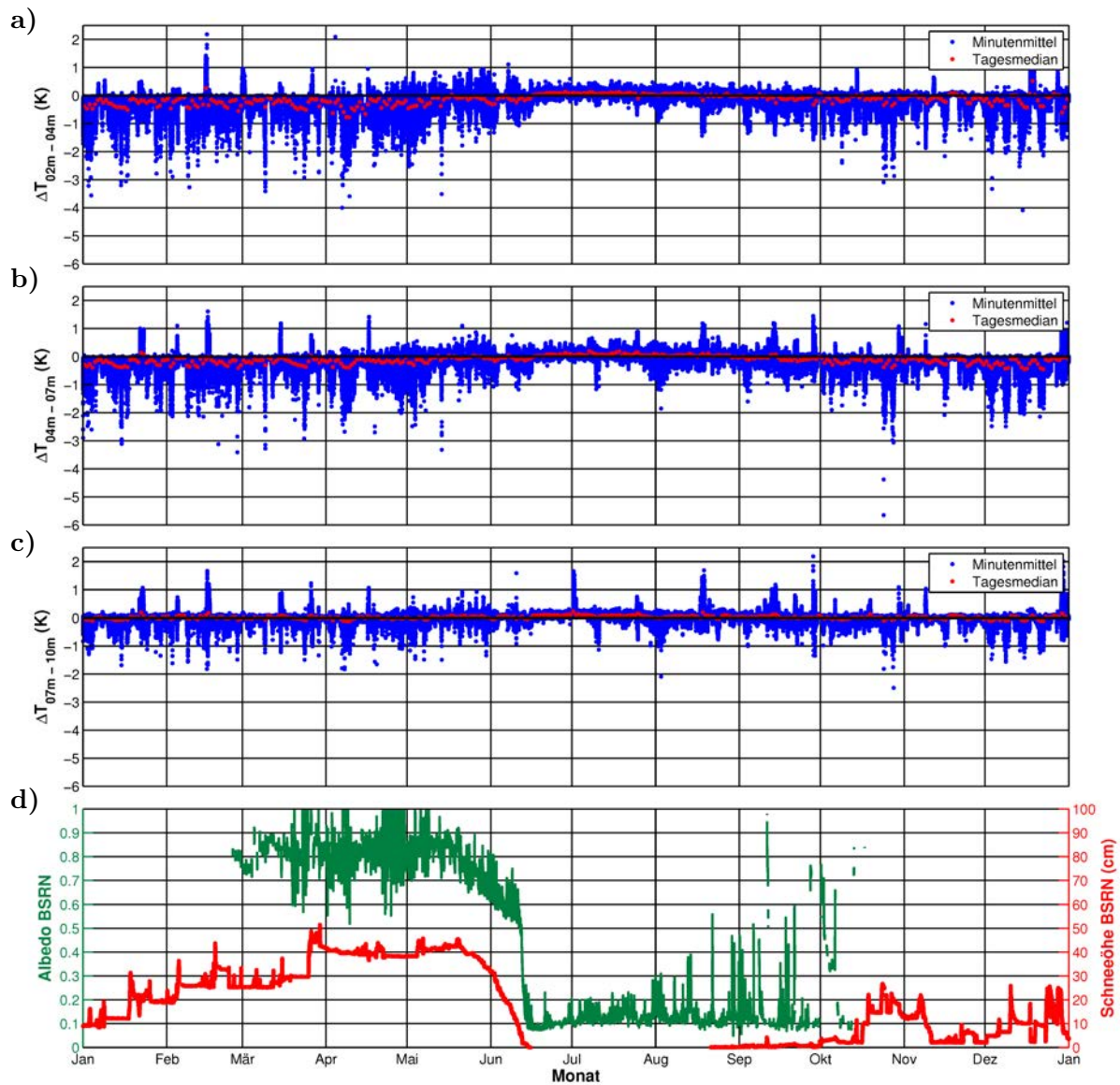


Abbildung 14: Jährlicher Verlauf der Temperaturdifferenzen zwischen den Messhöhen, die Schneehöhe und die Albedo auf dem BSRN-Feld für das Jahr 2015; **a)** Temperaturdifferenz in K der Minutenmittel (blaue Punkte) und der Tagesmediane (rote Punkte) zwischen den Messungen aus 2 m und 4 m Höhe; **b)** Temperaturdifferenz in K der Minutenmittel (blaue Punkte) und der Tagesmediane (rote Punkte) zwischen den Messungen aus 4 m und 7 m Höhe; **c)** Temperaturdifferenz in K der Minutenmittel (blaue Punkte) und der Tagesmediane (rote Punkte) zwischen den Messungen aus 7 m und 10 m Höhe; **d)** Albedo (dimensionslos) nach Glg. C.1 aus den Strahlungsmessungen vom BSRN-Feld (grüne Kurve, linke Abszisse); Schneehöhe in cm vom BSRN-Feld (rote Kurve, rechte Abszisse)

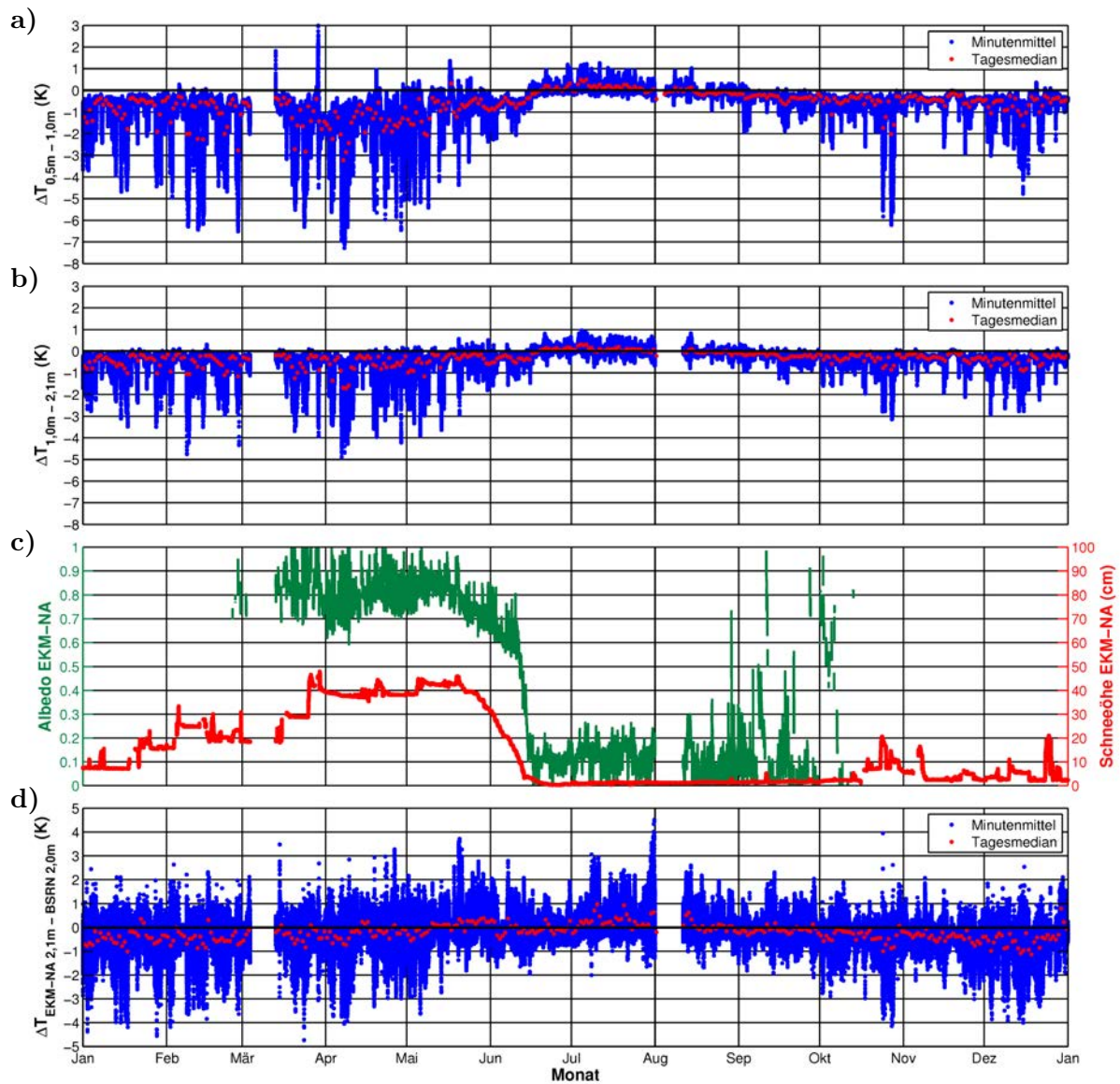


Abbildung 15: Jährlicher Verlauf der Temperaturdifferenzen zwischen den Messhöhen, die Schneehöhe und die Albedo auf dem Messfeld des EKM-NA für das Jahr 2015; **a)** Temperaturdifferenz in K der Minutenmittel (blaue Punkte) und der Tagesmediane (rote Punkte) zwischen den Messungen aus 0,5 m und 1 m Höhe; **b)** Temperaturdifferenz in K der Minutenmittel (blaue Punkte) und der Tagesmediane (rote Punkte) zwischen den Messungen aus 1,0 m und 2,1 m Höhe; **c)** Albedo (dimensionslos) nach Glg. C.1 aus den Strahlungsmessungen vom meteorologischen Mast (grüne Kurve); Schneehöhe in cm vom meteorologischen Mast (rote Kurve); **d)** Temperaturdifferenz in K der Minutenmittel (blaue Punkte) und der Tagesmediane (rote Punkte) zwischen den Messungen aus 2,1 m Höhe vom meteorologischen Mast auf dem Messfeld des EKM-NA und 2,0 m Höhe vom meteorologischen Mast auf dem BSRN-Feld

Als Ursache für diesen Befund sind folgende Gründe zu nennen:

- Trotz ähnlicher Vertikalstruktur der Grenzschicht folgt diese gewöhnlich nicht statisch dem Terrain (unterschiedliche Messhöhe)
- Es liegt nahe, dass der wärmende Effekt des eisfreien Fjordes am BSRN-Turm stärker zum Tragen kommt, wohingegen der EKM-NA Standort stärker durch umliegende Gletscher und Berge beeinflusst wird

Eine Verknüpfung der beiden Temperaturprofile zu einem Komposittemperaturprofil ist somit nicht ohne weitere Studien möglich. Entsprechend wurde in beiden Temperaturprofilen separat nach etwaigen Inversionen mit mindestens einer Tiefe 0,1 K gesucht. Konkret wurde dabei wie folgt vorgegangen.

Zunächst wurden die Temperaturdifferenzen zwischen den aufeinanderfolgenden Messniveaus für beide Temperaturprofile gebildet; Anschließend wurde anhand der so erstellten Differenzprofile geprüft, in welchen Profilen auf einen Temperaturanstieg ein Temperaturabfall folgte; Für diese Profile wurde anschließend geprüft, ob die Temperaturdifferenzen oberhalb und unterhalb der Inversion einen Wert von 0,1 K überstiegen.

Auf diese Weise wurden alle Inversionen mit mindestens einer Inversionstiefe 0,1 K identifiziert. Der Schwellwert von 0,1 K entspricht der Genauigkeit der Temperatursensoren am BSRN-Mast (Thies Clima 2.1265.xx.000: technisches Datenblatt). Die Temperatursensoren am meteorologischen Mast des EKM-NA haben eine deutlich geringere Genauigkeit von 0,2 K (Thies Clima 2.1280.00.160: technisches Datenblatt), wodurch solche schwachen Inversionen in ungemittelten Einzelprofilen nicht zuverlässig nachweisbar sind.

In Tabelle 14 sind die Häufigkeiten dieser so identifizierten Inversionen für die beiden Standorte (BSRN-Mast, EKM-NA) angegeben.

Tabelle 14: Jährliche Häufigkeit von Inversionen unterhalb von 10 m für das Jahr 2015

Standort 2015	Messhöhen	Profile mit Inversionen	Gesamtzahl der Profile
BSRN	2 m, 4 m, 7 m, 10 m	9893 (1,88 %)	525527
EKM-NA	0,5 m, 1,0 m, 2,1 m	1164 (0,23 %)	497055

Am BSRN-Mast wurden insgesamt 9893 Temperaturprofile mit Inversionen gefunden. Da es sich bei den Temperaturprofilen um Minutenmittel (aus 2 s aufgelösten Messwerten) an beiden Standorten handelt, entspricht dies $9893 \text{ min} = 6,9 \text{ d}$.

Hieraus wird bereits ersichtlich, dass diese Inversionen nur in wenigen Zeiträumen auftreten. Sollte jedoch eine Inversion persistent über einen längeren Zeitraum in einem 20 min-Intervall, d.h. in der zeitlichen Auflösung der Kompositprofile vorgelegen haben, wären die Kompositprofile in diesem Zeitschritt thermisch entkoppelt gewesen. Um die Häufigkeit dieser Fälle abzuschätzen, wurde nun angenommen, dass eine Inversionen in mindestens 10 min des 20 min Intervalls vorgelegen haben sollte, damit eine effektive Entkopplung vorgelegen hat. Hierzu wurde das gesamte Jahr in 20 min-Blöcke zerlegt und die Anzahl dieser Blöcke ermittelt, in denen mindestens 10 der 20 Temperaturprofile eine Inversion aufwiesen.

Dies war für die Temperaturprofile vom BSRN-Mast in 353 Blöcken der Fall. Schlussendlich ergibt sich aus dieser Abschätzung, dass lediglich 353 von 26280, d.h. 1,34 %, der Kompositprofile oberhalb einer thermischen Entkopplung gemessen wurden und dieses Phänomen lediglich an nur etwa 5 Tagen im Jahr (2015) kritisch für die Kompositinterpretation sind.

Abschließend sei angemerkt, dass eine Inversion mit einer Tiefe von lediglich 0,1 K schon bei sehr niedrigen Windgeschwindigkeiten durch mechanisch generierte Turbulenz überwunden werden kann (siehe Bulk-Richardson-Zahl Glg. 3.76). Nimmt man eine bodennahe Temperatur von $\theta_v = 260$ K, eine Höhendifferenz von $z_i = 1$ m (Höhe der Inversion) und eine Temperaturdifferenz $\Delta\theta_v = 0,1$ K an, ergibt sich mit der kritischen Bulk-Richardson-Zahl $Ri_{k_B} = 0,25$ aus Gleichung 3.76 eine Windgeschwindigkeit von $U > 0,12$ m/s. Bereits ab solch geringen Windgeschwindigkeiten wird so eine schwache Inversionsschicht dynamisch instabil.

Damit können diese Inversionen bei der Interpretation der Kompositprofile vernachlässigt werden.

8 Auswirkung der synoptischen Bedingungen auf die lokale Grenzschicht

Wie im Kapitel **6.3 Identifizierung & Klassifizierung synoptischer Bedingungen aus Reanalysedaten** (S. 49) erläutert, wurden anhand der ERA-Interim-Renanalyse-Daten Zeiträume identifiziert, in denen der Standort Ny-Ålesund innerhalb eines Hoch- beziehungsweise Tiefdruckgebietes mit einer einfachen Struktur, hier sogenannte Systeme vom Typ 01, lag. Aus diesen Zeiträumen wurden 3 Perioden für eine Prozessstudie ausgewählt.

Nachfolgend werden zunächst die Häufigkeitsverteilungen und die Druckdifferenzen dieser Systeme für die Jahre 2013, 2014 und 2015 erläutert.

8.1 Statistik ausgewählter Fallbeispiele

In den Abbildungen 16, 17 und 18 zeigt sich sowohl eine deutliche annuelle als auch eine interannuelle Variabilität in der monatlichen Häufigkeit von (Anti-) Zyklonen (Typ 01) für die drei Jahre, ohne nennenswerte, interannuell auftretende Zeiträume mit verstärkter Aktivität über Ny-Ålesund. Die steht im Kontrast zu dem Befund einer verstärkten Zyklonenaktivität über dem Nordatlantik in den Wintermonaten (siehe z.B. Serreze *et al.*, 2015). Dahingehend sei nochmal darauf hingewiesen, welche Auswahlkriterien für die Systeme vom Typ 01 hier gewählt wurden. Entsprechend wurden eine Vielzahl von komplexen Drucksystemen mit mehreren Zentren oder Systemen, deren Isohypsen Ny-Ålesund in keinem Zeitschritt einschlossen, hier nicht erfasst.

Insgesamt wurden erwartungsgemäß weniger Hochdrucksysteme als Tiefdrucksysteme identifiziert. Im Jahr 2013 wurden im Vergleich zu 2014 und 2015 im Juli und August deutlich mehr Tiefdrucksysteme und sehr wenige Hochdrucksysteme gefunden. Im November und insbesondere im Dezember von 2014 und 2015 wurden sehr viele Tiefdrucksysteme und gar keine Hochdrucksysteme mit der geforderten Struktur gefunden. Im Kontrast dazu wurden im Jahr 2013 in wenigen ERA-Interim-Datensätzen Hochdruckgebiete identifiziert, und im Vergleich zu den anderen beiden Jahren, ein deutlich geringere Anzahl von Datensätzen mit Tiefdruckeinfluss.

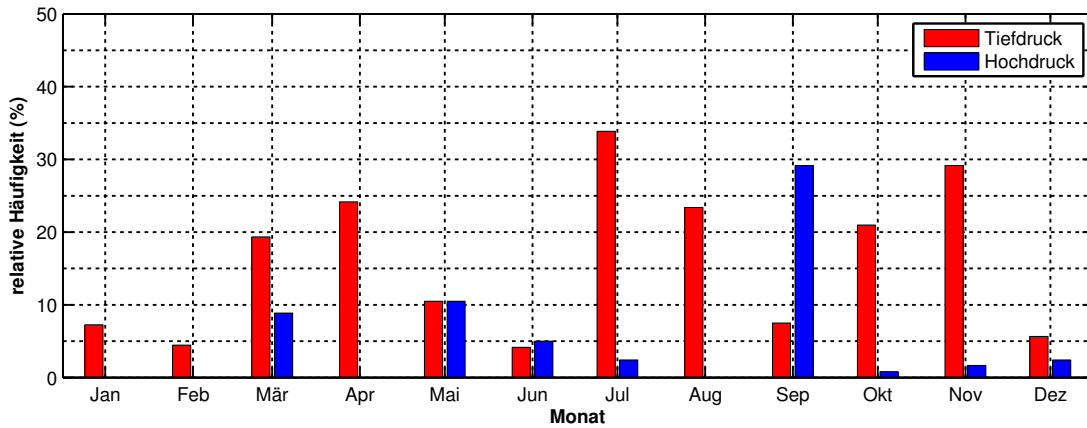


Abbildung 16: Relative monatliche Häufigkeit in % der Typ 01 Systeme im Jahr 2013; d.h. relative Häufigkeit von 6-stündlichen ERA-Interim-Datensätzen, in denen Ny-Ålesund von einem System vom Typ 01 eingeschlossen war (bezogen auf die monatliche Anzahl der 6-stündlichen ERA-Interim-Datensätze)

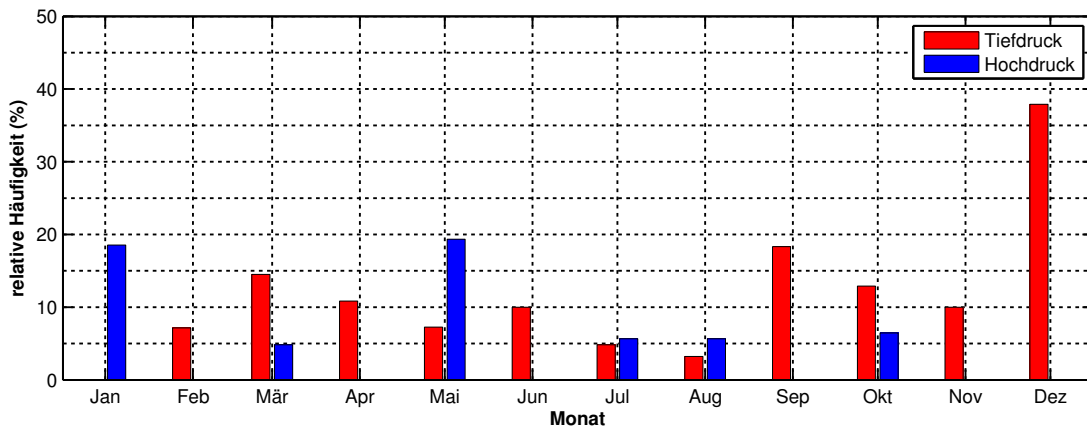


Abbildung 17: Relative monatliche Häufigkeit in % der Typ 01 Systeme im Jahr 2014; d.h. relative Häufigkeit von 6-stündlichen-ERA-Interim-Datensätzen, in denen Ny-Ålesund von einem System vom Typ 01 eingeschlossen war (bezogen auf die monatliche Anzahl der 6-stündlichen ERA-Interim-Datensätze)

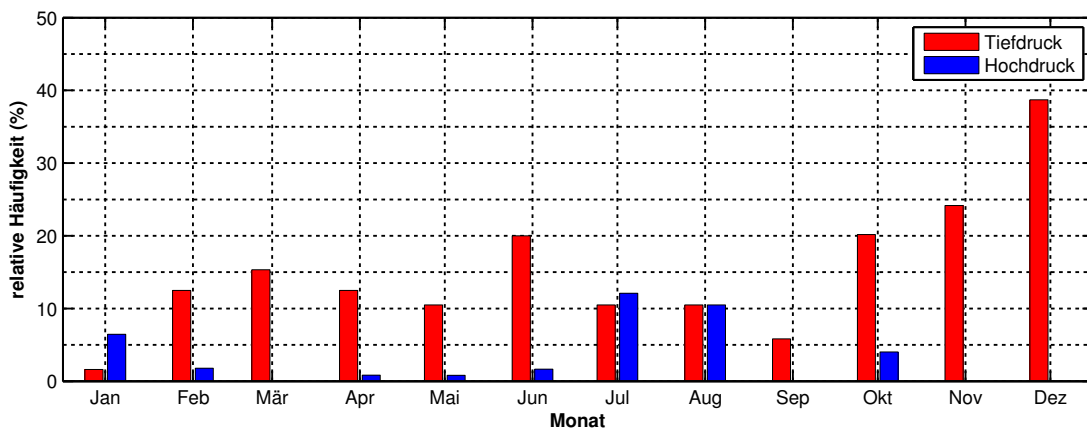


Abbildung 18: Relative monatliche Häufigkeit in % der Typ 01 Systeme im Jahr 2015; d.h. relative Häufigkeit von 6-stündlichen ERA-Interim-Datensätzen, in denen Ny-Ålesund von einem System vom Typ 01 eingeschlossen war (bezogen auf die monatliche Anzahl der 6-stündlichen ERA-Interim-Datensätze)

Da die relative Häufigkeit keine Aussage über Länge zusammenhängender Zeiträume sowie über die Intensität der Drucksysteme in diesen Zeiträumen macht, wurde der jährliche Verlauf der Druckdifferenz, d.h. die Differenz zwischen der innersten und äußersten Isohypse, der gefundenen Drucksysteme untersucht (Abb. 19, 20, 21). Es zeigen sich sowohl längere zusammenhängende Zeiträume mit einem bestimmten Druckeinfluss als auch sehr kurze und teilweise vereinzelte Zeitschritte. Im Jahr 2013 wurden z.B. im März und September zwei Zeiträume identifiziert, in denen Ny-Ålesund über mehrere Tage unter dem Einfluss eines intensiven Hochdruckgebietes stand (siehe Abb. 19). Die gute Übereinstimmung mit der BSRN-Bodendruckanomalie bestätigt, dass ein ausgeprägter Hochdruck auch im Bodendruck vorlag. Längere Zeiträume mit Einfluss von intensiven Tiefdruckgebieten wurden z.B. im Juli und im November 2013 gefunden. Auch hier zeigte sich eine gute Übereinstimmung mit den Bodendruckdaten (siehe Abb. 19). Für die Jahre 2014 und 2015 lassen sich ebenfalls mehrere zusammenhängende Zeiträume aus den Abbildungen 20, 21 ermitteln.

Weiterhin wird anhand der Abbildungen 19 bis 21 deutlich, dass Tiefdrucksysteme nicht nur häufiger (vgl. Abb. 16 bis und 18) auftraten, sondern zumeist auch größere Druckdifferenzen innerhalb des Systems aufwiesen.

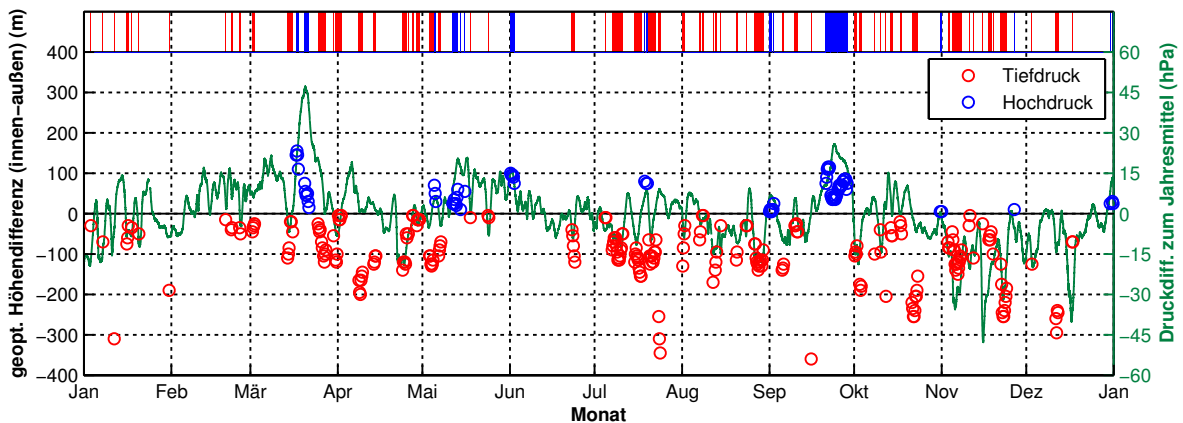


Abbildung 19: Jährliche Verteilung der Druckdifferenz in m (innerste minus äußerste Isohypse) der Typ 01 Systeme im Jahr 2013 (Kreise, linke Abszisse); Jährliche Verteilung der Bodendruckanomalie in hPa (Minutenmittel des BSRN-Bodendrucks minus das Jahresmittel des BSRN-Bodendrucks für das 2013) (grüne Kurve, rechte Abszisse); Kennzeichnung von Zeitschritten in den 6-stündlichen-ERA-Interim-Datensätzen mit identifizierten Typ 01 Tiefdruckeinfluss (rot) und Typ 01 Hochdruckeinfluss (blau) (Streifendiagramm im oberen Teil) 2013

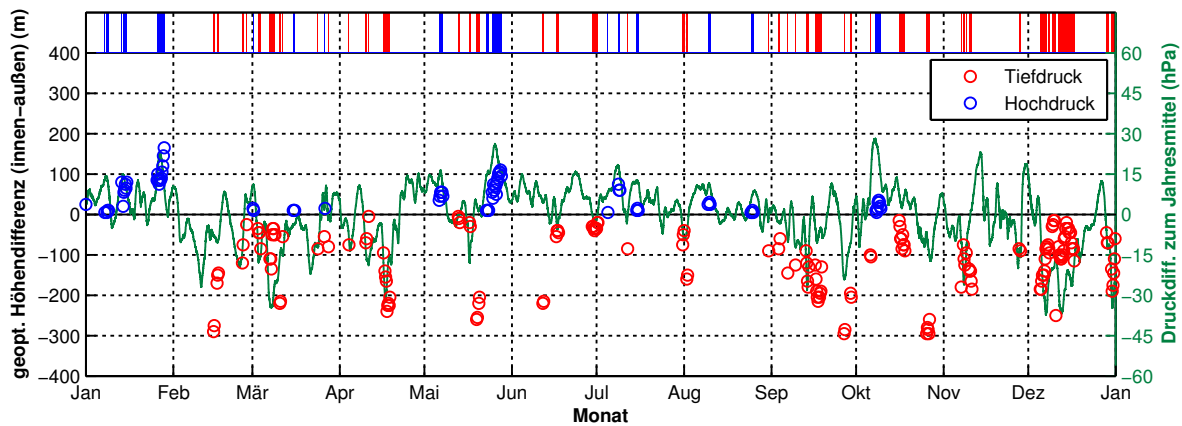


Abbildung 20: Jährliche Verteilung der Druckdifferenz in m (innerste minus äußerste Isohypse) der Typ 01 Systeme im Jahr 2014 (Kreise, linke Abszisse); Jährliche Verteilung der Bodendruckanomalie in hPa (Minutenmittel des BSRN-Bodendrucks minus das Jahresmittel des BSRN-Bodendrucks für das 2014) (grüne Kurve, rechte Abszisse); Kennzeichnung von Zeitschritten in den 6-stündliche-ERA-Interim-Datensätzen mit identifizierten Typ 01 Tiefdruckeinfluss (rot) und Typ 01 Hochdruckeinfluss (blau) (Streifendiagramm im oberen Teil) 2014

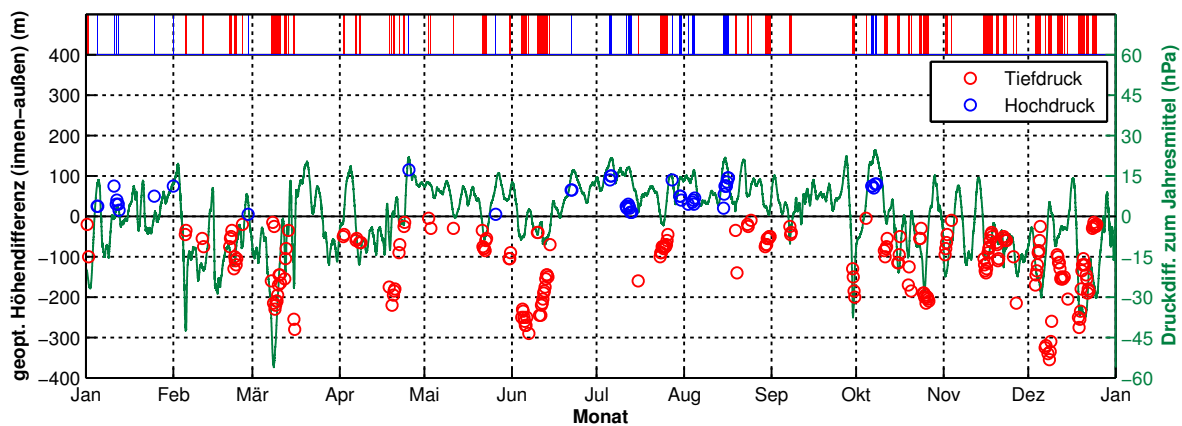


Abbildung 21: Jährliche Verteilung der Druckdifferenz in m (innerste minus äußerste Isohypse) der Typ 01 Systeme im Jahr 2015 (Kreise, linke Abszisse); Jährliche Verteilung der Bodendruckanomalie in hPa (Minutenmittel des BSRN-Bodendrucks minus das Jahresmittel des BSRN-Bodendrucks für das 2015) (grüne Kurve, rechte Abszisse); Kennzeichnung von Zeitschritten in den 6-stündliche-ERA-Interim-Datensätzen mit identifizierten Typ 01 Tiefdruckeinfluss (rot) und Typ 01 Hochdruckeinfluss (blau) (Streifendiagramm im oberen Teil) 2015

In Tabelle 15 sind die jährlichen Häufigkeiten und Jahresmediane der Druckdifferenzen der identifizierten Typ 01 Systeme für die untersuchten drei Jahre zusammengefasst.

Tiefdrucksysteme mit den geforderten Eigenschaften traten in den Jahren 2013, 2014 und 2015 etwa zwei bis dreimal häufiger auf. Die Druckdifferenz der ermittelten Hochdruckgebiete war nur etwa halb so groß, im Vergleich zu den Tiefdruckgebieten.

Tabelle 15: Absolute und relative jährliche Häufigkeit (bezogen auf 6-stündliche ERA-Interim Reanalysedatensätze; insgesamt 1460) der Typ 01 Systeme und Mediane der Druckdifferenz (Isohypsendifferenz)

Jahr	Datensätze	Tiefdrucksysteme	Med. Δh_{geo} (m)	Hochdrucksysteme	Med. Δh_{geo} (m)	Summe
2013	1460	233 (16,0 %)	-95	74 (5,1 %)	55	307 (21,0 %)
2014	1460	167 (11,4 %)	-95	75 (5,1 %)	45	242 (16,6 %)
2015	1460	222 (15,2 %)	-102,5	47 (3,2 %)	50	269 (18,4 %)

8.2 Prozessstudien zum Einfluss von (Anti-) Zyklonen auf die lokale Grenzschicht

Mithilfe der Abbildungen 19, 20 und 21 ließen sich verschiedene synoptische Ereignisperioden ermitteln. Durch die gute Datenlage im Jahr 2013, wurden zwei Zeiträume mit Tiefdruckeinfluss und ein Zeitraum mit Hochdruckeinfluss in der nachfolgenden Prozessstudie aus diesem Jahr untersucht.

Kayser *et al.* (2016) zeigte, dass oberhalb von 2000 m die Abweichungen zwischen Sondierungen in Ny-Ålesund und den im Rahmen der N-ICE Kampagne³⁵⁾ durchgeführten Sondierungen nahe der Eiskante klein wurden. Dies lässt den Schluss zu, dass die Messungen in der Säule oberhalb von 2000 m über Ny-Ålesund repräsentativ für die Region Svalbards beziehungsweise die europäische Arktis sind. Umgekehrt finden somit die Prozesse, welche die Strömung über dem Svalbard Archipel modifizieren, in den unteren 2000 m statt, sodass bei den folgenden Ausführungen nur dieser Höhenbereich untersucht wurde.

Aufgrund der Vielzahl an Messungen und der komplexen Zusammenhänge zwischen den Beobachtungen wurde die Untersuchung der drei Zeiträume thematisch jeweils in die vier Gruppen, synoptische Situation, Bodenmeteorologie, turbulenter Austausch und Grenzschichtdynamik unterteilt.

8.2.1 T01: Tiefdrucksystem 07.07.2013 06:00 UTC - 11.07.2013 00:00 UTC

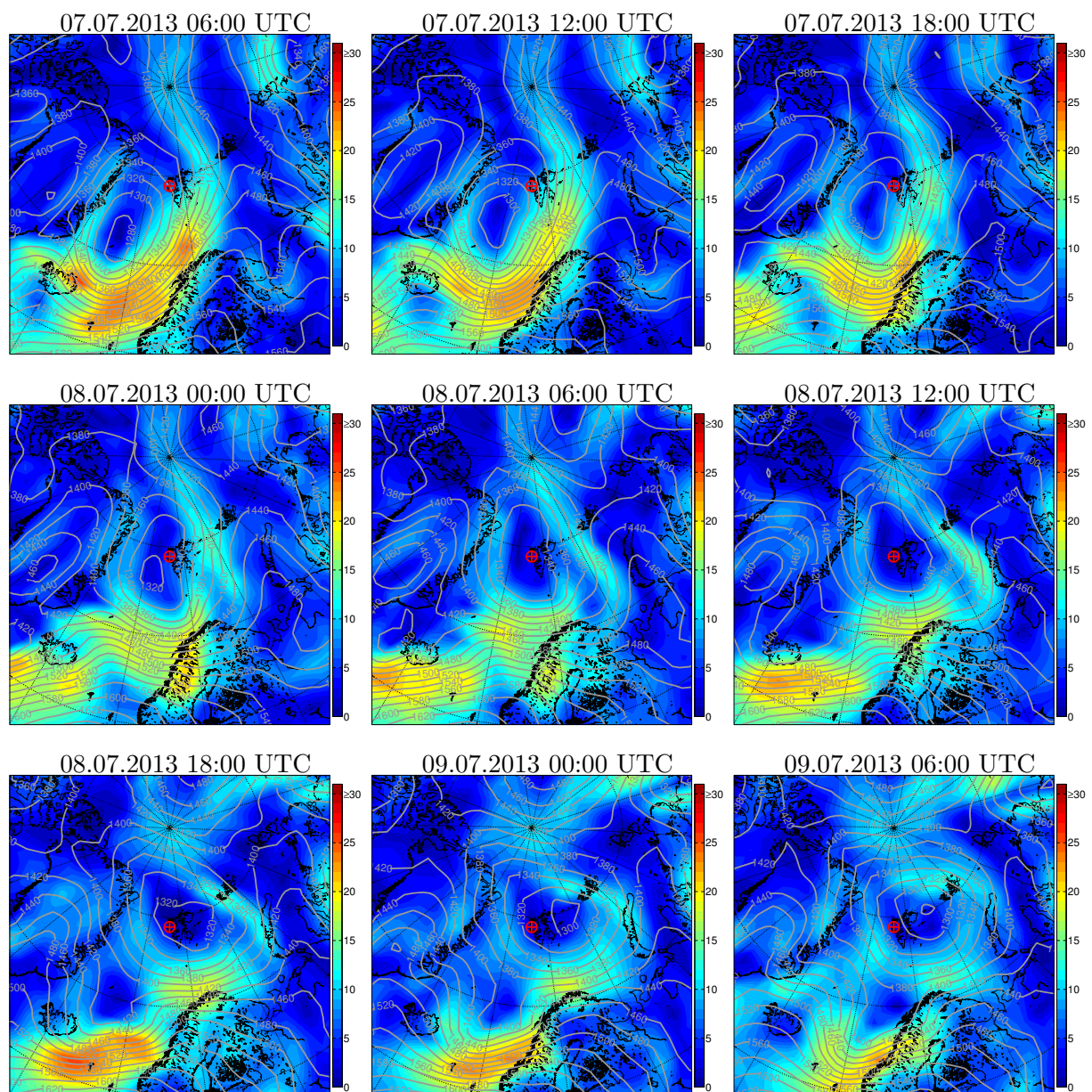
In den ERA-Interim Datensätzen wurde im Zeitraum vom 07.07.2013 06:00 UTC– 11.07.2013 00:00 UTC in allen 16 Datensätzen ein Tiefdruckgebiet mit den geforderten Eigenschaften identifiziert (siehe Kapitel **6.3 Identifizierung & Klassifizierung synoptischer Bedingungen aus Reanalysedaten** (S. 49)), das Ny-Ålesund einschloss. Nachfolgend wird zunächst ein Überblick über die synoptischen Bedingungen während des Zeitraumes mit Tiefdruckeinfluss auf Grundlage der ERA-Interim-Reanalysedaten aus dem 850hPa-Niveau gegeben.

Synoptische Bedingungen

Das Druckzentrum lag am 07.07.2013 06:00 UTC zunächst südwestlich von Svalbard (siehe Abbildung 22). Im südöstlichen Teil des Systems lag eine starke Isohypsendrängung vor, die mit hohen Windgeschwindigkeiten von über 25 m/s einherging. Dies führte zu einem starken

³⁵⁾Norwegian Young Sea Ice Cruise (N-ICE2015); für mehr Informationen (siehe z.B. Granskog *et al.*, 2016)

Transport von Luftmassen vom Atlantischen Ozean entlang der norwegischen Küste über das Europäische Nordmeer nach Svalbard. Im Bereich von Svalbard lag zu diesem Zeitpunkt Südwind mit Geschwindigkeiten um 15 m/s vor. Im weiteren Verlauf schwächte sich das System ab (siehe Kernisohypse) und bewegte sich nach Nordosten, bis das Zentrum am 08.07.2013 18:00 UTC direkt über Svalbard lag. Entsprechend der Abschwächung lagen die höchsten Windgeschwindigkeiten in den Randgebieten nur noch bei 20 m/s. Nach dem 08.07.2013 18:00 UTC zog das Zentrum weiter nach Nordosten, sodass Svalbard zunehmend in der nordwestlichen Randzone des Systems lag. Gleichzeitig intensivierte sich die Isohypsendrängung in diesem Bereich, sodass am 10.07.2013 00:00 UTC nordwestliche Winde mit Windgeschwindigkeiten um 12 m/s auftraten. Anschließend zog das Zentrum weiter nach Nordosten und verschmolz mit einem weiteren Tiefdrucksystem, das von Sibirien über die Laptev See in den Arktischen Ozean zog.



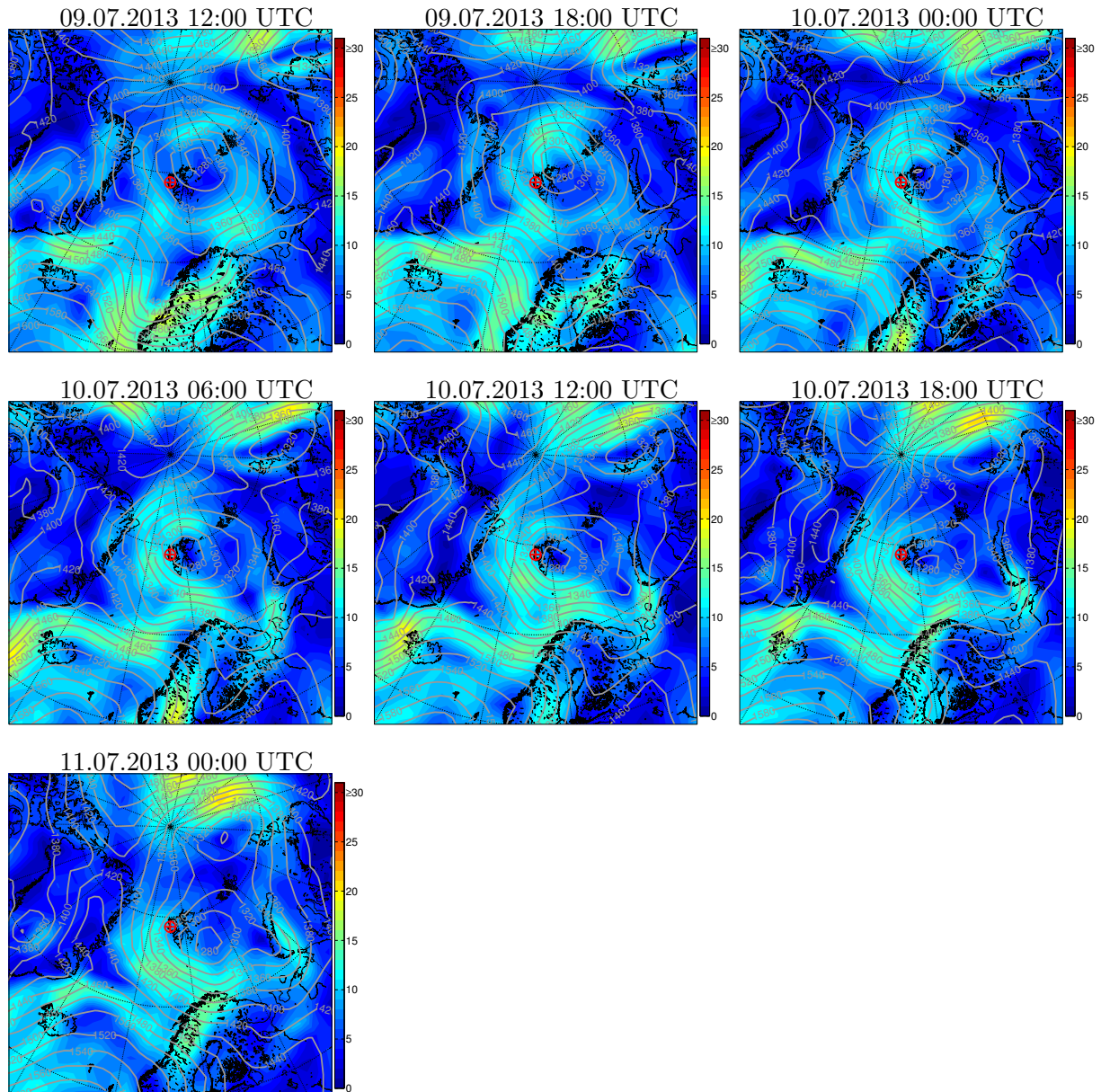


Abbildung 22: Höhenkarten aus dem 850 hPa-Niveau (6-stündliche ERA-Interim Reanalysedatensätze) für den Zeitraum 07.07.2013 06:00 UTC bis 11.07.2013 00:00 UTC; Schattierung: Windgeschwindigkeit in m/s, Konturlinien: Isohypsen der geopotentiellen Höhe in m, rote Markierung: Standort Ny-Ålesund

Bodenmeteorologie

Für eine umfassende Analyse der Bodenmeteorologie während des Zeitraums unter Tiefdruckeinfluss wurden verschiedene bodennahe Messungen untersucht. Die zeitlichen Verläufe sind in Abbildung 23 in kompakter Form dargestellt.

Der Bodendruck schwankte am 06.07.2013 nur geringfügig, während die Windgeschwindigkeit am Nachmittag bereits mit Windspitzen bis ca. 6 m/s aus Richtung Südost zunahm. Zu diesem Zeitpunkt transportiert das Tiefdrucksystem zunächst noch wärmere Luft aus südlicheren Breiten heran.

Mit Einzug des Tiefdrucksystem am 07.07.2013 fiel der Bodendruck bis 06:00 UTC und sank bis

ca. 18:00 UTC insgesamt um ca. 5 hPa im Vergleich zum Vortag ab. Zwischen 12:00 UTC und 18:00 UTC brach mit dem Rückgang der Windgeschwindigkeit auf unter 2 m/s das typische, lokale Südostwindregime allmählich zusammen und erste kurze Schwachwindböen aus Nordwest traten auf. Dieser Redimewechsel der Anströmung wird auch in den Vertikalprofilen des Wind-LIDARs deutlich (siehe Abbildung 24 und 25). Gleichzeitig fiel die Temperatur um ca. 2 K kurz vor 18:00 UTC, da die Warmluftadvektion zum Erliegen kam. Der leichte Anstieg des Bodendrucks nach 18:00 UTC lässt sich durch die zuvor erwähnte Abschwächung des Systems, d.h. das Steigen des Kerndrucks, erklären. Dies ist der Zeitpunkt, an dem sich das Zentrum des Tiefs direkt über Svalbard befand und nur sehr geringe Windgeschwindigkeiten für den geostrophischen Wind über dem Archipel vorlagen. Die Temperatur folgte dadurch dem Tagesgang der solaren Einstrahlung (vgl. Abb. 23 b). In den Abendstunden des 08.07.2013 nach 18:00 UTC begann die bodennahe Windgeschwindigkeit wieder zu steigen, wobei der Wind nun, entsprechend der nordöstlichen Lage des Zentrums, zunächst bodennah aus der Nordwestrichtung entlang der Fjordachse wehte. Im Laufe der Nacht zum 09.07.2013 stieg die bodennahe Windgeschwindigkeit weiter, bis Windspitzen um 8 m/s gegen 06:00 UTC erreicht wurden. Nach 06:00 UTC flaute der Wind wieder etwas ab und blieb bis in die Nacht relativ konstant. In den Wind-LIDAR Daten zeigt sich, dass sich der Regimewechsel zunächst in Bodennähe und dann zunehmend bis ca. 18:00 UTC in größere Höhen durchsetzt. Dies ist charakteristisch für eine Kaltfront, die infolge ihrer Neigung zuerst in Bodennähe die Station erreichte.

Während des gesamten Tages fiel die Temperatur kontinuierlich um ca. 4 K auf etwa 2 °C am Abend des 09.07.2013 ab. Der deutliche Temperaturabfall ist durch den geänderten Luftmassentransport, nun vom Arktischen Ozean, und der damit verbundenen Kaltluftadvektion zu erklären. In der Nacht zum 10.07.2013 fiel die Windgeschwindigkeit kurzzeitig auf Werte unter 2 m/s, was ebenfalls mit einem erneuten leichten Abfall des Bodendrucks bis ca. 06:00 UTC des 10.07.2013 einherging. Zwischen 06:00 UTC und 18:00 UTC des 10.07.2013 wurden wieder Geschwindigkeiten zwischen 4 m/s und 8 m/s erreicht, wobei die Temperatur um ca. 2 K bis etwa 09:00 UTC zunahm. Während dieser Zeit blieb die Windrichtung Nordwest beständig. Gegen 18:00 UTC wurde die Tageshöchsttemperatur von ca. 7 °C des Tages erreicht. Zu diesem Zeitpunkt fiel die Windgeschwindigkeit auf Werte zwischen 0 m/s und 4 m/s bis etwa 06:00 UTC des Folgetages ab, wobei der Bodendruck rapide zu steigen begann. Gleichzeitig kam auch die Nordwestströmung entlang des Fjordes kurzzeitig zum Erliegen und schwache Böen aus Südost traten auf. In den Wind-LIDAR Daten wird deutlich, dass zuvor der Wind in größeren Höhen auf Nord drehte und sich eine Schichtstruktur mit einer starken Windscherung in ca. 500 m Höhe aufbaute (siehe Abb. 24 und 25). Ab ca. 06:00 UTC des 11.07.2013 stellte sich dann wieder die Nordwestströmung mit gestiegenen Windgeschwindigkeiten zwischen 4 m/s und 6 m/s und nach 12:00 UTC kurzzeitig mit Böen bis 10 m/s in Bodennähe ein. Zu diesem Zeitpunkt begann das System mit dem Tiefdrucksystem im Norden zu verschmelzen und eine beständige nördliche Anströmung des Archipels durch das größere Gesamtsystem bildete sich aus.

Während der gesamten Passage des Tiefdrucksystems lag eine weitestgehend dauerhafte Wolkenbedeckung vor. Dies lässt sich daran feststellen, dass das Ceilometer auf dem BSRN-Feld nahezu kontinuierlich eine Wolkenunterkante mit einer weitestgehend konstanten Höhe, wie zum Beispiel am 09.07.2013, ermitteln konnte. Das wird auch an der Strahlungsbilanz deutlich, die

nur in kurzen wolkenfreien Zeiträumen Werte von mehr als 250 W/m^2 , wie beispielsweise am 06.07.2013 gegen 12:00 UTC oder am 10.07.2013 zwischen 09:00 UTC und 12:00 UTC, erreichte. Weiterhin zeigen die in Abbildung 23d dargestellten Größen, dass unter dem Tiefdruckeinfluss mehrere Perioden mit Niederschlägen auftraten. Bereits am 06.07.2013 bis 18:00 UTC gab es immer wieder kurze Ereignisse, auf die der Niederschlagssensor des Radiometers und auch die Lichtschranken auf dem Dach des Observatoriums reagierten. Der deutlich trägere *AGC*-Wert des Gassensors vom EKM-NA stieg ebenfalls gegen 09:00 UTC geringfügig an.

Am 07.07.2013 ab etwa 06:00 UTC begann eine längere Niederschlagsperiode, die sich zwischen 12:00 UTC und 00:00 UTC noch deutlich intensivierte, wie an den Regenindices nahe dem Maximalwert von 1, dem hohen *AGC*-Wert ($> 31\%$) und den gemessenen Niederschlagsmengen von 1,5 mm beziehungsweise 5,5 mm zu erkennen ist. In diesen Zeitraum wurde auch eine sehr niedrige Wolkenhöhe gemessen (vgl. Abb.23b). Anschließend folgten nur kurze Niederschläge bis am 09.07.2013 ab 12:00 UTC erneut eine längere Niederschlagsperiode, allerdings mit geringeren Niederschlagsmengen von 0,5 mm beziehungsweise 3,0 mm, auftrat. Diese Niederschlagsperioden traten zeitlich kurz vor beziehungsweise kurz nach Erreichen des Tiefdruckzentrums von Spitzbergen auf. Vom 07.07.2013 bis einschließlich 09.07.2013 erreichte, aufgrund der starken Wolkenbedeckung, nur eine stark verminderte Menge solarer Strahlung den Boden. Bis auf wenige Ausnahmen überstieg die Strahlungsbilanz 150 W/m^2 nicht. Vor dem Einzug des Tiefs am 06.07.2013 und im Laufe der Verlagerung nach Nordosten ab dem 10.07.2013, lockerte die Bewölkung wiederholt auf und die Strahlungsbilanz erreichte kurzzeitig Werte von über 250 W/m^2 .

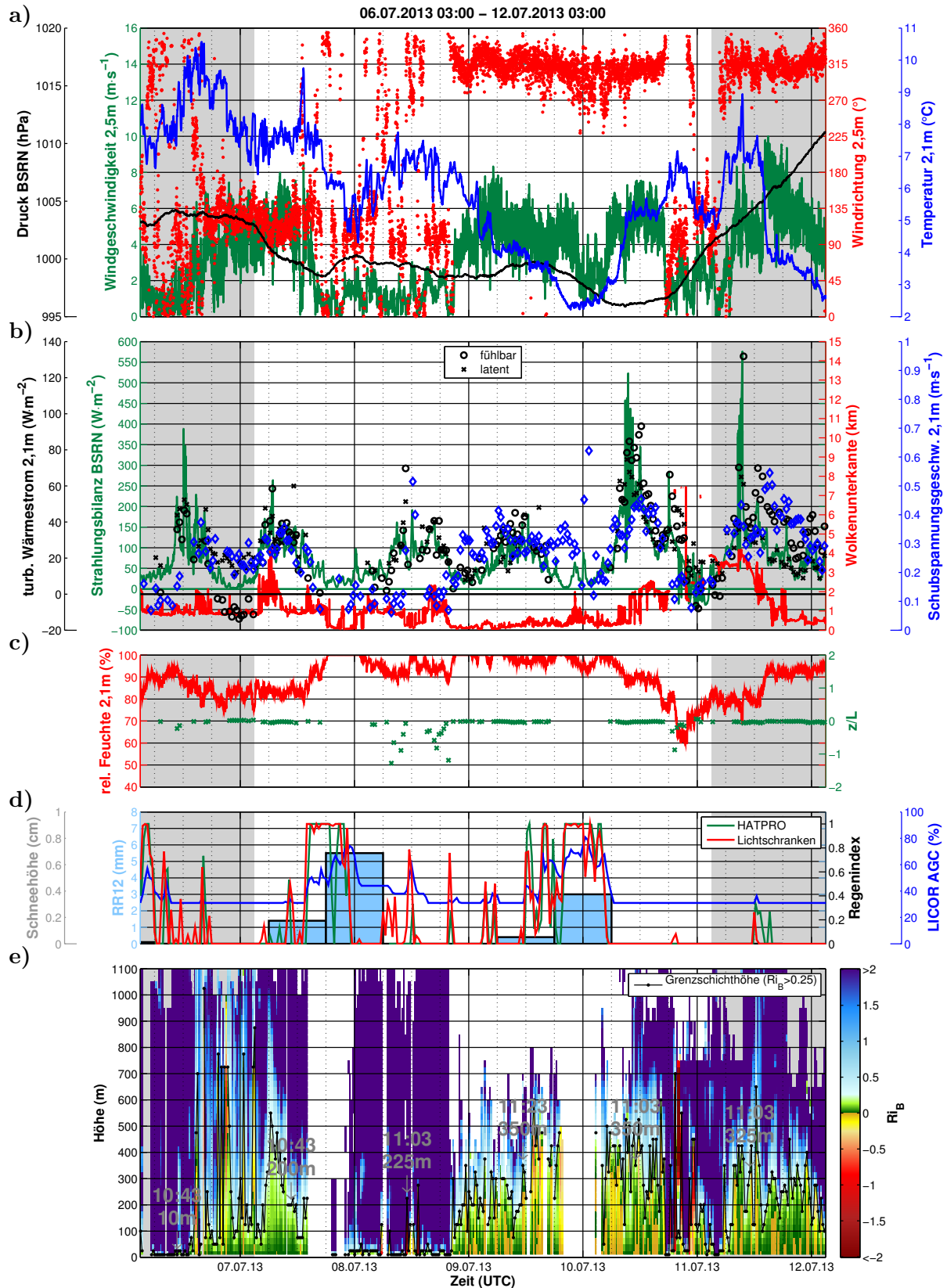


Abbildung 23: Zeitlicher Verlauf meteorologischer Messungen nahe der Oberfläche und der dynamischen Vertikalstruktur (Bulk-Richardson-Zahl) für den Zeitraum 07.07.2013 00:00 UTC - 11.07.2013 00:00 UTC; Grau hinterlegte Bereiche entsprechen 24 h vor und nach der identifizierten Periode mit Tiefdruckeinfluss **Fortsetzung siehe nächste Seite**

Abbildung 23 (Fortsetzung): **a**) BSRN-Bodendruck in hPa (schwarze Kurve); Windgeschwindigkeit in m/s aus 2,5 m Höhe vom EKM-NA (grüne Kurve); Windrichtung in ° aus 2,5 m Höhe vom EKM-NA (rote Punkte); Temperatur in °C aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (blaue Kurve); **b**) turbulenter fühlbarer Wärmestrom in W/m^2 aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (schwarze Kreise); turbulenter latenter Wärmestrom in W/m^2 aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (schwarze Kreuze); Strahlungsbilanz (Glg. C.2) in W/m^2 aus 2,0 m Höhe vom BSRN-Feld (grüne Kurve); Wolkenunterkante (Ceilometer-Messung) in km vom BSRN-Feld (rote Kurve); Schubspannungsgeschwindigkeit in m/s aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (blaue Symbole); **c**) relative Feuchte in % aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (rote Kurve); Stabilitätsparameter z/L (dimensionslos) aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (grüne Kreuze); **d**) Schneehöhe (Laser-Distanzmessung) in cm vom BSRN-Feld; akkumulierter Niederschlag in 12 Stunden (RR12) in mm von der norwegischen Wetterstation (blaue Balken); 30min-Mittelwerte des Regenindex vom Radiometer (dimensionslos) aus 8,0 m Höhe (Observatoriumsdachplattform) (grüne Kurve); 30min-Mittelwerte des Regen-Flags der Lichtschranken (dimensionslos) aus 8,0 m Höhe (Observatoriumsdachplattform) (rote Kurve); 30min-Mittelwerte des AGC-Werts (erhöhte Extinktion in Messpfad für $AGC > 31\%$) des Gassensors in % aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (blaue Kurve); **e**) Vertikalprofile der Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) (dimensionslos) aus den Kompositprofilen (Farbverlaufsdarstellung); Grenzschichthöhe aus Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) in m (schwarze Strichpunktlinie); Zeit- und Höhenangaben (UTC, m) sind die zu den Radiosonden zeitlich am nächsten gelegenen Grenzschichthöhen die aus den Kompositprofilen ermittelt wurden; weiße Bereiche: Zeiten in denen technisch oder meteorologisch bedingt keine Daten zur Verfügung standen)

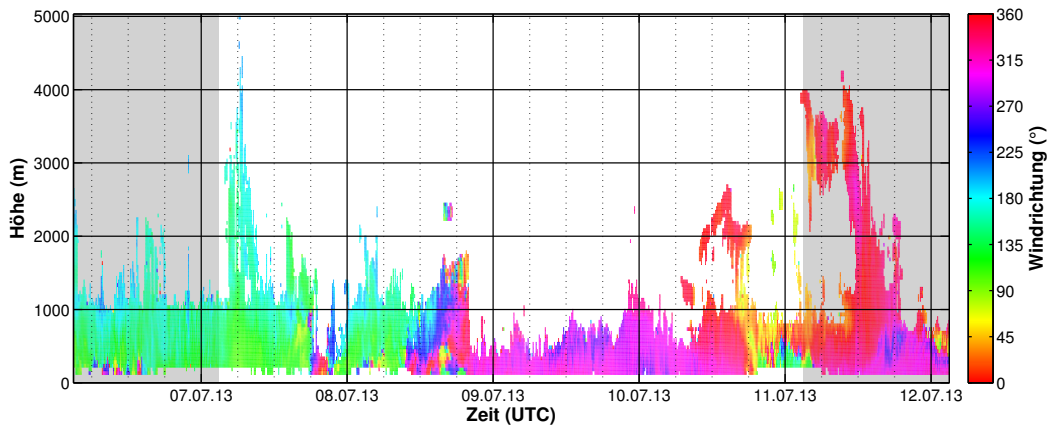


Abbildung 24: Zeitlicher Verlauf der Horizontalwindrichtung (Wind-LIDAR) in ° für den Zeitraum 07.07.2013 06:00 UTC - 11.07.2013 00:00 UTC; Grau hinterlegte Bereiche entsprechen 24 h vor und nach der identifizierten Periode mit Tiefdruckeinfluss

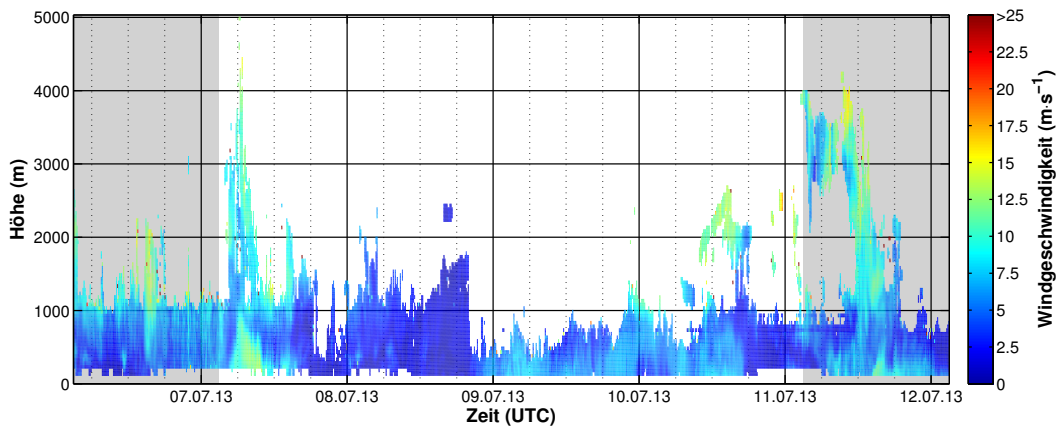


Abbildung 25: Zeitlicher Verlauf der Horizontalwindgeschwindigkeit (Wind-LIDAR) in m/s für den Zeitraum 07.07.2013 06:00 UTC - 11.07.2013 00:00 UTC; Grau hinterlegte Bereiche entsprechen 24 h vor und nach der identifizierten Periode mit Tiefdruckeinfluss

Turbulenter Austausch

Aufgrund der engen Verknüpfung der turbulenten Flüsse mit der Windgeschwindigkeit und dem Strahlungsantrieb ging die Variabilität der Flüsse stark mit der Variabilität der beiden Größen einher (siehe Abb. 23b). Entsprechend wurden in Zeiten höherer Windgeschwindigkeiten zumeist auch betragsmäßig größere turbulente Flüsse gemessen. Besonders deutlich wird dies an der Schubspannungsgeschwindigkeit, die bei Windgeschwindigkeiten zwischen 4 m/s und 8 m/s Werte zwischen 0,2 m/s und 0,4 m/s erreichte. Entsprechend der nahe neutralen Schichtung (siehe z/L in Abb. 23c) wurde die Turbulenz in diesen Zeiten hauptsächlich mechanisch angetrieben. Der fühlbare und der latente Wärmestrom verhielten sich hingegen deutlich variabler. Am 06.07.2013 kurz vor 12:00 UTC und nach dem kurzen Niederschlagsereignis war die Windgeschwindigkeit sehr gering, wohingegen der fühlbare und latente Wärmestrom Werte um 50 W/m^2 erreichte. Zu diesem Zeitpunkt lockerte die Wolkenbedeckung kurzzeitig leicht auf und mehr solare Strahlung stand an der Erdoberfläche zur Verfügung. Dies führte zu einer schwach instabilen Schichtung (siehe z/L) und dem erhöhten fühlbaren Wärmestrom. Aufgrund des Niederschlags setzte ebenfalls eine verstärkte Verdunstung ein, die sich betragsmäßig in ähnlichen latenten Wärmeströmen zeigte. Zum Abend des 06.07.2013 nach 18:00 UTC fällt die Strahlungsbilanz rapide ab und der fühlbare Wärmestrom änderte das Vorzeichen mit Werten nahe der Nachweisgrenze um -10 W/m^2 . Gleichzeitig wird die Schichtung schwach stabil. Der latente Wärmestrom hingegen bleibt mit Werten um 20 W/m^2 bis in die Morgenstunden des 07.07.2013 relativ konstant an der Nachweisgrenze.

Hier zeigte sich, wie mechanische Turbulenz thermische Energie aus der Atmosphäre zur Erdoberfläche transportierte, die dann dem Erhalt der Verdunstung an der Oberfläche zur Verfügung stand. Gleichzeitig wurde die verdunstete Feuchtigkeit mechanisch in die Grenzschicht gemischt. Mit steigendem Sonnenstand am 07.07.2013 erreichte wieder mehr Strahlung die Oberfläche. Die Schichtung war in Bodennähe schwach instabil (siehe z/L) und die turbulenten Flüsse wurden mechanisch durch die höheren Windgeschwindigkeiten verstärkt. Mit Beginn der ersten Niederschlagsperiode verschlechterte sich die Datenlage dramatisch, da die Instrumente gestört wurden. Aufgrund der starken Bewölkung blieb die Strahlungsbilanz auch in der Nacht zum 08.07.2013 leicht positiv. Dies führte zu einer Erwärmung der Oberfläche und dadurch zur Abschwächung der stabilen Schichtung. Am Morgen setzten dann erneut die turbulenten Flüsse ein. Allerdings war die Windgeschwindigkeit und damit auch die Schubspannung sehr gering, sodass der fühlbare und latente Wärmestrom nicht mechanisch sondern thermisch angetrieben wurden. Dies wird an dem deutlich negativen Stabilitätsparameter deutlich. Da das Tiefdruckzentrum zu diesem Zeitpunkt über Svalbard lag und der mechanische Antrieb durch Wind sowie die Advektion sehr gering war, werden diese Flüsse durch die lokale Bilanz an der Oberfläche bestimmt und nicht durch das Tiefdruckgebiet.

Erst mit der Kaltfrontpassage bei weiterer Verlagerung des Zentrums nach Nordosten, dem entsprechenden Regimewechsel des Windes und der Kaltluftadvektion am 09.07.2013 werden die turbulenten Flüsse erneut stark durch das Tiefdruckgebiet geprägt. Dadurch verhalten sich die Flüsse am 10.07.2013 ähnlich wie am 06.07.2013.

In der Nacht vom 10.07.2013 zum 11.07.2013 klarte es auf, und die Strahlungsbilanz wurde in

der Nacht leicht negativ. Aufgrund des schwachen mechanischen Antriebs und der nahe neutralen Schichtung blieben die turbulenten Flüsse nahe der Nachweisgrenze. Am 11.07.2013 erreicht nach 06:00 UTC mehr solare Strahlung die Erdoberfläche aufgrund der höheren und weniger dichten Wolkendecke. Entsprechend des thermischen und mechanischen Antriebs erreichen der fühlbare und latente Wärmestrom Werte um 50 W/m^2 . Da der letzte größere Niederschlag bereits 30 Stunden zurück lag, wurden die latenten Wärmeströme betragsmäßig zunehmend kleiner als der fühlbare Wärmestrom. Die Schichtung wurde wieder nahe neutral.

Grenzschichtdynamik

Am 06.07.2013 bis ca. 12:00 UTC war die Schichtung in den unteren 1000 m nach den Kompositprofilen durchgehend stabil und der kritische Wert wurde bereits im ersten Niveau überschritten (siehe Abb. 23e). Die schwach instabile Schichtung, die am EKM-NA gemessen wurde, liegt unterhalb des ersten Niveaus der Kompositprofile und konnte damit nicht erfasst werden. Dies zeigt sich deutlich in der 10:49 UTC Radiosondierung. Die Grenzschichthöhe, die aus der Radiosonde ermittelt wurde, lag bei ca. 25 m (siehe Abb. 26a). Kleine Temperaturunterschiede werden in den vergleichsweise sehr glatten Vertikalprofilen des Radiometers nur unzureichend erfasst. Dennoch zeigt sich in beiden Datensätzen zu diesem Zeitpunkt eine sehr niedrige Grenzschicht und bis ca. 1200 m eine weitestgehend stabile Schichtung (siehe virtuelles potentielles Temperaturprofil in Abb. 26a). Ab etwa 12:00 UTC trat eine stark windgeschwindigkeitsabhängige Variabilität der Grenzschichthöhe in den Kompositprofilen, zeitweise mit Werten über 700 m nach 18:00 UTC, auf. In der schwach stabilen Schichtung, zeigten sich auch kurzzeitig schwach instabile Phasen, wie am Farbwechsel zwischen grün und orange zu erkennen ist (siehe Abb. 23e).

Trotz der relativ konstanten Windgeschwindigkeiten in der Nacht zum 07.07.2013, fiel die Grenzschichthöhe in den Kompositprofilen, bis auf wenige Ausnahmen in den Morgenstunden des 07.07.2013, auf Werte unter 200 m. Das lässt sich durch die verminderte Einstrahlung und der damit einhergehenden höheren thermischen Stabilität verstehen. Mit steigender Sonnenhöhe blieb am 07.07.2013 die Schichtung zwar thermisch stabil, wie an der nahezu homogenen Farbverteilung in den Kompositprofilen zu erkennen ist, aber die höheren Windgeschwindigkeiten in der Säule erhielten die Turbulenz mechanisch auch in größeren Höhen aufrecht (siehe Abb. 25). Mit abnehmender Windgeschwindigkeit in der Säule fiel dann auch die Grenzschichthöhe von ca. 500 m gegen 06:00 UTC auf ca. 200 m (10:43 UTC) und kurz vor dem Radiosondenstart um 10:53 UTC kurzzeitig weiter auf unter 100 m ab. Der Bodenwind lag zum Sondenstartzeitpunkt noch bei etwa 4 m/s (siehe Abb. 23a). Entsprechend wurde eine geringe Grenzschichthöhe von 150 m aus der Radiosonde ermittelt, wobei die Schichtung in den unteren 200 m oberhalb des ersten Niveaus sehr stabil war (siehe Abb. 26).

Als das Tiefdruckzentrum am 08.07.2013 direkt über Spitzbergen lag und der synoptische Antrieb äußerst gering blieb, ergaben sich, entsprechend der niedrigen Windgeschwindigkeiten, auch sehr geringe Grenzschichthöhen aus den Kompositprofilen. Die instabile Schichtung und der deutliche turbulente Austausch der gegen 12:00 UTC am EKM-NA gemessen wurde, zeigt sich auch vereinzelt in den Kompositprofilen (orange bis rote Färbung, siehe Abb. 23e). Die wenigen Grenzschichthöhen waren zwar mit Werten zwischen 100 m und 300 m recht niedrig,

aber alle Bedingungen deuten auf Konvektion hin, wie an der gelben Färbung in den Kompositprofilen gegen 12:00 UTC zu erkennen ist (vgl. z/L Abb. 23c). Untermuert wird das durch die Radiosondierung von 11:03 UTC (blaue Sonde in Abb. 26a). Das Vertikalprofil der virtuellen potentiellen Temperatur hatte einen typischen Verlauf einer instabilen Schichtung bis etwa 100 m. Aus der Radiosonde ergab sich eine Grenzschichthöhe von 125 m. Diese Befunde deuten darauf hin, dass sich Station im Warmluftsektor des Tiefdrucksystems befand. Anhand der Radiosonden vom 06.07, 07.07 und 08.07 wird auch die Abnahme der Warmluftadvektion zwischen dem 07.07 und 08.07 durch den Temperaturabfall in der Säule besonders deutlich. Mit dem Wechsel des Windregimes bei Durchlaufen der Kaltfront und dem damit verbundenen Anstieg der Windgeschwindigkeit am Abend des 08.07.2013, fand auch wieder eine größere mechanische Durchmischung bis in Höhen um 250 m (siehe Abbildung 23e) statt. Durch die zeitgleiche Kaltluftadvektion wurde die Grenzschicht zunehmend thermisch destabilisiert und ab ca. 12:00 UTC des 09.07.2013 etablierte sich eine schwach instabile Schichtung. Infolgedessen fand trotz leicht gesunkener Bodenwindgeschwindigkeit eine Durchmischung bis in zunehmend größere Höhen statt. Die Radiosondierung vom 09.07.2013 11:16 UTC bestätigt diesen Zustand (siehe Abb. 27a). Bis etwa 200 m lag auch im Profil der virtuellen potentiellen Temperatur eine schwach instabile Schichtung vor (siehe Abb. 27a). Zusätzlich befand sich in etwa 80 m Höhe ein kleines Windmaximum mit Geschwindigkeiten um 6 m/s (siehe Abb. 27b). Mit zunehmender Höhe fiel die Windgeschwindigkeit schnell ab, sodass bei etwa 225 m der kritische Wert für die Bulk-Richardson-Zahl in der Sondierung erreicht wurde.

Im weiteren Verlauf variierte die Grenzschichthöhe mit der Windgeschwindigkeit bis etwa 18:00 UTC am 10.07.2013, bei einer nahe neutralen Schichtung (siehe auch z/L in Abbildung 23c). Zum Zeitpunkt der Radiosondierung am 10.07.2013 10:57 UTC ergab sich aus beiden Datensätzen eine Grenzschichthöhe um 500 m (siehe Abb. 23e und 27a). Das treppenartige Vertikalprofil der virtuellen potentiellen Temperatur lässt sich auf den rapiden Anstieg der bodennahen Temperatur infolge der abnehmenden Bewölkung gegen 06:00 UTC (siehe auch Strahlungsbilanz in Abbildung 23b) zurückführen. In den unteren 300 m bildete sich eine deutlich instabile Schichtung aus. Da solch starke Gradienten in dünnen Schichten durch das Radiometer nur unzureichend erfasst werden, zeigte sich in den Kompositprofilen zwar eine schwach instabile Schichtung, jedoch nicht die Feinstruktur.

Zwischen 18:00 UTC und 06:00 UTC des 11.07.2013 wechselte kurzzeitig das Windregime, bei niedrigen Windgeschwindigkeiten, zurück auf Südostwind. Zeitgleich klarte es fast vollständig auf und die Strahlung der Abendsonne führte zu einem deutlichen Temperaturanstieg. Dies setzte für ca. 3 Stunden den turbulenten Austausch in einer instabilen Schichtung in Gang (siehe Abbildung 23b und 23c) bis in der Nacht, infolge der zeitweise negativen Strahlungsbilanz, die Schichtung stabilisiert wurde und der fühlbare Wärmestrom das Vorzeichen wechselte. Am 11.07.2013 gegen 06:00 UTC setzte sich dann das Nordwestregime erneut mit einer stärkeren, allerdings geometrisch höheren Bedeckung und höheren Windgeschwindigkeiten durch. Dies führte wieder zu einer hauptsächlich mechanischen Durchmischung. Im Vergleich zum Vortag erreichte die Grenzschicht am 11.07.2013 aber, trotz teilweise höherer Windgeschwindigkeiten, nur etwa 300 m, da die Inversion vom Vortag in dieser Höhe den weiteren Vertikalaustausch unterdrückte (siehe Sondierung 11.07.2013 11:01 UTC in Abbildung 27a).

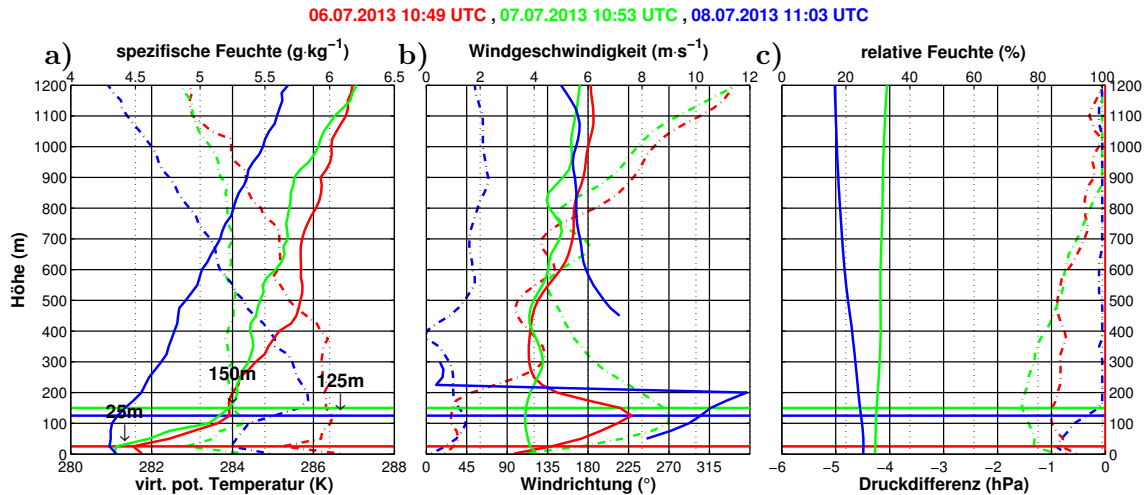


Abbildung 26: Messungen aus den Radiosondierungen vom 06.07.2013 10:49 UTC (rot), 07.07.2013 10:53 UTC (grün), 08.07.2013 11:03 (blau); **a)** virtuelle potentielle Temperatur in K (durchgezogene Linien); spezifische Feuchte (Glg. C.16 im Anhang) in g/kg (Strichpunktlinien); **b)** Windrichtung in ° (durchgezogene Linien), keine Angabe der Windrichtung bei Windgeschwindigkeiten unter 0,5 m/s; Windgeschwindigkeit in m/s (Strichpunktlinien); **c)** Differenz der Druckprofile in hPa zur ersten Sondierung in der Periode (hier 06.07.2013 10:49 UTC); relative Feuchte in % (Strichpunktlinien); horizontale Linien (Sondenzuordnung entsprechend der Farben): Grenzschichthöhe nach der Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) errechnet aus den Sondenprofilen

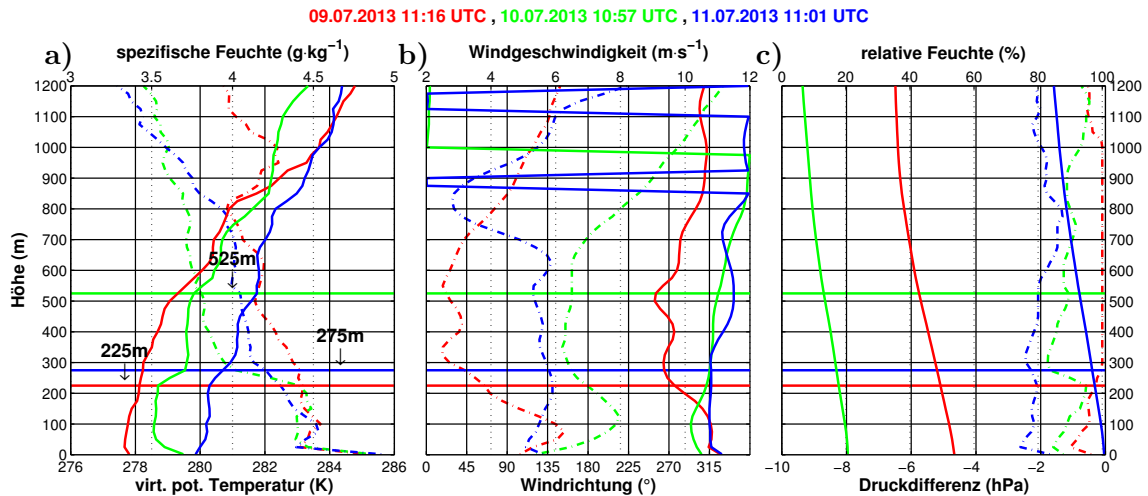


Abbildung 27: Messungen aus den Radiosondierungen vom 09.07.2013 11:16 UTC (rot), 10.07.2013 10:57 UTC (grün), 11.07.2013 11:01 UTC (blau); **a)** virtuelle potentielle Temperatur in K (durchgezogene Linien); spezifische Feuchte (Glg. C.16 im Anhang) in g/kg (Strichpunktlinien); **b)** Windrichtung in ° (durchgezogene Linien), keine Angabe der Windrichtung bei Windgeschwindigkeiten unter 0,5 m/s; Windgeschwindigkeit in m/s (Strichpunktlinien); **c)** Differenz der Druckprofile in hPa zur ersten Sondierung in der Periode (hier 06.07.2013 10:49 UTC); relative Feuchte in % (Strichpunktlinien); horizontale Linien (Sondenzuordnung entsprechend der Farben): Grenzschichthöhe nach der Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) errechnet aus den Sondenprofilen

Aus den vorangegangenen Ausführungen geht hervor, dass bei jedem Frontdurchzug, zumeist auch des Windregime wechselte und die Windgeschwindigkeit in der Säule deutlich stieg. Dadurch wurde Turbulenz verstärkt mechanisch generiert und eine Durchmischung bis in größere Höhen war zu beobachten. Bei ausreichender solarer Einstrahlung und einer zentrierten Lage des Tiefdrucksystems über dem Archipel, können sich bei geringen Windgeschwindigkeiten schwach

konvektive Bedingungen ausbilden. Freie Konvektion, d.h. Werte für z/L von < -1 , wurden in der Prandtl-Schicht aber infolge der persistenten Wolkenbedeckung nicht erreicht. Die Durchmischung führt trotz thermisch instabiler Schichtung dadurch nur zu geringeren Grenzschichthöhen im Vergleich zu jenen, die durch mechanische Durchmischung erreicht werden.

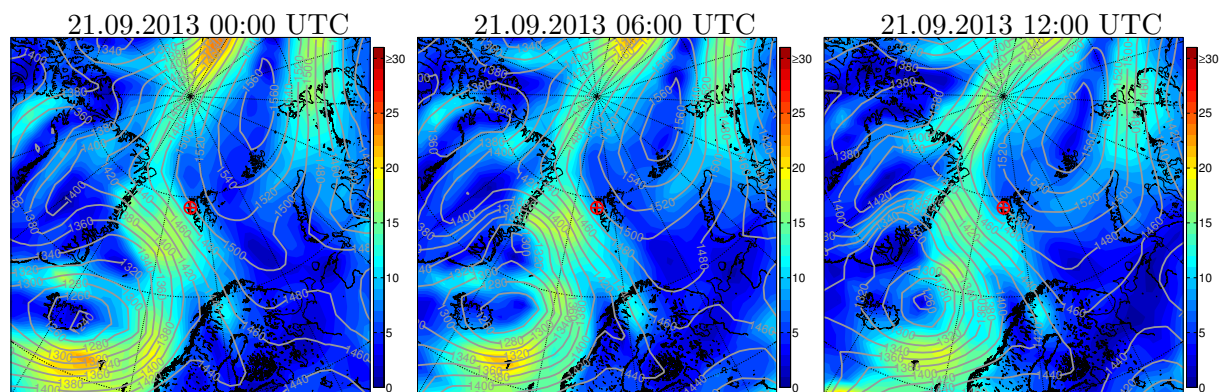
Die Kaltfront setzte sich durch die Neigung, zunächst in Bodennähe durch. Dadurch wurde die Grenzschicht thermisch destabilisiert.

8.2.2 H01: Hochdrucksystem 21.09.2013 00:00 UTC - 28.09.2013 12:00 UTC

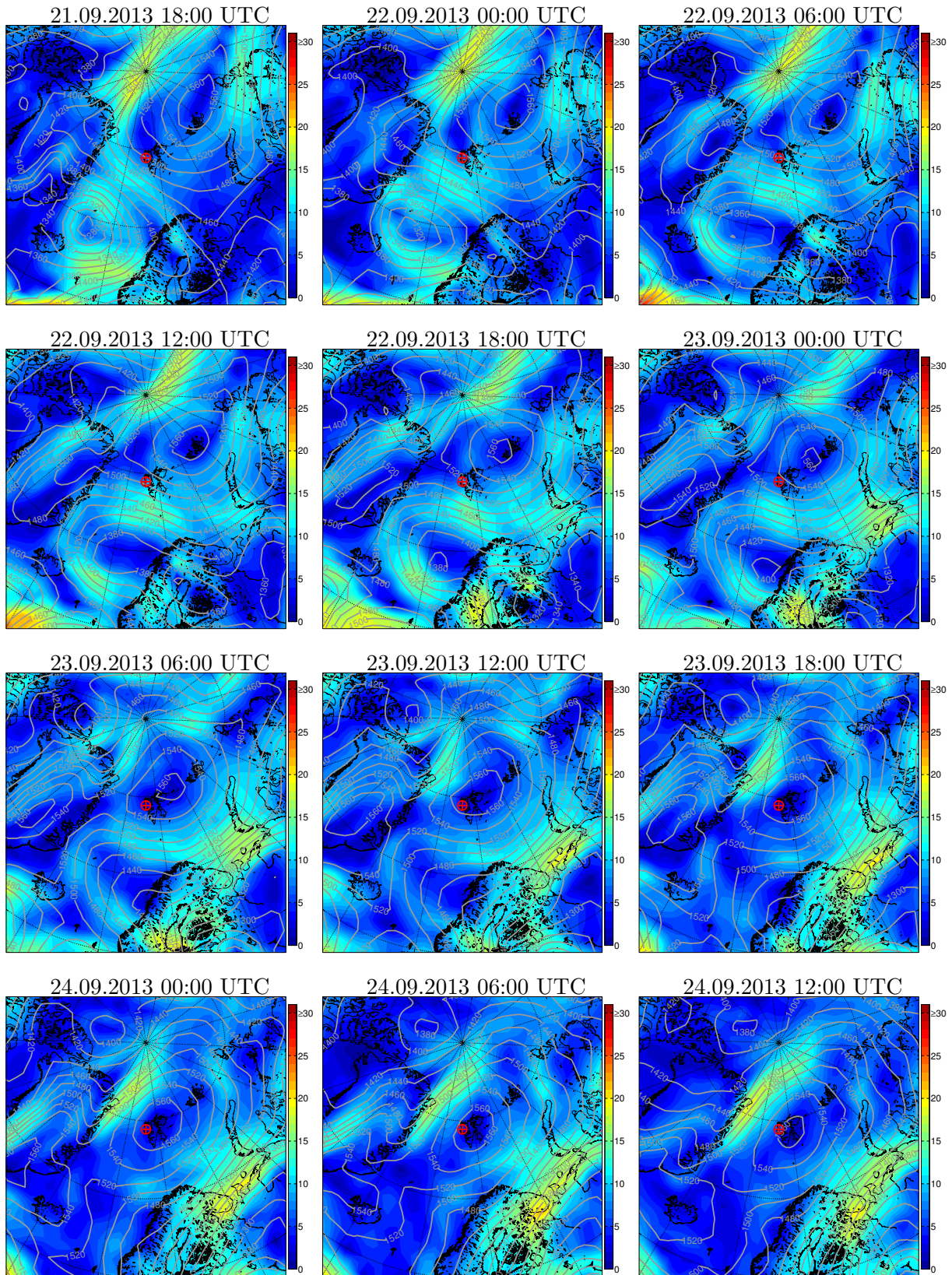
Synoptische Bedingungen

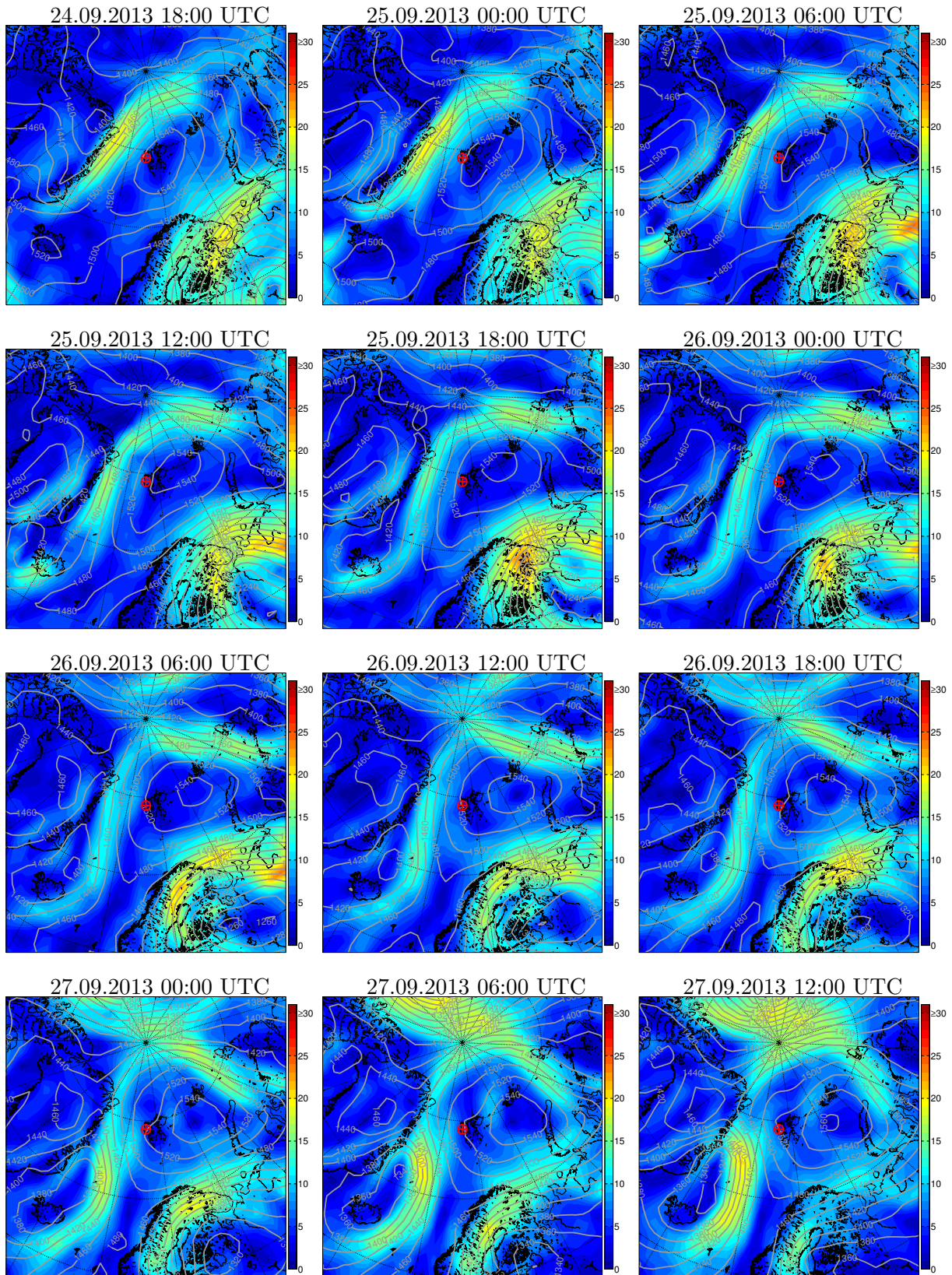
Am 21.09.2013 erreichte ein sehr großes Hochdrucksystem den Archipel aus Osten, dessen Druckzentrum zu diesem Zeitpunkt östlich von Franz-Josef-Land lag (siehe Abbildung 28). Zeitgleich befand sich über Island ein großes Tiefdruckgebiet, das zusammen mit dem Hochdruckgebiet zunächst zu einer südöstlichen Anströmung des Svalbard Archipels führte.

Das Hochdrucksystem erstreckte sich von der Ostsibirischen See entlang der Laptew- und Kara-See bis nach Skandinavien. Von Skandinavien verliefen die Isohypsen weiter nach Norden über Svalbard, den geografischen Nordpol und schließlich über den arktischen Ozean zurück in die Ostsibirische See. Meridionale Windgeschwindigkeiten zwischen dem geografischen Pol und Ostsibirischen See erreichten aufgrund der starken Isohypsandrängung mehr als 30 m/s, im Bereich der Laptew-See westlich und vor den Neusibirischen Inseln um 20 m/s. Die Differenz zwischen äußersten und Kernisohypse lag zu diesem Zeitpunkt bei einem für Hochdruckgebiete hohen Wert um 70 m. In den folgenden Tagen verlagerte sich das System zunehmend westwärts von Franz-Josef-Land in Richtung Svalbard. Am 23.09.2013 18:00 UTC befand sich das Zentrum dann direkt über Svalbard. Dort verblieb es bis zum 25.09.2013 06:00 UTC und verschmolz mit einem kleineren Hochdruckgebiet, das in den Tagen zuvor von Grönland über Island in das Europäische Nordmeer zog. Nach dem 25.09.2013 06:00 UTC verlagerte sich das Zentrum leicht Richtung Nordosten und verblieb über der Barentssee. Nach dem 28.09.2013 12:00 UTC war Ny-Ålesund nicht mehr von Isohypsen des Systems eingeschlossen. Zeitgleich zog ein Tiefdruckgebiet von Grönland Richtung Svalbard und gewann an Einfluss für die Anströmung des Archipels.



8 AUSWIRKUNG DER SYNOPTISCHEN BEDINGUNGEN AUF DIE LOKALE
GRENZSCHICHT





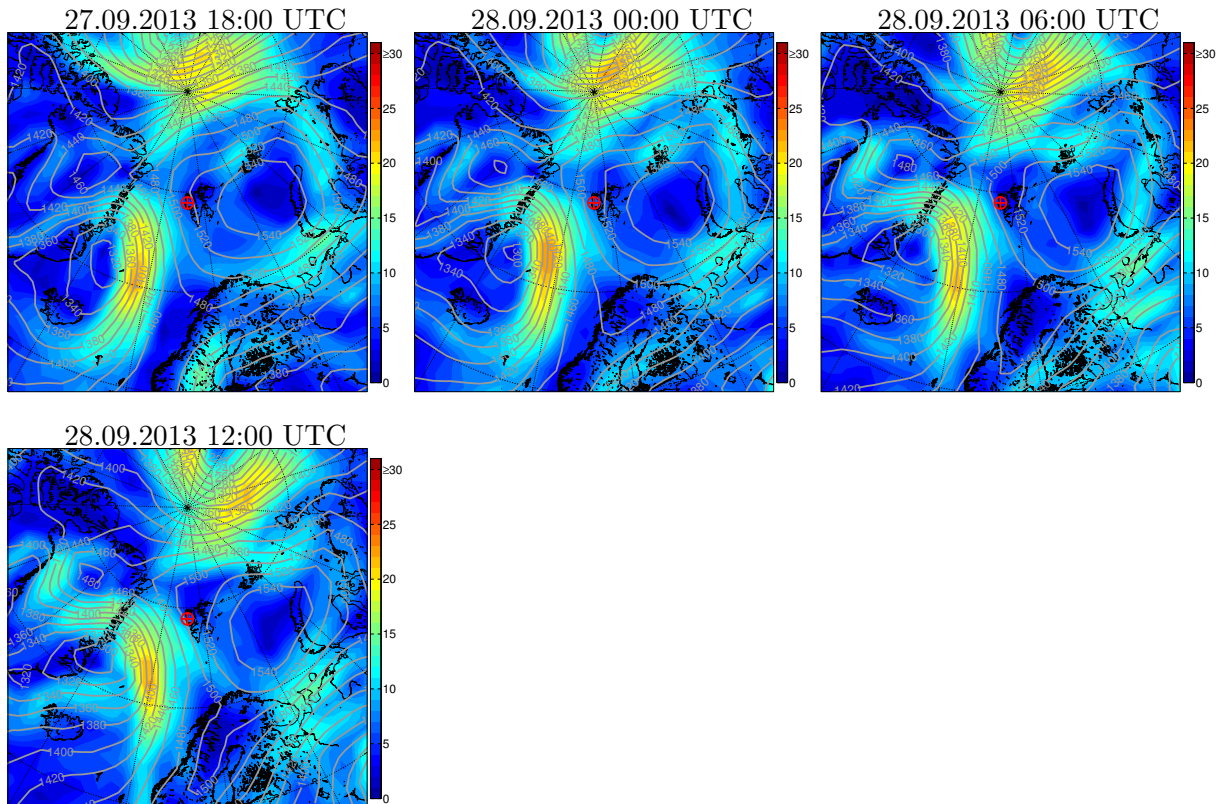


Abbildung 28: Höhenkarten aus dem 850 hPa-Niveau (6-stündliche ERA-Interim Reanalysedatensätze) für den Zeitraum 21.09.2013 00:00 UTC bis 28.09.2013 12:00 UTC; Schattierung: Windgeschwindigkeit in m/s, Konturlinien: Isohypsen der geopotentiellen Höhe in m, rote Markierung: Standort Ny-Ålesund

Bodenmeteorologie

In der Nacht vom 20.09.2013 zum 21.09.2013 wurde der Archipel mit der Verlagerung des Hochdruckzentrums und des Tiefdruckgebietes nördlich von Island Richtung Svalbard zunehmend aus Südost angeströmt. Da dies etwa der Fjordachse entsprach, setzte sich die Windgeschwindigkeiten stärker bis in die unteren Luftschichten im Fjord durch, wie an der zunehmenden Bodenwindgeschwindigkeit zu erkennen ist (siehe Abbildung 29a). Dadurch blieb die Warmluftadvektion aus dem Bereich des Europäischen Nordmeers bis zum 21.09.2013 12:00 UTC erhalten, was an der relativ konstanten Temperatur um 8°C deutlich wird. Die Wind-LIDAR Daten (siehe Abbildung 30 und 31) und insbesondere die Radiosondierungen (siehe Abbildung 32b) der beiden Tage zeigen, wie die Anströmung durch die Orographie unterhalb von 1000 m stark entlang der Fjordachse auf ca. 115° kanalisiert wurde. Bei Windgeschwindigkeiten unterhalb von 4 m/s stellte sich kurzzeitig auch Wind aus der entgegengesetzten Richtung Nordwest ein (z.B. 21.09.2013 00:00 UTC). Der Druck begann am 21.09.2013 00:00 UTC mit Einzug des Hochdruckgebietes rapide zu steigen. Ab etwa 12:00 UTC begann mit der Abschwächung der Südostanströmung und Einbruch der Nacht die Temperatur bis 22.09.2013 00:00 UTC um etwa 4 K zu fallen. Aufgrund der relativ konstanten Anströmung aus Ost bis Südost, setzten sich die Windgeschwindigkeiten weiterhin, mit Spitzen um 8 m/s, bis in Bodennähe durch. Auch die Temperatur blieb bei Werten zwischen 3°C und 4°C relativ konstant. Zwischen dem 22.09.2013

18:00 UTC und 24.09.2013 00:00 UTC begann dann der bodennahe Wind zwischen Richtungen aus Süd bis Nordwest mit sehr geringen Windgeschwindigkeiten von zumeist unter 2 m/s zu variieren. Dies war Zeitpunkt, ab dem das Hochdruckzentrum direkt über Svalbard lag. Zeitgleich fiel die Lufttemperatur rapide um ca. 2 K während der Druck um etwa 8 hPa sehr schnell auf das Maximum in der Periode anstieg. Die deutlichen Temperaturfluktuationen am 23.09.2013 zwischen 00:00 UTC und 12:00 UTC gehen einher mit schnellen Änderungen der Bodenwindrichtung von Nordwest auf Südwest, bei der zumeist kalte Luft vom Brøggerbreen advehiert wurde. Vom 24.09.2013 00:00 UTC bis 26.09.2013 00:00 UTC variierte die Windgeschwindigkeit erheblich zwischen Windstille und etwa 4 m/s. Die Windrichtung lag hauptsächlich bei Südost mit Drehungen nach Südwest bei verminderten Windgeschwindigkeiten und die Temperatur sank allmählich. Auch der Druck fiel wieder. Ab etwa 18:00 UTC des 26.09.2013 fiel die Temperatur dann bis in die Morgenstunden des 26.09.2013 auf das Minimum in der Periode von ca. -3°C . Dieser erneute Temperaturabfall ging mit einer Änderung der synoptischen Anströmung einher. Zu diesem Zeitpunkt lag ein kräftiges Tiefdrucksystem im Westen von Russland, sodass mit der Verlagerung des Hochdruckgebietes nach Osten, Luftmassen von Russland den Archipel über die Barentssee erreichten. Am Abend ab etwa 18:00 UTC verlagerte sich dieses Tief weiter nach Finnland und das Tiefdrucksystem nördlich von Island verstärkte wieder die Warmluftadvektion aus südlicheren Breiten. Das ging mit einem schnellen Temperaturanstieg um etwa 2 K einher. Vom 27.09.2013 00:00 UTC verlagerte sich das Tiefdrucksystem nördlich von Island weiter nach Norden. Dadurch wurde die Südostanströmung des Archipels trotz der Verlagerung des Hochdruckgebietes nach Osten noch verstärkt. Entsprechend setzten sich zeitweise Windspitzen von über 10 m/s bis zum Boden bei wechselnder Windrichtung wie in den Vortagen durch. Die Temperatur stieg infolge der Warmluftadvektion weiter an und der Druck fiel weiter bis auf etwa 1021 hPa in den Morgenstunden des 29.09.2013.

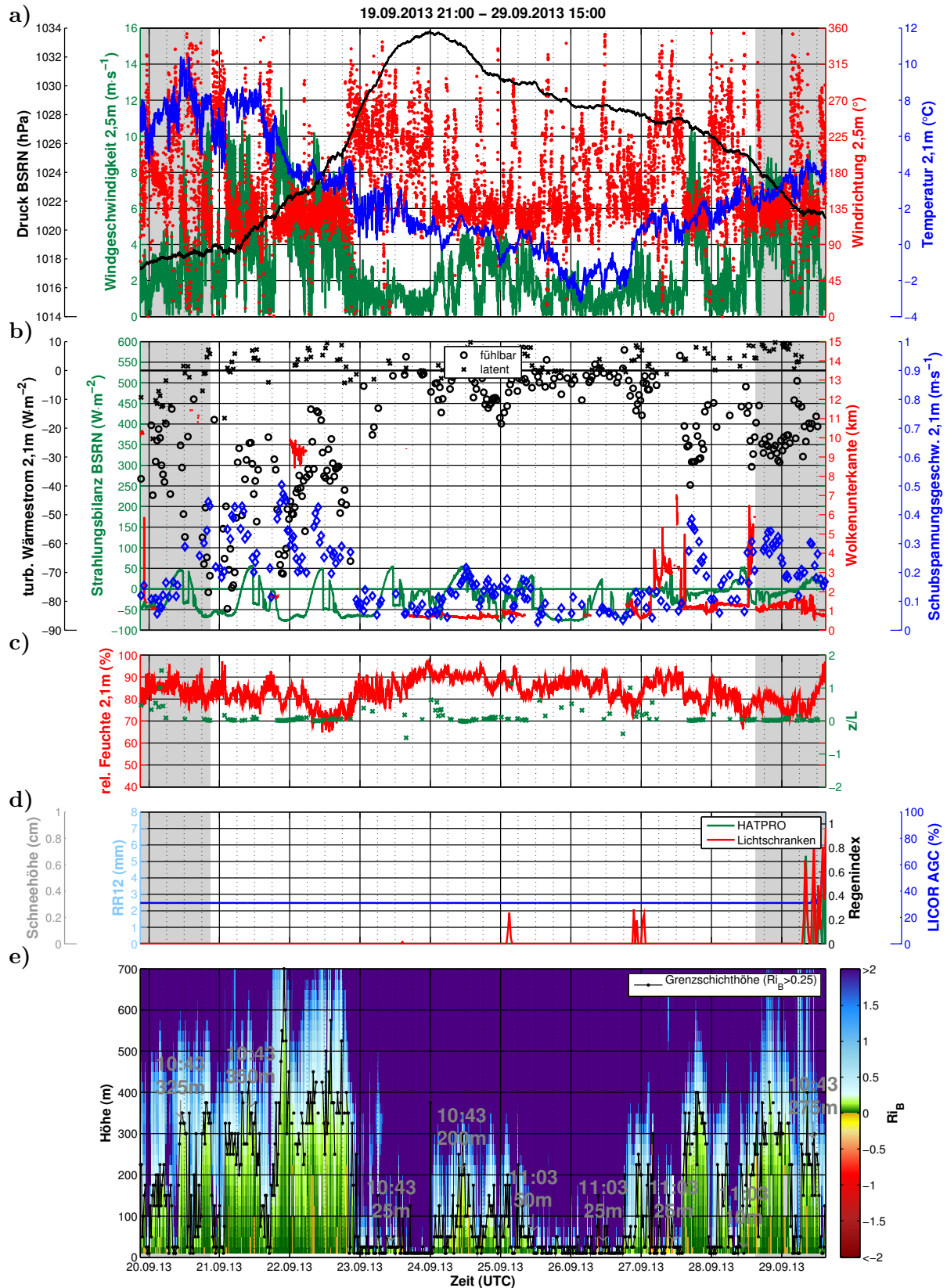


Abbildung 29: Zeitlicher Verlauf meteorologischer Messungen nahe der Oberfläche und der dynamischen Vertikalstruktur (Bulk-Richardson-Zahl) für den Zeitraum 21.09.2013 00:00 UTC - 28.09.2013 12:00 UTC; Grau hinterlegte Bereiche entsprechen 24 h vor und nach der identifizierten Periode mit Hockdruckeinfluss **Fortsetzung siehe nächste Seite**

Abbildung 29 (Fortsetzung): **a**) BSRN-Bodendruck in hPa (schwarze Kurve); Windgeschwindigkeit in m/s aus 2,5 m Höhe vom EKM-NA (grüne Kurve); Windrichtung in ° aus 2,5 m Höhe vom EKM-NA (rote Punkte); Temperatur in °C aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (blaue Kurve); **b**) turbulenter fühlbarer Wärmestrom in W/m^2 aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (schwarze Kreise); turbulenter latenter Wärmestrom in W/m^2 aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (schwarze Kreuze); Strahlungsbilanz (Glg. C.2) in W/m^2 aus 2,0 m Höhe vom BSRN-Feld (grüne Kurve); Wolkenunterkante (Ceilometer-Messung) in km vom BSRN-Feld (rote Kurve); Schubspannungsgeschwindigkeit in m/s aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (blaue Symbole); **c**) relative Feuchte in % aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (rote Kurve); Stabilitätsparameter z/L (dimensionslos) aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (grüne Kreuze); **d**) Schneehöhe (Laser-Distanzmessung) in cm vom BSRN-Feld; akkumulierter Niederschlag in 12 Stunden (RR12) in mm von der norwegischen Wetterstation (blaue Balken); 30min-Mittelwerte des Regenindex vom Radiometer (dimensionslos) aus 8,0 m Höhe (Observatoriumsdachplattform) (grüne Kurve); 30min-Mittelwerte des Regen-Flags der Lichtschranken (dimensionslos) aus 8,0 m Höhe (Observatoriumsdachplattform) (rote Kurve); 30min-Mittelwerte des AGC-Werts (erhöhte Extinktion in Messpfad für $AGC > 31\%$) des Gassensors in % aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (blaue Kurve); **e**) Vertikalprofile der Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) (dimensionslos) aus den Kompositprofilen (Farbverlaufsdarstellung); Grenzschichthöhe aus Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) in m (schwarze Strichpunktlinie); Zeit- und Höhenangaben (UTC, m) sind die zu den Radiosonden zeitlich am nächsten gelegenen Grenzschichthöhen die aus den Kompositprofilen ermittelt wurden; weiße Bereiche: Zeiten in denen technisch oder meteorologisch bedingt keine Daten zur Verfügung standen)

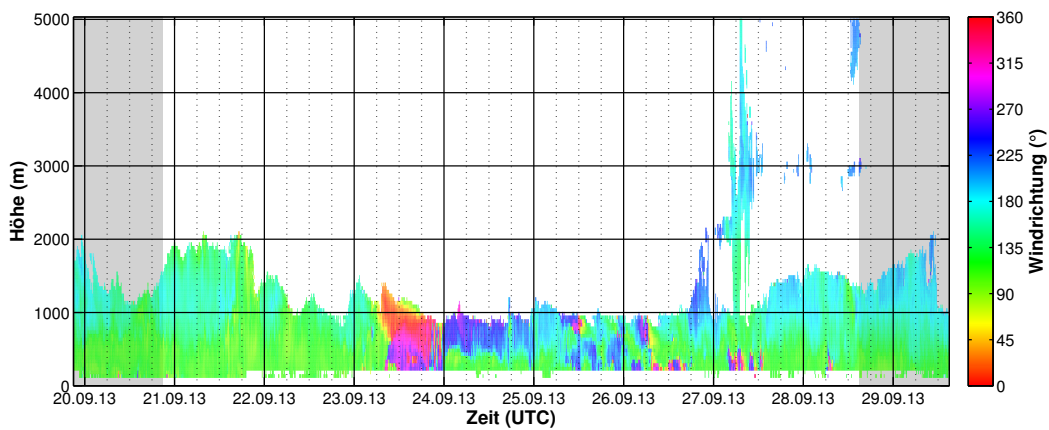


Abbildung 30: Zeitlicher Verlauf der Horizontalwindrichtung (Wind-LIDAR) in ° für den Zeitraum 21.09.2013 00:00 UTC - 28.09.2013 12:00 UTC; Grau hinterlegte Bereiche entsprechen 24 h vor und nach der identifizierten Periode mit Hockdruckeinfluss

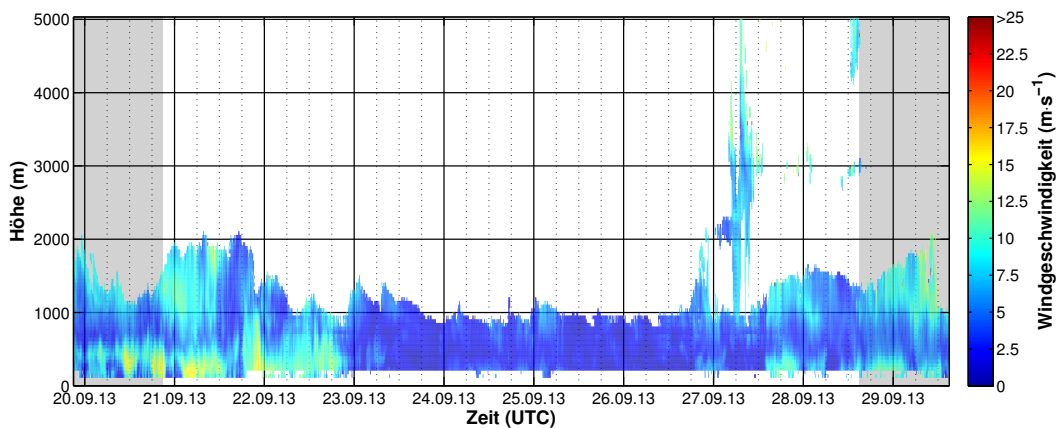


Abbildung 31: Zeitlicher Verlauf der Horizontalwindgeschwindigkeit (Wind-LIDAR) in m/s für den Zeitraum 21.09.2013 00:00 UTC - 28.09.2013 12:00 UTC; Grau hinterlegte Bereiche entsprechen 24 h vor und nach der identifizierten Periode mit Hochdruckeinfluss

Turbulenter Austausch

Infolge der geringen Sonnenhöhe lag nur eine schwache solare Einstrahlung vor, wodurch die Strahlungsbilanz über lange Zeiträume negativ war (siehe Abbildung 29b). Dadurch kam es am Nachmittag auch zu einer starken Abschattung des BSRN-Feldes durch den Zeppelinberg, wie an dem charakteristischen Verlauf der Strahlungsbilanz unter klaren Bedingungen zu erkennen ist. Entsprechend der daraus resultierenden Strahlungsabkühlung der Oberfläche war die Schichtung bis auf wenige Ausnahmen weitestgehend neutral bis stabil, wie am Stabilitätsparameter z/L in Abbildung 29c zu erkennen ist. Dies führte in dem gesamten Zeitraum zu mehrheitlich negativen (hier: zur Erdoberfläche) gerichteten fühlbaren turbulenten Flüssen. Die nur noch geringe Verdunstung von Feuchtigkeit führte zu leicht positiven latenten Wärmeströmen nahe der Nachweisgrenze. In dem Zeitraum vom 20.09.2013 00:00 UTC bis 23.09.2013 00:00 UTC wurden aufgrund der Warmluftadvektion und der höheren Bodenwindgeschwindigkeiten fühlbare Wärmeströme um -80 W/m^2 erreicht. Mit der Verlagerung des Hochdruckzentrums über Svalbard, verminderte sich dann auch der fühlbare Wärmestrom auf Beträge unter 20 W/m^2 infolge der stabilen Schichtung und der niedrigen Windgeschwindigkeiten.

In dem Zeitraum vom 23.09.2013 12:00 UTC bis zum 27.09.2013 12:00 UTC blieb der fühlbare Wärmefluss nahe der Nachweisgrenze mit kleinen Schwankungen.

Am Vormittag des 24.09.2013 wechselte der fühlbare Wärmestrom kurzzeitig das Vorzeichen aufgrund der leicht positiven Strahlungsbilanz. Zwischen 12:00 UTC und 25.09.2013 06:00 UTC wurde die Strahlungsbilanz durch die Abschattung des Zeppelinberges und der zunehmenden Wolkenbedeckung wieder negativ. Dies führte wieder zu negativen fühlbaren Wärmeströmen, die durch die zeitweise Zunahme der Windgeschwindigkeit aufrechterhalten wurden. Zwischen dem 25.09.2013 06:00 UTC und dem Luftmassenwechsel ab dem 26.09.2013 18:00 UTC wurden keine nennenswerten turbulenten Flüsse gemessen. Erst mit dem weiteren Luftmassenwechsel am 26.09.2013 18:00 UTC und den deutlich höheren Windgeschwindigkeiten konnten sich die turbulenten Flüsse wieder mechanisch entwickeln, da aufgrund der Wolkenbedeckung und der ausgeglichenen Strahlungsbilanz kein thermischer Antrieb vorlag. Die unbeständige Wolkenbedeckung in dem Zeitraum zwischen dem 23.09.2013 18:00 UTC und 25.09.2013 06:00 UTC und ab dem 26.09.2013 18:00 UTC bis zum 29.09.2013 18:00 UTC brachte keine ausgeprägten Niederschläge mit sich, wie aus Abbildung 29d zu erkennen ist. Erst ab 29.09.2013 18:00 UTC zeigten sowohl der Regensensor des Radiometers als auch die Lichtschranken kurzzeitig Niederschlagsereignisse an.

Grenzschichtdynamik

Aufgrund des schwachen Strahlungsantriebs wurde die Turbulenz in der Periode hauptsächlich mechanisch durch die Strömungsgeschwindigkeit angetrieben. Dadurch wurde die Grenzschicht hauptsächlich in Zeiträumen mit höheren Windgeschwindigkeiten in Bodennähe und in der Säule bis in größere Höhen dynamisch instabil (siehe Abbildung 29e und Abb. 31). Die thermische Schichtung in der Säule blieb analog zu den In-situ-Messungen (Abb. 32 bis 35) am Boden im nahe neutralen bis stabilen Bereich. Infolgedessen gingen höhere Windgeschwindigkeiten mit

größeren Grenzschichthöhen einher, die sich aus den Kompositprofilen und den Radiosondierungen ergaben.

Aus den Kompositprofilen ergab sich am 20.09.2013 um ca. 10:43 UTC eine Grenzschichthöhe von etwa 325 m. Aus der Radiosondierung wurde eine Höhe von etwa 450 m ermittelt (siehe Abbildung 32a), welche wenige Meter oberhalb einer Windspitze, die der Jet-Definition nach Andreas *et al.* (2000)³⁶⁾ genügt, lag. Am 21.09.2013 wurde zum Sondenstart eine Höhe von ca. 250 m aus den Kompositprofilen und etwa 325 m aus der Sondierung selbst berechnet. Das Geschwindigkeitsmaximum, der noch immer vorhandenen Windspitze, lag zum Sondierungszeitpunkt in etwa 300 m Höhe, etwas niedriger als am Vortag. Am 22.09.2013 ergab sich aus den Kompositprofilen wieder eine Höhe von 350 m und aus der Sondierung erneut 450 m. Die Windspitze war auch in dieser Sondierung noch vorhanden, wobei das Geschwindigkeitsmaximum bei einer Höhe von etwa 200 m lag. Der Wind kam in diesen drei Tagen bis etwa 1000 m beständig aus südöstlicher Richtung, wie an den Wind-LIDAR Profilen deutlich wird (siehe Abbildung 30 und 31). In den Windgeschwindigkeitsprofilen zeigt sich insbesondere, dass ein Jet beständig unterhalb von 500 m Höhe vorlag. In der Nacht vom 22.09.2013 zum 23.09.2013 fiel die Windgeschwindigkeit nicht nur in Bodennähe, sondern in der gesamten Säule deutlich. Dies führte zu einem abrupten Abfall der Grenzschichthöhe, da die Strömungsgeschwindigkeit nicht mehr ausreichte, eine mechanische getriebene Turbulenz aufrecht zu erhalten. Am 23.09.2013 wurde aus den Kompositprofilen nahezu ganztägig die Höhe des ersten Messniveaus der Profile als Grenzschichthöhe berechnet, was aufgrund des schon geringen turbulenten Austauschs, entsprechend der geringen turbulenten Flüsse (vgl. Abb. 29b) in Bodennähe, zu erwarten war. In sehr guter Übereinstimmung wurde auch aus der Radiosondierung eine Grenzschichthöhe von 2 m ermittelt. Vom 24.09.2013 00:00 UTC bis zum 25.09.2013 12:00 UTC variierte die aus den Kompositprofilen ermittelte Grenzschichthöhe mit der Bodenwindgeschwindigkeit. Zum Sondenstartzeitpunkt am 24.09.2013 ergab sich aus den Kompositprofilen (10:43 UTC) eine identische Höhe von etwa 200 m wie aus der Radiosonde um 10:52 UTC. Am 25.09.2013 ab etwa 12:00 UTC fiel die Bodenwindgeschwindigkeit wieder, und die turbulenten Flüsse fielen häufig unter die Nachweisgrenze. Entsprechend wurde das erste Messniveau der Kompositprofile wieder dynamisch stabil und die Grenzschichthöhe überstieg diese Höhe nicht. Aus der Radiosonde vom 25.09.2013 11:01 UTC wurde eine Grenzschichthöhe von etwa 75 m berechnet. Diese Bedingungen hielten bis etwa zum 26.09.2013 18:00 UTC an, sodass auch aus der Radiosonde am 26.09.2013 11:01 UTC eine Grenzschichthöhe im ersten Niveau analog zu den Kompositprofilen ermittelt wurde (siehe Abbildung 34a). Die Radiosonden vom 26.09.2013 11:01 UTC, 27.09.2013 10:58 UTC, 28.09.2013 10:55 UTC zeigen sehr deutlich den Regimewechsel in der Säule und den damit einhergehenden Temperaturanstieg in Bodennähe. So ist die vertikale Temperaturschichtung vom 27.09.2013 10:58 UTC weniger stabil als am Vortag. Die nahe neutrale vertikale Schichtung in den unteren 1000 m und eine starke Inversion in 1500 m Höhe (nicht dargestellt) vom 28.09.2013 deuten auf eine gute Durchmischung der Luft hin. In dieser neutraleren Schichtung führen die höheren Windgeschwindigkeiten auch wieder zu einer stärkeren vertikalen Durchmischung und entsprechend höheren Grenzschichthöhen.

³⁶⁾Nach Andreas *et al.* (2000) entspricht ein Jet einer Windspitze im Vertikalprofil der Windgeschwindigkeit, wenn die Windgeschwindigkeit im Maximum der Windspitze 2 m/s größer als darunter und darüber ist

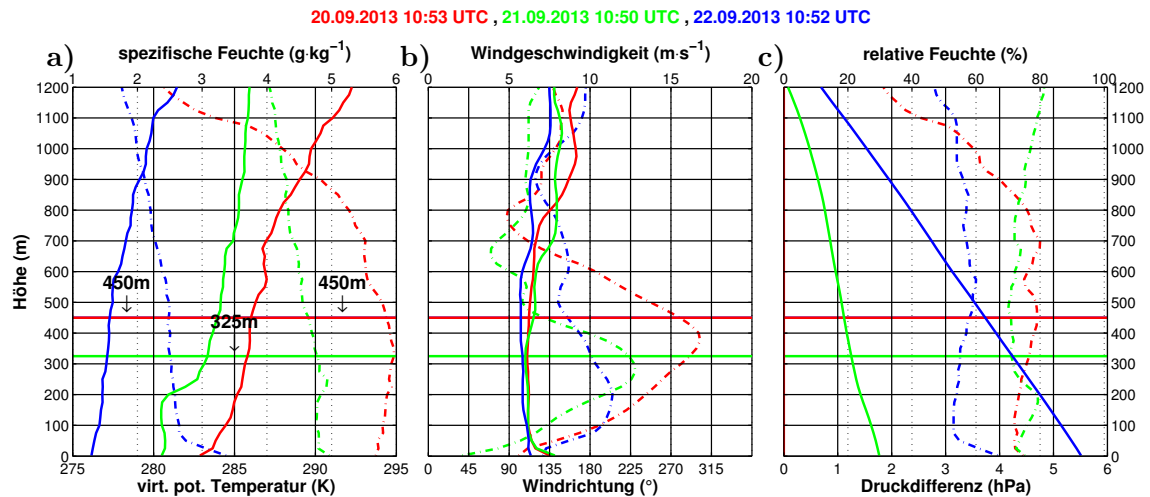


Abbildung 32: Messungen aus den Radiosondierungen vom 20.09.2013 10:53 UTC (rot), 21.09.2013 10:50 UTC (grün), 22.09.2013 10:52 (blau); **a)** virtuelle potentielle Temperatur in K (durchgezogene Linien); spezifische Feuchte (Glg. C.16 im Anhang) in g/kg (Strichpunktlinien); **b)** Windrichtung in ° (durchgezogene Linien), keine Angabe der Windrichtung bei Windgeschwindigkeiten unter 0,5 m/s; Windgeschwindigkeit in m/s (Strichpunktlinien); **c)** Differenz der Druckprofile in hPa zur ersten Sondierung in der Periode (hier 20.09.2013 10:53 UTC); relative Feuchte in % (Strichpunktlinien); horizontale Linien (Sondenzuordnung entsprechend der Farben): Grenzschichthöhe nach der Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) errechnet aus den Sondenprofilen

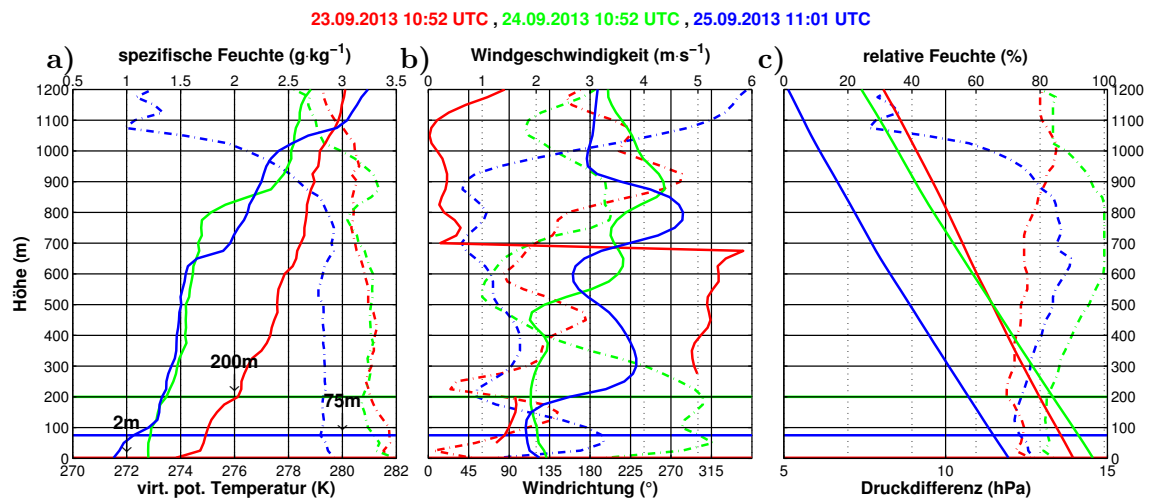


Abbildung 33: Messungen aus den Radiosondierungen vom 23.09.2013 10:52 UTC (rot), 24.09.2013 10:53 UTC (grün), 25.09.2013 11:01 (blau); **a)** virtuelle potentielle Temperatur in K (durchgezogene Linien); spezifische Feuchte (Glg. C.16 im Anhang) in g/kg (Strichpunktlinien); **b)** Windrichtung in ° (durchgezogene Linien), keine Angabe der Windrichtung bei Windgeschwindigkeiten unter 0,5 m/s; Windgeschwindigkeit in m/s (Strichpunktlinien); **c)** Differenz der Druckprofile in hPa zur ersten Sondierung in der Periode (hier 20.09.2013 10:53 UTC); relative Feuchte in % (Strichpunktlinien); horizontale Linien (Sondenzuordnung entsprechend der Farben): Grenzschichthöhe nach der Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) errechnet aus den Sondenprofilen

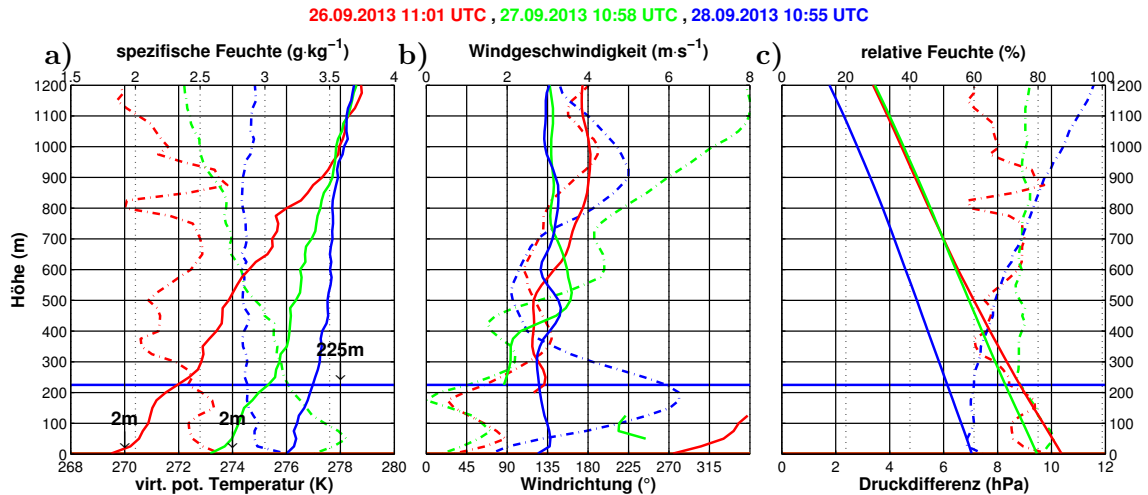


Abbildung 34: Messungen aus den Radiosondierungen vom 26.09.2013 11:01 UTC (rot), 27.09.2013 10:58 UTC (grün), 28.09.2013 10:55 (blau); **a)** virtuelle potentielle Temperatur in K (durchgezogene Linien); spezifische Feuchte (Glg. C.16 im Anhang) in g/kg (Strichpunktlinien); **b)** Windrichtung in $^{\circ}$ (durchgezogene Linien), keine Angabe der Windrichtung bei Windgeschwindigkeiten unter 0,5 m/s; Windgeschwindigkeit in m/s (Strichpunktlinien); **c)** Differenz der Druckprofile in hPa zur ersten Sondierung in der Periode (hier 20.09.2013 10:53 UTC); relative Feuchte in % (Strichpunktlinien); horizontale Linien (Sondenzuordnung entsprechend der Farben): Grenzschichthöhe nach der Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) errechnet aus den Sondenprofilen

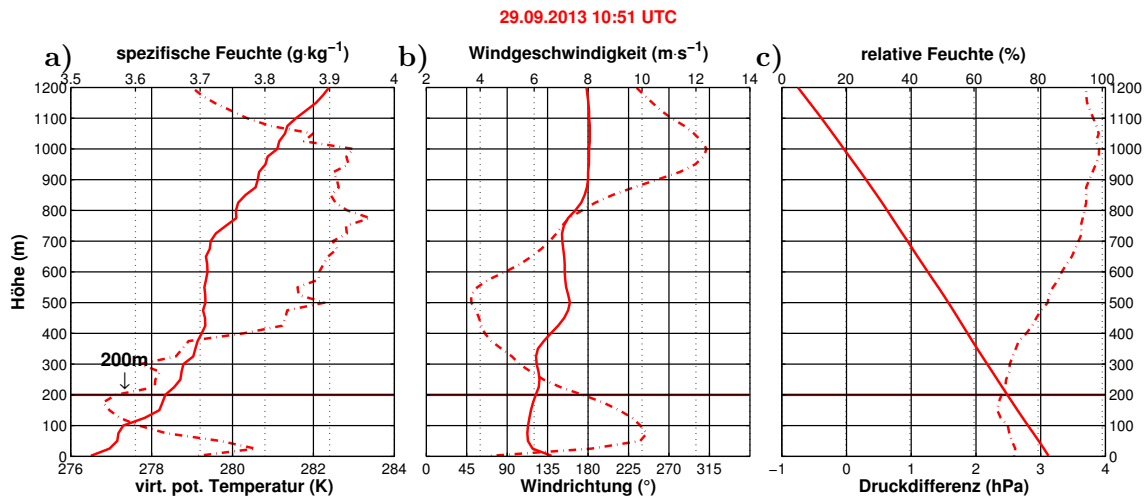


Abbildung 35: Messungen aus der Radiosondierung vom 28.09.2013 10:51 UTC (rot); **a)** virtuelle potentielle Temperatur in K (durchgezogene Linien); spezifische Feuchte (Glg. C.16 im Anhang) in g/kg (Strichpunktlinien); **b)** Windrichtung in $^{\circ}$ (durchgezogene Linien), keine Angabe der Windrichtung bei Windgeschwindigkeiten unter 0,5 m/s; Windgeschwindigkeit in m/s (Strichpunktlinien); **c)** Differenz der Druckprofile in hPa zur ersten Sondierung in der Periode (hier 20.09.2013 10:53 UTC); relative Feuchte in % (Strichpunktlinien); horizontale Linie: Grenzschichthöhe nach der Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) errechnet aus den Sondenprofilen

Aus den vorangegangenen Ausführungen geht hervor, dass die Grenzschicht in diesem Zeitraum bereits mehrheitlich thermisch stabil geschichtet war, da die solare Einstrahlung bereits unter -50 W/m^2 (Energieverlust) lag. Größere Grenzschichthöhen wurden ausschließlich in Zeiten mit hohen Windgeschwindigkeiten ermittelt. Die Grenzschichthöhen selbst lagen insgesamt deutlich niedriger im Vergleich zu den Befunden für das Tief im Zeitraum 07.07.2013 06:00 UTC

- 11.07.2013 00:00 UTC. Die turbulenten Flüsse waren dadurch mehrheitlich zur Oberfläche gerichtet und überstiegen betragsmäßig 80 W/m^2 nicht.

Vom 11.09.2013 bis zum 24.09.2013 fand eine Radiosondierungskampagne (ARCROSE) in Ny-Ålesund statt. Während dieser Zeit wurden, ergänzend zu den Routineaufstiegen gegen 11:00 UTC, insgesamt fünf weitere Sonden pro Tag zu festen Zeiten (05:00 UTC, 08:00 UTC, 14:00 UTC, 17:00 UTC, 23:00 UTC) gestartet. Die höhere Genauigkeit der In-situ-Messungen und die Erweiterung der Sondenprofile um den 2m-BSRN-Wert waren eine sehr gute Ergänzung zu den Kompositprofilen für die Analyse des Grenzschichtzustandes zu diesen Zeiten. Aufgrund der daraus resultierenden hervorragenden Datenlage wurde der Zeitraum der Kampagne für eine Modell-Studie mit WRF-Simulationen ausgewählt. Der Einzug des erläuterten Hochdruckgebietes wird dadurch in dieser Vergleichsstudie erneut aufgegriffen (siehe Kapitel **9 Prozessstudie mit dem WRF-Modell für eine Periode häufiger Sondierungen** S. 109).

8.2.3 T02: Tiefdrucksystem 03.11.2013 06:00 UTC - 08.11.2013 00:00 UTC

In den Zeitraum vom 03.11.2013 06:00 UTC - 08.11.2013 00:00 UTC wurde Ny-Ålesund synoptisch von einer winterlichen Zyklone im Entstehungsprozess beeinflusst.

Synoptische Bedingungen

Am 03.11.2013 06:00 UTC befand sich ein kleines aber ausgeprägtes Tiefdruckgebiet südwestlich von Skandinavien. Nördlich vom Tiefdruckzentrum entwickelte sich zunächst ein kleiner Trog über dem Europäischen Nordmeer. Nahezu zentral über Svalbard befand sich ein weiteres kleines Tiefdruckgebiet, sodass der Archipel mit geringen Windgeschwindigkeiten umströmt wurde. Im Laufe des 03.11.2013 verlagerte sich dieses Tiefdrucksystem zunehmend nach Nordosten, in Richtung Franz-Josef-Land. Dadurch wurde Svalbard zunehmend aus nördlicher Richtung mit moderaten Windgeschwindigkeiten um 15 m/s angeströmt. Gleichzeitig verlagerte sich auch der Trog zunehmend vom Europäischen Nordmeer in die Grönlandsee. Zwischen 00:00 UTC und 12:00 UTC des 04.11.2013 bildete sich aus dem zunehmend Richtung Svalbard verlagerten Trog ein schwaches Tiefdrucksystem. Zusätzlich entwickelte sich noch ein weiteres Tiefdruckzentrum über dem Baltikum. Das Zentrum des ursprünglichen Tiefs vor Skandinavien hatte sich mittlerweile geringfügig nach Nordosten über Norwegen verschoben. Die drei Tiefdruckzentren bildeten nun ein großes Tiefdrucksystem, das sich von der Nordsee bis nach Svalbard in Nordsüdrichtung und von Grönland bis über das Baltikum in Ostwestrichtung erstreckte. Die Westküste des Svalbard Archipels und damit auch Ny-Ålesund lagen zu diesem Zeitpunkt bereits innerhalb der Isohypsen dieses großen Systems. Das kleinere Tief im Norden verlagerte sich indes weiter nach Nordosten, sodass nur noch die Ostküste Svalbards geringen synoptischen Einfluss von diesem Tief erfuhr. Dieser Regimewechsel führte zu einer Anströmung des Archipels aus hauptsächlich südlicher Richtung.

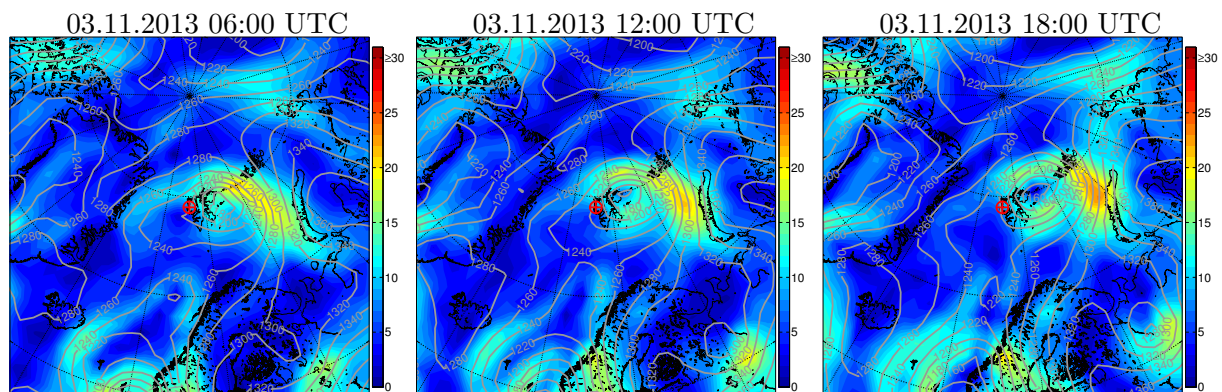
Zwischen dem 04.11.2013 12:00 UTC und 05.11.2013 00:00 UTC intensivierte sich das wachsende Tief über der Grönlandsee drastisch, wobei sich das Druckzentrum zunehmend nach Norden bis vor die Küste Svalbards verlagerte. Die geopotentielle Höhe der innersten Isohypse verminderte sich in diesen 12 Stunden rapide um etwa 60 m . Das kleine Tief über dem Baltikum löste sich in

dieser Zeit nahezu vollständig auf. Durch die Intensivierung stieg auch die Windgeschwindigkeit rapide auf über 30 m/s über Svalbard an.

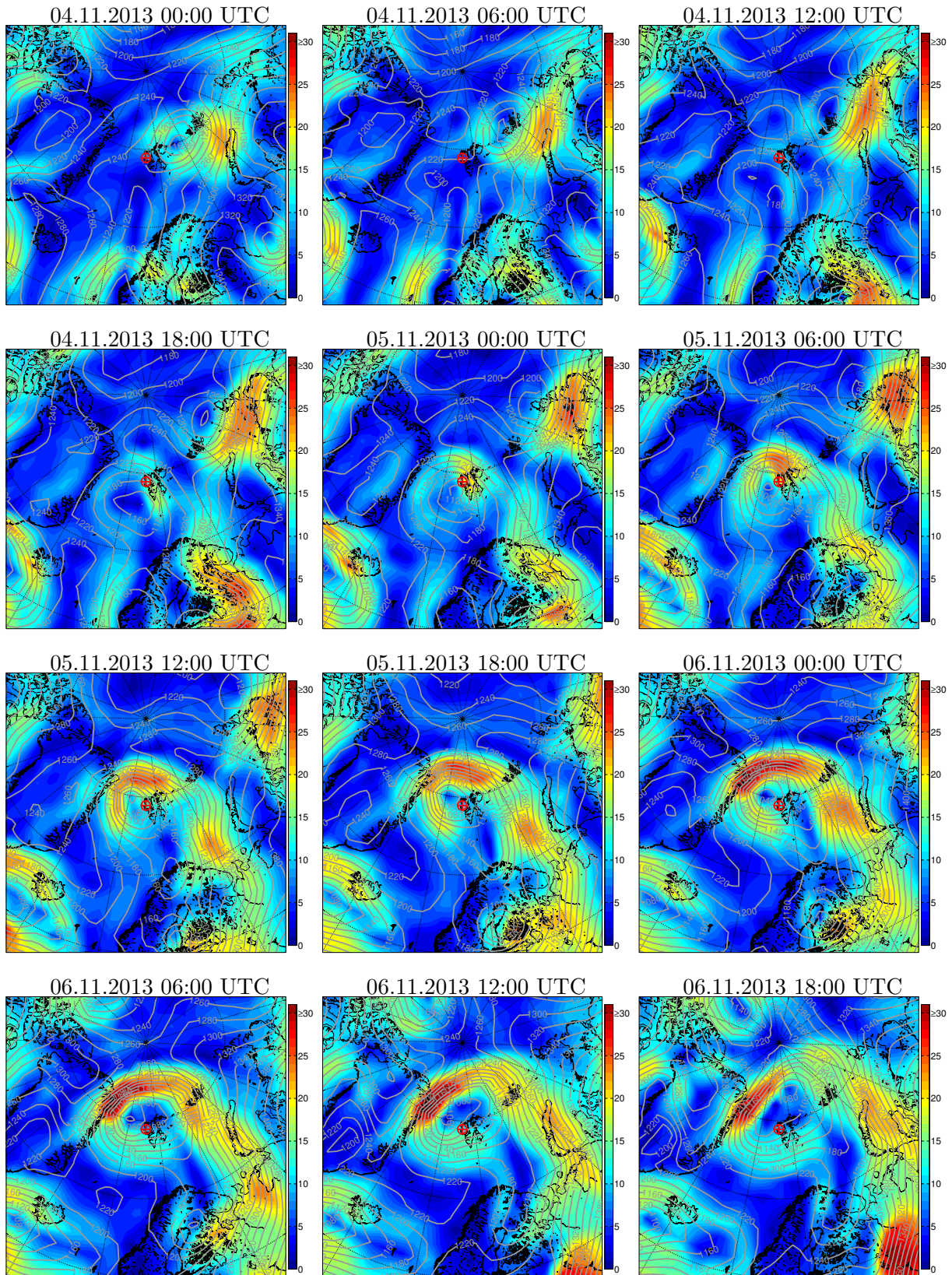
Im Laufe des 05.11.2013 intensivierte sich das Tief vor Svalbard weiter um etwa 80 m in der Kernisohypse unter einer leichten Verlagerung des Zentrums nach Norden entlang der Westküste des Archipels. Das Tiefdruckgebiet, welches über Norwegen lag, zog gleichzeitig weiter nach Nordosten und intensivierte sich ebenfalls über der Ostsee zu einem sehr kleinen aber ausgeprägten Tief. Die Lage beider Tiefs führte zu einer ausgedehnten Isohypsendrängung vom Baltikum bis nach Svalbard mit hohen Windgeschwindigkeiten über dem Baltikum, der Barentssee und nahezu vollständig um das Svalbard Archipel. Dieses Band war mit einer starken Advektion von Luftmassen aus südlicheren Breiten in den Arktischen Ozean verdungen.

Am 06.11.2013 zog das kleine Tief über die Ostsee nach Norden. Dort schwächte es sich über Land im Norden von Skandinavien bis zum 07.11.2013 00:00 UTC derartig ab, dass nur noch ein Tiefdrucktrog zurückblieb. Das Zentrum des Tiefs über Svalbard verlagerte sich in der Zeit nach Norden in den Arktischen Ozean. Die geopotentielle Höhe im Zentrum stieg zwar geringfügig, aber die Fläche der Zyklone vergrößerte sich weiter. Svalbard lag nun im südlichen Teil dieses Wintertiefs und wurde mit Windgeschwindigkeiten um 10 m/s aus südwestlicher Richtung angeströmt. Das lange Band der Isohypsendrängung verlagerte sich auf der gesamten Länge nach Süden über Russland. Dieses Band zeigte nun deutlich den Verlauf der Polarfront³⁷⁾. Am 07.11.2013 verschmolz das Svalbard-Tief mit einer weiteren Zyklone, die am Vortag über die Beaufortsee heranzog. Dadurch verlagerte sich das Druckzentrum weiter zum Nordpol und der Archipel wurde zum Ende des Tages aus nordwestlicher Richtung mit Windgeschwindigkeiten um 15 m/s von Luftmassen aus dem Arktischen Ozean angeströmt. In diesem Zeitraum bildete sich eine nahezu zirkumpolare Strömung von Grönland über Skandinavien und Russland sowie über den Arktischen Ozean bis nach Kanada aus. Im Bereich der Karasee bildete sich ein neues Tief.

Entsprechend der komplexeren synoptischen Bedingungen, zeigten auch die bodennahen meteorologischen Messungen eine starke Variabilität.



³⁷⁾Die Polarfront ist der Grenzbereich zwischen der polaren Kaltluft und der subtropischen Warmluft



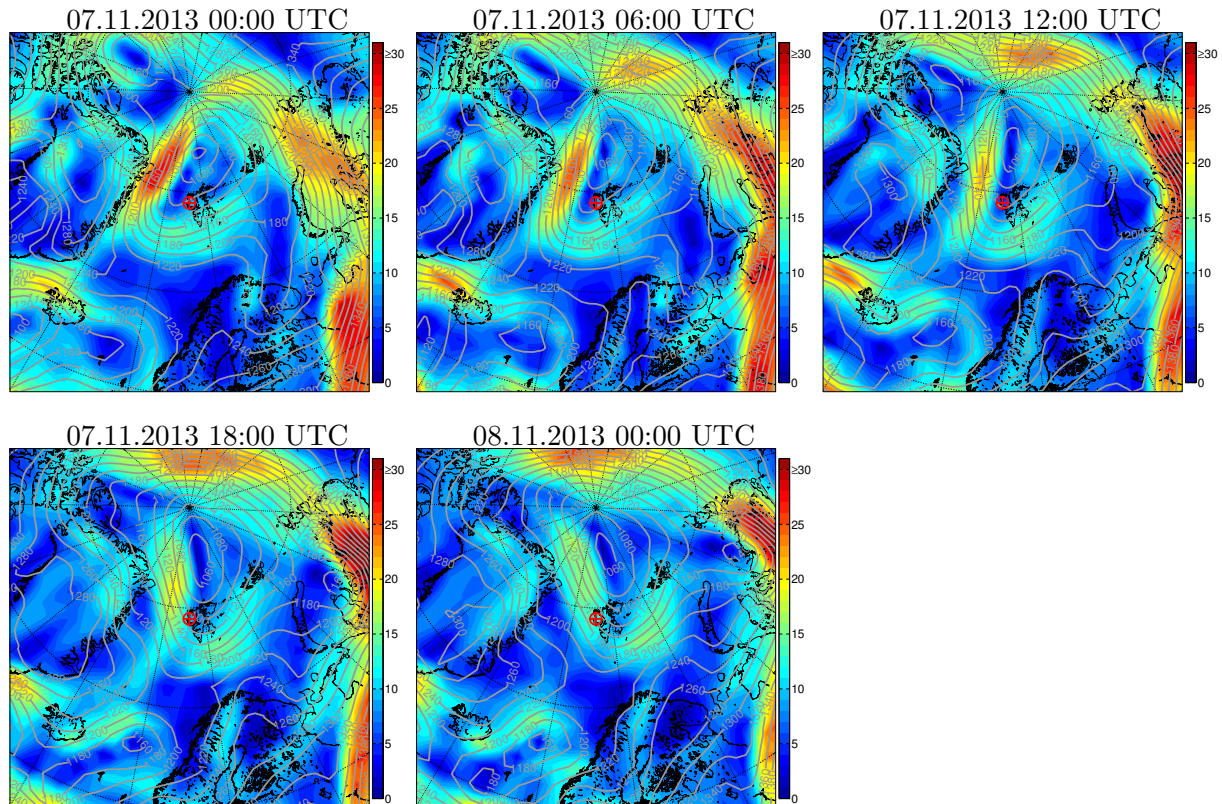


Abbildung 36: Höhenkarten aus dem 850 hPa-Niveau (6-stündliche ERA-Interim Reanalysedatensätze) für den Zeitraum 03.11.2013 06:00 UTC bis 08.11.2013 00:00 UTC; Schattierung: Windgeschwindigkeit in m/s, Konturlinien: Isohypsen der geopotentiellen Höhe in m; rote Markierung: Standort Ny-Ålesund

Bodenmeteorologie

Am 02.11.2013 bestimmte noch das kleine Tiefdruckgebiet aus den Vortagen die Bodenmeteorologie. Der Wind kam mit Geschwindigkeiten zwischen 2 m/s und 6 m/s entlang der Fjordachse aus südöstlicher Richtung und die Temperatur schwankte um -8°C . Der Druck fiel bereits rapide um etwa 5 hPa (siehe Abbildung 37a). Ab etwa 20:00 UTC bis zum 04.11.2013 06:00 UTC zog das Zentrum des kleinen Tiefs über Svalbard. Die Windgeschwindigkeit fiel auf Werte um 2 m/s und die Windrichtung wechselte häufig zwischen Südost und Südwest. Entsprechend erreichten sporadisch die Kaltluftabflüsse vom Brøggerbreen die Station, was zu starken Fluktuationen der Temperatur um etwa 6 K führte. Mit der Verlagerung des kleinen Tiefs nach Norden stieg der Bodendruck im Laufe des 03.11.2013 zunächst wieder etwas. Ab dem 04.11.2013 06:00 UTC begann dann der Einfluss des sich entwickelnden Tiefs vor Svalbard. Aufgrund der synoptischen Anströmung aus Südost setzte sich diese Strömung entlang der Fjordachse bis zum Boden durch. Die Windgeschwindigkeit stieg abrupt auf Werte zwischen 4 m/s und 6 m/s. Durch die beständige Advektion von Luft aus südlicheren Breiten stieg die Temperatur ebenfalls auf etwa -6°C . Der Bodendruck begann langsam zu fallen. Kurz nach 12:00 UTC stieg dann die Windgeschwindigkeit sprunghaft aufgrund der Intensivierung des Tiefs auf Werte um 8 m/s an. Die Windrichtung drehte auf Ost, die Temperatur stieg abrupt um etwa 1 K und der Bodendruck begann rapide zu fallen. Der rapide Regimewechsel im Windfeld setzte sich bis in größere Höhen durch, wie an

den Wind-LIDAR-Daten deutlich wird (siehe Abbildung 38 und 39). Eine Warmfront zog über die Station.

Vom 04.11.2013 12:00 UTC bis zum 05.11.2013 06:00 UTC stieg die Windgeschwindigkeit zeitweise auf Werte über 18 m/s, bei beständigen Wind aus Ost, an. Die Temperatur stieg gleichzeitig um etwa 6 K bis auf Werte über den Gefrierpunkt (!). Der Druck fiel um etwa 17 hPa in diesen 18 Stunden auf etwa 975 hPa. Nach der Passage der Warmfront zog das Zentrum entlang der Westküste Svalbards nach Norden. Zwischen 05.11.2013 06:00 UTC und 06.11.2013 00:00 UTC wurde der Archipel aus Süd bis Südwest angeströmt. Das führte zu unbeständigen Windverhältnissen in Bodennähe, da die Bergkette im Süden von Ny-Ålesund diese Windrichtung blockte. Entsprechend setzte sich die synoptische Anströmung nur temporär in Windspitzen durch. Die Temperatur fiel wieder auf Werte um -6°C , da die Luftmassen aus den südlicheren Breiten zunächst bis in den Arktischen Ozean strömten und von dort Svalbard erreichten. In diesem Zeitraum fiel der Druck erneut auf das Minimum in der Periode von etwa 973 hPa.

Ab etwa 06.11.2013 00:00 UTC setzte sich zunehmend Westwind in Bodennähe durch. Die Luftmassen erreichten Svalbard aus der Zentralarktis, wodurch die Temperatur weiter fiel. Die Windgeschwindigkeit fiel mehrheitlich auf Werte unter 8 m/s. Der Bodendruck stieg um etwa 5 hPa wieder leicht an, da sich der Kerndruck des Tief wieder erhöhte. Ab 06.11.2013 12:00 UTC begann die Temperatur langsam zu steigen. Das Zentrum des Tiefdruckgebietes verlagerte sich zwar weiter nach Norden, dehnte sich dabei aber gleichzeitig über die Grönlandsee aus, sodass die advehierten Luftmassen längere Trajektorien über offenes Wasser zurücklegten.

Am Vormittag des 07.11.2013 bis etwa 12:00 UTC erreichte die Temperatur ein lokales Maximum von etwa -5°C . Windrichtung und Geschwindigkeit waren weiterhin unbeständig. Der Druck fiel geringfügig. Das Tiefdruckzentrum lag bis dahin so, dass die Westküste Svalbards im südöstlichen Teil des Tiefdrucksystems und damit in der Südwestströmung lag. Gegen 12:00 UTC setzte sich dann erneut ein Regimewechsel in Bodennähe durch. Zunächst fiel die Windgeschwindigkeit auf Werte unter 2 m/s, worauf die Windrichtung auf Nordwest drehte und die Windgeschwindigkeit wieder rapide auf Werte über 6 m/s anstieg. Das Tiefdruckgebiet hatte sich nun so verlagert, dass der Archipel in der Nordwestströmung lag und somit eine kleine Kaltfront aus Nordwesten in den Fjord einzog. Besonders deutlich zeigte sich der Wechsel in den Wind-LIDAR-Daten (siehe Abbildung 38 und 39).

Bis etwa zum 07.11.2013 18:00 UTC fiel die Temperatur bis auf ca. -10°C . Die Windgeschwindigkeit erreichte bis zu 12 m/s, während der Bodendruck schnell stieg. Die Verlagerung des Tiefdruckgebietes zwischen dem 07.11.2013 18:00 UTC und dem 08.11.2013 15:00 UTC nach Norden, ging mit einer Abnahme der bodennahen Windgeschwindigkeit einher.

Ab etwa 08.11.2013 15:00 UTC lag das Tief soweit nördlich, dass es kaum noch Einfluss auf die Anströmung des Archipels hatte. Die Windgeschwindigkeit fiel auf Werte unter 4 m/s und die typische lokale bodennahe Zirkulation mit Wind aus Südost setzte sich wieder bei deutlich fallenden Temperaturen durch.

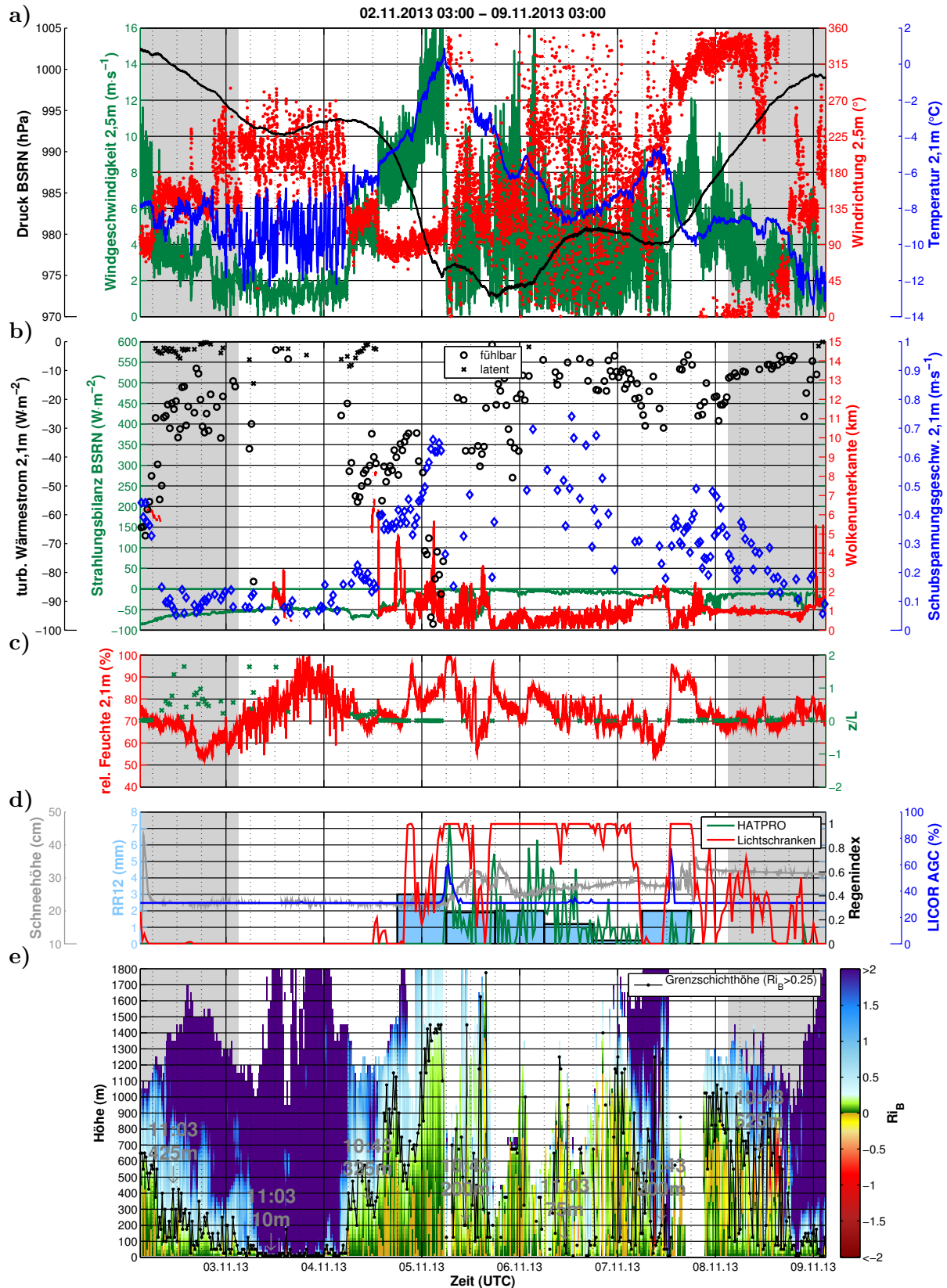


Abbildung 37: Zeitlicher Verlauf meteorologischer Messungen nahe der Oberfläche und der dynamischen Vertikalstruktur (Bulk-Richardson-Zahl) für den Zeitraum 03.11.2013 06:00 UTC - 08.11.2013 00:00 UTC; Grau hinterlegte Bereiche entsprechen 24 h vor und nach der identifizierten Periode mit Tiefdruckeinfluss **Fortsetzung siehe nächste Seite**

Abbildung 37 (Fortsetzung): **a**) BSRN-Bodendruck in hPa (schwarze Kurve); Windgeschwindigkeit in m/s aus 2,5 m Höhe vom EKM-NA (grüne Kurve); Windrichtung in ° aus 2,5 m Höhe vom EKM-NA (rote Punkte); Temperatur in °C aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (blaue Kurve); **b**) turbulenter fühlbarer Wärmestrom in W/m^2 aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (schwarze Kreise); turbulenter latenter Wärmestrom in W/m^2 aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (schwarze Kreuze); Strahlungsbilanz (Glg. C.2) in W/m^2 aus 2,0 m Höhe vom BSRN-Feld (grüne Kurve); Wolkenunterkante (Ceilometer-Messung) in km vom BSRN-Feld (rote Kurve); Schubspannungsgeschwindigkeit in m/s aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (blaue Symbole); **c**) relative Feuchte in % aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (rote Kurve); Stabilitätsparameter z/L (dimensionslos) aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (grüne Kreuze); **d**) Schneehöhe (Laser-Distanzmessung) in cm vom BSRN-Feld; akkumulierter Niederschlag in 12 Stunden (RR12) in mm von der norwegischen Wetterstation (blaue Balken); 30min-Mittelwerte des Regenindex vom Radiometer (dimensionslos) aus 8,0 m Höhe (Observatoriumsdachplattform) (grüne Kurve); 30min-Mittelwerte des Regen-Flags der Lichtschranken (dimensionslos) aus 8,0 m Höhe (Observatoriumsdachplattform) (rote Kurve); 30min-Mittelwerte des AGC-Werts (erhöhte Extinktion in Messpfad für $AGC > 31\%$) des Gassensors in % aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (blaue Kurve); **e**) Vertikalprofile der Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) (dimensionslos) aus den Kompositprofilen (Farbverlaufsdarstellung); Grenzschichthöhe aus Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) in m (schwarze Strichpunktlinie); Zeit- und Höhenangaben (UTC, m) sind die zu den Radiosonden zeitlich am nächsten gelegenen Grenzschichthöhen die aus den Kompositprofilen ermittelt wurden; weiße Bereiche: Zeiten in denen technisch oder meteorologisch bedingt keine Daten zur Verfügung standen)

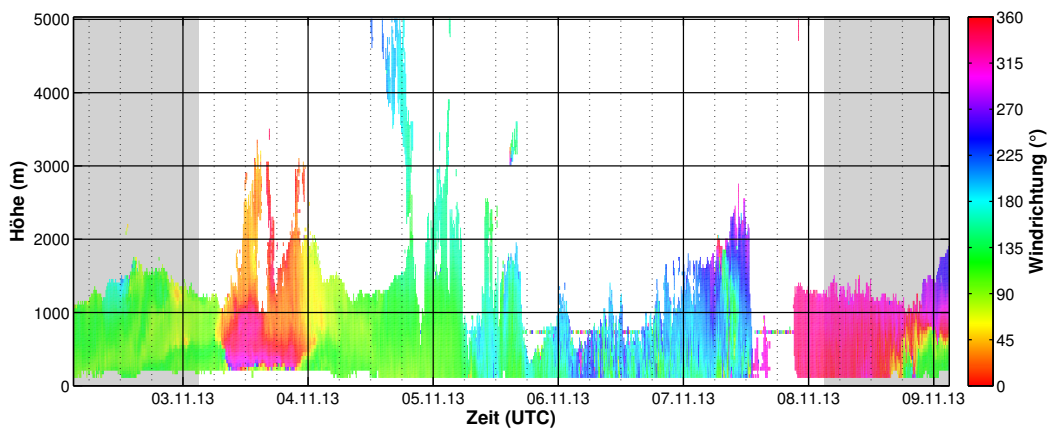


Abbildung 38: Zeitlicher Verlauf der Horizontalwindrichtung (Wind-LIDAR) in ° für den Zeitraum 03.11.2013 06:00 UTC - 08.11.2013 00:00 UTC; Grau hinterlegte Bereiche entsprechen 24 h vor und nach der identifizierten Periode mit Tiefdruckeinfluss

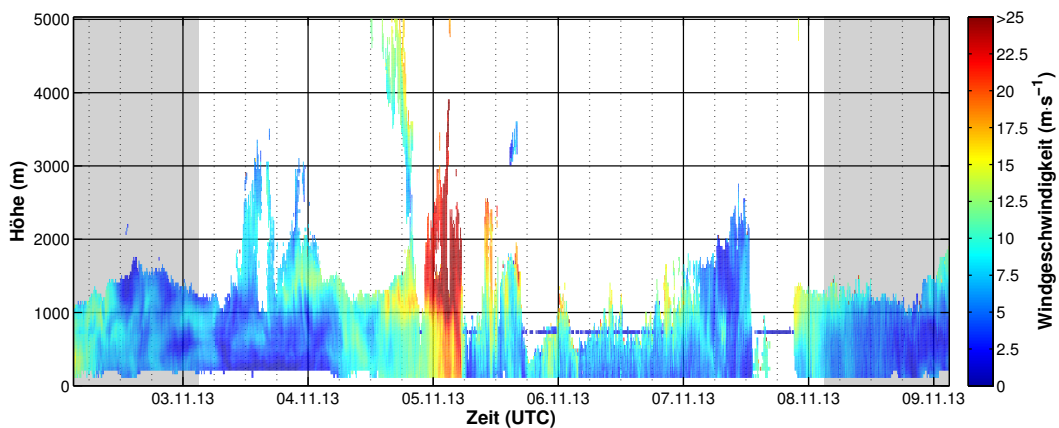


Abbildung 39: Zeitlicher Verlauf der Horizontalwindgeschwindigkeit (Wind-LIDAR) in m/s für den Zeitraum 03.11.2013 06:00 UTC - 08.11.2013 00:00 UTC; Grau hinterlegte Bereiche entsprechen 24 h vor und nach der identifizierten Periode mit Tiefdruckeinfluss

Turbulenter Austausch

Bis zum ersten Regimewechsel des Windes am 02.11.2013 20:00 UTC wurden unter dem Einfluss des kleinen Tiefdruckgebietes fühlbare Wärmeströme zwischen -10 W/m^2 und -60 W/m^2 gemessen (siehe Abbildung 37b). Aufgrund der Schneebedeckung (siehe Abb. 37d) und der niedrigen Temperaturen war die Sublimation derart gering, dass kein latenter Wärmestrom nachgewiesen werden konnte. Die wolkenlosen Bedingungen führten zu einer Strahlungsabkühlung der Oberfläche, mit Werten der Strahlungsbilanz um -50 W/m^2 . Dies resultierte in einer stabilen Schichtung, in der die mechanisch generierte Turbulenz nur sporadisch aufrecht erhalten wurde. Im Zeitraum vom 02.11.2013 20:00 UTC bis zum 04.11.2013 06:00 UTC konnten infolge der instationären Bedingungen und der stabilen thermischen Schichtung keine auswertbaren Werte für die turbulenten Flüsse und den Stabilitätsparameter z/L ermittelt werden (siehe Abb. 37b und d). Die Strahlungsbilanz lag, mit Ausnahme während einer kurzzeitigen Wolkenbedeckung, weiterhin bei etwa -50 W/m^2 (siehe Abb. 37b).

Mit dem Anstieg der Windgeschwindigkeit ab dem 04.11.2013 06:00 UTC stieg auch die Schubspannungsgeschwindigkeit und ein fühlbarer Wärmestrom um -50 W/m^2 wurde gemessen. Die stabile Schichtung wurde zunehmend mechanisch durchmischt, blieb aber thermisch stabil, wie an dem Stabilitätsparameter $z/L > 0$ deutlich wird (siehe Abb. 37d). Mit Einzug der Warmfront ab 04.11.2013 12:00 UTC stieg aufgrund der hohen Windgeschwindigkeiten die Schubspannungsgeschwindigkeit drastisch. Dies verstärkte den turbulenten Transport von thermischer Energie zur Oberfläche weiter, wie an den fühlbaren Wärmeströmen von bis zu -100 W/m^2 deutlich wird. Zeitgleich zog eine dichte Wolkenbedeckung auf, wodurch die Strahlungsbilanz dann entsprechend vollständig ausgeglichen wurde. Wie an den Regenindizes und der Schneehöhe (siehe Abb. 37d) erkennbar ist, setzte mit Einzug der Wolken ab etwa 18:00 UTC Schneefall ein. Das führte zu einem latenten Wärmestrom von der Oberfläche, der nahe der Nachweisgrenze lag. Mit Abnahme der Windgeschwindigkeit nach dem Frontdurchgang verminderte sich die mechanische Durchmischung wieder. Nur in kurzen Perioden mit Windspitzen stieg die Schubspannungsgeschwindigkeit und der fühlbare Wärmestrom. Aufgrund des anhaltenden Schneefalls blieb der latente Wärmestrom leicht positiv.

Vom 04.11.2013 18:00 bis zum Regimewechsel am 07.11.2013 gegen 18:00 konnten die turbulenten Flüsse aufgrund des Schneefalls in den instationären Strömungsbedingungen nur unzureichend bestimmt werden. Nur in kurzen Perioden konnten negative Werte für den fühlbaren und hauptsächlich leicht positive Werte für den latenten Wärmestrom ermittelt werden. Nach dem Durchzug der Kaltfront am 07.11.2013 gegen 18:00 ließ der Schneefall nach³⁸⁾. Bei Windgeschwindigkeiten um 8 m/s konnten lediglich fühlbare Wärmeströme an der Nachweisgrenze nachgewiesen werden. Mit Abnahme der Windgeschwindigkeit verminderten sich die Beträge der turbulenten Flüsse auf Werte unter der Nachweisgrenze.

Grenzschichtdynamik

Aufgrund der thermischen Stabilität lag in der Grenzschicht nur eine mechanische Durchmi-

³⁸⁾Die Lichtschranken auf dem Dach des Observatoriums meldeten weiterhin Objekte in der Messstrecke, was auf Schneegestöber auf dem Dach zurückzuführen ist.

schung bei ausreichender Strömungsgeschwindigkeit bis zum Warmfrontdurchgang vor. Entsprechend variiert die Grenzschichthöhe in den Kompositprofilen mit der Windgeschwindigkeit (siehe Abbildung 37e). Aus der Radiosondierung vom 02.11.2013 10:57 UTC wurde eine Grenzschichthöhe von ca. 125 m ermittelt. Aus dem zeitlich am nächsten gelegenen Kompositprofil von 11:03 UTC ergab sich eine Höhe von etwa 425 m. Die deutliche Abweichung zwischen den beiden Grenzschichthöhen lässt sich hier auf die starke zeitliche Variabilität der Grenzschichthöhe zurückführen. Durch den zeitlichen Abstand zwischen dem Kompositprofil von 11:03 UTC und dessen zeitliche Verschiebung der zugrundeliegenden Messgrößen zur Radiosonde von 10:57 UTC, ergaben sich in solchen instationären Bedingungen diese Höhenunterschiede. Mit Abnahme der Windgeschwindigkeit auf Werte um 1 m/s ab dem 03.11.2013 06:00 UTC bis zum 04.11.2013 06:00 UTC wurde die Grenzschicht im ersten Niveau der Kompositprofile ermittelt. Aufgrund der geringfügigen mechanisch angetriebenen Turbulenz konnte keine vertikale Durchmischung in der thermisch stabilen Schichtung nachgewiesen werden. Die anhaltende Strahlungsabkühlung verstärkte die stabile Schichtung, wie am starken Anstieg der virtuellen potentiellen Temperaturprofil mit der Höhe in der 10:54 UTC Sondierung vom 03.11.2013 zu erkennen ist (siehe Abb. 40a). Auch im Sondenprofil wurde die kritische Bulk-Richardson-Zahl im ersten Niveau, d.h. zwischen 2 m und 25 m, überschritten, wodurch sich eine Grenzschichthöhe von 2 m ergab.

Mit Erhöhung der Windgeschwindigkeit beim Durchziehen der Warmfront ab dem 04.11.2013 06:00 UTC, setzte auch wieder eine stärkere vertikale Durchmischung ein. Zwischen 06:00 UTC und 12:00 UTC wurden bereits Grenzschichthöhen um 500 m in den Kompositprofilen ermittelt. Zum Sondenstart nahen Zeitpunkt um 10:43 UTC ergab sich eine geringere Höhe von 350 m. Aus den Radiosondendaten wurde ein Wert von 275 m ermittelt (siehe Abb. 40a). Die Schichtung der gesamten Säule war in diesen 6 Stunden weiterhin stabil, was an der grünen Färbung in Abbildung 37e und dem Stabilitätsparameter z/L in Abbildung 37c deutlich wird.

Mit dem rapiden Anstieg der Temperatur und der Windgeschwindigkeit ab ca. 12:00 UTC, wurde die bodennahe Luftschicht thermisch destabilisiert und eine nahezu neutrale Schichtung stellte sich ein. Eine weitere Stabilisierung, aufgrund der Warmluftadvektion über der Schneeoberfläche, wurde überkompensiert durch den verstärkten mechanischen Antrieb und der Gegenstrahlung durch die Wolkendecke. Infolgedessen stieg die Grenzschichthöhe zwischen 12:00 UTC und 18:00 UTC sprunghaft auf Werte um 1000 m an (siehe Abb. 37e). Nach 18:00 UTC fiel die Grenzschichthöhe zunächst kurzzeitig wieder auf Werte um 600 m bevor sie dann rapide wieder auf Werte um 1400 m in den Morgenstunden des 05.11.2013, infolge der hohen Windgeschwindigkeiten, anstieg. Mit der schnellen Verringerung der Windgeschwindigkeit gegen 06:00 UTC des 05.11.2013, fiel auch die Grenzschichthöhe sehr schnell bis in das bodennächste Kompositprofilniveau ab. Hier zeigt sich besonders deutlich, dass die Turbulenz hauptsächlich mechanisch angetrieben war. Mit dem Wegfall dieses Antriebs stabilisierte sich die Grenzschicht ebenso schnell wieder.

Vom 05.11.2013 06:00 UTC bis zum 07.11.2013 etwa 20:00 UTC war die Messhöhe des Wind-LIDARs stark vermindert. Ursache hierfür waren hauptsächlich die tiefen Wolken, die das emittierte Laserlicht des Wind-LIDARs nahezu vollständig extingierten. Entsprechend konnten auch die Kompositprofile nicht für größere Höhen berechnet werden. Dadurch und aufgrund der starken mechanischen angetriebenen Turbulenz bis in größere Höhe konnte nur sporadisch eine

Grenzschichthöhe ermittelt werden. Der auffällige horizontale Streifen bei etwa 700 m ist etwa die Höhe der Strahlteile des Laserstrahls des Wind-LIDARs, in dessen Höhe das Signal-zu-Rauschverhältnis höher ausfällt und damit häufiger noch eine Messung möglich ist (siehe Burgemeister, 2013). Insgesamt zeigte sich eine starke Variabilität, die auf die stark fluktuierende Windgeschwindigkeit in diesem Zeitraum zurückzuführen war. Aus der Radiosonde vom 05.11.2013 10:47 UTC ergab sich eine Grenzschichthöhe von 1025 m, am 06.11.2013 11:08 UTC ergaben sich 275 m und am 07.11.2013 10:52 UTC etwa 75 m (vgl. Abb. 37e und 41). Aus dem Kompositprofil vom 07.11.2013 10:43 UTC wurde hingegen eine Grenzschichthöhe von 1300 m ermittelt. Dieser enorme Unterschied zur Sondierung ist der sehr starken Variabilität in diesem Zeitraum geschuldet. Für den 08.11.2013 ergab sich ebenfalls eine solch große Abweichung. Hier wurde aus der Radiosonde von 10:47 UTC eine Grenzschichthöhe von 2 m (siehe Abb. 42) im Kontrast zum Kompositprofil von 10:43 UTC mit einer Höhe von 625 m ermittelt. Aus Abbildung 37e wird aber ersichtlich, dass bis etwa 18:00 UTC einer sehr große Variabilität in den Kompositprofilen vorlag.

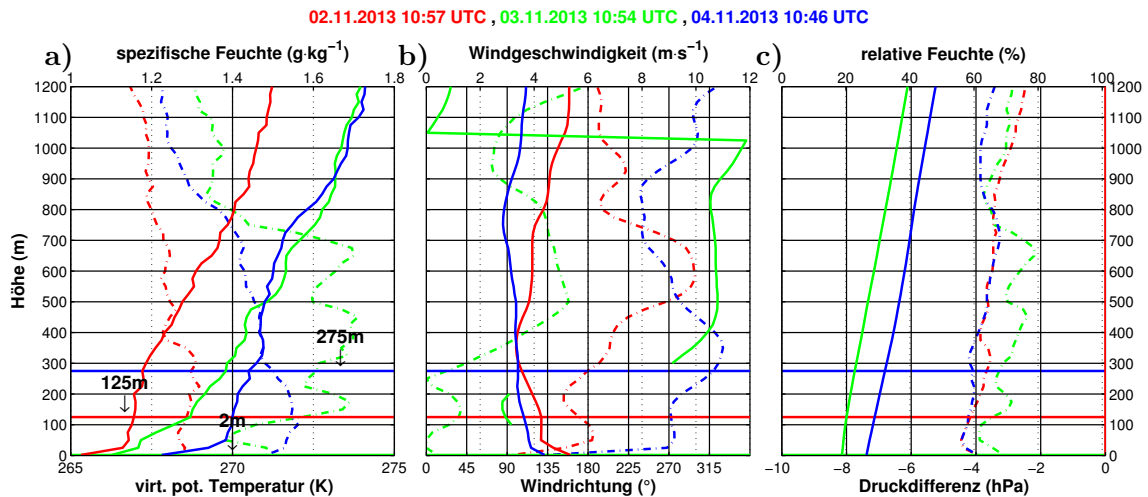


Abbildung 40: Messungen aus den Radiosondierungen vom 02.11.2013 10:57 UTC (rot), 03.11.2013 10:54 UTC (grün), 04.11.2013 10:46 (blau); **a)** virtuelle potentielle Temperatur in K (durchgezogene Linien); spezifische Feuchte (Glg. C.16 im Anhang) in g/kg (Strichpunktlinien); **b)** Windrichtung in ° (durchgezogene Linien), keine Angabe der Windrichtung bei Windgeschwindigkeiten unter 0,5 m/s; Windgeschwindigkeit in m/s (Strichpunktlinien); **c)** Differenz der Druckprofile in hPa zur ersten Sondierung in der Periode (hier 02.11.2013 10:57 UTC); relative Feuchte in % (Strichpunktlinien); horizontale Linien (Sondenzuordnung entsprechend der Farben): Grenzschichthöhe nach der Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) errechnet aus den Sondenprofilen

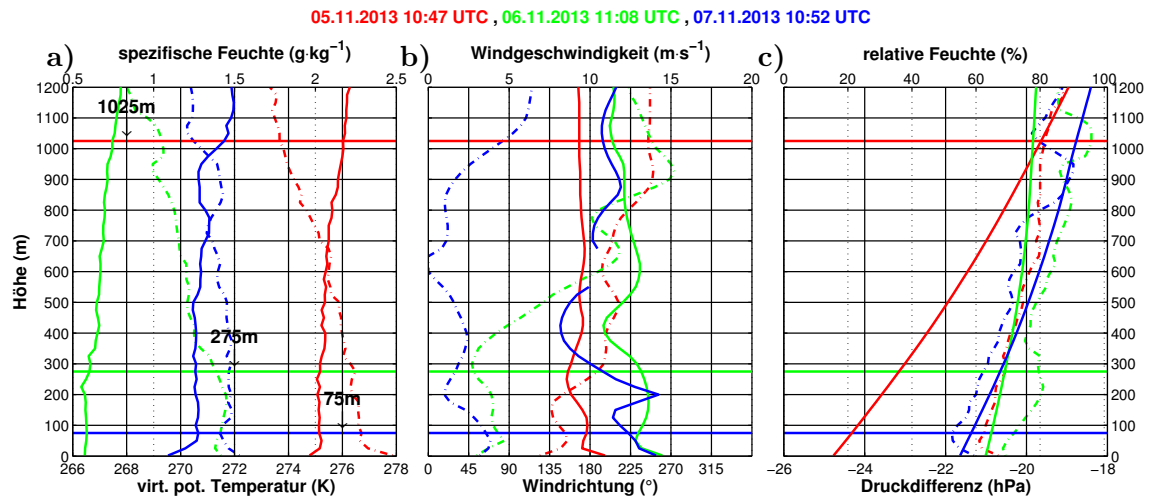


Abbildung 41: Messungen aus den Radiosondierungen vom 05.11.2013 10:47 UTC (rot), 06.11.2013 11:08 UTC (grün), 07.11.2013 10:52 (blau); **a)** virtuelle potentielle Temperatur in K (durchgezogene Linien); spezifische Feuchte (Glg. C.16 im Anhang) in g/kg (Strichpunktlinien); **b)** Windrichtung in ° (durchgezogene Linien), keine Angabe der Windrichtung bei Windgeschwindigkeiten unter 0,5 m/s; Windgeschwindigkeit in m/s (Strichpunktlinien); **c)** Differenz der Druckprofile in hPa zur ersten Sondierung in der Periode (hier 02.11.2013 10:57 UTC); relative Feuchte in % (Strichpunktlinien); horizontale Linien (Sondenzuordnung entsprechend der Farben): Grenzschichthöhe nach der Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) errechnet aus den Sondenprofilen

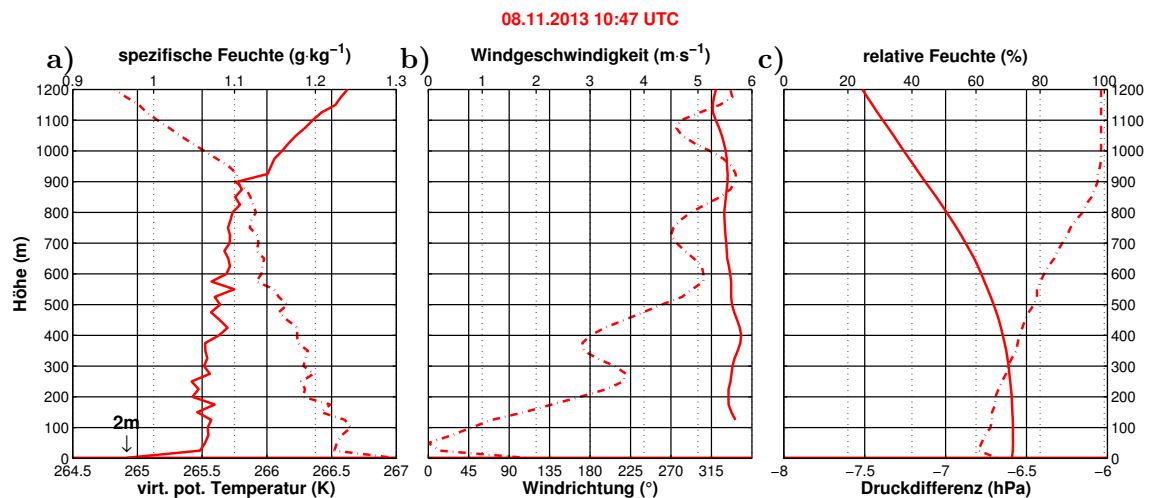


Abbildung 42: Messungen aus der Radiosondierung vom 08.11.2013 10:47 UTC (rot); **a)** virtuelle potentielle Temperatur in K (durchgezogene Linien); spezifische Feuchte (Glg. C.16 im Anhang) in g/kg (Strichpunktlinien); **b)** Windrichtung in ° (durchgezogene Linien), keine Angabe der Windrichtung bei Windgeschwindigkeiten unter 0,5 m/s; Windgeschwindigkeit in m/s (Strichpunktlinien); **c)** Differenz der Druckprofile in hPa zur ersten Sondierung in der Periode (hier 02.11.2013 10:57 UTC); relative Feuchte in % (Strichpunktlinien); horizontale Linie: Grenzschichthöhe nach der Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) errechnet aus den Sondenprofilen

Zusammenfassend wurde in diesem Zeitraum unter Tiefdruckeinfluss die Bedeutung von Frontdurchgängen für die Grenzschichtdurchmischung und die Grenzschichthöhe erneut deutlich. Weiterhin zeigte sich, dass eine persistente Wolkenbedeckung zu einer ausgeglichenen Strahlungsbilanz in der Polarnacht führen kann. Zusammen mit der Kaltfront wurde die Grenzschicht teilweise thermisch schwach instabil. Allerdings reichten die geringen Windgeschwindigkeiten nicht

aus, einen effektiven turbulenten Austausch in Bodennähe zu generieren. Unter windstillen und klaren Bedingungen dominiert die Strahlungsabkühlung den bodennahen Energieaustausch und es bilden sich stabile Schichtungen mit Bodeninversionen aus.

Aus den obigen Ausführungen zeichnete sich ein charakteristischer Prozessablauf bei der Passage von den untersuchten Drucksystemen über Svalbard ab. In Abbildung 43 ist dazu ein vereinfachtes Schema gegeben. Zu den zuvor beschriebenen Prozessen wurde zusätzlich noch der großräumige Einfluss, d.h. das Aufsteigen von Luftmassen in Tiefdruckgebieten und die Subsidenz in Hochdruckgebieten, mit eingezeichnet.

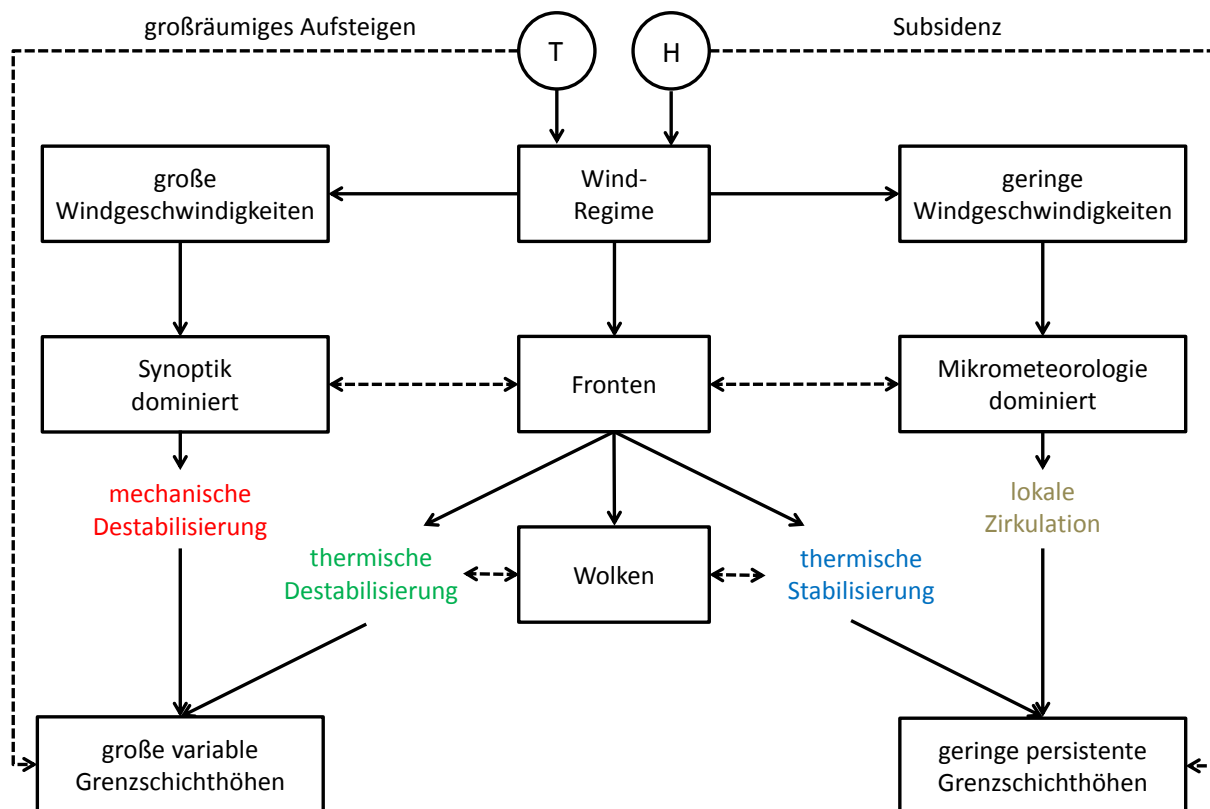


Abbildung 43: Schema der Prozesse bei der Passage von Hoch- und Tiefdrucksystemen über Svalbard

9 Prozessstudie mit dem WRF-Modell für eine Periode häufiger Sondierungen

Wie in Tabelle 9 angegeben, wurden die ARW-Simulationen mit einem zweiwege Dreifach-*Nesting* durchgeführt. In Abbildung 44 sind zunächst die drei Modelldomänen der finalen ARW-Simulation grafisch dargestellt. Die äußerste Domäne (Domäne 1) reicht im nördlichen Bereich von der Nordostküste Grönlands bis wenige Kilometer vor Franz-Josef-Land im Osten. Südlich der Bäreninsel erstreckt sich die Domäne etwa bis 73,5° N. Die mittlere Domäne (Domäne 2)

umfasst mehrheitlich den Svalbard Archipel. Die innerste Domäne (Domäne 3) deckt ein Gebiet von etwa 68 km x 66 km um Ny-Ålesund ab.



Abbildung 44: Modelldomänen (D1, D2, D3) des Dreifach-*Nestings* der finalen ARW-Simulationen; Der zusätzlich markierte Kartenausschnitt innerhalb von Domäne 3 (D3) ist deckungsgleich mit dem Kartenausschnitt in Abbildung 3 (Kapitel 4 **Standortbeschreibung** S. 31).

Zur Illustration der Modellauflösung wurden bereits in Abbildung 4 und 5 (siehe Kapitel 4 **Standortbeschreibung** S. 31) die Modellgitterpunkte der Domäne 3 (D3) in dieser Region markiert. Für den direkten Vergleich zwischen den realen und den modellierten Bedingungen wurde in Abbildung 45 die Landnutzungsmaske sowie die Orographiehöhe aus den finalen ARW-Simulationen für den identischen Kartenausschnitt, wie in Abbildung 4 und 5 graphisch dargestellt (vgl. Abb. 4, 5 und 45). Die Landnutzungsmaske entspricht den Gitterzellen des Modells.

Die Höhenlinien der Terrainhöhe wurden auf Grundlage der Höhe der Gitterzellen interpoliert (MATLAB-Routine: *contour*). Die Landnutzungsmaske ist analog zur Landseemaske des Modells. Das heißt, alle Bereiche mit der Landnutzungsclassen *19-Barren or Sparsely Vegetated* oder *24-Snow or Ice* (im Kartenausschnitt nicht vorhanden) entsprechen Landmasse, die Klasse *16-Water Bodies* Wasserflächen (See, Ozean).

Aus den Abbildungen 4, 5 und 45 wird bereits grafisch ersichtlich, dass die im Kapitel **7 Mikrometeorologische Charakterisierung des Messstandortes** (S. 55) erläuterten Variationen zwischen den Messungen am Standort des EKM-NA und dem BSRN-Messfeld nicht reproduziert werden können, da beide Standorte von dem identischen Modellgitterpunkte (38,29) (siehe Abb. 45) in der Simulation repräsentiert werden. Das heißt, beide Stationen befinden sich in der gleichen Modellgitterzelle. Weiterhin wird deutlich, dass der Modellgitterpunkt (38,29), nachfolgend als P1 bezeichnet, ein größeres Areal als Land klassifiziert, als es in der Realität der Fall ist (vgl. Abb. 4). Die quadratische Gitterzelle von P1 erstreckt sich mit einer horizontalen Ausdehnung von 1 km soweit in den Fjord, dass auch noch die Station auf dem alten Pier an Land liegt (vgl. Abb. 45 und 4).

Des Weiteren wird die komplexe Geländestruktur, wie die Tallage der Bayelva-Station, überhaupt nicht abgebildet (vgl. Abb. 4 und 5). Dadurch können lokale Kanalisierungen der Strömung, wie im Bayelva-Tal (siehe Kapitel **7.1 Vergleiche der bodennahen Windmessungen verschiedener Standorte** S. 57), nicht korrekt reproduziert werden. Dies bestätigt ebenfalls den Befund, dass die Bayelva-Station für diesen Modellvergleich zu stark durch mikrometeorologische Effekte beeinflusst wird, die selbst bei einer horizontalen Auflösung von 1 km durch das Modell nicht reproduziert werden können.

Wie bereits im Kapitel **8.2 Prozessstudien zum Einfluss von (Anti-) Zyklonen auf die lokale Grenzschicht** S. 76 erwähnt, wurde der Zeitraum vom 11.09.2013 bis zum 24.09.2013 aufgrund der hervorragenden Datenlage durch die Radiosondierungskampagne in diesem Zeitraum für die Modellstudie ausgewählt. Entsprechend werden die Modelldaten sowohl mit den bodennahen meteorologischen Messungen und den Messungen der Fernerkundungssysteme (Radiometer, Wind-LIDAR) als auch mit den In-situ-Messungen der Sondierungen verglichen.

Aus Kapitel **8.2 Prozessstudien zum Einfluss von (Anti-) Zyklonen auf die lokale Grenzschicht** S. 76 wurde außerdem ersichtlich, dass die lokalen Beobachtungen stark durch die synoptischen Bedingungen geprägt werden und die bodennahen Beobachtungen teilweise eng miteinander verknüpft sind. Entsprechend wird im Folgenden in Anlehnung an das genannte Kapitel hier ebenfalls ein kurzer Überblick gegeben.

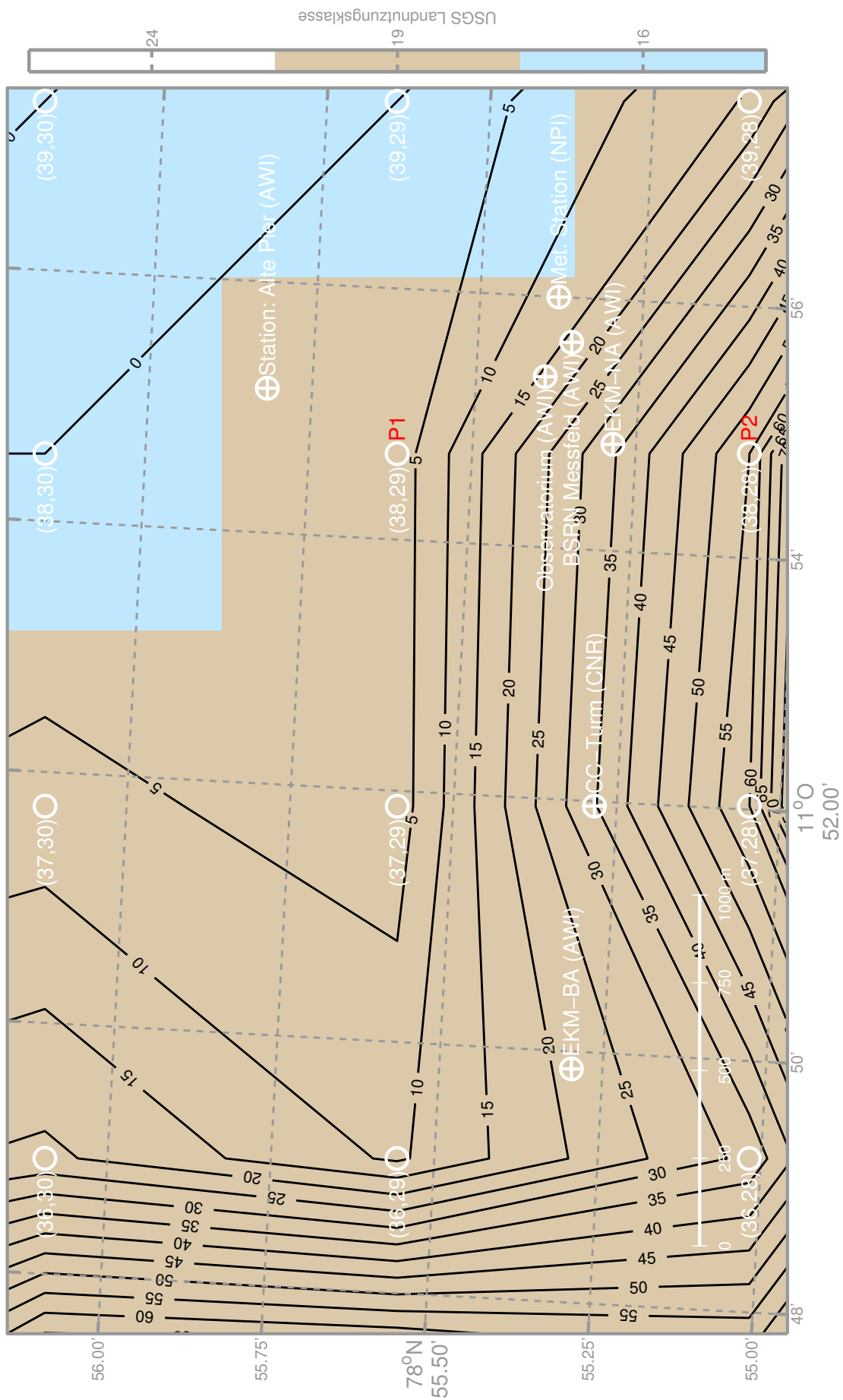


Abbildung 45: Landnutzungsklassen und Geländehöhe von Ny-Ålesund und Umgebung im WRF-Modell; USGS-Landnutzungsklassen: 16-Water Bodies, 19-Barren or Sparsely Vegetated, 24-Snow or Ice (im Kartenausschnitt nicht vorhanden); Isolinen: Höhenlinien des Geländehöhe im Modell in Metern

Synoptische Bedingungen

Die synoptischen Bedingungen wurden ebenfalls anhand der ERA-Interim-Reanalysedaten aus dem 850hPa-Niveau untersucht. Auf eine explizite Darstellung aller Bilder wurde hier verzichtet und lediglich die Zeitschritte mit den größten Änderungen dargestellt (Abb. 46).

Am 11.09.2013 befand sich Svalbard innerhalb eines kleinen Tiefdruckgebiet, dessen Zentrum südöstlich des Archipels lag. Zu diesem Zeitpunkt lag nur ein schwacher geostrophischer Wind an der Westküste vor. Zeitgleich entwickelte sich im südlichen Bereich von Grönland ein großes Tiefdruckgebiet. Bis zum 12.09.2013 verlagerte sich das kleine Tiefdruckgebiet von Svalbard über die Karasee und das sich stark intensivierte Tiefdrucksystem südlich von Grönland zog über die Grönland-See nach Norden. Svalbard lag zu diesem Zeitpunkt schon innerhalb einer deutlichen Drängung meridionaler Isohypsen und warme Luftmassen aus der Norwegischen See erreichten den Archipel.

Dieses Tief blieb dann stationär über der Grönland-See. Nach einer weiteren Intensivierung und Windgeschwindigkeiten über dem Archipel von ca. 15 m/s bis zum 13.09.2013 12:00 UTC löste es sich bis zum 15.09.2013 06:00 UTC vollständig auf. Der Archipel wurde nur noch mit geringen Windgeschwindigkeiten aus Süden angeströmt. Zeitgleich bewegte sich ein neues sehr intensives Tiefdruckgebiet auf derselben Trajektorie über die Grönland-See nach Norden und ein kleines Tiefdruckgebiet begann sich nordöstlich von Svalbard zu bilden.

In den folgenden Tagen verlagerten sich beide Systeme nur geringfügig und über dem Archipel lagen weiterhin nur geringe Windgeschwindigkeiten vor. Bis zum 17.09.2013 06:00 UTC zog das Tiefdruckgebiet von der Grönland-See über die Norwegische-See und begann mit einem weiteren Tiefdrucksystem über dem Baltikum zu verschmelzen. Zeitgleich entwickelte sich im Bereich der Kara-See und im östlichen Teil Russlands ein sehr großes Hochdrucksystem.

Durch die Verlagerung des Tiefs nördlich von Svalbard nach Norden und der Intensivierung des Hochs über der Kara-See, kam es über dem Archipel im Zeitraum vom 17.09.2013 00:00 UTC bis zum 18.09.2013 06:00 UTC zu einer starken Isohypsendrängung. Diese führte zu einer starken Anströmung aus südöstlichen Richtungen. Diese Anströmung blieb unter der Verlagerung aller Drucksysteme bis zum 20.09.2013 18:00 UTC mit Windgeschwindigkeiten 15 m/s weitestgehend erhalten. Lediglich am 19.09.2013 00:00 UTC verminderte sich die Isoypsendrängung, durch die Verlagerung des Hochs über Kara-See nach Süden, deutlich, wodurch die Windgeschwindigkeiten über dem Archipel auf unter 5 m/s fielen. Das Tief im Bereich Skandinavien hatte sich zu diesem Zeitpunkt nahezu vollständig abgebaut.

Ab dem 20.09.2013 18:00 UTC zog dann ein drittes Tiefdruckgebiet an der Ostküste Grönlands über die Grönland-See nach Norden. Gleichzeitig entwickelte sich ein Hochdruckgebiet nordöstlich von Svalbard. Diese Konstellation führte wieder zu einer starken Isohypsendrängung, erneut mit Anströmung aus südöstlicher Richtung, über Svalbard.

In den folgenden Tagen zog dann das Hochdruckgebiet nördlich von Svalbard weiter nach Süden, wodurch sich die Anströmung zu Winden aus Nordost über dem Archipel drastisch änderte.

Der weitere Verlauf ist in Kapitel **8.2.2 H01: Hochdrucksystem 21.09.2013 00:00 UTC - 28.09.2013 12:00 UTC** S. 87 beschrieben.

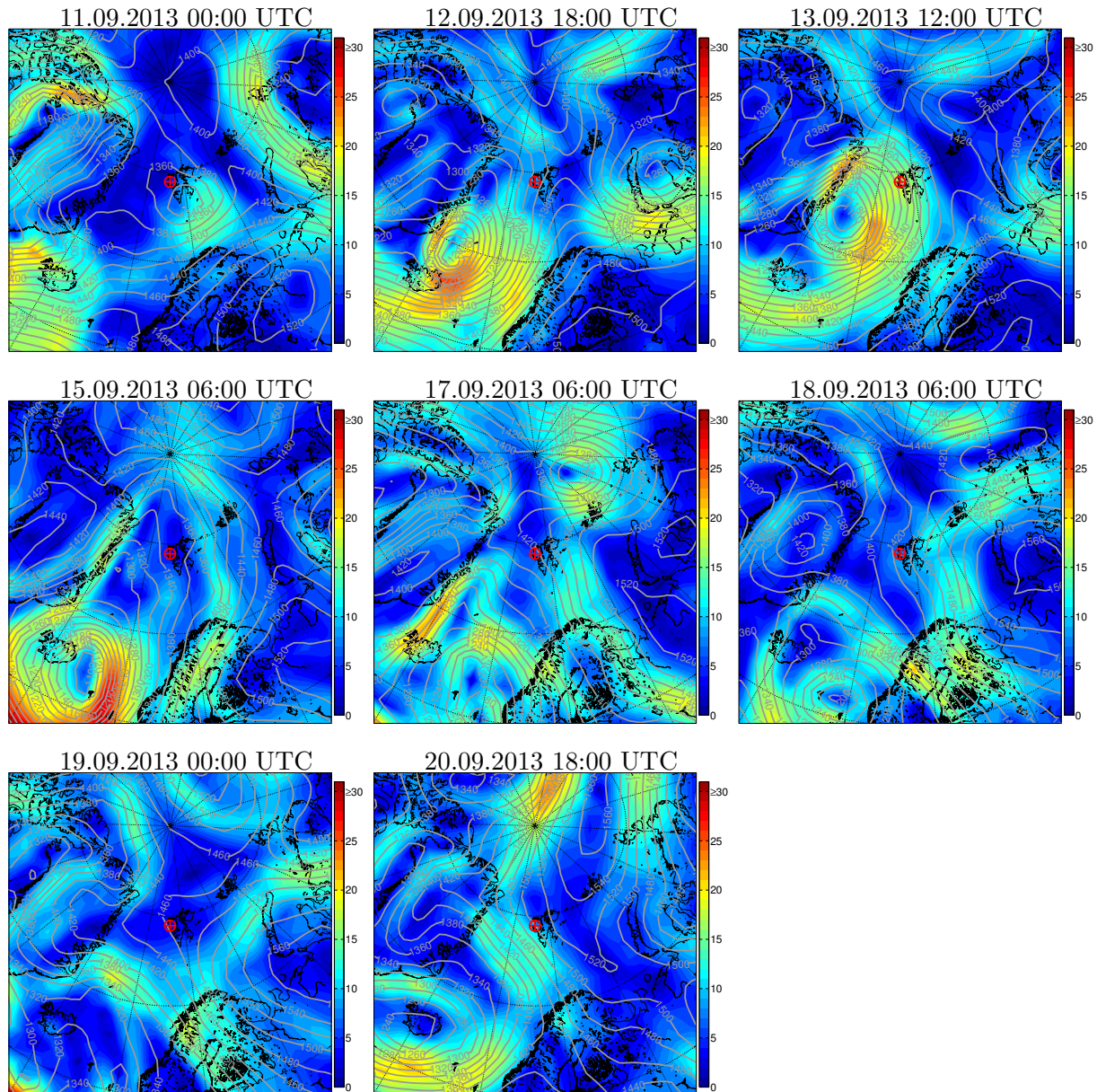


Abbildung 46: Höhenkarten aus dem 850 hPa-Niveau (6-stündliche ERA-Interim Reanalysedatensätze) für den Zeitraum 11.09.2013 00:00 UTC bis 20.09.2013 18:00 UTC; Schattierung: Windgeschwindigkeit in m/s, Konturlinien: Isohypsen der geopotentiellen Höhe in m; rote Markierung: Standort Ny-Ålesund

Grenzschichtbeobachtungen

Nachfolgend ist in Abbildung 47 ein analoger Überblick über die lokalen Messungen, wie im Kapitel 8.2 Prozessstudien zum Einfluss von (Anti-) Zyklonen auf die lokale Grenzschicht S. 76, gegeben. Die beiden Perioden mit starker Advektion von warmen Luftmassen sowie der temporäre Rückgang der synoptischen Anströmung aus Südosten am 19.09.2013 00:00 UTC sind auch deutlich in den bodennahen Beobachtungen zu erkennen (siehe Abb. 47a). In den Zeiten mit hohen geostrophischen Windgeschwindigkeiten setzten sich auch in Bodennähe höhere Windgeschwindigkeiten durch, die zu erhöhter mechanisch angetriebener Turbulenz und dadurch letztlich auch zu höheren Grenzschichthöhen führten (siehe Abb. 47a, b und e).

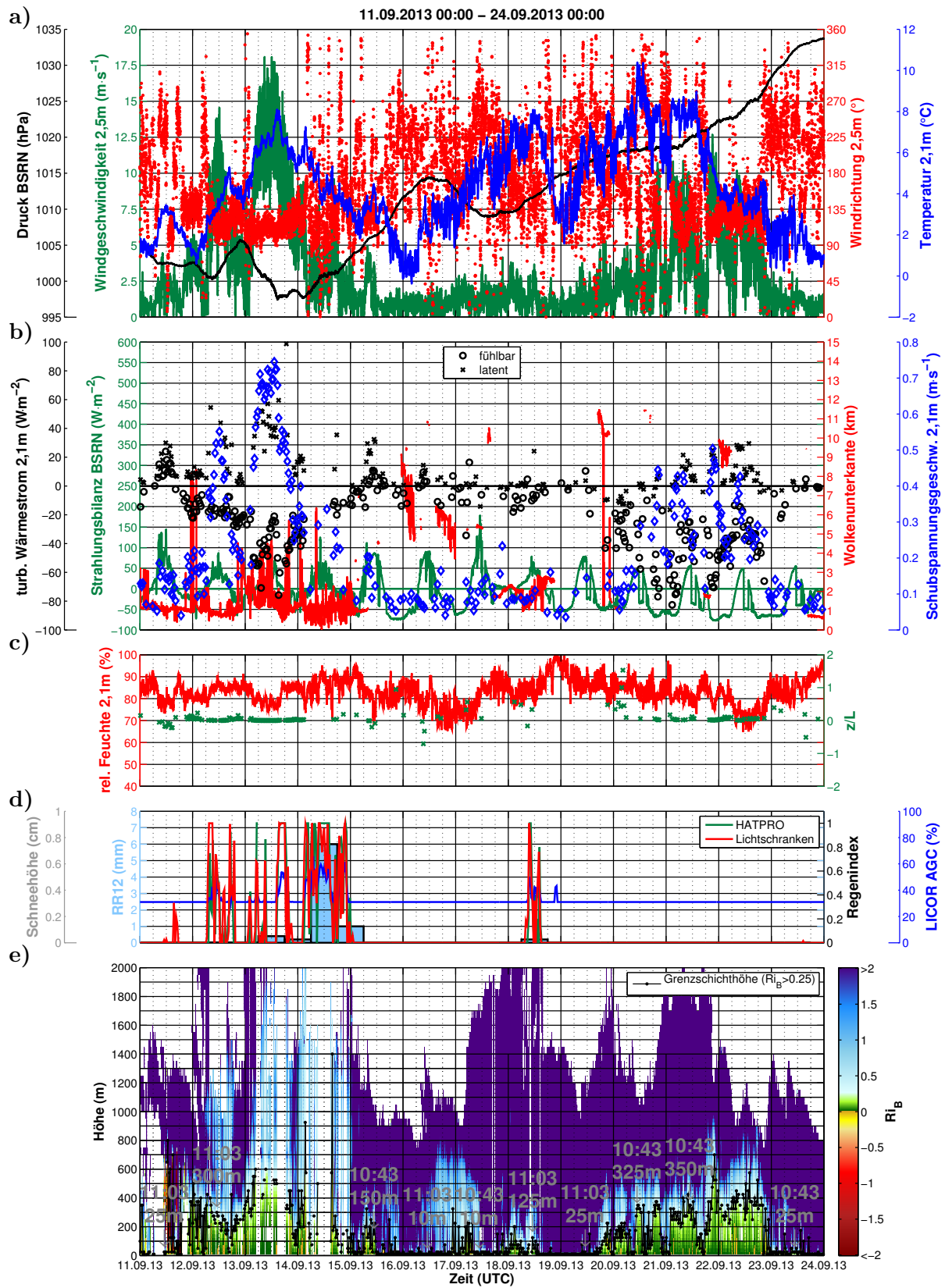


Abbildung 47: Zeitlicher Verlauf meteorologischer Messungen nahe der Oberfläche und der dynamischen Vertikalstruktur (Bulk-Richardson-Zahl) für den Zeitraum 11.09.2013 00:00 UTC - 24.09.2013 00:00 UTC Fortsetzung siehe nächste Seite

Abbildung 47 (Fortsetzung): **a)** BSRN-Bodendruck in hPa (schwarze Kurve); Windgeschwindigkeit in m/s aus 2,5 m Höhe vom EKM-NA (grüne Kurve); Windrichtung in ° aus 2,5 m Höhe vom EKM-NA (rote Punkte); Temperatur in °C aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (blaue Kurve); **b)** turbulenter fühlbarer Wärmestrom in W/m^2 aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (schwarze Kreise); turbulenter latenter Wärmestrom in W/m^2 aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (schwarze Kreuze); Strahlungsbilanz (Glg. C.2) in W/m^2 aus 2,0 m Höhe vom BSRN-Feld (grüne Kurve); Wolkenunterkante (Ceilometer-Messung) in km vom BSRN-Feld (rote Kurve); Schubspannungsgeschwindigkeit in m/s aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (blaue Symbole); **c)** relative Feuchte in % aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (rote Kurve); Stabilitätsparameter z/L (dimensionslos) aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (grüne Kreuze); **d)** Schneehöhe (Laser-Distanzmessung) in cm vom BSRN-Feld; akkumulierter Niederschlag in 12 Stunden (RR12) in mm von der norwegischen Wetterstation (blaue Balken); 30min-Mittelwerte des Regenindex vom Radiometer (dimensionslos) aus 8,0 m Höhe (Observatoriumsdachplattform) (grüne Kurve); 30min-Mittelwerte des Regen-Flags der Lichtschranken (dimensionslos) aus 8,0 m Höhe (Observatoriumsdachplattform) (rote Kurve); 30min-Mittelwerte des AGC-Werts (erhöhte Extinktion in Messpfad für $AGC > 31\%$) des Gassensors in % aus 2,1 m Höhe vom EKM-NA (blaue Kurve); **e)** Vertikalprofile der Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) (dimensionslos) aus den Kompositprofilen (Farbverlaufsdarstellung); Grenzschichthöhe aus Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) in m (schwarze Strichpunktlinie); Zeit- und Höhenangaben (UTC, m) sind die zu den Radiosonden zeitlich am nächsten gelegenen Grenzschichthöhen die aus den Kompositprofilen ermittelt wurden; weiße Bereiche: Zeiten in denen technisch oder meteorologisch bedingt keine Daten zur Verfügung standen)

9.1 Vergleich der Modellsimulationen mit den Beobachtungsdaten in der vertikalen Säule

Für diesen Vergleich wurde der zu den Messstandorten (BSRN-Feld und Observatorium) am nächsten gelegene Modellgitterpunkt **P1** (siehe Abbildung 45) gewählt. Dieser Punkt liegt im Modell in 2,2402 m Höhe über dem mittleren Meeresspiegel und damit etwa 10 m tiefer als die Messstandorte (ca. $15 m_{\text{amsl}}$).

9.1.1 Windprofile

Wie aus dem Kapitel 7 **Mikrometeorologische Charakterisierung des Messstandortes S. 55** hervorgeht, werden die lokalen mikrometeorologischen Bedingungen an den Stationen durch die lokale Anströmung bestimmt. Entsprechend musste zunächst validiert werden, inwieweit das ARW in den Simulationen das lokale Windfeld reproduzieren konnte.

In Abbildung 48 und 49 sind der zeitliche Verlauf der Windrichtung bis in eine Höhe von 2000 m in den Messungen und den ARW-Simulationen dargestellt. Die Radiosonden- und Wind-LIDAR-Daten zeigen erwartungsgemäß eine sehr gute Übereinstimmung, wobei kurzzeitige Variationen aufgrund der höheren zeitlichen Auflösung durch das Wind-LIDAR besser erfasst werden (vgl. Abbildungen 48a und b sowie 49a und b). Da die Radiosondenmessungen unabhängig von der Bewölkung und der Aerosolkonzentration sind, liefern diese, mit Ausnahme von Zeiten sehr geringer Windgeschwindigkeiten ($\leq 0,5$ m/s) (siehe Abb. 48a und 49a), immer ein vollständiges Vertikalprofil. Beide Messungen ergänzen einander derart, dass ein direkter Vergleich mit den ARW-Simulationen bis 2000 m möglich ist.

Beim Vergleich zwischen den Messungen und der ARW-(MYJ)-Simulation fällt zunächst die deutliche Abweichung der Windrichtung am 11.09.2013 unterhalb von 750 m auf. Hier zeigt das Modell am Vormittag eine Winddrehung von Südost in Bodennähe auf Wind um Nord ab etwa 250 m. Eine entsprechende Drehung lässt sich ebenfalls in den Messungen identifizieren,

allerdings in größerer Höhe und vertikal wechselnden Windrichtungen darunter. Im Laufe des Nachmittags zeigt das Modell zeitweise Wind aus Südwest in Bodennähe und eine systematische Drehung nach Nordwest bis etwa 500 m. Der Südwestwind in Bodennähe wurde ebenfalls durch die 16:51 UTC Radiosonde erfasst, aber der weitere Verlauf des Vertikalprofils weicht deutlich ab. Bis etwa 250 m wurde eine Drehung auf Südost gemessen und erst ab etwa 1000 m eine weitere Drehung nach Nordwest. Das Wind-LIDAR zeigte ebenfalls diese Schicht. Anhand von Abbildung 49 wird deutlich, dass während des gesamten Tages nur sehr geringe Windgeschwindigkeiten mit Beträgen von häufig unter 10 m/s sowohl in den Messungen als auch in den Simulationen vorlagen. Bei sehr geringen Windgeschwindigkeiten werden Windrichtungsangaben in Messungen gewöhnlich deutlich ungenauer. Für Geschwindigkeiten von $\leq 0,5$ m/s (WMO: 1kt=0,5125) werden üblicherweise bei Messungen keine Windrichtungen mehr angegeben. Am 22.09.2013 im Höhenbereich 750 m und 1250 m und am 23.09.2013 in allen Messhöhen des Wind-LIDARs zeigten sich ähnliche große Windrichtungsabweichungen bei niedrigen Windgeschwindigkeiten. Vom 12.09.2013 bis einschließlich 13.09.2013 lagen in der gesamten betrachteten Säule deutlich höhere Windgeschwindigkeiten vor. Für diesen Zeitraum sind qualitativ nur geringe Abweichungen der Windrichtung zwischen den Messungen und den Simulationen zu erkennen (siehe Abb. 49). Allerdings werden die Windgeschwindigkeiten in beiden Simulationen deutlich überschätzt. Für den 13.09.2013 simulierte das ARW zeitweise Windgeschwindigkeiten von mehr als 25 m/s, die in den Messungen nicht auftraten. Auch die vertikale Verteilung der Windgeschwindigkeit weicht deutlich ab. So wird der Bereich geringerer Geschwindigkeiten zwischen 500 m und 1000 m vom Modell gar nicht reproduziert. Ebenso wird die Windgeschwindigkeit am 14.09.2013 in den unteren 1000 m erheblich überschätzt.

Am 15.09.2013 lagen wieder geringere Windgeschwindigkeiten von mehrheitlich unter 10 m/s vor. In den Messungen zeigte sich eine temporäre Windscherung im Höhenbereich zwischen 500 m und 1000 m nach Nordost. Diese kleinskalige Scherung wurde ebenfalls durch die Simulationen reproduziert, allerdings mit Abweichungen im Höhenbereich und der zeitlichen Dauer. Am 16.09.2013 wurden im gesamten betrachteten Höhenbereich, bei Windrichtungen aus Südost, erneut nur Windgeschwindigkeiten bis etwa 10 m/s beobachtet. Die Radiosonde vom 15.09. 22:49 UTC zeigte oberhalb von 1250 m sehr niedrige Windgeschwindigkeiten und entsprechend variable Windrichtungen. Beide ARW-Simulationen zeigen einen analogen zeitlichen Verlauf der Windgeschwindigkeit. Weiterhin zeigen sich erstmalig deutliche Abweichungen beider Simulationen in der Windrichtung voneinander in den Vormittagsstunden des 16.09.2013 oberhalb von 1000 m. Hier ergaben sich aus der ARW (YSU)-Simulationen Windrichtungen aus nordwestlicher Richtung bis zum Nachmittag, was weder in den Messungen noch im ARW (MYJ)-Lauf auftrat. Vom 17.09.2013 bis einschließlich dem 18.09.2013 lagen in den unteren 1000 m erneut geringe Windgeschwindigkeiten vor. Dennoch reproduzierten beide ARW-Simulationen die Zeiträume mit wechselnden Windrichtungen in Bodennähe bis 1000 m, allerdings zu abweichenden Zeiten, wie sie auch in den Messungen vorlagen. Der Windrichtungswechsel am Nachmittag des 17.09.2013 oberhalb von 1000 m auf Südost ist ebenfalls in beiden Läufen deutlich erkennbar. Auch hier wurden die Windgeschwindigkeiten überschätzt. Bis zum 19.09.2013 nahm die Windgeschwindigkeit oberhalb 1000 m wieder ab. In den Messungen zeigten sich, wie in den Vortagen, erneut Zeiträume wechselnder Windrichtungen unterhalb von 750 m, die in den Simulationen ebenfalls

in einigen Zeitschritten auftraten.

Der qualitative Vergleich zeigte zunächst eine gute Übereinstimmung der simulierten Variabilität des Windfeldes mit den Beobachtungen. Die Windgeschwindigkeiten werden teilweise in dem gesamten Höhenbereich bis 2000 m überschätzt. Starke Abweichungen der Windrichtung ergaben sich im Wesentlichen in Zeiten mit niedrigen Windgeschwindigkeiten, in den kleinere Abweichungen in den Komponenten der horizontalen Windgeschwindigkeit erhebliche Änderungen in der Windrichtung bewirken.

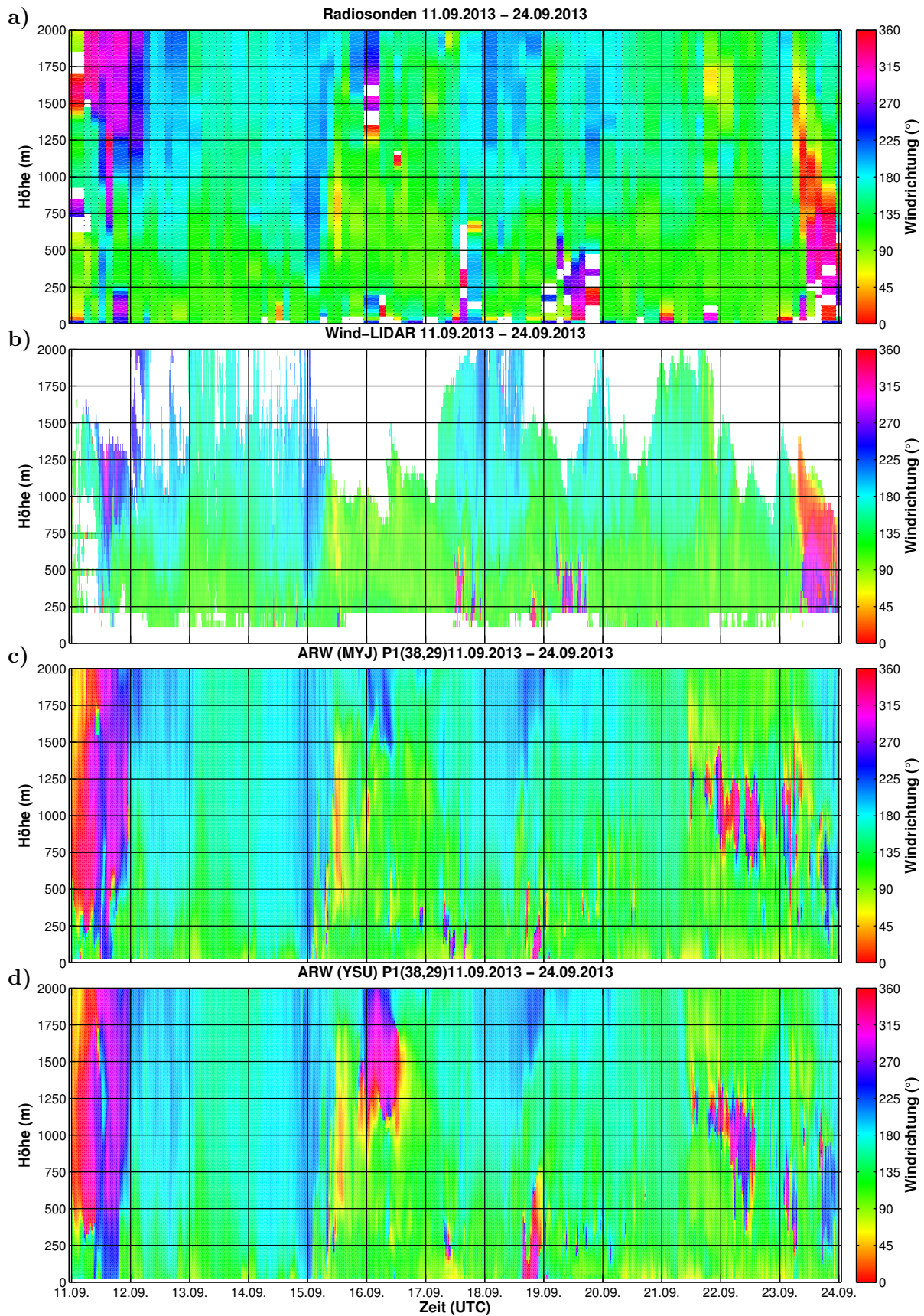


Abbildung 48: Zeitlicher Verlauf der Windrichtung in ° in der unteren Troposphäre (bis 2000 m) im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013; **a)** Radiosonden; **b)** Wind-LIDAR; **c)** ARW mit MYJ-Schema **d)** ARW mit YSU-Schema; weiße Bereiche: keine Daten

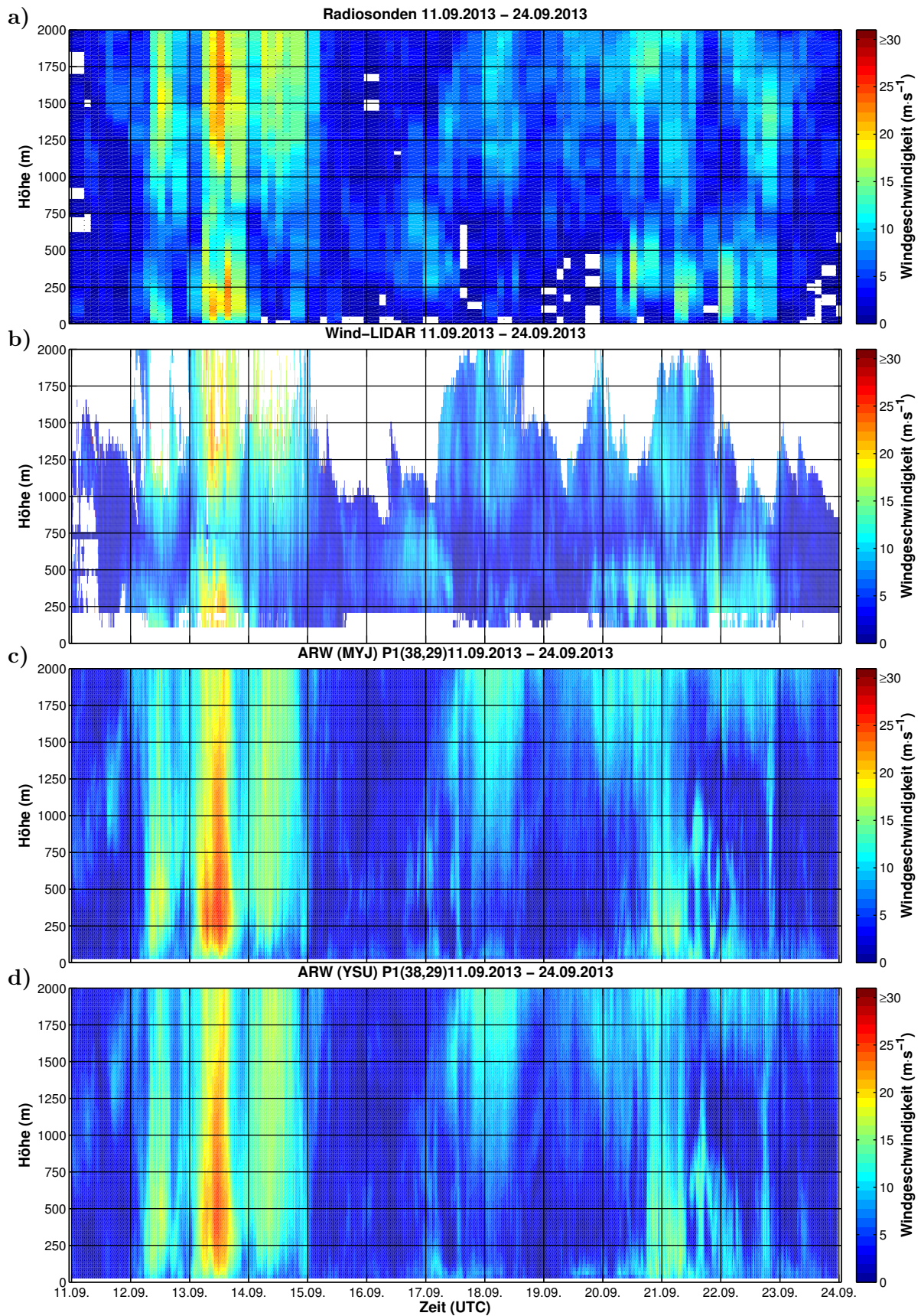


Abbildung 49: Zeitlicher Verlauf der Windgeschwindigkeit in $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ in der unteren Troposphäre (bis 2000 m) im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013; **a)** Radiosonden; **b)** Wind-LIDAR; **c)** ARW mit MYJ-Schema **d)** ARW mit YSU-Schema; weiße Bereiche: keine Daten

Differenz zu den Wind-LIDAR-Daten

Vergleich der vertikalen Profile - Windrichtung

Für den Vergleich zwischen den simulierten Windprofilen und Messungen haben die Wind-LIDAR Messungen gegenüber den Radiosondierungen drei wesentliche Vorteile. Erstens liegen die Daten in einer ARW ähnlichen vertikalen Auflösung von 50 m vor. Zweitens ist die Genauigkeit für alle Messpunkte nahezu identisch und das Profil aus einem räumlich konstanten stationären kegelförmigen Luftvolumen über dem Gerät ermittelt. Drittens liegen die Messungen zeitlich immer kongruent zu dem ARW-Profilen vor, sodass immer die gleiche Zeitkonstante zwischen Beobachtung und Simulationszeitschritt gegeben ist. Entsprechend ist nachfolgend zunächst ein umfassender Vergleich der Windprofile aus den Simulationen und dem Wind-LIDAR gegeben. In Abbildung 50a sind die Differenzen (ARW (MYJ) minus Wind-LIDAR) für die Windrichtung als Farbrasterdarstellung gegeben.

Die Farbverteilung zeigt deutlich, dass die zuvor diskutierten Abweichungen der Windrichtungen am 11.09. und 23.09. einen sehr großen Wertebereich haben und häufig größer als $\pm 90^\circ$ waren. Auch die deutlichen Abweichungen unterhalb von 500 m am 17.09., 18.09. und 19.09., liegen in einem ähnlichen Wertebereich. Während der hohen Windgeschwindigkeiten am 12.09., 13.09. und 14.09. lagen nur kleine Abweichungen unterhalb $\pm 45^\circ$ vor.

Um diese Befunde weiter zu quantifizieren, wurde der MAE (Glg. 6.2), der BIAS (Glg. 6.3) aus den Differenzen der Vertikalprofile sowie der zirkulare Korrelationskoeffizient (Glg. 6.9) zwischen den interpolierten Vertikalprofilen berechnet. Der zeitliche Verlauf dieser Größen ist in Abbildung 50b abgetragen.

Erwartungsgemäß ergaben sich für den 11.09. mehrheitlich sehr große Werte für den MAE ($>45^\circ$) und den BIAS ($>45^\circ$). Der hauptsächlich positive BIAS verdeutlicht die zuvor beschriebene starke Drehung der simulierten Windrichtungen im Uhrzeigersinn gegenüber den Messungen. Für den zirkularen Korrelationskoeffizienten blieben nur wenige signifikante Werte mit wechselnden Vorzeichen. Dies ist zum einen auf die wenigen Messpunkte, aber auch auf die große Streuung der Messwerte zurückzuführen. Analoge Ergebnisse, mit teilweise auch deutlich negativen Werten für den BIAS, ergaben sich auch für den 23.09. und 24.09.. Der 11.09., 23.09. und 24.09. zeigen in der gesamten Periode die größten Abweichungen. Insbesondere am 23.09. traten am häufigsten signifikante negative Werte sowie Sprünge zwischen positiven und negativen zirkularen Korrelationskoeffizienten auf. Solche Sprünge ergaben sich mehrheitlich am 14.09. und 19.09. allerdings mit deutlich kleineren Beträgen für MAE und dem BIAS. Eine vergleichsweise gute Übereinstimmung zeigte sich am 12.09., 13.09. und 14.09.. In diesem Zeitraum ergaben sich, bis auf wenige Ausnahmen, zirkulare Korrelationskoeffizienten von $>0,75$, MAE $<45^\circ$ und mehrheitlich ein positiver BIAS von $<45^\circ$. Eine ähnlich gute Übereinstimmung über mehrere Stunden ergab sich nur noch am 18.09. sowie in der Nacht vom 20.09. zum 21.09.. Hier zeigt sich quantitativ, dass das ARW unter hohen Windgeschwindigkeiten das vertikale Windrichtungsprofil deutlich besser reproduziert. In dem verbleibenden Zeiträumen vom 15.09. bis einschließlich dem 19.09. mit mehrheitlich sehr niedrigen Windgeschwindigkeiten zeigten nur wenige Profile gute Übereinstimmungen. Zwar blieben der MAE und der BIAS hauptsächlich unter $<45^\circ$, aber

die reduzierte Anzahl signifikanter zirkularer Korrelationskoeffizienten erreichte häufig nur Beträge um 0,5 bei häufigen negativen Werten.

Vergleich des zeitlichen Verlaufs - Windrichtung

Abbildung 50c ist das zeitliche Analogon zu den räumlichen Werten in Abbildung 50b. Das heißt, hier wurde der MAE, der BIAS und der zirkulare Korrelationskoeffizient nicht für ein Vertikalprofil zu einem Zeitschritt sondern für ein Höhenniveau zu allen Zeitschritten in der Periode berechnet. Entsprechend ist die Abbildung 50c gegenüber Abbildung 50b um 90° gedreht. Der BIAS zeigt in den unteren 1000 m mehrheitlich positive Werte zwischen 10° und 15°, d.h. eine leichte Drehung der Windrichtungen im Uhrzeigersinn nach Nord gegenüber den Wind-LIDAR Messungen in diesen Höhen. In dem Höhenbereich zwischen 1000 m und 1500 m fällt der BIAS rapide, bis er leicht negative Werte bis etwa -10° erreicht. Dieser Wertebereich ist im Vergleich zu den BIAS Werten der Vertikalprofile (Abb. 50b) deutlich geringer, deutet aber auf eine systematische Abweichung des Modells bei der Kanalisierung des Windes durch den Fjord in den unteren 1000 m hin. Diese Höhe entspricht grob der Höhe der lokalen Orographie (siehe Kapitel 4 **Standortbeschreibung** S. 31). Darüber findet der Übergang zur freien Troposphäre und somit auf die synoptische Anströmung statt. Hier sollten erwartungsgemäß die Abweichungen betragsmäßig kleiner werden, da die Störungen der Strömung durch den Archipel mit der Höhe deutlich abnimmt. Dies wird bestätigt durch den Abfall des BIAS auf leicht negative Werte und einem Rückgang des MAE auf Werte nahe 15°.

Der MAE zeigt einen ähnlichen Verlauf wie der BIAS. Bis 1000 m ergaben sich Werte hauptsächlich zwischen 30° und 40°. Bis etwa 1500 m fällt der MAE analog zum BIAS rapide auf Werte 15° und 20°. Auch hier kommt die Argumentation zum Tragen, dass die Abweichungen aufgrund der orographischen Störungen mit der Höhe abnehmen. Umgekehrt nimmt die Anzahl mikrometeorologischer Störungen mit abnehmender Höhe rapide zu, die vom Modell bei der gegebenen Auflösung nicht reproduziert werden können. Entsprechend ist eine mit der Höhe zunehmende zeitliche Korrelation zwischen Modell und Beobachtung zu erwarten, wie sie der Verlauf des zirkularen Korrelationskoeffizienten in Abbildung 50c auch zeigt. Bis etwa 500 m wurden zwar mit der Höhe steigende, aber nur schwache Korrelationen, mit Werten des zirkularen Korrelationskoeffizienten von deutlich unter 0,5 berechnet. In dem Höhenbereich zwischen 500 m und etwa 1250 m, wo hauptsächlich nur die Fjordkanalisierung zum Tragen kommt, wurden Werte für den zirkularen Korrelationskoeffizienten um 0,5 gefunden. Darüber steigen die Werte rapide auf etwa 0,75.

Vergleich der vertikalen Profile - Windgeschwindigkeit

Wie zuvor beschrieben, zeigen die vertikalen Windrichtungsprofile im Modell unter hohen Windgeschwindigkeiten eine deutlich bessere Übereinstimmung mit den Wind-LIDAR Messungen. Allerdings lagen in den Vertikalprofilen der Windgeschwindigkeit selbst in diesen Zeiträumen deutliche Abweichungen vor (Abb. 49). Dies zeigte sich auch quantitativ an den Differenzen der Windgeschwindigkeitsprofile (siehe Abb.50d). Wie schon aus Abbildung 49b und c ersicht-

lich, zeigten sich am 12.09. 13.09. und 14.09. am häufigsten große positive Abweichungen von bis zu 17,2 m/s. Auffällig ist hier, dass die Abweichungen in den unteren 1000 m am größten sind. Am 17.09. und 18.09. ergaben sich ebenfalls große positive Abweichungen, allerdings mit kleineren Beträgen. Aufgrund der besseren Datenlage des Wind-LIDARs oberhalb von 1000 m an diesen beiden Tagen, wird deutlich, dass große Abweichungen nicht grundsätzlich auf die unteren 1000 m beschränkt sind. Eine dritte Periode mit einer deutlichen Überschätzung der Windgeschwindigkeit lag in der Nacht vom 20.09. zum 21.09. vor.

Bei dem direkten Vergleich von Abbildung 49b mit Abbildung 50d wird deutlich, dass die drei genannten Perioden jene Zeiträume sind, in denen sowohl in den Messungen als in den Simulationen höhere Windgeschwindigkeiten in der Säule vorlagen. Das heißt, dass die zeitliche Variabilität der Windgeschwindigkeit vom Modell reproduziert wird, die Beträge aber teilweise deutlich überschätzt werden. Im Kontrast dazu unterschätzt das ARW am 16.09. und 22.09. die Windgeschwindigkeit um bis zu 12,4 m/s (22.09.). An den übrigen Tagen ergaben sich mehrheitlich Abweichungen mit wechselnden Vorzeichen und deutlich kleineren Beträgen der Abweichungen. In Abbildung 50e ist der MAE, BIAS und der Korrelationskoeffizient der Windgeschwindigkeitsprofile eingetragen. Für den Zeitraum vom 12.09. bis einschließlich dem 14.09. ergaben sich mehrheitlich positive Werte für den BIAS, die sich im Betrag nur geringfügig von den Werten des MAE unterschieden. Am 13.09. wurde der maximale BIAS von etwa 10 m/s in der Säule während der gesamten Periode erreicht. Die signifikanten Korrelationskoeffizienten waren in diesen drei Tagen mehrheitlich negativ und vom Betrag her selten größer als 0,75. Entsprechend waren die vertikalen Änderungen der Windgeschwindigkeit in diesem Zeitraum häufig gegenläufig. Die Unterschätzung der Windgeschwindigkeit am 16.09. zeigt sich deutlich in dem negativen BIAS bis etwa -5 m/s in diesen Profilen. Der MAE zeigte nur geringfügig kleinere Beträge. Die signifikanten Korrelationskoeffizienten waren am 16.09. hauptsächlich positiv und größer als 0,5. Solche Beträge lagen, mit wenigen Ausnahmen, auch in den folgenden Tagen bis einschließlich dem 19.09. vor. Die Windgeschwindigkeitsprofile wiesen somit eine vergleichsweise gute Übereinstimmung auf. Ab dem 20.09. wurden die Abweichungen mit der Zeit wieder größer und erreichten am 22.09. die zweitgrößten Abweichungen mit einem BIAS von etwa -9 m/s. Die Korrelationskoeffizienten wechselten in diesem Zeitraum mehrfach das Vorzeichen blieben, betragsmäßig, aber mehrheitlich über 0,5. Am 11.09. und 23.09., das heißt jene Tage mit den größten Windrichtungsabweichungen, ergaben sich aufgrund der geringen Windgeschwindigkeiten nur geringe Werte für den MAE und den BIAS. Die Korrelationskoeffizienten zeigen aber an beiden Tagen wechselnde Vorzeichen, sodass das Windgeschwindigkeitsprofil häufig nicht korrekt reproduziert wurde.

Vergleich des zeitlichen Verlaufs - Windgeschwindigkeit

In Abbildung 50f sind der zeitliche Verlauf des MAE, des BIAS und des Korrelationskoeffizienten je Höhengiveau abgetragen. Diese Abbildung ist analog zu Abbildung 50c zu lesen. Alle drei Kurven zeigen eine komplexere Struktur, als die analogen Kurven für die Windrichtung. Der MAE steigt zunächst bis etwa 500 m auf das Maximum von etwa 3,5 m/s im gesamten Höhenbereich. Über dem lokalen Maximum fällt dieser dann bis etwa 1250 m auf das Minimum

von 2,0 m/s. Bis etwa 2000 m steigt der MAE dann wieder auf etwa 3,0 m/s. Dieser vertikale Verlauf deutet darauf hin, dass das Modell unterhalb der Orographiehöhe den zeitlichen Verlauf der Windgeschwindigkeit deutlich schlechter reproduziert als oberhalb. Zusätzlich zeigt sich, dass beim Übergang zur freien Troposphäre ebenfalls größere Abweichungen auftreten. Der BIAS zeigt eine noch auffälligere Struktur. So fiel dieser zunächst vom Boden bis etwa 250 m Höhe auf ein lokales Minimum nahe 0,0 m/s. Allerdings lagen unter 250 m Höhe nur sehr wenige Wind-LIDAR Daten vor, für die sich hauptsächlich positive Abweichungen zu den Simulationen ergaben. In 250 m Höhe lagen hingegen ausnahmslos Daten vor und die Abweichungen heben sich im zeitlichen Mittel nahezu auf.

Bei etwa 750 m erreicht der BIAS unter nahezu monotoner Abnahme des MAE ein lokales Maximum von nahezu 2,0 m/s. Oberhalb von 750 m fiel der BIAS wieder bis etwa 1375 m auf ein weiteres lokales Minimum mit einem leicht negativen Wert. In etwa dieser Höhe lag auch das Minimum des MAE. In dieser Höhe sind die Abweichungen nicht nur kleiner, sondern auch gleichmäßiger um Null verteilt (siehe Abb. 50d).

In der Übergangszone von der bodennahen Strömung zum geostrophischen Wind, zwischen 250 m und etwa 1250 m, wird die Windgeschwindigkeit in der Untersuchungsperiode mehrheitlich überschätzt. Dies deckt sich mit den Abweichungen der Windrichtung in diesem Höhenbereich (vgl. Abb. 50a und c). Diese Höhe entspricht der Scherzone in der die kanalisierte Strömung auf die synoptische Strömung dreht. Dieser Übergang wird vom Modell damit nicht korrekt reproduziert. Auf diesen Sachverhalt wird am Ende des Abschnittes nochmal eingegangen.

Oberhalb von 1375 m steigt der BIAS dann analog zum MAE auf etwa 2,0 m/s, wobei auch hier nur eine stark verminderte Menge von Messdaten zugrunde lag (siehe Abb. 50d). Die Korrelationskoeffizienten zeigten den vertikalen Verlauf, der anhand des MAE und BIAS zu erwarten war. Im Bereich des maximalen MAE und einem steigenden, positiven BIAS, war der zeitliche Korrelationskoeffizient am Geringsten und lag bei etwa 0,5. Mit fallenden MAE und BIAS stieg der Korrelationskoeffizient dann auf das Maximum von etwa 0,75 im simultanen Minimum von MAE und BIAS. Darüber fiel die Korrelation mit steigenden Abweichungen wieder. Offensichtlich reproduzierte das Modell den zeitlichen Verlauf und die absoluten Beträge der Windgeschwindigkeit zwischen 1250 m und 1500 m am besten.

Bei dem Vergleich zwischen den Grenzschichtschemata ARW (MYJ) (Abbildung 50a bis f) und ARW (YSU) (Abbildung 50g bis l) zeigen sich nur geringe Unterschiede bei den Abweichungen und den Korrelationen zwischen den beiden Simulationen. Entsprechend lagen alle zuvor beschriebenen Befunde für die ARW (MYJ) Simulationen auch in der ARW (YSU) Simulation vor.

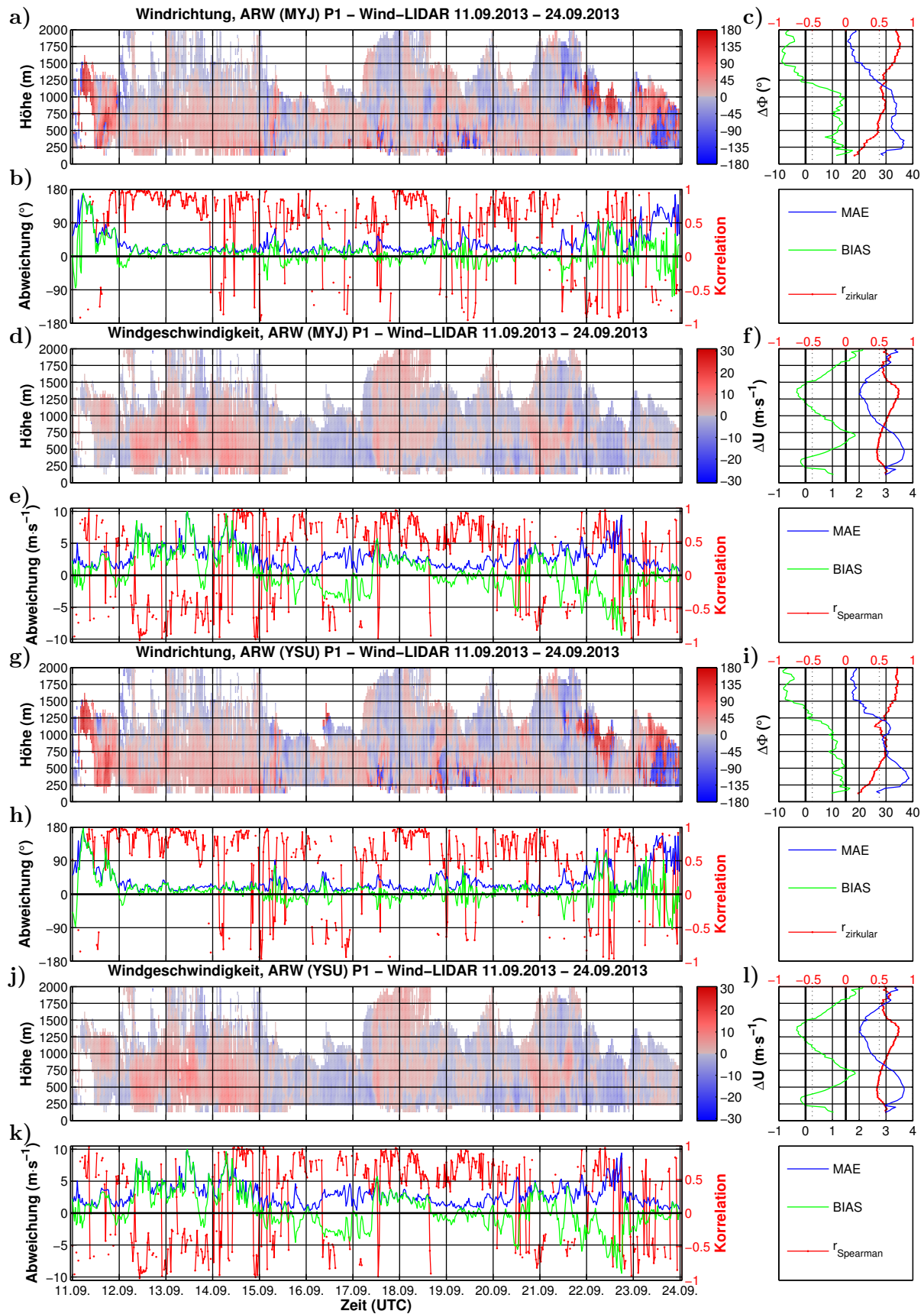


Abbildung 50: Differenzen, MAE, BIAS (siehe 6 Methoden S. 43) und Korrelationskoeffizienten zwischen den Windmessungen aus den Wind-LIDAR-Daten und den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013 **Fortsetzung siehe nächste Seite**

Abbildung 50 (Fortsetzung): **a)** Differenzen der Windrichtung (ARW-Profil mit MYJ-Schema minus Wind-LIDAR-Profil) in ° (Farbkontur); **b)** MAE zwischen den Vertikalprofilen in ° (blaue Kurve), BIAS zwischen den Vertikalprofilen in ° (grüne Kurve); zirkularer Korrelationskoeffizient zwischen den Vertikalprofilen (rote Kurve); **c)** MAE zwischen den zeitlichen Verläufen in den Höhen-Niveaus in ° (blaue Kurve), BIAS zwischen den zeitlichen Verläufen in den Höhen-Niveaus in ° (grüne Kurve); zirkularer Korrelationskoeffizient zwischen den zeitlichen Verläufen in den Höhen-Niveaus (rote Kurve); **d)** Differenzen der Windgeschwindigkeit (ARW-Profil mit MYJ-Schema minus Wind-LIDAR-Profil) in m/s (Farbkontur); **e)** MAE zwischen den Vertikalprofilen in m/s (blaue Kurve), BIAS zwischen den Vertikalprofilen in m/s (grüne Kurve); Korrelationskoeffizient zwischen den Vertikalprofilen (rote Kurve); **f)** MAE zwischen den zeitlichen Verläufen in den Höhen-Niveaus in m/s (blaue Kurve), BIAS zwischen den zeitlichen Verläufen in den Höhen-Niveaus in m/s (grüne Kurve); Korrelationskoeffizient zwischen den zeitlichen Verläufen (rote Kurve); **g)-l)** analog zu a)-f) aber für das YSU-Schema (ARW-Profil mit YSU-Schema minus Wind-LIDAR-Profil)

Vergleich zu den Radiosonden-Daten

Trotz der zu präferierenden Alleinstellungsmerkmale der Wind-LIDAR Daten für den Vergleich von Modell und Simulation, deckten diese Daten die Höhenbereiche bis 250 m und oberhalb von 1250 m nur unzureichend ab. Dadurch sind die zeitlichen Fehlermaße und der zeitliche Korrelationskoeffizient unterhalb von 250 m und oberhalb von 1250 m nicht repräsentativ, da nur kurze Perioden in die Berechnung eingingen.

Die Profile der Radiosondierungen lieferten, wie eingangs erläutert, hingegen immer ein vollständiges Profil, sodass mit diesem Datensatz konsistente Berechnungen durchgeführt werden konnten.

Entsprechend wird nachfolgend der zu den Wind-LIDAR Daten analoge Vergleich mit den Radiosondendaten erläutert (siehe Abb. 51).

Zunächst sei darauf hingewiesen, dass die interpolierten Radiosondenprofile im Gegensatz zu den Wind-LIDAR Daten bereits ab einer Höhe von 25 m Werte beinhalten. Entsprechend gehen in alle Vertikalprofile mindestens 3 Werte mehr ein. Allerdings ist zu berücksichtigen, dass Radiosonden, technisch bedingt, in den unteren Höhenniveaus sehr viel größere Unsicherheiten für die Windgeschwindigkeits- und Windrichtungsmessung, insbesondere bei niedrigen Windgeschwindigkeiten, aufweisen.

Des Weiteren besitzen die hier verwendeten Radiosonden eine native Auflösung von etwa 25 m, sodass diese eine etwa doppelt so große vertikale Auflösung, wie die ARW-Daten besitzen. Dadurch können auch kleinere vertikale Scherungen in den Profilen vorliegen, die durch das ARW *a priori* nicht aufgelöst werden können. Da im Gegensatz zu den 624 Wind-LIDAR Profilen nur 78 Radiosondenprofile zur Verfügung standen, ergibt sich eine deutlich gröbere Struktur in den Differenzen und den Verläufen des MAE, des BIAS und der beiden Korrelationskoeffizienten. Dennoch lassen sich alle Befunde aus dem Vergleich mit den Wind-LIDAR Daten in diesem Vergleich ebenfalls identifizieren, sodass nachfolgend nur wesentliche Unterschiede erläutert werden. Die Abweichungen zwischen den Sondierungen und den Simulationen waren in den unteren 100 m am größten (siehe Abb. 51c und i). Gerade die zusätzlichen Messwerte in den Sondierungen unterhalb von 250 m zeigen größere Abweichungen als alle Niveaus darüber. Dies resultiert in MAE Werten bis etwa 55°. Der Verlauf des MAE bis 2000 m ist ähnlich zu den Wind-LIDAR Daten bei etwas größeren Beträgen. Der BIAS ist im Vergleich zu den Wind-LIDAR Daten unterhalb

von 1000 m um etwa 5° größer und variiert darüber um 0° . Hier zeigte sich bei den Wind-LIDAR Daten ein leicht negativer BIAS. Die Werte des zirkularen Korrelationskoeffizienten waren unterhalb von 375 m ausnahmslos nicht signifikant (siehe Abb. 51c und i). In dem Höhenbereich von 500 m bis 1500 m ist der Betrag des zirkularen Korrelationskoeffizienten geringfügig größer, darüber deutlich kleiner als bei den Wind-LIDAR Daten. Dabei wurden aber ebenfalls mehrheitlich Werte zwischen 0,50 m 0,75 m gefunden.

In Abbildung 51f zeigten sich ebenfalls leichte Abweichungen. Das Maximum des MAE in etwa 375 m Höhe ist deutlicher ausgeprägt und mit Werten nahe 4,0 m/s etwa 0,5 m/s größer, als bei den Wind-LIDAR Daten. Unterhalb von 100 m liegen die zusätzlichen MAE-Werte bei 3,0 m/s. Das vertikale Profil des zeitlichen BIAS hat einen analogen Verlauf zum MAE, ist aber oberhalb von etwa 1250 m deutlich zu kleineren beziehungsweise negativen Werten verschoben. Der zirkulare Korrelationskoeffizient liegt in den unteren zusätzlichen Niveaus geringfügig über 0,5 und fällt dann bis etwa 375 m auf unter 0,5. Darüber steigt dieser, im Vergleich zu den Wind-LIDAR Daten, deutlich schneller und überschreitet ab etwa 1000 m ebenfalls einen Wert von 0,75. Darüber fällt dieser im Vergleich zu den Wind-LIDAR Daten weniger.

Weiterhin war das lokale Maximum des MAE zwischen 250 m und 500 m im ARW (YSU) Lauf etwas stärker ausgeprägt und ein lokales Minimum unterhalb von 250 m zu finden (vgl. Abb. 51c und i). Des Weiteren zeigt der BIAS im ARW (YSU) unterhalb von 250 m einen anderen Verlauf. Oberhalb von 1250 m ist der BIAS im Kontrast zur ARW (MYJ) Simulation ausnahmslos positiv. In diesem Höhenbereich ist auch der zirkulare Korrelationskoeffizient vom Betrag her größer. Diese Abweichungen des BIAS und des zirkularen Korrelationskoeffizient lassen sich gegebenenfalls auf die schwache Anströmung aus West bis Nordwest oberhalb von 1000 m am 16.09. zurückführen, die lediglich in der ARW (YSU) Simulation erfasst wurde. Diese Anströmung wurde, wenn auch unter sehr geringen Windgeschwindigkeiten, in der Sondierung vom 15.09. 22:49 UTC erfasst.

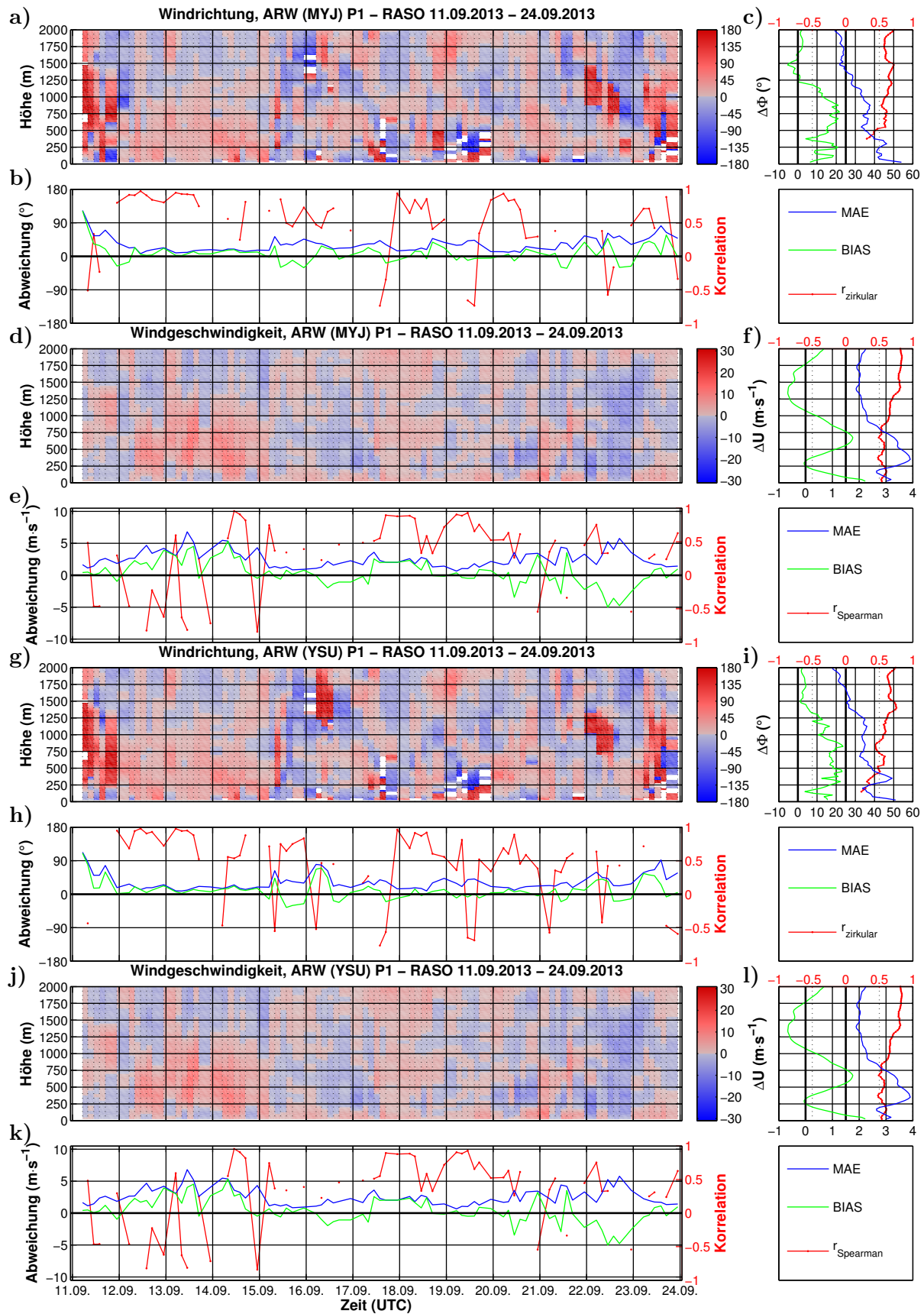


Abbildung 51: Differenzen, MAE, BIAS (siehe 6 Methoden S. 43) und Korrelationskoeffizienten zwischen den Windmessungen aus den Radiosondendaten und den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013 Fortsetzung siehe nächste Seite

Abbildung 51 (Fortsetzung): **a)** Differenzen der Windrichtung (ARW-Profile mit MYJ-Schema minus Radiosonden-Profile) in ° (Farbkontur); **b)** MAE zwischen den Vertikalprofilen in ° (blaue Kurve), BIAS zwischen den Vertikalprofilen in ° (grüne Kurve); zirkularer Korrelationskoeffizient zwischen den Vertikalprofilen (rote Kurve); **c)** MAE zwischen den zeitlichen Verläufen in den Höhen-Niveaus in ° (blaue Kurve), BIAS zwischen den zeitlichen Verläufen in den Höhen-Niveaus in ° (grüne Kurve); zirkularer Korrelationskoeffizient zwischen den zeitlichen Verläufen in den Höhen-Niveaus (rote Kurve); **d)** Differenzen der Windgeschwindigkeit (ARW Profile mit MYJ-Schema minus Radiosonden-Profile) in m/s (Farbkontur); **e)** MAE zwischen den Vertikalprofilen in m/s (blaue Kurve), BIAS zwischen den Vertikalprofilen in m/s (grüne Kurve); Korrelationskoeffizient zwischen den Vertikalprofilen (rote Kurve); **f)** MAE zwischen den zeitlichen Verläufen in den Höhen-Niveaus in m/s (blaue Kurve), BIAS zwischen den zeitlichen Verläufen in den Höhen-Niveaus in m/s (grüne Kurve); Korrelationskoeffizient zwischen den zeitlichen Verläufen (rote Kurve); **g)-l)** analog zu a)-f) aber für das YSU-Schema (ARW-Profile mit YSU-Schema minus Radiosonden-Profile)

Zusammenfassend ergibt sich Folgendes. Die Vertikalprofile der Windrichtung werden unter stärkeren synoptischen Anströmungen besser reproduziert, da sich die kleinskaligen Prozesse weniger durchsetzen. Dieser Effekt wurde auch schon in früheren Arbeiten, insbesondere für Anströmungen aus nordwestlicher Richtung unter dem Begriff „Synchronisation“ diskutiert (Jocher *et al.*, 2015). Diese „Prägung“ der lokalen Messungen führt weiterhin zu einer Homogenisierung der lokalen Messungen. Das heißt, spezifische lokale mikrometeorologische Effekte an den einzelnen Stationen setzen sich kaum durch.

Die Kanalisierung des Fjordes wird durch das ARW erfasst und die geringeren Abweichungen oberhalb von 1250 m zeigen, dass die Windrichtungen oberhalb der Orographiehöhe korrekt simuliert wurden. Die großen Abweichungen unterhalb von 250 m ergeben sich sowohl aus den Simulationen als auch den Unsicherheiten der Messungen. Im Falle der Wind-LIDAR Daten sind die Fehlermaße unterhalb von 250 m und oberhalb 1250 m stark durch die Wichtung einzelner Zeiträume, infolge der lückenhaften Datenlage, geprägt. Dies deckt sich mit dem Befund, dass in den Radionsondendaten oberhalb von 1250 m Höhe eine bessere Übereinstimmung gefunden wurde.

Wie bereits Schulz (2012) anhand von Radiosondenprofilen zeigte, ist bis 50 m Höhe die Aufteilung der Windrichtung in 3 Sektoren, wie im Kapitel **7.1 Vergleiche der bodennahen Windmessungen verschiedener Standorte** S. 57 gezeigt, im Bereich des BSRN-Feldes zu finden. Im Bereich zwischen 50 m und 500 m Höhe liegt hauptsächlich die Kanalisierung durch den Fjord vor, wobei der Wind bis 500 m um etwa 10° nach Ost dreht. Zwischen 500 m und 1250 m Höhe findet dann die Drehung zum geostrophischen Wind statt. Im ARW wurde somit die Höhe und der charakteristische Verlauf dieser Drehung nicht korrekt erfasst. Ursache hierfür ist die unzureichende räumliche Auflösung der Orographie, infolgedessen lediglich die größten Strukturen korrekt wiedergegeben werden können (Fjord). Da dadurch auch kleinskalige orographische Gegebenheiten im Modell stark geglättet sind, erfährt in Bodennähe die Strömung ein zu geringe „effektive“ Rauigkeit. Dies wäre auch konsistent mit dem Befund der deutlichen Überschätzungen der Windgeschwindigkeiten bis 1500 m. Da die Unterschätzung der effektiven Rauigkeit von der Richtung der synoptischen Anströmung abhängt, würde dies auch die starke zeitliche Variabilität der Abweichungen in den Profilen erklären.

9.1.2 Temperaturprofile

Analog zu den Windrichtungs- und Windgeschwindigkeitsprofilen wurden auch die Temperaturprofile aus den Beobachtungsdaten mit den ARW-Simulationen verglichen. In Abbildung 52 ist zunächst ein Überblick über den zeitlichen Verlauf der Temperatur in den unteren 2000 m gegeben.

Die Messungen zeigen deutlich die beiden Perioden mit Warmluftadvektion, in denen eine rapide Erwärmung in der gesamten betrachteten Säule auftrat. Beide Warmluftperioden unterscheiden sich deutlich in ihrer Intensität. In der ersten Periode erreichte die 5 °C Isotherme etwa 600 m. In der zweiten Periode verlief die 5 °C Isotherme am 17.09. und 18.09. zunächst zwischen 750 m und 1000 m und verlagerte sich bis zum 20.09. bis etwa 2000 m. Am 20.09. traten in den unteren 750 m zusätzlich Temperaturen über 10 °C auf.

Nach der ersten Warmperiode sanken die Temperaturen zunächst wieder derart, dass die Lufttemperatur die 5 °C in den unteren 500 m nicht überstieg. Am Morgen des 17.09. begann dann die zweite Periode mit einem abrupten Temperaturanstieg in der gesamten Säule.

Die erste Warmperiode fällt zeitlich mit der Periode sehr hoher Windgeschwindigkeiten zusammen (siehe Abb. 49). Während der zweiten Warmperiode hingegen, waren die Windgeschwindigkeiten am 17.09., 18.09. und 19.09. noch vergleichsweise gering. Erst der weitere Temperaturanstieg in der Säule am 20.09. und 21.09. ging grob mit höheren Windgeschwindigkeiten einher. In beiden Perioden lag, mit Ausnahme des 19.09., unterhalb von 500 m eine Anströmung aus südöstlicher Richtung (ablandige Fjordausrichtung) vor.

Qualitativ sind zwischen den Sondierungen (Abb. 52a) und Radiometermessungen (Abb. 52b) nur geringe Unterschiede zu erkennen, obwohl das Radiometer im Grenzschichtmodus die Luftschichten in nordwestlicher Richtung vom Ballonhaus vermisst. Während der betrachteten Periode lagen somit nur geringe räumliche Heterogenitäten in der Temperaturschichtung vor, die durch das Radiometer nicht erfasst wurden.

Weiterhin zeigt sich, dass das Temperaturprofil, ebenso wie das vertikale Windprofil, eine zeitlich kleinskalige Variabilität aufweist, die selbst durch die häufigeren Sondierungen nicht erfasst werden konnte (vgl. Abb. 52a und b). Dies wird besonders an den starken Fluktuationen der Isothermenverläufe in den Radiometermessungen deutlich.

Beide ARW-Simulationen reproduzierten den zeitlichen Verlauf der Temperaturen in der Säule sehr gut. Qualitativ lassen sich lediglich Abweichungen in den Beträgen der Lufttemperatur, aufgrund der Isothermenverläufe, ausmachen. So verläuft beispielsweise die 5 °C Isotherme in beiden Simulationen am 13.09. etwa 500 m höher als in den Messungen. Weiterhin werden die Temperaturen am 20.09. und 21.09. unterhalb von 1000 m deutlich überschätzt, wie an dem Verlauf der 10 °C Isotherme zu erkennen ist.

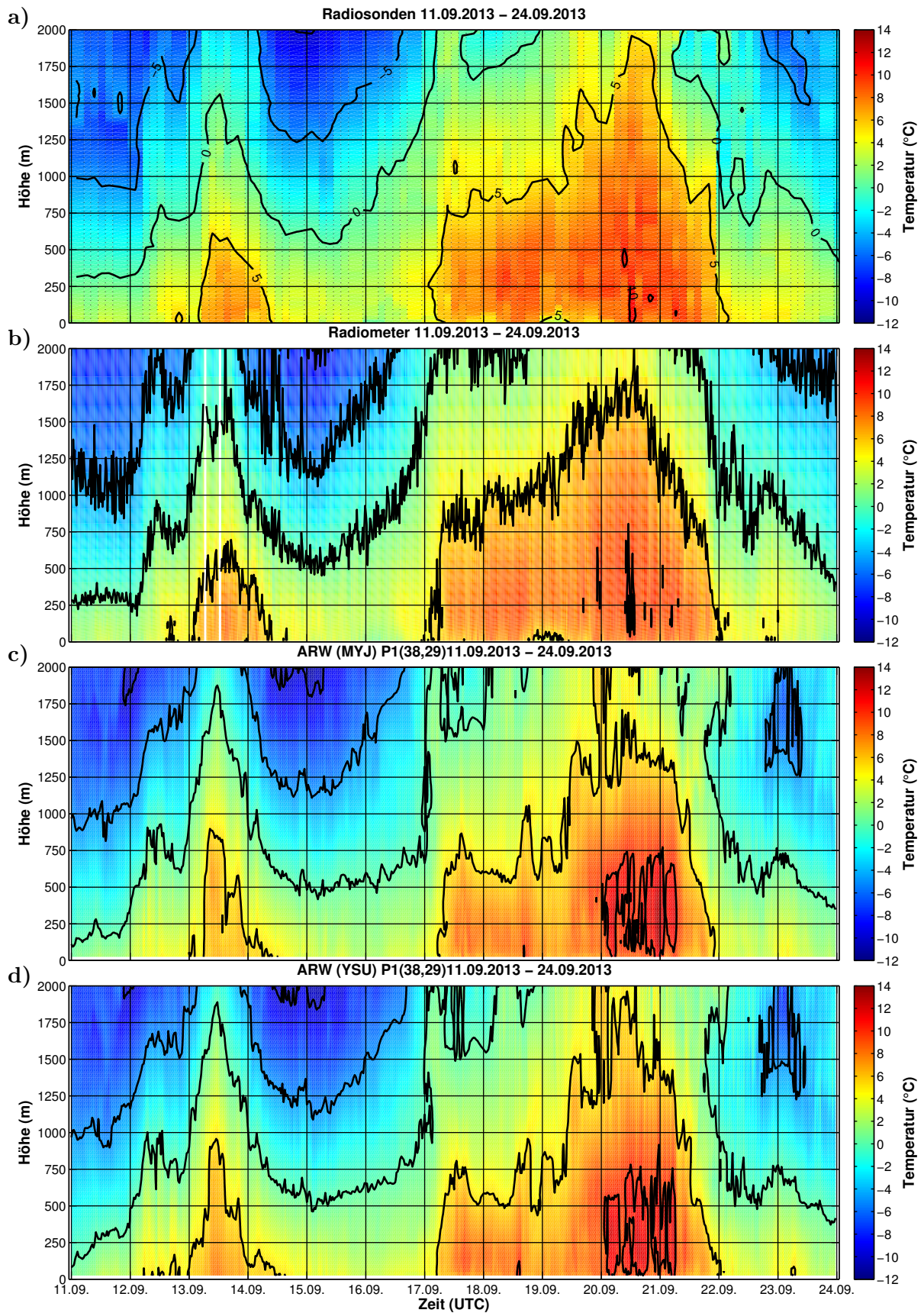


Abbildung 52: Zeitlicher Verlauf der Temperatur in °C in der unteren Troposphäre (bis 2000 m) im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013; **a)** Radiosonden; **b)** Radiometer; **c)** ARW mit MYJ-Schema **d)** ARW mit YSU-Schema; schwarze Linien: Isothermen mit 5 K Abstand (aus Gründen der Ablesbarkeit nur in a) beschriftet)

Vergleich zu den Radiometer-Daten

Analog zu den Windrichtungs- und Windgeschwindigkeitsprofilen wurden auch die Differenzen zwischen den Messungen und den ARW-Simulationen quantitativ ausgewertet. Abbildung 53a zeigt die Differenzen der absoluten Temperatur zwischen den Radiometermessungen und der ARW (MYJ) Simulation.

In Abbildung 53a zeigen sich neben der deutlichen Überschätzung der Temperatur am 20.09. und 21.09. noch weitere Zeiträume mit deutlich positiven Abweichungen. So wurde beispielsweise die Temperatur unterhalb von 1000 m am 12.09. zwischen 00:00 UTC und 12:00 UTC ebenfalls deutlich überschätzt. Am 13.09., während der ersten Warmperiode, ergaben sich oberhalb von 250 m teilweise Abweichungen von mehreren Kelvin. Zusätzlich fallen die häufigen positiven Abweichungen oberhalb von 1750 m in der gesamten Zeitreihe auf. Analog zeigen sich mehrheitlich schwach positive Differenzen in den untersten Niveaus. Ebenso traten aber auch negative Abweichungen in betragsmäßig ähnlichen Größenordnungen, wie zum Beispiel in der Nacht vom 11.09. zum 12.09. oberhalb von 1250 m sowie am 13.09. gegen 12:00 UTC unterhalb von 500 m, auf. Besonders nennenswert sind die negativen Differenzen am 21.09. und 22.09.. Die häufigen Wechsel der Vorzeichen in den betragsmäßig großen Differenzen deuten darauf hin, dass das Modell die Vertikalstruktur in diesen Tagen nur unzureichend reproduzieren konnte. Insgesamt dominieren negative Differenzen in der gesamten Zeitreihe.

Abbildung 53b zeigt den zeitlichen Verlauf des vertikalen MAE, BIAS und des Korrelationskoeffizienten. In der gesamten Zeitreihe ergaben sich für den MAE mehrheitlich Werte von ≤ 2 K. Der Verlauf des BIAS ist, bis auf wenige Ausnahmen, wie am 19.09., 20.09. und 21.09., analog zum Verlauf des MAE, allerdings mit negativem Vorzeichen. Entsprechend werden die zuvor diskutierten positiven Abweichungen durch die negativen Abweichungen überkompensiert. Insbesondere in dem Zeitraum vom 11.09. bis einschließlich 15.09. kompensierten sich die Abweichungen in der Säule derart, dass der MAE und BIAS vom Betrag her hauptsächlich unterhalb von 1 K lagen. Am 14.09. dominierte die starke negative Abweichung oberhalb von 1000 m, sodass sich ein lokales Extremum um betragsmäßig 3 K für die beiden Fehlermaße ergab. Vom 16.09. bis einschließlich dem 18.09. ergaben sich in der Säule deutlich größere Werte für den MAE zwischen 1 K und 2 K. Aufgrund der hauptsächlich negativen Abweichungen war auch der Wert des BIAS betragsmäßig größer. Am 19.09. verminderte sich der MAE wieder und der BIAS schwankte bei Werten um 0 K in der zweiten Tageshälfte. In der Nacht vom 20.09. zum 21.09. ergaben sich, abweichend von der übrigen Zeitreihe, mit Ausnahme des 13.09. ausschließlich positive Werte für den BIAS. Allerdings ging dies auch mit einem weiteren lokalen Maximum des MAE von etwa 3 K einher. In den folgenden Tagen ergaben sich aufgrund der vergleichsweise großen Abweichungen in den Profilen große Werte für den MAE aber wieder einen hauptsächlich negativen BIAS in ähnlicher Größenordnung. Am 23.09. zeigten beide Fehlermaße ein drittes lokales Extremum mit Beträgen um 2,5 K.

Der Korrelationskoeffizient schwankte, trotz der deutlichen Abweichungen, in der gesamten Zeitreihe mehrheitlich zwischen 0,75 und 1. Ursache hierfür ist der natürliche Temperaturabfall mit der Höhe in der Atmosphäre, der die Vertikalprofile sowohl in den Messungen als auch den Simulationen dominierten. Entsprechend setzen sich auch deutliche Abweichungen zwischen bei-

den Temperaturprofilen nur geringfügig im Korrelationskoeffizienten durch.

Geringere Werte für den Korrelationskoeffizienten ergaben sich somit nur in jenen Profilen, in denen in der unteren Hälfte hauptsächlich negative und in der oberen hauptsächlich positive Differenzen auftraten. In diesen Profilen ergaben sich deutlich abweichende vertikale Gradienten, sodass auch die Korrelation geringer ausfiel. Je abrupter der Übergang von negativen zu positiven Differenzen mit der Höhe, desto mehr dekorrelierten die Profile. Als Beispiele seien hierfür der Morgen des 17.09. sowie der 21.09., 22.09. und 23.09. genannt.

Am prägnantesten wichen die Temperaturprofile in der Nacht vom 22.09. zum 23.09. und am Abend des 23.09. voneinander ab. Hier fiel der Korrelationskoeffizient wiederholt auf Werte von unter 0,5 ab. Da sich die Differenzen in diesen Profilen teilweise kompensieren, ergaben sich aber keine auffälligen Werte für den MAE und BIAS. Dennoch wurde die Vertikalstruktur der Temperaturprofile in diesen Zeiträumen nur unzureichend reproduziert.

Abbildung 53c zeigt den zeitlichen Verlauf des MAE, des BIAS und des Korrelationskoeffizienten je Höhengröße. Der MAE liegt in dem gesamten betrachteten Höhenbereich etwas über 1 K und zeigt nur in den untersten Niveaus leicht geringere und in den höchsten Niveaus leicht größere Werte. Der BIAS hingegen zeigt eine komplexere vertikale Verteilung. Unterhalb von 250 m fällt dieser zunächst von etwa 0 K auf $-0,5$ K. Das suggeriert eine gute Übereinstimmung der bodennahen Temperaturen zwischen Modell und Beobachtung. Wie die Differenzen aber deutlich zeigten (siehe Abb. 53a), gibt es in den bodennahen Schichten durchaus große Abweichungen, die sich jedoch über die gesamte Zeitreihe betrachtet, nahezu aufheben. Dies wird auch an dem MAE von <1 K deutlich. Zwischen 250 m und etwa 500 m variiert der BIAS nur geringfügig und fällt dann zwischen 500 m und 1000 m auf etwa $-0,75$ K. Bis 1500 m bleibt der BIAS dann weitestgehend konstant und steigt darüber auf einen positiven Wert nahe 0,25 K. Analog zu den bodennächsten Schichten kompensieren sich die Abweichungen oberhalb von 1750 m lediglich stärker, wie an dem steigenden MAE deutlich wird. Insgesamt betrachtet, unterschätzt das ARW (MYJ) die Temperaturen in der betrachteten Zeitreihe um etwa 0,5 K.

Mit Ausnahme des ersten Höhenniveaus (25 m) mit einem Korrelationskoeffizienten von 0,88, ergaben sich ausnahmslos Werte über 0,91. Dieser Korrelationskoeffizient wird stark durch die beiden Warmperioden in der Zeitreihe bestimmt, sodass eine Dekorrelation auf kürzeren Zeitskalen wie Tagen, nicht erfasst werden kann. Dennoch zeigt sich, dass die zeitliche Variabilität in allen Höhenniveaus in der gesamten Zeitreihe, wie anhand von Abbildung 52 bereits erwähnt, sehr gut reproduziert wird.

Entsprechend des qualitativen Vergleichs der beiden ARW-Simulationen (siehe Abb. 52b und c), ergaben sich auch quantitativ nur geringe Unterschiede zwischen beiden Parametrisierungsschemata (siehe Abb. 53d). Die zeitlichen Verläufe des MAE, des BIAS und des Korrelationskoeffizienten in Abbildung 53e zeigen nur geringfügige Abweichungen. Aus dem ARW (YSU) Lauf ergaben sich am 12.09. zwischen 00:00 UTC und 12:00 UTC im Gegensatz zum ARW (MYJ) Lauf mit Werten um 0 K, positive Werte nahe 1 K. Eine ähnliche Verschiebung ergab sich auch am 20.09., sodass das lokale Maximum in der Nacht vom 20.09. zum 21.09. sogar Werte von 4 K erreichte. Insgesamt ist die BIAS Kurve geringfügig zu positiven Werten verschoben.

Der zeitliche MAE je Höhenniveau (siehe Abb. 53f) ist in den untersten Niveaus kleiner und übersteigt erst zwischen 250 m und 500 m den Wert von 1 K. Der BIAS ist im Gegensatz zum

ARW (MYJ) Lauf in den untersten Niveaus positiv und fällt langsamer mit der Höhe, sodass erst in 750 m Höhe ein Wert von $-0,5\text{ K}$ unterschritten wird. Auch hier ist die gesamte BIAS Kurve geringfügig zu positiven Werten hin verschoben.

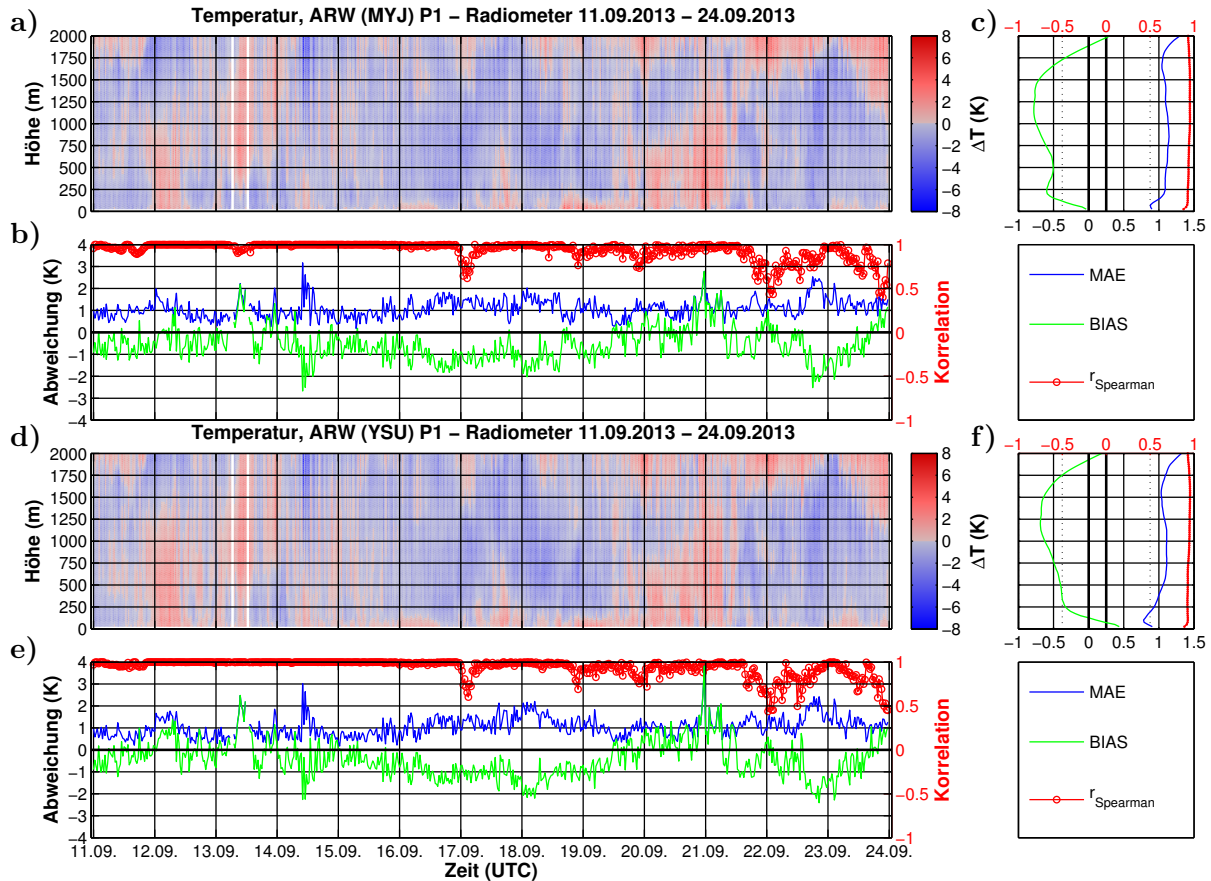


Abbildung 53: Differenzen, MAE, BIAS (siehe 6 Methoden S. 43) und Korrelationskoeffizienten zwischen den Temperaturprofilen aus den Radiometer-Daten und den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013; **a)** Differenzen der Temperatur (ARW-Profil mit MYJ-Schema minus Radiometer-Profil) in K (Farbkontur); **b)** MAE zwischen den Vertikalprofilen in K (blaue Kurve), BIAS zwischen den Vertikalprofilen in K (grüne Kurve); Korrelationskoeffizient zwischen den Vertikalprofilen (rote Kurve); **c)** MAE zwischen den zeitlichen Verläufen in den Höhen-Niveaus in K (blaue Kurve), BIAS zwischen den zeitlichen Verläufen in den Höhen-Niveaus in K (grüne Kurve); Korrelationskoeffizient zwischen den zeitlichen Verläufen in den Höhen-Niveaus (rote Kurve); **d)-f)** analog zu a)-c) aber für das YSU-Schema (ARW-Profil mit YSU-Schema minus Radiometer-Profil)

Vergleich zu den Radiosonden-Daten

In Abbildung 54 ist die quantitative Auswertung des Vergleichs zwischen den Radiosondenmessungen und den ARW-Simulationen dargestellt.

Aufgrund der geringen Abweichungen zwischen den Radiosonden- und Radiometermessungen, ergeben sich auch hier nur geringe Unterschiede zwischen den beiden Vergleichen. Entsprechend wurde analog zu den Winddatenvergleichen vorgegangen und nur die deutlichsten Unterschiede erläutert.

Der vertikale Korrelationskoeffizient zeigt am 11.09. etwas geringere Werte. Im Gegensatz dazu fällt dieser am 22.09. nicht im selben Maße. Beides lässt sich auf die geringere zeitliche Auflösung

zurückführen, sodass für Zeiten mit deutlich geringeren Korrelationen die Sondierungshäufigkeit nicht ausreichte. Besonders deutlich ist dies in der Nacht vom 20.09. zum 21.09.. Hier konnte die tatsächliche hohe zeitliche Variabilität nicht durch die 22:53 UTC und 04:55 UTC Sondierung, die sowohl in den Radiometermessungen als auch in den Simulation auftrat, erfasst werden. Die wesentlichen Unterschiede zwischen den Vergleichen mit den beiden Datensätzen ergaben sich auch hier in den zeitlichen Werten der Fehlermaße (Abb. 54c und f). Im Gegensatz zum Vergleich mit den Radiometermessungen, fiel der BIAS oberhalb von 500 m nicht weiter, sondern stieg wieder geringfügig und schwankte bis etwa 1500 m um $-0,5$ K. Der MAE zeigte ein deutlich höhere vertikale Variabilität, die aber auf die deutlich geringere Anzahl von Datenpunkten (78 anstelle von 624) zurückzuführen ist. Des Weiteren schwankt der MAE, mit Ausnahme des Höhenbereichs zwischen 1000 m und 1250 m, um einen geringeren Wert von etwa 1,0 K im Vergleich zu den Radiometerdatenvergleich. Die Korrelationskoeffizienten waren unterhalb von 1250 m geringfügig kleiner, lagen aber, mit Ausnahme des 25 m Niveaus, ausnahmslos über 0,9. Bei dem ARW (YSU) Vergleich ergab sich, analog zum Radiometervergleich, eine positive Verschiebung des räumlichen (siehe Abb. 54e) und zeitlichen (siehe Abb. 54f) BIAS. Der zeitliche BIAS zeigte in den untersten Niveaus ebenfalls positive Werte. Der zeitliche MAE (siehe Abb. 54f) übersteigt ebenfalls erst zwischen 250 m und 500 m den Wert von 1,0 K. Somit führten auch hier die Vergleiche mit zeitlich unterschiedlich aufgelösten Datensätzen zu sehr ähnlichen Ergebnissen.

Zusammenfassend ist unter Berücksichtigung der Tatsache, dass die Temperatur auch stark von den Oberflächentemperaturen der Land- und Wasserflächen abhängt, eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Beobachtungen und den Simulationen gefunden worden. Die Werte des MAE und des BIAS liegen in der Größenordnung der Messgenauigkeit des Radiometers und der kleinskaligen Fluktuationen, die durch das ARW nicht, aber durch die Radiosondenmessungen aufgelöst werden können. Die Abweichungen lassen sich auch hier teilweise auf eine unzureichende Erfassung von orographisch bedingten katabatischen Abflüssen zurückführen, die bei der Überströmung des Archipels zu einer komplexen vertikalen Temperaturschichtung in der Realität führen. Interne Grenzschichten aufgrund der heterogenen Unterlagen (Wasser, Land) wurden in dieser Arbeit nicht untersucht.

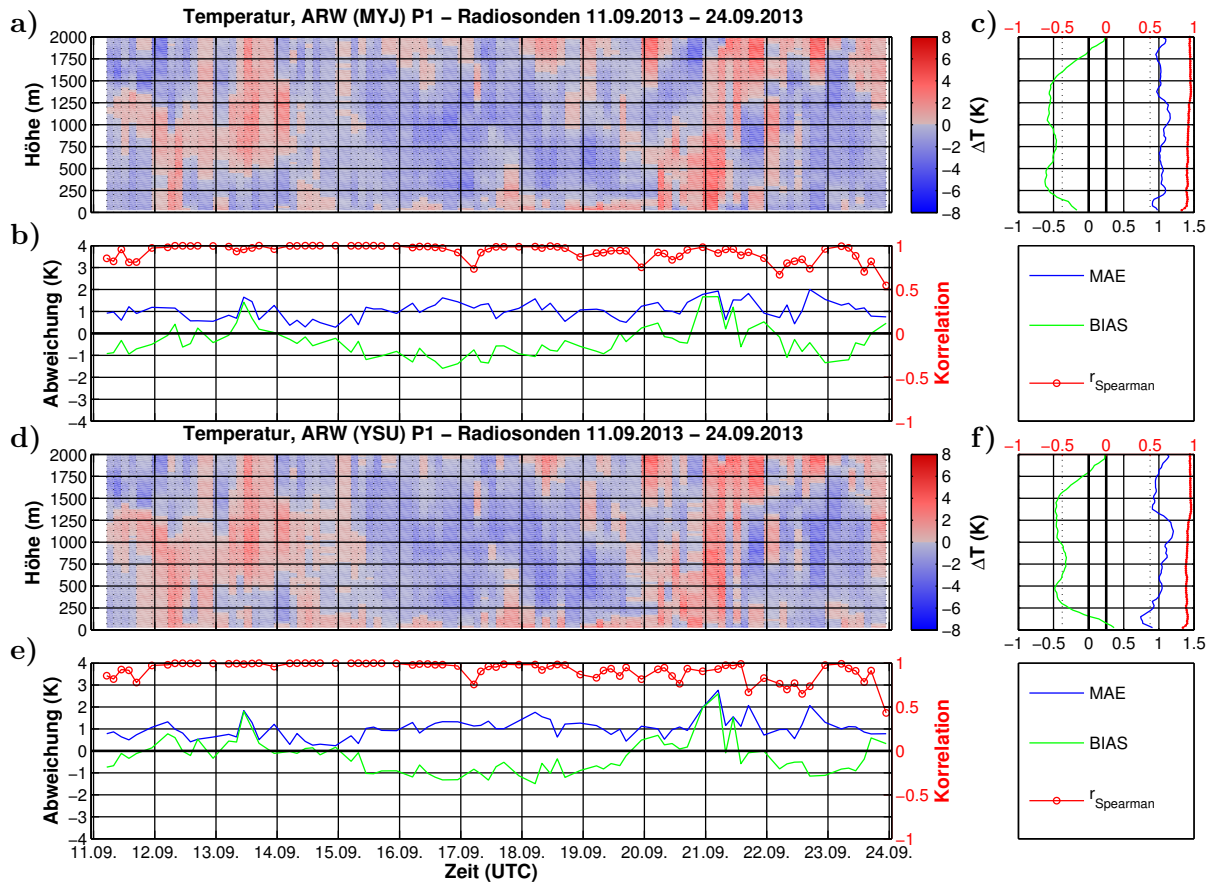


Abbildung 54: Differenzen, MAE, BIAS (siehe **6 Methoden** S. 43) und Korrelationskoeffizienten zwischen den Temperaturprofilen aus den Radiosonden-Daten und den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013; **a)** Differenzen der Temperatur (ARW-Profile mit MYJ-Schema minus Radiosonden-Profile) in K (Farbkontur); **b)** MAE zwischen den Vertikalprofilen in K (blaue Kurve), BIAS zwischen den Vertikalprofilen in K (grüne Kurve); Korrelationskoeffizient zwischen den Vertikalprofilen (rote Kurve); **c)** MAE zwischen den zeitlichen Verläufen in den Höhen-Niveaus in K (blaue Kurve), BIAS zwischen den zeitlichen Verläufen in den Höhen-Niveaus in K (grüne Kurve); Korrelationskoeffizient zwischen den zeitlichen Verläufen in den Höhen-Niveaus (rote Kurve); **d)-f)** analog zu a)-c) aber für das YSU-Schema (ARW-Profile mit YSU-Schema minus Radiosonden-Profile)

9.1.3 Feuchteprofile

Für die Validierung der zeitlichen und vertikalen Verteilung der Feuchte in der Säule in den ARW-Simulationen, wurde die absolute Feuchte als Maß für den Wasserdampfgehalt der Luft gewählt. Da die Radiosondierungen und ARW-Simulationen die absolute Feuchte nicht direkt ausgeben, mussten die Messwerte der relativen Feuchte aus den Sondierungen sowie das Mischungsverhältnis aus den ARW-Simulationen zunächst umgerechnet werden. Bei den Sondierungen wurde die absolute Feuchte aus den Profilen der relativen Feuchte und der Temperatur mittels Gleichung C.15 und C.17 (siehe **Anhang**) umgerechnet. Bei den ARW-Simulationen wurde die absolute Feuchte aus den Profilen des Mischungsverhältnisses, der Temperatur und dem Druck mittels Gleichung C.5, C.13 und C.15 und (siehe **Anhang**) umgerechnet. Das Radiometer lieferte die absolute Feuchte als Standardausgabe.

Nachfolgend sind in Abbildung 55 sind die Vertikalprofile der absoluten Feuchte aus den vier Datensätzen als Farbdarstellung gegeben.

Die zeitliche Änderung der absoluten Feuchte ging ebenfalls mit der Änderung der synoptischen Anströmung des Archipels einher. Entsprechend brachten die advehierten Luftmassen nicht nur höhere Temperaturen, sondern auch große Mengen Feuchte in den Warmperioden mit sich. Ähnlich zur zeitlichen Variabilität der Temperatur (siehe Abb. 52a), stieg die absolute Feuchte am 12.09. in der gesamten Säule deutlich an und erreichte am 13.09. Werte zwischen 4 g/m^{-3} und 6 g/m^{-3} in den unteren 2000 m. In den folgenden zwei Tagen fiel, infolge der verminderten Advektion, die absolute Feuchte wieder, bis sie am 17.09. erneut rapide auf ähnlich hohe Werte wie am 13.09. anstieg. Am 18.09. wurden dann in einigen Höhenbereichen Werte über 6 g/m^{-3} erreicht. Am Nachmittag des 19.09. stieg die absolute Feuchte dann zunächst in den unteren 500 m auf Werte zwischen 6 g/m^{-3} und 8 g/m^{-3} weiter an, bis am 20.09. diese Werte in den gesamten unteren 1500 m erreicht wurden. Nach einer kurzen Abnahme der Feuchte am Nachmittag des 20.09. oberhalb von 750 m auf Werte unter 4 g/m^{-3} , wurde am 21.09. dieser Wert wieder in den gesamten unteren 1250 m überschritten. Werte von über 6 g/m^{-3} lagen zu diesen Zeitpunkt nur bis etwa 250 m vor. Am Nachmittag des 22.09. fiel die absolute Feuchte dann kurzzeitig auf Werte unter 4 g/m^{-3} in der gesamten betrachteten Säule und stieg im Laufe des 23.09. wieder um etwa 2 g/m^{-3} .

In Abbildung 55b sind die Vertikalprofile der absoluten Feuchte aus den Radiometermessungen dargestellt. Diese Messungen wichen im Vergleich zu den Temperaturmessungen des Radiometers stärker von den Radiosondenmessungen ab. Das liegt in der deutlich geringeren vertikalen Auflösung und Genauigkeit des Troposphärenmodus des Radiometers begründet. Da aber keine mechanische Rotation des Radiometers in diesem Betriebsmodus notwendig ist, verlaufen die Einzelmessungen sehr viel schneller. So wird in Zeiten, in denen nicht der Grenzschichttemperaturmodus läuft, im Mittel alle 87 s ein Feuchteprofil gemessen und ausgegeben.

Die beiden Warmperioden sind auch in den Radiometermessungen deutlich zu erkennen, wobei jedoch die Vertikalverteilung sowie die Werte der absoluten Feuchte teilweise deutlich von den Radiosondenmessungen abweichen. Beispielsweise gibt das Radiometer am 13.09., 17.09. 18.09., und 19.09. deutliche höhere Werte aus, wie an der 6 g/m^{-3} -Isolinie zu erkennen ist. Der zeitliche Verlauf der Radiometermessungen zeigt entsprechend der höheren zeitlichen Auflösung, eine größere zeitliche Variabilität. So wurde beispielsweise der Abfall der absoluten Feuchte in der Nacht 17.09. zum 18.09. in der gesamten Säule von den beiden Sondenmessungen nicht erfasst. Im Vergleich beider Messungen zu den ARW-Simulationen ähnelt die Feuchteverteilung der Simulationen einer Kombination von Radiometer- und Sondenmessungen. Einerseits überschätzten die Simulationen ähnlich zu den Radiometermessungen die absolute Feuchte ebenfalls um etwa 2 g/m^{-3} unterhalb von 750 m am 13.09. sowie am 17.09. und 18.09., andererseits fiel die absolute Feuchte am 15.09. und 16.09. in den Simulationen ähnlich ab wie in Sondenmessungen. Am 23.09. hingegen zeigten die Simulationen einen starken Abfall der Feuchte in der gesamten Säule bis 2000 m. In der Radiometermessungen zeigte sich nur eine leichte Abnahme, während sich in den Sondendaten ein deutlicher Abfall oberhalb 1250 m und ein Anstieg der Feuchte unterhalb von 750 m zeigte.

Für den quantitativen Vergleich wurden ebenfalls die Differenzen zwischen den Messungen und den Simulationen sowie der MAE, BIAS und Korrelationskoeffizient berechnet (Abb. 56 und 57).

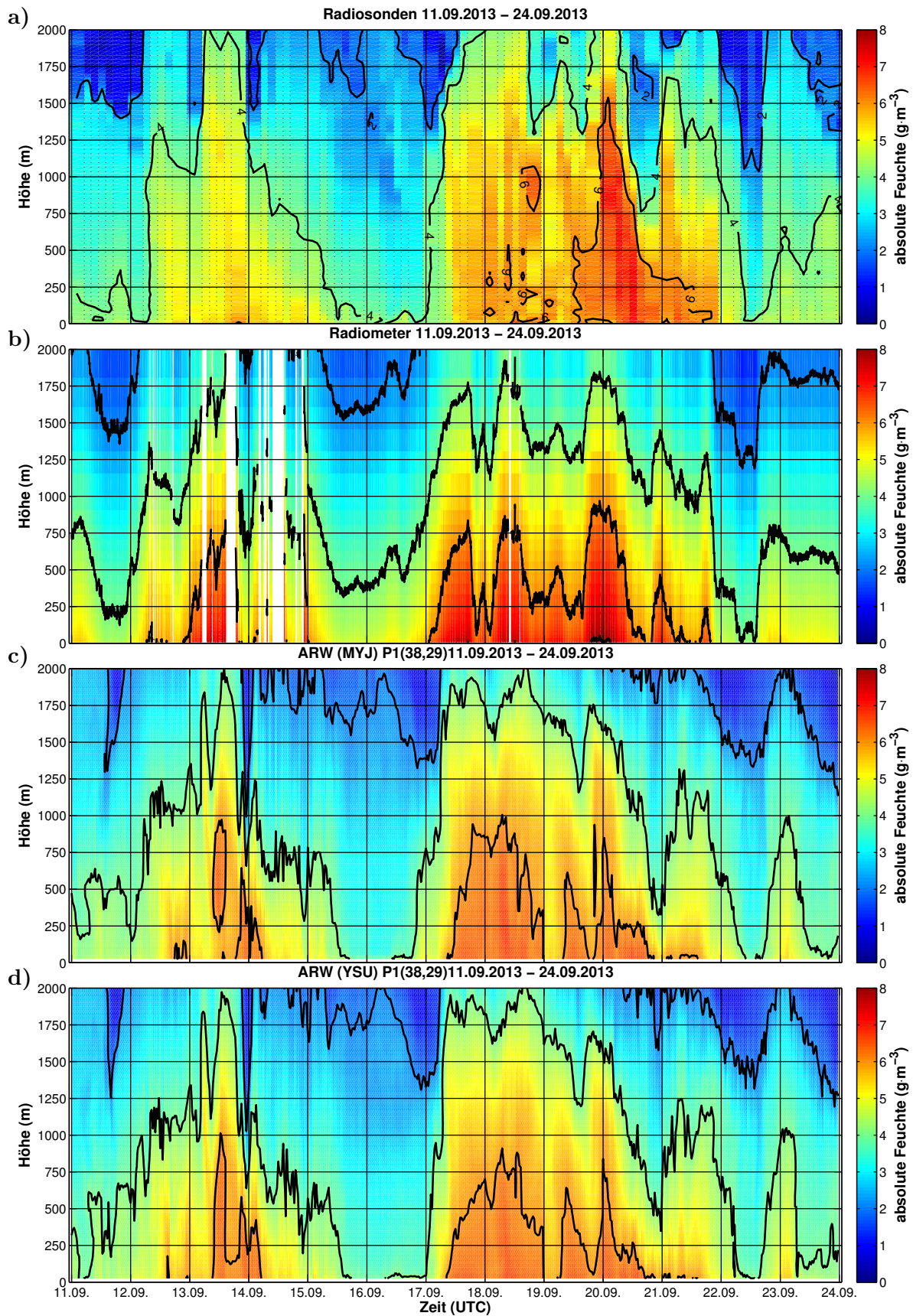


Abbildung 55: Zeitlicher Verlauf der absoluten Feuchte in g/m^{-3} in der unteren Troposphäre (bis 2000 m) im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013; **a)** Radiosonden; **b)** Radiometer; **c)** ARW mit MYJ-Schema **d)** ARW mit YSU-Schema; schwarze Linien: Isolinien mit $2\text{g}/\text{m}^{-3}$ Abstand (aus Gründen der Ablesbarkeit nur in a) beschriftet); weiße Bereiche: keine Daten

Vergleich zu den Radiometer-Daten

In Abbildung 56a zeigen sich mehrheitlich negative Abweichungen, was auch schon aus dem Befund resultiert, dass das Radiometer deutlich höhere Werte für die absolute Feuchte ermittelte. Die größten Abweichungen ergaben sich hauptsächlich in der Nacht vom 13.09. zum 14.09. unterhalb von 1250 m sowie vom 17.09. bis einschließlich 19.09. oberhalb 500 m. Auffällig sind insbesondere jene Zeiten, in denen sich in der gesamten betrachteten Säule nahezu ausschließlich negative Abweichungen, wie in der Nacht vom 16.09. zum 17.09. sowie in der Nacht vom 20.09. zum 21.09. beziehungsweise hauptsächlich positive Differenzen, wie am 23.09. in den Morgenstunden, ergaben.

Der zeitliche Verlauf des vertikalen MAE (siehe Abb. 56b) besitzt, mit Ausnahme der genannten Zeiten, mehrheitlich Werte unter 1 g/m^3 . Entsprechend fallen die großen Abweichungen zwischen 1 g/m^3 und 2 g/m^3 auf jene Zeiten mit systematischen Abweichungen in der gesamten Säule.

Die Werte des vertikalen BIAS schwankten während der gesamten Zeitreihe mehrheitlich zwischen $-0,5 \text{ g/m}^3$ und $0,5 \text{ g/m}^3$ und erreichen analog zum MAE in den genannten Zeiten systematischer Abweichungen lokale Extrema mit absoluten Werten zwischen 1 g/m^3 und 2 g/m^3 . Aufgrund der Abnahme der absoluten Feuchte mit der Höhe in der Atmosphäre, ergaben sich, analog zum Vergleich mit den Temperaturprofilen, ebenfalls Werte für den Korrelationskoeffizienten nahe 1. Geringfügig kleinere Werte traten erwartungsgemäß nur in Profilen auf, in denen sowohl positive als auch negative Differenzen vorlagen.

Der vertikale Verlauf des zeitlichen MAE (siehe Abb. 56c) zeigte unterhalb von 500 m einen Abfall mit der Höhe von Werten zwischen $0,5 \text{ g/m}^3$ und 1 g/m^3 . Darüber folgten nahezu konstante Werte geringfügig unterhalb von $0,5 \text{ g/m}^3$. Der BIAS stieg ebenfalls vom Boden mit der Höhe, allerdings von etwa $-0,5 \text{ g/m}^3$ bis etwa 1250 m auf Werte nahe 0 g/m^3 . Darüber fiel dieser wieder geringfügig. Der Korrelationskoeffizient zeigte in der gesamten Säule mehrheitlich Werte zwischen 0,8 und 0,9. Lediglich in den bodennächsten und höchsten Niveaus wurden leicht geringere Werte gefunden (Minimum 0,7310 im höchsten Niveau). Wie schon aus dem qualitativen Vergleich ersichtlich wurde, ergaben sich auch für die absolute Feuchte nur geringe Unterschiede zwischen den beiden Grenzschichtschemas des ARW. Abweichend von den Befunden beim Vergleich mit dem ARW (MYJ) Lauf, zeigten sich im ARW (YSU) Lauf geringfügig größere Werte für den zeitlichen Verlauf des vertikalen MAE (siehe Abb. 56e) sowie größere Beträge für den BIAS. Insbesondere sind die Maxima in den Zeiten systematischer Abweichungen in der gesamten Säule stärker ausgeprägt.

Der vertikale Verlauf des zeitlichen MAE zeigt oberhalb von 500 m geringfügig größere Werte bei einem nahezu unveränderten BIAS. Der vertikale Verlauf des zeitlichen Korrelationskoeffizienten zeigte einen ähnlichen Verlauf wie beim ARW (MYJ) Lauf, allerdings mit leicht geringeren Werten zwischen 0,7 und 0,8.

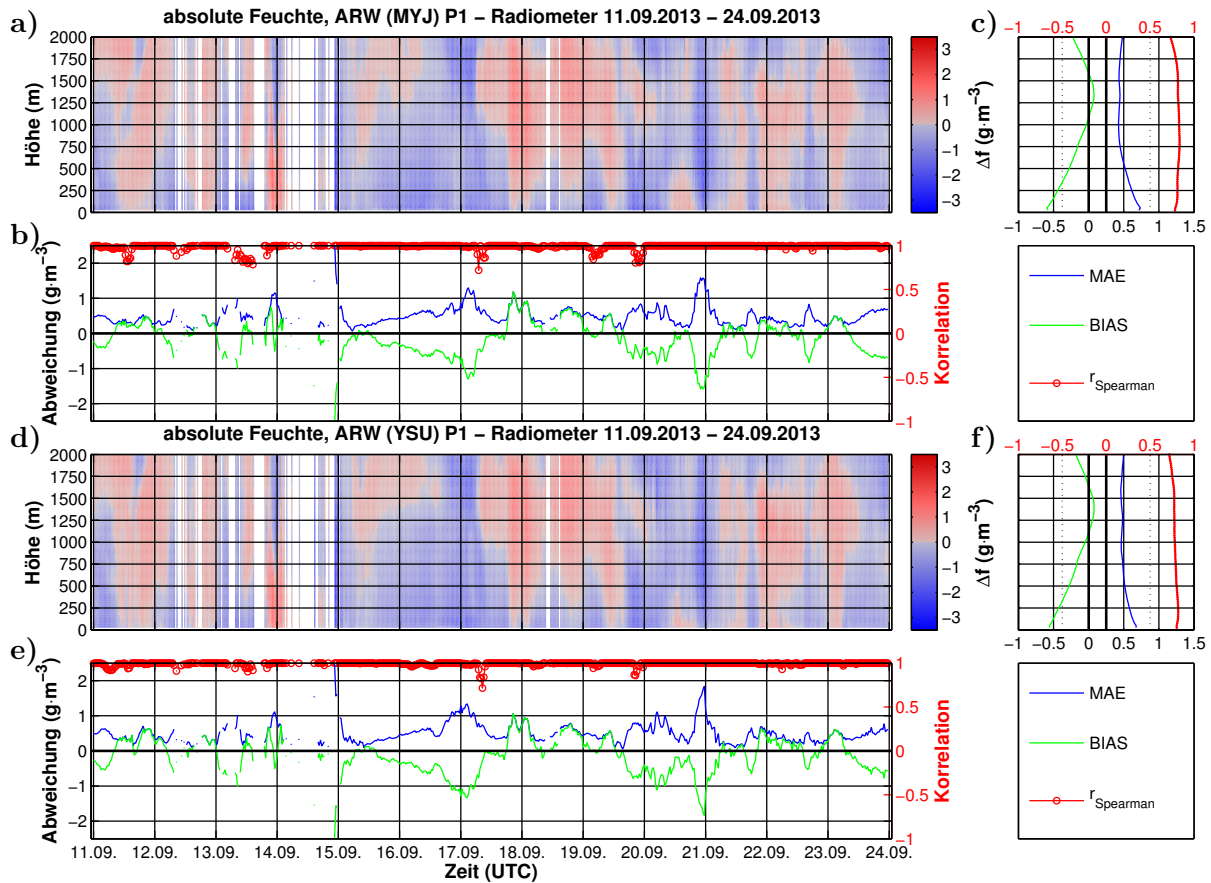


Abbildung 56: Differenzen, MAE, BIAS (siehe 6 Methoden S. 43) und Korrelationskoeffizienten zwischen den Profilen der absoluten Feuchte aus den Radiometer-Daten und den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013; **a)** Differenzen der absoluten Feuchte (ARW-Profile mit MYJ-Schema minus Radiometer-Profile) in g/m^{-3} (Farbkontur); **b)** MAE zwischen den Vertikalprofilen in g/m^{-3} (blaue Kurve), BIAS zwischen den Vertikalprofilen in g/m^{-3} (grüne Kurve); Korrelationskoeffizient zwischen den Vertikalprofilen (rote Kurve); **c)** MAE zwischen den zeitlichen Verläufen in den Höhen-Niveaus in g/m^{-3} (blaue Kurve), BIAS zwischen den zeitlichen Verläufen in den Höhen-Niveaus in g/m^{-3} (grüne Kurve); Korrelationskoeffizient zwischen den zeitlichen Verläufen in den Höhen-Niveaus (rote Kurve); **d-f)** analog zu a)-c) aber für das YSU-Schema (ARW-Profile mit YSU-Schema minus Radiometer-Profile); weiße Bereiche: keine Daten

Vergleich zu den Radiosonden-Daten

Analog zu den bisherigen Vergleichen, wurden auch die Werte der absoluten Feuchte aus den Sondierungen mit den ARW-Simulationen verglichen (siehe Abb. 57).

Im Gegensatz zu dem Vergleich mit den Radiometermessungen ergaben sich hier in den unteren 750 m häufiger positive Differenzen (siehe Abb. 57a) in der der Simulationsperiode. Diese traten hauptsächlich in dem Zeitraum vom 11.09. bis einschließlich 19.09. auf. Insbesondere am 11.09. und 12.09. ergaben sich die größten Abweichungen von größenordnungsmäßig $3 \text{ g}/\text{m}^3$ oberhalb von 1500 m. Diese häufige Überschätzung der absoluten Feuchte im ARW (MYJ) ist aber nicht systematisch, wie an den betragsmäßig ähnlichen negativen Differenzen am 19.09., 20.09. sowie 21.09. zu erkennen ist. Insbesondere die systematische Unterschätzung der absoluten Feuchte in der gesamten Säule am Morgen des 21.09. wurde auch im Vergleich mit den Radiometermessungen gefunden (vgl. Abb. 57a und Abb.56a). Ebenfalls ergaben sich auch hier in der Nacht vom

18.09. zum 19.09. hauptsächlich positive Differenzen in der Säule.

Die zeitlichen Verläufe des vertikalen MAE und BIAS sind ähnlich zu den Verläufen im Radiometerdatenvergleich. Lediglich am 16.09. und 17.09. wurden betragsmäßig deutlich kleinere Werte für den MAE und BIAS im Vergleich mit den Sondenprofilen ermittelt.

Für den zeitlichen Verlauf des vertikalen Korrelationskoeffizienten ergab sich hier lediglich eine deutlich größere Amplitude der Variabilität mit Werten auch unterhalb von 0,5 (z.B. 17.09. und 19.09.).

Die vertikalen Verläufe des zeitlichen MAE und BIAS unterscheiden sich hingegen deutlich von jenen aus dem Vergleich mit den Radiometermessungen. Bis etwa 1500 m steigt der MAE langsam von Werten zwischen $0,25 \text{ g/m}^3$ und $0,5 \text{ g/m}^3$ auf etwa $0,5 \text{ g/m}^3$. Darüber steigt dieser schneller, wobei er unterhalb von $0,75 \text{ g/m}^3$ bleibt. Der BIAS hingegen fällt zunächst von positiven Werten nahe $0,25 \text{ g/m}^3$ bis etwa 250 m auf Werte um $0,0 \text{ g/m}^3$, bleibt bis etwa 500 m konstant und fällt dann weiter auf negative Werte zwischen $-0,25 \text{ g/m}^3$ und 0 g/m^3 . Bei 1750 m Höhe vermindert sich der BIAS kurzzeitig, bleibt aber negativ. Die Werte des zeitlichen Korrelationskoeffizienten je Höhengniveau liegen bis etwa 1500 m zwischen 0,8 und 0,9. Darüber fallen diese auf etwa 0,7.

Zwischen den beiden Grenzschemata des ARW zeigen sich in diesem Vergleich nur sehr geringe Unterschiede. Aus diesem Vergleich ergab sich ebenfalls eine gute Übereinstimmung der zeitlichen Variabilität. Große Abweichungen waren stark von der Anströmung, d.h. von den synoptischen Bedingungen, abhängig. Über- bzw. Unterschätzungen können somit auch von den Trajektorien der Luftmassen abhängen. Dadurch können auch die Austauschprozesse über Ozean-Wasserflächen erhebliche Beträge zur absoluten Feuchte in den Simulationen geliefert haben.

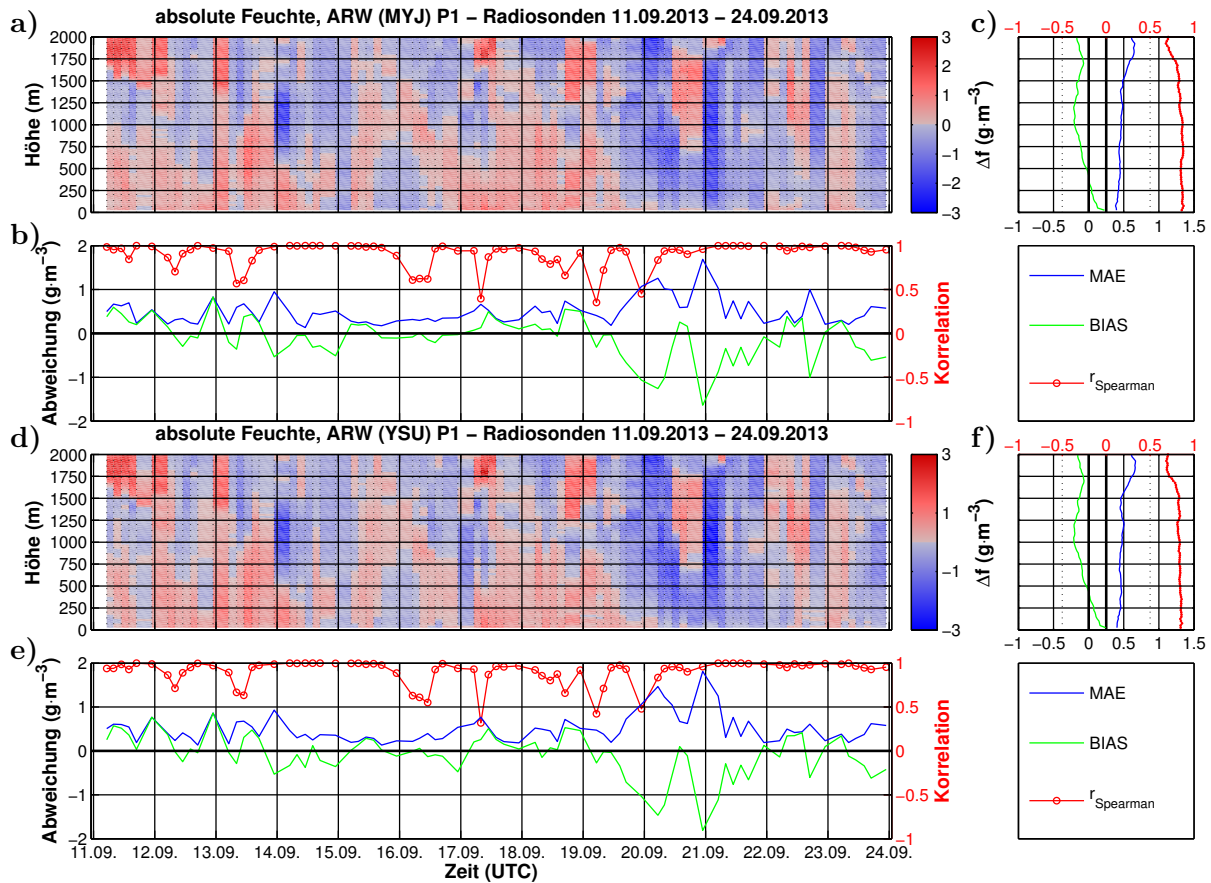


Abbildung 57: Differenzen, MAE, BIAS (siehe **6 Methoden** S. 43) und Korrelationskoeffizienten zwischen den Profilen der absoluten Feuchte aus den Radiosonden-Daten und den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013; **a)** Differenzen der absoluten Feuchte (ARW-Profile mit MYJ-Schema minus Radiosonden-Profile) in g/m^{-3} (Farbkontur); **b)** MAE zwischen den Vertikalprofilen in g/m^{-3} (blaue Kurve), BIAS zwischen den Vertikalprofilen in g/m^{-3} (grüne Kurve); Korrelationskoeffizient zwischen den Vertikalprofilen (rote Kurve); **c)** MAE zwischen den zeitlichen Verläufen in den Höhen-Niveaus in g/m^{-3} (blaue Kurve), BIAS zwischen den zeitlichen Verläufen in den Höhen-Niveaus in g/m^{-3} (grüne Kurve); Korrelationskoeffizient zwischen den zeitlichen Verläufen in den Höhen-Niveaus (rote Kurve); **d)-f)** analog zu a)-c) aber für das YSU-Schema (ARW-Profile mit YSU-Schema minus Radiosonden-Profile);

9.2 Vergleich der Modellsimulationen mit den Beobachtungsdaten in Bodennähe

In dem vorangegangenen Kapitel wurden die Simulationsergebnisse erst ab einer Höhe von mindestens 25 m (Radiosondierungen) verglichen. Die Prandtl-Schicht-Parametrisierungen der ARW-Simulationen (siehe Kapitel **3.5.9 Ähnlichkeitstheorie nach Monin und Obukhov** S. 22) liefern neben den Vertikalprofilen aber auch spezielle Variablen für die bodennahe Meteorologie, wie die 2m-Temperatur, das 2m-Mischungsverhältnis und den 10m-Wind (Richtung und Geschwindigkeit). Des Weiteren werden diverse physikalische Größen an der Oberfläche wie beispielsweise die kurzwellige und langwellige einfallende Strahlung, die turbulenten Flüsse (Impuls, Feuchte, Wärme) und die Oberflächentemperatur berechnet. Diese Größen wurden ebenfalls in Ny-Ålesund an verschiedenen Stationen gemessen. Aufgrund der guten Datenverfügbarkeit und der Qualität der Daten, wurden mehrheitlich Messungen vom BSRN-Feld herangezogen. Diese

Variablen wurden im Folgenden mit BSRN gekennzeichnet.

Für einen quantitativen Vergleich wurde auch hier der zeitliche MAE (Glg. 6.2), der zeitliche BIAS (Glg. 6.3) und der zeitliche Korrelationskoeffizient (Glg. 6.8) berechnet. Die Werte dieser Größen sind für alle im Folgenden präsentierten Vergleiche in Tabelle 16, am Ende des Kapitels, zusammengefasst und werden auch dort diskutiert.

Dabei wurde immer jene Messwerte für den Vergleich mit den ARW-Daten herangezogen, die zeitlich am nächsten zum Zeitstempel der Variablen in den ARW-Simulationen lagen. Da die BSRN-Daten in Minutenaufösung vorlagen, gab es auch immer einen BSRN-Messwert zu den ARW-Zeitstempeln, sodass mit Ausnahme von Messfehlern, immer 624 Werte je Variable verglichen wurden. Die Werte für das Mischungsverhältnis werden am meteorologischen Mast zwar gemessen, sind aber nicht Bestandteil des Standardmeteorologiedatensatzes vom BSRN-Feld an der Station. Entsprechend wurden die 60s Blockmittel analog zu den übrigen BSRN Daten, aus den 1s aufgelösten Messdaten der Feuchtegeber in 2m Höhe errechnet.

In den nachfolgenden Abbildungen sind die Zeitreihen der analysierten Variablen dargestellt.

9.2.1 Kurzwellige Einstrahlung

Wie im Kapitel **5.2.1 Weather Research and Forecasting Model (WRF)** S. 38 erläutert wurde, waren Anpassungen einiger Parameter für eine realitätsnähere Konfiguration notwendig. Unabhängig von diesen Modifikationen ist eine korrekte Simulation des solaren Strahlungsantriebs einer der wichtigsten Voraussetzungen, da die Energiebilanz an der Oberfläche auch im ARW maßgeblich die Energieverteilung in der Grenzschicht bestimmt. Entsprechend wurde zunächst der zeitliche Verlauf der einfallenden kurzwelligen Strahlung aus den ARW-Simulationen (ARW-Variable: *SWDOWN*) mit den Messungen auf dem BSRN-Feld verglichen. Der Tagesgang der kurzwelligen Einstrahlung wird erwartungsgemäß sehr gut durch die Simulationen wiedergegeben (Abb. 58). Die starke Variabilität während des Tages wird am Messstandort sowohl durch die Wolkenbedeckung als auch durch die Orographie (Abschattung) beeinflusst. Der Wolkeneinfluss ist in den BSRN-Daten vom 11.09. bis einschließlich 18.09. in der hohen zeitlichen Variabilität deutlich zu erkennen. In dieser Periode wurde auch in den ARW-Simulationen eine größere Variabilität simuliert, die auf eine zeitliche Variabilität der Wolkenbedeckung im Modell zurückzuführen ist. Die Bedeckung selbst wurde nicht explizit verglichen, da zum Zeitpunkt dieser Arbeit an der Station keine Beobachtung mit ausreichender zeitlicher Auflösung durchgeführt wurde. Die Tage mit größeren und dichteren Bedeckung (am 12.09. und am 18.09.) wurden vom Modell ebenfalls sehr gut erfasst. Vom 19.09. bis einschließlich 23.09. lagen weitestgehend klare Bedingungen vor und der Schattenwurf des Zeppelinberges am Nachmittag (siehe Kapitel **4 Standortbeschreibung** S. 31) ist in den Messdaten durch den Rückgang der kurzwelligen Einstrahlung auf ca. 40 W/m^2 deutlich zu erkennen. Dies ist die diffuse Strahlung, die im Schatten erhalten bleibt. Dieser Schattenwurf wird vom Modell überhaupt nicht erfasst, was zu einer starken Überschätzung der einfallenden kurzwelligen Strahlung führt. Ursache hierfür ist ebenfalls die unzureichende Auflösung der Orographie.

Durch die Überschätzung der einfallenden kurzwelligen Einstrahlung steht im Modell mehr Energie an der Oberfläche zur Verfügung, die durch Strahlung und den turbulenten Austausch zu

einer Überschätzung der lokalen bodennahen Temperatur führen kann.

Am 11.09. und 17.09. wurden in der Mittagsstunden vereinzelt Werte von über 250 W/m^2 auf dem BSRN-Feld gemessen. Dieser Wert übersteigt die Einstrahlung, die bei dem gegebenen Sonnenstand unter klaren Bedingungen die Oberfläche direkt erreichen kann (vgl. Tagesgang 15.09.). Ursache für diese sogenannte Strahlungsverstärkung sind hauptsächlich Reflektionen an Cumulus-Wolken (siehe z.B. Zehner *et al.*, 2011, Lovengreen *et al.*, 2005, Sabburg *et al.*, 2003). Am 11.09. wurde eine persistente Wolkenhöhe in etwa 1 km Höhe vom Ceilometer auf dem BSRN-Feld registriert. Am 17.09. wurde erst am Nachmittag eine deutliche Bedeckung gemessen (siehe Abb. 47b). Dies steht aber nicht im Widerspruch zum Befund der Strahlungsverstärkung am 17.09., da auch Reflektionen von Wolken, die nicht oberhalb des Ceilometers lagen, durch den Strahlungssensor, der nahezu den gesamten oberen Halbraum vermisst, erreichen. Dieser Effekt wurde im Untersuchungszeitraum nicht von den Simulationen reproduziert. Insgesamt liegen die simulierten Tagesgänge systematisch unterhalb der beobachteten, sodass die einfallende kurzwellige Strahlung vom ARW unterschätzt wurde.

Größere Unterschiede zwischen beiden Grenzschichtparametrisierungsschemata zeigen sich nur am 12.09., 14.09. und 18.09.. Insgesamt sind die Abweichungen zwischen den Beobachtungen und den Simulationen größer als die Unterschiede zwischen beiden ARW-Läufen.

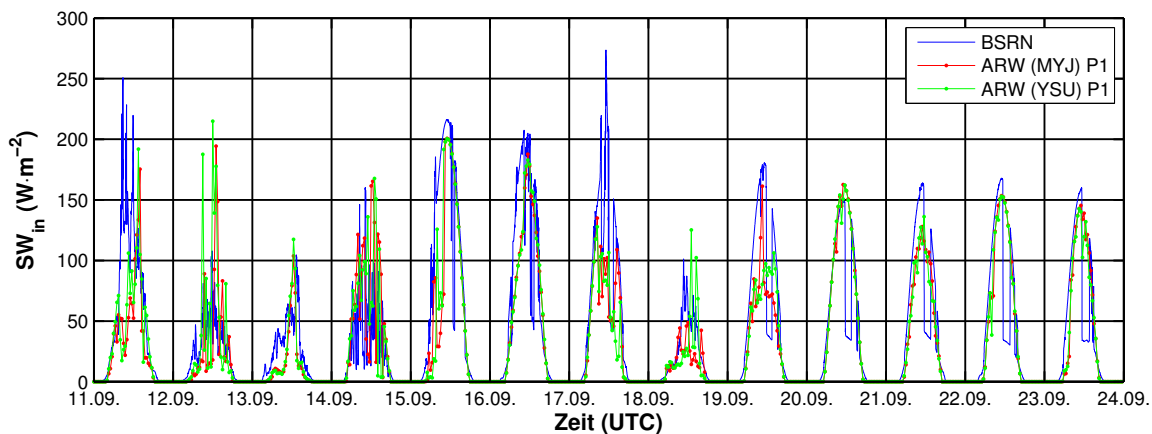


Abbildung 58: Zeitlicher Verlauf der kurzwelligen Einstrahlung in W/m^2 aus den lokalen Messungen (BSRN) und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013

9.2.2 Gegenstrahlung

Analog zur kurzwelligen Einstrahlung wurde auch die langwellige Einstrahlung aus den ARW-Simulationen (ARW-Variable: *GLW*) mit den Messungen auf dem BSRN-Feld verglichen.

Wie bereits zuvor erläutert, ist eine starke zeitliche Variabilität der kurzwelligen Einstrahlung auf eine wechselhafte Bewölkung zurückzuführen. Aufgrund der Gegenstrahlung, insbesondere von tiefen Wolken, war somit in Zeiten wechselhafter Bedeckung eine deutliche zeitliche Variabilität der langwelligen Einstrahlung mit deutlich höheren Beträgen zu erwarten.

Entsprechend der mutmaßlich höheren Bedeckung vom 11.09. bis einschließlich 18.09. erreichte mehr langwellige Strahlung die Oberfläche, wie an den Werten von teilweise deutlich über 300 W/m^2 in den BSRN-Daten zu erkennen ist (Abb. 59). Die ARW-Simulationen reprodu-

zierten den zeitlichen Verlauf sowie die Amplitude der Variabilität der einfallenden langwelligen Strahlung während der gesamten Simulationsperiode gut. Hierbei war eine exakte zeitliche Kongruenz nicht zu erwarten. Dies wird in den Abweichungen der kurzzeitigen Variabilität während wechselhafter Bewölkung, wie beispielsweise am 12.09. oder 14.09., deutlich. Das Modell zeigte zwar ebenfalls eine starke Variabilität, die aber zeitlich von den Messwerten abwich. Der Wechsel von klaren zu bedeckten Bedingungen, wenn auch nicht zeitlich kongruent, wurde durch die Simulationen ebenfalls erfasst, wie im Zeitraum vom 15.09. bis einschließlich 18.09. zu erkennen ist.

In der Nacht vom 22.09. zum 23.09. überschätzte das Modell die langwellige Einstrahlung und damit die Bedeckung deutlich. Allerdings sei an dieser Stelle erwähnt, dass die Wolkenphysik noch immer unzureichend erforscht ist und somit Wolkenparametrisierungen in Modellen zu meist nur grobe Approximationen liefern (siehe z.B. Klaus *et al.*, 2012). Insofern ist die gute Übereinstimmung der dargestellten Zeitreihen ein positives Ergebnis. Beide Parametrisierungsschemata zeigten zu gleichen Zeiten ähnliche Fluktuationen mit geringfügigen zeitlichen Verschiebungen.

Auch hier waren die Abweichungen zwischen den Beobachtungen und den Simulationen größer als die Unterschiede zwischen den ARW-Läufen.

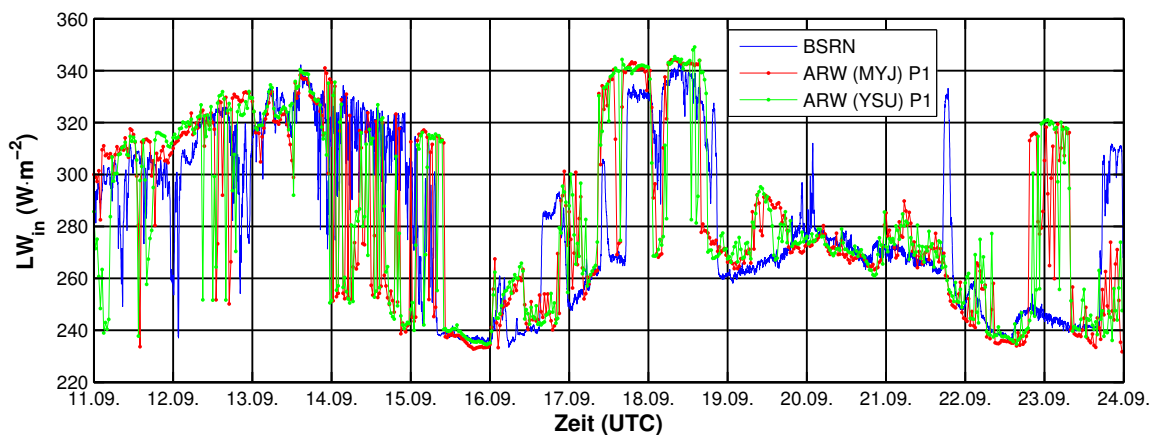


Abbildung 59: Zeitlicher Verlauf der (langwelligen) Gegenstrahlung in W/m^{-2} aus den lokalen Messungen (BSRN) und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013

9.2.3 2m-Temperatur

Aufgrund der Abnahme der Temperatur mit der Höhe in der Atmosphäre, führen deutliche Höhenunterschiede zwischen der Modellgitterzelle und der Höhe der Messung über dem mittleren Meeresspiegel zu systematischen Abweichungen der 2m-Temperatur. Da hier dieser Höhenunterschied weniger als 10 m betrug, wurde keine explizite Korrektur, wie beispielsweise in Claremar *et al.* (2012), durchgeführt. Ein Höhenunterschied von 10 m führt unter der Annahme einer trockenadiabatischen Temperaturschichtung mit dem trockenadiabatischen Temperaturgradienten $\Gamma_d = 9,7 \text{ K/km}$ lediglich zu einem Temperaturunterschied $\Delta T_{\Gamma_d} \approx 0,01 \text{ K}$. Dieser Wert ist im Rahmen der Messgenauigkeit der Temperaturmessung vernachlässigbar.

Der zeitliche Verlauf der 2m-Temperatur in der gesamten Periode wurde von den ARW-Simula-

tionen weitestgehend reproduziert. Für den 12.09. zeigte sich eine leichte zeitliche Abweichung zwischen dem simulierten und beobachteten Temperaturanstieg. Eine weitere deutliche zeitliche Abweichung ergab sich in der zweiten Tageshälfte des 22.09.. In der übrigen Periode ergaben sich nur geringe zeitliche Abweichungen.

Wie bereits im Kapitel 7 **Mikrometeorologische Charakterisierung des Messstandortes** S. 55 erläutert, erreichen unter geringen Windgeschwindigkeiten (< 5 m/s; siehe z.B. Jocher *et al.* (2012, 2015)) katabatische Abflüsse von den Brøgger-Gletschern aus südwestlicher Richtung das Messfeld. Solche niedrigen Windgeschwindigkeiten lagen mit den entsprechenden Windrichtungen im dem Zeitraum vom 15.09 bis einschließlich dem 21.09. an der Station vor (vgl. Abb. 62 und 63). Dies zeigt, dass das ARW diesen rein orographisch bedingten, kleinskaligen katabatischen Abfluss nicht korrekt reproduzieren kann. Da aber die Magnitude der Temperaturvariabilität bereits in der korrekten Größenordnung für diese Zeiten lag, wie deutlich am Nachmittag des 16.09. zu erkennen ist, ist anzunehmen, dass bei noch höheren räumlichen Auflösungen (< 1 km) dieser Prozess korrekt reproduziert werden könnte.

Zwischen den beiden Parametrisierungsschemata ergaben sich teilweise Unterschiede von mehreren Kelvin wie beispielsweise am 11.09., 12.09. und 13.09.. Hier lag, mit Ausnahme der Morgenstunden des 11.09., die YSU-Temperatur deutlich über der MYJ-Temperatur. Obwohl die YSU-Temperatur auch während der übrigen Simulationsperiode mehrheitlich oberhalb der MYJ-Temperatur lag, ist diese Abweichung nicht konstant. Dies zeigt der umgekehrte Fall in der Nacht vom 18.09. zum 19.09.. Ursache hierfür könnte die unterschiedliche Diffusivität der Schemen sein. Im Hinblick auf die am Messstandort vorliegende räumliche Heterogenität, wurde auch die Temperaturmessung in 2,10 m vom EKM-NA mit der 2m-Temperatur aus den ARW-Simulationen verglichen. Hieraus ergaben sich allerdings keine abweichenden Befunde, sodass auf eine explizite Darstellung verzichtet wurde.

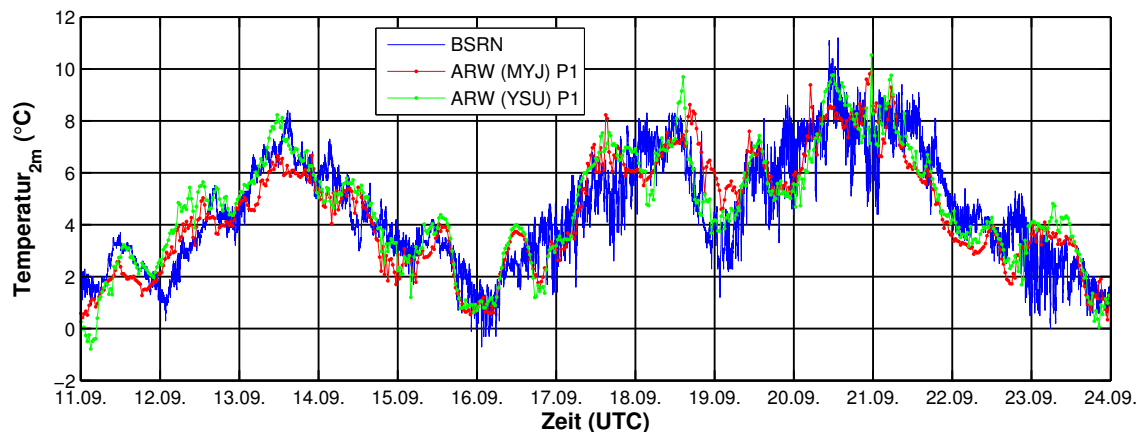


Abbildung 60: Zeitlicher Verlauf der 2m-Temperatur in °C aus den lokalen Messungen (BSRN) und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013

9.2.4 Oberflächentemperatur

In den ARW-Simulationen wird die Oberflächentemperatur aus der Energiebilanz an der Erdoberfläche berechnet. Aus dieser kann, mit der im Modell definierten Emissivität ϵ des Bodens,

die langwellige Ausstrahlung der Oberfläche berechnet werden.

In der Praxis hingegen wird die Oberflächentemperatur mittels Infrarot-Strahlungssensoren mit einem sehr kleinen Sichtfeld, von beispielsweise 10° (Campbell Scientific IR100), bestimmt. Dabei wird zur Umrechnung der gemessenen Strahlung mit dem Stefan-Boltzmann-Gesetz (Glg. 9.1) im Messsystem, zumeist ein charakteristischer, aber konstanter Wert für die Emissivität vorgegeben.

$$P = \epsilon \cdot \sigma \cdot A \cdot T^4 \quad (9.1)$$

Da auf dem BSRN-Feld kein spezieller Sensor zur Messung der Oberflächentemperatur installiert war, wurde alternativ die Oberflächentemperatur aus den Messwerten der ausgehenden langwelligen Strahlung berechnet. Hierbei ist zu beachten, dass der installierte Sensor nahezu den gesamten unteren Halbraum vermisst und somit die Infrarotstrahlung einer sehr großen Fläche registriert. Der exakte Wert der Emissivität der Bodenoberfläche auf dem BSRN-Feld im spektralen Messbereich des Sensors (4 µm bis 50 µm; Eppley PIR: technisches Datenblatt) ist nicht bekannt und kann somit nur anhand von Analysen über ähnlichen Bodenoberflächen abgeschätzt werden. Aus Wilber *et al.* (1999) ergibt sich für das spektrale Mittel (4,5 µm bis >35,7 µm) für Tundraboden ein Wert von 0,9751, der hier für die Umrechnung aus der gemessenen langwelligen Ausstrahlung benutzt wurde.

Im ARW wird die Oberflächenemissivität anhand der Landnutzungs-kategorie festgelegt. Wie im Kapitel (siehe Kapitel **5.2 Daten aus Modellsimulationen** S. 38) beschrieben, wurde für die eisfreien Gebiete Svalbards die Landnutzungs-kategorie *19-Barren or Sparsely Vegetated* festgelegt. Dieser Klasse wird in der ARW-Parameterdatei *VEGPARM.TBL* für das gesamte Jahr eine konstante Emissivität von 0,9 zugeordnet. Mit diesem Wert wurde zum Vergleich eine zweite Umrechnung aus den Messdaten durchgeführt.

In Abbildung 61 sind die Verläufe der berechneten Oberflächentemperaturen aus der langwelligen Ausstrahlung vom BSRN-Feld für beide genannten Emissivitäten eingezeichnet.

Bei dem Vergleich des zeitlichen Verlaufes der Oberflächentemperatur fällt zunächst die deutliche systematische Abweichung zwischen den ARW-Simulationen und den berechneten Werten aus der langwelligen Ausstrahlung vom BSRN-Feld bei einer Emissivität von $\epsilon = 0,9$ auf. Die zu hohen Werte deuten darauf hin, dass die Modellemissivität die reale Emissivität der Oberfläche auf dem BSRN-Feld deutlich unterschätzt. Allerdings entspricht die Landnutzungs-kategorie im Modell nicht der real vorliegenden Tundraoberfläche, sondern lediglich jenem USGS-Bodentyp, dessen Eigenschaften am geringsten von den realen Bedingungen abweichen. Insofern zeigen die Abweichungen zwischen den berechneten Oberflächentemperaturen vom BSRN-Feld, welche Größenordnung sich für den Fehler der Oberflächentemperatur ergibt, wenn im Modell die Bodenemissivität unzureichend initialisiert wird.

Vergleicht man die Temperaturverläufe aus den Simulationen mit der berechneten Oberflächentemperatur mit der realistischeren Emissivität von $\epsilon = 0,9751$, ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung, sowohl in der zeitlichen Variabilität, als auch der Amplitude der Variabilität. Das heißt, die für die Oberflächenenergiebilanz relevante Oberflächentemperatur wurde vom Modell mit der Landnutzungs-kategorie *19-Barren or Sparsely Vegetated* gut reproduziert. Alle, in den Messdaten vorhandenen Tagesgänge, wurden erfasst. Auffällig war jedoch die stärkere Abkühlung der Oberfläche in den Nächten vom 15.09. zum 16.09., in den Abendstunden des

16.09. und in der Nacht vom 18.09. zum 19.09.. In der Nacht vom 16.09. zum 17.09. wurde vom Modell eine ähnliche Gegenstrahlung wie in den Messungen simuliert. Hier lag nur eine sehr leichte Bewölkung vor, wie an den Beträgen ersichtlich wird (siehe Abb. 59), sodass die Strahlungsabkühlung der Oberfläche unter nahezu klaren Bedingungen vorlag. Trotz der geringeren Emissivität von 0,9, sogar geringfügig höheren 2m-Temperaturen (siehe Abb. 60), teilweise betragsmäßig größeren turbulenten fühlbaren Wärmeströmen zur Oberfläche (siehe Abb. 66) in den Simulationen und vernachlässigbaren turbulenten latenten Wärmeströmen (siehe Abb. 67), kühlte die Oberfläche in den Simulationen um etwa 2K mehr ab. Ein ähnliches Verhalten lag auch in den anderen beiden genannten Nächten vor, wobei dort deutlich der wärmende Effekt der Gegenstrahlung ersichtlich wird. Ursache konnte somit nur ein zu geringer Bodenwärmestrom aus den unteren Bodenschichten zur Erdoberfläche im Modell sein. Dies konnte allerdings im Rahmen dieser Arbeit nicht umfassend untersucht werden.

Dies deutet darauf hin, dass die Bodeneigenschaften des verwendeten USGS-Bodentyps nur unzureichend mit den, tatsächlichen Bedingungen übereinstimmen. Weitere Abweichungen wurden auch in den Simulationen von Aas *et al.* (2015) gefunden, in denen ebenfalls dieser Bodentyp verwendet wurde (Ketjil Aas 2016; persönliche Kommunikation).

Auch hier zeigten sich nur geringe Unterschiede zwischen den Grenzschichtparametrisierungen. Lediglich in den Morgenstunden des 11.09. und in der Nacht vom 19.09. zum 20.09. wurden mit dem YSU-Schema etwa 2K geringere Temperaturen als mit dem MYJ-Schema simuliert. Die Abweichungen zwischen den Beobachtungsdaten und Daten aus den Simulationen waren auch hier größer als zwischen Simulationen selbst.

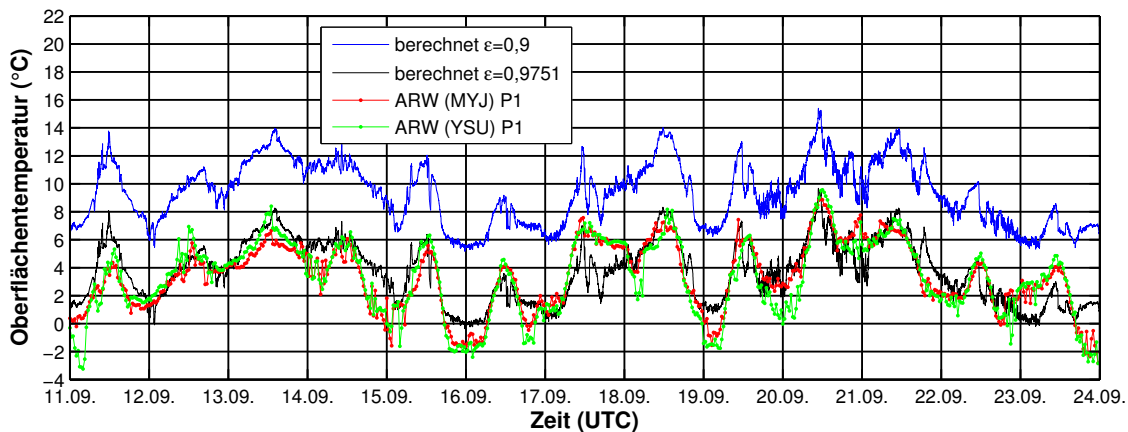


Abbildung 61: Zeitlicher Verlauf der Oberflächentemperatur in °C berechnet aus den lokalen Messungen (BSRN) der ausgehenden langwelligen Strahlung und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013

9.2.5 10m-Windgeschwindigkeit

Der zeitliche Verlauf der simulierten 10m-Windgeschwindigkeiten zeigte analog zu den Messdaten die zwei Perioden erhöhter Windgeschwindigkeit vom 12.09. bis einschließlich 14.09. sowie vom 20.09. bis einschließlich 22.09. (Abb. 62). Während die zeitliche Variabilität der simulierten Windgeschwindigkeiten in der ersten Periode stark den Messungen folgte, zeigte sich in der zwei-

ten Periode eine deutliche zeitliche Verschiebung zwischen den Windmaxima, wie beispielsweise in der zweiten Tageshälfte des 21.09.. Weiterhin lagen die Beträge der Windgeschwindigkeit von Beobachtung und Simulationen nahe beieinander. Deutliche Abweichungen in den Beträgen ergaben sich hingegen in Zeiten geringer Windgeschwindigkeiten vom 15.09. bis einschließlich 19.09. sowie am 23.09.. Hier überschätzten beide Grenzschichtparametrisierungen die Windgeschwindigkeit teilweise um etwa 6 m/s (17.09.). Die Tendenz des ARW zur Überschätzung der Windgeschwindigkeit während dieser Simulationsperiode, wie sie sich auch schon aus dem Vergleich mit dem Wind-LIDAR Daten ergab, setzte sich somit bis in das bodennächste Niveau durch. Wie aus Abbildung 63 ersichtlich wird, wurde das BSRN-Feld unter geringen Windgeschwindigkeiten aus wechselnden Richtungen angeströmt. Die Fluktuationen der gemessenen Windrichtungen zeigten die große Unsicherheit der Windrichtungsmessungen bei solchen Geschwindigkeiten. Die Simulationen zeigten hingegen nur selten Abweichungen von der Fjordkanalisierung. Primärursache der Windgeschwindigkeitsabweichungen war somit die unzureichende Auflösung der lokalen mikrometeorologischen Zirkulation, die bei geringen synoptischen Antrieb dominant wird. Zusätzlich ist die aerodynamische Rauigkeit der unebenen Landoberfläche sehr viel größer, im Vergleich zur Wasserüberfläche, über welche die Anströmung in den Simulationen stattfand.

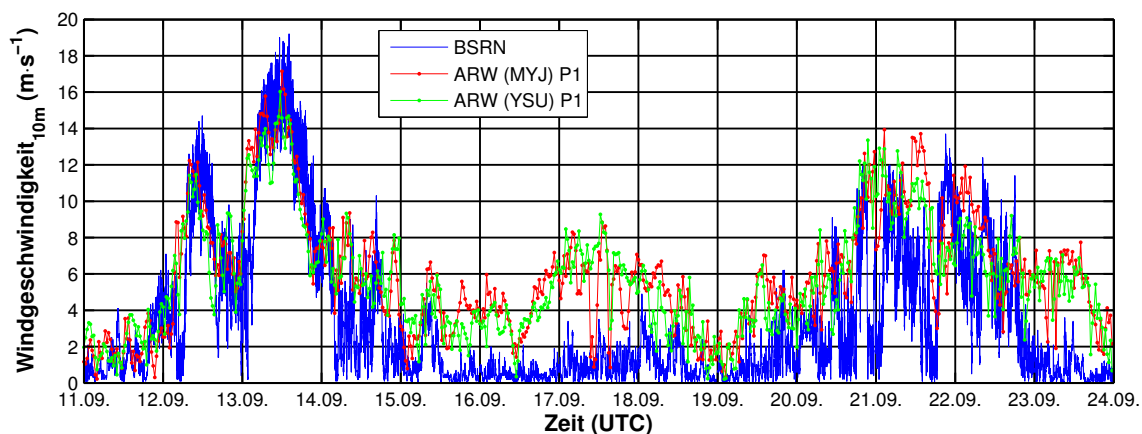


Abbildung 62: Zeitlicher Verlauf der 10m-Windgeschwindigkeit in m/s aus den lokalen Messungen (BSRN) und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013

9.2.6 10m-Windrichtung

Für die 10m-Windrichtung ergaben sich erhebliche Abweichungen zwischen der Beobachtung und den Simulationen. Hier ist aber erneut die Tatsache anzubringen, dass zum einen für geringe Windgeschwindigkeiten die Windrichtung nur unzureichend definiert ist und zum anderen mikrometeorologische Effekte zu dominieren beginnen. Insbesondere am Messstandort, ergeben sich dadurch, in Zeiten sehr geringer Windgeschwindigkeiten, sehr große Fluktuationen der Windrichtung. Entsprechend sind in Abbildung 63 lediglich die beiden Perioden erhöhter Windgeschwindigkeit aussagekräftig für die Validität des Modells, da die lokalen orographisch bedingten Strömungen nicht aufgelöst werden konnten.

In den beiden Zeiträumen mit starken synoptischen Antrieb hingegen, ergab sich eine gute

Übereinstimmung. Diese Dominanz des synoptisch-skalierten Antriebs über die mikroskalierten Prozesse, wurde auch schon durch Jocher *et al.* (2015) für den Messstandort Ny-Ålesund beschrieben. In der ersten Periode folgen die simulierten Werte etwa den gemessenen Werten, wobei sowohl geringe Drehungen im als auch gegen den Uhrzeigersinn auftraten. Insgesamt zeigten beide ARW-Schemata, mit Ausnahme der kurzzeitigen Drehung des Windes aus West in der Nacht vom 12.09. zum 13.09., einen ähnlichen Wertebereich wie die Beobachtung. Diese kurzzeitige Winddrehung ging allerdings mit einer deutlichen Abnahme der Windgeschwindigkeit einher (vgl. Abb. 62). In der zweiten Periode lag in den Simulationen eine Drehung gegen den Uhrzeigersinn gegenüber der Messung und damit Wind aus östlicher Richtung vor. Die Beobachtung zeigte hingegen, dass der Wind entlang der Fjordachse mit Windrichtungen zwischen 90° und etwa 150° wehte. Die auffälligen Drehungen der Windrichtung nach West in den Messungen gingen auch hier wieder mit geringen Windgeschwindigkeiten einher (vgl. Abb. 62).

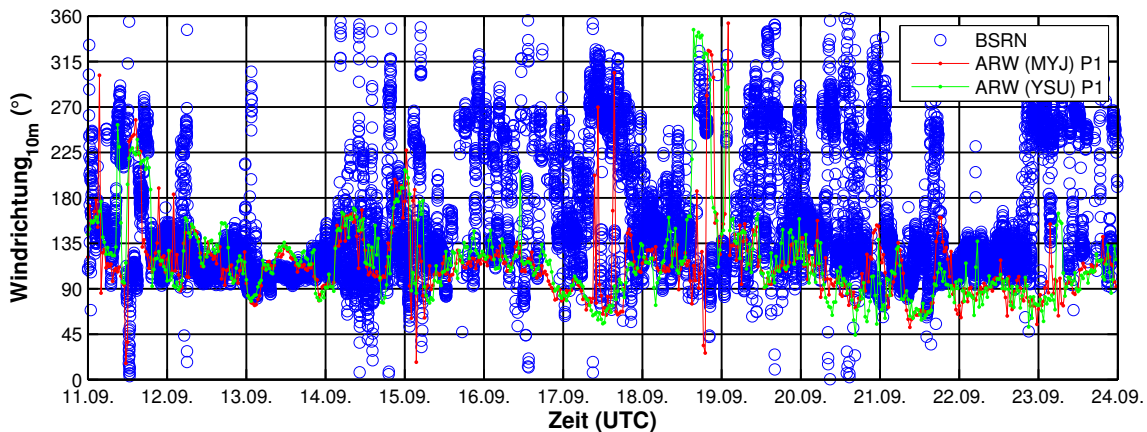


Abbildung 63: Zeitlicher Verlauf der 10m-Windrichtung in ° aus den lokalen Messungen (BSRN) und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013

9.2.7 2m-Mischungsverhältnis

Der zeitliche Verlauf des 2m-Mischungsverhältnisses über die gesamte Periode wurde von den ARW-Simulationen gut reproduziert, sodass die beiden Perioden mit starker Advektion ebenfalls deutlich zu erkennen sind (Abb. 64 und 65). Die Modellläufe zeigten sowohl positive (z.B. 12.09., 17.09., 23.09.) als auch negative Abweichungen (z.B. 19.09., 20.09., 21.09.) zu den Beobachtungen (hier: BSRN und EKM-NA). Zeitlich anhaltende Abweichungen zwischen den beiden Grenzschemata ergaben sich beispielsweise am 13.09., in der Nacht vom 16.09. zum 17.09., am 19.09. sowie am 20.09.. Dies ist möglicherweise ebenfalls auf die unterschiedliche Diffusivität der Schemata zurückzuführen.

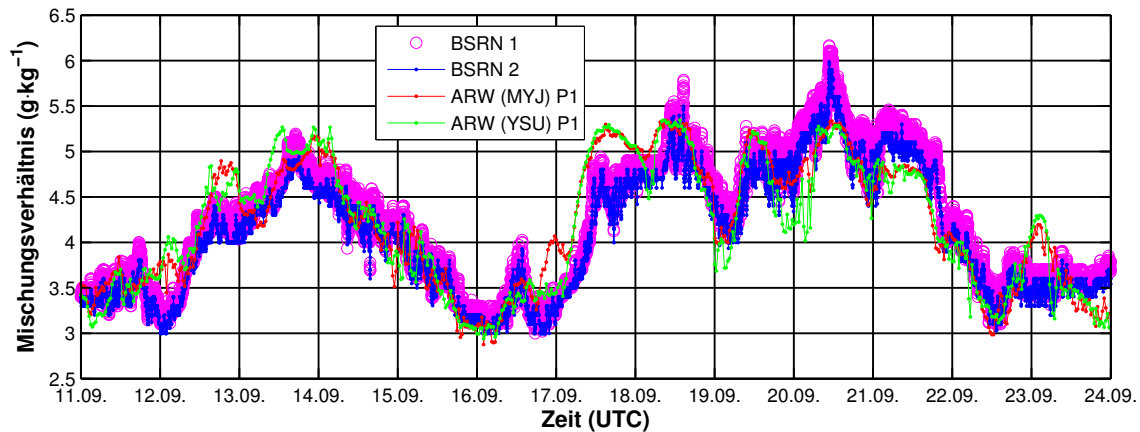


Abbildung 64: Zeitlicher Verlauf des 2m-Mischungsverhältnisses in g/kg aus den lokalen Messungen (BSRN) und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013; am BSRN-Mast sind zwei Sensoren in 2m Höhe montiert

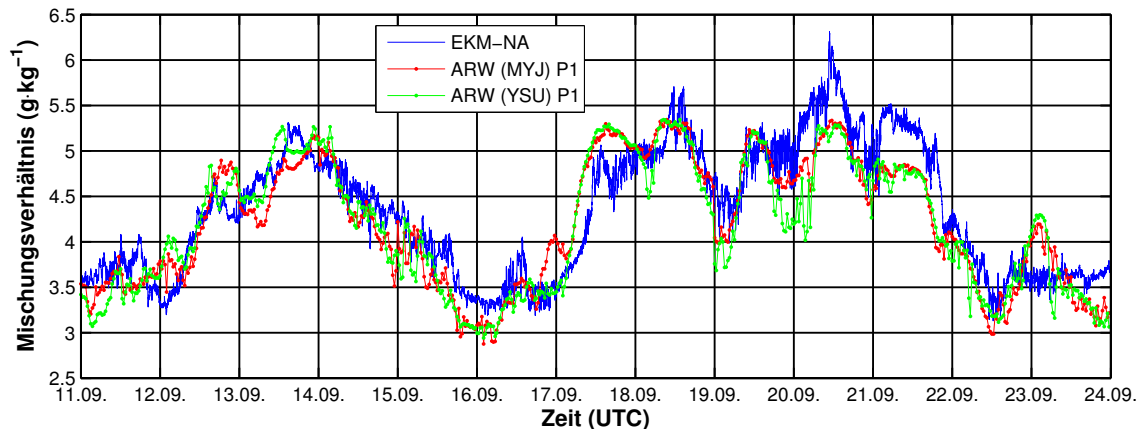


Abbildung 65: Zeitlicher Verlauf des 2m-Mischungsverhältnisses in g/kg aus den lokalen Messungen (EKM-NA in 2,1m Höhe, Thies Klima - Thermo-Hygrometer) und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013

9.2.8 Turbulenter fühlbarer Wärmestrom

Der turbulente fühlbare Wärmestrom an der Oberfläche hängt sensibel von dem Vertikalprofil der Temperatur, der Feuchte und der Windgeschwindigkeit sowie deren zeitlichen Variabilität ab. Weiterhin beeinflussen die Oberflächenrauigkeit, die kleinskalige Orographie, die Strahlungsbilanz und Heterogenitäten der Unterlage in der Bodenzusammensetzung und Textur die Flüsse maßgeblich. Entsprechend beeinflussen nahezu alle von der Realität abweichenden Bedingungen im Modell sowohl das Vorzeichen als auch die Beträge des turbulenten fühlbaren Wärmestroms. Dies trifft mit den entsprechenden Variablen auch auf die übrigen turbulenten Flüsse zu. In der Praxis ist die In-situ-Messung der turbulenten Flüsse außerordentlich aufwendig, gerade unter klimatologisch und orographisch anspruchsvollen Bedingungen, wie sie in Ny-Ålesund vorliegen. Entsprechend sind die Ursachen für Abweichungen zwischen Modell und Beobachtung deutlich diffiziler und somit größere Beträge für die Abweichungen zu erwarten. Nachfolgend ist zunächst der zeitliche Verlauf des turbulenten fühlbaren Wärmestroms aus der Messung am EKM-NA

und den ARW-Simulationen gegeben.

Wie im Kapitel **6.1 Eddy-Kovarianz-Methode** S. 43 erläutert, eignen sich nur Flüsse mit dem *Quality-Flags* von 1 bis 3 für fundamentale Untersuchungen. Aufgrund der sehr begrenzten Anzahl von qualitativ hochwertigen Datenpunkten während des Simulationszeitraums, wurden auch jene Messwerte mit einer moderaten Datenqualität (*Quality-Flags* von 4 bis 6) hinzugezogen.

An dieser Stelle sei noch einmal an die Vorzeichenkonvention der turbulenten Flüsse erinnert, bei der negative Flüsse zur Erdoberfläche und positive zur Atmosphäre gerichtet sind.

Deutlich zu erkennen sind in Abbildung 66 erneut, die drei Perioden mit den unterschiedlichen Windregimen (1. 11.09.-14.09., 2. 15.09.-18.09., 3. 19.09.-23.09.). In der ersten und dritten Periode wurden verstärkt negative und betragsmäßig größere Wärmeströme simuliert, wie sie auch am EKM-NA auftraten. In der zweiten Periode mit geringen Windgeschwindigkeiten überschätzt das Modell die Flüsse deutlich. Als Ursache hierfür ist anzunehmen, dass unter anderem die zu hohen bodennahen Windgeschwindigkeiten in den Simulationen zu dieser Überschätzung führten. Weiterhin lässt sich in den simulierten Flüssen, mit Ausnahme des 18.09. und 19.09., ein Tagesgang mit Minima bei negativen Werten jeweils zu 00:00 UTC und Maxima mit leicht positiven Werten jeweils zu 12:00 UTC erkennen. Diese Verläufe lassen sich teilweise auch in den Messdaten, wie am 11.09., 15.09., 16.09. und 22.09., erkennen. Insbesondere die Flüsse um die Mittagszeit (12:00 UTC) wurden von den Simulationen mehrheitlich überschätzt. Betragsmäßig deutlich überschätzt wurden die nächtlichen Flüsse hauptsächlich in der zweiten Periode.

Betragsmäßig große positive Flüsse lagen in den Messungen mehrheitlich bei moderater Datenqualität vor. Allerdings waren dies zumeist nur einzelne Werte, sodass anzunehmen ist, dass es sich um stark fehlerbehaftete Werte handelt. Einzelne negative Ausreißer sind auch im Zeitraum vom 17.09. bis einschließlich dem 20.09. zu erkennen. Insgesamt reproduzierten die ARW-Simulationen den Wertebereich und auch mehrheitlich die Vorzeichen des turbulenten fühlbaren Wärmestroms, wobei sich eine systematische Abweichung lediglich bei den Amplituden der Tagesgänge abzeichnet.

Aufgrund des geringen solaren Strahlungsantriebs am Tag und der negativen Strahlungsbilanz in den Nächten lagen mehrheitlich zur Erdoberfläche gerichtete, mechanisch angetriebene turbulente fühlbare Wärmeströme in der Simulationsperiode vor (siehe Abb. 47b und c). Die ARW-Simulationen reproduzierten diese thermisch schwach stabilen bis neutralen Bedingungen mit einer ebenfalls schwach ausgeprägten Turbulenz (siehe auch Kapitel **9.3 Vergleich der Grenzschichtdynamik** S. 157).

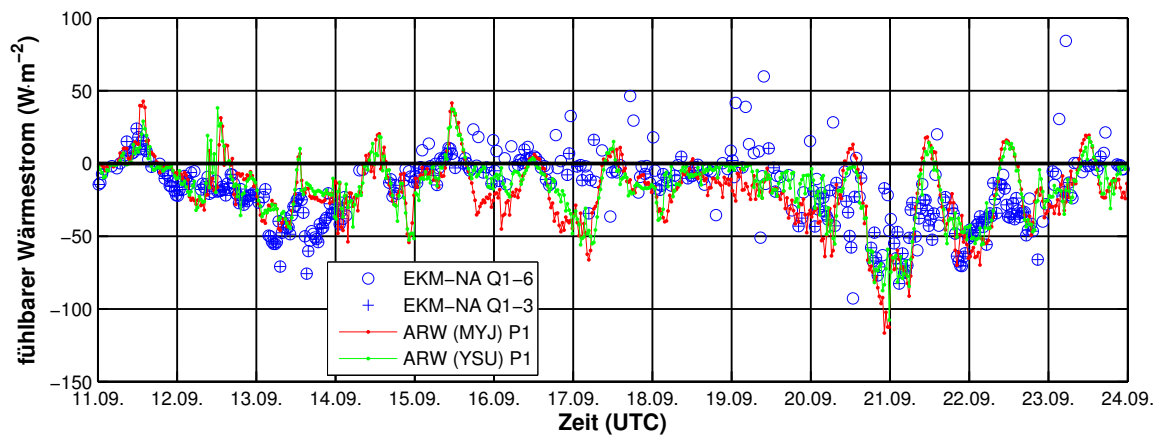


Abbildung 66: Zeitlicher Verlauf des fühlbaren Wärmestroms in W/m^{-2} aus den lokalen Messungen (EKM-NA) und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013; zur Separierung beider Qualitätsklassen wurden die Flüsse mit den *Quality-Flags* von 1 bis 3 zusätzlich durch Kreuze gekennzeichnet

9.2.9 Turbulenter latenter Wärmestrom

Abbildung 67 zeigt den zeitlichen Verlauf der gemessenen und simulierten latenten Wärmeströme während der Simulationsperiode. Die Abbildung ist analog zu Abbildung 66 zu lesen.

Analog zu Abbildung 66 lassen sich hier die drei Perioden mit den unterschiedlichen Windregimen erkennen, wobei in der zweiten Periode geringere Werte für den latenten Wärmestrom auftraten. Ebenfalls deutlich sind auch hier Tagesgänge in den Modelldaten zu erkennen. Aufgrund der geringen Datenverfügbarkeit in den Beobachtungen lassen sich diese nur in den In-situ-Messungen im Zeitraum vom 11.09. bis einschließlich 13.09. sowie am 21.09. und 22.09. schemenhaft erkennen. In der ersten Periode reproduzierten die ARW-Simulationen zwar mehrheitlich das Vorzeichen der latenten Wärmeströme, unterschätzen aber dramatisch die Beträge. Ursache hierfür könnten die Niederschlagsereignisse am 12.09. und 13.09. sein (siehe Abb. 47d), die im Zusammenhang mit den höheren Windgeschwindigkeiten am 13.09. zu einer entsprechend erhöhten Verdunstung führten. So waren die gemessenen Flüsse zur Mittagszeit des 13.09. 2-3mal größer als die Simulierten. In der zweiten und dritten Periode hingegen stimmen sowohl die zeitliche Variabilität als auch der Wertebereich der simulierten Flüsse grob mit der Beobachtung überein. Weiterhin haben auch hier die In-situ-Flüsse mit moderater Qualität vereinzelt deutlich größere Beträge, die auf die größere Abweichungen bei dieser Qualität zurückzuführen sein dürfte.

Insgesamt wird deutlich, dass die in Kapitel 5.2.1 **Weather Research and Forecasting Model (WRF)** S. 38 beschriebenen Modifikationen der Initialwerte der Bodenfeuchte sowie der Grenzwerte für Verdunstung zu realitätsnahen latenten Wärmeströmen geführt haben.

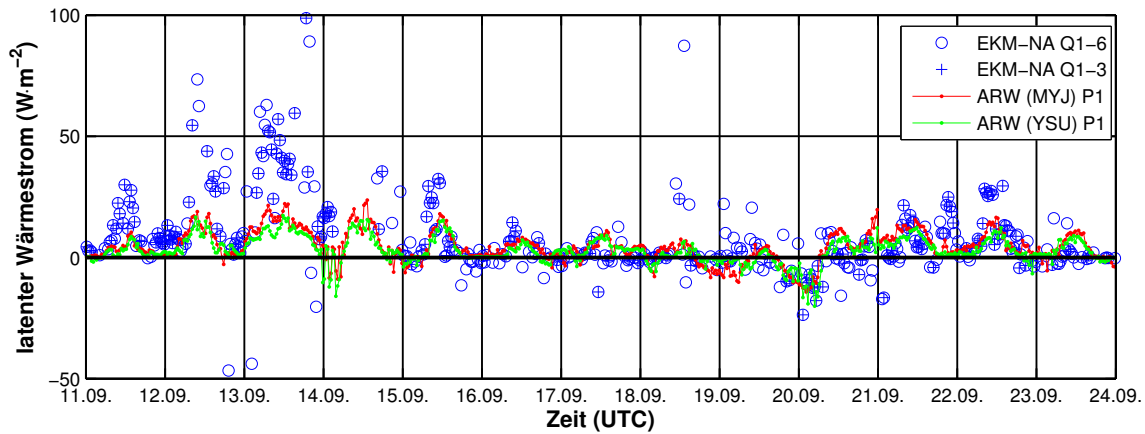


Abbildung 67: Zeitlicher Verlauf des turbulenten latenten Wärmestroms in W/m^{-2} aus den lokalen Messungen (EKM-NA) und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013; zur Separierung beider Qualitätsklassen wurden die Flüsse mit den *Quality-Flags* von 1 bis 3 zusätzlich durch Kreuze gekennzeichnet

9.2.10 Schubspannungsgeschwindigkeit

Abweichend vom fühlbaren und latenten Wärmestrom ist die Schubspannungsgeschwindigkeit definitionsgemäß immer positiv, wobei diese den Impulsfluss zur Erdoberfläche beschreibt.

Da die Schubspannungsgeschwindigkeit im hohen Maße von der Windgeschwindigkeit abhängt, zeigen die zeitlichen Verläufe eine große Ähnlichkeit zu den zeitlichen Verläufen der bodennahen Windgeschwindigkeit (siehe Abb. 62). Entsprechend sind die drei Perioden mit den unterschiedlichen Windregimen deutlich zu erkennen.

Während bis einschließlich dem 14.09. die Werte aus den Beobachtungen und den Simulationen gut übereinstimmten, wurden diese in den übrigen Zeiten mehrheitlich überschätzt. Ursache hierfür ist hauptsächlich die Überschätzung der bodennahen Windgeschwindigkeit in den ARW-Läufen (vgl. Abb. 62).

Die Unterschiede zwischen beiden ARW-Läufen waren auch hier kleiner, als die Abweichungen beider Simulationen zu den Beobachtungen.

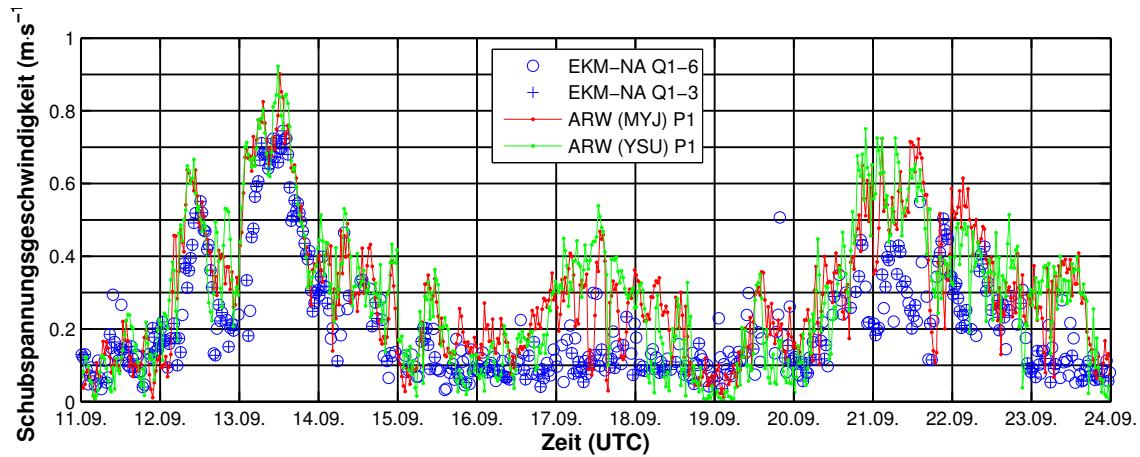


Abbildung 68: Zeitlicher Verlauf der Schubspannungsgeschwindigkeit in m/s aus den lokalen Messungen (EKM-NA) und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013; zur Separierung beider Qualitätsklassen wurden die Flüsse mit den *Quality-Flags* von 1 bis 3 zusätzlich durch Kreuze gekennzeichnet

9.2.11 MAE, BIAS und Korrelationskoeffizienten für die bodennahen Variablen

Nachfolgend sind in Tabelle 16 die Werte der Fehlermaße (MAE, BIAS) sowie die Korrelationskoeffizienten zu den vorangegangenen Vergleichen zusammengefasst. Hier zeigt sich auch quantitativ die sehr gute Übereinstimmung. Die größten Fehlermaße ergaben sich für die 10m-Windrichtung, aufgrund der hohen Unsicherheiten durch die geringen Windgeschwindigkeiten. Die kleinsten Korrelationskoeffizienten ergaben sich erwartungsgemäß für die turbulenten Flüsse, wobei die gefundene Übereinstimmung unter Berücksichtigung der unzureichenden Bodencharakterisierung im Modell sehr gut ist.

Tabelle 16: MAE, BIAS und Korrelation zwischen den simulierten und beobachteten oberflächennahen Variablen in der Simulationsperiode. Für den Vergleich wurden die Simulationsdaten vom Punkt P1(38,29) (siehe Abb. 45) herangezogen. Erste Spalte: verglichene Variable; Zweite Spalte: Messstation der Beobachtung mit Höhe über Meeresspiegel; Dritten Spalte: Einheit der verglichenen Variable (entsprechend für MAE und BIAS); Fünfte Spalte: MAE nach Glg. 6.2; Sechste Spalte: BIAS nach Glg. 6.3; Siebte Spalte: zirkularer Korrelationskoeffizient nach Glg. 6.9 (nur Windrichtung) und Korrelationskoeffizient nach Glg. 6.8; Kursiv geschriebene Werte enthalten systematischen Fehler bzw. sind nicht signifikant

Variable	Station (Höhe)	Einheit	Schema	MAE	BIAS	r	n
SW_{in}	BSRN (15 m)	W/m ²	MYJ	18,9529	-6,1020	0,9113	624
			YSU	18,7868	-5,0237	0,9120	624
LW_{in}	BSRN (15 m)	W/m ²	MYJ	19,6037	1,2283	0,6158	624
			YSU	20,2202	0,6683	0,5930	624
T_{2m}	BSRN (15 m)	K	MYJ	1,0050	-0,0839	0,8365	624
			YSU	0,9778	0,1256	0,8511	624
T_{2,1m}	EKM-NA (27 m)	K	MYJ	0,9152	0,1122	0,8561	624
			YSU	0,9285	0,3217	0,8718	624
T_{surf} $\epsilon = 0.9$	BSRN (15 m)	K	MYJ	<i>5,9694</i>	<i>-5,9694</i>	0,7929	624
			YSU	<i>6,0960</i>	<i>-6,0960</i>	0,7778	624
T_{surf} $\epsilon = 0.9751$	BSRN (15 m)	K	MYJ	1,2266	-0,3657	0,7929	624
			YSU	1,4117	-0,4923	0,7778	624
U_{10m}	BSRN (15 m)	m/s	MYJ	3,1053	2,5554	0,6348	624
			YSU	3,0632	2,3173	0,6115	624
Φ_{10m}	BSRN (15 m)	°	MYJ	71,2675	-5,0694	<i>0,0093</i>	624
			YSU	75,5465	-0,4749	<i>-0,0568</i>	624
q_{2m,1}	BSRN (15 m)	g/kg	MYJ	0,2832	0,1185	0,8540	624
			YSU	0,3080	0,0938	0,8316	624
q_{2m,2}	BSRN (15 m)	g/kg	MYJ	0,2884	-0,0125	0,8507	624
			YSU	0,3159	-0,0371	0,8279	624
q_{2,1m}	EKM-NA (27 m)	g/kg	MYJ	0,2975	-0,1172	0,8621	624
			YSU	0,3219	-0,1419	0,8427	624
H_{2,1m,Q1-3}	EKM-NA (27 m)	W/m ²	MYJ	17,3669	3,4326	0,5611	277
			YSU	15,2717	4,6269	0,5799	277
L_{2,1m,Q1-3}	EKM-NA (27 m)	W/m ²	MYJ	9,5586	-5,6114	0,5365	220
			YSU	10,2804	-7,4645	0,5218	220
u*_{2,1m,Q1-3}	EKM-NA (27 m)	m/s	MYJ	0,1241	0,0990	0,7584	275
			YSU	0,1275	0,1010	0,7490	275
H_{2,1m,Q1-6}	EKM-NA (27 m)	W/m ²	MYJ	17,3669	3,4326	0,4455	426
			YSU	16,2341	0,3330	0,5093	426
L_{2,1m,Q1-6}	EKM-NA (27 m)	W/m ²	MYJ	9,2479	-3,8210	0,4501	423
			YSU	9,5008	-5,2442	0,4404	423
u*_{2,1m,Q1-6}	EKM-NA (27 m)	m/s	MYJ	0,1186	0,0903	0,6569	496
			YSU	0,1272	0,0887	0,6497	496

9.3 Vergleich der Grenzschichtdynamik

Zur Validierung der simulierten Grenzschichtdynamik mit den Beobachtungen lag ein Vergleich der dynamischen Grenzschichtstabilität (thermisch und mechanisch) sowie der Grenzschichthöhe nahe. Die thermische Stabilität ergibt sich aus den vertikalen Temperaturprofilen und der Wasserdampfverteilung in der Säule. Durch Berechnung der virtuellen potentiellen Temperatur lässt sich die thermische Stabilität ableiten (siehe z.B. Schulz, 2012). Der mechanische Antrieb von Turbulenz resultiert neben der (Wind-) Scherung aus der Strömungsgeschwindigkeit, d.h. der Höhe der Windgeschwindigkeit. Allerdings lässt sich ein quantitatives Maß für die Turbulenz, wie die TKE, nicht aus den zur Verfügung stehenden Windgeschwindigkeitsprofilen ermitteln, da diese Messungen keine ausreichende zeitliche Auflösung haben, den vollständigen Spektralbereich des turbulenten Anteils der Strömung zu registrieren. Entsprechend lag es nahe, analog zur Auswertung der Kompositprofile im Kapitel **8.2 Prozessstudien zum Einfluss von (Anti-) Zyklonen auf die lokale Grenzschicht** S. 76, die Vertikalprofile der Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) aus den simulierten Daten zu berechnen sowie die Grenzschichthöhe analog zu bestimmen (siehe Kapitel **3.5.12 Richardson-Zahl** S. 28). Für eine konsistente Auswertung, mussten alle Datensätze zunächst, durch geringe Anpassungen homogenisiert werden, was im Folgenden beschrieben ist.

Radiosondendaten

Abweichend von der bisherigen Auswertung, wurde hier aus dem 2 m und 25 m Wert der bereits berechneten virtuellen potentiellen Temperatur der 10 m Wert linear interpoliert. Anschließend wurden die Vertikaleprofile der Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) erneut berechnet und die Grenzschichthöhe bestimmt (siehe Kapitel **3.5.12 Richardson-Zahl** S. 28).

Kompositprofile der Fernerkundungssysteme

Die Kompositprofile aus den Fernerkundungssystemen (Radiometer, Wind-LIDAR) und dem BSRN-Mast wurden, wie in Kapitel **6.2 Erstellung von Kompositprofilen** S. 47 beschrieben, erstellt. Abweichend wurde für den folgenden Vergleich ebenfalls die virtuelle potentielle Temperatur in 10 m Höhe aus den ersten beiden Messwerten des Radiometers (7 m und 17 m) linear interpoliert. Anschließend wurden, analog zu den Sondendaten, die Vertikaleprofile der Bulk-Richardson Zahl (Glg. 3.76) erneut berechnet und die Grenzschichthöhe (siehe Kapitel **3.5.12 Richardson-Zahl** S. 28) bestimmt.

ARW-Daten

Wie bereits erwähnt wurde, berechnen die gewählten Parametrisierungen der Prandtl-Schicht (MM5, Eta; siehe Kapitel **5.2 Daten aus Modellsimulationen** S. 38) im ARW die 2m-Temperatur, das 2m-Mischungsverhältnis sowie die 10m-Windrichtung und 10m-Windgeschwindigkeit. Weiterhin wird die potentielle Temperatur in 2 m Höhe direkt berechnet. Ab etwa einer Höhe von 13 m folgten dann die Modellniveaus mit einer vertikalen Auflösung von etwa 60 m auf

denen die Grenzschichtparametrisierungsschemata (MJY, YSU; siehe Kapitel 5.2 **Daten aus Modellsimulationen** S. 38) die entsprechenden Werte berechneten. Für jedes Modellniveau bestimmte das ARW unter anderem die potentielle Temperatur, das Mischungsverhältnis und die Windgeschwindigkeit.

Zur Homogenisierung wurden die ARW-Vertikalprofile dieser Größen ebenfalls auf einen äquidistanten Höhenvektor mit einer Schrittweite von 25 m interpoliert. Der erste Modellwert lag damit zunächst in 25 m Höhe. Anschließend wurden die Profile jeweils um ihre bodennächsten Werte (potentielle Temperatur in 2 m Höhe, 2m-Mischungsverhältnis, 10m-Windgeschwindigkeit) erweitert und somit, ähnlich dem Vorgehen bei den Kompositprofilen aus den Fernerkundungsgeräten und den BSRN-Mast, erweiterte ARW-Profile erstellt. Anschließend wurde die virtuelle potentielle Temperatur (Glg. C.9) aus den erweiterten Profilen der potentiellen Temperatur und des Mischungsverhältnisses berechnet. Weiterhin wurde hier ebenfalls aus den Werten in 2 m und 25 m Höhe, die virtuelle potentielle Temperatur in 10 m Höhe linear interpoliert. Abschließend wurden die Vertikalprofile der Bulk-Richardson-Zahl analog zu Messdaten mit Gleichung 3.76 berechnet und die Grenzschichthöhe ($Ri_{B_k} > 0,25$) bestimmt.

Alle Datensätze begannen somit ab einer Höhe von 10 m über dem Boden. Darüber folgte dann ab 25 m der äquidistante Höhenvektor. Weiterhin wurden durch dieses Vorgehen im Sondierungsdatensatz die bodennahen lokalen BSRN-Mast Daten mit den Sondierungsprofilen und bei den ARW-Daten die bodennahen Variablen mit den Profilen darüber verknüpft. Nachfolgend sind in Abbildung 69 die Vertikalprofile der Bulk-Richardson-Zahl in der gesamten Periode aller Datensätze dargestellt.

Wie bereits in Kapitel 8.2 **Prozessstudien zum Einfluss von (Anti-) Zyklonen auf die lokale Grenzschicht** S. 76 erwähnt, ermöglicht die Sondierungskampagne eine Validierung der Bulk-Richardson-Zahl-Profile aus den Kompositprofilen der Fernerkundungssysteme (Abb. 69b) mit den Profilen aus den genaueren In-situ-Messungen der Sondierungen (Abb. 69a). Entsprechend dient Abbildung 69 nicht nur dem Vergleich der Messdaten mit den ARW-Simulationen, sondern auch der Validierung der Kompositprofile als verlässliches Datenprodukt für die diagnostische Analyse der zeitlichen Variabilität der lokalen Grenzschicht.

Wie anhand der mehrheitlichen Grünfärbung in Abbildung 69a deutlich wird, lag in der gesamten Periode, bis auf wenige Ausnahmen, eine thermisch stabile Schichtung vor. Die Grenzschichtturbulenz wurde, entsprechend des auftretenden Wertebereiches der Bulk-Richardson-Zahl, hauptsächlich mechanisch generiert. Thermisch schwach instabile Schichtungen (orange in Abb. 69), beginnend im ersten Berechnungsniveau (zwischen 10 m und 25 m), ergaben sich aus diesem Datensatz nur am 11.09. 10:54 UTC und 13:51 UTC, am 14.09. 07:47 UTC, am 15.09. 10:51 UTC und am 16.09. 22:50 UTC. Während der gesamten Periode wurde ein Wert von 600 m für die ermittelte Grenzschichthöhe in den Sondendaten nicht überschritten. Wie in Abbildung 49a und b sowie Abbildung 62 gezeigt wurde, lagen am 11.09. nur geringe Windgeschwindigkeiten vor, sodass eine vertikale Durchmischung in den Profilen von 10:54 UTC und 13:51 UTC bis etwa 500 m beziehungsweise 300 m hauptsächlich aufgrund der thermischen Schichtung, d.h. Konvektion, möglich war. Dies wird ebenfalls durch den negativen Stabilitätsparameter z/L

(siehe Abb. 47c) und den Vorzeichen der turbulenten Flüsse (von der Erdoberfläche) aus den Eddy-Kovarianz-Messungen vom EKM-NA bestätigt (siehe Abbildung 66 und 67). Am 15.09. 10:51 UTC lagen Werte für die turbulenten Flüsse mit entsprechender Qualität von der Oberfläche nahe der Nachweisgrenze vor. Auch zeigte der Stabilitätsparameter z/L (Abb. 47c) ein negatives Vorzeichen. Zum Zeitpunkt des thermisch instabilen Profils am 14.09. (07:47 UTC) und 16.09. (22:50 UTC) hatten die Flussmessungen keine ausreichende Qualität, sodass keine Verknüpfung möglich war. In den Kompositprofilen der Fernerkundungssysteme ist die instabile Schichtung in vereinzelt Profilen zwar erkennbar, allerdings lagen nur unzureichende Wind-LIDAR Messungen vor, sodass nur wenige Profile auswertbar waren. Am 14.09. führten die Niederschläge (siehe Abb. 47d) zu einer schlechten Datenqualität der Radiometerfeuchtemessungen, sodass diese verworfen werden mussten. Infolgedessen standen im Zeitraum der Sondierung keine Vergleichsprofile zur Verfügung. In den Zeiträumen vom 12.09. bis einschließlich 14.09. sowie vom 20.09. bis 22.09. lagen sowohl in der Säule (siehe Abb. 49) als auch bodennah (siehe Abb. 62) höhere Windgeschwindigkeiten vor. Anhand der grünen Färbung unterhalb der Grenzschichthöhe zeigt sich, dass in allen Sondenprofilen mit Ausnahme des Profils vom 14.09. (07:47 UTC), eine thermisch stabile Schichtung vorlag. Thermisch schwach instabile Schichten oberhalb des bodennahsten thermisch stabilen Niveaus lagen nur am 14.09. und 21.09. vereinzelt vor. In den genannten Zeiträumen wurde Turbulenz somit mehrheitlich mechanisch generiert und Mischung oberhalb der abgeschätzten Grenzschichthöhe durch die thermische Schichtung unterdrückt. Vom 15.09. bis einschließlich 19.09. sowie am 23.09. lagen die bodennahen Windgeschwindigkeiten hauptsächlich unterhalb von 2 m/s (siehe Abb. 47a und Abb. 62). Diese niedrigen Geschwindigkeiten führten bereits im ersten Niveau (zwischen 10 m und 25 m) zum Überschreiten der kritischen Bulk-Richardson-Zahl, sodass sich Grenzschichthöhen von 10 m ergaben. Insbesondere am 23.09. fand demnach kein turbulenter Vertikalaustausch oberhalb von 10 m statt. Auch unterhalb von 10 m wurde kein nennenswerter turbulenter Austausch am EKM-NA gefunden (siehe Abb. 47b). Dies zeigt sich sowohl in der stark verminderten Datenverfügbarkeit trotz klarer Bedingungen (siehe Abb. 47b), als auch in den Beträgen der verbleibenden Flüsse unterhalb der Nachweisgrenze sowie dem positiven Stabilitätsparameter z/L (siehe Abb. 47c). Aus den Kompositprofilen der Fernerkundungssysteme ergaben sich am 23.09. in vereinzelt Profilen abweichende Befunde, die auf kurzzeitigen vertikalen Austausch hindeuten, der durch die zeitliche geringere Auflösung der Sondierungen nicht erfasst werden kann. Weiterhin ergaben sich geringfügig größere Grenzschichthöhen (25 m). *Eine technische Ursache hierfür könnte auch die lineare Interpolation der Windgeschwindigkeit zwischen dem BSRN-Mast (10 m) und der ersten verfügbaren Wind-LIDAR-Messung je Profil sein. Diese überschätzt gegebenenfalls die Windgeschwindigkeit in den interpolierten Niveaus.*

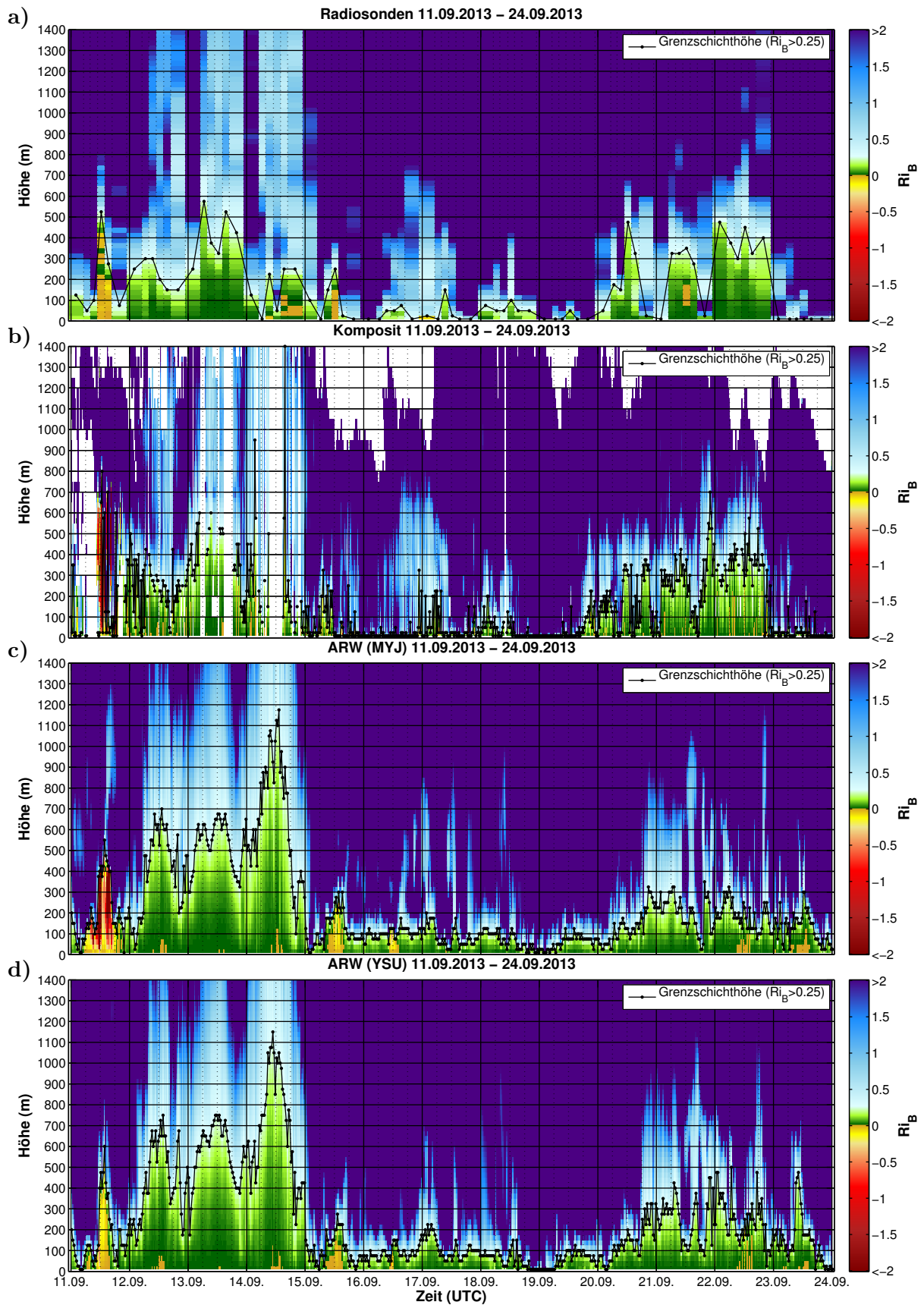


Abbildung 69: Zeitlicher Verlauf der Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) (dimensionslos) in der unteren Troposphäre (bis 1400m) im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013 berechnet aus den; **a)** Radiosonden; **a)** Kompositprofilen; **c)** ARW-Simulation mit MYJ-Schema; **d)** ARW-Simulation mit YSU-Schema; Grenzschichthöhe aus der Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) in m (schwarze Strichpunktlinie)

Beide Beobachtungsdatensätze lieferten zu gleichen Zeiten ähnliche Grenzschichthöhen, wobei sich eine systematische Abweichung qualitativ nicht erkennen lässt. Weiterhin deutet die starke zeitliche Variabilität der Grenzschichthöhen aus den Kompositprofilen der Fernerkundungssysteme darauf hin, dass die lokale Grenzschicht stark durch kurzzeitige Windspitzen geprägt wird. Diese kurzzeitigen Windspitzen wurden bereits durch Burgemeister (2013) anhand der lokalen Wind-LIDAR Messungen untersucht und sind charakteristisch für den Standort. Entsprechend ist eine wesentliche Charakteristik der lokalen Grenzschicht unter thermisch schwach stabilen Bedingungen die zeitliche Instationarität.

Für einen detaillierteren Vergleich wurde, analog zu den bisherigen Analysen, zu jedem Sondenstartzeitpunkt das zeitlich am nächsten gelegene Kompositprofil ermittelt. Abbildung 70 zeigt den zeitlichen Verlauf der Grenzschichthöhen aus den Sondendaten und den ermittelten Kompositprofilen.

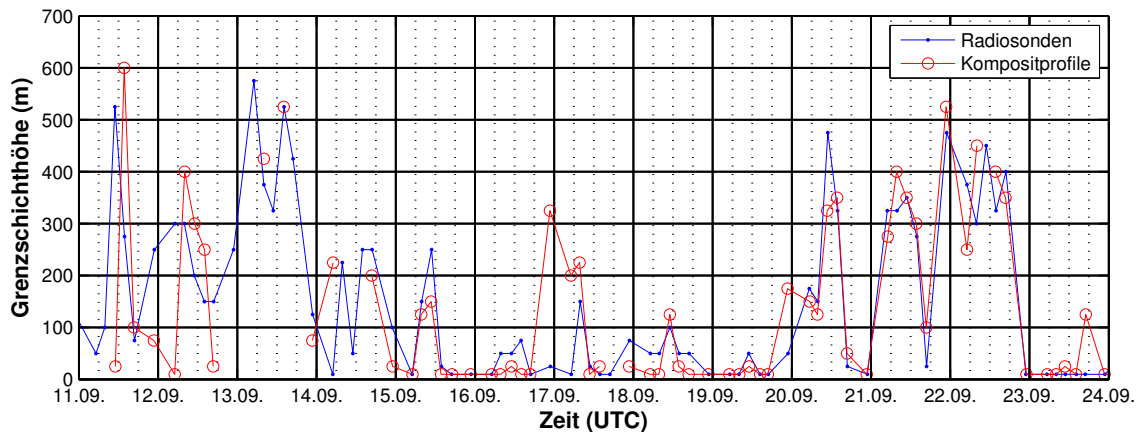


Abbildung 70: Zeitlicher Verlauf der Grenzschichthöhe aus der Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) in m aus den Kompositprofilen und den Radiosondenprofilen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013

Abbildung 70 untermauert den qualitativen Befund aus Abbildung 69, dass die Grenzschichthöhen aus den Sonden und den Kompositprofilen zu ähnlichen Zeiten vergleichbare Werte annehmen. Die großen Abweichungen am 12.09. oder in der Nacht vom 16.09. zum 17.09. lassen sich durch die hohe zeitliche Variabilität der Windgeschwindigkeit erklären (siehe Abb. 47), wodurch der zeitliche Abstand beider Profile aufgrund der Instationarität der Grenzschicht zu diesen Abweichungen führt. Hierzu sei ein Beispiel genannt.

Das zeitlich am nächsten gelegene Kompositprofil zur Sondierung vom 16.09. 22:50 UTC besitzt den Zeitstempel der Temperaturmessung des Radiometers im Grenzschichtmodus (22:43 UTC). Das entsprechende Kompositprofil setzt sich zusammen aus der Temperaturmessung im Grenzschichtmodus, dem Feuchteprofil von 22:44:08 UTC, dem Minutenmittelwert der BSRN 10m-Windgeschwindigkeit von 22:49 UTC und dem Windgeschwindigkeitsprofil des Wind-LIDARs von 22:50 UTC. Die Messungen des Wind-LIDARs sind Mittelwerte aus den vergangenen 10 min. Die Windgeschwindigkeitsmessungen während des Sodenauflstiegs fanden somit, mit steigender Höhe, zu einem zunehmend späteren Zeitpunkt nach der Wind-LIDAR Messung statt, sodass, in Zeiten mit starker zeitlicher Variabilität des Windfeldes, die mechanische generierte Turbulenz und die aus der Bulk-Richardson-Zahl abgeleitete Grenzschichthöhe ebenso großen zeitlichen Schwankungen unterliegt.

Andererseits führt eine starke Variabilität der Windgeschwindigkeit nicht zwangsläufig zu großen Abweichungen zwischen den abgeschätzten Grenzschichthöhen. Dies wird im Zeitraum vom 18.09. bis einschließlich dem 23.09. deutlich. Trotz der Variabilität der bodennahen Windgeschwindigkeit (siehe Abb. 47), nehmen die Grenzschichthöhen aus den Beobachtungsdaten nicht nur ähnliche, sondern teilweise sogar identische Werte an.

Es zeigt sich somit, dass die Kompositprofile mit den Sondierungen gut übereinstimmen, aber, aufgrund der hohen zeitlichen Auflösung, auch die lokale kleinskalige Variabilität der Grenzschicht erfassen. Für den quantitativen Vergleich der Grenzschichthöhen zwischen beiden Datensätzen wurden ebenfalls der MAE (Glg. 6.2), der BIAS (Glg. 6.3) und der Korrelationskoeffizient (Glg. 6.8) berechnet (siehe Tabelle 17). Diese Werte werden am Ende des Kapitels diskutiert.

Entsprechend des vorangegangenen Befundes, wurden beide Beobachtungsdatensätze mit den ARW-Simulationen verglichen (Abb. 71 und Abb. 72). Hierbei wurden wieder jene Modellzeitschritte ermittelt, die zeitlich am nächsten zu den Sondenstartzeitpunkten lagen.

In Abbildung 71 zeigen sich mehrheitlich positive und teilweise immense Abweichungen, wie am 14.09. mit um den Faktor 4 größeren Werten beider Simulationen zu den Beobachtungen. Negative Abweichungen lagen hauptsächlich am 20.09. und 22.09. vor. Im Zeitraum vom 11.09. bis einschließlich 14.09, sowie vom 20.09. bis einschließlich 22.09. wurde die 10m-Windgeschwindigkeit gut reproduziert (siehe Abb. 62), allerdings wurde die Windgeschwindigkeit in der Säule darüber im ersten Zeitraum mehrheitlich überschätzt, beziehungsweise im zweiten Zeitraum deutlich unterschätzt (siehe Abb. 49, Abb. 50 und Abb. 51). In diesen Zeiträumen wurde die Grenzschichthöhe entsprechend deutlich über- beziehungsweise unterschätzt. Diese qualitative Korrelation deutet darauf hin, dass die zu hohen beziehungsweise zu niedrigen Windgeschwindigkeiten im Modell zu abweichenden Werten für die Bulk-Richardson-Zahl in den entsprechenden Schichten führen und der kritische Wert erst in größeren beziehungsweise in zu geringen Höhen überschritten wird.

Im Zeitraum vom 15.09. bis einschließlich 19.09. sowie am 23.09. wurden in den ARW-Läufen deutlich höhere 10m-Windgeschwindigkeiten (siehe Abb. 62) simuliert als in den Beobachtungen vorlagen, sodass auch hier der überschätzte mechanische Antrieb mit zu großen Grenzschichthöhen einhergeht. Umgekehrt lagen in der Nacht vom 19.09. zum 20.09. sowohl in der 10m-Windgeschwindigkeit als in der Säule darüber (siehe Abb. 50 und Abb. 51), deutliche kleinere Abweichungen für die Windgeschwindigkeit vor. Hier ergaben sich nur geringfügig abweichende Grenzschichthöhen im Vergleich zu den Höhen aus den Sondierungen. Die entsprechenden Werte für den MAE (Glg. 6.2), BIAS (Glg. 6.3) und den Korrelationskoeffizienten (Glg. 6.8) sind ebenfalls in Tabelle 17 angegeben.

Die Unterschiede zwischen beiden Grenzschichtschemas sind abermals klein gegenüber den Abweichungen zu den Beobachtungsdaten. Grundsätzlich reproduziert das ARW aber die zeitliche Variabilität (Tag zu Tag) der Grenzschichthöhe.

Analog zum vorangegangenen Vergleich wurden jene Kompositprofile ermittelt, die zeitlich am nächsten zu den Modellzeitschritten lagen. Die entsprechenden Grenzschichthöhen sind in Abbildung 72 zusammen mit den Grenzschichthöhen aus den Simulationen dargestellt.

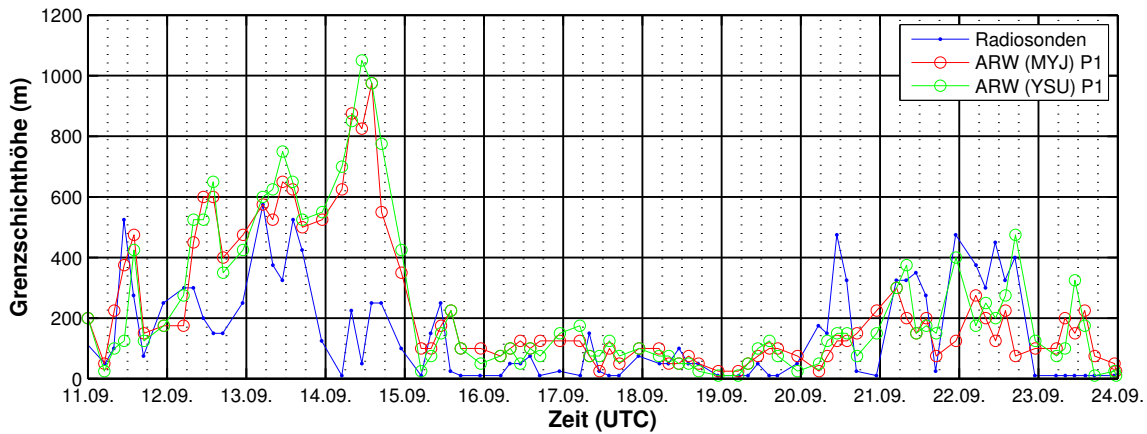


Abbildung 71: Zeitlicher Verlauf der Grenzschichthöhe aus der Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) in m aus den Radiosonden und den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013

Aufgrund der guten Übereinstimmung der Grenzschichthöhen aus den Sondendaten und den Kompositprofilen ergaben sich sehr ähnliche Abweichungen. Entsprechend ergeben sich analoge Befunde wie aus dem Vergleich mit den Sondendaten, sodass auf diese nicht weiter eingegangen wird.

Zusätzlich wird hier aber deutlich, dass die von den ARW-Läufen simulierte zeitliche Variabilität auch in den Amplituden realistisch war. Erwartungsgemäß fallen auf dieser Zeitskala (30 min) die simulierten Absolutwerte der Grenzschichthöhe nicht mehr mit den beobachteten Höhen zusammen. Ursache hierfür ist zum einen die zeitlichen Verschiebungen in den Eingangsmessgrößen der Kompositprofile. Zum anderen die Nicht-Linearität des Systems und das begrenzte Auflösungsvermögen des ARW. Auch für diesen Vergleich wurden der MAE, der BIAS und Korrelationskoeffizient berechnet und in Tabelle 17 eingetragen.

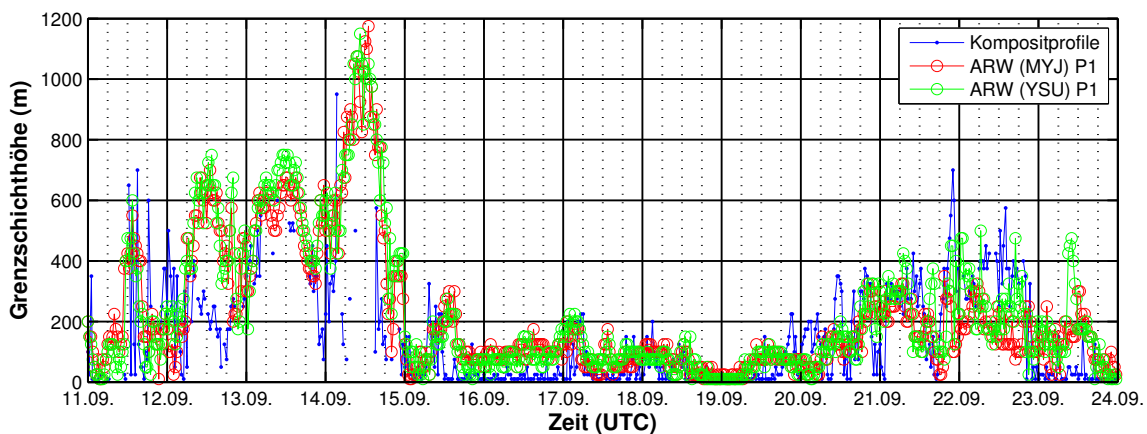


Abbildung 72: Zeitlicher Verlauf der Grenzschichthöhe aus der Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) in m aus den Kompositprofilen und den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013

MAE, BIAS und Korrelationskoeffizienten für die Grenzschichthöhen**Tabelle 17:** MAE, BIAS und Korrelation zwischen den simulierten und beobachteten Grenzschichthöhen in der Simulationsperiode; Differenz: Datensatz 1 minus Datensatz 2

Datensatz 1	Datensatz 2	Einheit	MAE	BIAS	r	n
Radiosonden	Kompositprofile	m	67,0290	1,0870	0,7267	69
ARW(MYJ)	Radiosonden	m	155,1923	75,7051	0,4868	78
ARW(YSU)	Radiosonden	m	153,3333	89,8718	0,5745	78
ARW(MYJ)	Kompositprofile	m	123,6389	47,6759	0,5544	540
ARW(YSU)	Kompositprofile	m	124,3889	58,7593	0,5954	540

Der MAE aus dem Vergleich der Radiosonden und der Kompositprofile liegt in der Größenordnung der nativen Auflösung des Wind-LIDARs (50 m). Entsprechend weichen die Grenzschichthöhen aus den Kompositprofilen nur geringfügig mehr, als im Rahmen der vertikalen Messgenauigkeit³⁹⁾ der Kompositprofile von den Radiosonden, ab. Dies wird untermauert durch den BIAS nahe 0. Die Korrelation ist entsprechend dem qualitativen Befund aus Abbildung 70 erwartungsgemäß hoch. Hierbei ist zu beachten, dass die abgeleitete Grenzschichthöhe aus den beiden Beobachtungsdatensätzen von einer Vielzahl von Parametern, wie der Genauigkeit der zugrundeliegenden Messungen, abhing. Ein solch hoher Wert für die Korrelation war somit nicht *a priori* zu erwarten.

Der MAE und der BIAS aus den Differenzen der Beobachtungsdatensätze und den ARW-Simulationen lagen für beide Beobachtungsdatensätze in der ähnlichen Größenordnung. Im Falle der Kompositprofile waren der MAE und BIAS etwa 25 m kleiner. Für alle vier Korrelationskoeffizienten ergaben sich ebenfalls ähnliche Werte, wobei die Grenzschichthöhen aus der Simulation mit dem YSU-Schema geringfügig besser mit den Beobachtungsdaten korrelierten. Weiterhin sei darauf hingewiesen, dass bei dem Vergleich mit den Kompositprofilen 540 Datenpunkte zugrunde lagen und sich ähnliche Werte für den MAE, den BIAS und den Korrelationskoeffizienten wie für die 78 Radiosondenprofile ergaben. Dies zeigt zum einen, dass die zeitliche Variabilität der Differenzen zwischen Modell und Beobachtung in der Simulationsperiode statistisch bereits durch die 78 Sondierungen erfasst wird. Zum anderen wird deutlich, dass die Kompositprofile keine systematische Abweichung der zeitlichen Variabilität zeigen. Somit sind die Kompositprofile eine zeitlich hoch aufgelöste Ergänzung zu den Radiosondierungen, wodurch der Tagesgang und die zeitliche Variabilität der lokalen Grenzschicht diagnostisch analysiert werden kann.

10 Zusammenfassung & Ausblick

Der Standort Ny-Ålesund bietet aufgrund der hervorragenden Infrastruktur und der Vielzahl von Forschungsprojekten hervorragende Voraussetzungen für die Durchführung von projektorientierten und langfristigen Beobachtungen des arktischen Erdsystems. Die Vielfalt der atmosphärischen Messungen bietet die Möglichkeit der Verknüpfung verschiedenartiger Messungen zu einem umfassenden Analysedatensatz, wie es auch an anderen Standorten („Lindenberger

³⁹⁾Die native vertikale Auflösung sowie die absolute Messgenauigkeit der Kompositprofile kann streng genommen nicht höher sein als die der zugrunde liegenden Daten

Säule“; Deutscher Wetterdienst⁴⁰⁾), durchgeführt wird. Die besonderen Herausforderungen dieses Standortes sind aber die orographischen Bedingungen und die Heterogenität der Unterlage (Gletscher, Schnee, Land, Wasser). Diese führen zu einer Vielzahl von mikrometeorologischen Prozessen und Effekten, welche die Interpretation der lokalen Messungen bezüglich der Repräsentativität für die Arktis deutlich erschwert.

Wie im Kapitel 7 **Mikrometeorologische Charakterisierung des Messstandortes** (S. 55) erläutert wurde, sind die kleinskaligen Prozesse vielfältig und nur durch ein dichtes Messnetz charakterisierbar. Durch den direkten Vergleich spezifischer Messgrößen, wie der Windrichtung und Windgeschwindigkeit, der Temperaturprofile sowie der turbulenten Flüsse konnten konkrete Heterogenitäten spezifiziert werden. Hierzu zählte die starke lokale Kanalisierung am Standort des Eddy-Kovarianz-Messkomplexes im Bayelva-Tal. Die lokale Zusammensetzung und Durchfeuchtung des weitestgehend ungestörten Permafrostbodens vor Ort führt zu sehr großen Unterschieden des Bowen-Verhältnis, d.h. der Aufteilung der turbulenten Wärmeströme. Ursache hierfür sind hauptsächlich die lehmige Zusammensetzung des Bodens und die Nähe zum Bayelva-Fluss, der gerade in den Sommermonaten großen Mengen von Schmelzwasser von den Brøgger-Gletschern im Südwesten führt. Diese komplexen Bedingungen auf räumlichen Skalen von ≤ 1 km sind nicht repräsentativ für weite Teile des Küstenstreifens. Dadurch sind die Messungen von dieser Station nicht für Modellvergleiche mit horizontalen Auflösungen von ≥ 1 km geeignet. Dies führte umgekehrt zu dem Schluss, dass die Bayelva-Station lediglich hervorragend geeignet für die Untersuchung stabiler Schichtungen und katabatischer Abflüsse sowie erhöhter Verdunstungsraten infolge von Flüssigwasser-Einträgen ist (Foken, 2015). Allerdings ist dabei zu berücksichtigen, dass die der Eddy-Kovarianz-Methode zugrundeliegenden Annahmen ggf. nicht erfüllt sind. Hier kann durch eine sorgfältige Korrektur der leichten Hanglage des Systems die Qualität der gemessenen turbulenten Flüsse verbessert werden (Aalstad, 2015).

Anhand der *Footprint*-Klimatologie für den Eddy-Kovarianz-Messkomplex in Ny-Alesund konnte gezeigt werden, dass dieser Standort aufgrund der für die Küstenstreifen repräsentativen Bodenbeschaffenheit innerhalb des *Footprints* und der in Küstennähe typischen 3-Sektor-Windverteilung deutlich geeigneter für Modellvergleiche und Langzeitstudien ist. Weiterhin führte die Anwendung aktueller Empfehlungen zur Bestimmung der turbulenten Flüsse, d.h. die Vernachlässigung des Tests der integralen Turbulenzcharakteristik für die Temperatur (siehe z.B. Jocher *et al.*, 2015) bei der Prozessierung der Messdaten zu einer verbesserten Datenverfügbarkeit. Trotz der vorgestellten häufigen thermisch stabilen Bedingungen und der komplexen Orographie, die insbesondere für lokale Anströmungen aus dem Südwest-Sektor zu instationären Bedingungen und Schwerewellen (Jocher *et al.*, 2012) führt, lagen für etwa ein Drittel des Jahres qualitativ hochwertige Daten vor. Die Beträge der Flüsse waren infolge der geringen solaren Energieeinträge häufig nahe oder unterhalb der aktuellen Nachweisgrenze. Die Stabilitätsanalyse anhand des Stabilitätsparamters z/L in Bodennähe für das Jahr 2013 zeigte, dass häufig nahe-neutrale Bedingungen in den Übergangsjahreszeiten, besagte stabile Bedingungen in den Wintermonaten und schwach instabile Bedingungen über dem schneefreien Boden in den Sommermonaten vorlagen. In einer stabilen Schichtung liegen am Standort aber zumeist deutliche kleinere Gradienten der Temperatur in Bodennähe als in der Hocharktis über Eis vor, wie Schulz (2012)

⁴⁰⁾Für weiterführende Informationen siehe z.B.: http://www.dwd.de/DE/forschung/atmosphaerenbeob/lindenbergersaeule/lindenbergersaeule_node.html

auch schon anhand der Statistik von Bodeninversionen zeigte. Ursache hierfür ist zum Einen der häufige Einfluss von Tiefdrucksystemen mit erheblicher Warmluftadvektion, aber auch die Ausläufer des Westspitzbergenstroms, dessen Warmwassereintrag zu einem wärmenden Effekt an der Westküste des Archipels und damit auch in der Fjordregion führt.

Die Mikrometeorologie bestimmt somit stark die lokalen bodennahen Messungen und es bedarf einer umfangreichen Analyse aller lokalen Unterlagen. Aus den Untersuchungen, der in dieser Arbeit berücksichtigten meteorologischen Stationen und Eddy-Kovarianz-Messkomplexe folgte, dass eine quantitative Untersuchung des Einflusses des Fjordes unabdinglich ist. Somit wurde im Rahmen dieser Arbeit auf dem alten Pier eine weitere meteorologische Station eingerichtet, die seit Oktober 2015 auch Instrumentierungen für die Messung der turbulenten Flüsse mit der Eddy-Kovarianz-Methode trägt. Erste Auswertungen, die im Rahmen der vorliegenden Monographie nicht vorgestellt werden konnten, zeigen große turbulente Wärmeflüsse über der offenen Wasseroberfläche in den Wintermonaten. Dieser Wärmeeintrag kompensiert einen Teil der Strahlungsabkühlung an Land während der Polarnacht, sodass diese Wärmeströme einen erheblichen Beitrag zu den milden Temperaturen des Standortes im Winter beitragen. Zudem werden dadurch Luftmassen, die die Wasseroberfläche entlang des Fjordes überströmen ebenfalls deutlich beeinflusst, was noch weiterer Untersuchungen bedarf. Im Sommer kehren sich die Wärmeströme an Land und über dem Fjord bedingt durch die solare Einstrahlung und der hohen Wärmekapazität der Wasseroberfläche um, wodurch der Fjord eine Temperatursenke darstellt. Somit sollten die bestehenden meteorologischen Stationen und Eddy-Kovarianz-Messkomplexe erhalten werden, da die Messungen nicht redundant, sondern unverzichtbar für mikrometeorologische Untersuchungen des Standortes sind. Insgesamt wurde ein nennenswerter Beitrag zur Repräsentativität einzelner meteorologischer Stationen um Ny-Ålesund erarbeitet. Darauf aufbauend können zukünftig die einzelnen Stationen anhand ihrer Charakteristika für neue Experimente ausgewählt werden.

Zusätzlich führt der Übergang von der aerodynamisch glatten Wasseroberfläche, zur raueren Tundraoberfläche im Sommer vermutlich zu deutlichen internen Grenzschichten, die bisher nicht untersucht wurden. Konkret sollten zukünftig die Austauschigenschaften über der Wasserfläche sowie Vertikalstruktur atmosphärischer Messungen in der Säule weiter untersucht werden. Hierzu bedarf es zusätzlich zeitlich hochauflösender Messungen des Windfeldes in den unteren 200 m, da dieser Höhenbereich nur unzureichend durch die bestehenden Instrumente abgedeckt wird.

Die Untersuchung der bodennahen Temperaturprofile, bis 2 m am Standort des Eddy-Kovarianz-Messkomplexes Ny-Ålesund und zwischen 2 m und 10 m am Standort BSRN-Mast zeigten, dass die in früheren Arbeiten gefunden Inversionen unter windstillen Bedingungen nur selten (im Rahmen der Messgenauigkeit) nachgewiesen werden konnten. Zudem wurde bei dieser Untersuchung deutlich, dass bereits kurze Distanzen von weniger als 300 m zwischen den Stationen, zu jahreszeitabhängigen Differenzen der 2m-Temperatur führen und eine uneingeschränkte Verknüpfung beider Profile nicht ohne weitere Untersuchungen möglich ist.

Da unterhalb von 10 m selten persistente Inversionen vorlagen, die zu einer thermischen Entkopplung und damit zu einer Unterdrückung des vertikalen Austausch in Höhen darüber führen würden, konnten Messungen der Vertikalprofile, die typischerweise zwischen 8 m und 10 m Höhe begannen, verknüpft werden. Hierzu wurden aus den Temperatur- und Feuchtemessungen ei-

nes Radiometers, der Windmessungen eines Wind-LIDARs sowie bodennahen Messungen von einem 10m-Wettermast Kompositprofile erstellt. Aus diesen Profilen konnte zur quantitativen Untersuchung der dynamischen Vertikalstruktur die vertikalen Profile der Bulk-Richardson-Zahl berechnet werden. Aufgrund der hohen zeitlichen Auflösung der Kompositprofile, wurde eine Analyse der zeitlichen Variabilität der dynamischen Stabilität und der daraus abgeschätzten Grenzschichthöhe ermöglicht werden.

Mit der Umsetzung eines Zyklonen-Detektions-Algorithmus auf Grundlage der Isohypsenverteilung in dem 850hPa-Niveau der ERA-Interim-Reanalysedaten, konnten Zeiträume identifiziert werden, in welchen der Standort Ny-Ålesund von nahezu ideal ausgeprägten Drucksystemen eingeschlossen war (Kapitel 8 **Auswirkung der synoptischen Bedingungen auf die lokale Grenzschicht** (S. 72). Hierbei wurden keinerlei Einschränkungen für diese Systeme gemacht. Es sollten lediglich konzentrische Isohypsen mit einem einzigen Druckzentrum und einer Mindestdruckdifferenz (Isohypsendifferenz) von 10 m vorliegen. Dieser Zyklonen-Detektions-Algorithmus stellt insgesamt eine robuste Methode zur diagnostischen Untersuchung der Drucksystemverteilung in der Atmosphäre dar. Die in dieser Arbeit nicht ausgeschöpfte Funktionalität sowie die Unabhängigkeit vom zu analysierenden Datensatz und die nur wenig restriktiven Annahmen bieten die Möglichkeit zur Erstellung umfangreicher Statistiken der Drucksystemverteilung in einem beliebigen Radius um einen Pol. Hieraus kann leicht eine Untersuchung der Häufigkeit von den mesoskaligen polaren Tiefdrucksystemen erarbeitet werden.

Aus der jährlichen Verteilung der so identifizierten Drucksysteme, wurden bestimmte Zeiträume mit entsprechenden Druckeinfluss für drei Prozessstudien ausgewählt.

Hier zeigte sich, dass aufgrund der häufigen nahe-neutralen bis schwach-stabilen thermischen Schichtung Frontendurchgänge substantiell die Grenzschichtdynamik bestimmen. So steigt infolge der mit Fronten einhergehende Wechsel des Windregimes zumeist auch die Windgeschwindigkeit. Dies führt zu einer ausgeprägten dynamischen Instabilität bis in große Höhen. Durch die deutlich erhöhte Schubspannungsgeschwindigkeit während dieser Zeiten waren auch deutliche turbulente Wärmeströme in Bodennähe zu beobachten. In Abhängigkeit von der Wolkenbedeckung und dem Typ der Front (Warmfront, Kaltfront) kommt es ggf. zu einer thermischen Stabilisierung bzw. Destabilisierung. Letztere führen zu einer starken zeitlichen Variabilität der Grenzschichthöhe infolge der windgeschwindigkeitsabhängigen Durchmischung. Der turbulente Austausch an der Oberfläche wird somit in hohem Maße durch die Windgeschwindigkeit bestimmt. Lediglich unter Hochdruckeinfluss, windstillen und klaren Bedingungen sind schwachkonvektive ($z/L > -1$) Bedingungen zu beobachten. Hierbei werden aber zumeist nur sehr geringe Grenzschichthöhen unter 500 m erreicht (siehe z.B. Schulz, 2012). Die lokale Grenzschicht unterliegt somit einer starken zeitlichen Variabilität mit Grenzschichthöhen die innerhalb von Minuten um mehrere hunderte Meter variieren können. Der Vergleich der Kompositprofile mit einer Radiosondierungskampagne durch die 6 Sonden täglich zur Verfügung standen zeigte, dass Variationen der meteorologischen Größen auf Zeitskalen des Tagesgangs durch 6 Sonden erfasst werden können. Die kurzzeitige Variabilität der Grenzschicht aber erst durch die bis zu 72 Kompositprofile pro Tag überhaupt erkennbar wurde. Damit wurde ein erheblicher Beitrag zum Prozessverständnis bei den Auswirkungen der Synoptik auf die lokale Grenzschicht erarbeitet.

Gerade in Hinsicht auf die Grenzschichtvariabilität am Standort Ny-Ålesund konnte ein großer Teil durch die kombinierte Analyse von Synoptik und Bodenmeteorologie erklärt werden. Zudem wurde deutlich, dass Zeiträume in denen die lokale Mikrometeorologie die Grenzschicht bestimmt mitunter gut von Zeiten mit dominierenden synoptischen Antrieb abgrenzbar sind. Dies eröffnet die Möglichkeit, zukünftig durch Trennung der dominierenden Prozesse repräsentative „Punktmessungen“ mit Modellen zu vergleichen.

Der Vergleich der konsistent ermittelten Grenzschichthöhen aus den Kompositprofilen und den Radiosonden aus dem Kampagnenzeitraum zeigte im Rahmen der zeitlichen Verschiebungen zwischen den Profilen eine sehr gute Übereinstimmung.

Dies wurde aus Kapitel **9.3 Vergleich der Grenzschichtdynamik** (S. 157) ersichtlich. Diese zeitlich hoch aufgelösten Kompositprofile sowie die daraus bestimmten Profile der Bulk-Richardson-Zahl geben erstmals einen geschlossenen Überblick über die zeitliche Variabilität der Grenzschichtdynamik in der „Ny-Ålesunder Säule“. Da diese aus operationellen Daten bestimmt wurden, können diese als diagnostisches Werkzeug für die Einschätzung des aktuellen Grenzschichtzustandes und die vertikale Durchmischung ebenfalls operationell erstellt werden. Gerade in Hinblick auf Aerosol-Schließungs-Experimente, in welchen die Herkunft und die Mischung von Aerosol in der Grenzschicht von Interesse ist, liefern diese Kompositprofile notwendige Informationen.

Mit den zuvor genannten Ergebnissen wurde ein umfassender Vergleich mit dem regionalen nicht-hydrostatischen Klimamodell WRF (ARW) für den Radiosondierung-Kampagnenzeitraum (11.09.2013 bis 24.09.2013)⁴¹⁾ mit 6 Radiosonden pro Tag erarbeitet (Kapitel **9 Prozessstudie mit dem WRF-Modell für eine Periode häufiger Sondierungen** (S. 109)). Der Hintergrund dieser Untersuchung war die Fragestellung, inwieweit aktuelle Parametrisierungen in einem zeitlich und räumlich hochauflösenden regionalen Klimamodell unter den gegebenen komplexen Bedingungen die Eigenschaften der Grenzschicht reproduzieren können. Hierfür wurden zwei Grenzschichtschemas mit unterschiedlicher Ordnung der Schließung ausgewählt, die bereits in einer Reihe von früheren Studien unter verschiedenen Fragestellungen untersucht wurden. Durch die mikrometeorologische Charakterisierung und das erarbeitete Prozessverständnis des Einflusses der Synoptik für den Standort, konnten die zumeist geringen Abweichungen zwischen den Beobachtungen und Simulationen bestimmten Defiziten des Modells zugeordnet werden. So konnten schon im Vorfeld 4 unzureichende Randbedingungen bzw. Initialwertfelder identifiziert werden, die zu erheblichen Abweichungen führten. Dies war zunächst die räumlich nicht ausreichende und teilweise falsche Landnutzungsmaske für den Svalbard-Archipel, welche durch eine, im Rahmen dieser Arbeit modifizierte, hochauflösende Maske ersetzt wurde. Weiterhin wurde eine Anpassung der Bodenfeuchteparameter und der Albedo an die realen Bedingungen vorgenommen. Zuletzt wurde das initiale Bodenfeuchtefeld auf realistischere Werte gesetzt (Verdopplung der Bodenfeuchte). Dies führte zu einer erheblichen Verbesserung der simulierten bodennahen Temperaturen und der turbulenten Flüsse an der Oberfläche.

Insgesamt ergab sich aus beiden Grenzschichtschemas eine sehr gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen.

⁴¹⁾Die ARCROSE-Kampagne umfasste auch noch den 25.09.2013, der nicht mehr simuliert wurde

Durch die Vergleiche der Simulationen mit den Messungen der Fernerkundungssysteme und dem Radiosonden-Datensatz konnten sowohl die zeitliche Variabilität der bodennahen meteorologischen Größen als auch die Vertikalprofile der Windrichtung, der Windgeschwindigkeit, der Temperatur und der absoluten Feuchte bis 2000 m Höhe validiert werden. Für die Vertikalprofile standen erstmals 624 zeitlich nahe gelegene Fernerkundungsprofile und 78 Radiosondenprofile zur Verfügung. Zudem lagen für alle vom Modell berechneten bodennahen Variablen Messwerte von den Messfeldern in Ny-Ålesund vor. Das WRF-Modell wurde zum Zeitpunkt dieser Arbeit erstmals mit diesem umfangreichen und zeitlich hochauflösenden Datensatz verglichen.

Es zeigte sich, dass die zeitliche Variabilität und die zugehörigen Amplituden für die Windrichtung und die Windgeschwindigkeit korrekt durch das Modell reproduziert wurden. Die größten Abweichungen der Windrichtung lagen bei sehr niedrigen Windgeschwindigkeiten vor, wodurch die Windrichtung sehr große Unsicherheiten enthält. Allerdings wurde der Übergangsbereich zur ungestörten Troposphäre in der, aus früheren Arbeiten bekannten, vertikalen Struktur nicht korrekt reproduziert. Zudem wurden die Windgeschwindigkeiten in der Säule häufig überschätzt. Beides lässt sich auf eine immer noch unzureichende Auflösung der Orographie zurückführen, wodurch kleinskalige Störungen der Strömung nicht abgebildet werden können. Dies wäre konsistent mit der Vermutung, dass die effektive Rauigkeit der Unterlage richtungsabhängig unterschätzt wird und dadurch die Windgeschwindigkeiten in gesamten Einflussbereich der Orographie überschätzt werden.

Für die Temperatur und die Feuchte wurden eine sehr gute Übereinstimmung gefunden. Hier lagen die Beträge der zeitlichen Fehlermaße zum Teil in der Größenordnung der Messgenauigkeit der Beobachtungsdaten.

Bei dem Vergleich der bodennahen Beobachtungsdaten mit den Simulationsdaten, die im ARW durch Parametrisierungsschemata der Prandtl-Schicht berechnet wurden, konnte mit Ausnahme des Windfeldes und der zeitlichen Kongruenz der Wolkenbedeckung eine sehr gute Übereinstimmung festgestellt werden. Die bodennahen Windrichtungen bei sehr geringen Windgeschwindigkeiten wurden ebenfalls nur unzureichend reproduziert, wobei einschränkend auch hier die erhöhte Messunsicherheit unter solchen Bedingungen erwähnt sei. Die zeitliche Variabilität der solaren Einstrahlung und der Gegenstrahlung wurde unerwartet gut reproduziert, obwohl hier große Abweichungen aufgrund der unzureichenden Wolkenparametrisierung zu erwarten gewesen wären. Die 2m-Temperatur und das 2m-Wasserdampf-Mischungsverhältnis wurden ebenfalls sehr gut reproduziert.

Durch Anpassungen der Modellparameter für den Boden und die Nutzung einer hochauflösenden Landnutzungsmaske, wurden auch die turbulenten Wärmeströme in guter Übereinstimmung reproduziert. Neben den genannten Anpassungen ist aber auch die Wahl des repräsentativen Standortes für den Modellvergleich ursächlich. Hieraus wird deutlich, dass neben der Nutzung hochauflösender Landnutzungsmasken auch hochauflösende Karten der Orographie im Modell initialisiert werden sollten. Konkret empfiehlt sich die vorgestellten Simulationen mit den aktuellen Höhenmodellen des Archipels vom Norwegischen Polarinstitut zu wiederholen und mit den bestehenden Läufen zu vergleichen. Weiterhin sollten die Bodenparameter weiter angepasst werden, die im Idealfall durch gezielte Beprobungen der Böden Svalbards untermauert sein sollten.

Dieser Modellvergleich stellt somit eine deutliche Verbesserung zu früheren Modellvergleichen mit horizontalen Auflösungen ≥ 10 km für den Standort Ny-Ålesund dar.

Ein weiterer wesentlicher Befund aus dem Modellvergleich war, dass die Unterschiede zwischen den genutzten Grenzschichtschemas, trotz der guten Übereinstimmungen, nahezu ausnahmslos kleiner waren, als die Differenzen zwischen Beobachtungen und den Simulationen. Die in früheren Arbeiten gefundenen Defizite des YSU-Schemas gegenüber dem MYJ-Schema konnten hier nicht beobachtet werden. Dies wird insbesondere durch den Vergleich der bodennahen Variablen deutlich. Diese Variablen hängen besonders sensibel vom Boden (Bodentemperatur, Bodenfeuchte, turbulente Flüsse) und den atmosphärischen Variablen im Modell ab. Hier lagen praktisch für beide Schemata nahezu identische Werte für die Fehlermaße und Korrelationskoeffizienten vor. Dies führt zu dem Schluss, dass für den Standort Ny-Ålesund unter den atmosphärischen Bedingungen, die während Zeitraumes der Simulation vorlagen, die Initialisierung mit realistischeren Randbedingungen weit wichtiger für das Ergebnis der Simulationen ist, als die Wahl des Grenzschichtschemas.

Die in früheren Arbeiten festgestellte schlechtere Leistung des MYJ-Schemas kann möglicherweise an der Nichtberücksichtigung komplexer Prozesse wie Gegen-Gradient-Flüsse, die in komplexen Umgebungen häufig auftreten, aber im MYJ-Schema trotz Schließung 1,5.-Ordnung nicht beschrieben werden, liegen. Hier wäre die Implementierung der prognostischen Gleichung für die Temperaturvarianz zu empfehlen. Dadurch würde das MYJ-Schema einer Schließung 1,5.-Ordnung gerechter werden und diesen Prozess explizit beschreiben, der schon in Schließungen 1,0.-Ordnung, wie dem YSU-Schema, in parametrisierter Form Berücksichtigung findet.

Insgesamt zeigten die Modellstudien jedoch, dass das WRF (ARW) ein geeignetes Modell für Simulationen in komplexen Terrain ist. Hier sollten weitere Studien, insbesondere auch mit dem *Polar*-WRF für die Wintermonate folgen, um die Parametrisierungen in deutlich stabileren Schichtungen mit den repräsentativen Messungen zu validieren. In Hinblick auf Kampagnen wie MOSAIC empfiehlt sich, hochauflösende Eiskarten (*Leads* müssen aufgelöst werden) und Messungen zur Rauigkeit der Eisoberfläche und der Eiseigenschaften experimentell zu bestimmen, da diese Randbedingungen die simulierte Strömung erheblich beeinflussen.

Anhang

A Konstanten

$c_{p,tL}$	=	1004,82 J/(kg K)	spezifische Wärmekapazität trockener Luft
g	=	9,81 m/s ²	Fallbeschleunigung
M_{tL}	=	28,9644 · 10 ⁻³ kg/mol	molare Masse trockener Luft
M_{H_2O}	=	18,015 28 · 10 ⁻³ kg/mol	molare Masse von Wasser (-dampf)
p_0	=	1000 hPa	Referenzdruck
R	=	8,3144 J/(mol K)	universelle Gaskonstante
R_{tL}	=	287,04 J/(kg K)	spezifische Gaskonstante trockener Luft
σ	=	5,670 373 · 10 ⁻⁸ W/m ² K ⁴	Stefan-Boltzmann-Konstante
κ	=	0,4	von-Kármán-Konstante

B Geräte & Parameter

Temperaturgeber

Alle verwendeten Temperaturgeber hatten eine Strahlungsschutzhütte und waren ventiliert.

Wind LIDAR

Gerätetyp: Leosphere Windcube 500

Vertikaler Messbereich: 125 m bis 5000° bei ausreichender Aerosolkonzentration

Zeitliche Auflösung: Mittelungsdauer 10min

Vertikale Auflösung: konstant; 50 m

Funktionsprinzip: Bestimmung der Komponenten des Windvektors durch Messung der Dopp-
lerverschiebung (Schwebung) des gestreuten Laserstrahls in vier verschiedenen Richtungen bei
Emmission des Laserstrahls unter einen Zenit Winkel von 15°

Für eine ausführliche Gerätecharakterisierung und Validierung gegen Radiosonden- und Fes-
selballonmessungen sei auf Burgemeister (2013) verwiesen.

Radiometer

Gerätetyp: Radiometer Physics HATPRO

Vertikaler Messbereich: 0 m (Aufstellungshöhe des Gerätes) – 10 km (Troposphäre) bis 2 km
(Grenzschicht)

Zeitliche Auflösung: anpassbar; aktuelle Konfiguration: alle 20 min Grenzschicht, alle 87 s Tro-
posphäre

Vertikale Auflösung (Grenzschichtmodus; nur Temperatur): abnehmend mit Höhe; 30 m bis 50 m

Vertikale Auflösung (Troposphärenmodus; Feuchte): abnehmend mit Höhe; 200 m bis 400 m

Funktionsprinzip: Passive Messung der Mikrowellenstrahlungsintensität bei jeweils sieben verschiedenen Wellenlängen

Für eine ausführliche Gerätecharakterisierung und Validierung gegen Radiosondenmessungen sei auf Kayser (2012) verwiesen.

Die Feuchtemessung des Radiometers wird bei Niederschlag stark gestört. Hierfür gibt das Gerät einen Regenindex aus, der zur Filterung solcher Störungen genutzt wurde. Die Feuchteprofile für die ein Regenindex vom Gerät gemeldet wurde, wurden verworfen.

AGC Wert vom LICOR 7500A

Der *AGC*-Wert ist ein technischer Hilfsparameter und ein Maß für die Extinktion im optischen Messpfad des Gerätes. Im Falle von Verschmutzung der optischen Fenster oder Tropfen, Schnee sowie anderer Partikel in der Luft, steigt dieser Wert erheblich. Der Minimalwert ist 31 % (keinerlei Störungen) und der Maximalwert 100 % (maximale Extinktion). Entsprechend kann zusammen mit anderen Sensoren Niederschlag und Schneedrift identifiziert werden.

Lichtschranken auf dem Dach des Observatoriums

Zum Schutz des KARLI-LIDAR vor Niederschlag aufgrund der offenen Dachluke während der Messungen, ist im Observatorium ein System zur automatischen Schließung der Luke im Falle von Niederschlag installiert. Dafür sind auf der West-Plattform des Observatoriums zwei Lichtschranken montiert. Diese liefern 2 bis 5 Werte pro Minute. Bei häufiger Unterbrechung der Messstrecke durch kleine Objekte wie Tropfen oder Schneeflocken in der Luft (Sensitivität einstellbar) melden diese Sensoren eine 1 (andernfalls 0), was zur automatischen Schließung der LIDAR-Luke führt.

Radiometer Regensensor

Am Radiometer ist werksseitig ein einfacher Regensensor installiert der intern zur Steuerung der Mikrowellenfenstersbelüftung genutzt wird. Die gemessenen Werte werden in den Dateien der meisten Messgrößen zu jedem Zeitschritt mit abgespeichert. Der Messwert kann analog zu den Lichtschranken 1 (Regen) und 0 (kein Regen) betragen. Entsprechend der Konfiguration des Radiometers lagen die Troposphärenmessungen mit der höchsten zeitlichen Auflösung von typischerweise 87 s vor, sodass der Regenindex aus diesen Dateien entnommen wurde.

C Berechnungen

Die Berechnung der Albedo wurde mit folgender Gleichung durchgeführt:

$$\alpha = \frac{SW_{in}}{SW_{out}} \quad (C.1)$$

Hierin ist SW_{in} die gemessene kurzwellige Einstrahlung und SW_{out} die gemessene kurzwellige Ausstrahlung. Die Berechnung wurde nur für eine kurzwellige Einstrahlung von mehr als 20 W/m^2 durchgeführt. Weiterhin wurde keine Berechnung für den Standort des EKM-NA zwischen 19:45 UTC und 21:45 UTC durchgeführt, da in diesem Zeitraum Abschattungseffekte durch die Messmasten auftreten.

Strahlungsbilanz

Die Strahlungsbilanz an der Oberfläche wurde mit folgender Gleichung aus den Messdaten berechnet.

$$R_{net} = SW_{in} + SW_{out} + LW_{in} + LW_{out} \quad (C.2)$$

Hierin sind SW_{in} sowie SW_{out} die gemessene kurzwellige Einstrahlung bzw. Ausstrahlung, LW_{in} sowie LW_{out} die gemessene langwellige Einstrahlung bzw. Ausstrahlung. SW_{in} und LW_{in} wurden dabei positiv (zur Erdoberfläche) und SW_{out} und LW_{out} negativ (von der Erdoberfläche) gezählt, sodass sich im Falle von Energieverlust ein negatives Vorzeichen ergibt.

potentielle Temperatur

$$\theta = T \cdot \left(\frac{p_0}{p} \right)^\kappa \quad (C.3)$$

$$\kappa = \frac{R_{tL}}{c_{p,tL}} \quad (C.4)$$

Sättigungsdampfdruck (hPa)

Der Sättigungsdampfdruck wurde mit den Goff-Gratch-Gleichungen⁴²⁾ berechnet. Über flüssigen Wasser gilt die Gleichung:

$$e_{sat,fl} = e_{sp} \cdot 10^{Z_{fl}} \quad (C.5)$$

$$Z_{fl} = a_1 \cdot \left(\frac{T_s}{T} - 1 \right) + b_1 \cdot \log_{10} \frac{T_s}{T} + c_1 \cdot \left(10^{d_1 \left(1 - \frac{T}{T_s} \right)} - 1 \right) + e_1 \cdot \left(10^{g_1 \left(\frac{T_s}{T} - 1 \right)} - 1 \right) \quad (C.6)$$

Über Eis gilt die Gleichung::

⁴²⁾entnommen von <http://cires1.colorado.edu/~voemel/vp.html>

$$e_{sat,f} = e_0 \cdot 10^{Z_f} \quad (C.7)$$

$$Z_f = a_2 \cdot \left(\frac{T_0}{t} - 1 \right) + b_2 \cdot \log_{10} \left(\frac{T_0}{T} \right) + c_2 \cdot \left(1 - \frac{T}{T_0} \right) \quad (C.8)$$

Die Konstanten in den Gleichungen C.5 bis Glg. C.8 sind in Tabelle 18 zusammengefasst.

Tabelle 18: Konstanten der Goff-Gratch-Gleichungen

Gleichung C.5	Gleichung C.7
$a_1 = -7,90298$	$a_2 = -9,09718$
$b_1 = 5,02808$	$b_2 = -3,56654$
$c_1 = -1,3816 \cdot 10^{-7}$	$c_2 = 0,876793$
$d_1 = 11,344$	
$e_1 = 8,1328 \cdot 10^{-3}$	
$g_1 = -3,49149$	
$e_{sp} = 1013,246 \text{ mb}$	$e_0 = 6,1071 \text{ mb}$
$T_s = 373,16 \text{ K}$	$T_0 = 273,16 \text{ K}$

virtuelle potentielle Temperatur

$$\theta_v = \theta \cdot \frac{q + a}{a(1 + q)} \quad (C.9)$$

$$a = \frac{M_{H_2O}}{M_{tL}} \quad (C.10)$$

virtuelle Temperatur

$$T_v = T \cdot \frac{q + a}{a(1 + q)} \quad (C.11)$$

Mischungsverhältnis

$$q = \frac{s}{1 - s} \quad (C.12)$$

Dampfdruck in Pa

$$e = \frac{q}{q_s} e_{sat,fl} \cdot 100 \quad (C.13)$$

Mischungsverhältnis bei Sättigung über Wasser

$$q_s = a \frac{e_{sat,fl} \cdot 100}{(p \cdot 100) - (e_{sat,fl} \cdot 100)} \quad (\text{C.14})$$

absolute Feuchte

$$f = \frac{e}{R_w \cdot T} \quad (\text{C.15})$$

Hierin ist R_w die spezifische Gaskonstante von Wasser.

spezifische Feuchte

$$s = \frac{a \cdot e}{p - (1 - a) \cdot e} \quad (\text{C.16})$$

relative Feuchte

$$rh = \frac{e}{e_{sat}} \cdot 100\% \quad (\text{C.17})$$

Literatur

- Aalstad, K.: *Applying the Eddy Covariance Method Under Difficult Conditions*; Diplomarbeit; University of Oslo; 2015.
- Aas, K. S., T. K. Berntsen, J. Boike, B. Etzelmüller, J. E. Kristjánsson, M. Maturilli, T. V. Schuler, F. Stordal, S. Westermann: *A Comparison between Simulated and Observed Surface Energy Balance at the Svalbard Archipelago*; Journal of Applied Meteorology and Climatology; Band 54(5): S. 1102–1119; doi:10.1175/JAMC-D-14-0080.1; 2015.
- Ahrens, C. D., R. Henson: *Meteorology Today*; Cengage Learning; 11 Auflage; 2015.
- Alexeev, V. A., P. L. Langen, J. R. Bates: *Polar amplification of surface warming on an aquaplanet in "ghost forcing" experiments without sea ice feedbacks*; Climate Dynamics; Band 24(7): S. 655–666; doi:10.1007/s00382-005-0018-3; 2005.
- Andreas, E. L.: *The atmospheric boundary layer over polar marine surfaces*; Monograph-96-2; Cold Regions Research and Engineering Laboratory (U.S.), Engineer Research and Development Center (U.S.); 1996.
- Andreas, E. L., K. J. Claffy, A. P. Makshtas: *Low-Level Atmospheric Jets And Inversions Over The Western Weddell Sea*; Boundary-Layer Meteorology; Band 97(3): S. 459–486; doi:10.1023/A:1002793831076; 2000.
- ARW v3.6 User's Guide: *ARW Version 3 Modeling System User's Guide January 2015*; http://www2.mmm.ucar.edu/wrf/users/docs/user_guide_V3/contents.html; abgerufen am: 23.08.2016; 2015.
- Arya, S. P.: *Introduction to micrometeorology*; International geophysics series ; v. 42; Academic Press; 1988.
- Aubinet, M., T. Vesala, D. Papale, Hg.: *Eddy Covariance: A Practical Guide to Measurement and Data Analysis*; Springer, Dordrecht, Heidelberg, London, New York; doi:10.1007/978-94-007-2351-1; 2012.
- Beine, J. H., S. Argentini, A. Maurizi, G. Mastrantonio, A. Viola: *The local wind field at Ny-Å lesund and the Zeppelin mountain at Svalbard*; Meteorology and Atmospheric Physics; Band 78(1): S. 107–113; doi:10.1007/s007030170009; 2001.
- Beljaars, A. C. M.: *The parametrization of surface fluxes in large-scale models under free convection*; Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society; Band 121(522): S. 255–270; doi:10.1002/qj.49712152203; 1995.
- Berrisford, P., D. Dee, P. Poli, R. Brugge, K. Fielding, M. Fuentes, P. Källberg, S. Kobayashi, S. Uppala, A. Simmons: *The ERA-Interim archive Version 2.0*; Shinfield Park, Reading; 2011.
- Beyrich, F., U. Görsdorf: *Composing the diurnal cycle of mixing height from simultaneous sodar and wind profiler measurements*; Boundary-Layer Meteorology; Band 76(4): S. 387–394; doi:10.1007/BF00709240; 1995.

- Beyrich, F., J.-P. Leps: *Ein operationeller Grenzsichthöhen-Datensatz aus den Routine-Radiosondierungen in Lindenberg*; MOL-RAO Aktuell Nr. 1/2012; 2012.
- Bintanja, R., R. G. Graversen, W. Hazeleger: *Arctic winter warming amplified by the thermal inversion and consequent low infrared cooling to space*; Nature Geoscience; Band 4(11): S. 758–761; 2011.
- Boike, J., O. Ippisch, P. P. Overduin, B. Hagedorn, K. Roth: *Water, heat and solute dynamics of a mud boil, Spitsbergen*; Geomorphology; Band 95(1-2): S. 61 – 73; doi:http://dx.doi.org/10.1016/j.geomorph.2006.07.033; paraglacial Geomorphology: Processes and Paraglacial Context; 2008.
- Bourne, S., U. Bhatt, J. Zhang, R. Thoman: *Surface-based temperature inversions in Alaska from a climate perspective*; Atmospheric Research; Band 95(2-3): S. 353 – 366; doi:http://dx.doi.org/10.1016/j.atmosres.2009.09.013; special Section: Little Alaska Weather Symposium 2008LAWS '08; 2010.
- Bromwich, D. H., K. M. Hines, L.-S. Bai: *Development and testing of Polar Weather Research and Forecasting model: 2. Arctic Ocean*; Journal of Geophysical Research: Atmospheres; Band 114(D8): S. n/a–n/a; doi:10.1029/2008JD010300; d08122; 2009.
- Brost, R. A., J. C. Wyngaard: *A Model Study of the Stably Stratified Planetary Boundary Layer*; Journal of the Atmospheric Sciences; Band 35(8): S. 1427–1440; doi:10.1175/1520-0469(1978)035<1427:AMSOTS>2.0.CO;2; 1978.
- Brown, R. A.: *Fluid Mechanics of the Atmosphere*; Band 47; Academic Press 1991; 1 Auflage; 1991.
- Budikova, D.: *Role of Arctic sea ice in global atmospheric circulation: A review*; Global and Planetary Change; Band 68(3): S. 149 – 163; doi:http://dx.doi.org/10.1016/j.gloplacha.2009.04.001; 2009.
- Burgemeister, S.: *Windstruktur einer arktischen Grenzschicht am Beispiel Ny-Ålesund*; Master-Arbeit; Universität Potsdam, Alfred-Wegener-Institut; 2013.
- Businger, J. A., J. C. Wyngaard, Y. Izumi, E. F. Bradley: *Flux-Profile Relationships in the Atmospheric Surface Layer*; Journal of the Atmospheric Sciences; Band 28(2): S. 181–189; doi:10.1175/1520-0469(1971)028<0181:FPRITA>2.0.CO;2; 1971.
- Caballero, R., P. L. Langen: *The dynamic range of poleward energy transport in an atmospheric general circulation model*; Geophysical Research Letters; Band 32(2): S. n/a–n/a; doi:10.1029/2004GL021581; 102705; 2005.
- Chapin III, F. S., P. A. Matson, P. Vitousek: *Principles of Terrestrial Ecosystem Ecology*; Springer-Verlag New York; 2 Auflage; doi:10.1007/978-1-4419-9504-9; 2011.

- Chen, F., J. Dudhia: *Coupling an Advanced Land Surface-Hydrology Model with the Penn State-NCAR MM5 Modeling System. Part I: Model Implementation and Sensitivity*; Monthly Weather Review; Band 129(4): S. 569–585; doi:10.1175/1520-0493(2001)129<0569:CAALSH>2.0.CO;2; 2001.
- Chou, M.-D., M. J. Suarez: *An efficient thermal infrared radiation parameterization for use in general circulation models*; Technical report series on global modeling and data assimilation; Band NASA Technical Memorandum 104606 Volume 3; 1994.
- Chou, M.-D., M. J. Suarez: *A Solar Radiation Parameterization for Atmospheric Studies. Volume 15*; Technical Report Series on Global Modeling and Data Assimilation, NASA Tech. Rep. NASA/TM-1999-10460; 1999.
- Claremar, B., F. Obleitner, C. Reijmer, V. Pohjola, A. W. rd, F. Karner, A. Rutgersson: *Applying a Mesoscale Atmospheric Model to Svalbard Glaciers*; Advances in Meteorology; Band 2012: S. 22; doi:10.1155/2012/321649; 2012.
- Cohen, A. E., S. M. Cavallo, M. C. Coniglio, H. E. Brooks: *A Review of Planetary Boundary Layer Parameterization Schemes and Their Sensitivity in Simulating Southeastern U.S. Cold Season Severe Weather Environments*; Weather and Forecasting; Band 30(3): S. 591–612; doi:10.1175/WAF-D-14-00105.1; 2015.
- Cohen, J., J. A. Screen, J. C. Furtado, M. Barlow, D. Whittleston, D. Coumou, J. Francis, K. Dethloff, D. Entekhabi, J. Overland, J. Jones: *Recent Arctic amplification and extreme mid-latitude weather*; Nature Geosci; Band 7(9): S. 627–637; 2014.
- Deardorff, J. W.: *The Counter-Gradient Heat Flux in the Lower Atmosphere and in the Laboratory*; Journal of the Atmospheric Sciences; Band 23(5): S. 503–506; doi:10.1175/1520-0469(1966)023<0503:TCGHFI>2.0.CO;2; 1966.
- Dee, D. P., S. M. Uppala, A. J. Simmons, P. Berrisford, P. Poli, S. Kobayashi, U. Andrae, M. A. Balsameda, G. Balsamo, P. Bauer, P. Bechtold, A. C. M. Beljaars, L. van de Berg, J. Bidlot, N. Bormann, C. Delsol, R. Dragani, M. Fuentes, A. J. Geer, L. Haimberger, S. B. Healy, H. Hersbach, E. V. Hólm, L. Isaksen, P. Kállberg, M. Köhler, M. Matricardi, A. P. McNally, B. M. Monge-Sanz, J.-J. Morcrette, B.-K. Park, C. Peubey, P. de Rosnay, C. Tavolato, J.-N. Thépaut, F. Vitart: *The ERA-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system*; Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society; Band 137(656): S. 553–597; doi:10.1002/qj.828; 2011.
- Dyer, A. J., B. B. Hicks: *Flux-gradient relationships in the constant flux layer*; Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society; Band 96(410): S. 715–721; doi:10.1002/qj.49709641012; 1970.
- Esau, I., I. Repina: *Wind Climate in Kongsfjorden, Svalbard, and Attribution of Leading Wind Driving Mechanisms through Turbulence-Resolving Simulations*; Advances in Meteorology; Band 2012: S. 16; doi:10.1155/2012/568454; 2012.
- Etling, D.: *Theoretische Meteorologie*; Springer-Verlag Berlin Heidelberg; 2 Auflage; 2002.

- Fisher, B., J. Erbrink, S. Finardi, P. Jeannot, S. Joffre, M. Morselli, U. Pechinger, P. Seibert, D. Thomson: *COST Action 710 - Final Report: Harmonisation of the Pre-Processing of Meteorological Data for Atmospheric Dispersion Models*; EUR 18195 EN; Office for Official Publications of the European Communities; 1998.
- Foken, T.: *Der Bayreuther Turbulenzknecht*; Technischer Bericht; Arbeitsergebnisse, Universität Bayreuth, Abteilung Mikrometeorologie, 1; 1999.
- Foken, T.: *Angewandte Meteorologie - Mikrometeorologische Methoden*; Springer-Verlag Berlin Heidelberg; zweite Auflage; doi:10.1007/978-3-540-38204-1; 2006.
- Foken, T.: *Evaluation of boundary layer properties in Kongsfjord, KOP 159 (RIS-ID 10067)*; Technischer Bericht; Universität Bayreuth, BayCEER und Mikrometeorologische Beratung, Bischberg; 2015.
- Foken, T.: *Angewandte Meteorologie - Mikrometeorologische Methoden*; Springer-Verlag Berlin Heidelberg; dritte Auflage; doi:10.1007/978-3-540-38204-1; 2016.
- Foken, T., M. Göckede, M. Mauder, L. Mahrt, B. Amiro, J. Munger: *Post-field data quality control*; in X. Lee, W. Massman, B. Law, Hg., *Handbook of Micrometeorology: A Guide for Surface Flux Measurement and Analysis*; Kluwer, Dordrecht; 2004.
- Foken, T., R. Leuning, S. P. Oncley, M. Mauder, M. Aubinet: *Corrections and data quality*; in M. Aubinet, T. Vesala, D. Papale, Hg., *Eddy Covariance: A Practical Guide to Measurement and Data Analysis*; Springer Netherlands; 1 Auflage; 2012.
- Foken, T., B. Wichura: *Tools for quality assessment of surface-based flux measurements*; Agricultural and Forest Meteorology; Band 78(1): S. 83 – 105; doi:http://dx.doi.org/10.1016/0168-1923(95)02248-1; 1996.
- Fratini, G., M. Mauder: *Towards a consistent eddy-covariance processing: an intercomparison of EddyPro and TK3*; Atmospheric Measurement Techniques; Band 7(7): S. 2273–2281; doi: 10.5194/amt-7-2273-2014; 2014.
- Garratt, J.: *The Atmospheric Boundary Layer*; Cambridge University Press; 1994.
- Gash, J. H. C.: *A note on estimating the effect of a limited fetch on micrometeorological evaporation measurements*; Boundary-Layer Meteorology; Band 35(4): S. 409–413; doi: 10.1007/BF00118567; 1986.
- Göckede, M., T. Foken, M. Aubinet, M. Aurela, J. Banza, C. Bernhofer, J. M. Bonnefond, Y. Brunet, A. Carrara, R. Clement, E. Dellwik, J. Elbers, W. Eugster, J. Fuhrer, A. Granier, T. Grünwald, B. Heinesch, I. A. Janssens, A. Knohl, R. Koeble, T. Laurila, B. Longdoz, G. Manca, M. Marek, T. Markkanen, J. Mateus, G. Matteucci, M. Mauder, M. Migliavacca, S. Minerbi, J. Moncrieff, L. Montagnani, E. Moors, J.-M. Ourcival, D. Papale, J. Pereira, K. Pilegaard, G. Pita, S. Rambal, C. Rebmann, A. Rodrigues, E. Rotenberg, M. J. Sanz, P. Sedlak, G. Seufert, L. Siebicke, J. F. Soussana, R. Valentini, T. Vesala, H. Verbeeck, D. Yakir: *Quality control of CarboEurope flux data – Part 1: Coupling footprint analyses with*

- flux data quality assessment to evaluate sites in forest ecosystems*; Biogeosciences; Band 5(2): S. 433–450; doi:10.5194/bg-5-433-2008; 2008.
- Görsdorf, U., F. Beyrich, H. Dier, U. Leiterer: *Composite wind and temperature profiles obtained from a complex of in-situ and remote sensing measurement systems for the forcing of a boundary layer model*; Theoretical and Applied Climatology; Band 73(1): S. 97–105; doi: 10.1007/s00704-002-0696-2; 2002.
- Granskog, M. A., P. Assmy, S. Gerland, G. Spreen, H. Steen, L. H. Smedsrud: *Arctic research on thin ice: Consequences of Arctic sea ice loss*; EAS, 97, doi:10.1029/2016EO044097; doi: 10.1029/2016EO044097; 2016.
- Graversen, R. G., M. Wang: *Polar amplification in a coupled climate model with locked albedo*; Climate Dynamics; Band 33(5): S. 629–643; doi:10.1007/s00382-009-0535-6; 2009.
- Gryning, S.-E., E. Batchvarova: *Marine Boundary Layer And Turbulent Fluxes Over The Baltic Sea: Measurements And Modelling*; Boundary-Layer Meteorology; Band 103(1): S. 29–47; doi: 10.1023/A:1014514513936; 2002.
- Gryning, S.-E., E. Batchvarova, N. Jensen: *Marine boundary-layer height estimated from the HIRLAM model*; Boreal Environment Research; Band 7(3): S. 229–233; 2002.
- Hines, K. M., D. H. Bromwich: *Development and Testing of Polar Weather Research and Forecasting (WRF) Model. Part I: Greenland Ice Sheet Meteorology*; Monthly Weather Review; Band 136(6): S. 1971–1989; doi:10.1175/2007MWR2112.1; 2008.
- Hines, K. M., D. H. Bromwich, L.-S. Bai, M. Barlage, A. G. Slater: *Development and Testing of Polar WRF. Part III: Arctic Land*; Journal of Climate; Band 24(1): S. 26–48; doi:10.1175/2010JCLI3460.1; 2011.
- Högström, U.: *Non-dimensional wind and temperature profiles in the atmospheric surface layer: A re-evaluation*; Boundary-Layer Meteorology; Band 42(1): S. 55–78; doi:10.1007/BF00119875; 1988.
- Hong, S.-Y., Y. Noh, J. Dudhia: *A New Vertical Diffusion Package with an Explicit Treatment of Entrainment Processes*; Monthly Weather Review; Band 134(9): S. 2318–2341; doi:10.1175/MWR3199.1; 2006.
- Hong, S.-Y., H.-L. Pan: *Nonlocal Boundary Layer Vertical Diffusion in a Medium-Range Forecast Model*; Monthly Weather Review; Band 124(10): S. 2322–2339; doi:10.1175/1520-0493(1996)124<2322:NBLVDI>2.0.CO;2; 1996.
- Howe, J., S. Moreton, C. Morri, P. Morris: *Multibeam bathymetry and the depositional environments of Kongsfjorden and Krossfjorden, western Spitsbergen, Svalbard*; Polar Research; Band 22(2): S. 301–316; 2003.
- Hupfer, P., W. Kuttler: *Witterung und Klima - Eine Einführung in die Meteorologie und Klimatologie*; 11; Vieweg+Teubner Verlag; doi:10.1007/978-3-322-96749-7; 2005.

- Iacono, M. J., J. S. Delamere, E. J. Mlawer, M. W. Shephard, S. A. Clough, W. D. Collins: *Radiative forcing by long-lived greenhouse gases: Calculations with the AER radiative transfer models*; Journal of Geophysical Research: Atmospheres; Band 113(D13); doi: 10.1029/2008JD009944; d13103; 2008.
- Inoue, J., A. Yamazaki, J. Ono, K. Dethloff, M. Maturilli, R. Neuber, P. Edwards, H. Yamaguchi: *Additional Arctic observations improve weather and sea-ice forecasts for the Northern Sea Route*; Scientific Reports; Band 5: S. 16868–; 2015.
- Jaiser, R., K. Dethloff, D. Handorf: *Stratospheric response to Arctic sea ice retreat and associated planetary wave propagation changes*; Tellus A; Band 65(0); 2013.
- Jaiser, R., K. Dethloff, D. Handorf, A. Rinke, J. Cohen: *Impact of sea ice cover changes on the Northern Hemisphere atmospheric winter circulation*; Tellus A; Band 64(0); 2012.
- Jammalamadaka, S. R., A. Sengupta: *Topics in Circular Statistics*; World Scientific; 2001.
- Janjić, Z. I.: *The Step-Mountain Coordinate: Physical Package*; Monthly Weather Review; Band 118(7): S. 1429–1443; doi:10.1175/1520-0493(1990)118<1429:TSMCPP>2.0.CO;2; 1990.
- Janjić, Z. I.: *The Step-Mountain Eta Coordinate Model: Further Developments of the Convection, Viscous Sublayer, and Turbulence Closure Schemes*; Monthly Weather Review; Band 122(5): S. 927–945; doi:10.1175/1520-0493(1994)122<0927:TSMECM>2.0.CO;2; 1994.
- Janjić, Z. I.: *The surface layer in the NCEP Eta Model*; in *Proceedings of the 11th Conference on Numerical Weather Prediction*; S. 354–355; American Meteorological Society, Norfolk, Va, USA; 1996.
- Janjić, Z. I.: *Nonsingular implementation of the Mellor-Yamada level 2.5 scheme in the NCEP Meso model*; Office Note 437: <http://www.emc.ncep.noaa.gov/officenotes/newernotes/on437.pdf>; S. 61; 2002.
- Jeričević, A., B. Grisogono: *The critical bulk Richardson number in urban areas: verification and application in a numerical weather prediction model*; Tellus A; Band 58(1): S. 19–27; doi:10.1111/j.1600-0870.2006.00153.x; 2006.
- Jocher, G.: *Charakterisierung der arktischen bodennahen Turbulenz unter Verwendung verschiedener Methoden der Flussberechnung und daraus resultierende Möglichkeiten für die Berechnung der bodennahen turbulenten Flüsse im regionalen Klimamodell HIRHAM5*; Doktorarbeit; Universität Potsdam; 2013.
- Jocher, G., F. Karner, C. Ritter, R. Neuber, K. Dethloff, F. Obleitner, J. Reuder, T. Foken: *The Near-Surface Small-Scale Spatial and Temporal Variability of Sensible and Latent Heat Exchange in the Svalbard Region: A Case Study*; Advances in Meteorology; Band 2012: S. 14; doi:10.5402/2012/357925; 2012.
- Jocher, G., A. Schulz, C. Ritter, R. Neuber, K. Dethloff, T. Foken: *The Sensible Heat Flux in the Course of the Year at Ny-Ålesund, Svalbard: Characteristics of Eddy Covariance Data and*

- Corresponding Model Results*; Advances in Meteorology; Band 2015: S. 16; doi:10.1155/2015/852108; 2015.
- Joffre, S. M., M. Kangas, M. Heikinheimo, S. A. Kitaigorodskii: *Variability Of The Stable And Unstable Atmospheric Boundary-Layer Height And Its Scales Over A Boreal Forest*; Boundary-Layer Meteorology; Band 99(3): S. 429–450; doi:10.1023/A:1018956525605; 2001.
- Johansen, B., H. Tømmervik, S. Karlsen: *Satellite-based vegetation map (satellitbasert vegetasjonskart)*; Norwegian Polar Institute <https://data.npolar.no/dataset/7150ae15-d3be-5257-b49f-ee578a260e14>; 2009.
- Jörpeland, J.: *Analysis of Temperature and Precipitation Trends at Svalbard 1989-2010, Självständigt arbete Nr 112*; <http://www.diva-portal.org>; 2014.
- Kaimal, J. C., J. J. Finnigan: *Atmospheric Boundary Layer Flows: Their Structure and Measurement*; Oxford University Press; 1994.
- Kayser, M.: *Temperatur- und Feuchteprofile über Ny-Ålesund, Spitzbergen; Charakterisierung des HATPRO-Radiometers*; Bachelorarbeit, Universität Potsdam; 2012.
- Kayser, M., M. Maturilli, R. Graham, S. Hudson, A. Rinke, L. Cohen, J.-H. Kim, S.-J. Park, W. Moon, , M. A. Granskog³: *Vertical Structure of the Troposphere during the Norwegian Young Sea ICE expedition (N-ICE2015) and its Representativeness (submitted)*; Journal of Geophysical Research: Atmospheres; 2016.
- Kilpeläinen, T., T. Vihma, M. Manninen, A. Sjöblom, E. Jakobson, T. Palo, M. Maturilli: *Modelling the vertical structure of the atmospheric boundary layer over Arctic fjords in Svalbard*; Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society; Band 138(668): S. 1867–1883; doi:10.1002/qj.1914; 2012.
- Kilpeläinen, T., T. Vihma, H. Ólafsson: *Modelling of spatial variability and topographic effects over Arctic fjords in Svalbard*; Tellus A; Band 63(2): S. 223–237; doi:10.1111/j.1600-0870.2010.00481.x; 2011.
- Klaus, D., W. Dorn, K. Dethloff, A. Rinke, M. Mielke: *Evaluation of Two Cloud Parameterizations and Their Possible Adaptation to Arctic Climate Conditions*; Atmosphere; Band 3(3): S. 419–450; 2012.
- Klose, B.: *Meteorologie - Eine interdisziplinäre Einführung in die Physik der Atmosphäre*; Springer-Verlag Berlin Heidelberg; erste Auflage; doi:10.1007/978-3-540-71309-8; 2008.
- Leclerc, M. Y., T. Foken: *Footprints in Micrometeorology and Ecology*; Springer-Verlag Berlin Heidelberg; 1 Auflage; doi:10.1007/978-3-642-54545-0; 2014.
- Liberto, L. D., F. Angelini, F. Pietroni, I. and Cairo, G. D. Donfrancesco, S. Viola, A. and Argentini, F. Fierli, G. Gobbi, M. Maturilli, R. Neuber, M. Snels: *Estimate of the Arctic Convective Boundary Layer Height from Lidar Observations: A Case Study*; Advances in Meteorology; Band 12: S. 9; article ID 851927; 2012.

- Lovengreen, C., H. A. Fuenzalida, L. Videla: *On the spectral dependency of UV radiation enhancements due to clouds in Valdivia, Chile (39.8°S)*; Journal of Geophysical Research: Atmospheres; Band 110(D14): S. n/a–n/a; doi:10.1029/2004JD005372; d14207; 2005.
- Lüers, J., J. Bareiss: *The effect of misleading surface temperature estimations on the sensible heat fluxes at a high Arctic site - the Arctic Turbulence Experiment 2006 on Svalbard (ARCTEX-2006)*; Atmospheric Chemistry and Physics; Band 10(1): S. 157–168; doi:10.5194/acp-10-157-2010; 2010.
- Mäkiranta, E., T. Vihma, A. Sjöblom, E.-M. Tastula: *Observations and Modelling of the Atmospheric Boundary Layer Over Sea-Ice in a Svalbard Fjord*; Boundary-Layer Meteorology; Band 140(1): S. 105–123; doi:10.1007/s10546-011-9609-1; 2011.
- Maturilli, M., A. Herber, G. König-Langlo: *Climatology and time series of surface meteorology in Ny-Ålesund, Svalbard*; Earth System Science Data; Band 5(1): S. 155–163; doi:10.5194/essd-5-155-2013; 2013.
- Maturilli, M., A. Herber, G. König-Langlo: *Surface radiation climatology for Ny-Ålesund, Svalbard (78.9° N), basic observations for trend detection*; Theoretical and Applied Climatology; Band 120(1): S. 331–339; doi:10.1007/s00704-014-1173-4; 2015.
- Maturilli, M., M. Kayser: *Arctic warming, moisture increase and circulation changes observed in the Ny-Ålesund homogenized radiosonde record*; Theoretical and Applied Climatology; S. 1–17; doi:10.1007/s00704-016-1864-0; 2016.
- Maturilli, M., C. Ritter: *Surface radiation during the total solar eclipse over Ny-Ålesund, Svalbard, on 20 March 2015*; Earth System Science Data; Band 8(1): S. 159–164; doi:10.5194/essd-8-159-2016; 2016.
- Mauder, M., T. Foken: *Documentation and Instruction Manual of the Eddy-Covariance Software Package TK3 (update)*; Technischer Bericht; Arbeitsergebnisse, Universität Bayreuth, Abteilung Mikrometeorologie (ISSN 1614-8916), 62, 64; 2015a.
- Mauder, M., T. Foken: *Eddy-Covariance software TK3*; Zenodo: 10.5281/zenodo.20349; doi:10.5281/zenodo.20349; 2015b.
- Mauder, M., T. Foken, R. Clement, J. A. Elbers, W. Eugster, T. Grünwald, B. Heusinkveld, O. Kolle: *Quality control of CarboEurope flux data – Part 2: Inter-comparison of eddy-covariance software*; Biogeosciences; Band 5(2): S. 451–462; doi:10.5194/bg-5-451-2008; 2008.
- Mauder, M., C. Liebenthal, M. Göckede, J.-P. Leps, F. Beyrich, T. Foken: *Processing and quality control of flux data during LITFASS-2003*; Boundary-Layer Meteorology; Band 121(1): S. 67–88; doi:10.1007/s10546-006-9094-0; 2006.
- Mayer, S., M. O. Jonassen, A. Sandvik, J. Reuder: *Profiling the Arctic Stable Boundary Layer in Advent Valley, Svalbard: Measurements and Simulations*; Boundary-Layer Meteorology; Band 143(3): S. 507–526; doi:10.1007/s10546-012-9709-6; 2012.

- Mazzola, M., A. P. Viola, C. Lanconelli, V. Vitale: *Atmospheric observations at the Amundsen-Nobile Climate Change Tower in Ny-Ålesund, Svalbard*; Rendiconti Lincei; S. 1–12; doi:10.1007/s12210-016-0540-8; 2016.
- Mellor, G. L., T. Yamada: *A Hierarchy of Turbulence Closure Models for Planetary Boundary Layers*; Journal of the Atmospheric Sciences; Band 31(7): S. 1791–1806; doi:10.1175/1520-0469(1974)031<1791:AHOTCM>2.0.CO;2; 1974.
- Mellor, G. L., T. Yamada: *Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems*; Reviews of Geophysics; Band 20(4): S. 851–875; doi:10.1029/RG020i004p00851; 1982.
- Mielke, M., N. S. Zinoviev, K. Dethloff, A. Rinke, V. J. Kustov, A. P. Makshtas, V. T. Sokolov, R. Neuber, M. Maturilli, D. Klaus, D. Handorf, J. Graeser: *Atmospheric winter conditions 2007/08 over the Arctic Ocean based on NP-35 data and regional model simulations*; Atmospheric Chemistry and Physics Discussions; Band 14: S. 11855–11893; doi:10.5194/acpd-14-11855-2014; 2014.
- Monin, A. S., A. M. Obukhov: *Osnovnye zakonomernosti turbulentnogo peremeshivaniya v prizemnom sloe atmosfery (Basic Laws of Turbulent Mixing in the Atmosphere near the Ground)*; Tr. Akad. Nauk SSSR Geofiziz; Band 24: S. 163–187; 1954.
- Morrison, H., J. A. Curry, V. I. Khvorostyanov: *A New Double-Moment Microphysics Parameterization for Application in Cloud and Climate Models. Part I: Description*; Journal of the Atmospheric Sciences; Band 62(6): S. 1665–1677; doi:10.1175/JAS3446.1; 2005.
- Morrison, H., G. Thompson, V. Tatarskii: *Impact of Cloud Microphysics on the Development of Trailing Stratiform Precipitation in a Simulated Squall Line: Comparison of One- and Two-Moment Schemes*; Monthly Weather Review; Band 137(3): S. 991–1007; doi:10.1175/2008MWR2556.1; 2009.
- Neu, U., M. G. Akperov, N. Bellenbaum, R. Benestad, R. Blender, R. Caballero, A. Coccozza, H. F. Dacre, Y. Feng, K. Fraedrich, J. Grieger, S. Gulev, J. Hanley, T. Hewson, M. Inatsu, K. Keay, S. F. Kew, I. Kindem, G. C. Leckebusch, M. L. R. Liberato, P. Lionello, I. I. Mokhov, J. G. Pinto, C. C. Raible, M. Reale, I. Rudeva, M. Schuster, I. Simmonds, M. Sinclair, M. Sprenger, N. D. Tilinina, I. F. Trigo, S. Ulbrich, U. Ulbrich, X. L. Wang, H. Wernli: *IMI-LAST: A Community Effort to Intercompare Extratropical Cyclone Detection and Tracking Algorithms*; Bulletin of the American Meteorological Society; Band 94(4): S. 529–547; doi:10.1175/BAMS-D-11-00154.1; 2013.
- Nishii, K., H. Nakamura, Y. J. Orsolini: *Arctic summer storm track in CMIP3/5 climate models*; Climate Dynamics; Band 44(5): S. 1311–1327; doi:10.1007/s00382-014-2229-y; 2015.
- Norman, M., B. Claremar, R. Mottram, A. Rutgersson: *Comparison of the WRF and HIR-HAM models over Svalbard, SVALI Deliverable D3.1-4 Report*; Technischer Bericht; Uppsala University; 2014.

- Obukhov, A. M.: *Turbulentnost' v temperaturnoj - neodnorodnoj atmosfere (Turbulence in an atmosphere with a non-uniform temperature)*; Trudy Inst. Theor. Geofiz. AN SSSR; Band 1: S. 95–115; 1946.
- Overland, J. E., K. Dethloff, J. A. Francis, R. J. Hall, E. Hanna, S.-J. Kim, J. A. Screen, T. G. Shepherd, T. Vihma: *Nonlinear response of mid-latitude weather to the changing Arctic*; Nature Clim. Change; Band 6(11): S. 992–999; 2016.
- Park, H.-S., S. Lee, Y. Kosaka, S.-W. Son, S.-W. Kim: *The Impact of Arctic Winter Infrared Radiation on Early Summer Sea Ice*; Journal of Climate; Band 28(15): S. 6281–6296; doi:10.1175/JCLI-D-14-00773.1; 2015.
- Paulson, C. A.: *The Mathematical Representation of Wind Speed and Temperature Profiles in the Unstable Atmospheric Surface Layer*; Journal of Applied Meteorology; Band 9(6): S. 857–861; doi:10.1175/1520-0450(1970)009<0857:TMROWS>2.0.CO;2; 1970.
- Pithan, F., T. Mauritsen: *Arctic amplification dominated by temperature feedbacks in contemporary climate models*; Nature Geosci; Band 7(3): S. 181–184; 2014.
- Prandtl, L.: *Bericht über Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz*; Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik (ZAMM); Band 5: S. 136–139; 1925.
- Rasmussen, E. A., J. Turner: *Polar Lows: Mesoscale Weather Systems in the Polar Regions*; Cambridge University Press; 2003.
- Rinke, A., K. Dethloff, J. J. Cassano, J. H. Christensen, J. A. Curry, P. Du, E. Girard, J.-E. Haugen, D. Jacob, C. G. Jones, M. Költzow, R. Laprise, A. Lynch, S. Pfeifer, M. C. Serreze, M. J. Shaw, M. Tjernström, K. Wyser, M. Žagar: *Evaluation of an ensemble of Arctic regional climate models: spatiotemporal fields during the SHEBA year*; Climate Dynamics; Band 26(5): S. 459–472; doi:10.1007/s00382-005-0095-3; 2006.
- Roberts, T. J., M. Dütsch, L. R. Hole, P. B. Voss: *Controlled meteorological (CMET) free balloon profiling of the Arctic atmospheric boundary layer around Spitsbergen compared to ERA-Interim and Arctic System Reanalyses*; Atmospheric Chemistry and Physics; Band 16(19): S. 12383–12396; doi:10.5194/acp-16-12383-2016; 2016.
- Sabburg, J., A. Parisi, M. Kimlin: *Enhanced spectral {UV} irradiance: a 1 year preliminary study*; Atmospheric Research; Band 66(4): S. 261 – 272; doi:http://dx.doi.org/10.1016/S0169-8095(03)00037-1; 2003.
- Schulz, A.: *Die arktische Grenzschichthöhe auf der Basis von Sondierungen am Atmosphärenobservatorium in Ny-Ålesund und im ECMWF-Modell*; Diplomarbeit; Universität Potsdam; 2012.
- Schumann, U.: *The countergradient heat flux in turbulent stratified flows*; Nuclear Engineering and Design; Band 100(3): S. 255 – 262; doi:http://dx.doi.org/10.1016/0029-5493(87)90078-1; 1987.

- Schweiger, A. J., R. W. Lindsay, S. Vavrus, J. A. Francis: *Relationships between Arctic Sea Ice and Clouds during Autumn*; Journal of Climate; Band 21(18): S. 4799–4810; doi:10.1175/2008JCLI2156.1; 2008.
- Screen, J. A., I. Simmonds: *The central role of diminishing sea ice in recent Arctic temperature amplification*; Nature; Band 464(7293): S. 1334–1337; 2010a.
- Screen, J. A., I. Simmonds: *Increasing fall-winter energy loss from the Arctic Ocean and its role in Arctic temperature amplification*; Geophysical Research Letters; Band 37(16): S. n/a–n/a; doi:10.1029/2010GL044136; 116707; 2010b.
- Seibert, P., F. Beyrich, S.-E. Gryning, S. Joffre, A. Rasmussen, P. Tercier: *Mixing Height Determination for Dispersion Modelling*; in B. E. A. Fisher, J. J. Erbrink, S. Finardi, P. Jeannet, S. Joffre, M. G. Morselli, U. Pechinger, P. Seibert, D. J. Thomson, Hg., *COST Action 710 - Final Report*; European Commission, EUR 18195 EN, Luxembourg; 1998.
- Seibert, P., F. Beyrich, S.-E. Gryning, S. Joffre, A. Rasmussen, P. Tercier: *Review and intercomparison of operational methods for the determination of the mixing height*; Atmospheric Environment; Band 34(7): S. 1001 – 1027; doi:http://dx.doi.org/10.1016/S1352-2310(99)00349-0; 2000.
- Serreze, M. C., A. P. Barrett, J. C. Stroeve, D. N. Kindig, M. M. Holland: *The emergence of surface-based Arctic amplification*; The Cryosphere; Band 3(1): S. 11–19; doi:10.5194/tc-3-11-2009; 2009.
- Serreze, M. C., R. G. Barry: *The Arctic Climate System*; Cambridge University Press; 1 Auflage; 2005.
- Serreze, M. C., A. D. Crawford, A. P. Barrett: *Extreme daily precipitation events at Spitsbergen, an Arctic Island*; International Journal of Climatology; Band 35(15): S. 4574–4588; doi:10.1002/joc.4308; 2015.
- Serreze, M. C., R. C. Schnell, J. D. Kahl: *Low-Level Temperature Inversions of the Eurasian Arctic and Comparisons with Soviet Drifting Station Data*; Journal of Climate; Band 5(6): S. 615–629; doi:10.1175/1520-0442(1992)005<0615:LLTIOT>2.0.CO;2; 1992.
- Shears, J., F. Theisen, A. Bjordal, S. Norris: *Environmental impact assessment Ny-Ålesund international scientific research and monitoring station, Svalbard*; Meddelelser, Norsk Polar-institut; Band 157; 1998.
- Skamarock, W. C., J. B. Klemp, J. Dudhia, D. O. Gill, D. M. Barker, M. G. Duda, X.-Y. Huang, W. Wang, J. G. Powers: *A description of the Advanced Research WRF version 3. NCAR Tech. Note NCAR/TN-4751STR*; Technischer Bericht; NCAR; doi:10.5065/D68S4MVH; 2008.
- Slattery, J. C.: *Advanced Transport Phenomena*; Cambridge University Press; 1999.
- Sodemann, H., T. Foken: *Special characteristics of the temperature structure near the surface*; Theoretical and Applied Climatology; Band 80(2): S. 81–89; doi:10.1007/s00704-004-0092-1; 2005.

- Sørensen, J. H.: *Sensitivity of the {DERMA} long-range Gaussian dispersion model to meteorological input and diffusion parameters*; Atmospheric Environment; Band 32(24): S. 4195 – 4206; doi:http://dx.doi.org/10.1016/S1352-2310(98)00178-2; 1998.
- Stensrud, D. J.: *Parameterization Schemes: Keys to Understanding Numerical Weather Prediction Models*; Cambridge University Press; 2009.
- Stull, R. B.: *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*; Springer Netherlands; 1 Auflage; doi:10.1007/978-94-009-3027-8; 1988.
- Stütz, E.: *Dynamically and Thermally Driven Flows Over and Around Svalbard: a Case Study Based on Numerical Simulations and Airborne Measurements*; Diplomarbeit; Universität Innsbruck; 2010.
- Taylor, G. I.: *The Spectrum of Turbulence*; Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences; Band 164(919): S. 476–490; doi:10.1098/rspa.1938.0032; 1938.
- Thomsen, G. L., R. K. Smith: *The Importance of the Boundary Layer Parameterization in the Prediction of Low-Level Convergence Lines*; Monthly Weather Review; Band 136(6): S. 2173–2185; doi:10.1175/2007MWR2190.1; 2008.
- Tjernström, M., M. Žagar, G. Svensson, J. J. Cassano, S. Pfeifer, A. Rinke, K. Wyser, K. Dethloff, C. Jones, T. Semmler, M. Shaw: ‘*Modelling the Arctic Boundary Layer: An Evaluation of Six Arctic Regional-Scale Models using Data from the Sheba Project*’; Boundary-Layer Meteorology; Band 117(2): S. 337–381; doi:10.1007/s10546-004-7954-z; 2005.
- Townsend, A.: *Temperature fluctuations over a heated horizontal surface*; Journal of Fluid Mechanics; Band 5(2): S. 209–241; 1959.
- Troen, I. B., L. Mahrt: *A simple model of the atmospheric boundary layer; sensitivity to surface evaporation*; Boundary-Layer Meteorology; Band 37(1): S. 129–148; doi:10.1007/BF00122760; 1986.
- Vickers, D., L. Mahrt: *Evaluating Formulations of Stable Boundary Layer Height*; Journal of Applied Meteorology; Band 43(11): S. 1736–1749; doi:10.1175/JAM2160.1; 2004.
- Vihma, T.: *Effects of Arctic Sea Ice Decline on Weather and Climate: A Review*; Surveys in Geophysics; Band 35(5): S. 1175–1214; doi:10.1007/s10712-014-9284-0; 2014.
- Vogelezang, D. H. P., A. A. M. Holtslag: *Evaluation and model impacts of alternative boundary-layer height formulations*; Boundary-Layer Meteorology; Band 81(3): S. 245–269; doi:10.1007/BF02430331; 1996.
- Webb, E. K.: *Profile relationships: The log-linear range, and extension to strong stability*; Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society; Band 96(407): S. 67–90; doi:10.1002/qj.49709640708; 1970.

- Westermann, S., J. Lüers, M. Langer, K. Piel, J. Boike: *The annual surface energy budget of a high-arctic permafrost site on Svalbard, Norway*; *The Cryosphere*; Band 3(2): S. 245–263; doi:10.5194/tc-3-245-2009; 2009.
- Westermann, S., U. Wollschläger, J. Boike: *Monitoring of active layer dynamics at a permafrost site on Svalbard using multi-channel ground-penetrating radar*; *The Cryosphere*; Band 4(4): S. 475–487; doi:10.5194/tc-4-475-2010; 2010.
- Wilber, A., D. Kratz, S. Gupta: *Surface emissivity maps for use in satellite retrievals of longwave radiation*; Technischer Bericht; Langley Research Center; 1999.
- Wilczak, J. M., S. P. Oncley, S. A. Stage: *Sonic Anemometer Tilt Correction Algorithms*; *Boundary-Layer Meteorology*; Band 99(1): S. 127–150; doi:10.1023/A:1018966204465; 2001.
- Wilhelmsen, K.: *Climatological study of gale-producing polar lows near Norway*; *Tellus A*; Band 37A(5): S. 451–459; doi:10.1111/j.1600-0870.1985.tb00443.x; 1985.
- Wilson, J. D., B. J. Legg, D. J. Thomson: *Calculation of particle trajectories in the presence of a gradient in turbulent-velocity variance*; *Boundary-Layer Meteorology*; Band 27(2): S. 163–169; doi:10.1007/BF00239612; 1983.
- Wilson, J. D., B. L. Sawford: *Review of Lagrangian stochastic models for trajectories in the turbulent atmosphere*; *Boundary-Layer Meteorology*; Band 78(1): S. 191–210; doi:10.1007/BF00122492; 1996.
- Woods, C., R. Caballero: *The Role of Moist Intrusions in Winter Arctic Warming and Sea Ice Decline*; *Journal of Climate*; Band 29(12): S. 4473–4485; doi:10.1175/JCLI-D-15-0773.1; 2016.
- Woods, C., R. Caballero, G. Svensson: *Large-scale circulation associated with moisture intrusions into the Arctic during winter*; *Geophysical Research Letters*; Band 40(17): S. 4717–4721; doi:10.1002/grl.50912; 2013.
- Wyser, K., C. G. Jones, P. Du, E. Girard, U. Willén, J. Cassano, J. H. Christensen, J. A. Curry, K. Dethloff, J.-E. Haugen, D. Jacob, M. Køltzow, R. Laprise, A. Lynch, S. Pfeifer, A. Rinke, M. Serreze, M. J. Shaw, M. Tjernström, M. Zagar: *An evaluation of Arctic cloud and radiation processes during the SHEBA year: simulation results from eight Arctic regional climate models*; *Climate Dynamics*; Band 30(2): S. 203–223; doi:10.1007/s00382-007-0286-1; 2008.
- Zehner, M., T. Weigl, M. Czakalla, M. Hartmann, S. Thaler, B. Mayer, T. Betts, R. Gottschalg, K. Behrens, B. Giesler, G. König-Langlo, G. Becker, O. Mayer: *Irradiance Enhancement Analysis of its Effects and of the PV System Response*; in *26th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition*; S. 3935–3938; 2011.
- Zhang, Y., Z. Gao, D. Li, Y. Li, N. Zhang, X. Zhao, J. Chen: *On the computation of planetary boundary-layer height using the bulk Richardson number method*; *Geoscientific Model Development*; Band 7(6): S. 2599–2611; doi:10.5194/gmd-7-2599-2014; 2014.

Zhang, Y., D. J. Seidel, J.-C. Golaz, C. Deser, R. A. Tomas: *Climatological Characteristics of Arctic and Antarctic Surface-Based Inversions*; Journal of Climate; Band 24(19): S. 5167–5186; doi:10.1175/2011JCLI4004.1; 2011.

Zilitinkevich, S., A. Baklanov: *Calculation Of The Height Of The Stable Boundary Layer In Practical Applications*; Boundary-Layer Meteorology; Band 105(3): S. 389–409; doi:10.1023/A:1020376832738; 2002.

Abbildungsverzeichnis

1	idealisierte Darstellung des Tagesgangs der Grenzschicht nach Stull (1988) und Modifikationen	8
2	Schematische Darstellung des Turbulenzspektrums der Atmosphäre nach Foken (2006) und Modifikationen	10
3	Übersichtskarte des Kongsfjords	31
4	Luftbild von Ny-Ålesund und Umgebung	34
5	Visualisierung eines digitalen Geländemodells von Ny-Ålesund und Umgebung	35
6	Ergebnis des Zyklonen-Detektions-Algorithmus aus dem ERA-Interim-Reanalyse-datensatz vom 05.11.2013 06:00 UTC im 850hPa-Niveau	51
7	Windrosen der Windverteilung an den Stationen: alter Pier, BSRN-Mast, EKM-NA, CC-Turm, EKM-BA im Zeitraum Okt. 2013 bis Sept. 2014	58
8	Jährlicher Verlauf des turbulenten fühlbaren und turbulenten latenten Wärmestroms am Standort des EKM-NA für das Jahr 2014	61
9	Jährlicher Verlauf des turbulenten fühlbaren und turbulenten latenten Wärmestroms am Standort des EKM-BA für das Jahr 2014	61
10	Verlauf des Bowen-Verhältnis von den Standorten des EKM-NA und EKM-BA im Zeitraum von Juli bis September 2014	62
11	<i>Footprint</i> -Klimatologie für den Zeitraum ohne Schneebedeckung im Jahr 2013 am Standort des EKM-NA	64
12	<i>Footprint</i> -Klimatologie für den Zeitraum mit Schneebedeckung im Jahr 2013 am Standort des EKM-NA	65
13	Zeitlicher Verlauf des Stabilitätsparameters z/L aus den In-situ-Messungen der turbulenten Flüsse am EKM-NA für das Jahr 2013	66
14	Jährlicher Verlauf der Temperaturdifferenzen zwischen den Messhöhen, die Schneehöhe und die Albedo auf dem BSRN-Feld für das Jahr 2015	69
15	Jährlicher Verlauf der Temperaturdifferenzen zwischen den Messhöhen, die Schneehöhe und die Albedo auf dem Messfeld des EKM-NA für das Jahr 2015	70
16	Relative monatliche Häufigkeit der Typ 01 Systeme 2013	73
17	Relative monatliche Häufigkeit der Typ 01 Systeme 2014	73
18	Relative monatliche Häufigkeit der Typ 01 Systeme 2015	73
19	Jährliche Verteilung der Druckdifferenz in m (innerste minus äußerste Isohypse) der Typ 01 Systeme im Jahr 2013	74
20	Jährliche Verteilung der Druckdifferenz in m (innerste minus äußerste Isohypse) der Typ 01 Systeme im Jahr 2014	75
21	Jährliche Verteilung der Druckdifferenz in m (innerste minus äußerste Isohypse) der Typ 01 Systeme im Jahr 2015	75
22	Höhenkarten aus dem 850 hPa-Niveau (6-stündliche ERA-Interim Reanalysedatensätze) für den Zeitraum 07.07.2013 06:00 UTC bis 11.07.2013 00:00 UTC	78
23	Zeitlicher Verlauf meteorologischer Messungen nahe der Oberfläche und der dynamischen Vertikalstruktur (Bulk-Richardson-Zahl) für den Zeitraum 07.07.2013 00:00 UTC - 11.07.2013 00:00 UTC	81

24	Zeitlicher Verlauf der Horizontalwindrichtung (Wind-LIDAR) für den Zeitraum 07.07.2013 06:00 UTC - 11.07.2013 00:00 UTC	82
25	Zeitlicher Verlauf der Horizontalwindgeschwindigkeit (Wind-LIDAR) für den Zeitraum 07.07.2013 06:00 UTC - 11.07.2013 00:00 UTC	82
26	Messungen aus den Radiosondierungen vom 06.07.2013, 07.07.2013 und 08.07.2013	86
27	Messungen aus den Radiosondierungen vom 09.07.2013, 10.07.2013 und 11.07.2013	86
28	Höhenkarten aus dem 850 hPa-Niveau (6-stündliche ERA-Interim Reanalysedatensätze) für den Zeitraum 21.09.2013 00:00 UTC bis 28.09.2013 12:00 UTC . . .	90
29	Zeitlicher Verlauf meteorologischer Messungen nahe der Oberfläche und der dynamischen Vertikalstruktur (Bulk-Richardson-Zahl) für den Zeitraum 21.09.2013 00:00 UTC - 28.09.2013 12:00 UTC	92
30	Zeitlicher Verlauf der Horizontalwindrichtung (Wind-LIDAR) für den Zeitraum 21.09.2013 00:00 UTC - 28.09.2013 12:00 UTC	93
31	Zeitlicher Verlauf der Horizontalwindgeschwindigkeit (Wind-LIDAR) für den Zeitraum 21.09.2013 00:00 UTC - 28.09.2013 12:00 UTC	93
32	Messungen aus den Radiosondierungen vom 20.09.2013, 21.09.2013 und 22.09.2013	96
33	Messungen aus den Radiosondierungen vom 23.09.2013, 24.09.2013 und 25.09.2013	96
34	Messungen aus den Radiosondierungen vom 26.09.2013, 27.09.2013 und 28.09.2013	97
35	Messungen aus der Radiosondierung vom 28.09.2013	97
36	Höhenkarten aus dem 850 hPa-Niveau (6-stündliche ERA-Interim Reanalysedatensätze) für den Zeitraum 03.11.2013 06:00 UTC bis 08.11.2013 00:00 UTC . . .	101
37	Zeitlicher Verlauf meteorologischer Messungen nahe der Oberfläche und der dynamischen Vertikalstruktur (Bulk-Richardson-Zahl) für den Zeitraum 03.11.2013 06:00 UTC - 08.11.2013 00:00 UTC	103
38	Zeitlicher Verlauf der Horizontalwindrichtung (Wind-LIDAR) für den Zeitraum 03.11.2013 06:00 UTC - 08.11.2013 00:00 UTC	104
39	Zeitlicher Verlauf der Horizontalwindgeschwindigkeit (Wind-LIDAR) für den Zeitraum 03.11.2013 06:00 UTC - 08.11.2013 00:00 UTC	104
40	Messungen aus den Radiosondierungen vom 02.11.2013, 03.11.2013 und 04.11.2013	107
41	Messungen aus den Radiosondierungen vom 05.11.2013, 06.11.2013 und 07.11.2013	108
42	Messungen aus der Radiosondierung vom 08.11.2013	108
43	Schema der Prozesse bei der Passage von Hoch- und Tiefdrucksystemen über Svalbard	109
44	Modelldomänen (<i>Nesting</i>) der finalen ARW-Simulationen	110
45	USGS-Landnutzungsklassen und Geländehöhe von Ny-Ålesund und Umgebung im WRF-Modell	112
46	Höhenkarten aus dem 850 hPa-Niveau (6-stündliche ERA-Interim Reanalysedatensätze) für den Zeitraum 11.09.2013 00:00 UTC bis 20.09.2013 18:00 UTC . . .	114
47	Zeitlicher Verlauf meteorologischer Messungen nahe der Oberfläche und der dynamischen Vertikalstruktur (Bulk-Richardson-Zahl) für den Zeitraum 11.09.2013 00:00 UTC - 24.09.2013 00:00 UTC	115

48	Zeitlicher Verlauf der Windrichtung in der unteren Troposphäre aus den lokalen Messungen und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013	119
49	Zeitlicher Verlauf der Windgeschwindigkeit in der unteren Troposphäre aus den lokalen Messungen und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013	120
50	Differenzen, MAE, BIAS und Korrelationskoeffizienten zwischen den Windmessungen aus den Wind-LIDAR-Daten und den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013	125
51	Differenzen, MAE, BIAS und Korrelationskoeffizienten zwischen den Windmessungen aus den Radiosonden und den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013	128
52	Zeitlicher Verlauf der Temperatur in der unteren Troposphäre aus den lokalen Messungen und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013	131
53	Differenzen, MAE, BIAS und Korrelationskoeffizienten zwischen den Temperaturprofilen aus den Radiometer-Daten und den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013	134
54	Differenzen, MAE, BIAS und Korrelationskoeffizienten zwischen den Temperaturprofilen aus den Radiosonden-Daten und den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013	136
55	Zeitlicher Verlauf der absoluten Feuchte in der unteren Troposphäre aus den lokalen Messungen und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013	138
56	Differenzen, MAE, BIAS und Korrelationskoeffizienten zwischen den Profilen der absoluten Feuchte aus den Radiometer-Daten und den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013	140
57	Differenzen, MAE, BIAS und Korrelationskoeffizienten zwischen den Profilen der absoluten Feuchte aus den Radiosonden-Daten und den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013	142
58	Zeitlicher Verlauf der kurzwelligen Einstrahlung aus den lokalen Messungen (BSRN) und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013	144
59	Zeitlicher Verlauf der (langwelligen) Gegenstrahlung aus den lokalen Messungen (BSRN) und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013	145
60	Zeitlicher Verlauf der 2m-Temperatur aus den lokalen Messungen (BSRN) und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013	146
61	Zeitlicher Verlauf der Oberflächentemperatur berechnet aus den lokalen Messungen (BSRN) der ausgehenden langwelligen Strahlung und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013	148
62	Zeitlicher Verlauf der 10m-Windgeschwindigkeit aus den lokalen Messungen (BSRN) und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013	149
63	Zeitlicher Verlauf der 10m-Windrichtung aus den lokalen Messungen (BSRN) und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013	150
64	Zeitlicher Verlauf des 2m-Mischungsverhältnisses aus den lokalen Messungen (BSRN) und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013	151

65	Zeitlicher Verlauf des 2m-Mischungsverhältnisses aus den lokalen Messungen (EKM-NA, 2,1 m Höhe, Thies Clima - Thermo-Hygrometer) und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013	151
66	Zeitlicher Verlauf des turbulenten fühlbaren Wärmestroms aus den lokalen Messungen (EKM-NA) und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013	153
67	Zeitlicher Verlauf des turbulenten latenten Wärmestroms aus den lokalen Messungen (EKM-NA) und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013	154
68	Zeitlicher Verlauf der Schubspannungsgeschwindigkeit aus den lokalen Messungen (EKM-NA) und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013 .	155
69	Zeitlicher Verlauf der Bulk-Richardson-Zahl in der unteren Troposphäre aus den lokalen Messungen und in den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013	160
70	Zeitlicher Verlauf der Grenzschichthöhe aus der Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) aus den Kompositprofilen und den Radiosondenprofilen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013	161
71	Zeitlicher Verlauf der Grenzschichthöhe aus der Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) aus den Radiosonden und den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013	163
72	Zeitlicher Verlauf der Grenzschichthöhe aus der Bulk-Richardson-Zahl (Glg. 3.76) aus den Kompositprofilen und den ARW-Simulationen im Zeitraum 11.09.2013 - 24.09.2013	163

Danksagung

Zunächst danke ich Prof. Dr. Klaus Dethloff, AWI Potsdam, für die Ermöglichung dieser Arbeit und die Unterstützung bei offenen Fragen. Insbesondere geht mein Dank an Dr. Christoph Ritter, AWI Potsdam, für die zahllosen Fachdiskussionen und das intensive Korrekturlesen. Weiterhin großen Dank an AssocProf. Marius Jonassen für die Simulationsläufe und die Hilfe bei den Modifikationen. Vielen Dank auch an Jürgen „Egon“ Graeser, AWI Potsdam, für die enorme Unterstützung bei dem Aufbau und der Instandhaltung der Messsysteme. Weiterhin möchte ich mich auch bei PD Dr. Julia Boike für die Bereitstellung der Daten von der Bayelva-Station und em. Prof. Dr. Thomas Foken und seiner Arbeitsgruppe für die Bereitstellung der TERRAFEX- und TK31- Software bedanken. Dr. Marion Maturilli, AWI Potsdam, sei für die Bereitstellung der Daten vom BSRN-Feld gedankt. Schließlich gilt mein Dank auch den Gutachtern, den Korrekturlesern und an allen anderen Kollegen, die mir bei Fragen immer ein offenes Ohr schenkten.

Erklärung

Hiermit versichere ich, Alexander Schulz (geb. 23.01.1983), diese Arbeit selbständig verfasst und ausschließlich die angegebenen Quellen und Hilfsmittel genutzt zu haben.

Alexander Schulz