

Wechselwirkung der atmosphärischen Grenzschicht mit synoptisch–skaligen Prozessen während der N-ICE2015 Kampagne

Markus Kayser

Univ.-Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades eines
"doctor rerum naturalium"
(Dr. rer. nat.)
in der Wissenschaftsdisziplin "Klimaphysik"

eingereicht an der
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät
Institut für Physik und Astronomie
der Universität Potsdam

und verfasst am
Alfred–Wegener–Institut
Helmholtz-Zentrum für Polar- und Meeresforschung
Forschungsstelle Potsdam

verteidigt in Potsdam am 12.03.2018

Hauptbetreuer: Prof. Dr. Klaus Dethloff
Koreferent 1: Prof. Dr. Manfred Wendisch
Koreferent 2: Prof. Dr. Günther Heinemann

Dieses Werk ist unter einem Creative Commons Lizenzvertrag lizenziert:
Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung 4.0 International
Um die Bedingungen der Lizenz einzusehen, folgen Sie bitte dem Hyperlink:
<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>

Online veröffentlicht auf dem
Publikationsserver der Universität Potsdam:
URN [urn:nbn:de:kobv:517-opus4-411124](http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:kobv:517-opus4-411124)
<http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:kobv:517-opus4-411124>

Abstract

The Arctic warms faster than the rest of the earth. The causes and effects of this arctic amplification are manifested in the arctic atmosphere, especially in the atmospheric boundary layer, which plays a key role in the exchange processes of the atmosphere, ocean and sea ice. This work highlights the importance of synoptic cyclones in the Arctic North Atlantic region. For this purpose, the influence of synoptic cyclones on the Arctic boundary layer as well as their interactions with different regions within the Arctic atmosphere on local to supraregional scales is investigated. The starting point for this are measurement data and model simulations for the period of the N-ICE2015 expedition, which took place in the Arctic North Atlantic region from early January to late June 2015.

On the basis of radiosonde measurements, the effects of synoptic cyclones are most noticeable in the winter because, by the advection of warm and humid air masses into the Arctic, the condition of the atmosphere changes from a radiative clear to opaquely cloudy. Although this sharp contrast only exists in winter, the analysis shows that integrated water vapor is an indicator for the advection of air masses from low latitudes into the Arctic even in the spring. In addition to the advection of air masses, the influence of cyclones on static stability is characterized. Comparing the N-ICE2015 observations with the SHEBA campaign (1997/1998), which took place over thicker ice, similarities are found in the static stability of the atmosphere despite the different sea ice regimes. The observed differences in stability can be attributed to differences in synoptic activity. A further comparison with the radiosondes of the AWIPEV station in Ny-Åesund, Spitzbergen, which were launched parallel to the N-ICE2015 campaign, shows that synoptic cyclones determine the course of the winter months. In addition, the effects of vertically-varying nudging on the development of cyclones is examined for February 2015 using the hydrostatic regional climate model HIRHAM5. It is shown that the differences between the eight model simulations are increasing with decreasing number of nudged levels. The greatest differences are mainly due to the temporal offset of the development of synoptic cyclones. To correct the time offset of the cyclone initiation, it is sufficient to use nudging in the lowest troposphere. The free HIRHAM reproduces the positive end of the N-ICE2015 temperature distribution well, but has a strong negative bias which most likely results from an under-estimation of the moisture content. An example of a

cyclone shows that nudging has an influence on the position of the high altitude lows, which in turn influences cyclone development on the ground. Furthermore, a statistical estimate of the effect of nudging on the vertical is made by means of a variance measure suitable for small ensemble sizes. It is found that the similarity of model simulations in the lower troposphere is generally higher than above and has a local minimum in 500 hPa.

In the last part of the analysis, the interaction of the upper troposphere and the lower stratosphere is investigated with data from the ERA interim reanalysis using previously examined cyclones. The position and orientation of the polar vortex produced an unusually large meridional component of the tropopause jets, which favored passage of low pressure systems into the central Arctic from the beginning of February 2015 onwards. Using a cyclone as an example, the synoptic development is compared with the theoretical assumptions about the downward impact of the stratosphere on the troposphere. The non-linear interaction between Greenland's orography, an intrusion of stratospheric air into the troposphere, and a Rossby wave propagating in the direction of the Arctic play a key role in the selected time frame. As an indicator of this interaction, horizontal signatures are identified from alternately ascending and descending air within the troposphere.

Kurzfassung

Die Arktis erwärmt sich schneller als der Rest der Erde. Ursachen und Auswirkungen dieser arktischen Verstärkung manifestieren sich in der arktischen Atmosphäre, insbesondere in der atmosphärischen Grenzschicht, die eine Schlüsselrolle bei den Austauschprozessen von Atmosphäre, Ozean und Meereis spielt. Diese Arbeit beleuchtet die Bedeutung synoptischer Zyklonen im nordatlantischen Bereich der Arktis. Dazu wird der Einfluß von synoptischen Zyklonen auf die arktische Grenzschicht sowie ihre Wechswirkungen mit verschiedenen Höhenbereichen der arktischen Atmosphäre auf lokalen bis überregionalen Skalen untersucht. Ausgangspunkt dafür sind Messdaten und Modellsimulationen für den Zeitraum der N-ICE2015 Expedition, die von Anfang Januar bis Ende Juni 2015 im arktischen Nordatlantiksektor stattgefunden hat.

Anhand von Radiosondenmessungen lassen sich Auswirkungen von synoptischen Zyklonen am deutlichsten im Winter erkennen, da sie durch die Advektion warmer und feuchter Luftmassen in die Arktis den Zustand der Atmosphäre von einem strahlungs-klaaren in einen strahlungs-opaken ändern. Obwohl dieser scharfe Kontrast nur im Winter existiert, zeigt die Analyse, dass der integrierte Wasserdampf als Indikator für die Advektion von Luftmassen aus niedrigen Breiten in die Arktis auch im Frühjahr geeignet ist. Neben der Advektion von Luftmassen wird der Einfluss der Zyklonen auf die statische Stabilität charakterisiert. Beim Vergleich der N-ICE2015 Beobachtungen mit der SHEBA Kampagne (1997/1998), die über dickerem Eis stattfand, finden sich trotz der unterschiedlichen Meereisregime Ähnlichkeiten in der statischen Stabilität der Atmosphäre. Die beobachteten Differenzen in der Stabilität lassen sich auf Unterschiede in der synoptischen Aktivität zurückführen. Ein weiterer Vergleich mit den parallel zur N-ICE2015 Kampagne gestarteten Radiosonden der AWIPEV Station in Ny-Åesund, Spitzbergen, verdeutlicht, dass synoptischen Zyklonen den Verlauf den Temperaturverlauf der Wintermonate maßgeblich bestimmen.

Des Weiteren werden für Februar 2015 die Auswirkungen von vertikal variiertem Nudging auf die Entwicklung der Zyklonen am Beispiel des hydrostatischen regionalen Klimamodells HIRHAM5 untersucht. Es zeigt sich, dass die Unterschiede zwischen den acht Modellsimulationen mit abnehmender Anzahl der genudgten Level zunehmen. Die größten Differenzen resultieren vornehmlich aus dem zeitlichen Versatz der Entwicklung synoptischer Zyklonen. Zur Kor-

rektur des Zeitversatzes der Zykloneninitiierung genügt es bereits, Nudging in den untersten 250 m der Troposphäre anzuwenden. Das freie HIRHAM reproduziert das positive Ende der N-ICE2015 Temperaturverteilung gut, besitzt aber einen starken negativen Bias, der sehr wahrscheinlich aus einer Unterschätzung des Feuchtegehalts resultiert. An Beispiel einer Zyklone wird gezeigt, dass Nudging Einfluss auf die Lage der Höhentiefs besitzt, die ihrerseits die Zyklonenentwicklung am Boden beeinflussen. Im Weiteren wird mittels eines für kleine Ensemblegrößen geeigneten Varianzmaßes eine statistische Einschätzung der Wirkung des Nudgings auf die Vertikale getroffen. Es wird festgestellt, dass die Ähnlichkeit der Modellsimulationen in der unteren Troposphäre generell höher ist als darüber und in 500 hPa ein lokales Minimum besitzt.

Im letzten Teil der Analyse wird die Wechselwirkung der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre anhand zuvor betrachteter Zyklonen mit Daten der ERA-Interim Reanalyse untersucht. Lage und Ausrichtung des Polarwirbels erzeugten ab Anfang Februar 2015 eine ungewöhnlich große Meridionalkomponente des Tropopausenjets, welche die Zugbahnen von Tiefdruckgebieten in die zentrale Arktis begünstigte. Am Beispiel einer Zyklone wird die Übereinstimmung der synoptischen Entwicklung mit den theoretischen Annahmen über den abwärts gerichteten Einfluss der Stratosphäre auf die Troposphäre hervorgehoben. Dabei spielt die nicht-lineare Wechselwirkung zwischen der Orographie Grönlands, einer Intrusion stratosphärischer Luft in die Troposphäre sowie einer in Richtung Arktis propagierenden Rossby-Welle eine tragende Rolle. Als Indikator dieser Wechselwirkung werden horizontale Signaturen aus abwechselnd aufsteigender und absinkender Luft innerhalb der Troposphäre identifiziert

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 1.1 | Wissenschaftliche Zielsetzung | 3 |
| 2 | Grundlagen | 5 |
| 2.1 | Grundgleichungen | 5 |
| 2.2 | Potentielle Vorticity | 8 |
| 2.3 | Planetare Wellen | 11 |
| 2.4 | Atmosphärische Instabilität | 12 |
| 2.5 | Grenzschicht | 14 |
| 2.6 | Kopplung von Tropo- und Stratosphäre | 17 |
| 3 | Daten und Methoden | 23 |
| 3.1 | N-ICE2015 | 23 |
| 3.1.1 | Expeditionsbeschreibung | 23 |
| 3.1.2 | Ziele der Expedition | 24 |
| 3.2 | Daten | 24 |
| 3.2.1 | Beobachtungsdaten | 24 |
| 3.2.2 | ERA-Interim Reanalyse | 27 |
| 3.2.3 | Das HIRHAM5 Modell | 27 |
| 3.3 | Analysemethoden | 29 |
| 3.3.1 | Temperaturinversionen | 29 |
| 3.3.2 | Vertikale Stabilität | 30 |
| 3.3.3 | Grenzschichthöhe | 31 |
| 3.3.4 | Eady Growth Rate | 31 |
| 3.3.5 | 2d-Skalenfilterung und -Pattern-Korrelation | 32 |
| 3.3.6 | Nudging Experiment | 33 |
| 4 | Analyse der N-ICE2015 Radiosonden | 35 |
| 4.1 | Blick auf die Troposphäre | 35 |
| 4.2 | Fallstudie zum M2-Sturm: A | 39 |
| 4.3 | Zyklonencharakteristika | 44 |
| 4.4 | Temperaturinversionen und Stabilität | 47 |
| 4.5 | Vergleich mit ERA-Interim, SHEBA und Ny-Ålesund | 52 |
| 4.6 | Résumé der Expeditionsdaten | 58 |
| 5 | Nudging Studien mit HIRHAM5 | 61 |
| 5.1 | Vergleich mit ERA-Interim | 61 |
| 5.2 | Vergleich der Simulationen | 66 |
| 5.3 | Fallstudie zum M2-Sturm: B | 71 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 5.3.1 | Synoptische Aktivität | 74 |
| 5.4 | Statistischer Vergleich | 79 |
| 6 | Einfluss der Stratosphäre | 87 |
| 6.1 | Stratosphäre im Winter 2014/2015 | 87 |
| 6.2 | Fallstudie zum M2-Sturm: C | 91 |
| 6.3 | PV als Ladung | 100 |
| 6.4 | Résumé der Beobachtungen | 102 |
| 7 | Zusammenfassung und Ausblick | 103 |
| A | Zusätzliche Abbildungen | 109 |
| B | Literaturverzeichnis | 113 |

Abbildungsverzeichnis

- 2.1 Orbit der Erde um die Sonne und Einfall der solaren Strahlung auf der Erde. 5
- 2.2 Skizze der Kräfte auf ein Luftpaket, vgl. Gl.2.1. 6
- 2.3 Strecken (i) und Stauchen (ii) eines Zylinders zwischen zwei isentropen Flächen zur Veranschaulichung der Änderung in Vorticity und Zirkulation, die einer Änderung der statischen Stabilität folgt (adaptiert aus Hoskins [1997]). 9
- 2.4 (A) Einfluss positiver i) und negativer ii) PV-Anomalie auf Stabilität und Zirkulation sowie (B) Einfluss warmer i) und kalter ii) Temperaturanomalie am Boden auf Stabilität und Zirkulation (adaptiert aus Hoskins [1997]). 10
- 2.5 Entstehung planetarer Wellen durch den β -Effekt. Die Magnitude des Coriolisparameters f nimmt zum Pol hin zu, d.h. $f_5 > f_4 > \dots$. PV-Anomalien sind entsprechend der Kennzeichnung in Abbildung 2.4 11
- 2.6 Diagramm zur baroklinen Instabilität, angelehnt an Etling [2002]. 12
- 2.7 Schema zur statischen Instabilität: i) neutral, ii) labil und iii) stabil geschichtete Atmosphäre. 13
- 2.8 Illustration des nahezu instantanen Einflusses einer stratosphären Intrusion auf Tropo- und Stratosphäre im Winter (adaptiert aus Kidston et al. [2015]). 20

- 3.1 Driftrouten der N-ICE2015 Expedition von Anfang Januar bis Ende Juni 2015. (aus Kayser et al. [2017]) 23
- 3.2 Fotoaufnahme der R/V Lance vom 24. April 2015 während Floe 3. Im Vordergrund ist das auf Holzstativen gelagerte Stromkabel zu sehen (Markus Kayser). 24
- 3.3 HIRAM5 Modelldomäne (gelb) und N-ICE2015 Eisdrift (farbig) nördlich von Spitzbergen. Es wird ein typischer Verlauf des Tropopausenjets (schwarz) angedeutet, der mit meridionalem Austausch (roter und blauer Pfeil) verbunden ist. 27
- 3.4 Schema zur Definition von Temperaturinversion nach Andreas et al. [2000]. Die Inversion wird anhand des Temperaturprofils durch die Punkte der Inversionsbasis (T_b, z_b) und des Inversionsmaximums (T_t, z_t) bestimmt. 29
- 3.5 Schema zur Erläuterung des Unterschiedes zwischen lokaler und nicht-lokaler Stabilität (adaptiert nach [Stull, 1991]). 30

- 3.6 Beschreibung der unterschiedlichen Nudgingexperimente zur Charakterisierung der Veränderung der Baroklinität. Der Nudgingbereich ist grün schattiert. 33
- 4.1 Zeit-Höhen-Schnitt bis 10 km (a) der Temperatur und (e) Temperaturanomalie (mittels 21-Tage-Mittel) aus Radiosondendaten der N-ICE2015 Expedition, mit starken (M1–M8) und schwachen Sturmevents entnommen aus [Cohen et al., 2017] (magenta and cyan Balken in (b)–(d)); (b) Temperatur in 500 hPa, (c) Bodenluftdruck gemessen an R/V Lance, und (d) Temperaturänderung über 24 h in 500 hPa. Die Fahrtabschnitte (Floe 1–4) sind im obersten Bildabschnitt entsprechend Abbildung 3.1 markiert. (aus Kayser et al. [2017]) 36
- 4.2 M2-Sturm anhand der N-ICE2015 Radiosondendaten: Bodenluftdruck gemessen an R/V Lance (blaue Linie) und Zeit-Höhen-Schnitt der (a) Temperaturanomalie ($T - T_{\text{clear}}$) und der (b) normierten spezifischen Feuchteanomalie ($\frac{SH - SH_{\text{clear}}}{SH_{\text{clear}}}$); Grenzschichthöhe berechnet mit ($Ri_{\text{crit}} = 0.25$) (schwarze Linie), Inversionsmaximums- (magenta Kreise) und Inversionsbasishöhe (schwarze Quadrate). Sondierung vom 31 Januar 00 UTC (blau), 4. Februar 12 UTC (rot), und 8. Februar 12 UTC (schwarz) gekennzeichnet durch Vertikalstriche mit den zugehörigen Profilen von (c) Temperatur, (d) spezifischer Feuchte, (e) Windgeschwindigkeit, und (f) Windrichtung im unteren Bildabschnitt. (aus Kayser et al. [2017]) 40
- 4.3 Polarstereographische Projektion mit MSLP hPa (weiße), 500 hPa geopotentielle Höhe in m (schwarz) und Wasserdampf in der Säule (Schattierung) zur Zeit (a) vor, (b) während und (c) nach dem M2-Sturmereignis, erstellt mit ERA-Interim Reanalysedaten in $2^\circ \times 2^\circ$ [Dee et al., 2011]. Eingezeichnet sind die Schiffposition und Längenschnitt in Abbildung 5 (magenta). (aus Kayser et al. [2017]) 41
- 4.4 Longituden-Höhe-Schnitt mit spezifischer Feuchte in g kg^{-1} (weiß), horizontale Windgeschwindigkeit in m s^{-1} , Windrichtung in Grad (Ende der Windfahne zeigt in Windrichtung) und Temperatur (Schattierung) zur Zeit (a) vor, (b) während und (c) nach dem M2-Sturmereignis, erstellt mit ERA-Interim Reanalysedaten in $2^\circ \times 2^\circ$ [Dee et al., 2011]. Die magenta Linie markiert die Longitude der Schiffposition. (aus Kayser et al. [2017]) 42
- 4.5 Zeitreihen des (Oben) Drucks gemessen an den Messfeldern, (Mitte) IWVs aus Radiosondenprofilen von Ny-Ålesund (blau) and N-ICE2015 (rot) sowie (Unten) Windrichtung und Windgeschwindigkeit (Schattierung) in 850 hPa aus N-ICE2015 Radiosonden. Starke und schwache Sturmevents entnommen aus [Cohen et al., 2017] (magenta and cyan Balken). Die Fahrtabschnitte (Floe 1–4) sind im obersten Bildabschnitt entsprechen Abbildung 3.1 markiert. (aus Kayser et al. [2017]) 44

- 4.6 Polarstereographische Projektion der 2m-Temperatur (Schattierung), des MSLP in hPa (weiß) sowie der geopotentiellen Höhe in 500 hPa für die synoptische Situation während des m10-Sturms am 11.6.2015 12 UTC. 46
- 4.7 Verteilung der Inversionstiefe (a,e), Temperaturdifferenz (b,f), Basistemperatur (c,g) und Basishöhe (d,h) für SBIs (rote Linie), LIs (blaue Flächen) und SIs (gelbe Linie) mit Basis unterhalb von 3000 m; grüne und schwarze Strichlinie teilen die Frühlingsprofile in 73 Aufstiege vor und 55 nach dem 24. Mai 2015 ein. (aus Kayser et al. [2017]) 47
- 4.8 Zeit-Höhen-Schnitt der nicht-lokalen statischen Stabilität ermittelt aus N-ICE2015 Radiosondenprofilen über Θ_v (Schattierung). Außerdem die Grenzschichthöhe (schwarze Linie) berechnet über $Ri_{crit} = 0,25$ und die Maxima der zugehörigen Temperaturinversion (weiß für SBIs und magenta für LIs). Starke und schwache Sturmevents entnommen aus [Cohen et al., 2017] (magenta and cyan Balken). (aus Kayser et al. [2017]) 49
- 4.9 Verteilung, als Funktion der Höhe, des vertikalen Gradienten der potentiellen Temperatur im Winter (oben) und Frühjahr (unten) für N-ICE2015 aus Radiosondenprofilen (a,e) und ERA-Interim Reanalyseprofilen, die der Schiffposition am nächsten sind (b,f), für die SHEBA Expedition (c,g) und für Ny-Ålesund aus Radiosondenprofilen. Die Summer in jedem Höhenbin (Breite= 25 m) beträgt 100%. (aus Kayser et al. [2017]). 50
- 4.10 Saisonale gemittelte Temperaturprofile (Linie) und die Standardabweichung (Strichlinie) davon für (a) Winter (JFM) und (b) Frühling (AMJ) für N-ICE2015 (rot), Ny-Ålesund 2015 (blau) und die Ny-Ålesund Langzeitdaten (1993–2014)(schwarz). Für Winter zusätzlich gemittelte Profile mit (c) geringem ($< 3 \text{ kg m}^{-2}$) und (d) hohem ($> 3 \text{ kg m}^{-2}$) IWV. (aus Kayser et al. [2017]). 53
- 4.11 Häufigkeitsverteilungen der (a) Meereisdicke und (b) Schneehöhe auf Meereis sowie (c) Zeitreihen der Schneehöhe für die Expeditionen (rot) N-ICE2015 (2015) und (schwarz) SHEBA (1997/1998). Die SHEBA Beobachtungen sind ein Komposit aus ortsfesten und Transektenmessungen mit mechanischen Methoden [Persson, 2011]. Die N-ICE2015 Beobachtungen sind ein Komposit aus routine Meereisbohrungen und elektromagnetischen Messungen (Magna Probe) [Rösel and King, 2017, Rösel et al., 2016]. Der in (c) angegebene Messfehler bezeichnet die positive und negative zentrierte Standardabweichung von Mittelwert. 54
- 4.12 Häufigkeitsverteilungen (PDFs) und saisonales Mittel (JFM) der geopotentiellen Höhe (Kontour) und deren Anomalie (Schattierung) zur Klimatologie (1990 bis 2015) auf den Druckniveaus 1000 hPa, 850 hPa und 500 hPa für die Expeditionen N-ICE2015 (2015) und SHEBA (1998). Die PDFs beziehen sich auf Datenpunkte innerhalb der in der polarstereographischen Projektion markierten Bereiche (grün, rot und blau). 56

- 5.1 Vergleich der ERA-Interim Reanalyse mit dem freien (FREE) und dem vollständig genudgeten (CTL) HIRHAM₅-Lauf für Februar 2015 anhand von Monatsmitteln charakteristischer Größen: (a–c) Druck auf Meeresniveau, (d–f) geopotentielle Höhe in 500 hPa, (g–i) 2 m–Temperatur, (j–l) integrierter Wasserdampf und (m–o) langwellige Rückstrahlung. Die in m,n und o markierten Gebiete entsprechen den Auswahlbereichen A, B und C (Abbildung 5.2). 62
- 5.2 Zeitlicher Verlauf des Drucks am Boden bzw. auf Meeresniveau sowie Häufigkeitsverteilungen für die Bereiche A,B und C aus Abbildung 5.1m–o entnommen aus der ERA-Interim Reanalyse und den meteorologischen Beobachtungen von Ny-ICE₂₀₁₅ und N-Ålesund im Februar 2015. 65
- 5.3 Zeitreihen und Häufigkeitsverteilungen der grundlegenden Bodenkenngrößen (a,b) MSLP, (c,d) 2 m–Temperatur, (e,f) IWV und (g,h) F_{down} für die ERA-Interim Reanalyse, die unterschiedlichen Modellsimulationen und bodenmeteorologischen Messungen der N-ICE₂₀₁₅ Expedition im Februar 2015. Die Werte der Kenngrößen stammen aus dem Bereich B (Abbildungen 5.1 und 5.2). 67
- 5.4 Zeithöhenschnitte (a) der Temperatur in °C und (b) der spezifischen Feuchte in g kg^{-1} im Februar 2015 anhand der Profile aus Radiosonden, extrahiert aus ERA-Interim und aus den Modellsimulationen CTL, E₁, E₂, FREE und E₅. 70
- 5.5 Charakteristika des M₂ Sturms in der CTL- (oben) und der FREE-Simulation (unten) anhand der statischen Stabilität nach Stull [1991] innerhalb der Grenzschicht (Schattierung, dimensionslos), sowie MSLP (rot, hPa), geopotentieller Höhe in 500 hPa (gestrichelt, m) und der spezifischen Feuchte (blau, g kg^{-1}). 72
- 5.6 Synoptische Aktivität vor dem M₂-Sturm für die Modellsimulationen CTL, Nd, E₁, E₂, E₃, E₄, E₅ und FREE dargestellt durch polarstereographische Projektion der Eady-Growth-Rate zwischen 850 und 500 hPa (Schattierung), die geopotentielle Höhe in 500 hPa (gestrichelt, m) und des Luftdrucks auf Meeresniveau (rot, hPa).. 75
- 5.7 Planetarer (a) und synoptischer (b) Anteil (2d-Bandpassfilter im Wellenlängenbereich) des Drucks auf Meeresniveau (Schattierung) sowie der geopotentiellen Höhe in 500 hPa (Kontur, m) für die unterschiedlichen Modellläufe am 5. Februar 2015 12 UTC. 77
- 5.8 Skizze zum Verfahren: (a) Mittelwert der Kontrollgröße \blacklozenge (z.B. CTL) und (b) ihrer Differenz zur Referenzgröße (z.B. FREE) (Schattierung) und Pattern-Korrelation zwischen Kontroll- und Referenzgröße (Kontur, in fraction). (c) zeigt die Bestimmung des Fit anhand der Referenzgröße und (d) die Verteilung der Kontrollgröße um den Fit exemplarisch in 500 hPa. Der Wertebereich für den Fit wird der 0.3-Kontur der Patternkorrelation entnommen. 82

- 5.9 Höhenabhängigkeit der normiert durch (a) die maximal unterschiedlichsten beiden Modellläufe und (b) Einordnung der einzelnen Läufe zwischen die Simulationen mit den größten Unterschieden. 83
- 6.1 Zeit-Höhen-Schnitt bis 30 km (a) der Temperatur und (e) Temperaturanomalie (mittels 21-Tage-Mittel) aus Radiosondendaten der N-ICE2015 Expedition, mit starken (M1–M8) und schwachen Sturmevents entnommen aus [Cohen et al., 2017] (magenta and cyan Balken in (b)–(d)); (b) Temperatur in 500 hPa, (c) Bodenluftdruck gemessen an R/V Lance, und (d) Temperaturänderung über 24 h in 500 hPa. Die Fahrabschnitte (Floes 1–4) sind im obersten Bildabschnitt entsprechend Abbildung 3.1 markiert. 88
- 6.2 Tägliche (a) AO (blau) und NAO(rot) Indizes sowie (b) über die Polarkalotte gemittelte 2m-Temperatur während des Winters 2014/2015 (rot) mit starken (M1–M6) und schwachen (m1–m3) Sturmevents entnommen aus [Cohen et al., 2017]. Die Streuung der Werte aus den Wintern 1979-2017 (Schattierung) sowie der Winter 2015/16 (gelb) dienen zum Vergleich; der Median (schwarz), das 25te und 75te (gestrichelt) sowie das 5te und 95 Perzentil ebenfalls. Die vertikalen Strichlinien markieren (schwarz) das minor SSW am 4. Januar 2015 und den Beginn des M2-Sturms (rot) am 3.2.2015 12 UTC. Daten der Indizes stammen aus "NOAA CPC daily AO and NAO indices"(<http://www.cpc.ncep.noaa.gov/>). 89
- 6.3 Tägliche auf ihre Standardabweichung (1979–2016) normierte (a) PCH und (a) PCPV (Schattierung) für den Winter 2014/2015. Die schwarze Kontur zeigt 0σ an. Die vertikalen Strichlinien markieren (schwarz) das minor SSW am 4. Januar 2015 und den Beginn des M2-Sturms (rot) am 3.2.2015 12 UTC. 90
- 6.4 (a) Potentielle Vorticity in 475 K bzw. (b) auf das 475 K-Level skalierte potentielle Vorticity nach [Lait, 1994] auf isentropen Flächen zur Veranschaulichung der Filamentablösung vom Polarwirbel am 2.2.2015 12UTC anhand von ERA-Interim Reanalyse-daten [Dee et al., 2011]. 92
- 6.5 Zeitlicher Ablauf des M2-Sturms an der Oberfläche, im 500 hPa-, im 300 hPa- sowie im 2PV-Niveau. Die Bodenkarte zeigt den MSLP (schwarze Kontur), der Wind in 850 hPa (magenta Pfeile) sowie die 2m-Temperatur (Schattierung); die Karten in 500 hPa und 300 hPa die Temperatur (Schattierung) und die gepotentielle Höhe in m. Im 2PV-Level sind die potentielle Temperatur Θ (Schattierung), der Druck (schwarze Kontur) und der MSLP (magenta Kontur) dargestellt. 94

- 6.6 Zusammenhang zwischen Zonalwind u (Schattierung) im 2PV-Level, geopotentieller Höhe (schwarze Kontur) in 10 hPa und potentieller Temperatur (blaue Kontur) im 2PV-Level zum Beginn der Stürme M2, M3 und m3 am 3.2.2015 18UTC, 15.2.2015 00UTC und 26.2.2015 00UTC. Die Gerade (pink) schneidet durch den geometrischen Schwerpunkt der Strukturen. 96
- 6.7 Polarstereographische Darstellung der Vertikalgeschwindigkeit in m s^{-1} (Schattierung) und der potentiellen Vorticity in PVU (Kontur) im 300 hPa-Druckniveau am Beispiel des M2-Sturms anhand von ERA-Interim Reanalysedaten [Dee et al., 2011]. Bereiche zwischen 2 und 4 PVU markieren die Tropopausenregion (gepunktet). 97
- 6.8 Längen-Höhen-Schnitte (oben) entlang der in Abbildung 6.6 zum Zeitpunkt 3.2.2015 18UTC eingezeichneten Transekte für die potentielle Vorticity (Schattierung), die potentielle Temperatur in K (schwarze Kontur) und die Vertikageschwindigkeit in m s^{-1} (rote Kontur, negativ gestrichelt). Zusätzlich (unten) Orographie (Schattierung) sowie Verlauf der 2m-Temperatur (Kreise) und Oberflächentemperatur (gepunktet). Die Daten entstammen der ERA-Interim Reanalyse [Dee et al., 2011]. 99
- 6.9 Skizze zur Erklärung der Wechselwirkung zwischen potentieller Vorticity und Orographie. Blaue und orange Kugeln repräsentieren positive und negative PV-Anomalien. Die sich ausbildenden Zentren der Vertikalgeschwindigkeit sind unabhängig von ihrer Magnitude lediglich als positiv (schwarze Linie) und negativ (schwarz gestrichelt) dargestellt. 101
- A.1 Zeit-Höhen-Schnitt bis 10 km (a) der Temperatur und (e) Temperaturanomalie (mittels 21-Tage-Mittel) aus Radiosondendaten aus Ny-Ålesund korrespondierend zur N-ICE2015 Expedition, mit starken (M1–M8) und schwachen Sturmevents entnommen aus [Cohen et al., 2017] (magenta and cyan Balken in (b)–(d)); (b) Temperatur in 500 hPa, (c) Bodenluftdruck gemessen an R/V Lance, und (d) Temperaturänderung über 24 h in 500 hPa. Die Fahrtabschnitte (Floe 1–4) sind im obersten Bildabschnitt entsprechend Abbildung 3.1 markiert. 110
- A.2 Zeit-Höhen-Schnitt bis 10 km (a) der Temperatur und (e) Temperaturanomalie (mittels 21-Tage-Mittel) aus Radiosondendaten aus Ny-Ålesund korrespondierend zur N-ICE2015 Expedition, mit starken (M1–M8) und schwachen Sturmevents entnommen aus [Cohen et al., 2017] (magenta and cyan Balken in (b)–(d)); (b) Temperatur in 500 hPa, (c) Bodenluftdruck gemessen an R/V Lance, und (d) Temperaturänderung über 24 h in 500 hPa. Die Fahrtabschnitte (Floe 1–4) sind im obersten Bildabschnitt entsprechend Abbildung 3.1 markiert. 111

Tabellenverzeichnis

| | |
|---|----|
| 2.1 Vergleich: Grenzschicht und freier Troposphäre ^a | 14 |
| 4.1 Statistik der statischen Stabilität ^a | 51 |
| 5.1 Abweichungen der Kenngrößen zu ERA-Interim ^a | 63 |

1 Einleitung

'If I had to pick a spot on the railroad tracks where the train (the Earth System) would derail, and sit in my lawn chair and watch, the Arctic is where I'd do it.' (englisches Original)

'Wenn ich einen Ort auf den Eisenbahngleisen aussuchen müsste, an dem der Zug (das Erdsystem) entgleist, während ich vom Gartenstuhl aus zuschauen würde, würde ich dafür die Arktis wählen.' (deutsche Übersetzung)

JIM WHITE

aus 'On Thin Ice' von Tom Yulsman, publiziert in *bioGraphics* (Mai 2017, California Academy of Sciences)

<http://www.biographic.com/posts/sto/on-thin-ice>

Der dramatische Anstieg der bodennahen Temperaturen in der Arktis hat diese Region zu einem Sinnbild des globalen Klimawandels gemacht. Innerhalb der letzten 25 Jahren stieg die Temperatur in der Arktis mehr als doppelt so schnell wie im übrigen Teil der Erde [Serreze and Francis, 2006, Graversen et al., 2008, Serreze and Barry, 2011]. Dieses als Arktische Verstärkung (Arctic Amplification) bezeichnete Phänomen wirkt sich auf alle Aspekte des arktischen Klimasystems aus, von denen der dramatische Rückgang des arktischen Meereises das anschaulichste Zeugnis liefert [Wang et al., 2012].

Mit Blick auf die Atmosphäre ist besonders die im Vergleich zur freien Troposphäre verstärkte Erwärmung der atmosphärischen Grenzschicht von Interesse [Serreze and Barry, 1988, Screen and Simmonds, 2010, Maturilli and Kayser, 2017]. Sie ist in den Wintermonaten am stärksten, während der größte Meereisrückgang im September verzeichnet wird. Der Eis-Albedo-Feedback liefert dafür eine logische Erklärung, indem eine größere Menge, die während der Sommermonate im Ozean gespeicherten Energie über die zunehmend größere Wasseroberfläche im Winter an die untere Troposphäre abgegeben wird [Serreze and Francis, 2006]. Allerdings scheint die Erwärmung der Grenzschicht auch ohne Eis-Albedo-Feedback stattzu-

finden [Graversen and Wang, 2009]. Demnach tragen verschiedene Rückkopplungen zur Arktischen Verstärkung bei [Pithan and Mauritsen, 2014]. Im Fall der Grenzschichtwärmung im Winter kommen beispielsweise Wasserdampf- und Wolken-Feedback in Betracht. Beide Feedbacks sind abhängig vom Wassergehalt der Atmosphäre. Da die arktische Atmosphäre über einer geschlossenen Eisdecke extrem trocken ist, muss warme feuchte Luft aus den mittleren Breiten in die Arktis transportiert werden, damit die Feedbacks einen Beitrag liefern. Woods and Caballero [2016] stellen fest, dass ein solcher Transport durch Intrusionen aus den niedrigen Breiten erfolgt, und dass einer der effektivsten Transportwege über den arktischen Nordatlantiksektor verläuft. Die Feuchte verteilt sich rasch innerhalb des Transportgebietes, sodass die Auswirkungen schnell abklingen. Die arktische Atmosphäre kann daher im Winter als System mit zwei Zuständen betrachtet werden. Der strahlungs-klare steht für Zeiten, in denen der atmosphärische Feuchtegehalt gering ist und die Oberfläche sich durch Emission thermischer Strahlung abkühlt. Der strahlungs-opake Zustand beschreibt Bedingungen, unter denen Wolken und Wasserdampf die atmosphärische Gegenstrahlung deutlich erhöhen, wodurch ein effektives Abkühlen der Oberfläche verhindert wird [Stramler et al., 2011]. Zahlreiche Vergleichsstudien atmosphärischer Messungen der SHEBA Kampagne (1997/1998) legen nahe, dass Modell und Reanalysen allein zur Untersuchung der beiden Zustände nicht ausreichen [Engström et al., 2014, Pithan and Mauritsen, 2014, Graham et al., 2017b]. So unterschätzt die ERA-Interim Reanalyse die Stärke der bodennahen Temperaturinversionen [Tjernström and Graversen, 2009].

Da die Zustände vom meridionalen Transport abhängig sind, spielen synoptische Zyklonen eine wichtige Rolle beim Übergang von einem Zustand in den anderen. Mehr oder intensivere Zyklonen würden somit einen effektiven Beitrag zur Erwärmung der unteren Atmosphärenschichten leisten. Diesem Thema wurde in den letzten beiden Wintern viel Beachtung geschenkt, da der Winter (2015/2015) der wärmste seit 1950 war [Overland and Wang, 2016], und diese große Erwärmung durch eine einzelne Zyklone verursacht wurde [Kim et al., 2017]. Unter der Fragestellung, ob starke Erwärmungsereignisse generell in den letzten Jahrzehnten zugenommen haben, konnten [Graham et al., 2017a] feststellen, dass im arktischen Nordatlantiksektor eine Zunahme der Häufigkeit und Dauer von Erwärmungen

durch den Transport von Zyklonen zu beobachten ist.

Der Transport aus den mittleren Breiten, der synoptische Zustand der Atmosphäre und die Erwärmung der unteren Atmosphärenschichten sind alle abhängig von der Zugbahn synoptischer Zyklonen in die Arktis und somit von der großskaligen Zirkulation der Atmosphäre. Ein genaues Verständnis der Wechselwirkung von synoptischen Zyklonen mit der atmosphärischen Grenzschicht und der Struktur der Atmosphäre darüber ist deshalb unerlässlich, um die beobachtete Erwärmung besser zu verstehen und zugleich Prognosen für die zukünftige Entwicklung der Arktischen Verstärkung anfertigen zu können. Dabei sind neue in situ Beobachtungen ein Schlüsselement, weil sie die Validierung von Klimamodellen und Satelliten erlauben. Allerdings sind solche in situ Datensätze gerade im arktischen Winter rar.

Die Norwegian Young Sea ICE (N-ICE2015) Expedition, die zwischen Januar und Juni 2015 in der Meereiszone nördlich von Spitzbergen stattgefunden hat, stellt einen der wenigen Datensätze zur Verfügung, der auch die Winterperiode abdeckt [Granskog et al., 2016]. Der mulitdisziplinäre Ansatz der Eisdriftkampagne beinhaltet Beobachtungen verschiedener Komponenten des Klimasystems der Arktis: der Atmosphäre, des Ozean, des Meereis, der Schneebedeckung sowie des Ökosystems. Ziel der Kampagne war es den Effekt dünnerem Meereis auf die verschiedenen Komponenten und ihre Wechselwirkungen untereinander zu untersuchen. Die Messungen der N-ICE2015 Expedition bieten demnach beste Voraussetzungen, um die mit Zyklonen assoziierten Effekte zu untersuchen.

1.1 *Wissenschaftliche Zielsetzung*

Im Fokus dieser Arbeit steht der Einfluss der synoptischen Zyklonen auf die atmosphärische Grenzschicht über Meereis mit Hilfe der atmosphärischen Messungen der N-ICE2015 Kampagne. Neben einer Charakterisierung der vertikalen Struktur der Troposphäre im gesamten Beobachtungszeitraum stehen dabei Fallstudien einzelner Zyklonenevents im Vordergrund. An ihnen lässt sich bereits Bekanntes prüfen und zugleich Details ausmachen, die in Kompositstudien an Reanalysedaten nicht betrachtet werden können. Da vorangegangene Studien gezeigt haben, dass die Arktische Verstärkung in Bodennähe stärker ist, wird im Weiteren in Modellsimulationen der Ef-

fekt von vertikal variiertem Nudging auf die Entwicklung von Zyklonen bzw. ihr Einfluss auf unterschiedliche Bereiche der Troposphäre untersucht. Dazu wird das hydrostatische regionale Klimamodell HIRHAM5 verwendet. Um ein vollständiges Bild der Wechselwirkung zwischen Atmosphäre und synoptischen Zyklonen zu erhalten, wurden außerdem mögliche Wechselwirkungspfade zwischen synoptischen Zyklonen und stratosphärischen Polarwirbel beleuchtet. Der Einfluss der Stratosphäre auf die Entwicklung der Zyklonen zeigt die komplexen Zusammenhänge der Atmosphärendynamik auf. Im Zuge dessen lässt sich auch auf.

Die Fragestellung umfasst somit den Einfluss und die Wechselwirkung synoptischer Zyklonen auf lokalen, regionalen und überregionalen Skalen.

2 Grundlagen

Das Erdsystem besteht aus fünf Komponenten: Atmosphäre, Hydrosphäre, Geosphäre, Kryosphäre und Biosphäre. Die Atmosphäre ist ein Fluid, das sich in ständiger Bewegung befindet und somit jeden Punkt auf der Erde mit jedem anderen Punkt verbindet. Den Antrieb für die atmosphärische Strömung liefern die solare Einstrahlung und die thermische Abstrahlung der Erde. Dabei sorgt die Geometrie der Erde und ihre Ausrichtung zur Sonne dafür, dass die Tropen mehr direkte Einstrahlung erhalten als die Polarregionen (Abbildung 2.1). Zudem bewirkt die Erdrotation den periodischen Wechsel von Tag und Nacht. Somit erfährt die Erde einen ungleichmäßigen Energieeintrag. Die Umverteilung dieser in das Erdsystem eingebrachten Energie erfolgt im Austausch mit den anderen Komponenten des Erdsystem über eine Vielzahl physikalischer, chemischer sowie biologischer Prozesse.

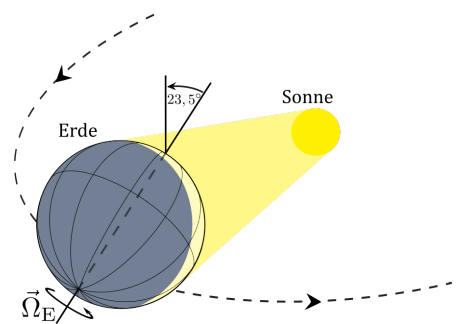


Abb. 2.1: Orbit der Erde um die Sonne und Einfall der solaren Strahlung auf der Erde.

2.1 Grundgleichungen

Die Beschreibung einer sich bewegenden Flüssigkeit erfolgt mit Hilfe ihrer Geschwindigkeitsverteilung und der zugehörigen thermodynamische Größen. Als Fluid lässt sich die Atmosphäre der Erde vollständig durch sieben Größen beschreiben: die drei Komponenten der Geschwindigkeit \vec{v} , den Druck p , die Luftdichte ρ , die Temperatur T und die Wasserdampfdichte ρ_{WV} . Um die Relationen der meteorologischen Größen untereinander wiederzugeben, benötigt man sieben Gleichungen, die in den **Grundgleichungen** (2.1)–(2.5) zusammengefasst sind. Die Gleichungen (2.1)–(2.4) basieren auf den physikalischen Erhaltungsprinzipien von Impuls, Luftmasse, Energie sowie Spurengasen, wie z.B. Wasserdampf. Zusätzlich dazu kann der thermische Zustand der Atmosphäre in guter Näherung durch die ideale Gasgleichung (2.5) beschrieben werden. Werden neben Wasserdampf auch Kondensate betrachtet, wird für den flüssigen und festen Was-

Grundgleichungen

Anstelle von Gl.2.4 für die Wasserdampfdichte, ρ_{WV} , lässt sich auch eine Gleichung für den Zusammenhang von latenter Wärme, H_L , und spezifischer Feuchte, q , verwenden;

$$L \frac{Dq}{Dt} = H_L, \quad (2.6)$$

wobei L die spezifische latente Wärme von Wasserdampf ist.

Stabilität und Gleichgewichte

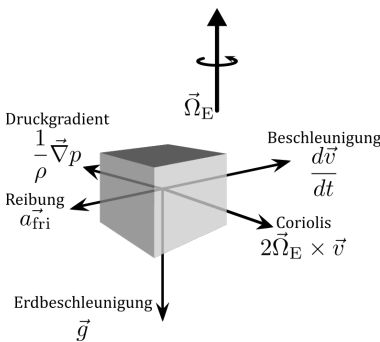


Abb. 2.2: Skizze der Kräfte auf ein Luftpaket, vgl. Gl.2.1.

Vorticity

seranteil jeweils eine Gleichung analog zu (2.4) gebraucht.

Das zu lösende Gleichungssystem lautet:

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - 2\vec{\Omega}_E \times \mathbf{v} + \mathbf{g} + \mathbf{a}_{fri} \quad \text{Bewegungsgl.} \rightarrow \mathbf{v}, \quad (2.1)$$

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{v} \quad \text{Konti.-gl.} \rightarrow \rho, \quad (2.2)$$

$$c_p \frac{DT}{Dt} = \frac{1}{\rho} \frac{Dp}{Dt} + H' \quad \text{1. Hauptsatz} \rightarrow T, \quad (2.3)$$

$$\frac{D\rho_{WV}}{Dt} = -\rho_{WV} \nabla \cdot \mathbf{v} + W' \quad \text{Budget}_{H_2O_v} \rightarrow \rho_{WV}, \quad (2.4)$$

$$p = \rho RT \quad \text{ideale Gasgl.} \rightarrow p, \quad (2.5)$$

wobei $\vec{\Omega}_E$ die Rotationsfrequenz der Erde, \vec{a}_{fri} die Beschleunigungen durch Reibung, c_p die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck und R die allgemeine Gaskonstante bezeichnen. Die Terme H' und W' fassen Quellen und Senken von diabatischer Wärme bzw. Wasserdampf zusammen; $\frac{D()}{Dt}$ ist die materielle Ableitung.

Obwohl die Luft der Atmosphäre kompressibel ist, kann die Strömung näherungsweise als inkompressibel, $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$, betrachtet werden. Weiterhin ist es hilfreich, die Bewegung von Luftpaketen in (2.1) in vertikale und horizontale Komponenten zu separieren. Dadurch wird die Bewegung als durch Stabilität bedingtes vertikales Aufsteigen und Absinken sowie das Wirken horizontaler Kräfte im Gleichgewicht betrachtet (Abbildung 2.2). Die am besten geeignete vertikale Koordinate ist demnach diejenige, in der (2.1)–(2.5) je nach Fragestellung die simpelste Form annehmen. Welche Kräfte sich im Gleichgewicht befinden und welche sich vernachlässigen lassen, ist abhängig von der räumlichen und zeitlichen Skala des Zirkulationssystems, der atmosphärischen Schichtung und den Reibungstermen. Zum Beispiel spielen Reibung und Trägheit in einer nicht zu schnellen, horizontalen Strömung der freien Troposphäre keine Rolle, wodurch sich Luftpakete gleichförmig bewegen, bestimmt durch das Gleichgewicht von Druckgradient- und Corioliskraft (Geostrophes Gleichgewicht). Ist das System hingegen klein, mit einer schnellen Zirkulation, ist die Corioliskraft vernachlässigbar, aber die Trägheit nicht (Zyklostrophes Gleichgewicht). Tragen sowohl Corioliskraft, als auch Trägheit zur Bewegung bei, spricht man vom Gradientenwind.

Eine weitere fundamentale Größe in der Fluidodynamik, die horizontale und vertikale Komponenten verknüpft, ist die Vorticity $\zeta =$

$\nabla \times \mathbf{v}$. Sie ist eine Eigenschaft, die an den Luftpaketen haftet und mit ihnen transportiert wird. Bezogen auf ein rotierendes Bezugssystem wie die Erde muss die Referenzgeschwindigkeit $\mathbf{v}_{\text{ref}} = \vec{\Omega}_E \times \vec{r}$ zusätzlich einbezogen werden. Man definiert die absolute Vorticity $\zeta_a = \nabla \times (\mathbf{v} + \mathbf{v}_{\text{ref}}) = \zeta + 2\vec{\Omega}_E$, wobei ζ_a in einer reibungsfreien, inkompressiblen Strömung erhalten bleibt. Es gilt nach Hoskins et al. [1985]:

$$\frac{D\left(\frac{\zeta_a}{\rho}\right)}{Dt} = \left(\frac{\zeta_a}{\rho} \cdot \nabla\right) \mathbf{v} - \left(\frac{1}{\rho}\right) \nabla \left(\frac{1}{\rho}\right) \times \nabla p, \quad (2.7)$$

Dabei beschreibt der erste Term auf der rechten Seite die Streckung und Verdrehung durch das Geschwindigkeitsfeld. Der zweite Term wird als Solenoid- oder Baroklinitätsterm bezeichnet und beschreibt die Änderung der Vorticity durch sich schneidene Druck- und Dichteflächen. Ist die Flüssigkeit inkompressibel oder ihre Schichtung barotrop, d.h. $\nabla \rho \times \nabla p = 0$, reduziert sich (2.7) auf den 1. Helmholtz'schen Wirbelsatz.

Wird das System nichtlinearer, partieller Differentialgleichungen (2.1)–(2.5) als Ausgangspunkt einer Untersuchung von Beobachtungsdaten verwendet, reflektieren die Daten lediglich einen räumlich und/oder zeitlich mittleren Zustand der meteorologischen Felder [Kagan, 1997]. Demnach tragen auch kleinskalige Fluktuationen zum Messwert und dessen Änderung bei, was durch Wahl eines geeigneten Mittels berücksichtigt werden muss. Eine dafür geeignetes Mittel von Messgrößen folgt den Überlegungen von Osborne Reynolds [Reynolds, 1895]. Für den Glättungsoperator gilt, dass sich eine Größe in einen Mittelwert und die Abweichung von diesem aufteilen lässt:

Reynoldsmittel

$$A = \bar{A} + A', \quad (2.8)$$

Nach den Reynolds Bedingungen verschwindet das Mittel der Abweichung, allerdings nicht das Mittel über Produkte von Abweichungen [Etling, 2002]. Daher kommen bei der Reynoldsmittelung nicht-lineare Kovarianz-Terme der Art $\overline{A'B'}$ hinzu. Sie beschreiben den Transport einer Größe abweichend vom mittleren Zustand der Atmosphäre. Daher ist das Reynoldsmittel essentiell, um den mittleren Effekt synoptischer Zyklonen durch z.B. Turbulenz, Schwerewellen etc. zu untersuchen.

Nach Anwenden der zeitlichen Reynoldsmittelung auf die Grundgleichungen ergeben sich die mittleren Gleichungen in kartesischen

Koordinaten zu:

$$\frac{D\bar{u}}{Dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + f\bar{v} - f^*\bar{w} - \nabla \cdot \overline{\mathbf{v}'u'} + \bar{a}_{\text{fri},x} \quad (2.9)$$

In den gemittelten Gleichungen 2.9–2.14 ist die Dichte, ρ , als zeitlich konstant angenommen und Gl. 2.6 wurde anstatt 2.5 verwendet. Analoge Gleichungen ergeben sich bei einer räumlichen Reynoldsmitteilung.

$$\frac{D\bar{v}}{Dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + f\bar{u} - \nabla \cdot \overline{\mathbf{v}'v'} + \bar{a}_{\text{fri},y} \quad (2.10)$$

$$\frac{D\bar{w}}{Dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + f^*\bar{u} - \nabla \cdot \overline{\mathbf{v}'w'} - g + \bar{a}_{\text{fri},z} \quad (2.11)$$

$$\frac{D\bar{\rho}}{Dt} = -\bar{\rho} \nabla \cdot \bar{\mathbf{v}} \quad (2.12)$$

$$c_p \frac{D\bar{T}}{Dt} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{D\bar{p}}{Dt} = \bar{H}' - \nabla \cdot \overline{\mathbf{v}'T'} \quad (2.13)$$

$$L \frac{D\bar{q}}{Dt} = \bar{H}_L - \nabla \cdot \overline{\mathbf{v}'q'} \quad (2.14)$$

Die zusätzlichen Divergenzterme in den Gln. 2.9–2.11 sowie Gln. 2.13 und 2.14 sind die turbulenten Advektionsterme des Impuls-, Wärme- und Feuchteflusses. Daher werden die Kovarianz-Terme auch als Eddy-Flussterme bezeichnet. Einerseits wird das Gleichungssystem durch sie unbestimmt, weshalb sie im numerischen Experiment parametrisiert werden müssen. Andererseits sind sie hilfreich für die Diagnostik der Atmosphärischen Zirkulation, da sie die gesuchte Information über den Transport durch Turbulenz, Wellen und synoptische Zyklone beinhalten.

2.2 Potentielle Vorticity

Zur Untersuchung der Dynamik der atmosphärischen Strömung und großskaligen Vertikalbewegung, z.B. in synoptischen Zyklonen, hat sich die quasi-geostrophe Näherung bewährt (QG-Näherung). Sie teilt den Horizontalwind in geostrophe und ageostrophe Komponenten, $\mathbf{v}_h = \mathbf{v}_g + \mathbf{v}_a$. In der QG-Näherung werden die Trägheitskräfte nicht vollständig vernachlässigt, wodurch sich das Gleichungssystem (2.1)–(2.5) durch eine Flachwassernäherung für kleine Rossby-Zahlen¹ vereinfachen lässt. Ist zudem $f \gg \zeta$, lässt sich der Coriolisparameter auf einer β -Ebene approximieren, $f = f_0 + \beta y$ mit $\beta = \partial f / \partial y$. Daher wird in der Vorticitygleichung (2.7) explizit nur die Vertikalkomponente berücksichtigt:

¹ definiert durch $Ro = \frac{(\text{Trägheitskräfte})}{(\text{Corioliskraft})}$

$$\frac{\tilde{D}(f + \zeta_g)}{Dt} = f_0 \frac{\partial w}{\partial z}, \quad (2.15)$$

mit der geostrophischen, materiellen Ableitung $\frac{\tilde{D}(\cdot)}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_g \cdot \nabla_h$ und der Vertikalkomponente der relativen, geostrophischen Vorticity ζ_g .

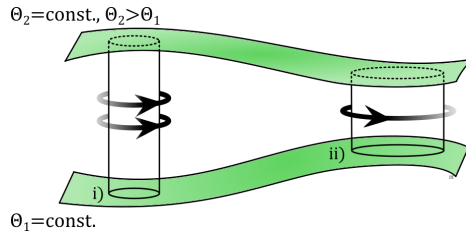


Abb. 2.3: Strecken (i) und Stauchen (ii) eines Zylinders zwischen zwei isentropen Flächen zur Veranschaulichung der Änderung in Vorticity und Zirkulation, die einer Änderung der statischen Stabilität folgt (adaptiert aus Hoskins [1997]).

Die QG-thermische Gleichung hat die Form:

$$\frac{\tilde{D}}{Dt} \left(\frac{g\Theta'}{\Theta_0} \right) = -N^2 w, \quad (2.16)$$

wobei die potentielle Temperatur in ein höhenabhängiges Mittel und dessen Abweichung aufgeteilt wird, $\Theta = \bar{\Theta}(z) + \Theta'$ und $N^2 = \frac{g}{\Theta_0} \frac{d\bar{\Theta}}{dz}$ die Brunt-Väisälä-Frequenz [Hoskins, 1997]. Θ_0 bezeichnet einen Referenzzustand des Θ -Feldes.

Durch Elimination von w lässt sich aus (2.15) und (2.16) eine hilfreiche Erhaltungsgröße gewinnen, die als quasigeostrophe potentielle Vorticity q_g (QGPV) bezeichnet wird. Es gilt:

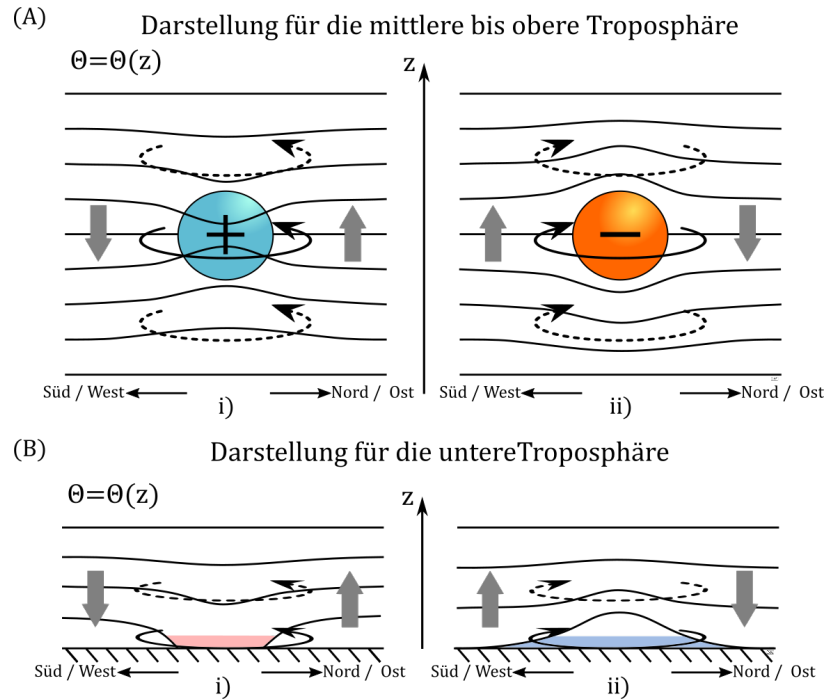
$$\frac{\tilde{D}q_g}{Dt} = 0, \text{ mit } q_g = f + \zeta_g + f_0 \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{g}{N^2} \frac{\Theta'}{\Theta_0} \right). \quad (2.17)$$

Befindet sich im Referenzzustand das System in Ruhe und ist die Temperaturschichtung uniform, so entspricht die QGPV des Systems der Erdvorticity f . Da q_g für reibungsfreie Strömungen und abiabatische Bewegungen erhalten ist, führt eine Vergrößerung des Abstandes zweier Isentropen zur Zunahme an positiver, relativer Vorticity – zyklonale Bewegung – und umgekehrt, vgl. Abbildung 2.3. Zu bemerken ist, dass q_g nur für geostrophe Strömungen unter quasigeostrophen Bedingungen erhalten ist. Auch im nicht-genäherten Fall existiert eine Erhaltungsgröße, welche Vorticity und potentielle Temperatur verknüpft. Die als potentielle Vorticity (PV) P bezeichnete Größe bleibt entlang der Strömung erhalten solange Reibung und diabatische Effekte vernachlässigbar sind [Hoskins, 1997, Ertel, 1942]:

$$P = \frac{1}{\rho} \zeta \cdot \nabla \Theta. \quad (2.18)$$

Der Gradient in (2.18) macht auf ein Problem in der Anwendung von potentieller Vorticity deutlich: Die Größe ist zwar für die jeweilige horizontale Strömung erhalten, allerdings steigt ihr Wert exponenti-

Abb. 2.4: (A) Einfluss positiver i) und negativer ii) PV-Anomalie auf Stabilität und Zirkulation sowie (B) Einfluss warmer i) und kalter ii) Temperaturanomalie am Boden auf Stabilität und Zirkulation (adaptiert aus Hoskins [1997]).



ell mit der Höhe an. Daher ist es schwierig, PV-Felder unterschiedlicher vertikaler Niveaus zu vergleichen. Als Lösung schlägt Lait [1994] eine modifizierte potentielle Vorticity (MPV) vor, die mit Hilfe der potentiellen Temperatur skaliert wird: $MPV = P (\Theta/\Theta_0)^{-9/2}$, wobei Θ_0 einem Referenzniveau entspricht, z.B. 420 K.

Neben der Eigenschaft als Erhaltungsgröße lassen sich über die Kenntnis der PV- bzw. der QGPV-Verteilung durch Inversion der Gleichungen die meteorologischen Felder von Druck, Temperatur, Geopotential usw. gewinnen. Voraussetzung dafür ist die Wahl geeigneter Randbedingungen und Referenzzustände sowie geeigneter Gleichgewichtsbedingungen, die nichtlinearen Wechselwirkungen Sorge tragen [Hoskins et al., 1985]. Diese Eigenschaft ist als Invertierbarkeitsprinzip bekannt, soll hier aber dazu dienen, dass das skalare PV-Feld und seine Änderung als Indikator für dynamische Prozesse in der Atmosphäre dienen. Solche Änderungen lassen sich anschaulich als räumliche PV-Anomalien betrachten. Abbildung 2.4–(A) zeigt den Meridionalschnitt durch eine positive(negative) PV-Anomalie und ihre Auswirkung auf die Umgebung. Da die Isentropen innerhalb der Anomalie näher(entfernter) zusammen liegen als außerhalb, muss dort die Vorticity größer(kleiner) als f sein und eine zyklonale(antizyklonale) Bewegung entstehen. Existiert zudem ein positiver Gradient des gestrophen Windes, kommt es zum Aufsteigen(Absinken) in Richtung

der Strömung und Absinken(Aufsteigen) in Gegenrichtung. So sinken(steigen) Luftmassen bei einer Zunahme des Zonalwindes mit der Höhe westlich einer positiven(negativen) PV-Anomalie. Der gleiche Effekt einer PV-Anomalie in der Atmosphäre entsteht durch eine positive(negative) Anomalie der Oberflächentemperatur (Abbildung 2.4-(B)). Mit anderen Worten, das Auftreten von Störungen in der Umgebung einer PV-Anomalie ist eng mit der Richtung des PV-Gradienten verknüpft [Hoskins et al., 1985].

Der eben beschriebene Einfluss von PV-Anomalien auf die Umgebung ist aus physikalischer Sicht besonders interessant, da er eine Analogie zur Elektrostatik darstellt. Thorpe and Bishop [1995] und Bishop and Thorpe [1994] haben gezeigt, dass die PV-Anomalie ein Analogon zur elektrischen Ladung ist und sich Änderungen der Stabilität in der Umgebung einer PV-Anomalie wie durch freie Ladungen induzierte Oberflächenladungen betrachten lassen.

2.3 Planetare Wellen

Die QGPV lässt sich wie die absolute Vorticity anteilig in durch Erdrotation und durch Strömung verursacht aufteilen, $q_g = q_{\text{ref}} + q'_g$, d.h. der planetare Anteil q_{ref} ist direkt abhängig von f . Die Analogie zwischen PV-Anomalie und elektrischer Ladung liefert eine anschauliche Erklärung zur Entstehung von planetaren Wellen, auch Rossby-Wellen genannt, die weder Druckgradient, Corioliskraft noch absolute Vorticity direkt betrachtet [Bishop and Thorpe, 1994]. Erfährt ein Luftpaket innerhalb eines konstanten Grundstromes durch eine ortsfeste Meridionalzirkulation eine Auslenkung Richtung Pol, entsteht durch die Verschiebung ein lokaler PV-Dipol. Dieser stationäre Dipol induziert weitere PV-Anomalien des jeweils anderen Vorzeichens, die ebenfalls PV-Anomalien nach sich ziehen. Auf diese Weise entsteht ein Wellenzug aus alternierenden PV-Dipolen, dessen Magnitude von der Größenordnung der Auslenkung des Grundstroms durch die meridionale Störung und der lokalen Änderung des Coriolisparameters mit der Breite β abhängt. Dieser Effekt wird β -Effekt genannt (Abbildung 2.5). Änderungen des Grundstroms sind durch orographische Erhebungen, diabatische Wärmequellen, z.B. durch Land/Meer-Kontraste und atmosphärische Instabilitäten verursacht.

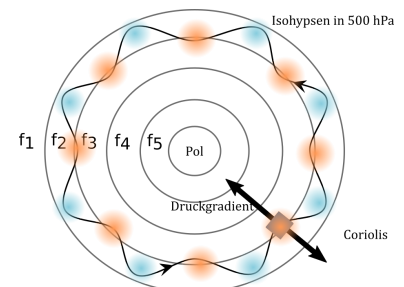


Abb. 2.5: Entstehung planetarer Wellen durch den β -Effekt. Die Magnitude des Coriolisparameters f nimmt zum Pol hin zu, d.h. $f_5 > f_4 > \dots$. PV-Anomalien sind entsprechend der Kennzeichnung in Abbildung 2.4

Für die Phasengeschwindigkeit der Welle gilt [Etling, 2002]:

$$c = u_0 - \frac{\beta L^2}{4\pi^2}, \quad (2.19)$$

wobei u_0 den zonalen Grundstrom und L die Wellenlänge bezeichnen. Demnach propagiert die Phase planetarer Wellen relativ zum Grundstrom nach Westen, die Gruppengeschwindigkeit jedoch nach Osten [Reuter et al., 2001]. Der Wellenlängenbereich bewegt sich für Wellenzahlen von 2–6 im Bereich von ca. 28 000–5000 km auf Zeitskalen von einigen Monaten bis 10 Tagen. Dieser Wellentyp bestimmt das großskalige meteorologische Geschehen, weil er die Lage von Hoch- und Tiefdruckgebieten steuert und zum Austausch von Wärme und Impuls zwischen niedrigen und hohen Breiten beiträgt.

Neben planetaren Wellen können noch weitere Wellentypen in der Atmosphäre propagieren, die man nach ihrer Entstehungsart einordnet: barokline Wellen (1000–5000 km), Schwerewellen (100–1000 km) und Schallwellen (0.05–10 m).

2.4 Atmosphärische Instabilität

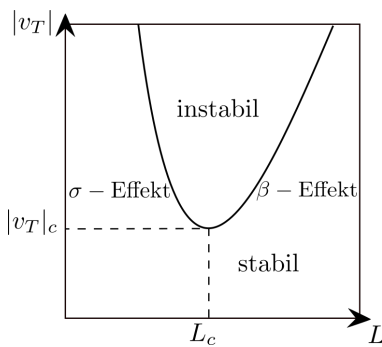


Abb. 2.6: Diagramm zur baroklinen Instabilität, angelehnt an Etling [2002].

Die in Abschnitt 2.3 beschriebene Anregung planetarer Wellen findet in einer barotropen Atmosphäre statt, in der sich die Wellen nur horizontal ausbreiten. Hier fallen Flächen konstanten Druckes und Dichte zusammen, d.h. $\rho = \rho(p) = \rho[p(x, y, z)]$. Sind Druck- und Temperaturflächen zueinander geneigt, spricht man von einer baroklinen Atmosphäre, d.h. $\rho = \rho(x, y, p) = \rho[p(x, y, z)]$ (vgl. die Vorticitygleichung (2.7)). Diese sind die Voraussetzung für barokline Instabilität, die vor allem auf synoptischen Skalen wichtig ist. Sie zählt neben der statischen Instabilität zu den wichtigsten Instabilitäten der Atmosphäre. Allgemein kann die Instabilität atmosphärischer Wellen wie die anderer Wellen durch das exponentielle Wachstum der Wellenamplitude $\Psi(\mathbf{x}, t)$ beschrieben werden, das durch den komplexen Anteil der Frequenz ω bestimmt ist: $\Psi(\mathbf{x}, t) = \Psi_0 e^{i(\kappa \mathbf{x} + \omega t)}$ mit $i = \sqrt{-1}$, $\omega = \omega_{re} + i\omega_{im}$, dem Wellenvektor κ und der Initialamplitude $\Psi_0 = \Psi(0, 0)$. Im baroklinen Fall lässt sich das anschaulich durch das Zusammenspiel von thermischem Wind und Störung des Grundstroms erläutern. Es muss ein thermischer Wind existieren, definiert durch die thermische Windbeziehung

$$\frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial z} = \frac{g}{fT} \hat{\mathbf{k}} \times \nabla_h T. \quad (2.20)$$

Überschreitet der thermische Wind einen kritischen Wert $|\mathbf{v}_T|$ und ist zugleich die Störung des Grundstroms ausreichend groß, L_c , kann die Störung an kinetischer Energie gewinnen auf Kosten der potentiellen Energie der Schichtung. Die entstehenden baroklinen Wellen wachsen schnell an und wechselwirken nichtlinear mit dem Grundstrom. Stabilisierende Effekte sind auf kleinen Skalen das Anwachsen der statischen Stabilität – σ -Effekt – mit sinkender Baroklinität und auf großen Skalen der bereits beschriebene β -Effekt (Abbildung 2.6). In mittleren und hohen Breiten ist die barokline Instabilität hauptverantwortlich für die Entstehung barokliner Rossby-Wellen. Die so in der Westwindzone entstehenden synoptischen Zyklonen tragen wesentlich zum Abbau des meridionalen Temperaturgradienten bei.

Die statische Instabilität ist notwendig, um zu verstehen, wie barokline Wellen aus dem meridionalen Temperaturgradienten Energie gewinnen. Auch im Fall der statischen Instabilität muss ω einen Imaginärteil besitzen. Als Indikator für ω_{im} dient die Brunt-Väisälä-Frequenz: $N^2 < 0$. Abbildung 2.7 zeigt stark vereinfacht die drei möglichen Stabilitätszustände: neutral, labil und stabil. Wird in einer neutralen Temperaturschichtung Luftpaket A mit B getauscht, hat seine Umgebung eine geringere bzw. höhere Dichte, wodurch die Auftriebskraft sie wieder in ihre Ausgangslage zu lenken versucht. Im labilen Fall ist die ambiente Dichte nach Vertauschen höher bzw. geringer, und die Luftpakete steigen bzw. sinken weiter. Das Zweipakete-System senkt somit stetig seinen Schwerpunkt und gewinnt so kinetische Energie. Im Fall einer stabilen Schichtung wird der Schwerpunkt des Systems sogar angehoben – d.h. kinetische muss in potentielle Energie umgewandelt werden, damit der Prozess stattfindet. Auf diese Weise wird klar, wie eine Reduktion der statische

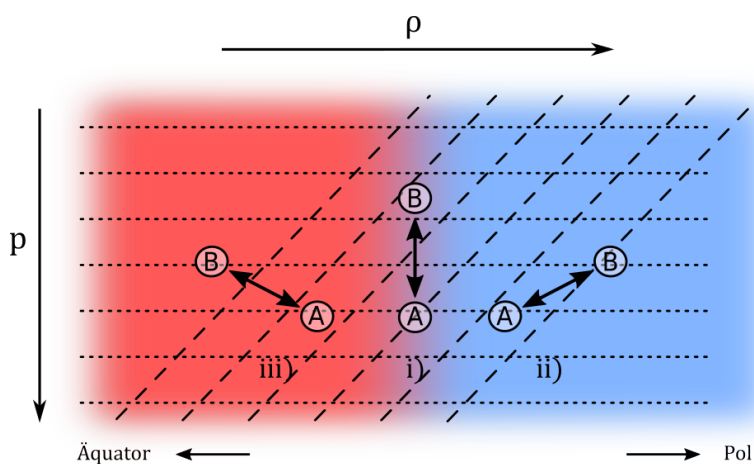


Abb. 2.7: Schema zur statischen Instabilität: i) neutral, ii) labil und iii) stabil geschichtete Atmosphäre.

Stabilität barokline Instabilität begünstigt bzw. eine Stärkung der statische Stabilität barokline Instabilität unterbindet.

2.5 Grenzschicht

Die statische Stabilität ist über alle Skalen hinweg einer der wichtigsten Faktoren zur Charakterisierung der Atmosphäre. Das gilt insbesondere für die planetare Grenzschicht (PBL), die den Teil der Troposphäre ausmacht, der unmittelbar durch die Erdoberfläche und von ihr ausgehende Antriebe beeinflusst wird [Stull, 1988]. Diese durchschnittlich nur 1–2 km hohe Schicht erfährt ihren Antrieb durch die Abstrahlung der Oberfläche in Form von turbulenten Wärme- und Impulsflüssen und nur indirekt durch die solare Einstrahlung. Im Des Weiteren haben physikalische Prozesse in Relation zu Wolken großen Einfluss auf den Antrieb der PBL. Der wichtigste Transportprozess innerhalb der PBL ist die kleinskalige Turbulenz – d.h. sowohl Reibung als auch diabatische Wärme sind zu berücksichtigen. Die wesentlichen Unterschiede zur freien Atmosphäre sind in Tabelle 2.1 gelistet. Da der Fokus dieser Arbeit auf Interaktion synop-

Tab. 2.1: Vergleich: Grenzschicht und freier Troposphäre^a

| Eigenschaft | planetare Grenzschicht | freie Atmosphäre |
|-------------------|---|---|
| Turbulenz | kleinskalig – bis zu Größe der Schichtdicke | großskalig – Wolkenkonvektion bis Rossby-Wellen |
| Reibung | Reibung am Boden, große Dissipation | innere viskose Reibung, geringe Dissipation |
| Dispersion | rapides turbulentes Mischen in 3D | horizontale Advektion, molekulare Diffusion |
| Wind | logarithmisches Windprofil; ageostrophe, nicht-isobare Strömung | annähernd geostroph |
| Vertikaltransport | Turbulenz dominiert | mittlerer Wind, großskalige Subsidenz |
| Schichtdicke | 100 m bis 3 km – variiert auf kurzen Zeitskalen | 8 bis 18 km (oberer Rand)– variiert langsam |

^aadaptiert aus Stull [1988].

tischer Zyklonen mit der Atmosphäre liegt, beschränkt sich dieser

Abschnitt auf atmosphärische Bedingungen, die zur Turbulenz führen oder diese erhalten – angelehnt an die Darstellung in Laikhtman [1964]. Es ist offensichtlich, dass zur Charakterisierung des Energie-transportes innerhalb der Grenzschicht das Auftreten von Turbulenz und die Variation der Turbulenzintensität unerlässlich sind. Allerdings sorgt die chaotische Dynamik ausgeprägter Turbulenz dafür, dass die in den Eddies enthaltene kinetische Energie kontinuierlich über alle Skalen verteilt ist. Die Grenzschichtdicke und die Dissipation in Wärme beschränken dieses Energiespektrum, auf großen sowie kleinen Skalen – d.h. das Spektrum besitzt ein Maximum. Ein Eddy mit charakteristischer Länge λ , Geschwindigkeit relativ zum Grundstrom Δv_λ und potentieller Temperatur relativ zur Umgebung $\Delta\Theta_\lambda$, der für eine Zeit $\tau_\lambda = \lambda/\Delta v_\lambda$ existiert, entzieht der Umgebung pro Zeiteinheit die kinetische Energie $E_\lambda^{\text{KE}} \sim \frac{\Delta v_\lambda^3}{\lambda}$. Pro Zeiteinheit wird durch viskose Reibung die Energie $E_\lambda^{\text{fric}} \sim \nu \left(\frac{\Delta v_\lambda}{\lambda}\right)^2$ dissipiert und zusätzlich die Arbeit gegen die Auftriebskraft $E_\lambda^\Theta \sim \frac{g}{\Theta} \Delta\Theta_\lambda \Delta v_\lambda$ vom Eddy verrichtet. Demnach existieren der Eddy und damit die Turbulenz solange die Ungleichungen (I) $E_\lambda^{\text{KE}} > E_\lambda^{\text{fric}}$ und (II) $E_\lambda^{\text{KE}} > E_\lambda^\Theta$ erfüllt sind. (I) lässt sich durch die dimensionslose Reynoldszahl² Re ausdrücken, als $Re > 1$. Die Erdatmosphäre erfüllt diese Bedingung generell. Bedingung (II) führt auf die dimensionslose Richardsonzahl³ Ri , die das Verhältnis von Auftrieb zu Windscherung widerspiegelt und besagt, dass $Ri < 1$ erfüllt sein muss. Folglich kann auch bei stabiler Temperaturschichtung eine ausreichend starke Windscherung Turbulenz ermöglichen – dynamische Instabilität. Genauere Untersuchungen von (II) demonstrieren, dass die Strömung innerhalb der Grenzschicht für $Ri < 0,25$ stets turbulent ist, und für $0,25 < Ri < 1$ turbulent bleibt, aber nicht zwangsläufig turbulent wird [Taylor, 1931, Gryning and Batchvarova, 2002, Zilitinkevich and Baklanov, 2002, Zhang et al., 2014]. Mit wachsender Richardsonzahl wächst die Stabilität der Atmosphäre, und die Turbulenz wird abgeschwächt. Somit ist die Stabilität äußerst wichtig zur Charakterisierung der PBL.

Die arktische Grenzschicht im Winter, wie sie über der geschlossenen Eisdecke zu finden ist, stellt einen Extremfall der oben beschriebenen Bedingungen da. Die durch den Tagesgang in den mittleren Breiten verursachten täglich Schwankungen innerhalb der Grenzschicht sind vernachlässigbar. Änderungen treten immer nur dann auf, wenn die synoptische Situation sich ändert. Unter ruhigen Be-

² definiert durch $Re = \frac{\text{Trägheitkraft}}{\text{viskose Reibung}}$

³ definiert durch $Ri = \frac{\text{Turbulenzproduktion d. Auftrieb}}{\text{Turbulenzproduktion d. Windscherung}}$

dingungen gibt es kaum tiefe Wolken und die Oberfläche kühlt stärker aus als die darüber liegende Grenzschicht. Dadurch bildet sich eine starke bodenbasierte Temperaturinversion, die zwischen 1–2 km dick sein kann. Ein turbulenter Eddy muss also viel Arbeit gegen die Auftriebskraft verrichten, um existieren zu können. Die turbulente kinetische Energie ist gering. Ändert sich die synoptische Situation, z.B. durch die Advektion warmer Luft aus den mittleren Breiten, ist die Antwort der Grenzschicht abrupt: die Stabilität ändert sich mit der Verdrängung der Inversion durch Warmluft hin zu neutralen oder instabilen Bedingungen; die hohen Windgeschwindigkeiten lassen die Windscherung anwachsen; oftmals bilden sich tiefe Wolken, die ein rapides Auskühlen der Oberfläche verhindern.

Dieser Transport von atmosphärischer Energie ist äußerst wichtig für die Grenzschicht im arktischen Winter. In dieser Zeit lässt sich die Atmosphäre in guter Näherung als ein System mit zwei charakteristischen Zuständen beschreiben: einem 'klaren' Zustand, der ideale Bedingungen für thermische Ausstrahlung und somit sehr tiefe Temperaturen an der Oberfläche liefert, und einem 'opaken' Zustand, der durch dichte Bewölkung thermische Ausstrahlung verhindert und sich durch ungewöhnlich warme Temperaturen in der Nähe der Oberfläche auszeichnet. Die Temperaturdifferenzen zwischen diesen Zuständen können mehr als 30°C betragen. Der Übergang zwischen den Zuständen erfolgt abrupt, sodass er statistisch nicht von Bedeutung ist [Stramler et al., 2011, Graham et al., 2017b].

Ursache für den Wechsel von einem in den anderen Zustand sind Veränderungen in der meridionalen Advektion, z.B. von 'klar' zu 'opake' durch den Transport von Wärme und Feuchte assoziiert mit synoptischen Zyklonen [Woods et al., 2013, Woods and Caballero, 2016, Kayser et al., 2017]. Im Bereich der Advektion treten Veränderungen entlang der gesamten Troposphäre und der unteren Stratosphäre auf: in der Grenzschicht wird die bodenbasierte Temperaturinversion durch eine mit Wolken assoziierte gehobene Inversion ersetzt; die Warmluftadvektion ändert die Stabilität bis in die obere Troposphäre; der Tropopausenjet und die Tropopause verändern ihre Position. Umgekehrt führt eine bodennahe Antizyklone zur Ausbildung einer starken bodenbasierten Temperaturinversion, die charakteristisch für den 'klaren' Zustand ist. Aufgrund der stark synoptisch getriebenen Veränderungen spricht im Fall des 'klaren' Zustands auch von einer weitgehend entkoppelten Grenzschicht, da

kaum turbulenter Wärmetransport in der Vertikalen erfolgt.

2.6 *Kopplung von Tropo- und Stratosphäre*

Die Strahlungsbilanz innerhalb der Atmosphäre ist einer der wichtigsten Faktoren für das Klimasystem, da sie die Oberflächentemperatur antreibt und somit die Verteilung der diabatischer Wärmequellen bestimmt. Die Spurengase der Stratosphäre, allen voran Ozon, besitzen großen Einfluss auf den Strahlungsantrieb. Da der Fokus dieser Arbeit auf der dynamischen Kopplung beider Atmosphärenschichten im Zusammenhang mit synoptischen Zyklonen liegt, wird der Einfluss der Spurengase in der Stratosphäre hier nicht weiter verfolgt.

Obwohl sich Tropo- und Stratosphäre in vielen Aspekten unterscheiden, wie z.B. Zusammensetzung, Temperaturgradient, Turbulenz etc., sind beide Teil eines kontinuierlichen Mediums. Der Austausch zwischen den Atmosphärenschichten ist zwar durch die Tropopause gehemmt, aber nicht unterbunden. Masse, Impuls, Wärme sowie Spurenstoffe werden stetig ausgetauscht, sodass sich die einzelnen Komponenten gegenseitig beeinflussen können. Die Untersuchung der Austauschprozesse ermöglicht es, Rückschlüsse auf die Dynamik der Atmosphäre zu ziehen. Im Fall von Tropo- und Stratosphäre, offeriert die Ausbreitung von barotropen und baroklinen Rossby-Wellen sowie von Schwerewellen einen Einblick in die Kopplungsdynamik. Die Brewer-Dobson-Zirkulation der Stratosphäre lässt sich beispielsweise durch das Brechen planetarer Wellen in der Stratosphäre der Winterhemisphäre und die daraus resultierende Abschwächung des Polarjets erklären [Holton et al., 1995]. Ohne eine explizite Betrachtung der Strahlungsprozesse reduziert sich die Untersuchung der Tropo-/Stratosphärenkopplung auf folgende Fragen: Wodurch werden atmosphärische Wellen angeregt, wie breiten sie sich aus, und was führt zur ihrer Dissipation?

Rossby-Wellen entstehen durch die Störung des Grundstroms durch Orographie und diabatische Wärmeanomalien sowie durch barokline Instabilität. In der Troposphäre breiten sie sich in der Regel frei aus, aber die Stratosphäre erreichen sie nur im Winter, bei nicht zu starken Westwinden, wie in [Charney and Drazin, 1961] auf Basis linearer Wellentheorie und den Annahmen eines konstanten zonalen Grundstromes \bar{u} und uniformer Stabilität, ausgedrückt durch die

Brunt-Väisälä-Frequenz N , gezeigt wurde.

$$0 < \bar{u} < \bar{u}_{\text{crit}} \equiv \beta \left(k^2 + l^2 + \frac{f^2}{4N^2H^2} \right)^{-1}, \quad (2.21)$$

wobei k und l die zonale und meridionale Wellenzahl und $H = RT/g$ die Skalenhöhe bezeichnen. Veränderungen innerhalb des Ausbreitungsmediums Stratosphäre sind also selbst wichtige Faktoren der Wechselwirkung. Aufgrund der mit zunehmender Höhe geringeren Dichte wird die Wellenausbreitung nichtlinear und die Wellen brechen in der oberen Stratosphäre. Impuls und Wärme werden auf die Umgebung übertragen. Dadurch bremsen die brechenden Wellen den ostwärts gerichteten Polarjet ab und können im Extremfall die Zirkulation umkehren. Die simultan auftretenden großen positiven Temperaturanstiege können innerhalb weniger Wochen die Oberfläche erreichen. Deshalb werden solche Ereignisse auch als plötzliche Stratosphärenerwärmungen bezeichnet (sudden stratospheric warmings, SSW) [Sherhag, 1952, Butler et al., 2015]. In Analysen der annularen Moden zeigt sich, dass die Variabilität der Zirkulation in der Stratosphäre, wie sie beispielsweise durch SSWs bestimmt wird, großen Einfluss auf die Troposphäre besitzt [Baldwin and Dunkerton, 2001, 1999, Thompson and Wallace, 1998].

Generell wird die Stratosphäre-Troposphäre-Kopplung mit einer Verschiebung des Troposphärenjets assoziiert, die auf eine Verstärkung des Polarvortex folgt. Demnach lassen sich die Grundüberlegung zu Abschwächung und Verstärkung von Vorticity aus Abbildung 2.3 auf die gesamte Polarregion übertragen. Diese simple Annahme einer dynamisch getriebenen Stratosphäre erklärt einen Großteil der Antwort der Troposphäre, allerdings nicht vollständig den Impulstransport, der für die beobachtete Verschiebung des Troposphärenjets erforderlich ist. Vermutlich ist die interne Variabilität der Troposphäre für die Diskrepanz verantwortlich [Wang et al., 2017, Charlton et al., 2005]. Phänomene, welche die Dynamik der mittleren Atmosphäre betreffen, können als Interaktion des Grundstroms mit Störungen, Wellen bzw. Eddies, betrachtet werden. Die Wechselwirkung bezieht sich auf den Einfluss des Grundstroms auf die Störung und umgekehrt. Viele Erkenntnisse über die resultierende Zirkulationsänderung lassen sich im Meridionalbild anhand des Zonalmittels⁴ gewinnen. Alternativ lässt sich auch ein zeitliches Mittel verwenden. Die Zonalmittelanalyse anhand von Wellen ist allerdings weiter entwickelt als

⁴ Da hier nur das Zonalmittel vorkommt, wird es ebenfalls mit $\bar{\square}$ gekennzeichnet. Das Zonalmittel und seine Störung sind respektive definiert $\bar{u}(\phi, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u(\lambda, \phi, z, t) d\lambda$ sowie $u'(\lambda, \phi, z, t) = u - \bar{u}$.

die zeitliche Variante anhand transientser Störungen [Andrews et al., 1987, Trenberth, 1986].

Da das Zonalmittel an festen Punkten (ϕ, z, t) über alle Luftpakete gebildet wird, ist es ein Mittel im Eulerbild der Fluidodynamik. Das auf diese Art gebildete Pendant der Gleichungen (2.1)–(2.5) sowie (2.10)–(2.14) erweckt den Anschein, dass der Eddy-Wärmefluss und Eddy-Impulsfluss separat wirken. Allerdings ist die residuale Meridionalzirkulation aufgrund diabatischer Erwärmung und Abkühlung direkt mit dem Massenaustausch verknüpft, da Aufsteigen und Absinken von Luftpaketen eine Änderung der potentiellen Temperatur erfordert. Durch Transformation der meridionalen und vertikalen Geschwindigkeitskomponenten lässt sich eine Übereinstimmung erzielen und man erhält die Grundgleichungen im transformierten Eulermittel (TEM). Die residuale Meridionalzirkulation (\bar{v}^*, \bar{w}^*) stellt also den von der Divergenz des Eddy-Wärmeflusses bereinigten Anteil der Zirkulation dar⁵, sodass sich Fragen des Einflusses der Eddy-Flussterme im TEM einfacher beantworten lassen. In sphärischen Koordinaten ergibt sich nach Andrews et al. [1987] für die transformierte Bewegungsgleichung:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \underbrace{\bar{v}^* \left(f - (a \cos \phi)^{-1} \frac{\partial (\bar{u} \cos \phi)}{\partial \phi} \right)}_{(i)} - \underbrace{\bar{w}^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}}_{(ii)} + \underbrace{(\rho_0 a \cos \phi)^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F}}_{(iii)} + \underbrace{\bar{a}_{\text{fri}}}_{(iv)}. \quad (2.22)$$

mit $\mathbf{F} = (F_\phi, F_z)$ als Vektor des Eliassen-Palm-Flusses:

$$F_\phi = \rho_0 a \cos \phi \left(\frac{\partial \bar{u} / \partial z}{\partial \bar{\Theta} / \partial z} \overline{v' \Theta'} - \overline{v' u'} \right), \quad (2.23)$$

$$F_z = \rho_0 a \cos \phi \left(\frac{f - (a \cos \phi)^{-1} \partial (\bar{u} \cos \phi) / \partial \phi}{\partial \bar{\Theta} / \partial z} \overline{v' \Theta'} - \overline{w' u'} \right). \quad (2.24)$$

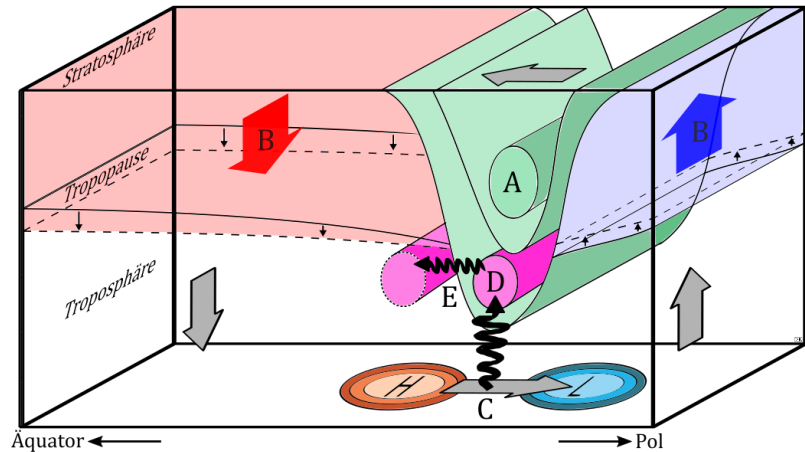
Anhand der TEM-Bewegungsgleichung lässt sich die zuvor geführte Diskussion über die Interaktion des Polarwirbel und der Troposphäre anhand des Zusammenspiels von Residualzirkulation und Variation der Grundstroms fortführen. Über den mittleren Impulstransport durch den Grundstrom entlang der Breitengrade und der Vertikalen sorgen die Terme (i) und (ii) für den Erhalt von Masse und Drehimpuls. Die Terme (iii) und (iv) fassen den durch Wellenaktivität verursachten Anteil an der Variabilität des zirkumpolaren Grundstroms zusammen. Dabei beschreibt Term (iii) den Aufwärtstransport durch die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses und Term (iv) alle Einflüsse durch Wellen, die in der räumlichen Auflösung nicht aufgelöst wer-

⁵ für die Komponenten gilt:

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_0 \overline{v' \Theta'}}{\partial \bar{\Theta} / \partial z} \right)$$

$$\bar{w}^* = \bar{w} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{\cos \phi \overline{v' \Theta'}}{\partial \bar{\Theta} / \partial z} \right)$$

Abb. 2.8: Illustration des nahezu instantanen Einflusses einer stratosphären Intrusion auf Tropo- und Stratosphäre im Winter (adaptiert aus Kidston et al. [2015]).



den können, z.B. kleinskalige Schwerewellen [Kidston et al., 2015, Andrews et al., 1987]. Sind die Impulstransporte aus Grundstrom und Wellenaktivität im Gleichgewicht, bleibt der Polarwirbel unverändert. Verringert sich hingegen der Eliassen-Palm-Fluss, wird der Vortex stärker und aufgrund der Massenerhaltung kommt es in der Stratosphäre zum Aufsteigen von Luftpaketen innerhalb des Polarwirbel und Absinken in mittleren Breiten. Ein Abschwächen des Vortex wird umgekehrt durch eine Verstärkung des Eliassen-Palm-Flusses verursacht.

Abbildung 2.8 setzt den Fall eines verstärkten Polarwirbel (A) graphisch um [Kidston et al., 2015]. Die anomale Residualzirkulation, die aus dem Ungleichgewicht im Transport resultiert, transportiert Masse aus der Polarkalotte heraus hin zu mittleren Breiten, wo die Luftmassen absinken und sich adiabatisch erwärmen. Begleitend senkt sich die Tropopausenhöhe in mittleren und steigt in polaren Breiten (B). Dabei sorgen geostrophes und hydrostatisches Gleichgewicht, sowie der thermische Wind dafür, dass die Variation des Polarjets bis in Troposphäre wirkt, z.B. durch eine Reduktion des Bodenluftdrucks in der Polarkalotte bei gleichzeitiger Erhöhung des Drucks in mittleren Breiten. Somit überträgt sich eine Veränderung des Polarjets quasi instantan. Da im Falle einer Verstärkung des Jets, der Export aus der Stratosphäre erfolgt, muss der Ausgleich über die Troposphäre stattfinden. Auf diese Weise agiert die bodennahe Rückströmung in Richtung Pol über Reibung in der PBL als Senke für die anomale Residualzirkulation (C). Zwischen Verstärkung des Polarwirbels und Bodenreibung agieren eine Vielzahl oft unzureichend verstandener Eddy-Feedbacks. Sie resultieren unmittelbar aus dem

stratosphärischen Einfluss auf den Troposphärenjet (D) und verändern sowohl die Synoptik der Troposphäre als auch die Wellenausbreitung in die Stratosphäre (E). Für einen umfassenden Überblick der Troposphäre-Stratosphäre-Kopplung müssen auch diese sekundären Feedbacks einbezogen werden.

Sämtliche Beschreibungen der komplexen Kopplung müssen am Ende mit der Beobachtung übereinstimmen, dass der Troposphärenjet in polaren Breiten beschleunigt wird und in mittleren abgeschwächt und dass eine Verlagerung des Jets nach Norden auch eine ebensolche Verlagerung der Zyklonenzugbahnen bedeutet [Kidston et al., 2015, Baldwin and Dunkerton, 2001]. Der Einfluss von Zyklonen bietet neben der Untersuchung der Interaktion von Grenzschicht und freier Troposphäre, also auch die Gelegenheit mehr über Kopplungsprozesse von Tropo- und Stratosphäre zu erfahren. Interessant ist, dass der Mechanismus der Stratosphärenkontrolle sich direkt auswirkt, auf synoptischen über dekadische bis hin zu säkularen Zeitskalen [Kidston et al., 2015]. Durch Mechanismen dieser Art können langzeitliche Veränderungen in der Temperatur und Zirkulation der Stratosphäre, z.B. durch die Ozonverteilung, die synoptischen Prozesse nahe der Erdoberfläche beeinflussen. Dabei muss stets bedacht werden, dass die Reaktionen nicht-linear verlaufen. So weisen Jaiser et al. [2012] beispielsweise eine Verbindung zwischen dem Rückgang des arktischen Meereis in der Barents-/Karasee und der Entwicklung synoptischer und planetarer Rossby-Wellen nach, wobei die Entwicklung auf den jeweiligen Skalen unterschiedlich abläuft.

3 Daten und Methoden

Dieser Abschnitt gibt eine Übersicht über die für die Analyse verwendeten Daten aus Beobachtungen, aus der ERA-Interim Reanalyse sowie eine kurze Beschreibung der HIRHAM5 Models. Außerdem werden für die Analyse wichtige Konzepte und Gleichungen erläutert.

3.1 N-ICE2015

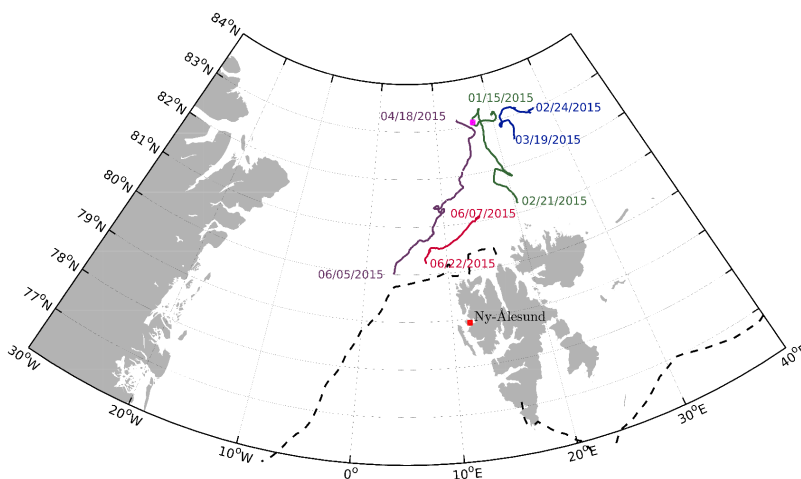


Abb. 3.1: Driftrouten der N-ICE2015 Expedition von Anfang Januar bis Ende Juni 2015. (aus Kayser et al. [2017])

3.1.1 Expeditionsbeschreibung

Die Norwegian young sea-ICE Expedition (N-ICE2015) fand zwischen Anfang Januar bis Ende Juni 2015 in der Meereiszone nördlich von Spitzbergen statt (Abbildung 3.1). In dieser Zeit führte das Forschungsschiff R/V Lance, das dem Norwegischen Polarforschungsinstitute (NPI) unterstellt ist, vier Eisdrifts durch, bezeichnet als Floe¹ 1–4 [Cohen et al., 2017]. Die Kampagne startete im Spätwinter 2015 unter Polarnachtbedingungen und endete am 22. Juni mit dem Auseinanderbrechen von Floe 4 unter Polartagbedingungen. Der Kampagnenzeitraum deckt die Jahreszeiten Winter (Floe 1–2), Frühling

¹ Das Englische Wort "Floe" bezeichnet Meereis, das nicht mit dem Land verbunden ist. Die Größe der Eisscholle spielt dabei keine Rolle



Abb. 3.2: Fotoaufnahme der R/V Lance vom 24. April 2015 während Floe 3. Im Vordergrund ist das auf Holzstativen gelagerte Stromkabel zu sehen (Markus Kayser).

(Floe 3) und einen Teil des Sommers (Floe 4) ab. Vor Beginn jeder Drift fuhr R/V Lance mit Hilfe eines Eisbrechers der norwegischen Küstenwache ins geschlossene Meereis, um eine geeignete Scholle zum Ankern zu finden (Abbildung 3.2). Während das Schiff am Eis festgemacht war, wurden Untersuchungen zur Stabilität der Eisscholle durchgeführt und in der Nähe des Schiffs Messstationen errichtet. Jede Driftphase endete mit dem Auseinanderbrechen des Eises, nachdem das Schiff mit der Transpolar drift nach Süden getrieben wurde.

3.1.2 Ziele der Expedition

Wie wirkt sich der Eisrückgang auf die Energiebilanz aus und welche Konsequenzen hat das für das Ökosystem? Der Atlantische Sektor der Arktis, nördlich von Spitzbergen, ist ein Hotspot für Klimaveränderungen [Wang et al., 2012, Woods et al., 2013]. Aufgrund der starken Veränderungen bietet diese Region gute Bedingungen, um Antworten auf solche Fragen zu sammeln. Das vom Norwegischen NPI organisierte Eisdriftexperiment N-ICE2015 hat die immer dünnere und weniger ausgedehnte Meereisbedeckung untersucht. Dazu wurde ein multidisziplinärer Ansatz gewählt, der es erlaubt, zeitgleich ozeanographische, atmosphärische, biochemische, Eis- sowie Schneemessungen durchzuführen. Die aufgenommenen Daten geben einen umfassenden Einblick in das Klimasystem der Arktis und sind zugleich der erste Datensatz, der multidisziplinäre Beobachtungen über dünnem Meereis im Winter bereitstellt [Cohen et al., 2017, Graham et al., 2017b, Meyer et al., 2017, Kayser et al., 2017, Mercuriadi et al., 2017]. Die Daten² sollen zu einem besseren Verständnis der Prozesse der Atmosphäre-Schnee-Meereis-Ozean-Interaktion führen, und damit bessere Prognosen für den zukünftigen Verlauf der arktischen Erwärmung ermöglichen.

² Sämtliche Datensätze sind unter <https://data.npolar.no/home/> verfügbar.

3.2 Daten

3.2.1 Beobachtungsdaten

Das meteorologische Messfeld während der N-ICE2015 Expedition beinhaltet einen 10-m Wettermast mit Temperatur- und Feuchtegebern sowie Windmessern in 2,4 und 10 Metern (die Auflistung der Instrumente ist Cohen et al. [2017] zu entnehmen). Weitere Daten basieren auf den Messungen mit Strahlungsgebern für lang- und

kurzwellige Strahlung und einem Eddy-Covariance Messsystem (die Auflistung dieser Instrumente ist Walden et al. [2017] zu entnehmen). Auch die Einstrahlung unter dem Eis wurde am meteorologischen Messfeld aufgezeichnet (ist hier nur der Vollständigkeit halber genannt). Hinzu kommen Beobachtungen vom Schiff aus: ein Ceilometer; ein Micropulse-LiDAR; Wind-, Temperatur- und Feuchtemessung; reguläre Wetterbeobachtungen nach Ende der Polarnacht. Über den gesamten Zeitraum wurden täglich zwei Radiosonden gemäß den Zeitvorgaben der World Meteorological Organization (WMO) gestartet, jeweils um 11 und 23 UTC, sodass die Troposphäre um 12 bzw. 00 UTC durchquert ist. Die Radiosondierungen wurden über das WMO-Global Telecommunication System (WMO-GTS) in Wettervorhersagen und Klimareanalysen integriert, z.B. in ERA-Interim [Dee et al., 2011]. Da die Radiosonden zentraler Bestandteil der vorliegenden Arbeit sind, erfordern sie eine detaillierte Beschreibung (folgend Kayser et al. [2017]).

Die Radiosonde misst Temperatur (T), Druck (p), relative Feuchte (RH), Windgeschwindigkeit und -richtung der Umgebungsluft bis in eine Höhe von ca. 30 km während eines Ballonaufstiegs. Während Floe 1 wurden die Sonden vom Eis aus gestartet. In den anderen Expeditionsabschnitten erfolgten sowohl Vorbereitung als auch Start vom Deck der R/V Lance, das sich ca. 3 m über Meereshöhe befindet. Wie aus Abbildung 3.1 ersichtlich variiert die geographische Position der Aufstiege über den Expeditionszeitraum. Die aufgezeichneten Profile decken den Kampagnenzeitraum fast vollständig ab. Lücken entstanden vorwiegend durch stürmische Wetterbedingungen, die entweder wegen hoher Windgeschwindigkeiten oder Aufbrechen der Eisdecke keine Starts erlaubten, und durch eine vorgeplante Expeditionspause zwischen Floe 2–3.

Während N-ICE2015 wurde der Sondentyp Vaisala RS92-SGP verwendet, mit einer Datenabtastrate von 2 s [Hudson et al., 2017]. Die Sensoren der Sonde messen Druck, Temperatur und relative Feuchte direkt, während der Wind sowie die geopotentielle Höhe über GPS bestimmt werden. Die Unsicherheit, Messgenauigkeit und -bereich der RS92-SGP sind auf der Website des Herstellers dokumentiert (www.vaisala.com; Tab. im Anhang).

Um die N-ICE2015 Radiosondenprofile in einen klimatologischen Kontext zu setzen, wird der homogenisierte Langzeit-Radiosonden datensatz der nahegelegenen Forschungsstation in Ny-Ålesund (78.9°N,

11.9°E) verwendet [Maturilli and Kayser, 2016]. Die Station liegt an einem Fjord an der Westküste Spitzbergens (Abbildung 3.1). Die Entfernung zwischen Schiff und Station variierte zwischen 150–500 km, aber generell befand sich N-ICE2015 über den gesamten Expeditionszeitraum nördlich von Ny-Ålesund. Obwohl die Entfernung gering ist, sind die Oberflächen an beiden Standorten und die umgebende Orographie deutlich verschieden. Charakteristisch für N-ICE2015 sind das weitgehend ebene Meereis, das von Rissen unterschiedlicher Größe durchzogen sein kann, die den arktischen Ozean darunter offenlegen. Dagegen ist Ny-Ålesund charakterisiert durch die Orographie des Fjordes, der auch im Winter nahezu eisfrei ist und dessen schneebedeckte Landoberfläche von ca. 800 m hohen Bergen umgeben ist.

In Ny-Ålesund startet das Alfred-Wegener-Institut (AWI) seit 1993 regulär eine Radiosonde am Tag an der AWIPEV-Station. Aus dieser mehr als 20 Jahre umfassenden Datenreihe ergibt sich ein Bild der rapiden Veränderung der letzten zwei Jahrzehnte vor Ort [Maturilli and Kayser, 2017]. Während der N-ICE2015 Expedition wurde der gleiche Radiosondentyp in Ny-Ålesund gestartet. Weil das Radiosondenprogramm in Ny-Ålesund Teil des Global Climate Observing System (GCOS) Upper Air Network (GRUAN) ist, bei dem Aufstiege nach höheren Qualitätsstandards durchgeführt und nachprozessiert werden, verwendet diese Analyse die GRUAN-prozessierten Daten [Dirksen et al., 2014]. Der Unterschied zur Standardprozessierung des Herstellers, die für N-ICE2015 verwendet wurde, wirkt sich nicht auf die Analyse aus. Die von GRUAN benutzten Methoden und Unsicherheiten sind in Dirksen et al. [2014] dokumentiert.

Des Weiteren sucht die Analyse der Beobachtungsdaten einen Vergleich mit der ganzjährigen Surface Heat Budget of the Arctic Ocean (SHEBA) Expedition, von Oktober 1997-1998. Hier wurde die Vaisala RS80 verwendet [Moritz, 2007]. Dieser Radiosondentyp weist verschiedene Beiträge zu einem Feuchtebias auf, die besonders in der mittleren Troposphäre zum Tragen kommen [Miloshevich et al., 2001]. Auch ein Temperaturbias existiert, der allerdings erst in großer Höhe relevant ($p < 100$ hPa) wird [Steinbrecht et al., 2008]. Daher wurde keine Korrektur der Temperaturprofile vorgenommen. Um die Auswirkung des Feuchtebias zu minimieren, werden beim Vergleich ausschließlich vertikale Verteilungen der statischen Stabilität innerhalb der Troposphäre verwendet.

3.2.2 ERA-Interim Reanalyse

Der ERA-Interim Datensatz ist eine den Zeitraum von 1979 bis heute abdeckende meteorologische Reanalyse, die vom European Center for Medium Weather Forecasting (ECMWF) zur Verfügung gestellt wird. Dazu tragen weltweite, meteorologische Beobachtungen, u.a. Radiosondenaufstiege und Satellitendaten, als Basis für den Zyklus 3112 des integrierten Wettervorhersagemodells des ECMWF bei. Das globale Atmosphärenmodell integriert daher die einzelnen Messungen in Ort und Zeit mittels Assimilation zu einem globalen Datensatz – d.h. das Modell fügt die Datensätze anhand einer vierdimensionalen Variationanalyse (4DVAR) physikalisch- sowie dynamisch-konsistent zusammen, indem es räumliche und zeitliche Lücken auffüllt [Berrisford et al., 2011]. Das vom ECMWF bereitgestellte Endprodukt umfasst eine Vielzahl meteorologischer Kenngrößen, wie Druckfeld, Windfelder, relative Vorticity, Wasserdampfgehalt u.s.w. Die Daten stehen in nativer Form für die Oberfläche sowie auf 60 vertikalen Leveln zur Verfügung, wobei das oberste 0.1 hPa entspricht. Die horizontale Auflösung ist spektral T255, entspricht 0.54° am Äquator (ca. 79 km auf dem regulären N128 Gaußgitter des ECMWF). Die Daten sind zu 00,06,12 und 18 UTC archiviert, wobei der interne Zeitschritt 30 min beträgt. Daneben stellt das ECMWF die Daten auch auf Standarddrucklevels, auf isentropen Flächen und der 2-PV-Fläche bereit. Zusätzlich gibt es eine Vielzahl bereits berechneter Kenngrößen, z.B. den über die Säule integrierten Wasserdampfgehalt.

Die Genauigkeit der Reanalyse ist umso größer, je dichter das Messnetz ist [Dee et al., 2011]. Daher ist die Unsicherheit in Regionen mit geringer Dichte an Messstationen, wie in der Arktis, besonders groß. Beim Vergleich von Reanalyse und in-situ Beobachtungswerten muss außerdem berücksichtigt werden, dass ein Großteil der Beobachtungen mit in die Reanalyse eingeflossen ist. Die Schwächen des ERA-Interim Datensatzes in der Arktis sind bekannt. Vor allem in der Bodentemperatur und in der PBL kann die Diskrepanz groß sein [Tjernström and Gravensén, 2009, Liu et al., 2015].

3.2.3 Das HIRHAM5 Modell

Das regionale Klimamodell (RCM) HIRHAM5 ist ein hydrostatisches Atmosphärenmodell. Es vereint den dynamischen Kern des High-Resolution Limited Area Model (HIRLAM) mit der Physik der fünf-

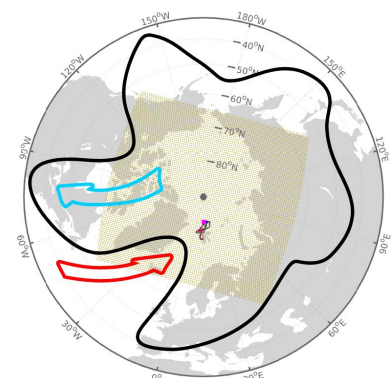


Abb. 3.3: HIRAM5 Modellldomäne (gelb) und N-ICE2015 Eisdrift (farbig) nördlich von Spitzbergen. Es wird ein typischer Verlauf des Tropopausenjets (schwarz) angedeutet, der mit meridionalem Austausch (roter und blauer Pfeil) verbunden ist.

ten Version des globalen Atmosphärenmodells (GCM) ECHAM5 (beschrieben in Undén et al. [2002] sowie in Roeckner et al. [2003]). HIRHAM5 sowie sein Vorgänger HIRHAM4 wurden in zahlreichen Studien über die Polargebiete verwendet und auch mit anderen GCMs und RCMs verglichen. U.a. wurde es, wie in Curry and Lynch [2002] beschrieben, zur Simulation der Atmosphäre während des SHEBA Experiment im Rahmen des Arctic Regional Climate Model Intercomparison Project (ARCMIP) eingesetzt [Dethloff et al., 1996, Rinke et al., 2000, 2004, Klaus et al., 2016]. Das Modell löst die Grundgleichungen unter den Annahmen, dass die Vertikalkomponente der Coriolisbeschleunigung und Reibung vernachlässigt werden können, und dass die Atmosphäre ein ideales Gas ist.

Abbildung 3.3 zeigt die horizontale Modelldomain des für die Analyse verwendeten HIRHAM5. Das Gebiet nördlich von 53.5°N ist durch 218×200 Gitterpunkt in x- und y-Richtung diskretisiert. Die Gitterstruktur ist so gewählt, dass die Abstände zwischen den Gitterpunkten annähernd äquidistant sind. Damit erreicht HIRHAM5 eine horizontale Auflösung von 0.25° (ca. 25 km). In der Vertikalen rechnet HIRHAM5 auf 40 Modellleveln. Die vertikale σ - p -Hybridkoordinate entspricht dabei der Definition des ECMWF [Berrisford et al., 2011]. Das unterste und oberste Modelllevel liegen bei ca. 10 m und 10 hPa bzw. ca. 31 km. Die Verteilung der Modelllevel ist nicht äquidistant, sodass sich ca. 10 Modelllevel innerhalb der Grenzschicht befinden. Aufgrund der vertikalen Diskretisierung unterscheidet HIRHAM5 zwischen halben (Druck der Schichtgrenze) und vollen (Druck in der Schichtmitte) Modelllevels. Das wirkt sich auf die Berechnung der Modellvariablen aus, sodass Druck, Geopotential und Vertikalgeschwindigkeit auf halben Levels berechnet werden und Wind, Temperatur sowie spezifische Feuchte auf vollen.

Wie jedes numerische Atmosphärenmodell benötigt auch das HIRHAM5 Start- und Randbedingungen, um die nicht-linearen Grundgleichungen zu lösen. Realitätsgetreue Antriebsdaten sind dabei unerlässlich für eine realistische regionale Simulation [Giorgi and Mearns, 1999]. In diesem Fall werden sowohl die Initialisierung, als auch die Randwerte durch die ERA-Interim Reanalyse geliefert. Die Initialisierung belegt jeden Gitterpunkt in jedem Modelllevel über optimale Interpolation mit Anfangswerten der prognostischen Variablen. Den Randwerten kommt auch während der Simulation eine wichtige Rolle zu, da sie nicht nur die Werte der prognostischen Variablen vorge-

ben, sondern auch indirekt die Flüsse von Masse, Impuls und Energie. Somit wird HIRHAM5 alle 6 Stunden durch die großskalige Zirkulation angetrieben. Der Übergang in die Modelldomain muss allerdings ausreichend glatt verlaufen, was eine Pufferzone erfordert, in der die Reanalyseedaten ins Modell relaxieren [Køltzow et al., 2011]. Bei einer großen Domain treten üblicherweise signifikante Abweichungen relativ zum Antriebsdatensatz auf [Rinke and Dethloff, 2000]. Die Diskrepanz lässt sich auf die interne Variabilität des Modells zurückführen, die Instabilitäten in den meteorologischen Feldern erzeugt. Eine mögliche Erklärung für das Auftreten sind nicht berücksichtigte oder unzureichend parametrisierte Schwerewellen, wodurch der vertikale Impulstransport nicht realistisch simuliert wird. Neben diesem Klimamodus kann ein RCM auch in einem semi-freien Modus angetrieben werden, der eine größere Übereinstimmung mit den Antriebsdaten aufweist. Um die Konsistenz mit den Antriebsfeldern, sprich der großskaligen Zirkulation, zu gewährleisten, ergänzt man die Modelllösung zu jedem Zeitschritt mit dem dazugehörigen Antrieb. Aus Sicht dieser als Nudging bezeichneten Technik ist die regionale Klimasimulation weniger ein Anfangs- und Randwertproblem als ein dynamisches Downscaling, ähnlich einer Lupe für grob aufgelöste GCMs [Omrani et al., 2012, 2015]. Das dynamische Nudging lässt sich durch die Manipulation der Tendenzen der meteorologischen Felder Ψ zum Zeitschritt t_{rmm+1} mit der Nudgingsskala τ_n ausdrücken:

$$\tilde{\Psi}^{t_{n+1}} = (1 - \tau_n^{-1}) \Psi^{t_{n+1}} + \tau_n^{-1} \Psi_{\text{ERA-Interim}}^{t_{n+1}} \quad (3.1)$$

Wenn $\tau_n = 100$ ist, besteht an die Reanalyse angepasste $\tilde{\Psi}^{t_{n+1}}$ zu 99% aus der Modelllösung und zu 1% aus den Antriebsdaten – d.h. ein Nudging von 1% in allen Modellleveln.

3.3 *Analysemethoden*

3.3.1 *Temperaturinversionen*

Ausgeprägte Temperaturinversionen sind ein wesentliches Merkmal der arktischen Grenzschicht. Sie treten über das gesamte Jahr hinweg auf, sind aber während der Polarnacht im Winter besonders ausgeprägt. Temperaturinversionen sind charakteristisch für eine eingeschränkte turbulente Durchmischung innerhalb der PBL. Die Analyse in 4 folgt der Definition in Andreas et al. [2000] (Abbildung

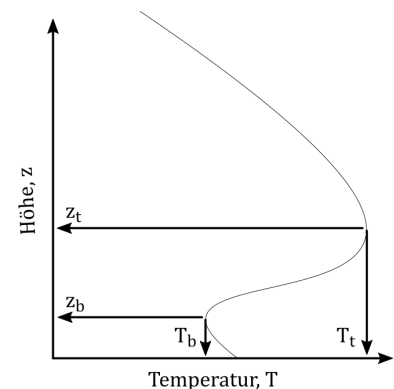


Abb. 3.4: Schema zur Definition von Temperaturinversion nach Andreas et al. [2000]. Die Inversion wird anhand des Temperaturprofils durch die Punkte der Inversionsbasis (T_b, z_b) und des Inversionsmaximums (T_t, z_t) bestimmt.

3.4): mit einem Schwellwert von 100 m für die minimale Vertikalausdehnung von Basis z_b bis zum Temperaturmaximum z_t und einer korrespondierenden Temperaturdifferenz $|T_t - T_b| = \Delta T \geq 3 \text{ K}$. Weil in den untersten 3000 m oft mehr als eine Inversion beobachtet wird, werden die Inversionen in drei Klassen eingeteilt: bodengebundene Inversionen (surface-based inversion, SBI), gehobene Inversionen (lifted inversion, LI) und sekundäre Inversionen (secondary inversion), die über der ersten registriert wird. Inversionen oberhalb von 3000 m werden nicht in die Statistik mit einbezogen.

3.3.2 Vertikale Stabilität

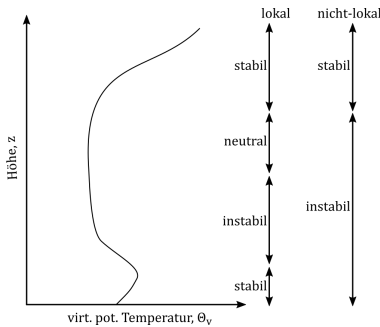


Abb. 3.5: Schema zur Erläuterung des Unterschiedes zwischen lokaler und nicht-lokaler Stabilität (adaptiert nach [Stull, 1991]).

Die vertikale Stabilität wird auf zwei verschiedene Arten mit Hilfe der Radiosondendaten bestimmt. Im ersten Fall wird der Gradient der virtuellen potentiellen Temperatur Θ_v verwendet, damit der Feuchtegehalt ebenfalls in die Berechnung mit einfließt.

$$\Theta_v = \frac{T}{1 - \frac{e(1-R_d/R_w)}{p}} \cdot \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R_d}{c_p}}, \quad (3.2)$$

mit dem partiellen Dampfdruck e , dem Druck p , dem Referenzdruck $p_0 = 1000 \text{ hPa}$ sowie den Gaskonstanten R_d und R_w für trockene und feuchte Luft. Die Unterteilung des Profils in neutrale ($-\epsilon_\Theta < \nabla\Theta_v < \epsilon_\Theta$), stabile ($\nabla\Theta_v > \epsilon_\Theta$) und instabile ($\nabla\Theta_v < -\epsilon_\Theta$) Bereiche erfordert einen Schwellwert für neutrale Bereiche. Aufgrund des Auflösungsvermögens der Radiosonde wird ein konservativer Schwellwert $\epsilon_\Theta = 0.01 \text{ K m}^{-1}$ gewählt, der von der doppelten Temperatureauflösung ($2 \times 0.1 \text{ K}$) und der einfachen vertikalen Auflösung (20 m) ausgeht.

Auf diese Weise erhält man eine lokale Stabilitätseinteilung der Troposphäre. In vielen Fällen ist eine lokal neutrale oder sogar leicht stabile Schicht unter Einbeziehung des gesamten Profils instabil. Deshalb verwendet die zweite Art der Stabilitätseinteilung die nicht-lokale Methode nach [Stull, 1991] (Abbildung 3.5). Diese Methode hat den Vorteil, dass sie die lokale Lapserate³ und die Bewegung von Luftpaketen gleichzeitig beinhaltet und somit implizit für vertikale Flüsse und für Mischung innerhalb der PBL Sorge trägt. Allerdings bleibt die Unterscheidung zwischen schwach-stabilen und neutralen Regionen schwierig.

³ Die Lapserate Γ bezeichnet den vertikalen Temperaturgradienten definiert durch $\Gamma = -\frac{dT}{dz}$.

3.3.3 Grenzschichthöhe

Die Grenzschichthöhe wird über einen Bulk-Richardson-Ansatz bestimmt [Hanna, 1969]. Dazu werden die durch die Radiosonden gemessenen Vertikalprofile von Temperatur, Feuchte, Druck und Wind benötigt [Zhang et al., 2014]. Für die bodenbasierte Bulk-Richardson-Zahl gilt:

$$\text{Ri}(z) = \frac{g}{\Theta_{v_0}} \frac{(\Theta_{v_z} - \Theta_{v_0})z}{u_z^2 + v_z^2}, \quad (3.3)$$

wobei $g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$ die Erdbeschleunigung, Θ_{v_0} und Θ_{v_z} die potentielle Temperatur am untersten Profilpunkt und in der Höhe z , und u_z and v_z die Komponenten des Horizontalwinds sind. Die Grenzschichthöhe ist definiert als die Höhe, in der Ri zum ersten Mal einen kritischen Wert Ri_{crit} überschreitet. Typischerweise liegt der kritische Wert im Bereich $0,5 > \text{Ri}_{\text{crit}} > 0,25$, wobei 0,25 erstmals theoretisch in Taylor [1931] hergeleitet wurde [Gryning and Batchvarova, 2002, Zilitinkevich and Baklanov, 2002]. Hier wird $\text{Ri}_{\text{crit}} = 0,25$ als kritischer Wert benutzt, der nach Zhang et al. [2014] typisch für eine stabile Grenzschicht während der SHEBA Kampagne war. Da diese Methode keine turbulenten Flüsse am Boden einbezieht, nimmt die soeben beschriebene Variante der Grenzschichthöhenbestimmung eine stationäre PBL an. Die auf diese Weise ermittelte Grenzschichthöhe bestimmt also die Höhe, in der Auftrieb und Windscherung im Gleichgewicht sind [Zilitinkevich and Baklanov, 2002].

Eine ebenfalls in dieser Arbeit verwendete Variante der Richardson-Zahl ist die schichtbasierte Bulk-Richardson-Zahl, die als Indikator für Stabilität innerhalb einer Schicht innerhalb der Troposphäre dient:

$$\text{Ri}_{z_1}^{z_2} = \frac{g}{\langle \Theta_v \rangle_{z_1}^{z_2}} \frac{(\Theta_{v,z_2} - \Theta_{v,z_1})(z_2 - z_1)}{(u_{z_2} - u_{z_1})^2 + (v_{z_2} - v_{z_1})^2}, \quad (3.4)$$

wobei z_1 und z_2 die Höhen sind, die den Grenzen der Schicht entsprechen. Ein weiterer Unterschied zwischen (3.3) und (3.4) besteht darin, dass in letzterer eine über die Schicht gemittelte potentielle Temperatur $\langle \Theta_v \rangle_{z_1}^{z_2}$ einfließt.

3.3.4 Eady Growth Rate

Ein häufig für Quantifizierung der Baroklinität der Atmosphäre verwendetes Maß ist die Eady Growth Rate (EGR). Anhand der EGR lassen sich die Bereiche identifizieren, die die Entstehung barokliner

⁴Die Boussinesq-Näherung vernachlässigt solange sie nicht in als Produkt mit der Schwerebeschleunigung g vorkommen [Etling, 2002]. Sie schätzt den Effekt der Trägheit auf Luftpakete somit als klein gegenüber der Schwerebeschleunigung ein.

Wellen begünstigen. Sie geht auf das von Eady [1949] erdachte stark vereinfachte Modell einer quasi-geostrophischen Troposphäre mit konstanter vertikaler Stabilität und konstantem Coriolisparameter aus, in dem die Dichte der Boussinesq-Näherung⁴ folgt. In der gleichen Arbeit findet sich auch ein Ausdruck für den Imaginärteil der Frequenz atmosphärischer Wellen (vgl. Abschnitt 2.4). Eine Näherung dieses Ausdrucks, der nur die am schnellsten anwachsenden Störungen betrachtet, führt auf die maximale EGR σ_{EGR} , die allgemein auch nur als EGR bezeichnet wird [Lindzen and Farrell, 1980]:

$$\sigma_{\text{EGR}} = 0,3125 \frac{f}{N} \left| \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial z} \right|. \quad (3.5)$$

Mit Hilfe der thermischen Windgleichung (2.20) wird der direkte Bezug zum horizontalen Temperaturgradienten und somit zur Baroklinität deutlich;

$$\sigma_{\text{EGR}} = 0,3125 \frac{g}{TN} \left| \hat{\mathbf{k}} \times \nabla_h T \right|. \quad (3.6)$$

Die Form der Gleichungen (3.5) und (3.6) ist Hoskins and Valdes [1990] entnommen. Der konstante Faktor 0.3125 kann in der Literatur leicht abweichen. Hier wird durchgehend der Wert aus Lindzen and Farrell [1980] verwendet. Häufig wird die vertikale Scherung nur auf den Zonalwind bezogen anstatt auf den gesamten Horizontalwind, wodurch in (3.6) nur die Meridional Komponente des Temperaturgradienten zur EGR beiträgt.

3.3.5 2d-Skalenfilterung und -Pattern-Korrelation

Um die Vorteile eines regionalen Klimamodells besser nutzen zu können, ist es nützlich die Einflüsse unterschiedlicher Skalen räumlich zu trennen. In Abschnitt 5.3.1 wird sich dafür eines räumlichen 2d-Digitalfilters bedient⁵. Digitalfilter gegenüber harmonischen Filtern den Vorteil, dass sie keine künstlichen räumlichen Trends produzieren, in dem sie Polynome versuchen harmonisch zu Approximieren [Feser and von Storch, 2005]. Daher lassen sich Digitalfilter gut auf regionale Modelle anwenden. Der Filter wird hier als Bandpassfilter zur Trennung synoptischer und planetarer Skalen benutzt. Da der Filter ein gleitende Mittel entsprechender Skala über das Modellgebiet berechnet eignet sich dieses Werkzeug außerdem dazu, räumliche Korrelationen punktweise zu berechnen. Anstelle des Mittels über die Gesamtheit aller Gitterpunkte N tritt das Mittel in einem

⁵Der hier unter MATLAB verwendete Digitalfilter nutzt Routinen, die für die Bildbearbeitung entwickelt wurden. Die Routine wurde von Chad Greene zur freien Verfügung veröffentlicht. Das Copyright ist zu beachten.
Copyright (c) 2017,
Chad Greene
Copyright (c) 2016,
Carlos Adrian Vargas Aguilera
All rights reserved.

Bereich A_i um jeden Punkt i . Die Form der Pattern-Korrelation entspricht also einer Pearson-Korrelation [Sachs and Hedderich, 2006]

$$r_{i,j} = \frac{\sum_{i,j=1}^{n_A} [(x_i - \bar{x}_{A_i})(x_j - \bar{x}_{A_j})]}{\sqrt{(\sum_{i=1}^{n_A} (x_i - \bar{x}_{A_i})^2)(\sum_{j=1}^{n_A} (x_j - \bar{x}_{A_j})^2)}}, \quad (3.7)$$

wobei n_A die Anzahl der Punkte in A angibt. Anhand der so berechneten Pattern-Korrelation kann der Grad der Übereinstimmung zweier meteorologischen Felder abgeschätzt werden.

3.3.6 Nudging Experiment

Die Interaktion zwischen synoptischen Zyklonen und der restlichen Atmosphäre ist gerade im arktischen Winter von Bedeutung, da hier der größte Kontrast zwischen Tief- und Hochdruckeinfluss beobachtet wird [Stramler et al., 2011, Graham et al., 2017b]. Das in Abschnitt 3.2.3 beschriebene Nudging wird deshalb im Analysekapitel 5 dazu genutzt, die Ursachen synoptischer Variabilität innerhalb der Polarcalotte zu untersuchen. Um ein Maß für den Einfluss der Grenzschichtprozesse und der Stratosphäre zu erhalten, wird das Nudging in der Vertikalen variiert. Auf diese Weise lässt sich die Evolution der meteorologischen Felder in der Modelldomain von HIRHAM5 unter Reduktion der Variabilität der Modellatmosphäre verfolgen. Die Modellvariabilität wird also nur in einem Teil der Modelllevels reduziert und an die Randbedingungen gebunden. Im Rest der Domain ist das Modell frei. Dadurch lässt sich auf die atmosphärischen Prozesse schließen, die das synoptische Geschehen maßgeblich bestimmen und die in der Simulationsperiode erfasst sind. Gegenstand dieser Arbeit ist die Simulation für Februar 2015 mit HIRHAM5. Es lassen

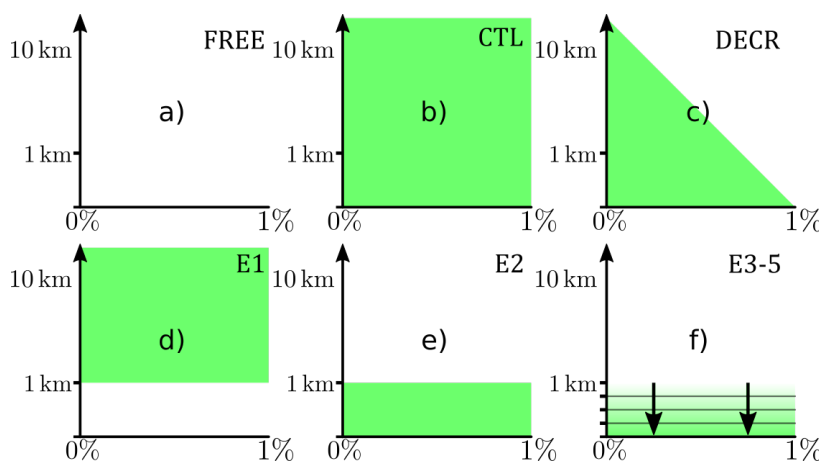


Abb. 3.6: Beschreibung der unterschiedlichen Nudgingexperimente zur Charakterisierung der Veränderung der Baroklinität. Der Nudgingbereich ist grün schattiert.

sich also nur Aussagen über Zeiträume von Tagen bis Wochen treffen. Es können alle vertikalen Levels separat genudget werden. Das Nudging beträgt 1% in jedem Zeitschritt, wobei ein Zeitschritt 10 min entspricht. Abbildung 3.6 zeigt die hier verwendeten Nudging Variationen. Nur im DECR-Lauf wird der Anteil des Nudgings selbst von 1% im untersten Modelllevel bis auf 0% in obersten stetig reduziert. In den jeweiligen Modelllevel werden alle prognostischen Größen genudget. Betrifft das Nudging auch den Boden, fließt also der Bodendruck der Reanalyse mit in die Simulationen ein. In den Läufen CTL, DECR und E1 wird bis zur Höhe des obersten Modelllevel (ca. 10 hPa) genudget (Abbildung 3.6c–d). Für die Läufe E2 bis E5 hingegen, kann sich die Atmosphäre außerhalb der Grenzschicht bzw. von Teilen der Grenzschicht frei entwickeln (Abbildung 3.6e und f), weil das Nudging nur in den untersten 1000 m respektive 750 m, 500 m und 250 m erfolgt. Die Höheneinteilung ist nicht exakt, da die Modelllevel durch hybrid Koordinaten gegeben sind und deshalb keiner fixen Höhe exakt entsprechen.

Der FREE-Modelllauf ohne Nudging (Abbildung 3.6a) dient dabei als Vergleich und verkörpert die volle Variabilität von HIRHAM5. Als Kontrolllauf für das variierte Nudging dient ein vollständig genudgter Lauf CTL (Abbildung 3.6b). Auf der einen Seite soll mit den in Abbildung 3.6c–e dargestellten Läufen die Wechselwirkung zwischen Grenzschicht und Synoptik untersucht werden, und zusammen mit den drei Läufen in Abbildung 3.6f eine Einschätzung der Auswirkungen einer zunehmend variableren Grenzschicht ermöglichen. Zum anderen gewähren diese Modellexperimente Einblick in die Auswirkungen des Nudgings auf die Physik des Modells in Abhängigkeit vom Ort dieses Eingriffs.

4 Analyse der N-ICE2015 Radiosonden

Die während N-ICE2015 aufgenommenen Radiosondenprofile ermöglichen einen detaillierten Blick auf die Struktur der Troposphäre und atmosphärischen Prozesse, die den arktischen Nordatlantiksektor charakterisieren. Die Ergebnisse von Teilen der folgenden Analyse sind bereits in Kayser et al. [2017] und Graham et al. [2017b] publiziert.

4.1 Blick auf die Troposphäre

Abbildung 4.1a fasst den Troposphärenbereich (Boden–10 km) sämtlicher während der N-ICE2015 Expedition aufgenommenen Temperaturprofile zusammen. Der Zeitraum deckt sowohl Polarnacht- als auch Polartagbedingungen ab. Die Übergangszeit fällt mit der Kampagnenpause im April zusammen, markiert durch die große Messlücke zwischen Floe 2 und 3. Dem Jahresgang entsprechend, steigt die mittlere Temperatur der Troposphäre vom Anfang bis zum Ende des Beobachtungszeitraums an. Anfang Juni übersteigt die mittlere Temperatur der unteren Troposphäre erstmals 0°C [Cohen et al., 2017], verbunden mit einer 2 m-Temperatur, die nahezu konstant bei 0°C liegt. Die veränderten Bedingungen korrespondieren zudem mit der Eisdrift von R/V Lance, die gerade gegen Ende von Floe 3 und während Floe 4 in geringer Entfernung zur Meereiskante und ab dem 25. Mai über einem deutlich wärmeren Ozean driftete [Itkin et al., 2017, Meyer et al., 2017]. Zusätzlich zum Anstieg der Lufttemperatur ist daher auch der Anstieg in kurzweiliger Einstrahlung sowie die Entfernung zum warmen Atlantischen Ozean zu berücksichtigen (Abbildung 3.1). Auch wenn ein Teil der Expedition im Frühsommer stattgefunden hat, wird der gesamte Zeitraum im Folgenden in Winter (Januar–März) und Frühjahr (April–Juni) eingeteilt.

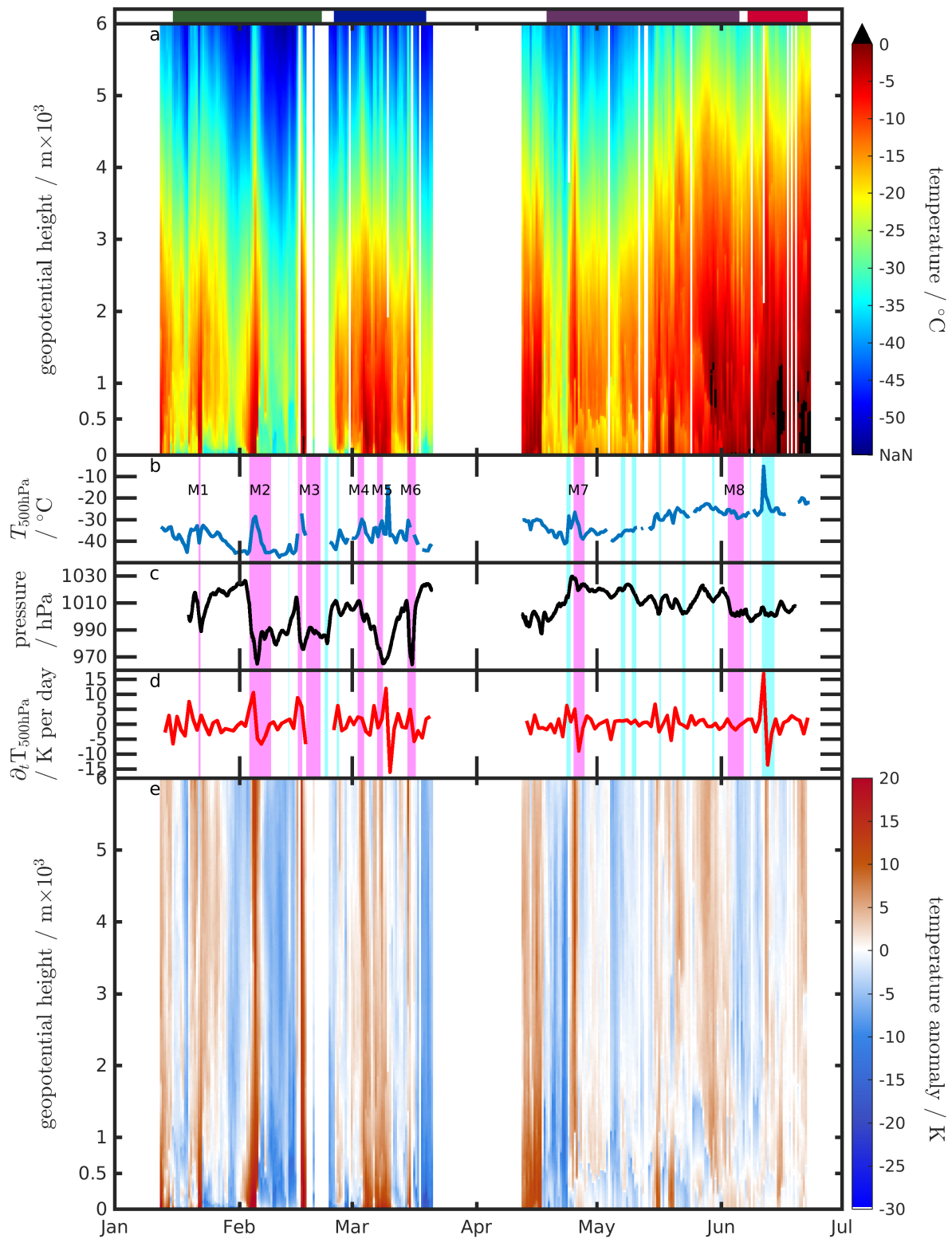


Abb. 4.1: Zeit-Höhen-Schnitt bis 10 km (a) der Temperatur und (e) Temperaturanomalie (mittels 21-Tage-Mittel) aus Radiosondendaten der N-ICE2015 Expedition, mit starken (M₁–M₈) und schwachen Sturmevents entnommen aus [Cohen et al., 2017] (magenta and cyan Balken in (b)–(d)); (b) Temperatur in 500 hPa, (c) Bodenluftdruck gemessen an R/V Lance, und (d) Temperaturänderung über 24h in 500 hPa. Die Fahrtabschnitte (Floe 1–4) sind im obersten Bildabschnitt entsprechend Abbildung 3.1 markiert. (aus Kayser et al. [2017])

Im N-ICE2015 Winter (Floe 1 und 2) fallen die zahlreichen großen Temperaturfluktuation der unteren und mittleren Troposphäre ins Auge (Abbildung 4.1b). Die Fluktuationen beschreiben Veränderungen der thermodynamischen Struktur der Troposphäre, von einer ausgeprägten bodenbasierten Temperaturinversion mit einer Temperatur im Inversionsmaximum um -20°C hin zu ebenfalls bodenbasierten, hochreichenden, beinahe isothermen Schichten mit Temperaturen knapp unter 0°C . Solche abrupten Veränderungen der winterlichen Troposphäre korrelieren mit Ereignissen von Warmluftadvektion, die im Zusammenhang mit Zyklonen stehen und am Boden als Windstürme registriert werden [Kayser et al., 2017]. Cohen et al. [2017] identifizieren sechs starke (M_1 – M_6) und drei schwache (m_1 – m_3) Sturmereignisse während des N-ICE2015 Winters. Dabei werden Sturmepisoden anhand der meteorologischen Bodenbeobachtungen durch persistent hohe Windgeschwindigkeit registriert und ihre Stärke über den Druckabfall während einer Episode festgelegt. Im Zuge eines Wintersturmes werden warme Luftmassen vom Atlantischen Ozean in die Meereisregion nördlich von Spitzbergen transportiert. Der mit dem Transport assoziierte Temperaturanstieg entlang der troposphärischen Säule führt zu großen Fluktuationen auf einer Skala von Tagen. Abbildung 4.1d veranschaulicht die tägliche Temperaturdifferenz im 500 hPa-Druckniveau. Beispielsweise werden durch die Stürme M_2 und M_3 in 500 hPa Temperaturanstiege von ca. 10 K verursacht. Während des M_3 -Sturms, am 17. Februar um 00 UTC, erreichen die Temperaturen in Bodennähe sogar mehr als 0°C . Leider ist Floe 1 während des Sturms auseinander gebrochen, und auch der Wind war derart stark, das kein Radiosondenstart möglich war, weshalb für M_3 einige Datenlücken existieren. Neben diesen langanhaltenden Fluktuationen, sind die kleinen Fluktuation assoziiert mit den schwachen Sturmereignissen m_1 – m_3 (beginnend am 13., 22. und 25. Februar).

In ruhigen Perioden im Winter – d.h. ohne Sturmeinfluss – dominiert Hochdruckeinfluss (Abbildung 4.1c hier, und Abbildung 10c in Graham et al. [2017b]). Diese Bedingungen begünstigen die effektive Strahlungskühlung der Oberfläche, die charakteristisch für den klaren Hochdruck-Zustand der Arktis im Winter ist und die Ausbildung von bodennahen und bodenbasierten Temperaturinversion begünstigt (Abbildung 4.1a). Durch die Inversion finden sich in der freien Troposphäre bis in 5 km Höhe generell höhere Temperaturen

als in der PBL. Aufgrund dieser extrem stabilen Bedingungen ist die Durchmischung in der PBL soweit reduziert, dass Mischungsschicht und freie Troposphäre praktisch entkoppelt sind [Andreas et al., 2000].

Die N-ICE2015 Frühlingsperioden (Floe 3 und 4) unterscheiden sich stark von der Winterperiode. Sie waren charakterisiert durch geringere Temperaturschwankungen und schwächer ausgeprägte Temperaturinversionen. Die reduzierte Variabilität der Troposphärentemperatur zeigt sich deutlich an der Temperaturänderung in 500 hPa (Abbildung 4.1). Zyklonenereignisse im Frühjahr führen zur Temperaturschwankungen von 5°C in 24 h, verglichen mit bis zu 10°C während des Winters. Ein Grund dafür ist die unter Polartagbedingungen zunehmende kurzweilige Strahlung, die mit fortschreitendem Jahresgang an Einfluss gewinnt und irgendwann beginnt zur Schneeschmelze führt. Die einfallende Strahlung wärmt zudem die untersten durchmischten Luftschichten, was wiederum die vertikale Durchmischung verstärkt. Die Entkopplung der Grenzschicht, die im Winter stark ist, wird auf diese Weise reduziert [Walden et al., 2017]. Zudem begünstigt die deutlich höhere Luftfeuchte die Bildung von Wolken in und oberhalb der Grenzschicht, die ihrerseits das Auskühlen der untersten Luftschichten verhindern.

Um den Einfluss von Jahresgang und sich verändernder Schiffsposition zu minimieren, wird ein laufendes Mittel über 21 Tage von den N-ICE2015 Temperaturprofilen subtrahiert. Mit der erzeugten Evolution der Temperaturanomalie lassen sich die Auswirkungen der Zyklonenereignisse hervorheben. Abbildung 4.1e zeigt, dass der Beginn eines Zyklonenereignisses mit einer positiven Temperaturanomalie korreliert. Diese Korrelation ist im Winter stärker ausgeprägt, weil einerseits der Kontrast zwischen Sturm- und Ruheepisoden größer ist und andererseits die positive Anomalie die gesamten Troposphäre umfasst. Die Zyklonenereignisse im Winter teilen sich in eine initiale rapide Erwärmungsphase mit positiven Anomalien von ca. 15 K und eine sich daran anschließende Abkühlung, die den Durchgang einer Kaltfront vermuten lässt. In Phasen der Abkühlung werden Temperaturänderungen von ca. -8 K in der freien Troposphäre und ca. -20 K in der PBL beobachtet. Die Radiosondenprofile zeigen, dass die Kaltfront zuerst bodennah auftritt und sich danach graduell in höhere Luftschichten fortsetzt.

Während des Frühlings bleibt die Korrelation zwischen positiver

Temperaturanomalie und dem Beginn von Stürmen bestehen, aber die Magnituden der Anomalien sind kleiner (Abbildung 4.1e). Diese Beobachtung zeigt, dass die Aktivitäten in der PBL im Spätfrühling und Frühsommer kein guter Indikator für synoptische Aktivität mehr sind, vermutlich weil die Bodentemperatur konstant am Schmelzpunkt verweilt. Über die Frühlingsperiode betragen die mit Warmluftadvektion assoziierten Temperaturanomalien zwischen 5 und 10 °C, und negative Anomalien liegen im Bereich zwischen -8 und -1 °C (Abbildung 4.1d und e).

4.2 Fallstudie zum M2-Sturm: A

Am Beispiel des M2 Sturms werden die Auswirkungen dieses starken Sturms, der am 3. Februar die N-ICE2015 Position erreichte, auf atmosphärischen Feuchtegehalt, Temperatur und Stabilität diskutiert. Weil vor und nach dem Zyklonenevent eine längere Ruheepisode zu verzeichnen ist, wobei die auf den Sturm folgende Hochdruckphase außergewöhnlich kalt war, bietet dieses Ereignis beste Voraussetzungen, um eine Störung der stabilen Arktischen Winteratmosphäre während der N-ICE2015 Expedition zu untersuchen. Außerdem ist die Datenabdeckung für den M2-Sturm optimal, da sowohl bodenmeteorologische Messungen als auch 12-stündliche Radiosondenstarts durchgehend vorhanden sind (Abbildung 4.1). Eine Störung der stabilen Winteratmosphäre, wie z.B. der M2-Sturm, impliziert einen Wechsel weg vom strahlungs-klaaren zum opaken Winterzustand [Stramler et al., 2011, Graham et al., 2017b]. Im Folgenden wird das Mittel aller Winter Radiosonden, die unter strahlungs-klaaren Bedingungen gestartet wurden, mit dem Hintergrundprofil einer vorwiegend stabilen arktischen Atmosphäre gleichgesetzt (Strichlinie in Abbildung 4.2c und d). Strahlungs-klare Profile sind anhand des zeitlichen Mittels der Nettostrahlung F_{net} an der Oberfläche eine Stunde vor und nach dem Startzeitpunkt identifiziert worden, über die Bedingung $F_{\text{net}} \leq -30 \text{ W m}^{-2}$ [Graham et al., 2017b, Kayser et al., 2017]. Die Strahlungsdaten sind am meteorologischen Messfeld 1-minütig gemessen worden.

Um den Einfluss des M2-Sturms an der N-ICE2015 Position zu verdeutlichen, werden die Radiosondenprofile mit den zugehörigen Hintergrundprofilen von Temperatur, spezifischer Feuchte und Wind verglichen (Abbildung 4.2):

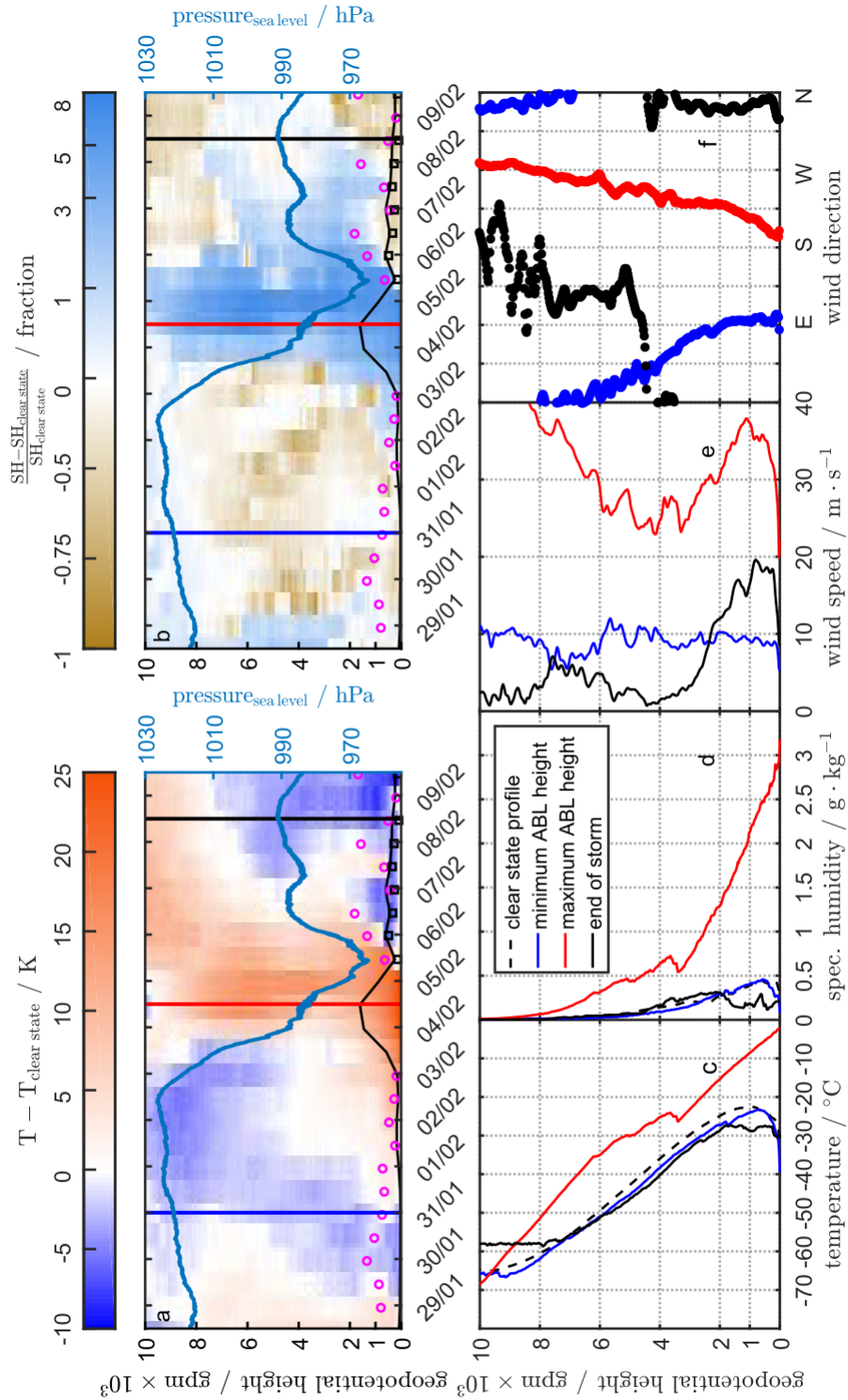


Abb. 4.2: M2-Sturm anhand der N-ICE2015 Radiosondendaten: Bodenluftdruck gemessen an R/V Lance (blaue Linie) und Zeit-Höhen-Schnitt der (a) Temperaturanomalie ($T - T_{\text{clear}}$) und der (b) normalisierten spezifischen Feuchteanomalie ($\frac{SH - SH_{\text{clear}}}{SH_{\text{clear}}}$); Grenzschichthöhe berechnet mit ($Ri_{\text{crit}} = 0.25$) (schwarze Linie), Inversionsmaximums- (magenta Kreise) und Inversionsbasishöhe (schwarze Quadrate). Sondierung vom 31 Januar 00 UTC (blau), 4. Februar 12 UTC (rot), und 8. Februar 12 UTC (schwarz) gekennzeichnet durch Vertikalstriche mit den zugehörigen Profilen von (c) Temperatur, (d) spezifischer Feuchte, (e) Windgeschwindigkeit, und (f) Windrichtung im unteren Bildabschnitt. (aus Kayser et al. [2017])

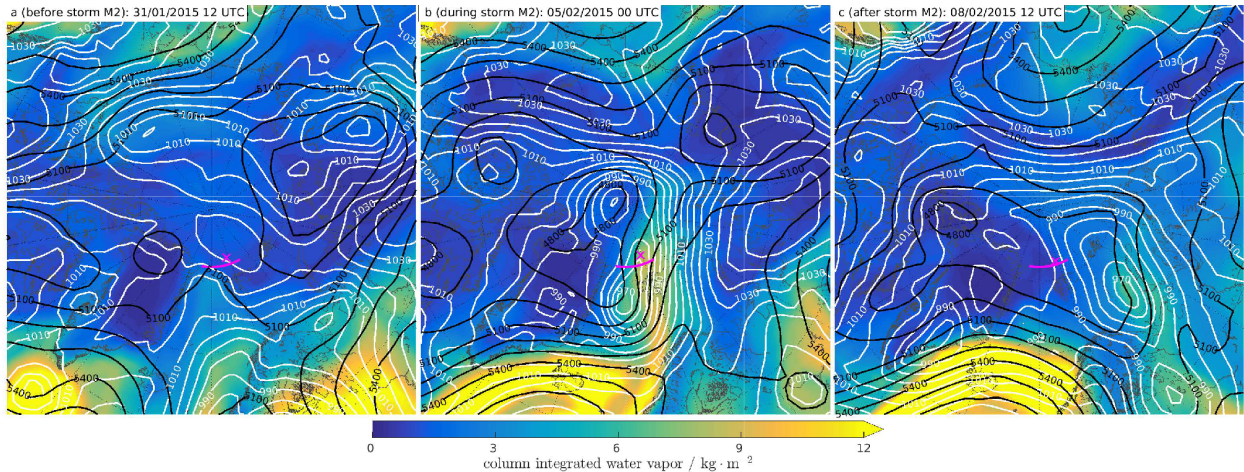


Abb. 4.3: Polarstereographische Projektion mit MSLP hPa (weiße), 500 hPa geopotentielle Höhe in m (schwarz) und Wasserdampf in der Säule (Schattierung) zur Zeit (a) vor, (b) während und (c) nach dem M2-Sturmereignis, erstellt mit ERA-Interim Reanalysedaten in $2^\circ \times 2^\circ$ [Dee et al., 2011]. Eingezeichnet sind die Schiffsposition und Längenschnitt in Abbildung 5 (magenta). (aus Kayser et al. [2017])

Die für den Sturm charakteristischen Zeitpunkte sind (1) vor seiner Ankunft am 31. Januar 00 UTC als die PBL-Höhe ein Minimum aufweist, (2) am 4. Februar 12 UTC zur intensivsten Sturmphase, der maximalen PBL-Höhe entsprechend und (3) kurz vor Ende des Sturms am 8. Februar 12 UTC. In der Anfangsphase des Sturms fielen große Mengen Niederschlag in Form von Schnee [Cohen et al., 2017, Merkouriadi et al., 2017]. Darüber hinaus verringerte sich die Distanz zur Eiskante drastisch von anfänglich ca. 160 km am 31. Januar auf ein Minimum von ca. 100 km am 5. Februar und wuchs danach wieder auf ca. 130 km am 8. Februar an [Itkin et al., 2017]. Mit Hilfe der Abbildungen 4.3 und 4.4, die Breitengrad-Längengrad-Karten und Längengrad-Höhen-Schnitte für (1) vor, (2) während und (3) nach dem M2-Sturm zeigen, wird die Beziehung der in situ Beobachtungen mit der Synoptik hergestellt. Die Datengrundlage liefern die ERA-Interim Reanalysedaten.

Vor dem Sturm korrelieren niedrige Werte des integrierten Wasserdampfes (IWV) mit Wind aus Nordost, der kalte Polarluft über die geschlossene Meereisdecke zur N-ICE2015 Position transportiert (Abbildung 4.3a und 4.4a). Zur selben Zeit zeigen die in situ Temperaturprofile niedrige Temperaturen in Bodennähe zusammen mit einer bodenbasierten Temperaturinversion (Abbildung 4.2c). Die Differenz zum Hintergrundprofil ist durchgehend negativ in der Troposphäre (Abbildung 4.2a), während die spezifische Feuchte entlang des Längenschnittes niedrig ist und das korrespondierende Radiosondenprofil kaum vom Hintergrundprofil zu unterscheiden ist (Ab-

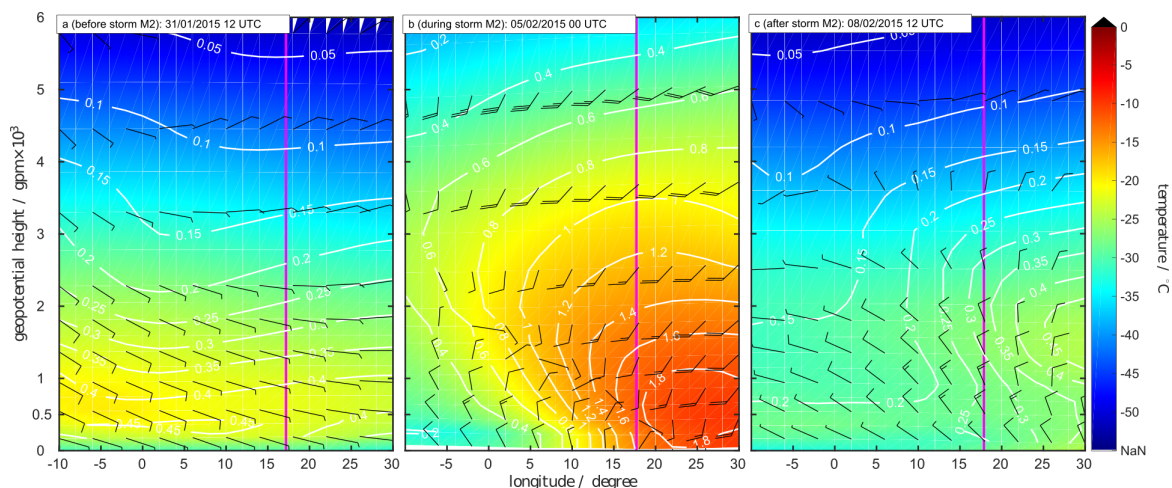


Abb. 4.4: Longituden-Höhe-Schnitt mit spezifischer Feuchte in g kg^{-1} (weiß), horizontale Windgeschwindigkeit in m s^{-1} , Windrichtung in Grad (Ende der Windfahne zeigt in Windrichtung) und Temperatur (Schattierung) zur Zeit (a) vor, (b) während und (c) nach dem M2-Sturmereignis, erstellt mit ERA-Interim Reanalysedaten in $2^\circ \times 2^\circ$ [Dee et al., 2011]. Die magenta Linie markiert die Longitude der Schiffsposition. (aus Kayser et al. [2017])

bildung 4.4a und 4.2b). Außerdem zeigt die Reanalyse ein sich verstärkendes Tiefdruckgebiet in der Labradorsee (Abbildung 4.3a), das zum nächsten Zeitpunkt über Grönland hinweg gezogen ist, und so den Transport warmer und feuchter Luftmassen in den arktischen Nordatlantiksektor ermöglicht (Abbildung 4.3b).

Innerhalb der vier Tage, bevor der Sturm am Boden registriert wird, dreht der Wind von Ost nach Süd. Während dieser Zeit bewegen sich die Windgeschwindigkeiten zwischen 5 und 9 m s^{-1} , und die Temperatur wird in Stärke und vertikaler Ausdehnung reduziert (Abbildung 4.4.4.5 und 4.2a). Begleitend ist eine Abnahme der Temperaturdifferenz in der mittleren Troposphäre und eine stärkere Erwärmung in der Nähe der PBL-Höhe zu verzeichnen. Die PBL-Höhe verweilt allerdings unter 200 m . Ein ähnliches Bild ist anhand der Feuchteanomalie zu erkennen, wobei die Erwärmung knapp oberhalb der PBL-Höhe von einer leichten Zunahme der Feuchte begleitet ist (Abbildung 4.2b). Die Temperaturanomalie in der Grenzschicht wird bereits zwei Tage vor Sturmbeginn positiv, begleitet von einem raschen Anstieg der PBL-Höhe. Das Maximum ist mit 1600 m am 4. Februar erreicht (Abbildung 4.2a), eineinhalb Tage nach Sturmbeginn. Zu diesem Zeitpunkt beträgt die Windgeschwindigkeit über 20 m s^{-1} mit Wind aus Südwest in 850 hPa (Abbildung 4.2e, 4.2f und 4.4b). Gleichzeitig erreicht die Erwärmung der Troposphäre ebenfalls ihren Höhepunkt, mit einem Maximum von $\Delta T = 28 \text{ K}$ in Bodennähe. Obwohl Wind und Erwärmung für eine starke Durchmischung sorgen, findet sich immer noch eine Inversion in ca. 3400 m Höhe

(Abbildung 4.2c). An der N-ICE2015 Position schiebt sich 12 h später eine Kaltfront unter den Warmluftsektor, begleitet von niedrigeren Windgeschwindigkeiten aus Nordwest. Das begünstigt die Entstehung von Temperatur- und spezifische Feuchteinversionen, deren Basis im Bereich der PBL-Höhe liegt (Abbildung 4.4c und 4.2). Die zusammenfallenden Inversionen von Temperatur und Feuchte sind ein Indiz für Wolken.

In Bodennähe ist auch gegen Ende des Ereignisses die Temperatur nach wie vor größer als zum Ausgangszeitpunkt am 31. Januar. Temperatur und Feuchtegehalt in der freien Troposphäre bleiben bis etwa zum 6. Februar 12 UTC höher als der Hintergrund, wobei währenddessen die Magnitude der Differenzen abnimmt. Interessanterweise haben die bodennahen Schichten eine ca. 3 K höhere Temperatur bis zum 8. Februar verglichen mit Bedingungen ohne Zykloneneinfluss, obwohl sich eine stabilisierende Temperaturinversion zügig ausbildet. Die in-situ Profile und die Reanalyse vom 8. Februar hingegen zeigen beide, dass die Auswirkungen auf die spezifische Feuchte nicht persistent sind. Das stimmt ebenfalls mit der synoptisch-skaligen Verteilung des IWV in Nähe der N-ICE2015 Position überein (Abbildung 4.2c, 4.3c und 4.4c).

Mit Hilfe von Kompositen aller in den Monaten Oktober bis Januar 1990–2012 in ERA-Interim identifizierten Feuchteintrusionen haben Woods and Caballero [2016] die zeitliche Entwicklung von Intrusionen untersucht. Passend zu der eben beschriebenen Fallstudie des M2-Sturms zeigen sie, dass Feuchteintrusionen die vertikale Struktur von Temperatur und Feuchte bereits drei bis vier Tage vor Beginn eines Ereignisses beeinflussen. Außerdem decken sich ihre Ergebnisse damit, dass die Temperatur in Bodennähe auch nach Bildung einer Inversion Zeit benötigt, um den Wert vor einem Event wiederzuerlangen (Abbildung 4.2 und 4.4). Folglich überdauern die Auswirkungen einer synoptischen Zyklone die Zeitspanne ihrer Präsenz. Woods and Caballero [2016] haben außerdem gezeigt, dass die größte Erwärmung in Höhe der Temperaturinversion 12 h vor der am Boden zu beobachten ist. Die hier vorgestellte Fallstudie bestätigt das nicht, die maximale Erwärmung wird simultan am Boden und in Höhe der Temperaturinversion erreicht.

Die Analyse einzelner Fallstudien vermittelt ein Bild der zeitlichen Entwicklung des Einflusses synoptischer Zyklonen. Insbesondere, zeigen sie die Veränderungen der Inversionshöhe und die Phasen

der PBL-Erwärmung während des Übergangs vom strahlungsklaren zum opaken Zustand (Abbildung 4.2). In diesem Fall weist die Erwärmung der PBL vor Sturmbeginn auf das Schrumpfen der Temperaturinversion, die letztendlich soweit abgeschwächt wird, dass ein Einmischen der warmen Luft nahe der Inversionshöhe in die kältere PBL erfolgt [Walden et al., 2017]. Die Anwesenheit von Wolken beeinflusst selbstverständlich diese Prozesse, wodurch sie sich von Fall zu Fall unterscheiden.

4.3 Zyklonencharakteristika

R/V Lance war entlang der Nordatlantischen Hauptzyklonenzugbahn in Richtung Arktis positioniert [Serreze and Barry, 1988]. Die meisten synoptischen Stürme des N-ICE2015 Winters entstammen der Grönlandsee und dem Europäischen Nordmeer. Auf ihrem Weg in die zentrale Arktis passierten diese Zyklonen zuerst Ny-Ålesund und wenig später die N-ICE2015 Position [Cohen et al., 2017] (siehe ebenfalls Abbildungen A.1 und A.2 für Zeit-Höhen-Schnitte der Ny-Ålesund Radiosondenprofile analog zu Abbildung 4.1). Im Ge-

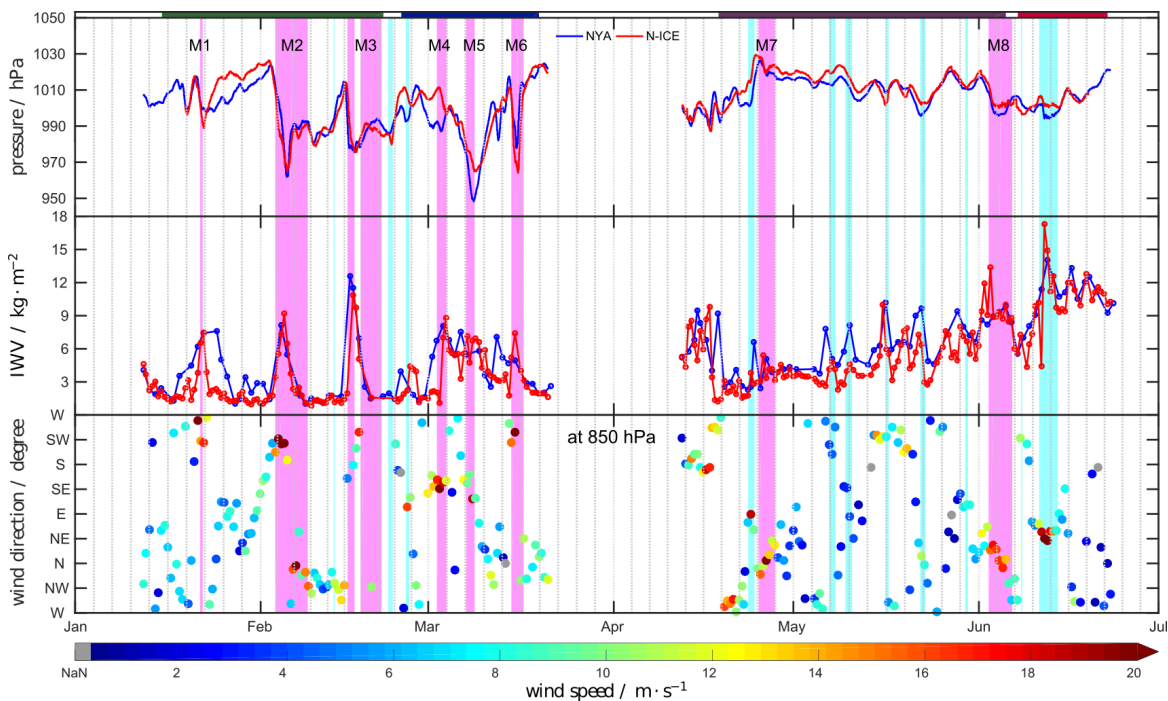


Abb. 4.5: Zeitreihen des (Oben) Drucks gemessen an den Messfeldern, (Mitte) IWVs aus Radiosondenprofilen von Ny-Ålesund (blau) und N-ICE2015 (rot) sowie (Unten) Windrichtung und Windgeschwindigkeit (Schattierung) in 850 hPa aus N-ICE2015 Radiosonden. Starke und schwache Sturmevents entnommen aus [Cohen et al., 2017] (magenta and cyan Balken). Die Fahrtabschnitte (Flote 1–4) sind im obersten Bildabschnitt entsprechen Abbildung 3.1 markiert. (aus Kayser et al. [2017])

gensatz zum Winter, waren die meisten synoptischen Zyklonen im Frühling über der Barents- und Karasee positioniert. Dadurch hatten Ny-Ålesund and N-ICE2015 in etwa den gleichen Abstand zu den Tiefdruckzentren.

Sowohl in den Zeitreihen der N-ICE2015 als auch der Ny-Ålesund Beobachtungen entsprechen die in Cohen et al. [2017] identifizierten N-ICE2015 Sturmevents Druckabnahmen, Anstiegen im IWV und Änderungen in Windgeschwindigkeit und -richtung (Abbildung 4.5). Im Winter erzeugen die vorbeiziehenden Zyklonen eine große Variation im Bodendruck mit einem absoluten Minimum von 948 hPa gemessen in Ny-Ålesund am 8. März und mit drei Druckminima unter 970 hPa am N-ICE2015 Standort. Im Frühling bleiben die Variationen der Druckwerte oberhalb von 990 hPa (Abbildung 4.5). Unter Hochdruckeinfluss bewegt sich der Druck in beiden Phasen der Kampagne zwischen 1020 und 1030 hPa. Die größere Variabilität im Winter resultiert unter anderem aus der Nähe der Beobachtungsstandorte zur Zyklonenzugbahn, während im Frühjahr Zyklonen in größerer Entfernung vorbeigezogen sind [Cohen et al., 2017]. Zudem sind Zyklonen in dieser Region meist intensiver im Winter als im Frühling und Sommer [Serreze et al., 1997].

Wie zuvor in der Fallstudie beobachtet, transportieren Sturmereignisse warme und feuchte Luftmassen in die Arktis und sind somit wesentlicher Bestandteil des Meridionalaustausches zwischen polaren und mittleren Breiten [Woods and Caballero, 2016]. Dies zeichnet sich im N-ICE2015 Winter an den großen Änderungen im IWV während Zyklonenevents ab. Außerhalb der Sturmphasen fluktuieren die Werte um 2 kg m^{-2} . Stürme hingegen führen zu Anstiegen auf das zwei- bis vierfache. Z.B. steigt der IWV während des M3 Zyklonenevents auf ca. 11 kg m^{-2} für N-ICE2015 und ca. 13 kg m^{-2} für Ny-Ålesund (Abbildung 4.5, Mitte). Diese hohen Werte sind mit Wind aus südlicher Richtung verbunden. Allgemein sind die rapide Zu- und Abnahme der Feuchte eng mit den Richtung der Luftmassenadvektion verbunden [Woods and Caballero, 2016]. Als Indikator dient der Wind in 850 hPa, der von den N-ICE2015 Radiosonden aufgezeichnet wurde (Abbildung 4.5, unten). Der Einfluss von Zyklonen auf die Feuchte ist in Ny-Ålesund einen halben bis einen Tag eher bemerkbar als am N-ICE2015 Standort.

Die Temperaturanomalien in Abbildung 4.1 zeigen, dass das Maximum des Feuchteanstiegs und Wind aus Süden mit Geschwindigkeiten über 14 m s^{-1} mit dem Durchgang einer Warmfront an der N-ICE2015 Position zusammenfallen (Abbildung 4.5, mittlere und unten). Mit Ankunft der Kaltfront steigt der Druck an, der IWV nimmt rapide ab und der Wind dreht in Richtung Nord, wobei die Windgeschwindigkeit groß bleibt. In den ruhigen Hochdruckphasen des Winters kommt der Wind in 850 hPa aus Nordwest bis Nordost mit Geschwindigkeiten zwischen 2 und 10 m s^{-1} . Damit stimmen sowohl die Beobachtungen des IWV als die des Windes mit der Advektion entlang einer Zyklonenzugbahn wie in Cohen et al. [2017] überein.

Während des Frühjahrs steigt die Feuchte kontinuierlich an, beginnend im April mit ca. 3 kg m^{-2} bis ca. 12 kg m^{-2} Ende Juni (Abbildung 4.5, mitte). Darüber hinaus verursachen Zyklonen zusätzlich kurzzeitige Anstiege. Während der zweiten Expeditionsphase (Floe 3 und 4) treten die Maxima in IWV unter Einfluss des Zonalwinds auf [Cohen et al., 2017], wodurch sie sich an beiden Standorten nahezu simultan ereignen. Nur während des Frühsommers (später Mai und Juni), werden IWV-Anstiege zuerst am N-ICE2015 Standort verzeichnet, mit Wind aus Nordost. Am Beispiel des schwachen Sturms m10 mit Beginn am 11 Juni, werden die Radiosondendaten im Zusammenhang mit den synoptischen Bedingungen im Frühling diskutiert (Abbildung 4.6). Zwei Tage vor dem m10-Sturm am N-ICE2015 Standort wird Luft aus Süden über das Archipel Spitzbergen Richtung Ny-Ålesund und N-ICE2015 advehiert, was zu einem kleinen Anstieg im IWV von ca. 9 kg m^{-2} führt. Später dreht der Wind auf Nordost mit hohen Windgeschwindigkeiten um 20 m s^{-1} , und der IWV steigt auf über 17 kg m^{-2} (Abbildungen 4.5). Zu diesem Zeitpunkt zeigt die ERA-Interim Reanalyse, dass ein Tiefdruckgebiet mit Zentrum südöstlich von Spitzbergen zu Advektion feuchter Luftmassen von der offenen Wasserfläche der Karasee führte.

Aus diesen Beobachtungen lässt sich schließen, dass die Veränderungen im IWV während N-ICE2015 mit synoptischen Zyklonen verbunden und mit dem Transport warmer feuchter Luftmassen aus tieferen Breiten assoziiert sind. Cohen et al. [2017] zeigen, dass die meisten Winterzyklonen direkt über den N-ICE2015 Standort hinweggezogen sind, und die meisten Frühjahrszyklonen sich in der Barents und Kara See intensiviert haben, bevor von dort Luftmassen in Richtung Spitzbergen hin zu Ny-Ålesund und N-ICE2015 adve-

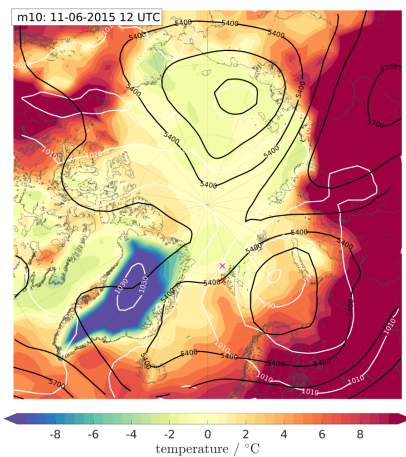


Abb. 4.6: Polarstereographische Projektion der 2m-Temperatur (Schattierung), des MSLP in hPa (weiß) sowie der geopotentiellen Höhe in 500 hPa für die synoptische Situation während des m10-Sturms am 11.6.2015 12 UTC.

hiert worden sind. Diese Beobachtungen implizieren, dass die relative Änderung im IWV ein guter Indikator für Zyklonenaktivitäten in der arktischen Meereisregion und für Intrusionen von Luftmassen aus den mittleren Breiten ist (Abbildungen 4.3).

4.4 Temperaturinversionen und Stabilität

In diesem Abschnitt werden Grundcharakteristika der in den N-ICE2015 Radiosonden registrierten Temperaturinversionen vorgestellt. Die Einteilung erfolgt wie in Abschnitt 3.3.1 in SBIs, LIs als primäre Inversionen und SIs als sekundäre Inversion. Inversionen, deren Basis höher als 3000 m liegen, sind nicht berücksichtigt, da sie mit Frontdurchgängen wie im Fall des M2-Sturms assoziiert werden. Mit dieser Vorgabe ergeben sich insgesamt 247 Ballonaufstiege, in denen Inversionen registriert wurden, dabei 115 von 122 im Winter und 132 von 136 im Frühling (Abbildung 4.7). Außerdem wird die vertikale statische Stabilität mit den in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen lokalen (Abbildung 4.9) und nicht-lokalen Methoden (Abbildung 4.8) analysiert. Um ein Maß der dynamischen Stabilität zu erhalten, wird die nicht-lokale Methode im Komposit mit der Grenzschichthöhe, aus der Richardson-Zahl bestimmt, dargestellt.

Während des N-ICE2015 Winters (Floe 1 und 2) trat eine Tempe-

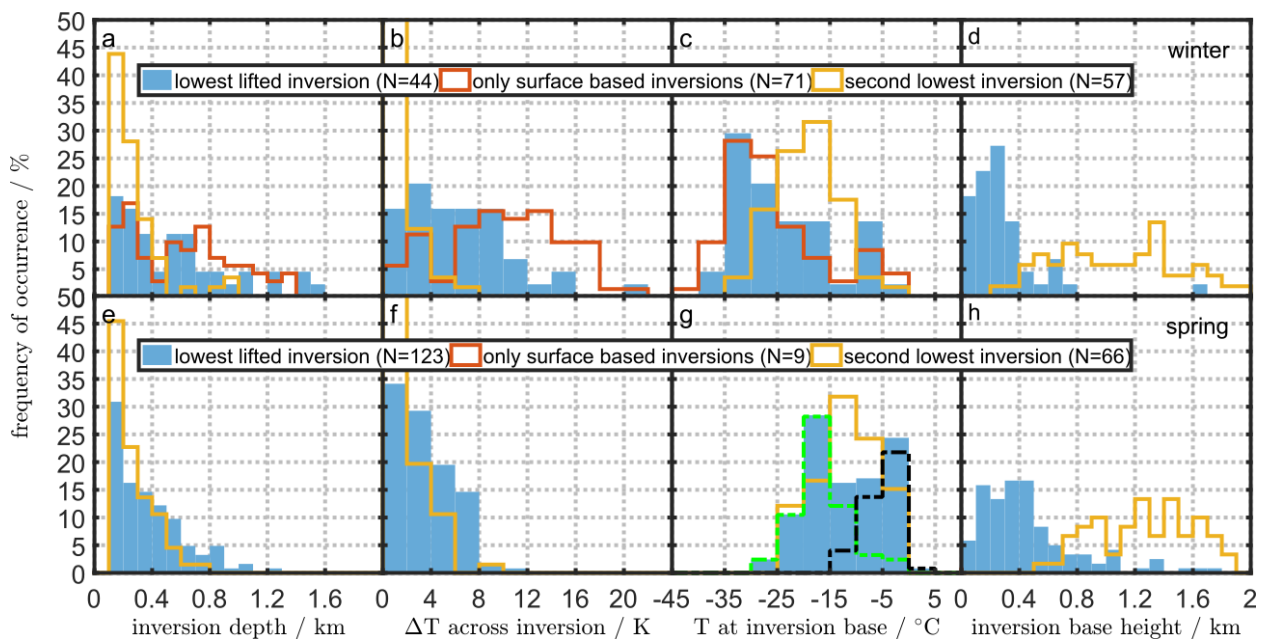


Abb. 4.7: Verteilung der Inversionstiefe (a,e), Temperaturdifferenz (b,f), Basistemperatur (c,g) und Basishöhe (d,h) für SBIs (rote Linie), LIs (blaue Flächen) und SIs (gelbe Linie) mit Basis unterhalb von 3000 m; grüne und schwarze Strichlinie teilen die Frühlingsprofile in 73 Aufstiege vor und 55 nach dem 24. Mai 2015 ein. (aus Kayser et al. [2017])

raturinversion in 94% der 122 Radiosondenaufstiege auf, dabei in 58% als bodenbasierte Inversion. Im Vergleich mit den Radiosonden zeigen die Messungen des 10 m-Mastes eine relative Häufigkeit von 80% [Cohen et al., 2017]. Allerdings werden die untersten 10 m nicht in den Vertikalprofilen der Radiosondenmessung aufgelöst. LIs finden sich in 36% der Winterprofile (Abbildung 4.7a–e). Unter Einbeziehung beider Inversionstypen weisen 95% der registrierten Inversionen eine Basis unterhalb von 500 m auf. Für Winter besitzen SBIs und LIs die gleiche bimodale Temperaturverteilung in der Höhe ihrer Basis (Abbildung 4.7). Die Maxima korrespondieren mit dem strahlungs-klaaren und opaken Zustand der Wintertroposphäre [Graham et al., 2017b]. Aber SBIs und LIs unterscheiden sich in der Temperaturdifferenz zwischen Basis und Maximum. Da die Verteilungen der Inversionstiefe sehr ähnlich sind – nur eine leicht größere Häufigkeit von Inversionen größer 700 m (Abbildung 4.7a) – ist der Temperaturgradient innerhalb einer SBI generell größer als in einer LI.

SIs sind ebenfalls charakteristisch in den N-ICE2015 Radiosondenprofilen. Sie treten in 50% aller Fälle mit Inversion auf. 47% davon besitzen eine vertikale Ausdehnung zwischen 100 und 400 m und ihre Temperaturänderung entlang der Inversion ist kleiner als 4 K (Abbildung 4.7a–b). Im Gegensatz zu LIs ist die Verteilung der Temperatur der Inversionsbasis monomodal, und ihre Basishöhe verteilt sich über einen breiteren Bereich (Abbildung 4.7c–d).

Unter sehr stabilen Bedingungen im Winter liegt die ermittelte PBL-Höhe selten über 100 m (Abbildung 4.8). Die stabile Schicht hingegen kann bis zu 1500 m hoch ragen, begleitet von tiefen SBIs mit Maxima im Bereich von 600 bis 1400 m. In den darüber liegenden Schichten ist die Atmosphäre vorwiegend neutral. Da starke SBIs mit abwärts gerichtetem sensiblen Wärmefluss assoziiert werden, limitiert ihre Präsenz die Durchmischung und somit die vertikale Ausdehnung der Grenzschicht [Walden et al., 2017]. Unter derartigen Bedingungen resultieren Veränderungen der PBL-Höhe beinahe ausschließlich durch dynamische Einflüsse, z.B. Veränderungen der vertikalen Windscherung.

Zyklonen beeinflussen beide Arten der Stabilität, dynamische und statische. Über die durch sie verursachten starken Winde bewirken sie beispielsweise plötzliche Anstiege der PBL-Höhe. Die maximale Höhe im Winter beträgt ca. 1600 m (Abbildung 4.8). Der mit Zyкло-

nen assoziierte Transport warmer, feuchter Luftmassen in die Arktis wirkt sich auf die statische Stabilität entlang der gesamten Troposphäre aus. Dabei gilt, je mehr Wärme und Feuchte eine winterliche Zyklone advehiert, desto größer and länger anhaltend sind die Auswirkungen auf die statische Stabilität. Zum Beispiel lässt sich die Passage der Kaltfront und der dazugehörige Windrichtungswechsel gut am Absinken der Grenzschichthöhe und der Änderung der Stabilität von neutral zu instabil erkennen (Abbildungen 4.2–4.5 sowie 4.8). Allgemein hatten Zyklonen den größten Einfluss auf die Stabilität der Troposphäre während des N-ICE2015 Winters, ähnlich zum Winter 2016 beschrieben in [Kim et al., 2017].

Typische Stabilitätsbedingungen für den N-ICE2015 Winter sind in Abbildung 4.9a über die Häufigkeitsverteilung der vertikalen Stabilität gezeigt. Tabelle 4.1 fasst die Resultate von Abbildung 4.9a und e für bestimmte Höhenbereiche zusammen. Die N-ICE2015 Winterperiode erfährt häufig stabile Bedingungen aufgrund der häufigen und ausgeprägten Temperaturinversionen (Abbildung 4.7–4.9a). Der stabilste Bereich findet sich unterhalb von 300 m. Allerdings zeigt Abbildung 4.9a, dass lokal instabile Bedingungen unterhalb von 150 m

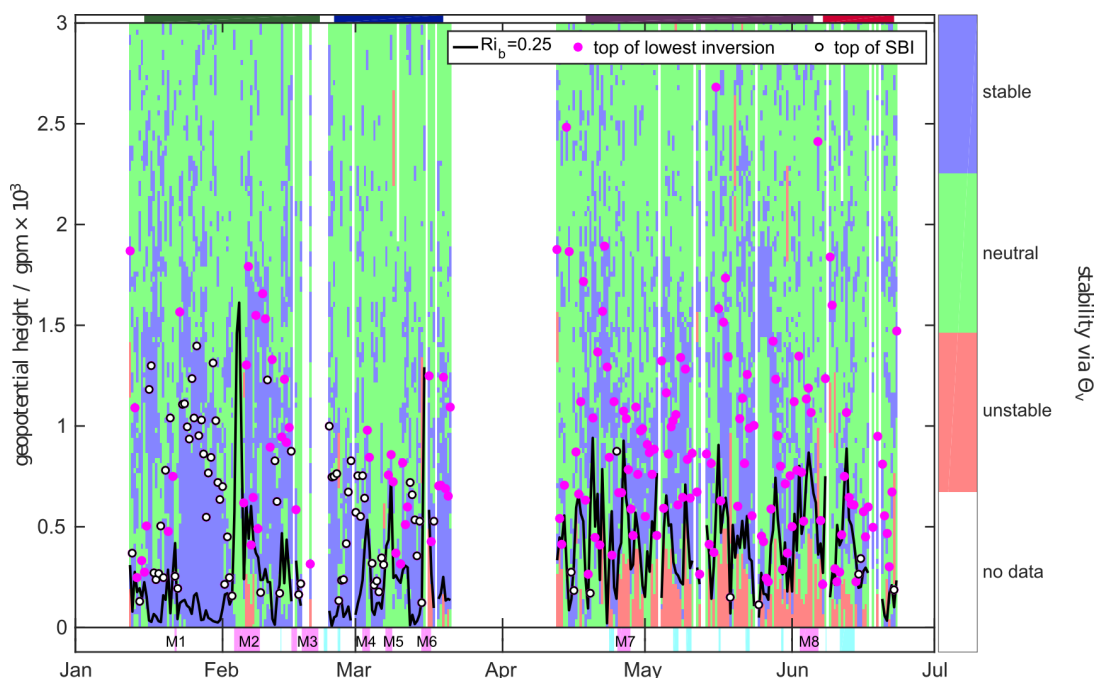


Abb. 4.8: Zeit-Höhen-Schnitt der nicht-lokalen statischen Stabilität ermittelt aus N-ICE2015 Radiosondenprofilen über Θ_v (Schattierung). Außerdem die Grenzschichthöhe (schwarze Linie) berechnet über $Ri_{crit} = 0,25$ und die Maxima der zugehörigen Temperaturinversion (weiß für SBIs und magenta für LIs). Starke und schwache Sturmevents entnommen aus [Cohen et al., 2017] (magenta and cyan Balken). (aus Kayser et al. [2017])

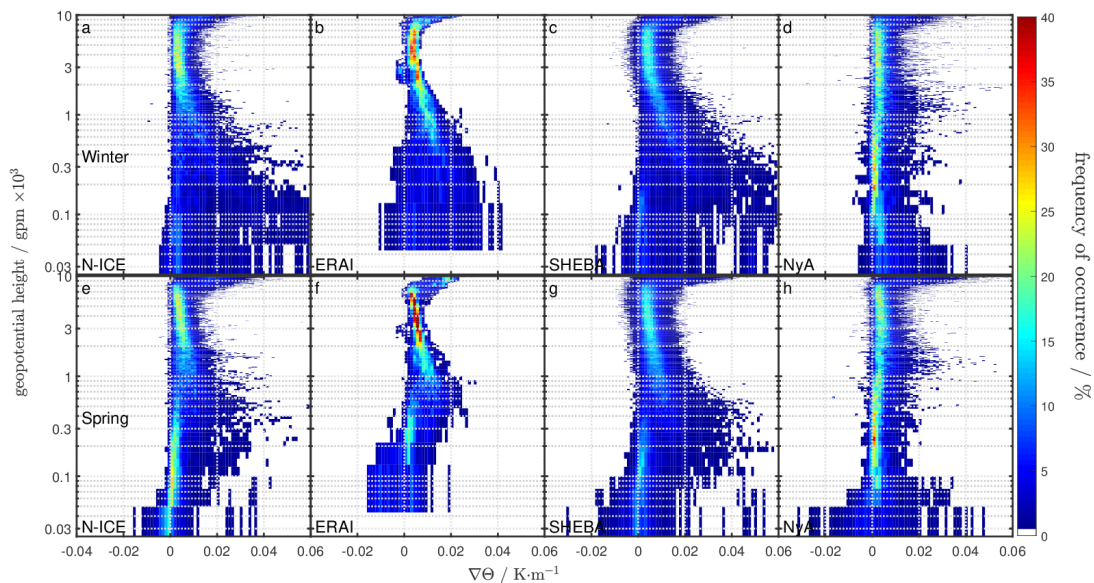


Abb. 4.9: Verteilung, als Funktion der Höhe, des vertikalen Gradienten der potentiellen Temperatur im Winter (oben) und Frühjahr (unten) für N-ICE2015 aus Radiosondenprofilen (a,e) und ERA-Interim Reanalyseprofilen, die der Schiffposition am nächsten sind (b,f), für die SHEBA Expedition (c,g) und für Ny-Ålesund aus Radiosondenprofilen. Die Summer in jedem Höhenbin (Breite= 25 m) beträgt 100%. (aus Kayser et al. [2017]).

aufgetreten sind. Bis in 1000 m Höhe sind neutrale und stabile Bedingungen die Regel (Abbildung 4.9 und Tabelle 2). Oberhalb von 1000 m ist die Atmosphäre mit zunehmender Höhe weitgehend neutral geschichtet.

Während des Polartages (Floe 3 und 4) traten kaum noch SBIs auf (nur 7%). Die vertikale Ausdehnung und Temperaturänderung der LIs ist ebenfalls deutlich reduziert (Abbildung 4.7e und f). Trotzdem verzeichnen 90% aller Radiosondenaufstiege im Frühjahr eine gehobene Inversion. Am häufigsten (ca. 22%) findet man die Basis der LIs unterhalb von 500 m und oberhalb von 300 m. Die Verteilung der Basistemperatur ist ebenfalls bimodal, aber die maximale Häufigkeit hat sich hin zu höheren Temperaturen verschoben (Abbildung 4.7g).

Die Aufteilung der Frühlingsperiode in Abschnitte vor und nach dem Auftreten von Temperaturen $> 0^\circ\text{C}$ erlaubt einen besseren Blick auf die Verteilung der Inversionsbasistemperatur (Abbildung 4.7g, grüne und schwarze Linie). Als Stichtag wird er 24. Mai gewählt. Diese Wahl anhand der Radiosondentemperaturen gleicht den Driftphasen über arktischem und Atlantischem Wasser [Meyer et al., 2017] (Abbildungen 3.1 und 4.1. Unter dieser Aufteilung stimmen die Maxima der bimodalen Häufigkeitsverteilungen der Basistemperatur der LIs im Frühjahr mit denen einzelner Maxima der beiden Teilperioden überein (Abbildung 4.7g). Die Bimodalität im Frühjahr sollte

Tab. 4.1: Statistik der statischen Stabilität^a

| Saison | Intervall / km | stark-stabil / % | stabil / % | neutral / % | instabil / % |
|----------|------------------|--|---|--|--|
| | | $0.03 \text{ K m}^{-1} \leq \partial_z \Theta_v$ | $0.01 \leq \partial_z \Theta_v < 0.03 \text{ K m}^{-1}$ | $0 \leq \partial_z \Theta_v < 0.01 \text{ K m}^{-1}$ | $\partial_z \Theta_v < 0 \text{ K m}^{-1}$ |
| Winter | $0 < z \leq 0.3$ | 23 | 34 | 36 | 7 |
| | $0.3 < z \leq 1$ | 5 | 41 | 50 | 4 |
| | $1 < z \leq 3$ | 0 | 10 | 86 | 4 |
| | $3 < z \leq 10$ | 0 | 14 | 80 | 6 |
| Frühling | $0 < z \leq 0.3$ | 4 | 13 | 51 | 32 |
| | $0.3 < z \leq 1$ | 5 | 29 | 60 | 6 |
| | $1 < z \leq 3$ | 1 | 11 | 84 | 4 |
| | $3 < z \leq 10$ | 2 | 22 | 70 | 5 |

^azusammengefasst aus Abbildung 4.9. (aus Kayser et al. [2017])

also nicht wie im Winter als strahlungs klarer und opaker Zustand identifiziert werden, sondern als Resultat der veränderten meteorologischen Bedingungen, die mit der Entfernung zwischen Schiff und offenem Ozean zu verknüpfen ist.

Die Häufigkeit des Auftretens der SIs ändert sich nur wenig im Vergleich zum Winter (ca. 50% in allen Frühlingsradiosonden). Aber eine Verschiebung der monomodalen Verteilung der Basistemperatur und ein häufigeres Auftreten größerer ΔT ist zu beobachten. Sie verteilen sich gleichmäßig im Höhenbereich von 800 bis 1700 m. Da primäre Inversionen im Frühling vorwiegend LIs sind, finden sich nur wenige SIs unterhalb von 600 m (Abbildung 4.7h).

Während des Frühlings ist die PBL-Höhe variabler als im Winter, aber ihre maximale vertikale Ausdehnung ist mit weniger als 1000 m kleiner (Abbildung 4.8). Dies ist vermutlich auf die häufig anzutreffende Wolkenbedeckung zurückzuführen [Walden et al., 2017]. Die Stabilität der Grenzschicht ist am größten, wenn es eine SBI gibt. Generell ist das häufige Vorkommen instabiler statischer Bedingungen innerhalb der Grenzschicht ein Indikator für verstärkte turbulente Durchmischung, induziert durch die Wärmeflüsse vom Boden, die durch erwärmende Strahlung entstehen [Walden et al., 2017]. In der freien Troposphäre finden sich überwiegend stabile Bedingungen innerhalb der LIs, deren Basis während des Frühlings meist nahe der gezeigten PBL-Höhe liegt. Nach dem Einsetzen der Schneeschmelze an der Oberfläche (abgeschätzt durch bodennahe Temperaturen persistent $> 0^\circ\text{C}$), nehmen die Tiefe der LIs und die Ausdehnung der stabilen Schicht in ihrer Nähe ab. Die meteorologische Übersicht in [Cohen et al., 2017] suggeriert, dass die meisten LIs im Frühling zu-

sammen mit Temperaturinversionen innerhalb von Wolken auftreten und somit dieser Expeditionsabschnitt meist bewölkt war [Walden et al., 2017].

Die Präsenz der LIs in Nähe der PBL-Höhe hat Einfluss auf die lokale Stabilitätsverteilung. In Abbildung 4.9e werden instabile bis neutrale Bedingungen unterhalb von 150 m und neutrale bis stabile zwischen 200 und 1000 m betrachtet (Abbildung 4.9d). Generell ist die Stabilität im Frühjahr schwächer als im Winter (Abbildung 4.9a und Tabelle). Eine neutrale Schichtung ist am häufigsten in den untersten 500 m. Über 1000 m gleichen sich die Verteilungen von Winter und Frühjahr. Allerdings kommt es im Frühling aufgrund der LIs häufiger zu schwach-stabilen Bedingungen zwischen 1000 und 2000 m.

Während der N-ICE2015 Expedition ist die Änderung der lokalen Stabilität über Meereis vom Winter zum Frühling am größten in Bodennähe (Abbildung 4.9a und e). Der Unterschied zwischen den beiden zeigt den Einfluss der von der Strahlung angetriebenen turbulenten Bodenflüsse auf die lokale Stabilität bis in ca. 300 m. Darüber hinaus haben Wolken, wie anhand von LIs, PBL-Höhe und statisch neutralen bis stabilen Bedingungen erkennbar sind, großen Einfluss auf die Energiebilanz [Sedlar et al., 2012].

4.5 Vergleich mit ERA-Interim, SHEBA und Ny-Ålesund

Als nächstes werden die saisonalen Stabilitätsverteilungen der N-ICE2015 Expedition mit den korrespondierenden Verteilungen der ERA-Interim Reanalyse, den parallelen Radiosondenmessungen in Ny-Ålesund und während der SHEBA Expedition (1997/1998) in Relation gesetzt. Dabei dient SHEBA als Beispiel eines Datensatzes, der unter ähnlichen Bedingungen in einem anderem Sektor der Arktis, der Beaufort See, gewonnen wurde und aus einer Periode mit dickerem mehrjährigen Meereis stammt [Uttal et al., 2002]. Hingegen decken die Radiosonden aus Ny-Ålesund den selben Zeitraum ab und stammen aus unmittelbarer Nähe zu N-ICE2015, repräsentieren aber Messungen über einem gebirgigen, eisfreiem Fjord. Zunächst wird N-ICE2015 mit Profilen aus ERA-Interim verglichen, die den zum N-ICE2015 Standort nächstgelegenen Punkt über einer geschlossenen Eisdecke darstellen. Die generellen Charakteristika der Profile werden von der Reanalyse wiedergegeben, aber die stark-stabilen Fälle fehlen (Abbildung 4.9b und f). Dies zeigt einerseits,

dass die thermodynamische Struktur in der Reanalyse korrekt dargestellt wird. Andererseits unterschätzt ERA-Interim die Stärke und Tiefe der Temperaturinversionen in Winter und Frühling, obwohl die Beobachtungsdaten in die Assimilation einfließen [Tjernström and Graversen, 2009, Liu et al., 2015, Graham et al., 2017b]. Im Winter ist die Ursache vermutlich in Problemen bei der Simulation turbulenter Flüsse zu suchen, während des Frühlings hingegen wird vermutlich die stabile Inversionsschicht innerhalb der Wolken unterschätzt.

Beim Vergleich der Stabilitätsverteilungen zwischen N-ICE2015 und SHEBA zeigen sich Ähnlichkeiten, aber auch einige Unterschiede. Interessant ist das häufigere Auftreten instabiler Bedingungen in Winter und Frühling in den SHEBA Daten, sowohl für die untere als auch die obere Troposphäre. In diesen Höhenbereichen tendiert N-ICE2015 häufiger zu neutralen Bedingungen (Abbildung 4.9a, c, e und g). Zudem ist im Winter der Höhenbereich der stärksten Stabilität bei SHEBA bis zu 500 m mehr ausgedehnt, was als Indiz für eine größere Höhe des Temperaturmaximums dienen kann. Jedoch ist dieser Unterschied vermutlich nicht signifikant, weil es nur einige wenige Fälle betrifft. Oberhalb von 600 m sind die Differenzen zwischen N-ICE2015 und SHEBA im Winter wie im Frühjahr gering. Beide Kampagnen stimmen in der Beobachtung überein, dass die Häufigkeit stark-stabiler Bedingungen vom Winter zum Frühling abnimmt.

Die große Ähnlichkeit zwischen der statischen Stabilität der freien Troposphäre für N-ICE2015 und SHEBA war zu erwarten, da bei-

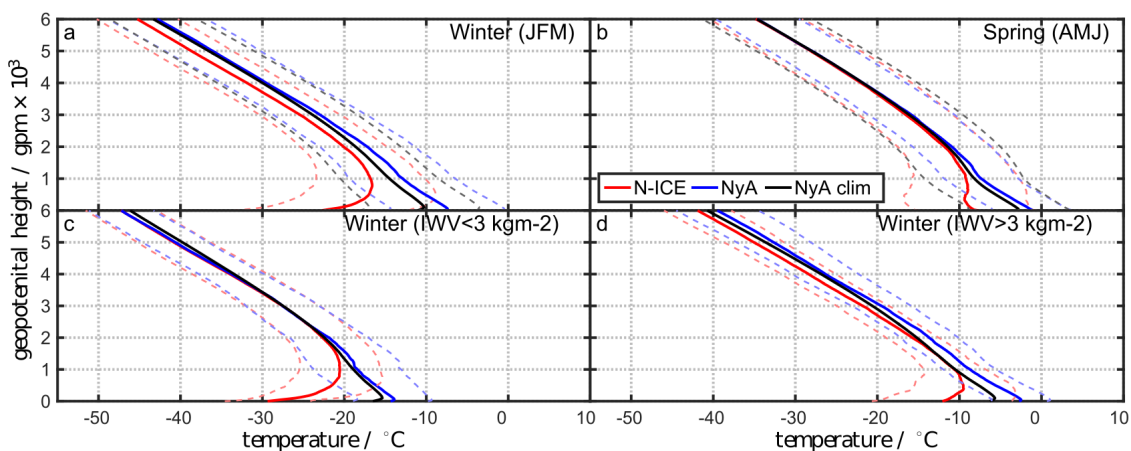


Abb. 4.10: Saisonale gemittelte Temperaturprofile (Linie) und die Standardabweichung (Strichlinie) davon für (a) Winter (JFM) und (b) Frühling (AMJ) für N-ICE2015 (rot), Ny-Ålesund 2015 (blau) und die Ny-Ålesund Langzeitdaten (1993–2014) (schwarz). Für Winter zusätzlich gemittelte Profile mit (c) geringem ($< 3 \text{ kg m}^{-2}$) und (d) hohem ($> 3 \text{ kg m}^{-2}$) IWV. (aus Kayser et al. [2017]).

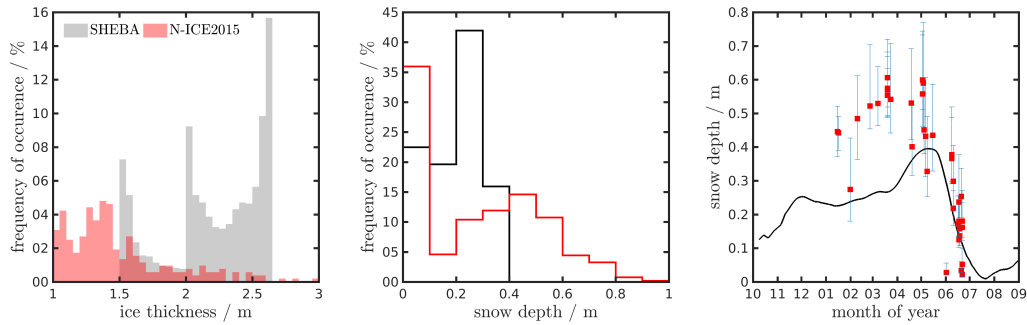


Abb. 4.11: Häufigkeitsverteilungen der (a) Meereisdicke und (b) Schneehöhe auf Meereis sowie (c) Zeitreihen der Schneehöhe für die Expeditionen (rot) N-ICE2015 (2015) und (schwarz) SHEBA (1997/1998). Die SHEBA Beobachtungen sind ein Komposit aus ortsfesten und Transektenmessungen mit mechanischen Methoden [Persson, 2011]. Die N-ICE2015 Beobachtungen sind ein Komposit aus routine Meereisbohrungen und elektromagnetischen Messungen (Magna Probe) [Rösel and King, 2017, Rösel et al., 2016]. Der in (c) angegebene Messfehler bezeichnet die positive und negative zentrierte Standardabweichung von Mittelwert.

de Beobachtungen auf dem arktischen Meereis durchgeführt haben. Jedoch scheint die dünnere Eisdecke während N-ICE2015 nur marginalen Einfluss auf die untere Troposphäre auszuüben. Abbildung 4.11 stellt die Messungen von Eisdicke und Schneehöhe während der beiden Driftexpeditionen gegenüber. Während SHEBA wurden feste Stationen für die Beobachtung dieser Parameter installiert, kontinuierlich abgelesen und zusätzlich regelmäßig der Schnee entlang einer Transekte beprobt. Die hier gezeigten N-ICE2015 Eisdickendaten stammen dagegen von ca. 3 wöchentlichen Meereisbohrungen plus intensiverer Beprobung der Scholle zum Beginn jedes Fahrabschnittes. Für die N-ICE2015 Schneehöhe wurde regelmäßig ein Messfeld sowie Transekte elektromagnetisch vermessen. Die Eisdickenverteilung für SHEBA zeigt deutlich die Moden für ein-, zwei- und mehrjähriges Eis. N-ICE2015 hingegen scheint auf einjährigem und neuem Eis stattgefunden zu haben. Allerdings weisen [Itkin et al., 2017] durch eine Isotopenuntersuchung nach, dass es sich um ein- und zweijähriges Eis handelt, mit Modaldicken von ca. 0.9 und ca. 1.5 m. Im Frühjahr steigt die Dicke beider Moden auf ca. 1.7 m [Provost et al., 2017]. Trotz dieser geringen Dicke lag auf der N-ICE2015 Eisdecke eine verglichen mit SHEBA doppelt so hohe Schneebedeckung, die zur effektiven Isolierung der PBL beiträgt (Abbildung 4.11). Durch Überfluten des Eises [Provost et al., 2017], die Bildung von Schmelztümpeln und dem größeren Wärmefluss durch den wärmeren Ozean [Meyer et al., 2017] der Eisoberfläche reduziert sich die Schneehöhe während N-ICE2015 zügiger als während SHEBA.

Aufgrund der Oberflächenbeschaffenheit wirken sich die Prozesse

in anderer Weise an der Landstation Ny-Ålesund aus. Während des N-ICE2015 Zeitraums, Januar bis Juni 2015, waren die Bedingungen der Troposphäre über Ny-Ålesund meist neutral im Vergleich zum N-ICE2015 Winter (Abbildung 4.9c und 4.10a). Die stabile Schicht erreicht über Ny-Ålesund eine Ausdehnung von nur ca. 100 m, im Gegensatz zu ca. 1000 m über den meereisbedeckten Standorten von N-ICE2015 und SHEBA. Im Winter ist die Häufigkeit von instabilen Bedingungen für Ny-Ålesund und N-ICE2015 ähnlich. Im Frühling sind die untersten 100 m über Ny-Ålesund häufiger instabil. In beiden Jahreszeiten beobachtet man in Ny-Ålesund meist einen mittleren Gradienten der potentiellen Temperatur um 0 K m^{-1} bis in 1000 m Höhe, ein Indiz für eine gut durchmischte Schicht. Oberhalb von 2000 m gleichen sich die Verteilungen beider Standorte, da die Stabilität in der mittleren und oberen Troposphäre an beiden Standorten von den selben synoptischen Systemen beeinflusst wurde.

Insgesamt neigt die Grenzschicht in Ny-Ålesund zu neutraleren Bedingungen verglichen mit der Meereisumgebung bei N-ICE2015 und SHEBA. In Ny-Ålesund haben zum einen die heterogene Oberflächenbeschaffenheit (Schneeoberfläche und Fjord) mit entsprechenden Strahlungseigenschaften, zum anderen die Orographie der Berge mit induzierten dynamischen Effekten einen Einfluss auf die Stabilität. Deshalb wirkt die Strahlungskühlung schwächer in Ny-Ålesund, wodurch SBIs schwächer und seltener werden.

Der Vergleich zwischen SHEBA und N-ICE2015 offenbart, dass die N-ICE2015 Beobachtungen über dünnerem, jüngerem Meereis im arktischen Nordatlantiksektor die gleichen Charakteristika in der Troposphäre besitzen wie die Messungen über dickerem Eis aus einer anderen Region unter anderem Eisregime. Daher scheint auf saisonaler Zeitskala der Einfluss des jüngeren Eisregimes auf die thermodynamische Struktur der arktischen Troposphäre gering im Vergleich zu dem von synoptischen Zyklonen. Nichtsdestotrotz war während N-ICE2015 die Schneebedeckung ungewöhnlich dick, so dass dadurch eine zusätzliche Isolation der Atmosphäre vom Einfluss des Ozean erfolgte [Merkouriadi et al., 2017]. Beim Vergleich zwischen N-ICE2015 und Ny-Ålesund wird deutlich, dass die Stabilität der freien Troposphäre große Ähnlichkeit aufweist. Trotzdem sind die Charakteristika in der Grenzschicht deutlich verschieden und zeigen den Unterschied zwischen der Meereisregion und einer schneebedeckten, gebirgigen Fjordlandschaft.

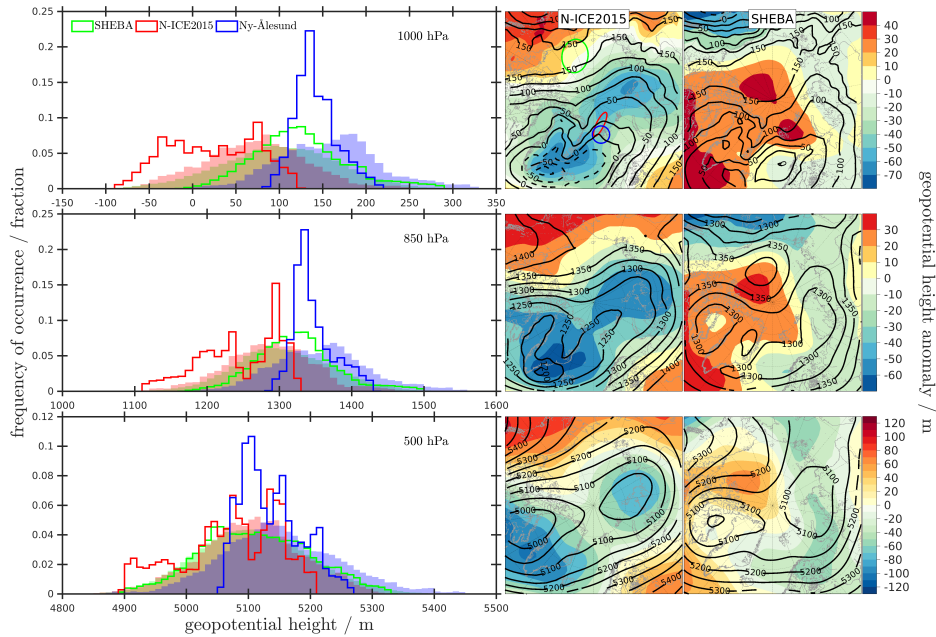


Abb. 4.12: Häufigkeitsverteilungen (PDFs) und saisonales Mittel (JFM) der geopotentiellen Höhe (Kontour) und deren Anomalie (Schattierung) zur Klimatologie (1990 bis 2015) auf den Druckniveaus 1000 hPa, 850 hPa und 500 hPa für die Expeditionen N-ICE2015 (2015) und SHEBA (1998). Die PDFs beziehen sich auf Datenpunkte innerhalb der in der polarstereographischen Projektion markierten Bereiche (grün, rot und blau).

Während des Winters (JFM) zeigen die N-ICE2015 Verteilungen der geopotentiellen Höhe des in Abbildung 4.12 eingezeichneten Gebietes in 1000, 850 und 500 hPa durchweg zwei Peaks: der niedrigere entspricht dem Auftreten synoptischer Zyklonen, der höhere stellt den von Antizyklonen dar. Aus den Anomalieusername während der N-ICE2015 Expedition entnimmt man, dass Regionen hoher Zyklonenaktivität entlang der N-ICE2015 Drift verlaufen. Zusammen mit den Häufigkeitsverteilungen zeigt sich im N-ICE2015 Gebiet im Vergleich zur 25-jährigen Klimatologie mehr Variabilität und eine Tendenz hin zu extremeren synoptischen Verhältnissen und intensiveren Zyklonen (vgl. Anomalien in Abbildung 4.12). Diese Beobachtungen sind im Einklang mit den Ergebnissen in [Graham et al., 2017a], die einen positiven Trend der Länge der Temperaturerwärmung am Boden im Winter verzeichnen, und mit der Studie von [Rinke et al., 2017], die sogar eine leichte Abnahme in der Häufigkeit von extremen Zyklonen im Januar/Februar beobachten. Der SHEBA Winter (1998) ist dicht an der Klimatologie und die Anomalien sind positiv. Somit unterscheiden sich die synoptischen Bedingungen während des SHEBA Winters von denen des 2015er Winters. Schaut man auf das Gebiet rund um Ny-Ålesund, zeigt sich ebenfalls eine Häufung

niedrigen Geopotentials und eine mit zunehmender Höhe aufgrund der Entfernung zu erwartende Annäherung an die N-ICE2015 Häufigkeitsverteilung (Abbildung 4.12). Das gilt sowohl für Winter 2015 als auch für die Klimatologie.

Abbildungen 4.9 und 4.10 zeigen, dass für die freie Troposphäre (> 2000 m) der Absolutwert und der Gradient der potentiellen Temperatur vergleichbar sind. In diesem Höhenbereich existiert jedoch ein konstanter Offset zwischen den mittleren Winterprofilen von N-ICE2015 und Ny-Ålesund (N-ICE2015 ist um 2.5°C kälter). Im Winter haben beide Standorte die gleichen synoptischen Zyklonen beobachtet (Abbildung 4.5). Der Temperaturunterschied ist besonders groß in Phasen hohen IWVs, die mit Warmluftadvektion aus mittleren Breiten verbunden sind (Abbildung 4.10c und d). Verwendet man zur Mittelbildung ausschließlich Profile von zeitlich zusammenfallenden Anstiegen im IWV, die über 3 kg m^{-2} liegen, reduziert sich der Offset auf weniger als 1°C . In Zeiten niedrigen IWVs gleichen sich die Profile oberhalb von 2000 m. Diese beiden Beobachtungen legen nahe, dass die selben synoptischen Events an beiden Standorten zu unterschiedlichen Stadien ihrer Entwicklung und an leicht unterschiedlichen Positionen relativ zum Tiefdruckzentrum beobachtet wurden (Abbildung 4.5). Der Offset repräsentiert demnach den Verlust atmosphärischer Energie entlang der Zyklonenzugbahn. Aufgrund der Ähnlichkeit der Profile und der geringen Entfernung zwischen N-ICE2015 und Ny-Ålesund lassen sich die 2015er Beobachtungen ebenfalls mit Hilfe der Ny-Ålesund Klimatologie (1993–2014) in einen klimatologischen Kontext setzen.

Das Ny-Ålesund 2015 Wintermittel ist generell wärmer als die 22-jährige Klimatologie bis in eine Höhe von 4000 m (Abbildung 4.10a). Wenn man nur trockene Profile berücksichtigt, ist das Wintermittel in den untersten 2000 m nur geringfügig wärmer und oberhalb von 4000 m sogar kälter. Für die Mittel mit $\text{IWV} > 3\text{ kg m}^{-2}$ ist das 2015 Mittel durchgehend wärmer als die Klimatologie (Abbildung 4.10d). Das demonstriert den Effekt von Zyklonenevents auf das Wintermittel in Ny-Ålesund. Insgesamt sind die Temperaturen im Winter in den untersten 250 m bis zu 3°C wärmer als die Klimatologie (Abbildung 4.10a). In Übereinstimmung mit einer in der unteren Troposphäre stärkeren arktischen Erwärmung [Screen and Simmonds, 2010], nimmt die Differenz zwischen Beobachtung und Klimatologie mit zunehmender Höhe ab (ca. 2°C auf 2000 m und 1°C auf 3000 m

Höhe). Diese klimatologischen Beobachtungen suggerieren, dass die Erwärmung in Ny-Ålesund im Speziellen, aber auch im arktischen Nordatlantiksektor generell sensitiv für das Auftreten von Warmluftadvektion aus niedrigeren Breiten ist [Woods and Caballero, 2016, Maturilli and Kayser, 2017]. [Graham et al., 2017b] zeigen einen positiven Trend in der 2-m-Temperatur und im IWV für den arktischen Nordatlantiksektor, der mit einer markanten Abnahme in der Zahl strahlungs-klarer Tage über der N-ICE2015 Region einhergeht, aber nur einer geringen Abnahme westlich von Spitzbergen (nahe bei Ny-Ålesund). Daher trägt diese geringe Zahl klarer Tage wahrscheinlich zum langzeitlichen Erwärmungstrend der gesamten Region bei, N-ICE2015 und Ny-Ålesund miteinbeziehend [Graham et al., 2017b]. Im Einklang mit einer stärkeren Erwärmung im Winter ist die Differenz zwischen Beobachtungen aus 2015 und der Klimatologie im Frühling kleiner als im Winter (Abbildung 4.10). Im Frühjahr 2015 war die Temperatur in Bodennähe nur 2 °C wärmer im Vergleich zum Langzeitmittel, und nur 0.5 °C wärmer in 2000 m Höhe. Darüber, in der freien Troposphäre, lässt sich das Kampagnenmittel praktisch nicht mehr von der Klimatologie unterscheiden. Aufgrund der Lage der Tiefdruckgebiete erfährt N-ICE2015 keine Abschwächung der Temperaturadvektion verglichen mit Ny-Ålesund. Die Klimatologie deutet an, dass der Frühling typisch für die Region war, was mit dem Vergleich der Beobachtung mit der NCEP-NCAR Reanalyse in Cohen et al. [2017] übereinstimmt.

4.6 *Résumé der Expeditionsdaten*

Die Radiosondendaten der N-ICE2015 Expedition präsentieren einen neuen Datensatz der sonst datenarmen Meereisregion nördlich von Spitzbergen. Die Beobachtungen sind besonders wertvoll, weil sie den Winter, Frühling und einen Teil des Sommers über dem jungen, dünneren Meereisregime abdecken. Der zurückliegende Abschnitt analysiert diese Profile und stellt detaillierte Charakteristika von Zyklonenevents im Zusammenhang mit ihrem Einfluss auf die thermodynamische Struktur, rapiden Anstiegen in IWV und Temperatur, Temperaturinversionen und Grenzschichthöhe dar.

Die Zyklonenevents wirken sich auf die Temperatur und den Feuchtegehalt der atmosphärischen Grenzschicht und der unteren Troposphäre stärker aus als auf die obere Troposphäre. Allerdings las-

sen sich durch sie verursachte Temperaturanstiege in der gesamten Troposphäre verzeichnen, zusammen mit rapiden Zunahmen des IWV. Die Auswirkungen der Stürme sind im Winter am deutlichsten, wenn die Strahlungskühlung der Oberfläche am effektivsten und die Hintergrundfeuchte gering ist ($< 3 \text{ kg m}^{-2}$). Während des Frühlings und Frühsommers (AMJ) lagen die Tiefdruckzentren der Zyklonen in der Barents und Kara See, und ihr Einfluss auf N-ICE2015 war schwach im Vergleich zum Winter, als Zyklonen direkt über den Beobachtungsstandort hinweg gezogen sind (Abbildung 4.3 und 4.5). Über das Frühjahr stieg die Hintergrundfeuchte graduell aufgrund des Jahresgangs an, aber Maxima in der Feuchte traten weiterhin zusammen mit Warmluftadvektion auf. Der IWV eignet sich daher als Indikator für die Advektion von Luftmassen aus niedrigen Breiten in die Arktis.

Eine Analyse der Temperaturinversionen während N-ICE2015 zeigt, dass SBIs in 58% aller Wintersondierungen auftraten (Abbildung 4.7). Generell war in dieser Jahreszeit zu 94% eine Inversion unterhalb von 500 m anzutreffen. Über den Winter konnten statisch instabile Bedingungen nur im Zusammenhang mit Zyklonendurchgängen beobachtet werden, deren Abwesenheit die effektive Strahlungskühlung das Entstehen hoch reichender SBIs erlaubt. Im Gegensatz dazu finden sich im Frühling kaum SBIs. Jedoch findet sich in 90% aller Sondierungen eine LI. Unter den Polartagbedingungen des Frühjahrs führten die erhöhten turbulenten Flüsse des Bodens zur einem Anheben der Inversionsbasis und dadurch auch zur einer Einschränkung der vertikalen Ausdehnung der LIs. In dieser Zeit zeigte die PBL häufig instabil und die PBL-Höhe eine größere Variation als im Winter (Abbildung 4.8). Die Charakteristika der SIs ändern sich kaum vom Winter zum Frühling. SIs sind in ca. 50% aller Profile registriert worden.

Des Weiteren weist die statische Stabilität der Troposphäre während N-ICE2015 große Ähnlichkeit mit den Beobachtungen der SHEBA Kampagne auf, obwohl die beiden Expeditionen in verschiedenen Regionen der Arktis mit unterschiedlichen Eisregimen und synoptischen Bedingungen stattgefunden haben (Abbildung 4.11 und 4.9). Dies lässt vermuten, dass die dünnere Eisdecke auf saisonalen Zeitskalen nur einen geringen Einfluss auf die thermodynamische Struktur der arktischen Troposphäre besitzt, zumindest solange eine dicke Schneeschicht sie bedeckt. Zur Beantwortung dieser Frage wäre ein

an Ozean und Atmosphäre gekoppeltes Meereis-Schnee-Modell nötig, welches die Daten von SHEBA und N-ICE2015 verwendet. Die Unterschiede, z.B. SHEBAs Tendenz zu etwas stabileren Bedingungen gegenüber N-ICE2015, lassen sich auf die während N-ICE2015 intensiveren Zyklonen zurückführen (Abbildung 4.12).

Ein Vergleich der statischen Stabilität zwischen N-ICE2015 und der nahe gelegenen Landstation Ny-Ålesund demonstriert, dass sich die beiden Standorte oberhalb der Orographie ab 2000 m in ihrer vertikalen Struktur ähneln, sowohl im Bezug auf ihr saisonales Temperaturprofil als auch auf ihre vertikale Stabilität (Abbildung 4.9 und 4.10). Allerdings sind die Charakteristika innerhalb der Grenzschicht deutlich verschieden. Die Grenzschicht in Ny-Ålesund ist z.B. wesentlich öfter neutral und nur schwach-stabil verglichen mit dem Meereisregime von N-ICE2015.

Die geringe Entfernung zwischen N-ICE2015 und Ny-Ålesund und ihre Ähnlichkeit in der mittleren und oberen Troposphäre erlaubt die klimatologische Einordnung der N-ICE2015 Expedition anhand der Langzeitbeobachtungen in Ny-Ålesund. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen in Cohen et al. [2017] ist der Winter 2015 in der Region wärmer als die Langzeit-Klimatologie, während der Frühling dicht am klimatologischen Mittel ist (Abbildungen 4.12 und 4.10). Die Einordnung der Radiosondenprofile in hoch und niedrig IWV-Ereignisse zeigt die Bedeutung der Zyklonenevents für die Mitteltemperatur im Winter in Ny-Ålesund, besonders in den unteren 3000 m. Generell lassen Studien arktischer Zyklonen viele Rückschlüsse auf die treibenden Kräfte des Wettergeschehens und somit auch der arktischen Erwärmung zu. Deshalb kommt gerade in situ Beobachtungen eine besonders wichtige Rolle zu, da sie Reanalysen und Satellitenbeobachtungen validieren und miteinander verknüpfen können. Das gilt auch für die Gesamtheit der N-ICE2015 Daten. In diesem Kapitel sind nützliche Charakteristika und Metriken für Studien der Arktis erarbeitet worden, die für den Vergleich und die Verbesserung von Klimamodellen, Reanalysen und Satelliten verwendet werden können.

5 Nudging Studien mit HIRHAM5

Im Folgenden werden die Ergebnisse des in Abschnitt 3.3.6 beschriebenen Nudgingexperiments vorgestellt. Dazu werden die einzelnen Simulationen sowohl untereinander als auch mit den atmosphärischen Beobachtungen während der N-ICE2015 Expedition verglichen. Nach der Analyse der Beobachtungsdaten erweist sich der Februar 2015, mit seinen zwei starken und drei schwachen Stürmen, als gut geeigneter Simulationszeitraum, um den Einfluss synoptischer Zyklonen auf die arktische Troposphäre mit Hilfe des regionalen Klimamodells HIRHAM5 zu untersuchen. Der Randantrieb und das Nudging erfolgen mittels der ERA-Interim Reanalyse. Neben der Ausarbeitung von Unterschieden in grundlegenden meteorologischen Größen wie z.B. der 2 m-Temperatur wird ebenfalls diskutiert, welchen Effekt Nudging auf unterschiedliche Skalen hat und wie es sich auf die Modellphysik auswirkt.

5.1 Vergleich mit ERA-Interim

Zur besseren Differenzierung zwischen einzelnen Modellsimulationen werden die Reanalyse, die vollständig genudgte Simulation CTL und die nur am Rand angetriebene Simulation FREE als Referenzen betrachtet. Abbildung 5.1 demonstriert die Unterschiede zwischen den drei Datensätzen anhand der Februarmittels auf Basis der grundlegenden atmosphärischen Größen Druck auf Meeresniveau (MSLP), geopotentielle Höhe in 500 hPa ($GPH_{500\text{hPa}}$), 2 m-Temperatur ($T_{2\text{m}}$), integrierter Wasserdampf (IWV) und langwellige Gegenstrahlung (F_{down}).

Die Minima ($< 996\text{ hPa}$) des MSLPs unterstreichen nochmals, dass der Simulationszeitraum durch synoptische Zyklonen geprägt wurde, die über den Nordatlantik in die Arktis gezogen sind. Die Felder in der Reanalyse und im CTL-Lauf stimmen in Struktur und Magnitude überein, lediglich die Magnitude der langwelligen Rück-

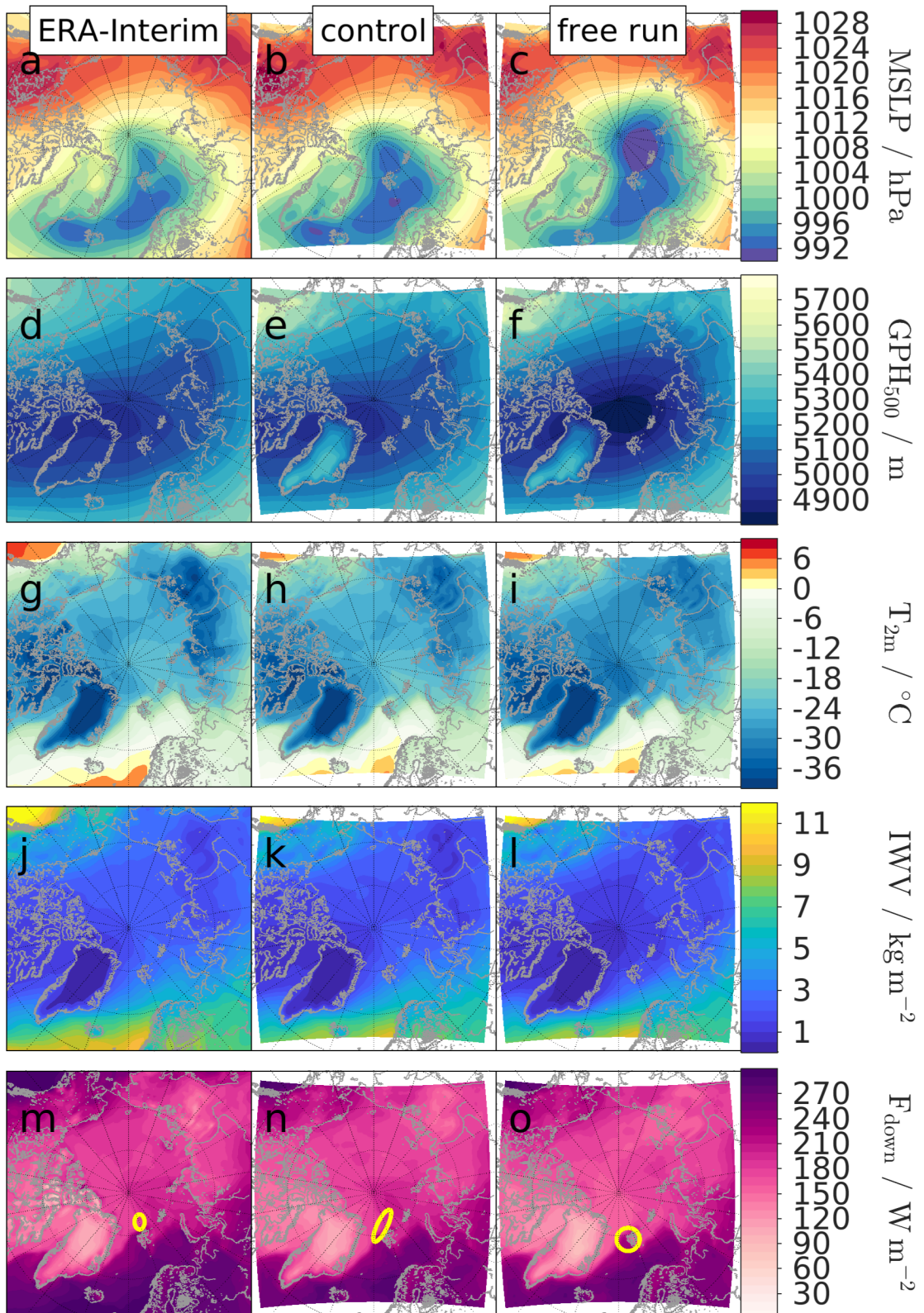


Abb. 5.1: Vergleich der ERA-Interim Reanalyse mit dem freien (FREE) und dem vollständig genudgeten (CTL) HIRHAM₅-Lauf für Februar 2015 anhand von Monatsmitteln charakteristischer Größen: (a-c) Druck auf Meeresniveau, (d-f) geopotentielle Höhe in 500 hPa, (g-i) 2 m-Temperatur, (j-l) integrierter Wasserdampf und (m-o) langwellige Rückstrahlung. Die in m,n und o markierten Gebiete entsprechen den Auswahlbereichen A, B und C (Abbildung 5.2).

Tab. 5.1: Abweichungen der Kenngrößen zu ERA-Interim^a

| Kenngröße | Lauf | BIAS | RMSE | Korrelation _{time} |
|-------------------|------|--------------------------|-------------------------|-----------------------------|
| MSLP | CTL | -0.9 hPa | 1.4 hPa | 1.00 |
| | DECR | -1.9 hPa | 2.5 hPa | 0.99 |
| | E1 | -1.0 hPa | 1.8 hPa | 0.99 |
| | E2 | -3.6 hPa | 5.8 hPa | 0.95 |
| | E3 | -2.6 hPa | 4.9 hPa | 0.97 |
| | E4 | -2.7 hPa | 5.3 hPa | 0.96 |
| | E5 | -0.5 hPa | 4.0 hPa | 0.96 |
| | FREE | -3.6 hPa | 8.3 hPa | 0.85 |
| T _{2m} | CTL | -0.3 °C | 1.6 °C | 0.97 |
| | DECR | -0.9 °C | 2.6 °C | 0.91 |
| | E1 | -1.4 °C | 2.5 °C | 0.94 |
| | E2 | -0.7 °C | 3.2 °C | 0.85 |
| | E3 | -0.6 °C | 2.8 °C | 0.88 |
| | E4 | -2.0 °C | 3.3 °C | 0.88 |
| | E5 | -2.5 °C | 4.2 °C | 0.84 |
| | FREE | -5.8 °C | 7.2 °C | 0.76 |
| IWV | CTL | 0.05 kg m ⁻² | 0.26 kg m ⁻² | 0.99 |
| | DECR | -0.06 kg m ⁻² | 0.31 kg m ⁻² | 0.99 |
| | E1 | -0.09 kg m ⁻² | 0.28 kg m ⁻² | 0.99 |
| | E2 | -0.33 kg m ⁻² | 0.91 kg m ⁻² | 0.89 |
| | E3 | -0.25 kg m ⁻² | 0.60 kg m ⁻² | 0.95 |
| | E4 | -0.50 kg m ⁻² | 0.79 kg m ⁻² | 0.94 |
| | E5 | -0.52 kg m ⁻² | 0.93 kg m ⁻² | 0.91 |
| | FREE | -0.93 kg m ⁻² | 1.42 kg m ⁻² | 0.81 |
| F _{down} | CTL | -4.6 W m ⁻² | 13.2 W m ⁻² | 0.95 |
| | DECR | -5.9 W m ⁻² | 19.6 W m ⁻² | 0.85 |
| | E1 | -7.9 W m ⁻² | 16.5 W m ⁻² | 0.93 |
| | E2 | -8.2 W m ⁻² | 35.2 W m ⁻² | 0.57 |
| | E3 | -7.7 W m ⁻² | 30.3 W m ⁻² | 0.68 |
| | E4 | -15.7 W m ⁻² | 33.8 W m ⁻² | 0.68 |
| | E5 | -22.4 W m ⁻² | 37.0 W m ⁻² | 0.71 |
| | FREE | -29.5 W m ⁻² | 42.3 W m ⁻² | 0.67 |

^afür CTL (oberer) und FREE (unterer) innerhalb von Bereich B (Abbildung 5.1n).

strahlung weicht in der CTL Simulation im Mittel über die gesamte Domain um ca. -60 W m^{-2} ab (Abbildung 5.1m und n). Dieser negative Bias des Modells ist allerdings bekannt [Inoue et al., 2006]. Die größten Unterschiede in MSLP, $\text{GPH}_{500\text{hPa}}$, 2 m-Temperatur und IWV finden sich in der zentralen Arktis und entlang der Nordatlantischen Zyklonenzugbahn, wo die Parameter einen negativen Bias gegenüber der Reanalyse aufweisen. In der 2 m-Temperatur tritt hingegen kein anhand von Abbildung 5.1 offensichtlicher Bias im Monatsmittel auf.

Am Rand sind die Unterschiede noch geringer, da hier das Nudging und die Relaxation des Randantriebs den Einfluss der Antriebsdaten verstärken. In diesen Bereichen fällt vor allem das größere Maß an Detail auf, welches durch die höhere räumliche Auflösung des Modells und die genauere Orographie entsteht. Daher eignen sich die Randbereiche nicht, um die Sensitivität des Modells zur Variation im Nudging zu untersuchen. Ebenso wenig eignen sich Datenpunkte auf Grönland für einen Vergleich, weil die Landmasse nur knapp außerhalb der Randlexation liegt und die großen Abweichungen in der Orographie im Vergleich zur restlichen Modelldomain zu unerwünschten Nebeneffekten aufgrund der hydrostatischen Gleichungen im Modell führen kann.

Die Übereinstimmung an den Rändern zwischen ERA-Interim und der CTL-Simulation mit der FREE-Simulation ist groß, obwohl ein geringer negativer Bias in FREE zu verzeichnen ist. Auch entlang der Zyklonenzugbahn gibt es nur marginale Unterschiede, solange sich die Bereiche außerhalb der Meereisregion befinden. In der zentralen Arktis – über dem Meereis – fallen die Differenzen aller grundlegenden Größen deutlich größer aus. So beträgt die Differenz des $\text{GPH}_{500\text{hPa}}$ -Feldes über dem Pol mehr als 150 m, obwohl die Struktur vergleichbar ist. Das MSLP-Feld ist aufgrund des großen negativen Bias sogar in seiner Struktur verschoben, wodurch sich das Sibirische Hoch nach Süden verlagert (Abbildung 5.1).

Für einen lokalen Vergleich mit den N-ICE2015 Beobachtungen benötigt man ein geeignetes Mittelungsgebiet. Abbildung 5.1m–o zeigt drei mögliche Integrationsbereiche: Abbildung 5.1m definiert den Bereich A als Ellipse um die N-ICE2015 Drift im Februar 2015; Abbildung 5.1n zeigt Bereich B als Ellipse um die gesamte N-ICE2015 Drift; und Abbildung 5.1o stellt Bereich C dar, ein Umkreis von 300 km um Ny-Ålesund. Damit das Mittel oder die Distribution des

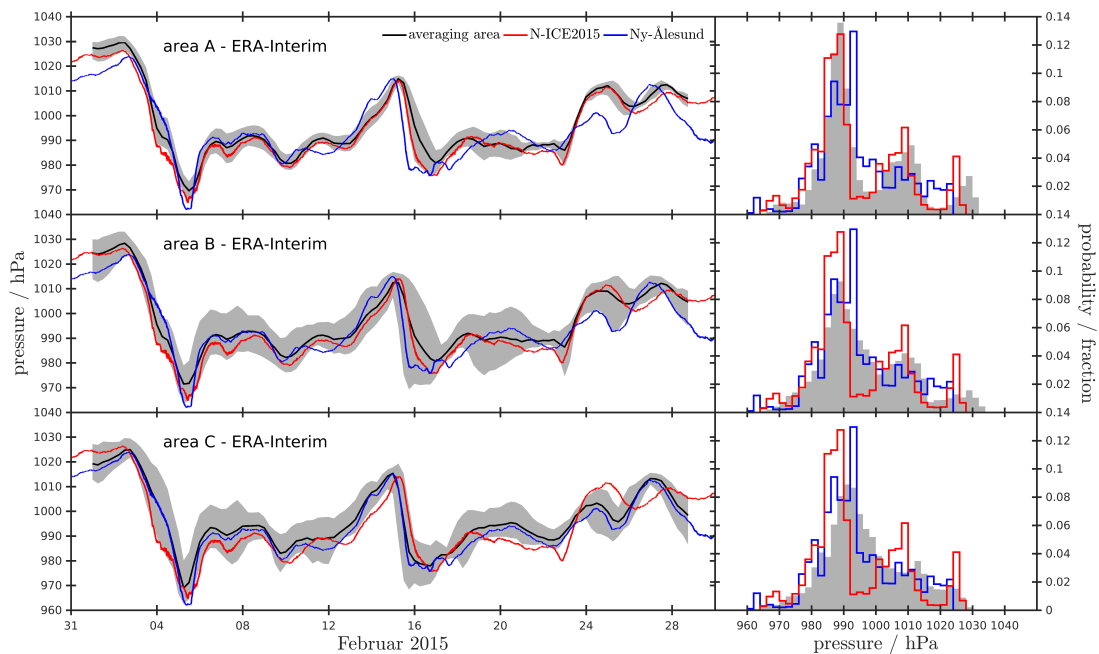


Abb. 5.2: Zeitlicher Verlauf des Drucks am Boden bzw. auf Meeresebene sowie Häufigkeitsverteilungen für die Bereiche A,B und C aus Abbildung 5.1m–o entnommen aus der ERA-Interim Reanalyse und den meteorologischen Beobachtungen von Ny-Ålesund und N-ICE2015 im Februar 2015.

zu betrachtenden meteorologischen Feldes aussagekräftig ist, ist es wichtig, bei der Wahl des Bereiches auf die Anzahl der darin enthaltenen Gitterpunkte sowie die raum-zeitlichen Homogenität des Feldes zu achten [Kagan, 1997].

Abbildung 5.2 demonstriert am Beispiel des Bodendruckes im Februar 2015, dass Bereich B, der die gesamte N-ICE2015 Drift umschließt, die gewünschten Anforderungen erfüllt. Dazu wird der an der N-ICE2015 Position und an der AWIPEV-Station in Ny-Ålesund gemessene Bodenluftdruck während des Simulationszeitraums mit dem an den Gitterpunkten der ERA-Interim Reanalyse verglichen, die innerhalb der Auswahlbereiche A, B und C liegen. Obwohl Bereich A, der nur die Schiffspeditionen des Februars einfasst, am besten mit dem zeitlichen Verlauf und der Häufigkeitsverteilung der N-ICE2015 Daten korreliert, sind die Abweichungen im zeitlichen Mittel und der Verteilung für Bereich B ebenfalls gering. Die drei Maxima der Druckverteilung sind für beide Bereiche in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungsdaten. Auch der geringe positive Bias für mittleren und hohen Druck von ERA-Interim zu den Beobachtungen bleibt mit der Erweiterung des Bereiches A auf B konstant (Abbildung 5.2). Die Zeitreihe und Häufigkeitsverteilung des Be-

reichs C, der einen Umkreis von 300 km um Ny-Ålesund beschreibt, dienen zur Konsistenzprüfung. Hier findet sich die größte Übereinstimmung zwischen Ny-Ålesund und ERA-Interim. Die Ähnlichkeit der Zeitreihen von N-ICE2015 und Ny-Ålesund kennzeichnen ebenso wie die Analyse in Abschnitt 4.5, dass beide Standorte dem gleichen synoptischen Einfluss unterlagen. Das Mittel des Bereichs B weist also die gleiche Sensitivität gegenüber der synoptischen Situation auf wie die Messdaten. Darüber hinaus deuten die Häufigkeitsverteilungen an, dass B gleichzeitig kaum Punkte einschließt, die einen stark von den Beobachtungen abweichenden synoptischen Verlauf zeigen. Im Folgenden, sofern nicht anders erwähnt, bezieht sich die Diskussion der Modellsimulationen auf das Analysegebiet B, der die gesamte N-ICE2015 Drift umfasst.

5.2 Vergleich der Simulationen

Die Simulationen CTL und FREE sind die Realisierungen mit dem größten und dem kleinsten Einfluss der Reanalyse auf die freie Modellentwicklung. Sie dienen als Referenz, um systematische Unterschiede zwischen den übrigen Simulationen DEC, E₁, E₂, E₃, E₄ und E₅ abzuleiten. Am Beispiel des Auswahlgebietes B werden der zeitliche Verlauf und die zugehörigen Häufigkeitsverteilungen der Grundgrößen MSLP, 2 m-Temperatur, IWV und F_{down} aller Simulationen, mit ERA-Interim und den Beobachtungen von N-ICE2015 während des Februars verglichen (Abbildung 5.3). Die aus dem zeitlichen Verlauf berechneten Fehlermaße Bias, mittlere quadratische Abweichung (RMSE) und Korrelationskoeffizient sind in Tabelle 5.1 für alle Modellläufe zusammengefasst.

Die Druckverteilung der Simulationen besitzt einen ähnlichen positiven Bias zu den Beobachtungsdaten wie die Reanalyse (Abbildung 5.3b). Darüber hinaus kennzeichnet die freilaufende Simulation ein negativer Bias von ca. 4 hPa. Im zeitlichen Verlauf können die Abweichung zwischen freien und genudgten Läufen zeitweise sogar mehr als 15 hPa betragen (Abbildung 5.3a und b sowie Tabelle 5.1). Zur Minimierung des Zeitversatzes genügt bereits Nudging in den bodennahen Modelllevels, wie es z.B. in Simulation E₅ angewendet wurde. Zusätzlich deutet die Verschiebung des untersten Peaks der Häufigkeitsverteilung (bei ca. 987 hPa) um ca. 5 bis 7 hPa in positive Richtung auf eine systematische Abweichung zwischen freien

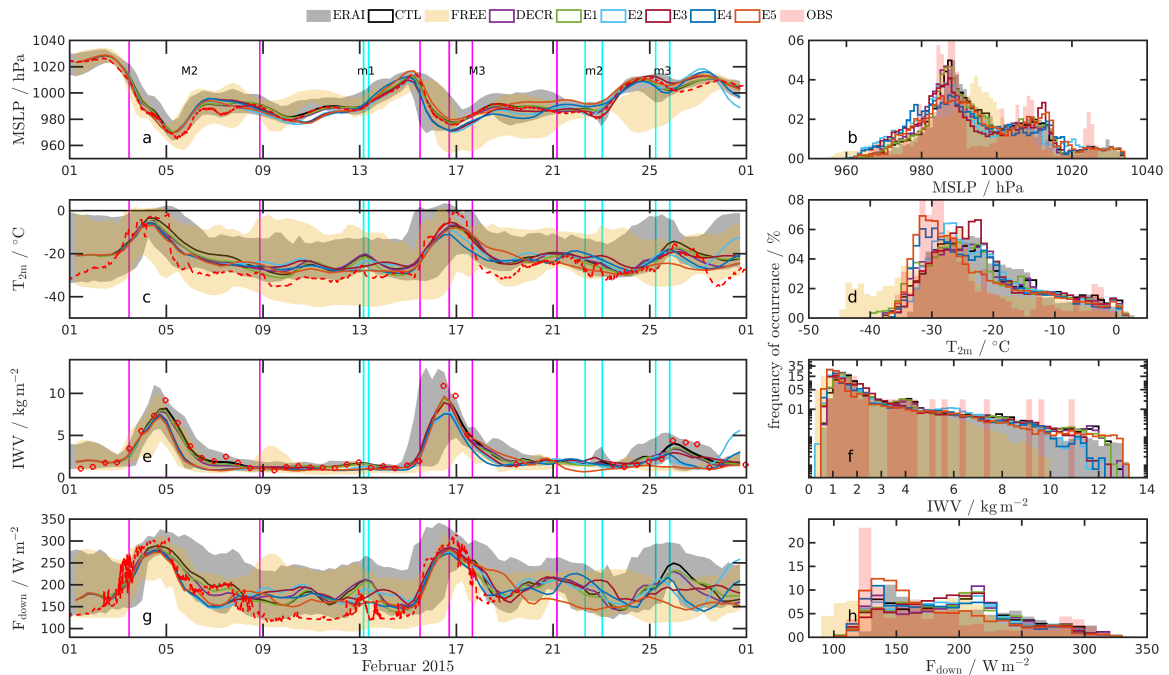


Abb. 5.3: Zeitreihen und Häufigkeitsverteilungen der grundlegenden Bodenkenngößen (a,b) MSLP, (c,d) 2 m-Temperatur, (e,f) IWV und (g,h) F_{down} für die ERA-Interim Reanalyse, die unterschiedlichen Modellsimulationen und bodenmeteorologischen Messungen der N-ICE2015 Expedition im Februar 2015. Die Werte der Kenngößen stammen aus dem Bereich B (Abbildungen 5.1 und 5.2).

und genudgten Läufen. Diese Verschiebung innerhalb der Verteilung stammt vornehmlich aus der Phase der Kaltluftadvektion während des M2-Sturmes und dem Zeitraum zwischen den Stürmen M2 und m1. Der negative Bias hingegen kommt erst in der zweiten Februar Hälfte zum Tragen. Beide Verschiebungen, positive und negative, können Indikator einer höheren Variabilität im HIRHAM5-Modell gegenüber der Reanalyse sein.

Auch der Zeitverlauf der 2 m-Temperatur im FREE-Lauf besitzt eine gegenüber der Reanalyse größere Streuung der Werte. In der Periode zwischen den starken Stürmen M2 und M3 prägt sich ein negativer Bias aus, mit Maximum um ca. $-43\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Abbildung 5.3c und d sowie Tabelle 5.1). Im gleichen Zeitraum waren ebenso die stärksten Inversionen in den Radiosondenprofilen zu verzeichnen (Abbildung 4.7 und 4.8). Abgesehen von diesem im Zeitmittel ca. $5.8\text{ }^{\circ}\text{C}$ betragenden negativen Bias des freien Laufes demonstrieren alle Simulationen eine für den arktischen Winter typische bimodale Temperaturverteilung [Stramler et al., 2011, Graham et al., 2017b] (Tabelle 5.1)–d.h. als reines Atmosphärenmodell ist HIRHAM in der Lage klare und opake Zustände zu erzeugen, im Gegensatz zum an den Ozean

gekoppelten HIRHAM-NAOSIM [Graham et al., 2017b]. Wertet man den zusätzlich Peak des freien Laufes separat, spaltet sich im ungenudgten HIRHAM der klare atmosphärische Zustand in extrem-klar und regulär-klar. Abgesehen davon spiegelt die Temperaturverteilungen der Läufe FREE und E5 die Beobachtungsdaten besser wieder als die Reanalyse und die stärker genudgten Läufe. Der positive Bias zwischen ERA-Interim und Messung tritt vornehmlich während des klaren Zustands auf, was konsistent mit [Graham et al., 2017b] ist. Grund dafür ist eine bekannte Schwäche des ECMWF IFS Modells bodennahe Inversionen darzustellen, deren Ursache allerdings unbekannt ist [Tjernström and Graversen, 2009, Engström et al., 2014, Sotiropoulou et al., 2016].

Bei Betrachtung der Häufigkeitsverteilungen des IWV fällt auf, dass sich die Distributionen der genudgten Läufe kaum unterscheiden. Der Bias zu ERA-Interim bewegt sich zwischen 0.23 kg m^{-2} im CTL-Lauf und 0.93 kg m^{-2} in der E5-Simulation (Tabelle 5.1). Während ERA-Interim und die genudgten Läufe sich nur geringfügig unterscheiden, unterschätzt das nicht-genudgte HIRHAM die Anstiege während der Sturmphasen deutlich um ca. 2 kg m^{-2} . Ebenso verzeichnet der FREE-Lauf öfter Wasserdampfgehalte knapp über Null (Abbildung 5.3f). Die rapiden Anstiege und Abfälle des IWV während M2 und M3 werden vom gesamten Ensemble und der Reanalyse in guter Übereinstimmung mit den Radiosondierungen wiedergegeben, wobei die Anzahl der Sondierungen keine eindeutige Aussage auf Basis der Häufigkeitsverteilung erlaubt, ob die genudgten Läufe oder die freien besser mit ihnen korrespondieren (Abbildungen 5.3e). Dies zeigt übereinstimmend mit der Analyse in Abschnitt 4, dass rapide Änderungen im IWV ein guter zeitlicher Indikator für synoptische Aktivität sind [Kayser et al., 2017].

Eng mit dem Wasserdampfgehalt verknüpft ist die langwellige Gegenstrahlung F_{down} . Die Streuungen der Gegenstrahlung im freilaufenden Modell und in ERA-Interim sind vergleichbar. Die gemessenen Strahlungsdaten der N-ICE2015 Expedition, an denen der Übergang vom klaren zum opaken Zustand sowie die Phasen der Stürme gut sichtbar sind, liegen innerhalb der Streubereiche. Wie bereits beim Vergleich der Monatsmittel angemerkt, existiert während des opaken Zustandes ein negativer Bias, der im Auswahlgebiet von ca. -5 W m^{-2} im vollständig genudgten bis ca. -30 W m^{-2} im freilaufenden HIRHAM zwischen den Simulationen und der Reanalyse be-

trägt, obwohl die zeitlichen Wechsel von klarem zu opakem Zustand gut wiedergegeben werden (Abbildung 5.3g und h sowie Tabelle 5.1). Der Bias im Analysegebiet liegt also im Erwartungsbereich [Inoue et al., 2006]. Im klaren Zustand liegt die FREE-Simulationen dicht an den Strahlungsmessungen, wobei nun ERA-Interim und die genudgten Läufe einen positiven Bias ausweisen. Der Vergleich zwischen Beobachtung und den Distributionen von Simulationen und Reanalyse deutet darauf hin, dass beide den klaren und opaken Zustand erzeugen können, aber die Grenze zwischen den Zuständen weniger scharf verläuft. Die größte Übereinstimmung zeigt Simulation E5. Da die langwellige Gegenstrahlung eine vom atmosphärischen Zustand abhängige Größe ist, die im Untersuchungsgebiet nicht homogen verteilt sein muss, kommt als Ursache alles in Frage, was die räumliche Isotropie dieses meteorologischen Feldes erschwert. Beispiele dafür sind die von ERA-Interim verwendete Wolkenparametrisierung, die gröbere Auflösung der Reanalyse, oder aber auch die Lage der Zyklone im Verhältnis zum Analysegebiet.

Zusammenfassend lassen sich die größten Unterschiede zwischen freiem Modell, Reanalyse und Beobachtungsdaten durch den zeitlichen Versatz erklären. Die Verteilung der Fehlermaße in Tabelle 5.1 zeigt einen kontinuierlichen Anstieg der Abweichungen mit abnehmendem Nudging. Das Nudging der oberen Hälfte der Troposphäre hat demnach einen größeren Effekt auf die Atmosphäre als das Nudging der unteren Troposphäre. Trotzdem offenbart der Vergleich systematische Abweichungen der freien Modellsimulation: Die Verschiebung des untersten Maximums der Häufigkeitsverteilung des MSLP in positive Richtung, zusammen mit dem Auftreten eines negativen Druckbias; negativer Temperaturbias bzw. Teilen des klaren Zustands anhand der 2 m-Temperatur gepaart mit einem negativen Bias in der atmosphärischen Gegenstrahlung; und systematisches Unterschätzen des IWV. Die letzten beiden Beobachtungen lassen sich zusammenführen. Zum einen sinkt der Wasserdampfgehalt der Luft aufgrund des Sättigungsdampfdrucks bei niedrigen Temperaturen drastisch. Zum anderen beeinflusst der Wasserdampfgehalt der Luft die langwellige Rückstrahlung, da mit abnehmender Oberflächentemperatur auch die Höhe des Niveaus des dominanten Treibhauseffektes von Wasserdampf sinkt [Pierrehumbert, 2010]. In der Arktis, unter klaren Winterbedingungen, konzentriert sich dieser Bereich auf die atmosphärische Grenzschicht. Zum Weiteren

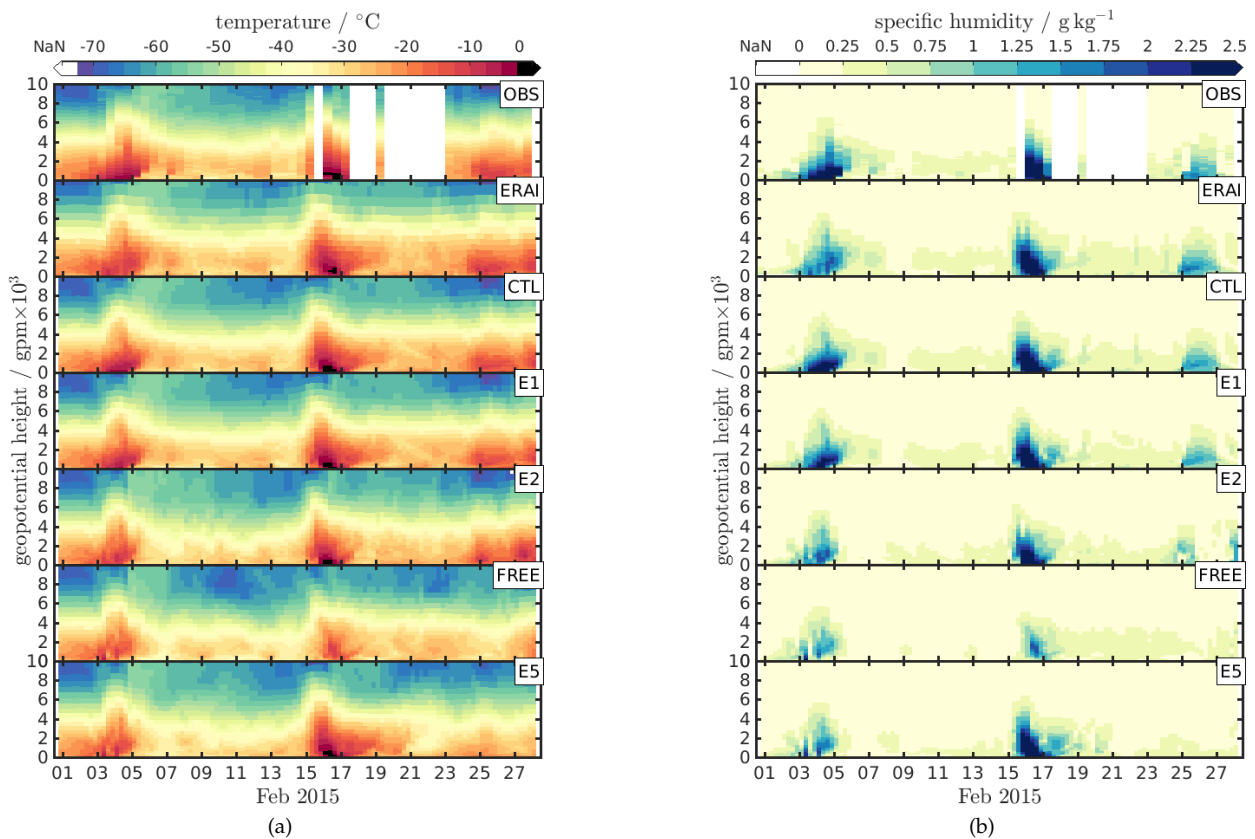


Abb. 5.4: Zeithöhenschnitte (a) der Temperatur in $^{\circ}\text{C}$ und (b) der spezifischen Feuchte in g kg^{-1} im Februar 2015 anhand der Profile aus Radiosonden, extrahiert aus ERA-Interim und aus den Modellsimulationen CTL, E1, E2, FREE und E5.

setzt sich der Kontinuum-Absorptionskoeffizient für Wasserdampf im HIRHAM5 aus einem Teil für den Partialdruck und einem für den atmosphärischen Druck zusammen [Ramanathan and Downey, 1986, Morcrette, 1991]. Ist der IWV nahe null, ist der Beitrag des Wasserdampfpartialdrucks äußerst klein und die Atmosphäre wird transparenter für Wasserdampf. Die synchronen lokalen Maxima in IWV und F_{down} um den 9. Februar sind Indiz für diese Interpretation. Weitere Ursachen könnten eine in Modell und Messung abweichende Infrarot-Albedo oder ein Unterschätzen der turbulenten Flüsse in der Grenzschicht sein.

Ergänzend zu Abbildung 5.3 und Tabelle 5.1 erweitern die Abbildungen 5.4a und b den Vergleich auf den Zeitverlauf der vertikalen Struktur von Temperatur und spezifischer Feuchte. Dabei wird auf die Zeithöhenschnitte der Simulation DECR, E3 und E4 verzichtet, da sie an dieser Stelle keine zusätzliche Information liefern. Die Profile entstammen dem relativ zur Schiffsposition nächstgelegenen Gitterpunkt aus ERA-Interim bzw. aus HIRHAM5.

Die drei Temperatur- und Feuchtemaxima, erzeugt durch synoptische Zyklonen zu Beginn, in der Mitte und am Ende des Februars sind gute Orientierungspunkte für den Vergleich. Zeitlich zeigen alle genudgten Läufe einen mit den Radiosondendaten übereinstimmenden Verlauf, wobei Feuchte und Temperatur des CTL-Laufs sogar besser mit den Beobachtungen korrelieren als die Reanalyse, was der höheren räumlichen Ausflösung des HIRHAM zu verdanken ist. Vor allem in der unteren Troposphäre verfügt der CTL-Lauf über ein größeres Maß an Detail. Reduziert sich das Nudging, ist in der gesamten Troposphäre eine deutliche Abnahme in Temperatur und Feuchte zu verzeichnen, die besonders stark in der unteren Troposphäre ausgeprägt ist (Abbildungen 5.4a und b). Besonders markant zeigt sich das an der Temperatur in Bodennähe um den 16. Februar. Ohne Nudging treten keine Temperaturen größer 0°C auf. Jedoch reicht bereits das Nudging in den untersten 250 m aus, um Temperaturprofile nahe an den Beobachtungen zu erzeugen (Abbildung 5.4a E5). Das gleiche gilt für die spezifische Feuchte (Abbildung 5.4b E5). Auffallend ist, dass die Simulation E5 für die Zeit um den M3-Sturm eine geringere Differenz zu den Radiosondenprofilen bzw. zur CTL-Simulation aufweist als die Simulation E2, in der Nudging im untersten Kilometer angewandt wird. Das Gleiche trifft nicht auf den M2-Sturm sowie im übrigen Simulationszeitraums zu. Die Erklärung dieser Beobachtung gestaltet sich schwierig. Einerseits ist das Modellensemble zu klein, um eine allgemein gültige Aussage zu treffen. Andererseits deutet sich ein möglicher negativer Effekt des Nudgings an, der dann zum Tragen kommt, wenn Nudging in der atmosphärische Grenzschicht und auch in einigen Modelllevel darüber angewandt wird. Zur Beantwortung dieser Frage sind entweder zusätzliche Simulationen nötig und/oder eine bessere Übersicht der synoptischen Entwicklung im freien und im genudgten Modell.

5.3 Fallstudie zum M2-Sturm: B

Die synoptische Entwicklung im genudgten und nicht-genudgten Fall lässt sich am Beispiel des M2-Sturms genauer untersuchen. In Abbildung 5.5 wird dazu die in den Abschnitten 4.3 und 4.4 erarbeiteten Zusammenhänge zwischen Feuchtetransport und Ausbildung statischer Instabilität innerhalb der PBL angewendet (hier im 6. Modelllevel vom Boden aus gezählt). Da die synoptische Entwicklung

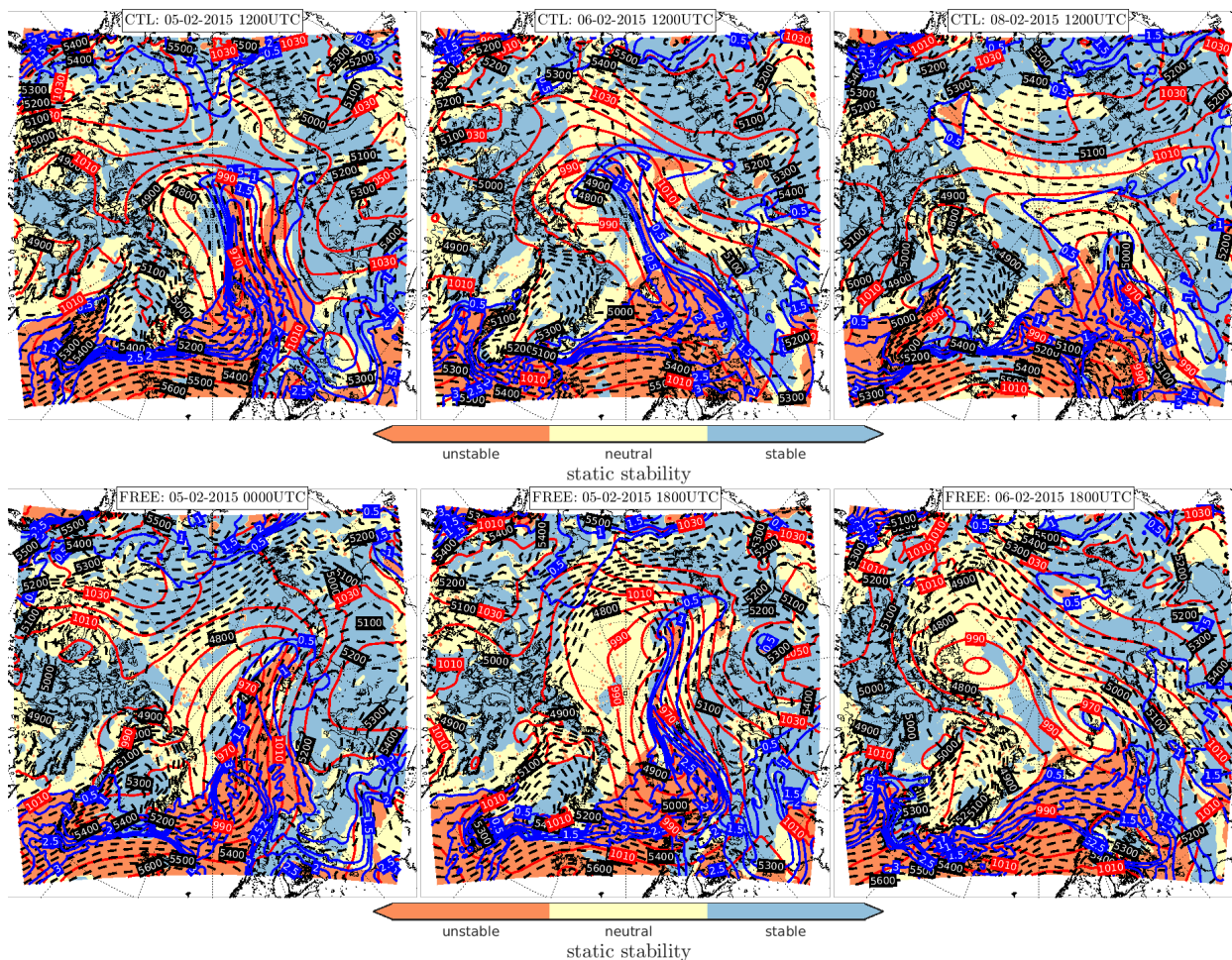


Abb. 5.5: Charakteristika des M2 Sturms in der CTL- (oben) und der FREE-Simulation (unten) anhand der statischen Stabilität nach Stull [1991] innerhalb der Grenzschicht (Schattierung, dimensionslos), sowie MSLP (rot, hPa), geopotentieller Höhe in 500 hPa (gestrichelt, m) und der spezifischen Feuchte (blau, g kg^{-1}).

in der CTL- und FREE-Simulation aufgrund ihres Zeitversatzes nicht synchron abläuft, wurden die Zeitpunkte so gewählt, dass die Entwicklung in ähnlichen Stadien dargestellt wird. Die Entwicklungsstadien entsprechen (i) der intensivsten Sturmphase, (ii) dem Beginn der Kaltluftadvektion nördlich von Spitzbergen und (iii) dem Ende des Sturms.

In Phase (i) wird warme feuchte Luft über das Spitzbergen Archipel advehiert. Beide Simulationen zeigen eine vom Pol bis in die südliche Grönlandsee elongierte barotrope Struktur. Im FREE-Lauf (05.02. 00 UTC) ist das Höhentief über dem Pol stärker ausgeprägt. Dadurch neigt sich die Bodenzyklone in Richtung der östlichen Karasee, was dazu führt, dass keine feuchte Luft direkt zum Pol gelangt. Die CTL-Simulation (05.02. 12 UTC) hingegen zeigt einen polwärts gerichteten Transport der Feuchte. Im gleichen Stadium ist im

CTL-Lauf über Sibirien ein zweites separates Höhentief erkennbar, welches über einem Bodenhoch positioniert ist. Eine ähnliche Struktur mit schwächerer Ausrägung ist im freien Lauf weiter südlich zu finden, am Rand der Modelldomain. Der großskalige Feuchtefluss stimmt mit Regionen statischer Instabilität innerhalb der Grenzschicht überein (Abbildung 5.5). Das Zusammentreffen beider Größen impliziert einen opaken Zustand der arktischen Winteratmosphäre [Stramler et al., 2011, Woods and Caballero, 2016, Kayser et al., 2017]. Unmittelbar außerhalb des Advektionsbereichs ist die Atmosphäre statisch stabil bis neutral. Diese scharfe Begrenzung kann in einem Auswahlgebiet, z.B. Bereich B, eine große Streuung der Temperaturwerte entstehen lassen (Abbildung 5.3c).

In Phase (ii) wachsen die Unterschiede zwischen den Simulationen bedingt durch die Intensivierung des Höhentiefs über dem Pol im FREE-Lauf (5.02. 18 UTC) an, wodurch das Höhentief über Sibirien an den äußersten Rand gedrängt wird. Die Entwicklung der barotropen Struktur ist dennoch sehr ähnlich. Die Elongation nimmt in beiden Simulationen zu, und es kommt zur Ausbildung zweier Tiefdruckzentren am Boden. Allerdings hat die Lage dieser Struktur großen Einfluss auf die Ausbreitung des Feuchteflusses. In der CTL-Simulation (6.02. 12 UTC) verteilt sich die Feuchte horizontal über die zentrale Arktis ähnlich einem aufsteigenden Plum, der sich von seinem Wärmereservoir löst. Im Fall des FREE-Laufes verläuft die Advektion in einem engen Band entlang der Konturen des Geopotentials. Im Zuge dessen bildet sich der instabile Bereich zu einem Filament aus.

In Phase (iii) ist die Feuchteadvektion beendet. Die barotrope Struktur hat ihre Teilung in beiden Simulationen fast beendet und sich zyklonal gedreht. Der Schwerpunkt der Struktur im freien Lauf (6.02. 18 UTC) liegt über dem Pol und die beiden Tiefdruckzentren über Queen-Elizabeth-Insel und Franz-Josef-Land. Für den genudgten Lauf (8.02. 12 UTC) ist der Schwerpunkt der Struktur weiter südlich in der Framstraße zwischen Grönland und Spitzbergen zu finden, und ihre beiden Zentren über Grönland und der Karasee. Auffallend ist, dass noch weite Teile der Arktis neutral bis instabil sind, obwohl das Advektionsmaximum schon über 24 Stunden (FREE) bzw. 48 Stunden (CTL) zurückliegt. Außerdem hat sich in beiden Fällen ein Bereich hoher Feuchte von der Advektion gelöst, der eine andauernde instabile Region umschließt. Die lange Lebensdauer dieser

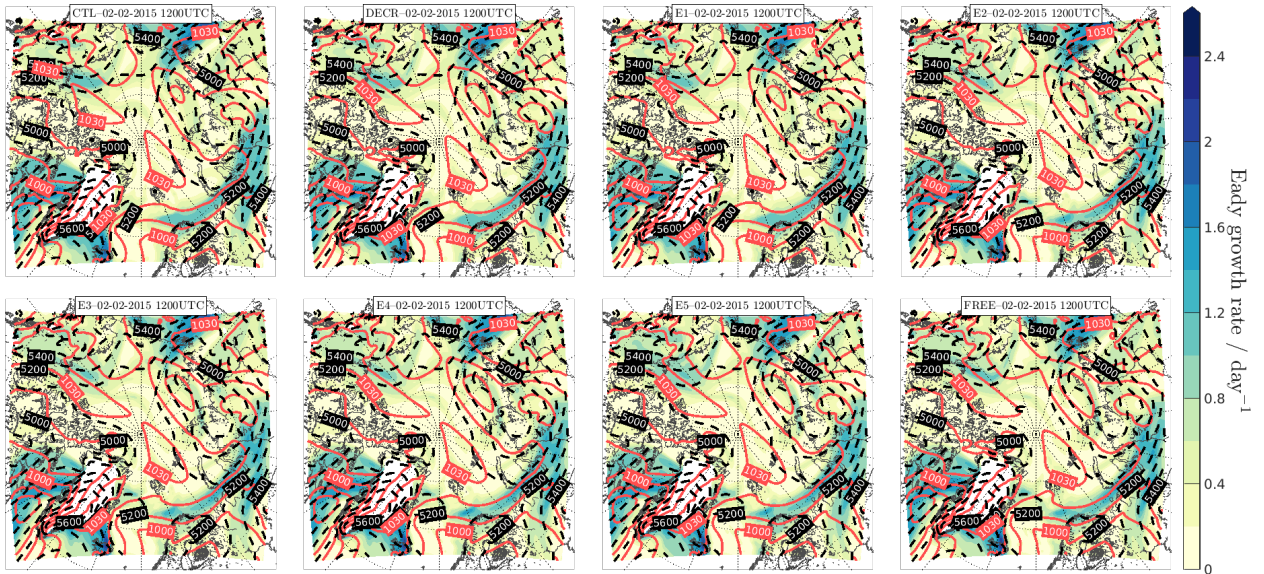
Regionen ist vermutlich auf die Präsenz von Mischphasenwolken zurückzuführen [Morrison et al., 2012]. Beide Beobachtungen stehen im Einklang mit der vorangegangenen Analyse des M2-Sturms und erweitern die Aussage über die länger andauernde Wirkung von Feuchteintrusionen aus Woods and Caballero [2016] auf ein größeres Gebiet. Außerdem kann die hier beobachtete Ausweitung neutraler bis instabiler Bedingungen zur Erklärung der erhöhten Frequenz arktischer Erwärmungsereignisse im Winter beitragen [Graham et al., 2017a], sofern sich ein ähnlicher Verlauf anhand weiterer Fallbeispiele als typisch für den arktischen Winter erweist.

Darüber hinaus zeigt der Vergleich der beiden Modellsimulationen, dass die Entwicklungen der Zyklonen zwar ähnlich ablaufen, aber der sie begleitende Transport deutlich unterschiedlich sein kann. Das spricht dafür auf Cluster zurückzugreifen, die sich auf das Verteilungsmuster von Feuchte und/oder Stabilität beziehen.

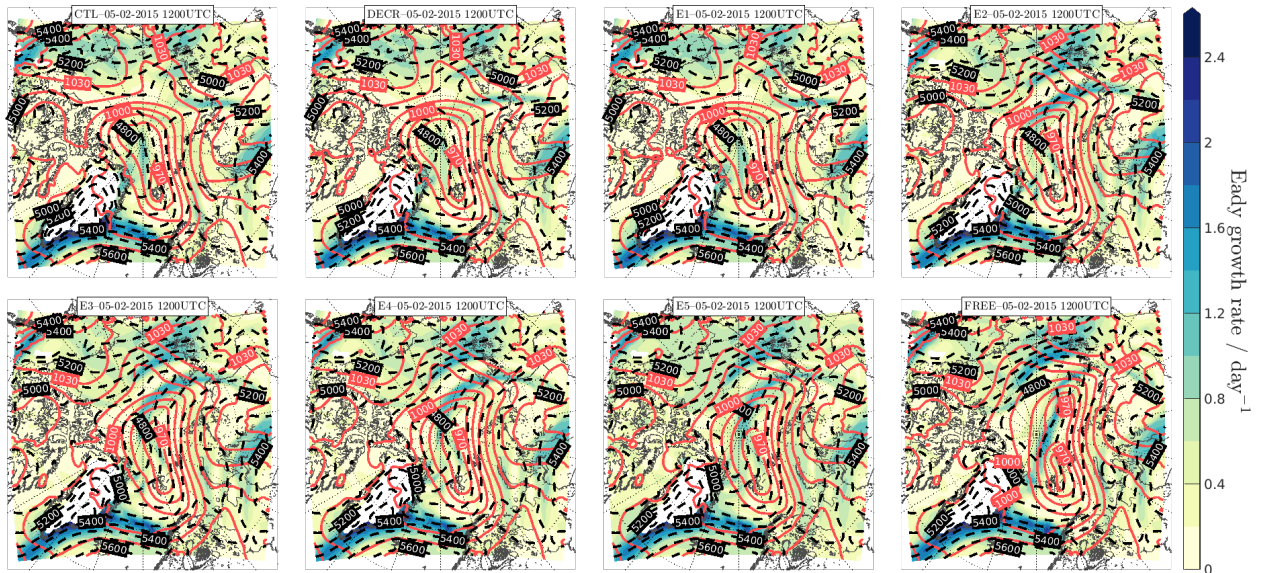
Zusammenfassend lässt sich über das Modell mit und ohne Nudging feststellen, dass beide Simulationen eine sehr ähnliche synoptische Entwicklung aufzeigen, die wie am Beispiel des M2-Sturms gezeigt, in ihrer Position verschoben ist und innerhalb der FREE-Simulation schneller stattfindet. Die Unterschiede der Druckverteilung und der Zeitversatz im Simulationszeitraum Februar lassen sich also auf die unterschiedliche Lage des Analysegebietes relativ zur synoptischen Entwicklung zurückführen. Fixiert man die Lage dieser Entwicklung durch Nudging in Bodennähe, korrigiert man automatisch den zeitlichen Versatz der Entwicklung.

5.3.1 Synoptische Aktivität

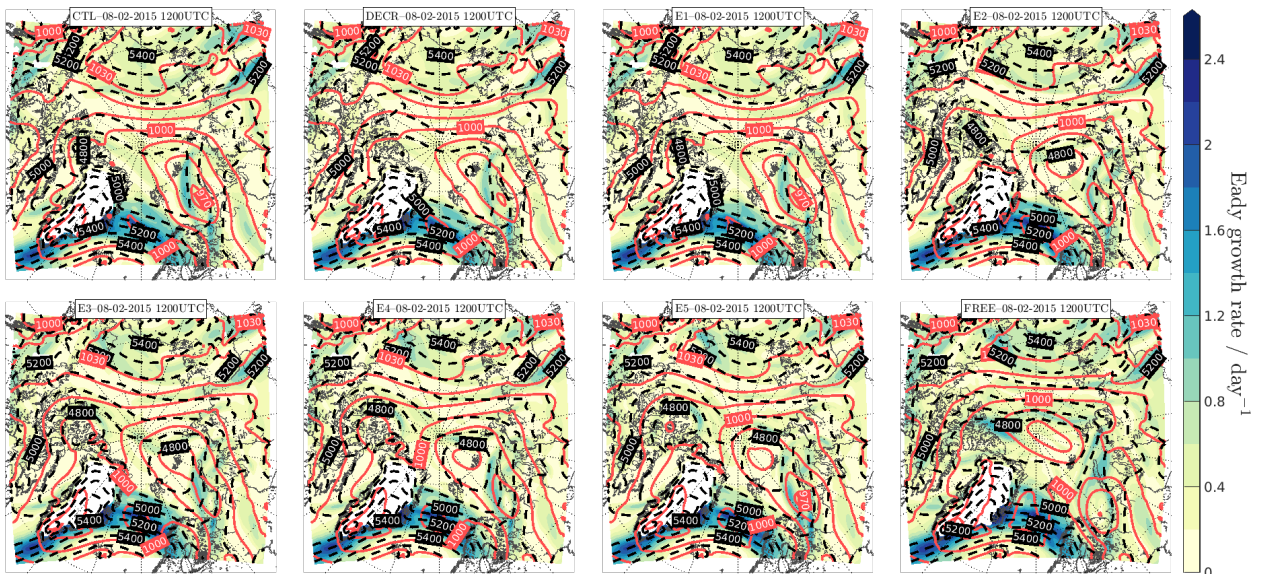
Im Folgenden wird die veränderte synoptische Aktivität in Abhängigkeit vom Nudging dargestellt. Als Baroklinitätsmaß dient die Eady-Growth-Rate σ_{EGR} (siehe Abschnitt 3.3.4). Abbildung 5.6 verknüpft die Eady-Growth-Rate mit dem MSLP-Druckmuster und der geopotentiellen Höhe in 500 hPa. Zur besseren Übersicht werden die Simulationen abhängig vom Nudging in absteigender Reihenfolge sortiert. Im Gegensatz zum letzten Abschnitt ist der Zeitversatz nun Teil des Vergleiches. Als Zeitpunkte werden der 02.02.2015 12 UTC (vor M2), 05.02.2015 12 UTC (während M2) und 08.02.2015 12 UTC (nach M2) gewählt.



(a) 02.02.2015 12UTC



(b) 05.02.2015 12UTC



(c) 08.02.2015 12UTC

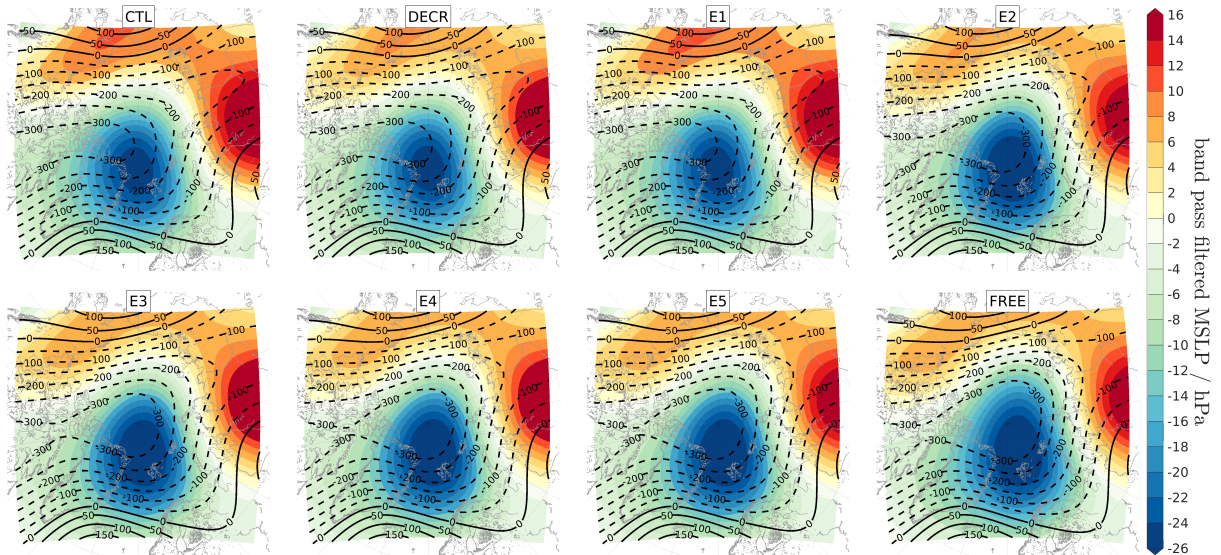
Abb. 5.6: Synoptische Aktivität vor dem M2-Sturm für die Modellsimulationen CTL, Nd, E1, E2, E3, E4, E5 und FREE dargestellt durch polarstereographische Projektion der Eady-Growth-Rate zwischen 850 und 500 hPa (Schattierung), die geopotentielle Höhe in 500 hPa (gestrichelt, m) und des Luftdrucks auf Meeressniveau (rot, hPa)..

Der 02.02.2015 12 UTC liegt nur 12 Stunden nach der Initialisierung der Modellläufe. Erwartungsgemäß sind Unterschiede zu diesem Zeitpunkt kaum erkennbar. Alle Simulationen zeigen ein Bodenhoch zwischen Pol und Franz-Josef-Land, eine sich intensivierende Zyklone in der Davisstraße und eine ähnliche Verteilung von Zonen hoher Baroklinität, die entlang von Bereichen mit hoher geostropher Windgeschwindigkeit liegen. Dennoch gibt es erste kleine Veränderung im MSLP in der Laptevsee gepaart mit einem leichten Anstieg der Eady-Growth-Rate in dieser Region.

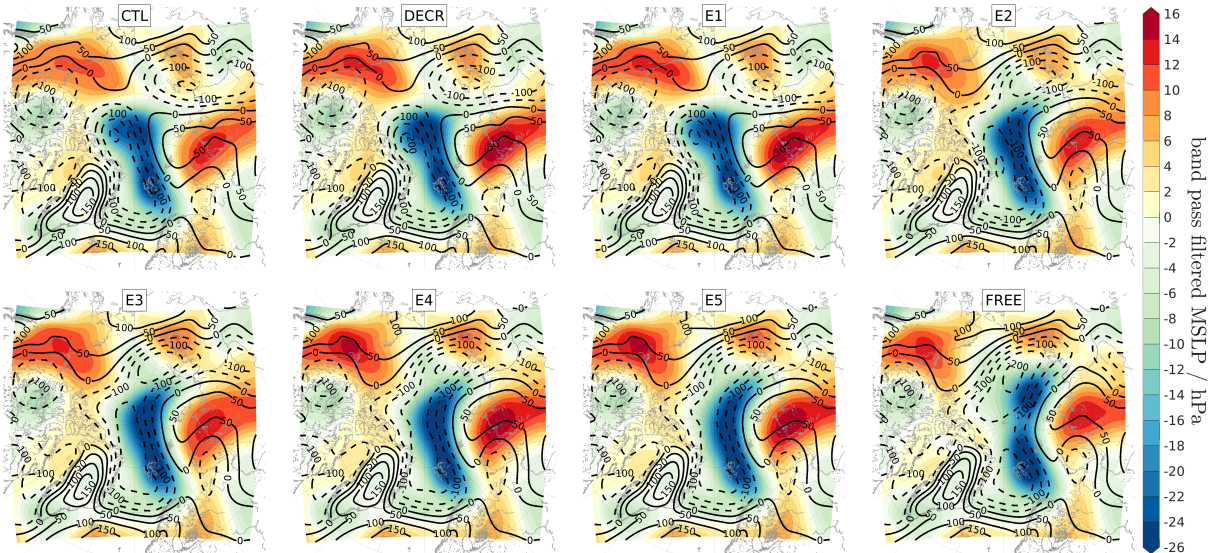
Am Zeitpunkt 05.02.2015 12 UTC, zur intensivsten Sturmphase, sind die Abweichungen bereits ausgeprägter. Generell unterscheiden sich der CTL-Lauf und die in den oberen Levels genudgten Läufe kaum. In den unterhalb von 1 km genudgten Läufen ist eine vom Nudging abhängige Entwicklung erkennbar. Je näher das oberste Nudginglevel am Boden ist, desto mehr verschiebt sich das Bodentief der barotropen Struktur in Richtung Karasee, und desto intensiver wird das Höhentief über dem Pol (Abbildung 5.6a). Im gleichen Zug teilt sich das Höhentief über Sibirien. Ein Teil verschmilzt bei abnehmendem Nudging zunehmend mit dem Höhentief über dem Pol. Der andere Teil verlagert sich nach Süden an den Rand der Modelldomain. Mit der geopotentiellen Höhe verlagern bzw. intensivieren sich auch die Zonen hoher Baroklinität innerhalb der zentralen Arktis, sodass eine zunehmend breitere Zone im Ostsibirischen Meer entsteht, sowie eine von Nordsibirien über die Laptevsee bis zum Nordpol verlaufende Zone. Am Atlantischen Rand der Domain bildet sich eine starke barokline Zone entlang der Küste Grönlands bis in Richtung Skandinavien aus.

In der letzten Phase des M2-Sturm am 08.02.2015 12 UTC unterscheiden sich die in den oberen Levels genudgten Läufe marginal von der CTL-Simulation. Die in den unteren Levels genudgten Läufe erzeugen den Eindruck einer zeitlichen Abfolge, an deren Ende sich die barotrope Struktur separiert hat. Auf den ersten Blick ist diese Beobachtung redundant zu dem bereits besprochenen Zeitversatz. Dadurch deutet sich an, dass das Nudging in den unteren Modelllevels die freie Modellentwicklung verzögert, aber nur geringfügig einschränkt, und dass das Nudging der oberen Modelllevels eine starke Einschränkung des Modellsystems darstellt. Für eine tiefer gehende Untersuchung auf Basis der synoptischen Aktivität sind zusätzliche Simulationen des in der unteren Atmosphäre abgestuften Nudgings

erforderlich.



(a) 5000–28 000 km



(b) 1000–5000 km

Abb. 5.7: Planetarer (a) und synoptischer (b) Anteil (2d-Bandpassfilter im Wellenlängenbereich) des Drucks auf Meeressniveau (Schattierung) sowie der geopotentiellen Höhe in 500 hPa (Kontur, m) für die unterschiedlichen Modellläufe am 5. Februar 2015 12 UTC.

Um diesen Aspekt trotzdem anhand der vorhandenen Simulationen genauer zu erfassen, wird ein 2d-Digitalfilter verwendet [Feser and von Storch, 2005] (siehe Abschnitt 3.3.5). Mit Hilfe dieser aus der Bildbearbeitung stammenden Methode lässt sich der Einfluss des Nudging auf verschiedene räumliche Skalen besser differenzieren. Für die Fallstudie sind die Einflüsse auf die synoptischen (1000 bis 5000 km) und die planetaren (5000 bis 28 000 km) Rossby-Wellen von Interesse. Da in der intensiven Phase des M2-Sturms auch die schnellsten Veränderungen auftreten, eignet sich der 05.02.2015 12 UTC als Zeitpunkt (Abbildung 5.7). Als Referenzgrößen dienen wie zuvor der MSLP und die geopotentielle Höhe in 500 hPa.

Die planetaren Rossby-Wellen werden erwartungsgemäß kaum durch das Nudging beeinflusst. Außer einer geringen Intensivierung des Bodentiefs über dem Pol und eine an diese gebundene Konzentrierung des Höhentiefs sind keine Veränderungen zu verzeichnen. Auf der synoptischen Skala sind CTL-, DECR- und E1-Simulation praktisch nicht zu unterscheiden (Abbildung 5.7b). Die in der unteren Atmosphäre genudgten Läufe, zeigen hingegen eine mit abnehmender Nudginghöhe zunehmende Überlappung der Höhentiefs über dem Pol sowie die Aufspaltung des Höhentiefs über Sibirien und die beginnende Separierung des Bodentiefs in der Barents-/Karasee. Das stimmt mit der zuvor beschriebenen zeitlichen Zyklonenentwicklung überein, die mit dem Aufteilen der elongierten barotropen Struktur endete. Im FREE-Lauf zeigt sich schließlich das Bild zweier fast senkrecht zueinander ausgerichteter Dipolmuster, mit negativen Zentren im Ostsibirischen Meer und in der Barents-/Karasee sowie gemeinsamen positiven Zentren in Eurasien.

Die Skalenfilterung beschreibt die Tatsache, dass Nudging in der unteren Troposphäre die freie Entwicklung des HIRHAM verzögert, bzw. dass freie HIRHAM eine gegenüber der Reanalyse schnellere synoptische Entwicklung aufweist. Bestätigt sich dieser Verdacht hätte dies Auswirkung auf die Planung von Modellsimulationen auf klimatischen Zeitskalen, da durch die schnellere Entwicklung in der inneren Modelldomäne nichtlineare Wechselwirkungen mit dem Randantrieb auftreten können, die es in der realen Atmosphäre nicht gibt. Auch in der hier untersuchten kurzen Simulation können derartige Wechselwirkungen möglich sein. Allerdings ist anzunehmen, dass ihr Einfluss zu Beginn der Simulationszeitraums am geringsten ist, in dem das hier untersuchte Sturmereignis auftrat. Allerdings ist

die schwer allgemein vertretbar, da sie nur auf einem Zyklonenevent beruht. In der ausgesuchten Fallstudie entsteht zwar der Eindruck einer schnelleren Zyklonenentwicklung. Allerdings beschreibt dies im Grunde, wie sehr die Lage der Höhentiefs bestimmt, was in den darunterliegenden Luftschichten passiert. Zur Klärung der Frage sind zusätzliche Nudgingexperimente am Beispiel anderer Zyklonen nötig, um ein statistisch repräsentatives Ensemble zu generieren.

5.4 Statistischer Vergleich

Zusätzlich zur Quantifizierung der Unterschiede zwischen den Modellsimulationen und zur Darstellung des Einflusses des Nudgings auf verschiedene räumliche Skalen, wird in diesem Abschnitt ein Maß zur Quantifizierung des Einflusses des vertikalen Nudgings auf die Modellphysik vorgestellt, das die Ähnlichkeit der Simulation zueinander charakterisiert – d.h. eine gemeinsame Betrachtung des Zeitversatzes und der räumlichen Differenzen in einer Größe. Im Unterschied zur Quantifizierung der dynamischen Konsistenz, wie sie in [Brill et al., 1991] zur Validierung von Nudging definiert wird, bezieht sich der folgende Abschnitt auf die durch das Nudging systematisch erzeugte Unterschiede innerhalb des Modellsystems. Der Ansatz basiert auf der Fehlerabschätzung der linearen Regression und den physikalischen Annahmen im Modell. Dieses auf den Vergleich zweier Varianzen fußende Vorgehen folgt ähnlichen Überlegungen von Omrani et al. [2015].

[Janson et al., 2015] weisen darauf hin, dass die Regression, die üblicherweise die Komplexität einer Relation als Synonym für die sie beschreibenden Freiheitsgrade deutet, allgemein keine monotone Beziehung zwischen diesen darstellen muss. Diese Grundüberlegung wird genutzt, um den Einfluss des Nudgings auf eine monotone Beziehung zwischen meteorologischen Variablen $\mathbf{X}_{\text{met}} \mapsto \Xi(\mathbf{X}_{\text{met}})$ innerhalb der Modellphysik zu betrachten. Als Beispiel dient die hypsometrische Beziehung (hier für diskrete Höhenunterschiede) auf der Grundlage der hydrostatischen Approximation, die im HIRHAM5 Modell enthalten ist:

$$\Delta z = -\frac{R\bar{T}}{g} \Delta \ln(p), \quad (5.1)$$

wobei z die geopotentielle Höhe bezeichnet. Falls das untere Level die Oberfläche ist, lässt sich die Beziehung weiter vereinfachen zu

$$z_{\text{lvl}} = \frac{R\bar{T}}{g} \ln \left(\frac{p_{\text{sfc}}}{p_{\text{lvl}}} \right), \quad (5.2)$$

wobei der tiefgestellte Index lvl das Drucklevel bezeichnet. Da (5.2) linear in $\ln(p_{\text{sfc}})$ ist, lässt sich die Regression mit einem Polynom ersten Grades durchführen.

Der bei der Regression zu erwartende Fehler **EPE** (expected prediction error) ist proportional zum Erwartungswert der Summe der Fehlerquadrate $\|\tilde{r}\|_2^2$ und den übrigen Freiheitsgraden ν [Mallows, 1973]:

$$\mathbf{EPE} = \mathbf{E} \left(\|\tilde{r}\|_2^2 \right) + 2\sigma^2\nu, \quad (5.3)$$

wobei $\mathbf{E}(\cdot)$ und σ den Erwartungswert und die Standardabweichung bezeichnen. Im Idealfall wird zur Fehlerberechnung der gesamte Stichprobenumfang zufällig in einen Teil zur Bestimmung der Regression \hat{y} und einen zur Abschätzung des Fehlers \check{y} unterteilt.

Durch (5.3) lässt sich die Güte einer Regression schätzen und so auf die Wahrscheinlichkeit schließen, dass zwischen zwei Größen ein Zusammenhang besteht. Zusätzlich kann, sofern nicht bekannt, die Anzahl der Freiheitsgrade ermittelt werden. Ausgehend von den Stichproben \hat{y} und \check{y} lässt sich eine zu (5.3) analoge Gleichung mit Hilfe der Varianz $\mathbf{VAR}(\cdot)$ schreiben als

$$\mathbf{VAR}(\check{y} - \hat{y}) = \mathbf{VAR}(\hat{y} - \tilde{y}) + (\hat{\sigma}^2 + \check{\sigma}^2)\nu, \quad (5.4)$$

wobei der Fit \tilde{y} über die Regression berechnet wird. Demnach gilt für die Anzahl der Freiheitsgrade

$$\nu = \frac{\mathbf{VAR}(\check{y} - \hat{y}) - \mathbf{VAR}(\hat{y} - \tilde{y})}{\hat{\sigma}^2 + \check{\sigma}^2}. \quad (5.5)$$

Im Fall der HIRHAM-Simulationen ist der Zusammenhang bereits durch (5.2) bekannt. Da Nudging die interne Modellvariabilität auf zeitlichen und räumlichen Skalen beeinflusst, sollte der **EPE** der Regression für die unterschiedlichen Modellsimulationen abhängig vom Nudging sein. Im Folgenden gilt es zu prüfen, wie gut (5.2) von den unterschiedlichen Modellsimulationen erfüllt wird.

Aufgrund der Linearität ist die zeitliche Änderung von z linear in $\ln(p_{\text{sfc}}^{i+1}/p_{\text{sfc}}^i)$, solange der zeitliche Abstand $t_{i+1} - t_i$ klein bleibt. Um den Unterschied zwischen zwei Modellsimulationen \diamond und \blacklozenge hervor-

zuheben, wird die Differenz der zeitlichen Änderung \blacktriangle der beiden betrachtet. Es wird angenommen, dass \blacktriangle sowohl in $[\Delta \ln (p_{\text{sfc}}^{i+1}/p_{\text{sfc}}^i)]_{\diamond}$ als auch in $[\Delta \ln (p_{\text{sfc}}^{i+1}/p_{\text{sfc}}^i)]_{\blacklozenge}$ linear ist. Dadurch werden Änderungen in der zeitlichen und räumlichen Entwicklung auf die Abhängigkeit von \blacktriangle bezüglich $\langle [\Delta \ln (p_{\text{sfc}}^{i+1}/p_{\text{sfc}}^i)]_{\blacklozenge}, [\Delta \ln (p_{\text{sfc}}^{i+1}/p_{\text{sfc}}^i)]_{\diamond} \rangle$ reduziert.

Mit diesem Wissen und mit Hilfe von (5.5) lässt sich die Ähnlichkeit zweier Modellsimulation mit unterschiedlichem Nudging zueinander charakterisieren. Dazu wird die anhand einer Simulation berechnete Regression zur Reduktion der Varianz der jeweils anderen verwendet. Dabei entspricht \blacklozenge der Kontrollgröße und \diamond der Referenzgröße (Abbildung 5.8).

$$\zeta_{\blacklozenge\diamond} = \frac{\text{VAR}(\tilde{y} - \tilde{y}_{\blacklozenge}) - \text{VAR}(\hat{y} - \hat{y}_{\diamond})}{\hat{\sigma}^2 + \check{\sigma}^2}. \quad (5.6)$$

Wählt man dafür z.B. die Simulationen $\blacklozenge = \text{CTL}$ und $\diamond = \text{FREE}$, wird deutlich, dass der Begriff Freiheitsgrad nun irreführend ist. Der Parameter $\zeta_{\blacklozenge\diamond}$ beschreibt vielmehr die Ähnlichkeit der Varianzen der Residuen unter der Annahme, dass beide die gleiche lineare Relation besitzen. Je kleiner $\zeta_{\blacklozenge\diamond}$, desto größer die Ähnlichkeit. Die geringste Ähnlichkeit besitzen demnach die Simulationen CTL und FREE. Dabei gilt es zu beachten, dass Simulationen, die sich in ihrer Variabilität stark unterscheiden, ebenso eine große Ähnlichkeit ausweisen würden, da in ihnen bereits die Regression der Referenz von geringer Güte ist.

Durch Normierung auf den maximal-unähnlichsten Vergleich, hier $\zeta_{\text{CTL,FREE}}$, gewinnt man ein Maß der Ähnlichkeit der Simulationen untereinander (Abbildung 5.9a). Hingegen erlaubt der Quotient κ aus $\zeta_{\text{CTL}\diamond}$ und $\zeta_{\blacklozenge\text{FREE}}$, eine Simulation zwischen CTL und FREE einzuordnen. Der Quotient κ gibt also Auskunft darüber, wie sehr sich das Nudging auf die Hydrostatik im Modell auswirkt.

$$\kappa = \frac{\zeta_{\text{CTL}\diamond}}{\zeta_{\blacklozenge\text{FREE}}}, \quad (5.7)$$

wobei $\kappa = 1$ eine vollständige Übereinstimmung mit der Modellphysik anzeigt und $\kappa = 0$ die größte Abweichung davon bzw. die größte Ähnlichkeit mit den Antriebsdaten aufweisen würde.

Abbildung 5.8 beschreibt die Auswahl eines für die Konsistenzprüfung geeigneten Gebietes und die Ermittlung der für die Berechnung von $\zeta_{\blacklozenge\diamond}$ notwendigen Regression \tilde{y} am Beispiel der Simulationen FREE und CTL. Anhand einer fensterweisen Patternkorrelation PtC

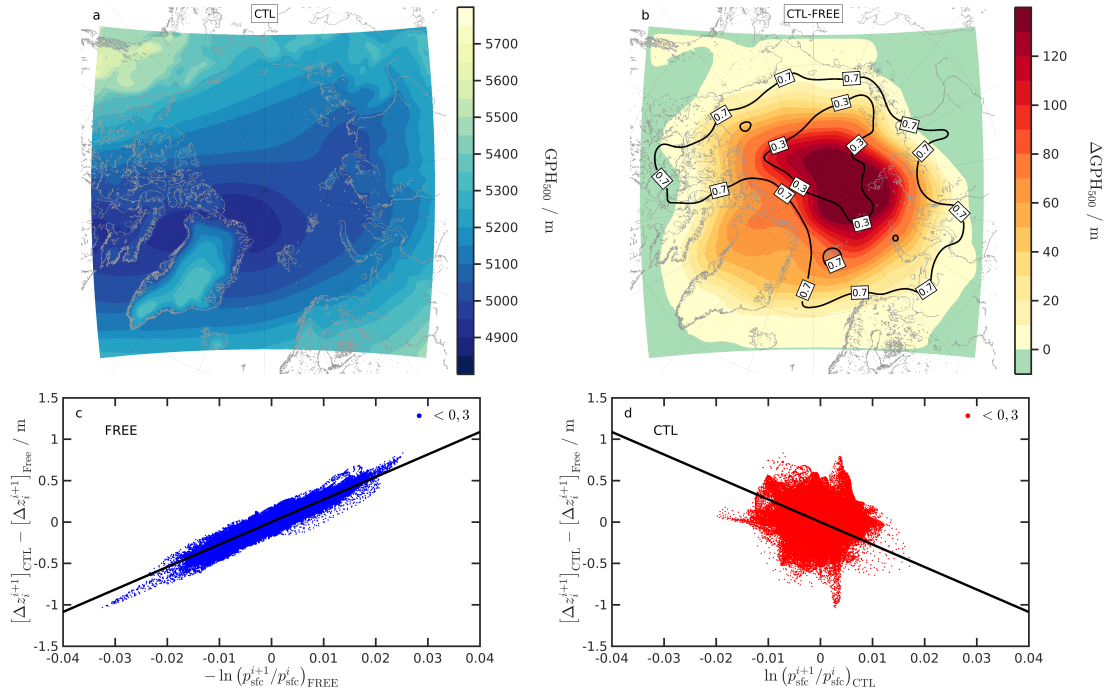


Abb. 5.8: Skizze zum Verfahren: (a) Mittelwert der Kontrollgröße \diamond (z.B. CTL) und (b) ihrer Differenz zur Referenzgröße (z.B. FREE) (Schattierung) und Pattern-Korrelation zwischen Kontroll- und Referenzgröße (Kontur, in fraction). (c) zeigt die Bestimmung des Fit anhand der Referenzgröße und (d) die Verteilung der Kontrollgröße um den Fit exemplarisch in 500 hPa. Der Wertebereich für den Fit wird der 0.3-Kontur der Patternkorrelation entnommen.

des Geopotentials in 500 hPa zwischen den Simulationen CTL und FREE mit ca. 1000 km Radius (siehe Abschnitt 3.3.5) wird das Gebiet der größten Abweichung zwischen diesen für den Vergleich ausgewählt, d.h. die Gitterpunkte für den Vergleich der restlichen Simulationen stammen aus dem selben Gebiet (Abbildung 5.8b). Anhand der Größe \blacktriangle werden die Regressionskoeffizienten in Abhängigkeit von $[\Delta \ln(p_{\text{sfc}}^{i+1}/p_{\text{sfc}}^i)]_{\diamond}$ bestimmt (Abbildung 5.8c). Anschließend werden die Regressionskoeffizienten auf $[\Delta \ln(p_{\text{sfc}}^{i+1}/p_{\text{sfc}}^i)]_{\diamond}$ angewandt (Abbildung 5.8d). Abbildungen 5.8c und d beziehen sich hier lediglich auf das 500 hPa-Druckniveau. Um ein höhenabhängiges Profil für κ zu erhalten ist ξ_{\diamond} jedoch für weitere Niveaus zu berechnen. Abbildung 5.9a stellt dabei einen Vergleich der Ähnlichkeit aller Simulationen normiert auf die beiden Simulationen mit dem größten Unterschied zueinander dar. Abbildung 5.9b hingegen zeigt κ , als Maß dafür, wie eine Modellsimulation zwischen dem CTL- und dem FREE-Lauf einzuordnen ist.

Die Normierung mit $\xi_{\text{CTL,FREE}}$ zeigt, dass die einzelnen Modellsimulationen ähnlich große Unterschiede zur FREE-Simulation besitzen

(Abbildung 5.9a) wie CTL-FREE. Vor allem die oberhalb von 1 km genudgten Läufe sind kaum unterscheidbar. Ein Abfallen der Ähnlichkeit in allen Simulationen ist in 500 hPa zu verzeichnen. Oberhalb dieses Druckniveaus ähneln sich die Quotienten aller Läufe außer E₃-FREE zunächst stark, fallen aber oberhalb von 300 hPa wieder ab. Überraschender Weise wächst die Variabilität in E₃-FREE oberhalb von 500 hPa. In der unteren Troposphäre fällt auf, das E₅-FREE größere Ähnlichkeit zum CTL-FREE aufweist als die beiden stärker genudgten Simulationen E₃ und E₄. Da der Quotient $\xi_{any,FREE}/\xi_{CTL,FREE}$ auch ein Maß vergleichbarer Unterschiede widerspiegelt, ist die Ursache vermutlich in der in E₅ größeren internen Variabilität innerhalb der Grenzschicht zu suchen. Ebenfalls auffällig sind die Anstiege des Quotienten zwischen 900 und 700 hPa. Ob dieser Bereich mit Druckniveaus übereinstimmt, in denen Grenzschichtprozesse eine größere Variabilität verursachen, z.B. Veränderungen von Inversionshöhe und Stabilität im Zuge synoptischer Einflüsse, lässt sich innerhalb des kleinen Ensembles nur vermuten.

In Abbildung 5.9b staffeln sich die Simulationen gemäß der Anzahl ihrer genudgten Level zwischen 0 und 1. Die am meisten genudgten Simulationen, E₁ und Nd¹, weisen die geringste Übereinstimmung mit dem FREE-Lauf auf, und der am wenigsten genudgte Lauf, E₅, die größte (Abbildung 5.9b). In allen Simulationen außer E₅ beobachtet man einen rapiden Abfall von ca. 0,12 oberhalb von 300 hPa. In E₅ beträgt die Abnahme ca. 0,09. Des Weiteren besitzen alle Profile einen nahezu konstanten Verlauf bis ca. 600 hPa. Demnach beeinflusst Nudging die Variabilität der Profile in der unteren Tropo-

¹ Nd steht hier für den Lauf mit in der Höhe abnehmendem Nudging, zuvor als DECR bezeichnet

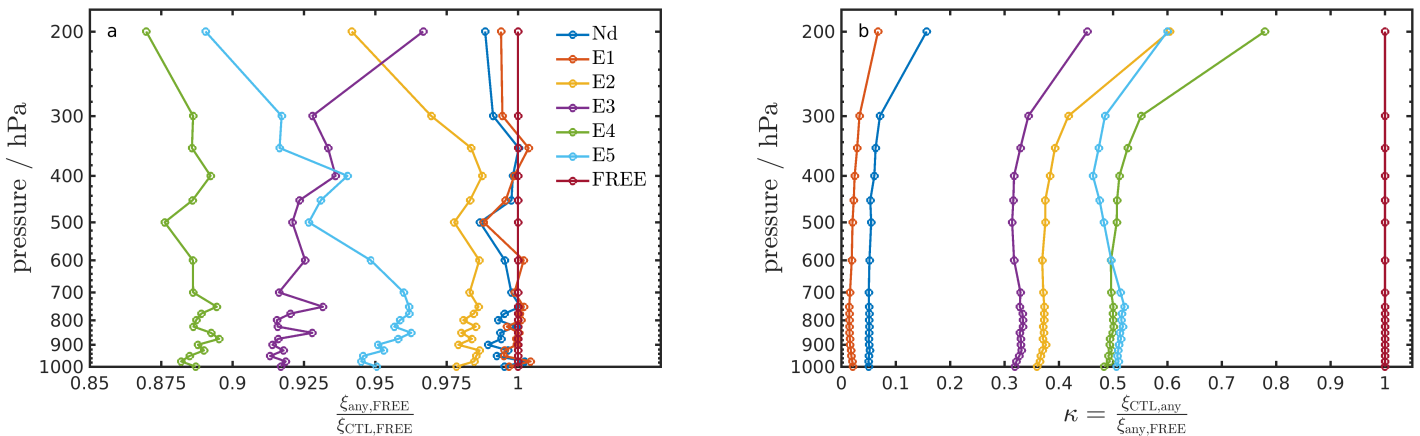


Abb. 5.9: Höhenabhängigkeit der normiert durch (a) die maximal unterschiedlichsten beiden Modellläufe und (b) Einordnung der einzelnen Läufe zwischen die Simulationen mit den größten Unterschieden.

sphäre nur geringfügig. Die beiden am stärksten genudgten Profile der Simulationen Nd und E1 sind unterhalb von 300 hPa nahezu konstant und verlaufen parallel, wobei Nd, die ein mit der Höhe abnehmendes Nudging besitzt, um ca. 0,01 Punkte näher an FREE liegt. Demgegenüber stehen die Profile, in denen Nudging nur im untersten Kilometer variiert wurde. An ihnen wird eine um 0,2 bis 0,5 größere Übereinstimmung mit FREE beobachtet. Die Ähnlichkeit mit der FREE-Simulation verringert sich zunächst zwischen 700 und 300 hPa, steigt aber daraufhin stark an. Sowohl der Anstieg als auch das Maximum fallen in E5 am größten aus.

Anhand des hier definierten Varianzmaßes κ führt bereits ein Nudging in den untersten 250 m zur deutlichen Beschränkung der Modellphysik (hier am Beispiel der Hydrostatik) entlang der gesamten Atmosphäre. Aus der Analyse wird ebenfalls deutlich, dass die größte Variabilität im Februar 2015 in der mittleren Troposphäre zwischen 600 und 300 hPa zu finden ist. Dieser Höhenbereich stimmt mit dem Ausbreitungsbereich synoptischer Wellen überein. Nudging in der mittleren Troposphäre hemmt also die Modellphysik. Der Effekt von Nudging in der Grenzschicht scheint neben einer grundsätzlichen Reduktion von κ allerdings einer geringeren Höhenabhängigkeit zu unterliegen. Als Ursache kommt die Wahl des Simulationszeitraums in Betracht, da die Grenzschicht während der Polarnacht oft von der freien Troposphäre entkoppelt ist. Dies würde die Bedeutung der Zyklonen für das arktische Klima weiter hervorheben, weil die Grenzschicht nur unter ihrem Einfluss an die freie Troposphäre koppelt [Stramler et al., 2011]. Um diese Frage zu beantworten müsste ein vergleichbares Modellexperiment im arktischen Sommer durchgeführt werden.

Zudem erlaubt die Analyse Rückschlüsse auf das Design zukünftiger Nudgingexperimente mit HIRHAM5, welche es dem zu untersuchenden Sachverhalt anzupassen gilt. Z.B. ist bei Simulationen zur freien Entwicklung synoptischer Wettersysteme darauf zu achten, dass in der mittleren Troposphäre kaum genudget wird, da sonst synoptische Wellen stark in ihrer Ausbreitung eingeschränkt wären. Dadurch würde der Mehrwert einer detailreicheren Modelldynamik verloren gehen, den man sich von Simulationen auf klimatischen Zeitskalen erhofft. Für Klimasimulationen ist es daher empfehlenswert, Nudging nur innerhalb der Grenzschicht anzuwenden, um die zeitlich korrekte Initiierung der Zyklonenentwicklung zu gewähr-

leisten. Alternativ kann Nudging sowohl im Level als auch spektral variiert werden. Somit ließe sich der Einfluss auf die zu untersuchenden Skalen minimieren, bei gleichzeitiger Reduktion der Variabilität auf die restlichen Skalen [Omrani et al., 2012].

6 Einfluss der Stratosphäre

Im Fokus der bisherigen Analyse lag der Einfluss synoptischer Zyklen auf die vertikale Struktur der Troposphäre während der N-ICE2015 Expedition in Messungen und Modell. Dabei wurde festgestellt, dass das hydrostatische Modell HIRHAM5 durch Nudging in der mittleren und oberen Atmosphäre die interne Variabilität des Modells unterdrückt, und dass allgemein durch Nudging in Modelllevels charakteristische Abweichungen zwischen Reanalyse und Beobachtungen vom Modell übernommen werden. Daher scheint die Grenzschicht über dem Arktischen Eis auf den betrachteten Zeitskalen vornehmlich von der Synoptik getrieben zu sein und selbst nur einen geringen Einfluss auf die synoptischen Zyklen zu haben. Im Folgenden sollen die Wechselwirkungen zwischen oberer Troposphäre und unterer Stratosphäre sowie ihr Einfluss auf das synoptische Geschehen während der N-ICE2015 Kampagne untersucht werden.

6.1 Stratosphäre im Winter 2014/2015

Die Radiosondenmessungen der N-ICE2015 Expedition und aus Ny-Ålesund zeigen zwei markante Temperaturanstiege oberhalb der Tropopause Anfang und Ende Januar (Abbildungen 6.1a und e sowie A.2a und e), die auf eine lokale Erwärmung der Stratosphäre hindeuten. Nach Manney et al. [2015] ereigneten sich im Winter 2014/2015 tatsächlich zwei schwache Stratosphärenerwärmungen (minor sudden stratospheric warmings, SSW), die zeitlich mit den Radiosondierungen übereinstimmen. Beide sind allerdings nur von kurzer Dauer gewesen. Anhand der stark gestiegenen Stratosphärentemperaturen zwischen der Winter- und Frühjahrsperiode der Kampagne und den korrespondierenden Messungen in Ny-Ålesund zeigen Abbildungen 6.1 und A.2, dass sich die finale Erwärmung des stratosphärischen Wirbel gegen Ende März in kurzer Zeit ereignet hat.

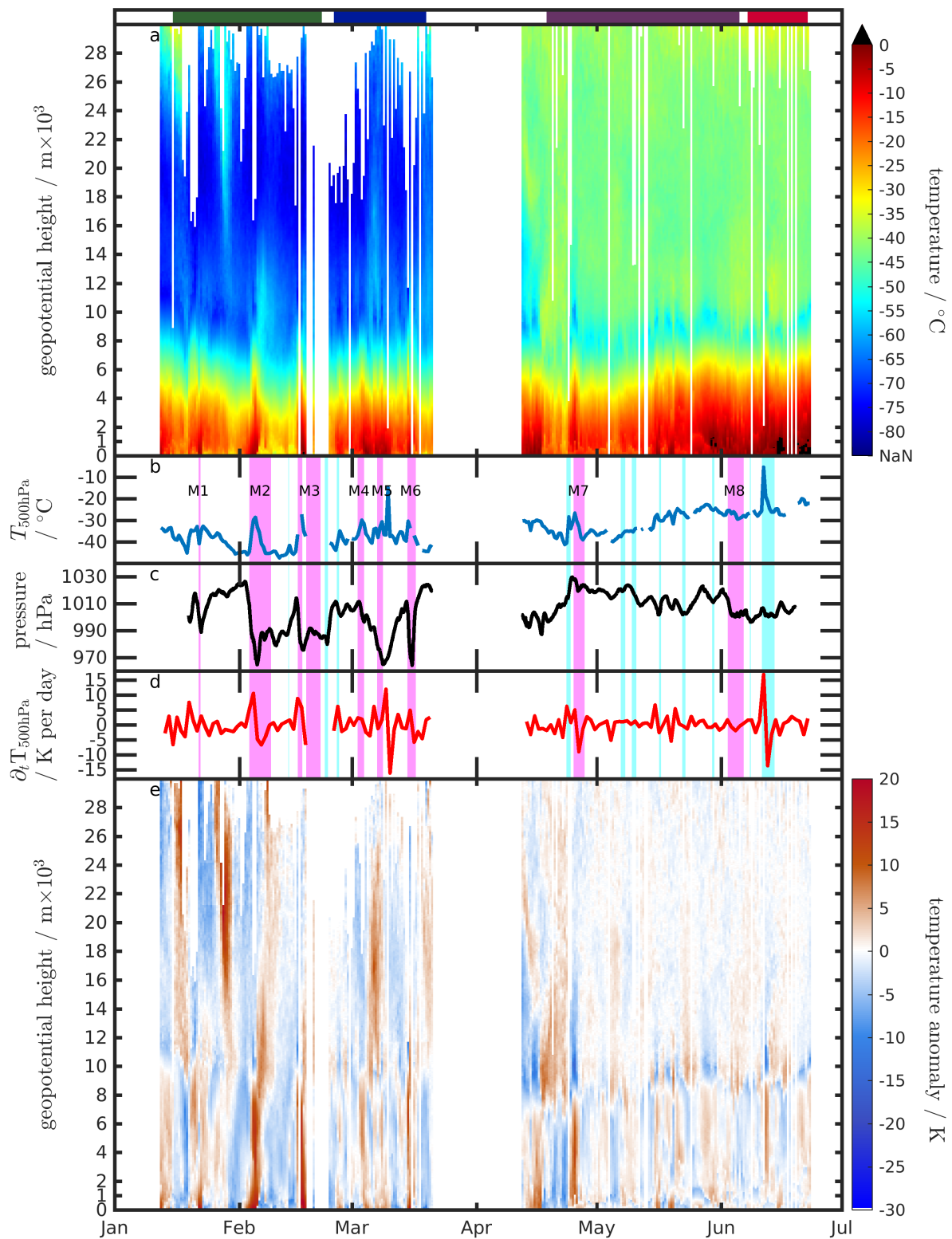


Abb. 6.1: Zeit-Höhen-Schnitt bis 30 km (a) der Temperatur und (e) Temperaturanomalie (mittels 21-Tage-Mittel) aus Radiosonden-
 daten der N-ICE2015 Expedition, mit starken (M1–M8) und schwachen Sturmevents entnommen aus [Cohen et al., 2017] (magenta
 and cyan Balken in (b)–(d)); (b) Temperatur in 500 hPa, (c) Bodenluftdruck gemessen an R/V Lance, und (d) Temperaturänderung
 über 24 h in 500 hPa. Die Fahrtabschnitte (Floe 1–4) sind im obersten Bildabschnitt entsprechend Abbildung 3.1 markiert.

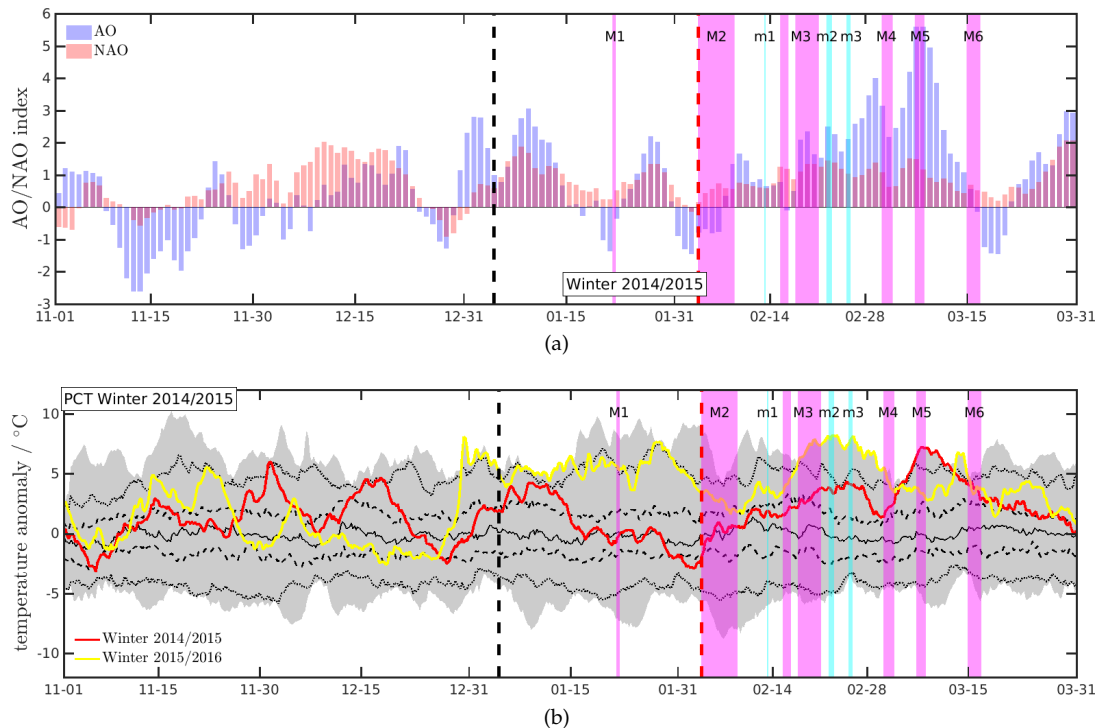


Abb. 6.2: Tägliche (a) AO (blau) und NAO(rot) Indizes sowie (b) über die Polarkalotte gemittelte 2m-Temperatur während des Winters 2014/2015 (rot) mit starken (M1–M6) und schwachen (m1–m3) Sturmevents entnommen aus [Cohen et al., 2017]. Die Streuung der Werte aus den Wintern 1979–2017 (Schattierung) sowie der Winter 2015/16 (gelb) dienen zum Vergleich; der Median (schwarz), das 25te und 75te (gestrichelt) sowie das 5te und 95 Perzentil ebenfalls. Die vertikalen Strichlinien markieren (schwarz) das minor SSW am 4. Januar 2015 und den Beginn des M2-Sturms (rot) am 3.2.2015 12 UTC. Daten der Indizes stammen aus "NOAA CPC daily AO and NAO indices"(<http://www.cpc.ncep.noaa.gov/>).

Um den Einfluss des stratosphärischen Wirbels auf die bereits untersuchten Zyklonen, speziell die mit dem M2-Sturm assoziierte Zyklone, zu charakterisieren, ist ein Blick auf die Entwicklung der polaren Stratosphäre während des gesamten Winters 2014/2015 nötig. Anhand der Indizes der Arktischen Oszillation (AO) bzw. Nordatlantischen Oszillation (NAO) lässt sich schätzen, ob es während des Winters längere Blockingperioden gab, wie sie für einen schwachen Wirbel typisch sind, oder ob das Wettergeschehen durch starke Westwinde geprägt war, die mit einem ausgeprägten Wirbel einhergehen [Thompson and Wallace, 1998, 2000]. Die überwiegend positiven täglichen AO und NAO Indizes im Winter 2014/2015 deuten auf einen starken Wirbel, lediglich eine knapp zweiwöchige negative Periode der AO im November weist auf einen anfangs schwachen Polarwirbel (Abbildung 6.2a). Daneben traten nur vereinzelt negative Werte der AO auf, die mit den Zeitpunkten der Stürme M1, M2 und M6 während der N-ICE2015 Expedition korrespondieren. Im Zuge der anderen starken Stürme M3, M4 und M5 fällt der NAO Index zwar ab, bleibt aber positiv. Obwohl AO und NAO Index deutlich

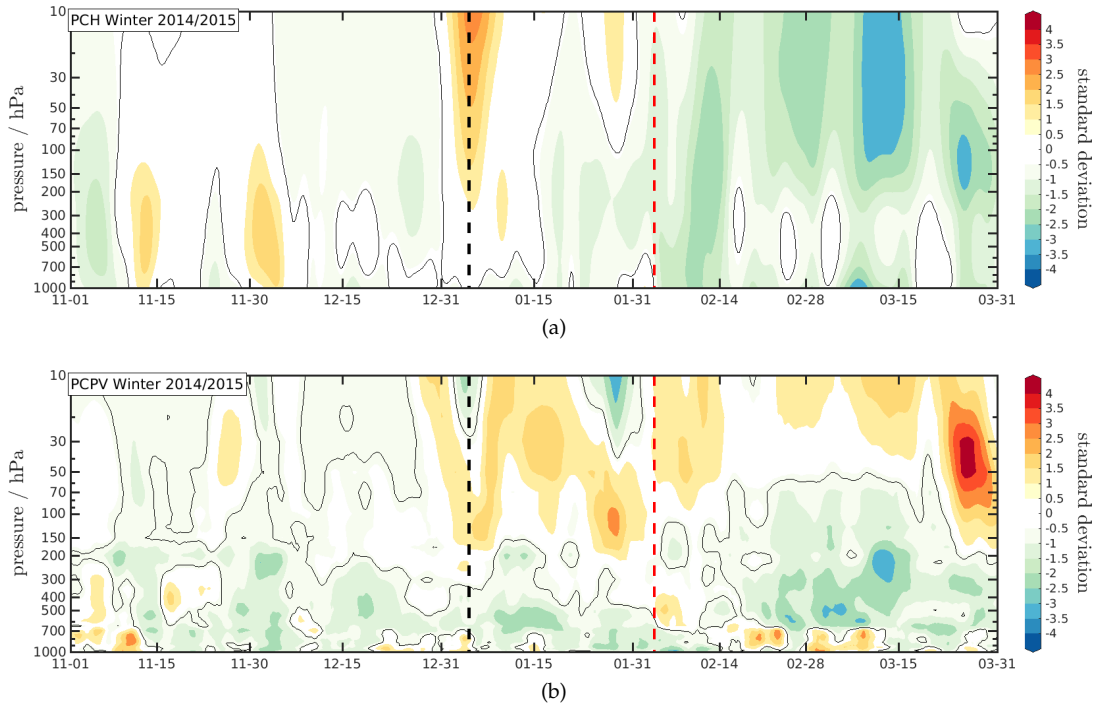


Abb. 6.3: Tägliche auf ihre Standardabweichung (1979–2016) normierte (a) PCH und (a) PCPV (Schattierung) für den Winter 2014/2015. Die schwarze Kontur zeigt 0σ an. Die vertikalen Strichlinien markieren (schwarz) das minor SSW am 4. Januar 2015 und den Beginn des M2-Sturms (rot) am 3.2.2015 12 UTC.

positiv waren, besaß der Tropopausenjet eine große Meridional-
komponente, die typischerweise einen schwachen Polarwirbel kenn-
zeichnet. [Cohen et al., 2017] begründen den starken Tropopausen-
jet mit der Lage und Ausrichtung des Polarwirbels, der ebenfalls
eine große Meridional-
komponente über dem Atlantik besaß. Diese
Konstellation trieb die im Nordatlantik entstandenen Zyklogen in
Richtung Arktis zur Position der N-ICE2015-Drift. Der Effekt dieser
Zyklogen wird mit Hilfe der über die Polarkappe gemittelten 2m-
Temperatur (polar cap temperature, PCT) quantifiziert (Abbildung
6.2b). Während des Winters (Anfang November bis Ende März) ver-
lässt die PCT nur gelegentlich den Streubereich zwischen dem 25ten
und 75ten Perzentil. Eine Ausnahme bildet der mit dem M5-Sturm
korrespondierende Temperaturanstieg, der über der bisherigen Tem-
peratur der ERA-Interim Reanalyse (1979 bis 2016) liegt. Verglichen
mit der langanhaltenden Erwärmung, wie sie während des Sturms
„Frank“ im Dezember 2015 beobachtet wurde, reiht sich der Win-
ter 2014/2015 in die Beobachtungen ein. Ebenfalls interessant ist der
langsame Temperaturanstieg, der auf den M2-Sturm folgte, und dem
Verlauf des AO Index gleicht. Dadurch scheint der Anstieg der PCT
im Zusammenhang mit der starken Meridional-
komponente des Tro-

popausenjets aus [Cohen et al., 2017] zu stehen und ein Indiz für den kumulativen Effekt der Zyklenen zu sein, die als Stürme M2 bis M5 sowie m1 bis m3 während N-ICE2015 registriert wurden.

Dazu passt auch die auf ihre Standardabweichung normierte und über die Polarkalotte gemittelte zeitliche Anomalie des Geopotentials (polar cap height, PCH nach [Baldwin and Thompson, 2009]) (Abbildung 6.3a). Das minor SSW am 4. Januar ist klar erkennbar, und auch das noch schwächere SSW Ende Januar ist sichtbar. Da die PCH per Definition negativ mit der AO bzw. dem northern annular mode (NAM) korreliert ist, sind die Monate Februar und März durch negative Werte dominiert. Anders als in [Manney et al., 2015] beschrieben wirkt die kurzlebige Erwärmung Anfang Januar scheinbar bis in 200 hPa. Um zusätzliche Details in der Entwicklung der Polarkalotte zu sehen, lässt sich aufgrund des Invertierbarkeitsprinzips der isentropen potentiellen Vorticity ebenso gut eine über die Polarkalotte gemittelte PV-Anomalie berechnen (polar cap PV, PCPV). Abbildung 6.3b weist einen anhaltenden Anstieg der PV in der Stratosphäre nach dem ersten minor SSW auf, der z.B. auf einen kompakteren Polarwirbel oder einen Gewinn an Drehimpuls und somit auf einen schnelleren Stratosphärenjet schließen lässt. Nach dieser Interpretation wäre der Zonalwind kurz vor dem M2-Sturm und kurz vor der finalen Erwärmung besonders stark. In der Troposphäre fällt auf, dass nach dem M2-Sturm vermehrt positive PCPV-Standardabweichungen mit den beobachteten Zyklenen korrespondieren (Abbildung 6.3b).

6.2 Fallstudie zum M2-Sturm: C

Der M2-Sturm wird im folgenden ein weiteres Mal als Fallstudie herangezogen. Diesmal liegt der Fokus aber nicht auf der Wirkung der Zyklone am N-ICE2015 Standort oder auf die zentrale Arktis, sondern auf der Wechselwirkung zwischen der präkonditionierten Stratosphäre und der Zyklone.

Während der schwachen Erwärmung Ende Januar liegt das Zentrum des Polarwirbels in der südöstlichen Barentssee (Abbildung 6.4a). Mit dem Polarwirbel verschiebt sich auch die Lage des Tropopausenjets. Im Zuge der Erwärmung werden mehrere PV-Filamente vom Wirbel vereinzelt. Eines davon, welches vom 475 K (ca. 20 km) bis zum 300 K (ca. 9 km) Level zurückverfolgbar ist, dehnt sich von Grönland bis in den Norden Kanadas aus (Abbildung 6.4b). Die In-

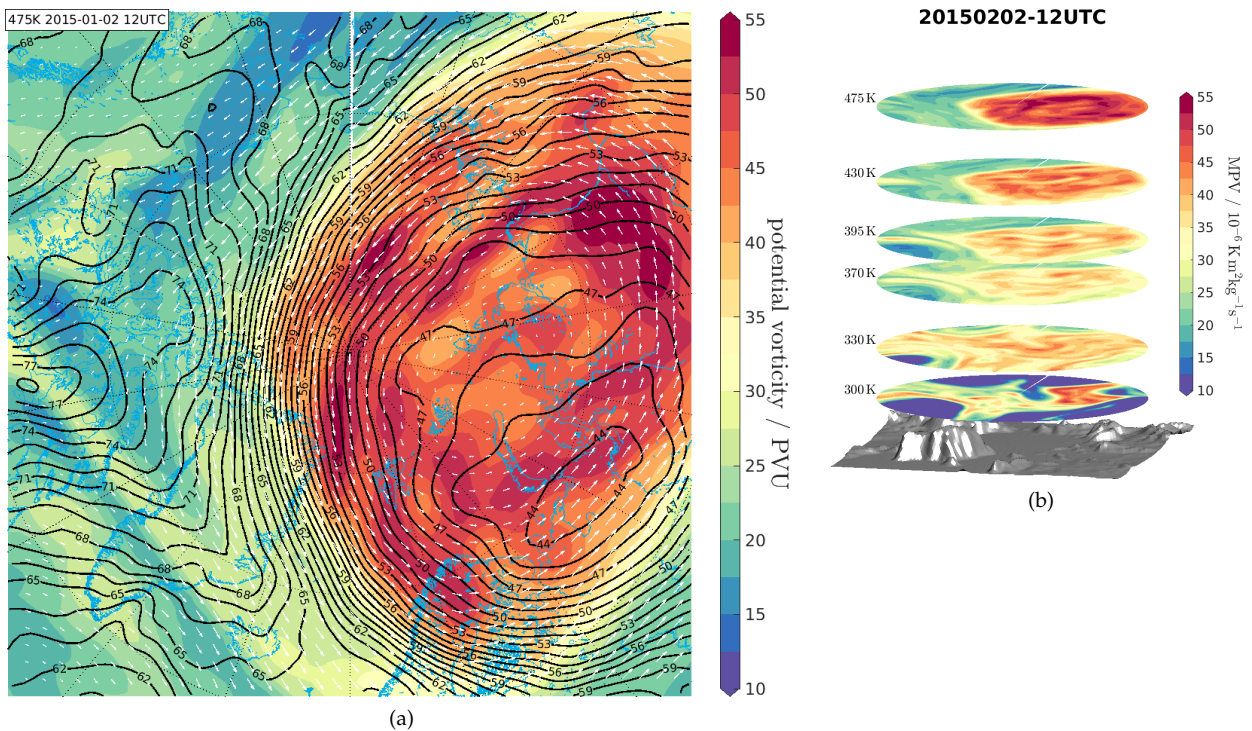


Abb. 6.4: (a) Potentielle Vorticity in 475 K bzw. (b) auf das 475 K-Level skalierte potentielle Vorticity nach [Lait, 1994] auf isentropen Flächen zur Veranschaulichung der Filamentablösung vom Polarwirbel am 2.2.2015 12UTC anhand von ERA-Interim Reanalyseedaten [Dee et al., 2011].

teraktion dieses Filaments mit den über dem Atlantik bzw. in der Davisstraße entstehenden Filament ist eine gute Gelegenheit, um den in Abschnitt 2.6 beschriebenen Kopplungsmechanismus zwischen Tropo- und Stratosphäre zu untersuchen. Der Mechanismus beschreibt den unmittelbaren Einfluss der Stratosphäre auf die Troposphäre durch Intrusionen stratosphärischer Luft in die Troposphäre. Als Auslöser wird eine Anomalie der Residualzirkulation im TEM (siehe Abschnitt 2.6) angesehen. Ein stärkerer Polarjet wird demnach mit anomalem Massetransport aus der polaren Stratosphäre assoziiert, der durch eine Rückströmung innerhalb der Troposphäre wieder ausgeglichen wird. Zusätzlich zur Ausgleichsbewegung in der Troposphäre kann die Intrusion aus der Stratosphäre nicht-linear mit den Rossby-Wellen in der Troposphäre wechselwirken (sogenannte Eddy-Rückkopplung). Somit wirkt die Stratosphäre unmittelbar auf die Entstehung und die Bewegung synoptischer Wettersysteme [Kidston et al., 2015]. Für den Fall des M2-Sturm wird deshalb das Wirken des Mechanismus auf unterschiedlichen Niveaus innerhalb der Troposphäre (Oberfläche, 500 hPa und 300 hPa) und auf Höhe der dynamischen Tropopause (definiert als das 2PV-Level) anhand

von Daten der ERA-Interim Reanalyse untersucht (Abbildung 6.5). Beginnend am 1.2. 00UTC findet sich an der Oberfläche zunächst ein Hochdruckgebiet, und der Wind in 850 hPa führt zur Advektion Arktischer Luft aus der Framstraße heraus in Richtung Skandinavien. In 500 hPa ist ein Trog über dem Norden Kanadas mit Teilbereichen über der Baffin Bay erkennbar. Zwei Tage später, am 3.2. 12 UTC, intensiviert sich ein Bodentief in der Baffin Bay und Teilen der Davisstraße. Zur selben Zeit kommt es entlang der Trogachse, die von Kanada bis Sibirien verläuft, in 500 hPa und 300 hPa ebenfalls zur Ausbildung eines Höhentiefs. Ein weiteres Bodentief bildet sich nordöstlich von Spitzbergen aus. Der 850 hPa Wind in der Framstraße hat sich währenddessen gedreht und deutet einen Transport in nördliche Richtung an. Am auffälligsten ist jedoch die prägnante Tropopausenfaltung im 2PV-Level an der Südspitze Grönlands, die zusammen mit zwei Sektoren hoher potentieller Temperatur in der Troposphäre westlich und östlich davon eine Rossby-Welle mit Wellenlänge zwischen 2500 und 3000 km zeigt. Die 2PV-Fläche ist zu diesem Zeitpunkt bereits unterhalb von 500 hPa anzutreffen. Südwestlich dieser kohärenten Struktur, am Rand der Domain, ist am Boden bereits eine weitere Zyklone zu sehen. In Bezug auf den angesprochenen Mechanismus stimmen die eben beschriebenen Veränderung innerhalb der Troposphäre vom 1.2. 00 UTC zum 3.2. 12 UTC, mit dem Beginn der Reaktion der Troposphäre auf eine veränderte Residualzirkulation überein. Dabei betont das zeitgleiche Auftreten der einzelnen Teilsaspekte die unmittelbare Wirkung des stratosphärischen Einflusses.

Die grobe Struktur der Rossby-Welle ist auch zwei Tage später noch erhalten, aber polwärts stark deformiert. Der vorauslaufende Bereich troposphärischer Luft im 2PV-Niveau ist elongiert und liegt über dem Bereich der Warmluftavektion am Boden (Abbildung 6.5, 5.2. 12UTC). In 500 hPa deutet sich eine Separierung des Höhentiefs in eine Struktur an, die den synoptisch gefilterten vollständig genudgten Modelldaten aus der vorangegangenen Analyse gleicht (Abbildung 5.7). Der Trog in 500 hPa bzw. 300 hPa, südöstlich der Warmluftintrusion, begünstigt die Ausbildung eines Bodentiefs über Finnland bis zum 8.2. 12 UTC. Zu diesem Zeitpunkt findet entlang der Framstraße kein nennenswerter meridionaler Austausch von Luftmassen in Bodennähe mehr statt. Der 850 hPa Wind advehiert die Luftmassen zur Norwegischen Küste. Das Tiefdruckgebiet südlich von Grönland



Abb. 6.5: Zeitlicher Ablauf des M2-Sturms an der Oberfläche, im 500 hPa-, im 300 hPa- sowie im 2PV-Niveau. Die Bodenkarte zeigt den MSLP (schwarze Kontur), der Wind in 850 hPa (magenta Pfeile) sowie die 2m-Temperatur (Schattierung); die Karten in 500 hPa und 300 hPa die Temperatur (Schattierung) und die gepotentielle Höhe in m. Im 2PV-Level sind die potentielle Temperatur Θ (Schattierung), der Druck (schwarze Kontur) und der MSLP (magenta Kontur) dargestellt.

(linker, unterer Rand der Projektion) wird im nächsten Schritt entlang der Küste ziehen und als m_1 -Sturm während der N-ICE₂₀₁₅ Expedition registriert werden.

Die soeben beschriebene Entwicklung deutet an, dass die PV-Intrusion über Grönland nicht-linear mit der von Südwest nach Nordost laufenden Rossby-Welle interagiert hat. Sowohl die Ausbildung des Höhentiefs als auch der Feuchteintrusion wurden durch diese Wechselwirkung beeinflusst. Innerhalb des Mechanismus wird diese Entwicklung den nicht-linearen Eddy-Rückkopplungen zugeschrieben. Der Fall des M_2 -Sturms zeigt, dass der Mechanismus des unmittelbaren Einflusses der stratosphärischen Kontrolle auf die Troposphäre, die Entwicklung des Wettergeschehens im Zuge der beobachteten Zyklonen korrekt beschreibt. Es deutet auch die Auswirkungen der nicht-linearen Eddy-Rückkopplung anhand der Deformation der Rossby-Welle und der veränderten Lage des Tropopausenjets an, erlaubt aber keine Aussage über die Wellenausbreitung von der Troposphäre in die Stratosphäre innerhalb der Rückkopplung.

Der Einfluss der Lage des Polarwirbel auf den Zonalwind wird in Abbildung 6.6 am Beispiel der Stürme M_2 , M_3 und m_3 veranschaulicht. Alle drei Stürme weisen eine ähnliche horizontale Struktur auf, bestehend aus einer durch stratosphärische PV ausgelösten Tropopausenfaltung und den begleitenden Sektoren warmer troposphärischer Luft. Die Lage des Tropopausenjets folgt in den gewählten Fallbeispielen der Position des Polarwirbels und der vereinzelt Filamente. Die PV bzw. die potentielle Temperatur auf PV-Leveln ist dafür ein guter Indikator, weil sie ein Maß für die vertikale Reichweite des Einflusses eines verstärkten Wirbels ist. Im Fall der M_2 -Zyklone bilden sich zwei ungefähr gleich starke Maxima des Zonalwindes aus. Ist der Wirbel ausgedehnter, z.B. für die Stürme M_2 und m_3 , liegt zumindest eines der Windmaxima deutlich weiter südlich. Einerseits steigt bei einer solchen Ausrichtung des stratosphärischen Polarwirbels die Wahrscheinlichkeit, dass Zyklonen die Arktis über den Atlantik erreichen, ohne Grönland überqueren zu müssen. Andererseits wird der Weg einer Zyklone bis in die Arktis erheblich länger, sodass die Zyklonen zu einem späteren Entwicklungsstadium die Arktis erreichen. Welcher Effekt überwiegt, lässt sich am Beispiel der N-ICE₂₀₁₅ Daten allein nicht beantworten. Neben dem Nordatlantik deuten die lokalen Maxima des Zonalwindes aller drei Sturmereignisse auf den Nordpazifik und Eurasien als weitere Regionen

hin, in denen Rossby-Wellen im Sinne des besprochenen Mechanismus mit PV-Intrusionen wechselwirken (Abbildung 6.6).

Anhand der beobachteten Abfolge lässt sich der vom Polarwirbel bestimmte Teil des Wechselwirkungspfades [Kidston et al., 2015] phänomenologisch nachvollziehen: Eine Verstärkung des Polarwirbels, die mit einer anomalen Residualzirkulation korreliert, bewirkt eine Verschiebung des Tropopausenjets, der seinerseits die Ausbreitung von Rossby-Wellen und somit die Zyklogenese beeinflusst.

Die Wellen wiederum wirken der anomalen Residualzirkulation durch Wärme und Impuls Transport entgegen. Der Transport durch Wellen unterliegt nicht-linearen Wechselwirkungen, also abhängig vom Wellentyp, Wellenlänge und den äußeren Bedingungen in der Atmosphäre, z.B. der statischen Stabilität [Shapiro et al., 2002, Jung and Rhines, 2007, Alexander et al., 2009]. Auch hier bieten Fallstudien die Möglichkeit, unterschiedliche Phänomene separat voneinander zu betrachten. Auf der anderen Seite erschweren sie die Allgemeingültigkeit der gefundenen Zusammenhänge.

Als Ansatz für die Untersuchung der Wechselwirkung synoptischer Zyklonen mit dem Polarwirbel bzw. der Stratosphäre dient wieder die Fallstudie des M2-Sturm. Abbildung 6.7 zeigt die Vertikalgeschwindigkeit im Zusammenhang mit der PV-Verteilung im 300 hPa-Level. Der Fokus der Analyse liegt auf der Entwicklung der Rossby-Welle, die über Grönland zieht. In Ausbreitungsrichtung besteht der Wellenzug aus einer positiven PV-Anomalie stratosphärischer Luft,

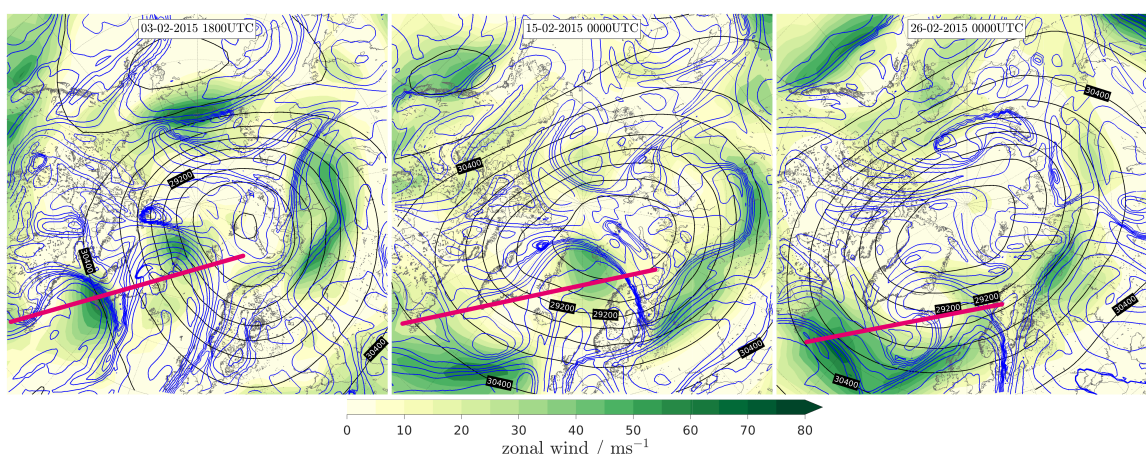


Abb. 6.6: Zusammenhang zwischen Zonalwind u (Schattierung) im 2PV-Level, geopotentieller Höhe (schwarze Kontur) in 10hPa und potentieller Temperatur (blaue Kontur) im 2PV-Level zum Beginn der Stürme M2, M3 und m3 am 3.2.2015 18UTC, 15.2.2015 00UTC und 26.2.2015 00UTC. Die Gerade (pink) schneidet durch den geometrischen Schwerpunkt der Strukturen.

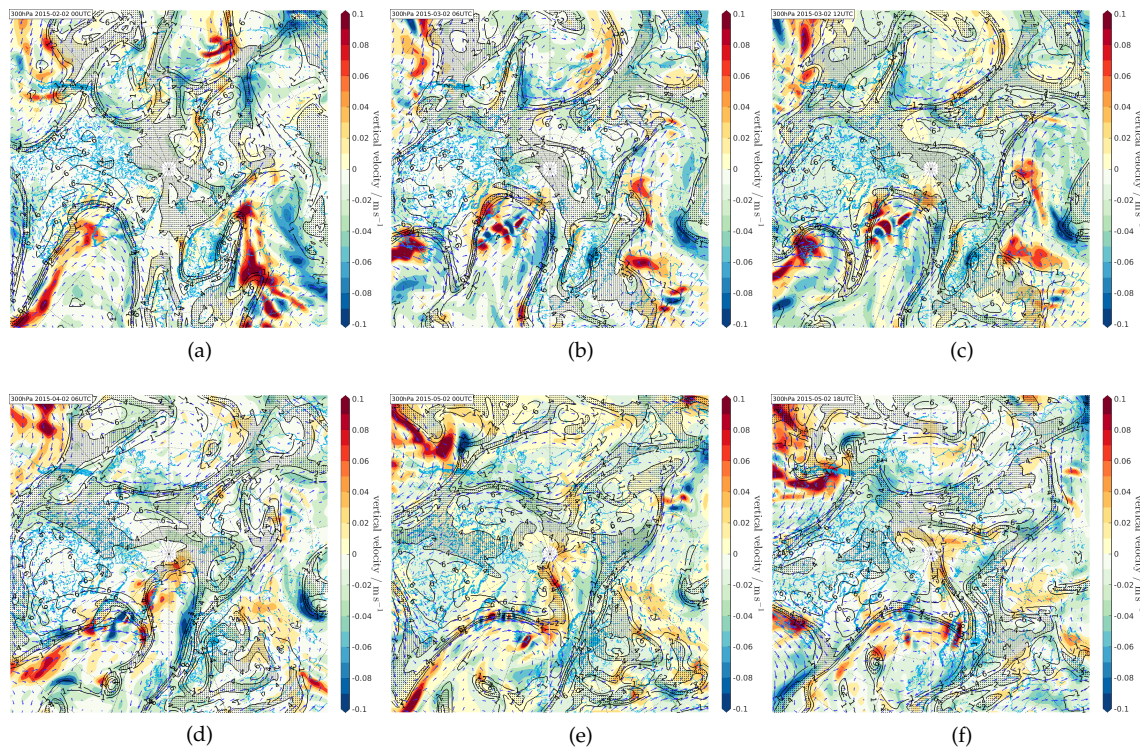


Abb. 6.7: Polarstereographische Darstellung der Vertikalgeschwindigkeit in m s^{-1} (Schattierung) und der potentiellen Vorticity in PVU (Kontur) im 300 hPa-Druckniveau am Beispiel des M2-Sturms anhand von ERA-Interim Reanalysedaten [Dee et al., 2011]. Bereiche zwischen 2 und 4 PVU markieren die Tropopausenregion (gepunktet).

die sogar bis unterhalb von 500 hPa reicht (Abbildung 6.5), und zwei diese begleitende negative PV-Anomalien troposphärischen Ursprungs, in denen der Wind antizyklonal gerichtet ist. Entsprechend der Idealvorstellung steigt die Luft vor der positiven Anomalie auf und sinkt dahinter ab (Abbildung 6.7a). Wenn die voranschreitende negative Anomalie über Grönland liegt, scheint ein in der Vertikalgeschwindigkeit alternierender Wellenzug parallel zum Wellenvektor zu entstehen (Abbildung 6.7b). Diese Struktur beschränkt sich jedoch auf die Bereiche negativer Anomalien. Im weiteren Verlauf des Events wird die voranschreitende negative Anomalie abgebremst und der Rest der Rossby-Welle deformiert (Abbildung 6.7c), sodass die PV-Kontur am 5.2.2015 00UTC der Grönländischen Küstenlinie folgt. Eine Abfolge aufsteigender und absinkender Luftpakete mit kleinerer räumlicher Ausdehnung reiht sich entlang der Küste aneinander (Abbildung 6.7e). Keine 24 Stunden später, am 5.2.2015 18UTC, liegt der Keil positiver PV zwischen Grönland und Skandinavien. Entlang seines zum Äquator gerichteten Randes hat sich eine Kette unterschiedlich großer Bereiche aufsteigender und absinkender Luftmas-

sen ausgebildet (Abbildung 6.7f). Zugleich wird die voranschreitende negative PV-Anomalie zunehmend abgeschnürt.

Das Wellenmuster deutet auf die nicht-lineare Wechselwirkung im Zusammenhang mit der Advektion der Luftmassen über die Orographie Grönlands [Alexander et al., 2009]. Diese scheinbar stationären Wellensignaturen besitzen eine Wellenlänge zwischen 200 und 500 km und sind ausschließlich innerhalb der negativen PV-Anomalien zu finden. Um ein detailliertes Bild dieser Signatur zu erhalten, wird der zeitliche Verlauf des Ereignisses erneut anhand von Längen-Höhen-Schnitten entlang der in Abbildung 6.6 zum Zeitpunkt 3.2.2015 18UTC eingezeichneten Transekte betrachtet. Die dafür untersuchten Größen der Troposphäre sind die Vertikalgeschwindigkeit w , die potentielle Temperatur Θ und die PV. Außerdem sind die Oberflächentemperatur und die 2m-Temperatur in diesem Zusammenhang relevant.

Durch diese Darstellung der PV wird deutlich, dass Grönland trotz der auf seiner Oberfläche im Vergleich zum Ozean um ca. 15 °C tieferen Temperatur als positive PV-Anomalie angesehen werden muss (Abbildung 6.8). Zugleich verdeutlicht die Darstellung als Längen-Höhen-Schnitt die vertikale Ausdehnung der einzelnen positiven PV-Anomalien. Die ausgewählten Zeitpunkte während der Grönlandüberquerung der M2-Zyklone weisen auf eine Phasenbeziehung zwischen der stationären PV-Anomalie durch die Orographie Grönlands und der mit der Rossby-Welle mitbewegten PV-Anomalien hin, die im Folgenden als Rossby-PV-Anomalien bezeichnet werden. Im Fall des 2.2.2015 06UTC befinden sich die drei Anomalien nicht in Phase. Um die führende Rossby-PV-Anomalie entsteht das bekannte Aufsteigen und Absinken [Hoskins, 2015]. Wird Grönland jedoch von den Rossby-PV-Anomalien symmetrisch eingeschlossen, bildet sich die in Abbildung 6.7 beobachtete alternierende Kette aufsteigender und absinkender Luft (Abbildung 6.2). Zusätzlich dazu propagieren über dem letzten Drittel der Landmasse Wellen aufwärts, die in Richtung des horizontalen Wellenvektors eine starke Dispersion aufweisen (Abbildung 6.2). Auch zu den übrigen Zeitpunkten am 3.2. 18UTC, während sich zwei negative PV-Anomalien in Phase mit Grönland befinden, und am 4.2. 18UTC, breiten sich durch nicht-lineare Prozesse angeregte Wellen in die Stratosphäre aus (Abbildungen 6.2 und 6.2). Zusätzlich ist knapp unterhalb von 10 hPa ein schwacher Einfluss der Wellen auf die potentielle Temperatur

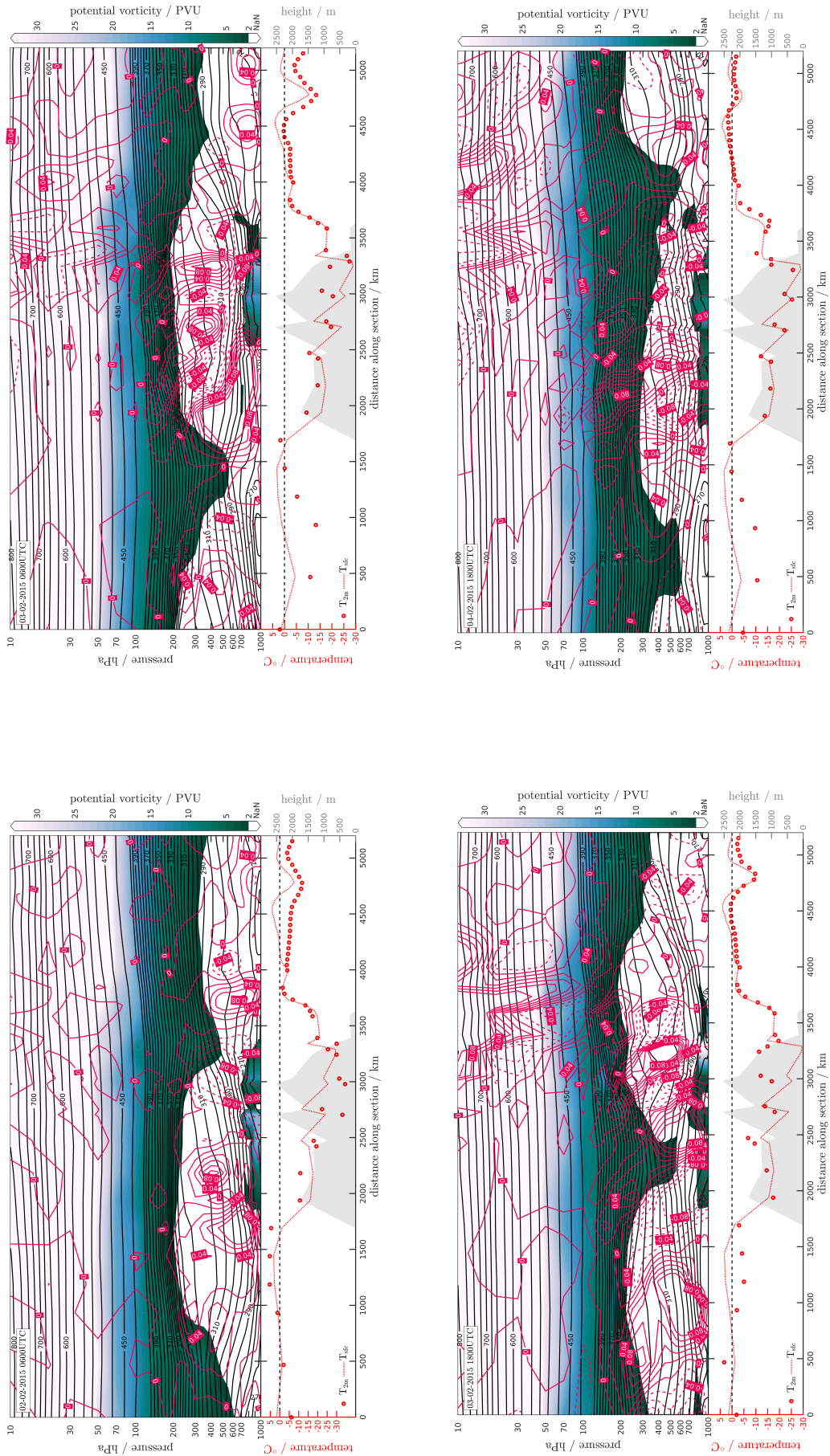


Abb. 6.8: Längen-Höhen-Schnitte (oben) entlang der in Abbildung 6.6 zum Zeitpunkt 3.2.2015 18UTC eingezeichneten Transekte für die potentielle Vorticity (Schattierung), die potentielle Temperatur in K (schwarze Kontur) und die Vertikaleschwindigkeit in m s^{-1} (rote Kontur, negativ gestrichelt). Zusätzlich (unten) Orographie (Schattierung) sowie Verlauf der 2m-Temperatur (Kreise) und Oberflächentemperatur (gepunktet). Die Daten entstammen der ERA-Interim Reanalyse [Dee et al., 2011].

erkennbar (Abbildungen 6.2, 6.2 und 6.2). Wie groß der Effekt wirklich ist lässt sich aufgrund der groben $2^\circ \times 2^\circ$ Auflösung der Reanalyse und der Nicht-Linearität der Anregung schlecht abschätzen. Aber allein die Beobachtung einer vertikalen Wellenausbreitung im Zuge der Wechselwirkung zwischen Orographie, PV-Intrusion und Rossby-Welle spricht für einen Zusammenhang mit den Eddy-Rückkopplungen des angesprochenen Mechanismus.

Die zuvor in 300 hPa festgestellte Wellensignatur kann somit als Indiz für die nicht-lineare Wechselwirkung in Zuge der Eddy-Rückkopplung aufgefasst werden (Abbildung 6.7). Die horizontale Dispersion liefert auch die Erklärung, weshalb keine derartige Signatur in den Bereichen hoher PV zu beobachten ist (Abbildung 6.2): Die Wellen entstehen durch die Interaktion von Orographie, Rossby-Welle und PV-Intrusion, hier anhand von PV und w untersucht. Die beobachtete Dispersion der Wellen schränkt ihre Horizontalausbreitung stark ein, jedoch nicht die vertikale. Die PV-Anomalien in 300 hPa sind demnach Indikator für die nicht-lineare Wechselwirkung in den Quellregionen beobachteten Wellen. Darüber hinaus scheinen die Wellen Impuls in die Stratosphäre zu transportieren, wodurch der Nachweis ihrer Entstehung im Zuge der analysierten Fallstudie eine Interaktion mit dem Polarwirbel möglich macht. Wie diese Interaktion aussieht, ist jedoch nicht Teil der Analyse, die auf die Wechselwirkung synoptischer Zyklonen mit der atmosphärischen Grenzschicht und mit der oberen Troposphäre bzw. unteren Stratosphäre fokussiert ist. Die Frage des Wellentyps bleibt ebenfalls unbeantwortet. Einerseits ist ihre Wellenlänge um ca. 300 km ungewöhnlich groß für durch die Orographie Grönlands erzeugte Schwerewellen [Limpasuvan et al., 2007], was für eine Rossby-Welle großer Wellenzahl spräche. Andererseits kann sich eine Rossby-Welle so großer Wellenzahl aufgrund des starken Westwinds nicht in die Stratosphäre ausbreiten [Charney and Drazin, 1961].

6.3 PV als Ladung

In Abschnitt 2.2 ist die Analogie zwischen potentieller Vorticity und Elektrostatik bemüht worden. Hier findet die Analogie Anwendung im Bezug auf die in der Vertikalgeschwindigkeit beobachteten Signaturen, die eine Wechselwirkung zwischen synoptischen Zyklonen und Orographie in Verbindung mit PV-Anomalien aufzeigen.

Aus dem Verlauf der potentiellen Temperatur in Abbildung 6.8 wird

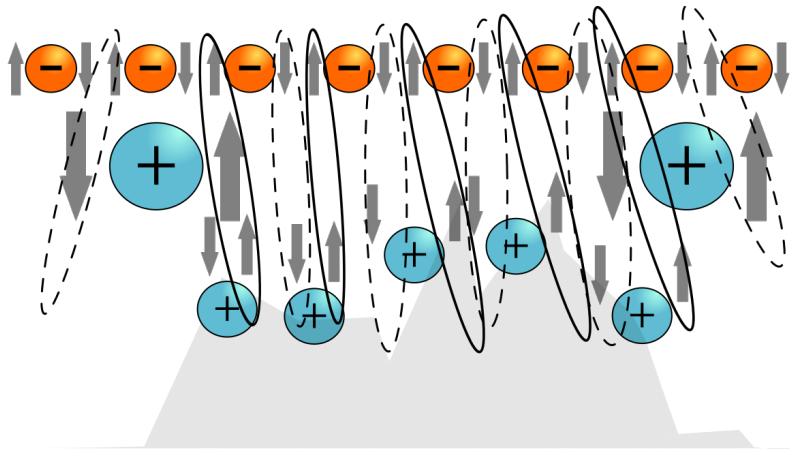


Abb. 6.9: Skizze zur Erklärung der Wechselwirkung zwischen potentieller Vorticity und Orographie. Blaue und orange Kugeln repräsentieren positive und negative PV-Anomalien. Die sich ausbildenden Zentren der Vertikalgeschwindigkeit sind unabhängig von ihrer Magnitude lediglich als positiv (schwarze Linie) und negativ (schwarz gestrichelt) dargestellt.

ersichtlich, dass die Orographie Grönlands einer positiven PV-Anomalie und die Tropopausenregion einer negativen PV-Anomalie äquivalent sind (vgl. Abbildung 2.4 zu PV-Anomalien in Abschnitt 2.2). Abbildung 6.9 skizziert die Entstehung einer Kette von alternierenden Bereichen aufsteigender und absinkender Luft. In diesem einfachen Schema resultiert die Vertikalgeschwindigkeit aus der Lage der PV-Anomalien zu einander. Bewegt sich die synoptische Rossby-Welle als ganzes über die Orographie, ändert sich das Vorzeichen der Vertikalgeschwindigkeit an einem festen Ort über der Orographie. Zusätzlich werden durch die Anströmung orographische Schwerewellen induziert, die ihrerseits die potentielle Temperatur und damit die PV-Anomalien beeinflussen können. Die Überlegungen sind eine Analogie zur Influenz in der Elektrostatik [Kittel, 1965]. Eine ähnlich anschauliche Analogie wird von [Bretherton, 1966] verwendet, um barokline Instabilität zu erklären. Aus dieser Sicht sind die während der M2-Zyklone beobachteten Signaturen in der Vertikalgeschwindigkeit über Grönland Anzeichen für induzierte „PV-Ladung“ innerhalb der freien Troposphäre, die aus der Wechselwirkung zwischen unterer Troposphäre und Tropopausenregion resultieren. Wie weitreichend die hier vorgestellte Analogie ist, könnte sogar in der Praxis überprüft werden, in dem man versucht vergleichbare Signaturen auf zeitgleich beobachtete PV-Anomalien zurückzuführen. Welche Rolle die Signaturen in der Wellenanregung einnehmen, ist zwar interessant, übersteigt aber den Umfang dieser Arbeit. Im Rahmen der Analyse genügt die hier präsentierte Vorstellung, da sie die Entstehung der beobachteten Signatur in 300 hPa anschaulich erklärt.

6.4 *Résumé der Beobachtungen*

In diesem Teil der Analyse wurden die synoptischen Zyklonen des N-ICE2015 Winters (Januar bis März) in den Kontext des gesamten Winters 2014/2015 gesetzt. Anhand der Größen PCT, PCH und PCPV wurde der Einfluss der Zyklonen auf die Temperatur am Boden sowie die Auswirkungen zweier minor SSWs Anfang und Ende Januar auf die Entwicklung der Troposphäre behandelt. In Kombination mit NAO und AO Index konnte in Übereinstimmung mit [Manney et al., 2015, Cohen et al., 2017] gezeigt werden, dass der Polarwirbel stark war, allerdings so verschoben, dass er die Zugbahn von Zyklonen über den Atlantik in die Arktis begünstigte.

Daraufhin wurde am Beispiel der M2-Zyklone dargelegt, wie die obere Troposphäre und untere Stratosphäre die Entwicklung der Zyklonen über den in der Einführung beschriebenen Mechanismus beeinflussen können [Kidston et al., 2015]. In der anderen Richtung konnte gezeigt werden, dass die nicht-lineare Wechselwirkung der Orographie Grönlands mit synoptischer Rossby-Wellen und stratosphärischer PV-Intrusion vertikale Wellenausbreitung anregen kann. Die Kontur der dadurch deformierten Rossby-Welle gleicht der Struktur der Feuchteadvektion, die in Abschnitten 4.2 und 5.3 behandelt wurde. Darüber hinaus wurden die Quellregionen der Wellenausbreitung in Zusammenhang mit einem quasi-stationären Wellenzug in der Troposphäre gesetzt, dessen Signatur in der Vertikalgeschwindigkeit in 300 hPa gut erkennbar ist. Die Robustheit dieses Zusammenhangs gilt es an weiteren Fällen zu testen. Zuletzt wurde eine Erklärung der beobachteten Signatur über die Analogie zwischen PV und Elektrostatik vorgestellt.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Wechselwirkung zwischen synoptischen Zyklonen und der atmosphärischen Grenzschicht über dem Arktischen Meereis untersucht. Die Arbeit umfasst Analysen von Messdaten und Modellsimulationen für den Zeitraum der N-ICE2015 Expedition, die von Anfang Januar bis Ende Juni 2015 im arktischen Nordatlantiksektor stattgefunden hat. Wichtigste Beobachtungsgrundlage sind die Vertikalprofile aus ballongetragenen Radiosonden, die eine Charakterisierung der thermodynamischen Struktur der Troposphäre ermöglichen.

Zusammen mit den bodenmeteorologischen Messungen der N-ICE2015 Kampagne wurde der Einfluss von Zyklonen in der Winter- und Fruehjahrsperiode untersucht. Im Winter sind die Auswirkungen von synoptischen Zyklonen am deutlichsten zu erkennen, da sie durch die Advektion warmer und feuchter Luftmassen in die Arktis den Zustand der Atmosphäre von einem strahlungs-klaeren in einen strahlungs-opaken ändern [Stramler et al., 2011, Graham et al., 2017b, Kayser et al., 2017]. So liegt der beobachtete Wasserdampfgehalt in Zeiten effektiver Strahlungskühlung unter 3 kg m^{-2} . Zyklonen ließen den Wert auf über 10 kg m^{-2} rapide ansteigen und auch wieder abfallen. Parallel dazu steigt und sinkt die Temperatur innerhalb der gesamten Troposphäre. Im Frühjahr sind die Anstiege im IWV und der Temperatur zwar vorhanden, aber weniger deutlich. Zum einen ist die Hintergrundfeuchte im Frühjahr aufgrund der Strahlungsbedingungen deutlich höher, zum anderen wiesen die beobachteten Zyklonen eine andere Zugbahn auf. Während des Frühlings lagen die Tiefdruckzentren der Zyklonen in der Barents und Kara See, wodurch ihr Einfluss an der Position der N-ICE2015 Drift schwach war. Im Winter hingegen zogen die Zyklonen über den Beobachtungsstandort hinweg, was zu extremeren Wechselln von Warm- und Kaltluftadvektion führte. Obwohl die Kontraste im Winter größer sind, zeigt die Analyse, dass der integrierte Wasserdampf (IWV) als Indi-

kator für die Advektion von Luftmassen aus niedrigen Breiten in die Arktis in beiden Perioden geeignet ist.

Für den N-ICE2015 Zeitraum wurden die atmosphärischen Veränderungen während eines Zyklonendurchgangs anhand einer Fallstudie genauer untersucht. Dabei zeigte sich, dass die lokale Entwicklung der Atmosphäre in weiten Teilen der in [Woods and Caballero, 2016] beschriebenen Entwicklung einer Feuchteintrusion die Arktis gleicht. Allerdings gibt es Unterschiede in der geometrischen Höhe des Maximums der Temperaturinversion und insbesondere eine Erwärmung der Grenzschicht noch bevor die eigentliche Warmluftadvektion einsetzt. Die Fallstudie ermöglichte eine detaillierte Analyse der Veränderungen von Inversionshöhe und Phasen der PBL-Erwärmung während des Übergangs vom strahlungs-klaaren zum -opaken Zustand.

Anhand der Temperaturinversionen und der statischen Stabilität zeichnet sich die N-ICE2015 Winterperiode als weitgehend stabil ab. Statistisch instabile Bedingungen innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht lassen sich in der N-ICE2015 Winterperiode stets auf Zyklonendurchgänge zurückführen. In den Phasen zwischen den synoptischen Zyklonen im Februar werden die am höchsten reichenden bodengebundenen Temperaturinversionen beobachtet. Im Gegensatz dazu finden sich im Frühling kaum SBIs, obwohl 90% der Frühlingsaufstiege eine gehobene Inversion zeigen.

Der Vergleich der statischen Stabilität der Troposphäre während der N-ICE2015 Expedition mit der SHEBA Kampagne (1997/1998) deutet auf Ähnlichkeiten zwischen den beiden hin, obwohl sie in verschiedenen Regionen der Arktis mit unterschiedlichen Eisregimen und synoptischen Bedingungen stattgefunden haben. Dies lässt vermuten, dass die dünnere Eisdecke auf saisonalen Zeitskalen nur einen geringen Einfluss auf die thermodynamische Struktur der Arktischen Troposphäre besitzt, zumindest solange eine dicke Schneeschicht sie bedeckt. Die Unterschiede zwischen beiden, z.B. die Tendenz zu etwas stabileren Bedingungen bei SHEBA gegenüber N-ICE2015, lassen sich auf die unterschiedlichen synoptischen Bedingungen und den Einfluss der Zyklonen zurückführen.

Ein weiterer Vergleich der statischen Stabilität zwischen N-ICE2015 und der nahe gelegenen Landstation Ny-Ålesund demonstriert, dass der synoptische Einfluss auf verschiedene Standorte im arktischen Nordatlantiksektor trotz unterschiedlicher Orographie oberhalb von

2000 m ähnlich ist. Die Grenzschicht über Ny-Ålesund ist dagegen deutlich verschieden, da dort gegenüber dem Meereisregime von N-ICE2015 öfter neutrale und nur schwach-stabile Schichtungen auftreten. Die Ähnlichkeiten und die vergleichsweise kurze Entfernung zwischen N-ICE2015 und Ny-Ålesund erlauben eine klimatologische Einordnung der Radiosondierungen mit Hilfe der Langzeitbeobachtungen in Ny-Ålesund. Übereinstimmend mit Cohen et al. [2017] zeigt dieser Vergleich, dass der Winter 2015 wärmer als die Klimatologie war, während der Frühling dicht am klimatologischen Mittel liegt.

Die Analyse der in-situ Beobachtungsdaten kennzeichnet die N-ICE2015 Winterperiode als geeignet zur Untersuchung der Einflüsse synoptischer Zyklonen auf die Arktis mit Fokus auf den arktischen Nordatlantiksektor. Hier sticht besonders der Februar 2015 heraus, indem sowohl starke Zyklonenaktivität als auch längere Phasen stark stabiler Bedingungen beobachtet wurden. Die Beobachtungen während des Februars 2015 wurden als Ausgangspunkt für ein Nudgingexperiment genommen, mit welchem die Auswirkungen von in der Vertikalen variiertem Nudging auf die Entwicklung der Zyklonen am Beispiel des hydrostatischen regionalen Klimamodells HIRHAM5 untersucht wurden. Als Referenz für die im Nudging variierten Läufe dienen neben den Antriebsdaten der ERA-Interim Reanalyse und den in-situ Beobachtungen der vollständig genudgte Lauf CTL und der nicht genudgte Lauf FREE.

Es zeigt sich, dass die Unterschiede zwischen den acht Modellsimulationen mit abnehmender Anzahl der genudgten Levels zunimmt. Die größten Unterschiede finden sich zwischen FREE und CTL, wobei der Vergleich ebenfalls zeigt, dass die Differenzen vornehmlich aus dem zeitlichen Versatz der Entwicklung synoptischer Zyklonen resultieren. Zur Korrektur des Zeitversatzes der Zykloneninitiierung genügt es bereits, Nudging in den unterstem 250 m der Troposphäre anzuwenden.

Daneben findet sich in den genudgten HIRHAM5-Simulation der gleiche positive BIAS der T_{2m} , den auch ERA-Interim besitzt. Das freie HIRHAM5 hingegen reproduziert das positive Ende der N-ICE2015 Temperaturverteilung besser, besitzt aber einen starken negativen Bias, der sehr wahrscheinlich aus dem Unterschätzen des Feuchtegehalts resultiert.

Daneben wurde am Beispiel des M2-Sturms untersucht, ob das Nud-

ging neben dem Zeitversatz weitere Einflüsse auf die Zyklonenentwicklung ausübt. Unabhängig vom Nudging war HIRHAM₅ dazu in der Lage, die in der Analyse der Beobachtungsdaten aufgezeigten Zusammenhänge wiederzugeben. Lediglich die räumliche Struktur ist unterschiedlich. Im Vergleich mit den übrigen Simulationen zeigt sich, dass dies auf Unterschiede in der Lage der Höhentiefs zurückzuführen ist. Dadurch hebt dieser Vergleich einerseits die Bedeutung der mittleren Atmosphäre als Treiber der Veränderungen am Boden hervor, und betont andererseits, dass Nudging oberhalb von 1 km eine starke Einschränkung für die darunter liegenden Modelllevel darstellt. Anhand einer Skalenteilung offenbart sich, dass Nudging vor allem die synoptischen Skalen beeinflusst.

Um trotz der kleinen Ensemblegröße eine statistische Einschätzung der Wirkung des Nudgings zu treffen, wird ein auf der Varianz einer linearen Regression basierendes Vergleichsmaß eingeführt, mit dem sich die Ähnlichkeit unterschiedlich genudgter Simulationen höhenaufgelöst darstellen lässt und die vorangegangenen Beobachtungen zusammenfasst. Mit Bezug auf die Läufe CTL und FREE zeigt sich, dass sich die einzelnen Läufe stark ähneln. Die Ähnlichkeit ist dabei in der unteren Troposphäre generell höher als darüber und fällt in der oberen Troposphäre schnell ab. Zudem zeigt sich ein Minimum in 500 hPa. Zusätzlich erlaubt dieses Varianzmaß, die Zugehörigkeit der unterschiedlich genudgten Läufe zur CTL- bzw. FREE-Simulation zu beurteilen. Es zeigt sich, dass die Läufe DECR und E₁ sehr dicht an CTL liegen, und die übrigen zwischen den beiden. Obwohl diese Herangehensweise versucht, Defizite einer kleinen Ensemblegröße auszugleichen, offenbart sich auch hier, dass für eine eindeutigere Aussage mehr Simulationen einbezogen werden müssen.

Zusammenfassend weist der Vergleich der Nudgingsexperimente darauf hin, dass die Wahl des Nudgings von der jeweiligen Fragestellung abhängen sollte. Nudging in der mittleren und oberen Troposphäre ist dann ratsam, wenn die synoptische Entwicklung der Simulationen zeitlich und räumlich die Antriebsdaten widerspiegeln sollen. Steht die interne Variabilität des Modells im Vordergrund, sollte Nudging gerade nicht in der mittleren und oberen Troposphäre Verwendung finden, da die Modellphysik sonst zu stark eingeschränkt wird. Hier wäre aufgrund der Analysen Nudging am oberen und unteren Rand der Modelldomain eine Alternative, um den Antriebsdaten nahe zu kommen.

Zum Abschluss wird die Wechselwirkung der oberen und unteren Stratosphäre mit den bereits betrachteten Zyklonen mit Daten der ERA-Interim Reanalyse untersucht. Zwei auch in den Radiosondierungen sichtbare minor SSWs besaßen keinen langanhaltenden Einfluss auf den stratosphärischen Polarwirbel. Lage und Ausrichtung des Polarwirbels erzeugten ab Anfang Februar 2015 dennoch eine ungewöhnlich große Meridional Komponente des Tropopausenjets. Dadurch wurde die Bewegung der Zyklonen in die zentrale Arktis begünstigt.

Am Beispiel der mit dem M2-Sturm assoziierten Zyklone wird erläutert, dass der beobachtete Ablauf, der letztlich zur Feuchteintrusion führte, mit den theoretischen Annahmen über den abwärts gerichteten Einfluss der Stratosphäre auf die Troposphäre übereinstimmt. In diesem Fall findet die Kontrolle durch die Interaktion einer Intrusion stratosphärischer Luft mit einer in der Troposphäre über Grönland hinweg propagierenden Rossby-Welle statt. Dabei sind die nicht linearen Wechselwirkungen zwischen Orographie, PV-Intrusion und Rossby-Welle Ursache der Gestalt der Feuchteintrusion in der zentralen Arktis. Währenddessen werden in die Stratosphäre propagierende Wellen beobachtet. Als möglicher Indikator der nicht-linearen Wechselwirkung werden horizontale Signaturen aus abwechselnd aufsteigender und absinkender Luft identifiziert. Ihr Auftreten lässt sich Anhand der Analogie zwischen PV und elektrischen Ladungen anschaulich erklären. Neben dem Transport durch synoptische Zyklonen machen die nicht-linearen Wechselwirkungen den anderen Teil der Reaktion der Troposphäre auf den Einfluss der Stratosphäre aus. Über diesen Wirkungsmechanismus kann die Troposphäre den Polarwirbel auch auf kurzen Zeitskalen beeinflussen. Alles in allem zeigt die vorliegende Arbeit, dass Wechselwirkungen mit synoptischen Zyklonen auf lokalen bis überregionalen Skalen ein zentraler Aspekt des Klimasystems der Arktis sind. Studien arktischer Zyklonen erlauben Rückschlüsse auf die treibenden Kräfte des Wettergeschehens und somit auch auf die Arktischen Erwärmung. Eine besonders wichtige Rolle nehmen dabei in situ Beobachtungen ein. Sie ermöglichen beispielsweise die sinnvolle Verknüpfung von Reanalyse- und Satellitenbeobachtungen durch Validierung. Das gilt besonders für die atmosphärischen Messungen der N-ICE2015 Daten, da diese einer der wenigen Datensätze sind, die sowohl Polartag als auch Polarnacht abdecken.

Die Analyse erarbeitet anhand der Radiosondenbeobachtungen nützliche Charakteristika und Metriken für Studien der Arktis, die für den Vergleich und die Verbesserung von Klimamodellen, Reanalysen und Satelliten verwendet werden können. Darüber hinaus zeigt die Bearbeitung des Modellensembles, dass Nudgingbereiche innerhalb der Vertikalen mit Bedacht ausgewählt werden sollten, um der Modellphysik Spielraum zu lassen, eigene Variabilität zu entwickeln. Gerade in der für Zyklonen wichtigen mittleren Troposphäre unterdrückt Nudging die Variabilität des Modells stärker als in anderen Bereichen. Beim Design eines Modellexperiments zur Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Grenzschicht und synoptischen Zyklonen lassen sich die Ergebnisse beider Analyseteile kombinieren. Die Metriken und Charakteristika dienen der Validierung und Differenzierung der Modellergebnisse, die mit dem Wissen über die für das Nudging sensitiven Bereiche im Sinne der Fragestellung erzeugt wurden. Ein auf dem letzten Abschnitt der Analyse fußendes Modellexperiment wäre z.B. die Untersuchung synoptischer Zyklonen unter Entfernung bzw. Minderung einer Komponente, die an der Wechselwirkung beteiligt war. Die einfachste Variante wäre die Entfernung Grönlands aus der Orographiemaske des Modells. Interessanter und für die Untersuchung der nicht-linearen Wechselwirkung vielversprechender, ist die schrittweise Verstärkung bzw. Reduktion der PV-Intrusion in die Troposphäre. Anhand der Reaktion der Troposphäre ließe sich auf das Zusammenspiel zwischen Warmluftadvektion und PV-Anomalien aus der Stratosphäre sowie auf die Robustheit des Wechselwirkungsmechanismus schließen.

A *Zusätzliche Abbildungen*

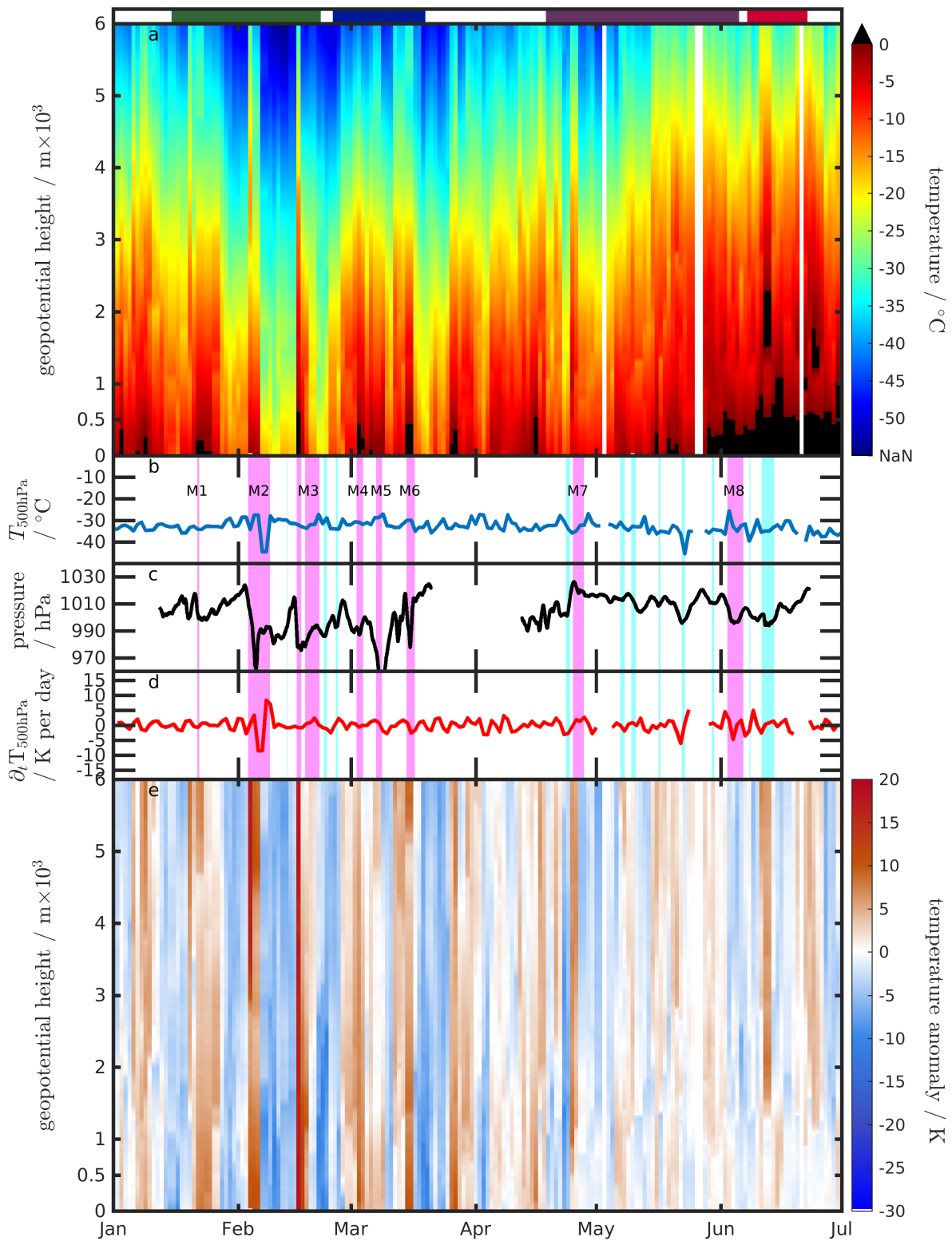


Abb. A.1: Zeit-Höhen-Schnitt bis 10 km (a) der Temperatur und (e) Temperaturanomalie (mittels 21-Tage-Mittel) aus Radiosondendaten aus Ny-Ålesund korrespondierend zur N-ICE2015 Expedition, mit starken (M1–M8) und schwachen Sturmereignissen entnommen aus [Cohen et al., 2017] (magenta and cyan Balken in (b)–(d)); (b) Temperatur in 500 hPa, (c) Bodenluftdruck gemessen an R/V Lance, und (d) Temperaturänderung über 24 h in 500 hPa. Die Fahrabschnitte (Floe 1–4) sind im obersten Bildabschnitt entsprechend Abbildung 3.1 markiert.

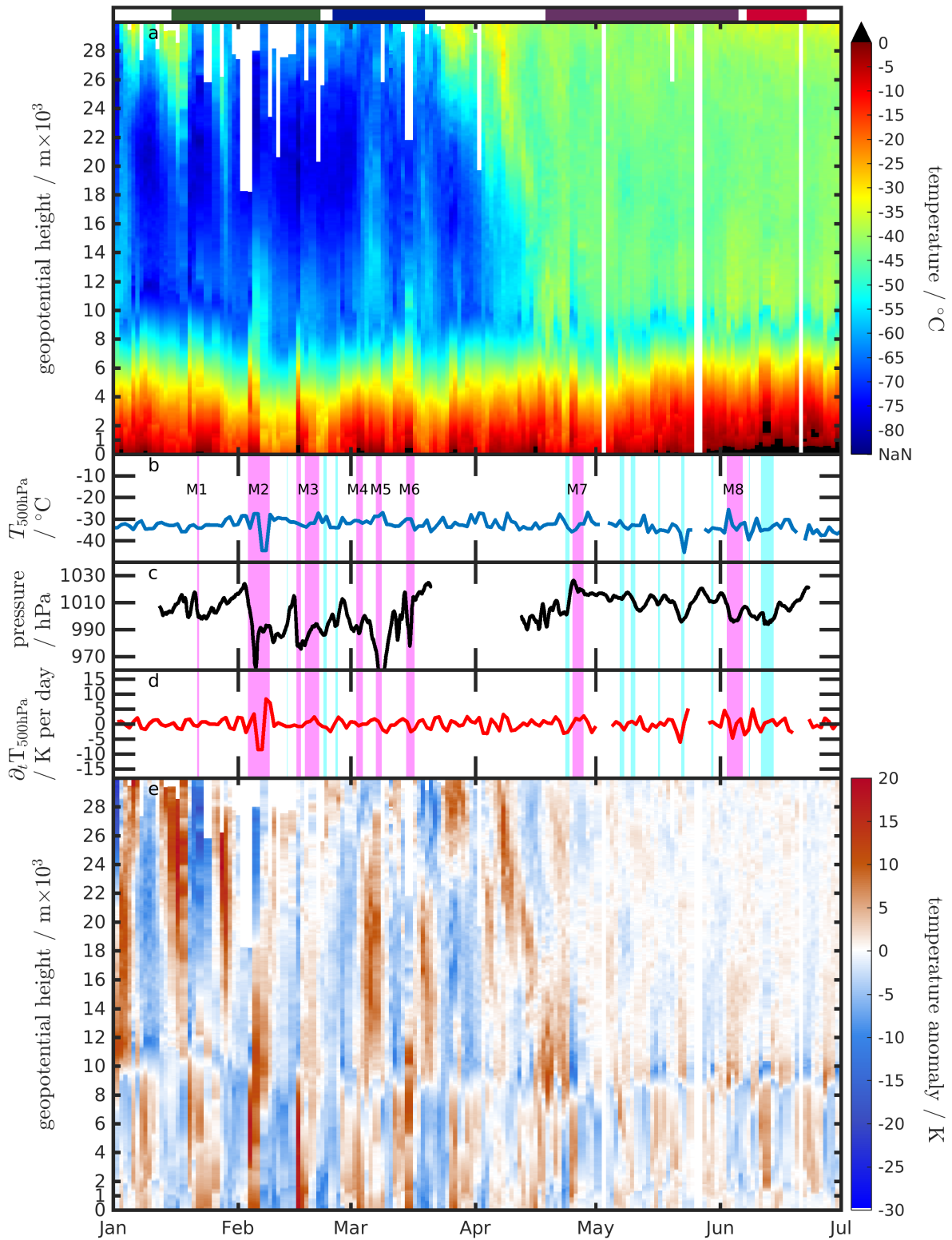


Abb. A.2: Zeit-Höhen-Schnitt bis 10 km (a) der Temperatur und (e) Temperaturanomalie (mittels 21-Tage-Mittel) aus Radiosonden-daten aus Ny-Ålesund korrespondierend zur N-ICE2015 Expedition, mit starken (M1–M8) und schwachen Sturmereignissen entnommen aus [Cohen et al., 2017] (magenta and cyan Balken in (b)–(d)); (b) Temperatur in 500 hPa, (c) Bodenluftdruck gemessen an R/V Lance, und (d) Temperaturänderung über 24 h in 500 hPa. Die Fahrtabschnitte (Floe 1–4) sind im obersten Bildabschnitt entsprechend Abbildung 3.1 markiert.

B Literaturverzeichnis

- S. P. Alexander, A. R. Klekociuk, and T. Tsuda. Gravity wave and orographic wave activity observed around the Antarctic and Arctic stratospheric vortices by the COSMIC GPS-RO satellite constellation. *J. Geophys. Res.: Atmospheres*, 114(D17), 2009. ISSN 2156-2202. DOI: 10.1029/2009JD011851. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2009JD011851>. D17103.
- E. L. Andreas, K. J. Claffy, and A. P. Makshtas. Low-Level Atmospheric Jets And Inversions Over The Western Weddell Sea. *Boundary Layer Meteorol.*, 97(3):459–486, 2000. ISSN 1573-1472. DOI: 10.1023/A:1002793831076. URL <http://dx.doi.org/10.1023/A:1002793831076>.
- D. G. Andrews, J. R. Holton, and C. B. Leovy. *Middle Atmosphere Dynamics*. Number 40 in International geophysics series. Academic press, 1987. ISBN 9780120585755.
- M. P. Baldwin and T. J. Dunkerton. Propagation of the Arctic Oscillation from the stratosphere to the troposphere. *J. Geophys. Res.: Atmospheres*, 104(D24):30937–30946, 12 1999. ISSN 2156-2202. DOI: 10.1029/1999JD900445. URL <http://https://doi.org/10.1029/1999JD900445>.
- M. P. Baldwin and T. J. Dunkerton. Stratospheric Harbingers of Anomalous Weather Regimes. *Science*, 294(5542):581–584, 2001. ISSN 0036-8075. DOI: 10.1126/science.1063315. URL <http://science.sciencemag.org/content/294/5542/581>.
- M. P. Baldwin and D. W. J. Thompson. A critical comparison of stratosphere–troposphere coupling indices. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 135(644):1661–1672, 2009. ISSN 1477-870X. DOI: 10.1002/qj.479. URL <http://dx.doi.org/10.1002/qj.479>.
- P. Berrisford, D. P. Dee, P. Poli, R. Brugge, K. Fielding, M. Fuentes, P. W. Kållberg, S. Kobayashi, S. Uppala, and A. Simmons. The

ERA-Interim archive Version 2.0. Shinfield Park, Reading, November 2011.

C. H. Bishop and A. J. Thorpe. Potential vorticity and the electrostatics analogy: Quasi-geostrophic theory. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 120(517):713–731, 1994. ISSN 1477-870X. DOI: 10.1002/qj.49712051710. URL <http://dx.doi.org/10.1002/qj.49712051710>.

F. P. Bretherton. Baroclinic instability and the short wavelength cut-off in terms of potential vorticity. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 92(393):335–345, 1966. ISSN 1477-870X. DOI: 10.1002/qj.49709239303. URL <http://dx.doi.org/10.1002/qj.49709239303>.

K. F. Brill, L. W. Uccellini, J. Manobianco, P. J. Kocin, and J. H. Homan. The use of successive dynamic initialization by nudging to simulate cyclogenesis during gale iop 1. *Meteorol. Atmos. Phys.*, 45(1):15–40, Mar 1991. ISSN 1436–5065. DOI: 10.1007/BF01027473. URL <https://doi.org/10.1007/BF01027473>.

A. H. Butler, D. J. Seidel, S. C. Hardiman, N. Butchart, T. Birner, and A. Match. Defining Sudden Stratospheric Warmings. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 96(11):1913–1928, 2015. DOI: 10.1175/BAMS-D-13-00173.1. URL <https://doi.org/10.1175/BAMS-D-13-00173.1>.

A. J. Charlton, A. O’neill, P. Berrisford, and W. A. Lahoz. Can the dynamical impact of the stratosphere on the troposphere be described by large-scale adjustment to the stratospheric PV distribution? *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 131(606):525–543, 2005. ISSN 1477-870X. DOI: 10.1256/qj.03.222. URL <http://dx.doi.org/10.1256/qj.03.222>.

J. G. Charney and P. G. Drazin. Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 66(1):83–109, 1961. ISSN 2156-2202. DOI: 10.1029/JZ066i001p00083. URL <http://dx.doi.org/10.1029/JZ066i001p00083>.

L. Cohen, S. R. Hudson, V. P. Walden, R. M. Graham, and M. A. Granskog. Meteorological conditions in a thinner Arctic sea ice regime from winter to summer during the Norwegian Young Sea Ice expedition (N-ICE2015). *J. Geophys. Res.: Atmospheres*, 122(14):7235–7259, 7 2017. ISSN 2169-8996. DOI: 10.1002/2016JD026034. URL <http://https://doi.org/10.1002/2016JD026034>.

- J. A. Curry and A. H. Lynch. Comparing Arctic Regional Climate Model. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 83(9):87–87, 2002. ISSN 2324-9250. DOI: 10.1029/2002EO000051. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2002EO000051>.
- D. P. Dee, S. M. Uppala, A. J. Simmons, P. Berrisford, P. Poli, S. Kobayashi, U. Andrae, M. A. Balmaseda, 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. Kållberg, 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, and F. Vitart. The ERA-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 137(656):553–597, 2011. ISSN 1477-870X. DOI: 10.1002/qj.828. URL <http://dx.doi.org/10.1002/qj.828>.
- K. Dethloff, A. Rinke, R. Lehmann, J. H. Christensen, M. Botzet, and B. Machenhauer. Regional climate model of the Arctic atmosphere. *J. Geophys. Res.: Atmospheres*, 101(D18):23401–23422, 1996. ISSN 2156-2202. DOI: 10.1029/96JD02016. URL <http://dx.doi.org/10.1029/96JD02016>.
- R. J. Dirksen, M. Sommer, F. J. Immler, D. F. Hurst, R. Kivi, and H. Vömel. Reference quality upper-air measurements: GRUAN data processing for the Vaisala RS92 radiosonde. *Atmos. Meas. Tech.*, 7(12):4463–4490, 2014. DOI: 10.5194/amt-7-4463-2014. URL <http://www.atmos-meas-tech.net/7/4463/2014/>.
- E. T. Eady. Long Waves and Cyclone Waves. *Tellus*, 1(3):33–52, 8 1949. ISSN 2153-3490. DOI: 10.1111/j.2153-3490.1949.tb01265.x. URL <http://dx.doi.org/10.1111/j.2153-3490.1949.tb01265.x>.
- A. Engström, J. Karlsson, and G. Svensson. The Importance of Representing Mixed-Phase Clouds for Simulating Distinctive Atmospheric States in the Arctic. *J. Climate*, 27(1):265–272, 2014. DOI: 10.1175/JCLI-D-13-00271.1. URL <http://dx.doi.org/10.1175/JCLI-D-13-00271.1>.
- H. Ertel. Ein neuer hydrodynamischer Wirbelsatz. *Meteorol. Z.*, 59: 277–281, 1942.

- D. Etling. *Theoretische Meteorologie – Eine Einführung*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2002. ISBN 978-3-662-10430-9. DOI: 10.1007/978-3-662-10430-9.
- F. Feser and H. von Storch. A Spatial Two-Dimensional Discrete Filter for Limited-Area-Model Evaluation Purposes. *Mon. Weather Rev.*, 133(6):1774–1786, 2005. DOI: 10.1175/MWR2939.1.
- F. Giorgi and L. O. Mearns. Introduction to special section: Regional Climate Modeling Revisited. *J. Geophys. Res.: Atmospheres*, 104(D6): 6335–6352, 1999. ISSN 2156-2202. DOI: 10.1029/98JD02072. URL <http://dx.doi.org/10.1029/98JD02072>.
- R. M. Graham, L. Cohen, A. A. Petty, L. N. Boisvert, A. Rinke, S. R. Hudson, M. Nicolaus, and M. A. Granskog. Increasing frequency and duration of Arctic winter warming events. *Geophys. Res. Lett.*, 44(13):6974–6983, 2017a. ISSN 1944-8007. DOI: 10.1002/2017GL073395. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2017GL073395>. 2017GL073395.
- R. M. Graham, A. Rinke, L. Cohen, S. R. Hudson, V. P. Walden, M. A. Granskog, W. Dorn, M. Kayser, and M. Maturilli. A comparison of the two Arctic atmospheric winter states observed during N-ICE2015 and SHEBA. *J. Geophys. Res.: Atmospheres*, 122(11):5716–5737, 2017b. ISSN 2169-8996. DOI: 10.1002/2016JD025475. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2016JD025475>. 2016JD025475.
- M. A. Granskog, P. Assmy, S. Gerland, G. Spreen, H. Steen, and L. H. Smedsrud. Arctic research on thin ice: Consequences of Arctic sea ice loss. *Eos Trans. AGU*, 97:22 – 26, 2016. DOI: 10.1029/2016EO044097.
- R. G. Graversen and M. Wang. Polar amplification in a coupled climate model with locked albedo. *Climate Dyn.*, 33(5):629–643, 2009. ISSN 1432-0894. DOI: 10.1007/s00382-009-0535-6. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00382-009-0535-6>.
- R. G. Graversen, T. Mauritsen, M. Tjernström, E. Källén, and G. Svensson. Vertical structure of recent Arctic warming. *Nature*, 451(7174):53–56, 2008. DOI: 10.1038/nature06502.
- S.-E. Gryning and E. Batchvarova. Marine Boundary Layer And Turbulent Fluxes Over The Baltic Sea: Measurements And Modelling. *Boundary Layer Meteorol.*, 103(1):29–47, 2002. ISSN 1573-1472. DOI:

- 10.1023/A:1014514513936. URL <http://dx.doi.org/10.1023/A:1014514513936>.
- S. R. Hanna. The thickness of the planetary boundary layer. *Atmos. Environ.*, 3:519–536, 1969. DOI: 10.1016/0004-6981(69)90042-0.
- J. R. Holton, P. H. Haynes, M. E. McIntyre, A. R. Douglass, R. B. Rood, and L. Pfister. Stratosphere-troposphere exchange. *Rev. Geophys.*, 33(4):403–439, 1995. ISSN 1944-9208. DOI: 10.1029/95RG02097. URL <http://dx.doi.org/10.1029/95RG02097>.
- B. J. Hoskins. A potential vorticity view of synoptic development. *Meteorol. Appl.*, 4(4):325–334, 1997. ISSN 1469-8080. DOI: 10.1017/S1350482797000716. URL <http://dx.doi.org/10.1017/S1350482797000716>.
- B. J. Hoskins. Potential vorticity and the PV perspective. *Adv. Atmos. Sci.*, 32(1):2–9, Jan 2015. ISSN 1861-9533. DOI: 10.1007/s00376-014-0007-8.
- B. J. Hoskins and P. J. Valdes. On the Existence of Storm-Tracks. *J. Atmos. Sci.*, 47(15):1854–1864, 1990. DOI: 10.1175/1520-0469(1990)047<1854:OTEOST>2.0.CO;2. URL [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1990\)047<1854:OTEOST>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1990)047<1854:OTEOST>2.0.CO;2).
- B. J. Hoskins, M. E. McIntyre, and A. W. Robertson. On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 111(470):877–946, 1985. ISSN 1477-870X. DOI: 10.1002/qj.49711147002. URL <http://dx.doi.org/10.1002/qj.49711147002>.
- S. R. Hudson, L. Cohen, M. Kayser, M. Maturilli, J.-H. Kim, S.-J. Park, W. Moon, and M. A. Granskog. N-ICE2015 atmospheric profiles from radiosondes. Norwegian Polar Institute, Alfred Wegener Institute, Korean Polar Research Institute [Dataset], 2017. URL <https://data.npolar.no/dataset/216df9b3-e2bd-5111-9c02-fea848d76670>.
- J. Inoue, J. Liu, J. O. Pinto, and J. A. Curry. Intercomparison of Arctic Regional Climate Models: Modeling Clouds and Radiation for SHEBA in May 1998. *J. Climate*, 19(17):4167–4178, 2006. DOI: 10.1175/JCLI3854.1. URL <https://doi.org/10.1175/JCLI3854.1>.
- P. Itkin, G. Spreen, B. Cheng, M. Doble, F. Girard-Ardhuin, J. Haapala, N. Hughes, L. Kaleschke, M. Nicolaus, and J. Wilkinson.

- Thin ice and storms: Sea ice deformation from buoy arrays deployed during N-ICE2015. *J. Geophys. Res.: Oceans*, 122(6):4661–4674, 6 2017. ISSN 2169-9291. DOI: 10.1002/2016JC012403. URL <http://doi.org/10.1002/2016JC012403>.
- R. Jaiser, K. Dethloff, D. Handorf, A. Rinke, and J. Cohen. Impact of sea ice cover changes on the Northern Hemisphere atmospheric winter circulation. *Tellus A: Dynamic Meteorology and Oceanography*, 64(1):11595, 2012. DOI: 10.3402/tellusa.v64i0.11595. URL <http://dx.doi.org/10.3402/tellusa.v64i0.11595>.
- L. Janson, W. Fithian, and T. J. Hastie. Effective degrees of freedom: a flawed metaphor. *Biometrika*, 102(2):479–485, 2015. DOI: 10.1093/biomet/asv019. URL <http://dx.doi.org/10.1093/biomet/asv019>.
- T. Jung and P. B. Rhines. Greenland’s Pressure Drag and the Atlantic Storm Track. *J. Atmos. Sci.*, 64(11):4004–4030, 2007. DOI: 10.1175/2007JAS2216.1. URL <https://doi.org/10.1175/2007JAS2216.1>.
- R. L. Kagan. *Averaging of meteorological fields*. Springer, 1997. ISBN 978-0-7923-4801-6.
- M. Kayser, M. Maturilli, R. M. Graham, S. R. Hudson, A. Rinke, L. Cohen, J.-H. Kim, S.-J. Park, W. Moon, and M. A. Granskog. Vertical Thermodynamic Structure of the Troposphere during the Norwegian young sea ICE expedition (N-ICE2015). *J. Geophys. Res.: Atmospheres*, pages 10,855–10,872, 2017. ISSN 2169-8996. DOI: 10.1002/2016JD026089. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2016JD026089>. 2016JD026089.
- J. Kidston, A. A. Scaife, S. C. Hardiman, D. M. Mitchell, N. Butchart, M. P. Baldwin, and L. J. Gray. Stratospheric influence on tropospheric jet streams, storm tracks and surface weather. *Nature Geosci*, 8(6):433–440, June 2015. ISSN 1752-0894. URL <http://dx.doi.org/10.1038/ngeo2424>.
- B.-M. Kim, J.-Y. Hong, S.-Y. Jun, X. Zhang, H. Kwon, S.-J. Kim, J.-H. Kim, S.-W. Kim, and H.-K. Kim. Major cause of unprecedented Arctic warming in January 2016: Critical role of an Atlantic wind-storm. *Sci. Rep.*, 7:40051–, January 2017. DOI: 10.1038/srep40051. URL <http://dx.doi.org/10.1038/srep40051>.

- C. Kittel. *Berkeley Physics Course: Electricity and magnetism*, by E. M. Purcell. Berkeley Physics Course. McGraw-Hill, 1965.
- D. Klaus, K. Dethloff, W. Dorn, A. Rinke, and D. L. Wu. New insight of Arctic cloud parameterization from regional climate model simulations, satellite-based, and drifting station data. *Geophys. Res. Lett.*, 43(10):5450–5459, 2016. ISSN 1944-8007. DOI: 10.1002/2015GL067530. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2015GL067530>. 2015GL067530.
- M. A. Ø. Køltzow, T. Iversen, and J. E. Haugen. The Importance of Lateral Boundaries, Surface Forcing and Choice of Domain Size for Dynamical Downscaling of Global Climate Simulations. *Atmosphere*, 2(2):67–95, 2011. ISSN 2073-4433. DOI: 10.3390/atmos2020067. URL <http://www.mdpi.com/2073-4433/2/2/67>.
- D. L. Laikhtman. *Physics of the Boundary Layer of the Atmosphere*. Israel Program for Scientific Translations, 1964.
- L. R. Lait. An Alternative Form for Potential Vorticity. *J. Atmos. Sci.*, 51(12):1754–1759, 1994. DOI: 10.1175/1520-0469(1994)051<1754:AAFFPV>2.0.CO;2.
- V. Limpasuvan, D. L. Wu, J. M. Alexander, M. Xue, M. Hu, S. Pawson, and J. R. Perkins. Stratospheric gravity wave simulation over Greenland during 24 January 2005. *J. Geophys. Res.: Atmospheres*, 112(D10):n/a–n/a, 2007. ISSN 2156-2202. DOI: 10.1029/2006JD007823. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2006JD007823>. D10115.
- R. S. Lindzen and B. Farrell. A Simple Approximate Result for the Maximum Growth Rate of Baroclinic Instabilities. *J. Atmos. Sci.*, 37(7):1648–1654, 1980. DOI: 10.1175/1520-0469(1980)037<1648:ASARFT>2.0.CO;2. URL [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1980\)037<1648:ASARFT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1980)037<1648:ASARFT>2.0.CO;2).
- Z. Liu, A. Schweiger, and R. Lindsay. Observations and Modeling of Atmospheric Profiles in the Arctic Seasonal Ice Zone. *Mon. Weather Rev.*, 143(1):39–53, 2015. DOI: 10.1175/MWR-D-14-00118.1. URL <http://dx.doi.org/10.1175/MWR-D-14-00118.1>.
- C. L. Mallows. Some Comments on C_p . *Technometrics*, 15(4):661–675, 1973. ISSN 00401706. URL <http://www.jstor.org/stable/1267380>.

- G. L. Manney, Z. D. Lawrence, M. L. Santee, W. G. Read, N. J. Livesey, A. Lambert, L. Froidevaux, H. C. Pumphrey, and M. J. Schwartz. A minor sudden stratospheric warming with a major impact: Transport and polar processing in the 2014/2015 Arctic winter. *Geophys. Res. Lett.*, 42(18):7808–7816, 9 2015. ISSN 1944-8007. DOI: 10.1002/2015GL065864. URL <http://doi.org/10.1002/2015GL065864>.
- M. Maturilli and M. Kayser. Homogenized radiosonde record at station Ny-Ålesund, Spitsbergen in 2002 [Dataset], 2016. URL <https://doi.pangaea.de/10.1594/PANGAEA.845326>. In supplement to: Maturilli, M; Kayser, M (2016): Arctic warming, moisture increase and circulation changes observed in the Ny-Ålesund homogenized radiosonde record. Theoretical and Applied Climatology, online first, 17 pp, doi:10.1007/s00704-016-1864-0.
- M. Maturilli and M. Kayser. Arctic warming, moisture increase and circulation changes observed in the Ny-Ålesund homogenized radiosonde record. *Theor. Appl. Climatol.*, 130(1):1–17, Oct 2017. ISSN 1434-4483. DOI: 10.1007/s00704-016-1864-0. URL <https://doi.org/10.1007/s00704-016-1864-0>.
- I. Merkouriadi, J.-C. Gallet, G. E. Liston, C. Polashenski, R. M. Graham, A. Rösel, and S. Gerland. Winter snow conditions on Arctic sea ice north of Svalbard during the Norwegian young sea ICE (N-ICE2015) expedition. *J. Geophys. Res.: Atmospheres*, pages 10,837–10,854, 2017. ISSN 2169-8996. DOI: 10.1002/2017JD026753. 2017JD026753.
- A. Meyer, A. Sundfjord, I. Fer, C. Provost, N. Villaciers Robineau, Z. Koenig, I. H. Onarheim, L. H. Smedsrud, P. Duarte, P. A. Dodd, R. M. Graham, S. Schmidtko, and H. M. Kauko. Winter to summer oceanographic observations in the Arctic Ocean north of Svalbard. *J. Geophys. Res. C: Oceans*, 2017. ISSN 2169-9291. DOI: 10.1002/2016JC012391. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2016JC012391>.
- L. M. Miloshevich, H. Vömel, A. Paukkunen, A. J. Heymsfield, and S. J. Oltmans. Characterization and Correction of Relative Humidity Measurements from Vaisala RS80-A Radiosondes at Cold Temperatures. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 18(2):135–156, 2001. DOI: 10.1175/1520-0426(2001)018<0135:CACORH>2.0.CO;2.

- URL [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0426\(2001\)018<0135:CACORH>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0426(2001)018<0135:CACORH>2.0.CO;2).
- J.-J. Morcrette. Radiation and cloud radiative properties in the European Centre for Medium Range Weather Forecasts forecasting system. *J. Geophys. Res.: Atmospheres*, 96(D5):9121–9132, 5 1991. ISSN 2156-2202. DOI: 10.1029/89JD01597. URL <http://https://doi.org/10.1029/89JD01597>.
- R. E. Moritz. UCAR/NCAR - Earth Observing Laboratory. Soundings, PRELIM Ice Camp NCAR/GLAS raobs. (ASCII), Version 1.0 [Dataset]. <https://doi.org/10.5065/D6FQ9VoZ>, 2007. Accessed 25 Aug 2016.
- H. Morrison, G. de Boer, G. Feingold, J. Harrington, M. D. Shupe, and K. Sulia. Resilience of persistent Arctic mixed-phase clouds. *Nat. Geosci.*, 5(1):11–17, 2012. DOI: doi:10.1038/ngeo1332.
- H. Omrani, P. Drobinski, and T. Dubos. Investigation of indiscriminate nudging and predictability in a nested quasi-geostrophic model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 138(662):158–169, 2012. ISSN 1477-870X. DOI: 10.1002/qj.907. URL <http://dx.doi.org/10.1002/qj.907>.
- H. Omrani, P. Drobinski, and T. Dubos. Using nudging to improve global-regional dynamic consistency in limited-area climate modeling: What should we nudge? *Climate Dyn.*, 44(5):1627–1644, Mar 2015. ISSN 1432-0894. DOI: 10.1007/s00382-014-2453-5. URL <https://doi.org/10.1007/s00382-014-2453-5>.
- J. E. Overland and M. Wang. Recent Extreme Arctic Temperatures are due to a Split Polar Vortex. *J. Climate*, 29(15):5609–5616, 2016. DOI: 10.1175/JCLI-D-16-0320.1. URL <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-16-0320.1>.
- P. Ola G. Persson. SHEBA Composite Data Observations. Version 1.0., 2011. URL <https://doi.org/10.5065/D6PN93R6>.
- R. T. Pierrehumbert. *Principles of planetary climate*. Cambridge University Press, 2010. ISBN 9780521865562.
- F. Pithan and T. Mauritsen. Arctic amplification dominated by temperature feedbacks in contemporary climate models. *Nat. Geosci.*, 7(3):181–184, 2014. DOI: doi:10.1038/ngeo2071.

- C. Provost, N. Sennéchaël, J. Miguet, P. Itkin, A. Rösel, Z. Koenig, N. Villaceros-Robineau, and M. A. Granskog. Observations of flooding and snow-ice formation in a thinner Arctic sea-ice regime during the N-ICE2015 campaign: Influence of basal ice melt and storms. *J. Geophys. Res.: Oceans*, 122(9):7115–7134, 2017. ISSN 2169-9291. DOI: 10.1002/2016JC012011. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2016JC012011>.
- V. Ramanathan and P. Downey. A nonisothermal emissivity and absorptivity formulation for water vapor. *J. Geophys. Res.: Atmospheres*, 91(D8):8649–8666, 1986. ISSN 2156-2202. DOI: 10.1029/JD091iD08p08649. URL <http://dx.doi.org/10.1029/JD091iD08p08649>.
- H. Reuter, M. Hantel, and R. Steinacker. *Bergmann Schäfer: Bd. 7 – Erde und Planeten, 3. Meteorologie*. Berlin, Boston: Walter de Gruyter, 2001. ISBN 978-3-11-019802-7.
- O. Reynolds. On the Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 186:123–164, 1895. ISSN 0264-3820. DOI: 10.1098/rsta.1895.0004. URL <http://rsta.royalsocietypublishing.org/content/186/123>.
- A. Rinke and K. Dethloff. On the sensitivity of a regional Arctic climate model to initial and boundary conditions. *Climate Research*, 14(2):101–113, 2000. ISSN 0936577X, 16161572. URL <http://www.jstor.org/stable/24867278>.
- A. Rinke, A. H. Lynch, and K. Dethloff. Intercomparison of Arctic regional climate simulations: Case studies of January and June 1990. *J. Geophys. Res.: Atmospheres*, 105(D24):29669–29683, 2000. ISSN 2156-2202. DOI: 10.1029/2000JD900325. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2000JD900325>.
- A. Rinke, P. Marbaix, and K. Dethloff. Internal variability in Arctic regional climate simulations: case study for the SHEBA year. *Climate research*, 27(3):197–209, 2004. DOI: doi:10.3354/cro27197.
- A. Rinke, M. Maturilli, R. M. Graham, H. Matthes, D. Handorf, L. Cohen, S. R. Hudson, and J. C. Moore. Extreme cyclone events in the Arctic: Wintertime variability and trends. *Environ. Res. Lett.*, 12(9):

- 094006, 2017. URL <http://stacks.iop.org/1748-9326/12/i=9/a=094006>.
- E. Roeckner, G. Bauml, L. Bonaventura, R. Brokopf, M. Esch, M. Giorgetta, S. Hagemann, I. Kirchner, L. Kornbluh, E. Manzini, et al. *The atmospheric general circulation model ECHAM5. Part I: model description*, 2003.
- A. Rösel and J. King. N-ICE2015 Ice thickness, snow thickness, and freeboard from thickness drillings, 2017. URL <https://doi.org/10.21334/npolar.2017.25f70db1>.
- A. Rösel, C. M. Polashenski, G. E. Liston, J. A. King, M. Nicolaus, J.-C. Gallet, D. Divine, P. Itkin, G. Spreen, Å. Ervik, M. Espeseth, A. Gierisch, J. Haapala, N. Maaß, A. Oikkonen, A. Orsi, A. Shestov, C. Wang, S. Gerland, and M. A. Granskog. N-ICE2015 snow depth data with Magnaprobe, 2016. URL <https://doi.org/10.21334/npolar.2016.3d72756d>.
- L. Sachs and J. Hedderich. *Angewandte Statistik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006. ISBN 978-3-540-32161-3. DOI: 10.1007/978-3-540-32161-3.
- J. A. Screen and I. Simmonds. The central role of diminishing sea ice in recent Arctic temperature amplification. *Nature*, 464(7293): 1334–1337, April 2010. ISSN 0028-0836. URL <http://dx.doi.org/10.1038/nature09051>.
- J. Sedlar, M. D. Shupe, and M. Tjernström. On the Relationship between Thermodynamic Structure and Cloud Top, and Its Climate Significance in the Arctic. *J. Climate*, 25(7):2374–2393, 2012. DOI: 10.1175/JCLI-D-11-00186.1. URL <http://dx.doi.org/10.1175/JCLI-D-11-00186.1>.
- M. C. Serreze and R. G. Barry. Synoptic Activity in the Arctic Basin, 1979-85. *J. Climate*, 1(12):1276–1295, 1988. DOI: 10.1175/1520-0442(1988)001<1276:SAITAB>2.0.CO;2. URL [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0442\(1988\)001<1276:SAITAB>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0442(1988)001<1276:SAITAB>2.0.CO;2).
- M. C. Serreze and R. G. Barry. Processes and impacts of Arctic amplification: A research synthesis. *Global Planet. Change*, 77(1):85 – 96, 2011. ISSN 0921-8181. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.gloplacha.2011.03.004>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0921818111000397>.

- M. C. Serreze and J. A. Francis. The Arctic Amplification Debate. *Climatic Change*, 76(3):241–264, Jun 2006. ISSN 1573-1480. DOI: 10.1007/s10584-005-9017-y. URL <https://doi.org/10.1007/s10584-005-9017-y>.
- M. C. Serreze, F. Carse, R. G. Barry, and J. C. Rogers. Icelandic Low Cyclone Activity: Climatological Features, Linkages with the NAO, and Relationships with Recent Changes in the Northern Hemisphere Circulation. *J. Climate*, 10(3):453–464, 1997. DOI: 10.1175/1520-0442(1997)010<0453:ILCACF>2.0.CO;2. URL [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0442\(1997\)010<0453:ILCACF>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0442(1997)010<0453:ILCACF>2.0.CO;2).
- M. A. Shapiro, S. Low-Nam, H. Olafsson, J. Doyle, and P. K. Smolarkiewicz. LARGE-AMPLITUDE GRAVITY-WAVE BREAKING OVER THE GREENLAND LEE AND THE SUBSEQUENT FORMATION OF DOWNSTREAM SYNOPTIC-SCALE TROPOPAUSE FOLDING AND STRATOSPHERIC-TROPOSPHERIC EXCHANGE. In *10th Conference on Mountain Meteorology*, volume 10, page 126. American Meteorological Society, 2002.
- R. Sherhag. Die explosionsartigen Stratosphärenenerwärmungen des Spätwinters 1951-1952. *Ber. Deut. Wetterd.*, 6:51–63, 1952.
- G. Sotiropoulou, J. Sedlar, R. Forbes, and M. Tjernström. Summer Arctic clouds in the ECMWF forecast model: an evaluation of cloud parametrization schemes. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 142(694):387–400, 2016. ISSN 1477-870X. DOI: 10.1002/qj.2658. URL <http://dx.doi.org/10.1002/qj.2658>.
- W. Steinbrecht, H. Claude, F. Schönenborn, U. Leiterer, H. Dier, and E. Lanzinger. Pressure and Temperature Differences between Vaisala RS80 and RS92 Radiosonde Systems. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 25(6):909–927, 2008. DOI: 10.1175/2007JTECHA999.1. URL <http://dx.doi.org/10.1175/2007JTECHA999.1>.
- K. Stramler, A. D. Del Genio, and W. B. Rossow. Synoptically Driven Arctic Winter States. *J. Climate*, 24(6):1747–1762, 2011. DOI: 10.1175/2010JCLI3817.1. URL <http://dx.doi.org/10.1175/2010JCLI3817.1>.
- R. B. Stull. *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Atmospheric and Oceanographic Sciences Library. Springer Netherlands, 1988. ISBN 9789027727695.

- R. B. Stull. Static Stability - An Update. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 72(10):1521–1529, 1991. DOI: 10.1175/1520-0477(1991)072<1521:SSU>2.0.CO;2. URL [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0477\(1991\)072<1521:SSU>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0477(1991)072<1521:SSU>2.0.CO;2).
- G. I. Taylor. Effect of Variation in Density on the Stability of Superposed Streams of Fluid. *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, 132(820):499–523, 1931. ISSN 09501207. URL <http://www.jstor.org/stable/95674>.
- D. W. J. Thompson and J. M. Wallace. The Arctic oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature fields. *Geophys. Res. Lett.*, 25(9):1297–1300, 5 1998. ISSN 1944-8007. DOI: 10.1029/98GL00950. URL <http://doi.org/10.1029/98GL00950>.
- D. W. J. Thompson and J. M. Wallace. Annular Modes in the Extratropical Circulation. Part I: Month-to-Month Variability. *J. Climate*, 13(5):1000–1016, 2000. DOI: 10.1175/1520-0442(2000)013<1000:AMITEC>2.0.CO;2. URL [https://doi.org/10.1175/1520-0442\(2000\)013<1000:AMITEC>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0442(2000)013<1000:AMITEC>2.0.CO;2).
- A. J. Thorpe and C. H. Bishop. Potential vorticity and the electrostatics analogy: Ertel’s Rossby formulation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 121(526):1477–1495, 1995. ISSN 1477-870X. DOI: 10.1002/qj.49712152612. URL <http://dx.doi.org/10.1002/qj.49712152612>.
- M. Tjernström and R. G. Graversen. The vertical structure of the lower Arctic troposphere analysed from observations and the ERA-40 reanalysis. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 135(639):431–443, 2009. ISSN 1477-870X. DOI: 10.1002/qj.380. URL <http://dx.doi.org/10.1002/qj.380>.
- K. E. Trenberth. An Assessment of the Impact of Transient Eddies on the Zonal Flow during a Blocking Episode Using Localized Eliassen-Palm Flux Diagnostics. *J. Atmos. Sci.*, 43(19):2070–2087, 1986. DOI: 10.1175/1520-0469(1986)043<2070:AAOTIO>2.0.CO;2. URL [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1986\)043<2070:AAOTIO>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1986)043<2070:AAOTIO>2.0.CO;2).
- P. Undén, L. Rontu, P. Lynch, F. J. Calvo Sánchez, G. Cats, J. Cuxart, K. Eerola, C. Fortelius, J. A. García-Moya, C. Jones, et al. Hirlam-5 scientific documentation, 2002.

- T. Uttal, J. A. Curry, M. G. McPhee, D. K. Perovich, R. E. Moritz, J. A. Maslanik, P. S. Guest, H. L. Stern, J. A. Moore, R. Turrenne, A. Heiberg, M. C. Serreze, D. P. Wylie, Ola G. Persson, C. A. Paulson, C. Halle, J. H. Morison, P. A. Wheeler, A. Makshtas, H. Welch, M. D. Shupe, J. M. Intrieri, K. Stamnes, R. W. Lindsey, R. Pinkel, W. S. Pegau, T. P. Stanton, and T. C. Grenfeld. Surface Heat Budget of the Arctic Ocean. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 83(2):255–275, 2002. DOI: 10.1175/1520-0477(2002)083<0255:SHBOTA>2.3.CO;2. URL [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0477\(2002\)083<0255:SHBOTA>2.3.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0477(2002)083<0255:SHBOTA>2.3.CO;2).
- V. P. Walden, S. R. Hudson, L. Cohen, S. Y. Murphy, and M. A. Granskog. Atmospheric components of the surface energy budget over young sea ice: Results from the N-ICE2015 campaign. *J. Geophys. Res.: Atmospheres*, 122(16):8427–8446, 2017. ISSN 2169-8996. DOI: 10.1002/2016JD026091. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2016JD026091>. 2016JD026091.
- S.-Y. S. Wang, M.-Y. Lin, Y.-H. and Lee, J.-H. Yoon, J. D. D. Meyer, and P. J. Rasch. Accelerated increase in the Arctic tropospheric warming events surpassing stratospheric warming events during winter. *Geophys. Res. Lett.*, 44(8):3806–3815, 4 2017. ISSN 1944-8007. DOI: 10.1002/2017GL073012. URL <http://https://doi.org/10.1002/2017GL073012>.
- X. Wang, J. Key, Y. Liu, C. Fowler, H. Maslanik, and M. Tschudi. Arctic climate variability and trends from satellite observations. *Adv Meteorol*, 2012, 2012. DOI: 10.1155/2012/505613.
- C. Woods and R. Caballero. The Role of Moist Intrusions in Winter Arctic Warming and Sea Ice Decline. *J. Climate*, 29(12):4473–4485, 2016. DOI: 10.1175/JCLI-D-15-0773.1. URL <http://dx.doi.org/10.1175/JCLI-D-15-0773.1>.
- C. Woods, R. Caballero, and G. Svensson. Large-scale circulation associated with moisture intrusions into the Arctic during winter. *Geophys. Res. Lett.*, 40(17):4717–4721, 2013. ISSN 1944-8007. DOI: 10.1002/grl.50912. URL <http://dx.doi.org/10.1002/grl.50912>.
- Y. Zhang, Z. Gao, D. Li, Y. Li, N. Zhang, X. Zhao, and J. Chen. On the computation of planetary boundary-layer height using the bulk Richardson number method. *Geosci. Model Dev.*, 7(6):2599–

2611, 2014. DOI: 10.5194/gmd-7-2599-2014. URL <http://www.geosci-model-dev.net/7/2599/2014/>.

- S. Zilitinkevich and A. Baklanov. Calculation Of The Height Of The Stable Boundary Layer In Practical Applications. *Boundary Layer Meteorol.*, 105(3):389–409, 2002. ISSN 1573-1472. DOI: 10.1023/A:1020376832738. URL <http://dx.doi.org/10.1023/A:1020376832738>.

Danksagungen

Danken möchte ich allen, die zum Gelingen meiner Dissertation beigetragen haben. Dazu zähle ich die Mitarbeiter/innen des Alfred-Wegener-Institutes in Potsdam, deren Freundschaft und Hilfe ich über die letzten Jahre schätzen gelernt habe. Besonderer Dank gilt meinen beiden Betreuern, Dr. Marion Maturilli und Prof. Dr. Klaus Dethloff. Neben ihrem fachlichen Rat und Hilfe bei der Zielsetzung des Promotionsprojektes, haben sie mich gerade in der Abgabephase der Arbeit durch ihr promptes sowie konstruktives Feedback unterstützt, und somit die fristgerechte Abgabe erst ermöglicht. Dank gebührt auch Prof. Dr. Günther Heinemann und Prof. Dr. Manfred Wendisch für ihre Tätigkeit als Gutachter. Letzterem möchte ich auch für die Zweitbetreuung dieser Arbeit danken. Darüber hinaus möchte ich Dr. Christoph Ritter, Dr. Annette Rinke und Dr. Roland Neuber für ihre für Fachliches stets offenen Ohren danken, wodurch viele produktive Gedankengänge gefördert wurden. In diesem Zuge möchte ich auch Dr. Alexander Schulz, Erik Romanowsky und Dr. Ralf Jaiser nennen und ihnen für die zahlreichen Diskussionsrunden danken. Letzterem möchte ich zusätzlich für die vielen Jahre angenehme Büroatmosphäre danken. Des Weiteren danke ich Ines Hebestadt für die Durchführung der hier analysierten HIRHAM5-Simulation und Sabine Erxleben für ihre Unterstützung auf den letzten Metern. Darüber hinaus gilt mein ausdrücklicher Dank allen Beteiligten der N-ICE2015 Expedition. Ohne sie hätte diese Arbeit keine Datengrundlage. Allen voran der Atmosphärengruppe am NPI in Tromsø: Stephen Hudson (PhD), Robert Graham (PhD), Lana Cohen (PhD) und Mats Granskog (PhD). Des Weiteren danke ich Stefanie Förste für ihre Geduld und ihre moralische Stütze. Zuletzt möchte ich meinen Eltern danken, die mich stets unterstützt haben und ohne deren Vorbild ich vermutlich nicht die Atmosphärenphysik gewählt hätte.

Selbständigkeitserklärung

Der Verfasser erklärt an Eides statt, dass er die vorliegende Arbeit selbständig, ohne fremde Hilfe und ohne Benutzung anderer als die angegebenen Hilfsmittel angefertigt hat. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind ausnahmslos als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit ist in gleicher oder ähnlicher Form oder auszugsweise im Rahmen einer anderen Prüfung noch nicht vorgelegt worden.