

Eisübersättigte Regionen

Dissertation
der Fakultät für Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität München

von

Peter Spichtinger

Institut für Physik der Atmosphäre
Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) e.V.
D-82234 Weßling

Oberpfaffenhofen, 2004

Erster Gutachter: Prof. Dr. R. Sausen
Zweiter Gutachter: Prof. Dr. R. Smith

Tag der Abgabe: 15. März 2004
Tag der mündlichen Prüfung: 27. Mai 2004

Relative Feuchte, Übersättigungen, Zirren, Obere Troposphäre, untere Stratosphäre

Eisübersättigte Regionen

Kurzzusammenfassung

In dieser Arbeit werden anhand von drei Datensätzen (MLS, MOZAIC, korrigierten Radiosonden) sogenannte eisübersättigte Regionen (Ice-SuperSaturated Regions, ISSRs) beschrieben, wolkenfreie Regionen in der oberen Troposphäre bzw. unteren Stratosphäre, in denen die relative Feuchte über Eis die Sättigung überschreitet. ISSRs sind Gebiete, in denen Zirren entstehen können. Zunächst werden die Häufigkeitsverteilungen der relativen Feuchte im Tropopausenbereich untersucht. Diese folgen im Allgemeinen exponentiellen Verteilungen, mit unterschiedlichen Signaturen in Troposphäre und Stratosphäre. Durch eine Anpassung der Verteilungen mit einem exponentiellen Modell können Signaturen von Wolken in den Daten erkannt und getrennt ausgewertet werden. Anhand von MLS und MOZAIC-Daten werden globale Häufigkeitsverteilungen von ISSRs aufgestellt, diese werden zusätzlich mit Verteilungen von Zirren und "subvisible cirrus" (SVC, aus SAGE II-Daten) verglichen. Dabei wird eine qualitative Übereinstimmung der Verteilungen von ISSRs für MLS- und MOZAIC-Daten festgestellt. Außerdem kann eine hohe Korrelation der Verteilungen von ISSRs und SVC nachgewiesen werden. Anhand von Radiosonden können zum ersten Mal Vertikalprofile von eisübersättigten Schichten untersucht werden, dabei werden Häufigkeitsverteilungen erstellt und einige Eigenschaften wie Temperatur und vertikale Ausdehnungen bestimmt. Mit Hilfe dieser drei Datensätze werden die Eigenschaften von ISSRs im Gegensatz zu der sie umgebenden untersättigten Luft untersucht. ISSRs sind im allgemeinen kälter und/oder feuchter als untersättigte Luftmassen. Daraus kann auf mögliche Entstehungsformen der ISSRs in den verschiedenen geographischen und dynamischen Regionen geschlossen werden. Außerdem werden zusätzlich mittlere Übersättigung und Pfadlängen der ISSRs untersucht. Anhand von zwei ausgewählten Fällen wird die sehr unterschiedliche Entstehung und Entwicklung von ISSRs mit Hilfe des Lagrange'schen Modells LAGRANTO (ETH Zürich), operationellen ECMWF-Analysen und METEOSAT-Bildern dargestellt.

Relative humidity, supersaturation, cirrus clouds, upper troposphere, lowermost stratosphere

Ice-supersaturated Regions

Short abstract

This thesis is a study of so called ice-supersaturated regions (ISSRs). ISSRs are cloud free regions in the upper troposphere and lowermost stratosphere in which the relative humidity with respect to ice exceeds saturation. For the investigation of these regions three data sets (MLS, MOZAIC, corrected radiosondes) are used. ISSRs are potential formation regions of cirrus clouds. First the frequency distributions of relative humidity are examined. Generally, the distributions are exponential with different characteristics for tropospheric and stratospheric data. Fitting exponential models to the distributions allows one to detect signatures of clouds in the distributions. Using the MLS and MOZAIC data sets global distributions of ISSRs are obtained and can be compared with global distributions of cirrus clouds and subvisible cirrus (SVC, obtained from SAGE II data). The global distributions of ISSRs obtained from MLS and MOZAIC data are qualitatively similar. Furthermore, a high correlation of the distributions of ISSRs and SVC can be found. The vertical structure of ice supersaturated layers is examined using corrected radiosoundings. The frequency of occurrence of ice supersaturation in the tropopause region has been studied, the vertical distribution of ice-supersaturated layers, their situation relative to the tropopause, their vertical dimensions and their temperature. The properties of ISSRs are compared to those of their subsaturated environment using the three data sets. ISSRs are generally moister and colder than their surroundings. From these properties conclusions about the potential formation mechanisms of ISSRs in different geographical and dynamical regions are drawn. In addition, the mean supersaturation inside ISSRs and their pathlengths are examined. Finally, two case studies of formation and evolution of ISSRs are shown. These cases are analysed using a Lagrangian trajectory model (LAGRANTO, ETH Zürich) driven by the wind fields of the ECMWF analyses. METEOSAT infrared data are used to distinguish between cloudy and cloud free air masses.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	vii
Abstract	viii
1 Einleitung	1
2 Datenbeschreibung	6
2.1 MLS-Daten	6
2.2 MOZAIC-Daten	8
2.3 Korrigierte Radiosondendaten	10
2.4 ECMWF-Analysen	12
2.5 METEOSAT-Bilder	13
3 Statistiken der relativen Feuchte über Eis	14
3.1 Verteilungen aus den MLS-Daten	14
3.2 Verteilungen aus den MOZAIC-Daten	20
3.3 Verteilungen aus korrigierten Radiosondendaten	24
3.4 Diskussion der Ergebnisse	27
3.5 Vergleich der Daten	32
3.6 Stochastisches Modell mit Anwendungen	34
4 Globale Verteilungen von ISSRs	58
4.1 Verteilungen aus MLS-Daten	58
4.2 Verteilungen aus MOZAIC-Daten	67
4.3 Korrelation MLS-MOZAIC	71
4.4 Korrelation MLS-SAGE II	75

5	Eisübersättigung über Lindenberg	81
5.1	Häufigkeit von Eisübersättigungen	81
5.2	Höhenverteilung von Eisübersättigungen	86
5.3	Eisübersättigung relativ zur Tropopause	89
5.4	Vertikale Ausdehnungen	93
5.5	Temperaturverteilungen	96
6	Eigenschaften von ISSRs	98
6.1	Temperatur	98
6.2	Spezifische Feuchte	109
6.3	Pfadlängen der ISSRs	120
6.4	Mittlere Übersättigung	123
6.5	Interpretation der Eigenschaften und mögliche Entstehung von ISSRs . . .	125
7	Entstehung und Entwicklung von ISSRs – Fallstudien	131
7.1	Datenaufbereitung und Verarbeitung	131
7.2	Erste Fallstudie	138
7.2.1	Radiosondenprofil	138
7.2.2	Vergleich Radiosonde – ECMWF–Analysen	140
7.2.3	Vergleich Radiosonde – METEOSAT–Bilder	142
7.2.4	Meteorologische Situation	146
7.2.5	Modellrechnungen (LAGRANTO)	149
7.2.6	Genäherte Darstellung von ISSRs auf isobaren Flächen	158
7.3	Zweite Fallstudie	162
7.3.1	Radiosondenprofil	162
7.3.2	Vergleich Radiosonde – ECMWF–Analysen	164
7.3.3	Vergleich Radiosonde – METEOSAT–Bilder	165
7.3.4	Meteorologische Situation	174
7.3.5	Modellrechnungen (LAGRANTO)	177
7.3.6	Genäherte Darstellung von ISSRs auf isobaren Flächen	186
7.4	Fazit der Betrachtungen	190

8 Zusammenfassung und Ausblick	191
8.1 Zusammenfassung	191
8.2 Ausblick	193
Symbole	196
Abkürzungen	199
Aus der Dissertation hervorgegangene Publikationen	201
Literaturverzeichnis	201

Kurzfassung

In dieser Arbeit werden anhand von drei Datensätzen (MLS¹, MOZAIC² und korrigierten Radiosondendaten) sogenannte eisübersättigte Regionen (Ice-SuperSaturated Regions, ISSRs) beschrieben. Dies sind wolkenfreie Regionen in der oberen Troposphäre bzw. unteren Stratosphäre, in denen die relative Feuchte über Eis oberhalb der Sättigung liegt. ISSRs sind zum einen die Gebiete, in denen Zirren entstehen können. Zum anderen nimmt in diesen Regionen das Feuchtefeld extreme Werte an und daher sind ISSRs als für das Klima und eventuelle Klimaänderungen wichtige Objekte anzusehen.

Dabei werden nun zunächst die Häufigkeitsverteilungen der relativen Feuchte in diesem Bereich untersucht. Diese folgen im Allgemeinen exponentiellen Verteilungen, wobei in Troposphäre und Stratosphäre unterschiedliche Signaturen festgestellt werden können. Durch eine Anpassung der Verteilungen mit einem exponentiellen Modell können Signaturen von Wolken in den Daten (insbesondere bei den MOZAIC-Daten) erkannt und getrennt ausgewertet werden.

Anhand von MLS und MOZAIC-Daten können globale Häufigkeitsverteilungen von ISSRs aufgestellt werden, diese werden zusätzlich mit Häufigkeitsverteilungen von Zirren und “subvisible cirrus” (aus SAGE³ II) verglichen. Dabei wird zum einen eine qualitative Übereinstimmung der Häufigkeitsverteilungen von ISSRs für MLS- und MOZAIC-Daten festgestellt. Zum anderen kann eine hohe Korrelation der Häufigkeitsverteilung von ISSRs (MLS-Daten) mit der Häufigkeitsverteilung von “subvisible cirrus” (aus SAGE II - Daten) nachgewiesen werden.

Anhand von Radiosondenprofilen können zum ersten Mal Vertikalprofile von eisübersättigten Schichten untersucht werden, dabei werden Häufigkeitsverteilungen (auch relativ zur Tropopause) erstellt und einige Eigenschaften wie Temperatur und vertikale Ausdehnungen bestimmt.

Mit Hilfe dieser drei Datensätze werden die Eigenschaften von ISSRs im Gegensatz zu der sie umgebenden untersättigten Luft untersucht. ISSRs sind im allgemeinen kälter und/oder feuchter als untersättigte Luftmassen. Außerdem werden zusätzlich die mittlere Übersättigung und (teilweise) die Pfadlängen der ISSRs untersucht. Daraus kann auf mögliche Entstehungsformen der ISSRs in den verschiedenen geographischen und dynamischen Regionen geschlossen werden. Anhand von zwei ausgewählten Fällen wird die sehr unterschiedliche Entstehung und Entwicklung von ISSRs mit Hilfe des Lagrange’schen Modells LAGRANTO (ETH Zürich), operationellen ECMWF⁴-Analysen und METEOSAT-Bildern gezeigt. Dabei werden auch Möglichkeiten und Grenzen dieser Methode aufgezeigt.

¹Microwave Limb Sounder an Bord des Upper Atmosphere Research Satellite

²Measurement of ozone and water vapour by Airbus in-service aircraft

³Stratospheric Aerosol and Gas Experiment

⁴European Centre for Medium-Range Weather Forecasts

Abstract

This thesis is a study of so called ice-supersaturated regions (ISSRs). ISSRs are cloud free regions in the upper troposphere and lowermost stratosphere in which the relative humidity with respect to ice exceeds saturation. For the investigation of these regions three data sets (MLS⁵, MOZAIC⁶ and corrected radiosondes) are used. ISSRs are potential formation regions of cirrus clouds. The relative humidity field inside ISSRs reaches extreme values, so these regions seem to be important for climate and climate change. Hence, an investigation of ISSRs is interesting.

First the frequency distributions of relative humidity are examined. Generally, the distributions are exponential. For tropospheric and stratospheric data different characteristics are found. Fitting exponential models to the distributions allows one to detect signatures of clouds in the distributions. These signatures are analysed further.

Using the MLS and MOZAIC data sets global distributions of ISSRs are obtained and can be compared with global distributions of cirrus clouds and subvisible cirrus (obtained from SAGE⁷ II data). The global distributions of ISSRs obtained from MLS and MOZAIC data are qualitatively similar. Furthermore, a high correlation of the distributions of ISSRs and subvisible cirrus can be found.

The vertical structure of ice supersaturated layers is examined using corrected radiosoundings. The frequency of occurrence of ice supersaturation in the tropopause region has been studied, the vertical distribution of ice-supersaturated layers, their situation relative to the tropopause, their vertical dimensions and their temperature.

The properties of ISSRs are compared to those of their subsaturated environment using the three data sets. ISSRs are generally moister and colder than their surroundings. From these properties conclusions about the potential (or even dominant) formation mechanisms of ISSRs in different geographical and dynamical regions are drawn. In addition, the mean supersaturation inside ISSRs and their pathlengths (only from the MOZAIC data set) are examined.

Finally, two case studies of formation and evolution of ISSRs are shown. These cases are analysed using a Lagrangian trajectory model (LAGRANTO, ETH Zürich) driven by the wind fields of the ECMWF⁸ analyses. METEOSAT infrared data are used to distinguish between cloudy and cloud free airmasses. The limitations of this method are also discussed.

⁵Microwave Limb Sounder on board the Upper Atmosphere Research Satellite

⁶Measurement of ozone and water vapour by Airbus in-service aircraft

⁷Stratospheric Aerosol and Gas Experiment

⁸European Centre for Medium-Range Weather Forecasts

Kapitel 1

Einleitung

Die Existenz von wolkenfreien, bezüglich Eis übersättigten Luftmassen wurde schon bereits vor über 50 Jahren gezeigt. GLÜCKAUF (1945) fand aufgrund von Hygrometermessungen über Südengland, dass sehr hohe Eisübersättigungen relativ häufig in der oberen Troposphäre zu finden sind. WEICKMANN (1945) schloss in seinem Überblicksartikel "Formen und Bildung atmosphärischer Eiskristalle", dass Eiskristalle in der Atmosphäre sich hauptsächlich über die Wasserphase bilden und nicht schon beim Erreichen der Eissättigung. Schon damals charakterisierte er die Regionen in der oberen Troposphäre und untersten Stratosphäre, in denen sich Eiskristalle d.h. Zirren bilden können, als Bereiche mit hoher relativer Feuchte bezüglich Eis (RH_i) und niedriger absoluter Feuchte. Leider gerieten diese Abhandlungen bald in Vergessenheit, obwohl noch LUDLAM (1956) die Bedeutung dieser Prozesse hervorhob und auch schon anregte, diese hohen Übersättigungen bezüglich Eis für die Wettervorhersage zu berücksichtigen. Dennoch wurden die Erkenntnisse über Eisübersättigungen offenbar als unwichtig für numerische Wettervorhersagen und Klimastudien angesehen. Tatsächlich gibt es heute nach meinem Wissen bis auf eine Version des globalen Zirkulationsmodelles ECHAM (KÄRCHER UND LOHMANN, 2002; LOHMANN UND KÄRCHER, 2002) und eine Version des globalen Zirkulationsmodelles CCM3 (ZUROVACJEVIĆ UND ZHANG, 2003) kein Modell (insbesondere) in der Wettervorhersage oder in der Klimaforschung, das Eisübersättigung zulässt. Außerdem scheint sich trotz der frühen und richtigen Erkenntnisse von Glückauf und Weickmann die falsche Ansicht verbreitet zu haben, dass sich Eiswolken analog zu den Wasserwolken bei dem Erreichen der Sättigung bzgl. Eis bzw. bei sehr geringen Übersättigungen bilden. Daher wurden bzw. werden auch die für Wasserwolken entwickelten Schemata zur Parametrisierung von Eiswolken in den Modellen benutzt.

Erst Anfang der neunziger Jahre wurde im Zusammenhang mit der zunehmenden Erforschung von Zirren das Thema Eisübersättigung wieder aufgegriffen. Tatsächlich wissen wir heute, dass Eisübersättigung in wolkenfreien Bereichen der oberen Troposphäre relativ häufig ist und zum Teil auch in der untersten Stratosphäre zu beobachten ist. Solche wolkenfreien Luftmassen im Status der Eisübersättigung werden eisübersättigte Regionen (Ice-SuperSaturated Regions, ISSRs) genannt (siehe GIERENS et al., 1999). Es gibt

heute eine Vielzahl von *In-situ*-Messungen mit vielen unterschiedlichen Messinstrumenten (Frostpunkthygrometer, abstimmbare Dioden-Laser, kapazitive Sensoren, Lyman- α -Hygrometer), die direkte Beweise für die Existenz von wolkenfreien Eisübersättigungen liefern. Dabei liegen Messungen aus verschiedenen Flugkampagnen wie POLINAT (OVARLEZ et al., 2000), SUCCESS (JENSEN et al., 1998), SONEX (VAY et al., 2000) oder INCA (HAAG et al., 2003) vor. Zum ersten Mal wurden ISSRs systematisch in GIERENS et al. (1999, 2000) anhand der Daten aus dem MOZAIC-Projekt (Measurement of OZone and wAter vapour by Airbus In-service airCraft) für den Zeitraum 1995 bis 1997 untersucht, hier wurden zum ersten Mal Häufigkeitsverteilungen der relativen Feuchte, globale Verteilungen der ISSRs sowie Eigenschaften der ISSRs bestimmt.

Im Prinzip gibt es zwei verschiedene Arten von Zirren (von der Entstehungsform her gesehen): Zum einen entstehen Zirren durch das Aufgleiten von Luft, zum anderen entstehen Zirren durch Konvektion. Dabei bildet sich Eis aus gefrierenden Wassertropfen. Zirren, die durch das Aufgleiten von Luft in der kalten ($T < -40^{\circ}\text{C}$) oberen Troposphäre entstehen, müssen vorher das Stadium einer ISSR durchlaufen haben, da sich Eiskristalle durch homogene Nukleation erst bei hohen Übersättigungen (im Bereich $RHi > 150\%$) bilden. Dies wurde durch Laborexperimente und theoretische Überlegungen (KOOP et al., 2000) bestätigt. Heterogene Nukleation kann zwar auch schon bei niedrigen Übersättigungen Eiskristalle bilden (siehe DEMOTT et al., 1999; MÖHLER et al., 2003), dieser Prozess ist jedoch nach allgemeiner Ansicht nicht dominierend für die Bildung von Zirren. Daher ist zu erwarten, dass es häufig in der Atmosphäre relativ hohe Übersättigungen gibt, ohne dass sich schon eine Wolke gebildet hat. Ebenfalls ist es möglich, dass sich gar keine Wolke bildet, weil die ISSR vor Erreichen der Nukleationschwelle wieder in ein Absinken übergehen kann und die relative Feuchte somit wieder abnimmt.

ISSRs können durch den Flugverkehr sichtbar gemacht werden: Im Prinzip sehen wir fast jeden Tag bei klarem Himmel offenkundige Beweise für die Existenz von wolkenfreien eisübersättigten Regionen am Himmel: Kondensstreifen können nur dann über eine längere Zeit in der Atmosphäre sichtbar bleiben, wenn der Bildungsprozess in ISSRs bzw. übersättigten Schichten ablief (SCHUMANN, 1996). Anhand von Auswertungen von Satellitenbildern (BAKAN et al., 1994; CARLETON UND LAMB, 1986; MANNSTEIN et al., 1999) kann man auch sehen, dass sich Kondensstreifen oft in Gruppen bilden, die zusammengekommen zum Teil Gebiete mit mehreren hundert, manchmal bis zu tausend Kilometer Durchmesser umfassen. Anhand einer sogenannten potentiellen Kondensstreifenbedeckung (potential contrail coverage) war es SAUSEN et al. (1998) möglich, eine globale Verteilung der Regionen abzuschätzen, in denen sich Kondensstreifen bilden können. Die potentielle Kondensstreifenbedeckung entspricht in etwa den Häufigkeiten von ISSRs. Alle diese Arbeiten geben Hinweise auf die Lebensdauern und horizontalen Ausdehnungen von Feuchtlin sen (die mit ISSRs identifiziert werden können) und auf deren Bedeckungsgrad.

Die strikte Definition für eine eisübersättigte Region ist "wolkenfreies eisübersättigtes Gebiet". Offenbar ist es schwierig, mit dieser strikten Definition umzugehen: Man kann messtechnisch nie nachweisen, ob sich in einem Gebiet nicht doch irgendwo ein Eiskristall

aufhält. Es ist also manchmal nötig, zu eher praktischen Definitionen überzugehen, d.h. eine ISSR ist ein “eisübersättigtes Gebiet, in dem ein bestimmtes Messgerät keinen Hinweis auf das Vorhandensein von Eis liefert”. Da diese praktische Definition nun natürlich vom jeweiligem Messgerät abhängt, ist der Übergang von einer ISSR zu einem dünnen Zirrus etwas unscharf. Dies gilt insbesondere für “subvisible cirrus” (d.h. Zirrus mit optischer Dicke im sichtbaren Wellenlängenbereich $\tau_{\text{vis}} < 0.03$ nach SASSEN UND CHO, 1992). Diese etwas unklare Abgrenzung braucht uns hier jedoch nicht zu beunruhigen, denn bei einer Existenz eines dünnen Zirrus bzw. eines subvisible cirrus (SVC) muss vorher eine ISSR in diesem Bereich existiert haben.

Es gibt nun mehrere gute Gründe (neben der offensichtlichen wissenschaftlichen Neugier auf unerforschte Phänomene) sich für ISSRs, ihre Verteilungen (Klimatologie) und ihre Eigenschaften zu interessieren:

- ISSRs werden in den numerischen Wetter- und Klimamodellen (bis auf die oben genannten zwei Ausnahmen) nicht repräsentiert, damit enthält die Wolkenphysik in diesen Modellen Fehler für die Bildung von hohen Wolken. Zirren sind aber aufgrund ihres Auftretens in der sensitiven Tropopausenregion ein sehr wichtiges Element für die globale Strahlungsbilanz. Damit können sich Fehler in der Darstellung ihrer Bildung bzw. Entwicklung möglicherweise negativ auf die Strahlungsberechnungen auswirken.
- Aufgrund der Nichtberücksichtigung von Übersättigung bzw. ISSRs in den Klimamodellen kann man überhaupt nicht sagen, wie sich ISSRs in einem geänderten Klima verhalten. Das gleiche gilt damit aber insbesondere auch für die Zirren und deren Auswirkungen auf die Strahlungsbilanz.
- ISSRs sind im Sinne der Extremwertstatistik Extremereignisse im Feld der relativen Feuchte. Daher ist es wahrscheinlich, dass ISSRs stärker auf Klimaänderungen reagieren als die mittlere relative Feuchte. Die Überwachung von ISSRs könnte also deshalb als “Frühwarnsystem” zur Erkennung von Klimaänderungen dienen.
- Persistente Kondensstreifen bilden sich nur in ISSRs. Da aber der Beitrag des Flugverkehrs zum Klimawandel von Kondensstreifen dominiert wird (IPCC, Scientific Report, 2001), würde man gerne die Kondensstreifenbildung vermeiden. Dazu ist es aber nötig, ISSRs in numerischen Wettervorhersagemodellen zu berücksichtigen bzw. richtig darzustellen.

In dieser Arbeit soll nun versucht werden, anhand von verschiedenen Datensätzen aus verschiedenen Messinstrumenten (auf Satelliten, Flugzeugen und Radiosonden) einige offene Fragen zu Wahrscheinlichkeitsverteilungen und Eigenschaften der ISSRs in der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre zu beantworten.

Zur Verfügung stehen hierbei im wesentlichen drei Datensätze, die für tiefer gehende Auswertungen noch durch zusätzliche Informationen aus ECMWF-Analysen und

METEOSAT-Bildern ergänzt werden. Zum ersten Mal werden Satellitendaten des Microwave Limb Sounders (MLS, READ et al., 1995, 2001) an Bord des Upper Atmosphere Research Satellite (UARS, WATERS et al., 1999) für diese Art von Auswertungen benutzt, dabei hat man eine Abdeckung fast des gesamten Globus; dies macht diesen Datensatz vor allem interessant. Außerdem stehen die schon bei früheren Auswertungen (GIERENS et al., 1999, 2000; GIERENS UND SPICHTINGER, 2000) benutzten MOZAIC-Daten jetzt für den Zeitraum 1995 bis 1999 zur Verfügung. Diese Daten sind durch ihre hohe Genauigkeit und durch die hohe Anzahl der Messungen (etwa 3.4 Millionen Messungen nach der Auswahl, siehe Abschnitt 2.2) sehr interessant. Normalerweise liefern Radiosonden in bestimmten kritischen Bereichen ($T < -40^{\circ}\text{C}$, niedrige spezifische Feuchten) keine zuverlässigen relativen Feuchten mehr, diese werden systematisch unterschätzt (NASH UND SCHMIDLIN, 1987; ELLIOT UND GAFFEN, 1991). Zum ersten Mal konnten aber hier Radiosondendaten bezüglich Eisübersättigungen bzw. hohen relativen Feuchten ausgewertet werden, da diese mit Hilfe eines neu entwickelten Korrekturalgorithmus vom Team des Meteorologischen Observatoriums Lindenberg anhand der neuen Forschungssonde RS 90 (ANTIKAINEN UND JAUHAINEN, 1995) neu aufbereitet wurden (LEITERER et al., 1997, 2002; NAGEL et al., 2001; SPICHTINGER et al., 2003a).

Zunächst werden die Häufigkeitsverteilungen der relativen Feuchte über Eis in wolkenfreien Gebieten anhand der zur Verfügung stehenden Datensätze untersucht. Dies ergibt eine erste Abschätzung über die Häufigkeit von ISSRs in der Tropopausenregion. Dabei wird man feststellen, dass die relative Feuchte, obwohl aus zwei Größen (Temperatur und spezifische Feuchte) zusammengesetzt, die unabhängig voneinander fluktuieren können, dennoch ganz einfachen Verteilungen folgt: Im wesentlichen entstehen Verteilungen, die exponentiellen Modellen folgen. Dabei sind die Signaturen allerdings in verschiedenen geographischen und dynamischen Regionen sehr unterschiedlich.

Danach werden die geographischen Verteilungen für eisübersättigte Regionen aus den MLS-Daten und aus den MOZAIC-Daten erstellt und mit den vorhandenen Verteilungen von Zirren bzw. subvisible cirrus (SVC) verglichen. Dabei ergeben sich sehr gute Übereinstimmungen.

In einem eigenen Kapitel werden dann die Vertikalprofile von eisübersättigten Schichten in den Radiosondendaten ausgewertet. Nachdem leider für die Radiosondendaten keine Möglichkeit besteht, Messungen innerhalb von Wolken zu erkennen, werden die Aussagen auf sogenannte eisübersättigte Schichten, d.h. alle Formen von ISSRs, SVC und auch Zirrus ausgeweitet. Dabei können dennoch viele neue Erkenntnisse über die vertikale Struktur dieser Schichten bzw. über deren Häufigkeitsverteilungen gefunden werden.

Aus diesen Datensätzen kann man nun für die verschiedenen geographischen und dynamischen Regionen die Eigenschaften von ISSRs bezüglich Temperatur, spezifischer Feuchte, mittlerer Übersättigung und teilweise der Pfadlängen bestimmen. Insbesondere die Eigenschaften bezüglich Temperatur und spezifischer Feuchte können denen der untersättigten Messungen gegenübergestellt werden. Dabei stellt man fest, dass ISSRs im allgemeinen kälter und feuchter (im Sinne der spezifischen Feuchte) sind als die umgebenden un-

tersättigten Bereiche. Anhand der unterschiedlichen Charakteristiken in den verschiedenen Regionen können vorsichtige Schlüsse auf mögliche Entstehungsprozesse bei ISSRs gezogen werden.

Im letzte Kapitel werden dann exemplarisch zwei Fälle von ISSRs vorgestellt. Dabei werden diese anhand der Radiosondendaten ausgewählt. Entstehung und Entwicklung der ISSRs wird anhand der ECMWF-Analysen und einem Lagrange'schen Trajektorienmodell (LAGRANTO) untersucht. Dabei werden insbesondere zwei völlig unterschiedliche Entstehungsmechanismen bzw. Entwicklungen von ISSRs entdeckt bzw. vorgestellt. Zur Darstellung wurden einige Methoden entwickelt, außerdem wird die Möglichkeit der Untersuchung von ISSRs mit Hilfe des Trajektorienmodells, aber auch die Grenzen dieser Darstellung erläutert.

Zum Schluss fasse ich noch die Ergebnisse zusammen und gebe einen Ausblick auf offene Fragen und die mögliche Beantwortung durch weiterführende Arbeiten.

Kapitel 2

Datenbeschreibung

2.1 MLS–Daten

Für mehrere Auswertungen in dieser Arbeit wurden die Daten des Microwave Limb Sounder (MLS) an Bord des Upper Atmosphere Research Satellite (UARS, WATERS et al., 1999) benutzt. Für die obere Troposphäre steht ein Datenprodukt mit den Variablen relative Feuchte bezüglich Eis (RHi) und Temperatur zur Verfügung (upper tropospheric humidity, UTH–Produkt). Das genaue Retrieval bzw. die Herstellung dieses Produktes sowie eine umfangreiche Validierung davon ist in READ et al.(2001) enthalten. Hier sollen nur kurz die wesentlichen Aspekte der Messprozedur und der Verarbeitung aufgelistet werden, Details sind in READ et al.(2001) zu finden.

MLS ist ein Limb Sounder, d.h. es misst aufgrund seines tangential zur Erdatmosphäre gerichteten Sehstrahls Vertikalprofile. Dabei wird die Intensität der Strahlung auf verschiedenen Kanälen ($\hat{=}$ Wellenlängenbereichen) gemessen. Für das ursprünglich nicht vorgesehene UTH–Produkt wurde der Frequenzbereich nahe 203 GHz (Kanal 30) benutzt. Dieser Kanal war eigentlich für die sich dort befindende Chlorlinie ausgerichtet, in diesem Bereich liegt keine Wasserdampflinie. Damit wird anders als bei den (auch bei MLS) üblichen Spektrometernessungen keine spezielle Linie für H_2O bezüglich ihrer Intensität ausgewertet sondern stattdessen wird das H_2O –Kontinuum gemessen.

Ein Vorteil bei dieser Methode ist, dass dieser Kanal relativ gut bis ca. 300 hPa für Wasserdampfmessungen geeignet ist, oft sogar bis 500 hPa (immer vom Satellit aus gesehen). Ein weiterer Vorteil ist außerdem, dass in diesem Frequenzbereich das Signal einer bestimmten Menge von Wasserdampf etwa zweimal so stark ist, wie von derselben Menge Wasser in der Eisphase. Damit können selbst dicke Wolken nur geringen Einfluss auf die gemessene relative Feuchte ausüben. Ein Nachteil bei dieser Methode für die Anwendungen in dieser Arbeit ist, dass die Strahlung in diesem Frequenzbereich nur von großen Eisteilchen (Durchmesser $\geq 100\mu\text{m}$) signifikant gestreut wird; dies sieht man leicht anhand einer Mie–Rechnung. Damit können Wolken mit kleinen Eiskristallen nicht aufgrund ihrer Streuung identifiziert werden, siehe dazu weiter unten in diesem Abschnitt.

Die relative Feuchte wird anhand eines Vorwärtsmodelles aus den gemessenen Strahlungstemperaturen und den zugehörigen Temperaturprofilen aus den Reanalysen der National Centers for Environmental Prediction (NCEP) berechnet (siehe READ et al., 2001).

Die Daten liegen auf vier verschiedenen Druckschichten vor (nominell 147, 215, 316 und 464 hPa), jede Schicht ist im Profil ca. 3 km dick. Das Gesichtsfeld (field of view, FOV) des MLS hat eine horizontale Ausdehnung von $100 \times 200 \text{ km}^2$, damit entspricht jeder Messpunkt auf einer Druckschicht einem Luftvolumen von ca. $100 \times 200 \times 3 \text{ km}^3$. Die Vertikalprofile liegen für den Zeitraum 8. September 1991 bis 14. Juni 1997 für 1277 Tage vor, pro Tag werden ca. 1318 Profile gemessen. Ab Oktober 1994 treten größere Lücken in den Daten auf. Die Abdeckung bezüglich der Breite liegt bei ca. 81°N bis 81°S , dabei wechselt UARS durch Gieren alle 36 Tage sein Gesichtsfeld zwischen 81°N bis 34°S und 34°N bis 81°S . Die Daten sind im wesentlichen gleichmäßig über die Jahreszeiten verteilt.

Für die Auswertungen liegen verschiedene Datenversionen vor. In READ et al.(2001) wird die Version 4.90 favorisiert, diese wird auch für die Auswertungen in dieser Arbeit benutzt. Außerdem wurden aufgrund der schlechten Qualität der Daten auf den Druckschichten 316 und 464 hPa insbesondere bei sehr hohen Feuchten (William Read, pers. Mitteilung) nur die Daten der Druckschichten 147 und 215 hPa berücksichtigt.

Für die Auswertung von wolkenfreien Messungen wurde ein Algorithmus zum Cloud-Clearing entwickelt, indem einige Kriterien aus READ et al.(2001) noch verfeinert wurden: Zunächst wurden in Absprache mit William Read auch relative Feuchten über 120%RH_i zur Auswertung zugelassen (in READ et al., 2001 wird noch empfohlen, alle Feuchten über 120% auf 100% zu setzen, da den Autoren nicht klar war, wie man diese Feuchten interpretieren soll). Anhand von Vergleichen der relativen Feuchten mit einem sogenannten “MLS cloud index” (nur verfügbar für den Zeitraum Oktober 1991 bis April 1993 und daher nicht für die gesamten Daten nutzbar) stellt man fest, dass eine sehr eindeutige Korrelation zwischen “gemessenen” relativen Feuchten über 230% und dickem Zirrus besteht. Tatsächlich liegt der Eiswassergehalt (Ice Water Content, IWC) für solche Messungen deutlich über $0.007 \frac{\text{g}}{\text{m}^3}$ (siehe READ et al., 2001). Daher werden alle Messungen mit relativen Feuchten über 230%RH_i aussortiert. Anhand von Vergleichen von RH_i auf den Schichten 147 und 215 hPa mit dem Spektrometer CLAES (Cryogenic Limb Array Etalon Spectrometer) an Bord des UARS (nur verfügbar für den Zeitraum Oktober 1991 bis Mai 1993) stellt man fest, dass bei Detektion von Zirrus in der Schicht 147 hPa ebenfalls oft auch Zirrus in der Schicht 215 hPa vorhanden ist, obwohl manchmal in der tieferen Schicht keine hohen relativen Feuchten gemessen wurden (siehe READ et al., 2001). Damit werden die Messungen der Schicht 215 hPa aus den Auswertungen entfernt, falls im Profil auf 147 hPa Feuchten über 230% gemessen wurden.

Dicker Zirrus kann durch die damit verbundene Streuung der Strahlung identifiziert werden: Falls in dem gemessenen Profil der Brightness-Temperaturen der gemessene Wert der tiefsten Schicht um mehr als 10 K kälter ist als die Temperatur im NCEP-Temperaturprofil, dann kann man davon ausgehen, dass in dem gemessenen Profil eine dicker Zirrus vorhanden ist; solche Messungen werden ebenfalls (wie in READ et al., 2001 empfohlen) aussor-

tiert. Allerdings wurde schon oben erwähnt, dass nur Kristalle mit Durchmessern größer als $100\mu\text{m}$ in diesem Frequenzbereich effektiv streuen; daher kann leider nicht davon ausgegangen werden, dass alle Zirren (insbesondere dünne Zirren oder subvisible cirrus) aus den Messungen entfernt werden können.

Im Folgenden werden die Kriterien für die beiden Schichten (147/215 hPa) im Überblick zusammengetragen:

- Die Daten auf allen Schichten werden entfernt, wenn auf dem niedrigsten Level des gemessenen Limb-Profiles die gemessene Temperatur um mehr als 10 K kälter ist als die Temperatur auf dem verglichenen NCEP-Temperaturprofil.
- Schicht 147 hPa:
Messungen mit $RHi(147\text{ hPa}) > 230\%$ werden verworfen.
- Schicht 215 hPa:
 1. Messungen mit $RHi(215\text{ hPa}) > 230\%$ werden verworfen.
 2. Messungen mit $RHi(215\text{ hPa}) \leq 230\%$ und gleichzeitig $RHi(147\text{ hPa}) > 230\%$ werden verworfen.

Aufgrund dieses Cloud-Clearing-Algorithmus werden relativ viele Daten verworfen (ca. 30%). Die Güte des Algorithmus wird später ausführlich diskutiert werden.

Interessanterweise ergeben die entfernten Daten als globale Verteilungen auf einer Weltkarte aufgetragen (ähnlich den Auswertungen in Abschnitt 4.1) ein Bild, das der üblichen globalen Zirrenverteilungen von HIRS (siehe z.B. WYLIE UND MENZEL, 1999) sehr ähnlich ist. Dies gibt zunächst eine Plausibilitätserklärung, dass mit diesem Cloud-Clearing-Algorithmus tatsächlich die wolkenbehafteten Messungen entfernt werden.

2.2 MOZAIC-Daten

Für diese Arbeit wurden die Daten aus dem MOZAIC-Projekt (Measurement of Ozone and water vapour by Airbus In-service aircraft, siehe MARENCO et al., 1998) für den Zeitraum Januar 1995 bis Dezember 1999 ausgewertet – in Erweiterung der früheren Arbeiten von GIERENS et al.(1999, 2000). Bei dem MOZAIC-Projekt sind fünf Airbus-Langstreckenflugzeuge vom Typ A 340 der Fluggesellschaften Lufthansa, Austrian Airlines, Air France und Sabena mit Messgeräten (für Temperatur, H_2O , O_3 , NO_x und CO) ausgestattet, so dass die Daten bei üblichen Langstreckenflügen aufgenommen werden. Die Messung der relativen Feuchte über Wasser (RH) wird durch einen kapazitiven Sensor bewerkstelligt. Allerdings erfolgen diese Messungen nicht bei der tatsächlichen Außentemperatur (bei der der kapazitive Sensor die Feuchte deutlich unterschätzt und auch hohe Verzögerungsraten hat, siehe dazu auch Abschnitt 2.3) sondern auf etwas subtilere Weise: Mittels eines Staurohres (Rosemount housing) wird die zu messende Luft abgebremst,

dabei adiabatisch erwärmt und erst dann an dem kapazitiven Sensor vorbeigeführt. Die Erwärmung liegt in einem Bereich von ca. 30 K, so dass der Sensor zum einen in einem für ihn günstigen Temperaturbereich misst. Zum anderen liegt die zu messende Feuchte ebenfalls in einem sehr günstigen Bereich (0 bis 20%RH), in dem der Fehler des kapazitiven Sensors relativ gering ist. Damit können nun insbesondere hohe Feuchten in dem ansonsten sehr ungünstigen Temperaturbereich ($-70 \leq T \leq -30^\circ\text{C}$) gemessen werden. Genauere bzw. weitere Angaben zu diesem Projekt bzw. zur Instrumentierung sind in MARENCO et al.(1998) bzw. HELTEN et al.(1998) zu finden.

Jeder Datenpunkt besteht aus dem 1 min Mittel (dies entspricht der geflogenen Entfernung von ca. 15 km) der Messungen von Druck p , Temperatur T , relative Feuchte über Wasser RH , Wasserdampf-mischungsverhältnis q in g/kg (berechnet aus Temperatur und relativer Feuchte), Ozonmischungsverhältnis m_{O_3} in ppbv, den horizontalen Koordinaten der Flugzeuge sowie diversen Flags und Genauigkeiten zur Bewertung der Messungen.

Zur Auswahl der verwertbaren Daten benutzt man das mitgelieferte “Validity-flag”, das Werte zwischen 0 und 3 anzeigt:

“0” Messgerät läuft nicht

“1” Gültige Messung

“2” Relative Feuchte unterhalb der Messgenauigkeit des Hygrometers

“3” Fehlerbehaftete Messung

Es wurden für die Auswertungen nur Daten mit den Flags “1” und “2” benutzt, alle anderen wurden aussortiert. Die relative Feuchte über Eis (RH_i) wurde mit Hilfe der Formeln für den Sättigungsdampfdruck von SONNTAG (1994) aus der relativen Feuchte über Wasser und der Temperatur berechnet:

$$RH_i = RH \cdot \frac{e_{\text{sw}}(T)}{e_{\text{si}}(T)} \quad (2.1)$$

Dabei bezeichnet $e_{\text{sw}}(T)$ den Sättigungsdampfdruck über Wasser, $e_{\text{si}}(T)$ den Sättigungsdampfdruck über Eis.

Wolkenbehaftete Daten werden zum einen mit dem Flag “3” markiert, zum anderen entstehen in diesen Fällen sehr hohe Feuchten (z.T. weit über 200%RH_i). Diese Daten werden aussortiert, dies sind die Cloud Clearing Kriterien für die MOZAIC-Daten. Dennoch ist leider ein Einfluss von Wolken auf die Daten nicht auszuschließen, in den späteren Betrachtungen und Auswertungen wird auf mögliche Effekte bzw. mögliche Signaturen von Wolken in den Daten genauer eingegangen (siehe dazu insbesondere Abschnitt 3.6).

Nachdem nur die Tropopausenregion für die Auswertungen interessant ist, wurden die Daten für den Druckbereich 175 bis 275 hPa ausgewählt. Insgesamt stehen damit (nach Aussortieren anhand der Wolkenkriterien) ca. 3.4 Millionen Datenpunkte zur Auswertung zur

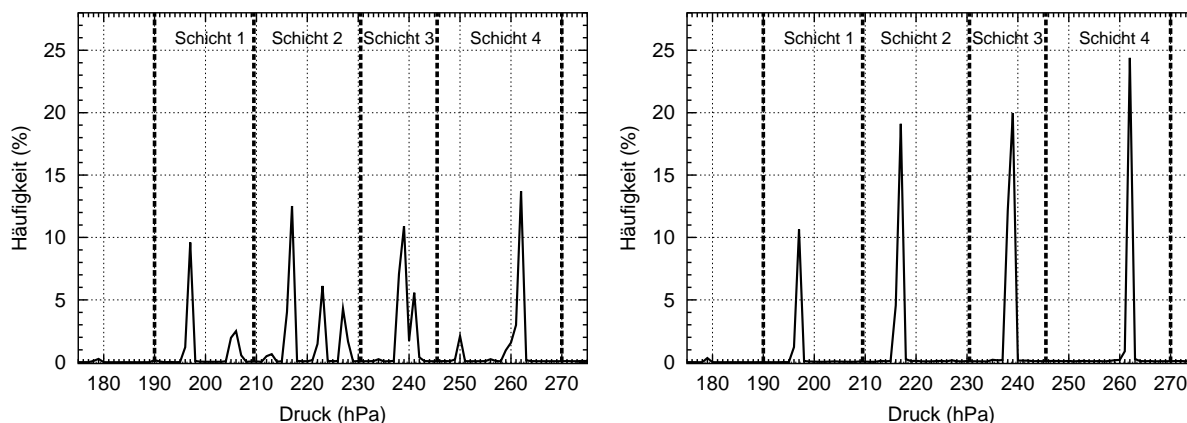


Abbildung 2.1: Häufigkeitsverteilung der MOZAIC-Daten bezüglich Druck, links: extratropische Nordhemisphäre, rechts: Tropen

Verfügung. Die Daten sind über die Jahreszeiten praktisch gleichverteilt, so dass saisonale Effekte aufgrund unterschiedlicher Datendichte im wesentlichen auszuschließen sind. Für andere Auswertungen werden die Daten in verschiedene Bereiche aufgeteilt. Dabei können manche Effekte, insbesondere die Eigenschaften der eisübersättigten Regionen (siehe Kapitel 6), genauer studiert werden. Die Aufteilung liegt insbesondere auf der Hand, wenn man die Druckverteilung der Daten (v.a. in den Tropen) betrachtet, wie in Abbildung 2.1 (rechts, Tropen) gezeigt. Diese Verteilung ergibt sich aufgrund der Gepflogenheiten des internationalen Luftverkehrs, der den Luftraum in Stockwerke von jeweils 2000 Fuß vertikaler Ausdehnung einteilt.

Anhand der in Abbildung 2.1 gezeigten “natürlichen” Aufteilung wurde folgende Unterscheidung der Daten in vier Drucklevel durchgeführt:

Tabelle 2.1: Aufteilung der MOZAIC-Daten in vier Druckschichten

Schicht	1	2	3	4
Druck (hPa)	190–209	210–230	231–245	246–270

2.3 Korrigierte Radiosondendaten

Die Forschungsgruppe von Dr. Ulrich Leiterer am Meteorologischen Observatorium Lindenberg (MOL) hat eine Methode entwickelt (sogenanntes Verfahren der standardisierten Frequenzen, kurz FN-Verfahren), mit der man Routineaufstiege der heute beim DWD üblichen Radiosonde RS 80A von Vaisala korrigieren kann, so dass mit Hilfe der auf diesen Sonden üblichen Humicap-Sensoren (d.h. kapazitiven Sensoren) auch relative Feuchten in einem Temperaturbereich $-70 \leq T \leq -30^\circ\text{C}$ genau ($\pm 1.9\%RH$, siehe unten) gemessen werden können. Dabei wird insbesondere die Unterschätzung der relativen Feuchte in diesem Temperaturbereich (vgl. hierzu etwa KLEY et al., 2000; MILOSHEVIC et al.,

2001) korrigiert. Dieses Verfahren wurde mit Hilfe von Vergleichen mit einer umgebauten Forschungssonde RS 90 (Genauigkeit $\pm 1\%RH$) sowie diversen Vorkalibrierungen und Anpassungen entwickelt, soll aber hier nicht näher erläutert werden. Details zu diesem Verfahren findet man in LEITERER et al.(1997, 2002), NAGEL et al.(2001) und SPICHTINGER et al.(2003a). Mit diesem Verfahren wird nun eine korrigierte Version der relativen Feuchte über Wasser hergestellt. Die korrigierten Daten besitzen im betrachteten Druckbereich 100–600 hPa einen mittleren systematischen Fehler gegenüber der Forschungssonde von $-0.3\%RH$, die mittlere Standardabweichung beträgt dabei $1.9\%RH$.

Die Version der Daten bzw. des Verfahrens, die in dieser Arbeit benutzt wurde, unterscheidet sich etwas von der zur Zeit aktuellen Version: In den derzeit beim MOL benutzten Algorithmus wurde noch eine Trägheitskorrektur eingebaut.

Die verfügbaren Daten liegen für 1666 Aufstiege im Zeitraum von Februar 2000 bis April 2001 vor. Dies entspricht (mit diversen Ausfällen) den Routineaufstiegen der Radiosonde viermal am Tag zu den normierten Zeitpunkten 00, 06, 12 und 18 UTC. Davon mussten 103 Aufstiege aufgrund von Messproblemen (z.B. offensichtliches Vereisen des Sensors, das nicht durch die routinemäßige Vereisungskontrolle des Verfahrens erkannt wurde usw.) entfernt werden, so dass für die (statistische) Auswertung 1563 Profile zur Verfügung stehen. In den Profilen entspricht jeder Messpunkt einem Mittel von ca. 10 Messungen über genau 10 s (dies entspricht in Verbindung mit der mittleren Aufstiegs geschwindigkeit von $5 \frac{m}{s}$ einer mittleren Strecke von ca. 50 m). Für jeden Messpunkt liegen in dem Datensatz der nominelle Zeitpunkt des Aufstiegs (Datum und Uhrzeit), der tatsächliche Zeitpunkt der Messung, Druck p , Höhe z in Metern, die Temperatur T sowie die relative Feuchte über Wasser RH vor – dies ist die bereits korrigierte Feuchte. Der Druckbereich dieser Daten für jeden Aufstieg reicht vom Boden bis zu etwa 100 hPa, in diesem Bereich sind auch alle anderen Variablen verfügbar.

Aus der relativen Feuchte über Wasser wird mit Hilfe der Formel (2.1) wieder die relative Feuchte über Eis (RHi) berechnet, die spezifische Feuchte q kann mit Hilfe der folgenden Formel berechnet werden:

$$q = \frac{RH}{100\%} \cdot \frac{\epsilon \cdot e_{sw}(T)}{p} \quad (2.2)$$

wobei hier $\epsilon = \frac{R_d}{R_v}$ das Verhältnis der Gaskonstanten von trockener Luft und Wasserdampf bezeichnet. Es gilt: $\epsilon = 0.622$. Außerdem wird q in der Einheit $\frac{kg}{kg}$ angegeben.

Für (fast) jeden Radiosondenaufstieg ist auch ein Windprofil verfügbar, hier sind aber die vorhandenen Daten Mittelwerte über 30 s und es werden folgende Variablen übermittelt: nominelle Aufstiegszeit, Messzeit, Höhe in Metern, horizontale Windrichtung in $^\circ$ und horizontale Windgeschwindigkeit in $\frac{m}{s}$. Außerdem wird ebenfalls für (fast) jeden Radiosondenaufstieg die Tropopausenhöhe und der Tropopausendruck (ermittelt über das Temperaturgradientenkriterium der WMO, WMO, 1957, für Details siehe Abschnitt 3.1) mitgeliefert.

Man ist in erster Linie an übersättigten Schichten in der oberen Troposphäre bzw. untersten Stratosphäre interessiert. Daher werden diese Daten im Bereich $p \leq 600$ hPa auf Übersättigungen (d.h. $RHi \geq 100\%$) untersucht. Dies scheint ein sehr breiter Bereich zu

sein, der schon in die mittlere Troposphäre reicht. Tatsächlich liegt jedoch die niedrigste Tropopause für den Datensatz bei $z = 5359$ m bzw. $p = 482.7$ hPa, so dass es durchaus seine Berechtigung hat, diesen Druckbereich (100 bis 600 hPa) zu betrachten

Um nach Möglichkeit Daten, deren Übersättigung eigentlich durch unterkühlte Wassertröpfchen herrührt, auszuschließen, wurde eine Art dynamisches Kriterium für zusammenhängende übersättigte Messungen entwickelt:

Eine zusammenhängende Übersättigung wird nur dann als solche gewertet (d.h. es wird ein Index gesetzt), falls für die Temperatur an der Oberkante gilt $T_{\text{oben}} \leq -35^\circ\text{C}$ und gleichzeitig für die Temperatur an der Unterkante gilt $T_{\text{unten}} \leq -30^\circ\text{C}$. Damit kann man die Bereiche, in denen unterkühltes Wasser üblicherweise auftritt, ausschließen. Unterkühltes Wasser kann normalerweise bis ca. $-30/-35^\circ\text{C}$ existieren, in Ausnahmen sind Fälle bis zu -40°C bekannt (siehe z.B. PRUPPACHER UND KLETT, 1997 oder HEYMSFIELD UND MILOSHEVICH, 1993).

Leider hat man bei den korrigierten Radiosondendaten keine Möglichkeit, wolkenbehaftete Fälle auszuschließen. Daher ist es bei vielen Auswertungen möglich bzw. sogar oft wahrscheinlich, dass die Messungen durch dünne oder auch dicke Zirren beeinflusst sind. Dies wird im weiteren bei den jeweiligen Auswertungen genauer ausgeführt. Allerdings kann man in Einzelfällen ein cloud clearing mit Hilfe von Satellitenbildern (z.B. METEOSAT, siehe dazu die Beschreibung der Daten in Abschnitt 2.5 und die Fallstudien in Abschnitt 7) in Kombination mit dem vollständigen Radiosondenprofil (Temperatur und relative Feuchte) durchführen.

2.4 ECMWF–Analysen

Für die Betrachtung einzelner Fallstudien in Kapitel 7 wurden die operationellen Analysen des European Centre for Medium–Range Weather Forecasts (ECMWF) benutzt. Es soll nun im folgenden ein kurzer Abriss über die benutzten Daten gegeben werden:

Es werden nur Daten für den Zeitraum Februar 2000 bis April 2000 sowie November 2000 benutzt. Für diesen Zeitraum liegen die operationellen Analysen für 60 Modell–Schichten vor (L60, Standard seit 1999). In der horizontalen Auflösung von T319 (spektral) liegen damit die Variablen Temperatur T , Druck p , zonale bzw. meridionale Komponenten des Windes (u, v) und vertikale Geschwindigkeit ω vor; in der horizontalen Auflösung von N160 (Gauß'sches Gitter) liegt zusätzlich die spezifische Feuchte q vor (siehe z.B. JAKOB et al., 2000). Zusätzlich wurden in einem weiteren Datensatz das Geopotential auf 21 Standarddruckleveln sowie der Bodendruck erworben. Die Daten wurden dann mit Hilfe der ETH–Lib von Heini Wernli (einer Programmbibliothek der ETH Zürich zur Verarbeitung der ECMWF–Daten) auf ein äquidistantes Gauß'sches Gitter (N160) mit Auflösung $0.6^\circ \times 0.6^\circ$ interpoliert. Mit Hilfe der ETH–Lib können weitere Variablen erzeugt werden (wie zum Beispiel die relative Feuchte, die potentielle Vorticity usw.). Damit haben wir einen Ausgangsdatsatz mit Auflösung N160/L60 vorliegen. Die Daten stehen wieder zu

Tabelle 2.2: Mittlerer Druck der ECMWF–Druckschichten 29–40

Nummer	29	30	31	32	33	34	35	36	37	38	39	40
Druck (hPa)	177	202	229	257	288	320	353	388	425	462	500	539

den vier genormten Zeitpunkten 00, 06, 12 und 18 UTC zur Verfügung. Der mittlere Druck der hauptsächlich betrachteten ECMWF–Druckschichten 29–40 wird in Tabelle 2.2 wiedergegeben.

Bemerkung: Die Beobachtungsdaten werden mit Hilfe eines 4DVAR-Analyseverfahren prozessiert, so dass die Messdaten möglichst gut reproduziert bzw. vervollständigt werden. Nachdem dieses Verfahren auf einer ersten Schätzung einer Modellvorhersage aufsetzt und ca. 15 Stunden im Modell berechnet werden, steckt wenigstens teilweise das ECMWF-Modell in den produzierten Analyse-Daten (und damit auch die Modell-Wolkenphysik, in der die Bildung von Eiswolken nicht korrekt ist). Insbesondere ist die spezifische Feuchte in den Schichten oberhalb 300 hPa fast ein reines Modellprodukt, da oberhalb dieser Grenze keine Radiosondendaten verwendet werden können und nur wenige Satellitendaten (TOVS) verfügbar sind bzw. benutzt werden. Die relative Feuchte wird in diesem Bereich in der Regel unterschätzt (siehe OVARLEZ UND VAN VELTHOVEN, 1997). Daher wird insbesondere die spezifische Feuchte q nur teilweise quantitativ richtig wiedergegeben. Die qualitativen Strukturen werden aber sehr wohl richtig wiedergegeben, siehe dazu auch OVARLEZ UND VAN VELTHOVEN (1997) und OVARLEZ et al., (2000).

2.5 METEOSAT–Bilder

Mit Hilfe der METEOSAT–Bilder von EUMETSAT (bereit gestellt und bearbeitet von Richard Meyer) ist in manchen Fällen in Kombination mit einem vollen Radiosondenprofil eine Art cloud clearing möglich. Daher sollen hier die verwendeten Bilder im Prinzip kurz beschrieben werden:

Aus der vollen Scheibe des METEOSAT–Bildes wurde ein Sektor “GermanyNE” (mit den Eckkoordinaten im Uhrzeigersinn: (11.0847°E/54.9855°N), (16.2050°E/55.2044°N), (14.0284°E/49.5789°N), (9.64160°E/49.4311°N)) ausgeschnitten. Für die Auswertungen werden nur die Infrarotbilder benutzt, d.h. die kalibrierten Daten mit den Brightnesstemperaturen für den Wellenlängenbereich 10.5–12.5 μ m. Diese liegen (für den betrachteten Bereich in den mittleren Breiten) in einer Auflösung von ca. 0.07° Länge \times 0.15° Breite bzw. 5 \times 8 km² vor. Die Temperaturen liegen in 1 K–Schritten vor. Nachdem bei der Auswahl der beiden Fallstudien (siehe Abschnitt 7.2 bzw. 7.3) auf zwei Radiosondenaufstiege (00/06 UTC) Bezug genommen wurde, bei denen die relevanten METEOSAT–Bilder in der Nacht bzw. am frühen Morgen aufgenommen wurden, konnten die ebenfalls vorhandenen Daten aus dem sichtbaren Kanal von METEOSAT (Wellenlängenbereich: 0.5 – 0.9 μ m) nicht verwendet werden.

Kapitel 3

Statistiken der relativen Feuchte über Eis

Zunächst werden die Häufigkeitsverteilungen für die relative Feuchte über Eis in den einzelnen Datensätzen untersucht. Dabei wird immer zwischen troposphärischen und stratosphärischen Daten unterschieden. Die jeweiligen Kriterien zur Identifikation der Tropopausenschicht bzw. zur Trennung der Daten in troposphärische und stratosphärische Daten, werden in den betreffenden Abschnitten zur Auswertung der Daten genauer beschrieben.

Bei der Betrachtung der Häufigkeitsverteilungen stellt man fest, dass die Verteilungen meist exponentielles Verhalten (in bestimmten Bereichen) aufweisen. Um dieses Verhalten zu erklären, wurde das stochastische Modell aus GIERENS et al.(1999) benutzt und noch etwas verfeinert. Diese Untersuchungen werden im Abschnitt 3.6 genauer beschrieben. Auf dieser Grundlage wurde in den Abschnitten 3.1, 3.2 und 3.3, falls es sinnvoll erschien, ein exponentielles Modell angepasst, d.h. Kurven vom Typ $f_X(x) = e^{a+b \cdot x}$, dies entspricht den in Abschnitt 3.6 hergeleiteten Verteilungen aus dem stochastischen Modell. Die Anpassung geschieht mit Hilfe einer linearen Regression für die logarithmischen Werte der Häufigkeiten. Die Werte für die “Steigung” b sowie den statistischen Unsicherheiten (immer $1\sigma_b$), werden im folgenden immer mit 100 multipliziert (siehe auch GIERENS et al., 1999), um eine bessere Lesbarkeit zu ermöglichen. Für diese Anpassungen wurde auch die Güte mit Hilfe des üblichen Pearson’schen Korrelationskoeffizienten r festgestellt.

3.1 Verteilungen aus den MLS–Daten

Zur Trennung dieser Daten in troposphärische und stratosphärische Daten wird der folgende Tropopausenalgorithmus benutzt (siehe dazu auch HOINKA, 1998 im Anhang):

Zu den MLS-Daten werden als begleitender Datensatz Profile von NCEP (früher NMC) angeboten. Diese liegen auf dem Standard–NCEP–Gitter (65x65 polar stereographisches Gitter, zentriert bei 80°W und 100°E) für die 18 Standarddruckschichten 1000, 850, 700,

Tabelle 3.1: Für die Bestimmung der Tropopausenhöhe verwendete Druckschichten der NCEP-Temperaturprofile.

Schicht	1	2	3	4	5	6	7
Druck	400	300	250	200	150	100	70

500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 10, 5, 2, 1 und 0.4 hPa vor. Dabei wird insbesondere die Temperatur mitgeliefert und diese Daten werden zur Bestimmung einer thermischen Tropopause benutzt. Dazu geht man folgendermaßen vor: Die Daten wurden für unseren speziellen Fall auf die Druckschichten in Tabelle 3.1 reduziert. In einer groben Zuordnung kann man die MLS-Schicht 215 hPa mit der NCEP-Schicht Nummer 4 identifizieren, die MLS-Schicht 147 hPa mit der NCEP-Schicht Nummer 5. Interessant für unsere Auswertung ist jeweils nur, ob die Tropopause oberhalb bzw. unterhalb der ausgewählten Schichten 4 bzw. 5 liegt, d.h. man versucht die Tropopause einer Druckschicht zuzuordnen. Dabei läuft folgender Algorithmus ab:

Es werden für $i = 1 \dots 7$ die vertikalen Temperaturgradienten anhand der Gleichung 3.1 bestimmt:

$$\frac{\partial T}{\partial z}(i) = \frac{T(i+1) - T(i)}{z(i+1) - z(i)} \quad (3.1)$$

Dabei werden die den Druckschichten i entsprechenden Höhen $z(i)$ aus der US-Standardatmosphäre (siehe z.B. www.digitaldutch.com/atmoscalc/) entnommen.

Der niedrigsten Schicht i , für die gilt $\frac{\partial T}{\partial z}(i) \geq \gamma$ und $\frac{\partial T}{\partial z}(i-1) < \gamma$ mit $\gamma = -2 \frac{K}{km}$, wird die Tropopause zugeordnet. Dieses Kriterium entspricht der Definition der WMO für die thermische Tropopause mit Hilfe des Temperaturgradienten (lapse-rate): Die Tropopause ist die unterste Grenze einer Schicht in der Atmosphäre in der der Temperaturgradient für mindestens 2 km kleiner als $2 \frac{K}{km}$ ist (siehe WMO, 1957).

Falls nun gilt $p_{MLS} > p(i)$ (mit $i =$ Tropopausenschicht) so werden die Messdaten der Troposphäre zugeordnet, falls $p_{MLS} < p(i)$ so werden die Messdaten der Stratosphäre zugeordnet. Im Falle einer Zuordnung $p_{MLS} = p(i)$ werden die Daten verworfen, da die vertikale Auflösung der Daten gering ist ($\sim 3 km$), dass dadurch die Daten nicht eindeutig Troposphäre oder Stratosphäre zugeordnet werden können. Im übrigen ist auch sonst bei "eindeutiger" Zuordnung möglich, dass insbesondere bei den stratosphärischen Daten ein größeres Luftvolumen aus der Troposphäre mitgerechnet wird. Dadurch können insbesondere der untersten Stratosphäre absolute Feuchten zugeschrieben werden, die wegen ihres troposphärischen Ursprungs deutlich zu hoch sind. Durch das Verwerfen der unsicheren Messungen wird jedoch dieses Risiko minimiert.

Bei diesem Kriterium für die thermische Tropopause tritt in dem Bereich südlich von $55^\circ S$ ein Problem auf: Speziell im polaren Winter lässt sich oft keine (eindeutige) Tropopause bestimmen. Zum einen liegt das daran, dass die Temperaturprofile vertikal nicht besonders gut aufgelöst sind, zum anderen liegt es daran, dass die thermische Tropopause im polaren Winter nicht eindeutig mit Hilfe des üblichen WMO-Kriteriums (WMO, 1957)

Tabelle 3.2: Aufteilung der MLS-Daten in geographische/dynamische Regionen.

Region	Druck 147 hPa: Breite (°)	Druck 215 hPa: Breite (°)
Troposphäre/extratr. NH	—	90°N–30°N
Troposphäre/Tropen	30°N–30°S	30°N–30°S
Troposphäre/extratr.SH	—	30°S–55°S
Stratosphäre/extratr.NH	90°N–30°N	90°N–30°N
Stratosphäre/extratr.SH	30°S–55°S	30°S–55°S
Antarktis	55°S–90°S	55°S–90°S

feststellbar ist bzw. nicht scharf genug ist (siehe dazu auch ZÄNGL UND HOINKA, 2001 sowie HOINKA, 1998). Daher wurden alle Daten südlich von 55°S, in eine eigene Klasse eingeordnet, nämlich in die “antarktische” Klasse. Es stellt sich später heraus, dass diese Unterteilung sinnvoll ist, da alle drei Klassen (troposphärische/stratosphärische/antarktische Daten) ihre eigenen Charakteristika besitzen. Zusätzlich werden die Daten noch nach ihrer Breitenlage in extratropische nord- und südhemisphärische (NH bzw. SH) Daten bzw. in tropische Daten aufgeteilt .

Damit hat man die in der Tabelle 3.2 beschriebene Verteilung der Daten. Um die Verteilungen sinnvoll betrachten zu können, werden alle Messungen der relativen Feuchte über Eis (RH_i) in 1% große Klassen eingeteilt. Damit sind die entstehenden Kurven hinreichend glatt, so dass Trends bzw. mögliche Modelle hinter den Verteilungen erkannt werden können.

Druckschicht 147 hPa:

Auf dieser Druckschicht hat man eine relativ deutliche Unterscheidung in troposphärische und stratosphärische Daten allein durch eine geographische Aufteilung: In den Extratropen liegt die Tropopause im klimatologischen Mittel (siehe HOINKA, 1998) deutlich tiefer als der Mittelpunkt dieser Schicht (zentriert bei ca. 147 hPa). Damit sind die meisten Daten in diesem Bereich der Stratosphäre zuzuordnen. Dagegen liegt die Tropopause im Bereich der Tropen (30°N bis 30°S) z.T. weit über der Schicht 147 hPa (tatsächlich schneidet die klimatologische Tropopause im zonalen Mittel bei ca. 30°N bzw. ca. 30°S die Druckschicht 150 hPa, siehe HOINKA, 1998, Fig. 10). Damit sind die meisten Daten in diesem geographischen Bereich der Troposphäre zuzuordnen.

Ergebnis:

1. Die troposphärischen Daten (d.h. die Daten in den Tropen) zeigen im Bereich 1 bis 20%RH_i einen starken Anstieg der allmählich verflacht; ab ca. 20% bis etwa 80%RH_i kann man eine fast uniforme Verteilung beobachten (dabei beachte man jedoch den logarithmischen Maßstab), die ab ca. 60% etwas abfällt. Ab ca. 80%RH_i kann man einen exponentiellen Abfall beobachten.
2. Die antarktischen Daten (südlich von 55°S) zeigen ab ca. 10% RH_i einen rein expo-

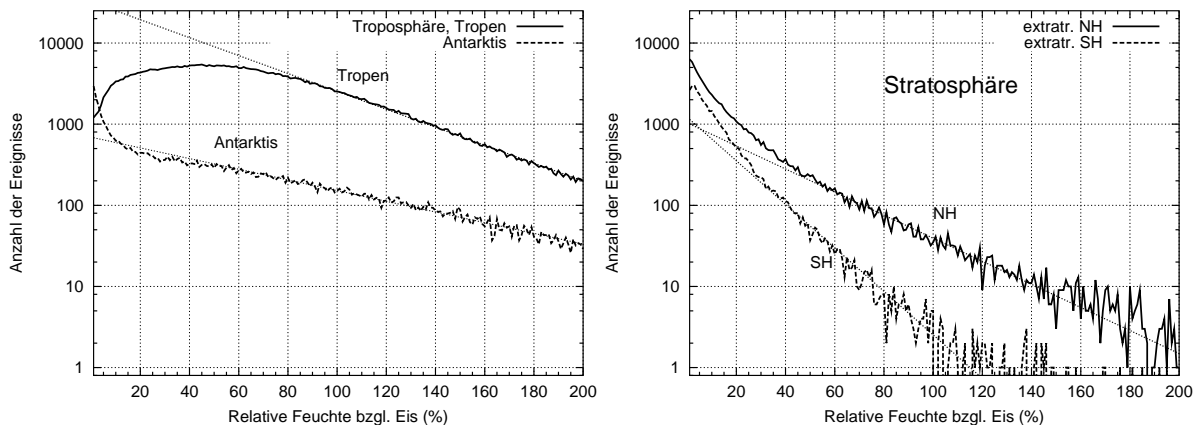


Abbildung 3.1: Häufigkeitsverteilungen der relativen Feuchte auf der Schicht 147 hPa; links: troposphärische tropische Daten sowie antarktische Daten, rechts: stratosphärische, extratropische Daten (NH und SH). Zusätzlich werden exponentielle Anpassungen an die Verteilungen gezeigt, die Werte der Steigungen sind in Tabelle 3.3 zusammengetragen.

nentiellen Abfall der relativen Häufigkeiten mit ansteigender relativer Feuchte.

- Die stratosphärischen Daten in extratropischer Nord- und Südhemisphäre zeigen im wesentlichen dasselbe Verhalten wie die antarktischen Daten: Zunächst fallen beide Kurven relativ steil ab und zwar etwa bis zu einem bestimmten Wert der relativen Feuchte ($RH_{i_{NH}} \approx 40\%$, $RH_{i_{SH}} \approx 30\%$). Ab diesem Wert fällt die relative Häufigkeit wieder exponentiell ab, d.h. in diesem Bereich können die Verteilungen wieder durch eine exponentielle Verteilungen angepasst werden. Hierbei ist bemerkenswert, dass sich die Steigungen von nord- und südhemisphärischen Daten deutlich unterscheiden.

Alle Steigungen für die angepassten Exponentialverteilungen sind in Tabelle 3.3 gesammelt. Für alle oben beschriebenen Daten ist die Anpassung mit Hilfe dieses exponentiellen Modells sehr gut möglich; die linearen Korrelationskoeffizienten liegen für alle Anpassungen im Bereich $-0.999 \leq r \leq -0.982$, d.h. die Güte der Anpassung ist recht hoch.

Eine Interpretation dieser Ergebnisse (zusammen mit den Ergebnissen der nächsten Druckschicht) folgt in Abschnitt 3.4 .

Tabelle 3.3: Steigungen und Standardabweichungen für die exponentiellen Anpassungen in Abbildung 3.1 auf der Druckschicht 147 hPa für die Verteilungen der verschiedenen Regionen.

Region	Bereich (%RH _i)	$b \times 100$	$\sigma_b \times 100$
Troposphäre/Tropen	80 – 200	–2.54	0.03
Stratosphäre/extratrop. NH	50 – 150	–3.27	0.08
Stratosphäre/extratrop. SH	30 – 110	–6.18	0.14
Antarktis	50 – 200	–1.52	0.02

Bemerkung:

Aufgrund der Lage der klimatologischen Tropopause (HOINKA, 1998, Fig. 10) ist es unter Umständen nicht nötig, die Separierung der Daten in stratosphärische und troposphärische Anteile durch die etwas aufwendige Berechnung einer thermischen Tropopause aus den NCEP-Daten durchzuführen. Es ist hier auch möglich, die Messungen “geographisch” zu trennen, d.h. die Daten werden anhand ihrer geographischen Lage der Troposphäre bzw. Stratosphäre zugeordnet. Wenn man nun dieselbe Auswertung durchführt, stellt man keine qualitativen Änderungen in der Struktur der Verteilungen und nur winzige quantitative Änderungen in den Steigungen der angepassten Exponentialverteilungen fest.

Druckschicht 215 hPa:

Auf dieser Druckschicht gibt es keine klare Trennung in Troposphäre bzw. Stratosphäre nur anhand der geographischen Lage. Tatsächlich schwankt der Tropopausendruck insbesondere in den Extratropen so stark, dass die Daten auf der betrachteten Druckschicht sowohl troposphärischen als auch stratosphärischen Charakter haben können. In dem Kapitel 5 wird man bei der Auswertung von Radiosondendaten über Lindenberg (mittlere nördliche Breiten) feststellen, dass z.B. in diesem Bereich der Tropopausendruck zwischen ca. 480 und 170 hPa innerhalb weniger Monate variieren kann. Daher ist es unbedingt erforderlich, zur Trennung der Daten in Troposphäre und Stratosphäre ein Tropopausenkriterium wie das eingangs beschriebene zu benutzen. Allerdings kann man, wie schon oben bemerkt, auch mit diesem Kriterium nicht garantieren, dass für einzelne Messungen ausschließlich troposphärische oder stratosphärische Luftmassen gemessen werden. Dies ist aufgrund der geringen vertikalen Auflösung der Satellitenmessungen (Schichtdicke ca. 3 km) nur selten der Fall. Damit kann insbesondere bei den als stratosphärisch klassifizierten Luftmassen durchaus ein nicht unbeträchtliches Luft-Volumen aus der Troposphäre in die Messung gelangen und diese mitbeeinflussen. Es wurde versucht, aufgrund des gewählten Tropopausenkriteriums, bei dem viele Daten, die nicht eindeutig zugeordnet werden können, entfernt werden, diese Problematik soweit es ging zu entschärfen. Leider können dennoch in einem Teil der Messungen diese Probleme auftauchen. Mit Hilfe dieser Trennung in troposphärische und stratosphärische Daten erhält man die in Abbildung 3.2 dargestellten Verteilungen:

Ergebnis:

1. Die troposphärischen Daten in den Tropen sind rein statistisch gesehen die dominierenden für den troposphärischen Bereich, da durch die regelmäßigen Giermanöver (s.o.) hauptsächlich dieser Bereich abgescannt wird. Sie zeigen ein (wie wir später im Vergleich mit den anderen Datensätzen sehen werden) für die troposphärischen Daten charakteristisches Verhalten:

Zunächst steigt die relative Häufigkeit im Bereich 1 bis 20%RH_i deutlich an, zwischen 20 und ca. 90%RH_i fällt die relative Häufigkeit exponentiell ab. Nahe der Sättigung (bei ca. 90 bis 100%RH_i) ändert die Kurve deutlich ihre Steigung und fällt nach einem kurzen Übergangsbereich (“Knick”) wieder exponentiell ab, allerdings mit signifikant anderer Steigung

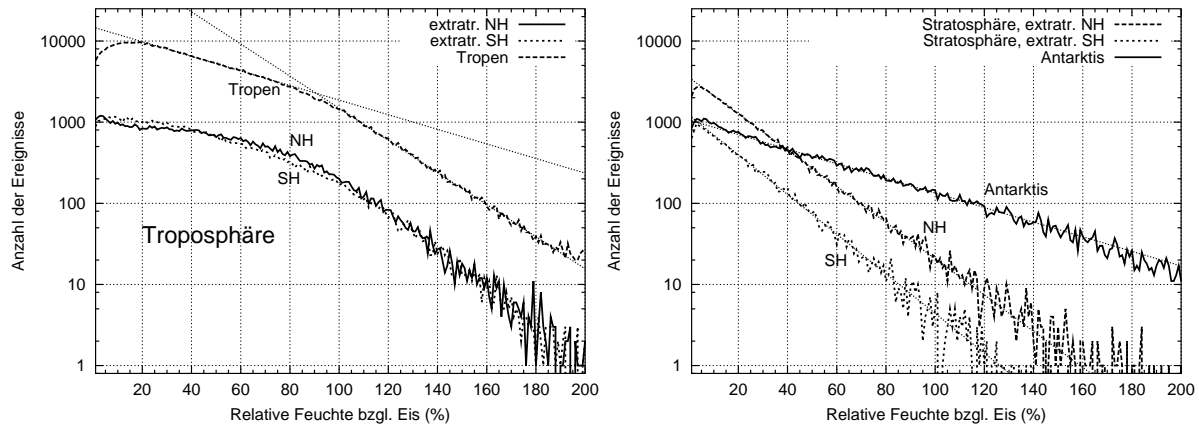


Abbildung 3.2: Häufigkeitsverteilungen der relativen Feuchte auf der Schicht 215 hPa. Links: troposphärische Daten (extratropische Nord- und Südhemisphäre sowie Tropen), rechts: stratosphärische Daten (extratropische Nord- und Südhemisphäre) sowie antarktische Daten. Zusätzlich werden exponentielle Anpassungen an die Verteilungen gezeigt, die Werte der Steigungen sind in Tabelle 3.4 zusammengetragen.

2. Die Verteilungen der troposphärischen Daten von extratropischer Nord- und Südhemisphäre sind sehr ähnlich und unterscheiden sich qualitativ wenig von der Verteilung der tropischen Daten: Zunächst nehmen die relativen Häufigkeiten in einem Bereich 1 bis 100%RH_i langsam ab. Hier kann man insbesondere im Bereich 20 bis 80%RH_i einen exponentiellen Abfall vermuten. Nahe der Sättigung ist auch für die betrachteten Daten wie schon auch bei den tropischen Daten eine deutliche Änderung zu konstatieren: Ab ca. 100%RH_i fällt die relative Häufigkeit mit wachsender Feuchte deutlich steiler ab, hier ist wieder wesentlich deutlicher ein exponentieller Zusammenhang zu sehen. Mit Hilfe der üblichen Anpassungen erhält man für beide Datensätze sehr ähnliche Steigungen.
3. Die antarktischen Daten sowie die stratosphärischen Daten von extratropischer Nord- und Südhemisphäre zeigen im Bereich 1 bis 200%RH_i (bzw. extratr. NH: 1 bis 160%RH_i, extratr. SH: 1 bis 120%RH_i) ein rein exponentielles Verhalten bezüglich der relativen Häufigkeit. Dabei treten in den stratosphärischen Daten, die sowieso schon relativ selten auftreten, in äußerst wenigen Fällen wirklich hohe Übersättigungen auf, so dass es keinen Sinn hat, die Verteilungen außerhalb den oben genannten Bereichen zu betrachten (statistisches Rauschen). Die Steigungen der Verteilungen beider stratosphärischer Datengruppen sind sehr ähnlich. Allerdings unterscheidet sich die Verteilung der antarktischen Daten deutlich in der Steigung von den stratosphärischen Daten.

Alle hier betrachteten Steigungen der angepassten Exponentialverteilungen sind in Tabelle 3.4 zusammengestellt. Die Regressionskoeffizienten bei der Anpassung liegen für alle Verteilungen im Bereich $-0.998 \leq r \leq -0.956$, damit ist auch hier die Güte der Anpassung wieder sehr hoch.

Tabelle 3.4: Steigungen für die exponentiellen Anpassungen der Verteilungen der verschiedenen Regionen in Abbildung 3.2 auf der Druckschicht 215 hPa.

Region	Bereich (%RH _i)	$b \times 100$	$\sigma_b \times 100$
Troposphäre/extratr. NH	20 – 80	–1.25	0.07
	100 – 150	–5.28	0.14
Troposphäre/Tropen	20 – 80	–2.07	0.06
	100 – 150	–4.56	0.10
Troposphäre/extratr. SH	20 – 80	–1.99	0.07
	100 – 150	–4.85	0.12
Stratosphäre/extratr. NH	10 – 90	–5.14	0.08
Stratosphäre/extratr. SH	10 – 90	–5.63	0.10
Antarktis	20 – 150	–2.07	0.03

Die Ergebnisse werden in Abschnitt 3.4 zusammen mit den anderen genauer diskutiert.

Bemerkung:

In der ursprünglichen Veröffentlichung SPICHTINGER et al.(2002) wurde ein etwas schwächeres Tropopausenkriterium zur Trennung der Daten benutzt: Es wurde dabei die thermische Tropopause der Druckschicht in den NCEP–Profilen zugeordnet, bei der das Minimum auftrat. Dadurch kann unter Umständen die Tropopause etwas zu hoch angesetzt werden (vor allem in den mittleren und höheren Breiten). Dadurch werden der Stratosphäre etwas weniger Messungen zugeordnet als mit dem hier verwendeten Tropopausenkriterium. Qualitativ ändert sich an der Struktur der Verteilungen nichts, nur in der Stratosphäre werden die Verteilungen etwas steiler; in der Troposphäre ändert sich gar nichts.

3.2 Verteilungen aus den MOZAIC–Daten

Zur Trennung der Daten in troposphärische und stratosphärische Daten wird der folgende Tropopausenalgorithmus benutzt (siehe auch GIERENS et al., 1997, 1999): Für die MOZAIC–Daten liegt neben der relativen Feuchte und diversen anderen Größen auch das Ozonmischungsverhältnis vor. Dieser Wert wird nun benutzt, um die Daten in troposphärische und stratosphärische Anteile zu separieren. Dabei wird genauso, wie in GIERENS et al.(1999) vorgegangen:

Die Tropopause wird mit einem Ozonmischungsverhältnis von $m_{\text{O}_3} = 130$ ppbv identifiziert (BETHAN et al., 1996; DUHNKE et al., 1998), daher werden Datenpunkten, bei denen für das Ozonmischungsverhältnis gilt: $m_{\text{O}_3} < 130$ ppbv als troposphärische Daten klassifiziert, Daten, bei denen $m_{\text{O}_3} > 130$ ppbv vorliegt, als stratosphärische Daten klassifiziert. Wie schon in DUHNKE et al.(1998) ausgeführt, ist der Wert von $m_{\text{O}_3} = 130$ ppbv charakteristisch für die mittlere Konzentration an der Tropopause; tatsächlich ist jedoch die Standardabweichung des Ozonmischungsverhältnisses an der thermischen Tropopause mit

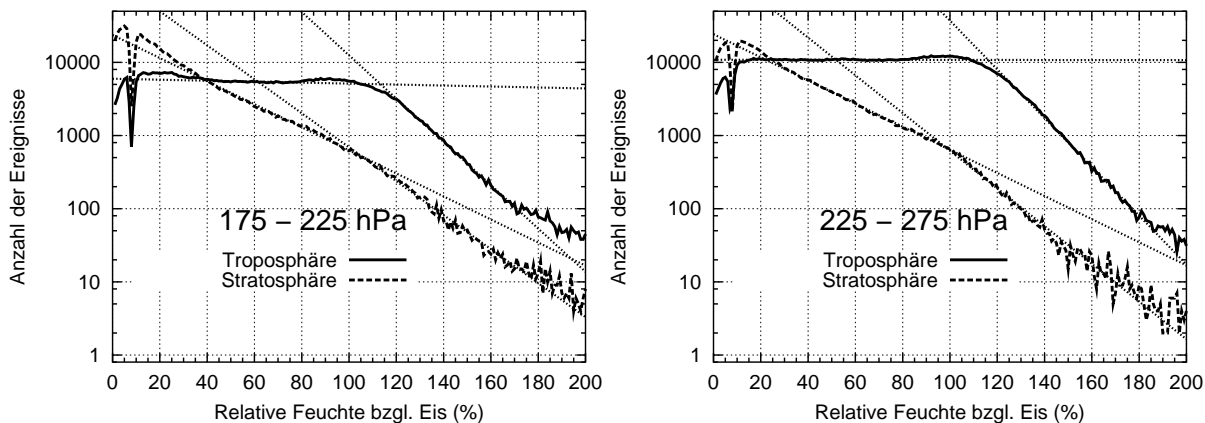


Abbildung 3.3: Häufigkeitsverteilungen der relative Feuchte auf den Schichten 175 bis 225 hPa (linkes Bild) bzw. 225 bis 275 hPa (rechtes Bild) für die gesamten troposphärischen bzw. stratosphärischen Daten. Zusätzlich werden exponentielle Anpassungen an die Verteilungen gezeigt, die Steigungen dazu sind in der Tabelle 3.5 zusammengetragen.

$\sigma_{m_{O_3}} \approx 80$ ppbv relativ groß. Im allgemeinen liefert jedoch dieses Kriterium eine sehr gute und sinnvolle Unterscheidung in troposphärische bzw. stratosphärische Daten; dabei liegt insbesondere im klimatologischen Mittel die Ozonopause nahe der thermischen Tropopause (siehe BETHAN et al., 1996). Außerdem ist z.B. in den polaren Gebieten, in denen die thermische Tropopause z.T. schlecht bestimmt werden kann (siehe z.B. ZÄNGL UND HOINKA, 2001 oder HOINKA, 1998), die Ozonopause wesentlich besser zur Charakterisierung der Tropopause geeignet.

Zusätzlich werden die Daten wieder in verschiedene geographische Bereiche aufgeteilt. Dabei werden die Daten im Bereich 90 bis $30^\circ N$ als extratropische nordhemisphärische Daten bezeichnet (oder kurz extratr. NH), im Bereich $30^\circ N$ bis $30^\circ S$ als tropische Daten (oder kurz Tropen). Diese Sprachregelung wird auch für die späteren Untersuchungen benutzt.

Bei den hier präsentierten Untersuchungen handelt es sich, wie schon früher bemerkt, um eine Erweiterung der Ergebnisse von GIERENS et al. (1999) auf den Zeitraum 1995 bis 1999, daher wird dieser Abschnitt etwas knapper ausfallen. Zunächst sollen die Verteilungen

Tabelle 3.5: Steigungen für die exponentiellen Anpassungen in Abbildung 3.3 auf den Druckschichten 175–225 bzw. 225–275 hPa für die einzelnen Anpassungsbereiche (angegeben in %RH_i)

Schicht (hPa)	Troposphäre			Stratosphäre		
	Bereich	$b \times 100$	$\sigma_b \times 100$	Bereich	$b \times 100$	$\sigma_b \times 100$
175–225	40 – 80	–0.15	0.14	30 – 100	–3.63	0.07
175–225	120 – 160	–6.82	0.17	100 – 180	–5.35	0.09
225–275	30 – 80	–0.01	0.09	30 – 100	–3.64	0.07
225–275	120 – 180	–7.67	0.10	100 – 180	–5.93	0.10

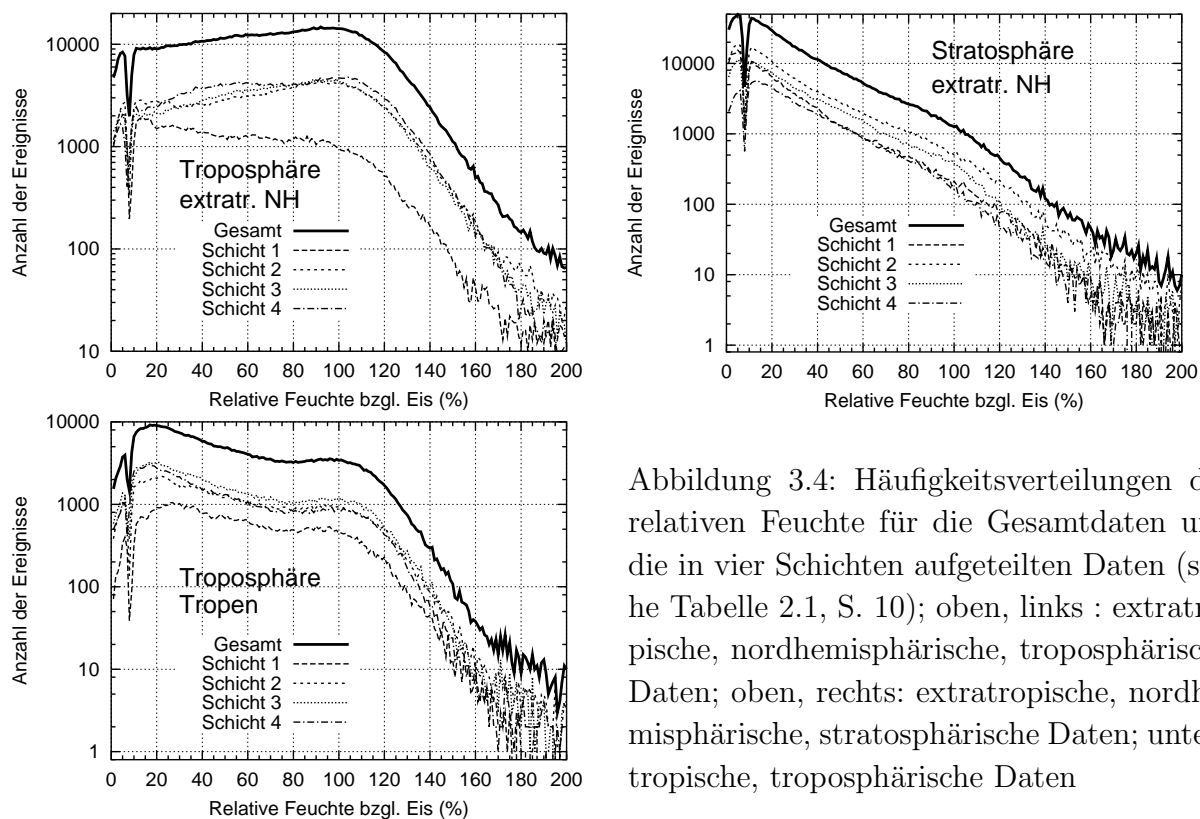


Abbildung 3.4: Häufigkeitsverteilungen der relativen Feuchte für die Gesamtdaten und die in vier Schichten aufgeteilten Daten (siehe Tabelle 2.1, S. 10); oben, links : extratropische, nordhemisphärische, troposphärische Daten; oben, rechts: extratropische, nordhemisphärische, stratosphärische Daten; unten: tropische, troposphärische Daten

der relativen Häufigkeit aus den MOZAIC-Daten in der Form präsentiert werden, in der schon in der früheren Arbeit von GIERENS et al.(1999) die Verteilungen aller Daten gezeigt wurden.

In Abbildung 3.3 werden nun zunächst Verteilungen für die Aufteilung der Daten in die Bereiche 175 bis 225 hPa und 225 bis 275 hPa gezeigt. Dabei sind die Steigungen der zusätzlich gezeigten angepassten Exponentialverteilungen in der Tabelle 3.5 zusammengestellt. Dieselben Anpassungen kann man im Prinzip auch für die in die vier Schichten (siehe Tabelle 2.1, S. 10 bzw. Abbildung 2.1) aufgeteilten Daten durchführen. Um die Zahl der Bilder etwas zu beschränken, seien in Abbildung 3.4 nur die Verteilungen aller vier Schichten für einen Bereich gezeigt, die Steigungen der jeweiligen angepassten Exponentialverteilungen werden weiter unten in der Tabelle 3.6 zusammengetragen.

Ergebnisse:

1. Die troposphärischen Daten zeigen alle im wesentlichen dieselbe Charakteristik. Der Bereich 1 bis 20% ist relativ schwankend in der Häufigkeit; allerdings sind auch die Daten in diesem Bereich mit einem größerem Fehler als sonst behaftet. Im Bereich von 20% bis etwa zur Sättigung zeigen die Häufigkeitsverteilungen einen fast uniformen Verlauf für die Schichten 175 bis 225 hPa bzw. 225 bis 275 hPa (Gesamtdaten). Bei der Unterteilung der Daten in geographische Bereiche (siehe auch Abbildung 3.4) zeigt sich jedoch, dass sowohl die extratropischen wie auch die tropischen Daten auf allen betrachteten Schichten einen exponentiellen Verlauf in diesem Bereich zeigen.

Dabei ist bemerkenswert, dass in der extratropischen Nordhemisphäre auf den Schichten 2 bis 4 ein geringer Anstieg festzustellen ist. Für die übrigen Daten auf Schicht 1 jedoch sieht man einen sanften exponentiellen Abfall (Die Steigungen sind unten in der Tabelle 3.6 zusammengefasst). Nahe der Sättigung ist insbesondere in den tropischen Daten sowie (natürlicherweise) in den Gesamtdaten eine Art Hügel oder Erhebung zu sehen (etwa im Bereich 80 bis 120%RH_i). Dieser Effekt ist dagegen in den nordhemisphärischen Daten kaum zu sehen (vielleicht am ehesten auf der Schicht 4). Diese Erhebung wird im Abschnitt 3.6 genauer untersucht und interpretiert; es soll aber hier schon erwähnt werden, dass der “Hügel” mit hoher Wahrscheinlichkeit durch wolkenbehaftete Messungen erzeugt wird, die nicht durch das Cloud Clearing entfernt werden konnten.

Charakteristisch für alle troposphärischen Daten ist jedoch die starke Änderung der Verteilung im Bereich der Sättigung (“Knick”). Die Verteilungen biegen deutlich nach “unten” ab und setzen sich sehr gut erkennbar in exponentieller Gestalt fort. Dabei sind die Steigungen der exponentiellen Verteilungen (z.B. der an die Verteilungen angepassten Exponentialverteilungen) vor und nach dem Knick (d.h. in den Bereichen 20 bis 80 sowie 120 bis 160%) signifikant unterschiedlich. Ab etwa 160 bis 180% werden die Daten zunehmend verrauschter und man beobachtet ein leichtes “Aufbiegen” der Verteilungen, d.h. die Verteilungen weichen leicht von den “theoretischen” (siehe Abschnitt 3.6) Exponentialverteilungen ab und fallen weniger steil ab. Auch dieser Effekt ist durch Wolkeneinfluß erklärbar, siehe dazu die Interpretationen in Abschnitt 3.4.

2. Die stratosphärischen Daten zeigen ein wesentlich einfacheres Verhalten als die

Tabelle 3.6: Steigungen für die exponentiellen Anpassungen in Abbildung 3.4 für die in vier Schichten gesplitteten MOZAIC-Daten sowie die Gesamtdaten. Die Lage der Schichten ist in Tabelle 2.1, S. 10 wiedergegeben. Die Anpassungsbereiche sind in %RH_i angegeben, b und σ sind wie üblich mit 100 multipliziert.

Schicht	Troposph./extratr. NH			Stratosph./extratr. NH			Troposph./Tropen		
	Bereich	b	σ_b	Bereich	b	σ_b	Bereich	b	σ_b
Gesamt	20–80	0.61	0.07	30–100	–3.63	0.06	20–80	–1.85	0.08
Gesamt	120–160	–7.00	0.15	100–180	–5.64	0.08	120–160	–9.57	0.21
1	20–80	–0.58	0.09	30–100	–3.97	0.08	40–80	–1.35	0.18
1	120–160	–6.50	0.23	100–160	–5.79	0.17	120–160	–8.64	0.30
2	30–80	0.90	0.11	30–100	–3.38	0.07	30–80	–1.50	0.12
2	120–160	–6.63	0.18	100–160	–5.62	0.13	120–160	–9.03	0.26
3	30–80	0.98	0.10	30–100	–3.60	0.07	20–80	–1.95	0.09
3	120–160	–7.13	0.18	100–160	–6.50	0.15	120–160	–9.86	0.26
4	30–80	0.34	0.10	30–100	–3.89	0.08	20–80	–2.17	0.09
4	120–160	–7.33	0.18	100–180	–5.58	0.14	120–160	–10.28	0.28

troposphärischen Messungen. Es wurden hier nur die extratropischen nordhemisphärischen Daten hierzu ausgewertet, da die berücksichtigten Fluglevel nicht oberhalb des Druckniveaus 150 hPa liegen; damit liegt die (klimatologische) Tropopause in den tropischen Breiten (30°N bis 30°S) praktisch immer oberhalb der Messungen.

Mit Ausnahme der Bereiche 1 bis 20%RH_i zeigen die Verteilungen für fast den restlichen Bereich 20 bis 160/180%RH_i einen exponentiellen Abfall der relativen Häufigkeit mit steigender relativer Feuchte mit fast durchgängig derselben Steigung. Nur im Bereich der Sättigung (80 bis 120%RH_i) ist ein leichter “Knick” auszumachen. In diesem Bereich ändert sich die Steigung der Verteilungen – zwar nicht so dramatisch wie in den troposphärischen Messungen, aber dennoch signifikant. Bei früheren Auswertungen von GIERENS et al.(1999) waren die Verteilungen der stratosphärischen Daten (1995 bis 1997) noch durch eine Exponentialverteilung anpassbar; dies ist bei diesen Verteilungen nun nicht mehr möglich.

Ab ca. 160% zeigen die Verteilungen ein ähnliches Verhalten wie die troposphärischen Verteilungen, sie werden nämlich etwas “aufgebogen” und fallen weniger steil ab. Dies wird in Abschnitt 3.4 noch genauer interpretiert.

In der Tabelle 3.6 werden nun noch einmal alle Steigungen der angepassten Exponentialverteilungen für die jeweiligen Bereiche zusammengefasst.

3.3 Verteilungen aus korrigierten Radiosondendaten

Für diesen Datensatz ist die Unterscheidung der Daten in troposphärische bzw. stratosphärische Daten besonders leicht: Zusammen mit den Daten wurde die (aufgrund des üblichen WMO-Kriteriums für die Tropopause anhand des Temperaturgradienten, siehe z.B. WMO, 1957) thermische Tropopause vom DWD mitgeliefert. Damit kann man nun besonders leicht die Daten in troposphärische und stratosphärische Messungen separieren.

Es wurden aus den 1563 Radiosondenaufstiegen alle Daten im Bereich 100 bis 600 hPa ausgewählt. Die Daten werden nun wieder bezüglich der Häufigkeit von relativer Feuchte über Eis ausgewertet. Zur besseren Darstellung bzw. zum besseren Vergleich mit den Daten von MLS bzw. MOZAIC (Abschnitte 3.1, 3.2) wurden folgenden Aufteilungen in Schichten durchgeführt:

Die Daten wurden zum einen auf 8 verschiedene Schichten aufgeteilt, jede 50 hPa dick und zentriert bei 500 bis 150 hPa (d.h. 525 bis 475 hPa, . . . , 175 bis 125 hPa); insbesondere

Tabelle 3.7: Ungefähre Ausdehnung der Druckschichten von MLS zum besseren Vergleich mit den korrigierten Radiosondendaten.

Zentrum (hPa)	147	215
Grenzen (hPa)	$100 \leq p \leq 180$	$180 \leq p \leq 260$

die Schichten 275 bis 225 hPa und 225 bis 175 hPa kann man natürlich mit den entsprechenden MOZAIC-Daten vergleichen. Zum anderen wurden die Daten in zwei Schichten aufgeteilt, die in etwa den MLS-Schichten entsprechen: Dazu wurde mit Hilfe der US-Standardatmosphäre die Dicke einer ca. 3 km dicken Druckschicht, zentriert bei 147 bzw. 215 hPa abgeschätzt. Damit ergeben sich die in der Tabelle 3.7 angegebenen Grenzen.

Außerdem werden die Daten auch für zwei dickere Schichten im Druckbereich $125 \leq p \leq 325$ hPa sowie $325 \leq p \leq 525$ hPa und natürlich für den Gesamtbereich (100 bis 600 hPa) ausgewertet. Die Ergebnisse sind teilweise in der Abbildung 3.5 zusammengetragen; dabei werden die Verteilungen für die Schichten 125 bis 325, 325 bis 525 und 100 bis 600 sowie der mit MLS-Daten zu vergleichenden Schicht "215" gezeigt; bei allen Bildern sind Anpassungen durch Exponentialverteilungen eingezeichnet. Die Steigungen der angepassten Exponentialverteilungen werden in Tabelle 3.8 zusammengetragen.

Ergebnisse:

1. Die troposphärischen Daten zeigen auf fast allen Schichten in etwa dieselbe Charakteristik. Die Verteilungen folgen im Bereich von etwa 20%RH_i bis ca. 80 bis 90%RH_i im wesentlichen einer Exponentialverteilung. Dabei variieren die Steigungen mit der Höhe. In den oberen Schichten (200 und 250 hPa) scheinen die Häufigkeiten mit

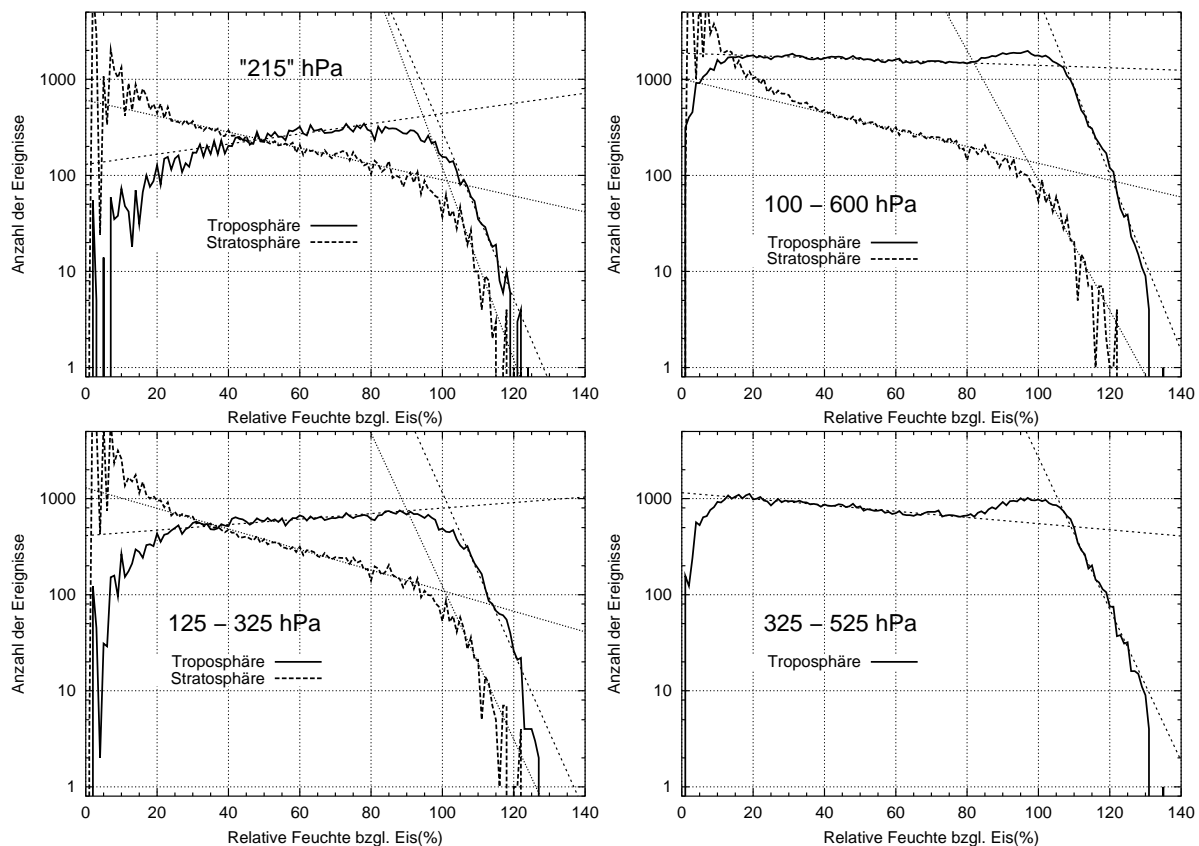


Abbildung 3.5: Häufigkeitsverteilungen der relativen Feuchte aus den korrigierten Radiosondendaten. Zusätzlich werden exponentielle Anpassungen gezeigt; oben, links: "215" hPa rechts: 100–600 hPa; unten, links: 125–325 hPa, rechts: 325–525 hPa

Tabelle 3.8: Steigungen für die exponentielle Anpassungen in Abbildung 3.5 auf den verschiedenen Druckschichten. Die Anpassungsbereiche sind wieder jeweils in %RHi angegeben.

Schicht (hPa)	Troposphäre			Stratosphäre		
	Bereich	b ($\times 100$)	σ_b ($\times 100$)	Bereich	b ($\times 100$)	σ_b ($\times 100$)
125–325	20–80	0.66	0.10	20–80	–2.47	0.11
125–325	105–130	–19.13	0.75	105–130	–18.3	1.62
325–525	20–80	–0.74	0.10	–	–	–
325–525	105–130	–18.17	0.51	–	–	–
100–600	20–80	–0.29	0.09	40–80	–2.02	0.20
100–600	100–130	–21.08	0.73	100–120	–15.56	1.11
“147”	–	–	–	20–100	–3.94	0.09
“215”	30–80	1.22	0.15	20–80	–1.91	0.12
“215”	105–125	–19.96	1.32	105–125	–22.97	2.26

ansteigender relativer Feuchte leicht zu steigen, ab ca. 300 hPa und bei höherem Druck scheinen die Verteilungen eher abzufallen. Dabei bildet sich bei den tieferen Schichten nahe der Sättigung eine kleine Kuppel aus, analog zu der Erhebung in den MOZAIC-Daten (siehe Abschnitt 3.2). Diese Erhebung ist wahrscheinlich ein Anzeichen für wolkenbehaftete Messungen und wird weiter unten sowie im Abschnitt 3.6 genauer untersucht und interpretiert. In Bereich der Sättigung jedoch ändert jede der betrachteten Verteilungen drastisch ihr Verhalten (“Knick”) und fällt anschließend näherungsweise exponentiell mit relativ großer Steigung. Diese Steigungen für die einzelnen Bereiche, die durch Anpassung von Exponentialverteilungen ermittelt wurden, sind in der Tabelle 3.8 zusammengestellt. Dabei sollte man den Bereich von 0 bis 20%RHi nicht weiter berücksichtigen, da in diesem Bereich die Unsicherheiten relativ groß sind.

- Die stratosphärischen Daten zeigen ebenfalls auf allen Schichten in etwa dasselbe Verhalten. Dabei fallen nach einem Anfangsbereich (0 bis 20%RHi), der sinnvollerweise nicht weiter berücksichtigt wird, die Verteilungen bis etwa 80%RHi exponentiell ab. Dann nimmt langsam die Steigung zu (ein “sanfter Knick”) und die Kurve fällt anschließend sehr stark ab. Die stratosphärischen Daten sind im Vergleich zu den troposphärischen Daten seltener, so dass insbesondere im übersättigtem Bereich extrem wenig Ereignisse gefunden wurden. Nach dem Knick fallen die Verteilungen wieder exponentiell ab. Bei den einzelnen, nur 50 hPa dicken Schichten ist die Datenbasis für die stratosphärischen Daten zu gering, um eine klare Aussage auch über die Variation der Verteilungen mit der Höhe treffen zu können. Alle Steigungen, die durch Anpassung von Exponentialverteilungen an die in Abbildung 3.5 gezeigten Daten ermittelt wurden, sind ebenfalls in der Tabelle 3.8 zusammengestellt.

Die Ergebnisse werden in Abschnitt 3.4 noch genauer interpretiert.

3.4 Diskussion der Ergebnisse

In diesem Abschnitt sollen die einzelnen Ergebnisse für die verschiedenen Datensätze diskutiert werden und die möglichen Einflüsse von Messfehlern, Wolken und ähnlichem analysiert werden.

Zunächst werden die Ergebnisse aus den MLS-Daten dargelegt, danach die aus MOZAIC- und Radiosonden-Daten.

1. MLS-Verteilungen:

Man kann unterschiedliche Charakteristiken für verschiedene dynamische Bereiche feststellen: In der Troposphäre auf der Schicht 215 hPa sieht man für alle drei geographischen Regionen (extratr. NH, Tropen, extratr. SH) dieselbe Charakteristik mit einem exponentiellen Abfall der Wahrscheinlichkeit mit der Feuchte bis etwa zur Sättigung, dann eine Übergangszone (“Knick”) und dann wieder einen exponentiellen Abfall. Dagegen ist für die stratosphärischen und die antarktischen Daten beider Schichten (147 und 215 hPa) ein rein exponentieller Abfall der Wahrscheinlichkeit mit der Feuchte charakteristisch. Einen “Zustand” zwischen diesen beiden typischen Verteilungen nehmen die tropischen troposphärischen Daten auf der Schicht 147 hPa ein; hier ist im Bereich 20 bis 80% keine “troposphärische” Charakteristik wie in der tieferen Schicht zu sehen, erst ab ca. 80% fällt die Wahrscheinlichkeit exponentiell ab.

Gründe für diese verschiedenen Charakteristiken kann man mit Hilfe des in Abschnitt 3.6 (quantitativ) genauer beschriebenen Prozessmodells versuchen zu finden. In diesem Modell werden alle möglichen physikalischen Prozesse, die Wassermoleküle in der Dampfphase dem System zu- bzw. abführen können, zusammengenommen und über stochastische Prozesse parametrisiert. Dadurch kommt eine exponentielle Verteilung zustande (mehr dazu in Abschnitt 3.6). Es gibt damit die Möglichkeit, dass entweder in den verschiedenen dynamischen (und vielleicht auch geographischen) Regionen unterschiedliche Prozesse wirken, oder aber dass diese unterschiedlich stark ausgeprägt sind.

Leider gibt es keine Möglichkeit aus den Verteilungen bzw. aus den Steigungen der angepassten Exponentialfunktionen Rückschlüsse auf die in den jeweiligen Bereichen wirkenden physikalischen Prozesse zu schließen. Allerdings kann man anhand der unterschiedlichen Steigungen in den verschiedenen dynamischen Regionen Plausibilitätsklärungen für die wirkenden Prozesse anführen. Besonders deutlich ist hier der Unterschied zwischen den stratosphärischen und den troposphärischen Messungen. Der entscheidende Punkt ist hierbei der Knick nahe der Sättigung in den troposphärischen Daten, der in den stratosphärischen Daten komplett fehlt (vergleiche dazu die Abbildung 3.2). Dabei kann man die deutliche Änderung in der Verteilung bei der Sättigung auf den Einfluss von Nukleation bzw. Wolkenbildungsprozesse zurückführen. Dabei ist allerdings nicht die auch jetzt noch weit verbreitete Ansicht gemeint, dass sich Eiswolken genauso wie Wasserwolken bei 100%RH bilden.

Wolken können vielmehr nur bei $RHi \geq 100\%$ längere Zeit existieren, bei $RHi < 100\%$ lösen sie sich auf. Damit gibt es für $RHi \geq 100\%$ Wolkenprozesse, unterhalb aber nicht.

Dadurch könnte das Abknicken in den Verteilungen zustande kommen. In den stratosphärischen Bereichen bilden sich (mit Ausnahme der wesentlich höher liegenden polaren stratosphärischen Wolken, PSCs) aufgrund der relativ niedrigen spezifischen Feuchten und der trotz tiefer Temperaturen relativ seltenen hohen relativen Feuchten fast keine Wolken. Dies kann das Fehlen eines Knicks nahe der Sättigung erklären. Außerdem sind wahrscheinlich in der Stratosphäre andere Prozesse (wie zum Beispiel Strahlungskühlung) für die Bildung von Übersättigungen verantwortlich als in der Troposphäre, in der die turbulente Durchmischung wesentlich stärker ist. Ähnliches kann man auch in der Antarktisregion vermuten, hier sind wahrscheinlich zur Bildung der Übersättigungen eher Prozesse wirksam wie auch in der Stratosphäre.

Die troposphärischen tropischen Daten auf der Schicht 147 hPa scheinen dagegen einen eher stratosphärischen Charakter zu besitzen, denn der charakteristische Knick fehlt, dafür kann man einen exponentiellen Abfall von ca. 80%RH_i über die Sättigung bis weit in hohe Feuchten beobachten. Die Interpretation dabei ist, dass bei Messungen in dieser Schicht große Luftvolumina der tropischen Tropopausenschicht (tropical tropopause layer, TTL, im Bereich 150 bis 50 hPa, siehe z.B. SHERWOOD UND DESSLER, 2000) gemessen werden, die einen eher stratosphärischen (bzw. substratosphärischen) Charakter besitzen. Auf die unterschiedlichen Eigenschaften in den verschiedenen dynamischen Regionen wird im Rahmen der Untersuchung der Eigenschaften von ISSRs im Kapitel 6 weiter eingegangen.

Allerdings bleibt bei allen Verteilungen die Frage, warum bei den hohen Feuchten die Verteilungen einer Exponentialverteilungen weit über 150 bis 170% hinaus folgen, obwohl ungefähr in diesem Bereich die homogene Nukleation einsetzen und dadurch ein Abknicken der Verteilungen erwartet werden müsste (siehe HAAG et al., 2003). Dies führt uns zu einer detaillierten Fehlerbetrachtung:

Mögliche Fehlerquellen und deren Einflüsse:

Hier sollen nun die möglichen Fehler und ihre Auswirkungen auf die Messungen aus den MLS-Daten genauer unter die Lupe genommen werden:

1. Fehler im Retrieval

Zunächst muss die Frage diskutiert werden, ob exponentielle Verteilungen durch Instrumenten- und/oder Retrievalfehler entstehen können, wenn die Häufigkeitsverteilungen der relativen Feuchte von ganz anderer Natur wäre. Gegen diese Möglichkeit spricht folgendes:

Die Exponentialverteilung wurde mit wesentlich unterschiedlichen Messtechniken mit jeweils unterschiedlichen Messfehlern gefunden; neben den später vorgestellten MOZAIC-Messungen insbesondere z.B. bei den INCA-Messungen, siehe HAAG et al.(2003).

2. Eine etwas verwirrende Tatsache ist bei allen Verteilungen, dass der Einsatz der homogenen Nukleation in keiner der betrachteten Verteilungen zu sehen ist; insbesondere ist der von HAAG et al.(2003) in den INCA-Daten gefundene cut-off im Bereich

150 bis 170%RH_i nicht zu erkennen. Im folgenden sollen mögliche Erklärungen dazu angegeben werden:

- Die extrem hohen Messwerte von RH_i könnten durch eine falsche Skalierung des RH_i-Produktes verursacht sein: Dabei nimmt man nun an, dass das gesamte RH_i-Signal von der Form $RH_i = \lambda \cdot u$ mit u der echten relativen Feuchte ist. Damit wäre auch der für die troposphärischen Daten auf 215 hPa so charakteristische Knick bei $\lambda \cdot 100\%$ zu finden. Nachdem der Knick aber bei der Sättigung liegt ist diese Möglichkeit auszuschließen.
- Es ist zwar sehr unwahrscheinlich, widerspricht aber nicht den physikalischen Gesetzen, dass es gelegentlich einmal im FOV des MLS so wenig Aerosol gibt, dass bei der homogenen Nukleationsschwelle nichts messbares an Eisbildung passiert. Dann könnten in solchen Volumina sehr hohe relative Feuchten entstehen. Tatsächlich treten auf den Schichten nur relativ wenige extrem hohe Feuchten über 150% auf (147 hPa: 25% der übersättigten Messungen, 215 hPa: 12%), dies entspricht einem Anteil an den Gesamtdaten von 0.5 bis 2.3%. Die meisten dieser Extremfälle treten in den Polarregionen (dabei hauptsächlich Antarktis) und in den Tropen auf. Die Polarregionen (insbesondere auf der Südhemisphäre) sind relativ wenig mit Aerosolen belastet, in den Tropen könnte der Mangel an Aerosolen durch Auswaschen zustande kommen.
- Diese hohen Feuchten können nicht durch die Überlagerung durch Temperaturfehler im Retrieval kommen, da man bei der darunterliegenden Verteilung dennoch den cut-off in Form eines weiteren Knicks in der Verteilung sehen würde.
- Aufgrund der Betrachtungen zur Erzeugung von exponentiellen Verteilungen ist folgender Mechanismus möglich: Die Schwelle für die homogene Nukleation ist von der Temperatur abhängig (KOOP et al., 2000). Für die Auswertung hat man nun einen sehr großen Datensatz mit sehr vielen verschiedenen Luftpaketen zur Verfügung, die sehr unterschiedliche Temperaturen repräsentieren. Dadurch kann der cut-off, der durch die homogene Nukleation entsteht, verschmiert werden. Da insbesondere bei den MLS-Messungen ein großes Luftvolumen betrachtet wird, in dem um die mittlere Temperatur Fluktuationen bestehen, kann hier der Verschmierungseffekt wichtig werden. Zusätzlich kann auch unmittelbar nach Eintreten der Eisbildung die relative Feuchte zunächst noch weiter ansteigen, da das Luftpaket weiter aufgleitet und das Kristallwachstum zunächst noch ganz langsam vonstatten geht. Dieser Effekt kann bis zu 15%RH_i ausmachen (Bernd Kärcher, pers. Mitteilung).
- Die hohen Feuchten könnten durch wolkenbehaftete Messungen erzeugt werden, bei denen die echte relative Feuchte kleiner 150% liegt, aber durch das Wolkeneis die Feuchte erhöht wird. Um zu entscheiden, wie wahrscheinlich dieser Effekt ist, soll dies nun genauer untersucht werden:

Wie in Abschnitt 2.1 erwähnt, streuen bei 203 GHz nur Eiskristallen mit einem Durchmesser $\geq 100\mu\text{m}$ die gemessene Strahlung effektiv, d.h. nur Wolken mit

solch großen Kristallen können durch das Wolkenkriterium entdeckt werden. Wolken mit kleineren Eispartikeln können dagegen nicht dadurch entdeckt werden und können daher prinzipiell (solange sie nicht durch die anderen Kriterien entdeckt werden) zum Signal beitragen. Allerdings ist in dem betrachteten Frequenzbereich die Intensität der Emissionen von Wasser in der Eisphase etwa halb so groß wie die Intensität der Emissionen von Wasser in der Dampfphase. Dazu ein kleines Rechenbeispiel: Eine Wolke habe sich bei 150%RH_i gebildet und sei danach wieder unter Abbau der Übersättigung ins Gleichgewicht gelangt (RH_i=100%). Damit beträgt das Verhältnis Dampf zu Eis = 2:1, es würde am MLS nun statt der echten 100%RH_i tatsächlich 125% gemessen. Wenn nun diese Mischung weiter adiabatisch (durch eine Hebung beispielsweise) abgekühlt wird, so kann sich das Verhältnis Eis zu Dampf weiter verändern: Unter extremen Bedingungen kann es durch das Aufgleiten der Luft zu einem Verhältnis (Eis zu Dampf) von ca. 2:1 kommen; dies entspricht nun einer am Satellit gemessenen relativen Feuchte von etwa 200%. Allerdings muss für diese Bedingungen einiges zusammenkommen:

Das Luftpaket darf nicht die Sättigung erreichen, bevor die Temperatur nicht unterhalb von -50°C liegt (zusätzlich muss damit auch die spezifische Feuchte relativ klein bleiben: für den Druckbereich 350 bis 150 hPa etwa $100 \leq q \leq 240 \frac{\text{mg}}{\text{kg}}$), damit sich keine Kristalle mit Durchmesser größer als $100\mu\text{m}$ bilden können, denn sonst würde eine dicke Wolke entstehen, die deutlich streut und damit würde das Streukriterium Alarm schlagen, so dass die Messung aussortiert würde. Im Anschluss daran muss das Luftpaket etwa 10 K adiabatisch abkühlen (entspricht einer Druckänderung von ca. 80 bis 120 hPa). Damit lässt sich das “gewünschte” Verhältnis Eis zu Dampf = 2:1 herstellen.

Anhand der Daten (extrem hohe relative Feuchten zusammen mit der Temperatur) kann man nun abschätzen, dass diese (konstruierte) Situation äußerst selten in der Antarktis (aufgrund der Bildung durch Strahlungskühlung in der Polarnacht und der in diesem Zeitraum sehr seltenen Aufwärtsbewegungen) und in den tropischen Gebieten auf der Druckschicht 215 hPa (aufgrund der Temperaturschichtung) vorkommen könnte. Etwas größer ist die Wahrscheinlichkeit für die tropischen Gebiete auf der Druckschicht 147 hPa, hier sind die meisten Messungen von sehr hohen relativen Feuchten im Temperaturbereich $-71 \leq T \leq -62^{\circ}\text{C}$ erfolgt. Daher wäre der oben beschriebene Effekt möglich.

Abschließend muss man noch bemerken, dass bei Abschalten eines oder mehrerer Kriterien für das cloud clearing sich die Verteilungen sehr deutlich ändern. Für die hohen Feuchten (ab ca. 150 bis 160%RH_i) steigt dann die Häufigkeit signifikant an und die Verteilungen “biegen sich nach oben”, so dass eine starke Abweichung vom eigentlichen exponentiellen Verlauf erkennbar wird. Diese neuen Verteilungen folgen offensichtlich keinen Exponentialverteilungen mehr. Auch daran sieht man, dass der Cloud-Clearing-Algorithmus gut funktioniert, in Abschnitt 3.6 wird dies an anderer Stelle nochmal deutlich werden.

2. MOZAIC–Verteilungen:

Man stellt die schon in Abschnitt 3.2 konstatierten verschiedenen Charakteristiken für die verschiedenen dynamischen Regionen fest: Die troposphärischen Verteilungen weisen sowohl für die extratropischen als auch für die tropischen Daten einen Knick nahe der Sättigung zwischen zwei exponentiellen Bereichen auf. In den stratosphärischen Daten ist nur andeutungsweise ein kleiner Knick nahe der Sättigung zu sehen, ansonsten folgt die Verteilung ebenfalls einem Paar von Exponentialverteilungen, deren Steigungen sich nur leicht unterscheiden.

Auch hier lässt sich der Knick in den Verteilungen mit Wolkenprozessen in Verbindung bringen, dabei fällt auf, dass auch in der Stratosphäre dieser Effekt auftritt, im Gegensatz zu den stratosphärischen Verteilungen aus den MLS–Messungen.

Aufgrund des sehr einfachen Wolkenkriteriums muss man leider davon ausgehen, dass Messungen teilweise innerhalb von Wolken durchgeführt wurden. Allerdings kann man aufgrund von Abschätzungen nachweisen, dass der direkte Einfluss von Eisteilchen, die in das Rosemount housing geraten und durch Verdampfen die Feuchte direkt beeinflussen, relativ gering ist. Allerdings ist die Verteilung der relativen Feuchte innerhalb von Wolken (nach OVARLEZ et al., 2002) deutlich anders als außerhalb (vergleiche für die INCA–Daten dazu die wolkenfreien RH_i–Verteilungen in HAAG et al., 2003, siehe dazu auch Abbildung 3.13 auf Seite 44). Der indirekte Wolkeneinfluss auf die Verteilungen durch eine überlagerte Verteilung der Feuchte in Wolken ist besonders deutlich bei den tropischen Daten zu sehen. Die Ausbeulung nahe der Sättigung wird später (siehe Abschnitt 3.6) als wolkenbehaftete Messungen identifiziert werden.

Auch für diese Verteilungen stellt sich die Frage, warum in diesen kein cut–off (ausgelöst durch die homogene Nukleation) bei hohen Feuchten erfolgt sondern vielmehr die Feuchten eher etwas ansteigen. Dies kann teilweise durch Wolkeneinfluss erklärt werden, denn es ist aufgrund der hohen Anzahl der Messungen möglich, dass bei einzelnen davon Wolken *in statu nascendi* erwischt wurden und man dabei das Überschießen der relativen Feuchte über die Nukleationsschwelle gemessen hat. Wie schon oben erwähnt, kann dieses Überschießen bis zu 15%RH_i ausmachen.

Ein weitere Grund für den fehlenden cut–off kann wieder in dem schon bei den MLS–Daten erwähntem Verschmierungseffekt liegen. Die Temperaturen für die Messungen in übersättigten Bereichen liegen in einem sehr breitem Bereich (das Intervall ist ca. 15 bis 25 K breit, siehe dazu die genaueren Untersuchungen in Kapitel 6, Abbildungen 6.2, 6.3 oder 6.4). Dadurch kann die Schwelle für die homogene Nukleation in einem Bereich von bis zu 10% wandern und dadurch wird der cut–off verschmiert.

3. Verteilungen aus den Radiosondendaten:

Für die Interpretation der Feuchteverteilungen aus den korrigierten Radiosondendaten muss man einige Dinge beachten:

Zuerst einmal unterschätzt selbst die korrigierte Radiosonde immer noch die relative Feuchte – insbesondere in dem problematischen Messbereich, in dem niedrige Temperaturen

und/oder niedrige spezifische Feuchten vorherrschen. Daher kann man extrem hohe Werte für die relative Feuchte über Eis nicht erwarten.

Ein weiteres damit verwandtes Problem stellt die Tatsache dar, dass die Abdeckung des Sensors bzw. das Gehäuse der Radiosonde als Senke für die relative Feuchte im übersättigten Bereich wirken kann. Die Abdeckung vereist möglicherweise und damit wird relative Feuchte durch das Anwachsen der Eisschicht am Gehäuse abgebaut. Ein weiterer Punkt, der die Messung von hohen relativen Feuchten erschwert, ist die Temperaturabhängigkeit der sogenannten “response time”, d.h. der Zeit, die der Sensor braucht um die tatsächliche relative Feuchte genau zu messen. Diese steigt exponentiell mit sinkenden Temperaturen: Bei ca. -40°C beträgt die Zeitkonstante ca. 27 s (siehe MILOSHEVICH et al., 2001), dabei werden die Messungen alle 10 s übermittelt bzw. aus den 1 s-Werten werden die 10 s-Mittelwerte gebildet. Dadurch können scharfe Maxima nicht aufgelöst werden, bzw. diese werden stark verschmiert. Diese Tendenz kann man bei der Betrachtung der acht verschiedenen Druckschichten erkennen (nicht gezeigt): In den tieferen Schichten tendieren die relativen Feuchten eher zu höheren Werten.

Außerdem ist in der derzeitigen Auswertung der Daten kein Cloud-Clearing möglich, d.h. man muss davon ausgehen, dass viele Messungen mit Wolken kontaminiert sind. Auch dadurch werden sehr hohe Feuchten in den Auswertungen eher unwahrscheinlicher.

Aufgrund dieser Effekte ist es nicht ungewöhnlich, dass die Häufigkeitsverteilungen relativ wenige hohe Feuchten zeigen.

Die Charakteristiken für troposphärische und stratosphärische Messungen sind hier nicht ganz so stark ausgeprägt, insbesondere die stratosphärischen Daten zeigen einen wesentlich deutlicheren Knick bei der Sättigung als in allen anderen Datensätzen. Die wesentlich steileren Steigungen im übersättigten Bereich kann man wohl hauptsächlich dem Wolkeneinfluß anlasten: Im Wolken ist die Verteilung der relativen Feuchte, wie schon mehrmals erwähnt, deutlich anders, die Wahrscheinlichkeit für hohe Feuchten (außer bei Wolken *in statu nascendi*) ist gering. Zusammen mit der sowieso verringerten Wahrscheinlichkeit für hohe Feuchten, bedingt durch die Messmethodik (siehe oben) ist dies wohl der Hauptgrund für den wesentlich steileren Abfall der Wahrscheinlichkeiten. Die Überlagerung der Verteilungen für wolkenfreie und wolkenbehaftete Messungen ist hier vermutlich relativ groß. Ein direkter Effekt davon ist die Ausbeulung bei den troposphärischen Verteilungen auf einigen Druckschichten; dies wird in Abschnitt 3.6 genauer erläutert.

3.5 Vergleich der Daten

Man kann nun noch die aus den verschiedenen Datensätzen (MLS, MOZAIC und korrigierte Radiosonden) erstellten Verteilungen in einander entsprechenden Bereichen miteinander vergleichen.

Für die dynamischen Bereiche Troposphäre und Stratosphäre erhält man folgendes Ergebnis:

1. Troposphäre: Die Verteilungen zeigen in allen Datensätzen im wesentlichen dasselbe qualitative Verhalten: Die Verteilungen folgen im Bereich vor bzw. nach der Sättigung im wesentlichen zwei Exponentialverteilungen mit signifikant unterschiedlichen Steigungen. Im Bereich um die Sättigung ist eine Übergangszone (“Knick”), in der eine Exponentialverteilung in die andere übergeht. Eine Ausnahme zu diesem Verhalten zeigen die tropischen Daten von MLS auf der Druckschicht 147 hPa mit einer stratosphärischen Signatur.
2. Stratosphäre: Im wesentlichen zeigen die Verteilungen in den Datensätzen von MLS und MOZAIC dasselbe Verhalten: Im allgemeinen fallen die Wahrscheinlichkeiten über den ganzen Feuchtebereich exponentiell ab; in den MOZAIC-Daten ist jedoch nahe der Sättigung ein leichter Knick zu sehen. Abweichend davon sind die Verteilungen der stratosphärischen Messungen aus den Radiosonden. Auch diese Wahrscheinlichkeiten fallen zunächst exponentiell ab, nahe der Sättigung knickt die Verteilung ab und fällt extrem schnell ab, dabei ist eine exponentielle Verteilung im übersättigten Bereich möglich, aber nicht sehr deutlich.

Quantitativ lassen sich die Verteilungen selbst in den zueinander passenden geographischen und dynamischen Bereichen nur schwer vergleichen, am ehesten gelingt dies zwischen den MLS und MOZAIC-Verteilungen in Nordhemisphäre und Tropen (MLS: 215 hPa, MOZAIC: 175 bis 275 hPa) sowie zum Teil mit den Radiosondendaten in der Nordhemisphäre in diesem Bereich.

Dabei kann man folgende Ergebnisse zusammenfassen:

- Im übersättigten Bereich der Troposphäre liegen die Steigungen von MLS und MOZAIC in ähnlichen Bereichen, die Steigungen bei MOZAIC sind größer. Die kann mehrere Gründe haben: Zum einen werden hier Messungen mit sehr verschiedenen vertikalen und horizontalen Auflösungen verglichen. Dadurch können durch die verschieden großen Luftvolumina die natürlichen Temperaturfluktuationen im Sinne von KÄRCHER UND HAAG (2004) sehr unterschiedlich sein und auch leicht verschiedene Steigungen produzieren. Zusätzlich überlagern die von BUEHLER UND COURCOUX (2003) aufgeworfenen Temperaturfehler die MLS-Steigungen. Außerdem werden die Messungen von MOZAIC stärker durch Wolken beeinflusst, dadurch kann auch die Steigung größer werden; der Wolkeneinfluß bei MLS ist vermutlich wesentlich kleiner. Außerdem werden verschiedenen Messtechniken miteinander verglichen, insbesondere *In-situ*-Messungen (kapazitiver Sensor) mit einem Satellitenmessgerät.
- Im übersättigten Bereich besteht quantitativ eine einigermaßen gute Übereinstimmung von MLS und MOZAIC-Messungen.
- Die unterschiedliche Charakteristik der stratosphärischen Daten von MLS und MOZAIC (ohne und mit Knick bei der Sättigung) lässt nur schlecht einen quantitativen Vergleich zu. Der Hauptgrund für diese Diskrepanz ist wohl im Wolkeneinfluß auf die MOZAIC-Daten zu suchen.

- Wie schon erwähnt sind die Steigungen der Verteilungen aus den Radiosondenmessungen aufgrund der oben angeführten Gründe wesentlich steiler als bei den vergleichbaren MLS oder MOZAIC-Messungen.
- In den untersättigten Bereichen stimmen MOZAIC und Radiosondenmessungen quantitativ relativ gut überein; Hauptgrund ist hierbei vermutlich die im wesentlichen gleiche Messtechnik (kapazitiver Sensor).

Damit kann man insgesamt eine im Rahmen der Fehler der verschiedenen Messmethodiken eine sehr gute qualitative und eine mäßige quantitative Übereinstimmung für diese drei Datensätze konstatieren. Dies zeigt insbesondere, dass die Natur der RHi-Verteilungen tatsächlich exponentiell ist, wenigstens im Limes vieler Messungen, und dass die Exponentialverteilung nicht das Resultat von Messfehlern sein kann. Im folgenden Abschnitt soll daher untersucht werden, wie physikalische Prozesse beschaffen sein müssen, damit durch sie eine solche Verteilung der relativen Feuchte erzeugt wird.

3.6 Stochastisches Modell mit Anwendungen

Das Modell wurde zum ersten Mal in GIERENS et al.(1999) zur Erklärung der exponentiellen Natur der Feuchteverteilungen aus den MOZAIC-Daten präsentiert. Die wesentliche Idee dabei ist, dass man den Zustand eines Systems bezüglich der Anzahl der Wasserdampfmoleküle und deren Änderung im Laufe der Zeit anhand von Poissonprozessen darstellen kann.

Ein Poissonprozess ist ein Zählprozess, der die Anzahl der Ereignisse $N(t)$ innerhalb einer bestimmten Zeit t zählt; dabei gilt für eine sehr kleine Zeitspanne t :

Die Wahrscheinlichkeit genau ein Ereignis zu zählen ist gleich $P\{N(t) = 1\} = \lambda \cdot t + o(t)$ (mit $o(t) \rightarrow 0$ für $t \rightarrow 0$); die Wahrscheinlichkeit, kein Ereignis zu zählen ist $P\{N(t) = 0\} = 1 - \lambda \cdot t + o(t)$ und die Wahrscheinlichkeit mehr als ein Ereignis zu zählen ist praktisch gleich Null, bzw. $P\{N(t) \geq 2\} = o(t)$. Der Parameter $\lambda \geq 0$ des Prozesses heißt Rate. Im Prinzip bedeutet das, dass mit der Wahrscheinlichkeit λt der beobachtete Zustand innerhalb der Zeit t von k auf $k + 1$ wechselt, wenn k den Anfangszustand bezeichnet. Man kann nun sogenannte Geburts-/Todprozesse zulassen, bei denen der beobachtete Zustand innerhalb der Zeit t von k auf $k + 1$ mit der Wahrscheinlichkeit λt und innerhalb der Zeit t von k auf $k - 1$ mit der Wahrscheinlichkeit μt wechselt. Dabei heißt der Prozess k auf $k + 1$ Geburtsprozess (mit Rate λ), der Prozess k auf $k - 1$ heißt Todprozess (mit Rate μ). Natürlich hängt damit der aktuelle Zustand nur vom Zustand zuvor ab, die Geburts- und Todprozesse sind damit Markov-Prozesse.

Hier wurde bisher nur von konstanten Raten λ , μ ausgegangen, tatsächlich ist es möglich, auch zustandsabhängige Raten λ_k , μ_k bzw. sogar zeitabhängige Raten $\lambda_k(t)$, $\mu_k(t)$ zuzulassen. Im folgenden wird immer von zeitunabhängigen Raten ausgegangen, zustandsabhängige Raten werden nur in Ausnahmefällen berücksichtigt.

Mit Hilfe dieses einfachen Modells, das im wesentlichen nur den Zuwachs bzw. die Abnahme einer Zahl modelliert, kann man nun Austauschprozesse innerhalb eines physikalischen Systems simulieren:

Grundüberlegung für die Anwendungen:

Es wird ein physikalisches System (z.B. eisübersättigte Region, Wolke, bestimmtes Luftvolumen, bestimmte Druckschicht mit horizontaler Ausdehnung etc.) betrachtet, das Wassermoleküle enthält. Man ist nun an der Zahl M der Wassermoleküle in der Dampfphase interessiert, dies sei der zu beobachtende Systemzustand. Dabei ist die Gesamtzahl der Wassermoleküle N sehr groß, daher wird es manchmal sinnvoll sein (und auch für die betrachteten Fälle gerechtfertigt), den Grenzübergang $N \rightarrow \infty$ zu betrachten.

Für die möglichen Austauschprozesse zwischen dem System und seiner Umgebung, bzw. zwischen den verschiedenen Phasen postuliert man ein einfaches stochastisches Modell aus Geburts- und Todprozessen. Dabei werden alle möglichen Übergänge, bei denen ein Wassermolekül in der Dampfphase dem Systemzustand hinzugefügt wird, zusammengenommen, d.h. man sammelt alle Prozesse wie

- Diffusion bzw. turbulenten Austausch (zum System hin)
- chemische Prozesse mit Freisetzung von H_2O in die Dampfphase
- Verdampfung von Wassertropfen/Eiskristallen

Diese (sich überlagernden) Prozesse zusammen stellen den Geburtsprozess mit Rate $\lambda_i(t)$ dar: In einem Zeitraum $[t, t+h)$ ist die Wahrscheinlichkeit für einen Übergang $i \rightarrow i+1$ gleich $\lambda_i(t)h + o(h)$, wenn h sehr klein ist.

Ebenso bilden alle möglichen Übergänge, bei denen Wassermoleküle aus der Dampfphase verschwinden, zusammen den Todprozess mit Rate $\mu_i(t)$, d.h. in einem Zeitraum $[t, t+h)$ ist die Wahrscheinlichkeit für einen Übergang $i \rightarrow i-1$ gleich $\mu_i(t)h + o(h)$. Die Übergänge entstehen z.B. durch

- Diffusion (vom System weg)
- Kondensation
- Deliqueszenz von Aerosolen
- chemische Reaktionen mit H_2O -Verbrauch

Dabei trifft man folgende Annahme: Einem Zuwachs in der relativen Feuchte von 1% entspricht einem Zuwachs von n Wassermolekülen in der Dampfphase bei einer bestimmten, gegebenen (und hier konstanten) Temperatur. Damit ist die Wahrscheinlichkeit, dass die betrachtete Zufallsgröße X , nämlich die relative Feuchte (über Eis) den Wert

$m\%RH(i)$ annimmt, äquivalent zu einer Familie von Systemzuständen M im Bereich $mn \leq M < (m+1)n$. Unter dieser Voraussetzung gilt für die Wahrscheinlichkeit:

$$P\{X = m\%\} = \sum_{i=0}^{n-1} P\{M = mn + i\} = \sum_{i=0}^{n-1} p_{mn+i} \quad (3.2)$$

Nun muss man noch von den einzelnen Raten für die Prozesse zu den Wahrscheinlichkeiten $p_i = P\{\text{System enthält } i \text{ Moleküle in der Dampfphase}\}$ kommen. Man kann unter der Voraussetzung von zeitunabhängigen Raten λ_i, μ_i leicht die Gleichungen für die Wahrscheinlichkeiten p_i aufstellen:

$$0 = -\lambda_0 p_0 + \mu_1 p_1 \quad (3.3)$$

$$0 = \lambda_{j-1} p_{j-1} - (\lambda_j + \mu_j) p_j + \mu_{j+1} p_{j+1}; \quad j = 1, \dots, N \quad (3.4)$$

Für diese Gleichungen kann man eine rekursive Lösung angeben:

$$p_1 = p_0 \frac{\lambda_0}{\mu_1}, \quad p_2 = p_0 \frac{\lambda_0 \lambda_1}{\mu_1 \mu_2}, \quad \dots \quad ; \quad p_k = p_0 \prod_{i=1}^k \frac{\lambda_{i-1}}{\mu_i} \quad (3.5)$$

$$\text{mit } p_0 = \left(1 + \sum_{j \geq 1} \left(\prod_{i=1}^j \frac{\lambda_{i-1}}{\mu_i} \right) \right)^{-1}.$$

Der einfachste Fall ist nun, wenn man $\lambda_i = \lambda > 0$ und $\mu_i = \mu > 0$, mit $\rho_i := \frac{\lambda_i}{\mu_{i+1}}$ bzw. $\rho := \frac{\lambda}{\mu}$ wählt, dabei sollte gelten $\rho < 1$. Denselben Effekt erhält man, wenn man nicht die Raten sondern nur die Quotienten der Raten $\rho = \rho_i = \frac{\lambda_i}{\mu_{i+1}}$ konstant hält. Dann erhält man für die Wahrscheinlichkeiten $p_i = \frac{1-\rho^{N+1}}{1-\rho} \cdot \rho^i$ für ein endliches System (d.h. $N < \infty$) und $p_i = \frac{1}{1-\rho} \cdot \rho^i$ für $N = \infty$ (bzw. sehr groß). Beides sind geometrische Verteilungen für p_i . Für die Wahrscheinlichkeit aus Gleichung 3.2, dass die relative Feuchte (über Eis) den Wert $m\%RH(i)$ annimmt, ergibt sich für diesen einfachen Fall damit:

$$\begin{aligned} P\{X = m\%\} &= \sum_{i=0}^{n-1} p_{mn+i} &= \sum_{i=0}^{n-1} (1-\rho) \rho^{mn+i} \\ &= (1-\rho) \rho^{mn} \sum_{i=0}^{n-1} \rho^i &= (1-\rho) \rho^{mn} \frac{1-\rho^n}{1-\rho} \\ &= (1-\rho^n) \rho^{mn} &= (1-q) q^m \end{aligned} \quad (3.6)$$

mit $q := \rho^n$. Damit erhält man eine rein geometrische Verteilung für die Zufallsgröße X der relativen Feuchte (über Eis). Für einen stetigen Fall betrachtet ($q = e^{-b}$), ist die zugehörige normierte Exponentialverteilung von der Form $f(x) = b \cdot e^{-b \cdot x}$, d.h. $b = -\log(q) = -n \cdot \log(\rho)$.

Wenn man nun zustandsabhängige Quotienten ρ_i der Raten zulässt, so kann man dieselben Rechnungen durchführen und erhält im Grenzübergang wieder eine "Exponentialverteilung" der Form $f(x) = c \cdot e^{-b(x) \cdot x}$, allerdings hier mit variablem Exponent. Dabei kann man

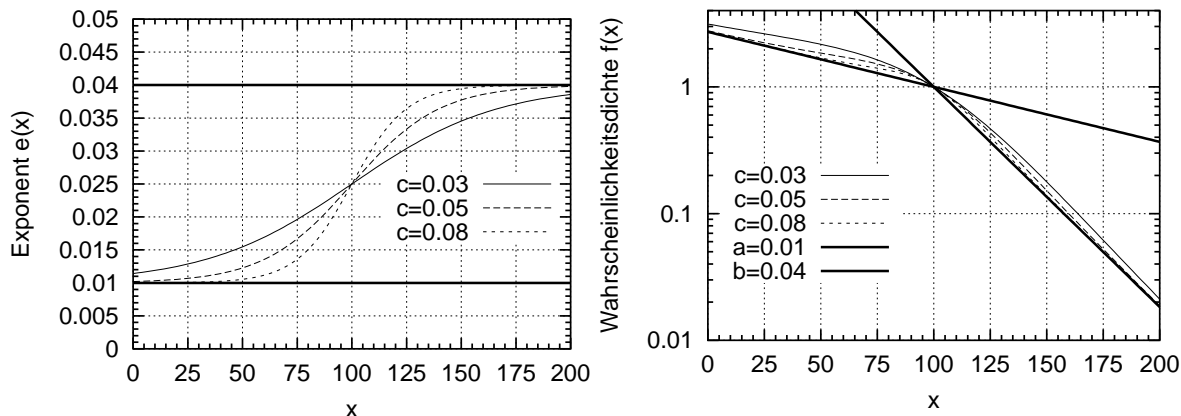


Abbildung 3.6: Variabler Exponent (Gleichung 3.7) und dazugehörige Dichtefunktion (Gleichung 3.8); links: Exponent mit den Parametern $c = 0,03, 0,05, 0,08$ sowie den Konstanten $a = 0,01, b = 0,04$, rechts: zugehörige Dichtefunktionen mit variablen Exponenten für $x_c = 100$, sowie den festen Exponenten a, b ($g(x) = n \cdot \exp(-a \cdot x)$).

aber aus den Rechnungen ohne zusätzliche Annahmen **nicht** ableiten, welche Eigenschaften dieser variable Exponent hat. Zur besseren Anwendung kann man zusätzlich annehmen, dass der Exponent stetig bzw. sogar glatt ist.

In den Abschnitten 3.1 – 3.3 wurden die aus den stochastischen Prozessen erhaltenen Exponentialverteilungen erfolgreich an die einzelnen Verteilungen angepasst, dieses Verfahren wurde auch schon in GIERENS et al.(1999) und SPICHTINGER et al.(2002, 2003a) angewendet. Allerdings werden durch reine Exponentialverteilungen nur Teilbereiche der Verteilungen reproduziert, insbesondere bei den meisten troposphärischen Feuchteverteilungen. Daher kann man nun versuchen, ob man mit variablen Exponenten, d.h. mit zustandsabhängigen Raten für die Prozesse vielleicht größere Bereiche oder eventuell sogar die ganze Verteilung reproduzieren kann. Aufgrund der Charakteristik der troposphärischen Verteilungen, bei der zwei Exponentialverteilungen mit verschiedenen Steigungen auftreten, wählt man als variablen Exponent eine Funktion, die stetig zwischen zwei Konstanten vermittelt. Da durch die Theorie neben der Stetigkeit keinerlei Einschränkungen für die Raten bzw. den Exponent vorgegeben werden, wurde als Funktion folgende modifizierte Fermi-Funktion gewählt:

$$e(x) = \frac{b - a}{e^{-c \cdot (x - x_c)} + 1} + a \quad (3.7)$$

Hier gilt natürlich für die Grenzbereiche $e(x) \xrightarrow{x \rightarrow -\infty} a$, $e(x) \xrightarrow{x \rightarrow \infty} b$. Weiter kann man also damit setzen:

$$f(x) = \exp(-e(x) \cdot (x - x_c)) \quad (3.8)$$

Das typische Verhalten der Exponenten $e(x)$ und der zugehörigen Dichtefunktionen $f(x)$ wurde in der Abbildung 3.6 (links) für die Werte $a = 0,01$, $b = 0,04$, $x_c = 100$ und $c = 0,03, 0,05, 0,08$ aufgetragen (diese Werte werden sich später als typische Werte für die Anpassungen herausstellen), außerdem werden noch die konstanten Kurven $y = a$, $y = b$

bzw. die zugehörigen “echten” Exponentialfunktionen $e^{-a \cdot (x-x_c)}$, $e^{-b \cdot (x-x_c)}$ gezeigt. Des Weiteren werden die daraus resultierenden Dichteverteilungen gezeigt (Abbildung 3.6, rechts).

Mit dieser Art von Dichtefunktionen hat man nun vier Parameter, mit denen man die Anpassung an verschiedene gemessene Feuchte-Verteilungen steuern kann:

- die “festen Grenzexponenten” a und b , die die “Grenz”-Exponentialverteilungen beschreiben,
- der Parameter c , der die “Härte” des Übergangs von einer Exponentialverteilung in die andere steuert
- und der Parameter x_c , der die Lage des Übergangs angibt.

Es wurden von den folgenden, durch verschiedenen Messinstrumente erhaltenen Feuchteverteilungen, Anpassungen mit Hilfe der Funktion

$$f(x, a, b, c, x_c, n) = n \cdot \exp \left(- \left(\frac{b-a}{e^{-c \cdot (x-x_c)} + 1} + a \right) \cdot (x-x_c) \right) \quad (3.9)$$

durchgeführt, d.h. nachdem die Verteilungen i.a. nicht normiert sind, muss man noch einen weiteren Parameter n dazu nehmen, der die Kurven ggf. in der Höhe verschiebt. Die Anpassungen erfolgen mit Hilfe einer relativ einfachen Optimierungsmethode: Zunächst wird mit Hilfe eines Graphikprogrammes eine “optische” Anpassung durchgeführt und damit mögliche Werte für a, b, c, x_c und n bestimmt. Um jeden dieser Werte y wird ein kleines Intervall $[y_1, y_2]$ gelegt, dieses wird mit einer festen Schrittweite Δy diskretisiert. Alle Möglichkeiten für Werte aus diesem Intervall werden mit Hilfe eines Rechners durchgeführt, dabei wird für jedes Parameter-Tupel die Größe $\chi^2 = \sum (\log(h(RHi)) - \log(f(RHi, a, b, c, x_c, n)))^2$ berechnet. Die Berechnung kann auch nur auf die exponentiellen Bereiche eingeschränkt werden. Die Parameterwerte für das Minimum von χ^2 werden schließlich für die Anpassung benutzt.

Dieses Verfahren ist im wesentlichen kein “echtes” Optimierungsverfahren, da nur ein lokales Minimum in einem (noch dazu stark diskretisierten) Teilraum des eigentlichen fünfdimensionalen Parameterraums bestimmt wird. Dennoch ist dieses Verfahren durchaus für dieses extrem nichtlineare Problem angemessen, auch im Bezug auf den Rechenaufwand. Damit sollen nun die verschiedenen Anwendungen dieser Anpassung vorgestellt werden:

1. Anpassungen für die Verteilungen aus den MLS-Daten

Es werden nun die in Abschnitt 3.1 beschriebenen Daten nochmal mit Hilfe des neuen Modells angepasst. Die Bilder für die Verteilungen sind in den Abbildungen 3.7 und 3.8 wiedergegeben.

Ergebnis:

Man sieht für alle Verteilungen eine gute Übereinstimmung. Praktisch alle Verteilungen wurden bis auf den Anfangsbereich extrem gut wiedergegeben. Insbesondere für die eher variablen Verteilungen der troposphärischen Daten ist die Anpassung hervorragend.

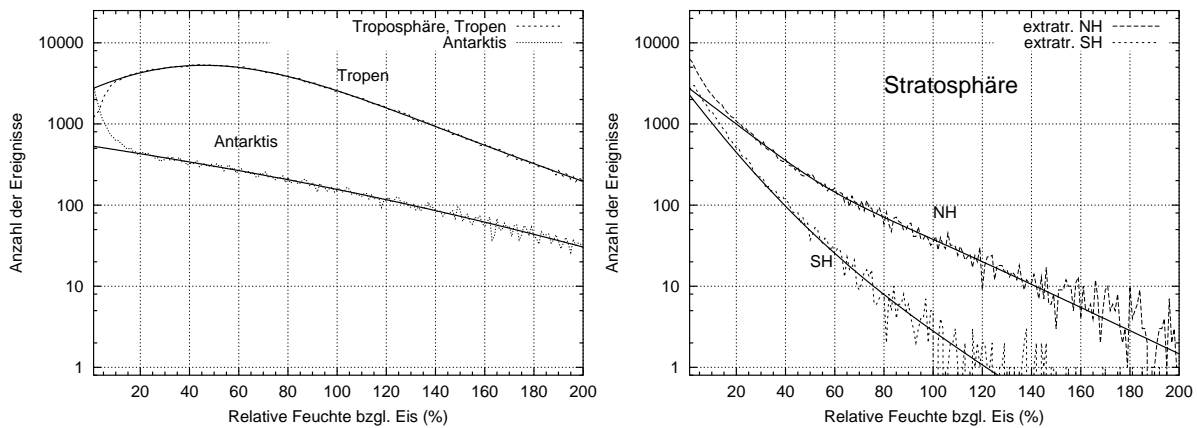


Abbildung 3.7: Anpassungen mit dem erweiterten Modell an die Verteilungen der relativen Feuchte: MLS-Daten, Druckschicht 147 hPa; links: troposphärische tropische Daten sowie antarktische Daten, rechts: stratosphärische, extratropische Daten (NH und SH).

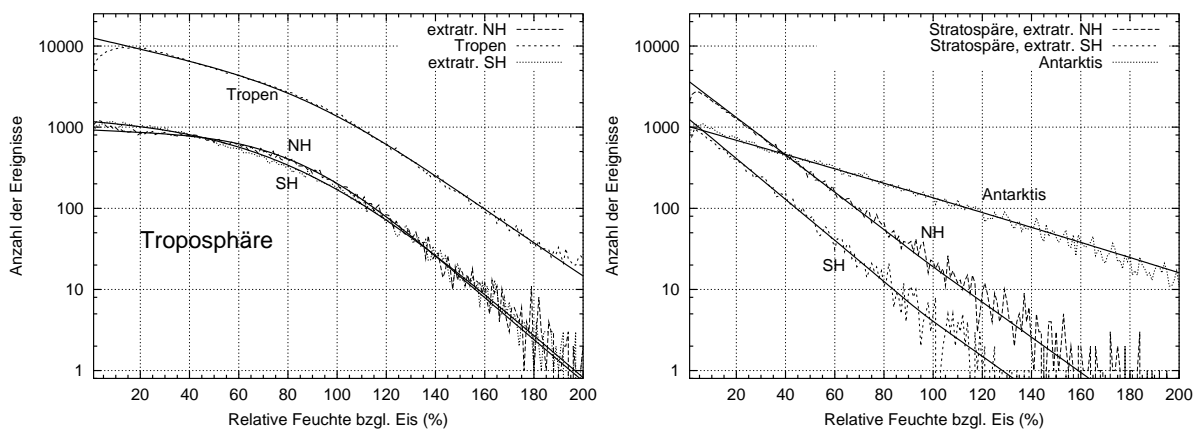


Abbildung 3.8: Anpassungen mit dem erweiterten Modell an die Verteilungen der relativen Feuchte: MLS-Daten, Druckschicht 215 hPa; links: troposphärische Daten (extratropische Nord- und Südhemisphäre sowie Tropen), rechts: stratosphärische Daten (extratropische Nord- und Südhemisphäre) sowie antarktische Daten.

2. Anpassungen für die Verteilungen aus den MOZAIC-Daten

Es werden nun die in Abschnitt 3.2 beschriebenen Daten nochmal mit Hilfe des neuen Modells angepasst. Dabei erhält man für die wie in GIERENS et al.(1999) auf zwei verschiedenen Schichten verteilten Daten die in Abbildung 3.9 dargestellten Anpassungen.

Die Verteilungen aller vier Schichten in der Nordhemisphäre wurden in Abbildung 3.10 dargestellt. Dabei werden alle troposphärischen und stratosphärischen Verteilungen zusammengenommen, um die Bilderflut etwas einzudämmen. In der Abbildung 3.11 werden die Verteilungen der tropischen Daten und ihre Anpassungen durch das oben beschriebene Modell gezeigt.

Ergebnis:

Für die nordhemisphärischen Verteilungen sieht man sowohl bei den troposphärischen als auch bei den stratosphärischen Daten auf allen Schichten eine gute Übereinstimmung der

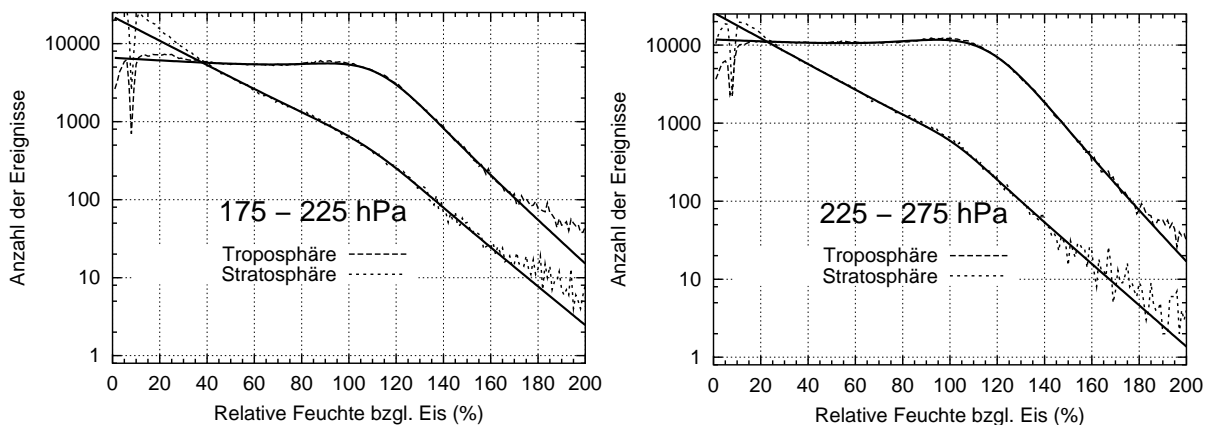


Abbildung 3.9: Anpassungen mit dem erweiterten Modell an die Verteilungen der relativen Feuchte: MOZAIC-Daten, Druckschichten 175 bis 225 (linkes Bild) bzw. 225 bis 275 hPa (rechtes Bild) für die gesamten troposphärischen bzw. stratosphärischen Daten.

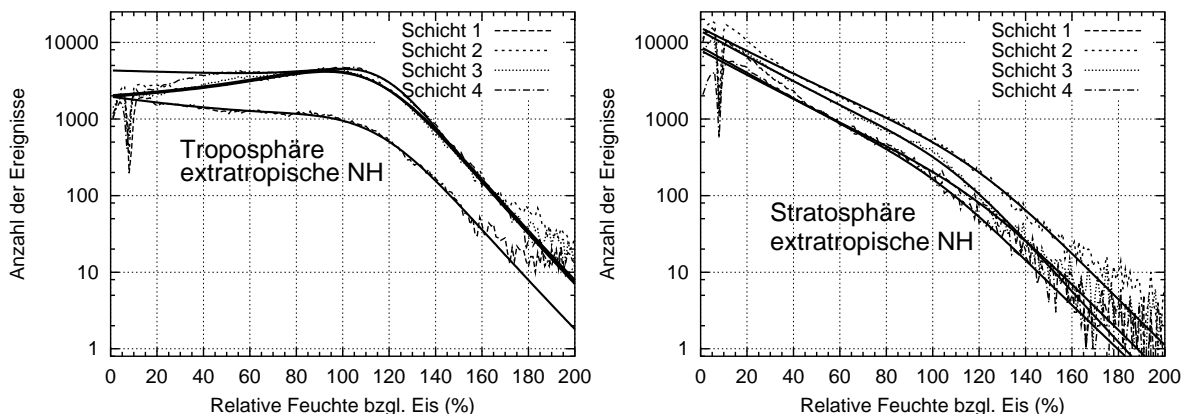


Abbildung 3.10: Anpassungen mit dem erweiterten Modell an die Verteilungen der relativen Feuchte: MOZAIC-Daten, extratropische Nordhemisphäre auf vier Druckschichten; links: Troposphäre, rechts: Stratosphäre.

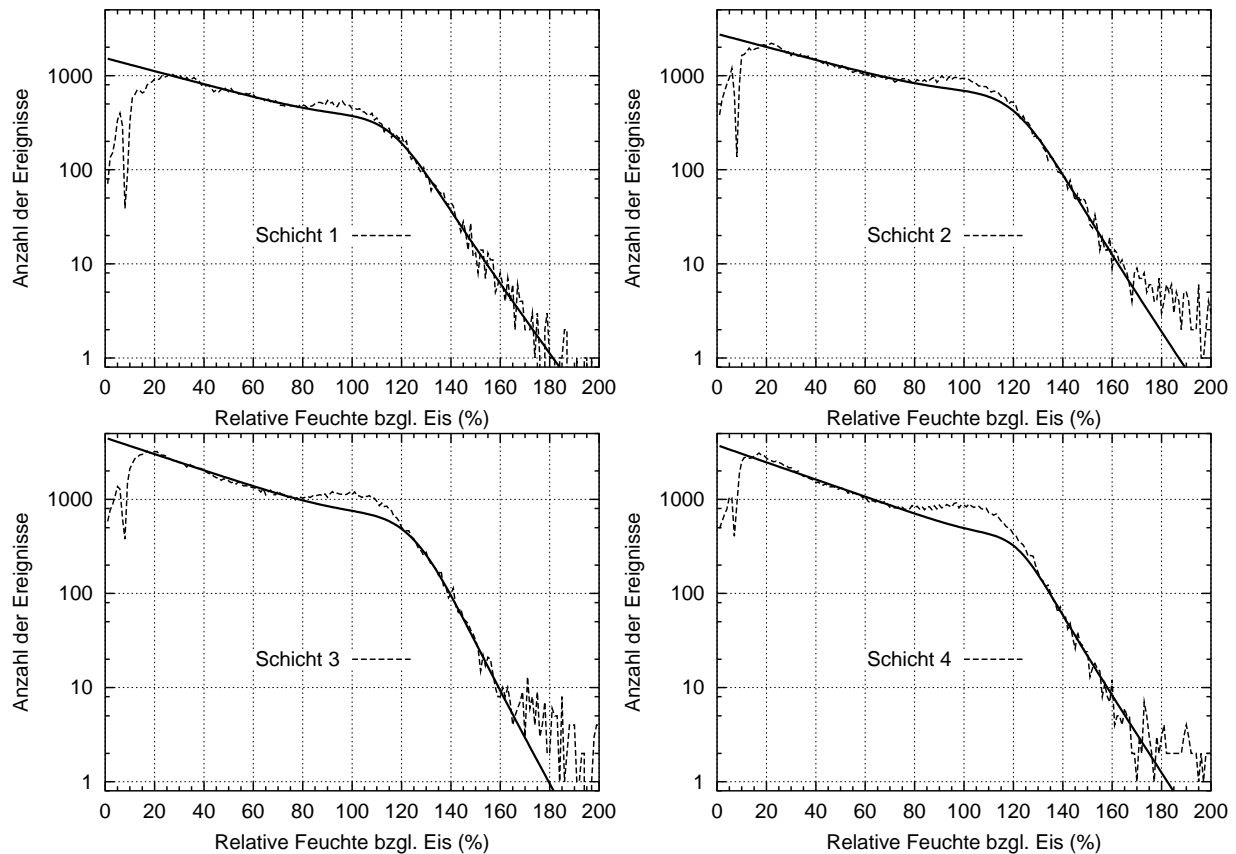


Abbildung 3.11: Anpassungen mit dem erweiterten Modell an die Verteilungen der relativen Feuchte: MOZAIC-Daten, extratropische Nordhemisphäre auf vier Druckschichten: oben, links: Schicht 1 (190–209 hPa), rechts: Schicht 2 (210–230 hPa); unten, links: Schicht 3 (231–245 hPa), rechts: Schicht 4 (246–270 hPa).

angepassten Kurven mit den gemessenen Verteilungen. Nur in den Anfangsbereichen ist die Übereinstimmung sehr mäßig, allerdings ist auch hier die Ungenauigkeit bei den Messungen am größten. Etwas anders sieht es bei den tropischen Daten aus (siehe Abbildung 3.11). Dabei tritt bei auf allen Schichten dasselbe Problem auf. Bei diesen Verteilungen ist nahe der Sättigung eine Ausbeulung (siehe Abschnitt 3.2), aus der schließlich wieder eine exponentielle Verteilung herausläuft. Tatsächlich stellt sich heraus, dass man mit diesem Modell nur Teilbereiche der Verteilungen gut anpassen kann: Entweder man kann die Bereiche vor und nach der Sättigung gut reproduzieren oder den Bereich um die Sättigung und den übersättigten Bereich. Dabei ist es sinnvoller, die erste Variante zu wählen – zur Interpretation der Erhebung über die Anpassung siehe den Punkt 4. weiter unten.

3. Anpassungen für die Verteilungen aus den Radiosondendaten:

Zunächst werden nochmal in Abbildung 3.12 Anpassungen des neuen Modells an ausgewählte Verteilungen gezeigt.

Zur Qualität der Anpassungen muss man immer beachten, dass die Menge der Daten für diese Art von Verteilungen in manchen Schichten relativ gering ist. Daher muss man etwas

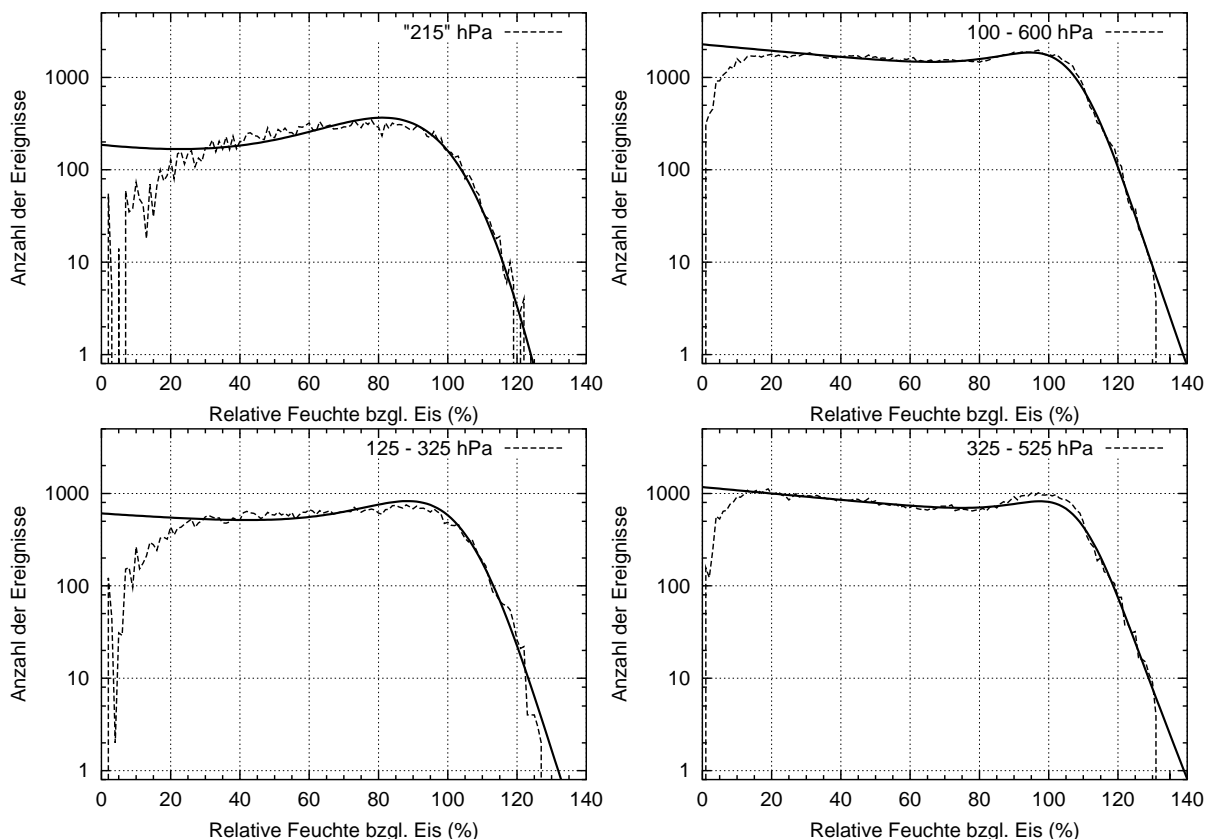


Abbildung 3.12: Anpassungen mit dem erweiterten Modell für die korrigierten Radiosondendaten (nur troposphärische Daten): oben, links: “215” hPa, rechts: 100–600 hPa; unten, links: 125–325 hPa, rechts: 325–525 hPa.

aufpassen, wenn man hier Schlüsse bezüglich der Güte der Anpassung wagt.

Ergebnis:

Prinzipiell ist die Anpassung bei allen Verteilungen einigermaßen gut gelungen. Allerdings ist insbesondere in den Bereichen niedriger relativer Feuchte (0 bis 20%) keine vernünftige Übereinstimmung möglich. Tatsächlich ist aber auch gerade in diesen Bereichen die Genauigkeit der Messungen etwas geringer.

Für die troposphärischen Daten, insbesondere in den tieferen Schichten (300 bis 600 hPa), stößt man auf ähnliche Schwierigkeiten wie bei der Anpassung der MOZAIC-Daten in den Tropen: Im Bereich der Sättigung (90 bis 110%) bildet sich wieder eine Erhebung, davor und danach folgen die Verteilungen exponentiellen Modellen, können aber nicht für den gesamten Bereich vernünftig angepasst werden. Auch hier wurde der Schwerpunkt der Optimierung auf die Bereiche außerhalb der Region nahe der Sättigung gelegt. Zur Interpretation der Erhebung und weiteren Untersuchungen dazu siehe den nächsten Punkt.

4. Interpretation von Wolken signatures in den RHi-Verteilungen

In den vorangegangenen drei Abschnitten konnte man deutlich sehen, dass die Methode der Anpassung von RHi-Statistiken durch das theoretisch entwickelte Modell mit variablem

Exponenten (Fermi-Funktion) in vielen Fällen zu guten Ergebnissen führt. Allerdings stellt man dabei auch fest, dass bei einigen Verteilungen der Bereich rund um die Sättigung (d.h. etwa 80 bis 120%RH) nicht vernünftig anzupassen ist. Hier sieht man, wie oben schon mehrfach erwähnt, eine Erhebung bzw. Kuppel oder Ausbeulung aus der angepassten Verteilung herausragen.

Eine Arbeitshypothese, um dieses Phänomen genauer zu untersuchen, ist nun, dass diese Ausbeulung durch Messungen verursacht wird, die mit Wolken behaftet sind: Es konnte nicht für alle Datensätze ein wirklich sicheres Cloud Clearing entwickelt, bzw. durchgeführt werden. Insbesondere bei den MOZAIC-Daten und auch bei den Radiosondendaten kann man wolkenbehaftete Messungen trotz der Kriterien (aus Abschnitt 2.2) nicht ausschließen. Die Interpretation der Ausbeulung ist nun, dass dies Messungen sind, die in Wolken zustande kamen, d.h. wolkenbehaftete Messungen. OVARLEZ et al.(2002) ermittelten während der INCA-Messkampagnen Häufigkeitsverteilungen der relativen Feuchte innerhalb von Wolken, deren Maxima bei der Sättigung lagen. Es wurden im wesentlichen zwei verschiedene Arten von Verteilungen gefunden: Für Messungen mit $T > -40^{\circ}\text{C}$ bilden die Daten eine symmetrische Verteilung (angepasst durch eine Gauß-Verteilung), für Messungen mit $T < -40^{\circ}\text{C}$ ergibt sich eine asymmetrische bzw. schiefe Verteilung (angepasst durch eine Rayleigh-Verteilung).

Daher kann man nun zunächst von der Interpretation ausgehen, dass die Daten mit relativer Feuchte nahe der Sättigung durch wolkenbehaftete Messungen beeinflusst werden und sich die Wolkensignatur durch die Ausbeulung widerspiegelt.

Um dies noch besser zu illustrieren, wurden zusätzlich die (von Andreas Minikin bereitgestellten) INCA-Daten benutzt und die Häufigkeitsverteilungen der relativen Feuchte über Eis innerhalb und außerhalb von Wolken ermittelt. Zur Auswertung wurden die mit Hilfe eines Frostpunkt-Hygrometers gemessene relative Feuchte (OVARLEZ et al., 2002) sowie die mit Hilfe eines Nephelometers (GAYET et al., 1997) gemessene Extinktion benutzt. Dabei wurde der Extinktionskoeffizient κ zur Unterscheidung von Messungen innerhalb und außerhalb von Wolken verwendet. Zur besseren Vergleichbarkeit wurde wie in OVARLEZ et al.(2002) als Schwellwert $\kappa_0 = 0.05 \text{ km}^{-1}$ angesetzt, d.h. Messungen mit $\kappa \geq 0.05 \text{ km}^{-1}$ werden als Messungen innerhalb von Wolken klassifiziert. Zusätzlich wurden auch noch die gesamten Daten in einer Häufigkeitsstatistik verarbeitet, alle drei Statistiken sind in der Abbildung 3.13 (links) dargestellt, zusätzlich wurde die Verteilung der wolkenbehafteten Messungen extra dargestellt (rechts). Für die Darstellung wurden alle Daten im Druckbereich $100 \leq p \leq 600 \text{ hPa}$ sowie im Temperaturbereich $180 \leq T \leq 240 \text{ K}$ ausgewählt. Dabei kann man für alle Messungen annehmen, dass sie in der Troposphäre liegen. Mit Hilfe dieses Datensatzes bzw. dieser Verteilungen kann nun unsere Interpretation der Ausbeulung überprüft werden, da man bei den INCA-Daten genau zwischen wolkenbehafteten und wolkenfreien Messungen unterscheiden kann. Die Verteilungen sind in Abbildung 3.13 dargestellt.

Man erkennt deutlich die unterschiedlichen Signaturen in den Statistiken: Die wolkenfreien Messungen zeigen die üblichen Charakteristik troposphärischer Daten, die sich durch zwei

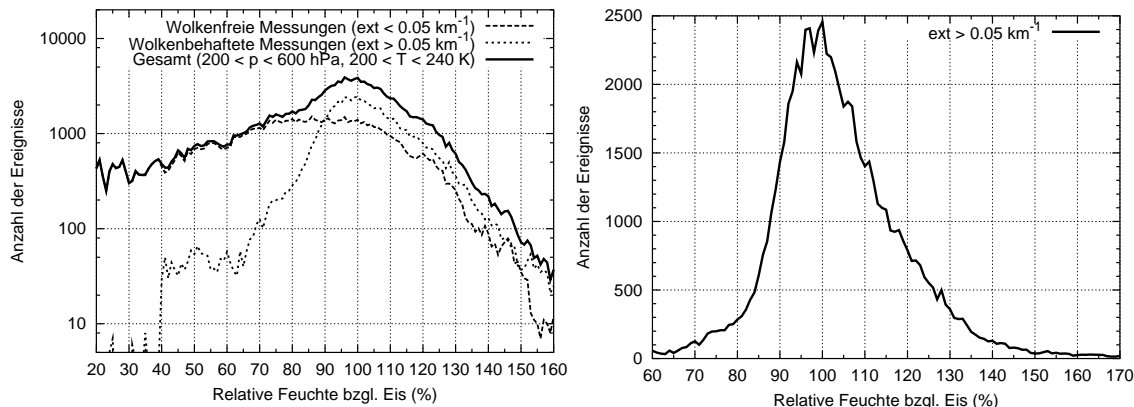


Abbildung 3.13: INCA-Daten – links: Verteilungen der relativen Feuchte innerhalb (gepunktete Linie) und außerhalb (gestrichelte Linie) von Wolken sowie der Gesamtdaten (durchgezogene Linie); rechts: Verteilung der relativen Feuchte innerhalb von Wolken.

verschiedene exponentielle Verteilungen beschreiben lassen. Bei der Sättigung hat diese Verteilung den charakteristischen Knick. Dagegen folgen die wolkenbehafteten Messungen der in OVARLEZ et al.(2002) schon gezeigten Häufigkeitsverteilung: Die Verteilung ist um die Sättigung zentriert und fällt zu niedrigen und hohen Feuchten hin relativ steil ab, allerdings ist der Abfall zu den hohen Feuchten hin etwas flacher, nämlich fast exponentiell mit einer ähnlichen Steigung wie für die wolkenfreien Messungen. Erst bei den sehr hohen Feuchten (ab ca. 160 bis 170%) “biegt” die Verteilung etwas auf, d.h. die Steigung wird etwas flacher. Beide Verteilungen nun zusammen genommen zeigen qualitativ dasselbe Verhalten, das man in den Häufigkeitsverteilungen der troposphärischen MOZAIC-Daten erkennen kann: Zum einen folgt die Gesamtverteilung bei den niedrigen und bei den hohen Feuchten jeweils einer Exponentialverteilung mit unterschiedlichen Steigungen (inklusive Knick bei der Sättigung). Zum anderen kann man um die Sättigung herum (80 bis 120%RH_i) eine Ausbeulung erkennen, die gerade aus den wolkenbehafteten Messungen entsteht. Damit kann man zumindest qualitativ davon ausgehen, dass die Ausbeulung in den MOZAIC-Daten ebenso durch wolkenbehaftete Messungen gebildet wird (entstanden durch mangelhaftes Cloud clearing). Ein weiterer interessanter Aspekt zeigt sich hier im Vergleich der Verteilungen im übersättigten Bereich: Die wolkenbehafteten Messungen scheinen nicht die Steigung der Exponentialverteilung signifikant zu ändern. Dies ist insofern bemerkenswert, als man damit bei der Qualität der Verteilungen auch durch eher mangelhaftes Cloud clearing keine signifikante Änderung zu erwarten hat.

Damit kann man nun sich daran machen, die Ausbeulung in den MOZAIC-Daten genauer zu untersuchen. Um dieses Phänomen besser betrachten zu können, geht man folgendermaßen vor: Zunächst werden die Häufigkeitsstatistiken der relativen Feuchte über Eis mit Hilfe eines gleitenden Mittels über fünf Punkte geglättet um das Rauschen in den Daten zu vermindern. An diese geglätteten Verteilungen wird mit Hilfe der oben beschriebenen Optimierungsmethode die am besten passenden theoretischen Verteilungen berechnet. Um die Variation der theoretischen Verteilungen studieren zu können, wurden die Anpassungen für verschiedenen Bereiche der relativen Feuchte berechnet. Meistens wurde der Standardbe-

reich 40 bis 80%RH_i und 120 bis 160%RH_i ($\hat{=} \Delta RH_i = (80 - 40 + 1) + (160 - 120 + 1)$ RH_i) variiert, so dass unterschiedliche Parameter für die Verteilungen und damit verschiedene χ^2 -Werte entstehen können. Um diese verschiedenen Güte-Größen χ^2 miteinander vergleichen zu können und die am besten passende Anpassung ermittelt zu können, wurde die Größe $\chi_{RH_i}^2 := 100\% \cdot \frac{\chi^2}{\Delta RH_i}$ berechnet. Damit lassen sich die verschiedenen Anpassungen trotz unterschiedlicher Bereiche vergleichen und die am besten passende ermitteln. Die mit dieser Methode erzeugten, (nicht notwendigerweise) verschiedenen theoretischen Kurven wurden nun von den geglätteten Häufigkeitsverteilungen der relativen Feuchte abgezogen. Dabei stellt man fest, dass in den meisten Fällen eine um die Sättigung zentrierte ‐Differenzverteilung‐ entsteht.

Es wird nun anhand dieses Ergebnisses die oben genannte Interpretation überprüft. Dabei geht man von folgender Überlegung aus: Falls diese Daten aus der Differenz von Messungen und theoretischem Modell tatsächlich wolkenbehaftet sind, so müsste man in den Differenzen eigentlich ein ähnliches Verhalten finden wie für Messungen, die explizit in Wolken durchgeführt wurden (Messungen wie in OVARLEZ et al.(2002) ausgewertet). Insbesondere sollte auch eine Änderung der Schiefe in den Verteilungen sichtbar sein. Um dies genauer untersuchen zu können, wird bei allen Differenzverteilungen der Mittelwert, die Standardabweichung und die sogenannten L-Momente (darunter vor allem L-Schiefe) berechnet. Die L-Momente sind Analoga zu den normalen Momenten aus der Statistik, zeichnen sich jedoch durch größere Robustheit aus (siehe dazu den Anhang über L-Momente weiter unten). Diese Robustheit ist dringend nötig, weil die Differenzdaten trotz des Glättens verrauscht sind, besonders in den Flügeln der Verteilungen. Dies wirkt sich auf die höheren Standardmomente katastrophal aus, so dass diese nicht zu verwenden sind. Daher benutze ich die robusten L-Momente bei denen sich das Rauschen nicht so stark negativ auswirkt.

Diese L-Momente (und auch die Mittelwerte und Standardabweichungen) werden nur für den Bereich 70 bis 150%RH_i berechnet. Die untere Grenze kommt dadurch zustande, dass unterhalb 70%RH_i Wolken üblicherweise nicht mehr existieren können, bzw. fast alle Eiskristalle verdampft sind. Die obere Grenze von 150%RH_i kann man zum einen dadurch begründen, dass dies eine typische Schranke für die homogene Nukleation nach KOOP et al.(2000) ist: Beim Überschreiten von relativen Feuchten in dieser Größenordnung setzt nach der Theorie die homogene Nukleation ein. Durch das Anwachsen der Kristalle wird die Übersättigung abgebaut, d.h. fällt ziemlich schnell wieder unter diese Schranke. Die Schranke für die homogene Nukleation ist temperaturabhängig und steigt mit abnehmender Temperatur fast linear an. Zum anderen sind die Verteilungen ab ca. 150% etwas verrauscht, so dass es auch im Sinne der statistischen Verwendbarkeit sinnvoll ist, die Momente nur innerhalb des Bereichs 70 bis 150%RH_i zu berechnen.

Durch die Einschränkung des Bereiches, der für die Berechnung von Mittelwert, Standardabweichung und L-Momente benutzt wird (70 bis 150%RH_i), ergeben sich unvermeidlich Verzerrungen der Momente. Um den Effekt abzuschätzen, wurde ein Vergleich mit einer symmetrischen Verteilung, nämlich einer (simulierten) Gaußverteilung ($f_X(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2\right)$) durchgeführt (siehe Abbildung 3.14). Diese wurde bei $\mu = 100\%RH_i$

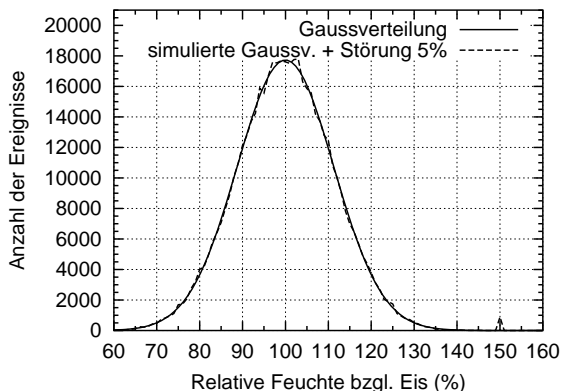


Abbildung 3.14: Analytische Gaußverteilung und simulierte Gaußverteilung mit 5% Störung bei 150%RH_i

zentriert, dabei wurde der Parameter $\sigma = 11.25\%RH_i$ so gewählt, dass die “Standardabweichung” für den eingeschränkten Bereich $70 \leq RH_i \leq 150\%$ in etwa den Standardabweichungen aus den Differenzverteilungen entspricht ($\sigma \approx 10 - 11\%RH_i$). In einer zweiten Studie wurde diese Gaußverteilung noch bei 150%RH_i mit einer Störung belegt. Dabei wurde die Häufigkeit von 150%RH_i auf 5% des Maximalwertes (bei 100%) der Häufigkeit gesetzt. Dies ist “realistisch”, wenn man die Häufigkeiten aus den Differenzverteilungen im Bereich 130 bis 150%RH_i im Verhältnis zu dem Maximalwert setzt (siehe die Abbildungen 3.16 und 3.17) und diese Häufigkeiten als statistisches Rauschen interpretiert. Für die Mittelwerte und Standardabweichungen stellt man nur eine geringe Verschiebung fest ($100.11 \leq \mu \leq 100.19\%RH_i$, $11.10 \leq \sigma \leq 11.28\%RH_i$). Die Verschiebungen für die L-Schiefe ist etwas deutlicher: Eine symmetrische Verteilung hat L-Schiefe $\tau_3 = 0$. In dem eingeschränkten Bereich 70 bis 150% ergeben sich für die Gaußverteilungen mit und ohne Störung Werte für die L-Schiefe im Bereich $0.0077 \leq \tau_3 \leq 0.0161$. Damit sind Verteilungen mit einer L-Schiefe im Bereich $0 \leq \tau_3 \leq 0.0161$ als symmetrische Verteilungen einzustufen, bzw. in diesem Bereich ist keine eindeutige Aussage mehr möglich, Verteilungen mit $\tau_3 > 0.0161$ können dagegen als asymmetrisch bzw. rechtsschief eingestuft werden.

Bemerkung: Die Erhebung in den RH_i-Häufigkeitsverteilungen wird nun als Wolken-signatur verstanden, d.h. die Differenzverteilungen (Differenz zwischen gemessener und geglätteter Verteilung und theoretischer Anpassung) werden als Verteilungen von wolkenbehafteten Messungen interpretiert. Dies soll aber nicht bedeuten, dass die restlichen Daten notwendigerweise alle wolkenfrei sind, bzw. dass die in den Differenzverteilungen auftretenden Messungen die einzigen wolkenbehafteten Fälle sind. Dies kann man weder beweisen noch widerlegen. Es wäre jedoch denkbar (bzw. sogar wahrscheinlich), dass in den sonstigen Messungen (mit $RH_i \geq 70\%$) auch wolkenbehaftete Fälle auftreten können, die aber im statistischen Sinne (“keine Ausbeulung” oder keine sonstige Anomalie) nicht entdeckt werden können. Man rufe sich bei dieser Art von Wolkendetektion bzw. Interpretation der Differenzverteilungen immer ins Gedächtnis, dass hier eine rein statistische Methode benutzt wird, die nichts über einzelne Messungen aussagen kann, sondern immer nur Aussagen über ein Ensemble von Messungen treffen kann. In diesem Sinne kann man auch keine Interpretation für die manchmal auftretenden negativen Werte in den Differenzverteilungen

Tabelle 3.9: Temperaturmittelwerte und –standardabweichungen für die einzelnen Druckschichten der troposphärischen tropische MOZAIC–Daten auf den vier Druckschichten.

Schicht	1 (190–209 hPa)	2 (210–230 hPa)	3 (231–245 hPa)	4 (246–270 hPa)
$\bar{T} \pm \sigma_T$ (°C)	-54.7 ± 2.0	-49.0 ± 3.3	-44.6 ± 2.8	-39.0 ± 3.1

geben. Es kann hier nicht davon ausgegangen werden, dass Werte unterhalb der baseline–Konstruktion wolkenfreie Messungen repräsentieren. Daher werden bei den Auswertungen auch immer nur die positiven “Häufigkeiten” in den Differenzverteilungen berücksichtigt. Zusätzlich bleibt anzumerken, dass bei dieser Art von Untersuchung wahrscheinlich nur eine “untere Abschätzung” gegeben werden kann: Im Vergleich der wolkenbehafteten und wolkenfreien Messungen aus den INCA–Kampagnen (siehe Abbildung 3.13) sieht man, dass ein nicht zu vernachlässigender Anteil an wolkenbehafteten Messungen auch in dem Bereich der höheren Feuchten liegt. Diese können aber, nachdem sich die Steigungen der Exponentialverteilungen nicht signifikant ändern und das Rauschen in diesem Bereich relativ groß ist, nicht gut erfasst werden. Daher ist es durchaus möglich, dass insbesondere im Bereich der hohen Feuchten wesentlich mehr Messungen mit Wolken behaftet sind, diese aber mit unserer Methode nicht gesehen werden können.

Es werden zunächst die MOZAIC–Daten bezüglich dieser Interpretation betrachtet:

Aufgrund der bei OVARLEZ et al.(2002) beobachteten Variation der Verteilungen mit der Temperatur wäre es natürlich wünschenswert, bei den Auswertungen eine ähnliche Aufspaltung nach der Temperatur zu haben. Ohne großen Aufwand ist dies zunächst bei den tropischen Daten möglich: Aufgrund der scharfen Temperaturschichtung in den Tropen (siehe dazu die genaueren Auswertungen in Kapitel 6, und Abbildung 6.1, Seite 99 bzw. Abbildung 6.4, Seite 102) hat man durch die Aufteilung der Daten auf die einzelnen Schichten schon eine Trennung in Temperaturklassen erreicht.

In Tabelle 3.9 sind die Mittelwerte und Standardabweichungen der Temperaturen auf den einzelnen Schichten wiedergegeben (siehe auch Tabelle 6.1, S. 100), auch dabei wird die scharfe Temperaturschichtung deutlich.

Leider ist für die extratropischen nordhemisphärischen Daten diese Aufspaltung nicht so ohne weiteres möglich: Anhand der Abbildungen 6.1 (S. 99) bzw. 6.2 (S. 102) sieht man deutlich, dass die Temperaturverteilungen auf den einzelnen Druckniveaus wesentlich stärker verschmiert sind. Daher werden die troposphärischen Daten der extratropischen Nordhemisphäre in Temperaturklassen aufgeteilt: $K_1 := \{\text{Messungen} \mid -55 \leq T \leq -50^\circ\text{C}\}$, $K_2 := \{\text{Messungen} \mid -50 \leq T \leq -45^\circ\text{C}\}$. Eine Aufspaltung in weitere Temperaturklassen hat wenig Sinn, wie die Auswertungen später zeigen werden. Außerdem werden noch die gesamten troposphärischen extratropischen nordhemisphärischen Daten insgesamt betrachtet.

Für diese sieben verschiedenen Datensätze (tropische Daten der Schichten 1 bis 4; K_1 , K_2 und gesamte troposphärische extratropische nordhemisphärische Daten) werden nun die oben erwähnten Anpassungen durchgeführt.

Tabelle 3.10: Anpassungsbereiche (in %RH_i) für die Anpassungen auf der Schicht 3 (231–245 hPa), Abbildung 3.15, links. Zusätzlich wird die auf diesen Bereich normierte Gütegröße $\chi^2_{\text{RH}_i}$ angegeben.

	Anpassungsbereiche		$\chi^2_{\text{RH}_i}$
Anpassung 1	30 – 80	120 – 160	0.189
Anpassung 2	30 – 70	120 – 160	0.187
Anpassung 3	30 – 80	130 – 160	0.165
Anpassung 4	30 – 70	130 – 160	0.146

In Abbildung 3.15 (links) sieht man ein Beispiel für die möglichen unterschiedlichen Anpassungen an die gemessene (geglättete) RH_i-Verteilung auf der Druckschicht 3 für die tropischen Daten. Die Variation entsteht durch die “beste Anpassung” an die in Tabelle 3.10 aufgeführten Bereiche. Man sieht hier schon sehr gut, dass die verschiedenen Anpassungen hauptsächlich im Bereich der Erhebung unterschiedlich sind, d.h. hier treten zunächst deutliche Variationen auf. In Abbildung 3.15 (rechts) sieht man nun die aus den verschiedenen Anpassungen resultierenden Differenzverteilungen. Dabei stellt man fest, dass zwar die absoluten Werte der “Differenzhäufigkeiten” etwas schwanken. Dennoch bleibt die Struktur bzw. die Qualität der Verteilungen bei allen vier verschiedenen Anpassungen in etwa gleich bzw. ist sehr ähnlich.

Dieselbe Art von Variation kann man auch für die Verteilungen der tropischen Daten auf den anderen drei Schichten sowie für die Verteilungen der extratropischen nordhemisphärischen Daten (Temperaturklassen und Gesamtdaten) beobachten: Die absoluten Werte der resultierenden Differenzverteilungen ändern sich in einem bestimmten Maße, die Struktur der Verteilungen bleibt jedoch in etwa gleich. Diese Variation kann später auch in der Variation der L-Schiefe beobachtet werden, dazu mehr weiter unten.

In Abbildung 3.16 werden nun die am besten passenden Differenzverteilungen für die tro-

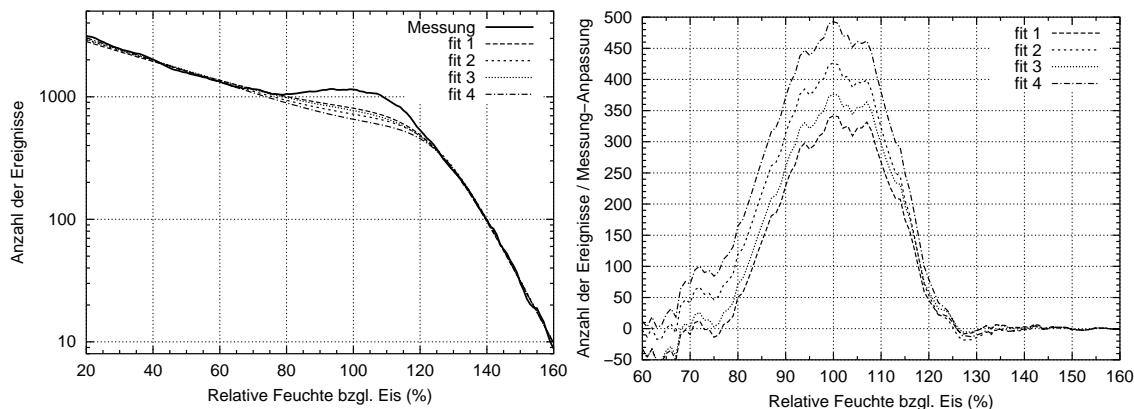


Abbildung 3.15: MOZAIC-Daten – links: Verschiedene Anpassungen an die RH_i-Verteilungen der troposphärische tropischen auf Schicht 3 (231–245 hPa); rechts: aus den verschiedenen Anpassungen (links) resultierende Differenzverteilungen auf der Schicht 3 (231–245 hPa).

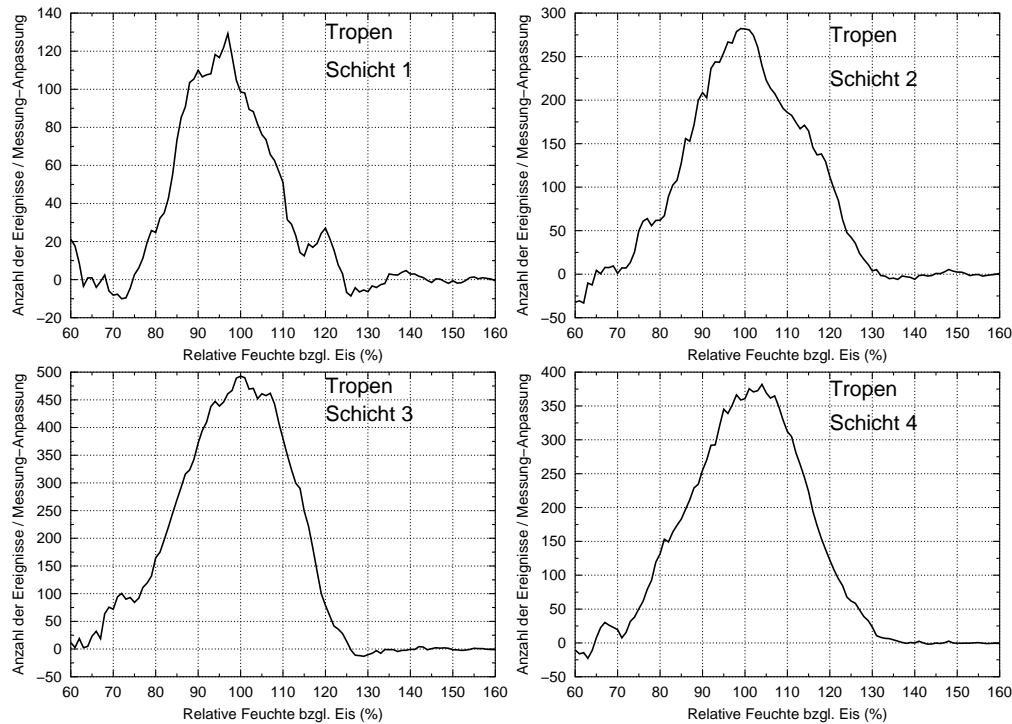


Abbildung 3.16: Differenzverteilungen für die besten Anpassungen an die troposphärische, tropische MOZAIC-Daten: oben links: Schicht 1 (190–209 hPa), rechts: Schicht 2 (210–230 hPa); unten links: Schicht 3 (231–245 hPa), rechts: Schicht 4 (246–270 hPa).

pischen Daten auf den vier Druckschichten gezeigt (ermittelt aufgrund des Minimums des Wertes $\chi_{\text{RH}i}^2$ für die verschiedenen Anpassungen entlang verschiedener Bereiche).

Für alle dargestellten Differenzverteilungen ergibt sich im Prinzip dasselbe Bild: Die Verteilungen sind immer um die Sättigung zentriert, der Mittelwert liegt für alle Verteilungen im Bereich 97 bis 103%RH_i. Die Standardabweichungen liegen im Bereich $10.18 \leq \sigma \leq 12.28\%RH_i$. Durch die Glättung der RH_i-Häufigkeitsverteilungen zeigen die Differenzverteilungen nur geringes Rauschen.

Um nun die Eigenschaften der Verteilungen auch in Abhängigkeit von der Temperaturschichtung zu untersuchen, werden die L-Momente der Verteilungen aus allen Anpassungen berechnet; damit erhält man auch einen gewissen Schwankungsbereich für die verschiedenen Momente. Die wichtigste Größe hierbei ist die L-Schiefe, da dies eine entscheidende Eigenschaft der RH_i-Verteilungen (in Wolken) ist.

Beim Betrachten der Differenzverteilungen im Zusammenhang mit den Werten der L-Schiefe stellt man folgendes fest: In den höheren Schichten (1 und 2) sind die Differenzverteilungen deutlich rechtsschief, die resultierenden L-Schiefen τ_3 liegen für die Schicht 1 im Bereich $0.1068 \leq \tau_3 \leq 0.1310$, für die Schicht 2 im Bereich $0.0071 \leq \tau_3 \leq 0.0598$. Dagegen sind die Differenzverteilungen der beiden unteren Schichten (3 und 4) im wesentlichen symmetrisch, die resultierenden L-Schiefen τ_3 liegen im Bereich $-0.0480 \leq \tau_3 \leq 0.0084$. Damit lassen sich die Werte der L-Schiefe für die verschiedenen Differenzverteilungen folgendermaßen interpretieren: Für die oberen beiden Schichten kann man auch im quantitativen

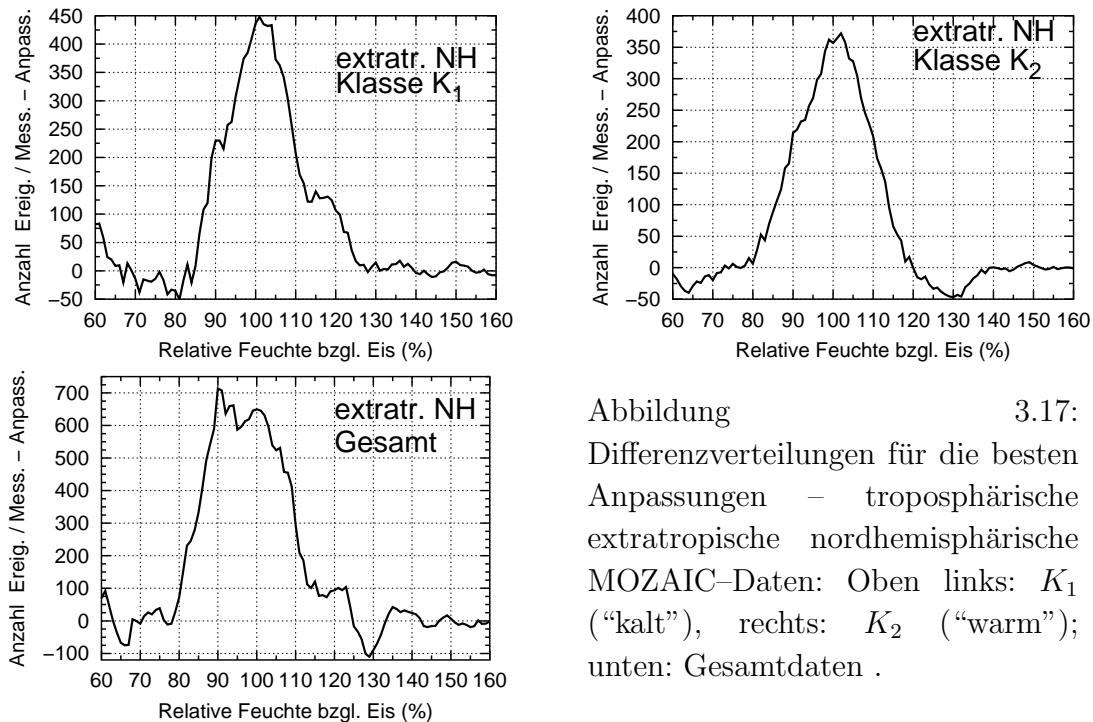


Abbildung 3.17:
Differenzverteilungen für die besten Anpassungen – troposphärische extratropische nordhemisphärische MOZAIC-Daten: Oben links: K_1 (“kalt”), rechts: K_2 (“warm”); unten: Gesamtdaten .

Sinn anhand der L-Schiefe auf rechtsschiefe Verteilungen schließen. Für die beiden unteren Verteilungen liegen die Werte der L-Schiefe im “symmetrischen” Schwankungsbereich, damit kann man diese beiden Verteilungen auch gemäß der L-Schiefe als (quasi) symmetrisch einstufen.

In Abbildung 3.17 werden die Differenzverteilungen für die extratropischen, nordhemisphärischen Daten gezeigt (auch hier wieder die am besten passenden Verteilungen). Dabei werden die beiden Klassen (“kalte” Messungen K_1 und “warme” Messungen K_2) sowie die gesamten Daten aufgetragen. Auch für diese Verteilungen werden im Bereich 70 bis 150%RH_i Mittelwert, Standardabweichung und L-Schiefe berechnet. Dabei stellt man folgendes fest: Die Verteilungen der “kalten” Messungen sowie die der gesamten Daten sind deutlich rechtsschief, auch nach dem oben erläuterten Kriterium der L-Schiefe. Dagegen ist die Verteilung der “warmen” Messungen eindeutig symmetrisch.

Alle Werte (Mittelwerte, Standardabweichung und L-Schiefe) für alle Verteilungen sind in der Tabelle 3.11 zusammengestellt. Die L-Schiefe wurde zusätzlich noch in Abbildung 3.18 visualisiert. Hier wurde außerdem noch die Schranke aus dem Vergleich mit der gestörten Gaußverteilung eingezeichnet. Insbesondere in dieser Abbildung lässt sich der Unterschied in der L-Schiefe zwischen “warmen” und “kalten” Verteilungen deutlich erkennen. Es wird auch noch der Prozentsatz angegeben, der den betrachteten “Wolkendaten” im Verhältnis zu den gesamten Daten im Bereich 70 bis 150%RH_i entspricht. An den Zahlen für die tropischen Daten sieht man, dass durchaus noch ein beträchtlicher Anteil der ursprünglichen Daten zur Auswertung übrigbleibt. Die Prozentzahlen sind zwar bei den nordhemisphärischen Daten wesentlich kleiner, dennoch bleiben aufgrund der höheren Gesamtanzahl der Messungen in der extratropischen Nordhemisphäre ein beträchtlicher Anteil an Daten übrig. Damit haben diese Untersuchungen auch eine solide statistische Grundlage, d.h. es wird

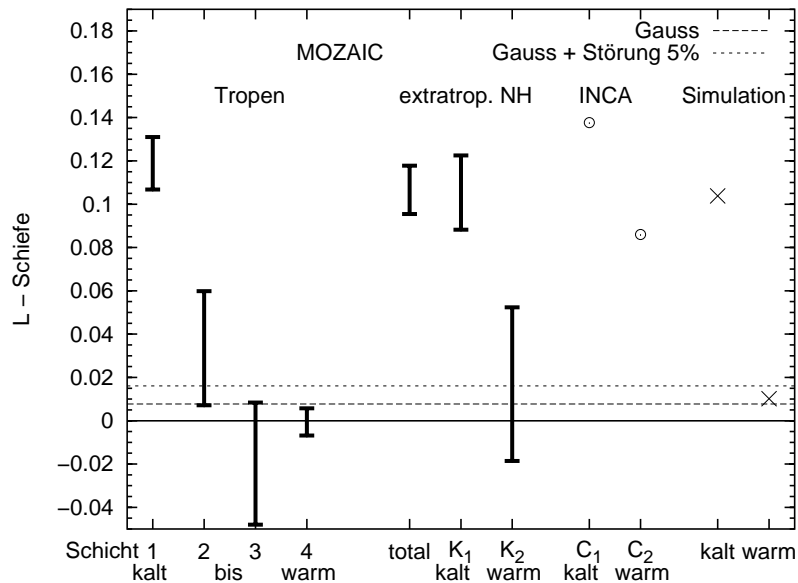


Abbildung 3.18: L-Schiefe für die Differenzverteilungen aus den troposphärische MOZAIC-Daten, für die INCA-Daten, sowie die gestörten Gaußverteilungen und die Simulationen der warmen und kalten Wolken.

nicht nur ein statistisches Rauschen untersucht sondern ein tatsächliches Phänomen.

Neben den MOZAIC-Daten wird die oben geschilderte Prozedur der besten Anpassungen auch auf die Häufigkeitsverteilungen der relativen Feuchte der troposphärischen MLS-Daten angewandt (Druckschicht 147 und 215 hPa). In Abbildung 3.19 werden die Differenzverteilungen aus den am besten passenden Anpassungen an die RHi-Verteilungen gezeigt. Dabei stellt man fest, dass man im Gegensatz zu den Differenzverteilungen aus den MOZAIC-Daten keinerlei Struktur erkennen kann. Im wesentlichen ist bei diesen Verteilungen nur Rauschen zu sehen, wobei hierbei bemerkenswert ist, dass die Häufigkeiten in einem erstaunlich kleinen Bereich schwanken. Hierbei sollte man bedenken, dass für die Auswertung der MLS-Verteilungen eine sehr große Datenmenge zur Verfügung steht. Daher kann man dieses Rauschen dahingehend interpretieren, dass das Cloud clearing bei den

Tabelle 3.11: Mittelwerte, Standardabweichungen und L-Schiefe τ_3 (Schwankungsbereiche der Anpassungen für verschiedene Bereiche) für die Differenzverteilungen im Bereich 70 bis 150%RHi für die troposphärischen MOZAIC-Daten.

Bereich	MW (%RHi)	σ (%RHi)	$\tau_3 = \frac{l_3}{l_2}$	Anteil %
Tropen 1	96.86–99.88	10.18–10.50	0.1068–0.1310	13.3–15.3
Tropen 2	97.56–102.96	10.60–12.14	0.0071–0.0598	15.3–22.8
Tropen 3	98.39–100.95	10.22–11.69	–0.0480–0.0084	19.8–30.4
Tropen 4	100.87–101.48	10.71–12.28	–0.0068–0.0057	26.1–32.8
extratrop. NH gesamt	98.44–101.72	9.23–10.77	0.0955–0.1178	1.8–2.7
extratrop. NH kalt (K_1)	103.09–105.64	9.20–10.87	0.0882–0.1225	5.1–8.0
extratrop. NH warm (K_2)	99.48–101.61	8.39–9.28	–0.0186–0.0524	6.7–9.1

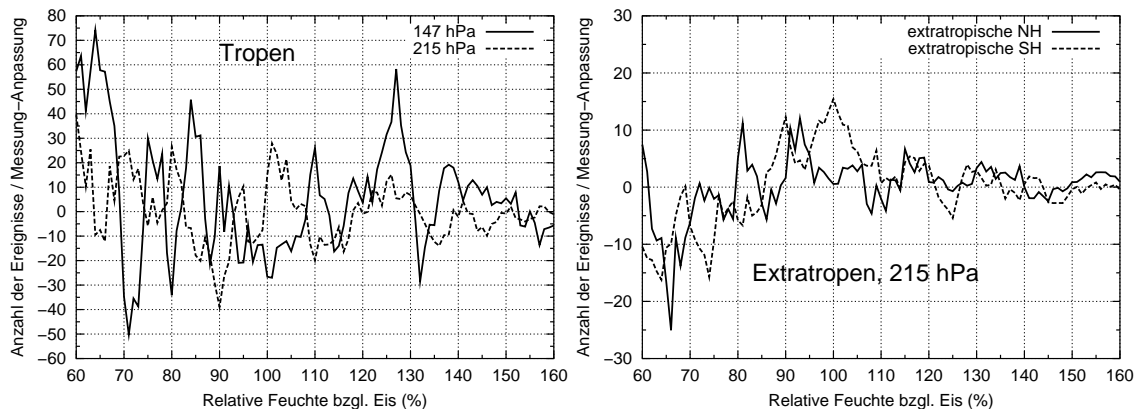


Abbildung 3.19: Differenzverteilungen für die besten Anpassungen / troposphärische MLS-Daten: links: tropische Daten auf den Druckschichten 147 und 215 hPa, rechts: extratropische Daten (NH und SH) auf der Druckschicht 215 hPa.

MLS-Daten sehr gut funktioniert, da praktische keinerlei “verwertbare” Differenzverteilungen übrigbleiben, sondern nur statistisches Rauschen.

Außerdem wurde versucht, diese Art von Auswertung auch auf die korrigierten Radiosondendaten auszudehnen. Obwohl auch hier bei einigen Verteilungen die Erhebung deutlich zu sehen ist, kann man aufgrund des wesentlich stärkeren statistischen Rauschens keine belastbaren Aussagen treffen.

Nachdem die beiden INCA Messkampagnen in den extratropischen Breiten stattfanden (Prestwick, 53°N; Punta Arenas, 54°S) kann man auch die INCA Daten zum Vergleich mit den Ergebnissen aus den extratropischen MOZAIC-Daten heranziehen. Wie oben werden die gesamten Daten (innerhalb von Wolken, d.h. mit $\kappa > 0.05 \text{ km}^{-1}$) wieder in zwei (Temperatur-) Klassen unterteilt: Die Klasse C_1 enthält alle Daten im Temperaturbereich $-55 \leq T \leq -50^\circ\text{C}$, die Klasse C_2 enthält alle Daten im Temperaturbereich $-50 \leq T \leq -45^\circ\text{C}$. Für diese beiden Klassen wurde ebenfalls die L-Schiefe im Bereich 70 bis 150%RH_i berechnet. Die Werte für beide Verteilungen ($\tau_3(C_1) = 0.1377$, $\tau_3(C_2) = 0.0860$) werden ebenfalls in Abbildung 3.18 visualisiert. Im wesentlichen sieht man auch hier denselben qualitativen Effekt wie für die MOZAIC-Daten: Für Messungen in kalten Wolken (Klasse C_1) ist die L-Schiefe der zugehörigen RH_i-Verteilung größer als für Messungen in wärmeren Wolken (Klasse C_2). Verglichen mit den L-Schiefen für die Verteilungen aus den MOZAIC-Daten (Klassen K_1 und K_2) sieht man deutlich, dass die L-Schiefen aus den MOZAIC-Daten untere Abschätzungen sind.

Nachfolgend soll noch eine Interpretation für das unterschiedliche Verhalten der Feuchteverteilungen in kälteren und wärmeren Wolken gegeben werden:

Der Unterschied zwischen den Verteilungen in kälteren und wärmeren Wolken besteht hauptsächlich in der Gestalt der Verteilung: Für die warmen Fälle ergibt sich eine (fast) symmetrische Verteilung, für die kalten Messungen eine asymmetrische bzw. rechtsschiefe Verteilung mit relativ großen Häufigkeiten für höhere Feuchten. Mit hoher Wahrscheinlichkeit ist dieser Unterschied in der Qualität bzw. der Gestalt der Verteilungen durch

die Temperaturabhängigkeit der Zeitskala gegeben, in der ein entstandener Zirrus die ursprünglich hohe Übersättigung bis zur Sättigung bzw. zum Gleichgewicht abgebaut hat. Diese Übergangsphase bzw. diese Zeit zum Abbau der Feuchte ist für Temperaturen $T \approx -60^\circ\text{C}$ zweimal so groß wie für Temperaturen $T \approx -40^\circ\text{C}$, da sowohl der Diffusionskoeffizient für H_2O -Moleküle in der Luft als auch der Sättigungsdampfdruck mit abnehmender Temperatur fällt. Die Zeitskala für das Kristallwachstum in einem frisch entstandenen Zirrus kann durch die folgende Formel (siehe GIERENS, 2003) angegeben werden:

$$\tau_g = 7.14 \times 10^5 \cdot T^{-1.61} \cdot p \cdot [s_0 e_{\text{si}}(T)]^{-1/3} N^{-2/3} \quad (3.10)$$

Dabei bezeichnet s_0 die Anfangsübersättigung ($s_0 = \frac{RH_{i_0} - 100\%}{100\%}$) bei der Zirrusbildung und N die Anzahldichte der gebildeten Eiskristalle ($[N] = m^{-3}$). τ_g wird in Sekunden angegeben, übliche Kristallwachstumszeiten liegen im Bereich 10 bis 30 min. Allerdings kann die Zeit, die der Zirrus zum Übergang in das thermodynamische Gleichgewicht (d.h. Sättigung) benötigt, etwa das Doppelte der Kristallwachstumszeiten betragen. Am Anfang ist nämlich die Kondensationsrate relativ klein aufgrund der kleinen Kristalle; erst im Laufe des Anwachsens der Kristalle kann dann die Feuchte schneller und effektiver durch das Wachstum abgebaut werden.

Daher kann die Übergangszeit von Zirrusbildung zu Gleichgewicht (Relaxationszeit) einen nicht zu vernachlässigen Anteil der Lebenszeit eines Zirrus (etwa mehrere Stunden) ausmachen. Tatsächlich wird in dünnen Zirren oder subvisible cirrus in kalter Luft (unterhalb von 215 K) unter Umständen das thermodynamische Gleichgewicht nicht erreicht, d.h. die Eiskristalle fallen aus der Wolke heraus bevor die relative Feuchte innerhalb der Wolke Sättigung erreicht (siehe KÄRCHER, 2002). Damit kann man insbesondere davon ausgehen, dass ein kleiner aber nicht zu vernachlässigender Bruchteil der in den MOZAIC-Messungen gefundenen Zirren sich in dieser Übergangsphase befinden. Die Zeitdauer dieser Übergangsphase nimmt mit abnehmender Temperatur zu, damit wächst die Wahrscheinlichkeit, einen Zirrus in der Übergangsphase zu messen mit abnehmender Temperatur. Daher würde man erwarten, dass in warmen Zirrus nur leicht schiefe bzw. fast symmetrische Feuchteverteilungen zu finden sind, während in kalten Zirren asymmetrische Feuchteverteilungen mit größerer Schiefe zu den hohen Feuchten hin zu finden sind.

Auch die vertikale Geschwindigkeit kann einen Einfluss auf die Zeitdauer für den Übergang in den Gleichgewichtszustand haben. Dabei wird durch Aufwärtsbewegungen die Übergangsperiode verlängert. Zur genaueren Quantifizierung dieses Effektes kann man die sogenannte ‘‘Aufwärtsbewegungszeit’’ (updraft time scale, τ_u) einführen:

$$\tau_u = 1.67 \times 10^{-2} w^{-1} T^2, \quad (3.11)$$

wobei w die vertikale Geschwindigkeit bezeichnet (Aufwärtsbewegung). Die Zeitdauer für den Übergang in das Gleichgewicht wächst mit abnehmender Aufwärtsbewegungszeit (siehe dazu z.B. die Gleichung (11) in GIERENS, 2003). Damit erzeugen starke Aufwärtsbewegungen eine zusätzliche Verlängerung der Übergangsperiode. Leider kann man diesen Effekt anhand der MOZAIC-Daten nicht überprüfen, da in den MOZAIC-Daten keinerlei Informationen über die Vertikalbewegungen enthalten sind. Zusätzlich kann

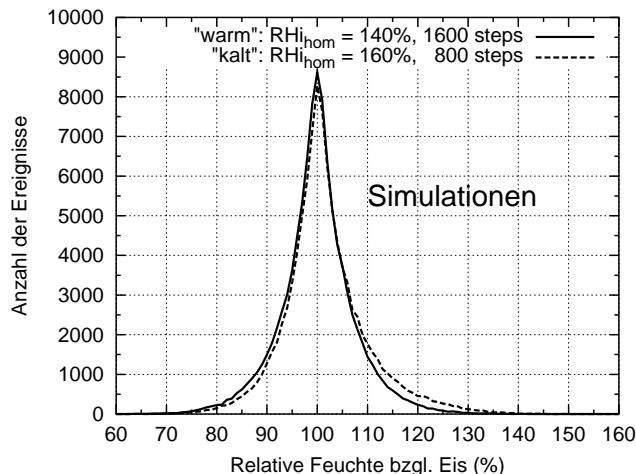


Abbildung 3.20: Simulation von RHi-Verteilungen in warmen ($RH_{i_{\text{hom}}} = 140\%RH_i$, 1600 Schritte) und kalten ($RH_{i_{\text{hom}}} = 160\%RH_i$, 800 Schritte) Wolken.

man aus der Gleichung (3.11) noch ablesen, dass bei gleichbleibender Aufwärtsbewegung die Übergangszeit mit abnehmender Temperatur zunimmt. Dieser Effekt verstärkt damit den oben beschriebenen mikrophysikalischen Temperatureffekt.

In SPICHTINGER et al. (2004) wurden diese verschiedenen Verteilungen noch durch ein simples Modell simuliert ohne mögliche dynamische Effekte zu berücksichtigen. Dazu wurde eine feste Anfangsfeuchte vorgegeben, die der kritischen Feuchte zur homogenen Nukleation entspricht ($RH_{i_{\text{hom}}}$). Damit nimmt man also an, dass zum Anfangszeitpunkt die homogene Nukleation einsetzt und die Übersättigung abbaut. Im folgenden kann die Feuchte in variablen, zufälligen kleinen Schritten ($\approx 1\%$) zu- oder abnehmen, gemäß dem Vorzeichen einer uniform verteilten Zufallsgröße, die leicht asymmetrisch um die Null herum verteilt ist, so dass die Wahrscheinlichkeit für die relative Feuchte in Richtung 100% zu wandern etwas größer ist als in die andere Richtung. Für die kalten Wolken wurden nun 800 Schritte simuliert. Dies ist ausreichend für eine gewisse Erinnerung an den Anfangszustand, so dass man nach diesen 800 Schritten sich noch in der Übergangsphase befindet. Für die warmen Wolken wurden 1600 Schritte simuliert, um durch eine zweimal so hohe Anzahl aufgrund der unterschiedlichen Kristallwachstumszeiten ungefähr dieselbe Zeit zu repräsentieren. Die Anfangsfeuchte (d.h. die Schwelle zur homogenen Nukleation) beträgt im kalten Fall $RH_{i_{\text{hom}}} = 160\%$, im warmen Fall $RH_{i_{\text{hom}}} = 140\%$. Um vernünftige Statistiken zu erhalten, wurde diese Simulation für 100000 Fälle für den warmen und den kalten Fall gerechnet. In beiden Fällen findet man Verteilungen um die 100% zentriert und mit Standardabweichungen nahe 10%. Beide Verteilungen haben positive L-Schiefen, jedoch ist diese für die kalten Fälle ca. zehnmal höher als für die warmen; dies reproduziert genau die oben beschriebene Situation. Diese Werte sind auch in der Abbildung 3.18 eingetragen. Dabei sieht man, dass die Werte sehr gut zu den Messungen passen.

Bei dieser einfachen Simulation zeigte sich auch, dass der Anfangswert (d.h. die kritische Feuchte für die homogene Nukleation) nur minimalen Einfluss auf die Simulation bzw. auf die endgültige Gestalt der Verteilung hat. Je höher der Anfangswert ist, desto länger dauert

Tabelle 3.12: Mittelwerte, Standardabweichungen und L–Schiefen τ_3 für die Simulationen von RHi–Verteilungen in warmen und kalten Wolken.

Wolkentyp	Schritte	RHi_{hom} (%RHi)	MW (%RHi)	σ (%RHi)	τ_3
kalt	800	160	101.62	8.34	0.1038
warm	1600	140	100.02	7.38	0.0102

es natürlich auch, die hohe Feuchte abzubauen, daher steigt für verschiedene Vergleichssimulationen die L–Schiefe mit der kritischen Feuchte RHi_{hom} leicht an. Der entscheidende Faktor für die Gestalt der Verteilung ist jedoch die Geschwindigkeit, mit der die hohe Feuchte abgebaut wird, d.h. in dieser Simulation die Anzahl der Schritte. Diese entspricht natürlich der Zeit in der die Übersättigung abgebaut wird. Diese ist eben ihrerseits von der Temperatur abhängig und steigt bei Abfall der Temperatur stark an (siehe oben).

In Abbildung 3.20 ist die Simulation für warme und kalte Wolken (kalt: 800 Schritte, $RHi_{\text{hom}} = 160\%$; warm: 1600 Schritte, $RHi_{\text{hom}} = 140\%$) dargestellt. In Tabelle 3.12 werden die berechneten Momente (Mittelwert, Standardabweichung und L–Schiefe) für den Bereich 70 bis 150%RHi für die einzelnen Simulationen zusammengestellt.

Nachdem auch die INCA–Daten zur Verfügung stehen, ist es relativ naheliegend, dieselbe Methode auch auf diese Daten anzuwenden und die aus der Anpassung resultierende Verteilung mit der Verteilung der echten Wolkendaten (Abbildung 3.13) zu vergleichen. Obwohl es nicht im vollen Maße möglich ist, die oben beschriebene Prozedur auf die Daten anzuwenden (zuviel statistisches Rauschen), erhält man dabei dennoch interessante Erkenntnisse: Zum einen enthält die aus der Anpassungsmethode resultierende Verteilung nur circa 1/5 bis 1/4 der tatsächlichen Wolkendaten (gemäß dem Nephelometer–Kriterium). Für die aus den MOZAIC–Daten gewonnenen Verteilungen kann man einen ähnlichen Anteil der tatsächlichen Wolkendaten in den resultierenden Verteilungen vermuten. Allerdings kann man die aus den INCA–Daten gewonnene Aussage über den tatsächlichen Anteil der wolkenbehafteten Messungen nicht so ohne weiteres auf die MOZAIC–Daten verallgemeinern: Bei den Messungen der verschiedenen Datensätzen kommen unterschiedliche Messstrategien, –instrumente und Auswahlkriterien zum Zuge. Zum anderen kann die Verteilung der wolkenfreien Messungen (Abbildung 3.13, linkes Bild, gestrichelte Linie) mit Hilfe der variablen Exponenten extrem gut über den gesamten Bereich von ca. 30 bis 150%RHi angepasst werden. Diese Verteilung zeigt im übrigen auch keine Wolkenausbeulung. Daher kann man annehmen, dass Wolken mit Extinktion unterhalb der Genauigkeit des Nephelometers kaum zur Wolkensignatur (Ausbeulung) beitragen und diese Signatur damit hauptsächlich dicke Wolken repräsentiert. Die RHi–Verteilung innerhalb von dünnen Wolken scheint demnach der RHi–Verteilung in wolkenfreier Luft sehr zu ähneln. Dies könnte daher kommen, dass die Relaxationszeit für dünne Wolken extrem groß werden kann (N klein in Gleichung 3.10). Tatsächlich kann die Relaxationszeit sogar länger als die Sedimentationszeit für die Eiskristalle werden. In diesem Fall erreicht die Wolke nie den Gleichgewichtszustand (siehe KÄRCHER, 2002).

Anhang: L–Momente

Formale Definition von L–Momenten:

Seien X_1, X_2, \dots, X_n aufsteigend geordnete Messungen. Dann kann man gewichtete Wahrscheinlichkeitsmomente b_r ($r = 0, 1, 2, 3, \dots$) definieren (siehe GREENWOOD et al., 1979):

$$b_0 := \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n X_j \quad (3.12)$$

$$b_r := \frac{1}{n} \sum_{j=r+1}^n \frac{(j-1)(j-2)\dots(j-r)}{(n-1)(n-2)\dots(n-r)} X_j \quad (3.13)$$

Mit diesen gewichteten Momenten b_r definiert man nun die sogenannten L–Momente:

$$l_1 := b_0 \quad (3.14)$$

$$l_2 := 2b_1 - b_0 \quad (3.15)$$

$$l_3 := 6b_2 - 6b_1 + b_0 \quad (3.16)$$

$$l_4 := 20b_3 - 30b_2 + 12b_1 - b_0 \quad (3.17)$$

Aus diesen L–Momenten kann man “robuste” Analoga zu den üblichen Größen wie Standardabweichung σ , Schiefe oder Kurtosis gewinnen

$$\text{L-CV } \tau_2 := \frac{l_2}{l_1} \quad (3.18)$$

$$\text{L-Schiefe } \tau_3 := \frac{l_3}{l_2} \quad (3.19)$$

$$\text{L-Kurtosis } \tau_4 := \frac{l_4}{l_2} \quad (3.20)$$

bzw. höhere L–Momente $\tau_r := \frac{l_r}{l_2}$. Dabei bezeichnet L–CV den “coefficient of variation”, ein robustes und dimensionsloses Analogon zur normalen Standardabweichung, außerdem gilt natürlich $l_1 = EW[X]$. Der Hauptvorteil dieser L–Momente gegenüber den konventionellen Momenten μ_r ist, dass sie wesentlich weniger durch die Variabilität der Daten beeinflusst werden, d.h. sie sind wesentlich robuster gegenüber Ausreißer als die konventionellen (höheren) Momente (siehe GUTTMAN, 1993; 1994).

Zur Berechnung der L–Momente habe ich ein Programmpaket von J. Hosking benutzt (LMOMENTS¹), das im wesentlichen auf dem Ansatz beruht, dass man diese Momente aus einer “order statistics” berechnen kann (siehe HOSKING, 1990).

Nachbemerkung:

Kürzlich haben KÄRCHER UND HAAG (2004) ein weiteres Modell zur Beschreibung der exponentiellen Verteilungen im übersättigtem Bereich präsentiert. Durch natürliche Temperaturfluktuationen um eine feste Temperatur können Häufigkeitsverteilungen für die relative Feuchte entstehen, die durch exponentielle Modelle sehr gut angepasst werden können.

¹Quelle des Paketes: <http://lib.stat.cmu.edu/general/lmoments>

Dieses Modell steht nicht im Widerspruch zu dem oben präsentierten Modell. Es behandelt vielmehr eine Unterklasse der allgemein betrachteten physikalischen Prozesse, nämlich die Temperaturfluktuationen (z.B. induziert durch mesoskalige bzw. mikroskalige vertikale Bewegungen). Man beachte dabei auch, dass bei diesem Modell im wesentlichen die übersättigten Bereiche gut repräsentiert werden können. Der Knick in den troposphärischen Verteilungen kann jedoch nicht erklärt werden.

Kapitel 4

Globale Verteilungen von ISSRs

4.1 Verteilungen aus MLS–Daten

Zur Bestimmung von globalen Verteilungen für ISSRs aus den MLS–Messungen, werden diese auf ein Breite \times Länge Gitter mit 64×128 Punkten verteilt. Das benutzte Gitter entspricht dem ECHAM–Gitter wie es für die Transformationsmethode in spektralen T42–Modellen verwendet wird. Dabei liegt das Gitter in einer Auflösung von ca. $2.8^\circ \times 2.8^\circ$ vor. Dieses Gitter wurde aus zwei Gründen gewählt: Zum einen entsprechen seine typischen Ausdehnungen (ca. $300 \times 300 \text{ km}^2$ am Äquator, ca. $200 \times 300 \text{ km}^2$ in den mittleren Breiten) in etwa dem FOV von MLS. Zum anderen wurde dieses Gitter schon in früheren Auswertungen benutzt (siehe GIERENS et al., 1997, 1999, 2000). Um die schon vorhandenen Ergebnisse mit den aktuellen Auswertungen vergleichen zu können, ist es hilfreich, dasselbe und auch für diese Zwecke passende Gitter zu benutzen.

Die relative Häufigkeit von ISSRs wurde für jede Masche berechnet. Dabei wurde einfach die Anzahl der übersättigten Messungen pro Gesamtanzahl der Messungen in dieser Masche ermittelt. Dieses “Verfahren” wurde für beiden Schichten (147, 215 hPa) durchgeführt. Dabei wurden zum einen alle Daten des gesamten zur Verfügung stehenden Zeitraums ausgewertet (“jährliche” Statistik, d.h. eigentlich “Gesamtstatistik”), zum anderen wurden die Daten nach Jahreszeiten aufgeteilt (Frühling MAM, Sommer JJA, Herbst SON und Winter DJF). Natürlich werden die Messungen aber immer auch nach dem in Abschnitt 2.1 beschriebenen Cloud–Clearing–Algorithmus ausgesiebt. Um eine sinnvolle statistische Verwendbarkeit zu gewährleisten, werden für die Auswertung nur Gitterpunkte berücksichtigt, in denen eine Mindestanzahl von Messungen erfolgte. Die Schranken für die Anzahl der Messungen liegen für die saisonalen Auswertungen bei 15 gültigen Messungen, für die Gesamtstatistik bei 50 gültigen Messungen; die Datenlücken sind weiß gekennzeichnet.

Auf der Abbildung 4.1 sind die Gesamtverteilungen der ISSRs für die Schichten 147 und 215 hPa dargestellt, die Abbildung 4.3 zeigt die Verteilungen für die einzelnen Jahreszeiten. Zunächst folgt eine Interpretation der Gesamtstatistiken:

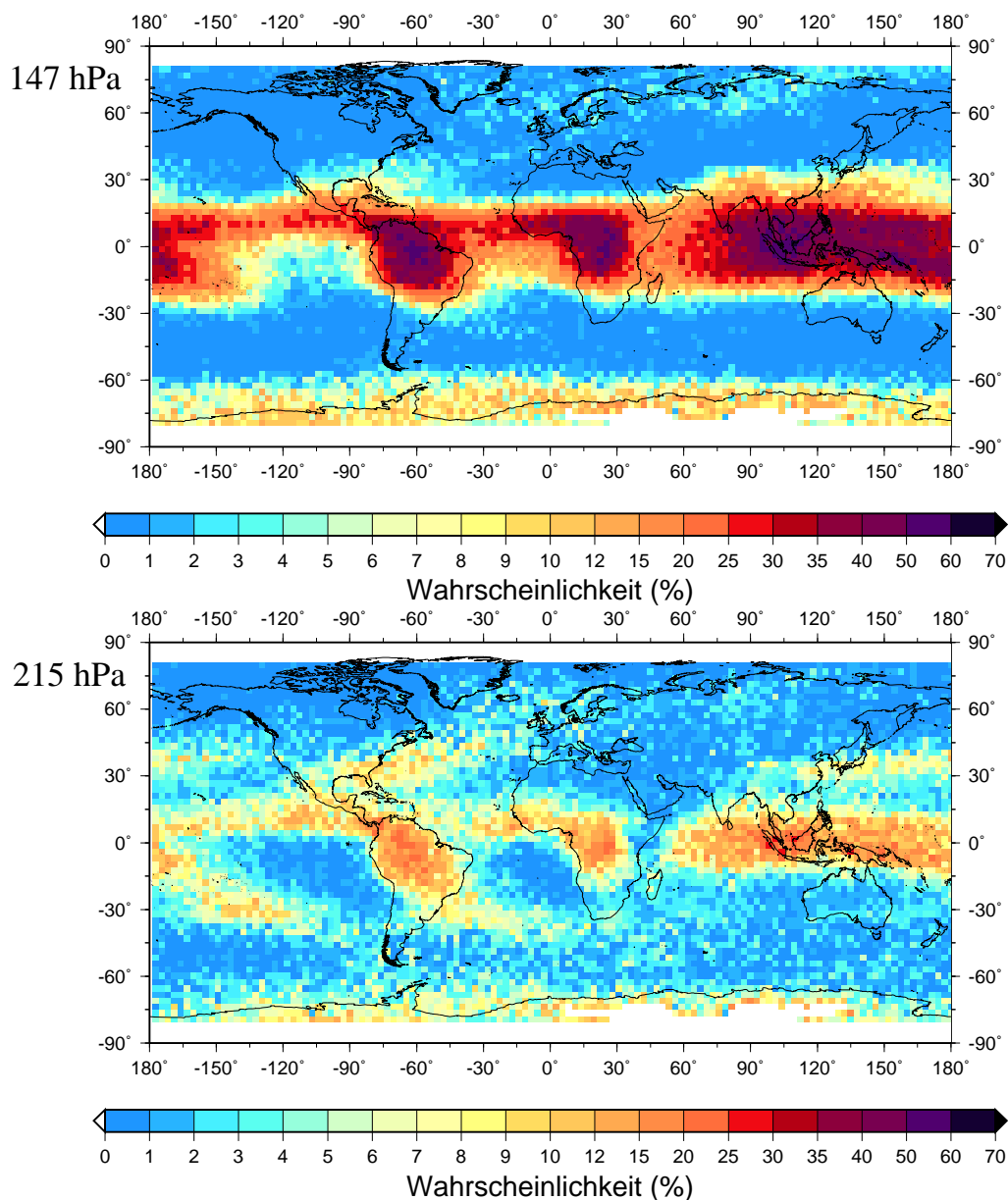


Abbildung 4.1: Globale Häufigkeitsverteilung von ISSRs aus den MLS-Daten; oben: Druckschicht 147 hPa, unten: Druckschicht 215 hPa. Fehlende Werte sind weiß dargestellt.

1. Auf der Schicht 147 hPa treten ISSRs am häufigsten in den Tropen zwischen 15°N und 15°S auf. Hier liegen die maximalen Häufigkeiten bei ca. 40 bis 50%, insbesondere über den Landmassen kann man diese Werte erkennen. Deutliche Maxima sind hier über dem Amazonasbecken, über Zentralafrika und der indonesischen Inselgruppe zu erkennen. Diese Maxima sind durch schmale Bänder mit hohen Häufigkeiten von ISSRs verbunden, welche entlang der innertropischen Konvergenzzone (ITCZ) zwischen dem Äquator und etwa 15°N laufen. Allerdings fällt bei dem Bild auf, dass im tropischen Pazifik, westlich von Südamerika die Häufigkeiten von ISSRs wesentlich geringer sind als im Rest des Bandes. Dies unterliegt auch einer saisonalen Schwankung, siehe dazu auch die Abbildung 4.3. In den Subtropen beider Hemisphären (15° bis

30°) nimmt die Häufigkeit von ISSRs stark in Richtung Pole ab. In den mittleren Breiten treten so gut wie keine ISSRs auf; dies ist auch nicht weiter verwunderlich, denn wie schon in Abschnitt 3.1 (Seite 14 ff.) ausgeführt, sind die Daten in dieser geographischen Region größtenteils der Stratosphäre zuzuordnen; aufgrund der niedrigen spezifischen Feuchten in der Stratosphäre treten dort relativ wenige ISSRs auf, siehe dazu auch die Abbildung 3.1. Nur in den nördlichsten Breiten treten vereinzelt ein paar ISSRs auf. Dies ist insbesondere ein saisonaler Effekt und wird weiter unten genauer beschrieben.

Außerdem treten die ISSRs relativ häufig (5 bis 20%) in der Antarktisregion (südlich von ca. 55°S) auf. Diese hohen Häufigkeiten sind ebenfalls saisonaler Natur und werden weiter unten ausführlich beschrieben.

Im bisher beschriebenen Bereich zeigt die globale Häufigkeitsverteilung sehr große Ähnlichkeit zu den Verteilungen von subvisible cirrus (SVC) in den Höhenschichten 14.5 und 16.5 km, wie sie von SAGE II (an Bord des Satelliten ERBS) gesehen werden¹. Eine genaue, auch quantitative Untersuchung bzw. eine Korrelation der Verteilungen von ISSRs (MLS) und SVC (SAGE II) wird im Abschnitt 4.4 präsentiert. Dennoch sei an dieser Stelle noch erwähnt, dass aufgrund der geringen Streuung von SVC (und auch dünnem Zirrus, etwa mit optischer Dicke $\tau < 0.3$) in dem von MLS empfangenem Signal und der relativ geringen Eiskristalldichte dieser nur selten von den in Abschnitt 2.1 (Seite 6) beschriebenen Cloud Clearing Kriterien erkannt wird. Damit ist es durchaus möglich, dass SVC und vielleicht auch dünner Zirrus (etwa mit optischer Dicke $\tau < 0.3$) das Signal der relativen Feuchte beeinflussen kann, d.h. in übersättigten Messungen mitenthalten ist. Allerdings ist aufgrund der niedrigen Strahlungswirksamkeit von Eis gegenüber Dampf und dem extrem geringen Anteil von Eiskristallen in SVC kein wirklich signifikanter Beitrag zu der relativen Feuchte zu erwarten (siehe auch das frühere Rechenbeispiel in Abschnitt 3.1, Seite 14). Damit werden die qualitativen Aussagen in diesem Kapitel auch nicht verändert durch die mögliche Anwesenheit von SVC in den Messungen, da insbesondere SVC nur in einer übersättigten Umgebung überleben kann.

2. Auf der Schicht 215 hPa liegen die Maxima der Häufigkeiten an denselben Stellen, wie in der darüberliegenden Schicht, nämlich über Amazonien, Zentralafrika und dem indonesischen Archipel. Diese Regionen werden wieder durch Bänder von höheren relativen Häufigkeiten entlang der ITCZ verbunden (Indonesien–Südamerika–Afrika). Allerdings wird die Verbindungslinie an der Ostküste Afrikas etwas unterbrochen.

Dabei erreichen die Häufigkeiten wesentlich geringere Werte als in der Schicht 147 hPa. Zusätzlich zu der Struktur, die schon auf der höheren Schicht ausgeprägt war, kommen einige neuen Bereiche mit erhöhter Häufigkeit von ISSRs dazu: Die extratropischen Sturmbahnen sind deutlich ausgeprägt. Außerdem ist wieder deutlich

¹Für die Antarktis liegen leider keine Daten für SVC von SAGE II vor, daher kann man dazu keine Aussage machen.

eine Erhöhung der Häufigkeiten über der Antarktis zu sehen. Auch diese Erscheinung ist wieder saisonal bedingt und wird weiter unten genauer untersucht.

Die beobachteten Strukturen kann man folgendermaßen erklären:

- Die Sturmbahnen sind die üblichen Zugbahnen der extratropischen Zyklonen. Entlang deren Warm- und Kaltfronten kann großräumig feuchte Luft aufsteigen bzw. adiabatisch gehoben werden, so dass in diesen Bereichen vermehrt ISSRs auftreten können. Außerdem können entlang der Kaltfronten konvektive Ereignisse (zum Teil viele konvektive Zellen entlang einer Kaltfront, sogenannte Frontgewitter) entstehen, die durch ihren sehr effektiven vertikalen Transport von spezifischer Feuchte ebenfalls ISSRs bzw. Wolken erzeugen können. Natürlich entstehen bei diesen konvektiven Zellen auch die üblichen Zirruschirme.
- In den Tropen kann man im wesentlichen zwei verschiedene Mechanismen für die Entstehung von ISSRs und Zirren angeben: Zum einen spielen hier natürlich die mesoskaligen konvektiven Systeme eine große Rolle, die durch ihren enormen Auftrieb sehr viel Feuchtigkeit nach oben schaffen. Die Hauptaktivitäten liegen dabei natürlich in den drei Regionen, in denen auch die Maxima in der Häufigkeit zu verzeichnen sind, ebenso natürlich auch entlang der ITCZ. Indirekt kann das auch durch das Fehlen von erhöhten ISSR-Auftreten in der Region westlich von Südamerika nahe dem Äquator untermauert werden: In dieser Region findet kaum Konvektion statt.

Zum anderen liegt gerade die Druckschicht 147 hPa teilweise in der TTL. Dort können durch langsames Aufgleiten von geringen spezifischen Feuchten übersättigte Regionen, SVCs (JENSEN et al., 1996) oder auch die sogenannten ultradünnen tropischen Wolken (UTTC) entstehen (siehe PETER et al., 2003 und LUO et al., 2003).

Auf die verschiedenen Entstehungsformen von ISSRs und deren möglichen Signaturen in den Variablen T , q und RHi wird in Abschnitt 6.5 genauer eingegangen.

In der Tabelle 4.1 werden noch die globalen und zonalen Mittel der Häufigkeiten auf den verschiedenen Schichten zusammengestellt. Erwähnenswert ist hierbei der hohe Wert für

Tabelle 4.1: Globale und regionale mittlere Häufigkeiten sowie Standardabweichungen (P_{ISSR} und σ , beides in % angegeben) für ISSRs aus den MLS-Daten für die Druckschichten 147 und 215 hPa.

Region	Schicht 147 hPa		Schicht 215 hPa	
	P_{ISSR} (%)	σ (%)	P_{ISSR} (%)	σ (%)
Global (90°N–90°S)	10.55	14.98	4.31	4.77
extratr. NH (90°N–30°N)	0.89	1.46	2.15	2.70
Tropen (30°N–30°S)	18.91	14.69	5.98	4.81
extratr. SH (30°S–55°S)	0.33	0.56	2.49	2.12
Antarktis (55°S–90°S)	6.06	6.64	3.66	4.06

die tropischen Daten auf der Schicht 147 hPa von etwa 19%. Wenn man nun die globalen Häufigkeiten von ISSRs in dieser Region mit der Klimatologie von relativer Feuchte (RH_i) von MLS aus READ et al.(2001) vergleicht, so stellt man folgendes fest: In den Tropen auf der Schicht 147 hPa liegt die mittlere relative Feuchte bei 90 bis 100% (und in dieser Klimatologie wurden Werte über 120%RH_i nicht berücksichtigt, bzw. auf 100% gesetzt!), daher sind die hohen Häufigkeiten für ISSRs in dieser Region durchaus plausibel. Für fast alle Regionen ist die Standardabweichung höher als der Mittelwert selbst. Dies ist durchaus korrekt, da die Verteilung der Häufigkeiten für ISSRs sehr schief ist, d.h. es gibt einige Maschen an denen die Häufigkeit für ISSRs extrem groß ist. Die Werte für die mittleren Häufigkeiten in der Tabelle 4.1 werden in Abschnitt 4.3 mit den Häufigkeiten aus den MOZAIC-Daten verglichen.

Es ist sinnvoll, die aus MLS-Daten erhaltenen globalen Verteilungen von ISSRs mit den globalen Verteilungen von Zirren zu vergleichen, denn ISSRs stellen das Vorstadium von Zirren dar. Dabei wurde die Globalstatistik von WYLIE UND MENZEL (1999) benutzt; in dieser Arbeit wurde eine Statistik von hohen Wolken (d.h. Wolkenoberkante > 6 km) aus den HIRS-Daten erstellt.

Zum besseren Vergleich wurden die MLS-Daten beider Schichten zusammengenommen und in der üblichen Weise auf ein Gauß'sches Gitter verteilt, das einer spektralen T42-Auflösung entspricht (siehe dazu Abbildung 4.2). Dabei wird ein ISSR-Ereignis gezählt, falls in einer der beiden Schichten eine Übersättigung auftritt. Auf eine saisonale Darstellung wurde hier verzichtet, da dadurch das statistische Rauschen ansteigt.

Qualitativ stimmen die Darstellungen von ISSRs und hohen Wolken sehr gut überein, insbesondere sind die Bereiche mit erhöhten Wahrscheinlichkeiten für ISSRs bzw. Zirren an denselben Stellen (Tropen, Sturmbahnen etc.) zu finden. Dies sollte auch so sein, da ISSRs

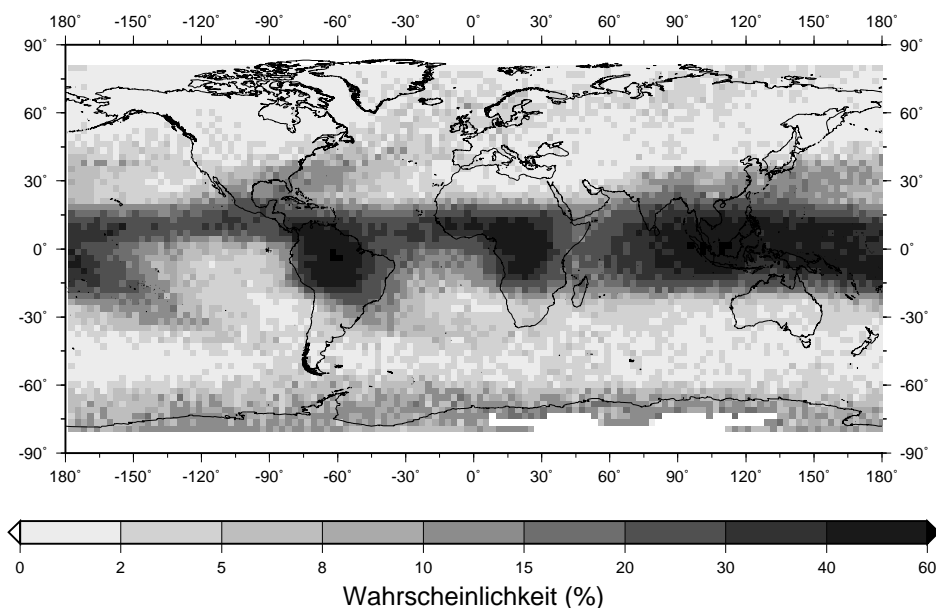


Abbildung 4.2: Globale Häufigkeiten für ISSRs auf 147 und 215 hPa (zusammen). Fehlende Werte sind weiß dargestellt.

die Regionen sind, aus denen Zirren entstehen können; eine qualitative Übereinstimmung wäre damit theoretisch zu erwarten und kann auch gefunden werden.

Nun betrachtet man die Häufigkeitsverteilungen für ISSRs für die einzelnen Jahreszeiten: Dazu sollte man zunächst noch vorausschicken, dass insbesondere in den Bereichen 80°N bis 34°N bzw. 34°S bis 80°S größere Datenlücken auftreten. Dabei lagen die Zeitpunkte der Giermanöver und die längeren Ausfälle in den Daten ab ca. Oktober 1994 sehr ungünstig zueinander, so dass insbesondere im borealen Sommer viele Datenlücken auf der Nordhemisphäre entstanden sind, sowie auch im australen Sommer in der Südhemisphäre; die Lücken sind weiß in der Abbildung 4.3 gekennzeichnet.

1. Wie man schon auf dem Bild 4.1 bemerken konnte, sind die Hauptvorkommen von ISSRs die Region nahe der ITCZ sowie nahe der Antarktis. Man sieht deutlich, wie die Verbindungszonen hoher relativer Häufigkeit zusammen mit der ITCZ wandern (nördlich im Nordsommer JJA, südlich im Südsommer DJF). Weiter ist bemerkenswert, dass im Nordwinter (DJF) westlich von Südamerika die Verbindung schwächer wird bzw. abreißt. Anhand der saisonalen Abbildungen sieht man auch deutlich, dass das Vorkommen von ISSRs über der Antarktisregion einen sehr ausgeprägten saisonalen Charakter besitzt: Während des polaren Winters und Frühlings (JJA, SON) zeigen sich sehr hohe Vorkommen von ISSRs, dagegen ist die Region im polaren Sommer und Herbst (DJF, MAM) praktisch ISSR-frei. Wie schon früher in Abschnitt 3.1 bemerkt, kann das häufige Vorkommen von ISSRs über der Antarktis (und insbesondere von extrem hohen Feuchten) durch das Abkühlen der Luft in der Polarnacht erklärt werden:

Während des polaren Winters bis in den Frühling hinein bleibt der Polarwirbel über der Südhalbkugel sehr stabil. Damit findet kein Austausch der Luft innerhalb des Wirbels mit Luftmassen außerhalb statt, die Luft bleibt im stabilen Wirbel gefangen und damit auch die absolute Feuchte. Mittels Strahlungskühlung wird die Luft extrem abgekühlt (Temperaturen bis zu -80°C sind nicht ungewöhnlich für diese Schicht; siehe dazu auch die genaueren Analysen der Temperatureigenschaften von ISSRs in Abschnitt 6.1, dabei z.B. Abbildung 6.9 auf Seite 106). Zusätzlich findet eine (schwache) Dehydrierung statt (siehe NEDOLUHA et al., 2000), dennoch ist der bestimmende Faktor für die Entstehung der ISSRs hierbei wahrscheinlich die starke Abkühlung der Luft (dies wird in Kapitel 6 noch detailliert untersucht), durch die extrem hohe relative Feuchten erzeugt werden können. Aufgrund der schon in Abschnitt 3.1 diskutierten Möglichkeit von sehr sauberer Luft ohne starkem Aerosol-Hintergrund ist auch die Entstehung der ISSRs plausibel. Allerdings sind auch dünne Zirren nicht auszuschließen.

Da der Beobachtungszeitraum zufällig mit einem Zeitraum zusammenfällt, in dem der arktische Polarwirbel im borealen Winter extrem stabil war (1991 bis 1997, siehe dazu z.B. PAWSEN UND NAUJOKAT, 1999 oder ZHOU et al., 2000), kann man qualitativ dasselbe Phänomen auch in der Nordhemisphäre im polaren Winter und Frühling entdecken: Auch hier bilden sich nördlich von 60°N einige ISSRs aus, die wahrscheinlich

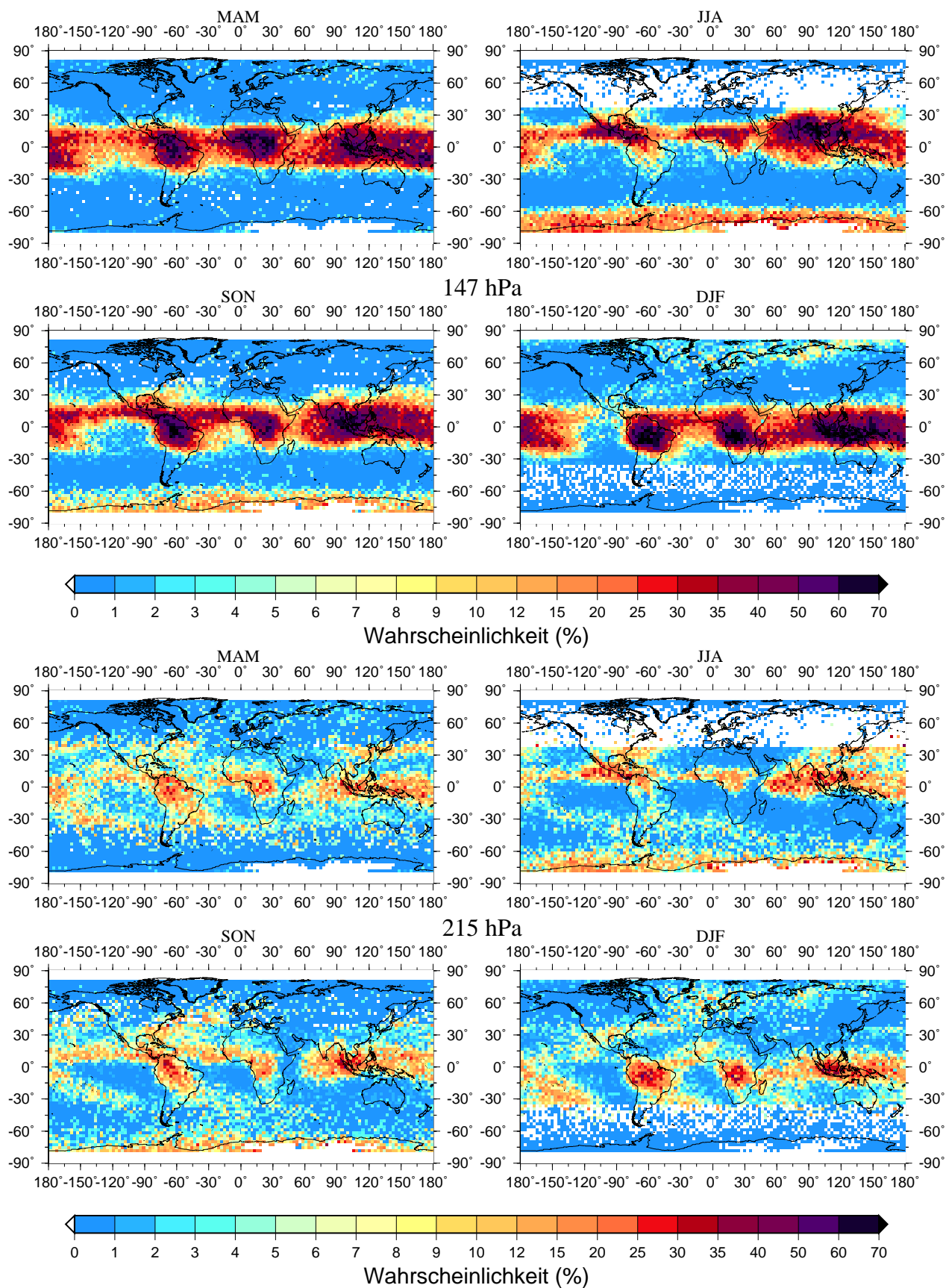


Abbildung 4.3: Häufigkeitsverteilung von ISSRs für die verschiedenen Jahreszeiten – MLS-Daten; oben: Schicht 147 hPa, unten: Schicht 215 hPa. Fehlende Werte sind weiß dargestellt.

auf dieselbe Art (Auskühlung in der Polarnacht bei stabilem Polarwirbel) entstanden sind, wie die ISSRs über der Antarktis.

Abschließend sei noch bemerkt, dass die Übersättigungen über den Polargebieten mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht durch polare stratosphärische Wolken (PSCs) erklärt werden können, da diese wesentlich höher (17 bis 22 km) liegen.

- Wie auf der Schicht 147 hPa sieht man auf der Druckschicht 215 hPa eine saisonale Verschiebung bzw. eine Wanderung der tropischen Maxima in den Häufigkeiten gemäß der Wanderung der ITCZ. Daher soll dies nicht weiter kommentiert werden. Das Hauptaugenmerk liegt natürlich bei dieser Schicht auf den Sturmbahnen in den Extratropen. Leider sind hier durch die eingangs erwähnten Lücken in den Daten vollständige Interpretationen bezüglich der saisonalen Variabilität nicht möglich. Man kann leider nur bruchstückhaft eine Beschreibung davon liefern: In den jeweiligen Wintermonaten (boreal, austral) entstehen Minima über den subtropischen Ozeanen. In den höheren Breiten gibt es dann nur wenige Regionen, in denen die Häufigkeit von ISSRs höher als beispielsweise 10% liegt. Der süd pazifische Sturmgürtel ist z.B. im Winter (DJF) nicht durch höhere ISSR-Häufigkeiten auszumachen. Im Laufe des Frühlings und Sommers (MAM, JJA) tritt Eisübersättigung dann häufiger in den mittleren Breiten auf. Leider kann aufgrund der oben erwähnten Datenlücken nicht entschieden werden, ob das Maximum in den Häufigkeiten im Sommer (JJA) oder im Herbst (SON) auftritt. Dazu betrachtet man besser die Abbildung 4.4, hier wird das zonale Mittel der Häufigkeiten für die einzelnen Jahreszeiten aufgetragen: In der Südhemisphäre sieht man deutlich im Bereich von der ITCZ bis etwa 55°S eine saisonale Variation der ISSR-Häufigkeiten mit einem Minimum im australen Winter (JJA). Danach steigen die Häufigkeiten während des Frühlings an, um im Sommer

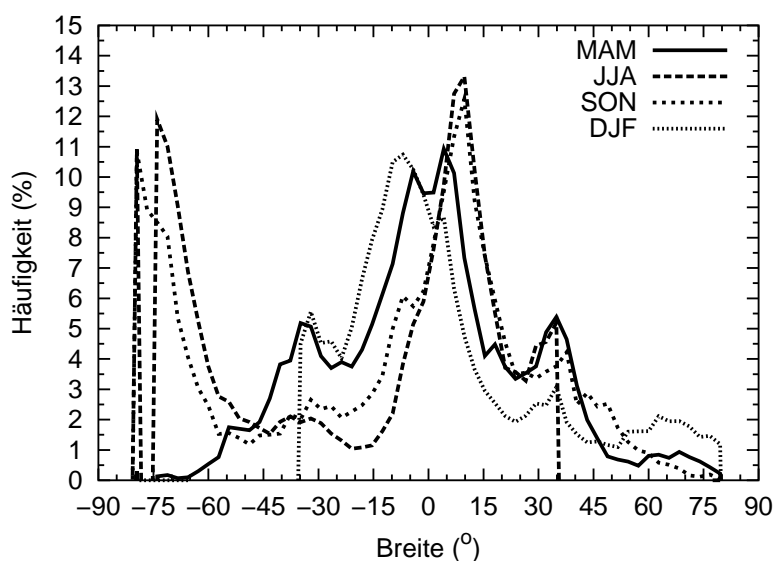


Abbildung 4.4: Zonale Mittel der ISSR-Häufigkeiten auf 215 hPa für die verschiedenen Jahreszeiten MAM, JJA, SON und DJF.

(DJF) und/oder im Herbst ihr Maximum zu erreichen. Völlig anders stellt sich die Situation für die Region über der Antarktis (55°S bis 90°S) dar: Hier gibt es im australen Sommer (DJF) und Herbst (MAM) praktisch keine ISSRs, dafür aber ein hohes Vorkommen von ISSRs während Winter und Frühling (JJA/SON). Dies entspricht dem schon auf Schicht 147 hPa beobachteten Verhalten. In der Nordhemisphäre ist der saisonale Zyklus jedoch bei weitem nicht so deutlich: Im borealen Winter (DJF) treten im Bereich von der ITCZ bis etwa 45°N am wenigsten ISSRs auf, allerdings ist auch die Variation innerhalb der anderen drei Jahreszeiten sehr gering. In einem Bereich von etwa 55°N bis zum Nordpol tritt das Maximum der ISSR-Häufigkeit im Winter auf (DJF); auch hier ist die Variation im weiteren Verlauf des Jahres sehr gering. Das Wintermaximum nahe des Pols kann wieder mit Hilfe des während des Beobachtungszeitraums stabilen arktischen Polarwirbels erklärt werden. Man wird später sehen, dass die schwachen saisonalen Variationen in der Nordhemisphäre ganz ähnlich in den MOZAIC-Daten auftreten.

Zum Abschluss der Betrachtung der Schicht 215 hPa sollen nun noch die Verteilungen der Häufigkeiten von ISSRs (P_{ISSR}) mit den korrespondierenden Verteilungen der absoluten Feuchte (d.h. spezifische Feuchte q oder Mischungsverhältnis) verglichen werden. Dazu ist es z.B. möglich, die Verteilungen aus CHEN et al. (1999), Plate 1 links, zu benutzen. Diese Abbildung zeigt die spezifische Feuchte q (ungewöhnlicherweise als "UTH" bezeichnet) aus den Daten von MLS auf der Schicht 215 hPa berechnet (d.h. die Daten des hier betrachteten Instruments). Die Verteilungen von P_{ISSR} und q sind sich relativ ähnlich in den tropischen Regionen, doch in den Extratropen zeigen sich z.T. gravierende Unterschiede: In den Tropen wandern beide Verteilungen mit der ITCZ. Die extratropischen Sturmbahnen sind dagegen in den q -Verteilungen kaum auszumachen, ganz im Gegenteil zu den Verteilungen von P_{ISSR} . Insgesamt sieht man daran, dass P_{ISSR} wesentlich stärker entlang eines Breitenkreises variiert als die absolute Feuchte. Besonders extrem ist der Unterschied zwischen den beiden Verteilungen in der antarktischen Region. Im australen Winter und Frühling nehmen die spezifischen Feuchten aufgrund der Dehydrierung der Luft während der Polarnacht die kleinsten Werte an (siehe NEDOLUHA et al., 2000). Während dieser Zeit treten jedoch sehr viele ISSRs mit zum Teil extrem hohen relativen Feuchten auf. Ein ähnlicher, allerdings nicht so deutlicher Effekt tritt im borealen Winter in der arktischen Region auf. Dies ist ein Paradebeispiel dafür, dass trocken im Bezug auf absolute Feuchte nicht trocken im Bezug auf relative Feuchte bedeuten muss.

Dieser Vergleich wird im Zusammenhang mit den Eigenschaften der ISSRs in Kapitel 6 noch einmal wichtig werden. Dabei wird man insbesondere feststellen, dass ISSRs je nach geographischem Ort ihrer Entstehung durch eine der beiden Variablen T oder q dominiert sind.

Zuletzt sollen noch kurz die Einflüsse von Fehlern auf diese Ergebnisse diskutiert werden: Aufgrund verschiedener Einflüsse liegen Fehler für die einzelnen Schichten wie in Tabelle 4.2 vor (hier wird immer der gesamte, sich auf die relative Feuchte auswirkende Fehler

Tabelle 4.2: Statistische Fehler für die RHi -Werte aus den MLS-Daten; dies ist der reproduzierte Table 1 aus READ et al.(2001). Alle Werte sind in %RHi angegeben.

Region (Breite)	Global: 81°N–81°S		30°N–30°S		60–30°		81–60°	
Schicht	prec	acc	prec	acc	prec	acc	prec	acc
147	21	23	32	34	10	10	29	26
215	10	22	15	20	4	21	18	28

betrachtet, nicht nur ein Teilfehler für die Temperatur oder ähnliches, wie in früheren Betrachtungen). Diese Tabelle ist der Arbeit READ et al.(2001) entnommen, die Bezeichnung “prec” steht dabei für die Wurzel aus der Summe der Quadraten aller Fehlerbeiträgen von Strahlung, Druck, Temperatur und Kontaminationen durch andere Moleküle. Die Bezeichnung “acc” steht für die Unsicherheit, basierend auf den gemittelten Anpassungen des gemessenen Strahlungsprofil an die Funktionen im Vorwärtsmodell.

Durch die Fehler können höhere Wahrscheinlichkeiten für ISSRs entstehen: Man betrachte dazu die Häufigkeitsverteilungen der relativen Feuchte aus Abschnitt 3.1. Im allgemeinen ist die Häufigkeit für Feuchten unterhalb der Sättigung höher als für übersättigte Messungen. Falls man nun einen statistischen Fehler annimmt, dessen Varianz in allen Bereichen der Verteilung etwa gleich groß ist, so muss natürlich aufgrund der Häufigkeitsverteilung eine Verschiebung zu höheren Häufigkeiten für ISSRs auftreten, der systematische Verschiebungsfehler muss also positiv sein.

Es wurden dazu einige Tests durchgeführt, in denen auf die Messungen ein normalverteiltes Rauschen aufgesetzt wurde. Die Standardabweichung des Rauschens wurde jeweils der geographischen Breite angepasst und gleich $\sqrt{\text{prec}^2 + \text{acc}^2}$ gesetzt. Bei diesen Tests verschieben sich die absoluten Häufigkeiten für ISSRs zwar etwas, die qualitative Struktur der Verteilungen bleibt jedoch gleich. Als maximale Änderungen durch den statistischen Offset erhalten wir in den tropischen Breiten (30°N bis 30°S) der Schicht 147 hPa eine Abweichung von ca. 7.8% relativer Häufigkeit. In allen anderen betrachteten Bereichen liegt der Fehler unterhalb von 1.8% relative Häufigkeit. In den mittleren Breiten liegt der Fehler auf beiden Schichten unterhalb von 0.3% relative Häufigkeit. Damit sieht man auch durch quantitative Betrachtungen, dass statistische Fehler die Struktur der globalen Verteilungen nicht in ihrer Qualität beeinflussen können.

4.2 Verteilungen aus MOZAIC-Daten

In Erweiterung der Arbeiten von GIERENS et al.(2000) sollen nun noch einmal globale Häufigkeitsverteilungen von ISSRs aus den MOZAIC-Daten aus dem Zeitraum 1995 bis 1999 erstellt werden. Diese Verteilungen werden in Abschnitt 4.3 genauer mit den Verteilungen aus den MLS-Daten (Abschnitt 4.1) verglichen. Dazu werden die MOZAIC-Messungen zunächst wieder auf ein Gauß’sches Gitter verteilt, das einer spektralen T42-Auflösung ent-

spricht. Allerdings gibt es ein Problem mit der Bestimmung der Häufigkeit von ISSRs für eine Masche (insbesondere auch bezüglich der Vergleichbarkeit mit den MLS-Verteilungen:

Bei den MLS-Daten wurde einfach die Häufigkeit von ISSRs pro Masche dadurch berechnet, indem man die Anzahl der gemessenen Übersättigungen pro Gesamtmessungen in dieser Masche betrachtet hatte. Allerdings ist das FOV einer einzelnen MLS-Messung von ähnlicher Größenordnung wie die horizontale Ausdehnung eines Gitterpunktes. Damit wurde in diesem Sinn eine Art Mittelwert über das ganze FOV bzw. über die ganze Masche genommen und man kann den Wert als Vorkommenshäufigkeit von ISSRs in dieser betrachteten Masche interpretieren.

Die MOZAIC-Daten bestehen aus Messungen *in situ* (jeder Messpunkt entspricht einem Mittelwert über 1 min), d.h. alle 15 km wird ein Messwert genommen. Wenn man nun für einen Gitterpunkt wieder die Häufigkeit aus der Anzahl der übersättigten Messungen pro Gesamtanzahl der Messungen berechnet, erhält man somit eine Art Mischung aus der echten Häufigkeit von ISSRs pro Masche und des mittleren Bedeckungsgrades für ISSRs von dieser Masche. Der Bedeckungsgrad ist dabei der Bruchteil der Masche, der üblicherweise bei Zirrusbedeckung mit Zirrus gefüllt ist (dies entspricht im wesentlichen dem englischen Begriff "amount when present"). Dies kommt daher, da mehrere Messungen von MOZAIC hintereinander in einer Masche auftreten können (dieser Fall ist sogar sehr wahrscheinlich, da der Abstand zwischen zwei Messungen ca. 15 km beträgt, eine Masche aber z.B. in den mittleren Breiten eine Abmessung von ca. $200 \times 300 \text{ km}^2$ besitzt). Damit ist man in der Lage, eigentlich die Größe einer ISSR, falls vorhanden, in der Masche zu bestimmen und dieser Größenfaktor (im wesentlichen die Bedeckung) ginge dann in die Häufigkeit ein, wenn man diese so wie bei den MLS-Daten bestimmten würde. Diese beiden Größen (aus MLS und MOZAIC) haben dann aber nicht mehr allzuviel miteinander zu tun und ein Vergleich zwischen ihnen ist nicht aussagekräftig.

Um eine Vergleichbarkeit zwischen beiden globalen Verteilungen einigermaßen zu gewährleisten, wurden die Häufigkeiten aus den MOZAIC-Daten in folgender Weise berechnet: Man betrachtet für jeden einzelnen Flug die Maschen, die bei diesem getroffen werden. Jede einzelne getroffene Masche wird in der Gesamtstatistik nur einfach gewertet, egal wieviele Messungen in dieser Masche erfolgt sind; allerdings ist es möglich, eine Schranke einzuführen, um nur solche Ereignisse zu zählen, bei denen mindestens C Messungen in dieser Masche erfolgt sind. Falls nun von diesen Messungen in dieser Masche nur eine eisübersättigt war, wird die Masche als eisübersättigt gewertet. Die beiden Zähler für jede Masche werden für alle Daten bzw. Flüge aufsummiert und am Schluss wird der Quotient daraus gebildet. Es werden für die Globalstatistik nur Maschen berücksichtigt, die mit einer gewissen Mindestanzahl von Gesamtwertungen vertreten sind (für die Gesamtstatistik ist diese Schranke 40, für die saisonalen Statistiken 20). Damit erhält man nun eine echte Häufigkeit von ISSRs pro einer Masche, die man auch mit den MLS-Daten später vergleichen kann. Die Datenlücken sind wie üblich weiß dargestellt.

Die Sensitivität der globalen Statistik bezüglich der Änderungen von C sind sehr gering: Tatsächlich zeigen sich keinerlei qualitative Unterschiede bei der Variation der Konstante

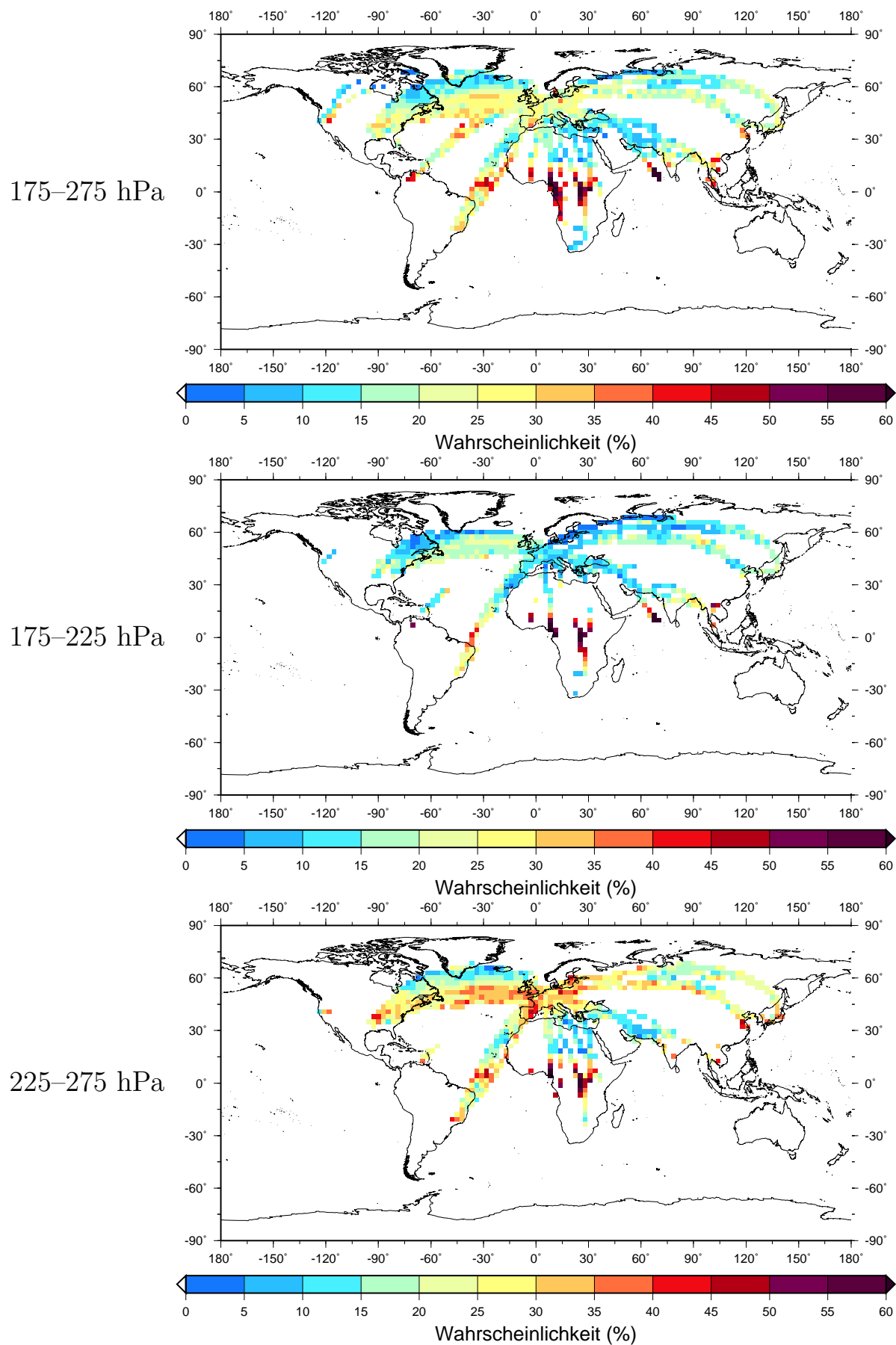


Abbildung 4.5: Globale Häufigkeitsverteilung von ISSRs aus den MOZAIC-Daten: oben:175–275 hPa, mitte: 175–225 hPa, unten: 225–275 hPa. Fehlende Werte sind weiß dargestellt.

C im Bereich $0 \leq C \leq 10$. Im Abschnitt 4.3 werden die beiden globalen Verteilungen aus MLS und MOZAIC-Daten miteinander korreliert. Dabei stellt man ebenfalls fest, dass die Änderungen in C sich nicht auf die Regressionskoeffizienten sowie die Steigung der Regressionsgeraden auswirkt, d.h. diese beiden Größen sind sehr robust gegenüber diesen Änderungen. Allerdings ändert sich die Konstante in der Gleichung der Regressionsgeraden und nimmt mit einem Anstieg von C leicht zu.

Aus diesen Betrachtungen heraus ist es gerechtfertigt, dass man tatsächlich jede, auch jede nur gestreifte Masche zählt und somit die Konstante $C = 0$ setzt. Insbesondere bleiben wesentlich mehr Gitterpunkte in der globalen Verteilung zum Vergleich übrig.

Es wurden nun mit diesem Häufigkeitsbegriff globale Verteilungen für die Gesamtdaten (Druckbereich 175 bis 275 hPa) sowie für die beiden Teilschichten 175 bis 225 hPa und 225 bis 275 hPa erstellt. Diese werden in der Abbildung 4.5 präsentiert. Auf allen drei Bildern sieht man im wesentlichen dieselben Strukturen, nur unterschiedlich stark ausgeprägt, was etwas mit den einzelnen Druckschichten und der dadurch erfolgten Auswahl der Daten zu tun hat. Zunächst wird nun die Darstellung (Abbildung 4.5 oben) der gesamten Daten beschrieben, anschließend kommen die Abweichungen in den beiden dünneren Teilschichten: Auf der gesamten Schicht ist ein Maximum über Zentralafrika zu sehen, dieses scheint mit einem Band von höheren Häufigkeiten nahe des Äquators verbunden; so könnte man jedenfalls die erhöhten Häufigkeiten nahe Südamerika deuten. Dagegen sind über Nord- und Südafrika sowie im Mittelmeerraum äußerst geringe Häufigkeiten von ISSRs anzutreffen. Im Nordatlantikkorridor dagegen liegen über der atlantischen Sturmbahn erhöhte Häufigkeiten vor, nördlich davon (nahe Grönland bzw. über Kanada) kommen ISSRs eher seltener vor.

In der Darstellung der Teilschicht 175 bis 225 hPa (Abbildung 4.5 mitte) ist im wesentlichen dieselbe Struktur zu erkennen, allerdings liegt diese Druckschicht in den mittleren Breiten schon oft oberhalb der Tropopause, daher kommen hier wesentlich geringere Häufigkeiten für ISSRs vor als für die tiefere Schicht. Daher ist insbesondere die atlantische Sturmbahn nicht so deutlich durch erhöhte Häufigkeiten von ISSRs auszumachen. Ebenso sind die Bereiche über Rußland deutlich seltener mit ISSRs ausgestattet. Dagegen bleiben die Strukturen und auch die Häufigkeiten in den Tropen praktisch gleich.

In der Darstellung der Teilschicht 225 bis 275 hPa (Abbildung 4.5 unten) werden wesentlich mehr eisübersättigte Regionen registriert, als in der höheren Schicht. Dabei zeichnet sich insbesondere die atlantische Sturmbahn sehr schön ab. Außerdem ist auch Europa durch wesentlich höhere Häufigkeiten für ISSRs ausgezeichnet, sowie auch die Gebiete über Rußland.

Es ist weiter noch möglich, die Daten nach Jahreszeiten aufzuspalten und auch davon die Häufigkeitsverteilungen zu plotten. Tatsächlich sieht man auch hier gewisse saisonale Verschiebungen; allerdings sind diese nur schwer zu erkennen und zu interpretieren, da die Daten leider nur für die Langstreckenflugkorridore vorliegen. Daher sollen diese Verteilungen nur erwähnt aber nicht mehr weiter beschrieben werden.

Zusätzlich wurde noch die mittlere Häufigkeit von eisübersättigten Regionen für alle

Tabelle 4.3: Globale und regionale mittlere Häufigkeiten für ISSRs (P_{ISSR} , in %) aus den MOZAIC–Daten für die drei Druckschichten 175–225 hPa, 225–275 hPa und 175–275 hPa.

Region	175–225 hPa	225–275 hPa	175–275 hPa
Gesamt	10.5	16.2	13.8
extratr. NH	10.0	17.0	13.9
Tropen	13.6	12.5	12.9

MOZAIC–Daten berechnet, dabei werden wieder die beiden geographischen Regionen Nordhemisphäre und Tropen unterschieden. Die entsprechenden mittleren Häufigkeiten sind in der Tabelle 4.3 zusammengestellt. Hier sieht man in den Mittelwerten wiedergegeben, was sich schon qualitativ in den Bildern der verschiedenen Schichten angedeutet hat: In der nördlichen Hemisphäre sind ISSRs wesentlich häufiger in der tieferen Schicht (225 bis 275 hPa), als in der höheren (175 bis 225 hPa) anzutreffen. In den Tropen dagegen gibt es keine signifikanten Unterschiede in der Häufigkeit von ISSRs auf beiden Schichten; hier treten zwar ISSRs etwas häufiger auf der höheren Schicht auf, diese Aussage ist aber statistisch nicht belastbar. Die Unterschiede in den Verteilungen rühren, wie schon oben erwähnt, wahrscheinlich daher, dass in der Nordhemisphäre die Druckschicht 175 bis 225 hPa oft schon in der Stratosphäre liegt, in der relative Feuchten über 100%RH_i wesentlich seltener sind als in der Troposphäre (man beachte dazu die Verteilungen der relativen Feuchte, z.B. Abbildung 3.3, S. 21). In den Tropen dagegen liegt die Tropopause im klimatologischen Mittel oberhalb der gesamten betrachteten Druckschicht (175 bis 275 hPa). Daher kann man erwarten, dass auf beiden Druckschichten (175 bis 225 und 225 bis 275 hPa) in etwa gleich viele ISSRs auftreten, da sich die Häufigkeiten für hohe relative Feuchten für die verschiedenen Schichten nicht stark unterscheiden (siehe dazu auch die Verteilungen der tropischen Daten in den Abbildungen 3.3 und 3.4 sowie die Steigungen der “tropischen” RH_i–Verteilungen in den Tabellen 3.5 und 3.6).

4.3 Korrelation MLS–MOZAIC

In diesem Abschnitt sollen die beiden globalen Statistiken von ISSRs aus MLS– und MOZAIC–Daten noch einmal quantitativ miteinander verglichen werden, dazu wird eine Korrelation durchgeführt.

Man beachte für diesen Abschnitt, dass hier zwei “mittlere” bzw. klimatologische globale Verteilungen miteinander verglichen werden. Die beiden Datensätze überschneiden sich kaum (MLS: 1991 bis 1997, MOZAIC: 1995 bis 1999), da insbesondere ab ca. Oktober 1994 größere Lücken im MLS–Datensatz auftreten. Es werden also die Verteilungen im klimatologischen Mittel verglichen. Außerdem sollte man immer bedenken, dass die Auflösungen der beiden Messverfahren bzw. der beiden Datensätze sehr unterschiedlich ist. Daher wurde insbesondere im Abschnitt 4.2 eine Methode zur Bestimmung der relativen Häufigkeit von ISSRs benutzt, die die Maschengröße des benutzten Gitter auch berücksichtigt und

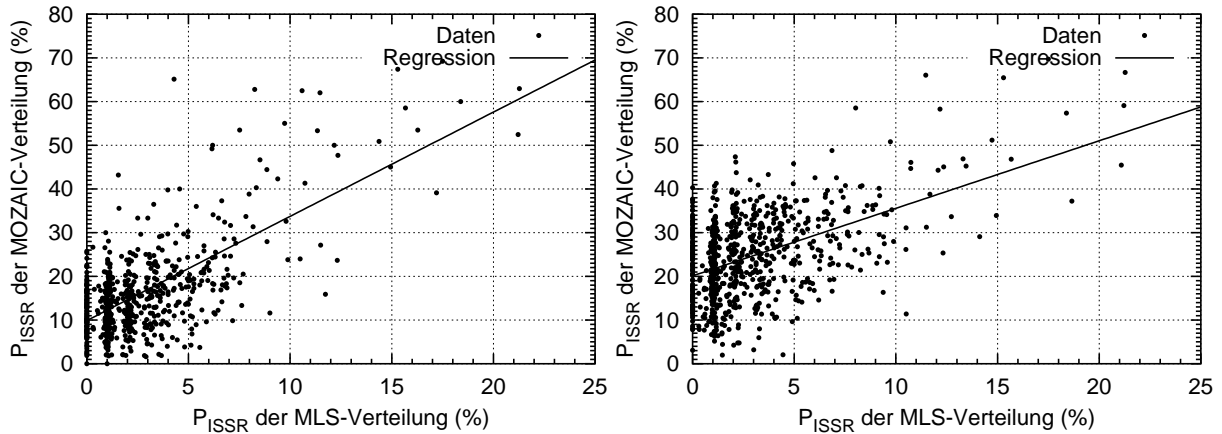


Abbildung 4.6: Korrelation zwischen den globalen ISSR-Häufigkeitsverteilungen aus den MLS- und MOZAIC-Daten. Links: Korrelation zwischen den Verteilungen auf den Druckschichten 215 hPa (MLS) und 175–225 hPa (MOZAIC), rechts: Korrelation zwischen den Verteilungen auf den Druckschichten 215 hPa (MLS) und 225–275 hPa (MOZAIC)

eine etwas bessere Vergleichbarkeit der beiden Datensätze gewährleistet. Allerdings kann es dennoch Verzerrungen in der relativen Häufigkeit für ISSRs geben, die durch die unterschiedlichen horizontalen Auflösungen induziert werden.

Nun zu der Methode, mit der die beiden Datensätze miteinander korreliert wurden: Es wurden die Häufigkeiten von ISSRs (MLS und MOZAIC) für Gitterpunkte, die bei beiden Verteilungen echt besetzt sind, gegeneinander geplottet. An diese Punktwolke wurde ein lineares Modell ($f(x) = a \cdot x + b$) nach der Methode der kleinsten quadratischen Abstände angepasst, d.h. es wurde eine lineare Regression durchgeführt; die Güte der Regression wird durch den Pearson'schen Korrelationskoeffizient r angegeben. Bei den MLS-Daten wurde nur die Schicht auf 215 hPa benutzt, bei den MOZAIC-Verteilungen wurden die zwei Schichten 175 bis 225 und 225 bis 275 hPa benutzt. Damit erhält man zwei verschiedene Korrelationen. Es wurden immer die statistisch relevanten Verteilungen benutzt, d.h. die Verteilungen, bei denen pro Gitterpunkt eine Mindestanzahl von Gesamtmessungen vorhanden sein muss (dabei werden die Schranken aus den Abschnitten 4.1 und 4.2 benutzt). In der Abbildung 4.6 sind die Datenpunkte sowie die Regressionsgeraden für die Schichten 175 bis 225 hPa und 225 bis 275 hPa abgebildet, in der Tabelle 4.4 werden die Korrelationskoeffizienten und die Parameter der Geraden zusammengestellt. Anhand der Korrelationskoeffizienten kann man sehen, dass die beste Korrelation für den Zusammenhang MLS Schicht 215 hPa – MOZAIC Schicht 175 bis 225 hPa besteht – allerdings ist

Tabelle 4.4: Korrelation zwischen den globalen ISSR-Häufigkeitsverteilungen aus den MLS (215 hPa) – und MOZAIC-Daten: Pearson'sche Koeffizienten r und Parameter der ermittelten Regressionsgeraden vom Typ $a \cdot x + b$.

MOZAIC-Schicht	r	a	b
175–225 hPa	0.67	2.39	9.87
225–275 hPa	0.50	1.55	20.11

auch dann die Korrelation mit $r = 0.67$ nur mäßig. Aufgrund der Auswertungen scheint es so, dass das MLS–Retrieval durch die oberen Schichten des betrachteten Luftvolumens (vertikale Ausdehnung ca. 3 km) aufgrund der Gewichtsfunktionen dominiert wird (siehe READ et al., 2001), so dass die globale Verteilung von MLS–Daten besser mit der oberen Schicht (175 bis 225 hPa) der MOZAIC–Verteilung übereinstimmt.

Es ist zu bemerken, dass bei den globalen Verteilungen im Mittel die MLS–Häufigkeiten etwa nur die Hälfte der Häufigkeiten der MOZAIC–Verteilungen aufweisen. Dies ist wohl hauptsächlich ein Problem, das durch die relativ grobe horizontale Auflösung des MLS zustandekommt: Das FOV des MLS ist für eine Messung in einer Schicht sehr groß (ca. $100 \times 200 \times 3 \text{ km}^3$). Dadurch kommt es zu Mittelungseffekten bei der Messung. Um die Größenordnung für diese Effekte abzuschätzen, sollte man zunächst die mittleren globalen und zonalen Häufigkeiten für ISSRs aus den MLS– und aus den MOZAIC–Daten vergleichen, man beachte hierzu die Werte in den Tabellen 4.1 und 4.3:

Beim Vergleich der Häufigkeiten (MLS–Druckschicht 215 hPa vs. MOZAIC–Druckschicht 175 bis 275 hPa bzw. Teilschichten davon) stellt man fest, dass für die Nordhemisphäre die zonal gemittelte Häufigkeiten sich deutlich unterscheiden: ca. 2% bei MLS aber 10 bis 17% bei MOZAIC, in den Tropen ist der Unterschied auch sehr deutlich: ca. 6% bei MLS gegenüber 13% bei MOZAIC. Tatsächlich ist die Ursache der Diskrepanz dabei vermutlich in der Größenverteilung der ISSRs zu suchen: Während MOZAIC–Messungen auch kleine ISSRs mit einer Größe von wenigen Kilometern finden können, sieht MLS durch den Mittelungsprozeß in dem großen FOV nur große ISSRs.

In GIERENS UND SPICHTINGER (2000) wurde anhand der MOZAIC–Daten aus den Jahren 1995 bis 97 eine Pfadlängenstatistik erstellt. Dabei wurde festgestellt, dass die Pfadlängen von ISSRs einem Weibullmodell (zugehörige kumulative Verteilung: $F_L(l) = 1 - \exp(-\gamma l^p)$) folgen. In der Arbeit von GIERENS UND BRINKOP (2001) wurden die zugehörigen Parameter für die Verteilung nochmal neu und genauer als in GIERENS UND SPICHTINGER (2000) bestimmt. Dabei ergeben sich die Parameter $\gamma = 0.39$, $p = 0.55$ für eine Längeneinheit von $l_0 = 15 \text{ km}$. In Abschnitt 6.3 wird diese Statistik auf die Jahre 1995 bis 1999 erweitert und die Messungen auf die geographischen Regionen extratropische Nordhemisphäre und Tropen verteilt. Prinzipiell kann man das vermutete Weibullmodell auch für die geographisch aufgeteilten Pfadlängen bestätigen. Für alle Auswertungen stellt man (natürlich aufgrund der Weibull–ähnlichen Verteilung) fest, dass relativ wenige Pfadlängen mit etwa $L > 150 \text{ km}$ in den Statistiken vorkommen. In der Tabelle 6.5 (Seite 122) wird dieser Anteil in % angegeben und liegt im Allgemeinen zwischen 12 und 28%, je nach Region. Allerdings werden von MLS nur ISSRs “gesehen”, die einen größeren Anteil im FOV einnehmen, d.h. eben gerade die großen ISSRs mit Pfadlänge $L > 150 \text{ km}$. Wenn man nun die in der Tabelle 4.3 angegebenen Häufigkeiten für ISSRs aus den MOZAIC–Daten mit den jeweiligen Bruchteilen von großen ISSRs aus Tabelle 6.5 multipliziert (unter Berücksichtigung der geographischen Abhängigkeit), so erhält man für die Nordhemisphäre Häufigkeiten im Bereich 2.95 bis 4.45%, für die Tropen Häufigkeiten im Bereich 1.81 bis 2.43%. Diese Werte sind in den Größenordnungen konsistent mit den aus den MLS–Daten gewonnenen Häufigkeiten.

Hier muss man betonen, dass dies nur eine Abschätzung ist. Zum einen wird derselbe Prozentsatz an großen ISSRs aus "regionalen" Messungen auf die Globalstatistik übertragen. Es ist aber z.B. nicht klar, ob die Verteilungen der Pfadlängen über Indonesien dieselbe Charakteristik haben wie die hier benutzte Statistik für die tropischen Pfadlängen, die hauptsächlich aus Messungen über Zentralafrika besteht. Außerdem kann nur eine klimatologische Abschätzung durchgeführt werden. Für die einzelnen Ereignisse, die von MLS gemessen wurden, können die Längen durchaus variieren.

Außerdem hat nicht nur die unterschiedliche horizontale Auflösung sondern auch die vertikale Auflösung einen Einfluss auf die Korrelation, dieser ist jedoch wesentlich schlechter erfassbar: Zum einen sieht MLS hauptsächlich die eher seltenen dicken ISSRs (aufgrund der Untersuchungen in Kapitel 5 sind die eisübersättigten Schichten im Mittel nur ca. 500 Meter dick). Dadurch kann die MLS-Häufigkeit verringert werden. Zum anderen fliegen die MOZAIC-Flugzeuge möglicherweise oftmals über bzw. unter dünnen ISSRs hinweg; dies kann die MOZAIC-Häufigkeit verringern. Dabei ist dieser Effekt auf die MLS- und MOZAIC-Häufigkeiten nur schwer zu quantifizieren.

Mit den unterschiedlichen Pfadlängen und den unterschiedlichen (horizontalen und vertikalen) Auflösungen von MLS und MOZAIC kann man aber die Diskrepanzen zwischen MLS- und MOZAIC-Statistiken ganz gut erklären.

Es sei hier noch am Rande bemerkt, dass man die Häufigkeiten von ISSRs durch Satellitenbeobachtungen von Kondensstreifen "überprüfen" kann. Kondensstreifen und ISSRs sind wie in der Einleitung schon ausgeführt sehr nahe miteinander verbunden. Kondensstreifen können sich zwar auch in übersättigter Luft unter bestimmten Bedingungen bilden, es muss dabei das Schmidt-Appleman-Kriterium erfüllt sein (siehe SCHMIDT, 1941; APPLEMAN, 1953; SCHUMANN, 1996). Damit die Kondensstreifen jedoch persistent sind, muss der Bildungsprozeß in übersättigter Luft stattfinden. Aufgrund von Beobachtungen von Kondensstreifen (MANNSTEIN et al., 1999) kann man ebenfalls abschätzen, wie häufig ISSRs in diesen Regionen sein müssen. Dabei werden Häufigkeiten im Bereich 10 bis 20% für übersättigte (und wolkenfreie) Luftmassen abgeschätzt, dies stimmt mit den Häufigkeiten aus den MOZAIC-Daten für die Nordhemisphäre sehr gut überein, mit den MLS-Häufigkeiten aus den oben angeführten Gründen nur mäßig gut. Des weiteren ist es möglich, die Größe der potentiellen Kondensstreifenbedeckung (potential contrail coverage) zu definieren, der die Möglichkeit für die Bildung eines Kondensstreifens in bestimmten Bereichen angibt. Diese Größe ist auch als Maß für den Bedeckungsgrad von ISSRs zu interpretieren. In SAUSEN et al.(1998) wurde die potentielle Kondensstreifenbedeckung für verschiedenen Regionen abgeschätzt. Im Mittel ergaben sich dabei die Werte 12.1% für Europa, 14.1% für USA, 12.3% für den Nordatlantischen Flugkorridor und im globalen Mittel 16%. Diese Werte stimmen ebenfalls relativ gut mit den aus den MOZAIC-Messungen abgeleiteten ISSR-Häufigkeiten überein. Die in SAUSEN et al.(1998) abgebildeten Globalverteilungen zeigen für die mit MLS vergleichbaren Schichten 150 und 200 hPa im wesentlichen dieselben qualitativen Strukturen wie die Bilder der Häufigkeiten für ISSRs aus den MLS-Daten der Schichten 147 und 215 hPa.

4.4 Korrelation MLS–SAGE II

In diesem Abschnitt sollen die Globalstatistiken für ISSRs aus den MLS–Daten mit Globalstatistiken von subvisible cirrus aus den SAGE II Daten verglichen werden.

Dazu benutzt man die Verteilungen von SVC aus der Arbeit von WANG et al.(1996). Dabei sind die Daten von SAGE II (Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II an Bord des Earth Radiation Budget Satellite, ERBS) benutzt worden, um SVC zu detektieren. Die genaue Vorgehensweise wird dabei in WANG et al.(1996) beschrieben und soll hier nicht wiedergegeben werden. Die Daten von WANG et al.(1996) für SVC liegen auf einem äquidistanten $10^\circ \times 24^\circ$ Gitter im Bereich 75°N bis 75°S für die Schichten 10.5, 12.5, 14.5 und 16.5 km vor (jede Schicht ist dabei ca. 2 km dick). Die Breitereinschränkung kommt daher, da SAGE II ein Sonnenokkultationsinstrument ist und daher nicht in der Polarnacht messen kann. Um nun die MLS–Verteilungen von ISSRs mit den SVC–Verteilungen von SAGE II vergleichen bzw. korrelieren zu können, müssen die MLS–Daten erst auf das SAGE II – Gitter verteilt werden (natürlich mit den üblichen Cloud Clearing Kriterien). Dabei wird nun wieder die Häufigkeit für jeden Gitterpunkt durch die Anzahl der übersättigten Messungen pro Gesamtmessungen in dieser Masche berechnet. Wie schon bei der Berechnung der Häufigkeiten für das T42–Gitter (siehe Abschnitt 4.1) werden nur Maschen berücksichtigt, bei denen die Gesamtzahl der Messungen oberhalb einer Schranke liegt (in diesem Fall 50 Messungen). Diese beiden Verteilungen (Schichten 147 und 215 hPa) werden nun mit den Verteilungen von SVC korreliert. Um die richtigen Schichten miteinander vergleichen zu können, rufe man sich die Tabelle 3.7 auf Seite 24 in Erinnerung; hier wurde für die beiden MLS–Schichten ein Druckintervall um das Zentrum jeder Schicht bestimmt, und zwar unter der Annahme, dass jede Schicht ca. 3 km dick ist. Die dort angegebenen Grenzen für die Druckschichten entsprechen den folgenden Höhen der Schichten (nach der US–Standardatmosphäre): Die Schicht 147 hPa liegt etwa im Bereich $16.1 \geq z \geq 12.5$ km, die Schicht 215 hPa liegt etwa im Bereich $12.5 \geq z \geq 10.1$ km.

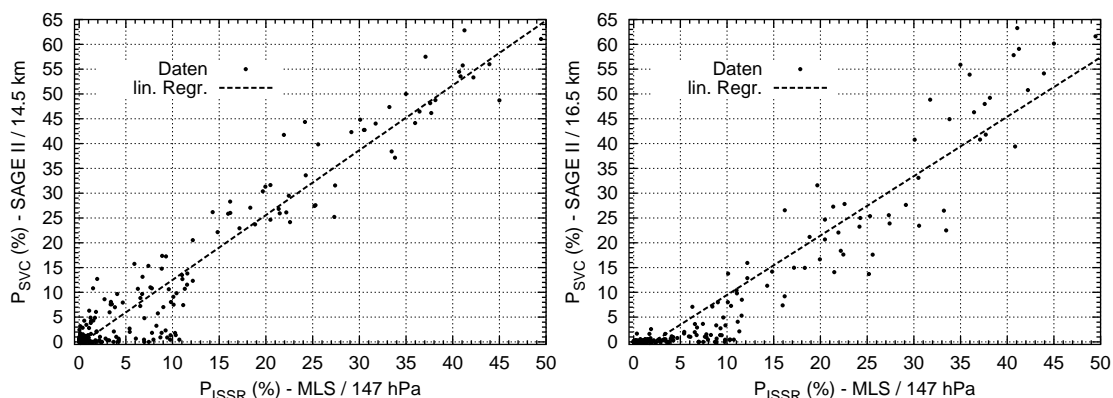


Abbildung 4.7: Korrelationen zwischen den globalen ISSR– und SVC–Häufigkeitsverteilungen (P_{ISSR} und P_{SVC}) aus MLS– und SAGE II–Daten. Korrelation zwischen der ISSR–Verteilung (MLS) von Druckschicht 147 hPa und der SVC–Verteilungen auf den Schichten 14.5 km (links) und 16.5 km (rechts).

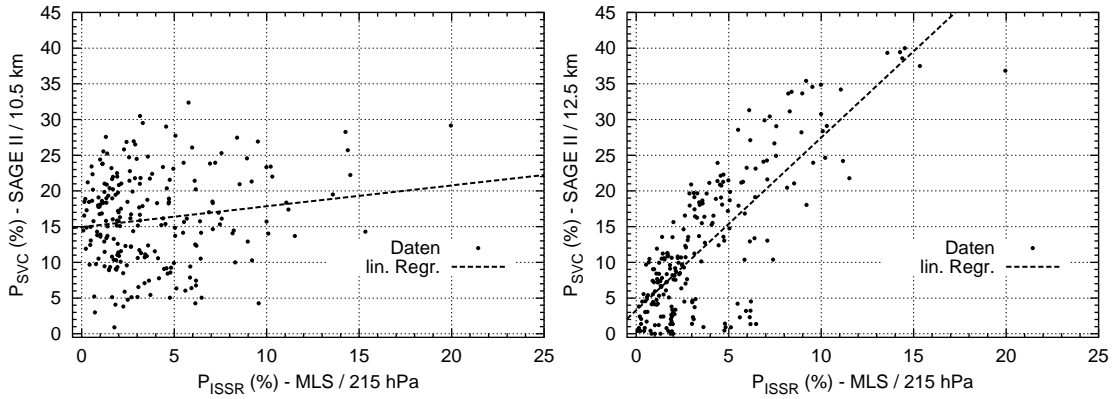


Abbildung 4.8: Korrelationen zwischen den globalen ISSR- und SVC-Häufigkeitsverteilungen (P_{ISSR} und P_{SVC}) aus MLS- und SAGE II-Daten. Korrelation zwischen der ISSR-Verteilung (MLS) von Druckschicht 215 hPa und der SVC-Verteilungen auf den Schichten 10.5 km (links) und 12.5 km (rechts).

Damit ist es sinnvoll, die P_{ISSR} -Verteilung der MLS-Druckschicht 147 hPa mit den P_{SVC} -Verteilungen auf den Schichten 16.5 und 14.5 km zu vergleichen. Die Verteilung auf der tieferen MLS-Druckschicht 215 hPa wird dagegen mit den Verteilungen der Schichten 12.5 und 10.5 verglichen. Nachdem die Höhenschicht 12.5 km eigentlich in beide Druckschichten von MLS hineinragt, wäre es auch möglich, noch zusätzlich die P_{ISSR} -Verteilung der MLS-Druckschicht 147 hPa mit der P_{SVC} -Verteilung auf der Schicht 12.5 km zu vergleichen.

Zum Vergleich bzw. Korrelation der Verteilungen werden die Werte von P_{ISSR} und P_{SVC} für jede Masche gegeneinander geplottet. Für diese Datenwolke wird eine lineare Regression durchgeführt, d.h. es wird ein lineares Modell nach der Methode der kleinsten Quadrate angepasst. Dabei wird der Pearson'sche Regressionskoeffizient r für die Güte der Korrelation bestimmt. In den Abbildungen 4.7 und 4.8 werden die Korrelationen gezeigt, die Koeffizienten bzw. die Parameter der linearen Modelle vom Typ $f(x) = a \cdot x + b$ werden in der Tabelle 4.5 zusammengestellt.

Außerdem ist es noch möglich, für die Schichten 14.5 und 16.5 km sowie die Schichten 10.5

Tabelle 4.5: Korrelation zwischen den globalen ISSR-Häufigkeitsverteilungen aus den MLS-Daten (P_{ISSR}) und den SVC-Häufigkeitsverteilungen aus den SAGE II-Daten (P_{SVC}): Pearson'sche Koeffizienten r und Parameter der ermittelten Regressionsgeraden vom Typ $a \cdot x + b$.

MLS/Druckschicht	SAGE II/Höhenschicht	r	a	b
147 hPa	16.5 km	0.95	1.20	-2.50
147 hPa	14.5 km	0.96	1.31	-0.56
147 hPa	12.5 km	0.71	0.60	7.42
147 hPa	14.5/16.5 km	0.97	1.25	-1.53
215 hPa	12.5 km	0.79	2.42	3.30
215 hPa	10.5 km	0.15	0.29	14.94
215 hPa	10.5/12.5 km	0.65	1.35	9.12

und 12.5 km die Häufigkeiten für subvisible cirrus zusammenzunehmen (via einfacher Mittelung) und nochmal mit den Häufigkeiten von ISSRs auf den vergleichbaren Druckschichten 147 bzw. 215 hPa vergleichen. Diese Korrelationen sind in Abbildung 4.9 zusammengestellt, die zugehörigen Koeffizienten und Parameter der Korrelationen sind ebenfalls in Tabelle 4.5 enthalten.

Ergebnis:

1. Vergleich der P_{ISSR} -Verteilung der Druckschicht 147 hPa mit den P_{SVC} -Verteilungen der Höhenschichten 12.5, 14.5 und 16.5 km:

Insbesondere in den beiden höheren Schichten 14.5 und 16.5 km ist die Korrelation sehr gut, die Korrelationskoeffizienten sind in beiden Fällen größer als 0.95. Außerdem liegen die Steigungen der Geraden nahe bei 1, dies bedeutet eine sehr gute Übereinstimmung. Man kann dieses Ergebnis auf folgende Weise interpretieren:

ISSRs und SVC sind sehr verwandt: Eiskristalle können sich nach den Theorien (und auch Messungen) für heterogene und homogene Nukleation nur bei (zum Teil großen) Übersättigungen bilden. Außerdem können kleine Kristalle nur in übersättigten Luftmassen überleben, ansonsten verdampfen sie innerhalb kurzer Zeit, anders als große Kristalle, die etwas länger überleben können. Etwas längere Lebensdauern für kleine Kristalle können sich in untersättigter Luft nur bei hohen Anzahldichten (= dicker, opaquer Zirrus) ergeben; hier dauert es etwas länger bis sich die gesamte Wolke aufgelöst hat. Subvisible cirrus besteht aber nur aus kleinen (Durchmesser $< 50\mu\text{m}$) und vor allem aus wenigen (Anzahldichte $< 50 L^{-1}$) Kristallen (die Werte sind aus LYNCH UND SASSEN, 2002 entnommen, erschienen in LYNCH et al., 2002, Kap. 12). Damit kann er nur in übersättigter Luft überleben. Hierin besteht eben die Verwandtschaft von ISSRs und SVC, der Übergang zwischen wolkenfreier ISSR und SVC ist fließend.

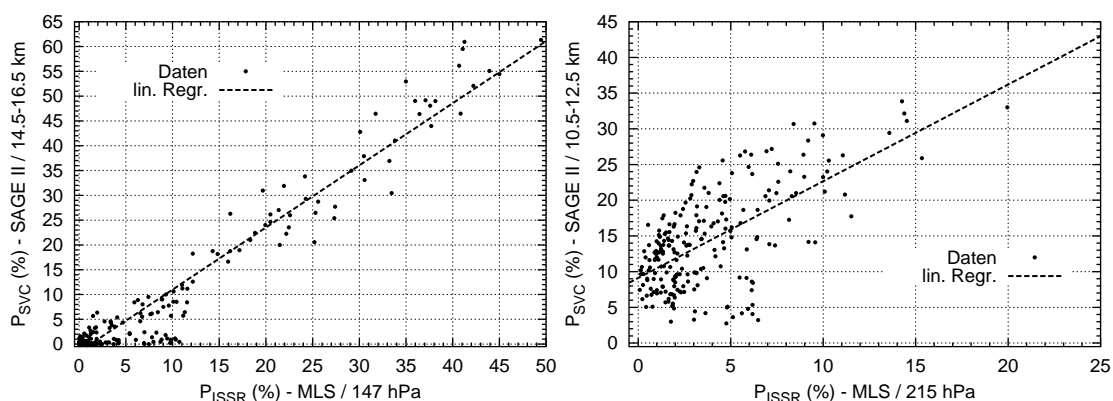


Abbildung 4.9: Korrelationen zwischen den globalen ISSR- und SVC-Häufigkeitsverteilungen (P_{ISSR} und P_{SVC}) aus MLS- und SAGE II-Daten. Links: Korrelation zwischen der ISSR-Verteilung (MLS) von Druckschicht 147 hPa und der SVC-Verteilungen auf den kombinierten Schichten 14.5 km und 16.5 km; rechts: Korrelation zwischen der ISSR-Verteilung (MLS) von Druckschicht 215 hPa und der SVC-Verteilungen auf den kombinierten Schichten 10.5 km und 12.5 km.

Das Ergebnis dieser Korrelation bestätigt den Zusammenhang von ISSRs und SVC. Allerdings kann man mit dem Cloud-Clearing-Algorithmus nicht ausschließen, dass in den übersättigten Messungen von MLS nicht auch SVC zu finden ist (siehe dazu auch Abschnitt 4.1 oben). Besonders beeindruckend ist jedoch, dass die Steigung der Geraden a nahe 1 liegt und die Konstante b relativ klein im Vergleich der (Maximal-)Werte ist; dies deutet insbesondere darauf hin, dass die globalen Verteilungen von ISSRs und SVC auch in den Größenordnungen für die Häufigkeiten sehr gut übereinstimmen.

Es scheint außerdem so zu sein, dass die Messungen von MLS (insbesondere die übersättigten Messungen) durch die höheren Schichten bestimmt werden. Dies sieht man an der etwas schlechteren Korrelation der P_{ISSR} -Verteilung mit der tiefsten Schicht (12.5 km) der P_{SVC} -Verteilung, auch ist die Steigung etwas geringer, der Offset aber wesentlich höher. Dies ist durch die Gewichtsfunktionen des MLS-Satelliteninstrumentes zu erklären (siehe READ et al., 2001). Dadurch wird die Druckschicht 147 hPa mehr durch die Messungen in den höheren Schichten beeinflusst als durch die tieferen Schichten. Etwas Ähnliches (nur wesentlich drastischer) sieht man bei der Korrelation der Druckschicht 215 hPa mit tiefen Schichten (siehe unten).

Beim Vergleich der P_{ISSR} -Verteilung mit der P_{SVC} -Verteilung der kombinierten 14.5/16.5-Schicht erhält man bei der Korrelation das beste Ergebnis – in dieser gemittelten Schicht werden Extrema noch einmal etwas abgefedert und damit Ausreißer etwas vermieden. Auch hier liegt die Steigung der Regressionsgeraden nahe bei 1.

Insgesamt ist die Übereinstimmung der Verteilungen sehr gut, sowohl qualitativ als auch quantitativ.

2. Vergleich der P_{ISSR} -Verteilung der Druckschicht 215 hPa mit den P_{SVC} -Verteilungen der Höhenschichten 10.5 und 12.5 km:

Hier sind die Ergebnisse nicht ganz so gut, wie bei dem obigen Vergleich. Die Korrelation der P_{ISSR} -Verteilung mit der P_{SVC} -Verteilung der Höhenschicht 12.5 km ist noch einigermaßen gut, der Korrelationskoeffizient liegt bei 0.79, die Verteilungen sind damit korreliert. Interessant ist hierbei, dass zwar der Offset bei der normalen Regression relativ klein bleibt, die Steigung aber wesentlich größer als die Steigungen zuvor ist (insbesondere größer als 1). Dies bedeutet, dass auf den verglichenen Schichten die Häufigkeiten von SVC im Mittel wesentlich über den Häufigkeiten von ISSRs liegen.

Der Vergleich der P_{ISSR} -Verteilung mit der P_{SVC} -Verteilung der Höhenschicht 10.5 km fällt dagegen sehr mäßig aus: Im wesentlichen sieht man eine relativ strukturlose Punktwolke, die lineare Regression kann keine Zusammenhänge erkennen (daher der Regressionskoeffizient nahe 0). Allerdings kann man dazu folgendes anmerken: Die Verteilung auf den Druckschichten werden insbesondere durch die Feuchten in hohen Schichten dominiert, dies hängt vermutlich mit den Gewichtsfunktionen des Satellitenretrievals zusammen, die die höheren Schichten stärker gewichten (siehe READ et al., 2001). Dabei sieht man auch auf Plate 1 in WANG et al.(1996), dass die Struktu-

ren für die Häufigkeiten von SVC auf 12.5 km qualitativ wesentlich besser mit denen der P_{ISSR} -Verteilung auf 215 hPa übereinstimmen.

Das Bild wird wieder etwas besser, wenn man die P_{ISSR} -Verteilung mit der P_{SVC} -Verteilung der kombinierten 10.5/12.5 km-Schicht korreliert; hier sind die Strukturen etwas besser wiedergegeben, die Korrelation wird besser ($r = 0.67$).

Es ist möglich, dass diese Diskrepanz in den Häufigkeiten wieder durch die Pfadlängenstatistik erklärt werden kann (siehe auch Abschnitt 4.3): Auf der Druckschicht 215 hPa können von MLS nur die großen ISSRs entdeckt werden, dagegen kann SAGE II durch die Okkultationsmethodik auch horizontal weniger ausgedehnte SVCs finden, denn die Messungen von SAGE erfolgen in einem Luftvolumen der Höhe von 1 km, der Breite von 2.5 km und der Länge von 200 km. Damit können selbst kleine SVCs sehr gut erfasst werden.

Wahrscheinlich ist diese Verzerrung für die Druckschicht 215 hPa wesentlich stärker als für die Druckschicht 147 hPa. Auf der höheren Schicht wird ein großer Anteil der entdeckten ISSRs höchstwahrscheinlich in der TTL gefunden (siehe dazu auch die genaueren Ausführungen in Abschnitt 6.5). Aufgrund der dort vorherrschenden Dynamik (SHERWOOD UND DESSLER, 2001) können diese ISSRs sich wesentlich weiter horizontal ausdehnen. Diesen Effekt kann man auch bei den sehr weit ausgedehnten UTTCs in dieser Region sehen (LUO et al., 2003; PETER et al., 2003). Dadurch treten vermutlich in der Schicht 147 hPa keine großen Unterschiede in den Häufigkeiten für die ausgedehnten SVCs und ISSRs auf.

Ein weiterer Grund für die sehr unterschiedlichen Korrelationen auf den verschiedenen Druckschichten ist wohl auch in den unterschiedlichen Entstehungsformen zu sehen. Auf 147 hPa entstehen SVCs vor allem durch das Ausfließen von den dicken Zirruschirmen, erzeugt durch starke Konvektion (fast alle SVCs werden in der Druckschicht 147 hPa in den Tropen entdeckt) und durch langsame vertikale Bewegungen in der TTL (siehe oben bzw. die Ausführungen in Abschnitt 6.5). Dadurch werden die SVCs horizontal und vertikal sehr weit ausgedehnt und haben aufgrund der sehr niedrigen Temperaturen eine größere Lebensdauer (siehe JENSEN et al., 1996; KÄRCHER, 2002). Auf den tieferen Schichten (das sind hier im wesentlichen Ereignisse in den extratropischen Breiten) entstehen die SVCs wahrscheinlich eher durch großräumiges Aufgleiten von Luftmassen (ähnlich der Entstehung von ISSRs, siehe dazu auch die genaueren Ausführungen in Abschnitt 6.5, Seite 125 ff.), die meisten SVCs werden in den mittleren Breiten gemessen. Aufgrund der höheren Temperaturen werden die entstehenden Kristalle sehr groß und fallen bald aus, die Lebensdauer von SVC auf diesen Schichten (und insbesondere in den mittleren Breiten, siehe JENSEN et al., 1996) ist daher wesentlich kürzer. Damit können die verschiedenen Korrelationen auf den beiden Schichten plausibel gemacht werden.

Insgesamt kann man anhand der doch guten Korrelation zwischen den P_{ISSR} -Verteilungen und den P_{SVC} -Verteilungen den theoretisch vermuteten Zusammenhang der verschiedenen Phänomene eindrucksvoll bestätigen. Allerdings muss man beachten, dass die polaren

Gebiete bei diesen Korrelationen nicht berücksichtigt werden. Damit können nur Aussagen über den Breitenbereich von 75°N bis 75°S getroffen werden. Über die interessanten Phänomene in der Polarnacht, die gerade in den MLS-Messungen erscheinen, können via SAGE II leider keine Vergleiche angestellt werden.

Kapitel 5

Eisübersättigung über Lindenberg

Wie schon in Abschnitt 2.3 bemerkt, ist es leider nicht möglich anhand eines Radiosonden-Aufstieges zu entscheiden, ob eine Messung in wolkenfreier Luft ausgeführt wurde, oder ob dünne und/oder dicke Zirren die Messung beeinflussten. Daher wurde die Sprachregelung von eisübersättigten Schichten eingeführt (siehe SPICHTINGER et al., 2003a: ice-supersaturated layers). Dieser Terminus umfasst dann wolkenfreie und wolkenbehaftete Fälle (ISSRs und Zirren) von Eisübersättigung.

5.1 Häufigkeit von Eisübersättigungen

Nachdem die Daten in der in Abschnitt 2.3 beschriebenen Art und Weise ausgewählt wurden, stellt man für die verbliebenen 1563 Profile bei 437 Aufstiegen Eisübersättigung fest, d.h. in etwa 28% der Fälle. Tatsächlich können jedoch voneinander durch untersättigte Luft getrennte, übersättigte Schichten bestehen: Man findet insgesamt 730 eisübersättigte Schichten.

Unter Berücksichtigung der Fehlers der Forschungssonde RS 90 von 1%RH sowie des mittleren statistischen Fehlers der korrigierten RS 80A von 1.9%RH und des systematischen Fehlers von -0.3% RH, erhält man einen Unsicherheitsbereich von 641 bis 939 eisübersättigten Schichten. Die Anzahl der Aufstiege, bei denen Übersättigungen gefunden wurden, liegt zwischen 378 ($\hat{=}$ 24%) und 540 ($\hat{=}$ 35%).

Man kann nun diese mittlere Häufigkeit von Eisübersättigung mit den einschlägigen Werten von Zirrusbedeckungen vergleichen. Dazu erhält man aus den Wolkenatlas von WARREN et al.(1986) folgende Werte für die Region bei Lindenberg ($14.12^{\circ}\text{E}/52.22^{\circ}\text{N}$): 17 bis 23% mittlere Bedeckung von Zirrus (“cirrus amount”) und 44 bis 49% Häufigkeit von Zirrus (“frequency of occurrence”). Hier hat man wieder das Problem, dass man nun die mittleren Häufigkeiten von Eisübersättigungen mit diesen beiden Größen vergleichen muss (siehe auch Abschnitt 4.2).

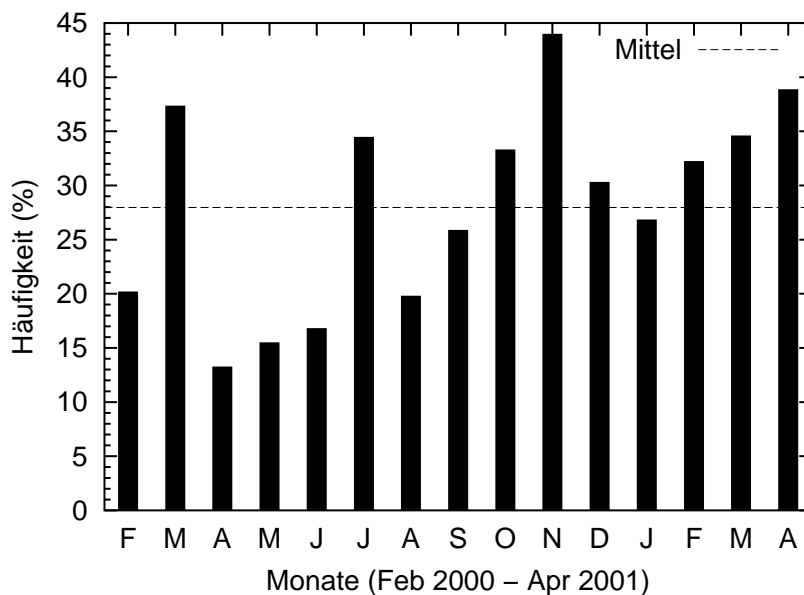


Abbildung 5.1: Monatliche Häufigkeit von eisübersättigten Schichten über Lindenberg während des Zeitraums Februar 2000 bis April 2001. Die mittlere Häufigkeit wird ebenfalls gezeigt.

Die mittlere Häufigkeit von Zirren besagt im Prinzip nur, ob an einem Beobachtungszeitpunkt sich irgendwo am sichtbaren Himmel ein Zirkus befunden hat. Dabei werden aber dünne bzw. horizontal sehr begrenzte Zirren (z.B. entstanden aus alten Kondensstreifen oder auch aus Fallstreifen) genauso als Ereignis gewertet wie dicke bzw. das Gesichtsfeld total ausfüllende Zirren bzw. Cirrostrata. Diese relative Auftretenshäufigkeit von Zirren ist im Wolkenatlas eben fast 50%. Die mittlere Bedeckung aber gibt nun an, in wieweit diese Zirren im Mittel den Himmel bedecken: Tatsächlich ist die mittlere Bedeckung von Zirren relativ gering, nämlich ca. 20%. Dies bedeutet also, dass im Durchschnitt der Himmel nur zu ca. einem Fünftel bedeckt ist, falls überhaupt Zirkus vorhanden ist. Auf diese wichtige Unterscheidung ist im nachfolgenden durchaus zu achten.

Ein Radiosondenaufstieg liefert für jedes Druck- bzw. Höhenniveau eine Punktmessung. Wenn Zirren vorhanden sind, so müssen diese durch die aufsteigende Radiosonde nicht unbedingt getroffen werden. Aufgrund der komplizierten Struktur der Zirren (horizontal und vertikal) kann es durchaus vorkommen, dass die Radiosonde bei ihrem Aufstieg keinen Zirkus “erwischt”, obwohl in der näheren Umgebung auf einer oder mehreren Druckschicht(en) Zirkuswolken vorhanden sind (Zweck einer Radiosonde ist ja auch nicht, Zirren zu messen). Darum müsste vom Prinzip der Messung her die Radiosonde eine wesentlich geringere Häufigkeit (“frequency of occurrence”) für Zirren ermitteln, als Beobachtungen des gesamten sichtbaren Himmels ergeben. Mit dieser Interpretation kann man erwarten, dass als relative Häufigkeit für Übersättigungen sich in etwa Werte ergeben, die der durchschnittlichen Zirkusbedeckung (“cirrus amount”) entsprechen, bzw. sogar Werte, die dem Produkt aus Häufigkeit und mittlerer Bedeckung entsprechen (Größenordnung: 10 bis 23%, das Produkt wäre ca. 12.5%).

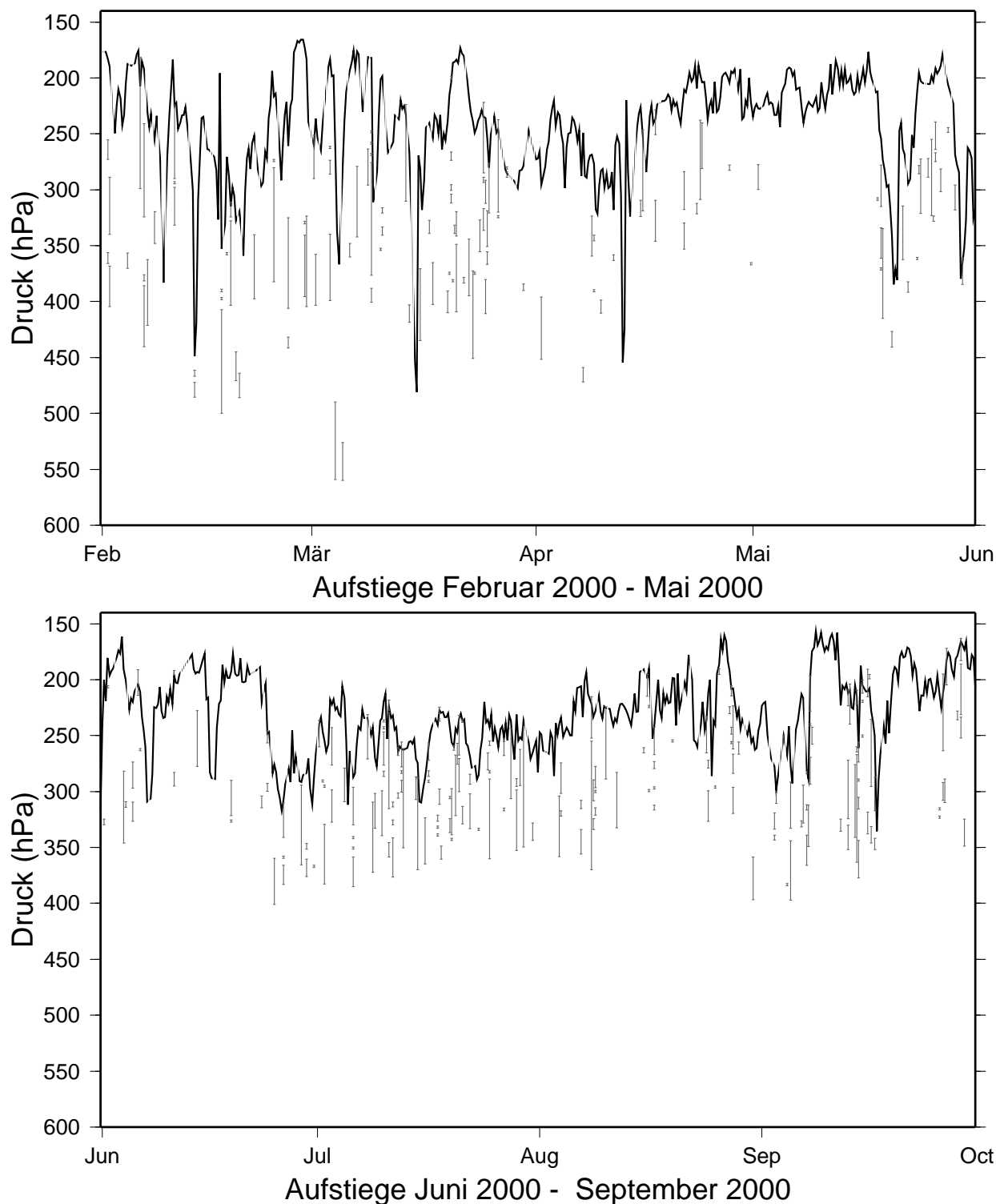
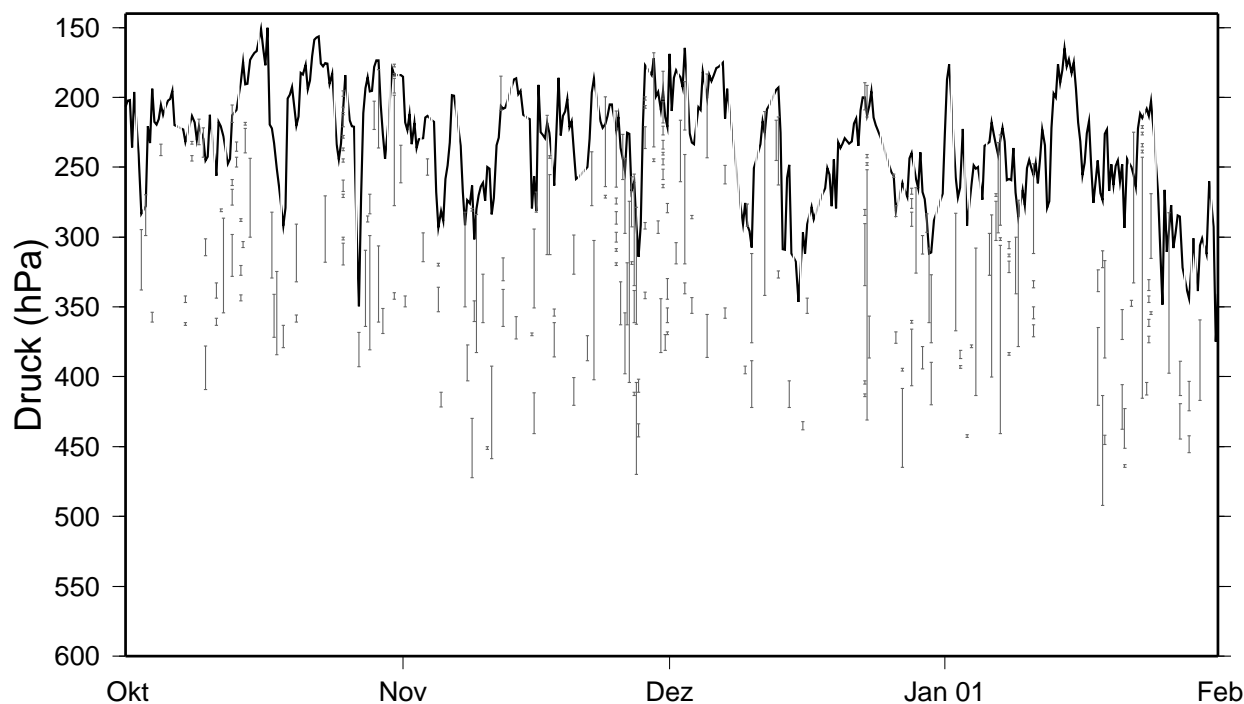
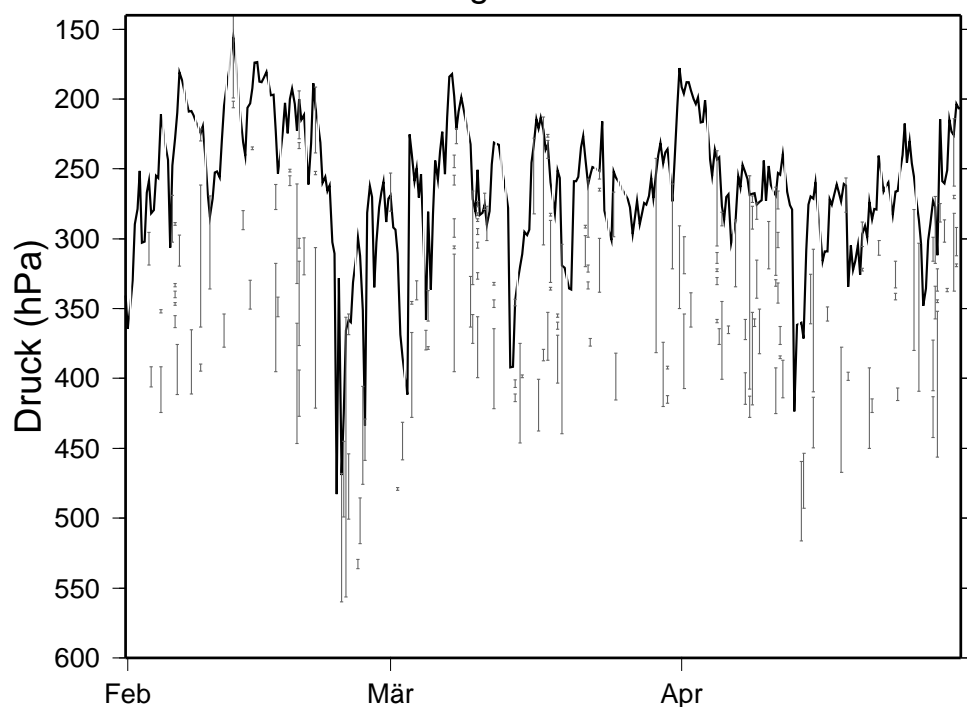


Abbildung 5.2: Eisübersättigungen über Lindenberg über den Zeitraum Februar 2000 bis September 2000. Die grauen Fehlerbalken bezeichnen die Lage der eisübersättigten Schichten, zusätzlich ist die Tropopause (schwarze Linie) eingezeichnet.

Tatsächlich liegt der Wert von ca. 28% in einer ähnlichen Größenordnung (siehe dazu auch Abbildung 5.1, die die mittleren Häufigkeiten in den einzelnen Monaten zeigt). Allerdings liegt die mittlere Häufigkeit im allgemeinen etwas höher als vermutet, bzw. als die Werte im



Aufstiege Oktober 2000 - Januar 2001



Aufstiege Februar 2001 - April 2001

Abbildung 5.3: Eisübersättigungen über Lindenberg über den Zeitraum Oktober 2000 bis April 2001. Die grauen Fehlerbalken bezeichnen die Lage der eisübersättigten Schichten, zusätzlich ist die Tropopause (schwarze Linie) eingezeichnet.

Wolkenatlas von WARREN et al. (1986). Dies kann daher kommen, dass bei den Messungen mit der Radiosonde neben Zirren insbesondere auch SVC und ISSRs gemessen werden, die die mittlere Häufigkeit deutlich nach oben korrigieren. Nun werden alle Messungen

(im Zeitraum Februar 2000 bis April 2001) in einer Bildreihe dargestellt (Abbildungen 5.2 und 5.3). Dabei wird jede eisübersättigte Schicht mit einem grauen Fehlerbalken markiert, zusätzlich ist noch die thermische Tropopause (schwarze Linie) eingezeichnet. Es wurde zu fast allen Zeitpunkten für Radiosondenaufstiege eine thermische Tropopause mitgeliefert, Datenlücken wurden hier bewusst als solche dargestellt. Anhand dieser Bilder lassen sich nun einige Beobachtungen machen:

1. Die meisten eisübersättigten Schichten liegen in der oberen Troposphäre, nur wenige in der untersten Stratosphäre
2. Es treten relativ häufig mehrere übersättigte Schichten übereinander auf.
3. Manche dieser übereinanderliegenden Schichten sind durch sehr dünne Schichten von untersättigter Luft voneinander getrennt. Dies könnte ein Hinweis auf die innere vertikale Struktur von ISSRs und Zirren sein. Zum Beispiel wäre eine turbulente Einmischung von umgebender trockener und untersättigter Luftpakete möglich, die dann zusammen eine untersättigte Schicht bilden.

Bei der Betrachtung des zeitlichen Verlaufs fällt auf, dass einige Male Zeiträume von ca. 1 bis 2 Wochen auftreten, in denen praktisch keine Übersättigungen auftreten (z.B. Ende April/Anfang Mai 2000). Dann gibt es wieder Abschnitte, in denen Eisübersättigungen sehr häufig sind (z.B. Ende Dezember 2000). Die Abbildung 5.1 zeigt die monatliche Häufigkeit von Eisübersättigung. Dabei werden die jeweiligen Werte durch die Anzahl der Aufstiege mit übersättigten Messungen pro der Zahl der Gesamtaufstiege im fraglichen Monat berechnet. Damit werden mehrfach geschichtete Übersättigungen als einfache Ereignisse gewertet.

Man beachte hierzu, dass die Daten nur im Zeitraum Februar 2000 bis April 2001 vorhanden sind. Dieser Zeitraum ist viel zu kurz, um klimatologische Aussagen über Häufigkeiten von Eisübersättigungen treffen zu können. Insbesondere können diverse Wetteranomalien in einzelnen Monaten die Werte beeinflussen. Daher muss man diese Auswertung als eine Bestandsaufnahme für den betreffenden Zeitabschnitt ansehen. Tatsächlich stellt man z.B. fest, dass im Mai 2000 eine extrem kleine Häufigkeit von Eisübersättigung erreicht wird, der Wert ist fast das Minimum in unserer monatlichen Häufigkeitsstatistik. Dies Monat war aber bezüglich des klimatologischen Mittels wesentlich wärmer und trockener als der "durchschnittliche" Mai (siehe dazu Witterungsreport DWD, 2000). Dagegen war der Juli 2000 wesentlich kälter und feuchter als das klimatologische Mittel (siehe dazu DWD, 2000), so dass hier die Häufigkeit für Eisübersättigung wesentlich höher (ca. 34%) lag als für die angrenzenden Monate Juni (17%) und August (20%). Diese Werte für den Sommer würden auch wesentlich besser in das (klimatologische) Bild passen, denn nach KLEY et al.(2000) bzw. PEIXOTO UND OORT (1996) nimmt in den mittleren Breiten im Sommer die relative Feuchte in der oberen Troposphäre die niedrigsten (Mittel-)Werte im Jahr an. Aufgrund der oben angeführten Anomalien und des eingeschränkten Datenzeitraums kann man nicht den wahren saisonalen Zyklus aus den Daten ableiten. Allerdings ergeben sich, wenn man

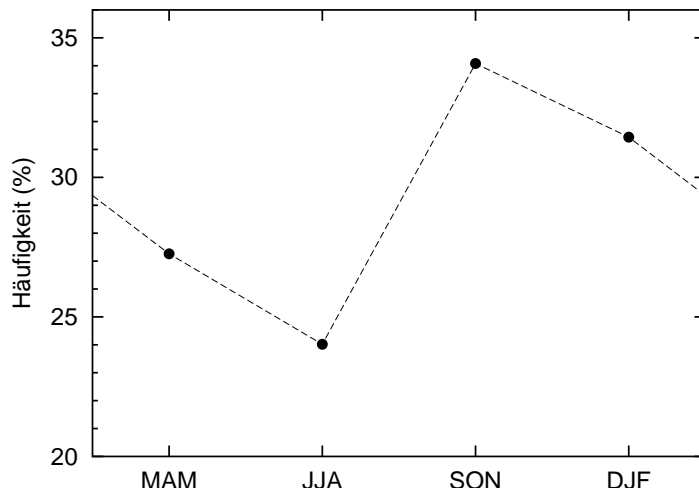


Abbildung 5.4: Mittlere Häufigkeit von Eisübersättigung über Lindenberg für die einzelnen Jahreszeiten (MAM, JJA, SON und DJF).

es trotzdem versucht und die mittleren saisonalen Häufigkeiten berechnet (Abbildung 5.4), eine Art Zyklus, der mit dem von KLEY et al.(2000)gezeigten konsistent ist.

5.2 Höhenverteilung von Eisübersättigungen

Außerdem ist man an einer Höhenstatistik der Übersättigungen interessiert. Dazu wird die Anzahl der Messungen mit $RHi \geq 100\%$ auf Druckschichten der Dicke 50 hPa zwischen 150 und 600 hPa ermittelt. Der Mittelpunkt der Schicht ist immer bei 150, 200, ..., 600 hPa zentriert. Eisübersättigte Schichten, die über eine Druckschicht hinausragen (d.h. aufgrund ihrer Dicke in zwei oder mehreren Schichten liegen), werden in dieser Statistik mehrfach gezählt, d.h. für jede Schicht, in der sie sich befinden. Dasselbe Verfahren ist natürlich auch für Schichten absoluter Höhe statt Druck durchzuführen. Dabei werden 1 km dicke Höhenschichten benutzt, zentriert bei 3.5, 4.5, ..., 15.5 km, mehr zu den vertikalen Häufigkeitsverteilungen auf diesen Schichten weiter unten. In Abbildung 5.5 werden nun die saisonalen Häufigkeitsverteilungen (für Druckschichten) sowie die Verteilung der Gesamtdaten gezeigt.

Man sieht deutlich (wie schon in den Abbildungen 5.2 und 5.3 zu vermuten war), dass Übersättigungen in einem breiten Bereich zwischen 200 und 450 hPa auftreten. Im Herbst erreichen die übersättigten Schichten die höchsten Druckniveaus (einige Ereignisse in dem Niveau bei 150 hPa, sehr viel mehr bei 200 hPa). Im Winter dagegen ragen die übersättigten Schichten in die niedrigsten Druckniveaus hinein; hier gibt es einige Fälle auf dem Niveau 550 hPa, etwas mehr auf den Niveaus 450 und 500 hPa. Die mittleren Höhen bzw. die mittleren Druckwerte für eisübersättigte Schichten sind in der Tabelle 5.1 zusammengestellt, dabei sind als Fehler immer 1σ -Werte angegeben. Diese saisonalen Verschiebungen zwischen Winter/Frühling- und Sommer/Herbst-Verteilungen sind statistisch signifikant (nach einem t-Test).

Tabelle 5.1: Mittlerer Druck / mittlere Höhe von übersättigten Schichten für die einzelnen Jahreszeiten und die gesamten Daten.

	$\bar{p} \pm \sigma_p$ (hPa)	$\bar{z} \pm \sigma_z$ (m, absolute Höhe)
MAM	340 ± 60	8320 ± 1280
JJA	300 ± 50	9480 ± 1130
SON	300 ± 70	9380 ± 1580
DJF	350 ± 80	8300 ± 1690
Gesamt	320 ± 70	8790 ± 1560

Im wesentlichen gelten dieselben Aussagen, die auch schon für die Verteilungen mit dem Druck als vertikale Koordinate getroffen wurden, auch für die Verteilungen mit der absoluten Höhe als vertikale Koordinate – qualitativ sind beide Beschreibungen in etwa gleich, nur quantitativ unterscheiden sie sich:

Die Übersättigungen treten in einem Bereich zwischen 5 und 13 km in der oberen Troposphäre auf, im Herbst treten die höchsten Schichten auf, im Winter die niedrigsten. Natürlich sieht man eine ähnliche saisonale Verschiebung, die ebenfalls für die oben angegebenen saisonalen Verteilungen signifikant ist.

Die Schichten für die Verteilungen mit der absoluten Höhe als Koordinate wurden so ausgewählt, dass man diese mit den Verteilungen von SVC aus den SAGE II – Messungen

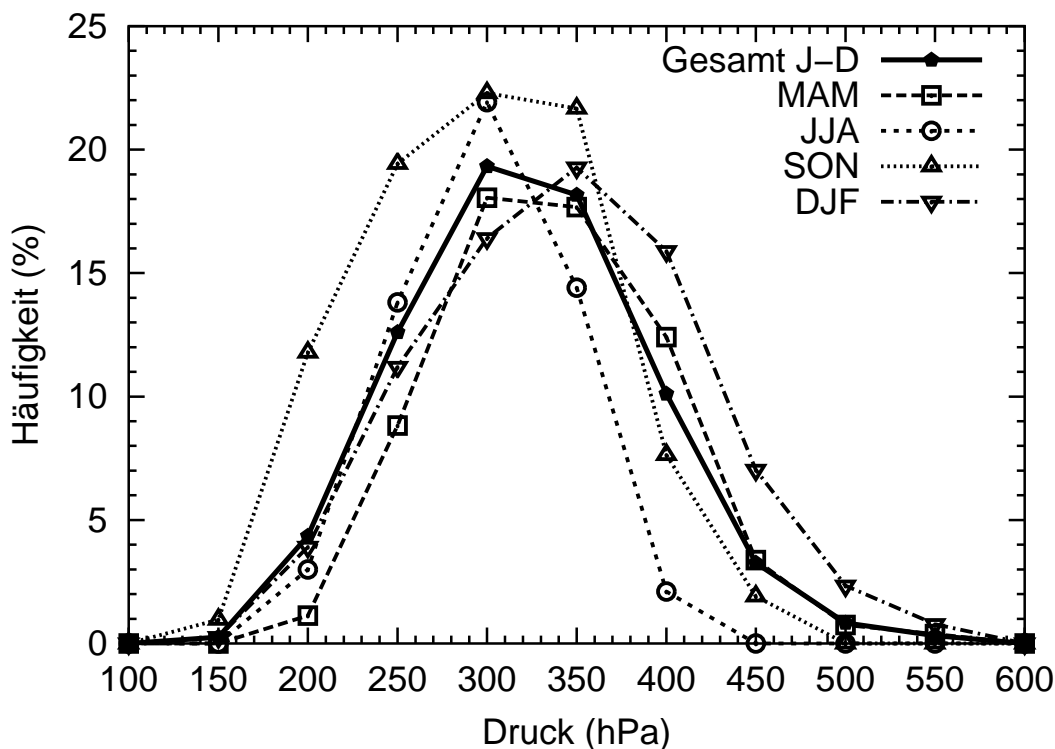


Abbildung 5.5: Vertikale Häufigkeitsverteilungen von übersättigten Schichten (Druck) für einzelne Jahreszeiten (MAM, JJA, SON und DJF) und gesamte Daten (J-D).

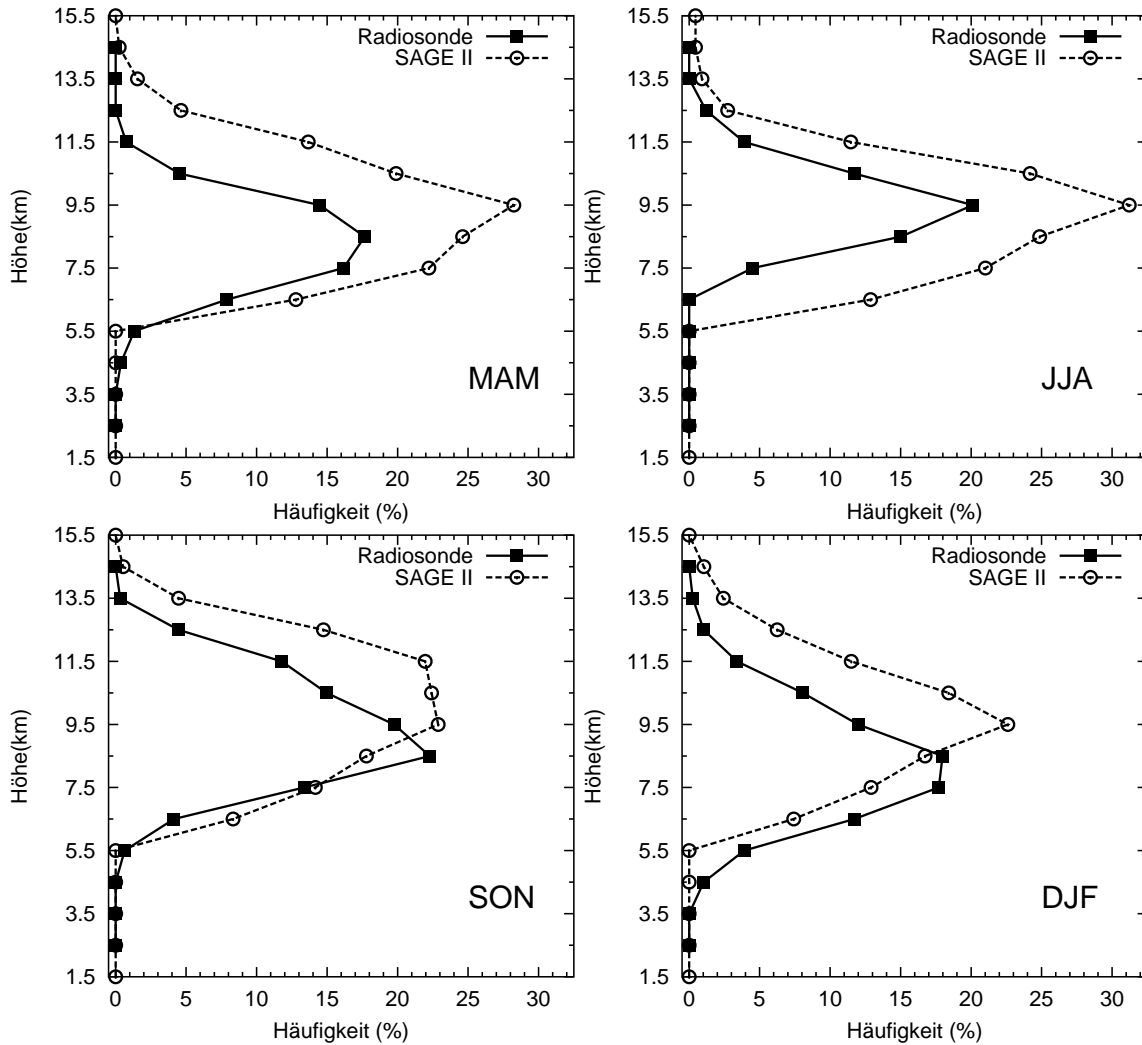


Abbildung 5.6: Höhenverteilungen von eisübersättigten Schichten (RS 80A) und SVC (SAGE II) für die einzelnen Jahreszeiten; oben links: MAM, rechts: JJA; unten links: SON, rechts: DJF.

vergleichen kann (siehe WANG et al., 1996 und auch Abschnitt 4.4). Hier werden allerdings die saisonalen Verteilungen von SVC verglichen, diese liegen auf 1 km dicken Schichten auf dem üblichen SAGE II – Gitter vor. Dabei muss wieder bemerkt werden, dass hier wieder eine Punktmessung mit einer großen Gitterbox verglichen wird; das Gitter, auf dem die SAGE II – Daten vorliegen, ist in diesem Fall sehr grob (Auflösung 24° Länge \times 10° Breite). Daher sollte man nur eine qualitative Übereinstimmung berücksichtigen. Die Verteilungen der Radiosonde und von SAGE II sind in der Abbildung 5.6 zusammengestellt. Dabei werden die saisonalen Verteilungen gezeigt. Tatsächlich stellt man fest, dass die qualitativen Übereinstimmungen erstaunlich gut sind. Außerdem sieht man eine Vermutung bestätigt, die schon früher in GIERENS et al. (2000) konstatiert wurde und bei dem Vergleich der P_{ISSR} – Verteilungen aus MLS – Daten mit den P_{SVC} – Verteilungen der SAGE – Daten in Abschnitt 4.4 ebenfalls bekräftigt wurde:

Man findet vermehrt SVC in Regionen mit höherer Wahrscheinlichkeit von Eisübersätti-

gung als in trockeneren Regionen (hier trocken im Sinne der relativen Feuchte). Allerdings ist in diesem Vergleich auch zu sehen, dass SVC über einen größeren Höhenbereich vorhanden ist, als die über Lindenberg gemessenen Übersättigungen einnehmen.

Dies ist nicht besonders plausibel und wahrscheinlich auch nicht korrekt. Die Fehlinterpretation hat dabei mindestens zwei Gründe:

1. Obwohl die Daten der Radiosonde in der korrigierten Version schon wesentlich bessere Messungen als vorher liefern, ist dennoch zu vermuten, dass immer noch Übersättigungen unterschätzt werden, insbesondere sehr hohe Übersättigungen und auch relative Feuchten bei sehr kalten Temperaturen und/oder sehr niedrigen absoluten Feuchten. Daher treten in den sehr hoch gelegenen Schichten kaum Übersättigungen in den Messungen auf.
2. Die horizontale Auflösung der SAGE II – Messungen ist sehr grob, daher könnten sich auch Verschiebungen innerhalb eines sehr großen Bereiches einstellen.

Ansonsten ist die qualitative Übereinstimmung der vertikalen Verteilungen mehr als zufriedenstellend; insbesondere auch die saisonalen Verschiebungen sind in beiden Verteilungen sehr ähnlich.

Zuletzt bleibt noch anzumerken, dass die vertikalen Verteilungen äußerst robust gegenüber den schon oben bemerkten statistischen Fehlern sind. Zwar können sich die Häufigkeiten auf den einzelnen Schichten durchaus ändern, die qualitative Struktur bleibt dagegen immer erhalten.

5.3 Eisübersättigung relativ zur Tropopause

In den Zeitreihen (Abbildungen 5.2 und 5.3) der Übersättigungen während des betrachteten Zeitraumes kann man bemerken, dass die übersättigten Schichten fast immer unterhalb der Tropopause liegen, selbst wenn diese sehr tief liegt (d.h. der Tropopausendruck sehr hoch ist). Damit liegt nun nahe, sich die Lage der eisübersättigten Schichten relativ zur Tropopause anzusehen. Es wird also die Tropopause auf die Nulllinie gelegt und nur der Abstand der Schicht zu der Tropopause betrachtet. Falls eine mehrfache Tropopause vorliegt, wird immer der höchste Tropopausendruck und damit die Abweichungen der Schichten davon betrachtet. Die relative Lage der Schichten zu der Tropopause wird in Abbildung 5.7 gezeigt.

Im Prinzip sieht man ein klares Bild: Die meisten eisübersättigten Schichten liegen unterhalb der Tropopause und nur wenige von diesen (ca. 13.3%) ragen in die unterste Stratosphäre hinein (bzw. über die Tropopause hinaus). Tatsächlich treten nur in 6.2% aller 1563 Radiosondenaufstiege Übersättigungen in der Stratosphäre auf (man vergleiche hierzu die Verteilungen der relativen Feuchte für die stratosphärischen Daten in Abbildung 3.5). Diese

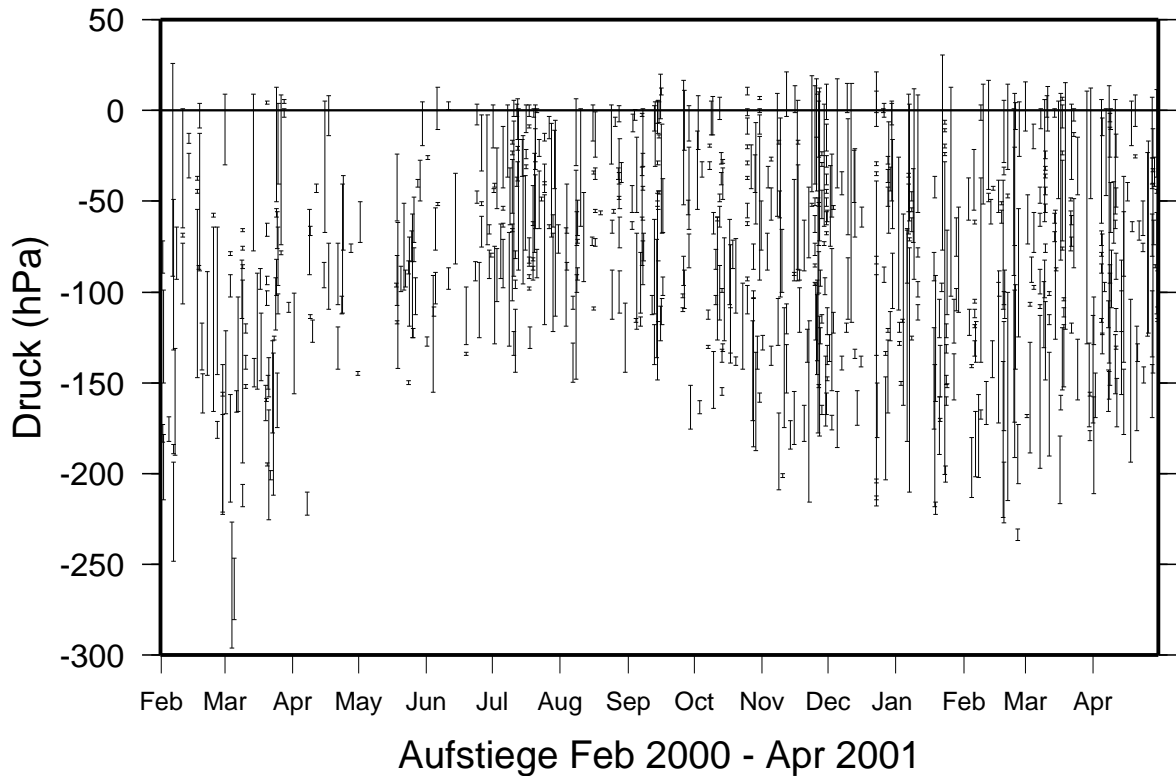


Abbildung 5.7: Relative Lage der eisübersättigten Schichten über Lindenberg (Fehlerbalken) relativ zur Tropopause (Nulllinie). Dabei wird immer die Differenz $p_{TP} - p_{\text{Schicht}}$ zwischen Tropopausendruck p_{TP} und oberer bzw. unterer Grenze der Schicht gezeigt.

geringe Anzahl von eisübersättigten Schichten in der Stratosphäre ist auch konsistent mit den Anteilen von Messungen in übersättigten Gebieten von stratosphärischen Daten aus den MLS- oder MOZAIC-Daten: Für die MLS-Messungen liegen die Anteile der stratosphärischen übersättigten Messungen bei ca. 0.1 bis 0.6%, für die MOZAIC-Daten liegen die Anteile im Bereich 1.36 bis 2.15%, siehe dazu auch die Tabellen 6.7 und 6.6 im Kapitel 6, in denen die Anteile von Messungen in übersättigten Gebieten für die verschiedenen Datensätze zusammengetragen sind.

Bemerkung: Es ist natürlich auch möglich, anstatt des Drucks die absolute Höhe bzw. die absolute Abweichung in Metern als vertikale Koordinate zu verwenden. Tatsächlich ist das Bild qualitativ der Abbildung 5.7 sehr ähnlich, daher wird auf diese Sichtweise hier nicht weiter eingegangen – die Struktur ist aber dieselbe.

Interessant ist nun neben der Lage der übersättigten Schichten insbesondere auch, wie sich die Ober- bzw. Unterkanten der Schichten relativ zur Tropopause verhalten. Auch hier benutzen wir wieder hauptsächlich die Darstellung der Schichten in ihrem Abstand relativ zur Tropopause mit dem Druck als vertikale Koordinate; man erhält mit den absoluten Abweichungen in Metern qualitativ dasselbe Bild und dieselben Ergebnisse. Es werden nun die Abstände der Ober/Unterkanten der eisübersättigten Schichten von der Tropopause in einer Statistik erfasst; dabei werden die Abstände in 5 hPa (bzw. 100 m) große Klassen eingeteilt, um eine vernünftige Statistik zu erhalten und das Rauschen etwas zu vermindern.

Die Anzahl der Ereignisse pro Klasse werden in Abbildung 5.8 gegeneinander aufgetragen. Es fällt dabei auf, dass knapp oberhalb der Tropopause (nämlich in der Klasse für +5 hPa) ein sehr großes aber scharf begrenztes Maximum liegt. Insbesondere ist die über dieses Maximum integrierte Gesamtzahl klein gegen die Gesamtzahl aller Ereignisse. Diese Spitze kann man zunächst dahin gehend interpretieren, dass extrem viele eisübersättigte Schichten ihre Oberkante etwas oberhalb der Tropopause haben. Es ist jedoch möglich, dass aufgrund eines noch nicht korrigierten Trägheitsfehlers der Radiosonde für die relative Feuchte hier die Schichten etwas zu hoch angesetzt werden. Nach den Ergebnissen der Forschungsgruppe vom Meteorologischen Observatorium Lindenberg scheint es so, als müsste man dieses scharfe Maximum um etwa 5 bis 10 hPa verschieben. Dies würde für die Statistik bedeuten, dass die meisten eisübersättigten Schichten knapp unterhalb der Tropopause “andocken”. Die endgültige Trägheitskorrektur wurde nach meinem Wissen (Ulrich Leiterer, pers. Mitteilung) zwar in den aktuellen Algorithmus integriert, aber alle Auswertungen in dieser Arbeit und auch in SPICHTINGER et al.(2003a) beziehen sich auf die ältere Version der Daten, in der die Trägheitskorrektur noch nicht enthalten ist. Nachdem ansonsten keine Änderungen aufgetreten sind, habe ich darauf verzichtet, die Daten erneut mit dem (noch nicht publizierten) Algorithmus zu korrigieren. Die Qualität der Aussagen in diesen Auswertungen wird auf keinen Fall dadurch geändert, die quantitativen Aussagen unterscheiden sich nach ersten Schätzungen nur marginal.

Aufgrund der Abbildung 5.8 kann man davon ausgehen, dass die meisten Eisübersättigungen in einem breiten Bereich zwischen Tropopause und etwa 200 hPa von der Tropopause entfernt auftreten. Für die Abweichungen in Metern wird das Bild etwas unschärfer, dennoch kann man aus der Abbildung 5.8 erkennen, dass die meisten Schichten im Bereich zwischen Tropopause und etwa 3 km unterhalb der Tropopause auftreten. Diese Ergebnisse kann man nun mit den Arbeiten von GOLDFARB et al.(2001) vergleichen: Am Observatoire de Haute Provence wurden mit Hilfe von Lidar-Messungen die Lage von Zirren bzw. deren Wolkenoberkanten relativ zur Tropopause vermessen. Dabei wurde entdeckt (siehe Figure

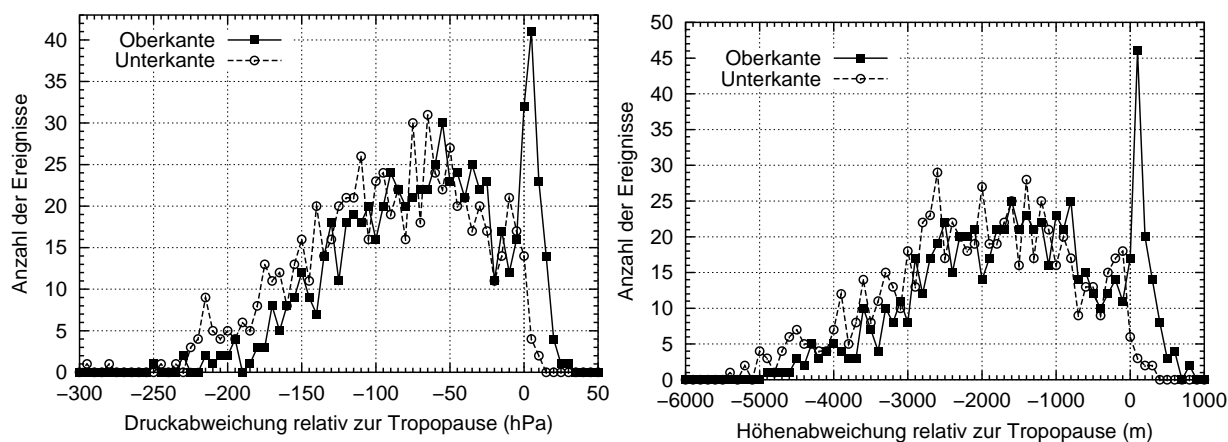


Abbildung 5.8: Relative Häufigkeiten der Lage der Ober- und Unterkanten der übersättigten Schichten relativ zur Tropopause; links: Abweichungen in hPa ($p_{TP} - p_{Schicht}$, Klassengröße 5 hPa), rechts: Abweichungen in Metern ($z_{Schicht} - z_{TP}$, Klassengröße 100 m).

4 in GOLDFARB et al., 2001), dass die meisten Wolkenoberkanten an der Tropopause liegen. Dies entspricht in etwa unserem Maximum etwas oberhalb von 0 hPa (bzw. 0 m) in Abbildung 5.8. Des weiteren wurde in der Arbeit gezeigt, dass die Zirren bevorzugt in der Region zwischen Tropopause und etwa 2.5 km unterhalb davon auftreten und nur ein kleiner Bruchteil in die unterste Stratosphäre hineinragt. Dies ist konsistent mit unseren Beobachtungen, außerdem besteht eine gute Übereinstimmung zwischen den Höhenverteilungen der Wolkenoberkanten von GOLDFARB et al.(2001) und unseren Höhenverteilungen der eisübersättigten Schichten.

In Abbildung 5.5 wurde die saisonale Variation der Höhenverteilungen von eisübersättigten Schichten in absoluten Koordinaten gezeigt (hier Druck, in Abbildung 5.6 dasselbe nur mit der echten Höhe z als vertikale Koordinate). Anhand der Abbildung 5.7, in der man die relative Lage der Übersättigungen relativ zur Tropopause über den gesamten Messzeitraum sieht, kann man eine zusätzliche saisonale Variation erahnen: Die eisübersättigten Schichten scheinen im Winter und Frühling besonders weit von der Tropopause entfernt zu liegen, im Sommer dagegen scheinen die Übersättigungen besonders nahe an die Tropopause hin zu gelangen. Dieser Eindruck kann durch die Höhenverteilung der mittleren Höhen der Übersättigungen relativ zur Tropopause (siehe Abbildung 5.9) bestätigt und genauer quantifiziert werden: In dieser Abbildung werden sowohl die Verteilung für die gesamten Daten als auch die saisonalen Verteilungen gezeigt. Dabei wird die Häufigkeit in einer bestimmten Druckschicht (jeweils 25 hPa dick) aus der Anzahl der Aufstiege mit $RHi \geq 100\%$ in dieser Schicht dividiert durch die gesamte Anzahl der Aufstiege in der jeweiligen Periode berechnet. Dabei ergeben sich die in der Tabelle 5.2 zusammengetragenen mittleren Druck-

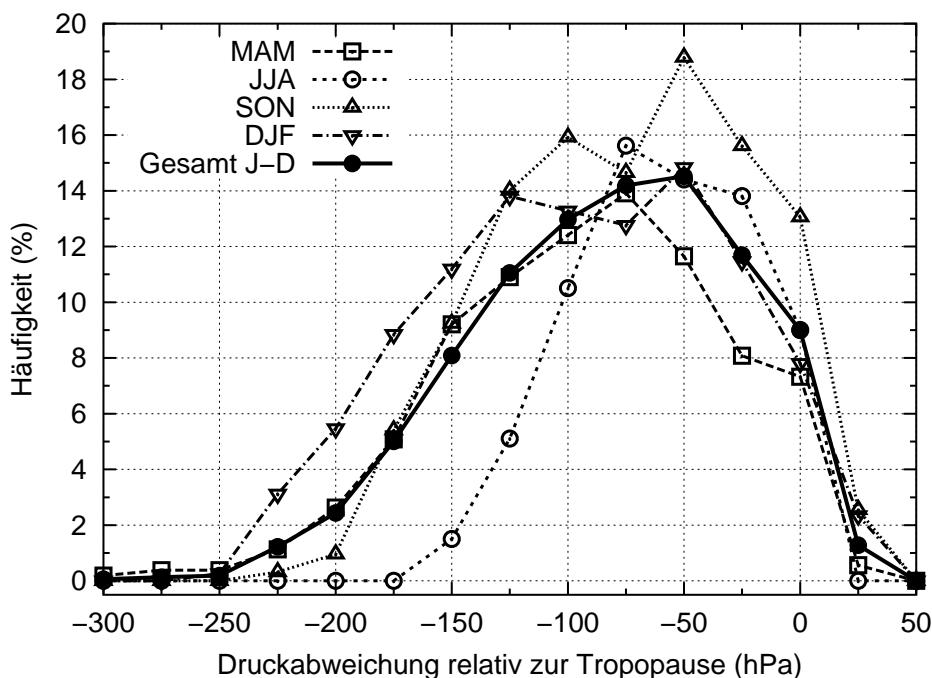


Abbildung 5.9: Häufigkeitsverteilungen der Lage der eisübersättigten Schichten relativ zur Tropopause für die einzelnen Jahreszeiten. Die Lage relativ zur Tropopause wird in Druckeinheiten angegeben ($p_{TP} - p_{Schicht}$, in hPa).

Tabelle 5.2: Mittlere Druckabweichungen der eisübersättigten Schichten ($p_{\text{TP}} - p_{\text{Schicht}}$) zur Tropopause.

Zeitraum	MAM	JJA	SON	DJF	Gesamt J-D
$\mu \pm \sigma$ (hPa)	-92 ± 58	-59 ± 39	-75 ± 54	-96 ± 63	-84 ± 58

abweichungen von eisübersättigten Schichten von der Tropopause (mit 1σ -Fehlern). Hier sieht man einen deutlichen Unterschied zwischen Sommer und den restlichen Jahreszeiten: Zum einen ist im Sommer der relative Abstand der eisübersättigten Schichten von der Tropopause besonders gering, zum anderen ist die Schicht, in der üblicherweise Zirren und ISSRs auftreten im Sommer besonders dünn. Diese Unterschiede sind via eines t-Tests auch statistisch signifikant. Außerdem bleibt dieses Ergebnis in seiner Qualität erhalten, wenn man die üblichen statistischen Fehler aus Abschnitt 5.1 für die relative Feuchte zulässt.

Bemerkung: Dieses Ergebnis kann nicht durch die saisonale Höhenvariation der Tropopause erklärt werden. Tatsächlich werden die Schwankungen der eisübersättigten Schichten (Dicke der Schicht für das potentielle Auftreten und relativer Abstand zur Tropopause) durch die Schwankungen der Tropopause nicht aufgehoben sondern in gewisser Weise sogar verstärkt. Denn normalerweise liegt die Tropopause im Sommer besonders hoch. Zu diesem Zeitpunkt rutschen die Übersättigungen aber besonders nahe an die Tropopause heran, d.h. die absolute Höhenverschiebung der Übersättigungen wird dadurch eigentlich verstärkt.

5.4 Vertikale Ausdehnungen

Für Zirren wurde schon mehrfach versucht, eine Abschätzung für die horizontalen Größenordnungen zu geben. So schätzten DOWLING UND RADKE (1990) die typische mittlere horizontale Ausdehnung von Zirren mit etwa 20 bis 30 km ab. Allerdings wurde hierbei auch vermerkt, dass die Minimal- und Maximalwerte für die Größenabschätzung sehr stark schwanken können und den mittleren Wert von 20 bis 30 km um bis zu zwei Größenordnungen in beide Richtungen variieren können. Die horizontale Größenausdehnung von ISSRs ist weitgehend unbekannt. GIERENS UND SPICHTINGER (2000) schätzten mit Hilfe der MOZAIC-Daten aus den Jahren 1995 bis 1997 anhand einer Pfadlängenstatistik eine typische mittlere Ausdehnung von etwa 150 km ab. Allerdings ist bei dieser Abschätzung die Standardabweichung mit ca. 250 km sehr groß. Die Pfadlängenstatistik wurde noch auf die Daten im Zeitraum 1995 bis 1999 ausgedehnt und nach geographischen Regionen unterteilt, diese Ergebnisse werden später in Abschnitt 6.3 präsentiert. Dabei kann hier jedoch schon vorweggenommen werden, dass die früheren Abschätzungen und Ergebnisse nicht verändert werden. In der Auswertung traten schon in GIERENS UND SPICHTINGER (2000) tatsächlich sehr weit ausgedehnte ISSRs von bis zu 3000 km Pfadlänge auf. Nachdem diese Längen aus den MOZAIC-Messungen (d.h. aus Flugstrecken) abgeleitet wurden, können natürlich in den Daten gewisse Auswahlfehler vor-

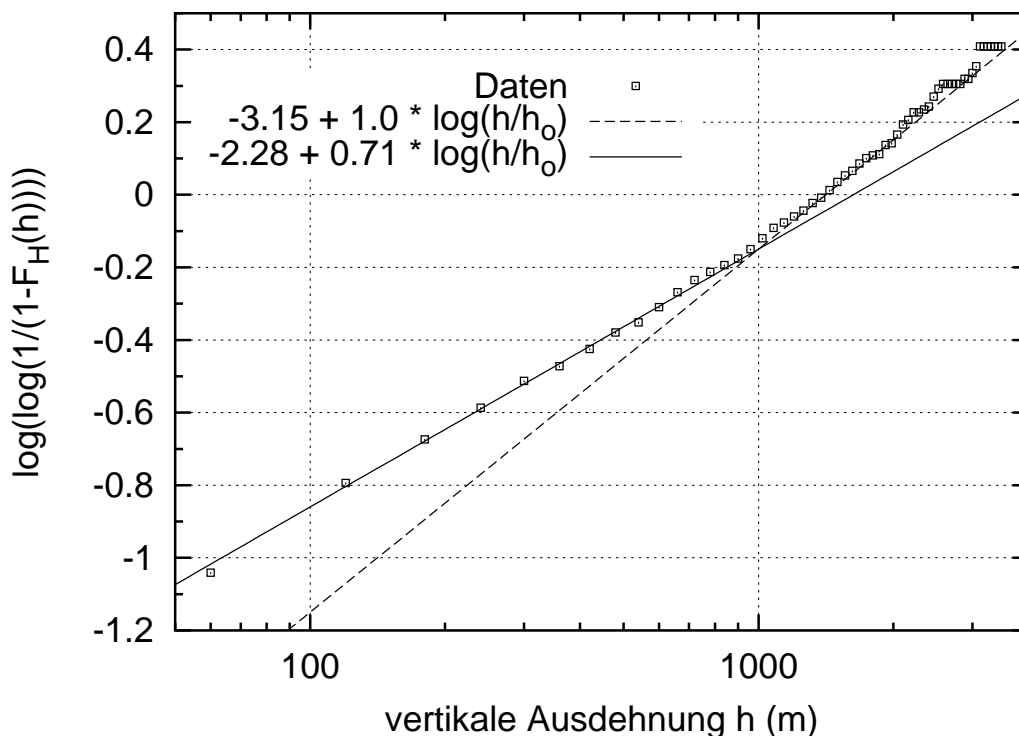


Abbildung 5.10: Kumulative Häufigkeitsverteilung $F_H(h)$ der vertikale Ausdehnung h (in Metern) der eisübersättigten Schichten über Lindenberg, dargestellt in einem Weibull-Plot ($\log \log(1/(1 - F_H(h)))$) gegen $\log(h/h_0)$ mit $h_0 = 1$ m). Zusätzlich werden Weibull-Verteilungen mit den Parametern $p = 0.71$, $q = -2.28$ (durchgezogene Linie) bzw. $p = 1.0$, $q = -3.15$ (gestrichelte Linie) gezeigt.

liegen (z.B. durch das Umfliegen von Stürmen etc.). Des weiteren wurden auch bei diesen Auswertungen nur die 1-min-Mittelwerte ($\cong 15$ km Pfadlänge) benutzt. Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass sehr viele, wenn nicht sogar die meisten, ISSRs wesentlich kleinere Ausdehnungen von nur etwa wenigen Kilometern haben. Eine entsprechende Aussage wurde in GIERENS UND SPICHTINGER (2000) getroffen: Unter der (sehr primitiven) Annahme von kreisförmigen ISSRs wurde eine Durchmesserverteilung für die ISSRs berechnet. Dabei ergab sich, dass im Mittel der Durchmesser von ISSRs ca (6 ± 30) km beträgt. Auch diese grobe Abschätzung kann man ganz gut mit den horizontalen Ausdehnungen von SVC vergleichen. So wurden z.B. bei Lidar-Messungen von SVC bei Table Mountain, California (BEYERLE et al., 2001) ähnliche mittlere horizontale Abmessungen festgestellt. Leider sind die MOZAIC-Daten ungeeignet, um vertikale Ausdehnungen von ISSRs zu beschreiben, da die Daten immer entlang eines Flugniveaus gemessen werden und selbst beim Wechsel auf ein anderes Druckniveau erhält man keine Information über die vertikale Ausdehnung von möglichen übersättigten Schichten.

Aber mit den korrigierten Radiosondendaten ist es möglich, eine Verteilung der vertikalen Ausdehnung von übersättigten Schichten aufzustellen. Die ermittelte Verteilung wird in Abbildung 5.10 dargestellt. Dabei wurden die vertikalen Ausdehnungen der Schichten in 60 m große Klassen eingeteilt, um eine vernünftige statistische Darstellung zu erhalten und

das Rauschen zu minimieren. Die Abbildung 5.10 zeigt einen sogenannten Weibull-Plot. Dazu wurde aus der ermittelten Verteilung der vertikalen Ausdehnungen (dies ist im Prinzip die Wahrscheinlichkeitsdichte $f_H(h)$) die kumulative Wahrscheinlichkeit $F_H(h)$ erstellt. Wenn man nun annimmt, dass eine gemessene Verteilung einer Weibull-Verteilung folgt, so setzt man natürlich das übliche Weibull-Modell mit der Dichte $f_H(h) = \gamma p h^{p-1} \exp(-\gamma h^p)$ an. Für die kumulative Wahrscheinlichkeit gilt dann $F_H(h) = 1 - \exp(-\gamma h^p)$. Eine Weibull-Verteilung ergibt auf dem Weibull-Plot, bei dem die Größe $\log \log(1/(1 - F_H(h)))$ gegen $\log(h)$ aufgetragen wird, eine Gerade $p \cdot \log(h) + q$ mit "Steigung" p (Formparameter). Der zweite Parameter der Verteilung γ (Skalenparameter) kann aus dem Achsenabschnitt q der Gerade berechnet werden: $\gamma = 10^{q+m}$, $m = -\log(\log(e)) = 0.362215 \dots$. Die Darstellung in Abbildung 5.10 legt die Vermutung nahe, dass die vertikale Ausdehnung eisübersättigter Schichten eine Verteilung besitzt, die durch zwei Weibull-Verteilungen angenähert, bzw. beschrieben werden kann:

Für die vertikalen Ausdehnungen im Bereich $H < 1$ km erhält man bei einer Anpassung für die Steigung etwa den Wert $p \approx 0.71$. Bei $H \approx 1$ km scheint ein Übergang in der Verteilung zu erfolgen, denn bei dieser Dicke "knickt" die Verteilung ab und kann im Bereich $H > 1$ km sehr gut durch eine Gerade mit Steigung $p \approx 1$ beschrieben werden, dies ist eine Exponentialverteilung.

Wenn man nun die üblichen statistischen Fehler für die relative Feuchte zulässt, so stellt man fest, dass die Verteilung der dünnen Schichten ($H < 1$ km) sich qualitativ überhaupt nicht ändert. Die Steigung bleibt praktisch konstant bei $p \approx 0.71$. Dagegen wird die Verteilung der dicken Schichten etwas variiert, die Steigung schwankt im Bereich $0.9 \leq p \leq 1.1$. Qualitativ bleibt das Ergebnis im wesentlichen unverändert.

Bei einer Analyse der Pfadlängenverteilungen (siehe GIERENS UND SPICHTINGER, 2000 sowie Abschnitt 6.3) stellt man fest, dass auch diese Verteilungen gut durch ein Weibull-Modell beschrieben werden können. BERTON (2000) hat ebenfalls entdeckt, dass auch die horizontale Ausdehnung von Zirren sich durch ein Weibull-Modell beschreiben lässt. Bei den Anpassungen für die Weibull-Verteilungen für die Pfadlängen von ISSRs wurde in GIERENS UND BRINKOP (2002) der Formparameter $p \approx 0.55$ bestimmt, in Abschnitt 6.3 werden Werte im Bereich $0.56 \leq p \leq 0.61$ ermittelt. Für die Verteilungen der horizontalen Ausdehnung von Zirren hat BERTON (2000) einen Formparameter von $p \approx 0.5$ bestimmt. Zusätzlich hat BERTON (2000) die vertikalen Ausdehnungen von Zirren bestimmt; auch hier passt ein Weibull-Modell ganz gut, der Formparameter kann dabei mit $p \approx 1$ bestimmt werden.

Aufgrund dieses Ergebnisses kann man vermuten, dass die hier ausgewerteten Radiosondendaten für die gemessenen vertikalen Ausdehnungen von $H > 1$ km durch Zirren dominiert sind, denn die Verteilung biegt ab ca. $H \approx 1$ km etwas ab und folgt dann genau der Steigung, die BERTON (2000) für seinen Datensatz bestimmt hatte. Desweiteren kann man vermuten, dass die Messungen aus den Radiosonden mit vertikalen Ausdehnungen von $H < 1$ km hauptsächlich aus ISSRs, SVC und mehrfach geschichteten Zirren bestehen. In den Radiosondendaten findet man wesentlich mehr Objekte mit vertikaler Ausdehnung von

$H < 1$ km, diese dominieren den Datensatz und damit die Verteilung; dicke Zirren stellen eher eine Minderheit in diesen Daten.

Neben der Verteilung lässt sich natürlich auch die mittlere vertikale Ausdehnung der eisübersättigten Schichten bestimmen, diese beträgt 560 m mit einer ziemlich großen Standardabweichung von 610 m. Anhand der statistischen Fehler erhält man einen Schwankungsbereich für die mittlere Dicke von $490 \leq \bar{H} \leq 610$ m, die Standardabweichung schwankt im Bereich $540 \leq \sigma_H \leq 740$ m. Damit liegt die mittlere vertikale Ausdehnung von eisübersättigten Schichten weit unter den typischen mittleren Dicken von (sichtbaren) Zirren von etwa 1.5 km (DOWLING UND RADKE, 1990). Auch die mittlere Dicke von Zirren aus den Anpassungen von BERTON (2000) ist mit ca 3 km wesentlich größer (errechnet aus Bertons Table 3 mit Hilfe der Koeffizienten aus Abschnitt 5.2 und Table A4). In einer sehr aktuellen Veröffentlichung (SASSEN et al., 2002, table 2.3), in der die Zirruseigenschaften von Messungen aus etwa 10 Jahren zusammengetragen sind, findet sich kein einziger Eintrag für die vertikale Ausdehnung von Zirren, der kleiner als 1 km wäre.

Damit liegt die mittlere vertikale Ausdehnung der übersättigten Schichten über Lindenberg wesentlich näher an den mittleren vertikalen Ausdehnungen von SVC (aus Lidarmessungen, siehe z.B. SASSEN UND CHO, 1992; WINKER UND TREPTE, 1998; BEYERLE et al., 2001; GOLDFARB et al., 2001), als an denen von sichtbaren, dicken Zirren.

5.5 Temperaturverteilungen

Aus den Radiosondendaten können auch die Temperaturverteilungen für die übersättigten Schichten abgeleitet werden. Dazu werden 26 Temperaturklassen (jeweils 2 Kelvin breit) zwischen -30°C und -80°C definiert ($k_T = \{T_{\text{gemessen}} | T - 1 \leq T_{\text{gemessen}} < T + 1\}$).

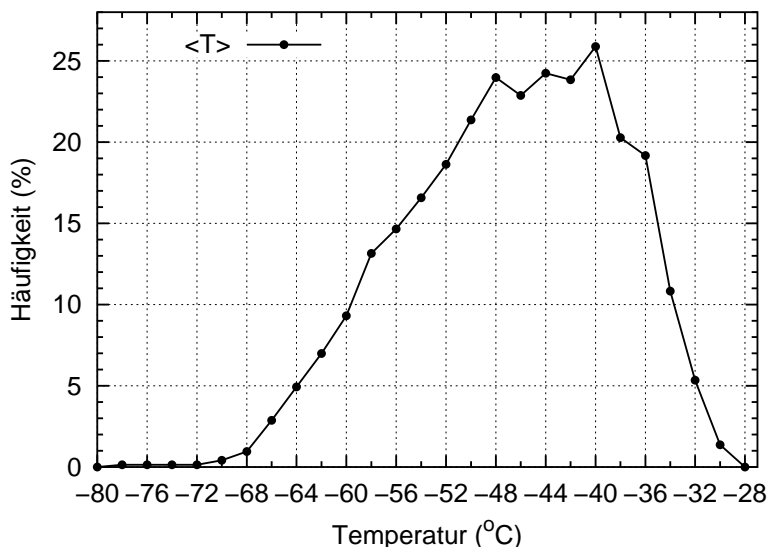


Abbildung 5.11: Häufigkeitsverteilung der mittleren Temperaturen der eisübersättigten Schichten.

Eine eisübersättigte Schicht wird einer Klasse k_T zugeordnet, wenn wenigstens einmal die Temperatur T innerhalb dieser Schicht gemessen wurde. Daher kann eine dicke Schicht zu mehreren Temperaturklassen beitragen. Aus diesen Einteilungen erhalten wir eine Verteilung, die in Abbildung 5.11 gezeigt wird. Die meisten der gemessenen Temperaturen sind kleiner als -40°C (ca. 71%), der Mittelwert davon ist $\bar{T} = -46.8^\circ\text{C}$, die Standardabweichung beträgt 8.4 K. Diese Werte werden durch die statistischen Schwankungen in den relativen Feuchten nur mäßig beeinflusst: Der Anteil der Temperaturen unter -40°C schwankt im Bereich 70 bis 75%, die Gestalt der Verteilung ändert sich nicht und die Mittelwerte schwanken zwischen $(\bar{T} \pm \sigma = -46.4 \pm 8.4)^\circ\text{C}$ und $(\bar{T} \pm \sigma = -48.0 \pm 8.8)^\circ\text{C}$.

Kapitel 6

Eigenschaften von ISSRs

Es sollen in diesem Kapitel die Eigenschaften der ISSRs anhand der drei Datensätze (MLS, MOZAIC und Radiosonden) untersucht werden. Dazu werden insbesondere die Variablen Temperatur T und spezifische Feuchte q sowie auch die mittleren Übersättigungen von ISSRs betrachtet. In Abschnitt 6.5 werden dann Interpretationen zu diesen Eigenschaften gegeben. Außerdem werden mögliche Entstehungsformen für ISSRs aus diesen Eigenschaften abgeleitet.

In GIERENS et al.(1999) wurden schon die aus den MOZAIC-Daten für die Jahre 1995 bis 1997 gefundenen ISSRs bezüglich ihrer Eigenschaften untersucht, diese Analyse kann nun auf die MLS-Daten sowie auf die MOZAIC-Daten im Zeitraum 1995 bis 1999 ausgedehnt werden.

6.1 Temperatur

Zunächst werden die Temperaturen untersucht, dabei werden die Messungen in unter-sättigten und übersättigten Gebieten (d.h. Messpunkte, bei denen $RHi \geq 100\%$ bzw. $RHi < 100\%$ gilt) ausgewertet und miteinander verglichen. Für alle Auswertungen werden die Daten aus einem bestimmten Bereich (z.B. tropische, troposphärische Daten) in Messungen im unter- oder übersättigten Bereich unterteilt. Die Temperaturwerte werden jeweils in 1K große Klassen unterteilt, damit werden Häufigkeitsverteilungen für Messungen in unter- und übersättigten Regionen erstellt. Natürlich werden auch die Mittelwerte und Standardabweichungen berechnet.

MOZAIC–Messungen:

Es werden zuerst die MOZAIC–Daten analysiert, dabei können wieder die in vier Druckschichten aufgeteilten Daten sowie die Gesamtdaten im Bereich 175 bis 275 hPa betrachtet werden, natürlich zusätzlich mit der Aufteilung in extratropische nordhemisphärische oder tropische Daten und in Troposphäre und (ggfs.) Stratosphäre. Die mittleren Temperaturen in untersättigten Bereichen werden mit \bar{T}_{sub} bezeichnet, die Mittelwerte in übersättigten Gebieten werden mit \bar{T}_{sup} bezeichnet. Alle Mittelwerte und Standardabweichungen aus diesen Untersuchungen werden in der Tabelle 6.1 zusammengestellt und zusätzlich in Abbildung 6.1 visualisiert. Zunächst werden die nordhemisphärischen Daten in der Troposphäre analysiert (die Verteilungen dazu sind in Abbildung 6.2 dargestellt).

Nachdem die Temperatur mit abnehmendem Druck fällt, ist eine Temperaturschichtung für die einzelnen Druckschichten zu vermuten. Im Prinzip sieht man genau diese Abhängigkeit der mittleren Temperaturen in Abbildung 6.1. Interessant ist jedoch der Unterschied zwischen ISSRs und untersättigten Gebieten: Im Mittel unterscheiden sich \bar{T}_{sub} und \bar{T}_{sup} auf allen Schichten um einige Kelvin ($\Delta T \approx 3 - 4$ K), dabei sind die ISSRs immer kälter (hier bezeichnet \bar{T}_{sub} den Mittelwert der gemessenen Temperaturen im untersättigten Bereich, \bar{T}_{sup} den Mittelwert im übersättigten Bereich). In der Abbildung 6.2 sind die Verteilungen für die verschiedenen Schichten dargestellt. Dabei sieht man, dass alle Verteilungen eine ähnliche Gestalt (in etwa Gaußförmig) und eine ähnliche Breite haben. Dies ist auch anhand der Standardabweichungen nachvollziehbar, die alle im Bereich 4 bis 6.5 K liegen. Dabei überlappen auf jeder der vier Schichten die Verteilungen in einem größeren Bereich,

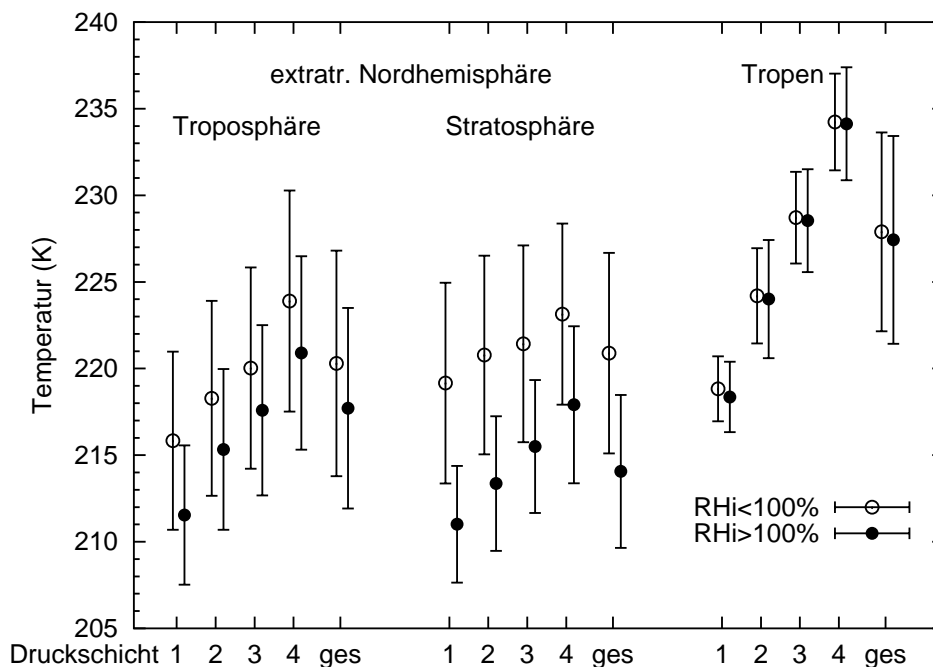


Abbildung 6.1: Mittelwerte und Standardabweichungen der Temperaturen für Messungen in übersättigten (ausgefüllte Kreise mit Fehlerbalken) und untersättigten (offene Kreise mit Fehlerbalken) Bereichen auf den Druckschichten in verschiedenen geographischen/dynamischen Regionen – MOZAIC–Daten.

Tabelle 6.1: Mittelwerte und Standardabweichungen der Temperaturen für Messungen in untersättigten ($\bar{T}_{\text{sup}} \pm \sigma$) und in übersättigten ($\bar{T}_{\text{sub}} \pm \sigma$) Gebieten auf den Druckschichten in verschiedenen geographischen/dynamischen Regionen – MOZAIC–Daten.

Region	Schicht	untersättigt $\bar{T}_{\text{sub}} \pm \sigma$ (K)	übersättigt $\bar{T}_{\text{sup}} \pm \sigma$ (K)
extratr. NH/Troposphäre	1 (190–209 hPa)	215.83 ± 5.14	211.54 ± 4.02
	2 (210–230 hPa)	218.28 ± 5.63	215.33 ± 4.64
	3 (231–245 hPa)	220.03 ± 5.81	217.59 ± 4.92
	4 (246–270 hPa)	223.90 ± 6.38	220.90 ± 5.58
	ges (175–275 hPa)	220.30 ± 6.51	217.71 ± 5.79
extratr. NH/Stratosphäre	1 (190–209 hPa)	219.16 ± 5.79	211.01 ± 3.37
	2 (210–230 hPa)	220.78 ± 5.73	213.36 ± 3.89
	3 (231–245 hPa)	221.43 ± 5.68	215.50 ± 3.84
	4 (246–270 hPa)	223.14 ± 5.23	217.91 ± 4.53
	ges (175–275 hPa)	220.89 ± 5.79	214.06 ± 4.41
Tropen/Troposphäre	1 (190–209 hPa)	218.83 ± 1.88	218.36 ± 2.03
	2 (210–230 hPa)	224.20 ± 2.75	224.01 ± 3.41
	3 (231–245 hPa)	228.71 ± 2.65	228.54 ± 2.97
	4 (246–270 hPa)	234.23 ± 2.79	234.13 ± 3.26
	ges (175–275 hPa)	227.89 ± 5.74	227.43 ± 6.00

die Mittelwerte liegen auch jeweils im 1σ -Fehlerintervall des jeweils anderen Mittelwertes. Zusätzlich wurde noch mit Hilfe eines t-Tests die Signifikanz der Verschiebung der Mittelwerte überprüft. Hierbei wurde angenommen, dass die Verteilungen Gauß-förmig sind, dies ist meist sogar recht gut erfüllt. Nachdem unmittelbar nacheinander aufgenommene Messwerte nicht unbedingt unabhängig sind, wurde die Anzahl der Freiheitsgrade für diesen Test folgendermaßen eingeschränkt: Nach GIERENS UND SPICHTINGER (2000) kann die mittlere Pfadlänge einer ISSR mit ca. 150 km abgeschätzt werden, dies entspricht etwa 10 aufeinanderfolgenden Messungen. Dabei kann man davon ausgehen, dass zwei Messungen mit diesem Abstand zueinander unabhängig voneinander sind. Daher werden als Anzahl der Freiheitsgrade nicht die Gesamtanzahl der Messungen sondern nur ein Zehntel davon benutzt. Dabei erhält man, dass die Verschiebungen der Verteilungen gegeneinander statistisch signifikant sind (Signifikanzniveau kleiner als ein Promille).

Für die stratosphärischen Messungen in der Nordhemisphäre zeigt sich ein ähnliches Verhalten: Auch hier sind die ISSRs wesentlich kälter als die im untersättigten, allerdings ist hier die mittlere Temperaturdifferenz deutlich höher ($\Delta T \approx 6 - 8$ K). Die Verteilungen (siehe Abbildung 6.3) haben alle in etwa dieselbe Gestalt (Gauß), allerdings differieren auf jeder Schicht die Breiten der Häufigkeitsverteilungen der Temperaturen in ISSRs und außerhalb; dabei sind die Verteilungen der Temperaturen in ISSRs immer schmaler. Der Überlapp der Verteilungen ist relativ gering. Dadurch liegen für jede Druckschicht die Mittelwerte nicht mehr innerhalb der 1σ -Fehlerbereiche. Auch hier wurde zur statistischen Unterschei-

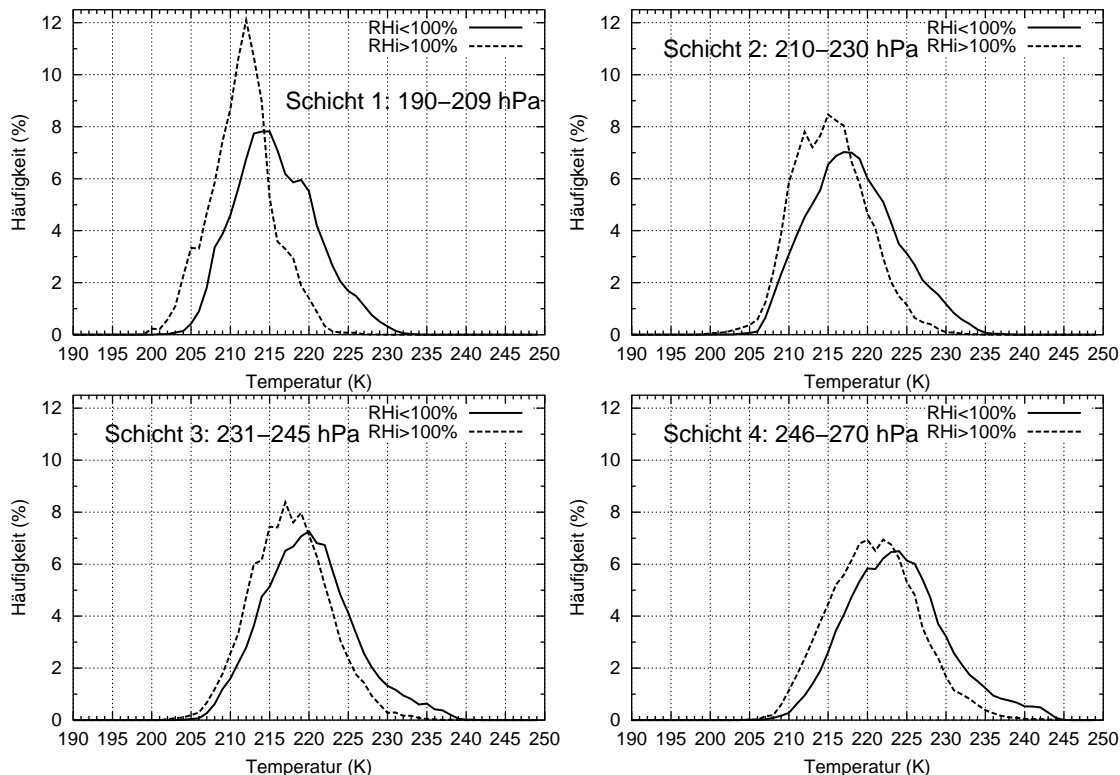


Abbildung 6.2: Häufigkeitsverteilungen von Temperaturmessungen in unter- und übersättigten Gebieten für die in vier Schichten gesplitteten troposphärischen, extratropischen, nordhemisphärischen MOZAIC-Daten.

derung der Mittelwerte ein t-Test (unter denselben Annahmen wie oben) durchgeführt. Die Verschiebung ist natürlich auch bei diesem Test statistisch signifikant.

Ein völlig anderes Bild zeigt sich für die (troposphärischen) tropischen Daten. Man sieht zwar hier sehr schön die Temperaturschichtung mit der Höhe, die in den Tropen besonders gut ausgeprägt ist, aber anhand der Abbildung 6.4 erkennt man, dass kein echter Unterschied zwischen den Verteilungen von Temperaturen in ISSRs und untersättigten Gebieten besteht. Eine Ausnahme hierzu ist eventuell die oberste Schicht, in der man eine kleine Verschiebung der Verteilungen gegeneinander beobachten kann. Die Verteilungen haben alle dieselbe Gestalt und jeweils die fast identische Breite (unter-/übersättigt). Die Mittelwerte \bar{T}_{sub} und \bar{T}_{sup} sind ebenfalls auf jeder Schicht fast identisch.

Auch hier wurde wieder ein t-Test zur statistischen Unterscheidung der Mittelwerte der Verteilungen in unter- und übersättigten Gebieten durchgeführt. Dabei erhält man, dass die Verschiebung auf der obersten Schicht ($190 \leq p \leq 209$ hPa) signifikant ist (mit einem Signifikanzniveau kleiner als ein Promille). Die Verschiebungen auf den Druckschichten 2 ($210 \leq p \leq 230$ hPa) und 3 ($231 \leq p \leq 245$ hPa) sind nur mehr mit einem Signifikanzniveau von 5% signifikant und für die unterste Druckschicht 4 ($246 \leq p \leq 270$ hPa) kann man die Mittelwerte der Verteilungen von Messungen in unter- bzw. übersättigten Gebieten statistisch nicht mehr unterscheiden. Dies entspricht auch dem Bild, das sich bei den Verteilungen in Abbildung 6.4 darbietet.

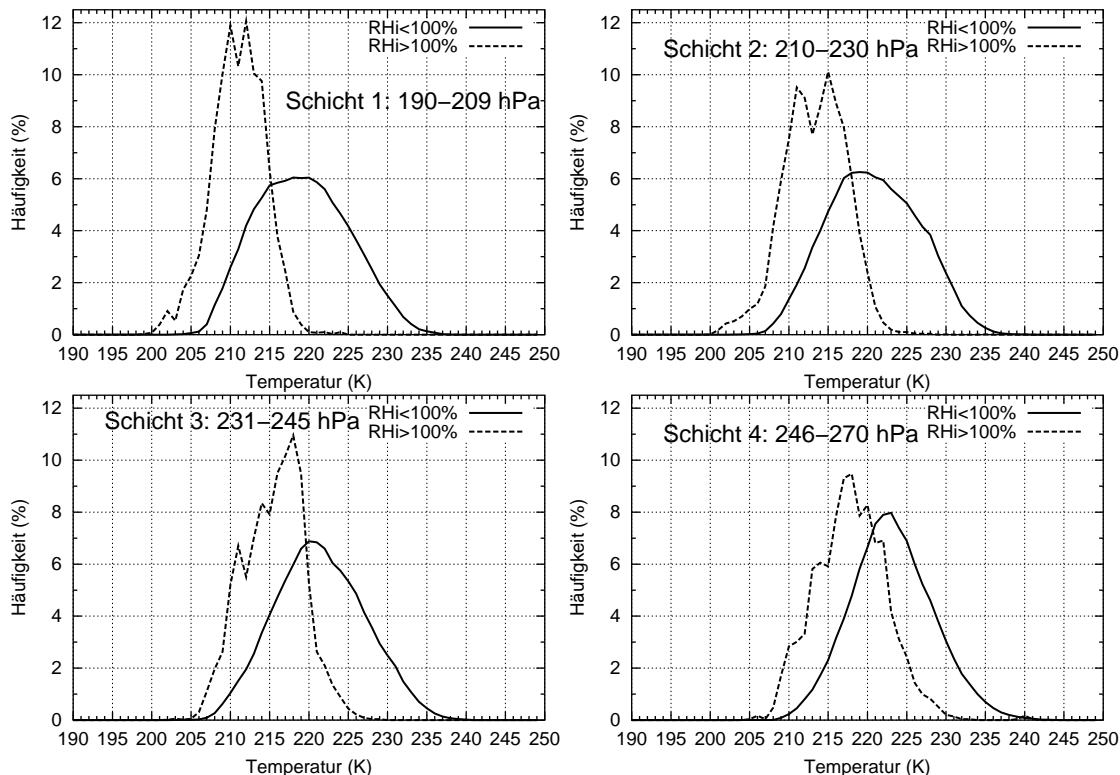


Abbildung 6.3: Häufigkeitsverteilungen von Temperaturmessungen in unter- und übersättigten Gebieten für die in vier Schichten gesplitteten stratosphärischen, extratropischen, nordhemisphärischen MOZAIC-Daten.

Damit kann man deutliche Unterschiede in den Verteilungen für verschiedene Bereiche feststellen:

1. Stratosphärische/nordhemisphärische Daten: Deutliche Trennung der Temperaturverteilungen mit sehr unterschiedlichen Mittelwerten und nur mäßigem Überlapp der

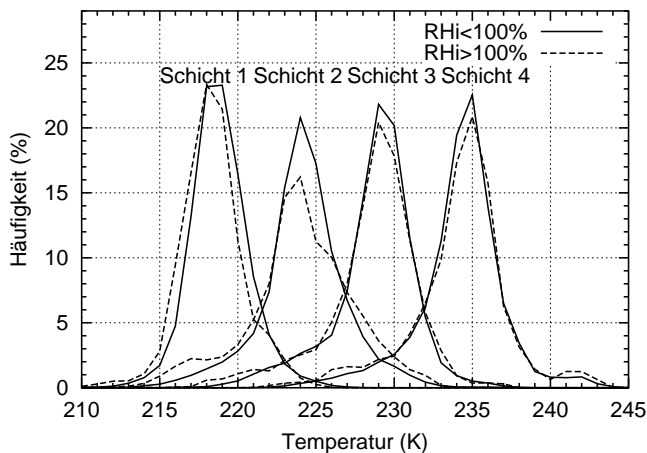


Abbildung 6.4: Häufigkeitsverteilungen von Temperaturmessungen in unter- und übersättigten Gebieten für die in vier Schichten gesplitteten troposphärischen tropischen MOZAIC-Daten.

Temperaturverteilungen in über- und untersättigten Gebieten.

2. Troposphärische/nordhemisphärische Daten: Schwächere aber dennoch deutliche Trennung der Temperaturverteilungen mit unterschiedlichen Mittelwerten, die Verteilungen in über- und untersättigte Gebieten überlappen relativ weit.
3. Troposphärische/tropische Daten: Praktisch kein Unterschied in den Temperaturverteilungen in über- und untersättigten Gebieten, die Mittelwerte sind praktisch identisch und die Verteilungen sind fast gleich.

MLS-Messungen:

Die MLS-Daten decken einen wesentlich größeren Bereich ab, daher können wesentlich mehr unterschiedliche (geographische und dynamische) Regionen betrachtet werden, nämlich die schon in Abschnitt 3.1 untersuchten. In der Tabelle 6.2 und in der Abbildung 6.5 sind die Mittelwerte der Temperaturmessungen in unter- und übersättigten Bereichen sowie die Standardabweichungen zusammengestellt. Zunächst untersucht man wieder die extratropischen Regionen, dabei betrachte man zuerst die troposphärischen Daten.

Im wesentlichen sieht man dasselbe Verhalten wie schon für die MOZAIC-Daten, nur weniger stark ausgeprägt: Die Temperaturverteilungen in ISSRs und untersättigten Bereichen sind in beiden Hemisphären von ähnlicher Gestalt (Gaußförmig, siehe Abbildung 6.6). Tatsächlich unterscheiden sich sowohl in der Nord- als auch in der Südhemisphäre die Temperaturverteilungen in unter- und übersättigten Bereichen nur durch eine Verschiebung des Mittelwertes ($\Delta T \approx 1.6 - 2.6$ K), die Gestalt ist jeweils sehr ähnlich. Die mittlere Temperaturdifferenz in den extratropischen MLS-Daten ist etwas geringer als für die vergleichbaren MOZAIC-Messungen. Zusätzlich wurde wieder ein t-Test durchgeführt, um die statistische Signifikanz des Unterschiedes zwischen den verschiedenen Mittelwerten zu testen. Hierbei wurde angenommen, dass die Verteilungen Gaußförmig sind, dies ist meist sogar recht gut erfüllt. Außerdem muss wieder die Anzahl der Freiheitsgrade bestimmt werden. Da das

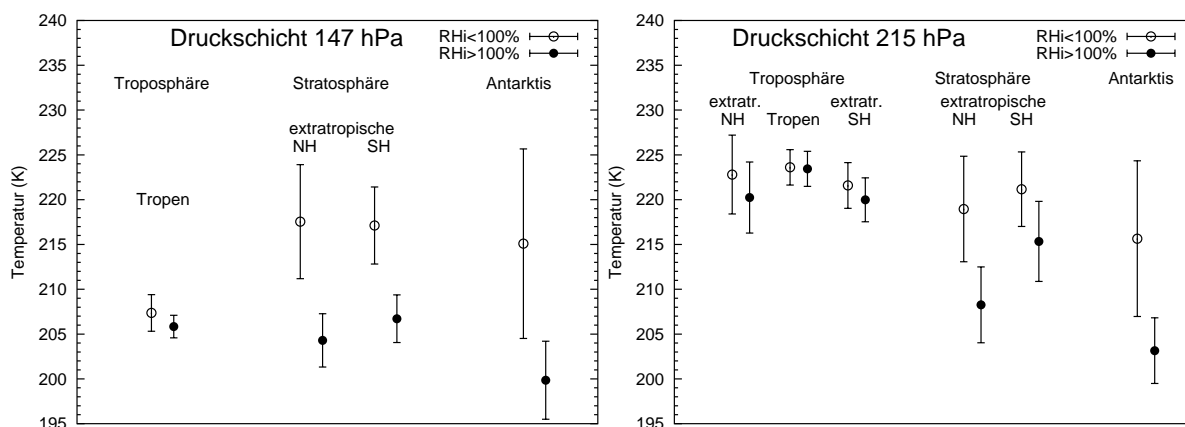


Abbildung 6.5: Mittelwerte und Standardabweichungen der Temperaturen für Messungen in übersättigten (ausgefüllte Kreise mit Fehlerbalken) und untersättigten (offene Kreise mit Fehlerbalken) Bereichen auf den Druckschichten in verschiedenen geographischen/dynamischen Regionen – MLS-Daten.

Tabelle 6.2: Mittelwerte und Standardabweichungen der Temperaturen für Messungen in untersättigten ($\bar{T}_{\text{sub}} \pm \sigma$) und in übersättigten ($\bar{T}_{\text{sup}} \pm \sigma$) Gebieten auf den Druckschichten in verschiedenen geographischen/dynamischen Regionen – MLS–Daten.

Schicht	T/S	Region	untersättigt	übersättigt
			$\bar{T}_{\text{sub}} \pm \sigma$ (K)	$\bar{T}_{\text{sup}} \pm \sigma$ (K)
147 hPa	Troposphäre	Tropen	207.36 ± 2.04	205.84 ± 1.26
	Stratosphäre	NH	217.55 ± 6.36	204.30 ± 2.97
	Stratosphäre	SH	217.12 ± 4.30	206.71 ± 2.66
	Antarktis		215.09 ± 10.58	199.85 ± 4.36
215 hPa	Troposphäre	NH	222.80 ± 4.40	220.24 ± 3.97
	Troposphäre	Tropen	223.61 ± 1.98	223.44 ± 1.96
	Troposphäre	SH	221.59 ± 2.55	219.99 ± 2.45
	Stratosphäre	NH	218.96 ± 5.89	208.26 ± 4.23
	Stratosphäre	SH	221.17 ± 4.16	215.34 ± 4.47
	Antarktis		215.65 ± 8.69	203.15 ± 3.66

MLS–Instrument eigentlich Temperaturprofile misst, die mit Hilfe eines Algorithmus erst später in relative Feuchte umgerechnet werden, muss man hier den Abstand bestimmen, den zwei (Temperatur–) Messungen haben müssen, um als unabhängig zu gelten. Aufgrund des großen horizontalen Gesichtsfeldes des MLS–Instruments (ca. $200 \times 300 \text{ km}^2$) für eine Messung und den großräumigen Strukturen von Temperaturfeldern, kann man bei einem Abstand von ca. 2000–3000 Kilometern zwischen zwei Messungen von Unabhängigkeit ausgehen. Dies entspricht etwa jeder zehnten MLS–Messung. Daher wurde die Anzahl der Freiheitsgrade auf ein Zehntel der jeweiligen Messungen angesetzt. Mit Hilfe dieses t–Tests stellt man fest, dass die Verschiebung der Mittelwerte der Verteilungen für Messungen in unter– und übersättigten Gebieten in den Extratropen mit einem Signifikanzniveau kleiner als ein Promille statistisch signifikant ist.

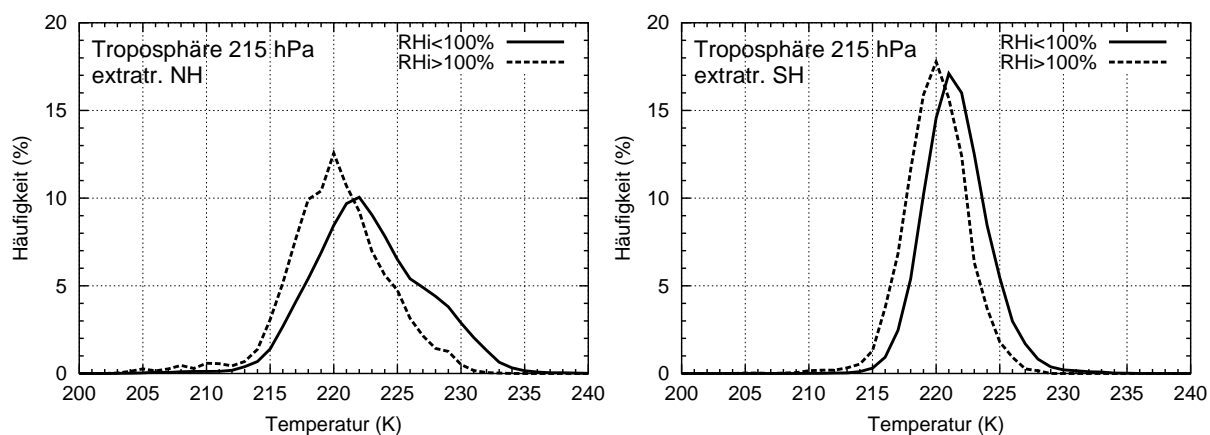


Abbildung 6.6: Häufigkeitsverteilungen von Temperaturmessungen in unter– und übersättigten Gebieten für die troposphärischen, extratropischen MLS–Daten auf der Druckschicht 215 hPa: links: Nordhemisphäre, rechts: Südhemisphäre.

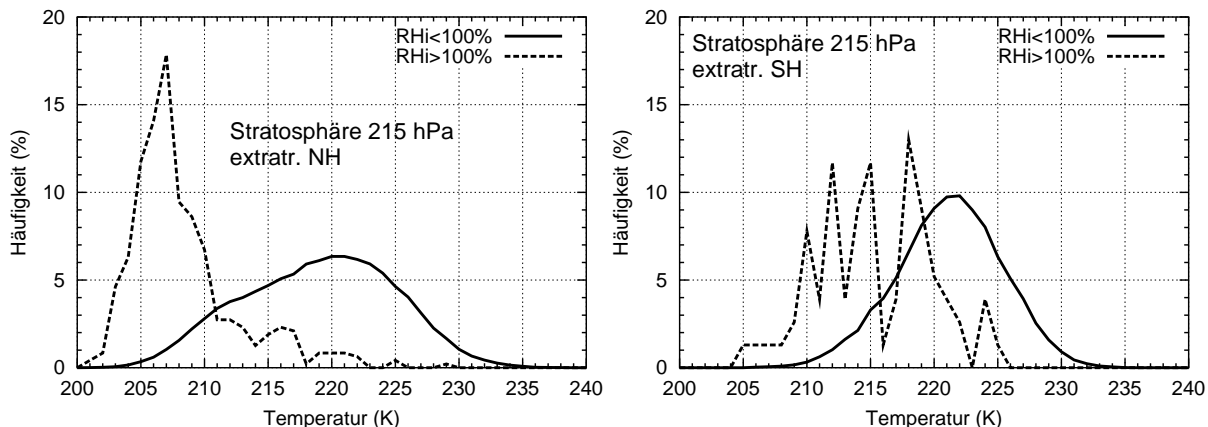


Abbildung 6.7: Häufigkeitsverteilungen von Temperaturmessungen in unter- und übersättigten Gebieten für die stratosphärischen, extratropischen MLS-Daten auf der Druckschicht 215 hPa: links: Nordhemisphäre, rechts: Südhemisphäre

Man stellt beim interhemisphärischen Vergleich (hier beschränkt auf die Messungen in untersättigten Gebieten, für ISSRs gilt die Aussage analog) fest, dass die Temperaturverteilung in der Nordhemisphäre wesentlich breiter ist als in der Südhemisphäre. Dies ist aufgrund der unterschiedlichen Landverteilung in den Extratropen der Nord- und Südhemisphäre sowie durch die größere Variabilität des arktischen Polarwirbels zu verstehen, außerdem werden in den südhemisphärischen Verteilungen die eher kalten Bereiche in der Antarktisregion in einer eigenen Klasse gesammelt.

Bei den stratosphärischen extratropischen Daten auf den Schichten 147 und 215 hPa (Abbildungen 6.8 und 6.7) stellt man ebenfalls qualitativ dasselbe fest, wie für die nordhemisphärischen, stratosphärischen Daten bei MOZAIC: Die Temperaturverteilungen von ISSRs und untersättigten Bereichen sind relativ stark voneinander getrennt (mittlere Temperaturdifferenz $\Delta T \approx 5 - 13$ K) – die Differenz ist für die nordhemisphärischen Daten etwas größer – und die Temperaturverteilungen von ISSRs und untersättigten Bereichen

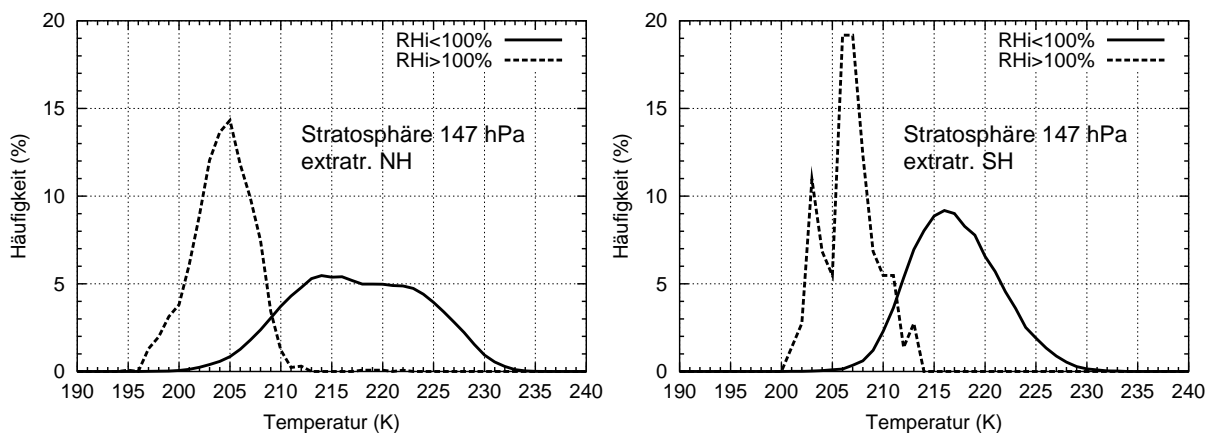


Abbildung 6.8: Häufigkeitsverteilungen von Temperaturmessungen in unter- und übersättigten Gebieten für die stratosphärischen, extratropischen MLS-Daten auf der Druckschicht 147 hPa: links: Nordhemisphäre, rechts: Südhemisphäre.

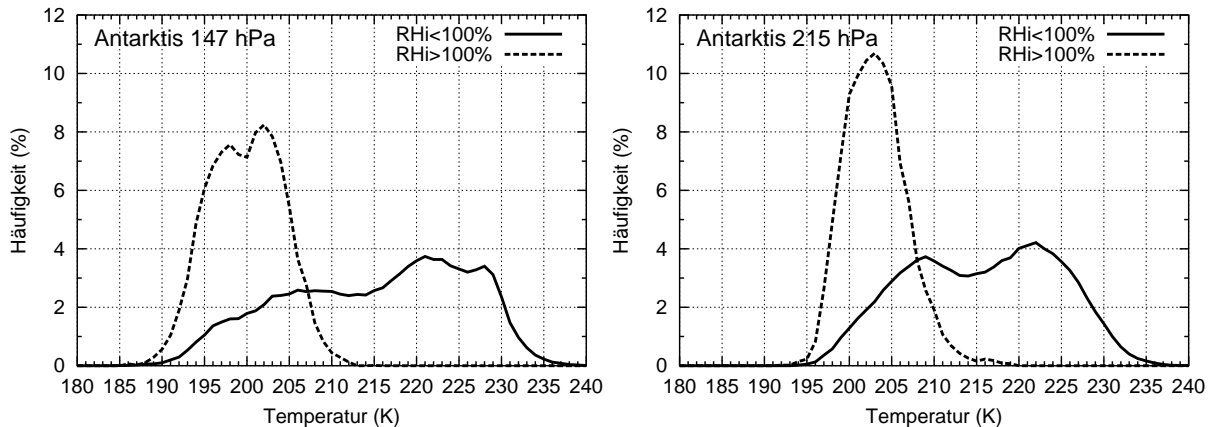


Abbildung 6.9: Häufigkeitsverteilungen von Temperaturmessungen in unter- und übersättigten Gebieten für die antarktischen MLS-Daten auf verschiedenen Druckschichten: links: 147 hPa, rechts: 215 hPa.

unterscheiden sich wesentlich in der Breite, denn die Temperaturen der untersättigten Gebiete liegen wesentlich breiter gestreut. Auch ist ein zusätzlicher quantitativer Unterschied zwischen Nord- und Südhemisphäre zu sehen: In der Nordhemisphäre ist die Temperaturverteilung der untersättigten Gebiete deutlich breiter, die Ursache dafür liegt wahrscheinlich wieder in der großen Variabilität der Temperatur in der Nordhemisphäre, bedingt auch durch die Variabilität des Polarwirbels.

Ein ähnliches Verhalten wie die stratosphärischen Messungen zeigen die antarktischen Daten (Abbildung 6.9) auf den Schichten 147 und 215 hPa. Die Temperaturverteilungen von ISSRs und untersättigten Gebieten sind sowohl bezüglich ihrer Gestalt als auch bezüglich ihres Mittelwertes sehr unterschiedlich: Die in übersättigten Daten gemessenen Temperaturen bilden, wie schon die extratropischen, stratosphärischen Daten, eine relativ schmale Verteilung aus (eher Gaußförmig). Dagegen sind die Temperaturen in den ISSRs weit gestreut, die Verteilung ist sehr breit.

Dies kann man im Zusammenhang mit den Bildern für die saisonale Häufigkeit von ISSRs (Abbildung 4.3) sehr schön interpretieren: ISSRs werden in dem verfügbaren Datensatz in der Antarktis-Region im relativ häufig im australen Winter und Frühling gemessen. Im australen Sommer und Herbst jedoch findet man wesentlich weniger ISSRs (nur ca. 28% aller in der Antarktisregion vorkommenden ISSRs) in diesem geographischen Teil auf den Schichten 147 und 215 hPa. Die wärmere Spitze in beiden Temperaturverteilungen der untersättigten Gebiete ist den Messungen im australen Sommer und Herbst zuzuordnen (natürlich ist im australen Sommer und Herbst die Temperatur höher als in der Polarnacht bzw. kurz danach). Die zweite Spitze in der Verteilung im kalten Bereich (bei ca. 205-208 K) ist dagegen den Temperaturen der Polarnacht zuzuordnen. Davon deutlich unterschiedlich ist die Temperaturverteilung der ISSRs, hier ist die Temperatur nochmal deutlich kälter (Maximum der Kurven bei ca. 200 bis 205 K). Auch bei einer Aufspaltung nach den Jahreszeiten bleibt das Bild der Verteilungen von ISSRs und untersättigten Gebieten gleich, die Verteilungen der untersättigten Gebiete bleiben relativ breit, die Verteilungen für ISSRs

sind dagegen wesentlich schmaler.

Für alle bisher ausgewerteten Verteilungen in den verschiedenen geographischen Regionen gilt immer, dass die beobachtete Verschiebung der Temperaturverteilungen von ISSRs und untersättigten Gebieten mit Hilfe eines t -Tests (bzgl. der Unterscheidung der Mittelwerte) als statistisch signifikant auf einem Signifikanzniveau von weniger als einem Promille betrachtet werden können. Dabei muss man beachten, dass die Verteilungen zum Teil deutlich von der theoretischen Gauß-Form abweichen, ein t -Test also hier nur bedingt aussagekräftig ist. Auf der anderen Seite sind die Unterschiede in den Verteilungen auch ohne statistischen Test deutlich erkennbar.

Zuletzt werden noch die tropischen (troposphärischen) Daten auf beiden Schichten (147, 215 hPa) untersucht (Abbildung 6.10). Für die Schicht 215 hPa wird das Ergebnis für die tropischen MOZAIC-Daten bestätigt: die Temperaturverteilungen für ISSRs und untersättigte Gebiete sind quasi identisch. Dagegen sieht man eine gewisse Abweichung der Temperaturverteilungen in der höheren Schicht 147 hPa: Die Temperaturverteilungen für ISSRs und untersättigte Gebiete besitzen zwar dieselbe Gestalt, sind aber leicht gegeneinander verschoben (untersättigte Gebiete sind im Mittel $\Delta T \approx 1.5$ K kälter). Eine ähnliche, aber winzige Tendenz zu dieser Verschiebung sieht man auch für die oberste Schicht (190 bis 210 hPa) in den tropischen MOZAIC-Daten (Abbildung 6.4). Hier gibt es eine sehr kleine Verschiebung der Verteilungen für ISSRs und untersättigte Gebiete gegeneinander. Eine Interpretation dieses Unterschiedes für die beiden tropischen Schichten wird in Abschnitt 6.5 diskutiert.

Die Verschiebung der Verteilungen auf der Druckschicht 147 hPa ist natürlich statistisch signifikant, wie ein t -Test mit den oben beschriebenen Annahmen zeigt. Allerdings ist aufgrund der hohen Anzahl von Messungen in den Tropen auch auf der Druckschicht 215 hPa die winzige Verschiebung zwischen den Verteilungen für ISSRs und untersättigte Gebiete statistisch signifikant, trotz einer Reduzierung der Anzahl der Freiheitsgrade. Aufgrund der Verteilungen in Abbildung 6.10 sieht man jedoch, dass man dieser mathematischen Signi-

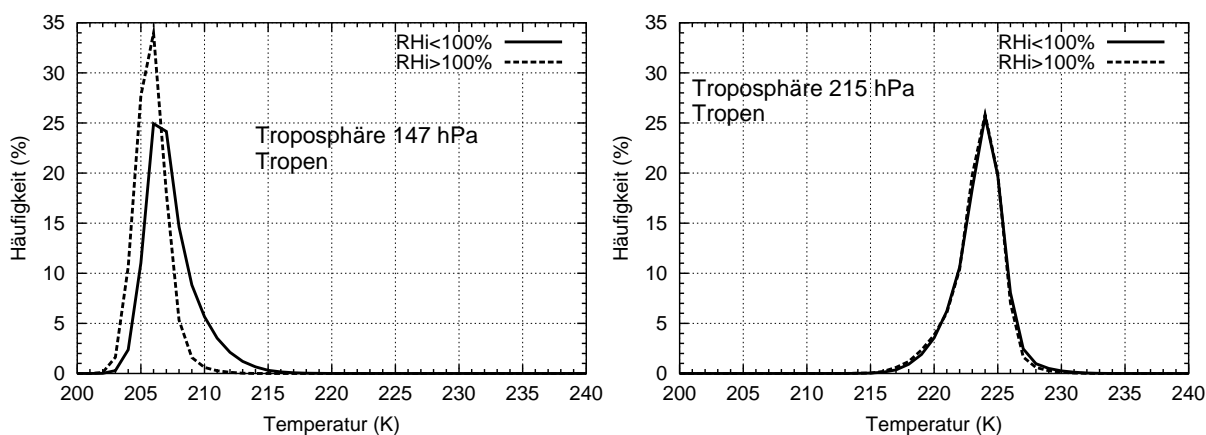


Abbildung 6.10: Häufigkeitsverteilungen von Temperaturmessungen in unter- und übersättigten Gebieten für die troposphärischen, tropischen MLS-Daten auf verschiedenen Druckschichten: links: 147 hPa, rechts: 215 hPa.

fikanz in diesem Fall keine große Bedeutung einräumen darf, die Verteilungen sind hier praktisch identisch.

Im Prinzip kann man die bei den MOZAIC-Messungen bzw. Auswertungen konstatierten qualitativen Ergebnisse wiederholen bzw. noch etwas für die neu dazugekommenen Gebiete ausdehnen:

1. Stratosphärische (extratropische) Daten: Deutliche Trennung der Temperaturverteilungen mit sehr unterschiedlichen Mittelwerten und nur mäßigem Überlapp der Temperaturverteilungen für ISSRs und untersättigte Gebiete.
2. Troposphärische, extratropische Daten: Schwächere aber dennoch deutliche Trennung der Temperaturverteilungen mit unterschiedlichen Mittelwerten, die Verteilungen für ISSRs und untersättigte Gebiete überlappen relativ weit.
3. Antarktische Daten: Sehr deutliche Trennung der Temperaturverteilungen mit sehr unterschiedlichen Mittelwerten, zusätzlich ein saisonaler Effekt.
4. Troposphärische, tropische Daten: Relativ geringe (147 hPa) bis keine (215 hPa) Unterschiede in den Temperaturverteilungen für ISSRs und untersättigte Gebiete, die Mittelwerte sind praktisch identisch bzw. nur leicht verschoben und die Verteilungen sind gleich (215 hPa) bzw. sehr ähnlich (147 hPa).

Radiosondenmessungen:

Es wurden auch die Radiosondenmessungen bezüglich der Temperaturen von unter- und übersättigten Gebieten betrachtet. Allerdings ergeben sich bezüglich der bisherigen Ergebnisse aus den MLS- und insbesondere aus den MOZAIC-Daten keine neuen qualitativen Erkenntnisse. Quantitativ verschieben sich die Werte etwas, dennoch bleibt das Verhalten genauso wie schon für die MOZAIC-Daten konstatiert. Daher sollen diese Ergebnisse hier nicht weiter kommentiert werden.

Vorsichtiges Fazit der Temperatúrauswertungen:

In den Extratropen (in der Troposphäre, der Stratosphäre und besonders in der antarktischen Region) ist ein deutlicher Temperaturunterschied zwischen Messungen in über- und untersättigten Gebieten vorhanden (statistisch bzw. klimatologisch gesehen). In den Tropen dagegen ist mit Ausnahme der Messungen auf der hohen Schicht 147 hPa grundsätzlich kein physikalisch bedeutsamer Temperaturunterschied der Verteilungen für ISSRs und untersättigte Gebiete zu erkennen.

Diskussion:

Man stellt bei den Auswertungen fest, dass die mittleren Temperaturen für die vergleichbaren Bereiche von MLS und MOZAIC-Daten ganz gut übereinstimmen (auf jeden Fall innerhalb der 1σ -Fehlergrenzen). Im allgemeinen sind die Verteilungen aus den MOZAIC-Daten etwas breiter als die aus den MLS-Daten hergestellten Verteilungen, dabei ist aber insbesondere die Gestalt gleich (nahe einem Gauß-Modell). Die Unterschiede sind wohl

auf verschiedene horizontale und vertikale Auflösungen der verschiedenen Messinstrumente zurückzuführen sowie natürlich auf die unterschiedlichen Messtechniken (siehe dazu auch die Beschreibungen im Kapitel 2). Des weiteren können natürlich saisonale Effekte nicht ausgeschlossen werden.

6.2 Spezifische Feuchte

Es werden nun die Eigenschaften von ISSRs bezüglich der absoluten (d.h. spezifischen) Feuchte q ausgewertet. Dabei werden die Messungen genauso wie bei den Temperaturauswertungen in Messungen in unter- und übersättigten Bereichen aufgeteilt und getrennt ausgewertet. Für die verschiedenen Datensätze werden ebenfalls die Verteilungen der spezifischen Feuchte sowie Mittelwerte und Standardabweichungen erstellt. Um die Verteilungen vernünftig darstellen zu können, wurde berücksichtigt, dass die spezifische Feuchte mit der Höhe exponentiell abfällt. Daher wurden die Daten in logarithmische Klassen eingeteilt, die Einteilung eines Wertes q erfolgte in dieser Weise: $\exp(0.2 \cdot i - 0.1) \leq q < \exp(0.2 \cdot i + 0.1)$, $i = 0, \dots, 50$. Die spezifische Feuchte wurde für alle drei Datensätze nach der Formel (2.2) aus relativer Feuchte, Druck und Temperatur berechnet. Daher können insbesondere Differenzen in den mittleren relativen Feuchten bzw. in den mittleren Temperaturen (s.o.) für die verschiedenen Datensätze auf die spezifische Feuchte einen deutlichen Einfluss haben.

MOZAIC-Messungen:

Ich beginne hier wieder mit der Auswertung der MOZAIC-Daten, da man dabei die Unterschiede in der Feuchte in unter- und übersättigten Bereichen am deutlichsten erkennen kann. In der Tabelle 6.3 sind alle Mittelwerte sowie die Standardabweichungen für die vier Schichten bzw. die Gesamtschicht (175 bis 275 hPa) zusammengetragen und in der Abbildung 6.11 zusätzlich noch visualisiert. Die mittleren spezifischen Feuchten in untersättigten Bereichen werden mit \bar{q}_{sub} bezeichnet, die Mittelwerte in übersättigten Gebieten werden mit \bar{q}_{sup} bezeichnet. Die Verteilungen für die einzelnen Schichten werden in den Abbildungen 6.12, 6.13 und 6.14 dargestellt. Es werden zunächst wieder die nordhemisphärischen Messungen in der Troposphäre auf den verschiedenen Schichten betrachtet.

Hier stellt man natürlich fest, dass in den tieferen Schichten wesentlich mehr Wasserdampf vorhanden ist als in den höheren, wie man es erwarten würde (tatsächlich kann man sogar den exponentiellen Verlauf der Mittelwerte von Messungen in unter- und übersättigten Bereichen in Abbildung 6.11 erkennen). Weiter fällt auf, dass die spezifische Feuchte für die übersättigten Gebiete im Mittel deutlich über den Mittelwerten der spezifischen Feuchte in untersättigten Gebieten liegt.

Allerdings sieht man insbesondere auf Abbildung 6.11, dass die Mittelwerte für die spezifische Feuchte in unter- und übersättigten Gebieten immer innerhalb des 1σ -Bereiches des jeweils anderen liegen. Auch die Standardabweichungen werden immer größer, je weiter man in tiefere Schichten kommt. Um dies zu verstehen, kann man die Abbildung 6.12 genauer betrachten. Hier sieht man sehr schön, dass die Feuchteverteilungen für ISSRs und

Tabelle 6.3: Mittelwerte und Standardabweichungen der spezifischen Feuchte für Messungen in untersättigten ($\bar{q}_{\text{sub}} \pm \sigma$) und in übersättigten ($\bar{q}_{\text{sup}} \pm \sigma$) Gebieten auf den Druckschichten in verschiedenen geographischen/dynamischen Regionen – MOZAIC–Daten.

Region	Schicht	untersättigt	übersättigt
		$\bar{q}_{\text{sub}} \pm \sigma$ ($\frac{\text{mg}}{\text{kg}}$)	$\bar{q}_{\text{sup}} \pm \sigma$ ($\frac{\text{mg}}{\text{kg}}$)
extratr. NH/Troposphäre	1 (190–209 hPa)	20.48 ± 13.45	36.79 ± 22.59
	2 (210–230 hPa)	33.66 ± 24.53	57.71 ± 41.76
	3 (231–245 hPa)	41.57 ± 31.12	71.97 ± 56.45
	4 (246–270 hPa)	63.39 ± 53.44	104.45 ± 86.88
	ges (175–275 hPa)	44.01 ± 40.50	77.30 ± 69.01
extratr. NH/Stratosphäre	1 (190–209 hPa)	13.82 ± 11.59	31.82 ± 15.22
	2 (210–230 hPa)	17.84 ± 13.47	41.30 ± 23.71
	3 (231–245 hPa)	19.58 ± 14.62	49.65 ± 25.72
	4 (246–270 hPa)	25.25 ± 18.80	67.58 ± 63.72
	ges (175–275 hPa)	18.37 ± 14.69	45.19 ± 32.94
Tropen/Troposphäre	1 (190–209 hPa)	34.38 ± 19.46	80.52 ± 24.07
	2 (210–230 hPa)	59.59 ± 44.22	156.38 ± 67.19
	3 (231–245 hPa)	88.06 ± 60.61	237.02 ± 78.73
	4 (246–270 hPa)	144.57 ± 106.13	413.05 ± 156.06
	ges (175–275 hPa)	90.36 ± 80.82	240.94 ± 152.02

untersättigte Gebiete auf allen Schichten dieselbe Form haben. Die Verteilungen erinnern stark an Lognormal–Verteilungen (und lassen sich auch sehr gut durch dieses Modell anpassen). Die einzigen Unterschiede entstehen durch eine Verschiebung der Verteilungen: Zum

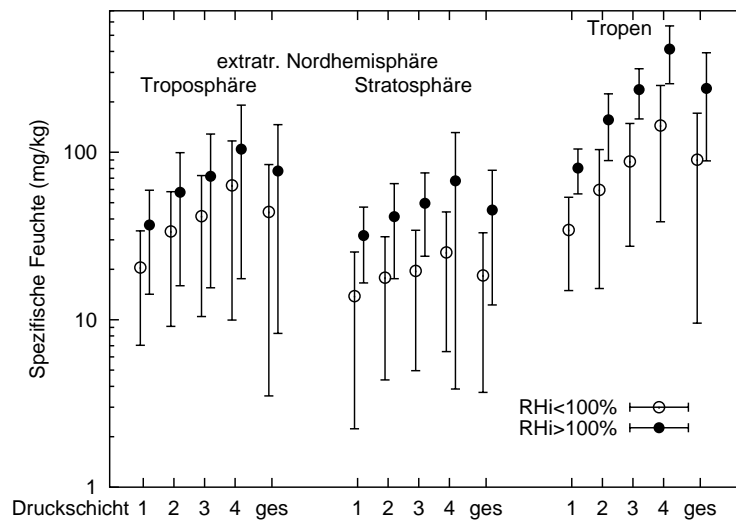


Abbildung 6.11: Mittelwerte und Standardabweichungen der spezifischen Feuchte für Messungen in übersättigten (ausgefüllte Kreise mit Fehlerbalken) und untersättigten (offene Kreise mit Fehlerbalken) Bereichen auf den Druckschichten in verschiedenen geographischen/dynamischen Regionen – MOZAIC–Daten.

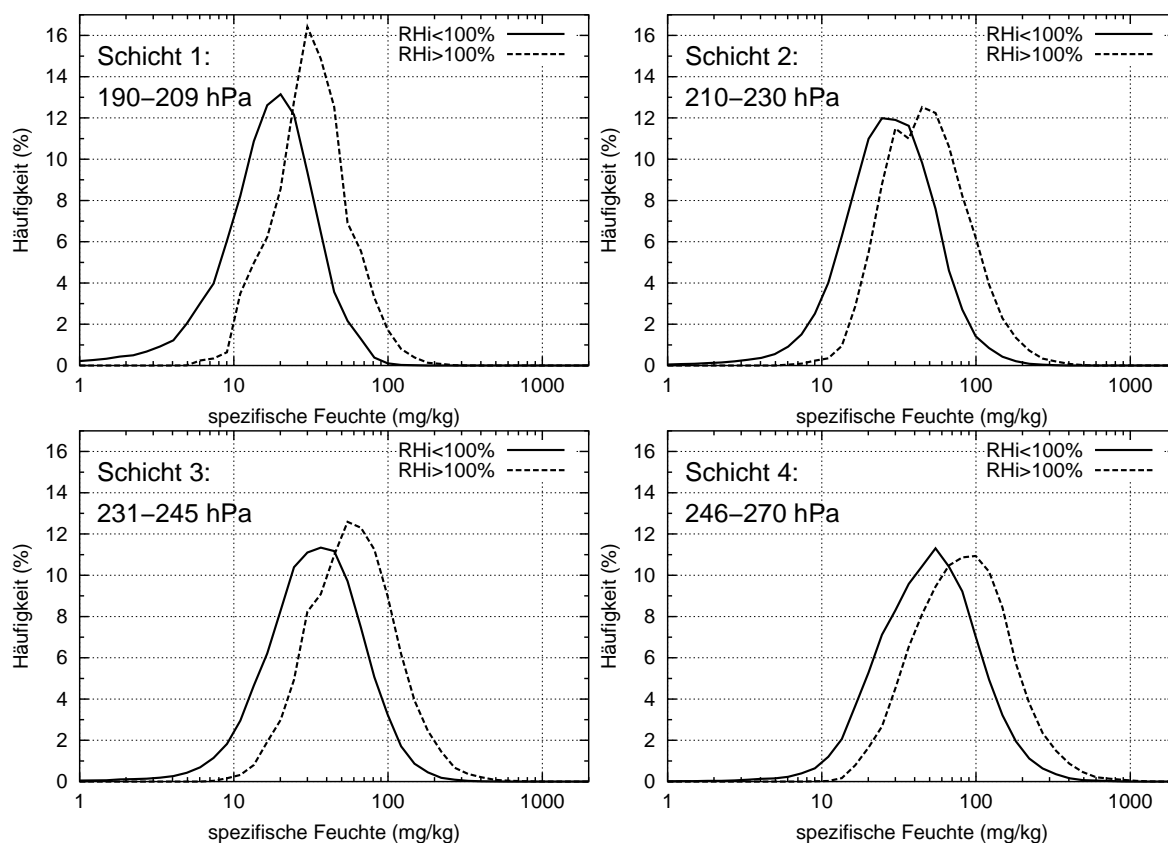


Abbildung 6.12: Häufigkeitsverteilungen von Messungen der spezifischen Feuchte in unter- und übersättigten Gebieten für die in vier Schichten gesplitteten troposphärischen, extratropischen, nordhemisphärischen MOZAIC-Daten: oben, links: Schicht 1, rechts: Schicht 2; unten, links: Schicht 3, rechts: Schicht 4.

einen werden die Verteilungen mit abnehmender Höhe in Richtung höhere Feuchten verschoben (daher die wachsenden Standardabweichungen, man beachte den logarithmischen Maßstab). Zum anderen sind auf jeder Schicht die Verteilungen für ISSRs und untersättigte Messungen leicht gegeneinander verschoben. Es wurde nun mit den Verteilungen in der logarithmischen Aufteilung Mittelwerte und Standardabweichungen neu berechnet und mit diesen Größen ein t -Test durchgeführt. Dabei wird auch hier wieder die Anzahl der Freiheitsgrade reduziert und wie schon für die t -Tests bei den Temperaturverteilungen dafür ein Zehntel der Anzahl der Gesamtmessungen benutzt. Dabei zeigt sich, wie man es schon vom Betrachten her erwarten würde, dass die Verschiebung der Mittelwerte auf einem Signifikanzniveau von weniger als einem Promille signifikant ist.

Bei den stratosphärischen Verteilungen sieht man ein ähnliches Verhalten für die Feuchte in ISSRs und untersättigten Gebieten: Die Mittelwerte der Feuchte in ISSRs sind deutlich höher als die der Feuchte in untersättigten Gebieten. In der Abbildung 6.13 sieht man die verschiedenen Verteilungen dargestellt. Dabei sieht man die Verschiebung der Verteilungen gegeneinander. Die Verschiebungen sind deutlich größer als für die troposphärischen Daten und die Mittelwerte liegen auch nicht in den jeweiligen 1σ -Bereichen. An der Gestalt der Verteilungen ändert sich auch nichts wesentliches (immer noch den Lognormal-Modellen

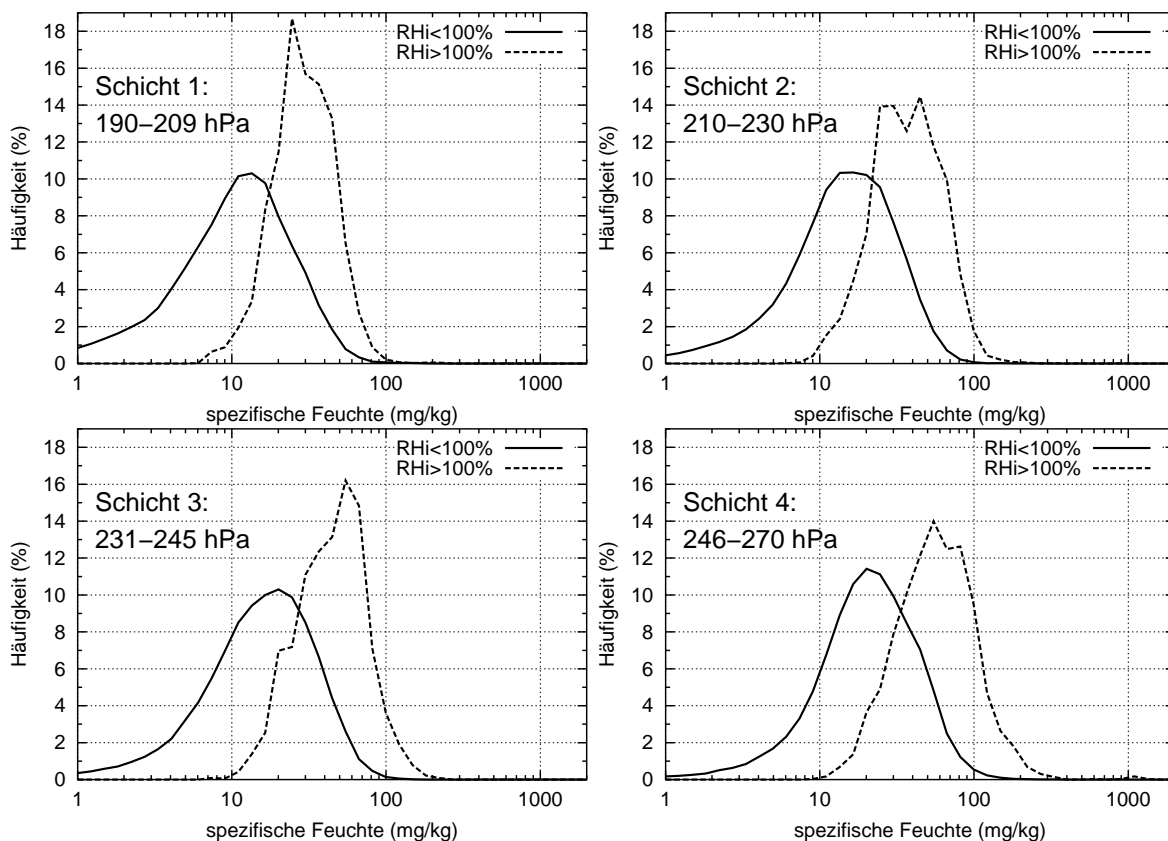


Abbildung 6.13: Häufigkeitsverteilungen von Messungen der spezifischen Feuchte in unter- und übersättigten Gebieten für die in vier Schichten gesplitteten stratosphärischen, extratropischen, nordhemisphärischen MOZAIC-Daten: oben, links: Schicht 1, rechts: Schicht 2; unten, links: Schicht 3, rechts: Schicht 4

sehr ähnlich), allerdings werden die Verteilungen etwas (links-) schief. Dabei sollte man aber zusätzlich noch beachten, dass in den Verteilungen für die spezifische Feuchte in ISSRs in der Stratosphäre wesentlich weniger Daten eingehen als in der Troposphäre. Dadurch kann man auch die etwas eckige Gestalt der Verteilungen erklären. Die Breiten der beiden verschiedenen Verteilungen sind jeweils sehr ähnlich und von derselben Größenordnung. Mit Hilfe eines t-Tests (mit denselben Annahmen wie oben) sieht man auch hier, dass die Mittelwerte der Verteilungen statistisch signifikant verschieden sind. Dabei ist wegen der z.T. von der Lognormal-Form abweichenden Verteilungen der t-Test nur eingeschränkt zu betrachten (siehe oben).

Die allgemeine Variabilität der spezifischen Feuchte ist in der Stratosphäre nicht so extrem, wie in den troposphärischen Messungen zuvor. Tatsächlich bleiben die Messungen in den untersättigten Gebieten auf allen Schichten ungefähr im selben Bereich, allerdings ist die Variabilität der Feuchte in ISSRs deutlich höher. Es fällt hierbei auf, dass im Mittel relativ hohe spezifische Feuchten in der Stratosphäre gemessen wurden – jedenfalls verglichen mit den in der Literatur üblichen 4 bis $8 \frac{mg}{kg}$ für die untere Stratosphäre (siehe z.B. PUMPHREY et al., 2000 oder ROSENLOF et al., 2001). Allerdings gibt es durchaus Messungen in der untersten Stratosphäre, die wesentlich höhere spezifische Feuchten bis zu 100 ppmv (d.h.

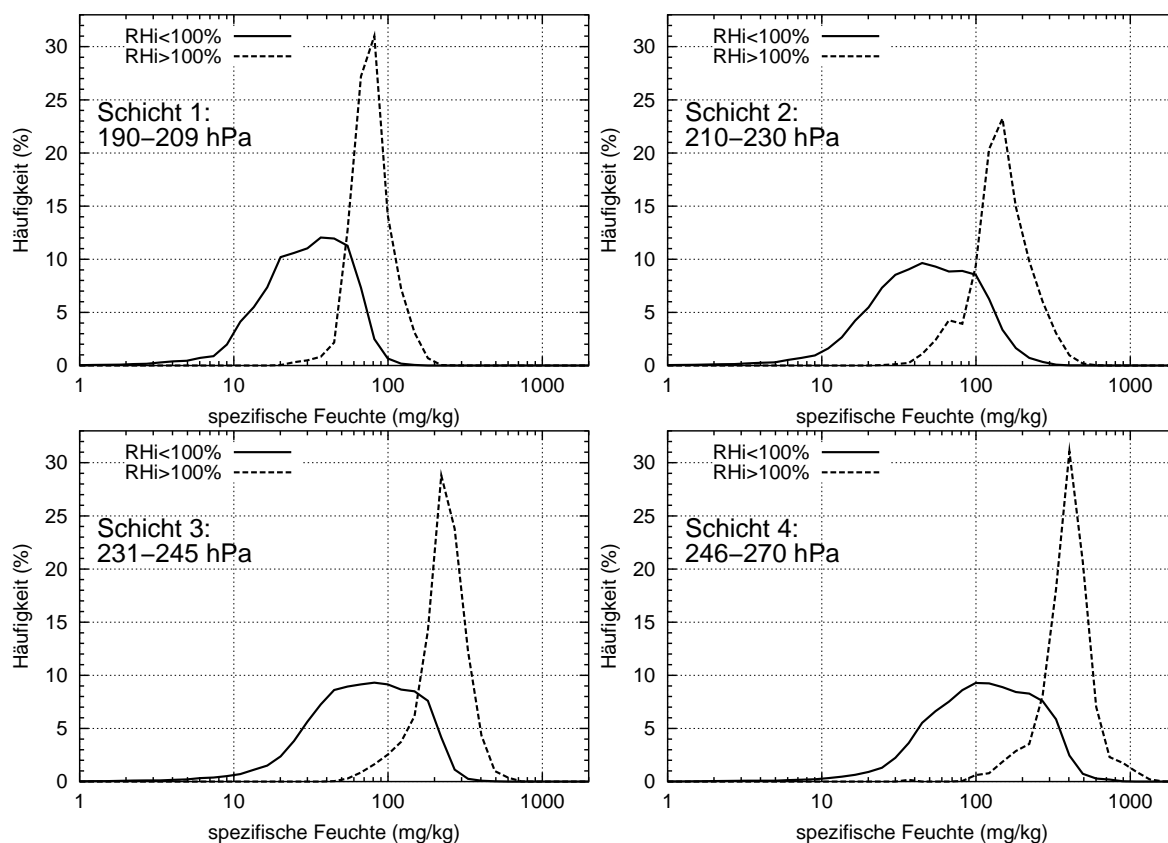


Abbildung 6.14: Häufigkeitsverteilungen von Messungen der spezifischen Feuchte in unter- und übersättigten Gebieten für die in vier Schichten gesplitteten troposphärischen tropischen MOZAIC-Daten: oben, links: Schicht 1, rechts: Schicht 2; unten, links: Schicht 3, rechts: Schicht 4

bis etwa $62 \frac{mg}{kg}$) anzeigen (siehe OVARLEZ et al., 1999 während POLINAT II oder auch NEDOLUHA et al., 2002).

Für die tropischen Daten (Abbildung 6.14) stellt sich heraus, dass die Unterschiede in der spezifischen Feuchte in ISSRs und untersättigten Gebieten sehr groß sind. Auch unterscheiden sich die Feuchteverteilungen für ISSRs und untersättigte Gebiete recht deutlich in ihrer Gestalt. Zwar kann man zeigen, dass alle Verteilungen immer noch einer Lognormal-Verteilung ähnlich sind (mit Ausnahme von etwas zu breiten Flanken in den Verteilungen in den ISSRs und dem etwas zu steilen Abfall der Verteilung in untersättigten Gebieten in Richtung hohe Feuchten). Aber die Breiten der Verteilungen für ISSRs und untersättigte Bereiche sind sehr unterschiedlich; während die Feuchte in ISSRs einen relativ breiten Bereich abdeckt, sind die Feuchteverteilungen in den untersättigten Gebieten sehr schmal. Dies sieht man auch ganz gut an den Standardabweichungen, die im Verhältnis wesentlich kleiner sind als bei Messungen in den untersättigten Gebieten.

Die Verschiebung zwischen den jeweiligen Verteilungen ist sehr groß, dabei muss man insbesondere die logarithmische Achse der spezifischen Feuchte beachten. Das weite Auseinanderklaffen der Verteilungen und der Mittelwerte sieht man besonders schön in der Abbildung 6.11. Natürlich sind auch alle diese Verschiebungen statistisch signifikant (Signifi-

kanzniveau kleiner als ein Promille), wenn man einen t-Test wie oben mit den diskutierten Einschränkungen anwendet.

Damit kann man zunächst zusammenfassen:

Im allgemeinen sind die Verteilungen der spezifischen Feuchte für ISSRs und untersättigte Gebiete gegeneinander verschoben, ISSRs sind deutlich feuchter. Allerdings ergeben sich unterschiedliche Abweichungen für die verschiedenen geographischen und dynamischen Regionen:

1. In den troposphärischen Daten in der Nordhemisphäre ist die Verschiebung der Verteilungen gegeneinander noch nicht sehr groß, die Mittelwerte liegen jeweils noch in den 1σ -Fehlergrenzen.
2. In den stratosphärischen Daten der Nordhemisphäre ist der Unterschied zwischen ISSRs und untersättigten Gebieten vom Prinzip her größer, die Verteilungen liegen schon weiter auseinander, allerdings ist der Überlapp noch relativ groß.
3. In den Tropen gibt es sehr große Unterschiede zwischen ISSRs und untersättigten Bereichen bezüglich der spezifischen Feuchte, die Verteilungen haben zwar ähnliche Gestalt aber unterschiedliche Breiten und sind sehr stark gegeneinander verschoben.

MLS-Messungen:

Es werden natürlich die MLS-Daten in denselben Regionen wie in Abschnitt 6.1 ausgewertet. Dabei wurden wieder die Verteilungen sowie die Mittelwerte und Standardabweichungen für die Messungen in unter- und übersättigten Gebieten erstellt. Die Werte sind in der Tabelle 6.4 zusammengetragen sowie in der Abbildung 6.15 visualisiert, die Verteilungen für die verschiedenen Bereiche werden in den Abbildungen 6.16 bis 6.20 dargestellt. Dabei wurden die Messungen in denselben logarithmischen Klassen, wie schon für die MOZAIC-Daten, aufgeteilt: $\exp(0.2 \cdot i - 0.1) \leq q < \exp(0.2 \cdot i + 0.1)$, $i = 0, \dots, 50$.

Ich beginne mit der Auswertung wieder bei den extratropischen troposphärischen Daten. Dabei stellt man im Prinzip dasselbe wie bei den MOZAIC-Daten fest: ISSRs und untersättigte Gebiete unterscheiden sich bezüglich der spezifischen Feuchte deutlich, die Mittelwerte liegen relativ weit auseinander. Auch hier findet man eine klare Trennung der Verteilungen voneinander. Die Gestalt der Verteilungen bleibt im wesentlichen gleich, ähneln dabei einer Lognormal-Verteilung aber die Breite variiert etwas. Die Verteilungen der Messungen in den untersättigten Bereichen sind dabei oft leicht schief in Richtung der niedrigen Feuchten (linksschief) und weichen damit etwas von einem reinen Lognormal-Modell ab. Bemerkenswert ist die qualitative Ähnlichkeit der Verteilungen von nord- und südhemisphärischen Messungen in unter- und übersättigten Bereichen. Wenn man, wie schon bei den MOZAIC-Daten, die logarithmischen Klassen aufgeteilten Daten zur "linearen" Mittelwertberechnung benutzt, kann man unter Annahme einer Gaußverteilung einen t-Test anwenden. Die Annahme der Verteilung ist durch die Gestalt nahe einer Lognormal-Verteilung der Verteilungen gerechtfertigt. Auch hier wird die Anzahl der Freiheitsgrade

Tabelle 6.4: Mittelwerte und Standardabweichungen der spezifischen Feuchte für Messungen in untersättigten ($\bar{q}_{\text{sub}} \pm \sigma$) und in übersättigten ($\bar{q}_{\text{sup}} \pm \sigma$) Gebieten auf den Druckschichten in verschiedenen geographischen/dynamischen Regionen – MLS–Daten.

Schicht	T/S	Region	untersättigt	übersättigt
			$\bar{q}_{\text{sub}} \pm \sigma \left(\frac{\text{mg}}{\text{kg}}\right)$	$\bar{q}_{\text{sup}} \pm \sigma \left(\frac{\text{mg}}{\text{kg}}\right)$
147 hPa	Troposphäre	Tropen	9.63 ± 4.51	22.16 ± 6.27
	Stratosphäre	NH	6.46 ± 4.92	18.61 ± 10.56
	Stratosphäre	SH	6.58 ± 4.78	24.79 ± 9.20
	Antarktis		6.82 ± 5.54	11.39 ± 7.36
215 hPa	Troposphäre	NH	37.62 ± 30.94	104.90 ± 56.68
	Troposphäre	Tropen	44.79 ± 32.58	146.93 ± 43.32
	Troposphäre	SH	31.60 ± 22.35	94.64 ± 31.35
	Stratosphäre	NH	8.70 ± 8.09	23.62 ± 25.74
	Stratosphäre	SH	12.81 ± 11.29	56.56 ± 33.96
	Antarktis		7.26 ± 6.93	11.48 ± 7.57

wie schon für die t–Tests bei den Temperatureauswertungen auf ein Zehntel der Gesamtanzahl der Messungen festgesetzt. Mit Hilfe dieser Tests kann man zeigen, dass der Unterschied zwischen den (logarithmischen) Mittelwerten von Messungen inner– und außerhalb eisübersättigter Bereiche statistisch signifikant ist, bei einem Signifikanzniveau von weniger als ein Promille.

Für die stratosphärischen Daten kann man ebenfalls die Erkenntnisse, die man aus den MOZAIC–Daten gewonnen hatte, bestätigen: Es besteht wieder ein deutlicher Unterschied zwischen ISSRs und untersättigten Gebieten, die Feuchteverteilungen sind wesentlich stärker gegeneinander verschoben als bei den troposphärischen Daten. Leider ist insbesondere bei den südhemisphärischen Daten die Gesamtanzahl der Messungen mit $RHi > 100\%$

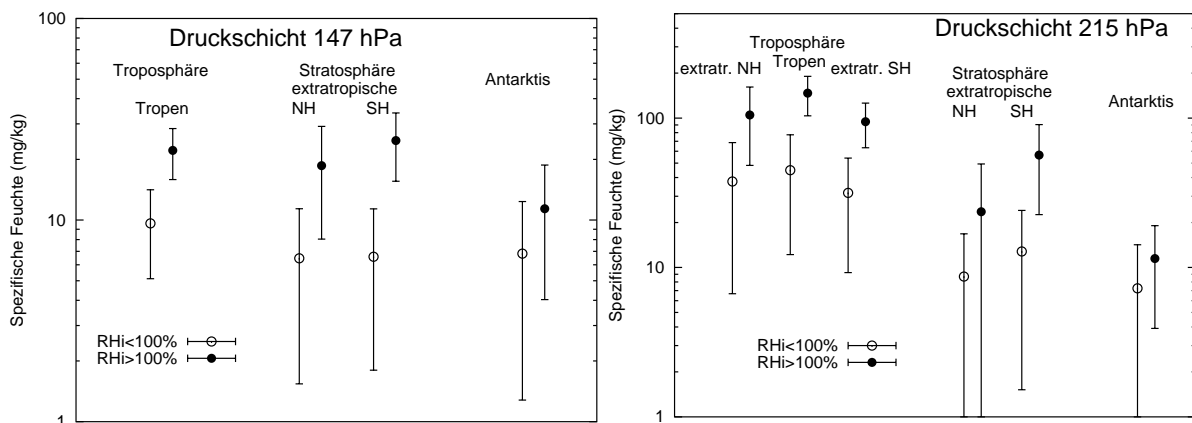


Abbildung 6.15: Mittelwerte und Standardabweichungen der spezifischen Feuchte für Messungen in übersättigten (ausgefüllte Kreise mit Fehlerbalken) und untersättigten (offene Kreise mit Fehlerbalken) Bereichen auf den Druckschichten in verschiedenen geographischen/dynamischen Regionen – MLS–Daten.

relativ gering (siehe auch die Verteilungen der relativen Feuchte, Abbildung 3.2) so dass die Verteilungen aufgrund des Rauschens etwas eckig wirken und auch nicht mehr so nahe an einem Lognormal-Modell liegen.

Auch hier stellt man fest, dass die Verteilungen von Nord- und Südhemisphäre erstaunlich ähnlich sind, jedoch sind auch für die Stratosphäre im allgemeinen die in der südlichen Stratosphäre gewonnenen Messungen deutlich feuchter als auf der Nordhemisphäre. Der Grund für die deutlich höheren Feuchten in der Südhemisphäre in der Stratosphäre ist wahrscheinlich darin zu suchen, dass hier die Messungen in den polaren Gebiete (um die Antarktis) nicht in diese Klasse integriert wurden (wie bei den nordhemisphärischen Messungen) sondern eine eigene Klasse bilden. Die Werte der antarktischen bzw. polaren Messungen sind im allgemeinen etwas niedriger (siehe unten), dies macht höchstwahrscheinlich den Unterschied aus. Die Verschiebungen der Verteilungen sind deutlich zu erkennen, können aber noch durch t-Tests wie oben bestätigt werden.

Auch bei den antarktischen Daten sieht man ein ähnliches Bild wie für die stratosphärischen Messungen: Die Verteilungen der spezifischen Feuchte für ISSRs und untersättigte Gebiete unterscheiden sich stark voneinander, allerdings ist die Differenz zwischen den Mittelwerten und die Verschiebung bei weitem nicht so groß, wie in den anderen bisher diskutierten Bereichen. Insgesamt ist auch der Unterschied in der Breite der Verteilungen relativ gering. Hier sieht man auch wieder im Vergleich mit der Abbildung 6.17, dass die in den antarktischen Messungen gefundenen Werte im untersättigten Bereich denen in der stratosphärischen Nordhemisphäre sehr ähnlich sind.

Bei den tropischen Daten (Abbildung 6.20) muss man wieder etwas differenzieren, es werden zuerst die Daten aus der Schicht 147 hPa untersucht. Dabei stellt man im Prinzip wieder eine Verschiebung der Feuchteverteilungen für ISSRs und untersättigte Gebiete fest, jedoch ist diese quantitativ ähnlich groß, wie in den schon betrachteten Verteilungen für die Extratropen. Die Verteilungen sind sich relativ ähnlich, insbesondere auch in ihrer Breite. Die Verteilung für die Messungen in den untersättigten Gebieten ist jedoch deutlich schief als

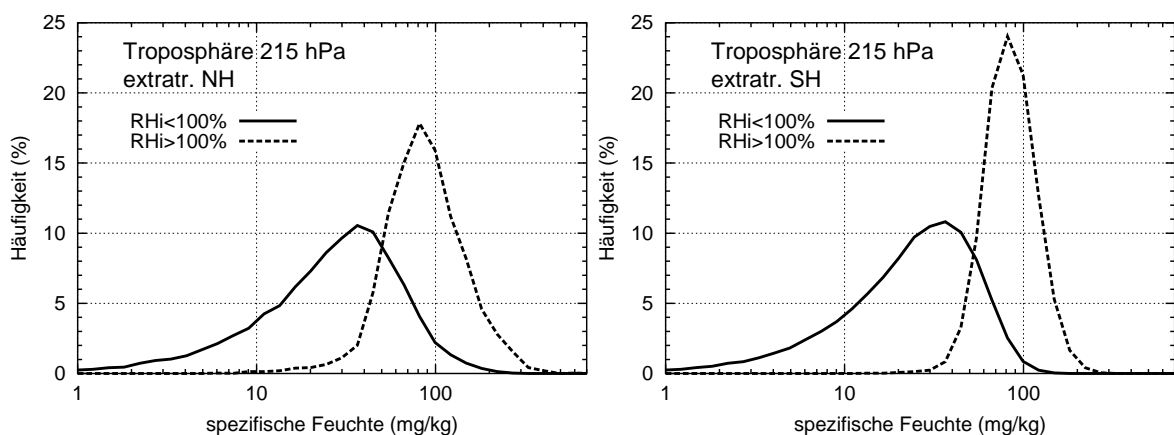


Abbildung 6.16: Häufigkeitsverteilungen von Messungen der spezifischen Feuchte in unter- und übersättigten Gebieten für die troposphärischen, extratropischen MLS-Daten auf der Druckschicht 215 hPa: links: Nordhemisphäre, rechts: Südhemisphäre.

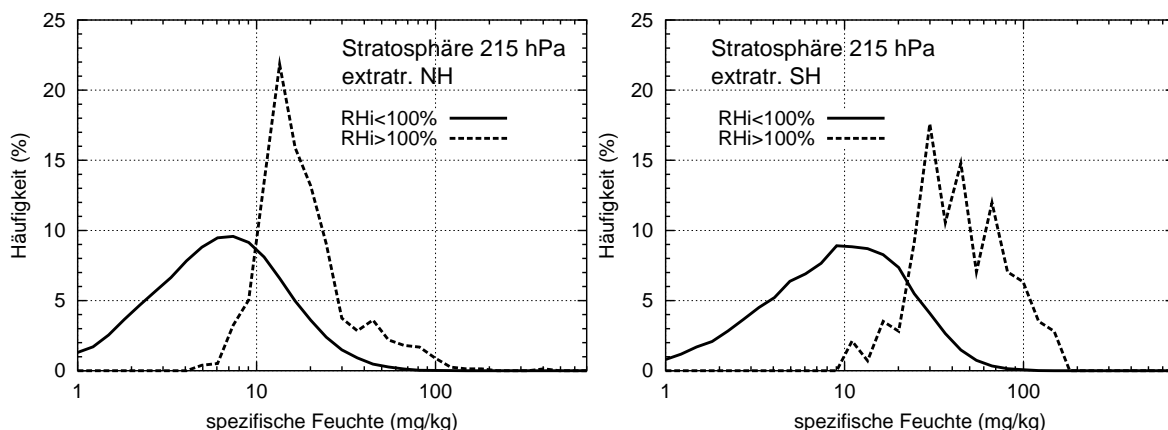


Abbildung 6.17: Häufigkeitsverteilungen von Messungen der spezifischen Feuchte in unter- und übersättigten Gebieten für die stratosphärischen, extratropischen MLS-Daten auf der Druckschicht 215 hPa: links: Nordhemisphäre, rechts: Südhemisphäre.

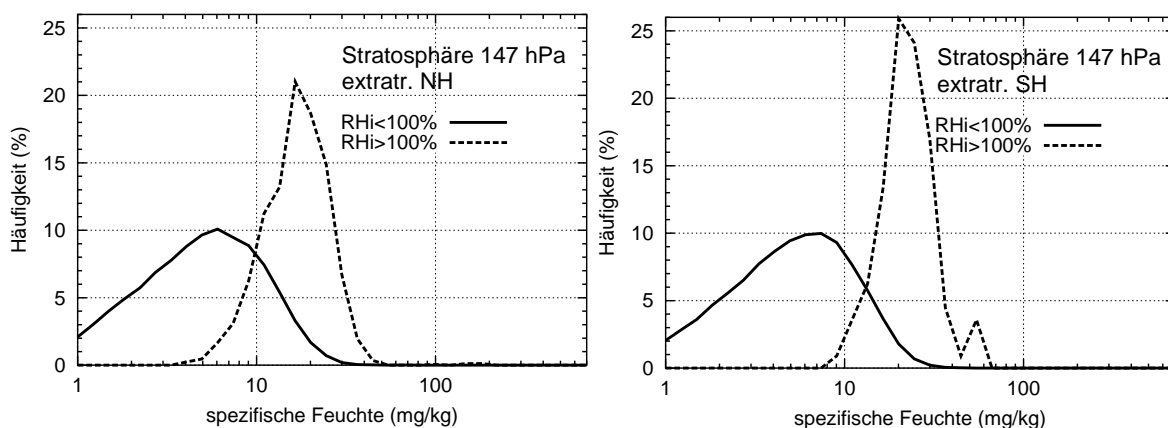


Abbildung 6.18: Häufigkeitsverteilungen von Messungen der spezifischen Feuchte in unter- und übersättigten Gebieten für die stratosphärischen, extratropischen MLS-Daten auf der Druckschicht 147 hPa: links: Nordhemisphäre, rechts: Südhemisphäre.

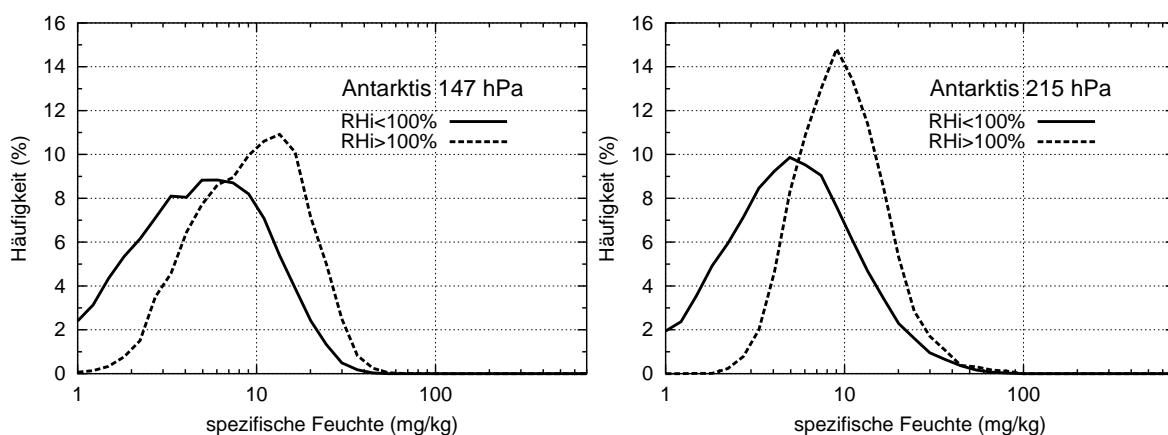


Abbildung 6.19: Häufigkeitsverteilungen von Messungen der spezifischen Feuchte in unter- und übersättigten Gebieten für die antarktischen MLS-Daten auf verschiedenen Druckschichten: links: 147 hPa, rechts: 215 hPa.

die für Messungen in übersättigten Gebieten und weicht deutlich vom Lognormalmodell ab.

Etwas anders stellt sich das Bild auf der Schicht 215 hPa dar. Hier sehen wir wieder eine starke Verschiebung der Verteilungen zueinander, die Gestalt der Verteilungen ist prinzipiell ähnlich aber die Breite der Verteilungen für ISSRs und untersättigte Gebiete ist deutlich unterschiedlich. Auch ist hier die Verteilung für die Messungen in den untersättigten Gebieten wesentlich schief in Richtung niedrige Feuchten als die für Messungen in übersättigten Gebieten. Man sieht außerdem die aus den MOZAIC-Messungen abgeleiteten Erkenntnisse wieder bestätigt, die Verteilungen weisen eine sehr starke Ähnlichkeit zu den Auswertungen weiter oben auf: Die Messungen innerhalb eisübersättigter Regionen sind wesentlich feuchter als die Messungen innerhalb untersättigter Gebiete. Der Unterschied zwischen den Verteilungen auf den Schichten 147 und 215 hPa soll in Abschnitt 6.5 genauer betrachtet werden. Natürlich kann auch hier die Verschiebung der Mittelwerte der Verteilungen mittels eines t-Tests wie oben statistisch signifikant nachgewiesen werden.

Damit kann man im wesentlichen die Ergebnisse aus den MOZAIC-Auswertungen bestätigen und auf einige weitere geographische bzw. dynamische Regionen ausdehnen: Im allgemeinen sind die Verteilungen der spezifischen Feuchte für ISSRs und untersättigte Bereiche gegeneinander verschoben, ISSRs sind deutlich feuchter. Im einzelnen gilt:

1. In den troposphärischen Daten in den Extratropen ist die Verschiebung der Verteilungen gegeneinander noch nicht sehr groß, die Mittelwerte liegen jeweils noch in den 1σ -Fehlergrenzen.
2. In den stratosphärischen Daten der Extratropen auf beiden Druckschichten (147/215 hPa) ist der Unterschied zwischen ISSRs und untersättigten Bereichen vom Prinzip her größer als in den troposphärischen Extratropen, die Verteilungen liegen schon weiter auseinander, allerdings ist der Überlapp noch relativ groß.

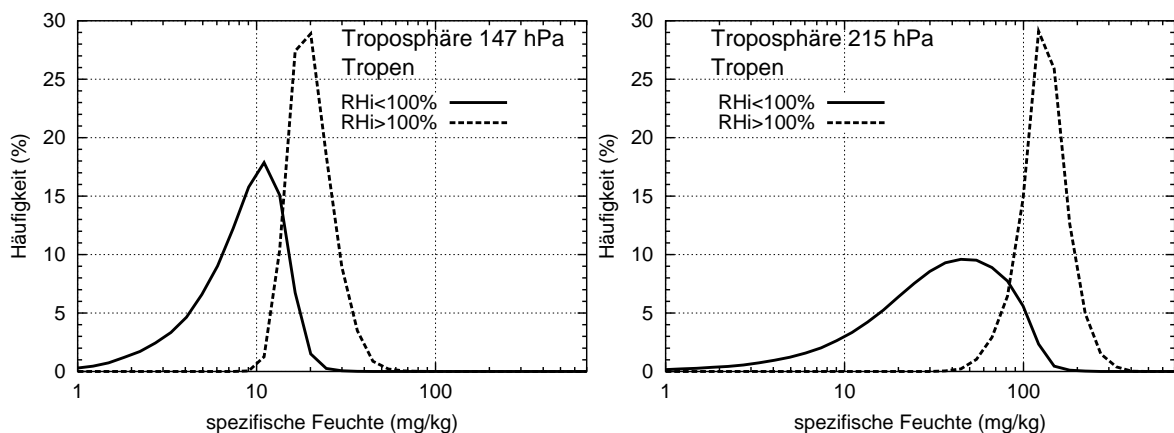


Abbildung 6.20: Häufigkeitsverteilungen von Messungen der spezifischen Feuchte in unter- und übersättigten Gebieten für die troposphärischen, tropischen MLS-Daten auf verschiedenen Druckschichten: links: 147 hPa, rechts: 215 hPa.

3. In den Tropen treten Unterschiede zwischen ISSRs und untersättigten Messungen bezüglich der spezifischen Feuchte auf. Besonders groß sind diese in der tieferen Schicht, hier haben die Verteilungen zwar ähnliche Gestalt aber unterschiedliche Breiten (Variation für ISSRs und untersättigte Gebiete) und sind sehr stark gegeneinander verschoben. In der höheren Schicht ist die Verschiebung schwächer und die Breiten der Verteilungen sind im wesentlichen sehr ähnlich.
4. In der Antarktis sind die Verteilungen für ISSRs und untersättigte Gebiete relativ ähnlich und gegeneinander etwas verschoben. Die Unterschiede sind denen in den stratosphärischen Extratropen quantitativ sehr ähnlich.

Radiosondenmessungen:

Es wurden auch die Radiosondenmessungen bezüglich der spezifischen Feuchte von unter- und übersättigten Gebieten betrachtet. Allerdings ergeben sich auch hier keine neuen Erkenntnisse. Nachdem insbesondere die spezifischen Feuchten in diesen Messungen wahrscheinlich immer noch deutlich unterschätzt werden, kann man sich daher auch einen Vergleich mit den anderen Messungen sparen. Qualitativ ergibt sich im wesentlichen dasselbe Verhalten wie für die nordhemisphärischen MOZAIC-Daten.

Vorsichtiges Fazit der Auswertungen zur spezifischen Feuchte:

ISSRs sind im allgemeinen feuchter als untersättigte Gebiete. Dies ist keine triviale Aussage, da man hier die spezifische Feuchte betrachtet, die eine Aussage über die absolute Menge an Wasserdampf in der Luft impliziert. Wir haben schon früher gesehen, dass feucht im Sinne der relativen Feuchte nicht unbedingt feucht im Sinne der absoluten oder spezifischen Feuchte bedeuten muss. Dies kann am Vergleich der Häufigkeiten von ISSRs auf 215 hPa mit der mittleren spezifischen Feuchte auf 215 hPa deutlich gemacht werden, wie in Abschnitt 4.1 im Vergleich mit CHEN et al., 1999 schon erläutert. Hohe relative Feuchten können auch durch extrem niedrige Temperaturen erzeugt werden, bei gleichzeitigem Auftreten von kaum oder gar nicht erhöhten spezifischen Feuchten. Daher ist die Aussage, dass ISSRs im allgemeinen feuchter (im Sinne der spezifischen Feuchte) sind als untersättigten Luftmassen, ein wichtiges Ergebnis.

Dabei ist der Unterschied zwischen den verschiedenen Gebieten (ISSR-untersättigte Gebiete) in verschiedenen Regionen unterschiedlich stark: in den Extratropen (sowohl Troposphäre als auch Stratosphäre) sind die Unterschiede wesentlich geringer als in den Tropen. Allerdings ist in den Tropen auch eine deutliche Höhenabhängigkeit für die Feuchteunterschiede festzustellen.

Diskussion:

Im qualitativen Vergleich zeigen die beiden Datensätze (MLS und MOZAIC) für die vergleichbaren Regionen immer dasselbe Verhalten. Allerdings können im quantitativen Vergleich relativ große Abweichungen festgestellt werden. Im untersättigten Bereich liegen die Mittelwerte innerhalb der 1σ -Bereiche, auch für die übersättigten Bereiche in der Nordhemisphäre ist die Übereinstimmung noch ganz gut, aber in den Tropen sind die MLS-Messungen zum Teil deutlich trockener. Dies kann natürlich an den verschiedenen

Auflösungen liegen. Zusätzlich können Variationen in den Messungen durch saisonale Variationen entstehen. Insbesondere wurden die MLS-Daten in einer Periode aufgenommen (hauptsächlich 1992–94), in der ein starkes und ein schwächeres ENSO-Ereignis auftraten (siehe WATERS et al., 1999). Obwohl der Haupteffekt eines ENSO-Ereignisses in den Tropen (Pazifikregion) in Form einer Erhöhung der Meeresoberflächentemperatur auftritt, können (nach GETTELMAN et al., 2001 oder CHEN et al., 1998) auch in den mittleren Breiten Variationen in der spezifischen Feuchte auftreten. Die Erhöhung kommt natürlich durch die verstärkte Verdampfung von Wasser in der Pazifikregion zustande, der Wasserdampf wird anschließend (z.B. durch Konvektion) in die obere Troposphäre transportiert. Man bemerke dabei, dass auch für den Zeitraum 1997/98 ein ENSO-Ereignis auftrat. Dabei ergeben sich auch bei den MOZAIC-Daten einige Variationen. Bei einer Untersuchung der Temperatur und der spezifischen Feuchte in den einzelnen Jahren kann man für das Jahr 1998 eine deutliche Erwärmung und Erhöhung der spezifischen Feuchte beobachten. Allerdings kann man aufgrund des kurzen Zeitraumes, in dem die Daten vorliegen, keine eindeutigen Aussagen bezüglich des Einflusses von ENSO-Ereignissen treffen.

Außerdem muss man noch beachten, dass aufgrund der Gewichtsfunktionen von MLS eher die oberen Schichten bei einer Messung berücksichtigt werden. Daher können auch Unterschätzungen der spezifischen Feuchten (vor allem in den Tropen) herrühren. Auf der anderen Seite kann es bei den stratosphärischen Messungen auch immer vorkommen, dass trotz des Tropopausenkriteriums aufgrund der geringen Auflösung troposphärische Luft in das Messvolumen gelangt und die Werte nach oben korrigiert.

6.3 Pfadlängen der ISSRs

In einer früheren Arbeit (GIERENS UND SPICHTINGER, 2000) wurden die Längenstatistiken von ISSRs aus den MOZAIC-Daten der Jahre 1995 bis 1997 untersucht. Diese Statistiken sollen noch einmal etwas detaillierter für die MOZAIC-Daten der Jahre 1995 bis 1999 durchgeführt werden, dabei soll insbesondere auf die Aufteilung in verschiedene Schichten etwas mehr Wert gelegt werden. Es werden dazu die Daten in die vier verschiedenen Schichten unterteilt und außerdem die geographischen Regionen Nordhemisphäre und Tropen extra untersucht. In der Tabelle 6.5 sind die Mittelwerte und Standardabweichungen für die Längenstatistiken in den verschiedenen Regionen zusammengestellt, dabei wird zusätzlich noch angegeben, welchen Prozentsatz die ISSRs mit einer Pfadlänge $L > 150$ km in diesem Bereich ausmachen.

In der Abbildung 6.21 sind für die vier Schichten die Pfadlängenverteilungen in Form von Weibullplots aufgetragen. Dabei sieht man deutlich die Ähnlichkeit der Verteilungen mit dem Weibull-Modell, denn in einem Weibullplot werden Weibull-Verteilungen als Geraden dargestellt. Bei einer linearen Anpassung wie in Abschnitt 5.4 kann man den Formparameter p für das Weibull-Modell $f_L(l) = \gamma p l^{p-1} \exp(-\gamma l^p)$ bestimmt werden. Dabei erhält man für den Anpassungsbereich 150–1200 km Werte im Bereich $0.56 \leq p \leq 0.61$. Dabei sind die Werte p für die Anpassung an die tropischen Pfadlängen auf jeder Schicht etwas erhöht

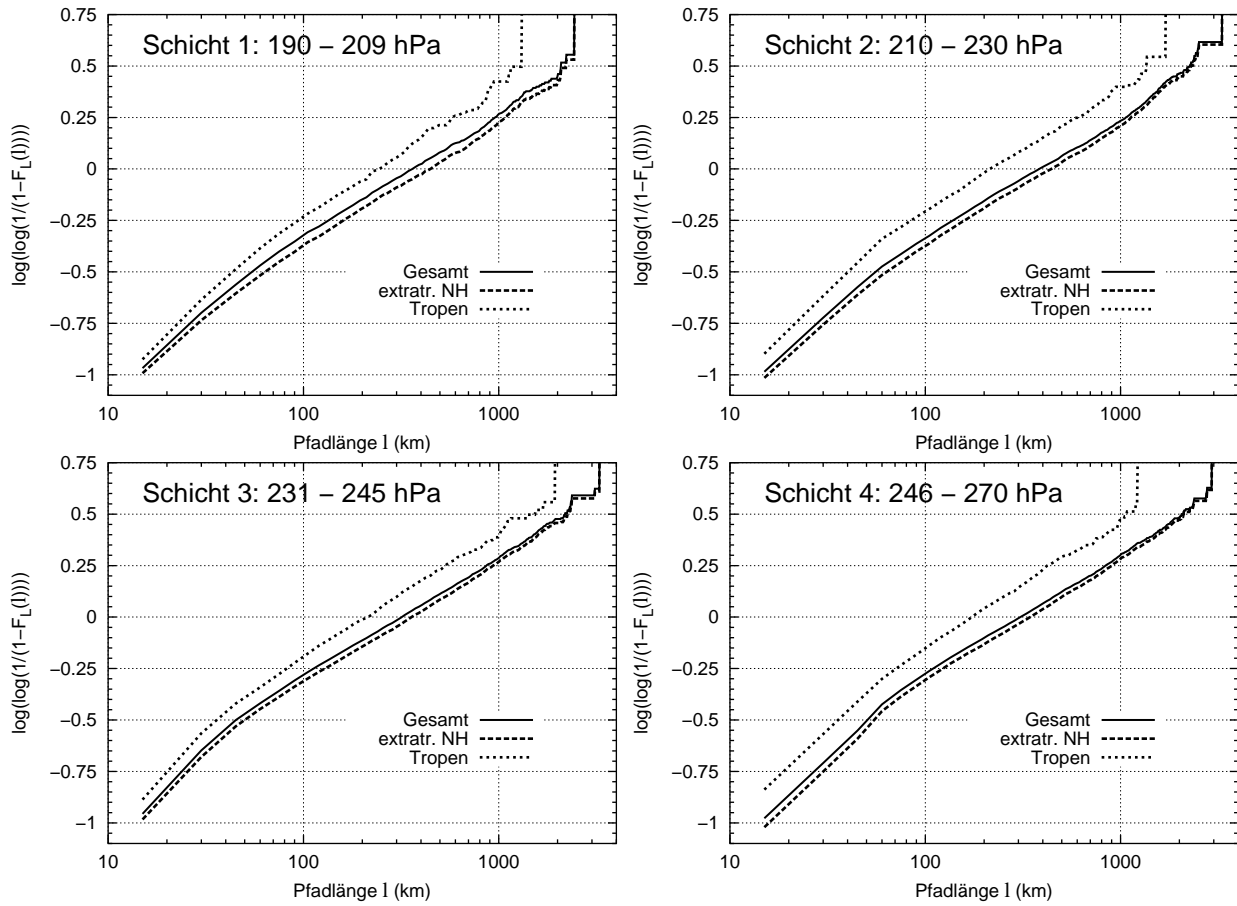


Abbildung 6.21: Kumulative Häufigkeitsverteilungen $F_L(l)$ der Pfadlängen l (in Kilometern) von ISSRs für die in vier Schichten aufgeteilten MOZAIC-Daten, dargestellt in Weibull-Plots ($\log(\log(1/(1-F_L(l))))$ gegen $\log(l/l_0)$ mit $l_0 = 1$ km). Dabei werden die Verteilungen für die gesamten Daten (durchgezogene Linie), für die extratropischen, nordhemisphärischen (gestrichelte Linie) und für die tropischen (gepunktete Linie) Daten gezeigt.

gegenüber denen für die Anpassung an die Nordhemisphäre; dies ist natürlich konsistent mit den höheren Mittelwerten \bar{L} der nordhemisphärischen Pfadlängen.

Aus den Auswertungen kann man folgende Eigenschaften ableiten:

1. Die in der Nordhemisphäre gefundenen ISSRs sind im allgemeinen größer als die in den Tropen gefundenen ISSRs, die mittleren Pfadlängen unterschieden sich auf den einzelnen Druckschichten um etwa 60 bis 70 km. Auch der Anteil an großen ISSRs (Pfadlänge $L > 150$ km) ist in der Nordhemisphäre wesentlich höher als in den Tropen (siehe Tabelle 6.5)
2. Im allgemeinen nimmt die mittlere Pfadlänge mit der Höhe zu. Dies ist in den Tropen besonders ausgeprägt zu sehen, hier variiert die mittlere Pfadlänge deutlich zwischen ca. 80 und 100 km.

Außerdem ist der geringe Prozentsatz an wirklich großen ISSRs vermutlich entscheidend für die Unterschiede zwischen MOZAIC- und MLS-Daten verantwortlich. Nachdem das

Tabelle 6.5: Mittelwerte und Standardabweichungen ($\bar{L} \pm \sigma_L$) der Pfadlängen in ISSRs aus den MOZAIC-Daten für die in vier Schichten aufgeteilten Daten sowie die Gesamtdaten. Dabei werden die Werte für die Gesamtdaten, die extratropischen nordhemisphärischen und die tropischen Daten angegeben. Zusätzlich wird die relative Häufigkeit von Pfadlängen mit $L > 150$ km angegeben (in %).

Region	Schicht	$\bar{L} \pm \sigma_L$ (km)	$P\{L > 150 \text{ km}\}$ (%)
extratr. NH	1 (190–209 hPa)	168.1 ± 260.7	28.89
	2 (210–230 hPa)	169.6 ± 265.6	28.54
	3 (231–245 hPa)	141.7 ± 229.2	24.44
	4 (246–270 hPa)	138.3 ± 218.0	23.39
	ges (175–275 hPa)	165.3 ± 263.8	27.92
Tropen	1 (190–209 hPa)	100.2 ± 141.0	17.81
	2 (210–230 hPa)	94.8 ± 142.4	16.35
	3 (231–245 hPa)	89.5 ± 134.3	14.90
	4 (246–270 hPa)	77.9 ± 108.4	12.26
	ges (175–275 hPa)	96.0 ± 141.5	16.50
Gesamt	1 (190–209 hPa)	144.5 ± 229.1	24.97
	2 (210–230 hPa)	152.5 ± 245.5	25.73
	3 (231–245 hPa)	128.4 ± 211.1	21.94
	4 (246–270 hPa)	126.0 ± 202.5	21.11
	ges (175–275 hPa)	148.8 ± 242.7	25.13

Gesichtsfeld (FOV) des MLS-Instrumentes in der horizontalen Ausdehnung sehr groß ist (ca. $100 \times 200 \text{ km}^2$), können hier nur sehr große ISSRs (mit Pfadlänge ab ca. 100–150 km) in den Messungen wahrgenommen werden. Nachdem diese ISSRs relativ selten sind, werden dadurch auch die Globalstatistiken deutlich nach unten korrigiert. Die hier ermittelten Werte für den Formparameter p unterscheiden sich deutlich von dem von BERTON (2000) gefundenen Formparameter $p \approx 1$ für die Verteilung der horizontalen Ausdehnungen von Zirren ($p = 1$ entspricht einer Exponentialverteilung). Damit besteht in den Pfadlängen ein deutlicher Unterschied zwischen ISSRs und Zirren, insbesondere ist die Wahrscheinlichkeit für große horizontale Ausdehnung für ISSRs höher aufgrund der flacher abfallenden Verteilung.

Bemerkung: Es ist weiter möglich, die Pfadlängen in den verschiedenen Bereichen auch noch für troposphärische und stratosphärische ISSRs getrennt zu betrachten. Dies ist natürlich nur in der Nordhemisphäre sinnvoll. Dabei ändert sich jedoch für die Pfadlängen der troposphärischen ISSRs im Vergleich zur Gesamtstatistik nicht viel, die Mittelwerte sind im allgemeinen etwas kleiner (ca. 4 bis 15 km, analog dazu natürlich auch die Standardabweichungen). An der Gestalt der Verteilungen ändert sich jedoch nichts. Die Formparameter für die angepassten Weibull-Verteilungen bleiben ebenfalls konstant. Für die Pfadlängen der stratosphärischen ISSRs stellt man kleinere Änderungen fest. Im wesentlichen bleibt die Gestalt der Pfadlängenverteilungen gleich, so dass sich die Verteilungen wieder durch

ein Weibull-Modell beschreiben lassen. Die Formparameter variieren dabei jedoch im Bereich $0.6 \leq p \leq 0.72$. Außerdem sind damit auch die mittleren Pfadlängen deutlich kleiner: Für die vier Druckschichten erhält man der Nummerierung folgend (von oben nach unten gesehen) folgende Werte: $\bar{L} \pm \sigma|_{\text{Schicht 1}} = (77.4 \pm 115.7)$ km, $\bar{L} \pm \sigma|_{\text{Schicht 2}} = (63.9 \pm 86.3)$ km, $\bar{L} \pm \sigma|_{\text{Schicht 3}} = (47.5 \pm 52.6)$ km und $\bar{L} \pm \sigma|_{\text{Schicht 4}} = (39.2 \pm 43.8)$ km. Auch für diese Aufteilung sieht man, dass die Längen mit der Höhe deutlich zunehmen. Man bedenke dabei, dass der Anteil an stratosphärischen ISSRs im Bereich 7 – 30% liegt, dabei nimmt der Anteil natürlich mit der Höhe zu.

6.4 Mittlere Übersättigung

In den Tabellen 6.6 und 6.7 sind die mittleren Häufigkeiten von ISSRs in den verschiedenen Regionen sowie deren mittlere Übersättigung zusammengestellt, dabei werden die Mittelwerte und Standardabweichungen in % angegeben. Man betrachtet zunächst die MOZAIC-Daten. Wie schon aus den Verteilungen der relativen Feuchte in Abschnitt 3.2 ersichtlich, sind ISSRs in der nordhemisphärischen Troposphäre wesentlich häufiger (15.7 bis 27.4%) als in der Stratosphäre (1.4 bis 2.2%). Bemerkenswert daran ist aber, dass trotz der sehr unterschiedlichen Auftretenswahrscheinlichkeiten die mittlere Übersättigung in beiden dynamischen Bereichen der Nordhemisphäre in selben Bereich liegt (15.2 bis 18.6%). Die

Tabelle 6.6: Mittlere Übersättigungen ($\text{Si} = RH_i - 100\%$, in %) und Standardabweichungen (σ_{Si} , in %) für Messungen in ISSRs für die in vier Schichten aufgeteilten MOZAIC-Daten in den verschiedenen dynamischen/geographischen Regionen. Zusätzlich werden die relativen Häufigkeiten für ISSRs (P_{ISSR}) in den Bereichen angegeben (in %).

Region	Schicht	P_{ISSR} (%)	Si (%)	σ_{Si} (%)
extratr. NH/Troposphäre	1 (190–209 hPa)	15.67	18.56	17.06
	2 (210–230 hPa)	26.85	18.28	15.96
	3 (231–245 hPa)	25.94	17.46	15.25
	4 (246–270 hPa)	27.18	17.43	14.47
	ges (175–275 hPa)	25.44	17.78	15.35
extratr. NH/Stratosphäre	1 (190–209 hPa)	1.36	17.09	16.65
	2 (210–230 hPa)	2.15	17.80	17.51
	3 (231–245 hPa)	1.80	15.17	16.35
	4 (246–270 hPa)	1.62	16.85	16.86
	ges (175–275 hPa)	1.80	16.98	17.14
Tropen/Troposphäre	1 (190–209 hPa)	13.15	14.39	12.76
	2 (210–230 hPa)	14.32	15.15	13.24
	3 (231–245 hPa)	13.23	14.28	12.32
	4 (246–270 hPa)	12.14	13.87	11.82
	ges (175–275 hPa)	13.22	14.43	12.52

hohen Standardabweichungen sind durch das exponentielle Verhalten der relativen Feuchte zu erklären. Für eine gemäß einem exponentiellen Modell verteilte Zufallsgröße X mit Wahrscheinlichkeitsdichte $f_X(x) = a e^{-ax}$ gilt nämlich, dass der Mittelwert gleich der Standardabweichung ist ($\mu_1(X) = \frac{1}{a} = \sigma(X)$). Dies ist für die übersättigten Werte sehr gut erfüllt.

Für die tropischen Daten liegt sowohl die mittlere Häufigkeit für ISSRs (12.1 bis 14.3%) als auch die mittlere Übersättigung (13.9 bis 15.2%) für die ISSRs etwas niedriger als für die nordhemisphärischen Daten. Etwas anders sieht es für die MLS-Daten auf 215 hPa aus (diese Schicht ist wieder ganz gut mit der Gesamtschicht 175 bis 275 hPa von MOZAIC zu vergleichen). Es werden wesentlich kleinere mittlere Häufigkeiten für ISSRs sowohl in der Troposphäre als auch in der Stratosphäre festgestellt. Bemerkenswert dabei ist jedoch, dass die mittleren Übersättigungen für alle Bereiche mit Ausnahme der antarktischen Daten in etwa im selben Bereich liegen (15.3 bis 22.3%) und die Werte für die Extratropen sehr nahe an den Werten aus den MOZAIC-Daten liegen. In den Tropen dagegen liegt die mittlere Übersättigung in den MLS-Daten (ca. 21.7%) deutlich über den Werten aus den MOZAIC-Daten (ca. 13.2%).

Interessant ist auch, dass in der Antarktis die Häufigkeit von ISSRs ähnlich hoch ist wie in allen anderen troposphärischen Daten. Die mittlere Übersättigung ist jedoch deutlich höher als in allen anderen Bereichen der Druckschicht 215 hPa. Die hohen Übersättigungen in den Tropen und vor allem in der Antarktis lassen sich durch die hohe Anzahl von extrem hohen relativen Feuchten ($RHi > 150\%$) erklären.

Die Diskrepanzen in den mittleren Häufigkeiten für ISSRs zwischen den beiden Datensätzen kann man zumindest teilweise wie schon in Abschnitt 4.3 durch die verschiedenen horizontalen Auflösungen und den Pfadlängenstatistiken aus Abschnitt 6.3 erklären. Obwohl man für die Druckschicht 147 hPa keine Pfadlängenstatistik hat, kann man aus der Lage dieser Schicht in den Tropen einige Schlüsse darauf ziehen: Ein größerer Anteil der Messungen liegt in den Tropen in den tropischen Tropopausenschicht (TTL, siehe auch weiter unten

Tabelle 6.7: Mittlere Übersättigungen ($Si = RHi - 100\%$, in %) und Standardabweichungen (σ_{Si} , in %) für Messungen in ISSRs für die auf zwei Schichten vorliegenden MLS-Daten in den verschiedenen dynamischen/geographischen Regionen. Zusätzlich werden die relativen Häufigkeiten für ISSRs (P_{ISSR}) in den Bereichen angegeben (in %).

Druckschicht Bereich	147 hPa			215 hPa		
	P_{ISSR} (%)	Si (%)	σ_{Si} (%)	P_{ISSR} (%)	Si (%)	σ_{Si} (%)
Troposphäre/extrat. NH	–	–	–	4.6	19.24	19.50
Troposphäre/Tropen	18.2	33.80	29.80	5.4	21.72	21.96
Troposphäre/extrat. SH	–	–	–	4.7	19.38	18.74
Stratosphäre/extrat. NH	0.6	33.21	30.14	0.3	22.25	22.48
Stratosphäre/extrat. SH	0.1	28.74	25.57	0.2	15.25	14.27
Antarktis	7.0	43.58	33.91	4.6	35.01	29.01

Abschnitt 6.5). In dieser können sich aufgrund der vorherrschenden Dynamik (siehe SHERWOOD UND DESSLER, 2001) die ISSRs sehr weit horizontal ausbreiten (wie auch schon die UTTCs, siehe LUO et al., 2003) und sind daher leichter für den MLS sichtbar. Daher könnten auch die erhöhten Häufigkeiten kommen.

Die Häufigkeiten von eisübersättigten Schichten aus den Radiosondendaten wurden in Kapitel 5 angegeben (siehe dazu zum Beispiel die Abbildung 5.5 auf Seite 87), die mittlere Übersättigung ist auf allen Schichten im Bereich 100 bis 500 hPa in etwa gleich und beträgt ca. 5 bis 7% sowohl für die troposphärischen als auch für die stratosphärischen Daten. Im Vergleich mit den beiden anderen Datensätzen (MLS und MOZAIC) fällt natürlich auf, dass die Übersättigungen für die Tropo- und Stratosphäre im wesentlichen gleich sind. Diese im Vergleich sehr kleinen Übersättigungen können im wesentlichen durch zwei Argumente erklärt werden:

1. Die Radiosonde unterschätzt aufgrund Trägheitsfehlern und Ähnlichem (siehe Kapitel 5) immer noch deutlich die relative Feuchte, insbesondere in den höher gelegenen kälteren Schichten.
2. Es gibt, wie oben schon mehrfach erwähnt, keine Möglichkeit, die Daten von Wolkeneinfluß zu reinigen. In Wolken sind extrem hohe Feuchten ($RH_i > 140\%$) relativ selten, da natürlich die Eiskristalle enorme Senken für die Feuchte darstellen. Nach OVARLEZ et al. (2002) ist die relative Feuchte in Wolken in einem begrenzten Bereich um die Sättigung herum verteilt (siehe dazu auch Abschnitt 3.6). Durch das seltene Auftreten von hohen Feuchten liegt die mittlere Übersättigung natürlich relativ niedrig.

Abschließend sei noch bemerkt, dass die mittleren Übersättigungen von ISSRs bei allen Datensätzen (insbesondere aber bei MLS und MOZAIC) in allen Regionen deutlich unterhalb der in Theorie und Messungen ermittelten Schranken für die homogene Nukleation liegen (KOOP et al., 2000).

6.5 Interpretation der Eigenschaften und mögliche Entstehung von ISSRs

Hier sollen vorsichtige Schlussfolgerungen aus den Abschnitten 6.1, 6.2 und 6.3 auf mögliche Entstehungsmechanismen von ISSRs gezogen werden. Dabei soll auch auf Unterschiede in den verschiedenen geographischen bzw. dynamischen Regionen eingegangen werden. Zur Entstehung von hohen relativen Feuchten bzw. Übersättigungen kann man aus der Gleichung für die relative Feuchte

$$RH_i(p, q, T) = 100\% \cdot \frac{p \cdot q}{\epsilon \cdot e_{si}(T)}$$

(Gleichung 7.7 auf Seite 135) ablesen, dass die Änderungen der Größen Temperatur, spezifische Feuchte und Druck dazu beitragen können (eine genauere Analyse wird später in Abschnitt 7.1, Seite 131 ff. durchgeführt). Durch Abschätzungen sieht man, dass die Druckänderungen nur sehr kleine Beiträge liefern, daher können sie oft auch vernachlässigt werden. Damit sind also die Temperatur und die spezifische Feuchte die bestimmenden Größen für die Entstehung bzw. Entwicklung von ISSRs. In den Abschnitten 6.1 und 6.2 bei der Analyse der Temperatur und der spezifischen Feuchte von unter- und übersättigten Gebieten wurde festgestellt, dass in den betrachteten geographischen oder dynamischen Regionen die ISSRs mindestens eine der folgenden Eigenschaften haben (meistens jedoch beide):

- ISSRs sind i.a. kälter als ihre untersättigte Umgebung
- ISSRs sind i.a. feuchter als ihre untersättigte Umgebung

Dies entspricht auch den aus der “Theorie” (aus der obigen Gleichung, bzw. Gleichung 7.7, Seite 135) abgeleiteten Möglichkeiten zur Entstehung von hohen relativen Feuchten.

Aus den unterschiedlichen Charakteristika der ISSRs bzgl. Temperatur und Feuchte, d.h. aus den unterschiedlich starken Abweichungen der Temperatur und der spezifischen Feuchte von ISSRs gegenüber untersättigten Regionen soll nun versucht werden, mögliche Entstehungsformen von ISSRs in den verschiedenen Regionen zu identifizieren bzw. vielleicht sogar dominante Entstehungsprozesse abzuleiten. Dabei sollte man nochmal betonen, dass hier eine statistische Auswertung betrieben wird, so dass man hier nur eine Aussage über die häufigsten Entstehungsprozesse (wenn überhaupt) treffen kann. Es ist dabei ebenso möglich, dass in einzelnen Fällen andere als die (möglicherweise) hier als dominant identifizierten Mechanismen zur Bildung von ISSRs beitragen.

Nun also werden einige Interpretationen zu den vorherrschenden Prozessen in den einzelnen Regionen gegeben:

1. In den extratropischen troposphärischen Gebieten sind wie oben erwähnt sowohl deutliche Unterschiede in der Temperatur wie auch in der spezifischen Feuchte feststellbar. Allerdings lässt sich hier kein eindeutiger Schluss auf dominierende Prozesse ziehen. Tatsächlich ist es möglich und auch wahrscheinlich, dass verschiedene Prozesse wirken können und je nach Wetterlage abwechselnd dominieren können. Dabei sind die folgenden Prozesse potentielle Kandidaten für wichtige Entstehungsprozessen von ISSRs:

Adiabatisches Aufgleiten von Luftvolumina kann senkrecht zu Warm- und Kaltfronten stattfinden, ebenso beim Umströmen eines stationären, blockierenden Hochrückens. In diese Prozessen, die durch die langsamen synoptischen Bewegungen induziert werden, dominieren die Temperaturänderungen die Entstehung der ISSR. Aufgrund der möglichen weiten Ausdehnung von Fronten (mehrere hundert Kilometer bis zu einigen tausend Kilometern) können die dadurch entstandenen ISSRs sehr

große Pfadlängen haben. Eine der größten ISSRs (aus den MOZAIC-Daten, siehe GIERENS UND SPICHTINGER, 2000) mit einer Pfadlänge von etwas über 3000 km wurde bei einem Flug entlang einer Warmfront entdeckt. Höchstwahrscheinlich ist diese ISSR durch Aufgleiten der Luft an der Warmfront entstanden, wie eine Analyse des zugehörigen Satellitenbildes nahelegt.

Eine weitere Entstehungsform von ISSRs durch adiabatische Hebungen wäre natürlich das Überströmen von Gebirgen. Durch die erzwungene Hebung, die sich auch in größere Höhen fortsetzt (siehe dazu z.B. HOLTON, 1992, Abschnitt 9.4) kann natürlich eine adiabatische Temperaturänderung induziert werden, damit werden hier wieder die Temperaturänderungen die Entstehung der ISSR dominieren. Gerade diese Art von Hebung kann in den Extratropen relativ häufig vorkommen (Überströmen der skandinavischen Küste, Überströmen der Anden durch die übliche Westwinddrift. Je nach der Richtung der Strömung können ebenfalls horizontal weit ausgedehnte ISSRs entstehen.

Eine andere Möglichkeit ist konvektives Aufsteigen von Luftmassen. Bei diesen Prozessen ist keine allgemeine Dominanz von Temperaturänderungen oder Änderungen der spezifischen Feuchte bei der "Erzeugung" von hohen relativen Feuchten zu erkennen, es hängt vielmehr von verschiedenen Faktoren ab, welche Änderungen die Feuchte dominieren. Eine Abschätzung der Pfadlängen ist hier schwierig, da zum einen einzelne konvektive Ereignisse in den Extratropen relativ klein bleiben können, so dass die durch den Auftrieb erzeugten ISSRs auch relativ klein sind. Aber bei Frontgewittern können aufgrund der Ausdehnung entlang der Front durchaus Längen von mehreren hundert Kilometern erreicht werden (senkrecht zur Front ist die Ausdehnung dann allerdings mit einigen zehn Kilometern relativ klein).

Eine weitere Möglichkeit zur Entstehung von ISSRs ist die turbulente Durchmischung von verschiedenen Luftmassen durch (kleine) konvektive Ereignisse bzw. nahe konvektiven Ereignissen. In diesem Fall ist vermutlich die Änderung der spezifischen Feuchte der die relative Feuchte dominierende Vorgang.

Strahlungskühlung wird dagegen in diesem Bereich keine dominante Rolle spielen können, da im allgemeinen die turbulenten Mischungsvorgänge in der extratropischen Troposphäre relativ stark sind. Dadurch können keine starken Änderungen durch die eher langsam wirkende Strahlungskühlung aufgebaut werden, ohne dass diese durch turbulente Mischungsvorgänge abgebaut werden (dies lässt sich aufgrund der üblichen Strahlungsraten und der Zeitskalen für durch den thermischen Auftrieb induzierte Mischungsprozesse leicht abschätzen, siehe auch Abschnitt 7.3)

Aufgrund der erhöhten Anzahl von großen ISSRs (Pfadlängenstatistik, Abschnitt 6.3) in den nördlichen Extratropen, kann man wahrscheinlich darauf schließen, dass in dieser Region wichtige Prozesse zur Entstehung von ISSRs das synoptische Aufgleiten entlang von Fronten bzw. auch die Entstehung durch Frontgewitter sind.

2. In den extratropischen stratosphärischen Daten kann man aufgrund der großen Temperaturunterschiede wohl die Temperaturänderungen als bestimmenden Faktor für

die relative Feuchte bestimmen, insbesondere aufgrund der relativ geringen Abweichungen in der spezifischen Feuchte. Außerdem sind die gefundenen Pfadlängen im Mittel wesentlich kleiner als in vergleichbaren geographischen Bereichen in der Troposphäre. Dabei sei aber immer zu beachten, dass die für diese Analyse benutzten Daten immer im Bereich der untersten Stratosphäre anzusiedeln sind. Nur für diesen Bereich gelten diese Aussagen.

Die Amplitude von vertikalen Schwerewellen kann in der stabilen Schichtung der Tropopause gedämpft werden, aber insbesondere im Zusammenhang mit Fronten können sich diese Wellen weiter in die (unterste) Stratosphäre fortsetzen und dabei adiabatische Hebungen induzieren. Außerdem ist es nach GRIFFITH UND REEDER (1996) bzw. REEDER UND GRIFFITH (1996) möglich, dass sich an einer Kaltfront Schwerewellen bilden, die in die untere Stratosphäre hineinlaufen und dadurch kleinere Hebungen induzieren. Allerdings sind auch diese Hebungen natürlich klein im Vergleich der mächtigen Hebungen entlang einer Front in der Troposphäre. Dies würde ebenfalls die kleinen Pfadlängen erklären.

Im allgemeinen jedoch ist jedoch die Dynamik in der Stratosphäre weniger wirksam, da die Aufwärtsbewegungen in der untersten Stratosphäre wesentlich kleinere vertikale Auslenkungen als in der Troposphäre besitzen. Daher können hier Strahlungseffekte ein stärkeres Gewicht haben. So könnten beispielsweise durch Tropopausenbrüche oder konvektive Ereignisse in die Stratosphäre gelangte Feuchtelinsen durch Strahlungskühlung zu ISSRs werden.

3. Relativ eindeutig ist die Interpretation für die antarktischen Messungen: ISSRs treten in diesem Bereich vermehrt im polaren Winter und Frühling auf. Anhand der Temperaturverteilungen (Abbildung 6.9) sieht man sehr deutlich, dass der bestimmende Faktor hier die Temperaturänderungen sind, die Differenzen zwischen Messungen in untersättigten und übersättigten Gebieten sind im Mittel relativ groß. Daher ist sehr wahrscheinlich davon auszugehen, dass in dieser Region der bestimmende Entstehungsmechanismus für ISSRs die starke Abkühlung durch die Strahlungskühlung ist. Nachdem in dieser Region in der Polarnacht im Mittel eher ein Absinken der Luft zu erwarten ist, muss man ein adiabatisches Aufgleiten als wirksamen Prozess für eine deutliche Abkühlung als eher unwahrscheinlich einstufen.
4. In den Tropen ist die Identifikation von dominanten Prozessen zur Entstehung von ISSRs etwas schwierig, insbesondere da anscheinend in den betrachteten Schichten unterschiedliche Signaturen zu finden sind.

Zunächst betrachte man die Druckschicht 215 hPa (MLS) bzw. den Druckbereich 175 bis 275 hPa (MOZAIC), dies entspricht den absoluten Höhen im Bereich $9.5 \leq z \leq 12.5$ km. Aus den Verteilungen von spezifischer Feuchte und Temperatur kann man erkennen, dass für diese Region die Zunahme der spezifischen Feuchte bestimmend für die Entstehung von ISSRs ist, die Temperaturunterschiede zwischen unter- und übersättigter Luft sind in diesem Bereich nur marginal.

Die Interpretation ist nicht ganz einfach: Natürlich ist in den Tropen (auch noch in diesem Druckbereich) die Konvektion der maßgebliche Mechanismus um große Mengen an absoluter Feuchte nach oben zu transportieren. Durch die starken Aufwärtsbewegungen wird feuchte Luft nach oben transportiert und dabei (adiabatisch) abgekühlt. Schon in der mittleren Troposphäre können Wolken durch die Abkühlung und das Erreichen des Kondensationsniveaus entstehen (Wasserwolken und auch schon gemischt mit Eiskristallen). Bei weiteren Transport gefrieren viele Wassertröpfchen durch die weitere Abkühlung. Durch das Ausfließen der konvektiven Zelle auf dem Niveau des neutralen Auftriebs, d.h. wenn die verfügbare potentielle konvektive Energie aufgebraucht ist, entstehen dann die großen typischen Zirruschirme.

ISSRs können sich dabei möglicherweise während dieses schnellen Aufstiegs bilden, falls sich nur wenig Eiskristalle bilden. Auch ist es möglich, dass sich durch die Konvektion Feuchtelinsen bilden, die in der Höhe verbleiben und durch spätere Hebungen wieder zur Übersättigung gebracht werden. Eine weitere Möglichkeit ist die folgende: Die feuchte Luft wird durch Konvektion angehoben, dabei findet Kondensation statt und es bilden sich Hydrometeore. Diese fallen aus (durch Schnee oder Regen) und bei einer nicht abgeschlossenen Hebung bleibt eine ISSR übrig. Zwischen der Kondensation und dem Übrigbleiben der ISSR kann es mehrfach während des Aufstiegs einen Wechsel geben.

Es fällt auf, dass in diesem Druckbereich in den Tropen die Pfadlängen der ISSRs deutlich kleiner sind als in der Nordhemisphäre. Wenn man davon ausgeht, dass die Konvektion der dominante Effekt zur Erzeugung von ISSRs in den Tropen ist, so könnte dies durch die beschränkte horizontale Ausdehnung der in Frage kommenden mesoskaligen konvektiven Systemen von etwa einigen hundert Kilometern, oft jedoch kleiner, begrenzt werden.

Etwas anders scheint die Situation in den höheren Schichten zu sein: Auf 147 hPa (MLS), dies entspricht dem Bereich $12.5 \leq z \leq 16.1$ km ist die Feuchtedifferenz bzw. die Verschiebung in den Verteilungen für Messungen im unter- und übersättigten Bereich bei weitem nicht mehr so groß, wie noch in den tieferen Schichten. Dagegen tritt wieder ein deutlicher Temperaturunterschied zwischen über- und untersättigten Gebieten auf; hier scheinen die Temperaturänderungen zunehmend wieder eine Rolle zu spielen. Dazu betrachte man die Struktur der Region, in der sich dieses Druckniveau befindet: Nach HOLTON UND GETTELMAN (2001), GETTELMAN UND DE F. FORSTER (2001) sowie SHERWOOD UND DESSLER (2000) findet in diesem Bereich ein deutlicher Bruch in der Struktur der tropischen Troposphäre statt: Man findet im Bereich 14 bis 19 km eine Übergangszone bzw. eine dynamische Zwischenschicht zwischen der Troposphäre und der Stratosphäre, die sogenannte tropische Tropopausenschicht bzw. tropische Übergangsschicht (beides mit TTL abgekürzt). Diese ist nach unten durch den Bereich begrenzt, bis zu dem die Konvektion wirksam ist und nach oben bis zu dem Bereich ab dem nur noch die Strahlung als Prozess dominiert. In diesen Übergangsbereich gelangt durch Überschießen von konvektiven Ereignissen

aus der Troposphäre Wasserdampf, der dann relativ weit horizontal transportiert werden kann (Größenordnung mehrere tausend Kilometer), wobei in der Vertikalen nur wenige hundert Meter überwunden werden; dieses Überschießen ist tatsächlich relativ selten (SHERWOOD UND DESSLER, 2001), daher auch die geringen spezifischen Feuchten, siehe unten.

Die untere Grenze der TTL liegt bei ca. 14 km bzw. ungefähr 150 hPa. Damit können in der betrachteten Druckschicht 147 hPa mehrere Effekte bzw. Prozesse zur Entstehung von ISSRs vorhanden sein. Zum einen sind in der unteren Hälfte der 3 km dicken Schicht möglicherweise noch die durch die Konvektion bzw. deren Folgeerscheinungen bestimmten Prozesse zur Bildung der ISSRs wirksam. Zum anderen wirken im Bereich der TTL (150 bis 50 hPa) andere Prozesse: Durch das Überschießen von konvektiven Ereignissen gelangt Feuchte in die TTL, in dieser Schicht ist jedoch die spezifische Feuchte im allgemeinen relativ gering (10 bis 15 ppmv, d.h. 6.2 bis $9.3 \frac{mg}{kg}$, dies stimmt sehr gut mit den untersättigten Werten von MLS auf 147 hPa überein). Die spezifische Feuchte bleibt im wesentlichen in diesem Bereich mehr oder weniger konstant (mit Ausnahme durch Nukleation und anschließendes Ausfallen der Kristalle bzw. Erhöhung der Feuchte durch Überschießen der Konvektion), daher ist in der TTL die relative Feuchte im wesentlichen durch Temperaturänderungen bestimmt. In dieser Schicht sind aber keine großen vertikalen Bewegungen mehr wirksam, daher ist hier wahrscheinlich ein wichtiger Prozess zur Entstehung von Übersättigungen die Strahlungskühlung. Allerdings wäre auch ein langsames Aufgleiten zur Entstehung von ISSRs und der ebenfalls dort vorkommenden UTTCs (siehe PETER et al., 2003; LUO et al., 2003) möglich. Aufgrund der enormen horizontalen Ausbreitungen der Luftmassen im TTL (siehe SHERWOOD UND DESSLER, 2001) können die ISSRs vermutlich sehr groß werden. Allerdings gibt es in diesem Bereich keine Flugbewegungen von Flugzeugen mit MOZAIC-Instrumenten, so dass man dies leider nicht nachprüfen kann.

Deutliche Hinweise darauf liefern aber die enormen horizontalen Ausdehnungen von SVC und den neuentdeckten UTTCs (siehe PETER et al., 2003; LUO et al., 2003).

Abschließend bleibt zu sagen, dass die in den verschiedenen Regionen gefundenen dominanten Unterschiede in Temperatur und spezifischer Feuchte mit den Ergebnissen von PEIXOTO UND OORT (1996) übereinstimmen. In diesem Artikel wird aufgrund von Analysen der relativen Feuchte (im Druckbereich 1000 bis 300 hPa) festgestellt, dass in den Tropen die relative Feuchte hauptsächlich durch die spezifische Feuchte bestimmt wird, während in den mittleren Breiten die relative Feuchte hauptsächlich durch die Temperatur bestimmt wird. Dies entspricht in etwa den hier getroffenen Aussagen, allerdings werden bei PEIXOTO UND OORT (1996) die hohen Schichten in den Tropen nicht betrachtet.

Kapitel 7

Entstehung und Entwicklung von ISSRs – Fallstudien

In diesem Kapitel sollen nun exemplarisch an zwei verschiedenen, mit den Radiosonden gemessenen übersättigten Schichten die Entstehung und Entwicklung dieser Schichten gezeigt werden. Dabei wird ein Lagrange'scher Ansatz gewählt, um die Entwicklung der einzelnen Variablen zu zeigen. Im ersten Abschnitt 7.1 werden zunächst die Methoden und Hilfsmittel vorgestellt und erläutert, bevor die zwei unterschiedlichen Fallstudien in den Abschnitten 7.2 und 7.3 genau beschrieben werden.

7.1 Datenaufbereitung und Verarbeitung

Die Fallstudien werden anhand der Radiosondenprofile bzw. der in den Profilen gefundenen eisübersättigten Schichten ausgesucht. Um die Auswertung zu vereinfachen, wurde nach möglichst dicken eisübersättigten Schichten mit einer großen Übersättigung gesucht. Die Idee bei der Untersuchung der eisübersättigten Schichten ist, dass man anhand eines Trajektorienmodells über einen längeren Zeitraum die Entwicklung der Luftpakete, die schließlich die eisübersättigte Schicht ergeben, verfolgt. Zu diesem Zweck benutze ich das LAGRangian ANalysis TOol (LAGRANTO siehe WERNLI UND DAVIES, 1997) von Heini Wernli, entwickelt an der ETH Zürich. Als Datenquelle zur Berechnung der Trajektorien dienen die operationellen Analysen des ECMWF in der horizontalen Auflösung von $0.6^\circ \times 0.6^\circ$ und 60 vertikalen Schichten (siehe Abschnitt 2.4). Als horizontale Start- bzw. Zielregion (es werden Vorwärts- und Rückwärtstrajektorien berechnet) für die Trajektorien wird ein Bereich um Lindenberg ($14.12^\circ\text{E}/52.22^\circ\text{N}$) herum ausgewählt, die Ausdehnungen sind dabei: Länge: $13.2\text{--}16.2^\circ\text{E}$, Breite: $51.0\text{--}53.4^\circ\text{N}$. Aufgrund der großen Variabilität der Tropopause in diesem Gebiet wurde die vertikale Ausdehnung dieses Gebietes auf den Bereich 150–500 hPa (\cong den Modellschichten 29–40) festgelegt. Anhand der Gitterauflösung liegen damit $6 \times 5 = 30$ Gitterpunkte in jeder Modellschicht in der Start/Zielregion. Für jeden dieser Gitterpunkte werden sowohl Vorwärts- als auch Rückwärtstrajektorien berechnet, dabei wird relativ zum

Starttermin $t = 0$ h bis zum Termin $t = +24$ h bzw. bis zum Termin $t = -36$ h gerechnet und die beiden Trajektorienäste zusammengesetzt, so dass man insgesamt für jeden Punkt in der Start/Zielregion eine Gesamttrajektorie für den Zeitraum $t = -36 \dots +24$ h erhält. Nachdem die ECMWF-Daten nur für die normierten Zeitpunkte 00, 06, 12 und 18 UTC vorliegen, können neben den Koordinaten Länge, Breite und Druck p die Variablen T und q nur alle sechs Stunden ausgegeben werden. Diese werden aus den ECMWF-Analysen für die Koordinaten interpoliert. Aus diesen Variablen kann auch wieder die relative Feuchte berechnet werden.

Der tatsächliche Zeitschritt zur Berechnung der Trajektorien ist jedoch wesentlich kleiner, nämlich $\Delta t = 30$ min; dadurch sind die Koordinaten auch in 1 h-Abständen verfügbar. Details zur numerischen Berechnung der Trajektorien mit LAGRANTO findet man bei WERNLI UND DAVIES (1997) sowie bei STOHL et al.(2001).

Bemerkung: Es ist auch möglich, die relative Feuchte für die ECMWF-Analysen als Variable vorzuberechnen und dann diese auf die Koordinaten zu interpolieren. Tatsächlich zeigt sich aber für alle betrachteten Fälle, dass die Abweichungen aus interpolierten relativen Feuchten und den aus den anderen interpolierten Größen im allgemeinen unter 1%RH liegen. Daher wurde aufgrund des Rechenaufwands für die Berechnungen nur die Variablen T und q interpoliert.

Anhand des bei der Radiosonde mitgelieferten Windprofils wird die Drift der Radiosonde beim Aufstieg berechnet. Danach wird (zum Zeitpunkt $t = 0$, d.h. zum Aufstiegstermin) für jede Druck- bzw. Modellschicht der Gitterpunkt ausgewählt, der der Radiosonde zum Aufstiegstermin am nächsten ist. Die Trajektorie, die durch diesen Punkt geht wird im nachfolgenden als Haupttrajektorie bezeichnet. Außerdem werden die vier diesem Punkt am nächsten liegenden Gitterpunkte bestimmt und damit entsprechend vier weitere (Neben-)Trajektorien (siehe Abbildung 7.1). Damit beschränkt man sich nicht nur auf eine Trajektorie, sondern kann anhand der Bewegungen der vier weiteren Trajektorien sowohl die Unterschiede in den Variablen T und q nahe der Haupttrajektorie als auch die Stabilität in der dynamischen Situation beobachten. Die Trajektorien werden gemäß der Abbildung 7.1 und nach der Druckschicht, auf der sie sich zum Zeitpunkt $t = 0$ h (Radiosondenaufstieg) befinden, bezeichnet und zwar mit $\text{Tr}_{\text{Schicht,Nummer}}$ (Die Haupttrajektorie auf der Druckschicht 30 wäre dann z.B. $\text{Tr}_{30,1}$).

Um eine Analyse anhand des Modells LAGRANTO durchführen zu können muss man sicherstellen, dass der Anfangszustand, d.h. das Vertikalprofil der Radiosonde im betrach-

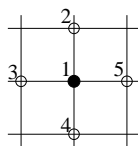


Abbildung 7.1: Definition bzw. Lage der Haupt- und Nebentrajektorien; dabei bezeichnet der Index 1 die Haupttrajektorie, die Nebentrajektorien werden mit den Indices 2–5 bezeichnet.

teten Bereich einigermaßen gut durch die operationellen Analysen repräsentiert wird.

Man sollte bei den Auswertungen bedenken, dass in den ECMWF-Analysen und damit auch bei den Trajektorienberechnungen nur synoptische Bewegungen enthalten sind (siehe dazu auch HAAG et al., 2003), alle mesoskaligen Variationen werden im wesentlichen herausgefiltert. Damit kann man bei diesen Untersuchungen nur die synoptischen Bewegungen gut analysieren. Kleinskalige Veränderungen dagegen können nur indirekt analysiert bzw. rekonstruiert werden.

Leider ist es prinzipiell nicht möglich, die in den Radiosondenprofilen gemessenen bzw. gefundenen übersättigten Schichten anhand der Radiosonde als wolkenfrei bzw. wolkenbehaftet zu unterscheiden. Für die Entstehung bzw. Entwicklung von ISSRs in den Fallstudien ist es jedoch von großer Bedeutung, Wolkeneinfluß klassifizieren zu können, denn dieser ist zum Beispiel wesentlich in der Verteilung der relativen Feuchte innerhalb einer eisübersättigten Schicht (siehe Abschnitt 3.6). Daher wurde versucht anhand von Satellitenbildern (METEOSAT, siehe Abschnitt 2.5) den Wolkeneinfluß zu bestimmen. Dabei wird insbesondere die Brightness-Temperatur der Infrarotbilder betrachtet und bei Bedarf dazu einfache Strahlungs- bzw. Transmissionsrechnungen durchgeführt. Dazu werden folgende Abschätzungen durchgeführt: Man vernachlässigt die Absorption der Strahlung in der Luft und nimmt nur eine absorbierende Schicht (Wolke) mit optischer Dicke τ an. Für die Intensitäten der verschiedenen Strahlungen kann man folgende Gleichung aufstellen:

$$I_{\text{sat}} = I_{\text{surf}} \cdot e^{-\frac{\tau}{\mu}} + B_{\lambda}(T_{\text{cloud}})(1 - e^{-\frac{\tau}{\mu}}) \quad (7.1)$$

Dabei bezeichnet I_{sat} die Intensität der Strahlung, die am Satelliten gemessen wird, $I_{\text{surf}} = B_{\lambda}(T_{\text{surf}})$ ist die Intensität der Abstrahlung am Boden (kann als Intensität eines schwarzen Strahlers mit Temperatur T_{surf} angenommen werden), $B_{\lambda}(T)$ bezeichnet die Planck-Funktion eines schwarzen Strahlers für eine feste Wellenlänge λ . Hierbei wird die Wolke als homogene, die Strahlung absorbierende Schicht angenommen, die sich wie ein Schwarzkörper verhält, die mittlere Temperatur sei hierbei T_{cloud} . τ bezeichnet die optische Dicke der Schicht. Aufgrund der Tatsache, daß der Satellit schräg durch die Atmosphäre (bzw. die als homogene Schichten angenommenen Wolken) sieht und sich damit der optische Weg verlängert, muß noch ein Korrekturfaktor $\mu = \cos(\varphi)$ angebracht werden. Dabei bezeichnet φ die geographische Breite und wird im Folgenden auf $\varphi = 52^{\circ}$ gesetzt. Es wird hier immer nur die Infrarotstrahlung im Wellenlängenbereich $10.5\text{--}12.5\mu\text{m}$ betrachtet, daher kann man für die Berechnungen eine monochromatische Strahlung bei $\lambda = 11.5\mu\text{m}$ annehmen. Wenn wir nun zusätzlich annehmen, dass die Intensität I_{sat} durch die Brightness-Temperatur T_{br} als Schwarzkörperstrahlung ausgedrückt werden kann ($I_{\text{sat}} = B_{\lambda}(T_{\text{br}})$), so erhält man folgende Gleichung für die optische Dicke τ der Wolkenschicht:

$$\tau = \log \left(\frac{B_{\lambda}(T_{\text{surf}}) - B_{\lambda}(T_{\text{cloud}})}{B_{\lambda}(T_{\text{br}}) - B_{\lambda}(T_{\text{cloud}})} \right) \cdot \mu \quad (7.2)$$

wobei T_{br} die Brightness-Temperatur (am Satellit gemessen), T_{surf} die Bodentemperatur sowie T_{cloud} die mittlere Wolkentemperatur bezeichnen. Mit Hilfe der optischen Dicke lassen

sich zusätzlich noch einige Abschätzungen über den Eiswassergehalt (IWC, $[\text{IWC}] = \frac{\text{mg}}{\text{m}^3}$) der Wolke durchführen: Nach EBERT UND CURRY (1992) gilt für die optische Dicke:

$$\tau = \beta \cdot \kappa_i \cdot \text{IWP} \quad (7.3)$$

wobei β den Diffusivitätsfaktor ($\beta = 1.66$), κ_i den Massenabsorptionskoeffizient und IWP den Eiswasserpfad bezeichnet. Für diesen gilt weiter:

$$\frac{d \text{IWP} (z)}{dz} = \text{IWC} (z), \text{ bzw. } \text{IWP} = \int_{z_1}^{z_2} \text{IWC} (z) dz \quad (7.4)$$

Nach CURRY UND HERMAN (1985) erhält man eine Näherung für κ_i durch:

$$\kappa_i = \alpha_i + \frac{\gamma_i}{r_{\text{eff}}} \quad (7.5)$$

Hier bezeichnet r_{eff} den effektiven Radius der Kristalle in μm , weiter gilt $[\kappa_i] = [\alpha_i] = \frac{\text{m}^2}{\text{g}}$, $[\gamma_i] = \frac{\text{m}^2}{\text{g}\mu\text{m}}$. In EBERT UND CURRY (1992) sind die Werte von α_i und γ_i für verschiedene Wellenlängenbereiche tabelliert (Tabelle 3). Mit der Vereinfachung eines konstanten Eiswassergehaltes ($\text{IWP} = \text{IWC} \cdot (z_2 - z_1) = \text{IWC} \cdot \Delta z$) kann man diesen nun mit Hilfe der oben beschriebenen Formeln zusammensetzen zu:

$$\text{IWC} = \frac{\tau}{\beta \cdot \kappa_i \cdot \Delta z} = \frac{\tau}{\beta \cdot \Delta z \cdot \left(\alpha_i + \frac{\gamma_i}{r_{\text{eff}}} \right)} \quad (7.6)$$

Diesen kann man zusätzlich mit dem mittleren totalen Wasserdampfgehalt ($\bar{q}_{\text{tot}} = \frac{1}{\Delta z} \int q(z)\rho(z)dz$, $[\bar{q}_{\text{tot}}] = \frac{\text{mg}}{\text{m}^3}$) der übersättigten Schicht vergleichen.

Bei der Auswertung muss für einen Vergleich von Radiosonde mit dem METEOSAT-Bild die genaue Position der Radiosonde berechnet werden (aus den Windprofilen) und außerdem mit der Aufnahmezeit des METEOSAT-Bildes und der tatsächlichen Messzeit der Radiosonde abgeglichen werden. Der Satellit tastet die ganze Erde (bzw. die ihm zugewandte Scheibe) in ca. 25 min ab. Der Sektor GermanyNE wird damit üblicherweise ca. 7 ± 2 min vor der nominellen Aufnahmezeit gescannt (Richard Meyer, pers. Mitteilung). Man muss bei dieser Synchronisation relativ genau sein, da schon 10 min Abweichung eine deutliche Verlagerung der Luftmassen zur Folge haben kann. Allerdings werden bei diesen Betrachtungen hauptsächlich qualitative Schlüsse gezogen, daher sind die Abweichungen nicht überzubewerten.

Zusätzlich werden für die Fallstudien noch folgende Untersuchungen durchgeführt:

1. Es ist insbesondere von Interesse, die Prozesse zur Entstehung und Entwicklung von ISSRs bestimmen zu können. In Kapitel 6 wurden schon die verschiedenen Eigenschaften von ISSRs bezüglich Temperatur und spezifischer Feuchte genauer erläutert. Änderungen in diesen beiden Variablen können starke Änderungen in der relativen Feuchte zur Folge haben. Um die dominanten Änderungen dieser beiden Variablen auf die relative Feuchte bestimmen zu können, wurde folgende Methode benutzt:

Die relative Feuchte über Eis wird durch die drei Variablen Temperatur T , spezifische Feuchte q und Druck p gemäß der Gleichung 7.7 bestimmt. Dabei wird die für den betrachteten Druckbereich üblichen und vertretbaren Näherung $q \approx w \approx \epsilon \frac{e}{p}$ mit w Mischungsverhältnis, e Dampfdruck des Wasserdampfes und $\epsilon = \frac{R'}{R_v}$ (R' Gaskonstante der trockenen Luft, R_v Gaskonstante des Wasserdampfes) angenommen.

$$RH_i(p, q, T) = 100\% \cdot \frac{p \cdot q}{\epsilon \cdot e_{si}(T)} \quad (7.7)$$

Um die einzelnen Beiträge der Variablen p , q und T für die relative Feuchte zu berechnen, bildet man das totale Differential dRH_i

$$dRH_i = \frac{\partial RH_i}{\partial T} dT + \frac{\partial RH_i}{\partial q} dq + \frac{\partial RH_i}{\partial p} dp \quad (7.8)$$

und berechnet im Anschluss daran die jeweiligen partiellen Ableitungen:

$$\frac{\partial RH_i}{\partial T} = -100\% \cdot \frac{p q}{\epsilon e_{si}(T)^2} \cdot \frac{\partial e_{si}(T)}{\partial T} \quad (7.9)$$

$$\frac{\partial RH_i}{\partial q} = 100\% \cdot \frac{p}{\epsilon e_{si}(T)} \quad (7.10)$$

$$\frac{\partial RH_i}{\partial p} = 100\% \cdot \frac{q}{\epsilon e_{si}(T)} \quad (7.11)$$

Für eine bessere Darstellung benutzt man die Gleichung des idealen Gases und die Clausius-Clapeyron-Gleichung

$$\frac{de_{si}(T)}{dT} = \frac{L}{T(\alpha_v - \alpha_i)} \quad (7.12)$$

mit L = latente Wärme zum Phasenübergang Dampf – Eis, $\alpha_{v,i}$ = spezifisches Volumen von Dampf bzw. Eis. Unter normalen atmosphärischen Bedingungen gilt natürlich $\alpha_v \gg \alpha_i$, außerdem verhält sich dann der Wasserdampf wie ein ideales Gas – somit lässt sich die Clausius-Clapeyron-Gleichung umformen zu:

$$\frac{de_{si}(T)}{dT} \approx \frac{L}{T\alpha_v} = \frac{L e_{si}(T)}{R_v T^2} \quad (7.13)$$

Damit gilt also für den Anteil $\frac{\partial RH_i}{\partial T}$:

$$\frac{\partial RH_i}{\partial T} = -100\% \cdot \frac{p q}{\epsilon e_{si}(T)^2} \cdot \frac{\partial e_{si}(T)}{\partial T} \quad (7.14)$$

$$= -100\% \cdot \frac{p q L}{\epsilon R_v T^2 e_{si}(T)} \quad (7.15)$$

$$= -\frac{L RH_i}{R_v T^2} \quad (7.16)$$

Weitaus einfacher lassen sich die beiden anderen Anteile umformen:

$$\frac{\partial RH_i}{\partial q} = 100\% \cdot \frac{p}{\epsilon e_{si}(T)} = \frac{RH_i}{q} \quad (7.17)$$

$$\frac{\partial RH_i}{\partial p} = 100\% \cdot \frac{q}{\epsilon e_{si}(T)} = \frac{RH_i}{p} \quad (7.18)$$

Damit ergibt sich der vollständige Ausdruck für das totale Differential:

$$dRH_i = -\frac{L RH_i}{R_v T^2} dT + \frac{RH_i}{q} dq + \frac{RH_i}{p} dp \quad (7.19)$$

Wenn man nur kleine Änderungen betrachtet, kann man damit auch schreiben:

$$\delta RH_i = -\frac{L RH_i}{R_v T^2} \delta T + \frac{RH_i}{q} \delta q + \frac{RH_i}{p} \delta p = A \cdot \delta T + B \cdot \delta q + C \cdot \delta p \quad (7.20)$$

Mit Hilfe dieser analytischen Betrachtung lassen sich die Beiträge der einzelnen Änderungen (δT , δq , δp) zu der Gesamtänderung δRH_i abschätzen. Dabei wird der Einfachheit halber noch angenommen, dass die latente Wärme in dem fraglichen Bereich ungefähr konstant bleibt ($L \approx 2.8352 \cdot 10^6 \frac{J}{kg}$). Für die Auswertung liegen immer Messungen zu zwei aufeinanderfolgenden Zeitpunkten zur Verfügung, d.h. für zwei Punkte P_1 , P_2 liegen die Wertepaare (RH_{i_1}, RH_{i_2}) , (T_1, T_2) , (q_1, q_2) , (p_1, p_2) vor. Daraus werden die Werte für die Abschätzung wie folgt bestimmt:

$$\delta T = T_2 - T_1, \quad \delta q = q_2 - q_1, \quad \delta p = p_2 - p_1 \quad (7.21)$$

$$T = \frac{T_1 + T_2}{2}, \quad q = \frac{q_1 + q_2}{2}, \quad p = \frac{p_1 + p_2}{2}, \quad RH_i = \frac{RH_{i_1} + RH_{i_2}}{2} \quad (7.22)$$

In der Kontrolle sollte sich natürlich ergeben:

$$\delta RH_i = A \delta T + B \delta q + C \delta p \approx RH_{i_2} - RH_{i_1} \quad (7.23)$$

Diese Relation ist in den Anwendungen meist mit nur geringem Fehler erfüllt, insbesondere wenn die Größe δq klein bleibt, bzw. wenn eben eine lineare Interpolation möglich ist.

2. Die operationellen ECMWF-Analysen bilden zwar die Struktur der spezifischen Feuchte q qualitativ sehr gut ab (siehe OVARLEZ et al., 2000), dabei sind die absoluten Werte jedoch mit Fehlern behaftet, da im Modell keine Eisübersättigung repräsentiert ist. Nach OVARLEZ UND VAN VELTHOVEN (1997) unterschätzt das ECMWF-Modell (bzw. die operationellen Analysen) im allgemeinen die spezifischen Feuchten und damit oft auch die daraus berechneten relativen Feuchten. Für diese Untersuchungen wäre es wünschenswert, wenn man die Entwicklung von ISSRs (oder den daraus entstandenen Zirren) mit realistischen relativen Feuchten untersuchen könnte. Daher wird folgende Arbeitshypothese vorgeschlagen: Die Tendenzen, d.h. die Zu- und Abnahmen der spezifischen Feuchte werden im richtigen (relativen) Verhältnis wiedergegeben. Damit wird anhand der "Referenzmessung" beim Radiosondenaufstieg eine spezifische Feuchte bestimmt, mit der man im Verlauf die weiteren relativen Feuchten berechnen kann. Dazu werden folgende Schritte zur Berechnung durchgeführt:

- Für den Start/Zielpunkt der Haupttrajektorie, d.h. für den Punkt, an dem die Radiosonde gemessen hat, stellt man folgende Anfangsbedingung her: Die relative Feuchte wird von der Radiosonde genommen (denn dies ist der eigentliche

Messwert der Radiosonde), damit erhält man $RHi_{\text{ref}} = RHi_{\text{RS}}$. Die Temperatur an diesem Punkt wird von den ECMWF-Daten genommen, um mit den weiteren Berechnungen konsistent zu sein, außerdem stimmen die ECMWF-Temperaturen im allgemeinen sehr gut mit den Temperaturen aus den Radiosonden überein. Daraus erhält man dann $T_{\text{ref}} = T_{\text{ECMWF}}$. Mit Hilfe dieser Daten und des Druckes der Modellfläche (bzw. der Trajektorie) $p_{\text{ref}} = p_{\text{ECMWF}}$ wird mit Hilfe der üblichen Formel die spezifische Feuchte q_{ref} berechnet. Damit steht folgendes Referenz-Daten-Tupel zur Verfügung: $(RHi_{\text{ref}}, T_{\text{ref}}, q_{\text{ref}}, p_{\text{ref}})$

- Anhand der Werte der spezifischen Feuchte q entlang der Trajektorie werden Tendenzen berechnet, d.h. es wird für jeden Übergang von einem Zeitpunkt $t_i \rightarrow t_{i+1}$ ($t_i \geq 0$ h), bzw. für jeden Übergang von einem Zeitpunkt $t_i \rightarrow t_{i-1}$ ($t_i \leq 0$ h) die prozentuale Zu- bzw. Abnahme $\frac{q(t_{i+1})-q(t_i)}{q(t_i)}$ bzw. $\frac{q(t_i)-q(t_{i-1})}{q(t_i)}$ berechnet und hieraus für jeden Zeitpunkt t_i die neue “realistische” spezifische Feuchte $q_{\text{neu}}(t_i)$ berechnet.
- Zusammen mit diesen neuen spezifischen Feuchten $q_{\text{neu}}(t_i)$ werden aus dem Druck p und der Temperatur T der Trajektorie (d.h. der ECMWF-Daten) neue relative Feuchten ausgerechnet.

Der Effekt dieser Art von “Neuberechnung” der relativen Feuchten ist, dass durch die Ursprungsfeuchten, die von der Radiosonde ausgehen (und dadurch insbesondere übersättigt sein können) auch in den anderen Punkten der Berechnung übersättigte Werte für die relative Feuchte auftreten. Man darf die Neuberechneten Werte nicht als echte Werte interpretieren, d.h. als wirkliche Messwerte, aber diese sind dennoch wesentlich realistischer als die sonstigen Werte aus den ECMWF-Daten und geben zumindest die Struktur der Entstehung der ISSRs wieder.

Anhand dieser Neuberechnung der relativen Feuchte kann man insbesondere auch die Lebensdauer der ISSRs bzw. den eventuell daraus entstandenen Zirren abschätzen.

3. Zusätzlich wird versucht, anhand der relativen Feuchte auf einer Modellschicht die horizontale Ausdehnung von übersättigten Schichten abzuschätzen. Auch hier muss eine qualitative Betrachtung durchgeführt werden, da man aufgrund der Unterschätzung der spezifischen Feuchte und damit der relativen Feuchte in den ECMWF-Daten nicht einfach nur die Gitterpunkte mit $RHi \geq 100\%$ betrachten kann. Dabei muss die folgende Arbeitshypothese eingeführt werden: Beim Radiosondenaufstieg werden auf bestimmten Höhen (bzw. Druckschichten) relative Feuchten über 100% gemessen. Nun vergleicht man auf einer bestimmten Schicht den (Referenz-)Wert aus der Radiosonde $RHi_{\text{RS,ref}}$ mit dem Wert des nächsten Gitterpunktes aus den ECMWF-Daten $RHi_{\text{ECMWF,best fit}} =: RHi_{\text{ECMWF,ref}}$ und erhält damit einen Referenzwert für die operationellen Analysen: Man weiß, dass an diesem Punkt eine Übersättigung herrscht, auch wenn die ECMWF-Analysen keine Übersättigungen darstellt. Die Hypothese ist nun, dass an allen Gitterpunkten mit $RHi_{\text{grid}} \geq RHi_{\text{ECMWF,ref}} - \Delta RHi$ eigentlich potentiell Übersättigung herrschen müsste. ΔRHi kann dabei mindestens so groß wie

$RHi_{RS,ref} - RHi_{ECMWF,ref}$ sein. Da aber die Radiosonden i.a. die echte relative Feuchte unterschätzt, kann man ΔRHi auch höher wählen.

Für einen festen Wert von ΔRHi markiert man nun alle Gitterpunkte für die gilt $RHi_{grid} \geq RHi_{ECMWF,ref} - \Delta RHi$, damit erhält man eine Darstellung von (möglicherweise) zusammenhängenden Gebieten, in denen höchstwahrscheinlich Übersättigungen vorherrschen. Anhand von Variationen von ΔRHi kann ein qualitativer Eindruck der horizontalen Ausdehnung der eisübersättigten Schichten erhalten werden. Auch können damit bei hohen horizontalen Gradienten der relativen Feuchte die horizontalen Ausdehnungen von übersättigten Schichten abgeschätzt werden. In die Bilder dieser übersättigten Schichten werden zusätzlich zur Abschätzung ihrer Lage bezüglich der Tropopause die Linien konstanter potentieller Vorticity eingezeichnet. Nachdem es neben der WMO-Vorgabe zur Bestimmung der dynamischen Tropopause ($PV_{TP,WMO} = 1.6$ PVU) auch andere Werte als Empfehlung gibt ($PV_{TP} = 2.5$ PVU, $PV_{TP} = 3.5$ PVU, siehe HOINKA, 1998), wurden diese beiden Werte ebenfalls eingetragen.

7.2 Erste Fallstudie

Der erste Fall ist aus dem Radiosondenprofil vom 29.11.2000, 06 UTC entnommen.

7.2.1 Radiosondenprofil

Es werden nun zunächst die Vertikalprofile für Temperatur und relative Feuchte (also der tatsächlich gemessenen Größen) in der Abbildung 7.2 vorgestellt, die spezifische Feuchte wird erst später im Vergleich mit den ECMWF-Daten gezeigt. Das Temperaturprofil ist

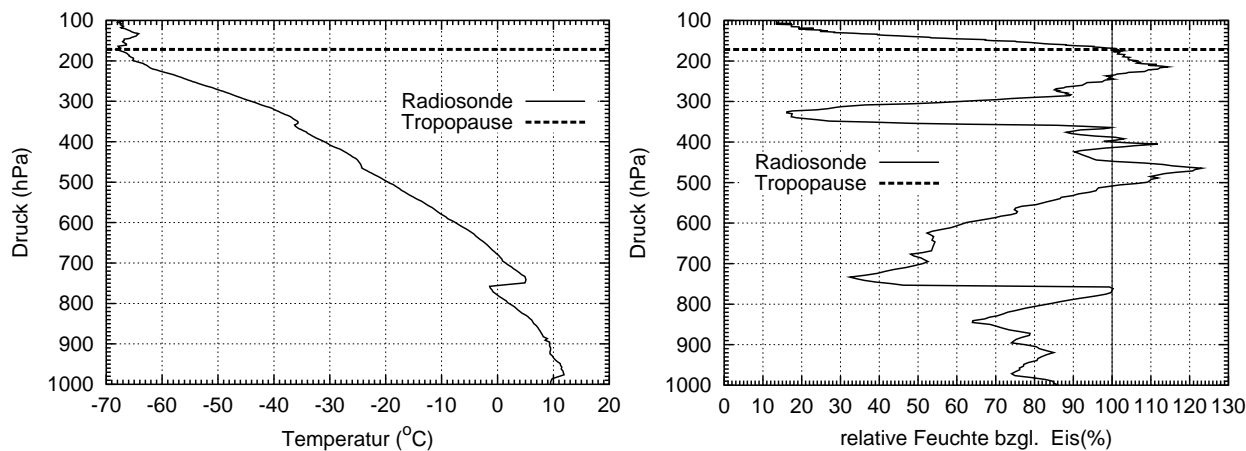


Abbildung 7.2: Vertikalprofile von Temperatur (links) und relativer Feuchte (rechts) aus der Radiosonde für den Termin 29.11.2000, 06 UTC. Zusätzlich ist noch die thermische Tropopause (gestrichelte Linie) eingezeichnet.

nicht besonders auffällig: Die Temperatur fällt (bis auf wenige Ausnahmen, siehe unten) mit sinkendem Druck, bzw. steigender Höhe ab, dabei beträgt der Temperaturgradient im Bereich 600–170 hPa (also in der oberen Troposphäre) im Mittel $\overline{\left(\frac{dT}{dz}\right)} = -0.70 \pm 0.30 \frac{K}{100m}$; bei einer Anpassung mit linearer Regression erhält man für die verschiedenen Bereiche $6500 \leq z \leq 8000$ und $8300 \leq z \leq 11000$ m die Werte $\overline{\left(\frac{dT}{dz}\right)} = -0.78 \pm 0.01 \frac{K}{100m}$ bzw. $\overline{\left(\frac{dT}{dz}\right)} = -0.88 \pm 0.01 \frac{K}{100m}$. Damit liegt praktisch immer eine stabile Temperaturschichtung vor. Des weiteren erkennt man deutlich die ausgeprägte thermische Tropopause bei $p_{TP} = 171.8$ hPa bzw. $z_{TP} = 12773$ m. Es treten jedoch zwei Inversionen im Temperaturprofil auf:

1. Bei ca. 760–740 hPa sieht man deutlich eine starke Inversion, das Temperaturminimum liegt bei $T = -1.4^\circ\text{C}$, $p = 757.6$ hPa, das Temperaturmaximum liegt bei $T = 5.1^\circ\text{C}$, $p = 741.3$ hPa.
2. Bei ca. 360–350 hPa sieht man eine weitere, wesentlich kleinere Inversion, das Temperaturminimum liegt bei $T = -36.3^\circ\text{C}$, $p = 358.6$ hPa, das Temperaturmaximum liegt bei $T = -35.7^\circ\text{C}$, $p = 351.0$ hPa.

Das Profil der relativen Feuchte ist dagegen etwas wechselhaft, dennoch kann man sehr deutlich einige Regionen voneinander trennen:

1. Im Bereich 1001.6 hPa (Bodendruck) bis ca. 760 hPa treten sehr hohe Feuchten auf (man beachte, dass hier die Temperatur positiv ist, d.h. die relative Feuchte über Wasser natürlich über der extrapolierten relativen Feuchte über Eis liegt), das Maximum wird bei ca. 761 hPa erreicht. Darüber fällt die Feuchte extrem stark ab.
2. Im Bereich 750–580 hPa liegt die relative Feuchte zum Teil sehr niedrig (30–50%), auf jeden Fall aber immer unter 75%RH_i. Ab ca. 630 hPa steigt die relative Feuchte jedoch kontinuierlich an.
3. Im Bereich 530–360 hPa liegt die relative Feuchte immer oberhalb von 85–90%RH_i, dabei überschreitet sie außerdem in größeren Bereichen die Sättigung mit Spitzenwerten bis zu 123.12%RH_i. Nach den in Kapitel 5 angewandten Kriterien wird dieser Bereich nicht als übersättigte Schicht gezählt, da die Unterkante zu warm ist. Außerdem wird sich bei einer genaueren Analyse später herausstellen, dass diese Übersättigung mit hoher Wahrscheinlichkeit eine Wolke ist.
4. Oberhalb 360 hPa ist wieder ein massiver Einbruch der relativen Feuchte auf unter 20% zu beobachten, das Minimum wird bei ca. 330 hPa erreicht.
5. Im Bereich 280–100 hPa ist nun tatsächlich eine eisübersättigte Schicht zu beobachten. Hier steigt die relative Feuchte steigt sehr steil an, zwischen 234.4 und 169.1 hPa liegt die relative Feuchte über der Sättigung mit einem Maximum von 114.39%RH_i bei $p = 214.6$ hPa; man beachte, dass der eisübersättigte Bereich etwas über die Tropopause in die unterste Stratosphäre hineinreicht. Oberhalb von 169.1 hPa fällt die relative Feuchte extrem schnell ab (hier befindet sich die Radiosonde auch schon in der Stratosphäre).

Interpretation:

1. Für den Druckbereich Boden–760 hPa muss man wohl von Wasserwolken in der Grenzschicht bzw. von einer eventuell etwas oberhalb der Grenzschicht liegenden Wasserwolke mit Oberkante bei ca. 761 hPa ausgehen, insbesondere im Zusammenhang mit der im Temperaturprofil gefundenen Temperaturinversion an der Stelle der möglichen Oberkante der Wolke.
2. Im Druckbereich 530–350 hPa treten ebenfalls sehr hohe relative Feuchten auf. Aufgrund einer leichten Temperaturinversion bei ca. 360 hPa, kann man vermuten, dass auch hier wieder eine (diesmal hoch liegende) Wolke im Radiosondenprofil gefunden wurde. Aufgrund des großen Temperaturbereichs innerhalb dieses Bereiches ($-38 \leq T \leq -15^\circ\text{C}$) kann die Wolke teilweise auch aus Wassertröpfchen mit unterkühltem Wasser bestehen. Anhand der METEOSAT-Bilder wird man später die Vermutung auf eine Wolke bestätigen können.
3. Im Druckbereich 330–100 hPa treten sehr hohe Feuchten auf und es kann eine sehr kalte ($-68 \leq T \leq -57.9^\circ\text{C}$) eisübersättigte Schicht festgestellt werden. Aufgrund der späteren Auswertungen der METEOSAT-Bilder (siehe Abschnitt 7.2.3) kann man hier opake Zirren sehr sicher ausschließen.

7.2.2 Vergleich Radiosonde – ECMWF–Analysen

Im folgenden wird nun noch das Radiosondenprofil mit den anhand des Windprofils ausgesuchten ECMWF-Profilen verglichen. Dabei beschränken sich die Darstellungen auf den Druckbereich 600–100 hPa. Es werden nun zuerst die Temperatur und die spezifische Feuchte beider Datensätze miteinander verglichen (siehe Abbildung 7.3)

Für die Temperaturprofile stellt man eine sehr gute Übereinstimmung fest: Die allgemeine Struktur wird qualitativ sehr gut erfasst, quantitativ treten im Mittel Abweichungen von $\overline{\Delta T} \approx 0.44$ K auf, die maximale Abweichung liegt bei $\Delta T = 0.9$ K. Dabei treten diese Fehler hauptsächlich in einem Bereich auf: Auf der Höhe des Druckniveaus 35 ($p \approx 350$ hPa) ist im Radiosondenprofil die (zweite) Inversion zu sehen. Diese wird nicht richtig im Modell bzw. in den Analysen erfasst, vermutlich weil die vertikale Auflösung des Modells zu gering ist, um solche feinen Strukturen zu erkennen.

Für die spezifische Feuchte sieht es erwartungsgemäß nicht ganz so gut aus, dennoch wird man von der Güte der Übereinstimmungen eher überrascht: Qualitativ wird die Struktur des Radiosondenprofils einigermaßen gut eingefangen (man beachte jedoch den logarithmischen Maßstab), trotzdem gibt es zum Teil deutliche Abweichungen. Diese Abweichungen werden hier als prozentuale Abweichungen beschrieben.

Im Mittel betragen die prozentualen Abweichungen ca. 14%, dabei treten für einige Level jedoch prozentuale Abweichungen von bis zu 55% auf, diese sollen nun genauer untersucht werden: Die Problembereiche dabei sind die Druckniveaus 33–36 sowie 38/39:

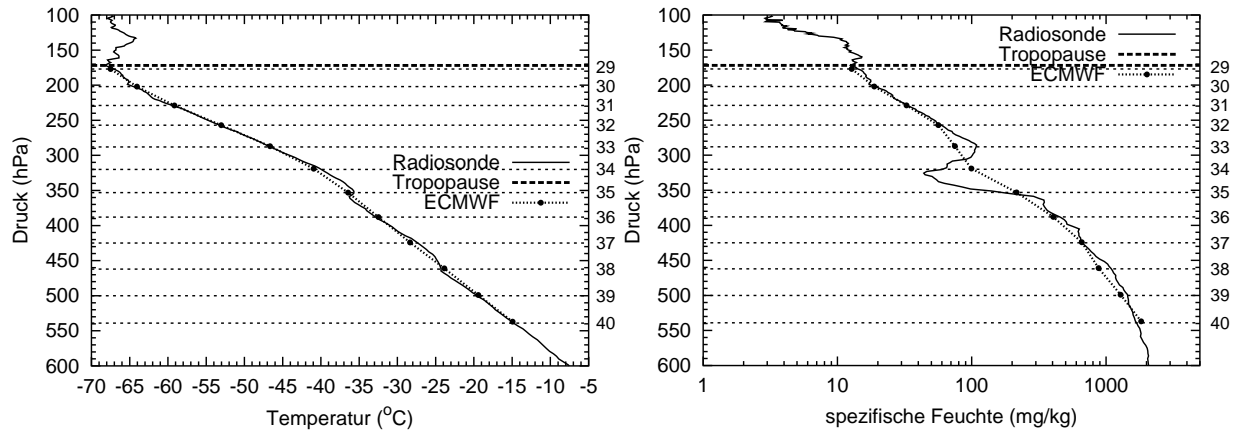


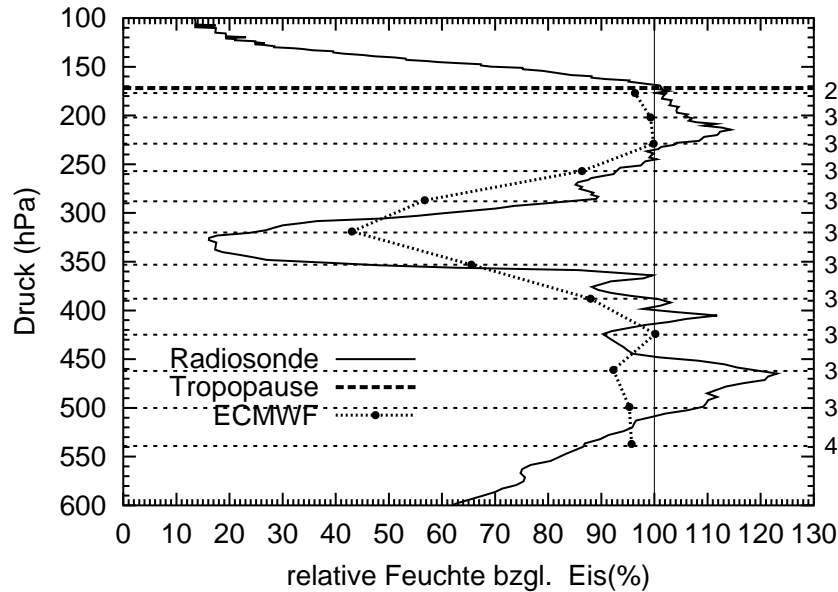
Abbildung 7.3: Vergleich der Vertikalprofile von Radiosonde (durchgezogene Linie) und ECMWF-Daten (ausgefüllte Kreise und gepunktete Linie) an dem nächsten Gitterpunkt $14.4^{\circ}\text{E}/52.2^{\circ}\text{N}$ für Temperatur (links) und spezifische Feuchte (rechts). Zusätzlich sind noch die Tropopause (gestrichelte Linie) sowie die mittlere Lagen der ECMWF-Modellschichten 29–40 eingezeichnet.

- Auf den Schichten 38/39 wird die spezifische Feuchte systematisch unterschätzt. Die Abweichungen liegen im Bereich $150\text{--}200 \frac{\text{mg}}{\text{kg}}$, d.h. etwa 10–18%.
- Im Bereich der Druckschichten 33–36 liegt die oben schon erwähnte Inversion im Druckbereich 350–300 hPa, die insbesondere mit einem starken Einbruch sowie erneutem Anstieg der absoluten Feuchte verbunden ist. Dieses Verhalten wird von den operationellen Analysen nicht wiedergegeben. Wie man in der Abbildung 7.3 sieht, könnte diese Struktur jedoch durchaus aufgelöst werden, hier könnte also im ECMWF-Modell selbst ein Problem vorliegen, das nicht unmittelbar mit der Vertikalauflösung zu tun hat. Dabei wird auf manchen Druckschichten die Feuchte überschätzt, auf manchen unterschätzt; die Fehler liegen im Bereich –33 bis +55%.

Abschließend muss man aber hervorheben, dass für die Druckschichten 29–32 (d.h. im Druckbereich 250–170 hPa), der für die Auswertungen am interessantesten ist, die quantitativen Abweichungen sehr gering sind und qualitativ die Profile sehr gut übereinstimmen.

Nun betrachtet man also die Profile der relativen Feuchte von Radiosonde und ECMWF-Analysen im Vergleich (Abbildung 7.4). Qualitativ stimmen die Profile ganz gut überein, es wird von den ECMWF-Analysen durchaus die Struktur des Profils wiedergegeben. Besonders gut ist auch die quantitative Übereinstimmung in den oberen vier Schichten 29–32, hier sind die Abweichungen im Bereich 4–7%RH_i.

Das große Minimum in der relativen Feuchte bei ca. 330 hPa und der starke Abfall bzw. Anstieg darunter und darüber (Schicht 33–36) wird qualitativ ganz gut reproduziert, auch der Höhenbereich dieses Einschnittes stimmt ganz gut mit der Radiosonde überein. Dabei sind gerade in diesem Bereich die absoluten Abweichungen sehr groß (bis zu 30%RH_i); dies kann man insbesondere auf die schlechte Wiedergabe der absoluten Feuchte in diesem Bereich zurückführen.



Abbildungung 7.4: Vergleich der Vertikalprofile von Radiosonde (durchgezogene Linie) und ECMWF-Daten (ausgefüllte Kreise und gepunktete Linie) an dem nächsten Gitterpunkt $14.4^{\circ}\text{E}/52.2^{\circ}\text{N}$ für relative Feuchte über Eis. Zusätzlich ist noch die Tropopause (gestrichelte Linie) sowie die mittleren Lage der ECMWF-Modellschichten 29–40 eingezeichnet.

In den tiefen Schichten (37–40) sind die Abweichungen auch deutlich zu sehen (ca. 9–26%RH_i), hier wird auch die Struktur nicht mehr so gut nachgebildet. Man findet jedoch auch in den operationellen Analysen die hohen relativen Feuchten wieder.

7.2.3 Vergleich Radiosonde – METEOSAT-Bilder

Anhand der METEOSAT-Daten aus dem Infrarotbereich ($10.5\text{--}12.5\mu\text{m}$) soll nun untersucht werden, ob die Radiosondendaten durch Wolken kontaminiert sind, und wenn ja, auf welcher Höhe sich die Oberkante der Wolke befindet. Anhand des Windprofils (Abbildung 7.5) wird die Bewegung der im Radiosondenaufstieg gemessenen Luftpakete und deren Koordinaten zu verschiedenen Zeiten berechnet. Zum Zeitpunkt der Aufnahme des METEOSAT-Bildes $t_{\text{METEO}} = 5 : 23 \text{ UTC}$ befand sich die Radiosonde ungefähr auf dem Druckniveau $p \approx 280 \text{ hPa}$. Aufgrund des Windprofils kann man die Positionen der im Radiosondenaufstieg gemessenen Luftpakete auf den Schichten 29–33 für den Zeitpunkt der METEOSAT-Aufnahme berechnen, dabei ergibt sich für alle eine ungefähre Position bei $14.46^{\circ}\text{E}/52.14^{\circ}\text{N}$. Ganz analog kann man natürlich auch die Positionen der Luftpakete auf diesen Schichten für den Zeitpunkt des 30 min früher aufgenommenen METEOSAT-Bildes berechnen (siehe auch Tabelle 7.1). Hier nimmt man natürlich an, dass die Windverhältnisse über eine halbe Stunde einigermaßen konstant bleiben. Damit kann man nun die beiden METEOSAT-Bilder für die nominellen Zeitpunkte $t = 5 : 00 \text{ UTC}$ und $t = 5 : 30 \text{ UTC}$ zusammen mit den Positionen der Radiosonde bzw. der im Radiosondenaufstieg gemessenen Luftpakete darstellen (siehe Abbildung 7.6).

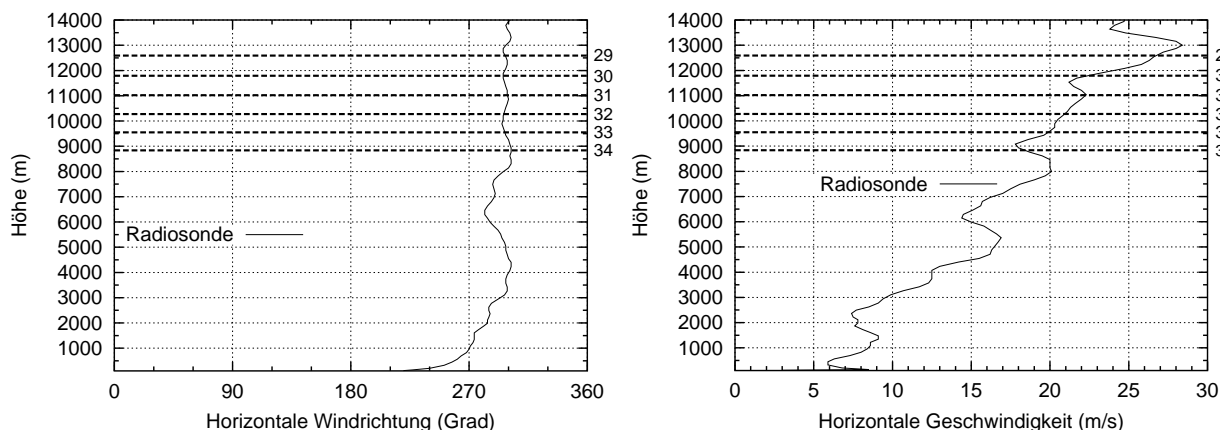


Abbildung 7.5: Horizontalwind aus der Radiosonde vom 29.11.2000, 06 UTC. Links: Horizontale Windrichtung, rechts: Betrag der Windgeschwindigkeit. Zusätzlich sind die mittleren Lagen der ECMWF-Modellschichten 29–34 eingezeichnet.

Zunächst ein eher qualitativer Blick auf diese beiden Bilder: Auf dem ersten Bild (Abbildung 7.6, links) ist als ausgefüllter Kreis (●) Lindenberg eingetragen, die Dreiecke (▲) markieren die Positionen der im Radiosondenprofil gemessenen Luftpakete. Man sieht auf dem Bild, dass Lindenberg mitten in einem Bereich mit relativ hohen Brightness-Temperaturen liegt (ca. $-35 \leq T \leq -25^\circ\text{C}$). Nur am "Punkt" Lindenberg ($14.12^\circ\text{E}/52.22^\circ\text{N}$) selbst erscheint ein kleines Minimum (ca. -36°C). Östlich und vor allem westlich von Lindenberg zeigen sich jedoch größere, kalte Bereiche ($-50 \leq T \leq -40^\circ\text{C}$). Insbesondere in der westlichen Region

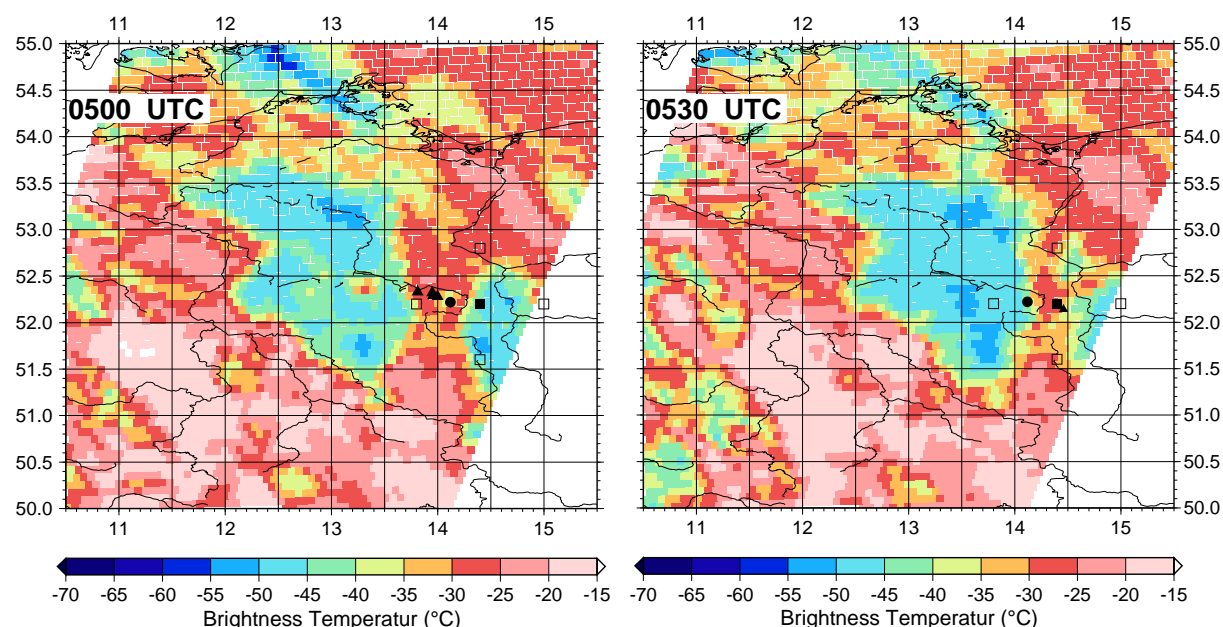


Abbildung 7.6: Brightness Temperaturen aus den METEOSAT Infrarot Daten ($10.5 \leq \lambda \leq 12.5 \mu\text{m}$) vom 29.11.2000; links: 05:00 UTC, rechts: 05:30 UTC. Zusätzlich sind die Position von Lindenberg (●), die Positionen der in dem Radiosondenprofil gemessenen Luftpakete (▲), des nächsten ECMWF-Gitterpunktes (■) sowie der umgebenden Gitterpunkte (□) angegeben.

Tabelle 7.1: Mittelwerte und Standardabweichungen der Brightness–Temperaturen aus den METEOSAT–Daten aus Abbildung 7.6 für eine Mittelung über ein Quadrat der Seitenlänge $2 \cdot \Delta x$, zentriert bei der jeweiligen Position. Zusätzlich ist auch der Wert für den der Position am nächsten liegende Punkt aus den METEOSAT Daten angegeben ($T_{\text{best fit}}$).

Zeitpunkt (UTC)	Länge (°E)	Breite (°N)	Δx (km)	$\bar{T} \pm \sigma$ (°C)	$T_{\text{best fit}}$ (°C)
5:00	13.81	52.33	30	-34.56 ± 7.70	-27.15
5:00	13.96	52.32	30	-33.71 ± 6.90	-27.15
5:00	14.00	52.28	30	-33.92 ± 6.85	-33.15
5:30	14.46	52.14	30	-36.77 ± 6.75	-36.15
5:30	14.46	52.14	15	-34.43 ± 6.04	-36.15

könnte man eine höhere Wolke vermuten. Die Positionen der gemessenen Luftpakete liegen ebenfalls ausnahmslos in einem Bereich mit Brightness–Temperaturen bei $-35 \leq T \leq -25^\circ\text{C}$.

Auch auf dem Bild 30 min später (Abbildung 7.6, rechts) ändert sich die Struktur nur wenig, nur hat sich alles etwas nach Südosten verschoben. Hier ist wieder Lindenberg mit einem ausgefüllten Kreis dargestellt, die Position der Radiosonde zu diesem Zeitpunkt (die im Prinzip auch den gemessenen Luftpaketen aus den anderen Schichten entspricht, siehe oben) ist wieder durch ein Dreieck dargestellt und die Position des nächsten ECMWF–Gitterpunktes wird durch ein ausgefülltes Quadrat (■) dargestellt, die ihn umgebenden ECMWF–Gitterpunkte werden durch offene Quadrate (□) dargestellt. Man kann erkennen, dass sich der “kalte” Fleck westlich von Lindenberg weiter abgekühlt hat und in Richtung Südosten gewandert ist; die Ausläufer davon liegen nun über Lindenberg. Auch die Temperaturen nahe der Radiosondenposition scheinen etwas zu fallen.

Nun zu einer mehr quantitativen Betrachtung: Es werden die Brightness–Temperaturen an einem Punkt in einer quadratischen Region mit Kantenlänge $2 \cdot \Delta x$ um diesen Punkt herum betrachtet werden. Üblicherweise werden hier Bereiche mit $\Delta x = 15 - 30$ km betrachtet. In dieser Betrachtung ergeben sich die in der Tabelle 7.1 zusammengetragenen Mittelwerte, Standardabweichungen und am besten passenden Punkte, wenn man die Positionen aus der oben durchgeführten Positionsrechnung annimmt.

Sowohl für den Zeitpunkt 5:00 UTC als auch für den eigentlichen Radiosondenaufstieg liegen insbesondere die Mittelwerte im Bereich zwischen ca. -33°C und -37°C , die Standardabweichungen sind mit $6 - 7$ K relativ groß. Beim Radiosondenaufstieg liegen die am besten passenden Punkte ebenfalls bei ca. -36°C .

Interpretation:

Im Temperaturprofil der Radiosonde kann man bei ca. 360 hPa eine kleine Inversion erkennen, hier liegt die Temperatur zwischen -36.3°C und -35.7°C . Genau an diesem Punkt sieht man im Profil der relativen Feuchte einen extremen Abfall der relativen Feuchte, die nur wenige hPa tiefer knapp im übersättigten Bereich lag. In dieser Kombination mit den Brightness–Temperaturen kann man mit hoher Wahrscheinlichkeit davon ausgehen,

dass im Bereich 530–350 hPa eine opake Wolke im Radiosondenprofil zu finden ist, deren Wolkenoberkante bei $p \approx 356$ hPa, $T \approx -36^\circ\text{C}$ liegt.

Weiter ist natürlich noch interessant, ob man über die hoch gelegene übersättigte Schicht etwas aussagen kann. Mit hoher Wahrscheinlichkeit, kann man ausschließen, dass diese Schicht ein dicker bzw. opaker Zirrus, denn ansonsten sollte man im Infrarotbild als Brightnesstemperatur Werte im Bereich $-68 \leq T \leq -58^\circ\text{C}$ messen. Dennoch kann man untersuchen, ob vielleicht ein dünner Zirrus vorliegt. Dazu werden die einfachen, in Abschnitt 7.1 beschriebenen Abschätzungen zur optischen Dicke und zum IWC durchgeführt:

Aufgrund des tiefer liegenden opaken Zirrus ($\hat{=}$ schwarzem Strahler) kann man als Oberflächentemperatur dessen mittlere Temperatur annehmen. Damit kann man folgende Werte für die Berechnung festlegen: $T_{\text{surf}} = -35^\circ\text{C}$, $T_{\text{cloud}} = -64^\circ\text{C}$ (mittlere Temperatur der Schicht) zusätzlich variiert man die Brightnesstemperatur im Bereich $-37 \leq T_{\text{br}} \leq -35.5^\circ\text{C}$.

Damit erhält man den folgenden Wertebereich für die optische Dicke für einen möglichen Zirrus in diesem Bereich: $0.014 \leq \tau \leq 0.054$ mit einem mittleren Wert von $\bar{\tau} = 0.026$ für $T_{\text{br}} = -36^\circ\text{C}$. Nachdem die hoch gelegene Schicht sehr kalt ist, muss man unter der Annahme eines Zirrus' von sehr kleinen Kristallen ausgehen, daher setzt man $r_{\text{eff}} = 10\mu\text{m}$. Aus EBERT AND CURRY (1992) kann man für den Spektralbereich $8 \leq \lambda \leq 12.5\mu\text{m}$ die Parameter $\alpha_i = 0.0016 \frac{\text{m}^2}{\text{g}}$ und $\gamma_i = 1.166 \frac{\text{m}^2}{\text{g}\mu\text{m}}$ bestimmen, damit erhält man für den Eiswassergehalt Werte im folgenden Bereich: $0.034 \leq \text{IWC} \leq 0.138 \frac{\text{mg}}{\text{m}^3}$ mit einem mittleren Eiswassergehalt von $\overline{\text{IWC}} = 0.068 \frac{\text{mg}}{\text{m}^3}$, wenn man für die eisübersättigte Schicht bzw. den hypothetisch vorliegenden Zirrus die Dicke $\Delta z = 2$ km annimmt. Anhand der obigen Formel kann man einen mittleren Wasserdampfgehalt der Schicht von $\bar{q}_{\text{tot}} = 7.2 \frac{\text{mg}}{\text{m}^3}$ errechnen; damit beträgt der mittlere Anteil des Eiswassers an dem Wasserdampf der Schicht ungefähr 0.9%. Dies entspricht damit einer Anfangsübersättigung von 0.9%, die durch (vermutlich heterogene) Kristallbildung und Anwachsen der Kristalle abgebaut wurde. Gleichzeitig ist aber die maximal gemessene Übersättigung in der Schicht größer als 10%. Sollte sich also wirklich Eis gebildet haben, wurde die ISSR kaum dadurch beeinflusst, d.h. der mögliche Zirrus war nur eine vorübergehende Erscheinung und die ISSR gelangt durch die wenigen Eiskristalle nicht ins Gleichgewicht.

Man kann den durch die obige Betrachtung gewonnenen Wert für IWC auch mit der in SCHUMANN (2002) vorgeschlagenen empirischen Formel 7.24 für den Eiswassergehalt in Abhängigkeit von der Temperatur vergleichen:

$$\text{IWC (T)} = \exp\left(6.97 + 0.103 \cdot \frac{\text{T}}{^\circ\text{C}}\right) \frac{\text{mg}}{\text{m}^3} \quad (7.24)$$

Für die mittlere Temperatur der Schicht $\bar{T} = -64^\circ\text{C}$ erhält man $\text{IWC (T)} = 1.459 \frac{\text{mg}}{\text{m}^3}$, also ungefähr das Sieben- bis Zwanzigfache von dem hier abgeschätzten IWC.

Zusammen mit der kleinen optischen Dicke kann man damit mit hoher Wahrscheinlichkeit davon ausgehen, dass diese Schicht tatsächlich eine ISSR ist. Es besteht auch noch die

Möglichkeit, dass eventuell hier ein subvisible cirrus oder ein sehr dünner Zirkus zu sehen ist, dessen Eiskristalle durch heterogene Nukleation entstanden sind, dies kann hier nicht völlig ausgeschlossen werden.

Damit wurde mit relativ hoher Wahrscheinlichkeit eine echte eisübersättigte Region gefunden, deren Eigenschaften (aus dem Radiosondenprofil) nochmal kurz zusammengefasst werden:

- Druck: $234.4 \geq p \geq 169.1$ hPa : $\Delta p = 65.4 \pm 1.3$ hPa.
- Höhe: $10869 \leq z \leq 12868$ m : $\Delta z = 2049 \pm 50$ m.
- Temperatur: $-68.20 \leq T \leq -57.90^\circ\text{C}$, $\bar{T} \pm \sigma_T = -64.1 \pm 2.9^\circ\text{C}$
- Spezifische Feuchte: $12.5 \leq q \leq 38.3 \frac{\text{mg}}{\text{kg}}$, $\bar{q} \pm \sigma_q = 21.1 \pm 7.2 \frac{\text{mg}}{\text{kg}}$.
- Relative Feuchte über Eis: $100.3 \leq RH_i \leq 114.4\%$, $\overline{RH_i} \pm \sigma_{RH_i} = 105.3 \pm 4.1\%$

7.2.4 Meteorologische Situation

Im folgenden soll die meteorologische Situation bzw. Entwicklung der Wetterlage für den Zeitraum 27.11.2000, 18 UTC – 30.11.2000, 06 UTC beschrieben werden. Dazu werden exemplarisch der Bodendruck und das Geopotential auf 500 hPa für die Zeitpunkte 28.11.2000, 29.11.2000 und 30.11.2000 (jeweils 00 UTC) in den Abbildungen 7.7 bzw. 7.8 gezeigt.

Im Prinzip sieht man hier eine deutliche Blockingsituation: Über Südwest- und Mitteleuropa liegt ein stark ausgeprägter Hochrücken im Geopotential, der die von Westen über den Nordatlantik andrängenden Tiefs blockiert, so dass deren Einfluss nicht auf Mitteleuropa übergreifen kann. Über der Ägäis liegt ein schwaches, und wie man später sehen wird, stationäres Tief. Analog dazu verhält sich der Bodendruck: Unter dem Hochrücken liegt eine starke Antizyklone (Hoch “Wim” nach DWD-Nomenklatur), die alle vom Nordatlantik kommenden Zyklogen blockiert.

Auch über der Ägäis liegt eine kleine Zyklone. Anhand der Temperaturverteilungen (nicht gezeigt) kann man erkennen, dass die Antizyklone in den mittleren Schichten (300–500 hPa) relativ warm ist (“warme Antizyklone”), auf den höheren Schichten (250–150 hPa) ist es jedoch kälter als seine Umgebung. Die Zyklogen sind dagegen in den mittleren Schichten wesentlich kälter als ihre Umgebung, nach oben hin jedoch wärmer (damit “kalte Zyklogen”). Durch das andrängende Tief verschiebt sich der Hochrücken langsam nach Südosten und wird etwas zusammengedrückt; im weiteren Verlauf verschmilzt das Hoch schließlich mit einem weiteren, eher stationären Hoch über Rußland. Dabei gerät auch das Tief über der Ägäis immer weiter unter den Einfluss des Hochs, wird dabei abgetrennt und weiter abgeschwächt. Tatsächlich bestimmt der Hochrücken über den gesamten Zeitraum die großräumige Dynamik im europäischen Raum. Das Tief aus dem Nordatlantik

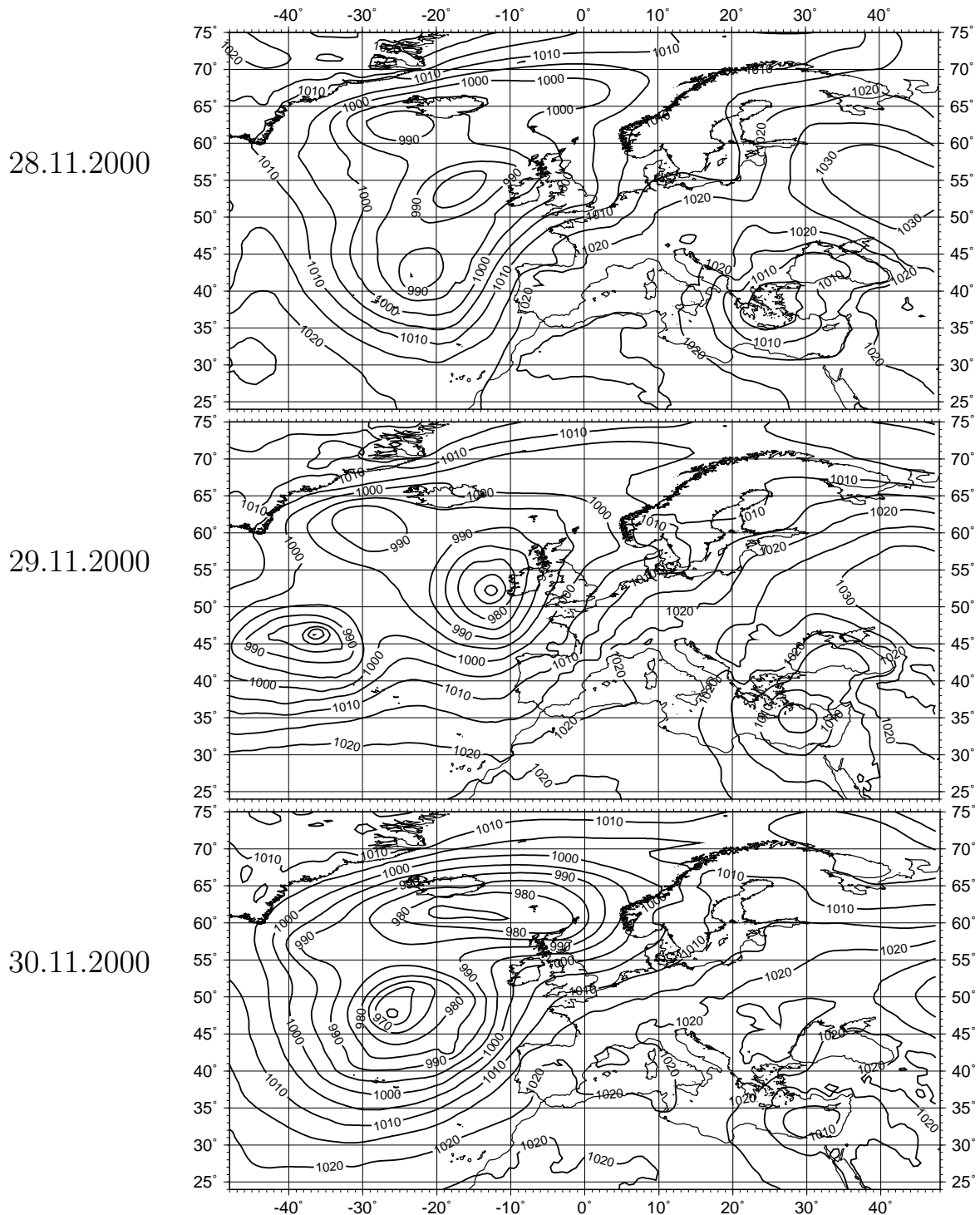
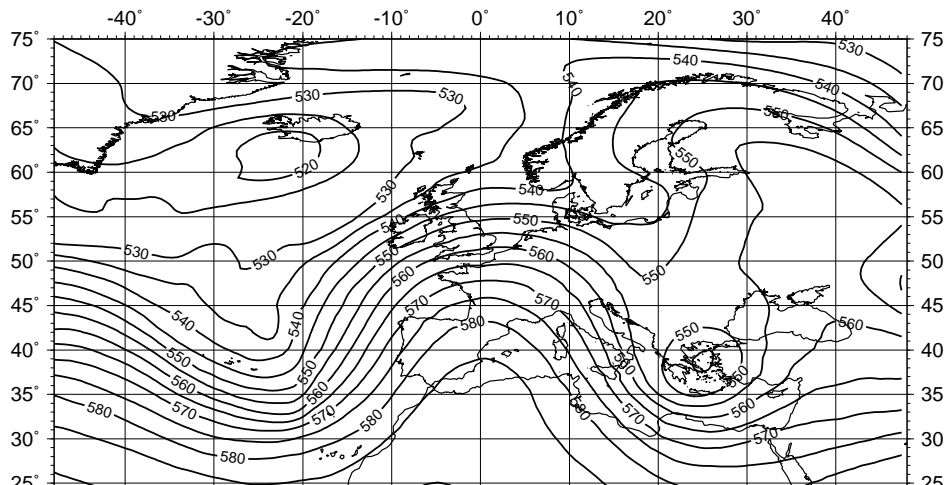


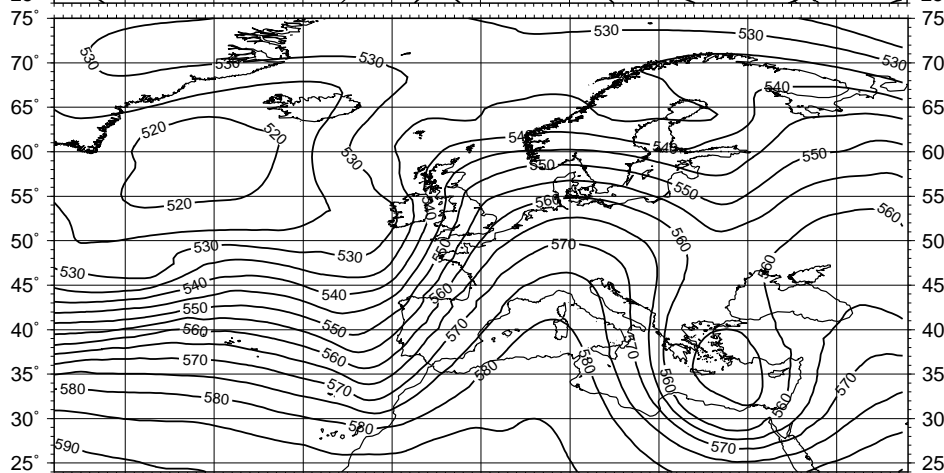
Abbildung 7.7: Bodendruck in hPa aus den ECMWF-Daten für die Zeitpunkte 28.11.2000 (oben), 29.11.2000 (mitte) und 30.11.2000 (unten), jeweils um 00 UTC.

dringt dagegen nur langsam nach Osten vor, wird dabei jedoch immer stärker. Interessant ist dabei noch ein Phänomen: Durch die starken Zyklonen, die sich nicht in Richtung Osten ausbreiten können, sondern stationär bleiben und durch das starke Islandtief weiter angetrieben werden, werden von der Spitze des Hochrückens (vor allem in den höheren Druckschichten bei 200–300 hPa) Luftmassen angesogen und “höheres” Geopotential in

28.11.2000



29.11.2000



30.11.2000

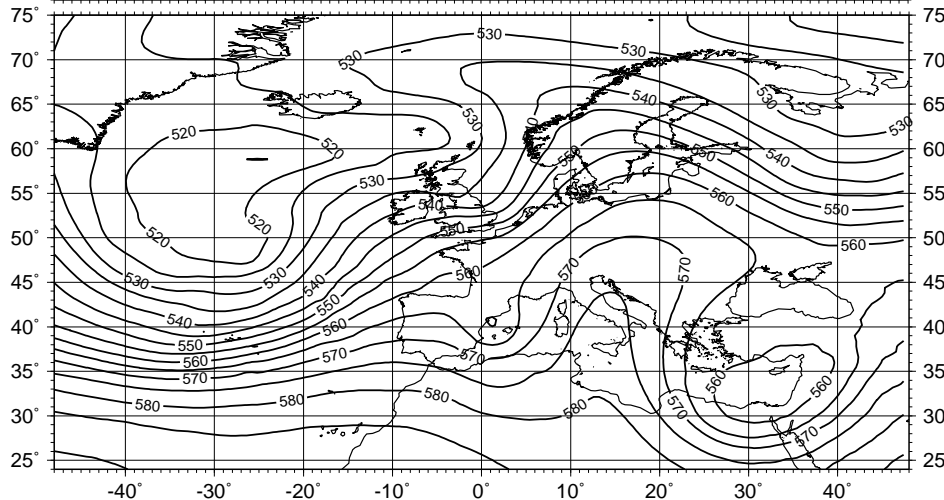


Abbildung 7.8: Geopotential in gpdam auf 500 hPa aus den-ECMWF Daten für die Zeitpunkte 28.11.2000 (oben), 29.11.2000 (mitte) und 30.11.2000 (unten), jeweils um 00 UTC.

Richtung Nordwesten gezogen. Dadurch werden insbesondere troposphärische Luftmassen in einen Bereich mit stratosphärischer Luft gezogen. Dies sieht man später auch bei den Betrachtungen der horizontalen Ausdehnungen von ISSRs sehr schön, da in diesen Bereichen übersättigte Luftmassen entstehen und in den Betrachtungen der horizontalen Ausdehnungen von Übersättigungen (siehe Abbildung 7.15 bis 7.18) sehr gut zur Geltung kommen.

Im nächsten Abschnitt wird man deutlich sehen, dass die durch den stationären Hochrücken induzierte Grunddynamik die Bewegungen der Trajektorien und die Entwicklung bzw. Entstehung der in der Radiosonde beobachteten ISSR steuert.

7.2.5 Modellrechnungen (LAGRANTO)

In diesem Abschnitt werden nun also die mit LAGRANTO berechneten Trajektorien gezeigt und bezüglich der Entstehung bzw. Entwicklung der in der Radiosonde beobachteten ISSR untersucht und ausgewertet.

Tatsächlich stellt sich heraus, dass aufgrund des starken Hochrückens (siehe Abschnitt 7.2.4) die Dynamik in dem beobachteten Bereich sehr stabil ist: Im Prinzip wandern die Trajektorien auf allen betrachteten Schichten in einer quasigeostrophischen Bewegung entlang des Hochrückens. In der Abbildung 7.9 werden exemplarisch die Bahnen der (jeweils fünf) Trajektorien $Tr_{30,i}$, $Tr_{33,i}$, $Tr_{36,i}$ und $Tr_{40,i}$ ($i = 1, \dots, 5$) gezeigt, die zum Zeitpunkt 29.11.2000, 06 UTC der Radiosonde am nächsten waren. Der graue gefüllte Kreis markiert

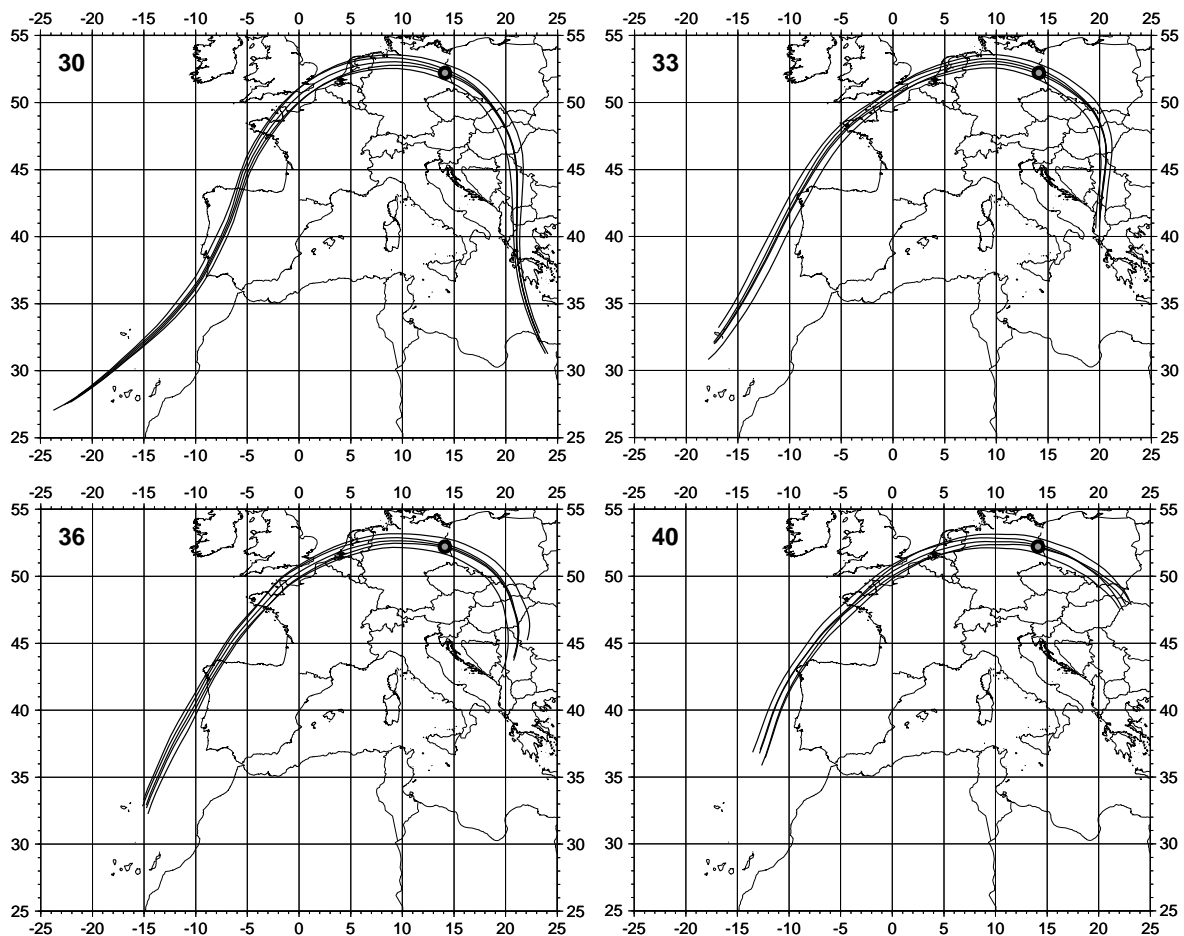


Abbildung 7.9: Bahnen der aus den ECMWF-Windfeldern berechneten Trajektorien $Tr_{30,i}$ (oben links), $Tr_{33,i}$ (oben rechts), $Tr_{36,i}$ (unten links) und $Tr_{40,i}$ (unten rechts). Zusätzlich ist der Punkt Lindenberg ($14.12^\circ\text{E}/52.22^\circ\text{N}$) markiert (graugefüllter Kreis).

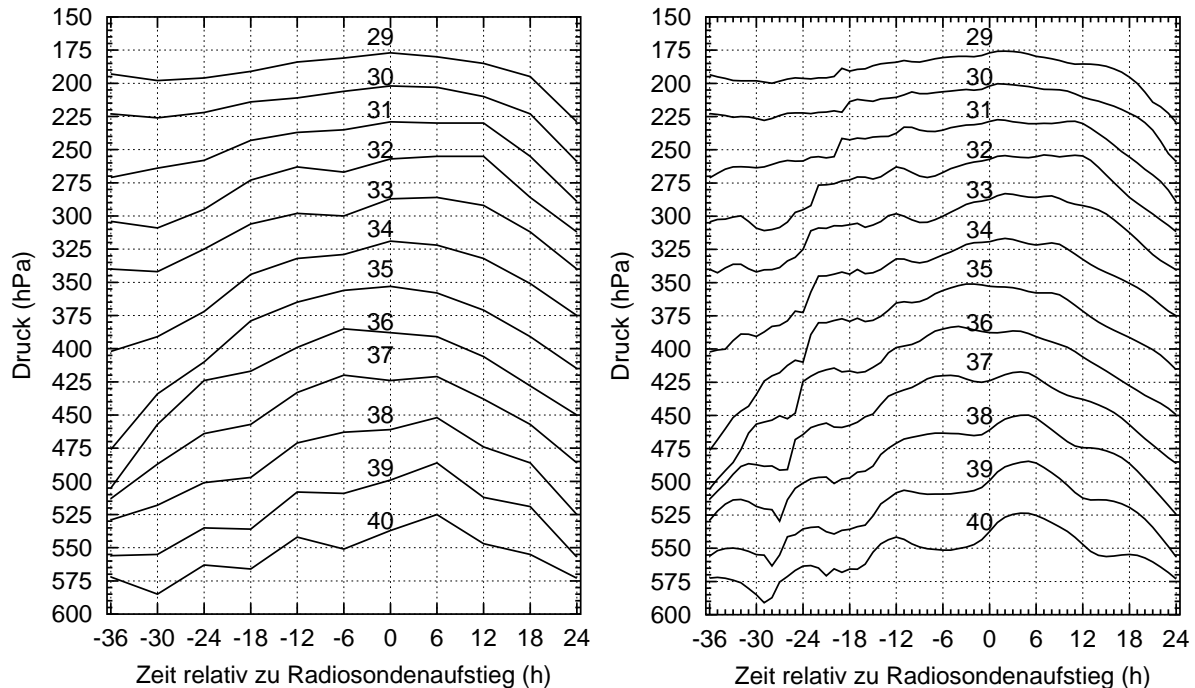


Abbildung 7.10: Bahnen der aus den ECMWF–Windfeldern berechneten Trajektorien in der vertikalen Projektion. Hier werden nur die Haupttrajektorien $Tr_{29,1} - Tr_{40,1}$ gezeigt. Links: zeitliche Auflösung $\Delta t = 6$ h, rechts: zeitliche Auflösung $\Delta t = 1$ h.

dabei die Position von Lindenberg ($14.12^\circ\text{E}/52.22^\circ\text{N}$). Die Bewegung läuft natürlich aufgrund der unterschiedlichen Horizontalgeschwindigkeit in den verschiedenen Schichten nicht genau auf denselben Bahnen für alle Trajektorien ab, dennoch ist das Muster sehr deutlich zu erkennen. Gleichzeitig sieht man (wie aus der Situation zu erwarten) eine kollektive Hebung auf allen Druckschichten (aufgrund des Umströmens des Hochrückens) solange die Luftpakete sich vor dem Hochrückens bzw. der Welle befinden (siehe Abbildung 7.10). Der höchste Punkt des Rückens wird etwa zum Zeitpunkt 29.11.2000, 06 UTC bzw. 12 UTC erreicht, je nach Druckschicht variiert der Zeitpunkt des höchsten Punktes. Die Trajektorien befinden sich zu diesem Zeitpunkt auch am höchsten Punkt der vertikalen Koordinaten. Danach laufen die Luftpakete “die Welle wieder hinunter”, d.h. sie laufen hinter dem Hochrückens entlang des Geopotentials; gleichzeitig fallen die Luftpakete stark in der Höhe ab. Diese kollektive Bewegung sieht man besonders schön, wenn man die vertikalen Positionen der Luftpakete auf den einzelnen Trajektorien übereinander darstellt (hierbei sollte man beachten, dass man hier keine vertikalen Säulen sieht, d.h. die horizontale Position der Luftpakete auf verschiedenen Trajektorien zum selben Zeitpunkt ist deutlich unterschiedlich).

Genau diese Art der langsamen synoptischen Hebung beim Umströmen eines (stationären) Hochrückens ist für die Entstehung und Entwicklung der ISSR verantwortlich; dies wird bei der Betrachtung der Variablen entlang der Trajektorienbahnen klar werden.

Bemerkung: Die Positionen (horizontal und vertikal) für die Trajektorien sind im Zeitintervall $\Delta t = 1$ h verfügbar. Bei einer Betrachtung der vertikalen Bewegungen stellt man

im wesentlichen dasselbe Grundmuster fest wie für die gröbere Auflösung von $\Delta t = 6$ h. Hierbei lässt sich beobachten, dass im Bereich $-30 \leq t \leq -18$ h die Trajektorien über eine Kaltfront laufen und dadurch zunächst in der Höhe etwas abfallen um dann wieder sehr schnell anzusteigen. Der Einbruch ist in jeder Schicht natürlich zu einer anderen Zeit (siehe Abbildung 7.10, rechtes Bild). Die Feinstruktur kann jedoch nicht für die Feuchtebetrachtungen hergenommen werden, da die Variablen T und q nur alle sechs Stunden zur Verfügung stehen.

Für die weiteren Untersuchungen ist es von Bedeutung, wie groß die Abweichungen zwischen den betrachteten fünf Trajektorien sind, die zu einer Modellschicht gehören ($\text{Tr}_{\text{schicht},1} - \text{Tr}_{\text{schicht},5}$). Dazu werden im nachfolgenden Abschätzungen gegeben. Auch wird man dabei einsehen, dass es durchaus gerechtfertigt ist, für einige Betrachtungen nur die Haupttrajektorie zu untersuchen, da die Variablen dieser Trajektorie meist mit dem Mittel aus den fünf Trajektorien übereinstimmt.

Für die späteren Untersuchungen sind im wesentlichen nur die oberen sechs Schichten (29–34, Zentrum bei ca. 177–319 hPa) interessant, daher wird die Betrachtung der Abweichungen der Trajektorien untereinander auf diese Schichten begrenzt. Dabei werden die Abweichungen natürlich größer, je weiter man sich im zeitlichen Abstand von dem Starttermin ($t = 0$ h $\hat{=}$ Radiosondenaufstieg) entfernt. Um diesen Termin herum sind die Abweichungen im allgemeinen sehr klein.

1. Horizontale Abweichungen: Zum Startpunkt aller Trajektorien haben diese untereinander jeweils in Länge und Breite eine Abweichung von 0.6° . Aufgrund der sehr stabilen meteorologischen Situation bleiben die Trajektorien immer sehr nahe zusammen und haben im allgemeinen ca. $0.5\text{--}1.0^\circ$ Abstand zueinander. Größere Abweichungen können zwar vorkommen, sind aber die Ausnahme.
2. Vertikale Abweichungen (Druck): Die Abweichungen in der Vertikalen sind für diesen Fall auf allen Schichten relativ gering und liegen üblicherweise im Bereich von weniger als 10 hPa; große Abweichungen bis zu 20 hPa sind im großen zeitlichen Abstand dabei möglich.
3. Temperaturabweichungen: Üblicherweise liegen die Temperaturabweichungen im Bereich $\Delta T \leq 2$ K, zu den Zeitpunkten nahe $t = -36$ h bzw. $t = +24$ h kann es zu Abweichungen bis zu $\Delta T = \pm 4$ K kommen.
4. Abweichungen in der spezifischen Feuchte: Diese Größe ist wie immer in diesen Betrachtungen die variabelste Größe; hier können zum Teil größere Schwankungen zwischen den einzelnen Trajektorien zu einem Zeitpunkt auftreten. Aufgrund der exponentiellen Variabilität der Feuchte in der Höhe ist es nicht sinnvoll, die Abweichungen in $\frac{\text{mg}}{\text{kg}}$ anzugeben, daher werden hier prozentuale Abweichungen angegeben: Dabei liegen die Abweichungen zwischen den einzelnen Trajektorien bei ca. 5–10% zu einem bestimmten Zeitpunkt, allerdings können extrem große Abweichungen im Bereich 50–100% zu den Zeitpunkten nahe $t = -36$ h bzw. $t = +24$ h auftreten.

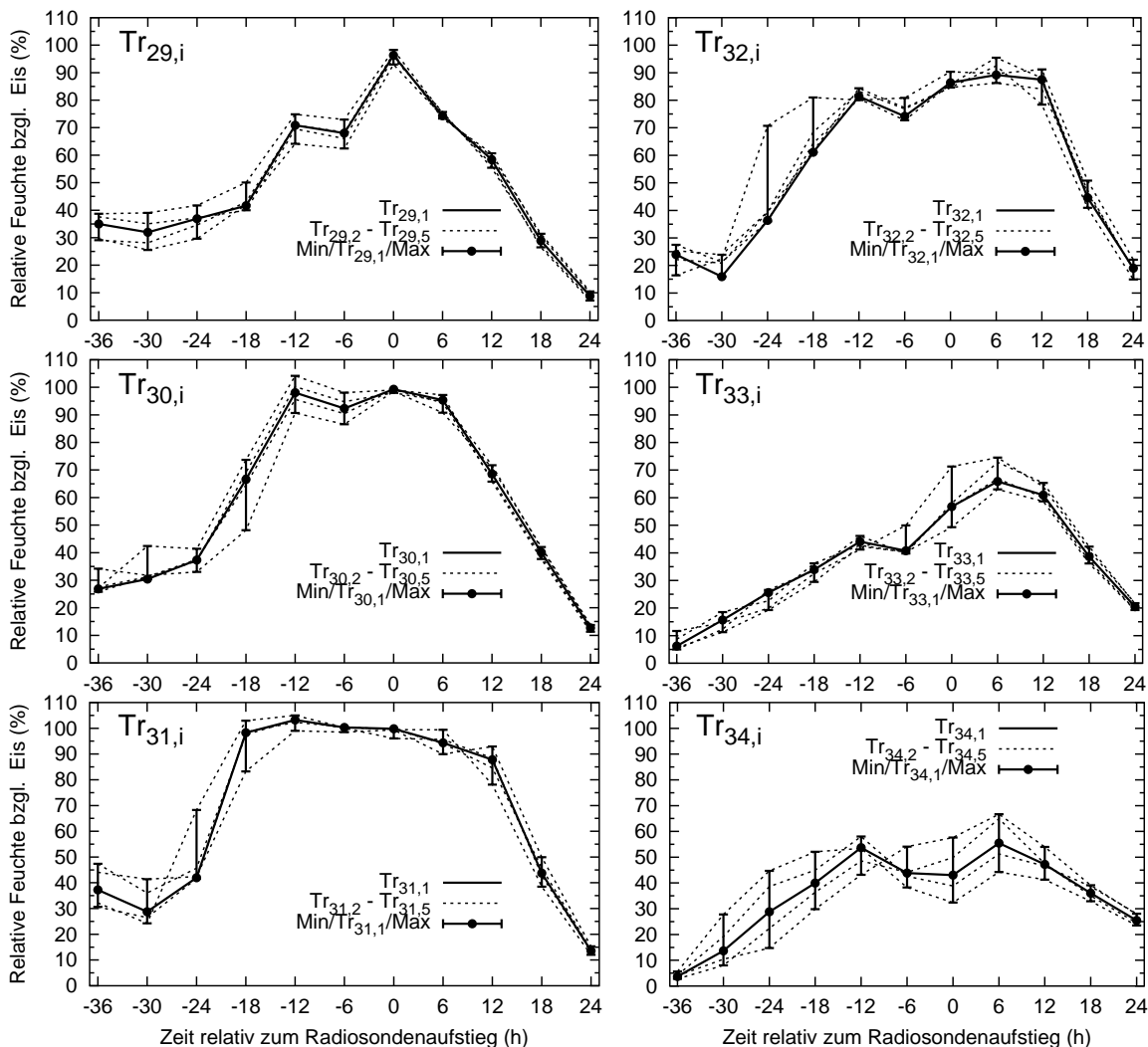


Abbildung 7.11: Variation der relativen Feuchte für alle fünf Trajektorien $Tr_{level,1} - Tr_{level,5}$ für die betrachteten Modellschichten 29–34. Dabei zeigt die durchgezogene Kurve (zusammen mit den ausgefüllten Kreisen) die Haupttrajektorie an, die Nebentrajektorien werden mit den gestrichelten Linien dargestellt und die Minimal- bzw. Maximalwerte in der relativen Feuchte werden durch den Fehlerbalken beschrieben.

5. Abweichungen in der relativen Feuchte: Aufgrund der unter Umständen sehr großen Variabilitäten in der spezifischen Feuchte, müsste man für diese berechnete Größe (aus Druck, Temperatur und spezifischer Feuchte nach Gleichung 2.1) eigentlich sehr große Abweichungen zwischen den einzelnen Trajektorien zu einem bestimmten Zeitpunkt erwarten. In Abbildung 7.11 sind die sechs oberen Schichten abgebildet, dabei sind in jedem einzelnen Bild aller fünf Trajektorien sowie deren Minima und Maxima eingezeichnet. Man sieht für jede "Schicht", dass die Struktur in der relativen Feuchte qualitativ immer gleich ist, obwohl teilweise Abweichungen bis zu etwa 30–40%RH_i auftreten können. Dabei treten diese hohen Abweichungen aber eher in den Bereichen auf, in denen die relative Feuchte relativ niedrig liegt. Bei den hohen Feuchten sind dagegen die Abweichungen der Trajektorien untereinander nicht so hoch (im Bereich 5–20%RH_i).

Tabelle 7.2: Beiträge zur relativen Feuchte entlang der Trajektorien $\text{Tr}_{29,1} - \text{Tr}_{31,1}$ im Zeitraum $-36 \leq t \leq -6$ h.

Trajektorie/Zeit (h)	-36/ - 30	-30/ - 24	-24/ - 18	-18/ - 12	-12/ - 6
$\text{Tr}_{29,1}$	-/T	+/T	+/T	+/T	-/q
$\text{Tr}_{30,1}$	+/q	+/n	+/T	+/T	-/q
$\text{Tr}_{31,1}$	-/q	+/n	+/T	+/T	-/q

Tabelle 7.3: Beiträge zur relativen Feuchte entlang der Trajektorien $\text{Tr}_{29,1} - \text{Tr}_{31,1}$ im Zeitraum $-6 \leq t \leq +24$ h.

Trajektorie/Zeit (h)	-6/0	0/ + 6	+6/ + 12	+12/ + 18	+18/ + 24
$\text{Tr}_{29,1}$	+/T	-/T	-/T	-/T	-/T
$\text{Tr}_{30,1}$	+/T	-/n	-/T	-/T	-/T
$\text{Tr}_{31,1}$	\pm/n	-/T	-/T	-/T	-/T

Bei allen Variablen aber wird deutlich, dass der Mittelwert über alle fünf Trajektorien zu einem Zeitpunkt nur geringfügig von dem Wert der Haupttrajektorie abweicht.

Mit Hilfe der in Abschnitt 7.1 vorgestellten Methode (Linearisierung des totalen Differentials von RHi) werden nun die Beiträge der einzelnen Variablen T , q und p zur Entstehung der hohen relativen Feuchten entlang der Trajektorien berechnet. Aufgrund der vorherigen Untersuchungen beschränkt man sich in der Auswertung auf die Haupttrajektorien $\text{Tr}_{\text{Schicht},1}$. Die Untersuchung konzentriert sich dabei im wesentlichen auf die Trajektorien $\text{Tr}_{29,1} - \text{Tr}_{31,1}$. Man kann nun die Beiträge der einzelnen Variablen (T, q, p) zu der relativen Feuchte RHi für die drei Trajektorien $\text{Tr}_{29,1} - \text{Tr}_{31,1}$ in den Tabellen 7.2 und 7.3 ablesen. Das erste Zeichen gibt an, ob es sich um Zu- oder Abnahme (Zeichen $-/+$) der relativen Feuchte handelt, bzw. ob die Veränderung unterhalb einer Nachweisschranke (0.5%RH) liegt (Zeichen \pm). Das zweite Zeichen gibt die Variable mit dem dominierenden Beitrag an (T, q, p); ein Beitrag ist dominierend, falls er mehr als $\frac{2}{3}$ zu dem Gesamtbeitrag beiträgt (und zwar mit dem richtigen Vorzeichen). Falls keine Variable als dominierend festzustellen ist, wird in der Darstellung "n" geschrieben. Dabei werden nun immer nur die Haupttrajektorien untersucht (wie oben ausgeführt und begründet), tatsächlich sieht man aber bei einer separaten Beitragsberechnung, dass qualitativ für alle Trajektorien dasselbe gilt, quantitativ gibt es jedoch einige Unterschiede, die aber nicht sehr groß ausfallen.

Man sieht, dass für alle drei Trajektorien die Entwicklung (in beide Richtungen) durch die Temperatur dominiert ist. Nur an wenigen Übergängen schlägt die Änderung in der Feuchte zu Buche; dies ist vor allem im Übergang $-12/ - 6$ h der Fall, bei dem die spezifische Feuchte entlang allen drei Trajektorien deutlich absackt. Dagegen ist auch bei den mit "n" gekennzeichneten Übergängen der Temperaturbeitrag mit über 50% Anteil vertreten. Damit kann man diese ISSR bzw. ihre Entstehung und Entwicklung als temperaturdominiert klassifizieren. Es wurde also ein für die Nordhemisphäre eher typischer Fall für eine ISSR gefunden.

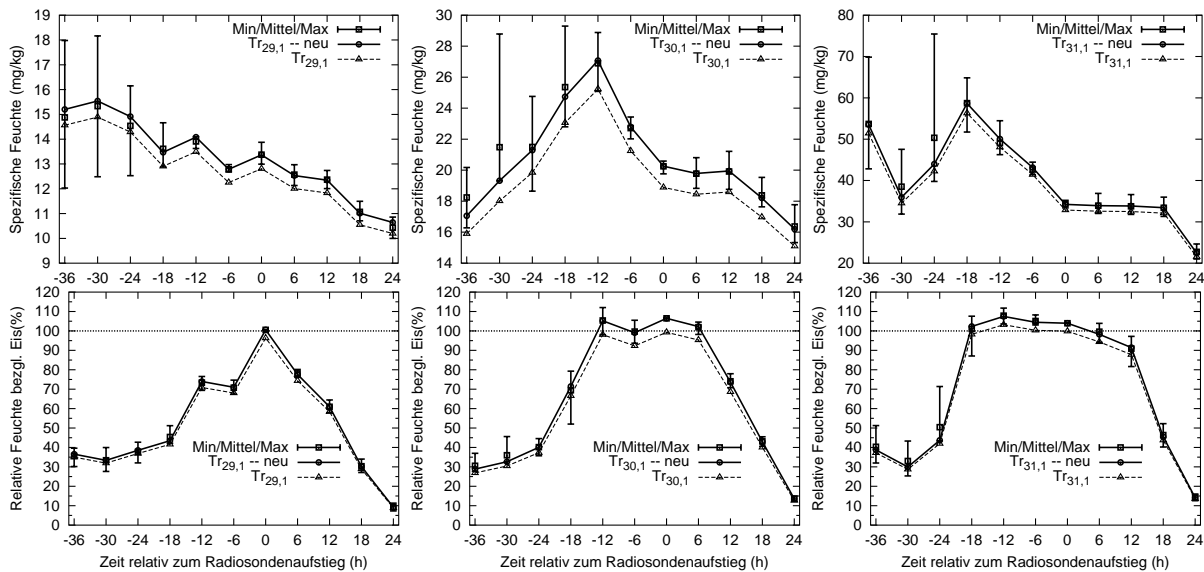


Abbildung 7.12: Neuberechnete spezifische (oben) und relative (unten) Feuchten entlang der Trajektorien $Tr_{29,i}$ (links), $Tr_{31,i}$ (mitte) und $Tr_{31,i}$ (rechts). Gezeigt werden die Minima, Mittelwerte sowie Maxima der Neuberechneten Feuchte aller fünf Trajektorien (Fehlerbalken und Quadrat), die Neuberechneten Werte für die Haupttrajektorie (durchgezogene Linie und Kreis) sowie die ursprünglichen Werte für die Haupttrajektorie (gestrichelte Linie und Dreieck).

Dabei ist für die Entstehung bemerkenswert, dass die Beträge der “mittleren” Vertikalgeschwindigkeiten für die Trajektorien $Tr_{29,1} - Tr_{31,1}$ relativ klein sind, tatsächlich gilt für fast den gesamten betrachteten Zeitraum $|w| \leq 2 \frac{cm}{s}$, nur bei den letzten Übergängen +12/+18 h sowie +18/+24 h setzen sehr starke Abwärtsbewegungen mit $|w| \approx 3 - 4 \frac{cm}{s}$ ein. Man muß hier auch bedenken, dass im ECMWF-Modell bzw. in den operationellen Analysen keine mesoskaligen Bewegungen berücksichtigt werden.

Aufgrund der Entwicklung der spezifischen Feuchte wird nun, wie in Abschnitt 7.1 beschrieben, die relative Feuchte anhand der relativen Änderungen der spezifischen Feuchte neu berechnet.

In den Abbildungen 7.12 und 7.13 werden die neuen und alten spezifischen bzw. relativen Feuchten mit ihren Minima und Maxima für die Trajektorien $Tr_{29,i} - Tr_{34,i}$ übereinander geplottet. Aufgrund dieser Neuberechnungen lassen sich der Entstehungszeitpunkt sowie die Lebensdauer und die Ausdehnung der ISSR genauer bestimmen (dazu sind in Abbildung 7.14 die Haupttrajektorien übereinander geplottet). Zur Abschätzung der Dicke beachte man, dass für den betrachteten Bereich die vertikale Auflösung für das ECMWF-Modell innerhalb der folgenden Grenzen liegt: $38 \leq \Delta p \leq 24 \text{ hPa}$, $540 \leq \Delta h \leq 860 \text{ m}$. Außerdem werden einzelne Trajektorien betrachtet, bzw. deren Druckkoordinaten. Aus dem Abstand der Trajektorien zueinander kann man grob die Dicke abschätzen, wenn man zusätzlich noch die Hälfte des maximalen Abstandes zweier Trajektorien als Fehler zulässt.

Die Entstehung der ISSR ist zuerst auf der (Haupt-) Trajektorie $Tr_{31,1}$ zum Zeitpunkt $t = -18 \text{ h}$ zu beobachten (aktueller Druck $p \approx 243 \text{ hPa}$), hier klettert die (neu berechnete)

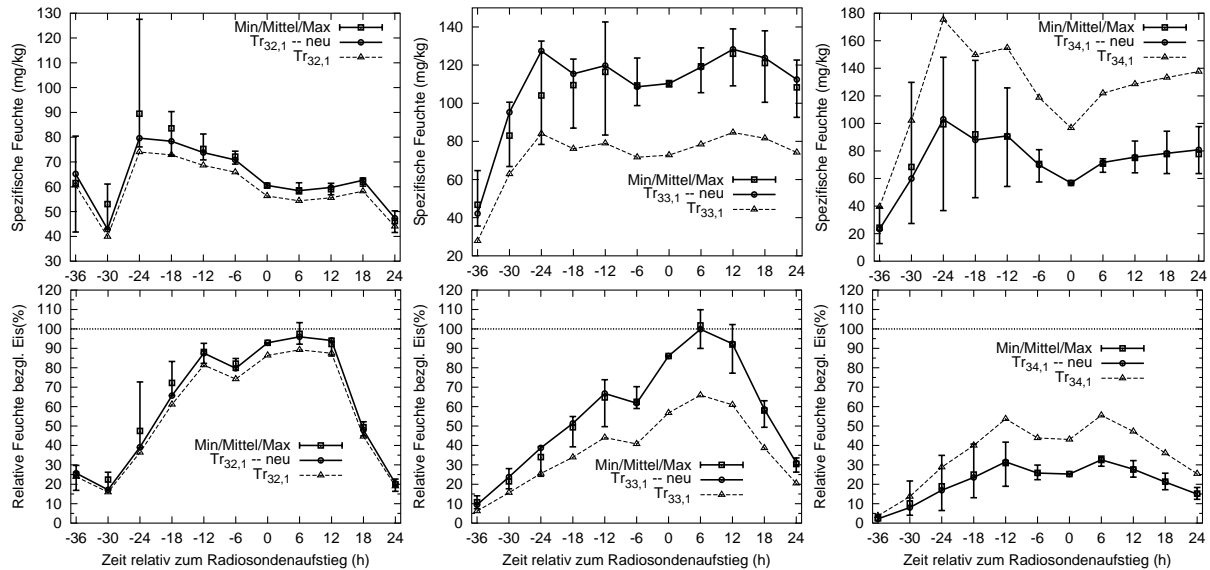


Abbildung 7.13: Neuberechnete spezifische (oben) und relative (unten) Feuchten entlang der Trajektorien $Tr_{32,i}$ (links), $Tr_{33,i}$ (mitte) und $Tr_{34,i}$ (rechts). Gezeigt werden die Minima, Mittelwerte sowie Maxima der Neuberechneten Feuchte aller fünf Trajektorien (Fehlerbalken und Quadrat), die Neuberechneten Werte für die Haupttrajektorie (durchgezogene Linie und Kreis) sowie die ursprünglichen Werte für die Haupttrajektorie (gestrichelte Linie und Dreieck).

relative Feuchte zum ersten Mal über 100%RH_i. Die Ausdehnung der ISSR beträgt nach der obigen groben Schätzung ca. $\Delta z \approx 770 \pm 400$ m. Zum Zeitpunkt $t = -12$ h wird auch auf der Trajektorie $Tr_{30,1}$ die Sättigung überschritten, auf der Trajektorie $Tr_{31,1}$ steigt die Feuchte sogar noch leicht an; die ISSR dehnt sich also weiter nach oben aus, damit kann man die vertikale Ausdehnung mit etwa $\Delta z \approx 1550 \pm 450$ m angeben. Zum Zeitpunkt $t = -6$ h stagniert die relative Feuchte auf den Trajektorien $Tr_{30,1}$ und $Tr_{31,1}$ bzw. nimmt sogar leicht ab.

Es liegt nicht bei allen fünf Trajektorien $Tr_{30,1} - Tr_{30,5}$ die Feuchte oberhalb der Sättigung, dennoch kann man wohl hier noch von einer ISSR ausgehen, insbesondere, wenn man berücksichtigt, dass wegen der Unterschätzung der richtigen relativen Feuchte sowohl durch das Modell als auch durch die Radiosonde hier nur Minimalabschätzungen gegeben werden. Der Grund für die Abnahme der relativen Feuchte ist tatsächlich eine Abnahme der spezifischen Feuchte. Die vertikale Ausdehnung bleibt in etwa gleich mit $\Delta z \approx 1650 \pm 400$ m. Auch zu den nächsten Zeitschritten hin nimmt die spezifische Feuchte etwas ab, dies wird jedoch durch die Temperaturänderungen mehr als ausgeglichen: Zum Zeitpunkt $t = \pm 0$ h, d.h. zum Messzeitpunkt der Radiosonde überschreitet auch auf der Trajektorie Tr_{29} die relative Feuchte die Sättigung (aufgrund der Temperaturänderungen). Auch auf den Trajektorien $Tr_{30,1}$ und $Tr_{31,1}$ steigt die relative Feuchte aus demselben Grund leicht an. Damit erreicht die ISSR in der Abschätzung eine Dicke $\Delta z \approx 2450 \pm 450$, dies stimmt innerhalb der Fehlergrenzen ganz gut mit der aus dem Radiosondenaufstieg ermittelten vertikalen Ausdehnung von $\Delta z_{RS} = 2049 \pm 50$ m überein. Zum Zeitpunkt $t = +6$ h stagniert die

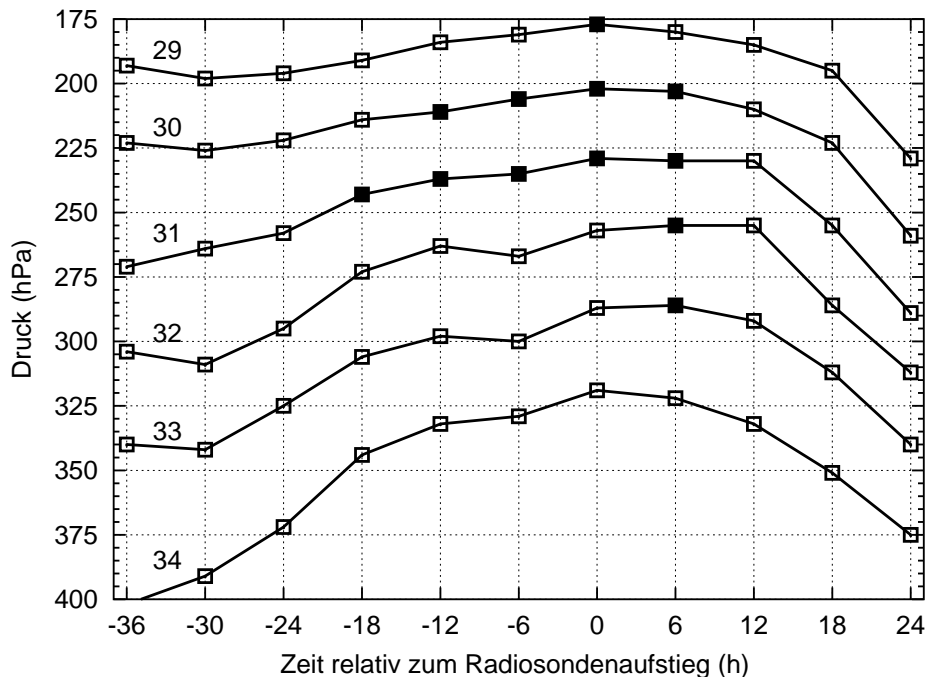


Abbildung 7.14: Entstehung und Entwicklung der ISSR (ausgefülltes Quadrat) entlang der Trajektorien $Tr_{29,1} - Tr_{34,1}$ (durchgezogene Linien und offene Quadrate).

Aufwärtsbewegung der Trajektorien, bzw. es setzt langsam schon eine Abwärtsbewegung ein, daher löst sich in Teilbereichen die ISSR langsam auf: Auf der Trajektorie Tr_{29} fällt die relative Feuchte deutlich unter die Sättigung, bei den Trajektorien Tr_{30} und $Tr_{31,1}$ bleibt die relative Feuchte dagegen nahe der Sättigung, so dass man die Punkte hier noch als ISSR zählen kann. Durch die Neuberechnung der relativen Feuchte erreicht die relative Feuchte auf drei der fünf Trajektorien $Tr_{33,1} - Tr_{33,5}$ Werte über der Sättigung, bei vier der fünf Trajektorien $Tr_{33,1} - Tr_{33,5}$ ebenfalls Werte über der Sättigung, daher kann man auch diese beiden "Punkte" als ISSR werten. Man identifiziert dadurch eine ISSR auf den Trajektorien $Tr_{30,1} - Tr_{33,1}$. Damit kann man die vertikale Ausdehnung der ISSR mit $\Delta z \approx 3000 \pm 400$ m abschätzen. Ab dem Zeitpunkt $t = +12$ h lässt sich auf keiner der Trajektorien $Tr_{29,i} - Tr_{34,i}$ (mit der Ausnahme von $RHi_{Tr_{33,3}} \approx 102\%$) eine Übersättigung feststellen.

Dies wird dahingehend interpretiert, dass sich die ISSR durch die einsetzenden Abwärtsbewegungen und die dadurch ansteigenden Temperaturen aufgelöst hat, bzw. die Feuchte unter die Sättigung gefallen ist. Bei allen Berechnungen ist die ISSR deutlich nach oben und unten durch Bereiche mit niedriger relativer Feuchte abgegrenzt.

Zum Schluss kann die Entwicklung nochmal knapp in der Tabelle 7.4 zusammengefasst werden. Damit kann man die Lebensdauer der ISSR grob abschätzen: Die ISSR ist zum Zeitpunkt $t = -18$ h zum ersten Mal "gemessen" worden und zum Zeitpunkt $t = +6$ h zum letzten Mal. Mit einem Fehler von ca. 2.5 h ($\Delta t = \sqrt{3 + 3}$ h, mit 3 h = halber Abstand zweier Zeitpunkte) kann man als Lebensdauer etwa $24 + (6 \pm 2.5)$ h angeben. Anhand eines Vergleichs mit Satellitenbildern (u.a. AVHRR Infrarotbilder) für verschiedene Zeitpunkt kann man auch davon ausgehen, dass sich während der ganzen Zeit, in der die ISSR vor-

Tabelle 7.4: Entwicklung der ISSR entlang der Trajektorien $\text{Tr}_{29,1} - \text{Tr}_{33,1}$ relativ zum Zeitpunkt des Radiosondenaufstiegs ($t = 0$ h); dabei wird die jeweilige Schichtdicke in hPa und Metern angegeben.

Zeitpunkt	Trajektorie	Δp (hPa)	Δz (m)
$t = -18$ h	$\text{Tr}_{31,1}$	29 ± 15	770 ± 400
$t = -12$ h	$\text{Tr}_{30,1}/\text{Tr}_{31,1}$	52 ± 13	1550 ± 450
$t = -6$ h	$\text{Tr}_{30,1}/\text{Tr}_{31,1}$	57 ± 16	1650 ± 400
$t = \pm 0$ h	$\text{Tr}_{29,1} - \text{Tr}_{31,1}$	77 ± 14	2450 ± 450
$t = +6$ h	$\text{Tr}_{30,1} - \text{Tr}_{33,1}$	112 ± 18	3000 ± 400

handen ist (28.11.2000, 12 UTC – 29.11.2000, 12 UTC), keine sichtbare Wolke für die hohen Schichten (d.h. in dem Temperaturbereich $-70 \leq T \leq -45^\circ\text{C}$) bildet.

Damit kann man feststellen, dass die in dem Radiosondenprofil gefundene ISSR (jedenfalls die dort gemessenen Luftpakete) zu einem bestimmten Zeitpunkt durch Überschreiten der Sättigung entsteht, eine Weile existiert und dann wieder verschwindet, ohne dass sich aus der Region eine sichtbare Wolke (insbesondere durch homogene Nukleation) bildet. Es ist dabei jedoch möglich, dass sich einzelne Kristalle durch heterogene Nukleation bilden bzw. dass sich sogar ein sehr dünner Zirrus ausbildet. Dies kann anhand der Beobachtungen nicht völlig ausgeschlossen werden.

7.2.6 Genäherte Darstellung von ISSRs auf isobaren Flächen

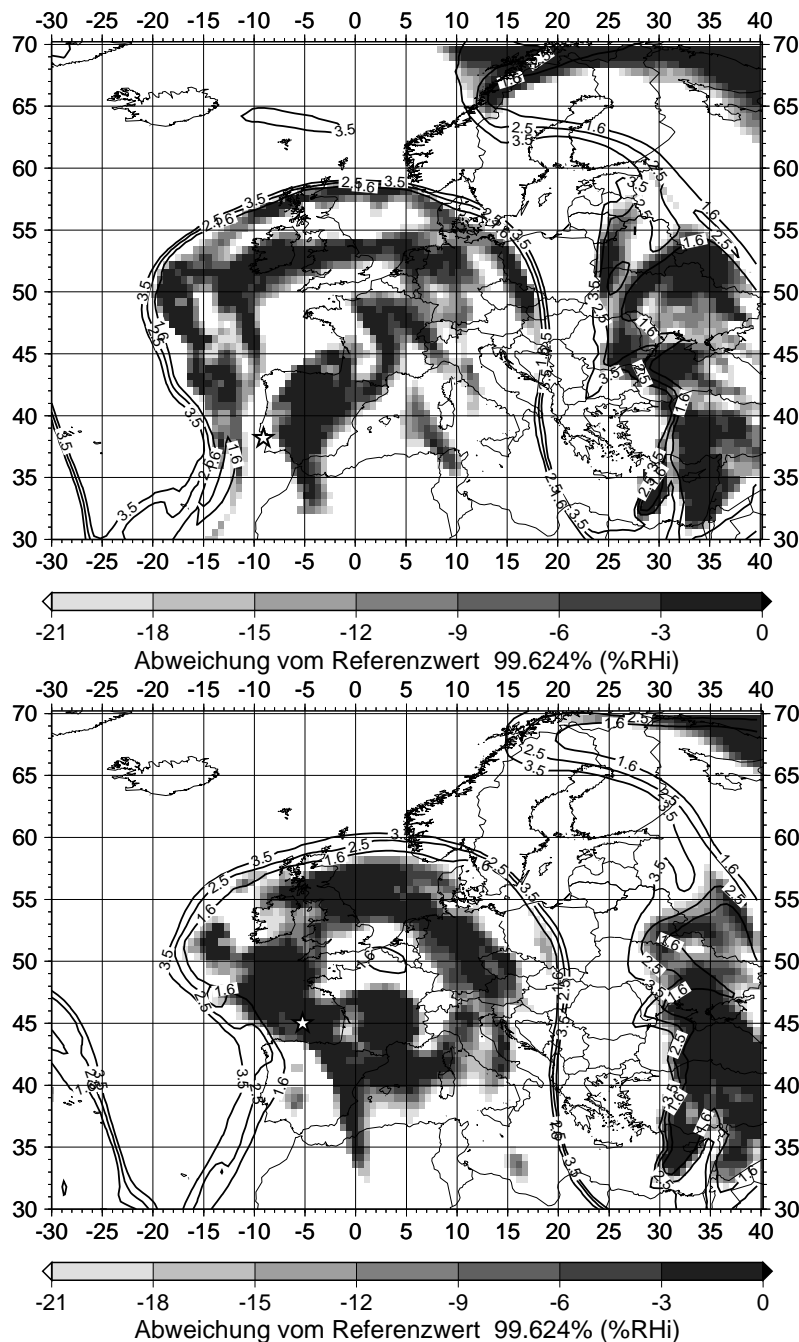


Abbildung 7.15: Entwicklung einer Übersättigung entlang der Trajektorie $Tr_{31,1}$ zu verschiedenen Zeitpunkten auf den jeweiligen Druckflächen: oben: $t = -24 \text{ h/p} = 258 \text{ hPa}$ unten: $t = -18 \text{ h/p} = 243 \text{ hPa}$. Der Referenzwert ist hier der Wert aus den ECMWF Analysen vom Gitterpunkt $14.4^\circ\text{E}/52.2^\circ\text{N}$ zum Zeitpunkt $t = 0 \text{ h}$ (Radiosondenaufstieg). Zusätzlich sind noch Linien gleicher potentieller Vorticity ($PV=1.6, 2.5$ und 3.5 PVU) eingezeichnet, um die dynamische Tropopause zu kennzeichnen.

Hier wird zunächst ein Beispiel der Entwicklung einer übersättigten Schicht entlang der Trajektorie $Tr_{31,1}$ gezeigt; dazu werden die Variablen auf den Druck interpoliert, auf dem sich die Trajektorie gerade befindet. Außerdem wird die eisübersättigte Schicht in der in Abschnitt 7.1 beschriebenen Weise durch eine Variation der Feuchte $RH_i = RH_{i,ref} - \Delta RH_i$ durch verschiedene Werte von ΔRH_i markiert. Dabei ist die Position der Trajektorie immer mit einem Stern (\star) bezeichnet (zur besseren Übersicht sind die Positionen in Tabelle 7.5 explizit angegeben) und wie oben beschrieben zusätzlich die Tropopause nach den drei möglichen, dynamischen Kriterien eingezeichnet.

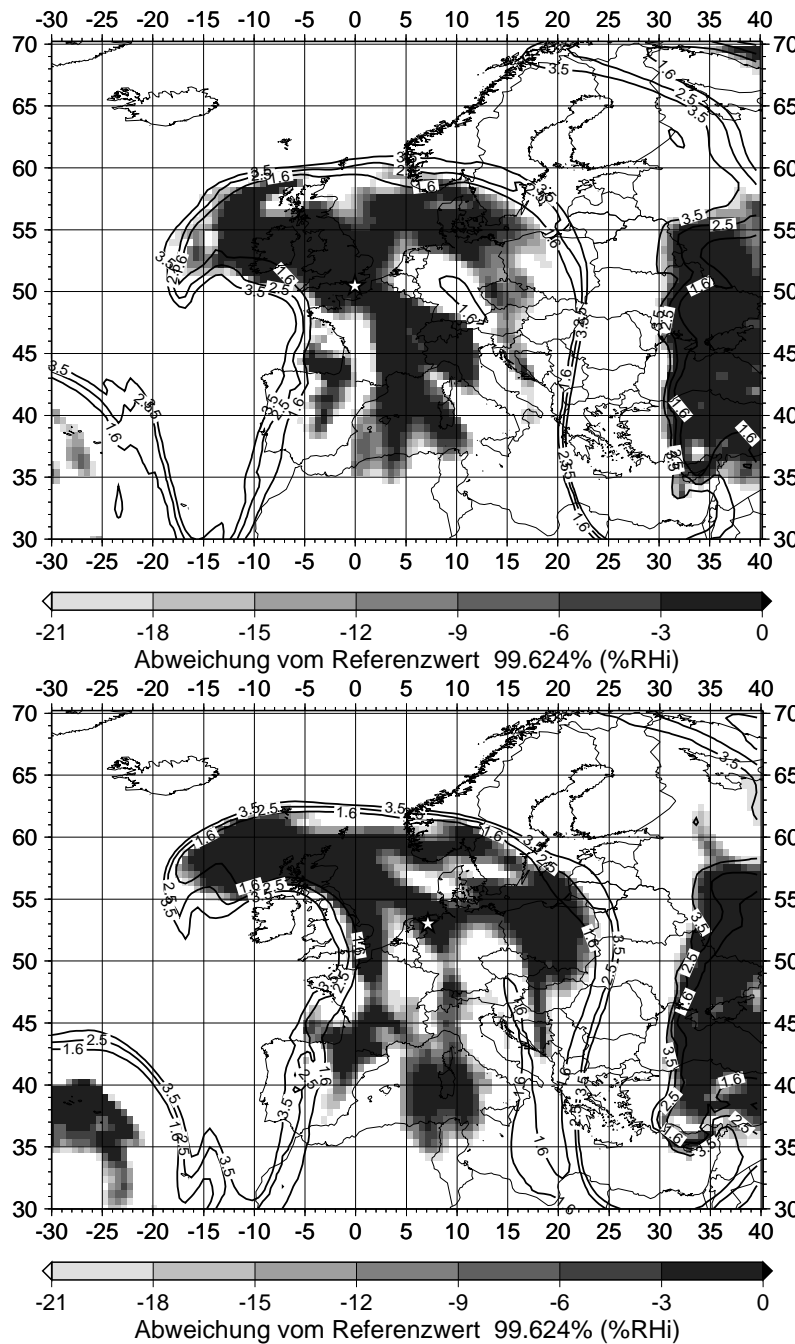


Abbildung 7.16: Entwicklung einer Übersättigung entlang der Trajektorie $Tr_{31,1}$ zu verschiedenen Zeitpunkten auf den jeweiligen Druckflächen: oben: $t = -12 \text{ h/p} = 237 \text{ hPa}$ unten: $t = -6 \text{ h/p} = 235 \text{ hPa}$. Der Referenzwert ist hier der Wert aus den ECMWF Analysen vom Gitterpunkt $14.4^\circ\text{E}/52.2^\circ\text{N}$ zum Zeitpunkt $t = 0 \text{ h}$ (Radiosondenaufstieg). Zusätzlich sind noch Linien gleicher potentieller Vorticity ($PV=1.6, 2.5$ und 3.5 PVU) eingezeichnet, um die dynamische Tropopause zu kennzeichnen.

Man vergleiche insbesondere die Entwicklung an der Position der Trajektorie mit der Abbildung 7.14 zu der Entwicklung der ISSR bzw. den Neuberechneten Feuchten in der Abbildung 7.12. Hierbei fällt auf, dass qualitativ durch die Flächenbetrachtung ebenfalls die Entwicklung der eisübersättigten Schicht bestätigt werden kann, so wie sie aus den Neuberechneten relativen Feuchten abgeleitet wurde: Dabei sieht man sehr schön, dass zum ersten der gezeigten Zeitpunkte ($t = -24 \text{ h}$) die Trajektorie etwas außerhalb eines übersättigten Bereiches liegt – aufgrund der hohen Gradienten aber liegt die Position mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht innerhalb einer übersättigten Schicht. Genau dieselbe Aussage kann man aus der Neuberechneten Feuchte (Abbildung 7.12) ableiten. Erst zum Zeitpunkt $t = -18 \text{ h}$ entstehen bei der Position der Trajektorie auch hohe relative Feuchten, so dass man hier

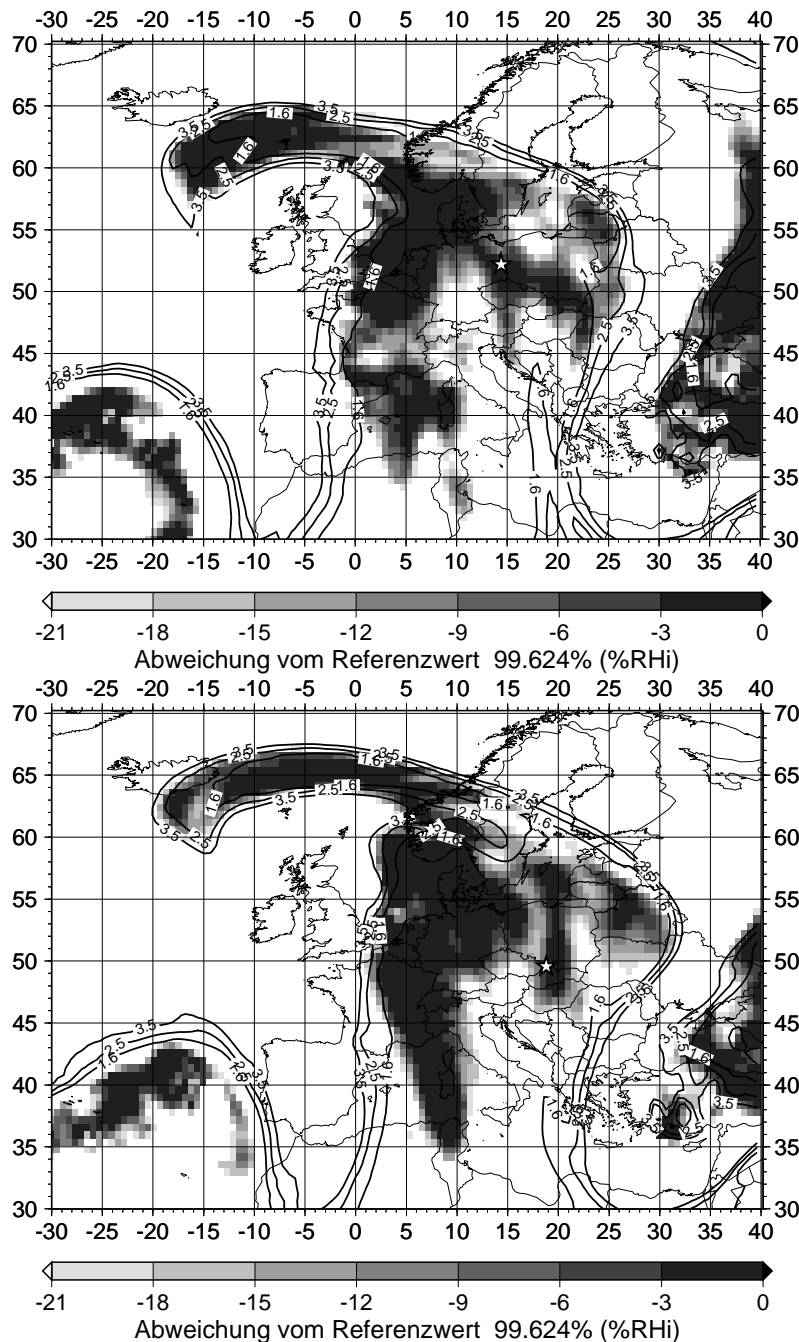


Abbildung 7.17: Entwicklung einer Übersättigung entlang der Trajektorie $Tr_{31,1}$ zu verschiedenen Zeitpunkten auf den jeweiligen Druckflächen: oben: $t = 0$ h/p = 229 hPa unten: $t = +6$ h/p = 230 hPa. Der Referenzwert ist hier der Wert aus den ECMWF Analysen vom Gitterpunkt $14.4^{\circ}\text{E}/52.2^{\circ}\text{N}$ zum Zeitpunkt $t = 0$ h (Radiosondenaufstieg). Zusätzlich sind noch Linien gleicher potentieller Vorticity (PV=1.6, 2.5 und 3.5 PVU) eingezeichnet, um die dynamische Tropopause zu kennzeichnen.

die Entstehung der später in dem Radiosondenprofil beobachteten eisübersättigten Schicht sieht.

Die Übersättigung bleibt im wesentlichen jetzt in allen weiteren gezeigten Zeitpunkten erhalten, bis sie schließlich zum Zeitpunkt $t = 18$ h verschwunden ist. Außerdem sieht man in dieser Darstellung zusätzlich einen schönen dynamischen Effekt in dieser Situation: Durch die immer stärker werdende Zyklone westlich der Antizyklone wird zunehmend troposphärische Luft am Rand der Antizyklone weggesaugt und gegen den Uhrzeigersinn verwirbelt. Innerhalb dieser troposphärischen Luft ist ein Ausläufer der eisübersättigten Schicht und bleibt während dieser ganzen Zeit übersättigt. Abschließend sei noch bemerkt,

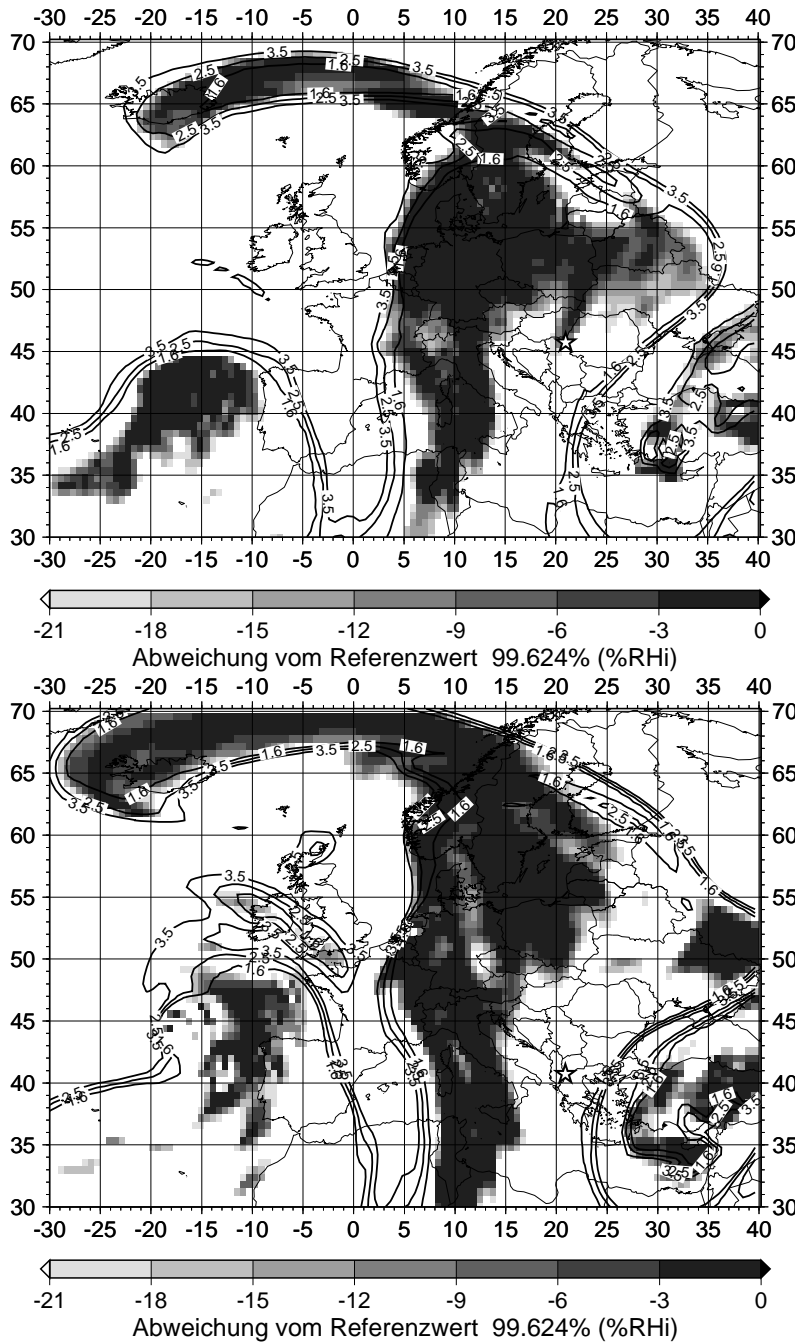


Abbildung 7.18: Entwicklung einer Übersättigung entlang der Trajektorie $Tr_{31,1}$ zu verschiedenen Zeitpunkten auf den jeweiligen Druckflächen: oben: $t = +12$ h/p = 230 hPa unten: $t = +18$ h/p = 255 hPa. Der Referenzwert ist hier der Wert aus den ECMWF Analysen vom Gitterpunkt $14.4^\circ\text{E}/52.2^\circ\text{N}$ zum Zeitpunkt $t = 0$ h (Radiosondenaufstieg). Zusätzlich sind noch Linien gleicher potentieller Vorticity (PV=1.6, 2.5 und 3.5 PVU) eingezeichnet, um die dynamische Tropopause zu kennzeichnen.

dass in allen Flächenbetrachtungen immer zu sehen ist, dass die Übersättigungen im wesentlichen auf die Troposphäre beschränkt sind und dabei oft der Tropopause sehr nahe sind (man betrachte hierzu die Abbildungen 7.15 bis 7.18).

Tabelle 7.5: Positionen der Trajektorie $Tr_{31,1}$ in den Abbildungen 7.15 bis 7.18

t relativ zum Aufstieg (h)	-24	-18	-12	-6	0	+6	+12	+18
Länge ($^\circ$)	-9.08	-5.25	-0.05	7.13	14.40	18.79	20.97	20.89
Breite ($^\circ$)	38.19	44.99	50.48	53.02	52.20	49.57	45.74	40.71

7.3 Zweite Fallstudie

Der zweite Fall ist aus dem Radiosondenprofil vom 21.03.2000, 00 UTC entnommen. Dieser ist wesentlich komplizierter als der erste: Aufgrund der geringen zeitlichen Auflösung der ECMWF-Daten versagt höchstwahrscheinlich das Lagrange'sche Modell, daher kann die Auswertung entlang der Trajektorien nicht mehr genauso wie im ersten Fall durchgeführt werden. Außerdem muss die Analyse im Vergleich mit den METEOSAT-Bildern etwas ausgebaut werden, da man mit großer Wahrscheinlichkeit einen Wolkenbildungsprozess im Radiosondenaufstieg gemessen hat.

7.3.1 Radiosondenprofil

Es werden wieder zunächst die Vertikalprofile von Temperatur und relativer Feuchte in der Abbildung 7.19 gezeigt.

Es ist wieder der Temperaturverlauf mit einer Abnahme in der Höhe zu sehen mit einem mittleren Temperaturgradienten im Bereich 600–100 hPa von $\overline{\left(\frac{dT}{dz}\right)} = -0.62 \pm 0.57 \frac{K}{100m}$; bei einer linearen Anpassung im Bereich $6000 \leq z \leq 10000$ m erhält man $\overline{\left(\frac{dT}{dz}\right)} = -0.77 \pm 0.01 \frac{K}{100m}$. Damit liegt praktisch immer eine stabile Temperaturschichtung vor, denn nur an einer Stelle $p \approx 213$ hPa fällt $\frac{dT}{dz}$ unter den Wert $-1.0 \frac{K}{100m}$. Außerdem ist eine sehr deutliche thermische Tropopause bei $p_{TP} = 183.6$ hPa, $z_{TP} = 12282$ m zu sehen. Im Profil treten eine ganze Anzahl von kleineren und größeren Inversionen in der unteren Troposphäre (Bereich Boden – 550 hPa) auf, siehe Tabelle 7.6. Das Profil der relativen Feuchte ist dagegen wieder sehr wechselhaft, dennoch kann man einige Regionen voneinander trennen und mit den obigen Inversionen in Verbindung bringen:

1. Vom Boden ($p = 1010.1$ hPa) bis $p = 938.7$ hPa ist die Feuchte nahe der Wassersättigung, Erreicht ein Maximum bei der ersten Temperaturinversion und fällt dann

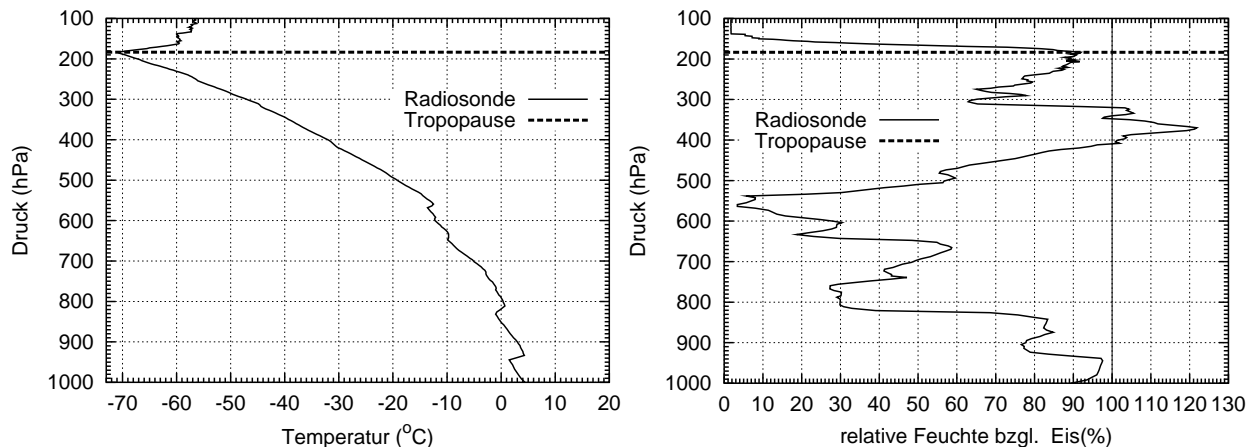


Abbildung 7.19: Vertikalprofile von Temperatur (links) und relativer Feuchte (rechts) aus der Radiosonde für den Termin 21.03.2000, 00 UTC. Zusätzlich ist noch die thermische Tropopause (gestrichelte Linie) eingezeichnet.

Tabelle 7.6: Inversionen im Temperaturprofil des Radiosondenaufstiegs am 21.03.2000, 00 UTC, dabei sind die Temperaturminima und –maxima mit dem jeweiligem Druck angegeben.

Minimum		Maximum	
Druck (hPa)	Temperatur (°C)	Druck (hPa)	Temperatur (°C)
944.7	1.5	933.4	4.3
831.4	−1.0	811.2	0.7
647.7	−9.9	642.8	−9.7
568.2	−13.6	559.1	−12.5

bis ca. 80% ab.

- Bei $p = 831.4$ hPa fällt die Feuchte nach einem breiterem Maximum erneut ab und fällt innerhalb weniger hPa auf Werte nahe 30%.
- Im Bereich $p \approx 750 - 650$ hPa steigt die Feuchte dann erneut auf Werte nahe 60%, fällt aber dann bei $p = 647.7$ hPa wieder stark ab um bei $p = 563.7$ hPa das Minimum von ca. 8% zu erreichen.
- Von dem oben erwähnten Minimum steigt nun die relative Feuchte extrem an, bei ca. 438 hPa wird die 80% überschritten und es bildet sich eine dicke eisübersättigte Schicht im Bereich $408.2 \geq p \geq 320.6$ hPa aus, nur unterbrochen durch zwei Messpunkte mit $RHi \approx 98\%$. Danach fällt die relative Feuchte wieder stark ab (80% bei $p \approx 315$ hPa bis etwa 65%).
- Zwischen $p \approx 275$ hPa und $p \approx 170$ hPa steigt die relative Feuchte noch einmal auf Werte um die 90% um dann an der Tropopause sehr schnell auf winzige Feuchten abzufallen.

Interpretation:

- Im Bereich vom Boden bis ca. 830 hPa kann man wohl von einer Wasserwolke in der Grenzschicht (Oberkante $p = 938.7$ hPa, $T = 3.0^\circ\text{C}$) ausgehen, danach sieht man wahrscheinlich erhöhte Feuchtigkeit in der hochreichenden nächtlichen Grenzschicht (Oberkante bei ca. 830 hPa), eine weitere Wolke ist nicht auszuschließen.
- Im Bereich $p \approx 750 - 650$ hPa treten starke Schwankungen in der Feuchte gepaart mit einigen Temperaturinversionen auf, auch eine Wolke wäre in diesem Bereich eventuell möglich.
- Im Bereich $p \approx 420 - 310$ hPa treten sehr hohe relative Feuchten auf, hier bilden sich zwei übersättigte Schichten aus (mit Unterbrechung durch eine nur ca. 150 m dicke knapp untersättigte Schicht). Die Grenzen nach oben und unten sind sehr scharf.

4. Im Bereich $p \approx 275 - 170$ hPa treten wieder sehr hohe Feuchten auf, dabei wird die Sättigung nicht überschritten. Dabei werden wir später sehen, dass eine gewisse Wahrscheinlichkeit für einen dünnen, sich unter Umständen langsam auflösenden Zirkus durchaus gegeben ist.

7.3.2 Vergleich Radiosonde – ECMWF–Analysen

Nun wird wieder das Radiosondenprofil mit den ECMWF–Daten verglichen, auch hier wird nur der Druckbereich 600–100 hPa betrachtet. In der Abbildung 7.20 werden wieder die Temperatur und die spezifische Feuchte im Vergleich gezeigt.

Beim Vergleich der Temperaturen stellt man fest, dass die Übereinstimmung sowohl qualitativ in der Struktur als auch quantitativ bemerkenswert gut ist: Auf den Schichten 32–40 liegen die absoluten Temperaturabweichungen bei $|\Delta T| \leq 0.7$ K, nur in den oberen drei Schichten 29–31 können noch Abweichungen bis zu $\Delta T \approx 1.2$ K vorkommen.

Bei der spezifischen Feuchte ist die Lage nicht ganz so gut, obwohl die qualitative Übereinstimmung in der Struktur der Profile ganz gut ist; im Bereich 400–200 hPa haben die beiden Profile im wesentlichen denselben Gradienten. Aber die absoluten Abweichungen können sehr groß werden, aufgrund der Unter- bzw. Überschätzung der spezifischen Feuchte liegen die prozentualen Unterschiede für die Schichten 29–39 im Bereich 10–28% mit zwei Ausreißern (Schichten 29 und 34 mit jeweils 36%). Auf der Modellschicht 40 jedoch liegt aufgrund des großen Feuchtegradienten in diesem Bereich und der daraus folgenden deutlichen Überschätzung der Feuchte in den Analysen zu einer prozentualen Abweichung von ca. 140%.

Aufgrund der Abweichungen in der spezifischen Feuchte wird auch das Profil der relativen

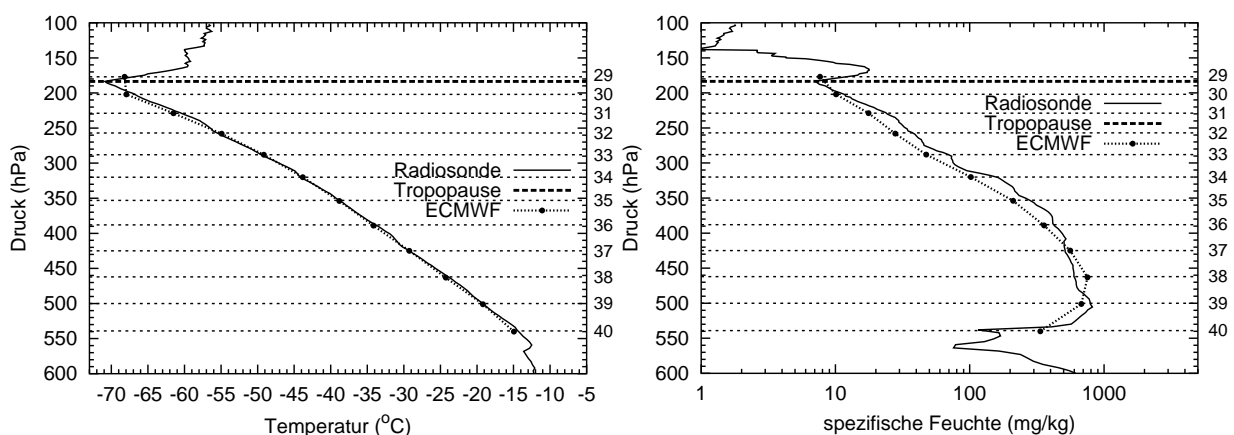


Abbildung 7.20: Vergleich der Vertikalprofile von Radiosonde (durchgezogene Linie) und ECMWF–Daten (ausgefüllte Kreise und gepunktete Linie) an dem nächsten Gitterpunkt $13.8^{\circ}\text{E}/52.2^{\circ}\text{N}$ für Temperatur (links) und spezifische Feuchte (rechts). Zusätzlich sind noch die Tropopause (gestrichelte Linie) sowie die mittlere Lagen der ECMWF–Modellschichten 29–40 eingezeichnet.

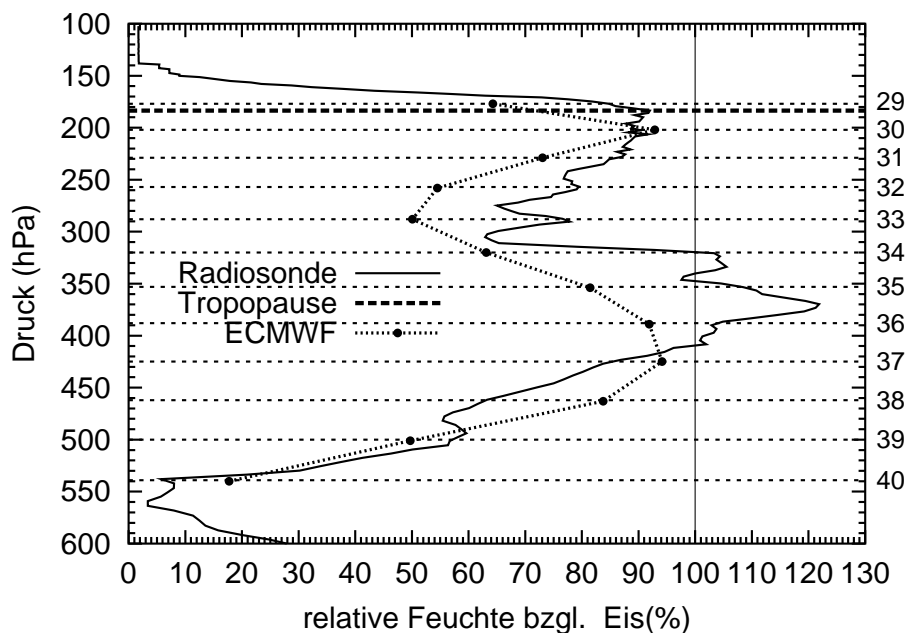


Abbildung 7.21: Vergleich der Vertikalprofile von Radiosonde (durchgezogene Linie) und ECMWF-Daten (ausgefüllte Kreise und gepunktete Linie) an dem nächsten Gitterpunkt $13.8^{\circ}\text{E}/52.2^{\circ}\text{N}$ für relative Feuchte über Eis. Zusätzlich ist noch die Tropopause (gestrichelte Linie) sowie die mittleren Lage der ECMWF-Modellschichten 29–40 eingezeichnet.

Feuchte deutlich beeinflusst. Qualitativ wird die Struktur der relativen Feuchte durchaus reproduziert: Insbesondere wird der starke Anstieg der relativen Feuchte im Bereich 550–430 hPa ganz gut wiedergegeben. Aufgrund der systematischen Unterschätzung auf den nach oben folgenden Schichten (Modellschichten 36–30) fällt die relative Feuchte zu schnell ab und kann die hohen Feuchten der Radiosonde nicht annähernd erreichen. Das Minimum und der erneute Anstieg in der relativen Feuchte sind qualitativ ganz gut erfasst, aufgrund einer Temperaturabweichung kommt es sogar zu einer leichten Überschätzung der Feuchte auf der Schicht 30. Quantitativ liegen die absoluten Abweichungen im Bereich $7 \leq \Delta RH_i \leq 38\%$, dies entspricht prozentualen Abweichungen im Bereich 10–38% mit der Ausnahme der Druckschicht 40, auf der durch die niedrige relative Feuchte in der Radiosonde ($RH_{i_{40}} \approx 8\%$) eine nicht aussagekräftige hohe Abweichung entsteht.

Man kann auch hier konstatieren, dass die Struktur des Profils der relativen Feuchte qualitativ gut wiedergegeben wird, so dass auch weitere Untersuchungen möglich und sinnvoll sind.

7.3.3 Vergleich Radiosonde – METEOSAT-Bilder

Anhand der METEOSAT-Bilder wird nun wieder untersucht, in wieweit die Radiosonde innerhalb von Wolken gemessen hat. Zur Bestimmung der Position der Radiosonde bzw. der Position der im Profil gemessenen Luftpakete zum Zeitpunkt der METEOSAT-Aufnahme wird wieder das Windprofil benutzt (Abbildung 7.22). Aufgrund der starken Variation der

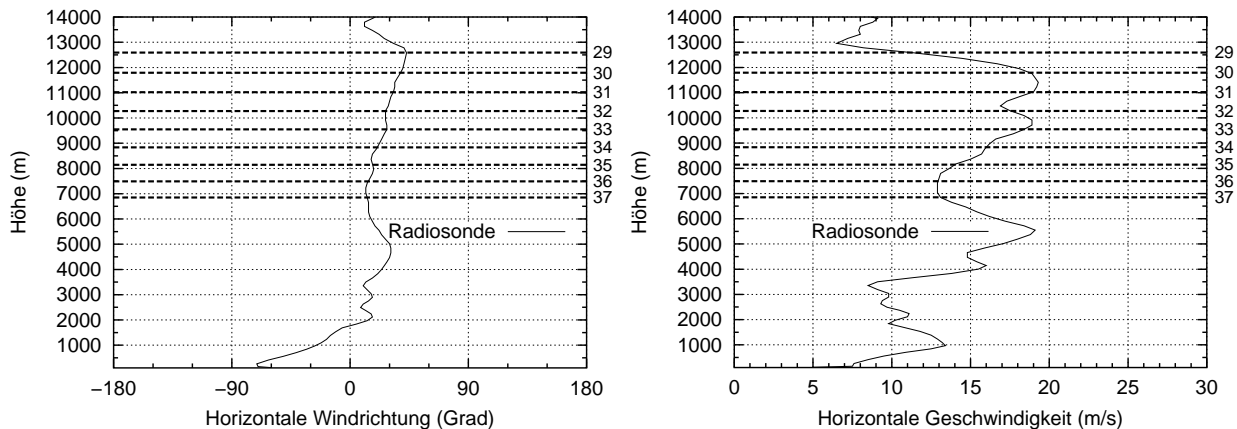


Abbildung 7.22: Horizontalwind aus der Radiosonde vom 21.03.2000, 00 UTC. Links: Horizontale Windrichtung, rechts: Betrag der Windgeschwindigkeit. Zusätzlich sind die mittleren Lagen der ECMWF-Modellschichten 29–37 eingezeichnet.

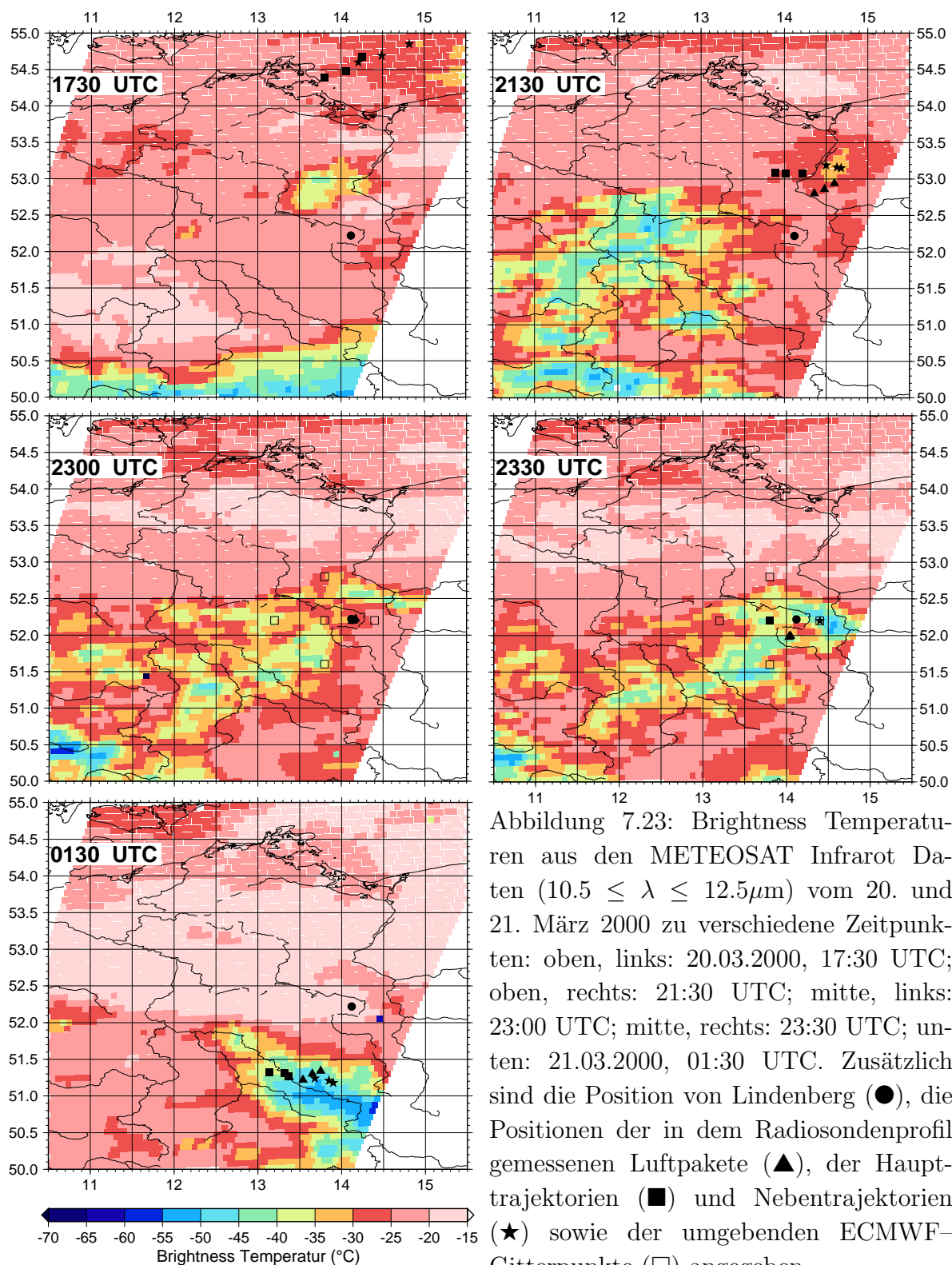
Situation innerhalb der sechs Stunden vor dem Radiosondenaufstieg ist es weiter nützlich, die Positionen der gemessenen Luftpakete für frühere METEOSAT-Aufnahmen zu bestimmen. Man vergleicht dazu im folgendem sowohl die aus dem Windprofil (Abbildung 7.22) berechneten Positionen der Luftpakete mit den METEOSAT-Bildern, als auch die aus dem Modell LAGRANTO im Abstand von einer Stunde berechneten Positionen mit den METEOSAT-Bildern. Diese zusätzlichen Positionen werden nötig, da sich die Windverhältnisse innerhalb von sechs Stunden durchaus ändern können und daher die Positionen aus der Windbewegung für größeren zeitlichen Abstand vom Radiosondenaufstieg etwas ungenau werden können. Es werden neben den Positionen der Haupttrajektorie auch noch die Positionen der genau 0.6° östlich gelegenen Nebentrajektorie betrachtet.

Aufgrund der zeitlichen Verschiebung von nominellen Aufstiegsterminen der Radiosonde (00, 06, 12 und 18 UTC) und tatsächlichen Messzeiten muss man diese Verschiebung (ca. 30 min) auch für den Vergleich der Positionen aus dem Modell LAGRANTO berücksichtigen.

Es wurden die METEOSAT-Bilder (zusammen mit den entsprechenden Positionen aus Drift und/oder LAGRANTO) für die Zeitpunkte 17:30, 18:30, 19:30, 20:30, 21:30, 23:00 und 23:30 UTC am 20.03.2000 sowie für die Zeitpunkte 01:30 und 05:30 UTC am 21.03.2000 ausgewertet. Im folgenden werden in der Abbildung 7.23 nur die Bilder der Zeitpunkte

Tabelle 7.7: Notation für die METEOSAT-Bilder in Abbildung 7.23.

Typ	Symbol
Lindenberg ($14.12^\circ\text{E}/52.22^\circ\text{N}$)	●
Position Haupttrajektorien (Start $13.8^\circ\text{E}/52.2^\circ\text{N}$)	■
Position Nebentrajektorien (Start $14.4^\circ\text{E}/52.2^\circ\text{N}$)	★
Driftposition	▲
ECMWF-Gitterpunkte	□



17:30, 21:30, 23:00, 23:30 und 01:30 UTC dargestellt. Für die Abbildung 7.23 gilt immer die in Tabelle 7.7 beschriebene Notation. In der Auswertung wurde die folgende Entwicklung festgestellt: Im wesentlichen liegen in der Zeit von 17:30 bis etwa 23:00 UTC alle berechneten Positionen in Bereichen, in denen die mittleren Brightness-Temperaturen im Bereich

$-30 \leq T_{\text{br}} \leq -20^\circ\text{C}$ liegen, dabei sind die Standardabweichungen 1–2 K. Diese steigen schon zum Zeitpunkt $t = 23:00$ UTC etwas an (3–4 K). Erst zum Zeitpunkt 23:30 UTC (im wesentlichen der Radiosondenaufstieg) ändert sich auch an der Struktur der Bilder etwas: Die Brightnesstemperaturen für die berechneten Positionen springen relativ plötzlich auf wesentlich niedrigere Werte ($-40 \leq T_{\text{br}} \leq -35^\circ\text{C}$) und die Standardabweichungen werden ebenfalls recht groß (5–7 K). Dieses Bild bleibt auch für den etwas späteren Zeitpunkt 01:30 UTC bestehen (siehe Abbildung 7.23, links unten), hier liegen wieder alle berechneten Positionen in Bereichen mit sehr niedrigen Brightnesstemperaturen ($-50 \leq T_{\text{br}} \leq -40^\circ\text{C}$).

Interpretation:

Aufgrund der Entwicklung in den METEOSAT-Bilder muss man davon ausgehen, dass sich ziemlich genau zur Radiosondenmessung in der im Profil entdeckten übersättigten Schicht eine dicke Eiswolke bildet. Anhand der Bilderfolge in Abbildung 7.23 kann man abschätzen, dass sich diese Wolke nahe des Zeitpunktes 23:30 UTC langsam bildet und mit der Zeit bis etwa 01:30 UTC opak wird. Aufgrund von Abschätzungen für den Zeitraum, in dem Übersättigungen abgebaut werden (siehe z.B. KHVOROSTYANOV UND SASSEN, 1998 bzw. GIERENS, 2003), ist diese Interpretation durchaus realistisch. Wir werden in Abschnitt 7.3.5 sehen, dass ab dem Zeitpunkt 00 UTC (ECMWF-Analysen bzw. LAGRANTO-Berechnung) eine zusätzliche Aufwärtsbewegung dazukommt, die weiter hohe Feuchten erzeugt. Dadurch nimmt die Wolke weiter an “Dicke” zu.

Mit einer einfachen Abschätzung der Transmission der Strahlung durch einzelne Wolken-schichten kann man die optische Dicke dieser Wolke abschätzen:

Wenn man annimmt, dass die aus der eisübersättigten Schicht entstehende Wolke die einzige im vertikalen Profil ist, so kann man mit Hilfe der in Abschnitt 7.1 ausgeführten Abschätzungen die optische Dicke berechnen. Aufgrund der im Radiosondenprofil zu sehenden opaken Grenzschichtwolke mit Wolkenoberkante bei $T_{\text{top}} \approx 3.0^\circ\text{C}$, kann man von der Oberflächentemperatur $T_{\text{surf}} \approx T_{\text{top}}$ ausgehen. Die Oberkante der eisübersättigten Schicht liegt bei $T = -44^\circ\text{C}$. Die Schicht ist relativ dick (ca. 1.6 km), daher muss man davon ausgehen, dass bei höheren optischen Dicken hauptsächlich der obere Teil der Schicht zur Strahlung beiträgt. Daher schätzt man die mittlere Temperatur im Bereich $340.2 \geq p \geq 320.6$ hPa mit $T_{\text{cloud}} = -42.33^\circ\text{C}$ ab. Diese Temperatur wird nun für die Berechnung der optischen Dicke der Schicht benutzt. Für die Brightness-Temperaturen schwanken die Werte etwas: Dabei werden in dem sehr großen quadratischen Bereich Werte zwischen -26°C und -49°C gemessen, die Mittelwerte liegen für die verschiedenen Luftpakete der Schichten 34–36 etwa bei $\bar{T} \pm \sigma = -36.5 \pm 5.4^\circ\text{C}$. Wenn man nun diese Schwankungen berücksichtigt (dabei muss allerdings gelten $T_{\text{cloud}} \leq T_{\text{br}}$, sonst schlägt die Berechnung fehl) und dabei die Brightness-Temperatur im Bereich $-26 \leq T_{\text{br}} \leq -42^\circ\text{C}$ ansetzt, erhält man optische Dicken im Bereich $0.9 \leq \tau \leq 3.2$. Man könnte also von einer mehr oder weniger opaken Wolke schon zum Zeitpunkt 23:30 UTC ausgehen. Hierbei tritt eine zusätzliche Schwierigkeit auf, die es notwendig macht, die Berechnungen noch etwas zu verfeinern. Es ist nämlich möglich, dass außer der aus der eisübersättigten Schicht entstehenden Wolke noch eine weitere hochliegende dünne Zirruswolke berücksichtigt werden muss. Dazu kann

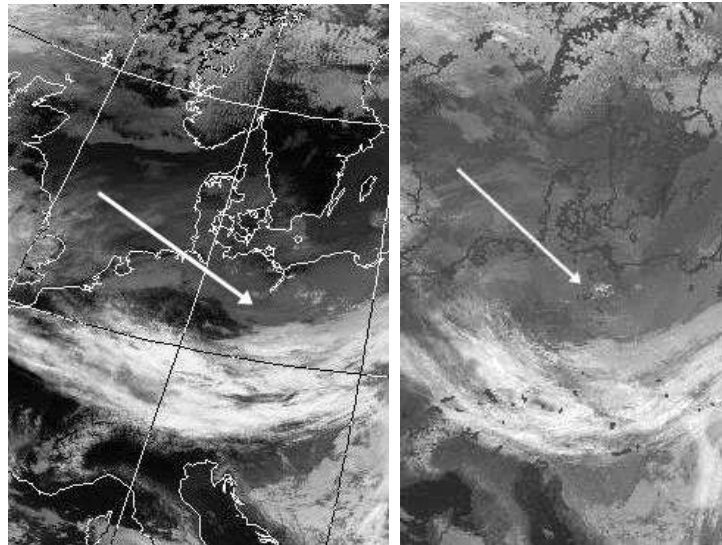


Abbildung 7.24: AVHRR Infrarot Bilder vom 20.03.2000; links: 16:01 UTC von Dundee University empfangen, rechts: 17:39 UTC vom DFD empfangen. Die weißen Pfeile markieren die Region um Lindenberg.

man folgende Überlegungen anstellen:

Für den gesamten Zeitraum 20.03.2000, 12 UTC bis 21.03.2000, 06 UTC stellt man fest, dass auf den METEOSAT-Bildern außerhalb der Bereiche, in denen offensichtlich Wolken auftreten, ansonsten sehr homogene Flächen zu sehen sind, d.h. die Brightness-Temperaturen sind über große Bereiche kaum Schwankungen unterworfen. Damit könnte man nun annehmen, dass in diesen Bereichen keine Wolken vorhanden sind und der Satellit damit “bis zum Boden” bzw. zur Grenzschicht sehen kann. In diesen Bereichen treten immer Temperaturen im Bereich $-25 \leq T_{br} \leq -15^\circ\text{C}$ auf, in den Radiosondenprofilen der entsprechenden Termine aber treten solche Temperaturen immer erst in den Druckbereichen 700–500 hPa auf, in denen die relative Feuchte immer bei sehr niedrigen Werten liegt, eine opake Wolke bei dieser Höhe also ausgeschlossen werden muss. Dies legt den Schluss nahe, dass in den hochgelegenen Schichten eventuell ein dünner Zirkus liegt, der die Brightness-Temperatur deutlich nach unten verschiebt. Um dies plausibel zu machen, wird der Radiosondenaufstieg zum (nominelle) Zeitpunkt 20.03.2000, 18 UTC (hier nicht gezeigt) ausgewertet. Im Profil der relativen Feuchte befindet sich eine dicke Wolke in der Grenzschicht bis ca. 850–830 hPa, danach fällt die relative Feuchte auf Werte unter 20% und erst in den hohen Schichten (ab ca. 400 hPa) treten wieder sehr hohe Feuchten auf. Dabei ist außerdem ab 250 hPa ein deutlicher Anstieg der Feuchte auf Werte bis zu 90%RH_i zu erkennen, die betrachtete Schicht ist zu diesem Zeitpunkt ca. 800–1000 m dick. Anhand des dazu passenden METEOSAT-Bildes (natürlich entsprechend zum Zeitpunkt 17:30 UTC, siehe Abbildung 7.23, oben links) und anhand des Windprofils kann man die Position der Radiosonde zu diesem Zeitpunkt sowie die Positionen der gemessenen Luftpakete berechnen und dazu die Brightness-Temperatur bzw. deren Mittelwert und Standardabweichung in der quadratischen Region mit Kantenlänge 60 km angeben. Die Positionen der Luftpakete auf den verschiedenen Druckschichten befinden sich wieder nahe der Radiosondenposition,

so dass man nur für diese die Berechnung durchführt. Dabei erhält man in der betrachteten Region Brightness–Temperaturen im Bereich $-26 \leq T_{\text{br}} \leq -20^\circ\text{C}$, der Mittelwert beträgt $\bar{T}_{\text{br}} \pm \sigma = -22.7 \pm 1.7^\circ\text{C}$. Damit kann man mit Hilfe der in Abschnitt 7.1 ausgeführten Methode die optische Dicke dieser dünnen Zirruswolke berechnen. Dabei werden folgende Werte angenommen: Die Brightness–Temperatur betrage $T_{\text{br}} = -22.7^\circ\text{C}$, die Oberflächentemperatur betrage $T_{\text{surf}} = 1.3^\circ\text{C}$, da man von einer opaken, dicken Wasserwolke mit Wolkenoberkante bei $p_{\text{top}} \approx 935.9$ hPa, $T_{\text{top}} \approx 1.3^\circ\text{C}$ ausgehen kann. Weiter kann man aus dem Temperaturprofil für die Druckschichten im Bereich 200–170 hPa eine mittlere Temperatur von $T_{\text{cloud}} = -68.45 \pm 1.91^\circ\text{C}$ annehmen. Aus diesen Werten berechnet man eine optische Dicke $\tau = 0.369$ mit Hilfe der Gleichung 7.2. Indem man Temperaturen etwas variiert (im Bereich $-20 \leq T_{\text{br}} \leq 26^\circ\text{C}$), erhält man Werte von τ in einem Bereich $0.321 \leq \tau \leq 0.432$. Diese Werte deuten auf einen dünnen aber sichtbaren Zirrus hin. Aufgrund der Infrarot–Satellitenbilder von AVHRR (von Dundee University¹, bzw. vom Deutschen Fernerkundungsdatenzentrum, DFD, bereitgestellt, Abbildung 7.24) um den betrachteten Zeitpunkt herum, kann man einen leichten grauen Schleier über Norddeutschland erkennen. Eine weitere Plausibilitätserklärung wird durch die Flächenbetrachtungen in Abschnitt 7.3.6 gegeben. Dort wird man anhand der Bilder aus den ECMWF–Analysen erkennen (Abbildungen 7.37/7.38), dass in den hoch gelegenen Schichten 29 und 30 für den besagten Zeitraum eine übersättigte Schicht zu erkennen ist. Mehr dazu im Abschnitt 7.3.6.

Aufgrund der oben bestimmten optischen Dicke $\tau_1 = 0.369$ für den hochliegenden dünnen Zirrus kann man für die tiefe Schicht nun die optische Dicke τ_2 berechnen. Dazu muss allerdings die Berechnung etwas modifiziert werden, da die Strahlung von der Oberfläche nacheinander durch zwei Schichten geht. Für die Intensität, die dann am Satelliten ankommt (I_{sat}), kann man folgende Gleichung aufstellen (Indices 1 und 2 bezeichnen die zwei Wolken in der vom Satelliten gesehenen Reihenfolge):

$$I_{\text{sat}} = \left(I_{\text{surf}} e^{-\frac{\tau_2}{\mu}} + B_\lambda(T_2)(1 - e^{-\frac{\tau_2}{\mu}}) \right) e^{-\frac{\tau_1}{\mu}} + B_\lambda(T_1)(1 - e^{-\frac{\tau_1}{\mu}}) \quad (7.25)$$

Beim Auflösen nach τ_2 ergibt sich (mit $I_{\text{sat}} = B_\lambda(T_{\text{br}})$, $I_{\text{surf}} = B_\lambda(T_{\text{surf}})$):

$$\tau_2 = \log \left(\frac{(B_\lambda(T_{\text{surf}}) - B_\lambda(T_2))e^{-\frac{\tau_1}{\mu}}}{B_\lambda(T_{\text{br}}) - B_\lambda(T_2)e^{-\frac{\tau_1}{\mu}} - B_\lambda(T_1)(1 - e^{-\frac{\tau_1}{\mu}})} \right) \cdot \mu \quad (7.26)$$

Mit Hilfe dieser Gleichung können damit auch Berechnungen für den Fall $T_{\text{cloud}} = T_2 > T_{\text{br}}$ durchgeführt werden. Auch hier muß aufgrund der schrägen Messung des Satelliten durch die Atmosphäre ein Korrekturfaktor $\mu = \cos(\varphi)$, $\varphi = 52^\circ$ berücksichtigt werden. Für die Berechnungen für τ_2 wird folgende Grundkonfiguration angenommen:

Man wählt als “Bodentemperatur” $T_{\text{surf}} = 3.0^\circ\text{C}$ aufgrund der Wasserwolke im Profil mit Wolkenoberkante bei $p \approx 938.7$ hPa, als Wolkentemperatur der hochliegenden Wolke $T_1 =$

¹kindly provided by NERC Satellite Receiving Station, Dundee University, Scotland (<http://www.sat.dundee.ac.uk/>)

-68.45°C aus der Abschätzung weiter oben. Dies kann auch genauso aus dem aktuellen Profil ermittelt werden, da man bei der relativ hohen optischen Dicke auch hier davon ausgehen kann, dass hauptsächlich die obersten Schichten des Zirrus zur Strahlung beitragen. Die mittlere Temperatur im Bereich $175 \leq p \leq 210$ hPa (entspricht einer ca. 1 km dicken Schicht) ist hier -68.23°C , in etwa also dem früher abgeschätzten Wert. Als optische Dicke wählt man für diese Schicht $\tau_1 = 0.369$, wie vorher abgeleitet. Die (mittlere) Strahlungstemperatur der Schicht 2, d.h. der übersättigten Schicht wird wie schon für die erste Berechnung mit $T_{\text{cloud}} = T_2 \approx -42.33^\circ\text{C}$ abgeschätzt. Außerdem kann die Brightness-Temperatur am Satelliten T_{br} folgende Werte annehmen: $T_{\text{br}} = -30, -36.5, -40, -42, -45, -46, -49^\circ\text{C}$. Diese Variabilität entsteht aus den extrem inhomogenen Infrarotbildern zu den verschiedenen Zeitpunkten. Für den früheren Zeitpunkt 23:30 UTC werden im Umkreis der Radiosonde, bzw. der Driftpositionen der Luftpakete hauptsächlich Brightness-Temperaturen im Bereich $-42 \leq T_{\text{br}} \leq -30^\circ\text{C}$ gemessen. Zum späteren Zeitpunkt 01:30 UTC liegen die Brightness-Temperaturen schon deutlich niedriger $-49 \leq T_{\text{br}} \leq -42^\circ\text{C}$, da man in den METEOSAT-Bildern (Abbildung 7.23) schon die weitere ‐Abkühlung‐ der Region, in der sich die gemessenen Luftpakete befinden, beobachten kann. Dies muss als Weiterentwicklung der Wolke zu einer opaken Schicht gedeutet werden. In Tabelle 7.8 werden die berechneten optischen Dicken zusammengestellt: Auch hier erkennt man für die Werte $T_{\text{br}} = -30/-36.5/-40/-42^\circ\text{C}$ (charakteristisch für den Zeitpunkt 23:30 UTC), dass sich hier langsam eine dichte Wolke bildet, die im Laufe der nächsten zwei Stunden optisch immer dicker wird; dies entspricht den tiefen Brightness-Temperaturen im METEOSAT-Bild der Abbildung 7.23 (unten), 01:30 UTC. Für diesen Zeitpunkt sind eher die Brightness-Temperaturen $T_{\text{br}} = -42/-45/-46/-49^\circ\text{C}$ charakteristisch.

Insgesamt ist die etwas kompliziertere Berechnung mit zwei Wolkenschichten wohl sinnvoller, weil man hier wesentlich besser erkennt, wie sich aus der eisübersättigten Schicht eine Wolke bildet. Dies wird im nächsten Abschnitt auch bei der Abschätzung des Eiswassergehaltes noch einmal deutlich werden.

Zusätzlich kann man noch den Eiswassergehalt für beide Schichten mit Hilfe der Formel 7.6 abschätzen: Für den dünnen Zirrus im Bereich 237–175 hPa (hier im Radiosondenprofil vom 21.03.2000, 00 UTC abgeschätzt, dies entspricht einer Schichtdicke von ca. 2 km) ergeben die Abschätzungen mit einem Effektivradius von $r_{\text{eff}} = 10\mu\text{m}$ einen Eiswassergehalt im Bereich $0.8 - 1.1 \frac{\text{mg}}{\text{m}^3}$ bei einem abgeschätzten Gesamtwasserdampfgehalt von ca. $5.3 - 6.2 \frac{\text{mg}}{\text{m}^3}$; dies ist für einen dünnen Zirrus durchaus ein realistischer Wert: Dazu vergleiche man den abgeschätzten Eiswassergehalt wieder mit der empirischen Formel (7.24) für den Eiswassergehalt in Abhängigkeit von der Temperatur. Für eine mittlere Temperatur von $T = -65.35^\circ\text{C}$ erhält man $\text{IWC}(T) = 1.3 \frac{\text{mg}}{\text{m}^3}$, für die zur Berechnung der optischen Dicke abgeschätzte mittlere Temperatur $T = -68.45^\circ\text{C}$ erhält man $0.9 \frac{\text{mg}}{\text{m}^3}$, diese Werte stimmen

Tabelle 7.8: optische Dicke τ_2 der entstehenden Wolke

T_{br} ($^\circ\text{C}$)	-30	-36.5	-40	-42	-45	-46	-49
τ_2	0.235	0.473	0.640	0.755	0.973	1.063	1.444

ganz gut mit den aus der optischen Dicke abgeleiteten Werte überein.

Für die sich aus der tiefer liegenden ISSR bildende Wolke ist die Variation natürlich etwas größer. Hier sind die Abschätzungen auch etwas schwieriger, da man eine Wolke *in statu nascendi* erwischt hat, d.h. man muss mit den Effektivradien etwas vorsichtig sein und eine gewisse Variation mitberücksichtigen: Natürlicherweise sind die effektiven Radien für den Zeitpunkt 23:30 UTC bei der Entstehung geringer als zum Zeitpunkt 01:30 UTC, bei dem schon ein Zustand näher am thermodynamischen Gleichgewicht erreicht wurde.

Für den ersten Zeitpunkt muss man daher mit Effektivradien zwischen 10 und $20\mu\text{m}$ rechnen, zum späteren Termin können die Radien schon im Bereich $20\text{--}50\mu\text{m}$ liegen. Damit schwankt der Eiswassergehalt für den Zeitpunkt 23:30 UTC im Bereich $0.74 \leq \text{IWC} \leq 4.7\frac{\text{mg}}{\text{m}^3}$, für den zweiten Termin im Bereich $4.0 \leq \text{IWC} \leq 21.8\frac{\text{mg}}{\text{m}^3}$ (man beachte die verschiedenen Brightness–Temperaturen zu den verschiedenen Zeitpunkten, siehe oben). Im Vergleich mit dem Eiswassergehalt in Abhängigkeit mit der Temperatur aus Gleichung 7.24 erhält man für die Wolkentemperaturen von $-44.0 \leq T \leq -31.2^\circ\text{C}$ bzw. den Mittelwert $\bar{T} = -37.4^\circ\text{C}$ (über die ganze Schicht gerechnet) die Werte $11.5 \leq \text{IWC}(T) \leq 42.8\frac{\text{mg}}{\text{m}^3}$ bzw. $\text{IWC}(\bar{T}) = 22.6\frac{\text{mg}}{\text{m}^3}$; daran sieht man auch eine recht gute Übereinstimmung in den verschiedenen Abschätzungen (und sieht insbesondere, dass man zur Abschätzung der optischen Dicke τ_2 wirklich von den zwei Schichten ausgehen muss). Man beachte jedoch, dass die gute Übereinstimmung nur für den zweiten Zeitpunkt gegeben ist, was nicht weiter verwunderlich ist, da die Abschätzung von Gleichung 7.24 für Zirren im thermodynamischen Gleichgewicht gilt, zum ersten Zeitpunkt ist diese Wolke gerade bei der Entstehung.

Außerdem kann man den mittleren Gesamtwasserdampfgehalt in der übersättigten Schicht bzw. in der entstehenden Wolke mit $\bar{q}_{\text{tot}} = 180\frac{\text{mg}}{\text{m}^3}$ abschätzen. Eine schöne Plausibilitätserklärung ergibt sich, wenn man das Verhältnis von IWC zu \bar{q}_{tot} betrachtet: hier ergibt sich für den Zeitpunkt 23:30 UTC ein Verhältnis $\frac{\text{IWC}}{\bar{q}_{\text{tot}}} \approx 0.4 - 2.2\%$, für den Zeitpunkt 01:30 UTC ein Verhältnis $\frac{\text{IWC}}{\bar{q}_{\text{tot}}} \approx 2 - 12\%$, was im wesentlichen einer abgebauten Übersättigung von $2 - 12\%$ entspräche.

Damit kann man also davon ausgehen, dass man zum Aufstiegstermin der Radiosonde bzw. im Radiosondenprofil den Entstehungsprozess einer Wolke aus einer eisübersättigten Region beobachtet. Diese Wolke bildet sich relativ schnell und baut im weiteren die relative Feuchte weiter ab. Nun werden nochmal die Eigenschaften dieser Mischform ISSR/Zirrus aus dem Radiosondenprofil zusammengetragen. Aufgrund der dünnen untersättigten Schicht innerhalb der ISSR werden sowohl die Werte für die Einzelschichten als auch für die Gesamtschicht wiedergegeben:

- Druck: $408.2 \geq p \geq 349.7$ hPa und $340.2 \geq p \geq 320.6$ hPa, damit $\Delta p_1 = 58.5 \pm 1.3$ hPa, $\Delta p_2 = 19.6 \pm 1.3$ hPa und $\Delta p_{\text{ges}} = 87.6 \pm 1.3$ hPa.
- Höhe: $7100 \leq z \leq 8178$ m und $8365 \leq z \leq 8766$ m, damit $\Delta z_1 = 1078 \pm 50$ m, $\Delta z_2 = 401 \pm 50$ m und $\Delta z_{\text{ges}} = 1666 \pm 50$ m.

- Temperatur: $-39.3 \leq T \leq -31.2^\circ\text{C}$ und $-44.0 \leq T \leq -40.7^\circ\text{C}$, mittlere Temperatur $\bar{T} \pm \sigma_T = -37.4 \pm 3.9$.
- spezifische Feuchte: $258 \leq q \leq 521 \frac{\text{mg}}{\text{kg}}$ und $162 \leq q \leq 217 \frac{\text{mg}}{\text{kg}}$, mittlere spezifische Feuchte $\bar{q} \pm \sigma_q = 333 \pm 114 \frac{\text{mg}}{\text{kg}}$.
- Relative Feuchte über Eis: $100.9 \leq RH_i \leq 121.9\%$ und $100.0 \leq RH_i \leq 105.5\%$, mittlere relative Feuchte $\overline{RH_i} \pm \sigma_{RH_i} = 107.3 \pm 7.1\%$.

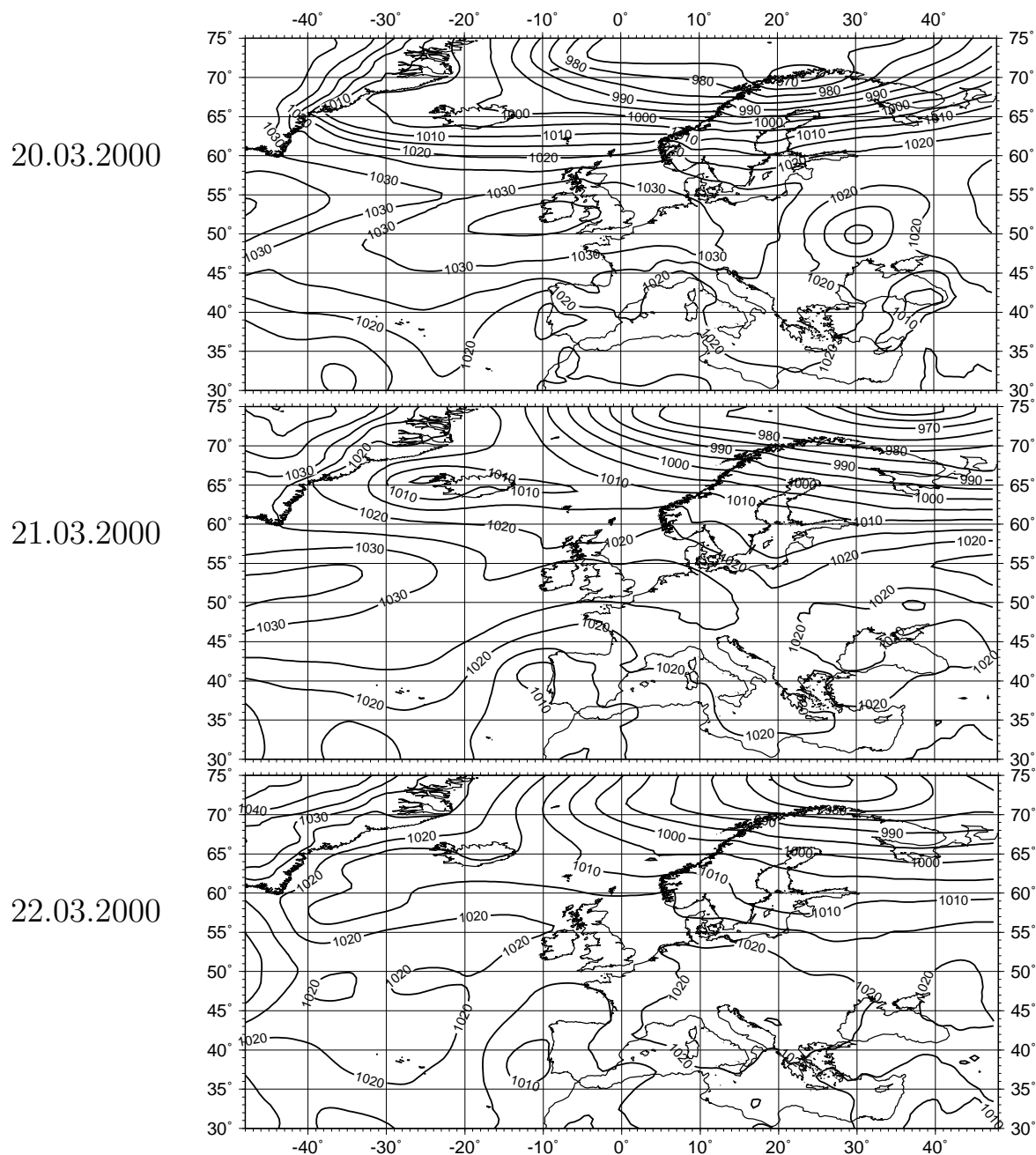


Abbildung 7.25: Bodendruck in hPa aus den ECMWF-Daten für die Zeitpunkte 20.03.2000 (oben), 21.03.2000 (mitte) und 22.03.2000 (unten), jeweils um 00 UTC.

7.3.4 Meteorologische Situation

Im Folgenden soll die meteorologische Situation für den Zeitraum 19.03.2000, 12 UTC bis 22.03.2000, 00 UTC beschrieben werden. Dazu werden exemplarisch wieder der Bodendruck und das Geopotential auf 500 hPa für die Zeitpunkte 20., 21. und 22.03.2000 (jeweils 00 UTC) in den Abbildungen 7.25 und 7.26 gezeigt. Schon seit längerer Zeit (ca. 17.03.2000) liegt über dem Nordatlantik ein stark ausgeprägter Hochrücken (im Geopotential), der durch ein starkes Tief über Rußland am Vordringen nach Europa gehindert wird. Allmählich bildet sich jedoch eine Zunge (bzw. ein in West-Ost-Richtung gelagerter

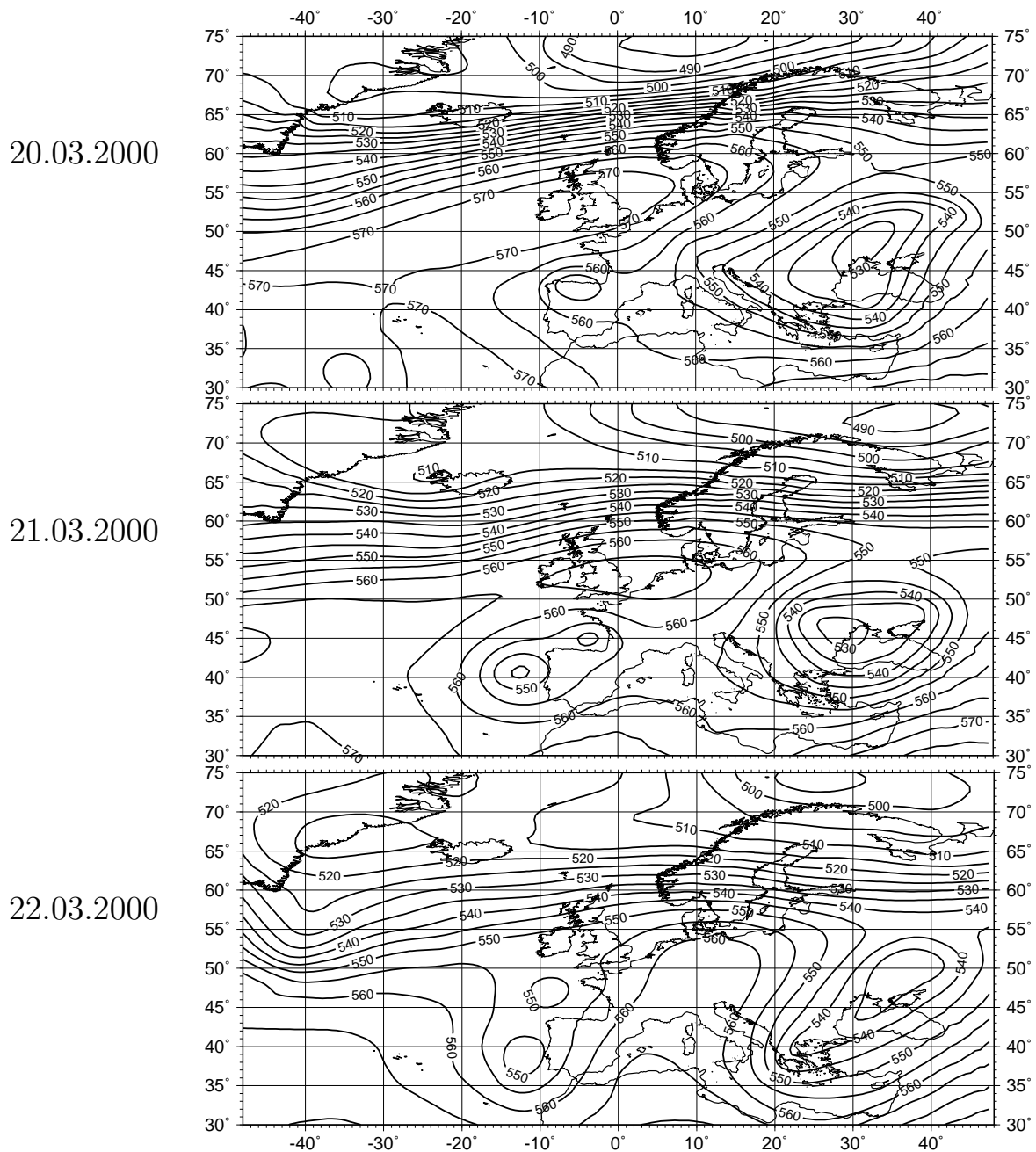


Abbildung 7.26: Geopotential in gdam auf 500 hPa aus den ECMWF-Daten für die Zeitpunkte 20.03.2000 (oben), 21.03.2000 (mitte) und 22.03.2000 (unten), jeweils um 00 UTC.

Hochrücken) aus, die nach Europa vordringt. Gleichzeitig verlagert sich das “Rußlandtief” langsam nach Südosten. In den Polarregionen liegt ein mächtiges Tief, das während des gesamten betrachteten Zeitraums langsam nach Osten wandert. Analog zu der Situation im Geopotential liegt über den britischen Inseln eine Antizyklone, während nördlich von Island und über Rußland zwei Zyklonen positioniert sind. Die Antizyklone ist insbesondere in der oberen Troposphäre (z.B. bei ca. 350 hPa) deutlich wärmer als ihre Umgebung, die beiden Zyklonen sind dagegen kälter als ihre Umgebung.

Im weiteren Verlauf spaltet sich von dem östlichen Tief ein weiteres, kleines Tief ab und

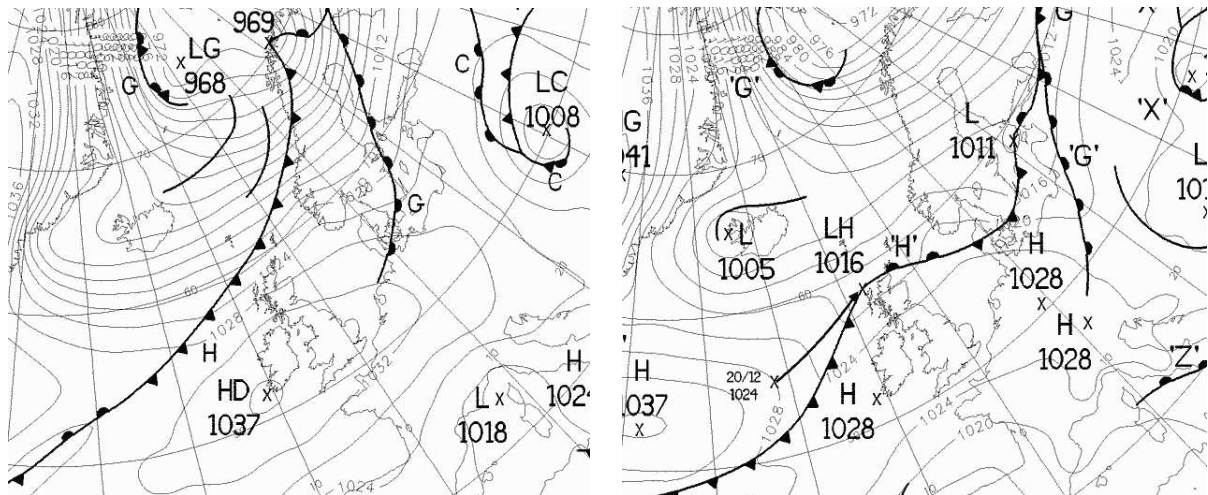


Abbildung 7.27: Bodendruck in hPa mit eingezeichneten Fronten (aus den Bracknell-Analysen, UKMO). links: 20.03.2000, rechts: 21.03.2000; jeweils 00 UTC.

wandert südlich des Hochrückens nach Westen, während es dabei an Stärke zunimmt. Durch den Einfluss dieser beiden Tiefs wird der Hochrücken dazwischen weiter abgeschwächt und verliert allmählich die Verbindung zu dem Hoch über dem Atlantik (siehe Abbildung 7.26). Analog dazu wird natürlich auch die Antizyklone weiter abgeschwächt. Die Warm- und Kaltfront der Zyklone über den Polarregionen greifen langsam auf Europa über (siehe dazu Abbildung 7.27, links): Die Warmfront zieht sich am Boden von ca. Murmansk in weitem Bogen über Stockholm, Kopenhagen, Hamburg bis ca. Brüssel. Die Kaltfront ist dazu etwas versetzt und zieht sich in einem Bogen vom Nordkap entlang der Küste Norwegens über die Orkney-Inseln bis in den Atlantik. Auch anhand der Temperaturen (z.B. auf der Modellschicht 35 bei ca. 350 hPa, nicht gezeigt) erkennt man deutlich die Warmfront, die quer durch Deutschland reicht. Entlang der Warmfront besteht eine Luftmassengrenze zwischen kälterer Subpolarluft über Europa (Klassifikation xP in der Berliner Wetterkarte vom 20.03.2000) und vom Atlantik kommender, wärmerer maritimer Subpolarluft (Klassifikation mP bzw. mSp).

Der Hochrücken wird nun im Laufe des 20.03.2000 allmählich durch das nach Westen gewanderte Tief (bei Spanien) von dem Hoch über dem Atlantik abgetrennt und zwischen den beiden Tiefs (Westen und Osten) weiter abgeschwächt. Die Warmfront der Polarzyklone wird stark abgeschwächt und verschwindet teilweise ganz, auch die Kaltfront ist nicht mehr so stark ausgeprägt (siehe Abbildung 7.27, rechts). Auch die Luftmassengrenze besteht in diesem Sinne nicht mehr, die beiden Luftmassen vermischen sich im Bereich Mitteleuropa miteinander. Im Laufe des 21.03.2000 wird der Hochrücken vollständig von dem Hoch über dem Atlantik abgetrennt und weiter abgeschwächt; dadurch nimmt die Temperatur weiter ab, da die warme Antizyklone weiter abgeschwächt wird und die kalten Luftmassen aus dem Mittelmeerbereich sich weiter mit der warmen Luft vom Atlantik vermischen (siehe dazu auch Abbildung 7.32).

7.3.5 Modellrechnungen (LAGRANTO)

Es werden nun wieder anhand des Modells LAGRANTO die Trajektorien berechnet, entlang derer man die Entwicklung der Variablen Temperatur und spezifische Feuchte im Zusammenhang der eisübersättigten Schicht beobachten kann.

Es werden nun wieder in Abbildung 7.28 exemplarisch die Bahnen der (jeweils fünf) Trajektorien $Tr_{30,i}$, $Tr_{33,i}$, $Tr_{36,i}$ und $Tr_{40,i}$ ($i = 1, \dots, 5$) gezeigt, die zum Zeitpunkt 21.03.2000, 00 UTC der Radiosonde am nächsten waren.

Die merkwürdigen Bewegungen der Trajektorien $Tr_{29,i} - Tr_{34,i}$ können folgendermaßen erklärt werden. Im allgemeinen bestimmend für die Bewegungen der Luftpakete (und der daraus folgenden Bewegungsbahnen, den Trajektorien) ist zunächst die starke Antizyklone. Dabei geraten die hoch gelegenen Luftpakete auf ihrem Weg zum Teil direkt in das Zentrum der hochreichenden Antizyklone (auch aufgrund der Eigenbewegung der Antizyklone). Am Rand der Antizyklone sind die horizontalen Windgeschwindigkeiten sehr groß. Im Zentrum selbst dagegen sind die horizontalen Geschwindigkeiten relativ klein und ge-

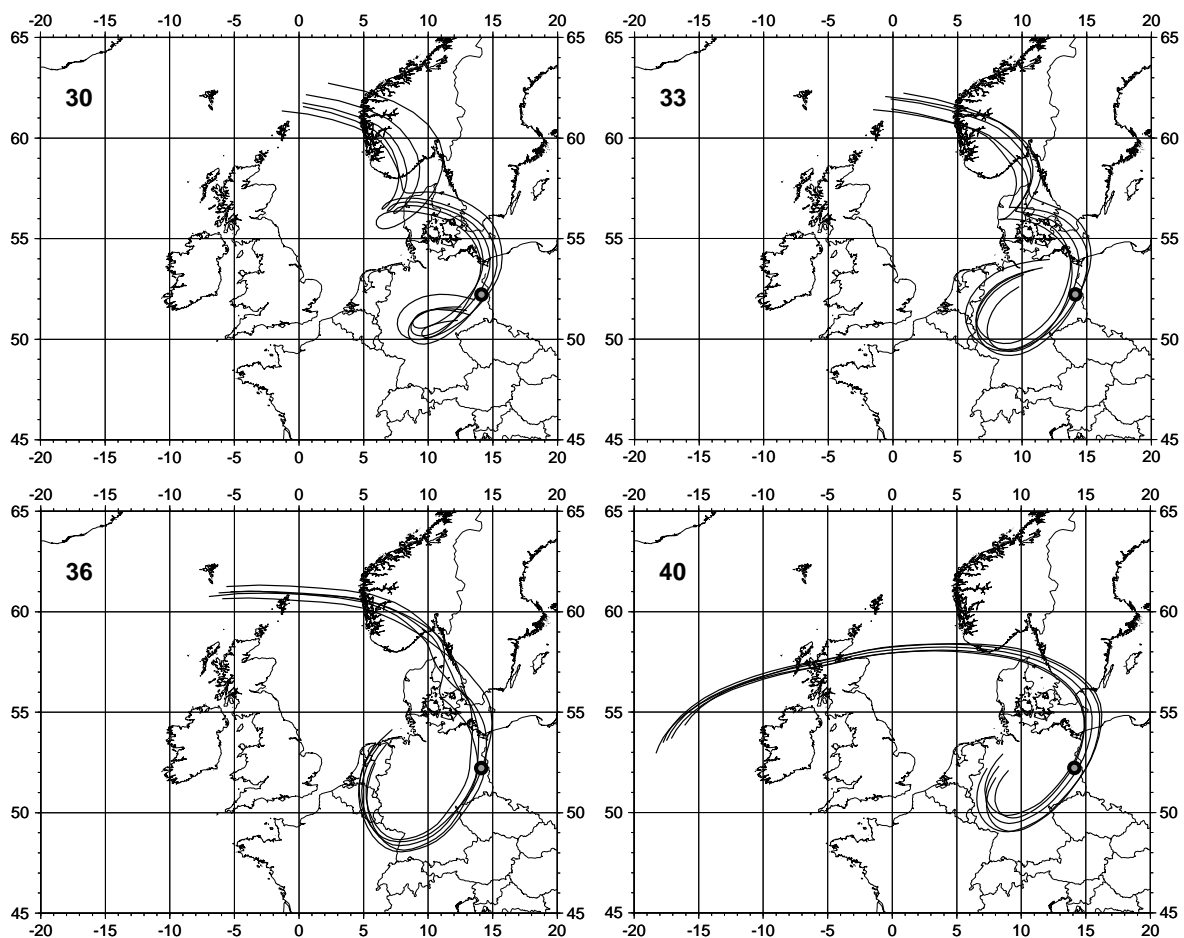


Abbildung 7.28: Bahnen der aus den ECMWF-Windfeldern berechneten Trajektorien $Tr_{30,i}$ (oben links), $Tr_{33,i}$ (oben rechts), $Tr_{36,i}$ (unten links) und $Tr_{40,i}$ (unten rechts). Zusätzlich ist der Punkt Lindenberg ($14.12^\circ\text{E}/52.22^\circ\text{N}$) markiert (graugefüllter Kreis).

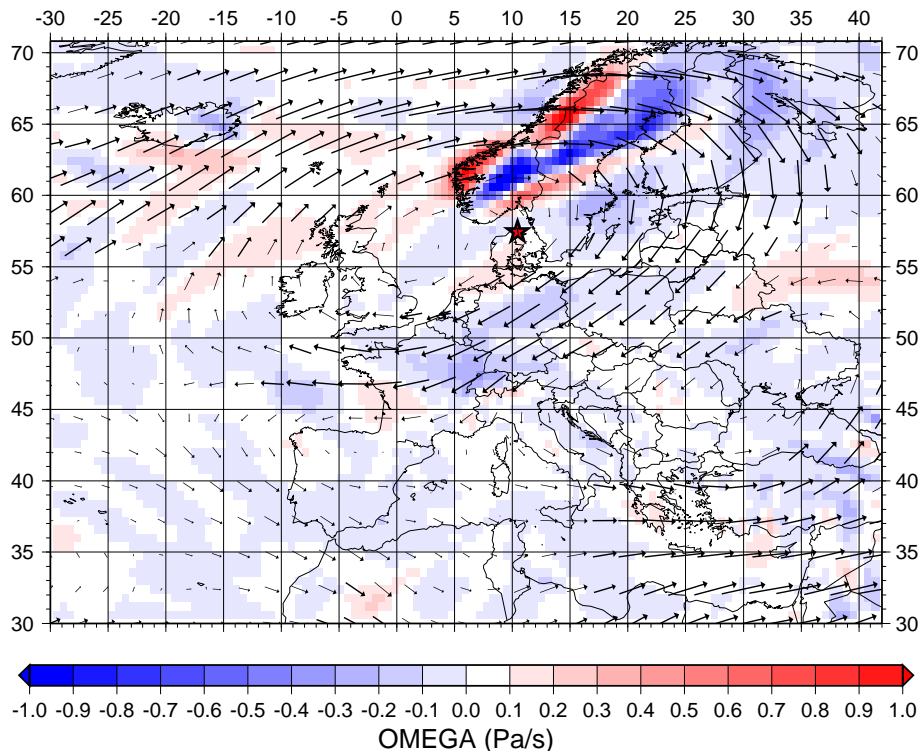


Abbildung 7.29: Horizontaler (Vektorpfeile) und vertikaler (Farbcodierung) Wind auf der Druckfläche 260 hPa aus den ECMWF Daten für den 20.03.2000, 00 UTC. Die Position der Trajektorie $Tr_{33,1}$ zu diesem Zeitpunkt ist mit einem roten Stern markiert.

hen (jedenfalls in den ECMWF-Analysen) gegen $0 \frac{m}{s}$ und auch die Windrichtung wechselt dadurch natürlich relativ leicht. Dadurch wechseln die Trajektorien zum Teil relativ abrupt ihre Richtung, laufen aber auch nach kurzer Zeit wieder langsam aus der Antizyklone heraus. Als Beispiel für diese Situationen betrachte man die Abbildung 7.29. Hier sind die horizontalen und vertikalen Windverhältnisse für die Trajektorie $Tr_{33,1}$ zum Zeitpunkt 20.03.2000, 00 UTC (d.h. fast genau zum Zeitpunkt des “Knicks” in der Kurve) abgebildet. Die Position der Trajektorie $Tr_{33,1}$ (bei $10.44^\circ E/57.44^\circ N$) ist durch einen roten Stern markiert. Man sieht deutlich, dass sich die Trajektorie fast mitten in der Antizyklone befindet (Zentrum bei ca. $3^\circ E/57^\circ N$) und sich hier kaum bewegt.

Man kann für die horizontale Bewegung der Trajektorien konstatieren, dass diese hauptsächlich durch die Antizyklone induziert wird; dabei bewegen sich die Luftpakete wieder fast nur geostrophisch. Besonders deutlich wird dies bei der Betrachtung der horizontalen Bewegungen der Trajektorien $Tr_{40,1} - Tr_{40,5}$ (siehe Bild 7.28). Hier laufen die Luftpakete erst den langgestreckten Hochrücken entlang, ändern ihre Richtung gemäß des Geopotentials (siehe Abbildung 7.26) und laufen südlich den Hochrücken teilweise wieder zurück. Für alle diese Bewegungen muss man hier die dynamische Entwicklung im Geopotential wesentlich stärker berücksichtigen als im ersten Fall (Abschnitt 7.2).

Hier kann man nun genauso wie für den ersten Fall die Schwankungen der verschiedenen Variablen (horizontale Koordinaten, Druck, Temperatur, spezifische und relative Feuchte) zwischen den fünf Trajektorien $Tr_{\text{schicht},1} - Tr_{\text{schicht},5}$ untersuchen. Dabei ergibt sich wie

schon im ersten Fall, dass die Variabilität zwar vorhanden ist, aber diese insbesondere im Zeitintervall $-12 \leq t \leq 12$ h vernachlässigbar ist.

Zunächst werden wieder die Berechnungen zur Bestimmung der dominanten Beiträge zur Entstehung von hohen Feuchten wie schon in Abschnitt 7.2.5 durchgeführt. Dabei stellt man fest, dass die eisübersättigte Schicht im Modell LAGRANTO auf den Trajektorien $\text{Tr}_{34,i}$, $\text{Tr}_{35,i}$ und $\text{Tr}_{36,i}$ innerhalb des Zeitschrittes $t = -6 \text{ h} \rightarrow t = 0 \text{ h}$ durch eine enorme Zunahme an spezifischer Feuchte entsteht, während sich an der Temperatur kaum etwas ändert. Hier ergibt sich das Problem, diese enorme Feuchtezunahme durch physikalische Prozesse zu erklären. Für eine Änderung der spezifischen Feuchte in dieser Größenordnung (Erhöhung um ca. 50–75% auf den Trajektorien $\text{Tr}_{34,i}$, $\text{Tr}_{35,i}$ und $\text{Tr}_{36,i}$) kommen folgende mögliche Prozesse in Frage:

- vertikale Diffusion von Wasserdampf
- horizontale Diffusion von Wasserdampf
- adiabatisches Aufsteigen von Luftpaketen

Zur Diffusion: Die turbulente Diffusion in verschiedene Richtungen wurde mit Hilfe des Fick'schen Gesetzes exemplarisch für die Druckschicht 35 untersucht. Dabei müsste eine Feuchteänderung von $\Delta q = q(t = 0 \text{ h}) - q(t = -6 \text{ h}) = 210 - 116 \frac{\text{mg}}{\text{kg}}$ innerhalb von 6 Stunden durch Diffusion erklärt werden

Für den Ansatz einer reinen vertikale Diffusion muss die Diffusion von einer Druckschicht ca. $\Delta z \approx 300$ m weiter unten erfolgen (Abschätzung anhand der ECMWF-Analysen bzw. der Radiosondenprofile).

Aus dieser Abschätzung erhält man einen Diffusionskoeffizient, der durchaus in der üblichen Größenordnung liegt, die Diffusion von hohen Feuchten von unten nach oben also möglich wäre. Man muss jedoch davon ausgehen, dass die Diffusion der Temperatur mit demselben Diffusionskoeffizient wie für die Diffusion der Stoffkonzentration vor sich geht: Damit würde man wesentlich wärmere Temperaturen auf der höheren Schicht erwarten, tatsächlich jedoch kühlt die Atmosphäre in diesem Bereich ($450 \leq p \leq 250$ hPa) noch weiter ab. Daher kann vertikale Diffusion nicht der dominierende Prozess sein, denn die damit einhergehende Temperaturzunahme kann auch nicht durch Strahlungskühlung oder ähnliches abgebaut werden. Dies kann man anhand der unterschiedlichen Größenordnungen abschätzen.

Für eine horizontale Diffusion muss eine wesentlich höhere Feuchte, als bisher im Umkreis der Trajektorienposition vorhanden, aufgebaut werden. Dies kann nur durch eine Diffusion über wenigstens 100 km erfolgen (Abschätzung aus den ECMWF-Analysen anhand der spezifischen Feuchte auf den einzelnen Modellschichten). Wenn man nun wieder eine Abschätzung für den Diffusionskoeffizient durchführt, erhält man dafür Werte in einer Größenordnung, die eher für globale (mehrere tausend Kilometer) als für regionale Transportwege passend sind. Damit kann auch die horizontale Diffusion keine dominierende Rolle spielen.

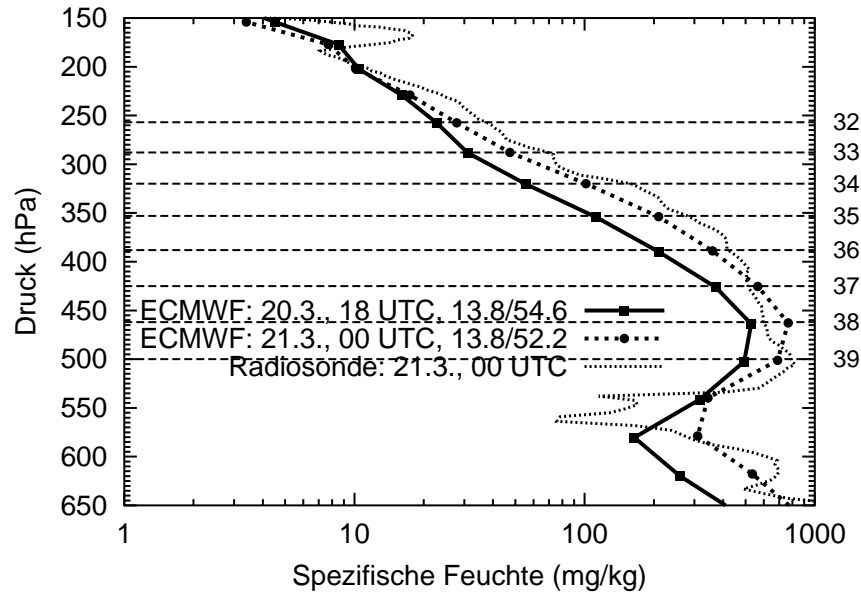


Abbildung 7.30: Vertikalprofile der spezifischen Feuchte aus den ECMWF Daten für den 20.03.2000, 18 UTC am Gitterpunkt $13.8^{\circ}\text{E}/54.6^{\circ}\text{N}$ (durchgezogene Linie mit Quadraten) und den 21.03.2000, 00 UTC am Gitterpunkt $13.8^{\circ}\text{E}/52.2^{\circ}\text{N}$ (gestrichelte Linie mit Kreisen). Dies entspricht einer Verschiebung der kompletten vertikalen Säule entlang der Trajektorien. Zusätzlich wird das Profil der Radiosonde vom 21.03.2000, 00 UTC bei Lindenberg (gepunktete Linie) gezeigt.

Im allgemeinen ist jedoch auch Diffusion als Prozess nicht besonders gut dazu, große Gradienten aufzubauen, wie es in diesem Fall wäre – durch Diffusion werden Gradienten normalerweise abgebaut.

Zu den adiabatischen Prozessen: Als wesentlich plausibler stellt sich ein adiabatisches Aufsteigen einer ganzen Luftsäule heraus. Dabei werden folgende Abschätzungen durchgeführt:

Zum Zeitpunkt 20.03.2000, 18 UTC befinden sich die Luftpakete der Trajektorien $\text{Tr}_{33,i}$ – $\text{Tr}_{38,i}$ relativ nahe zusammen beim Gitterpunkt $13.8^{\circ}\text{E}/54.6^{\circ}\text{N}$. Für diesen Punkt wurde ein Profil aus den ECMWF-Analysen erstellt und mit dem entsprechenden Profil vom 21.03.2000, 00 UTC am Punkt $13.8^{\circ}\text{E}/52.2^{\circ}\text{N}$ bezüglich der spezifischen Feuchte verglichen (Man vernachlässigt hierbei, dass die Radiosonde in den tieferen Schichten dem Punkt $14.4^{\circ}\text{E}/52.2^{\circ}\text{N}$ näher ist); der Vergleich ist in der Abbildung 7.30 dargestellt. Dabei wirken zumindest in den Schichten 33–38 die Profile wie gegeneinander verschoben. Um diesen Eindruck quantitativ zu untersuchen, wird für die spezifische Feuchte auf einer Druckschicht q_{Schicht} zum Zeitpunkt $t = -6$ h untersucht, auf welchen Druck $p(q_{\text{Schicht}}, t = 0)$ man diese Feuchte zum Zeitpunkt $t = 0$ h wiederfindet. Außerdem wird die zu diesem Druck gehörende Temperatur $T(q_{\text{Schicht}}, t = 0)$ berechnet. Aufgrund des Druckunterschiedes der beiden Positionen mit derselben Feuchte q_{Schicht} für die beiden Zeitpunkte $t = -6, 0$ h kann die Temperatur $T_{\text{adiabatisch}}$ einer möglichen adiabatischen Druckänderung mit Anfangstem-

peratur T_{Schicht} berechnet werden (κ bezeichnet hier den Adiabatenkoeffizient):

$$T_{\text{adiabatisch}} = T_{\text{Schicht}} \left(\frac{p_{\text{Schicht}}}{p(q_{\text{Schicht}}, t = 0)} \right)^{\frac{1-\kappa}{\kappa}}, \quad \kappa = \frac{c_p}{c_v} \quad (7.27)$$

Damit können nun die aus dem Profil vom 21.03.2000, 00 UTC abgelesenen bzw. interpolierten Temperaturen $T(q_{\text{Schicht}}, t = 0)$ mit den berechneten adiabatischen Temperaturen $T_{\text{adiabatisch}}$ verglichen werden. Unter Annahme eines adiabatischen Prozesses, während dem die spezifische Feuchte konstant bleibt und auf eine höhere Druckschicht transportiert wird, sollten die beiden Temperaturen einigermaßen übereinstimmen. Dies ist auch der Fall, die Temperaturdifferenzen $\Delta T = |T(q_{\text{Schicht}}, t = 0) - T_{\text{adiabatisch}}|$ liegen immer im Bereich $\Delta T \leq 0.5$ K, meist sogar bei $\Delta T \leq 0.3$ K. Damit wäre ein schnelles adiabatisches Aufgleiten (zumindestens im Druckbereich $450 \leq p \leq 250$ hPa im Bereich des Möglichen; kleinere Temperaturunterschiede können mit diabatischen Prozessen erklärt werden. Ein Grundproblem besteht jedoch darin, dass dieses adiabatische Aufsteigen (Druckänderungen im Bereich 30 – 40 hPa) in den berechneten Trajektorien nicht zu sehen ist.

Dies bedeutet, dass unter der Annahme eines adiabatischen Aufstieges der Luftpakete innerhalb des Zeitintervalls $[-6, 0]$ das verwendete Lagrange'sche Modell nicht mehr in der Lage ist, die tatsächliche Bewegung der Trajektorien zu berechnen, d.h. an dieser Stelle bricht die Darstellung zusammen. Die hohen Feuchtezunahmen, die auf den Trajektorien zu sehen sind, können durch den in Abbildung 7.31 schematisch dargestellten Effekt erklärt werden: Die starke Aufwärtsbewegung wird in LAGRANTO nicht gesehen (zu den Gründen siehe unten), daher scheinen sich im Modell die Trajektorien (dünne, durchgezogene Linien) kaum in der Vertikalen zu verändern. Tatsächlich setzt jedoch kurz vor dem Zeitpunkt $t = 0$ h die Aufwärtsbewegung ein (dicke, gestrichelte Linien), die die Feuchten q_{Schicht} auf die nächsthöhere Trajektorie bzw. Modellschicht befördern. Dadurch sieht man auf den von LAGRANTO berechneten Trajektorien den enormen Feuchtezuwachs, der ein reines Transportphänomen darstellt.

Allerdings liegt es höchstwahrscheinlich nicht an dem Lagrange'schen Modell LAGRANTO, dass die Bewegung nicht aufgelöst wird. Tatsächlich gibt es mindestens zwei vom Modell unabhängige Gründe: Die Bewegungen in LAGRANTO werden aus den Eingangsdaten der ECMWF-Analysen berechnet. Da diese im Zeitabstand von 6 h vorliegen, können sehr kurze Ereignisse (oder auch kleinskalige Prozesse im Horizontalbereich kleiner als $0.6^\circ \times 0.6^\circ$, bzw im Vertikalbereich kleiner als 25–30 hPa) nicht wiedergegeben werden, insbesondere wenn sich ein ähnlicher Zustand in den Analysen wie sechs Stunden zuvor einstellt. Zum anderen werden in den ECMWF-Analysen mesoskalige Bewegungen ausgefiltert bzw. gedämpft.

Wenn man nun also von einem kurzen, d.h. schnellen adiabatischen Aufsteigen der Luftpakete ausgeht, dann kann dieser Prozess durch die LAGRANTO-Betrachtung nicht erfasst werden.

Ein potentieller Kandidat für diesen Fall wäre ein konvektives Ereignis, das entweder so schnell abläuft, dass es in den Analysen nicht aufgelöst wird oder das aufgrund seiner sehr kleinräumigen Geschwindigkeitsstruktur nicht in Analysen reproduziert wird.

Es bleibt noch die Frage zu klären, durch welche Umstände solch ein Ereignis in unserer Situation zustande kommen kann und wie schnell dieses Ereignis ablaufen kann. Leider sind für den ersten Punkt nur Plausibilitätsbetrachtungen möglich, Beweise für die tatsächliche Existenz eines konvektiven Ereignisses, das diese Auswirkungen hat, können hier leider nicht aufgeführt werden, weil es keine gibt. Damit ein konvektives Ereignis stattfinden kann, muss eine labile bzw. wenigstens neutrale Temperaturschichtung vorliegen. Tatsächlich sind die Temperaturprofile der Radiosonde (bzw. auch der ECMWF-Analysen) für die Zeitpunkte 20.03.2000, 18 UTC und 21.03.2000, 00 UTC stabil geschichtet ($-\frac{dT}{dz} \approx 0.8 \frac{K}{100 m}$). Damit muss innerhalb von sechs Stunden irgendein Prozess so stark in das Temperaturfeld eingegriffen haben, dass sich eine labile/neutrale Temperaturschichtung ergeben hat, die durch ein konvektives Ereignis bzw. einen turbulenten Luftaustausch wieder zu einem stabilen Profil aufgelöst wird. Dazu ist hierbei nun die Frage zu beantworten, welcher Prozess in solcher Weise in das Temperaturfeld eingreifen kann.

Aufgrund von eindimensionalen Strahlungstransportrechnungen (Modell SBDART) kann man einen reinen Strahlungseffekt ausschließen, auch wenn man den hochliegenden dünnen Zirrus und die in der Grenzschicht befindliche Wolke berücksichtigt. Die Strahlung kann zwar zusätzlich auf das Temperaturprofil einwirken, aber aufgrund der niedrigen Kühlraten von ca. $0.5 \frac{K}{6 h}$ nicht bestimmend sein.

Als möglicher Hauptkandidat für das Auslösen eines konvektiven Ereignisses ist wohl die

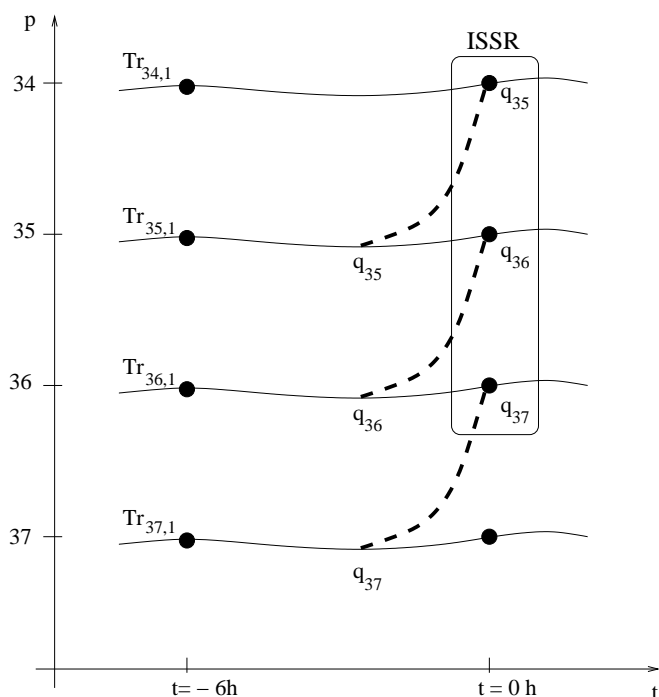


Abbildung 7.31: Schematische Erklärung der hohen Zunahme an spezifischer Feuchte auf den Modellschichten 34–36 durch schnelles adiabatisches Aufsteigen: Durch ein kleines konvektives Ereignis zwischen $t = -6 h$ und $t = 0 h$ steigen die Luftpakte unter Mitnahme ihrer spezifischen Feuchte auf und kühlen dabei adiabatisch ab. Diese mesoskalige Bewegung wird durch die ECMWF-Daten nicht aufgelöst.

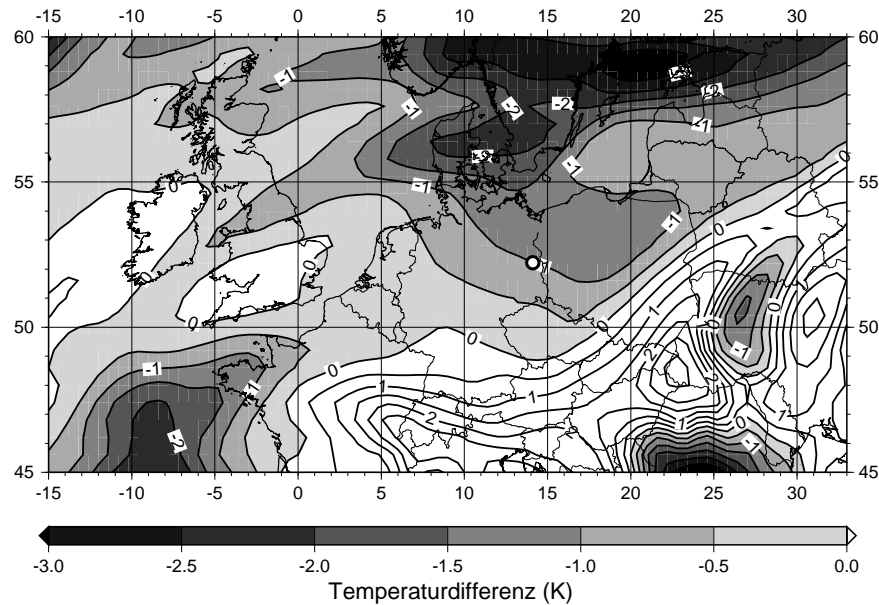


Abbildung 7.32: Differenz der Temperaturfelder aus den ECMWF Daten auf der Modellschicht 37 zwischen den Terminen 21.03.2000, 00 UTC und 20.03.2000, 18 UTC. Die Position von Lindenberg (14.12°E/52.22°N) ist zusätzlich durch einen weißen Punkt markiert.

durch die meteorologische Situation bedingte Vermischung zweier Luftmassen zu sehen (siehe auch Abschnitt 7.3.4): Auf den Wetterkarten (Berliner Wetterkarten, DWD vom 20./21.03.2000, bzw. auch Abbildung 7.27) sieht man deutlich, wie zunächst die Warmfront der Polarzyklone auf Europa übergreift, dann aber durch die östliche Zyklone und die kalte Luft im Mittelmeerraum gebremst wird und sich auflöst. Anhand der Karten für die 850 hPa-Schicht sieht man, dass die scharfe Trennung der Luftmassen dabei aufgebrochen wird und sich diese dabei vermischen. Auch anhand der Temperaturfelder auf den verschiedenen Modellschichten, bzw. an der Differenz der Felder zwischen zwei Zeitpunkten (z.B. Schicht 37, Differenz zwischen dem Feld am 21.03.2000, 00 UTC und dem Feld vom 20.03.2000, 18 UTC, siehe Abbildung 7.32) sieht man, dass die Schichten abkühlen (z.T. mehr als ein Kelvin pro 6 h) und sich vermutlich vermischen. Daher könnte der Eingriff in das Temperaturprofil kommen, der schließlich das konvektive Ereignis bzw. die turbulente Vermischung mit adiabatischem Aufstieg auslöst. Um die Zeitskala für solche Prozesse abzuschätzen, benutzt man die üblichen Formel für die Auftriebsgeschwindigkeiten der Luftpakete (mit anderer Temperatur T^* als die Umgebung T):

$$\frac{dw}{dt} = g \cdot \frac{T - T^*}{T^*} \quad (7.28)$$

Damit sind schon bei relativ kleinen Temperaturänderungen sehr große Aufwärtsbeschleunigungen zu erwarten. Als Zahlenbeispiel werden folgende Werte angenommen: $T^* = 240$ K, $T = 240.5$ K, damit $\frac{dw}{dt} \approx 0.020 \frac{m}{s^2}$. Unter Berücksichtigung einer gleichförmigen Bewegung $z(t) = \frac{1}{2} \frac{dw}{dt} t^2$ und einer neutral geschichteten Atmosphäre kann man abschätzen, dass dieses Luftpaket für eine Distanz von $\Delta z = 1$ km etwa $\Delta t \approx 313$ s ≈ 5.3 min benötigt. Damit sieht man, dass diese Prozesse wesentlich schneller als die Zeitauflösung der ECMWF-Analysen von 6 h ablaufen können.

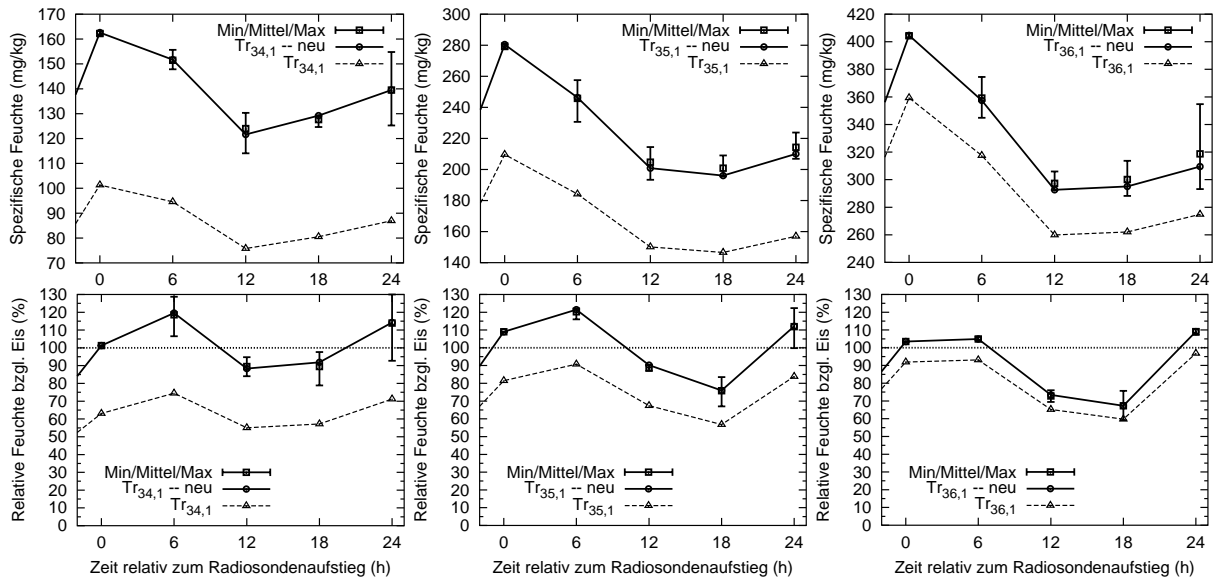


Abbildung 7.33: Neuberechnete spezifische (oben) und relative (unten) Feuchten entlang der Trajektorien $Tr_{34,i}$ (links), $Tr_{35,i}$ (mitte) und $Tr_{36,i}$ (rechts). Gezeigt werden die Minima, Mittelwerte sowie Maxima der Neuberechneten Feuchte aller fünf Trajektorien (Fehlerbalken und Quadrat), die Neuberechneten Werte für die Haupttrajektorie (durchgezogene Linie und Kreis) sowie die ursprünglichen Werte für die Haupttrajektorie (gestrichelte Linie und Dreieck).

Wenn man nun diese Erklärung für die Entstehung der hohen Feuchten auf den drei Modellschichten 34–36 zum Zeitpunkt $t = 0$ h annimmt, muss man gleichzeitig konstatieren, dass dann eine Lagrange'sche Betrachtung der Variablen im Zeitraum $t < 0$ h nicht möglich ist. Aber nachdem die Trajektorien jeweils aus zwei Ästen zusammengesetzt sind, kann man die weitere Entwicklung der eisübersättigten Schicht für den Zeitraum $t > 0$ h sehr wohl wieder Lagrangesch betrachten. Unter der Voraussetzung, dass keine weiteren Störungen in den Trajektorien auftreten, kann man nun wieder die Entwicklung der spezifischen Feuchte betrachten und daraus wieder "neue" relative Feuchten berechnen. Das Ergebnis für die Trajektorien $Tr_{34,i} - Tr_{36,i}$ ist in der Abbildung 7.33 dargestellt. In der Abbildung 7.34 wird die Entwicklung in einer Vertikalprojektion nochmal gezeigt: Die Übersättigung entsteht zum Zeitpunkt $t = 0$ h auf den Trajektorien $Tr_{34} - Tr_{36}$ (d.h. hier sogar auf den ECMWF-Schichten 34–36) wahrscheinlich aufgrund einer starken Aufwärtsbewegung kurz zuvor. Anhand der METEOSAT-Bilder haben wir gesehen, dass sich aus der entstandenen ISSR innerhalb sehr kurzer Zeit eine Wolke bildet, die aber immer noch übersättigt ist (und auch noch etwas bleibt). Die vertikale Ausdehnung der eisübersättigten Schicht kann man aufgrund der Modellschichten mit $\Delta z \approx 2000 \pm 350$ m angeben, dies entspricht innerhalb den Fehlergrenzen der Ausdehnung der Schicht aus dem Radiosondenprofil $\Delta z_{RS} = 1666 \pm 50$ m. Zum nächsten Zeitpunkt $t = 6$ h hin nimmt zwar auf allen drei Trajektorien die spezifische Feuchte ab (eventuell auch ein Wolkeneffekt), durch eine deutliche Temperaturänderung wird der dadurch induzierte Abfall in der relativen Feuchte jedoch kompensiert und die relative Feuchte noch zusätzlich angehoben. Die vertikale Ausdehnung bleibt bei diesem

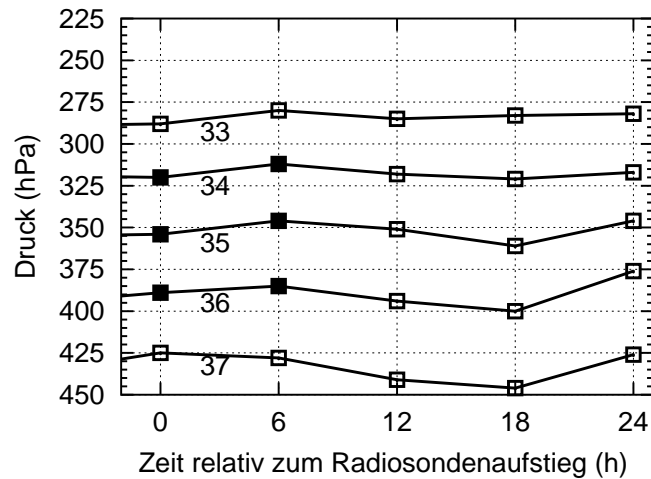


Abbildung 7.34: Entstehung und Entwicklung der ISSR (ausgefülltes Quadrat) entlang der Trajektorien $Tr_{33,1} - Tr_{37,1}$ (durchgezogene Linien und offene Quadrate).

Zeitschritt etwa gleich mit $\Delta z \approx 2150 \pm 350$ m. Den Schritt zum nächsten Zeitpunkt $t = +12$ h überlebt die eisübersättigte Schicht nicht. Aufgrund der Abnahme in der spezifischen Feuchte und bzw. oder von Temperaturzunahmen fällt die relative Feuchte deutlich unter die Sättigung. Höchstwahrscheinlich überlebt die eigentliche Wolke noch etwas länger, da die Kristalle auch in untersättigter Luft nicht sofort verdampfen, diese Zeit ist jedoch schwer abzuschätzen.

Es scheint zwar so, dass zum Zeitpunkt $t = +24$ h (also 12 h nach dem Verschwinden der Übersättigung) sich die relative Feuchte wieder über die Sättigung hinausbegibt. Für die Betrachtung der einzelnen Schicht endet jedoch ihr eigentlicher Lebenszyklus ungefähr bei $t = 6$ h. Damit kann man die Lebensdauer der eisübersättigten Schicht bzw. der Mischform ISSR/Zirrus analog zur Vorgehensweise im ersten Fall mit etwa $6 + (6 \pm 2.5)$ h angeben.

Nachbemerkungen:

1. Auch wenn die vertikalen Bewegungen nicht vollständig in den Modellrechnungen erfasst wurden, kann man dennoch den Berechnungen der horizontalen Positionen der Trajektorien vertrauen, da hier die Geschwindigkeitsfelder wesentlich großräumiger sind und damit in den Analysen und somit auch in LAGRANTO gut wiedergegeben werden. Dies ist auch für die nachfolgenden Betrachtungen der ISSRs auf isobaren Flächen interessant, denn der horizontale Aufenthaltsort der Trajektorie ist damit richtig wiedergegeben.
2. Wahrscheinlich wäre es möglich, mit einem anderen Analysedatensatz, bzw. einer feineren vertikalen, horizontalen und vor allem zeitlichen Auflösung der Ausgangsdaten anhand von LAGRANTO die schnellen Aufwärtsbewegungen in den Trajektorien zu berechnen. Die ECMWF-Analysen stehen jedoch nur in dieser Auflösung zur Verfügung, außerdem bliebe bei diesem Datensatz immer noch das Problem des Ausfilterns der mesoskaligen Bewegungen.

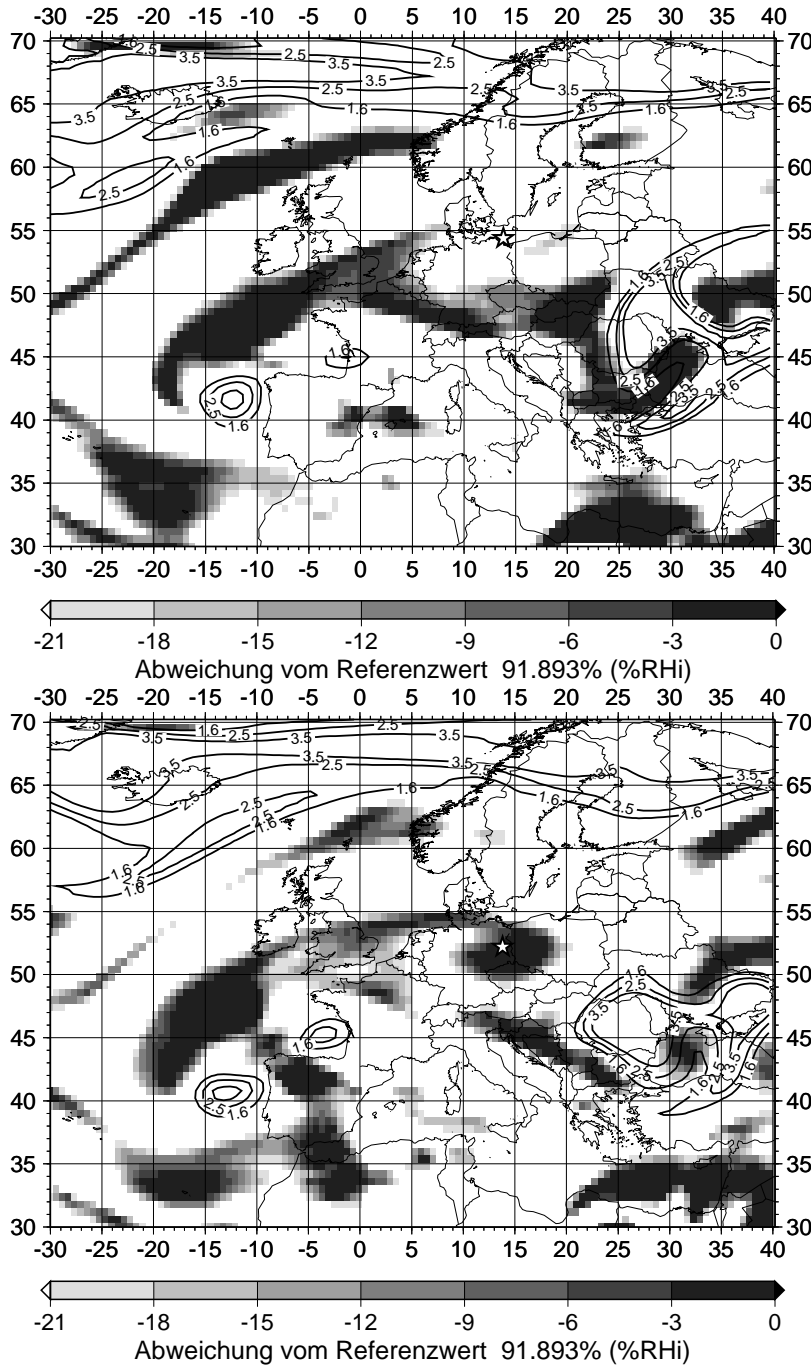


Abbildung 7.35: Entwicklung einer Übersättigung entlang der Trajektorie $Tr_{36,1}$ zu verschiedenen Zeitpunkten auf den jeweiligen Druckflächen: oben: $t = -6 \text{ h/p} = 395 \text{ hPa}$, unten: $t = 0 \text{ h/p} = 389 \text{ hPa}$. Der Referenzwert ist hier der Wert aus den ECMWF Analysen vom Gitterpunkt $13.8^\circ\text{E}/52.2^\circ\text{N}$ zum Zeitpunkt $t = 0 \text{ h}$ (Radiosondenaufstieg). Zusätzlich sind noch Linien gleicher potentieller Vorticity ($PV=1.6, 2.5$ und 3.5 PVU) eingezeichnet, um die dynamische Tropopause zu kennzeichnen.

7.3.6 Genäherte Darstellung von ISSRs auf isobaren Flächen

Hier wird nun exemplarisch für die verschiedenen Trajektorien die Entwicklung der eisübersättigten Schicht entlang der Trajektorie $Tr_{36,1}$ gezeigt (Abbildungen 7.35 und 7.36).

Dabei sieht man die Entwicklung der eisübersättigten Schicht im Zeitraum $-6 \leq t \leq +12 \text{ h}$. Die Position der Trajektorie wird wie in Abschnitt 7.2.6 mit einem Stern (☆) markiert und in der Tabelle 7.9 zur besseren Übersicht angegeben. Man sieht nun ganz deutlich, wie aus einem Bereich (Umkreis Lindenberg $14.12^\circ\text{E}/52.22^\circ\text{N}$), der vorher bezüglich der relativen Feuchte deutlich unterhalb des Referenzwertes lag, zum nächsten Zeitpunkt eine kleine

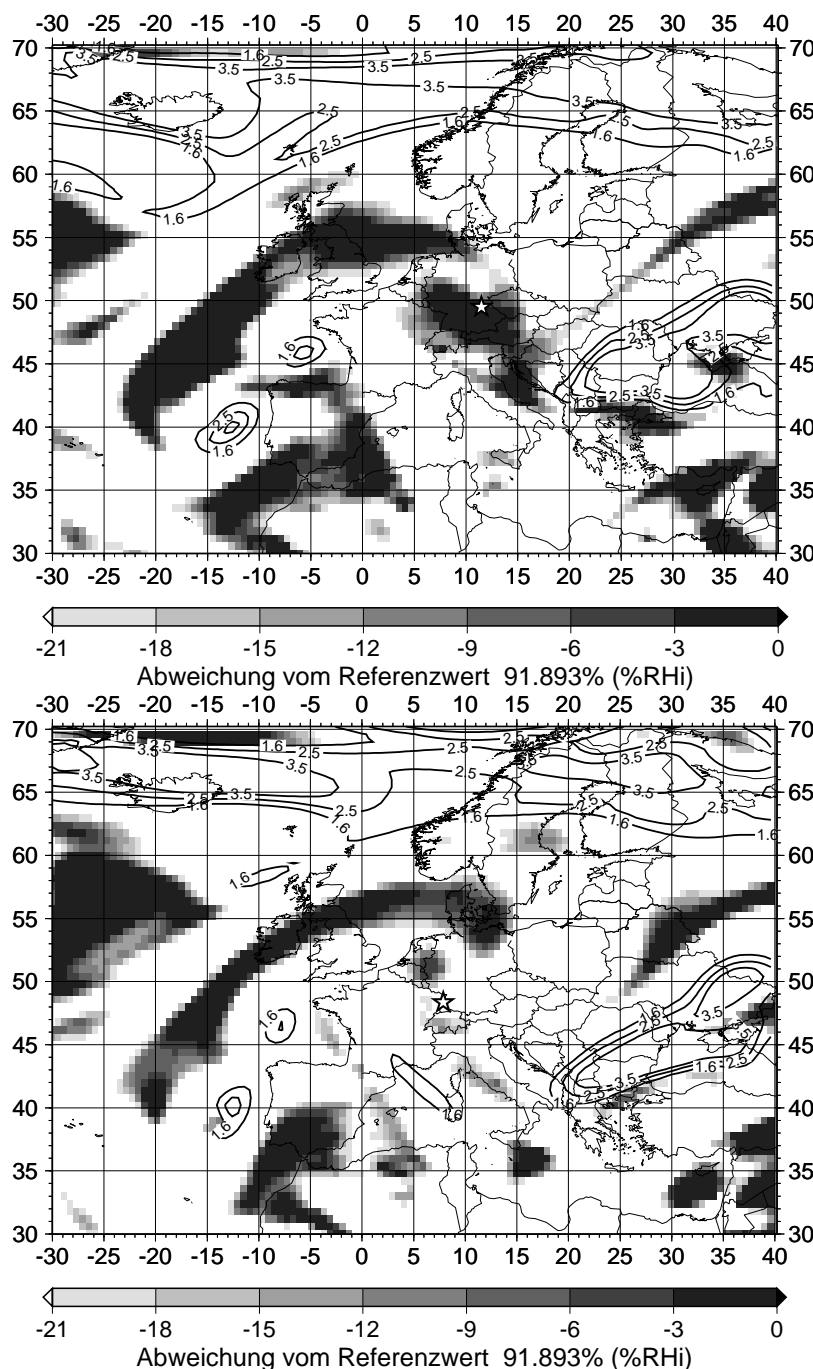


Abbildung 7.36: Entwicklung einer Übersättigung entlang der Trajektorie $Tr_{36,1}$ zu verschiedenen Zeitpunkten auf den jeweiligen Druckflächen: oben: $t = +6 \text{ h/p} = 385 \text{ hPa}$, unten: $t = +12 \text{ h/p} = 394 \text{ hPa}$. Der Referenzwert ist hier der Wert aus den ECMWF Analysen vom Gitterpunkt $13.8^\circ\text{E}/52.2^\circ\text{N}$ zum Zeitpunkt $t = 0 \text{ h}$ (Radiosondenaufstieg). Zusätzlich sind noch Linien gleicher potentieller Vorticity ($PV=1.6, 2.5$ und 3.5 PVU) eingezeichnet, um die dynamische Tropopause zu kennzeichnen.

eisübersättigte Schicht entstanden ist.

Bemerkenswert ist dabei im Vergleich mit den Flächenbetrachtungen im ersten Fall (siehe

Tabelle 7.9: Positionen der Trajektorien $Tr_{36,1}$ und $Tr_{30,1}$ im Zeitraum $-6 \leq t \leq +12 \text{ h}$.

	Traj. $Tr_{36,1}$ – Abb. 7.35/7.36				Traj. $Tr_{30,1}$ – Abb. 7.37/7.38			
t rel. Aufstieg (h)	-6	0	+6	+12	-6	0	+6	+12
Länge (°)	13.80	13.80	11.48	7.85	14.33	13.80	10.81	8.69
Breite (°)	54.39	52.20	49.50	48.36	55.02	52.20	50.42	50.42

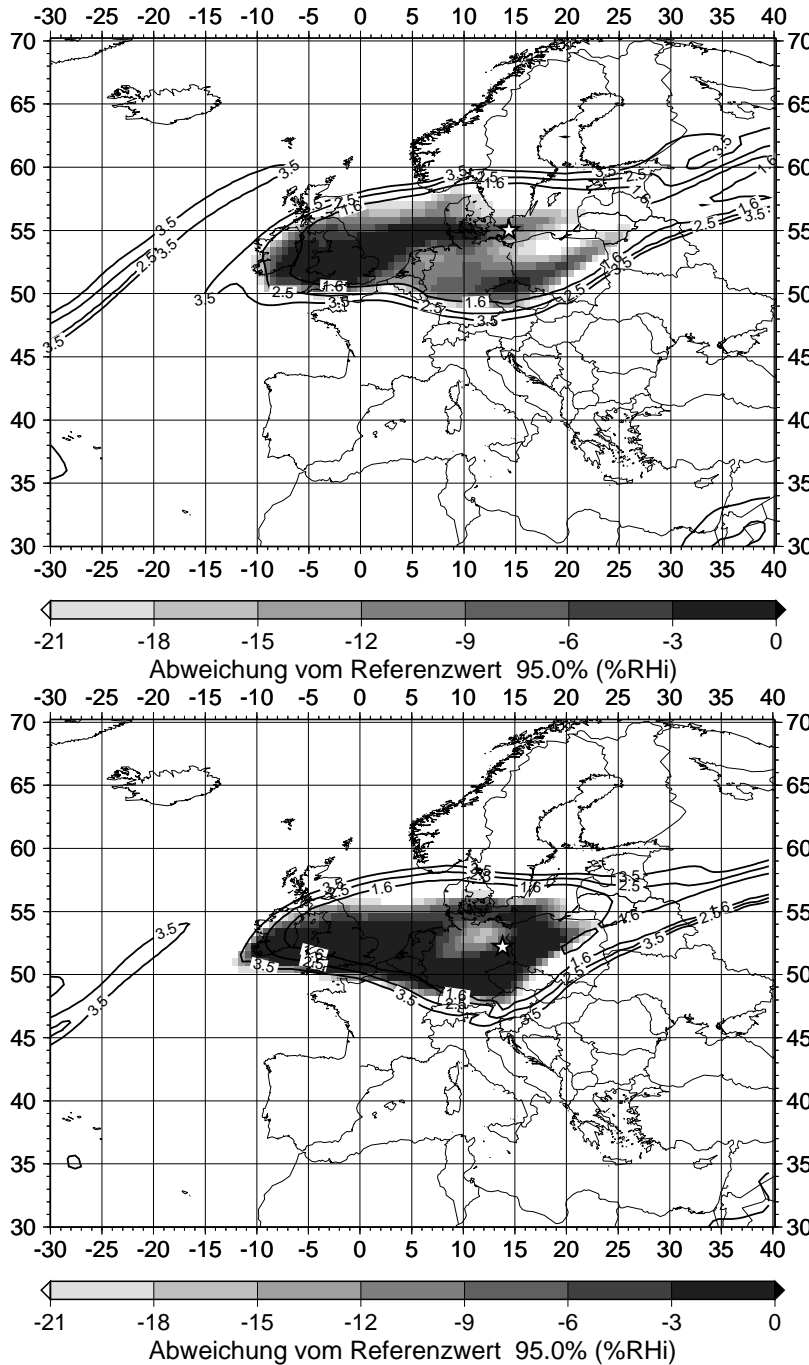


Abbildung 7.37: Entwicklung einer Übersättigung entlang der Trajektorie $Tr_{30,1}$ zu verschiedenen Zeitpunkten auf den jeweiligen Druckflächen: oben: $t = -6 \text{ h/p} = 204 \text{ hPa}$, unten: $t = 0 \text{ h/p} = 202 \text{ hPa}$. Der Referenzwert wird hier auf 95.0%RH_i festgelegt. Zusätzlich sind noch Linien gleicher potentieller Vorticity (PV=1.6, 2.5 und 3.5 PVU) eingezeichnet, um die dynamische Tropopause zu kennzeichnen.

Abschnitt 7.2.6), dass die entstandene Übersättigung horizontal relativ klein ist und auch im Verlauf einigermaßen beschränkt in ihrer Ausdehnung bleibt.

Im Vergleich mit der Abbildung 7.34 bzw. den Neuberechneten relativen Feuchten in Abbildung 7.33 sieht man sehr gut, dass auch die Entwicklung in dieser Darstellung mit der in den anderen Betrachtungen (neuberechnete relative Feuchten) gefundenen Entwicklung qualitativ übereinstimmt.

Nun soll doch noch die Entwicklung in den höheren Schichten zumindest qualitativ anhand der Druckschichten entlang der Trajektorie $Tr_{30,1}$ im selben Zeitraum wie in den Abbildun-

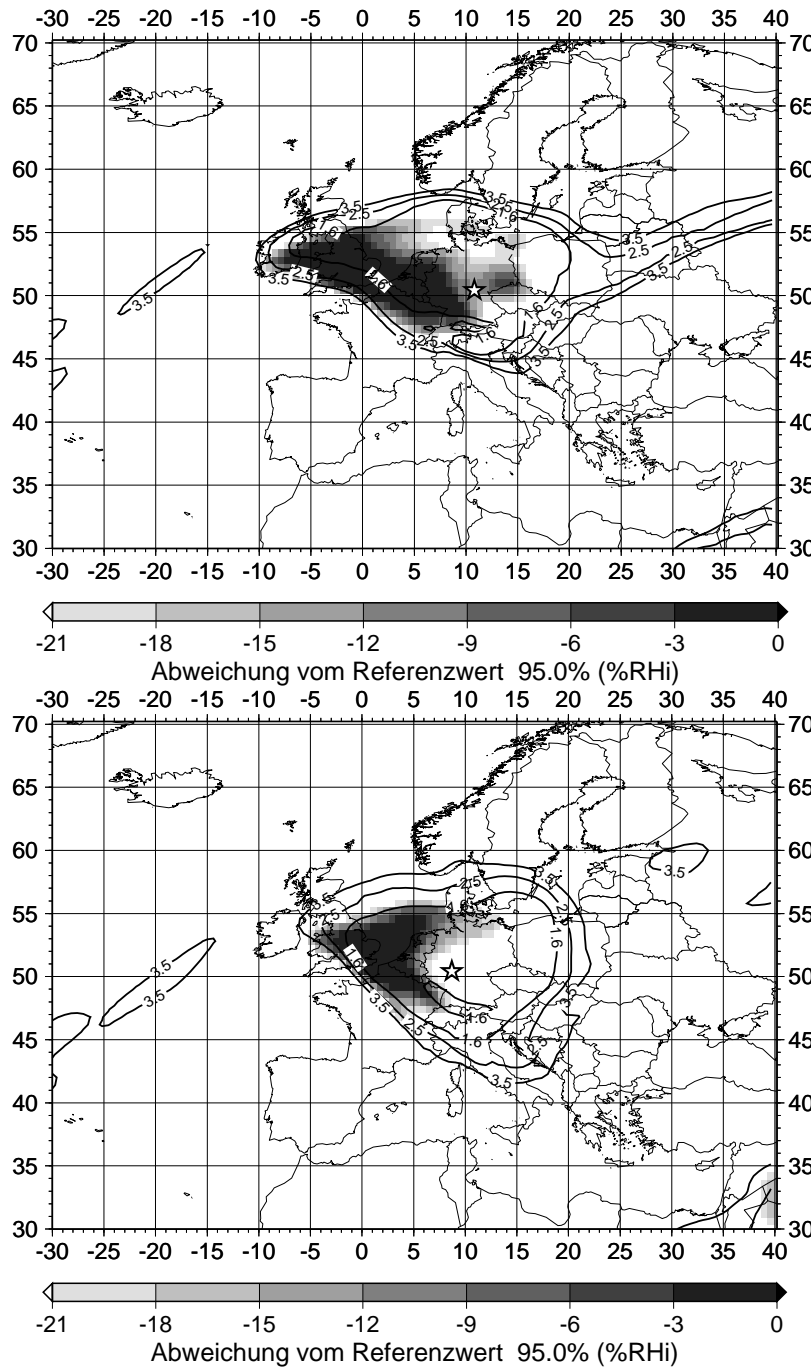


Abbildung 7.38: Entwicklung einer Übersättigung entlang der Trajektorie $Tr_{30,1}$ zu verschiedenen Zeitpunkten auf den jeweiligen Druckflächen: oben: $t = +6 \text{ h/p} = 203 \text{ hPa}$, unten: $t = +12 \text{ h/p} = 207 \text{ hPa}$. Der Referenzwert wird hier auf 95.0%RH_i festgelegt. Zusätzlich sind noch Linien gleicher potentieller Vorticity (PV=1.6, 2.5 und 3.5 PVU) eingezeichnet, um die dynamische Tropopause zu kennzeichnen.

gen 7.35/7.36 dargestellt werden (Abbildungen 7.37/7.38).

Im wesentlichen ist hier höchstwahrscheinlich der durch die Strahlungsrechnungen im Abschnitt 7.3.3 in den METEOSAT-Bildern identifizierte dünne Zirrus zu sehen. Besonders zum Zeitpunkt $t = 0 \text{ h}$ ist dieser sehr ausgeprägt, danach sieht man ganz gut, wie auch der Zirrus bzw. die sich dort befindende eisübersättigte Schicht langsam verdampft bzw. zu niedrigeren relativen Feuchten übergeht. Insgesamt ist aber sehr zufriedenstellend, dass die aus den METEOSAT-Bildern abgeleiteten Aussagen über die Position eines dünnen Zirrus, durch diese Betrachtungen bestätigt werden können.

Auch bei diesen Flächenbetrachtungen, insbesondere für die hohen Übersättigungen entlang Trajektorie $Tr_{30,1}$, kann wieder sehr schön eingesehen werden, dass die Übersättigungen praktisch immer auf die Troposphäre beschränkt sind und dabei aber durchaus an der Tropopause “andocken” bzw. dieser sehr nahe kommen.

7.4 Fazit der Betrachtungen

Als abschließendes Resümee dieser Betrachtungen kann man folgendes anmerken. Man hat im ersten Fall gesehen, dass bei stabilen meteorologischen Situationen bzw. bei dominierenden synoptischen Bewegungen die Lagrange’sche Betrachtung mit LAGRANTO mit Hilfe der in dieser Auflösung vorhandene ECMWF–Analysen hervorragend funktioniert. Es war sehr gut möglich, die Entstehung und Entwicklung der eisübersättigten Regionen nachzuvollziehen, die Entwicklung der Variablen entlang der Trajektorien konnte gut betrachtet werden. Für diese Art von Fällen ist die vorgestellte Methode auch mit den Neuberechnungen der relativen Feuchte und der damit verbesserten Möglichkeit die ISSRs zu betrachten sehr gut anwendbar.

Die Methode kommt jedoch an ihre Grenzen, wenn die Bewegungen aufgrund der geringen zeitlichen Auflösung oder aufgrund ihres mesoskaligen Charakters nicht in den ECMWF–Analysen aufgelöst werden. Das Problem liegt dabei wie schon mehrfach betont nicht an dem Lagrange’schen Modell LAGRANTO sondern an der Auflösung des Ausgangsdatensatzes. Beim zweiten betrachteten Fall kam die Methode an diese Grenze und nur durch zusätzliche sehr aufwendige Betrachtungen war es möglich, den in den Trajektorien irreführend dargestellten Entstehungs– und Entwicklungsprozess wenigstens teilweise zu erfassen. Trotz dieser Widrigkeiten konnten Teilaspekte aus der Lagrange’schen Betrachtung für die Auswertung gut verwendet werden.

Die hier aufgezeigten Grenzen sollte man auch für zukünftige Auswertungen im Auge behalten, so dass die Lagrange’schen Berechnungen unter Umständen bei Bedarf dann mit Hilfe anderer Daten oder direkt mit einem (sofern vorhandenem) wolkenauflösendem Modell mit kleinem Zeitschritt durchgeführt werden.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

8.1 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde versucht, sogenannte eisübersättigte Regionen, d.h. wolkenfreie Bereiche in der Tropopausenregion, deren relative Feuchte über Eis oberhalb der Sättigung liegt, anhand von verschiedenen Datensätzen zu beschreiben. Die Motivation dazu liegt vor allem darin, dass Zirren in der oberen Troposphäre in den letzten Jahren immer mehr an Interesse gewonnen haben. Das Stadium jedoch, das Zirren durchlaufen, bevor tatsächlich die Wolkenprozesse bzw. die Wolkenbildung einsetzen, nämlich die eisübersättigte Region, wurden bislang kaum beachtet. Daher soll in dieser Arbeit eine Beschreibung von ISSRs, soweit dies anhand der verfügbaren Datensätze möglich ist, gegeben werden.

Für die Auswertungen wurden drei Datensätze (MLS, MOZAIC und korrigierte Radiosondendaten vom Observatorium Lindenberg) benutzt, die bei Bedarf noch durch ECMWF-Analysen und METEOSAT-Bilder ergänzt wurden.

Bei den Auswertungen kommt man zu folgenden Ergebnissen: Die Häufigkeiten für die relative Feuchte über Eis sind in den betrachteten Bereichen (Druckschichten 147 und 215 hPa für MLS, Druckbereich 175 bis 275 hPa für MOZAIC, Druckbereich 600 bis 100 hPa) im wesentlichen exponentiell verteilt. Dabei zeigen sich unterschiedliche Charakteristiken für die verschiedenen dynamischen und geographischen Bereiche: In der Troposphäre fällt die Häufigkeit mit der Feuchte exponentiell ab, knickt in einem Übergangsbereich bei der Sättigung ab um danach wieder exponentiell zu fallen. In der Stratosphäre und bei den Messungen in der Antarktisregion fallen die Häufigkeiten dagegen von kleinen Feuchten an exponentiell, ohne eine deutliche Änderung der Steigung nahe der Sättigung. Aufgrund von Anpassungen, die durch ein Austauschmodell zur Erklärung der Verteilungen motiviert werden können, lassen sich Wolkeneinflüsse in den MOZAIC-Daten und in den Radiosondendaten identifizieren. Dabei können Verteilungen für die relative Feuchte in Wolken erstellt werden, die mit den Ergebnissen von OVARLEZ et al.(2002) konsistent sind. Ebenfalls kann

daraus auf das gute Funktionieren des Cloud-Clearing-Algorithmus für die MLS-Daten geschlossen werden.

Aufgrund der MLS- und MOZAIC-Daten können Globalverteilungen für die Häufigkeit von ISSRs erstellt werden, die zueinander konsistent sind. Unterschiede in den Verteilungen können durch die Unterschiede in der Messmethodik und der Auflösung erklärt werden. Die Verteilungen können mit den entsprechenden Zirrenverteilungen verglichen werden, dabei zeigen sich gute qualitative Übereinstimmungen. Zusätzlich werden die Verteilungen aus den MLS-Daten noch mit den Häufigkeitsverteilungen von subvisible cirrus aus den SAGE II – Daten verglichen. Hier ergeben sich insbesondere in den höheren Schichten sehr gute Übereinstimmungen bzw. Korrelationen. Diskrepanzen können hier ebenfalls durch unterschiedliche Auflösungen und Messmethodiken der verschiedenen Messinstrumente erklärt werden.

Bei den Auswertungen der Radiosondendaten muss berücksichtigt werden, dass keine Erkennung von wolkenbehafteten Messungen möglich ist, daher werden alle Aussagen für sogenannte eisübersättigte Schichten getroffen, die ISSRs, SVC und Zirren beinhalten können. Bei diesen Auswertungen werden Vertikalprofile von Übersättigungen betrachtet. Dabei stellt man fest, dass eisübersättigte Schichten relativ häufig über Lindenberg vorkommen (ca. 28%) mit saisonalen Verschiebungen (24 bis 34%). Diese Werte liegen in derselben Größenordnung wie die Häufigkeiten von Zirren über dieser Region. Eisübersättigung kommt hauptsächlich in einem breiten Bereich der oberen Troposphäre zwischen 200 und 450 hPa vor. Im Mittel treten die eisübersättigten Schichten bei ca. 320 ± 70 hPa auf, mit einer leichten saisonalen Verschiebung (300 hPa in Sommer und Herbst, 340 hPa in Winter und Frühling). Grundsätzlich stimmen die Höhenverteilungen von eisübersättigten Schichten sehr gut mit denen von SVC aus den SAGE II – Daten überein. Relativ zur Tropopause treten die meisten Übersättigungen unterhalb davon auf; dabei wird ein breiter Bereich zwischen Tropopause und ca. 200 hPa darunter besetzt. Im Mittel liegen die übersättigten Schichten relativ zur Tropopause in einem Abstand von ca. -84 ± 58 hPa mit saisonalen Schwankungen. Diese Verteilungen können auch gut mit Verteilungen von Zirren aus LIDAR-Daten verglichen werden. Die vertikalen Ausdehnungen der Übersättigungen folgen einem Paar von Weibull-Verteilungen mit Formparametern $p \approx 0.71$ für Ausdehnungen kleiner 1 km und $p \approx 1$ für größere vertikale Ausdehnungen. Im Mittel sind die übersättigten Schichten jedoch 560 ± 610 m dick. Die übersättigten Schichten liegen in einem Temperaturbereich $-80 \leq T \leq -30^\circ\text{C}$ und sind im Mittel relativ kalt (-46.8 ± 8.4) $^\circ\text{C}$.

Aus den Datensätzen können die Eigenschaften von ISSRs in den verschiedenen dynamischen und geographischen Regionen abgeleitet werden. Dabei stellt sich heraus, dass in allen Regionen mindestens eine der beiden Eigenschaften erfüllt ist: ISSRs sind i.a. kälter und/oder feuchter als ihre untersättigte Umgebung. Außerdem werden noch aufgrund der Pfadlängen aus den MOZAIC-Messungen Pfadlängenstatistiken durchgeführt; dabei stellt man wieder fest, dass die Häufigkeiten durch Weibullmodelle mit Formparametern im Bereich $0.57 \leq p \leq 0.61$ gut beschrieben werden können. Allerdings stellt man einige Unterschiede zwischen den nordhemisphärischen und tropischen ISSRs fest (sowie auch in

den Pfadlängen von troposphärischen und stratosphärischen ISSRs). Im Mittel sind die Pfadlängen im Bereich $120 \leq \bar{L} \leq 150$ km, dabei nehmen die Längen mit der Höhe zu. Zusätzlich stellt man fest, dass in allen Bereichen die mittleren Übersättigungen im Bereich 18 bis 34% liegen, also immer deutlich unter den Schwellen für die homogene Nukleation. Aufgrund der Unterschiede in den verschiedenen Eigenschaften kann man dann aufgrund der Dominanz einiger Eigenschaften mögliche Entstehungsmechanismen von ISSRs in den verschiedenen Regionen betrachten.

Exemplarisch werden an zwei verschiedenen eisübersättigten Regionen deren Entstehung und Entwicklung anhand von einem Lagrange'schen Modell (LAGRANTO), Radiosondenaufstiegen, ECMWF-Analysen und METEOSAT-Bildern untersucht. Um die Untersuchung durchführen zu können, werden einige Methoden entwickelt, um die Entstehung bzw. die Entwicklung der ISSRs besser identifizieren zu können.

Im ersten Fall ist eine durch eine synoptische Hebung entlang eines Hochrückens entstanden ISSR zu identifizieren. Diese entsteht aus dieser adiabatischen Änderung der Temperatur, bleibt eine Weile bestehen ohne einen sichtbaren Zirrus zu bilden und verschwindet nach ca. 24 h wieder. Der zweite Fall ist wesentlich komplizierter. Hier entsteht eine ISSR vermutlich innerhalb kurzer Zeit durch ein schnelles adiabatisches Aufsteigen, wahrscheinlich induziert durch ein konvektives Ereignis. Aufgrund der METEOSAT-Bilder sieht man, dass in dem Radiosondenaufstieg tatsächlich eine entstehende Wolke zu sehen ist. Das bedeutet, dass die ISSR innerhalb kurzer Zeit (nach ihrem Entstehen) eine Wolke bildet. Diese bleibt ca. 6 h bestehen um dann schließlich wieder zu verdampfen (bzw. die relative Feuchte fällt weit unter die Sättigung). Damit wurden zwei sehr unterschiedliche Entstehungs- und Entwicklungsformen beschrieben, außerdem wurden die Möglichkeiten aber auch die Grenzen einer Lagrange'schen Auswertung von ISSRs anhand LAGRANTO mit Hilfe der ECMWF-Analysen (in dieser Auflösung) aufgezeigt.

8.2 Ausblick

Das dringende Problem zur Zeit ist meiner Ansicht nach die fehlende Repräsentation von ISSRs in Klima- und Wettermodellen. Wir haben in dieser Arbeit und in den Arbeiten der letzten Jahre einiges an Wissen über ISSRs geliefert. Außerdem hat das Wissen über die Entstehung kalter Zirren (wenigstens durch das homogene Gefrieren) in den letzten Jahren zugenommen und sich, insbesondere durch die Arbeit von KOOP et al.(2000), konsolidiert. Nun wäre es damit an der Zeit, dieses Wissen in den großskaligen Modellen zu verwenden.

Wären ISSRs bzw. deren Darstellung in den Modellen parametrisiert, dann könnte zum einen die Zirrenbildung korrekt beschrieben werden, und auch mikrophysikalischen Eigenschaften und Strahlungseigenschaften der Zirren realistisch dargestellt werden. Zum anderen könnte damit die Kondensstreifenbildung in diesen Modellen (insbesondere in Wettermodellen) richtig vorhergesagt werden. Dabei wurde zum Teil schon mit einigen Arbeiten begonnen, bestehende Modelle entsprechend auf- bzw. umzurüsten.

Des weiteren sollten ISSRs und ihre Entwicklung mittels wolkenauflösender Modelle untersucht werden. Solche Studien würden es erlauben, die Wechselwirkungen ISSR-Umgebung oder auch die Bildung von Eiskristallen in ISSRs zu untersuchen. Beispielsweise könnte damit untersucht werden, ob in den mittleren Breiten auftretender SVC in einer ISSR ein vorübergehendes Phänomen ist. Weiter könnte auch der Einfluss von Fluktuationen der Variablen T und q in ISSRs auf die Eigenschaften sich möglicherweise bildender Zirren untersucht werden. Dabei könnte man auch untersuchen, ob diese Fluktuationen wieder eine exponentielle Verteilung ergeben.

Diese Modelle, ob groß- oder mesoskalig, müssen natürlich ständig anhand von Messdaten validiert werden (zum Beispiel MOZAIK oder Radiosondendaten). Falls man nun eine gute Übereinstimmung von Modellen und Daten erzielt hat, können unter anderem folgende Fragen behandelt werden:

Die zur Zeit bekannten Zahlen besagen, dass der Zirrusbedeckungsgrad größer als der Bedeckungsgrades von ISSRs sei, dies ist relativ unverständlich. Noch komplizierter wird es, wenn man die Übersättigungen betrachtet: Die mittleren Übersättigungen liegen für alle Regionen unterhalb der Schwellen für die homogene Nukleation, daher stellt sich die Frage, wie sich die Zirren aus den ISSRs bilden und wie sich daraus die Unterschiede in den Bedeckungsgraden bilden. Dies ist natürlich verwandt mit der Frage der Lebensdauer für ISSRs oder Zirren bzw. mit der Frage, welcher Anteil an ISSRs wirklich Zirren ausbildet (und nach welcher Zeit) und wieviele ISSRs tatsächlich in dem wolkenlosen Stadium verweilen. Ein sehr wichtiger Punkt ist bei solchen Betrachtungen mit Hilfe von validierten Klimamodellen, wie sich die ISSRs in einem veränderten Klima verhalten. Davon hängt entscheidend ab, wie sich die Zirrusbewölkung in einem geänderten Klima verhält, dies ist natürlich immens wichtig für die Strahlungsbilanz. Aufgrund von Simulationen, gekoppelt mit Beobachtungsdaten, könnte man die synoptischen Situationen identifizieren, bei denen ISSRs auftreten bzw. unter welchen weiteren Umständen sie zu Zirren werden. Damit könnte vermutlich auch die Frage nach der echten Größe von ISSRs beantwortet werden.

Zu weiteren Untersuchungen können in Zukunft wahrscheinlich einige zusätzliche Datensätze benutzt werden. Nach unseren ersten Untersuchungen (GIERENS ET AL., 2004) ist es möglich, aus den TOVS-Daten auf den Satelliten der NOAA auch Daten über Übersättigungen zu erhalten und wieder unter anderem Häufigkeitsstatistiken der relativen Feuchte aufzustellen. Diese Satellitenserie wäre dafür besonders interessant, da man hier (trotz nötiger Nachkalibrierung zwischen den einzelnen Satelliten) ein Datenprodukt für den Zeitraum ab 1979 zu Verfügung hätte. Des weiteren kann man in naher Zukunft mit einem verbessertem UTH-Produkt von MLS auf der neuen Satellitengeneration EOS der NASA rechnen (Satellit AURA, Start voraussichtlich im Juli 2004). Außerdem sind die Datenprodukte von MIPAS und SCIAMACHY an Bord des europäischen Satelliten ENVISAT wahrscheinlich auch von großen Nutzen sowie natürlich auch das Projekt WALES, bei dem vom Satelliten aus LIDAR-Messungen des Wasserdampfes möglich sein werden.

Für Untersuchungen in etwas näherer Zukunft wären Auswertungen eines neuen MLS-Datensatzes von READ et al.(2004) interessant, mit dem insbesondere die TTL auf ISSRs

untersucht werden könnte, insbesondere in Kombination mit Radiosondenmessungen (nach der Lindenberg-Methodik) der Universität Köln in den Tropen (Andreas Weimer, pers. Mitteilung).

Schließlich wäre es für den internationalen Flugverkehr sinnvoll zu wissen, wo sich ISSRs bilden werden bzw. schon gebildet haben und sich befinden. Da ISSRs meist weniger als 1 km dick sind, könnten demnach mit einer leichten Änderung der Flughöhe ISSRs unter- bzw. überflogen werden und damit sehr viele Kondensstreifen vermieden werden, zum Wohle des Klimas. Dazu wären zum einen Studien mit Hilfe der wolkenauflösenden Modellierung nötig. Zum anderen ist es denkbar, dass man Flugzeuge mit kleinen Lasern ausstatten kann, um vor dem Flugzeug liegende ISSRs zu erkennen und zu umgehen. Solch kleine Laser werden zum Teil heute schon benutzt, um clear air turbulence zu detektieren. Allerdings müsste hierzu wahrscheinlich eher die auch bei WALES benutzte Technik zum Einsatz kommen.

Symbole

a	Parameter in modifizierter Fermifunktion
a	Parameter in linearer Regression
$B_\lambda(T)$	Planck-Funktion für die Wellenlänge λ
b	Parameter in modifizierter Fermifunktion
b	Parameter in linearer Regression
b	Exponent in Exponentialverteilungen
c	Parameter in modifizierter Fermifunktion
c_p	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
c_v	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen
e	Dampfdruck des Wasserdampfes
$e_{\text{si}}(T)$	Sättigungsdampfdruck bezüglich Eis
$e_{\text{sw}}(T)$	Sättigungsdampfdruck bezüglich Wasser
$F_X(x)$	kumulative Wahrscheinlichkeit einer Zufallsgröße X
$f_X(x)$	Wahrscheinlichkeitsdichte einer Zufallsgröße X
$g_X(x)$	Wahrscheinlichkeitsdichte einer Gauß-Verteilung
H	vertikale Ausdehnung einer eisübersättigten Schicht
I_{sat}	Intensität der am Satelliten gemessenen Strahlung
I_{surf}	Intensität der Oberflächenstrahlung
IWC	Eiswassergehalt
IWP	Eiswasserpfad
L	Pfadlänge einer ISSR
L	latente Wärme zum Phasenübergang Dampf – Eis
m_{O_3}	Ozonmischungsverhältnis
N	Anzahl der Wassermoleküle
N	Anzahldichte der gebildeten Eiskristalle
n	Parameter in modifizierter Fermifunktion
$P\{\}$	Wahrscheinlichkeit
P_{ISSR}	Häufigkeit für Auftreten von ISSRs

P_{SVC}	Häufigkeit für Auftreten von SVC
p	Druck
p	Parameter in Weibull-Verteilung
p_i	Wahrscheinlichkeit
q	spezifische Feuchte
\bar{q}_{sub}	mittlere spezifische Feuchte von Messungen in untersättigten Gebieten
\bar{q}_{sup}	mittlere spezifische Feuchte von Messungen in übersättigten Gebieten
\bar{q}_{tot}	mittlerer totaler Wasserdampfgehalt
r	Radius
r	Pearson'scher Korrelationskoeffizient
r_{eff}	effektiver Radius von Eiskristallen
R_v	Gaskonstante von Wasserdampf
R'	Gaskonstante von Luft
RH	Relative Feuchte bezüglich Wasser
RHi	Relative Feuchte bezüglich Eis
s_0	Anfangsübersättigung
T	Temperatur
T_{br}	Brightness-Temperatur
T_{cloud}	Wolkentemperatur
T_{surf}	Bodentemperatur
\bar{T}_{sub}	mittlere Temperatur von Messungen in untersättigten Gebieten
\bar{T}_{sup}	mittlere Temperatur von Messungen in übersättigten Gebieten
t	Zeit
$\text{Tr}_{\text{Schicht, Nummer}}$	Trajektorie zu einer Modellschicht "Schicht"
u	zonale Komponente des Windes
v	meridonale Komponente des Windes
w	vertikale Geschwindigkeit (in $\frac{m}{s}$)
w	Mischungsverhältnis
X	Zufallsgröße

x_c	Parameter in modifizierter Fermifunktion
z	Höhe (vertikale Koordinate)
$\alpha_{v,i}$	spezifisches Volumen von Dampf bzw. Eis
β	Diffusivitätsfaktor
γ	adiabatischer Temperaturgradient
γ	Parameter in Weibull-Verteilung
ϵ	Quotient aus den Gaskonstanten von Wasserdampf und Luft
κ	Adiabatenkoeffizient, $\kappa = c_p/c_v$
κ	Extinktionskoeffizient
κ_0	Schranke für Extinktion
κ_i	Massenabsorptionskoeffizient
λ	Rate eines Geburtsprozesses (Poissonprozeß)
λ	Wellenlänge
μ	Mittelwert
μ	Rate eines Todprozesses (Poissonprozeß)
μ	Korrekturfaktor, $\mu = \cos(\varphi)$
π	Kreiszahl
ρ	Quotient aus den Raten von Geburts- und Todprozeß
ρ	Dichte
σ	Standardabweichung
τ	optische Dicke
τ_g	Kristallwachstumszeitskala
τ_u	Aufwärtsbewegungszeitskala
φ	geographische Breite
χ^2	Prüfgröße für Anpassungstest
$\chi_{RH_i}^2$	normierte Prüfgröße für Anpassungstest
ω	vertikale Geschwindigkeit (in $\frac{Pa}{s}$)

Abkürzungen

AVHRR	Advanced Very High Resolution Radiometer
CCM3	NCAR Community Climate Model
DFD	Deutsches Fernerkundungsdatenzentrum
DISORT	Discrete Ordinates Radiative Transfer
DJF	Dezember/Januar/Februar (Winter)
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DWD	Deutscher Wetterdienst
ECHAM	Modell des ECMWF, HAMBurger Version
ECMWF	European Centre for Medium-Range Weather Forecasts
ENSO	El Niño/Southern Oscillation
ENVISAT	Environment Satellite
EOS	Earth Observing System
ERBS	Earth Radiation Budget Satellite
ETH	Eidgenössische Technische Hochschule
EUMETSAT	European Organisation for the Exploitation of Meteorological Satellites
FOV	Gesichtsfeld (field of view)
HIRS	High Resolution Infrared Radiation Sounder
INCA	Interhemispheric differences in cirrus properties from anthropogenic emissions
IPCC	Intergovernmental Panel on Climate Change
ISSR	Eisübersättigte Region (ice-supersaturated region)
ITCZ	innertropische Konvergenzzone (innertropical convergence zone)
JJA	Juni/Juli/August (Sommer)
JPL	Jet Propulsion Laboratory
LIDAR	Light Detection And Ranging.
MAM	März/April/Mai (Frühling)
MLS	Microwave Limb Sounder
MIPAS	Michelson Interferometer for Passive Atmospheric Sounding

MPI	Max-Planck-Institut
MOL	Meteorologisches Observatorium Lindenberg
MOZAIC	Measurement of OZone and wAter vapor by Airbus In-service airCRAFT
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NCAR	National Center for Atmospheric Research
NCEP	National Centers for Environmental Prediction
NH	nördliche Hemisphäre
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration
POLINAT	Pollution from Aircraft Emissions in the North Atlantic Flight Corridor
SAGE	Stratospheric Aerosol and Gas Experiment
SBDART	Santa Barbara DISORT Atmospheric Radiative Transfer
SCIAMACHY	Scanning Imaging Absorption Spectrometer for Atmospheric Cartography
SH	südliche Hemisphäre
SON	September/Oktober/November (Herbst)
SONEX	Subsonic assessment, Ozone and Nitrogen oxide EXperiment
SUCCESS	Subsonic aircraft: contrail and cloud effect special study
SVC	subvisible cirrus
TIROS	Television Infrared Observation Satellite
TOVS	TIROS Operational Vertical Sounder
TP	Tropopause
TTL	tropische Tropopausenschicht (tropical tropopause layer) bzw. tropische Übergangsschicht (tropical transition layer)
UARS	Upper Atmospheric Research Satellite
UKMO	United Kingdom Meteorological Office
UTC	Universal Time Coordinated
UTH	Upper tropospheric humidity
UTTC	ultradünne tropische Wolke (ultrathin tropical cloud)
WALES	Wasserdampf Lidar Experiment in Space

Aus der Dissertation hervorgegangene Publikationen

- SPICHTINGER, P., K. GIERENS, UND W. READ, 2002: The statistical distribution law of relative humidity in the global tropopause region. — *Meteorol. Z.*, **11**, No. 2, 83–88.
- SPICHTINGER, P., K. GIERENS, U. LEITERER, UND H. DIER, 2003a: Ice supersaturation in the tropopause region over Lindenberg, Germany. — *Meteorol. Z.*, **12**, 143–156.
- SPICHTINGER, P., K. GIERENS, UND W. READ, 2003b: The global distribution of ice-supersaturated regions as seen by the microwave limb sounder. — *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **129**, 3391–3410.
- SPICHTINGER, P., K. GIERENS, H.G.J. SMIT, J. OVARLEZ, UND J.-F. GAYET, 2004: On the distribution of relative humidity in cirrus clouds. — *Atmos. Chem. Phys.*, **4**, 639–647.

Literaturverzeichnis

- APPLEMAN, H., 1953: The formation of exhaust contrails by jet aircraft. — *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **34**, 14–20.
- BETHAN, S., G. VAUGHAN, UND S. J. REID, 1996: A comparison of ozone and thermal tropopause heights and the impact of tropopause definition on quantifying the ozone content of the troposphere. — *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **122**, 929–944.
- BERTON, R.P.H., 2000: Statistical distributions of water content and sizes for clouds above Europe. — *Ann. Geophys.* **18**, 385–397.
- BEYERLE, G., M.R. GROSS, D.A. HANER, N.T. KJOME, I.S. McDERMID, T.J. MCGEE, J.M. ROSEN, H.-J. SCHÄFER, UND O. SCHREMS, 2001: A lidar and backscatter sonde measurement campaign at Table Mountain during february–march 1997: Observations of cirrus clouds. — *J. Atmos. Sci.*, **58**, 1275–1287.
- BUEHLER, S.A. UND N. COURCOUX , 2003: The impact of temperature errors on perceived humidity supersaturation. — *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 1759.
- CARLETON, A.M. UND P.J. LAMB , 1986: Jet contrails and cirrus clouds: a feasibility study employing high-resolution satellite imagery. — *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **67**, 301–309.
- CHEN, M., R.B. ROOD, UND W.G. READ, 1998: Upper tropospheric water vapor from GEOS reanalysis and UARS MLS observation. — *J. Geophys. Res.*, **103**, 19587–19594.
- CHEN, M., R.B. ROOD, UND W.G. READ, 1999: Seasonal variations of upper tropospheric water vapor and high clouds observed from satellites. — *J. Geophys. Res.*, **104**, 6193–6197.

- CURRY, J.A. UND G.F. HERMAN, 1985: Infrared radiative properties of Arctic stratus clouds. — *J. Clim. Appl. Met.*, **24**, 525–538..
- DEMOTT, P.J., Y. CHEN, S.M. KREIDENWEIS, D.C. ROGERS, UND D.E. SHERMAN, 1999: Ice formation by black carbon particles. — *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 2429–2432.
- DOWLING, D.R. UND L.F. RADKE, 1990: A summary of physical properties of cirrus clouds. — *J. Appl. Meteorol.*, **29**, 970–978.
- DUHNKE, K., H. G. J. SMIT, D. KLEY, A. MARENCO, P. SPETH, UND J. WEFERS, 1998: Untersuchung der in MOZAIC gemessenen Ozon- und Wasserdampfverteilungen im polaren Strahlstrom über dem Nordatlantik. — *Jül.-Ber.*, Jülich, Germany, 3593.
- DWD, 2000: Witterungsreport Mai 2000, Juli 2000. ISSN: 1436–6789.
- EBERT, E.E. UND J.A. CURRY, 1992: A parameterization of cirrus cloud optical properties for climate models. — *J. Geophys. Res.*, **97**, 3831–3836.
- ELLIOTT, W.P. UND D.J. GAFFEN, 1991: On the utility of radiosonde humidity archives for climate studies. — *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **72**, 1507–1520.
- GAYET, J.-F., O. CRÉPEL, J. F. FOURNOL, UND S. OSHCHEPKOV, 1997: A new airborne polar Nephelometer for the measurement of optical and microphysical cloud properties. Part I: Theoretical design. — *Ann. Geophys.*, **15**, 451–459.
- GETTELMAN, A. UND P. M. DE FORSTER, 2002: Definition and climatology of the tropical tropopause layer. — *Journal of the Meteorological Society of Japan*, **80**, 911–924.
- GETTELMAN, A., W.J. RANDEL, S. MASSIE, F.WU, W.G. READ, UND J.M. RUSSELL III, 2001: El-Nino as a natural experiment for studying the Tropical Tropopause Region. — *J. Climate*, **14**, 3375–3392.
- GIERENS, K., 2003: On the transition between heterogeneous and homogeneous freezing — *Atmos. Chem. Phys.*, **3**, 437–446.
- GIERENS, K., U. SCHUMANN, H.G.J. SMIT, M. HELTEN, UND G. ZÄNGL, 1997: Determination of humidity and temperature fluctuations based on MOZAIC data and parametrisation of persistent contrail coverage for general circulation models. — *Ann. Geophys.* **15**, 1057–1066.
- GIERENS, K., U. SCHUMANN, M. HELTEN, H.G.J. SMIT, UND A. MARENCO, 1999: A distribution law for relative humidity in the upper troposphere and lower stratosphere derived from three years of MOZAIC measurements. — *Ann. Geophys.* **17**, 1218–1226.
- GIERENS, K., U. SCHUMANN, M. HELTEN, H. SMIT, UND P.-H. WANG, 2000: Ice-supersaturated regions and subvisible cirrus in the northern midlatitude upper troposphere. — *J. Geophys. Res.* **105**, 22743–22753.

- GIERENS, K. UND P. SPICHTINGER, 2000: On the size distribution of ice-supersaturated regions in the upper troposphere and the lower stratosphere. — *Ann. Geophys.* **18**, 499–504.
- GIERENS, K. UND S. BRINKOP, 2002: A model for the horizontal exchange between ice-supersaturated regions and their surrounding area. — *Theor. Appl. Climatol.*, **71**, 129–140.
- GIERENS, K., R. KOHLHEPP, P. SPICHTINGER, UND M. SCHROEDTER-HOMSCHIEDT, 2004: Ice supersaturation as seen from TOVS. — *Atmos. Chem. Phys.*, **4**, 539–547.
- GLÜCKAUF, E., 1945: Notes on upper air hygrometry — II: On the humidity in the stratosphere. — *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **71**, 110–112.
- GOLDFARB, L., P. KECKHUT, M.-L. CHANIN, UND A. HAUCHECORNE, 2001: Cirrus climatological results from Lidar Measurements at OHP (44°N, 6°E). — *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 1687–1690.
- GREENWOOD, J.A., J.M. LANDWEHR, N.C. MATALAS, UND J.R. WALLIS, 1979: Probability weighted moments: Definition and relation to parameters of several distributions expressible in inverse form. — *Water Resources Research*, **15**, 1049–1054, 1979.
- GRIFFITH, M. UND M.J. REEDER, 1996: Stratospheric gravity waves generated in a numerical model of frontogenesis. I: Model solutions. — *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **122**, 1153–1174.
- GUTTMAN, N. B., 1993: The use of L-moments in the determination of regional precipitation climates. — *Journal of Climate*, **6**, 2309–2325.
- GUTTMAN, N. B., 1994: On the sensitivity of sample L-moments to sample size. — *Journal of Climate*, **7**, 1026–1029.
- HAAG, W., B. KÄRCHER, J. STRÖM, A. MINIKIN, U. LOHMANN, J. OVARLEZ, UND A. STOHL, 2003: Freezing thresholds and cirrus cloud formation mechanisms inferred from in situ measurements of relative humidity. — *Atmos. Chem. Phys.*, **3**, 1791–1806.
- HELTEN, M., H.G.J. SMIT, W. STRÄTER, D. KLEY, P. NEDELEC, M. ZÖGER, UND R. BUSEN, 1998: Calibration and performance of automatic compact instrumentation for the measurement of relative humidity from passenger aircraft. — *J. Geophys. Res.*, **103**, 25643–25652.
- HELTEN, M., H.G.J. SMIT, D. KLEY, J. OVARLEZ, H. SCHLAGER, R. BAUMANN, U. SCHUMANN, P. NEDELEC, UND A. MARENCO, 1999: In-flight intercomparison of MOZAIC and POLINAT water vapor measurements. — *J. Geophys. Res.*, **104**, 26087–26096.

- HEYMSFIELD, A.J. UND L.M. MILOSHEVICH, 1993: Homogeneous ice nucleation and supercooled liquid water in orographic wave clouds. — *J. Atmos. Sci.*, **50**, 2335–2353.
- HOINKA, K.P., 1998: Statistics of the global tropopause pressure. — *Monthly Weather Review*, **126**, 3303–3325
- HOLTON, J.R., 1992: *An introduction to dynamical meteorology* 3rd Edition — Academic Press, San Diego, California, USA, pp x, 511.
- HOLTON, J.R. UND A. GETTELMAN, 2001: Horizontal transport and the dehydration of the stratosphere. — *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 2799–2802.
- HOSKING, J. R. M., 1990: L-moments: analysis and estimation of distributions using linear combinations of order statistics. — *J. R. Stat. Soc., Ser. B*, **52**, 105–124.
- JAKOB, C., E. ANDERSSON, A. BELJAARS, R. BUIZZA, M. FISHER, E. GÉRARD, A. GHELLI, P. JANSSEN, G. KELLY, A.P. MCNALLY, M. MILLER, A. SIMMONS, J. TEIXEIRA, UND P. VITERBO, 2000: The IFS cycle CY21r4 made operational in October 1999. — *ECMWF Newsletter*, **87**, 2–9.
- JENSEN, E.J., O.B. TOON, H.B. SELKIRK, J.D. SPINHIRNE, UND M.R. SCHOEBERL, 1996: On the formation and persistence of subvisible cirrus clouds near the tropical tropopause. — *J. Geophys. Res.*, **101**, 21361–21375.
- JENSEN, E.J., O.B. TOON, A. TABAZADEH, G.W. SACHSE, B.E. ANDERSON, K.R. CHAN, C.W. TWOHY, B. GANDRUD, S.M. AULENBACH, A. HEYMSFIELD, J. HALLETT, UND B. GARY, 1998: Ice nucleation processes in upper tropospheric wave-clouds during SUCCESS. — *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 1363–1366.
- KÄRCHER, B., 2002: Properties of subvisible cirrus clouds formed by homogeneous freezing. — *Atmos. Chem. Phys.*, **2**, 161–170.
- KÄRCHER, B. UND U. LOHMANN, 2002: A parameterization of cirrus cloud formation: Homogeneous freezing of supercooled aerosols. — *J. Geophys. Res.*, **107**, 10.1029/2001JD000470.
- KÄRCHER, B. UND W. HAAG, 2004: Factors controlling upper tropospheric relative humidity. — *Ann. Geophys.*, **22**, 705–715.
- KÄSTNER, M., R. MEYER UND P. WENDLING, 1999: Influence of Weather Conditions on the Distribution of Persistent Contrails. — *Meteorol. Appl.*, **6**, 261–271.
- KHVOROSTYANOV, V.I. UND K. SASSEN, 1998: Cirrus Cloud Simulation Using Explicit Microphysics and Radiation. Part II: Microphysics, Vapor and Ice Mass Budgets, and Optical and Radiative Properties. — *J. Atmos. Sci.*, **55**, 1822–1845.

- KLEY, D., J.M. RUSSEL III, UND C. PHILLIPS, (Eds.), 2000: *SPARC assessment of upper tropospheric and stratospheric water vapour*. WCRP-113, WMO/TD-No. 1043, SPARC Report No. 2., 312 pp. (Available from: SPARC Office, BP 3, F-91371 Verrières le Buisson Cedex, France).
- KOOP, T., B. LUO, A. TSIAS, UND T. PETER, 2000: Water activity as the determinant for homogeneous ice nucleation in aqueous solutions. — *Nature*, **406**, 611–614.
- LEITERER, U., H. DIER, UND T. NAEBERT, 1997: Improvements in radiosonde humidity profiles using RS80/RS90 radiosondes of Vaisala. — *Contr. Atmos. Phys.*, **70**, 319–336.
- LEITERER, U., H. DIER, D. NAGEL, T. NAEBERT, D. ALTHAUSEN, UND K. FRANKE, 2002: Correction method for RS80 A–Humicap humidity profiles. — Internal Report, Meteorological Observatory Lindenberg of Deutscher Wetterdienst, 1–19. available from http://www.dwd.de/de/FundE/Observator/MOL/mol3/mol3_RS80_kor.pdf
- LOHMANN, U. UND B. KÄRCHER, 2002: First interactive simulations of cirrus clouds formed by homogeneous freezing in the ECHAM GCM. — *J. Geophys. Res.*, **107**, 10.1029/2001JD000767.
- LUDLAM, F.H., 1956: The forms of ice clouds II. — *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **82**, 257–265.
- LUO, B.P. et al., 2003: Ultrathin Tropical Tropopause Clouds (UTTCs): II. Stabilization mechanisms. — *Atmos. Chem. Phys.*, **3**, 1093–1100.
- LYNCH, D., K. SASSEN, D. O’C. STARR, UND G. STEPHENS (EDS.), 2002: *Cirrus*. — Oxford University Press, Oxford, United Kingdom, xvii, 480 pp.
- LYNCH, D. UND K. SASSEN, 2002: Subvisual Cirrus. — In: D.K. Lynch, K. Sassen, D.O’C. Starr, G. Stephens (Eds.): *Cirrus*. Oxford University press, Oxford, UK, pp. 256–264.
- MANNSTEIN, H., R. MEYER, UND P. WENDLING, 1999: Operational Detection of Contrails from NOAA–AVHRR–Data. — *Int. Jour. of Remote Sensing*, **20**, 1641–1660.
- MARENCO, A., V. THOURET, P. NEDELEC, H.G.J. SMIT, M. HELTEN, D. KLEY, F. KÄRCHER, P. SIMON, K. LAW, J. PYLE, G. POSCHMANN, R. VON WREDE, C. HUME, UND T. COOK, 1998: Measurement of ozone and water vapor by Airbus in-service aircraft: The MOZAIC airborne program, an overview. — *J. Geophys. Res.*, **103**, 25, 631–25, 642.
- MILOSHEVICH, L.M., H. VÖMEL, A. PAUKKUNEN, A.J. HEYMSFIELD, UND S.J. OLTMANS, 2001: Characterization and correction of relative humidity measurements from Vaisala RS80-A radiosondes at cold temperatures. — *J. Atmos. Oceanic. Technol.*, **18**, 135–156.

- MÖHLER, O., O. STETZER, S. SCHAEFERS, C. LINKE, M. SCHNAITER, R. TIEDE, H. SAATHOFF, M. KRÄMER, A. MANGOLD, P. BUDZ, P. ZINK, J. SCHREINER, K. MAUERSBERGER, W. HAAG, B. KÄRCHER, UND U. SCHURATH, 2003: Experimental investigation of homogeneous freezing of sulphuric acid particles in the aerosol chamber AIDA. — *Atmos. Chem. Phys.*, **3**, 211–223.
- NAGEL, D., U. LEITERER, H. DIER, A. KATS, J. REICHARD, UND A. BEHRENDT, 2001: High accuracy humidity measurements using the standardized frequency method with a research upper-air sounding system. — *Meteorol. Z.*, **10**, 395–405.
- NEDOLUHA, G.E., R.M. BEVILACQUA, K.W. HOPPEL, M. DAEHLER, E.P. SHETTLE, J.H. HORNSTEIN, M.D. FROMM, J.D. LUMPE, UND J.E. ROSENFELD, 2000: PO-AM III measurements of dehydration in the Antarctic lower stratosphere. — *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 1683–1686.
- NEDOLUHA, G.E., J.D. LUMPE, UND H. SMIT, 2002: Polar Ozone and Aerosol Measurements III measurements of water vapor in the upper troposphere and lowermost stratosphere. — *J. Geophys. Res.*, **107**, 10.1029/2001JD000793.
- OVARLEZ, J. UND P. VAN VELTHOVEN, 1997: Comparison of water vapour measurements with data retrieved from ECMWF analyses during the POLINAT experiment. — *J. Appl. Meteorol.*, **36**, 1329–1335 .
- OVARLEZ, J., P. VAN VELTHOVEN, UND H. SCHLAGER, 1999: Water vapor measurements from the troposphere to the lowermost stratosphere: Some signatures of troposphere to stratosphere exchanges. — *J. Geophys. Res.*, **104**, 16973–16978.
- OVARLEZ, J., P. VAN VELTHOVEN, G. SACHSE, S. VAY, H. SCHLAGER, UND H. OVARLEZ, 2000: Comparison of water vapor measurements from POLINAT 2 with ECMWF analyses in high humidity conditions. — *J. Geophys. Res.*, **105**, 3737–3744.
- OVARLEZ, J., J.-F. GAYET, K. GIERENS, J. STRÖM, H. OVARLEZ, F. AURIOL, R. BUSEN, UND U. SCHUMANN, 2002: Water vapor measurements inside cirrus clouds in northern and southern hemispheres during INCA. — *Geophys. Res. Lett.*, 10.1029/2001GL014440.
- PAWSEN, S. UND B. NAUJOKAT, 1999: The cold winters of the middle 1990s in the northern lower stratosphere. — *J. Geophys. Res.*, **104**, 14209–14222.
- PETER, TH. et al., 2003: Ultrathin Tropical Tropopause Clouds (UTTTCs): I. Cloud morphology and occurrence. — *Atmos. Chem. Phys.*, **3**, 1083–1091.
- PRUPPACHER, H.R. UND J.D. KLETT, 1997: *Microphysics of clouds and precipitation*. — Kluwer, Dordrecht, Netherland, 940 pp.
- PUMPHREY, H.C., H. CLARK, UND R.S. HARWOOD, 2000: Lower stratospheric water vapor measured by UARS MLS. — *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 1691–1694.

- READ, W.G., J.W. WATERS, D.A. FLOWER, L. FROIDEVAUX, R.F. JARNOT, D.L. HARTMANN, R.S. HARWOOD, UND R.B. ROOD, 1995: Upper-tropospheric water vapor from UARS MLS. — Bull. Amer. Meteor. Soc., **76**, 2381–2389.
- READ, W.G., J.W. WATERS, D.L. WU, E.M. STONE, Z. SHIPPONY, A.C. SMEDLEY, C.C. SMALLCOMB, S. OLTMANS, D. KLEY, H.G.J. SMIT, J.L. MERGENTHALER, UND M.K. KARKI, 2001: UARS MLS Upper Tropospheric Humidity Measurement: Method and Validation. — J. Geophys. Res., **106**, 32207–32258.
- READ, W.G., D.L. WU, J.W. WATERS, UND H.C. PUMPHREY, 2004: A New 147–68 hPa Water Vapor Product from the UARS Microwave Limb Sounder. — J. Geophys. Res., **109**, 10.1029/2003JD004366.
- REEDER, M.J. UND M. GRIFFITH, 1996: Stratospheric gravity waves generated in a numerical model of frontogenesis. II: Wave sources, generation mechanisms and momentum fluxes. — Q. J. R. Meteorol. Soc., **122**, 1175–1195.
- ROSENLOF, K.H., S.J. OLTMANS, D. KLEY, J.M. RUSSELL III, E.-W. CHIOU, W.P. CHU, D.G. JOHNSON, K.K. KELLY, H.A. MICHELSEN, G.E. NEDOLUHA, E.E. REMSBERG, G.C. TOON, UND M.P. MCCORMICK, 2001: Stratospheric water vapor increases over the past half-century — Geophys. Res. Lett., **28**, 1195–1198.
- SASSEN, K. UND B.S. CHO, 1992: Subvisual-thin cirrus lidar dataset for satellite verification and climatological research. — J. Appl. Meteorol., **31**, 1275–1285.
- SAUSEN, R., K. GIERENS, M. PONATER, UND U. SCHUMANN, 1998: A Diagnostic Study of the Global Distribution of Contrails. Part I: Present Day Climate. — Theor. Appl. Climatol., **61**, 127–141.
- SCHMIDT, E., 1941: Die Entstehung von Eisnebel aus den Auspuffgasen von Flugzeugmotoren. — Schriften der Deutschen Akademie der Luftfahrtforschung, Verlag R. Oldenbourg, München, Heft 44, 1–15.
- SCHUMANN, U., 1996: On conditions for contrail formation from aircraft exhausts — Meteorol. Z., **5**, 4–23.
- SCHUMANN, U., 2002: Contrail Cirrus — In: D.K. Lynch, K. Sassen, D.O’C. Starr, G. Stephens (Eds.): *Cirrus*. Oxford University press, Oxford, UK, pp. 231–255.
- SHERWOOD, S.C. UND A. DESSLER, 2000: On the control of stratospheric humidity. — Geophys. Res. Lett., **27**, 2513–2516.
- SHERWOOD, S.C. UND A. DESSLER, 2001: A model for transport across the tropical tropopause. — J. Atmos. Sci., **58**, 765–779.
- SONNTAG, D., 1994: Advancements in the field of hygrometry. — Meteorol. Z., **3**, 51–66.

- STONE, R.G., 1957: A compendium on cirrus and cirrus forecasting. — Air Force Weather Service Technical Report, AWS TR 105–130. AWS.
- STOHL, A., L. HAIMBERGER, M.P. SCHEELE, UND H. WERNLI, 2001: A intercomparison of results from three trajectory models. — *Meteorol. Appl.*, **8**, 127–135.
- VAY, S.A., B.E. ANDERSON, E.J. JENSEN, G.W. SACHSE, J. OVARLEZ, G.L. GREGORY, S.R. NOLF, J.R. PODOLSKA, T.A. SLATE, UND C.E. SORENSON, 2000: Tropospheric water vapor measurements over the North Atlantic during the Subsonic Assessment Ozone and Nitrogen Oxide Experiment (SONEX). — *J. Geophys. Res.*, **105**, 3745–3756.
- WANG, P.-H., P. MINNIS, M.P. MCCORMICK, G.S. KENT, UND K.M. SKEENS, 1996: A 6-year climatology of cloud occurrence frequency from Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II observations (1985–1990). — *J. Geophys. Res.*, **101**, 29407–29429.
- WARREN, S.G., C.J. HAHN, J. LONDON, R.M. CHERVIN, UND R.L. JENNE, 1986: Global distribution of total cloud cover and cloud type amounts over land. NCAR/TN–273 + STR, available from NTIS, U.S. Department of Commerce, Springfield, Va 22161.
- WATERS, J. W. UND COAUTHOREN, 1999: The UARS and EOS Microwave Limb Sounder Experiments. — *J. Atmos. Sci.*, **56**, 194 – 218.
- WEICKMANN, H., 1945: Formen und Bildung atmosphärischer Eiskristalle. — *Beitr. Physik der freien Atmosphäre*, **28**, 12–52.
- WERNLI, H. UND H.C. DAVIES, 1997: A Lagrangian-based analysis of extratropical cyclones. I: The method and some applications. — *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **123**, 467–489.
- WINKER, D.M. UND C.R. TREPTE, 1998: Laminar cirrus observed near the tropical tropopause by LITE. — *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 3351–3354.
- WMO, 1957: Definition of the tropopause. — *WMO Bull.*, **6**, 136.
- WYLIE, D. P. UND W. P. MENZEL, 1999: Eight years of high cloud statistics using HIRS. — *J. Climate*, **12**, 170–184.
- ZÄNGL, G. UND K.P. HOINKA, 2001: The tropopause in polar regions. — *J. Climate*, **14**, 3117–3139.
- ZHOU, S., M.E. GELMAN, UND A.J. MILLER, 2000: An inter-hemispheric comparison of persistent stratospheric polar vortex. — *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 1123–1126.
- ZUROVAC-JEVTIĆ, D. UND G.J. ZHANG, 2003: Development and Test of a Cirrus Parameterization Scheme Using NCAR CCM3. — *J. Atmos. Sci.*, **60**, 1325–1344.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei Prof. Dr. Robert Sausen für die Betreuung und Begutachtung dieser Arbeit sowie die freundliche Aufnahme in die Abteilung 1 im Jahre 2001 bedanken. Bedanken möchte ich mich ebenfalls bei Prof. Dr. Roger Smith für die Begutachtung dieser Arbeit.

Ein ganz besonders großer Dank gebührt Klaus Gierens, der durch die Diskussionen, Betreuung und Zusammenarbeit in den letzten drei Jahren einen großen Anteil am Gelingen dieser Arbeit hat.

Ein weitere Dank geht an Bill Read, der die MLS-Daten in der passenden Version bereitstellte und viele Fragen freundlich und kompetent beantwortete. Weiter gilt mein Dank Ulrich Leiterer und Horst Dier für die Bereitstellung der korrigierten Lindenberger Radiosondendaten und die Beantwortung vieler Fragen diesbezüglich. Für die Bereitstellung der MOZAIC-Daten und einigen Diskussionen dazu sei Herman Smit und Manfred Helten gedankt.

Die ECMWF-Analysen sowie die Verarbeitungsprogramme dazu beschaffte freundlicherweise Andreas Dörnbrack, der auch für die Auswertungen immer ein kompetenter Ansprechpartner war, vielen Dank dafür. In diesem Zusammenhang sei auch Heini Wernli für die freundliche Überlassung des Modells LAGRANTO und der ETH-Lib gedankt, sowie Heidi Schmid für die Hilfestellung bei den ersten Arbeiten mit der ETH-Lib.

Ein großer Dank gebührt auch Richard Meyer für die Bereitstellung und Bearbeitung der METEOSAT-Bilder sowie die geduldige Beantwortung meiner Fragen dazu. Ebenso ist Andreas Minikin zu danken, der freundlicherweise die INCA-Daten bereitstellte.

Bei vielen fachlichen Fragen standen Sabine Brinkop, Bernd Kärcher, Andrea Stenke, Volker Grewe, Martin Dameris, Michael Ponater, Nicola Stuber, Susanne Marquart, Fabian Mager, Gabriele Erhardt, Axel Lauer, Winfried Beer, Veronika Eyring, Reinhold Busen, Thomas Birner, Hermann Mannstein, Rüdiger Büll und Thorsten Fehr Rede und Antwort, vielen Dank dafür. Ein besondere Dank gilt dabei meinem Zimmerkollegen Christian Kurz für die Geduld mit mir und meinem Chaos sowie meinen Fragen zu GMT, UNIX und FORTRAN.

Des weiteren geht ein Dank an die Kolleginnen und Kollegen der Abteilung 1 (soweit noch nicht genannt) für die angenehme Atmosphäre bei Arbeit und Pausen, dies hat viel zur produktiven Arbeit beigetragen (gerade auch die Pausen ...).

Last, but not least, geht ein weiterer Dank an Prof. Dr. Ulrich Schumann für das Interesse an meiner Arbeit und einigen fruchtbaren Diskussionen dazu.

Diese Arbeit ist meinem Vater gewidmet.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Peter Spichtinger
geboren am	3. September 1971
in	München
Familienstand	ledig

Schulbildung

9/1978 – 7/1982	Grundschule in München
9/1982 – 7/1991	Karls gymnasium München
Juli 1991	Abitur

Studium

9/1991 – 10/1997	Studium der Mathematik und Physik an der Universität Augsburg
Herbst 1997	1. Staatsexamen für Gymnasiallehrer in Mathematik und Physik
11/1997 – 10/2000	Studium der Mathematik an der Universität Augsburg
1/1998 – 3/2001	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Analysis und Geometrie, Institut für Mathematik, Universität Augsburg
Oktober 2000	Diplom in Mathematik, Diplomarbeitsthema: Zur Erzeugung von Strahlkörpern durch Differenzenquotienten der Weierstraß'schen \wp -Funktion
4/2001 – 3/2004	Promotionsstudium der Meteorologie an der Ludwig-Maximilians-Universität München
seit 4/2001	Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Physik der Atmosphäre, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt