

VARIATIONEN DER STRATOSPHERISCHEN RESIDUALZIRKULATION UND IHR EINFLUSS AUF DIE OZONVERTEILUNG

DISSERTATION

ZUR ERLANGUNG DES DOKTORGRADES
IN DER WISSENSCHAFTSDISZIPLIN PHYSIK DER ATMOSPHERE

EINGEREICHT AN DER
MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN FAKULTÄT
DER UNIVERSITÄT POTSDAM

VON

SUSANN TEGTMEIER

STIFTUNG ALFRED-WEGENER-INSTITUT FÜR
POLAR- UND MEERESFORSCHUNG,
FORSCHUNGSSTELLE POTSDAM,
JULI 2006

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Stand der Forschung	2
1.3	Ziel und Aufbau der Arbeit	2
2	Grundlegende Größen und Prozesse in der Atmosphäre	5
2.1	Strahlung	5
2.1.1	Der Strahlungstransport	6
2.1.2	Strahlung im System Erde-Atmosphäre	11
2.2	Aufbau der Atmosphäre	16
2.2.1	Der vertikale Aufbau der Atmosphäre	16
2.2.2	Ozon	18
2.3	Der stratosphärische Polarwirbel	20
2.3.1	Allgemeines	20
2.3.2	Der Polarwirbelrand	22
2.3.3	Ozon im Polarwirbel	23
2.4	Die globale Meridionalzirkulation	25
2.4.1	Grundlagen	26
2.4.2	Die TEM-Zirkulation	27
2.4.3	Die diabatische Zirkulation	31
2.4.4	Stratosphärenerwärmungen	32
2.4.5	Das Alter der Luft	34
2.4.6	Auswirkungen der Residualzirkulation auf Ozon	35
3	Das neue Transportmodell	37
3.1	Das Strahlungstransportmodell	37
3.1.1	Die langwellige Strahlungsroutine	37
3.1.2	Die kurzwellige Strahlungsroutine	38
3.2	Die Trajektorienroutine	39
3.2.1	Die numerischen Verfahren	40
3.2.2	Der horizontale Integrationsschritt	44
3.2.3	Der vertikale Integrationsschritt	45
3.2.4	Zusammenfassung	47
4	Daten	49
4.1	ERA-40-Daten und operationelle ECMWF-Daten	49
4.1.1	Datenassimilation	49
4.1.2	ERA-40-Daten	50

4.1.3	Operationelle Analyse des ECMWF	52
4.1.4	Temperatur	52
4.1.5	Ozon	55
4.1.6	Wasserdampf	56
4.1.7	Wolken	57
4.1.8	Die Brewer-Dobson-Zirkulation	58
4.1.9	Verfügbarkeit der Daten	59
4.2	Eingabeparameter des Strahlungstransportmodells	61
4.3	Alternative Datensätze	62
4.3.1	CATO Ozon	62
4.3.2	SAGE II Wasserdampfklimatologie	63
5	Modellvalidierung und Sensitivitätsstudien	65
5.1	Validierung der Heizraten	65
5.1.1	Vergleich mit dem Fu-Liou-Strahlungstransfermodell	65
5.1.2	Sensitivitätstests der Heizraten	68
5.2	Validierung der Trajektorien	81
5.2.1	Numerische Genauigkeit der Trajektorien	82
5.2.2	Vergleich mit dem FUB-Trajektorienmodell	87
6	Vertikalgeschwindigkeiten	89
6.1	Übersicht über die gemittelten Vertikalgeschwindigkeiten	89
6.2	Berechnung des wirbelgemittelten Absinkens	92
6.3	Berechnung des Absinkens als Funktion der äquivalenten Breite	98
7	Validierung der Vertikalgeschwindigkeiten	103
7.1	Fallstudien	103
7.2	Einfluss der Temperatur-Oszillationen auf das Lagrangesche Absinken	108
7.3	Vergleich der vertikalen Geschwindigkeiten aus Kontinuitätsgleichung und thermodynamischer Gleichung	110
7.4	Lagrangesche vertikale Geschwindigkeiten: diabatische und kinematische Trajektorien	112
7.5	Vergleich des wirbelgemittelten Eulerschen und Lagrangeschen Absinkens	114
7.6	Vergleich mit dem Absinken aus Spurengasmessungen und Modellstudien	115
7.7	Zusammenfassung	117
8	Ergebnisse	121
8.1	Vergleich für zwei Winter	121
8.2	Interannuale Variabilität des wirbelgemittelten Absinkens	127
8.2.1	Temperatur und wirbelgemitteltes Absinken	128
8.2.2	EP-Fluss und wirbelgemitteltes Absinken	130
8.3	Einfluss der Residualzirkulation auf die Ozonverteilung	131
8.3.1	Berechnung des Absink-Effektes auf Ozon	132
8.3.2	Interannuale Variabilität der dynamischen und der chemischen Komponente	135
8.3.3	Ozon und EP-Fluss	137
9	Zusammenfassung	141

A	145
A.1 Elektromagnetische Strahlung	145
A.2 Die primitiven Gleichungen	146
A.3 Atmosphärische Wellen	148
B	151
B.1 Lagrangesches Absinken für alle Winter	151
B.2 Temperaturdifferenzen ERA-40 - NCEP-REA	160
Tabellenverzeichnis	163
Abbildungsverzeichnis	164
Literaturverzeichnis	169

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

Die globale Ozonschicht bietet der Biosphäre einen wirkungsvollen Schutzschild gegen den ultravioletten Anteil der solaren Strahlung. Eine abnehmende Ozonschichtdicke führt zu einer zunehmenden Intensität der UV-B Strahlung. Dies kann ernsthafte Schäden in weiten Teilen der Biosphäre verursachen.

Seit der Entdeckung des anthropogen verursachten Ozonabbaus in polaren Regionen ist die Ozonschicht ein wichtiger Schwerpunkt der Klimaforschung. In diesem Zusammenhang gilt der Ozongesamtsäule im arktischen Frühling ein besonderes Interesse. Diese ist durch eine hohe interannuale Variabilität gekennzeichnet und stark vom anthropogenen Ozonabbau im arktischen Winter beeinflusst. Dieser chemische Abbau stand über viele Jahre im Zentrum der arktischen Ozonforschung und kann mittlerweile recht gut aus Beobachtungsdaten quantifiziert werden. Die Variabilität der Ozonschichtdicke resultiert jedoch nur zum Teil aus dem chemisch bedingten Ozonabbau, der in fast jedem Winter auftritt und unterschiedlich stark ausgeprägt ist. Einen wesentlichen Anteil haben auch Variationen der dynamisch bedingten Transportprozesse. Der Nettotransport ozonreicher Luft aus tropischen und mittleren Breiten in die polaren Regionen bewirkt ein Anwachsen der Ozongesamtsäule und überlagert die Effekte der chemischen Ozonerstörung. Diese Transportprozesse wurden bislang kaum untersucht und ihre systematische Quantifizierung steht aus.

Um die jährlichen Schwankungen des arktischen Ozongehalts vollständig zu verstehen, müssen beide Terme, Ozontransport und Ozonerstörung, quantifiziert werden. Insbesondere ist es wichtig zu erkennen, welcher Anteil der Variabilität aus Variationen des chemischen Ozonabbaus und welcher Anteil aus der Variabilität dynamischer Transportprozesse resultiert.

Ein für die Öffentlichkeit und als Grundlage politischer Entscheidungen wichtiger Aspekt der Ozonforschung ist eine realistische Vorhersage der zukünftigen Entwicklung der arktischen Ozonschicht. Diese wird in einem Szenario abnehmender Halogenbelastung der Stratosphäre und zunehmender Treibhausgaskonzentrationen ablaufen. Für eine realistische Vorhersage sind gekoppelte Klima-Chemie-Modelle erforderlich. Da sowohl Änderungen in der Chemie als auch in der Dynamik der Atmosphäre zu erwarten sind, müssen beide Prozesse in den Modellen korrekt repräsentiert werden. Eine auf Beobachtungsdaten beruhende Grundlage zur allgemeinen Validierung der Ozontransportprozesse in den Modellen fehlt jedoch bislang. Solange diese nicht zur Verfügung steht, kann dieser wichtige Aspekt der Modellierung nicht validiert und die Verlässlichkeit von Modellvorhersagen nicht ausreichend beurteilt werden.

1.2 Stand der Forschung

Aufgrund der unmittelbaren Relevanz der möglichen chemischen Ozonzerstörung in der Arktis, wurden zahlreiche Messkampagnen und Modellstudien zu diesem Thema durchgeführt (Manney et al., 1994a; Müller et al., 1994; von der Gathen et al., 1995; Rex et al., 1997; Tilmes et al., 1998). Als eine Folge dessen wurde der chemisch bedingte Ozonabbau für die letzten Jahre gut quantifiziert.

Die Variabilität der Ozongesamtsäule kann damit aber nicht in ausreichendem Maße erklärt werden. Der dynamisch bedingte Ozontransport in hohen Breiten ist Teil der globalen Meridionalzirkulation. Die theoretischen dynamischen Grundlagen dieser Zirkulation sind intensiv untersucht und in zahlreichen Studien entwickelt worden (Holton et al., 1995; Andrews und McIntyre, 1976).

Es gibt zwei Ansätze, um die Geschwindigkeit des arktischen Astes der Zirkulation aus atmosphärischen Daten abzuleiten. Sie kann zum einen aus Messungen von chemisch inerten Spurengasen im winterlichen Polarwirbel quantifiziert werden. Im Rahmen einer Reihe von Messkampagnen (z.B. Schoeberl et al., 1992; Greenblatt et al., 2002) wurde das Absinken von Isoplethen einiger dieser Spurengase beobachtet und daraus der Abwärtstransport der Luftmassen bestimmt. Diese Studien sind wegen der begrenzten Verfügbarkeit von Spurengasbeobachtungen in der Polarnacht nur für wenige Winter möglich.

Ein zweiter Ansatz beruht darauf, das diabatische Absinken im Polarwirbel durch Strahlungstransportrechnungen zu quantifizieren, die im Wesentlichen auf assimilierten Temperaturfeldern basieren (z.B. Rosenfield et al., 1994; Manney et al., 1994b; Rosenfield und Schoeberl, 2001). Diese Studien geben in der Regel ein höhen- und zeitaufgelöstes Bild des Absinkens für einzelne Winter (Manney et al., 1994b) oder einige wenige Winter (Rosenfield und Schoeberl, 2001) wieder.

Eine systematische Untersuchung der Struktur und Variabilität des Absinkens ist bislang ebensowenig erfolgt, wie die Erstellung einer langjährigen Klimatologie dieses wichtigen Prozesses. Der Zusammenhang zwischen der Variabilität der Residualzirkulation und des Ozoneintrags in hohe Breiten wurde bisher weder aus Beobachtungsdaten noch auf Basis von Modellstudien quantifiziert.

1.3 Ziel und Aufbau der Arbeit

Das Ziel dieser Arbeit ist es, den dynamisch bedingten Anteil der Variabilität der arktischen Ozonschicht zu quantifizieren. Die gesuchte Größe ergibt sich aus der Variabilität des über den Polarwirbel gemittelten diabatischen Absinkens und der horizontalen Struktur des Absinkens.

Es wird eine langjährige zweidimensionale Klimatologie des diabatischen Absinkens im nordhemisphärischen Winter erstellt. Basierend auf diesen Daten wird die räumliche Struktur des Absinkens und ihr Zusammenhang mit der dynamischen Situation untersucht. Weiterhin wird eine Klimatologie der Stärke des über den Polarwirbel gemittelten Absinkens erstellt.

Anschließend wird eine Methode entwickelt, den Eintrag von Ozon in den Polarwirbel aus diesen Daten zu quantifizieren, und damit den Beitrag der Transportprozesse auf die Ozongesamtsäule im Frühling zu bestimmen.

Die gefundenen Variabilitäten von Absinken und Ozoneintrag in hohen Breiten werden mit der vertikalen Ausbreitung planetarer Wellen aus der Troposphäre in die Stratosphäre

in Beziehung gesetzt. Damit wird der Anteil der Variabilität der arktischen Ozonschicht bestimmt, der sich aus der Variabilität der troposphärischen Dynamik ergibt.

Die Arbeit ist folgendermaßen aufgebaut. Zunächst werden die atmosphärischen Größen und Prozesse eingeführt, welche im Rahmen der vorliegenden Arbeit wichtig sind (Kapitel 2). Um die Nettoluftmassentransporte in der Stratosphäre zu modellieren, wird ein neues Transportmodell (Kapitel 3) am AWI installiert. Das Transportmodell besteht aus einer selbstständig implementierten Trajektorienroutine und der alleinstehenden Version des ECMWF-Strahlungstransportprogramms. Beide Modelle werden mit dem ERA-40-Datensatz oder wahlweise dem operationellen ECMWF-Datensatz angetrieben (Kapitel 4). Einige der Parameter aus den ECMWF-Daten werden durch alternative Datensätze ersetzt. Die beiden Modellbausteine in Form der Trajektorienroutine und des Strahlungstransportmodells werden durch sorgfältige Sensitivitäts- und Vergleichsstudien validiert (Kapitel 5). Mit dem neuen Transportmodell werden für jeden Winter große bereichsfüllende Trajektorienensembles berechnet. Mit Hilfe der statistischen Auswertungen dieser Trajektorienensemble wird eine Methode entwickelt, die über den Polarwirbel gemittelten diabatischen Nettoluftmassenbewegungen zu quantifizieren (Kapitel 6). Eine zweite Methode ermöglicht es außerdem, die räumliche Struktur des gemittelten Absinkens zu bestimmen.

Da das verwendete System zur Berechnung der Transportprozesse in dieser Arbeit zu großen Teilen neu entwickelt wurde, ist die Validierung des Transportmodells ein sehr wichtiger Aspekt der Arbeit. Durch umfangreiche Fallstudien konnte eine sorgfältige Validierung der quantifizierten Vertikalgeschwindigkeiten durchgeführt werden (Kapitel 7). Basierend auf diesen Validierungen wird eine Klimatologie des diabatischen Absinkens über einen fast fünf Jahrzehnte umfassenden Zeitraum erstellt. Außerdem enthält die Klimatologie Informationen über die räumliche Struktur des vertikalen Nettoluftmassentransportes. Die Variabilitäten des Absinkens werden mit dem Temperatureintrag in die arktische Stratosphäre und dem wellengetragenen Fluss des zonalen Impulses in Beziehung gesetzt (Kapitel 8). Es folgt die Entwicklung und Anwendung einer Methode, mit welcher der Einfluss der Transportprozesse auf die Ozonverteilung im arktischen Frühling quantifiziert wird. Abschließend werden die wichtigsten Methoden und Ergebnisse zusammengefasst (Kapitel 9).

Kapitel 2

Grundlegende Größen und Prozesse in der Atmosphäre

In diesem Kapitel werden grundlegende Größen und Prozesse in der Atmosphäre vorgestellt. Zu Beginn wird ein Überblick zur Theorie des Strahlungstransportes und zur Strahlungsausbreitung im System Erde-Atmosphäre gegeben. Basierend auf den Betrachtungen der Strahlung in der Erdatmosphäre wird der vertikale Aufbau derselben anhand eines typischen Temperaturprofils eingeführt. Der vertikale Temperaturverlauf ist eng mit der Verteilung des Spurengases Ozon verknüpft und in diesem Zusammenhang werden die wichtigsten ozonbildenden und ozonzerstörenden Mechanismen vorgestellt.

Anschließend wird der Polarnacht-Strahlstrom in seiner Bedeutung als stärkste Komponente der zonalen Strömungen in der Stratosphäre untersucht. Der Polarnacht-Strahlstrom isoliert die Luftmassen des stratosphärischen Polarwirbels von den mittleren Breiten und begünstigt somit den ungestörten Ablauf der chemischen Ozonzerstörung. Im weiteren Verlauf wird die globale Meridionalzirkulation in ihrer Bedeutung als mittlere Massenzirkulation eingeführt. Es werden die verschiedenen Aspekte und Auswirkungen der globalen Meridionalzirkulation diskutiert. Dazu zählt im Besonderen der Einfluss der Meridionalzirkulation auf die globale Ozonverteilung und die daraus resultierende interannuale Variabilität der Ozonschicht im Polarwirbel.

2.1 Strahlung

Die Wechselwirkungen zwischen der Sonneneinstrahlung und den atmosphärischen Gasen, Wolken, Aerosolteilchen sowie der Erdoberfläche bestimmen die Temperaturverteilung in der Atmosphäre und damit den Ablauf von Wetter- und Klimaprozessen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird ein Strahlungstransportmodell verwendet, um die strahlungsbedingten Temperaturänderungen (Heizraten) in der Atmosphäre zu ermitteln. Die Theorie zur Beschreibung der Ausbreitung elektromagnetischer Strahlung liefert die methodische Basis eines jeden Strahlungstransportmodelles und wird in Abschnitt 2.1.1 eingeführt. Die am Oberrand der Atmosphäre eintreffende Strahlung und die Wechselbeziehungen zwischen der sich ausbreitenden Strahlung und dem System Erde-Atmosphäre werden anschließend in Abschnitt 2.1.2 vorgestellt.

2.1.1 Der Strahlungstransport

Strahlungstransport ist die Theorie zur Beschreibung der Ausbreitung elektromagnetischer Strahlung in einem beliebigen Medium. Solch ein Medium kann die Erdatmosphäre sein, aber auch die Atmosphäre eines Sternes, ein Ozean, biologisches Gewebe oder eine Wolke. Die entscheidenden Prozesse, die Strahlung beim Durchqueren eines Mediums verändern und innerhalb des Strahlungstransportmodells simuliert werden müssen, sind Absorption, Emission und Streuung.

Absorption und Emission

Die Wechselwirkung eines Strahlungsphotons mit Materie wird als Absorption (Emission) bezeichnet, wenn das Photon von der Materie aufgenommen (abgegeben) wird. Der Begriff Materie steht hier stellvertretend für Atome und Moleküle.

Im Fall der Absorption durch ein Atom wird die gesamte Energie des Strahlungsphotons vom Atom verwendet, um ein Elektron auf ein höheres Energieniveau zu heben. Die Energie des Photons und damit auch die Wellenlänge λ (siehe Gleichung (A.1)) muss genau zu der Energie passen, die das spezielle Atom benötigt, um das Elektron auf eine Elektronenbahn mit höherem Energieniveau und größerem Radius zu bringen. Somit können einzelne Atome nur Strahlung ganz bestimmter Wellenlängen absorbieren. Die Atome verweilen nicht lange in diesem angeregten, energiereichen Stadium, da die angehobenen Elektronen sehr schnell (ca. 10^{-8} s) in den stabileren Grundzustand zurückfallen. In einigen Fällen kann Energie freigesetzt und in Form von elektromagnetischer Strahlung wieder abgegeben werden. Die Ausstrahlung des Lichtquants erfolgt dann in alle Richtungen gleich wahrscheinlich und wird als spontane Emission bezeichnet. In den meisten Fällen hingegen wird die Bewegungsenergie des Atoms durch den Impulsübertrag erhöht.

Moleküle bestehen aus mehreren Atomen und können durch den Übergang zwischen den jeweiligen Energieniveaus der einzelnen Atome angeregt werden. Außerdem kann durch die Änderung der Rotations- und Schwingungszustände ein Wechsel zwischen den diskreten Energieniveaus des Moleküls erfolgen. Diese Übergänge werden wiederum durch Emission und Absorption verursacht, wobei die Energie des emittierten oder absorbierten Photons genau dem Energieunterschied zwischen den beteiligten Molekülniveaus entsprechen muss. Damit gilt, dass die Wellenlänge der Strahlung, die von einem bestimmten Molekül absorbiert oder emittiert werden kann, charakteristisch für dieses Molekül ist. Die drei aufgezählten Übergänge zwischen den diskreten Energieniveaus einer Atomverbindung finden innerhalb der folgenden Wellenlängenbereiche statt:

Elektronische Übergänge im UV-Bereich mit	$\lambda < 0,4 \mu\text{m},$
Schwingungsübergänge im Infrarot-Bereich mit	$0,7 \mu\text{m} < \lambda < 20 \mu\text{m},$
Rotationsübergänge im Mikrowellenbereich mit	$20 \mu\text{m} < \lambda.$

Da zu diesen Prozessen nur ausgewählte, für das Molekül spezifische Photonenenergien (bzw. Wellenlängen) passen, entstehen sogenannte Bandenspektren, die aus vielen Linien bestehen. Die Absorption eines Photons kann aber auch zum Loslösen eines Elektrons aus dem Atomverband (Ionisation) oder zur Spaltung des gesamten Moleküls (Dissoziation) führen. Diese beiden Prozesse sind im Gegensatz zur Änderung der Rotations- und Schwingungsniveaus für alle Photonen mit ausreichend großer Energie möglich und resultieren daher in einem Kontinuum im Absorptionsspektrum. Die Abb. 2.1 zeigt das Spektrum der elektromagnetischen Strahlung und passend zum jeweiligen Wellenlängenbereich die an Absorption und Emission gekoppelten Prozesse.

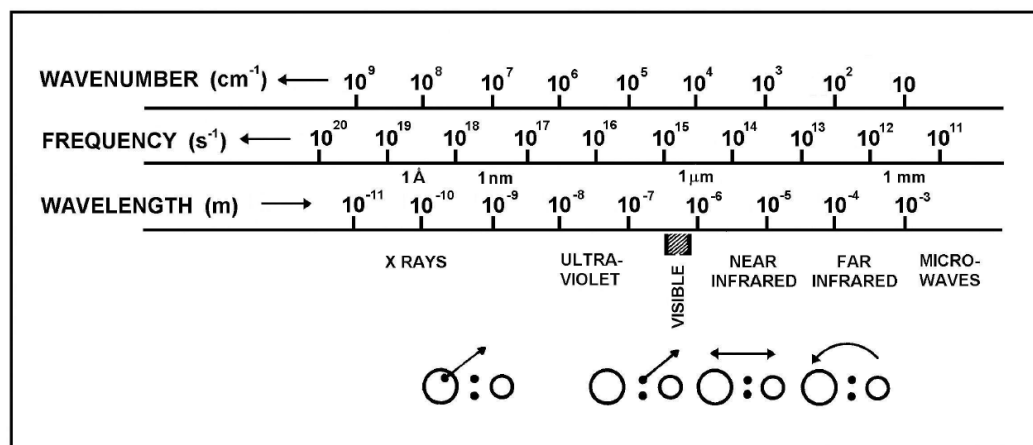


Abbildung 2.1: Spektrale Regionen und ihr Einfluss auf die Moleküle, von links nach rechts: Ionisation, Dissoziation, Schwingung und Rotation (Brasseur und Solomon, 1984).

Da die Erdatmosphäre hauptsächlich aus molekularen Gasen besteht, ist für den Strahlungstransport innerhalb der Atmosphäre die Absorption und Emission durch Moleküle der dominante Prozess, während die Absorption und Emission durch Atome eine geringe Bedeutung hat.

Streuung

Die Wechselwirkung eines Strahlungsphotons mit Materie wird als Streuung bezeichnet, wenn das Photon dabei seine Ausbreitungsrichtung ändert. Der Begriff Materie steht hier stellvertretend für atmosphärische Partikel von Molekülgröße ($\approx 10^{-10}$ m) bis hin zu großen Aerosolen oder Wolkentropfen ($\approx 10^{-6}$ m). Im Gegensatz zur Absorption und Emission bleibt die Wellenlänge der Strahlung erhalten.¹ Das Verhältnis zwischen der Größe des streuenden Partikels und der Wellenlänge der einfallenden Strahlung bestimmt die Streuungsintensität. Basierend auf diesem Verhältnis zwischen Partikelgröße und Wellenlänge unterscheiden wir zwei verschiedene Arten der Streuung. Ist das Teilchen sehr viel kleiner als die Wellenlänge der einfallenden Strahlung, wird der Prozess als Rayleigh-Streuung bezeichnet. Der Streuquerschnitt, ein Maß für die Wahrscheinlichkeit dass die einfallende Strahlung abgelenkt wird, ist in diesem Fall ungefähr proportional zu λ^{-4} (Penndorf, 1957). Das gestreute Licht wird gleichmäßig in Richtung der einfallenden Strahlung und in die entgegengesetzte Richtung abgegeben. In unserer Erdatmosphäre sind bei Abwesenheit von Wolken hauptsächlich molekularer Stickstoff (N_2) und molekularer Sauerstoff (O_2) für die Streuung verantwortlich. Da dies sehr kleine Partikel sind, überwiegt die Rayleigh-Streuung und blaues Licht (mit sehr kurzer Wellenlänge, $\lambda = 0,45\mu\text{m}$) wird ungefähr 10 mal so stark gestreut wie rotes Licht ($\lambda = 0,7\mu\text{m}$). Aus diesem Grund entsteht der optische Eindruck eines blauen Himmels. Haben der Streupartikel und die Wellenlänge der einfallenden Strahlung eine ähnliche Größenordnung², kommt es zur sogenannten Mie-Streuung. Ein wesentlicher Unterschied zur Rayleigh-Streuung besteht darin, dass die Streuungsintensität sehr unregelmäßig von der Wellenlänge abhängt. Auch falls der Partikel einen deutlichen größe-

¹Bei der inelastischen Streuung kommt es zusätzlich zur Richtungsänderung zu einem Energietransfer zwischen dem Photon und dem streuenden Molekül. Da die inelastische Streuung in der Atmosphäre keine große Rolle spielt, soll sie hier ignoriert werden.

²Der Partikeldurchmesser muss größer sein als ein Zehntel der Wellenlänge.

ren Durchmesser als die Wellenlänge der einfallenden Strahlung besitzt, tritt Mie-Streuung auf. In diesem Fall werden alle Wellenlängen gleich stark gestreut und daher erscheinen die Wolken für einen Beobachter auf der Erdoberfläche weiß.

Die Strahlungstransportgleichung

Die Veränderung der Strahlung beim Durchqueren der Erdatmosphäre lässt sich mit der Strahlungstransportgleichung (STG) mathematisch beschreiben (z.B. Andrews et al., 1987). Die Gleichung gibt an, wie stark Absorption, Streuung und Emission die Strahlungsleistung verringern oder verstärken. Wir verstehen unter der monochromatischen Strahldichte L_ν die Leistung einer elektromagnetischen Welle der Wellenlänge ν pro Flächeneinheit und pro Raumwinkeleinheit (vgl. auch Tab. A.2 zur Nomenklatur der Strahlungsgrößen im Anhang A.1).

Die Abschwächung, welche die Strahldichte L_ν beim Durchqueren eines Mediums aufgrund von Absorption und Streuung erfährt, wird als Extinktion bezeichnet. Nach dem Beer-Bouguer-Lambert Gesetz ergibt sich die Extinktion der Strahlungsleistung im infinitesimalen Winkelement $d\Omega$ in Richtung des Einheitsvektors³ Ω als:

$$dL_\nu(\Omega) = \epsilon_\nu \cdot L_\nu(\Omega) ds, \quad (2.1)$$

mit dem Extinktionskoeffizienten ϵ_ν und dem Wegelement ds . Der Extinktionskoeffizient ist eine, für das jeweilige Medium spezifische Größe und lässt sich als Summe aus dem Absorptionskoeffizienten $\alpha_{a,\nu}$ und dem Streukoeffizienten $\alpha_{s,\nu}$ darstellen.

Photonen, die sich in Richtung Ω' ausbreiten und durch Streuung eine Änderung der Ausbreitungsrichtung von Ω' nach Ω erfahren, verstärken damit die Strahlung in Richtung Ω . Dieser durch Streuung verursachte Beitrag zur Strahlungsleistung $dL_\nu(\Omega)$ wird als Funktion $J_{s,\nu}(\Omega)$ bezeichnet und kann mit Hilfe der Vorschrift

$$J_{s,\nu}(\Omega) = \frac{\alpha_{s,\nu}}{4\pi} \int_{4\pi} L_\nu(\Omega') P_\nu(\Omega, \Omega') d\Omega' \quad (2.2)$$

beschrieben werden. Die wellenlängen- und materialabhängige Phasenfunktion

$P_\nu(\Omega, \Omega')$ gibt die Verteilung der gestreuten Strahlung an. Die Funktion ist normalisiert, so dass gilt $\int_{4\pi} P_\nu(\Omega, \Omega') d\Omega' = 4\pi$.

Emittiert das durchquerte Medium Strahlung in Richtung Ω , so wird die Strahldichte $L_\nu(\Omega)$ verstärkt. Um die thermische Emission des Mediums zu beschreiben, ist es notwendig zwischen dem lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (engl. „local thermodynamic equilibrium“ (LTE)) und dem nicht-lokalen thermodynamischen Gleichgewicht zu unterscheiden. Da sich die meisten strahlungsaktiven Gase für einen Druck größer als 0,1 hPa im LTE befinden, kann man für die Betrachtungen in dieser Arbeit das Kirchhoffsche Strahlungsgesetz anwenden und die Quellfunktion der Emission ($J_{e,\nu}$) mit Hilfe der Planck Funktion $B_\nu(T)$ angeben:

$$J_{e,\nu} = \alpha_{a,\nu} \cdot B_\nu(T) = \alpha_{a,\nu} \cdot \frac{2h\nu^3}{c^2(e^{h\nu/kT} - 1)}. \quad (2.3)$$

Dabei ist $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ die Boltzmann-Konstante und T bezeichnet die Temperatur.

Die Strahlungstransportgleichung ergibt sich unter Berücksichtigung der Effekte von Absorption, Emission und Streuung aus den Gleichungen (2.1), (2.2) und (2.3) zu

$$dL_\nu(\Omega) = \left(-\epsilon_\nu L_\nu(\Omega) + \alpha_{a,\nu} B_\nu + \frac{\alpha_{s,\nu}}{4\pi} \int_{4\pi} L_\nu(\Omega') P_\nu(\Omega, \Omega') d\Omega' \right) ds. \quad (2.4)$$

³Vektoren werden in der vorliegenden Arbeit immer dick gedruckt dargestellt.

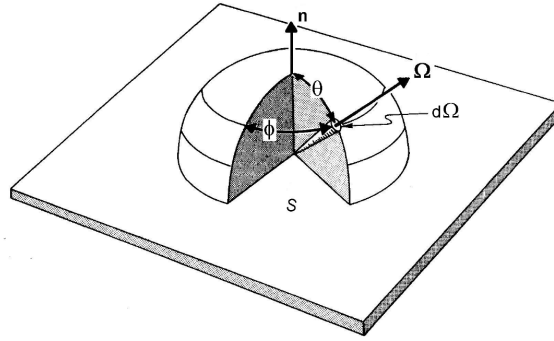


Abbildung 2.2: Geometrie zur Strahlung, die eine planparallele Fläche S mit dem Normalenvektor \mathbf{n} durchquert. Die Strahldichte im infinitesimalen Winkелеlement $d\Omega$ in Richtung des Vektors Ω wird mit Hilfe der Kugelkoordinaten θ und ϕ beschrieben (nach Andrews et al., 1987).

Die Einfachstreuabede ω_ν entspricht dem allein durch Streuung verursachten Anteil der Extinktion und wird aus Absorptions- und Streukoeffizienten berechnet ($\omega_\nu = \alpha_{s,\nu}/(\alpha_{s,\nu} + \alpha_{a,\nu})$). Unter Ausnutzung von ω_ν lässt sich Gleichung (2.4) schreiben als:

$$dL_\nu(\Omega) = -\epsilon_\nu (L_\nu(\Omega) - J_\nu(\Omega)) ds \quad (2.5)$$

mit

$$J_\nu(\Omega) = (1 - \omega_\nu)B_\nu + \frac{\omega_\nu}{4\pi} \int_{4\pi} L_\nu(\Omega')P_\nu(\Omega, \Omega')d\Omega'. \quad (2.6)$$

Eine formale Lösung der Strahlungstransportgleichung (2.5) - (2.6) für einen Strahl vom Punkt s_1 zum Punkt s_2 entlang des Weges in Richtung Ω ist gegeben durch:

$$L_\nu(\Omega, s_2) = L_\nu(\Omega, s_1) e^{-\int_{s_1}^{s_2} \epsilon_\nu(s')ds'} + \int_{s_1}^{s_2} (\epsilon(s') J_\nu(\Omega, s') e^{-\int_{s'}^{s_2} \epsilon(s'')ds''}) ds'. \quad (2.7)$$

Die Lösung der STG zeigt, dass sich die Strahldichte $L_\nu(\Omega, s_2)$ zusammensetzt aus der Anfangsstrahldichte $L_\nu(\Omega, s_1)$, die auf ihrem Weg von s_1 nach s_2 durch Absorption und Streuung exponentiell geschwächt wird und aus dem durch Emission und Streustrahlung entstehenden Anteil. Dieser zweite Strahldichteanteil wird bestimmt durch die Integration der Quellstrahlung $J_\nu(\Omega, s')$, die auf dem restlichen Weg von s' nach s_2 ebenfalls exponentiell abgeschwächt wird. Die Abb. 2.3 illustriert den Beitrag der verschiedenen Größen zur Strahldichte $L_\nu(\Omega, s_2)$. Aus der frequenzabhängigen Größe $L_\nu(\Omega)$ ergibt sich die Strahldichte der Strahlung aller Wellenlängen zu:

$$L(\Omega) = \int_0^\infty L_\nu(\Omega) d\nu. \quad (2.8)$$

Wir interessieren uns nun für die gesamte Strahldichte, welche durch die planparallele Oberfläche S in den über S liegenden Halbraum abgegeben wird und bezeichnen diese Größe als Strahlungsflussdichte F . Der Anteil der Strahldichte $L(\Omega)$ im infinitesimalen Winkелеlement $d\Omega$ in Richtung Ω an der gesamten Strahldichte F in Normalenrichtung \mathbf{n} beträgt $(\mathbf{n} \cdot \Omega) L(\Omega) d\Omega$ und F ergibt sich durch Integration dieser Anteile über alle Raumwinkелеlemente des oberen Halbraumes:

$$F = \int_{2\pi} (\mathbf{n} \cdot \Omega) L(\Omega) d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} L(\phi, \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi, \quad (2.9)$$

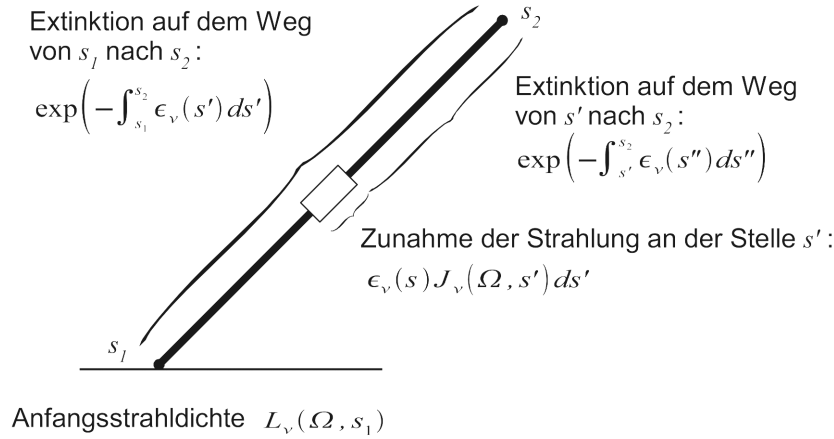


Abbildung 2.3: Beitrag zur Strahldichte für den Weg von s_1 nach s_2 (nach Andrews et al., 1987).

mit dem Azimutwinkel ϕ und dem Zenitwinkel θ (siehe Abb. 2.2). Die Nettostrahlungsflussdichte F_n durch die Fläche S ist die Differenz aus den beiden Strahlungsflussdichten in Richtung der Flächennormalen \mathbf{n} und in entgegengesetzter Richtung $-\mathbf{n}$. Für eine horizontal ausgerichtete Fläche S ergibt sich mit den auf- und abwärts gerichteten Strahlungsflussdichten $F\uparrow$ und $F\downarrow$:

$$F_n = F\uparrow - F\downarrow . \quad (2.10)$$

Plan-parallele Approximation

Im kartesischen Koordinatensystem bildet die Strahlungsflussdichte in Richtung der drei Koordinatenachsen den Vektor der Nettostrahlungsflussdichte \mathbf{F}_n . Bei der Berechnung des atmosphärischen Strahlungstransportes werden normalerweise die Krümmung der Flächen, hervorgerufen durch die Kugelgestalt der Erde, vernachlässigt. Außerdem sollen alle Eigenschaften des Mediums sowie des Strahlungsfeldes nur von der vertikalen Koordinate abhängen. Diese beiden vereinfachenden Annahmen werden auch als plan-parallele atmosphärische Approximation bezeichnet. Damit zeigt der Vektor der Nettostrahlungsflussdichte \mathbf{F}_n in die vertikale Richtung und ist unabhängig vom Azimutwinkel ϕ . Für die geometrische Höhe z_* ergeben sich aus Gleichung (2.9) die auf- und abwärts gerichteten Strahlungsflussdichten zu:

$$F\uparrow(z_*) = 2\pi \int_0^{\pi/2} L(\theta, z_*) \cos \theta \sin \theta d\theta = 2\pi \int_0^1 L(\mu, z_*) \mu d\mu , \quad (2.11)$$

$$F\downarrow(z_*) = 2\pi \int_{\pi}^{\pi/2} L(\theta, z_*) \cos \theta \sin \theta d\theta = 2\pi \int_0^1 L(-\mu, z_*) \mu d\mu \quad (2.12)$$

mit $\mu \equiv \cos \theta$.

Die vertikale Divergenz der Nettostrahlungsflussdichte F_n beschreibt die dem System zugeführte Energie, und der Term $-(1/\rho) (\partial F_n / \partial z_*)$ wird als strahlungsbedingte Erwärmung pro Einheitsmasse bezeichnet. Die sogenannte diabatische Heizrate pro Einheitsmasse J setzt sich zusammen aus dieser strahlungsbedingten Erwärmung und der durch Wärmeleitung verursachten Temperaturänderung. Der zweite Term ist in der mittleren Atmosphäre vernachlässigbar klein und somit gilt näherungsweise:

$$J = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial F_n}{\partial z_*} \quad (2.13)$$

mit der Luftdichte ρ .

2.1.2 Strahlung im System Erde-Atmosphäre

Die Strahlung im System Erde-Atmosphäre wird bestimmt durch die am Oberrand der Atmosphäre eintreffende solare Strahlung und die Wechselwirkungen zwischen der Strahlung und den atmosphärischen Gasen, Wolken, Aerosolteilchen sowie der Erdoberfläche.

Die Sonne als Strahlungsquelle

Die Strahlungsenergie der Sonne ist für das Leben auf der Erde von fundamentaler Bedeutung. Abgesehen von einem verhältnismäßig geringem Energiebeitrag aus geothermalen Wärmequellen (0,002%) ist der Antrieb aller Klimaprozesse auf der Erdoberfläche die von der Sonne kommende elektromagnetische Strahlung. Die Sonne ist ein durchschnittlich großer, gelb leuchtender Stern in dessen Kern Temperaturen zwischen 13.5 und 15.6 Millionen Kelvin herrschen. Aufgrund dieser hohen Temperaturen sind die zwei Hauptbestandteile der Sonne, Wasserstoff und Helium vollständig ionisiert und es erfolgt die Verschmelzung von vier Wasserstoffkernen zu einem Heliumkern. Im Verlauf einer solchen Kernfusion entsteht aus der überschüssigen Masse frei werdende Energie. Über Prozesse der Wärmestrahlung und -konvektion wird diese Energie an die für uns sichtbare Sonnenoberfläche (Photosphäre) abgegeben. Von hier aus breitet sich die Sonnenenergie in Form von Strahlung mit einer Geschwindigkeit von 300000 Kilometer pro Sekunde in alle Richtungen aus und gelangt somit an den Oberrand unserer Atmosphäre.

Die Sonne strahlt mit einem kontinuierlichen Spektrum, das in etwa der Planckschen Kurve bei 6000 K entspricht und im wesentlichen von der ultravioletten (UV) über die sichtbare (VIS) bis hin zur infraroten Strahlung (IR) reicht. Das solare Spektrum besitzt ein Maximum im sichtbaren Licht bei ungefähr $0,5 \mu\text{m}$ und wird von zahlreichen Absorptionslinien überlagert. Diese sogenannten Fraunhofer-Linien sind hauptsächlich verantwortlich für die geringen Abweichungen des tatsächlichen solaren Spektrums von der Planckschen Kurve. Es handelt sich hierbei um fehlende Linien im solaren Strahlungskontinuum, welche von Joseph Fraunhofer (1814) bei der Zerlegung des Sonnenlichts in seine Farbanteile entdeckt wurden. Die Abb. 2.4 zeigt die originale Illustration der Fraunhofer-Linien aus der Denkschrift des deutschen Optikers (Fraunhofer, 1814). In der tieferen Photosphäre wird die gesamte

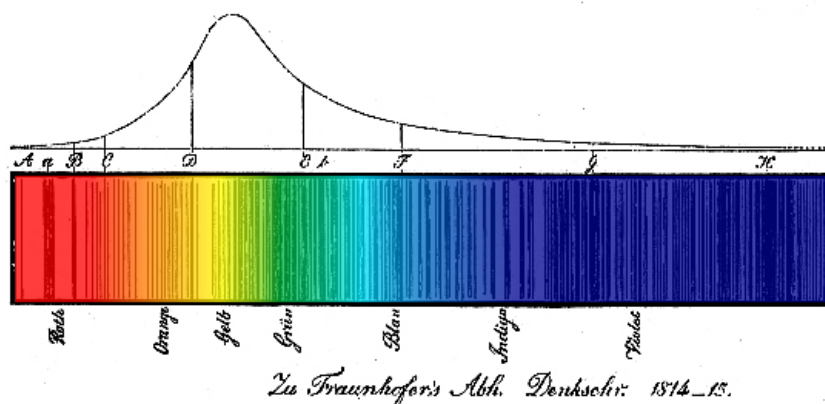


Abbildung 2.4: Überlagerung des solaren Spektrums durch Absorptionslinien (Fraunhofer, 1814).

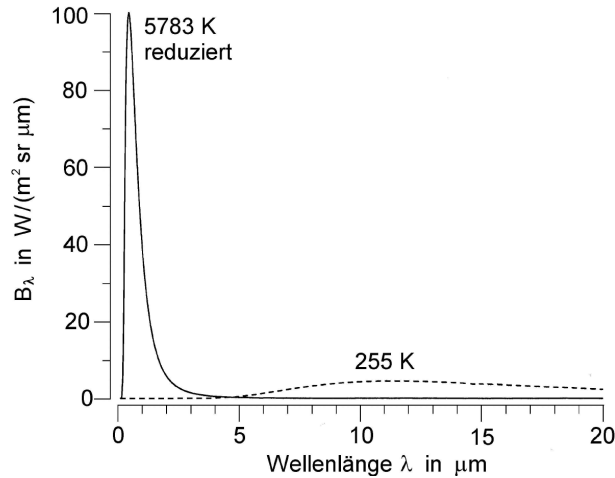


Abbildung 2.5: Plancksche Kurven B_λ für $T = 5783$ K reduziert mit dem Faktor $(1 - a_g) \cdot 1/4 \cdot 1/46200$ und für $T = 255$ K in doppelt-linearem Maßstab (Kraus, 2001).

im Sonneninneren erzeugte Energie in Form eines Strahlungskontinuums abgegeben. Beim weiteren Weg durch die Photosphäre werden nun ganz bestimmte Frequenzen durch Atome absorbiert, und somit entstehen die fehlenden (dunklen) Linien im solaren Spektrum.

Als Solarkonstante I_k bezeichnet man die von der Sonne kommende Strahlungsflussdichte, die oberhalb der Atmosphäre auf einer senkrecht zur Strahlrichtung orientierten Fläche auftrifft. Aus Messungen von Flugzeugen und Satelliten ergibt sich der gemittelte Wert von 1373 ± 5 W/m² für die Solarkonstante. Diese Energiemenge schwankt aufgrund verschiedener Faktoren, wie der elliptischen Umlaufbahn der Erde um die Sonne oder dem Auftreten von Sonnenflecken zwischen 1325 und 1420 W/m².

Strahlungsausbreitung im System Erde-Atmosphäre

Innerhalb der Erdatmosphäre existieren verschiedene aktive Strahler. Die Erdoberfläche strahlt mit einem kontinuierlichen Spektrum, das in etwa der Planckschen Kurve bei 300 K entspricht. Im Gegensatz dazu besitzen die atmosphärischen Gase Bandenspektren, die aus vielen Linien bestehen. Die größte Bedeutung haben in diesem Zusammenhang die dreiatomigen Molekülverbindungen Wasserdampf (H₂O), Kohlendioxid (CO₂) und Ozon (O₃). Wolken und Aerosolteilchen sind gekennzeichnet durch kontinuierliche Spektren entsprechend ihrer Temperatur. Alle in der Atmosphäre aktiven Strahler sollen hier als System Erde-Atmosphäre zusammengefasst werden. Da die Strahlungsbilanz am oberen Rand der Atmosphäre im globalen Mittel ausgeglichen sein muss, sind die Strahlungsflüsse, die vom Weltraum und dem System Erde-Atmosphäre ausgetauscht werden, gleich groß. Die aus dem Weltall empfangene Strahlung ergibt sich aus der Solarkonstanten I_k und der Tatsache, dass die Fläche, welche die solare Strahlung tatsächlich empfängt (Halbkugel mit einem Radius gleich dem Erdradius a), viermal so groß ist wie der Empfängerquerschnitt der Erde (Kreis mit einem Radius gleich a), zu

$$I_k \frac{\pi a^2}{4\pi a^2} = \frac{I_k}{4}. \quad (2.14)$$

Wir bezeichnen $0,25 \cdot I_k$ auch als extraterrestrische Strahlungsflussdichte. Ein Teil dieser

Strahlung ist der vom System Erde-Atmosphäre zurück in den Weltraum reflektierte Anteil der Solarstrahlung und ergibt sich in Abhängigkeit von der global gemittelten Albedo⁴ a_g als $0,25 \cdot a_g \cdot I_k$. Außerdem emittieren Erde und Atmosphäre selbst Strahlung, die sich nach dem Gesetz von Stefan-Boltzmann aus der effektiven Strahlungstemperatur⁵ des Systems Erde-Atmosphäre T_{eff} und der Stefan-Boltzmann-Konstante $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^4$ berechnen lässt. Sind empfangener und abgegebener Strahlungsfluss gleich groß, so kann man mit Hilfe der aus Satellitenmessungen bestimmten globalen Albedo ($a_g = 0,3$) und Solarkonstante ($I_k = 1373 \text{ W/m}^2$) die effektive Strahlungstemperatur berechnen.

$$\sigma \cdot T_{eff}^4 = (1 - a_g) \frac{I_k}{4} \Rightarrow T_{eff} = 255 \text{ K.} \quad (2.15)$$

Die so bestimmte Temperatur ist mit 255 K etwa 33 K niedriger als die global gemittelte Temperatur an der Erdoberfläche. Diese Tatsache resultiert aus dem entscheidenden Einfluss von Absorption und Emission langwelliger Strahlung durch atmosphärische Gase, Wolken und Aerosolteilchen. Ein Teil der von der Erde emittierten Strahlung wird innerhalb der Atmosphäre absorbiert und anschließend anteilig zurück in Richtung der Erdoberfläche emittiert. Diese Gegebenheit ist auch unter dem Begriff *Treibhauseffekt* bekannt und verursacht die erwähnte Temperaturdifferenz. Man sollte sich vergegenwärtigen, dass mit Hilfe der simplen Strahlungsbilanzrechnung nicht die effektive Strahlungstemperatur der Erdoberfläche, sondern des gesamten Systems Erde-Atmosphäre bestimmt wird.

Zusammengefasst kann man die für die Prozesse in der Atmosphäre wichtigen Strahler in zwei Gruppen mit sehr unterschiedlichen Temperaturen und Spektren einteilen. Das ist einmal die Sonne mit einer effektiven Strahlungstemperatur von 6000 K und einem Spektrum im Wellenlängenbereich zwischen 0,22 und 5 μm . Zum anderen haben wir alle in der Atmosphäre aktiven Strahler, die im Mittel mit einer effektiven Strahlungstemperatur von 255 K emittieren und deren Spektren zu 99% zwischen 4 und 100 μm liegen. Wie Abb. 2.5 verdeutlicht, überlappen sich diese beiden Spektralbereiche kaum und wir können sie für alle Anwendungen im Strahlungstransport getrennt behandeln. Die solare Strahlung wird als kurzwellig und die terrestrische Strahlung als langwellig bezeichnet.

Die Intensität der kurzwelligen Strahlung wird auf dem Weg vom oberen Rand der Atmosphäre bis zur Erdoberfläche deutlich dezimiert. In ungefähr 100 km Höhe haben N_2 , O_2 , und atomarer Sauerstoff (O) bereits alle Strahlung mit Wellenlängen kleiner als 0,1 μm absorbiert, und nur Strahlung mit größeren Wellenlängen kann tiefer in die Atmosphäre eindringen. Auf dem weiteren Weg durch die Atmosphäre bis 50 km Höhe werden die Photonen mit $\lambda < 0,2 \mu\text{m}$ durch molekularen Sauerstoff in dem Wellenlängenbereich der Schumann-Runge Bänder (0,175–0,105 μm) und des Schumann-Runge Kontinuums (0,125–0,175 μm) absorbiert. Die Photolyse von Ozon durch UV-Strahlung innerhalb der Hartley (0,244–0,278 μm) und Huggins (0,278–0,363 μm) Bänder ist der entscheidende Absorptionsprozess in der unterhalb von 50 km liegenden Stratosphäre. Die Erdoberfläche ist somit gegen alle Strahlung kurzwelliger als UVA-Strahlung fast vollständig abgeschirmt. Die Photonen größerer Wellenlängen werden partiell von molekularen Gasen wie H_2O oder CO_2 absorbiert und daher erreicht auch in diesem Spektralbereich nur ein Teil der solaren Einstrahlung den Erdboden. Abb. 2.6 zeigt die Strahlung die ein Körper mit 5900 K emittiert, die solare Einstrahlung am Oberrand der Atmosphäre und die dezimierte solare Strahlung auf Höhe des Meeresspiegels.

⁴Die Albedo beschreibt den Anteil der kurzwelligen Strahlung der an der Grenze eines Mediums zurückgeworfen (reflektiert) wird.

⁵Die effektive Strahlungstemperatur T_{eff} eines beliebigen Körpers ist die Temperatur die ein schwarzer Körper besitzt, der dieselbe Strahlungsflussdichte emittiert wie der beliebige Körper.

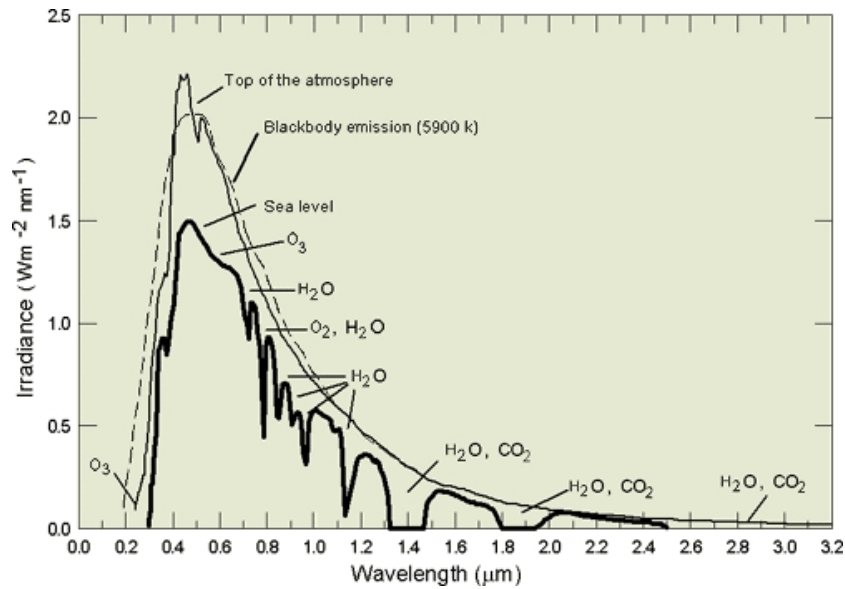


Abbildung 2.6: Spektrum der solaren Strahlung am oberen Rand der Erdatmosphäre und am Erdboden mit den strahlungsaktiven Gasen für die verschiedenen Wellenlängenbereiche. Die gestrichelte Linie entspricht der Planckschen Kurve für $T = 5900$ K (Brasseur und Solomon, 1984).

Man erkennt deutlich die Absorptionswirkungen der einzelnen Gase für die verschiedenen Spektralbereiche.

Auch die von der Erde emittierte Strahlung wird auf ihrem Weg durch die Atmosphäre von Molekülen absorbiert. Dies führt aufgrund der energieärmeren Photonen nicht zu chemischen Umsetzungen wie bei der Absorption solarer Strahlung, sondern zu einer Änderung der Schwingungs- und Rotationsenergie innerhalb des Molekülverbandes. Der so entstehende Energieüberschuss wird anschließend in Form von molekularer Bewegungsenergie auf die Umgebung übertragen. Abb. 2.7 zeigt die im langwelligen Spektrum absorbierenden atmosphärischen Gase mit ihren Absorptionsspektren. Im unteren Teil des Bildes ist die Gesamtwirkung aller Gase auf das dargestellte Spektrum zu sehen. Zwischen 8 und $12 \mu\text{m}$ befindet sich ein Strahlungsfenster, nur unterbrochen durch Absorptionsbanden von Ozon, in welchem die Ausstrahlung der Erdoberfläche bei Abwesenheit von Wolken relativ ungehindert in den Weltraum entweichen kann. Dieses Fenster wird auch genutzt, um die Erdoberfläche innerhalb der infraroten Satellitenkanäle zu beobachten.

Der thermische Effekt der Strahlung auf die Erdatmosphäre lässt sich nach Formel (2.13) aus der Divergenz der Strahlungsflussdichte bestimmen. Absorption und Emission von Strahlung durch strahlungsaktive atmosphärische Gase führen in verschiedenen Höhenbereichen zu strahlungsbedingten Erwärmungen bzw. Abkühlungen und diese Heizraten können mit Hilfe von Modellrechnungen bestimmt werden (London, 1980). Die methodische Basis für solche Modellrechnungen liefert die in Abschnitt 2.1.1 vorgestellte Strahlungstransporttheorie. Abb. 2.8 zeigt, neben den global gemittelten Erwärmungs- und Abkühlungsraten für die Molekülverbindungen O_3 , CO_2 , H_2O , O_2 und Stickstoffdioxid (NO_2), die gesamte global gemittelte Nettoerwärmungsrate in einem Höhenbereich vom 0 bis 100 km. Die maximale Erwärmungsrate resultiert aus der Absorption von UV-Strahlung durch Ozon in Stratosphärenhöhe. Dieser Wärmequelle in der Stratosphäre und Mesosphäre ist durch die Emission von IR-Strahlung durch CO_2 (Strahlungsband bei $15 \mu\text{m}$) und O_3 (Strahlungsband bei $9,6 \mu\text{m}$) eine Abkühlungsrate entgegengesetzt. Die global gemittelte Nettoerwärmungsrate in Abb.

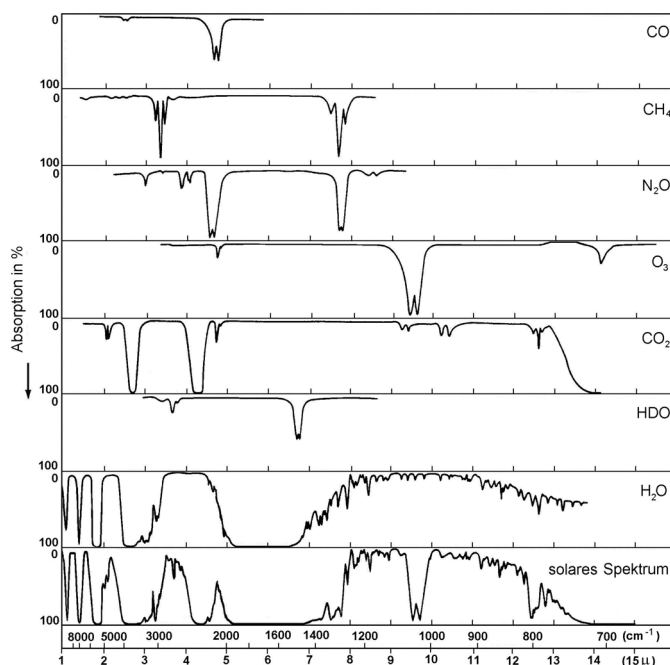


Abbildung 2.7: Absorptionsspektren verschiedener atmosphärischer Gase (Valley, 1965).

2.8 zeigt, dass sich in der mittleren Stratosphäre die global gemittelte Erwärmungs- und die Abkühlungsrate ungefähr ausgleichen, während in der Troposphäre aufgrund der Emission durch Wasserdampf eine global gemittelte Abkühlungsrate von 1 K/d vorherrscht. In der unteren Stratosphäre ist die Absorption durch Ozon im IR-Strahlungsbereich dominant und es kommt im globalen Mittel zu einer geringen Nettoerwärmung.

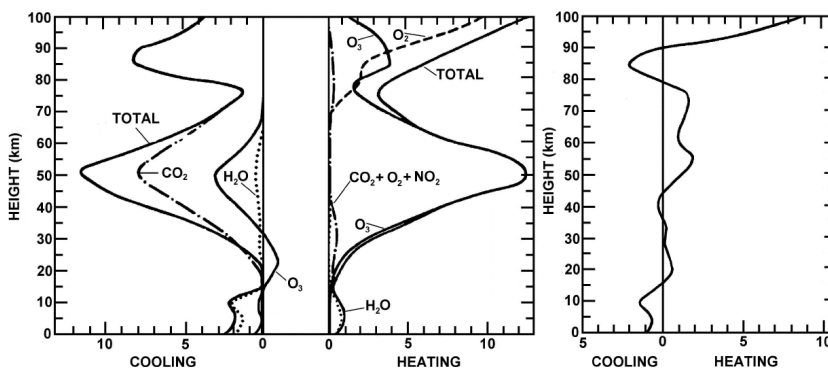


Abbildung 2.8: Global gemittelte Profile der (a) Abkühlungs- (b) Erwärmungs- und (c) Nettoerwärmungsraten (K/d) (nach London, 1980).

2.2 Aufbau der Atmosphäre

Wie in Abschnitt 2.1 erläutert, bestimmen die Wechselwirkungen zwischen Sonneneinstrahlung, atmosphärischen Gasen, Aerosolteilchen und der Erdoberfläche maßgeblich die Temperaturverteilung in der Atmosphäre. Anhand von typischen Temperaturprofilen wird die Atmosphäre in verschiedene Höhenbereiche unterteilt, deren Übergänge durch eine Umkehr des vertikalen Temperaturgradienten definiert sind. Die einzelnen Bereiche und ihre charakteristischen Eigenschaften werden im ersten Teil von Abschnitt 2.2 vorgestellt. An dieser Stelle wird in Form der potenziellen Temperatur Θ ein Temperaturbegriff eingeführt, der von adiabatischen Zustandsänderungen unabhängig ist und als Höhenkoordinate in der Stratosphäre verwendet werden kann.

Das zu Beginn von Abschnitt 2.2 vorgestellte Temperaturprofil der Atmosphäre ist unmittelbar mit der Verteilung des Spurenstoffes Ozon verknüpft. Die Grundstruktur der vertikalen Ozonverteilung ergibt sich aus dem Zusammenspiel ozonbildender und ozonzerstörender Prozesse, die im zweiten Teil von Abschnitt 2.2 erläutert werden. Hier verwendete atmosphärischen Größen werden im Anhang A.2 eingeführt.

2.2.1 Der vertikale Aufbau der Atmosphäre

Die Erdoberfläche emittiert langwellige Strahlung, welche die darüberliegende Atmosphäre aufheizt und es entsteht ein Temperaturmaximum am Erdboden mit einem sich anschließenden, negativen Temperaturgradienten. Der zunehmende Einfluss der Absorption einfallender UV-Strahlung und terrestrischer IR-Strahlung durch Ozon bewirkt eine Umkehr des Gradienten nach 10 bis 16 km und ein zweites Temperaturmaximum bei etwa 50 km Höhe. Hier entstehen aus der Kombination der vertikalen Ozonverteilung (siehe Abschnitt 2.2.2) und der, auf der jeweiligen Höhe noch vorhandenen, solaren UV-Strahlung die höchsten Temperaturen.

Abb. 2.9 zeigt anhand eines typischen Profils den Verlauf der Temperatur für die untersten 100 km der Erdatmosphäre mit den beiden erwähnten Maxima auf 0 und 50 km Höhe. Das zwischen den maximalen Werten auftretende Temperaturminimum wird als Tropopause bezeichnet und bildet den Oberrand der Troposphäre. Zwischen der Tropopause und dem zweiten Temperaturmaximum (Stratopause) liegt die Stratosphäre. Ein positiver Temperaturgradient, wenig Wasserdampf und ein sehr hoher Ozongehalt sind charakteristisch für

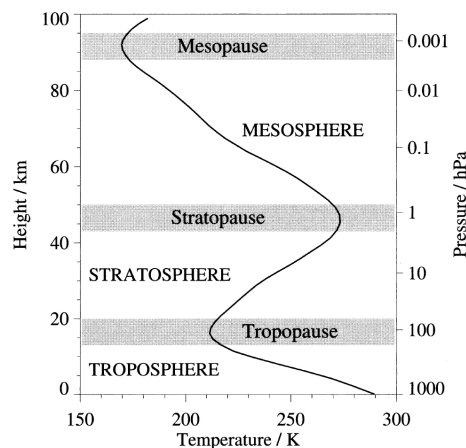


Abbildung 2.9: Typisches vertikales Temperaturprofil der Atmosphäre (Andrews, 2000).

diese Atmosphärenschicht. Zu den wenigen, hier auftretenden Wolken gehören die polaren stratosphärischen Wolken. Oberhalb der Stratopause nimmt das Ozonmischungsverhältnis und die damit verbundene Absorption der solaren Strahlung deutlich ab. Die Temperaturen sinken erneut und erreichen ihr Minimum in der Mesopause, die den oberen Rand der dazwischenliegenden Mesosphäre bildet. In allen drei Schichten kommt es zu einer hinreichenden Durchmischung der Atmosphäre, so dass wir trockene Luft als ein Gas von konstanter stofflicher Zusammensetzung ansehen können und den gesamten Bereich vom Erdboden bis zur Mesopause als Homosphäre (griech. homois = gleichartig) bezeichnen.

Der Bereich der Thermosphäre beginnt oberhalb der Mesopause bei 85 km und erstreckt sich bis in 800 km Höhe. Es herrscht ein positiver Temperaturgradient und die sehr kurzwellige Strahlung (UVC- und Röntgen-Strahlung) ist so stark, dass O_2 und N_2 photodissoziieren, wodurch das mittlere Molekulargewicht der Luft mit der Höhe variiert. Aus diesem Grund wird der Bereich oberhalb der Mesopause auch Heterosphäre (griech. heteros = verschieden) genannt.

Die potenzielle Temperatur als Höhenskala

Für die vorliegende Arbeit ist es sinnvoll, das Konzept des Luftpaketes einzuführen. Wir verstehen darunter eine begrenzte, kleinere Luftmasse, die so markiert sein soll, dass man ihren Weg durch die Umgebungsluft verfolgen kann. Das Luftpaket hat per Annahme den gleichen Druck wie die Umgebung, vermag sich aber in Temperatur, Dichte und Zusammensetzung von derselben zu unterscheiden. Die Umgebung kann das Luftpaket verändern, aber eine umgekehrte Einflussnahme soll nicht möglich sein. Man verfügt somit über ein nützliches Denkmodell um verschiedene Prozesse in der Atmosphäre zu beschreiben, auch wenn sich die realen Luftmassen nicht exakt wie die konzeptuellen Luftmassen verhalten.

Sobald ein Luftpaket in der Atmosphäre durch einen nach oben gerichteten Impuls aufsteigt, erfährt es einen geringeren Außendruck und dehnt sich aus. Handelt es sich dabei um eine adiabatische Zustandsänderung, d.h. es erfolgt kein Wärmeaustausch mit der Umgebung, so wird die für die Volumenvergrößerung erforderliche Arbeit von der inneren thermischen Energie des Luftpaketes geleistet und dessen Temperatur muss sich verringern. Analog muss sich ein nach unten ausgelenktes Luftpaket erwärmen. Es ist sinnvoll über einen Temperaturbegriff zu verfügen, der adiabatischen Zustandsänderungen gegenüber unabhängig ist und man definiert die potenzielle Temperatur Θ als:

$$\Theta = T \cdot \left(\frac{p_0}{p} \right)^\kappa . \quad (2.16)$$

Für trockene Luft bezeichnet $\kappa = R/c_p = 0,286$ den Adiabatenexponenten, c_p die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck, $R = 287 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-1}$ die Gaskonstante und p_0 den Referenzdruck 1000 hPa. Die potenzielle Temperatur Θ ist die Temperatur, die ein Luftpaket annähme, wenn es trockenadiabatisch von seiner Höhe mit dem Druck p auf die Höhe mit Bodenluftdruck gebracht würde.

Der vertikale Gradient von Θ ist ein Maß für die Stabilität der atmosphärischen Schichtung. Wie man aus der Definition von Θ ersehen kann, ist die potenzielle Temperatur eine Erhaltungsgröße für adiabatische Bewegungen. Nimmt Θ mit der Höhe zu, so hat jedes nach oben ausgelenkte Luftpaket im Vergleich mit der Umgebungsluft eine geringere potenzielle Temperatur und somit nach Gleichung (2.16) eine geringere Temperatur, weshalb es eine rücktreibende Beschleunigung erfährt und wieder absinkt. Diesen Zustand bezeichnet

man als stabile Schichtung. Nimmt hingegen Θ mit der Höhe ab, so wird jedes nach oben ausgelenkte Luftpaket positiv beschleunigt und steigt weiter auf.

Die Luftmassen der Stratosphäre sind weitgehend stabil geschichtet. In jeder stratosphärischen vertikalen Luftsäule nimmt die potenzielle Temperatur nach oben zu und es existiert eine eindeutige Zuordnung zwischen der geometrischen Höhe und Θ . Aus diesem Grund wird in der Stratosphäre häufig die potenzielle Temperatur als vertikale Skala verwendet. Adiabatische Bewegungen finden auf Flächen konstanter potenzieller Temperatur (Isentropen) statt. Um vertikale Bewegungen relativ zu Θ zu beschreiben, also um diabatische Prozesse zu betrachten, benötigt man die zeitliche Änderung der potenziellen Temperatur $d\Theta/dt$. Das thermodynamische Gleichgewicht (Gleichung (A.8)) beschreibt den Zusammenhang zwischen diabatischer Heizrate Q und der totalen Ableitung der potenziellen Temperatur $d\Theta/dt$. Die diabatische Heizrate lässt sich aus der, in Abschnitt 2.1.1 definierten, strahlungsbedingten Erwärmung pro Einheitsmasse über die Relation $Q = (J/c_p) e^{\kappa z/H}$ bestimmen. Es ist somit möglich die totale Ableitung der potenziellen Temperatur aus Strahlungstransportrechnungen zu ermitteln:

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{J}{c_p} e^{\kappa z/H} = -\frac{1}{\rho_0 c_p} \left(\frac{p_0}{p} \right)^\kappa \frac{\partial F}{\partial z} . \quad (2.17)$$

Dieser Zusammenhang wird später zur Berechnung der vertikalen Bewegungen der Trajektorien genutzt.

2.2.2 Ozon

Der Spurenstoff Ozon besitzt eine sehr variable vertikale Verteilung, deren Grundstruktur aus dem Zusammenwirken der ozonbildenden und ozonzerstörenden Mechanismen resultiert.

Grundgrößen

Zur Darstellung des atmosphärischen Ozongehalts existieren verschiedene physikalische Größen, von denen drei an dieser Stelle kurz vorgestellt werden. Die Ozonkonzentration $[O_3]$ entspricht der Anzahl von Ozonmolekülen pro Volumeneinheit und wird in cm^{-3} angegeben. Sobald es zu einer Zustandsänderung der betrachteten Luftmasse kommt, variiert die Ozonkonzentration. Im Gegensatz dazu ist das Mischungsverhältnis eine physikalische Erhaltungsgröße. Das Volumenmischungsverhältnis von Ozon (X_{O_3}) ist der Anteil des von Ozonmolekülen eingenommenen Volumens am Gesamtvolumen der Luftmasse. X_{O_3} besitzt keine physikalische Einheit und wird meist in ppmv („parts per million by volume“ = 10^{-6}) angegeben. Der Anteil der am Erdboden eintreffenden UV-Strahlung ist von der gesamten Menge des in der darüber liegenden Luftsäule enthaltenen Ozons abhängig. Ein Maß für die vollständige Ozonmenge einer Luftsäule ist die über der geometrischen Höhe aufintegrierte Ozonkonzentration, die auch als Ozongesamtsäule (N_{O_3}) bezeichnet wird:

$$N_{O_3} = \int_0^\infty [O_3] dz_* . \quad (2.18)$$

Die Einheit der Ozongesamtsäule, Dobson Units ($1 \text{ DU} = 2,69 \cdot 10^{16} \text{ Moleküle cm}^{-2}$), gibt die Schichtdicke in 10^{-2} mm an, die sich ergeben würde, wenn man alle Ozonmoleküle der Luftsäule unter Normalbedingungen als Schicht auf dem Erdboden ablagert könnte. Die mittlere Ozongesamtsäule entspricht ungefähr 300 DU bzw. einer 3 mm dicken Ozonschicht am Erdboden.

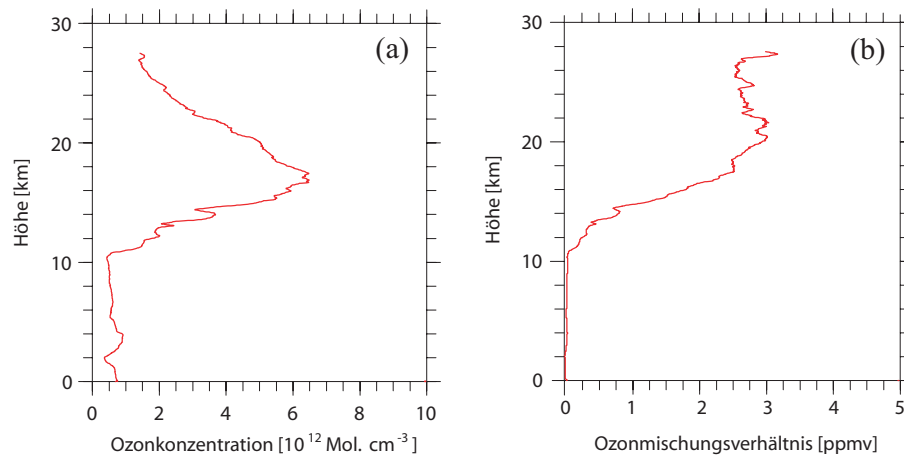
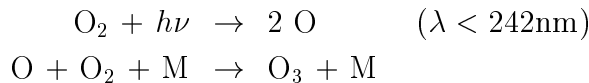


Abbildung 2.10: Ozonprofil über Ny-Ålesund, gemessen mit einer Ozonsonde am 10. November 2005. (a) zeigt das Profil der Ozonkonzentration, (b) das zugehörige Profil des Ozonmischungsverhältnisses.

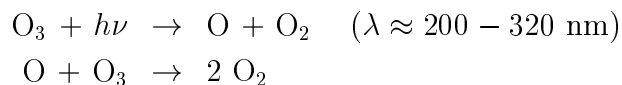
Abb. 2.10 zeigt ein Ozonkonzentrationsprofil mit dem dazugehörigen Profil des Ozonmischungsverhältnisses. Die Ozonkonzentration erreicht ihr Maximum bei ungefähr 18 km. Da die Ozonkonzentration nach oben langsamer abnimmt als die Luftdichte, nimmt das Ozonmischungsverhältnis zwischen 18 und 20 km weiter zu und bleibt ab 20 km konstant.

Bildung und Abbau von Ozon

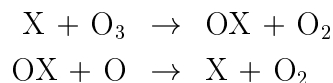
Chapman (1930) hat als erster die grundlegenden photochemischen Ozonbildungs- und Abbaumechanismen beschrieben. Die natürliche Produktion von stratosphärischem Ozon erfolgt in zwei Schritten:



wobei M ein beliebiger Stoßpartner ist, der überschüssige Energie aufnimmt. Ozon entsteht im wesentlichen in Bereichen mit starker UV-Strahlung, also in der hohen tropischen Stratosphäre. Der gleichzeitig ablaufende photochemische Abbauprozess lautet:



Aufgrund der sogenannten katalytischen Abbaureaktionen findet weiterer Ozonabbau statt. Die Zyklen werden angetrieben durch einen Katalysator X, der im ersten Schritt Ozon zerstört, dabei eine Bindung mit atomarem Sauerstoff eingeht und im zweiten Schritt wieder zurückgebildet wird:



Bates und Nicolet (1950) entdeckten den ersten dieser Zyklen angetrieben durch den Katalysator Hydroxyl (OH). Durch die N_2O Oxidation entstehen Stickoxide (NO_x), welche als Katalysator über den NO_x -Zyklus zum Ozonabbau führen (Crutzen, 1971). Die von den

Menschen produzierten, in der Troposphäre freigesetzten Fluor-Chlor-Kohlenwasserstoffe (FCKWs) sind chemisch äußerst stabil und werden erst nach ihrem Transport in die Stratosphäre photolytisch gespalten. Molina und Rowland (1974) zeigten, dass während der Photolyse entstehendes Chlor (Cl) als Katalysator für den wichtigen ClO_x -Zyklus fungiert. Es existieren viele weitere ablaufende Variationen der katalytischen Ozonabbauzyklen, z.B. eine an Brom (Br) gekoppelte Abwandlung des ClO_x -Zyklusses (McElroy et al., 1986) oder der bei hohen ClO-Konzentrationen besonders effektive ClO-Dimer-Zyklus (Molina und Molina, 1987).

Die hier geschilderten Ozonabbaumechanismen gehören zur reinen Gasphasenchemie. Auf diesen Reaktionen beruhende Theorien und Modelldaten zeigten, dass eine Zunahme des stratosphärischen Chlorgehalts nur geringe Auswirkungen auf das Ozongleichgewicht hätte, die zudem am Äquator oberhalb von 35 km am größten wären. Die von Farman et al. (1985) erstmals publizierte drastische Ozonabnahme im Bereich des antarktischen Polarwirbels konnte damit nicht erklärt werden. Dieses Phänomen, das später unter dem Begriff „Ozonloch“ bekannt wurde, kann nur mit Hilfe der besonderen meteorologischen Situation in der winterlichen polaren Stratosphäre verstanden werden, die im folgenden Abschnitt erläutert wird.

2.3 Der stratosphärische Polarwirbel

Die vertikale Temperaturverteilung variiert mit dem Jahresgang und der geographischen Breite. Aus den resultierenden meridionalen Temperaturgradienten ergeben sich starke zonale Strömungen als dominante Bewegungen in der Atmosphäre. In der Stratosphäre ist der Polarnacht-Strahlstrom die stärkste Komponente der zonalen Strömungen. Er isoliert die Luftmassen des Polarwirbels von den mittleren Breiten und begünstigt somit den ungestörten Ablauf der chemischen Ozonzerstörung.

2.3.1 Allgemeines

Die Abhängigkeit der solaren Einstrahlung von Jahresgang und Breitengrad verursacht Variationen der zonal gemittelten vertikalen Temperaturverteilung. Die meteorologische Situation in der polaren Stratosphäre im Herbst ist durch nachlassende Sonneneinstrahlung gekennzeichnet. Aufgrund der einsetzenden Polarnacht entstehen niedrige stratosphärische Temperaturen über dem jeweiligen Winterpol, wie Abb. 2.12 für die Arktis verdeutlicht. Verursacht durch diese fortschreitende strahlungsbedingte Abkühlung steigt die Dichte in der gesamten Luftsäule an. Die Luftmassen sinken nach unten und ein starkes Tiefdruckgebiet wird über dem Pol ausgebildet, welches sich im Winter über die gesamte Stratosphäre erstreckt. Dieses Tiefdruckgebiet wird als stratosphärischer Polarwirbel bezeichnet. Abb. 2.11 zeigt ein typisches Bild des nordhemisphärischen Polarwirbels anhand der geopotenziellen Höhe auf der 10 hPa Druckfläche. Man erkennt das Tiefdruckgebiet an einem stark ausgeprägten Trichter im Bereich zwischen 28 und 30 km Höhe. Das neben dem Trichter sichtbare Hoch wird als Aläutenhoch bezeichnet. Der nordhemisphärische Polarwirbel und das Aläutenhoch sind in dieser Form auch in den Monatsmittelkarten zu erkennen (siehe Abschnitt 2.4.6).

Die vom Äquator nachströmende Luft wird durch die auf der Nordhemisphäre nach rechts wirkende Corioliskraft senkrecht zum Druckgradienten abgelenkt. Es entsteht ein zonaler Fluss in Richtung Osten. Mit der geostrophischen Windgleichung (A.9) kann der aus dem

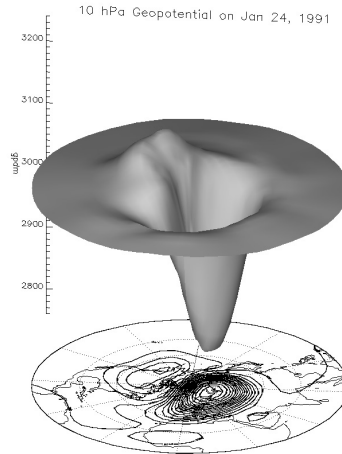


Abbildung 2.11: Darstellung des Polarwirbels anhand der geopotenziellen Höhe [gpdam] auf dem 10-hPa-Niveau für den 24. Januar 1991 (Marquardt, 1998).

Gleichgewicht zwischen Druckgradienten- und Corioliskraft resultierende Wind beschrieben werden. Die hier betrachtete stark ausgeprägte, zonale Komponente des geostrophischen Windes verläuft isobarenparallel. In der jeweiligen Winterstratosphäre tritt sie klimatologisch als Westwind auf und wird als Polarnacht-Strahlstrom (engl. „Polar Night Jet“) bezeichnet.

Der Polarnacht-Strahlstrom ist eine wichtige Barriere für stratosphärischen meridionalen Luftmassenaustausch und isoliert die polaren Regionen von den mittleren Breiten. Die vertikale Struktur des Strahlstroms erklärt sich aus dem Zusammenhang zwischen der meri-

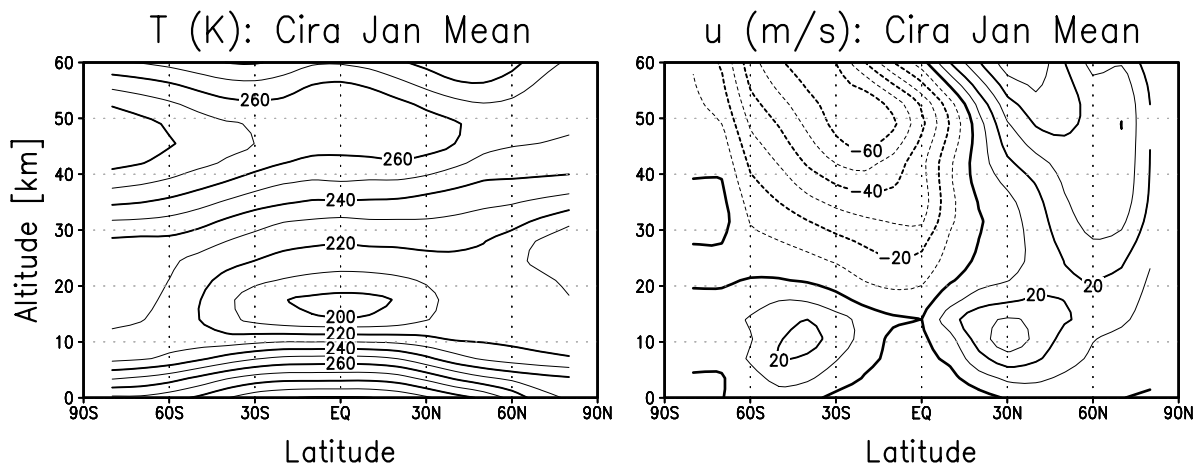


Abbildung 2.12: Zonale Mittel (a) der Temperatur [K] und (b) des zonalen Windes [m/s] als eine Funktion der Breite und der Höhe für Januar von der CIRA (COSPAR (Committee on Space Research) International Reference Atmosphere) - Klimatologie (Barnett und Corney, 1985).

dionalen Temperaturverteilung und der Höhenabhängigkeit des zonalen Windes, der durch die thermische Windgleichung (A.10) beschrieben wird.

Abb. 2.12 zeigt einen Breiten-Höhen-Schnitt der mittleren Temperatur und des mittleren zonalen Windes für Januar und illustriert diese Zusammenhänge. In der Winterhemisphäre herrscht (in Abb. 2.12 die Nordhemisphäre) oberhalb von ungefähr 20 km ein äquatorwärts gerichteter Temperaturgradient. Das stratosphärische Temperaturminimum (Abb. 2.12 (a)) über dem Winterpol verursacht einen Anstieg des geostrophischen Westwindes mit der Höhe. Passend zur Lage des meridionalen Temperaturgradienten befindet sich das Maximum der Strömung in mittleren bis hohen Breiten und bildet den bereits beschriebenen Polar Night Jet (Abb. 2.12 (b)). Die starke Westwindströmung schliesst den Polarwirbel ein und isoliert ihn von den mittleren Breiten. Im folgenden Abschnitt wird eine Möglichkeit geschildert, den Rand des Polarwirbels rechnerisch zu bestimmen.

2.3.2 Der Polarwirbelrand

Die Ertelsche potenzielle Wirbelstärke (engl. „potential vorticity“ (PV)) ist eine wichtige Größe für die Diagnostik von horizontalen Strömungen und wird definiert als:

$$PV = -g(\zeta_{\Theta} + f) \frac{\partial \Theta}{\partial p}. \quad (2.19)$$

$\zeta_{\Theta} = \partial v / \partial x - \partial u / \partial y$ ist der Anteil der Rotation des Windfeldes senkrecht zur lokalen isentropen Fläche und wird als relative isentrope Wirbelstärke bezeichnet. Der Beitrag der Erdrotation wird durch den Coriolisparameter f beschrieben. In der Meteorologie ist

$$1 \text{ PVU („Potential Vorticity Unit“)} = 10^{-6} \text{ K m}^2 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

die gebräuchliche Einheit für die Ertelsche potenzielle Wirbelstärke. Die auf der Definition der potenziellen Vorticity⁶ basierende, von Dunkerton und Delisi (1986) eingeführte skalierte potenzielle Wirbelstärke vermeidet starke Variationen mit der Höhe und ist Grundlage der normierten potenziellen Wirbelstärke (nPV) (Rex et al., 1998):

$$nPV = PV \left(g \frac{\partial \Theta_0(p)}{\partial p} \right)^{-1} k. \quad (2.20)$$

Die Größe nPV ergibt sich aus der skalierten Wirbelstärke durch Multiplikation mit einem konstanten Faktor ($k = 2,65 \cdot 10^5$), welcher so gewählt wurde, dass auf der 475 K Isentrope der Wert der normierten potenziellen Wirbelstärke [s^{-1}] gleich dem Wert der Ertelschen potenziellen Wirbelstärke [PVU] ist. Da PV und Θ adiabatische Erhaltungsgrößen sind (Kraus, 2001), gilt diese Eigenschaft auch für nPV . Die Größen PV und nPV sind beide geeignet, um die Strömungen in der mittleren polaren Stratosphäre zu beschreiben. Aufgrund ihrer geringeren Höhenvariation wird in dieser Arbeit weitgehend die normierte potenzielle Vorticity verwendet. Abb. 2.13 zeigt die Verteilung der normierten potenziellen Vorticity am 31 Januar 2000 von 30° bis 90° N auf der 475 K Isentrope mit hohen nPV -Werten im Bereich des Polarwirbels.

Die Luftmassen des stratosphärischen Tiefdruckgebietes rotieren gegen den Uhrzeigersinn um den Pol und besitzen deutlich höhere nPV -Werte als die weniger stark rotierenden Luftmassen in mittleren und niedrigen Breiten. Die normierte potenzielle Vorticity ist fast

⁶Es ist gebräuchlich für die Wirbelstärke horizontaler Strömungen den engl. Begriff „Vorticity“ zu verwenden.

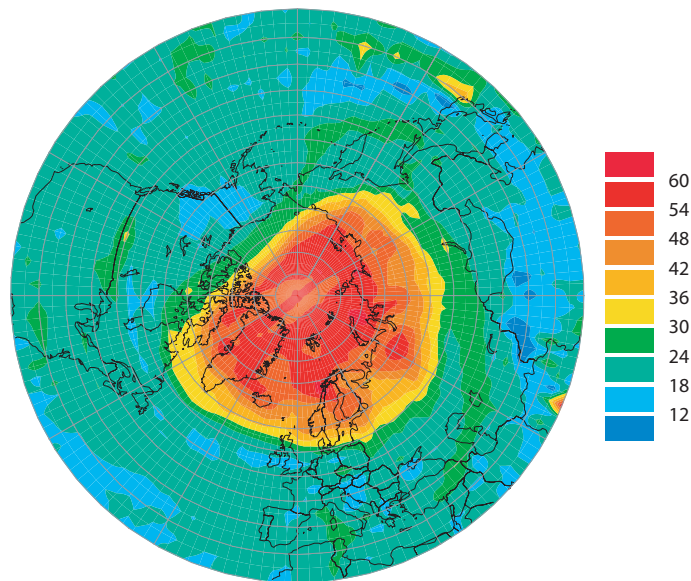


Abbildung 2.13: Normierte potenzielle Vorticity [s^{-1}] am 31. Januar 2000 auf der 475 K Isentrope.

immer maximal im Zentrum des Wirbels und nimmt auf einer Isentropen nach außen hin ab. Da nPV eine adiabatische Erhaltungsgröße ist, kennzeichnet das Gebiet der größtmöglichen horizontalen nPV Veränderung die Region, in der turbulenter Luftmassenaustausch in Richtung des nPV -Gradienten minimal ist. Eine auf dieser Eigenschaft basierende Definition des Wirbelrandes gestaltet sich schwierig, solange man das Breiten-Längen-Gitter als Grundlage nutzt, da es hier zu einer Streuung der Punkte mit den höchsten nPV -Gradienten kommt. Ein nützliches Konzept bietet die Verwendung von äquivalenten Koordinaten, die unabhängig von einer Verschiebung des Wirbelzentrums vom Pol sind. Die äquivalente Breite einer nPV -Isolinie ist definiert als die geographische Breite, die eine Fläche umschließt, welche genauso groß ist wie die von der nPV -Isolinie umschlossene Fläche (Butchart und Remsberg, 1986). Die Verteilung der normierten potenziellen Vorticity über der äquivalenten Breite zeigt eine „S“-Form (siehe Abb. 2.14) und besitzt damit eine Region mit besonders starkem nPV Anstieg in Richtung hoher äquivalenter Breite. Der maximale nPV -Gradient bildet eine Barriere für horizontale Austauschbewegungen und isoliert somit den Polarwirbel von den Luftmassen mittlerer Breiten. Basierend auf dieser Eigenschaft wird in der vorliegenden Arbeit der Rand des Polarwirbels als das Maximum der ersten Ableitung der normierten potenziellen Vorticity über der äquivalenten Breite definiert. Abb. 2.14 zeigt nPV und den nPV -Gradienten gegen Ende Februar 1994 auf der 475 K Isentrope. Das Maximum des nPV -Gradienten und somit auch der Wirbelrand liegt bei 68° äquivalenter Breite. Die größten zonalen Windgeschwindigkeiten sind normalerweise stark korreliert mit dem Maximum des nPV -Gradienten (Rummukainen et al., 1994; Nash et al., 1996) und dementsprechend fällt die Kante des Polarwirbels mit dem Zentrum des Polar Night Jets zusammen.

2.3.3 Ozon im Polarwirbel

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der gestörten Chemie der winterlichen polaren Stratosphäre, die zur Ausbildung des Ozonlochs führt. Erstmals wurde die drastische Ozonabnahme im Bereich des antarktischen Polarwirbels von Farman et al. (1985) publiziert. Die

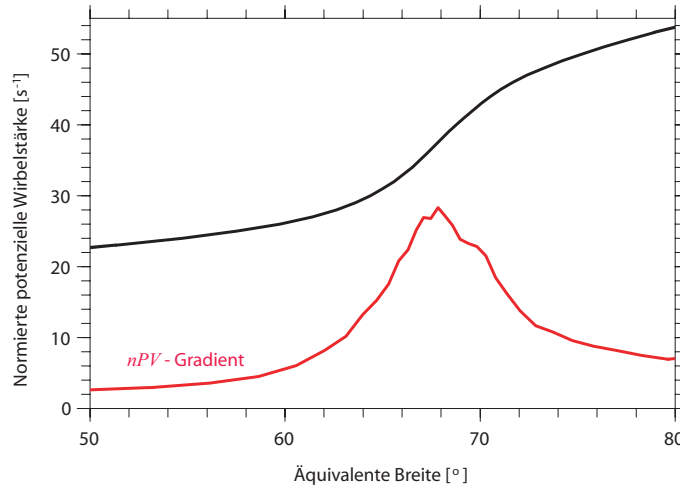


Abbildung 2.14: Dargestellt sind die nPV und der nPV -Gradient als Funktion der äquivalenten Breite auf 475 K. Die Werte sind über den Zeitraum vom 20. Februar 1994 bis zum 1. März 1994 gemittelt. Das Maximum des nPV -Gradienten kennzeichnet den Polarwirbelrand.

Meßdaten weisen ein lokales Minimum der Ozonkonzentration nahe bei Null im antarktischen Frühling im Höhenbereich zwischen 15 und 25 km auf, das mit Beginn der 1980er Jahre entstand. Dieses Phänomen, das später unter dem Begriff „Ozonloch“ bekannt wurde, kann nur mit Hilfe der besonderen meteorologischen Bedingungen in dem antarktischen Polarwirbel verstanden werden.

In den extrem kalten Luftmassen entstehen aus flüssigen und/oder festen Aerosolpartikeln im Mikrometerbereich polare stratosphärische Wolken (engl. „Polar Stratospheric Clouds“, PSCs). Crutzen und Arnold (1986) und Toon (1986) zeigten erstmals, dass sich aus Wasser und Salpetersäure das stabile Kondensat Salpetersäuretrihydrat (engl. „Nitric Acid Tryhydrate“, NAT) bilden kann. Die NAT-Existenztemperatur (T_{NAT}) wurde durch eine empirische Formel von Hanson und Mauersberger (1988) beschrieben und liegt in 50 hPa Höhe bei ungefähr 195 K. Gemeinsam mit weiteren stabilen Kondensaten aus $\text{H}_2\text{O}/\text{HNO}_3$ und H_2SO_4 (Schwefelsäure) bildet NAT die Aerosolpartikel der PSC's vom Typ I. Unterschreiten die Temperaturen den Gefrierpunkt T_{EIS} (in 50 hPa ungefähr 188 K), so entstehen Wassereiskristalle und bilden den optisch dichteren PSC Typ II.

Auf den Partikeloberflächen der polaren stratosphärischen Wolken können nun eine Reihe von heterogenen Reaktionen ablaufen, die dazu führen, dass in Reservoirgasen gebundenes Chlor freigesetzt wird. Entscheidend im Vergleich zur reinen Gasphasenchemie ist, dass durch die heterogenen Reaktionen ein Vielfaches an aktiven Chlorverbindungen entsteht (Solomon et al., 1986). Sobald ein genügend hoher Grad an Chloraktivierung⁷ erreicht ist und solare Strahlung nach dem Ende der Polarnacht zur Verfügung steht, kommt es zu einer ausgeprägten Ozonzerstörung durch die katalytischen Ozonabbauzyklen. Besonders

⁷Die Chloraktivierung bezeichnet das Verhältnis von ClO_x (in den aktiven Formen Cl, ClO und Cl_2O_2 vorliegendes Chlor) zu Cl_y (Gesamtmenge des in den Reservoirsubstanzen HCl und ClONO_2 gebundenen Chlors und ClO_x).

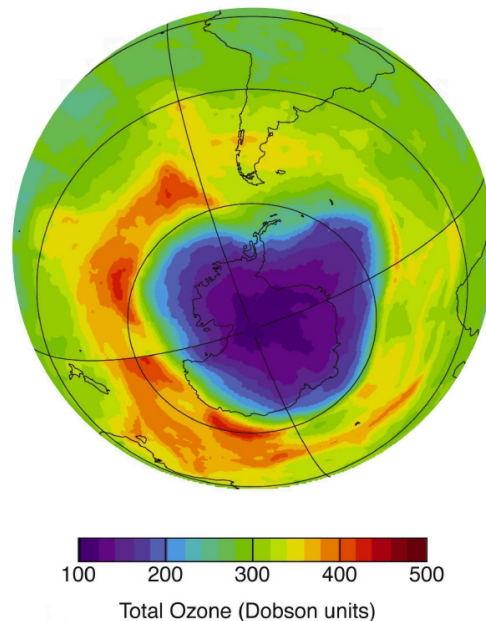


Abbildung 2.15: Antarktisches Ozonloch am 4. Oktober 2001 (WMO, 2003).

wichtig in diesem Zusammenhang sind der ClO-Dimer-Zyklus und der BrO+ClO-Zyklus. Diese zwei Abwandlungen des (ClO+O)-Zyklus, verursachen den Hauptteil des chemischen Ozonabbaus in einem extrem kalten Polarwirbel. Eine ausführliche Darstellung der einzelnen Prozesse findet man in der Arbeit von Solomon (1999).

Da der Ablauf der katalytischen Abbaureaktionen Sonnenlicht benötigt, ist die Ozonzerstörung gegen Ende des Winters und zu Beginn des Frühlings mit dem wiederkehrenden Licht am stärksten. In dieser Zeit entsteht ein großes Gebiet um den Südpol, in welchem das Totalozon um fast 2/3 reduziert wird (Abb. 2.15). Der Ozonabbau im arktischen Polarwirbel ist aufgrund der dort herrschenden meteorologischen Situation nicht so stark ausgeprägt. Maximaler chemischer Ozonabbau fand bisher in den nordhemisphärischen Wintern 1999/2000 (70 % in einer Schicht, z.B. Rex et al., 2002) und 2004/2005 (ca. 120 DU, z.B. Rex et al., 2006) statt.

Die stratosphärische Situation in der Winterhemisphäre wird nicht nur durch die zonalen Zirkulationsregime beherrscht. Meridionale Zirkulationskomponenten beeinflussen in der jeweiligen Winterstratosphäre den Polarwirbel, die globale Ozonverteilung und die Ausbildung des Ozonloches wie im folgenden Abschnitt erläutert wird.

2.4 Die globale Meridionalzirkulation

In diesem Abschnitt wird die globale Meridionalzirkulation in ihrer Bedeutung als mittlere Massenzirkulation eingeführt.

Die globale Zirkulation der Atmosphäre besteht aus der zonalen und der meridionalen Komponente. Zonale Strömungen sind die dominanten Bewegungen in der Stratosphäre und wurden in Abschnitt 2.3 beschrieben. Unter der meridionalen Zirkulation versteht man die im zonalen Mittel stattfindenden meridionalen Transportprozesse. Im Rahmen der At-

mosphärenphysik existieren ausgehend vom Formalismus zur Bildung des zonalen Mittels verschiedene Definitionen der globalen Meridionalzirkulation. Die gebräuchlichste ist die sogenannte Residuale Zirkulation, die auf den Transformatierten Eulerschen Gleichungen (engl. „Transformed Eulerian Mean“, TEM) beruht. Sie entspricht der mittleren Massenzirkulation und wird im Abschnitt 2.4.2 eingeführt. Im weiteren Verlauf des Unterkapitels 2.4 werden die verschiedenen Aspekte und Auswirkungen der globalen Meridionalzirkulation diskutiert. Für die vorliegende Arbeit ist in diesem Zusammenhang der Einfluss der Meridionalzirkulation auf die globale Ozonverteilung und die daraus resultierende interannuale Variabilität der Ozonschicht im Polarwirbel von besonderer Bedeutung (Abschnitt 2.4.6).

2.4.1 Grundlagen

Die erste Wahrnehmung der globalen Meridionalzirkulation geht auf die Messungen von Spurengasen in der Stratosphäre zurück. So beobachtete Brewer (1949) den Wasserdampfgehalt in der gesamten Stratosphäre und folgerte, dass nur die Temperaturen in der tropischen Tropopause kalt genug sind, um die feuchte Luft der Troposphäre beim Aufsteigen ausreichend auszutrocknen. Er entwickelte die Idee einer Zirkulation, die einen aufsteigenden Ast in den Tropen, polwärts gerichteten Transport in der Stratosphäre und einen absinkenden Ast in hohen Breiten besitzt, um die in der gesamten Stratosphäre beobachteten niedrigen Wasserdampfkonzentrationen zu erklären. Dobson (1929) hatte bereits 20 Jahre zuvor aufgrund der gemessenen Ozonverteilung - hohe Konzentrationen im arktischen Frühling und niedrige Konzentrationen in den Tropen - im Gedankenexperiment eine solche Zirkulation erwogen. Da es zu dieser Zeit noch keinen Nachweis darüber gab, dass die Schicht der maximalen Ozonkonzentration in polaren Breiten niedriger liegt als in den tropischen Breiten, verwarf Dobson die Idee des polwärts gerichteten Massentransportes wieder. Basierend auf der Chapman Theorie, besseren Ozonmessungen und der Arbeit von Brewer wurde das Konzept später von Dobson (1956) wieder aufgegriffen. Heute bezeichnen wir die chemische Transport-Zirkulation der Stratosphäre, die sich aus dem meridionalen Luftmassentransport und der Durchmischung zusammensetzt, als Brewer-Dobson-Zirkulation. Dabei transportieren die reinen Mischungsprozesse zwar Spurengase, Wärme und Impuls, führen jedoch nicht zu einem Nettomassentransport. Für die Aspekte der vorliegenden Arbeit ist der meridionale Luftmassentransport von besonderer Bedeutung.

Im Folgenden wird die meridionale Massenzirkulation anhand der schematischen Abb. 2.16 erklärt. In der Troposphäre kommt es durch Wechselwirkungen der Winde mit der Erdoberfläche oder durch Temperaturgegensätze zwischen Land und Meer zur Entstehung von planetaren Wellen und Schwerewellen. Die Wellen können von der Troposphäre in die Stratosphäre propagieren (siehe Anhang A.3: Atmosphärische Wellen; Abb. 2.16, Punkt 1), wobei ihre Amplitude aufgrund der absinkenden Luftdichte zunimmt. In der mittleren bis oberen Stratosphäre (planetare Wellen) und in der Mesosphäre (Schwerewellen) brechen die Wellen aufgrund von Instabilitäten. Dabei geben sie Impuls und Energie an die Atmosphäre ab (Punkt 2). Es erfolgt eine intensive horizontale Durchmischung innerhalb der sogenannten Wellenbrecherzone (engl. „surf zone“), (McIntyre und Palmer, 1983), die sich in den Extratropen befindet. Zudem wirkt der welleninduzierte Impuls- und Energieübertrag in mittleren Breiten abbremsend auf die Westwindströmung. Diese negative Beschleunigung des Grundstromes führt, aufgrund der Störung des quasi-geostrophischen Gleichgewichts, zu einer nordwärts gerichteten Strömungskomponente und treibt die Residualzirkulation an (Punkt 3). Das Zusammenwirken von Wellenbrechung, Impulsübertrag und Westwindströmung wird als wellenangetriebene extratropische Pumpe (engl. „wave driven extratropi-

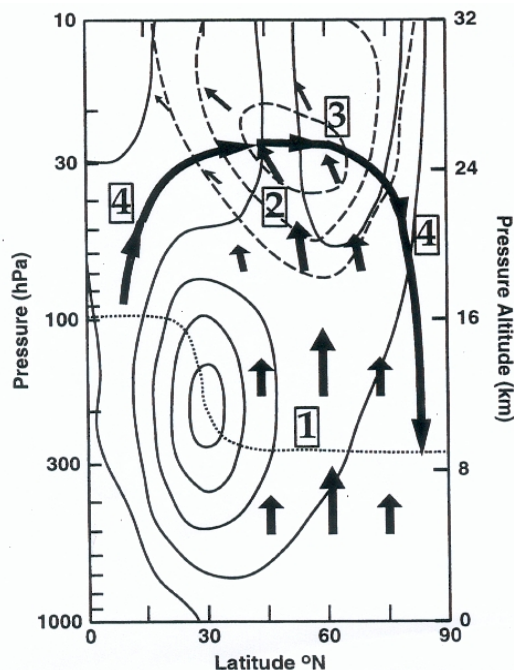


Abbildung 2.16: Schematische Darstellung der Residualzirkulation, kleine Pfeile: Planetare Wellenaktivität, große Pfeile: Residualzirkulation, dünne Isolinien: Anomalien des Zonalwindes, gepunktete Linie: Tropopause, gestrichelte Linien: EP-Fluss-Divergenz oder wellengetriebene Windabbremmung (Newman et al., 2001).

cal pump“), (Holton et al., 1995) bezeichnet. Dieser Begriff bezieht sich auf den *pumpenden* Effekt den die polwärts gerichtete Strömung auf die tropischen und polaren Luftmassen ausübt. In den polaren Gebieten kommt es aufgrund der übergeschichteten Luftmassen zur adiabatischen Kompression der darunterliegenden Luftsäule. Dieser Prozess wird im engl. auch als „dynamical heating“ bezeichnet. Die damit verbundene Temperaturerhöhung entfernt die stratosphärische Luft vom Zustand des Strahlungsgleichgewichts. Es erfolgt ein diabatisches strahlungsbedingtes Absinken der Luftmassen im Polarwirbel (Punkt 4). Der Zusammenhang zwischen dem Impulsübertrag in einer Schicht und dem Absinken in den atmosphärischen Schichten, die unterhalb dieser liegen, wurde von Haynes et al. (1991) als eine nach unten gerichtete Kontrolle (engl. „downward control“) bezeichnet. Ohne die Wirkung der wellengetriebenen extratropischen Pumpe, würden in der Stratosphäre nur die zonalen Zirkulationsregime auftreten. Im Polarwirbel würde sich das Strahlungsgleichgewicht einstellen. In den Tropen findet der gegenteilige Effekt statt und es kommt zu adiabatischer Abkühlung und strahlungsgetriebenem Aufsteigen der Luftmassen (Punkt 4).

Die Wellen-Grundstrom-Wechselwirkung sowie die daraus resultierende meridionale Zirkulation kann mathematisch mit dem Formalismus der Transformierten Eulerschen Gleichungen (Andrews und McIntyre, 1976; Andrews und McIntyre 1978) beschrieben werden und wird als TEM-Zirkulation bezeichnet.

2.4.2 Die TEM-Zirkulation

Es ist sinnvoll, charakteristische physikalische Größen in Eulersche Mittel und sogenannte Störterme zu unterteilen, um den Einfluss der Wirbel auf den gemittelten Fluss zu untersuchen. In diesem Zusammenhang interessieren wir uns besonders für das zonale Mittel,

welches für eine beliebige Größe ψ definiert ist als:

$$\bar{\psi}(\phi, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \psi(\lambda, \phi, z, t) d\lambda . \quad (2.21)$$

ψ lässt sich folglich darstellen als Summe aus dem zonalen Mittel $\bar{\psi}$ und einer lokalen Abweichung ψ' davon:

$$\psi(\lambda, \phi, z, t) = \bar{\psi}(\phi, z, t) + \psi'(\lambda, \phi, z, t) . \quad (2.22)$$

Ersetzt man in den primitiven Gleichungen (A.4) - (A.8) die Variablen u, v, w, θ, Φ entsprechend der Vorschrift (2.22) und mittelt anschließend das gesamte Gleichungssystem zonal, so ergeben sich (Andrews et al., 1987) die gemittelten Eulerschen Gleichungen (engl. „Eulerian Mean Equations“, EM):

$$\partial_t \bar{u} + \bar{v} \left(\frac{\partial_\phi (\bar{u} \cos \phi)}{a \cos \phi} - f \right) + \bar{w} \partial_z \bar{u} - \bar{X} = - \frac{\partial_\phi (\overline{v' u'} \cos^2 \phi)}{a \cos^2 \phi} - \frac{\partial_z (\rho_0 \overline{w' u'})}{\rho_0} , \quad (2.23)$$

$$\begin{aligned} \partial_t \bar{v} + \frac{\bar{v} \partial_\phi \bar{v}}{a} + \bar{w} \partial_z \bar{v} + \\ \bar{u} \left(f + \frac{\bar{u} \tan \phi}{a} \right) + \frac{\partial_\phi \bar{\Phi}}{a} - \bar{Y} = - \frac{\partial_\phi (\overline{v'^2} \cos \phi)}{a \cos \phi} - \frac{\partial_z (\rho_0 \overline{w' v'})}{\rho_0} - \frac{\bar{u}^2 \tan \phi}{a} , \end{aligned} \quad (2.24)$$

$$\partial_z \bar{\Phi} - H^{-1} R \bar{\Theta} e^{-\kappa z/H} = 0 , \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial_\phi (\bar{v} \cos \phi)}{a \cos \phi} + \frac{\partial_z (\rho_0 \bar{w})}{\rho_0} = 0 , \quad (2.26)$$

$$\partial_t \bar{\Theta} + \frac{\bar{v} \partial_\phi \bar{\Theta}}{a} + \bar{w} \partial_z \bar{\Theta} - \bar{Q} = - \frac{\partial_\phi (\overline{v' \Theta'}) \cos \phi}{a \cos \phi} - \frac{\partial_z (\rho_0 \overline{w' \Theta'})}{\rho_0} . \quad (2.27)$$

Mit dem abgeschlossenen Gleichungssystem kann man für gegebene Größen $\bar{X}, \bar{Y}, \bar{Q}$, geeignete Anfangs- und Randbedingungen sowie parametrisierte Störterme, die zeitliche Entwicklung der zonal gemittelten Zirkulation beschreiben. Deren Geschwindigkeitskomponenten \bar{v} und \bar{w} werden demzufolge durch die gemittelten Produkte der Störgrößen (engl. „eddy-forcing terms“) auf den rechten Seiten der Gleichungen bestimmt. Hierbei sind die durch atmosphärische Wellen verursachten Impulsflüsse $\overline{v' u'}$, $\overline{w' u'}$ und Wärmeflüsse $\overline{v' \Theta'}$, $\overline{w' \Theta'}$ von besonderer Bedeutung. Im Rahmen dieser Betrachtungsweise werden allerdings die Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Geschwindigkeitskomponenten vernachlässigt und die zonal gemittelten Eulerschen Geschwindigkeiten \bar{v} und \bar{w} entsprechen nicht dem tatsächlichen Massentransport der Luft. Um den Einfluss der Störgrößen auf die Grundströmung zu untersuchen, definierten Andrews und McIntyre (1976) die residuale mittlere Meridionalzirkulation $(0, \bar{v}^*, \bar{w}^*)$ mit den Komponenten:

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{1}{\rho_0} \partial_z \left(\frac{\rho_0 \overline{v' \Theta'}}{\partial_z \bar{\Theta}} \right) , \quad (2.28)$$

$$\bar{w}^* = \bar{w} - \frac{1}{a \cos \phi} \partial_\phi \left(\frac{\cos \phi \overline{v' \Theta'}}{\partial_z \bar{\Theta}} \right) . \quad (2.29)$$

Nach Formel (2.29) ergibt sich die neue Vertikalgeschwindigkeit \bar{w}^* als genau der Anteil der mittleren Eulerschen Geschwindigkeit \bar{w} , dessen Beitrag zur adiabatischen Temperaturänderung nicht durch die Wärmeflussdivergenz aufgehoben wird. Setzt man die residualen Geschwindigkeiten in die gemittelten Eulerschen Gleichungen ein, so ergeben sich die

Transformierten Eulerschen Gleichungen mit den Unbekannten \bar{u} , \bar{v}^* , \bar{w}^* , $\bar{\Theta}$ und $\bar{\Phi}$:

$$\partial_t \bar{u} + \bar{v}^* \left(\frac{\partial_\phi (\bar{u} \cos \phi)}{a \cos \phi} - f \right) + \bar{w}^* \partial_z \bar{u} - \bar{X} = \frac{\nabla \cdot \mathbf{F}}{\rho_0 a \cos \phi}, \quad (2.30)$$

$$\bar{u} \left(f + \frac{\bar{u} \tan \phi}{a} \right) + \frac{\partial_\phi \bar{\Phi}}{a} = G, \quad (2.31)$$

$$\partial_z \bar{\Phi} - H^{-1} R \bar{\Theta} e^{-\kappa z/H} = 0, \quad (2.32)$$

$$\frac{\partial_\phi (\bar{v}^* \cos \phi)}{a \cos \phi} + \frac{\partial_z (\rho_0 \bar{w}^*)}{\rho_0} = 0, \quad (2.33)$$

$$\partial_t \bar{\Theta} + \frac{\bar{v}^* \partial_\phi \bar{\Theta}}{a} + \bar{w}^* \partial_z \bar{\Theta} - \bar{Q} = -\frac{1}{\rho_0} \partial_z \left(\frac{\rho_0}{a} \frac{\partial_\phi \bar{\Theta}}{\partial_z \bar{\Theta}} \bar{v}' \bar{\Theta}' + \rho_0 \bar{w}' \bar{\Theta}' \right). \quad (2.34)$$

G steht für die Terme, die zu einer Abweichung vom geostrophischen Gleichgewicht führen. Der Vektor $\mathbf{F} = (0, F^{(\phi)}, F^{(z)})$ bezeichnet den Eliassen-Palm-Fluss-Vektor (EP-Fluss-Vektor) mit den Komponenten:

$$F^{(\phi)} = \rho_0 a \cos \phi \left(\frac{\partial_z \bar{u}}{\partial_z \bar{\Theta}} \bar{v}' \bar{\Theta}' - \bar{u}' \bar{v}' \right), \quad (2.35)$$

$$F^{(z)} = \rho_0 a \cos \phi \left(\left(f - \frac{\partial_\phi (\bar{u} \cos \phi)}{a \cos \phi} \right) \frac{\bar{v}' \bar{\Theta}'}{\partial_z \bar{\Theta}} - \bar{u}' \bar{w}' \right). \quad (2.36)$$

Die quasi-geostrophische Darstellung der beiden Komponenten verdeutlicht, dass $F^{(\phi)}$ hauptsächlich ein Maß für den meridionalen Impulsfluss und $F^{(z)}$ hauptsächlich ein Maß für den meridionalen Wärmefluss ist. Die Divergenz des EP-Flusses lässt sich darstellen als:

$$\nabla F = \frac{\partial_\phi (F_\phi \cos \phi)}{a \cos \phi} + \partial_z F_z. \quad (2.37)$$

Es handelt sich dabei um eine wichtige diagnostische Größe, welche Wärme- und Impulsflüsse die durch stationäre Wellen entstehen, zusammenfasst. ∇F beschreibt die Wirkungen der Wellenstörungen auf den zonal gemittelten Grundstrom mittels der Gleichung (2.30). Dabei entspricht die Divergenz des EP-Flusses genau der Kraft, die eine Einheitsmasse in zentraler Richtung beschleunigt.

Eine Vereinfachung der TEM-Formeln basierend auf der Analyse der Größenordnungen aller einzelnen Summanden, ergibt das Gleichungssystem:

$$f \bar{v}^* = \partial_t \bar{u} - \frac{\nabla \cdot \mathbf{F}}{\rho_0 a \cos \phi}, \quad (2.38)$$

$$f \bar{u} = -\frac{\partial_\phi \bar{\Phi}}{a}, \quad (2.39)$$

$$\partial_z \bar{\Phi} - H^{-1} R \bar{\Theta} e^{-\kappa z/H} = 0, \quad (2.40)$$

$$\frac{\partial_\phi (\bar{v}^* \cos \phi)}{a \cos \phi} + \frac{\partial_z (\rho_0 \bar{w}^*)}{\rho_0} = 0, \quad (2.41)$$

$$\partial_t \bar{\Theta} + \bar{w}^* \partial_z \bar{\Theta} = \bar{Q}, \quad (2.42)$$

mit dem vereinfachten EP-Fluss:

$$F^{(\phi)} = -\rho_0 a \cos \phi \overline{\phi u' v'} , \quad (2.43)$$

$$F^{(z)} = \rho_0 a \cos \phi \frac{\overline{v' \Theta'}}{\partial_z \overline{\Theta}} . \quad (2.44)$$

Sobald die Divergenz des EP-Flusses ungleich Null ist, kommt es zu einer Wechselwirkung zwischen Wellen und Grundströmung, wie Gleichung (2.38) verdeutlicht. Die Formel zeigt, dass bei Konvergenz ($\nabla F < 0$) eine Beschleunigung nach Westen folgt, während sich bei Divergenz ($\nabla F > 0$) eine Beschleunigung nach Osten einstellt. Im Fall der winterlichen Stratosphäre mit geostrophischen Windverhältnissen führt der Impulsübertrag der Welle zu einer Abschwächung des Westwindes. Damit wird das Kräftegleichgewicht zwischen Druckgradientenkraft und Corioliskraft gestört und die Luft in Richtung Norden beschleunigt, bis sich ein erneutes Gleichgewicht einstellt. Sobald der Impulsübertrag (engl. „wave drag“) eine meridionale Geschwindigkeitskomponente $\overline{v^*}$ erzeugt, folgt aus dem Übersichten der Luft in polaren Breiten eine adiabatische Kompression der Luftmassen. Dadurch entfernen sich die aktuellen Temperaturen von den Strahlungsgleichgewichtstemperaturen und erzwingen Nettoheizraten ungleich Null, wie Gleichung (2.42) beschreibt. Im Vergleich zu den Zeitskalen der Wellenaktivitäten, ist die Strahlungs-Relaxationszeit (siehe Gleichung(2.46)) relativ lang.⁸ Deshalb findet man klare Abweichungen der tatsächlich beobachteten Temperaturfelder von den Strahlungsgleichgewichtstemperaturen.

Eliassen und Palm (1961) zeigten für konservative lineare planetarische Wellen mit konstanter Amplitude, dass, falls diabatische Effekte und Reibungskomponenten gleich Null sind ($X = Y = Q = 0$), die Divergenz des Eliassen-Palm Flusses verschwindet ($\nabla F \equiv 0$).⁹ Für die aufgezählten Voraussetzungen und deren Konsequenz $\nabla F = 0$ sowie passende Randbedingungen ergibt sich aus den TEM-Gleichungen die Schlussfolgerung:

$$\partial_t \overline{u} = \partial_t \overline{\Theta} = \overline{v^*} = \overline{w^*} = 0 .$$

Der Zusammenhang verdeutlicht, dass konservative lineare Wellen mit konstanter Amplitude nicht zur Beschleunigung des Grundstromes beitragen und wird deshalb als Nichtbeschleunigungstheorem (Charney und Drazin, 1961) bezeichnet. Diese Erkenntnis ist keinesfalls ersichtlich aus den eigentlichen untransformierten Eulerschen Gleichungen. Die Störterme in den EM-Formeln (2.23)-(2.24) verschwinden nicht, falls die Bedingung $\nabla F = 0$ gilt, sondern induzieren eine zonal gemittelte Eulersche Zirkulation ($\overline{v}, \overline{w}$). Da bereits aus der TEM-Formulierung klar ist, dass in diesem Fall kein Nettomassentransport existiert, entsteht diese Zirkulation allein als Ergebnis des zonalen Mittelungsprozesses. Mathematisch gesehen balancieren sich hier die Beschleunigung des Grundstromes aufgrund der Impuls- und Wärmeflusskonvergenzen sowie die durch die Corioliskraft der Eulerschen Zirkulation hervorgerufene Beschleunigung exakt aus und haben keinen Einfluss auf den Grundstrom. Diese Eigenschaft ist auch als Nichtwechselwirkungstheorem bekannt. Die Schwierigkeiten, die sich aus der sogenannten Wirbel-Grundstrom-Aufhebung ergeben, verdeutlichen, warum das Eulersche Mittel ungeeignet ist, deren Interaktionen zu beschreiben. Sie motivieren die Verwendung des mathematischen Formalismus der TEM, um die wechselseitige Beziehung zwischen den Wirbelgrößen und dem zonal gemittelten Grundstrom zu erschliessen.

⁸Sie beträgt bei 80° N ungefähr 100 Tage auf 20 km Höhe und ungefähr 20 Tage auf 40 km Höhe (Garcia und Boville, 1994).

⁹Dieser Zusammenhang wurde später unter Einbeziehung transienter Wellen, diabatischer Effekte und Reibungskomponenten zum generalisierten Eliassen-Palm Theorem erweitert.

Die meridionale Zirkulation, basierend auf dem TEM-Formalismus, wird als Residualzirkulation bezeichnet. Dieser Begriff wird im weiteren Verlauf der Arbeit verwendet.

2.4.3 Die diabatische Zirkulation

Ein weiterer Ansatz das meridionale Zirkulationsmuster zu berechnen und dabei die Wirbel-Grundstrom-Aufhebung zu vermeiden, ist die sogenannte diabatische Zirkulation. Sie basiert auf der thermodynamischen Gleichung und der Kontinuitätsgleichung, wobei der wirbelinduzierte Wärmefluss per Konstruktion vernachlässigt wird. Somit werden die von gemittelten vertikalen Bewegungen verursachten adiabatischen Temperaturänderungen durch strahlungsbedingtes Heizen wieder ausgeglichen.

Ein Versuch die globale Meridionalzirkulation unter Ausnutzung dieser dynamischen und diabatischen Mechanismen zu berechnen, wurde erstmals von Murgatroyd und Singleton (1961) durchgeführt. Aus der beobachteten Verteilung von atmosphärischen Gasen und den gemessenen Temperaturfeldern ermittelten sie strahlungsbedingte Heizraten der mittleren Atmosphäre. Wie bereits in Abschnitt 2.1 gezeigt, sind die globalen, jahreszeitlichen Mittel dieser Heizraten ungleich Null. Die diabatischen Erwärmungsraten müssen durch vertikale Bewegungen und damit verbundene adiabatische Temperaturänderungen wieder ausgeglichen werden (siehe thermodynamische Energiegleichung 2.27). Basierend auf diesem Prinzip und den berechneten Nettoheizraten erstellten Murgatroyd und Singleton (1961) eine Abschätzung der meridionalen Zirkulation mit aufsteigenden Bewegungen in der tropischen Tropopause, Absinken in der polaren Stratosphäre und einem starken Transport vom Sommer- zum Winterpol in der Mesosphäre. Die meridionale Komponente der Zirkulation benötigt in der rotierenden Erdatmosphäre ein anhaltendes Drehmoment, um die Luftpakete über Flächen konstanten Drehimpulses zu bewegen. Die Autoren bemerkten, dass die notwendige Drehimpulserhaltung des Systems durch ihre schematische, strahlungsangetriebene Darstellung der Zirkulation nicht gegeben war. Dieser Widerspruch erklärt sich daraus, dass alle diabatischen Heizraten durch adiabatische Bewegungen ausgeglichen werden müssen. Hierbei handelt es sich aber nur um eine diagnostische Beziehung für die Vertikalbewegungen der Zirkulation, die nicht deren gesamten Antrieb erklärt.

Es soll in diesem Zusammenhang hervorgehoben werden, dass es sich bei den bisher erwähnten, von Null abweichenden Nettoheizraten (siehe z.B. Abschnitt 2.1.3) nicht um vorherbestimmte Heizraten handelt, welche die dynamischen Transportprozesse in der Stratosphäre herbeiführen. Das wird anhand einer stark vereinfachenden Modellrechnung klar, welche die diabatische Heizrate Q an einem Punkt \mathbf{x} als Funktion der Temperatur T betrachtet.¹⁰ Es sei T_r das Temperaturfeld im Strahlungsgleichgewicht, mit $Q(T_r(\mathbf{x})) = 0$ per Definition. Für eine geringe Abweichung ΔT von der Strahlungsgleichgewichtstemperatur gilt:

$$Q(T) = Q(T_r + \Delta T) \approx Q(T_r) + \Delta T \left. \frac{\partial Q}{\partial T} \right|_{T=T_r} = \Delta T \left. \frac{\partial Q}{\partial T} \right|_{T=T_r} = -c_p \frac{\Delta T}{\tau_r}, \quad (2.45)$$

mit der Strahlungs-Relaxationszeit:

$$\tau_r = -c_p \left(\left. \frac{\partial Q}{\partial T} \right|_{T=T_r} \right)^{-1}. \quad (2.46)$$

¹⁰ Andere Variablen, wie z.B. die Verteilung der Spurenstoffe, von denen Q nach den Strahlungstransportrechnungen in Abschnitt 2.1.2 abhängig ist, werden für dieses stark vereinfachende Modell vernachlässigt.

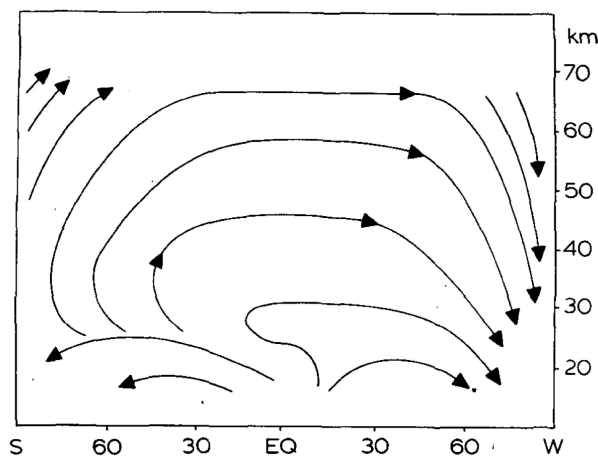


Abbildung 2.17: Stromlinien der gemittelten Lagrangeschen Geschwindigkeit (Dunkerton, 1978).

Gleichung (2.45) ist eine Form der sogenannten Newtonschen Abkühlungsregel und zeigt, dass die diabatische Heizrate proportional und entgegengesetzt im Vorzeichen zu der Abweichung der aktuellen Temperatur von der Strahlungsgleichgewichtstemperatur ist. Der diabatische Prozess bewirkt also eine Annäherung der Temperatur an die Strahlungsgleichgewichtstemperatur. Es muss demgegenüber ein dynamischer Prozess existieren, der die Atmosphäre vom Strahlungsgleichgewicht entfernt und somit eine Nettoheizrate ungleich Null erzwingt.

Dunkerton (1978) entdeckte, dass die diabatische Zirkulation repräsentativ für die Nettomassenbewegung in der Stratosphäre und Mesosphäre ist. Abb. 2.17 zeigt die Stromlinien der von ihm ermittelten Lagrangeschen Geschwindigkeiten¹¹ die sehr ähnlich sind zu einer Darstellung basierend auf der Arbeit von Murgatroyd und Singleton (1961). Wie Andrews (1987) bemerkte, stellt die diabatische Zirkulation eine sehr gute Approximation für die residualen Geschwindigkeiten (\bar{v}^* , \bar{w}^*) dar. Nach dem heutigen Wissensstand existieren kaum signifikante Unterschiede zwischen residualer und diabatischer Zirkulation. Man sollte aber beachten, dass für die rein diagnostische Berechnung der diabatischen Zirkulation die Temperaturverteilung a priori bekannt sein muss, und sich eine vollständige konsistente meridionale Zirkulation nur ergibt, wenn die Drehimpulserhaltung gemeinsam mit der thermodynamischen Gleichung und der Kontinuitätsgleichung betrachtet wird.

2.4.4 Stratosphärenerwärmungen

Starkes Wellenbrechen führt zu einer starken Residualzirkulation, die mit dem Abbremsen der Westwindströmung und einer adiabatischen Erwärmung verbunden ist. Im Fall von besonders starker Wellenaktivität sind die Erwärmungen deutlich ausgeprägt und es kann zu einer großräumigen Zirkulationsumstellung kommen. Diese meteorologischen Erscheinungen werden als Stratosphärenerwärmungen (Scherhag, 1952) bezeichnet. Die Zirkulationsstörungen führen im Polarwirbel zu einer deutlichen Abschwächung der Abgeschlossenheit und zu

¹¹Im Lagrangeschen Mittelungsprozess werden die horizontalen Mittel nicht entlang von Breitenkreisen sondern entlang von Trajektorien gebildet und repräsentieren somit die Nettomassenbewegung. Dieser mathematisch elegante und physikalisch aussagekräftige Ansatz von Andrews und McIntyre (1978), kann aufgrund technischer Probleme nicht für Wellenstörungen mit großen Amplituden eingesetzt werden (McIntyre, 1980).

einem Temperaturanstieg, nach deren Ausmaß sie in verschiedene Kategorien eingeordnet werden (z.B. Labitzke, 1999).

„Major Midwinter Warming“

Unter einer großen winterlichen Erwärmung (engl. „Major Midwinter Warming“) versteht man einen starken Temperaturanstieg im Polargebiet im Januar oder Februar. Er führt zu einer Umkehr des winterlichen Temperaturgradienten und zu einer Zirkulationsumstellung von West- auf Ostwinde im 10-hPa-Niveau und darunter zwischen 60° und 90° N. Dieser Zusammenbruch des Polarwirbels verschiebt dessen Zentrum in Regionen südlich vom 65. Breitenkreis und führt oft zu einer Teilung des Wirbels. Abb. 2.18 illustriert die große Stratosphärenerwärmung im Januar/Februar 1991 anhand der zeitlichen Entwicklung der geopotenziellen Höhe auf dem 10-hPa-Niveau. Der zu Beginn stark ausgeprägte Trichter des Polarwirbels reduziert im Laufe der Erwärmung seinen Höhenunterschied zu der Antizyklone um fast die Hälfte. Im Gegensatz zur finalen Erwärmung erholt sich der Polarwirbel und eine abgeschwächte Winterzirkulation etabliert sich wieder.

„Minor Warming“

Eine kleine Erwärmung (engl. „Minor Warming“) ist durch einen intensiven Temperaturanstieg von mehr als 30 K in einer Woche gekennzeichnet. Dies kann unter Umständen zu einer Umkehr des Temperaturgradienten führen. Es tritt zwischen dem Pol und 60° N keine Umstellung der Zirkulation auf.

„Canadian Warming“

Die kanadische Erwärmung (engl. „Canadian Warming“) entsteht durch eine Verschiebung des Aläutenhochs in Richtung Pol und tritt oft im Frühwinter auf. Es kann kurzfristig zu einer Umkehr des Temperaturgradienten oder des Windes kommen, aber im Gegensatz zu einer großen Erwärmung erfolgt kein Zusammenbruch des Polarwirbels.

„Final Warming“

Als finale Erwärmung (engl. „Final Warming“) bezeichnet man die Umstellung der winterlichen Westwindzirkulation zur Sommerzirkulation. Der Zeitpunkt der erfolgten Umstellung findet in der Nordhemisphäre im Mittel etwa zwei Monate früher als in der Südhemisphäre statt. Die zwischen-jährliche Variabilität des Zeitpunktes der Umstellung ist im arktischen Winter stärker ausgeprägt (Waugh et al., 1999).

Abgeschlossenheit des Wirbels

Der Zusammenbruch des Wirbels, verursacht durch die finale Erwärmung oder eine starke Erwärmung, ermöglicht die Durchmischung von Luft aus mittleren Breiten mit Luftmassen aus dem Polarwirbel. Angeregt durch das Brechen planetarischer Wellen am Rand des Polarwirbels kann es zu Intrusionen oder auch Extrusionen von Luftmassen in oder auch aus dem Polarwirbel kommen. Zahlreiche Untersuchungen beschäftigen sich mit der Abgeschlossenheit des Polarwirbels für einzelne Winter in der Nordhemisphäre. (Norton, 1994; Appenzeller and Holton, 1997; Haynes and Shuckburgh, 2000) Eine langjährige Klimatologie für alle nordhemisphärischen Winter existiert jedoch nicht. In dynamisch ungestörten Situationen kann der Wirbel als eine gut isolierte Einheit, die von den Mischungsprozessen innerhalb der Wellenbrecherzone durch die Polarwirbelbarriere abgegrenzt ist, betrachtet werden.

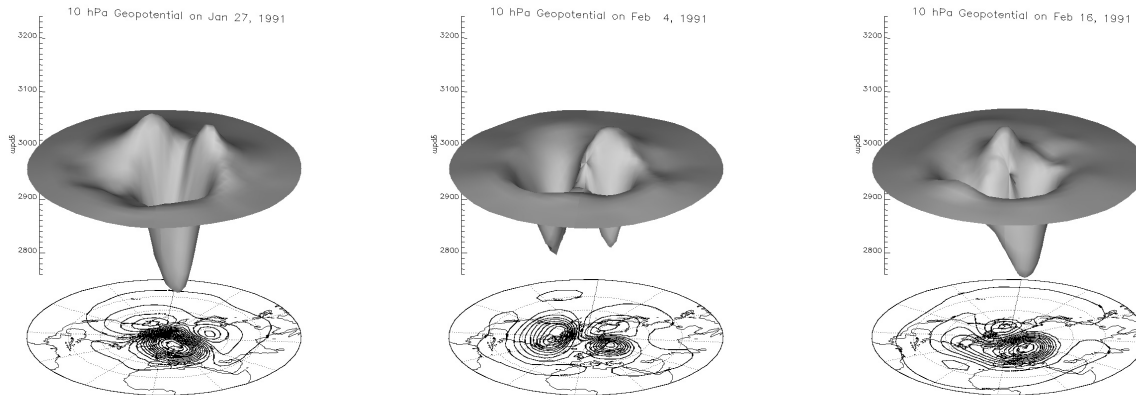


Abbildung 2.18: Zeitliche Entwicklung der großen Stratosphärenenerwärmung im Januar/Februar 1991 anhand der geopotenziellen Höhe [gpdam] auf dem 10-hPa-Niveau für die Zeitpunkte 27. Januar (links), 4. Februar (Mitte) und 16. Februar (rechts) (Marquardt, 1998).

2.4.5 Das Alter der Luft

Die Verweildauer der Luftmassen in der Stratosphäre wird durch die Geschwindigkeit der Residualzirkulation sowie durch die Mischungsprozesse innerhalb der Wellenbrecherzone und über Transportbarrieren hinweg beeinflusst. Um diese Verweildauer zu quantifizieren, benutzt man das Konzept des „Alters der Luft“. Zu diesem Zweck geht man von der Annahme aus, dass sich jede Luftmasse in der Stratosphäre aus einer Anzahl von Komponenten (Luftpakete) zusammensetzt, die verschiedene Wege von der Troposphäre zum jetzigen Punkt zurückgelegt haben können. Das Altersspektrum ist die Verteilung der Verweildauer der einzelnen Komponenten in der Stratosphäre und als Alter der Luft (engl. „mean age of air“) bezeichnet man den ersten Erwartungswert des Altersspektrums. Eine formale Definition ist in der Arbeit von Hall und Plumb (1994) gegeben.

Die Spurengase in der Stratosphäre weisen, auch bei verschiedenen Positionen ihrer chemischen Quellen und Senken (z.B. CH_4 und HF), aufgrund der stratosphärischen Transportprozesse sehr ähnlich geformte Isoplethen auf (z.B. Plumb, 2002). Der folgende kurze Überblick beschreibt die globale Verteilung der Stoffe, welche sich besonders deutlich für die jeweilige Winter-Frühlings-Hemisphäre ergibt. In den Subtropen existiert ein starker horizontaler Gradient in den Mischungsverhältnissen der Gase, die sogenannte subtropische Transportbarriere. An diese schliessen sich in mittleren Breiten relativ flache Isoplethen der Spurenstoffe und der potenziellen Vorticity an, die aufgrund der Durchmischung innerhalb der Wellenbrecherzone entstehen. Aus der Struktur des Polarwirbels resultiert als Begrenzung der Zone starker Durchmischung ein zweites Maximum des Gradienten bei ungefähr 60° nördlicher bzw. südlicher Breite. Der horizontale Gradient über der jeweils gesamten Hemisphäre entsteht durch den Luftmassentransport mit der Residualzirkulation. Falls das Gas eine troposphärische Quelle und eine stratosphärische Senke besitzt (wie z.B. CH_4), ergibt sich ein äquatorwärts gerichteter Gradient und für Gase mit troposphärischen Senken und stratosphärischen Quellen (wie z.B. HF) erhält man einen polwärts gerichteten Gradienten. Aufgrund der Brechung planetarer Wellen, schwächen die kleinskaligen, meridionalen Durchmischungsprozesse in mittleren Breiten dort den Gradienten der Isoplethen. Während sie ihn im Bereich der Transportbarrieren stärken.

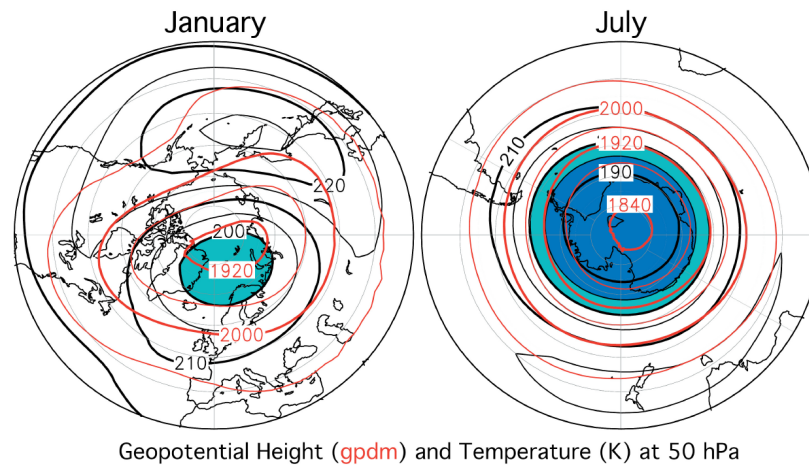


Abbildung 2.19: Monatsmittelkarten der 50-hPa-Temperaturen [K] (schwarz Konturen) und der 50-hPa-Höhen [gpdam] (rote Konturen) für Januar auf der Nordhemisphäre (links) und Juli auf der Südhemisphäre (rechts) basierend auf der 19 Jahre langen Datenreihe vom UKMO. Die hellblau eingefärbte Fläche ist kälter als 200 K, dunkelblau kälter als 195K (Scaife et al., 2000).

2.4.6 Auswirkungen der Residualzirkulation auf Ozon

Eine stark ausgebildete Residualzirkulation beeinflusst die Ozonwerte innerhalb des Polarwirbels auf zwei Arten. Zum einen kommt es durch hohe Wellenaktivität zum ausgeprägten Transport der ozonreichen Luft in den Wirbel. Zum anderen stört die mit der Wellenaktivität verbundene adiabatische Kompression die tiefen Temperaturen des Polarwirbels und erschwert somit die Voraussetzungen zur Bildung von PSCs. Eine weniger ausgeprägte chemische Ozonzerstörung innerhalb des Wirbels ist die Folge. Das Gegenteil gilt für schwache Wellenaktivitäten. Hier wird weniger Ozon in den Wirbel transportiert. Außerdem begünstigen die sich einstellenden tiefen Temperaturen das Potenzial zur PSC-Bildung. Der allgemeine Zusammenhang zwischen der Residualzirkulation und der Ozonverteilung in der arktischen Stratosphäre wird durch eine hohe Korrelation zwischen dem EP-Fluss und der Ozongesamtsäule im Winter und Frühling untermauert (Fusco und Salby, 1999; Randel et al. 2002b).

Im nord- und südhemisphärischen Winter ist die Residualzirkulation unterschiedlich stark ausgeprägt, was nach den eben beschriebenen Mechanismen eine Auswirkung auf die Ozonverteilung hat. Abb. 2.19 zeigt die unterschiedliche Form und Lage des Polarwirbels in beiden Hemisphären anhand von Höhen- und Temperaturkarten. In Abb. 2.20 wird die interannuale Variabilität der nord- und südhemisphärischen Temperaturen mittels der Abweichungen der Minimum- und Maximum-Temperatur vom langzeitlichen Mittel illustriert. Die Unterschiede zwischen den beiden Hemisphären werden mit Hilfe der Abbildungen im Folgenden kurz diskutiert.

Im südhemisphärischen Winter ist die Aktivität der planetaren Wellen wesentlich geringer als in der entsprechenden Jahreszeit auf der Nordhemisphäre. Dieser Umstand resultiert aus der symmetrischen Land-See-Verteilung und der Abwesenheit von großen Gebirgszügen, also der deutlich schwächer ausgeprägten orographischen Anregung planetarer Wellen. Infolgedessen kann sich der antarktische Polarwirbel dynamisch ungestörter entwickeln und wird nicht durch verstärkte Wellenaktivität und damit verbundene meridionale Transporte beeinflusst (z.B. Randel und Newman, 1998). Daher ist das Strömungsmuster des Wirbels

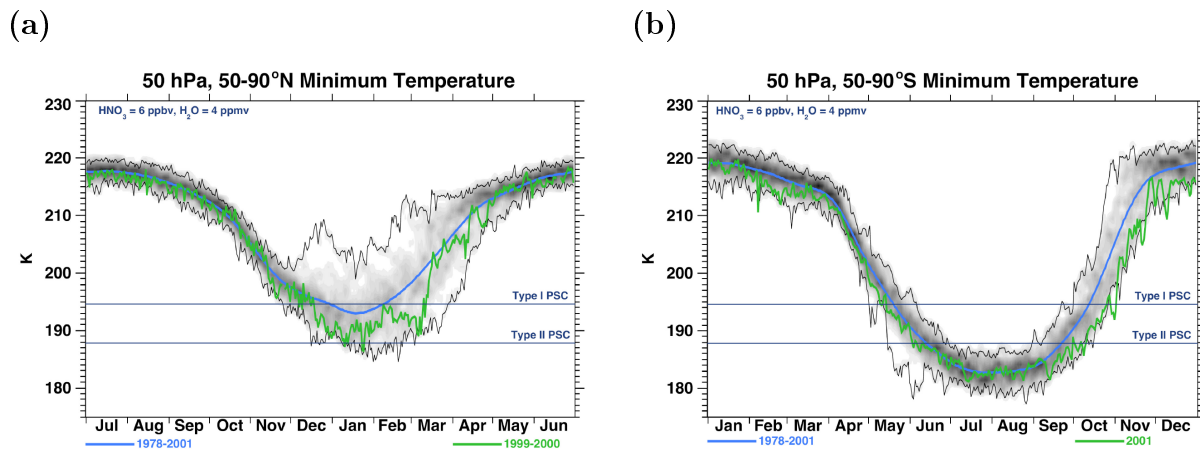


Abbildung 2.20: Verteilung der Minimumtemperaturen auf dem 50-hPa-Niveau für (a) den Bereich $50^\circ - 90^\circ$ N und (b) $50^\circ - 90^\circ$ S. Die blaue Linie entspricht dem Mittel für den Zeitraum 1978-2001, während die dünnen schwarzen Linien die minimalen und maximalen Werte darstellen. Die grüne Linie entspricht den Werten des Winters (a) 1999/2000 und (b) 2001, während die horizontalen Linien die Schwellenwerte für die Bildung von PSCs bezeichnen (Scaife et al., 2000).

sehr stabil und zonalsymmetrisch um den Pol verteilt (siehe Abb. 2.19). Die Luft im Wirbel erfährt eine geringfügigere adiabatische Erwärmung durch den vertikalen Ast der Residualzirkulation und kühlt somit stark ab. Dabei wird die zur Entstehung von polaren Stratosphärenwolken notwendige Temperatur unterschritten (siehe Abb. 2.20). In den sehr kalten stabilen Bedingungen des antarktischen Polarwirbels erfolgt in jedem Winter eine intensive chemische Ozonzerstörung durch die katalytischen Abbaureaktionen.

Im Gegensatz dazu liegt der arktische Wirbel im Mittel nicht zentral über dem Pol. Er ist meistens aufgrund des Aläutenhochs in Richtung Europa verschoben (siehe 2.19). Infolge der Wellenaktivitäten ist der arktische Wirbel außerdem nicht so tief und kalt wie der antarktische Wirbel. Wie Abb. 2.20 verdeutlicht, wird die kritische Temperatur zur PSC-Partikelbildung in manchen arktischen Winter nur sehr kurz und räumlich begrenzt unterschritten (z.B. Pawson et al., 1995; Pawson und Naujokat, 1999). Das Ausmaß der nordhemisphärischen Wellenaktivitäten und damit auch die Stärke der Residualzirkulation, die polaren Temperaturen und die PSC-Bildung sind von Jahr zu Jahr sehr unterschiedlich. Die Variabilität der arktischen Stratosphäre ergibt sich aus der variablen Stärke des Impulsflusses der aus der Troposphäre kommt (troposphärische Komponente) und aus der variablen meridionalen Ausbreitung des Impulsflusses in der Stratosphäre selbst (stratosphärische Komponente). Es kommt aufgrund der großen Varianz zwischen den einzelnen Jahren nur in einigen Wintern zum intensiven chemischen Ozonabbau. Aber auch ohne den Einfluss der PSCs und der damit verbundenen Ozonzerstörung gibt es, verursacht durch die dynamisch bedingten Unterschiede im Ozontransport, im arktischen Wirbel deutlich mehr Ozon.

Die soeben kurz vorgestellte interannuale Variabilität des vertikalen Astes der Residualzirkulation und deren Einfluss auf die Ozonverteilung in der winterlichen arktischen Stratosphäre, ist der Forschungsschwerpunkt der vorliegenden Arbeit.

Kapitel 3

Das neue Transportmodell

In der vorliegenden Arbeit wird die Lagrangesche Betrachtungsweise genutzt, um die zeitliche Entwicklung der potenziellen Temperatur, nicht an einem festen Ort, sondern entlang des Weges eines ausgewählten Luftpaketes, einer sogenannten Trajektorie, zu betrachten. Die wichtigste Routine des neuen Transportmodells berechnet zu diesem Zweck eine große Anzahl dreidimensionaler, zeitlich rückwärts laufender Trajektorien und wird als rückwärts gerichtetes, einen Bereich füllendes Trajektorienmodell (engl. „reverse domain filling trajectory model“) bezeichnet. Die vertikalen Bewegungen der Luftpakete können mit diabatischen Heizraten oder mit vertikalen Windfeldern angetrieben werden. Das Strahlungstransfermodell zur Berechnung der Heizraten wird in Abschnitt 3.1 und die Trajektorienroutine in Abschnitt 3.2 näher erläutert. Beide gemeinsam ergeben das neue, leistungsstarke Transportmodell, welches in Abhängigkeit von den äußeren Bedingungen zwischen verschiedenen numerischen Ansätzen wechselt, um eine optimale Balance zwischen Genauigkeit und numerischem Aufwand zu erzielen.

3.1 Das Strahlungstransportmodell

Zur Berechnung der strahlungsbedingten Temperaturänderung entlang einer Trajektorie benötigt man das vierdimensionale Feld der Heizraten $Q(\lambda, \phi, p, t)$. Bei Annahme einer planparallelen Atmosphäre ergeben sich die Heizraten in einer senkrechten Säule über dem Gitterpunkt (λ, ϕ) aus der vertikalen Divergenz der Nettostrahlungsflussdichte F nach Gleichung (2.13). Die auf- und abwärts gerichteten Strahlungsflussdichten werden mit einer Version eines Strahlungstransfermodells bestimmt, welches momentan im Analyse- und Vorhersagesystem des Europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersage (engl. „European Centre for Medium Range Weather Forecast“, ECMWF) eingesetzt wird. Das Modell entstammt dem „Integrated Forecasting System“ (IFS), Version „Cycle 25r3“ (siehe IFS DOCUMENTATION auf <http://www.ecmwf.int/research/ifsdocs/CY25r1/>), die am 9. April 2002 operationell in Betrieb genommen wurde. Das Strahlungstransportmodell wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit als unabhängige, frei stehende Routine am Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung (AWI) installiert.

3.1.1 Die langwellige Strahlungsroutine

Die atmosphärischen Heizraten, verursacht durch die Emission und Absorption langwelliger (engl. „long wave“, LW) Strahlung, werden aus der vertikalen Divergenz der langwelligen

Nettostrahlungsflussdichte nach der folgenden Formel bestimmt.

$$\frac{d\Theta_{LW}}{dt} = \frac{g}{c_p} \left(\frac{p_0^\kappa}{p} \right) \frac{\partial F_{LW}}{\partial p} . \quad (3.1)$$

Unter der Annahme einer nichtstreuenden Atmosphäre im thermodynamischen Gleichgewicht berechnet das Modell die langwellige Nettostrahlungsflussdichte F_{LW} als Lösung der Strahlungstransportgleichung. Dazu wird das so genannte „Rapid Radiation Transfer Model“ (RRTM) von Mlawer et al. (1997) eingesetzt. Dieses Modell wurde mit dem Anspruch entwickelt, eine Genauigkeit zu erreichen, die konsistent ist zu der von Linie-für-Linie-Modellen erzielten Genauigkeit und gleichzeitig deutlich weniger Rechenzeit benötigt.

Im Rahmen des RRTM's wird das „correlated k-distribution“ Verfahren genutzt. Das Hauptmerkmal der Methode der korrelierten k-Verteilung (Lacis und Oinas, 1991; Fu und Liou, 1992) ist die Abbildung der Absorptionskoeffizienten $k(\nu)$ ¹ mittels der Vorschrift $k(\nu) \mapsto k(G)$, aus dem spektralen Raum in einen durch die Variable G definierten Raum. Dabei ist $G(k^*)$ für ein beliebiges k^* der Anteil der Absorptionskoeffizienten, die kleiner sind als k^* . Die Funktion $G(k)$ wird als kumulative Wahrscheinlichkeitsverteilung bezeichnet. Die unregelmäßig mit der Wellenzahl ν variierenden Koeffizienten $k(\nu)$ werden durch diese Umsortierung in aufsteigender Reihenfolge neu geordnet. Im Hinblick auf die Strahlungstransportgleichung bewirkt die Abbildung $k(\nu) \mapsto k(G)$ eine Neuordnung der Terme unterhalb des Integrals über die Wellenzahl (siehe Gleichung (2.4) und (2.8)). Somit kann innerhalb eines spektralen Bandes eine geringe Anzahl von Absorptionskoeffizienten ausgewählt werden, die repräsentativ sind für die Koeffizienten des gesamten Bandes. Der Strahlungstransport im Raum der Funktion G wird analog zu Berechnungen in monochromatischen Modellen bestimmt. Das RRTM nutzt zur Festlegung der korrelierten k-Verteilung die vom „Atmospheric and Environmental Research, Inc.“ (AER) Linie-für-Linie-Modell abstammenden Absorptionskoeffizienten. Das langwellige Spektrum des ECMWF-Strahlungstransportmodells ist in 16 Bänder eingeteilt. Im Vergleich zum originalen RRTM von Mlawer et al. (1997) wurden kleine Veränderungen in Bezug auf die optischen Wolkeneigenschaften und die Erdoberflächenemission eingeführt. Die optischen Eigenschaften der Eiswolken stammen von Ebert und Curry (1992), während für die Beschreibung der Wasserwolken die Arbeit von Fouquart (1987) verwendet wurde.

Zur Bestimmung der langwelligen Strahlung berücksichtigt das ECMWF-Modell keinerlei Streuung. Aus diesem Grund ist es möglich, die Integration in vertikaler Richtung zur Bestimmung des abwärts gerichteten Strahlungsflusses am oberen Rand des Modells zu starten, bis zu einer tiefer gelegenen Stufe zu integrieren und von dort das Konzept stufenweise nach unten fortzusetzen. Schließlich werden Emission und Reflexion der Erdoberfläche bestimmt, um dann den aufwärts gerichteten Strahlungsfluss für jede Stufe zu berechnen. Die Heizraten für eine Schicht zwischen zwei solcher Stufen ergeben sich aus der vertikalen Integration der Nettostrahlungsflussdichte nach Gleichung (3.1).

3.1.2 Die kurzwellige Strahlungsroutine

Die Heizraten, basierend auf der Absorption und Streuung kurzwelliger (engl. „short wave“, SW) Strahlung, berechnen sich nach der Vorschrift:

$$\frac{d\Theta_{SW}}{dt} = \frac{g}{c_p} \left(\frac{p_0^\kappa}{p} \right) \frac{\partial F_{SW}}{\partial p} \quad (3.2)$$

¹Die Absorptionskoeffizienten an dieser Stelle entsprechen $\alpha_{a,\nu}$ aus Abschnitt 2.1 und sollen im Rahmen der korrelierten k-Verteilung mit $k(\nu)$ bezeichnet werden.

aus der vertikalen Divergenz der kurzwelligen Nettostrahlungsflussdichte F_{SW} . Diese wird entsprechend der Gleichung (2.9) bestimmt als

$$F_{SW}(\delta) = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} \mu L_\nu(\delta, \mu, \phi) d\mu d\phi d\nu . \quad (3.3)$$

Dabei bezeichnet δ die optische Dichte. Die entsprechende Routine des ECMWF-Modells wurde ursprünglich von Fouquart und Bonnel entwickelt (1980). Sie ermittelt die Strahldichte L_ν aus der Lösung der Strahlungstransportgleichung (2.4), die im Bereich des kurzwelligen Spektrums ohne den Emissionsterm auftritt. Dabei ist es aufgrund der so genannten Photon-Weglängen-Verteilungs-Methode möglich, die Parametrisierung der Streuungsprozesse von der Parametrisierung der molekularen Absorption zu trennen. Anschließend besteht die Notwendigkeit, die Strahlungsflüsse über dem gesamten kurzwelligen Spektrum zwischen 0.2 und 4 μm zu integrieren.

Zur Lösung der Strahlungstransportgleichung und zur Ausführung der vertikalen Integration wird das solare Spektrum in einzelne Intervalle aufgeteilt, in welchen die Eigenschaften der molekularen Absorption, die optischen Wolkeneigenschaften und die Reflexion durch die Erdoberfläche als konstant betrachtet werden. Von Juni 2000 bis April 2002 besaß das ECMWF-Modell vier Intervalle im kurzwelligen Spektrum: ein Intervall im Bereich der sichtbaren Strahlung (0,2 - 0,69 μm) und drei Teilintervalle im Bereich der Infrarotstrahlung (0,69 - 1,19 - 2,38 - 4,00 μm). Die molekularen Absorptionskoeffizienten der atmosphärischen Gase O_3 , H_2O , CO_2 , CH_4 , N_2O , CCl_3F und CCl_2F_2 stammen von statistischen Modellierungen der Transmissionsfunktion. Die Koeffizienten wurden mit Hilfe von spektroskopischen Parametern bestimmt, welche von der „High-resolution Transmission Molecular Absorption Database“ (HITRAN) bereitgestellt werden. Im April 2002 kam es zu einer Neuberechnung aller molekularen Absorptionskoeffizienten basierend auf dem kurzwelligen Linie-für-Linie-Modell von Dubuisson (1996) und den spektroskopischen Daten von „The Hitran Atmospheric Workstation“ (HAWKS). In diesem Zusammenhang wurde der kurzwelligste Bereich nochmals in drei Intervalle eingeteilt: zwei Intervalle (0,2 - 0,25 - 0,4 μm) im Bereich der UV-Strahlung und ein Intervall (0,4 - 0,69 μm) im Bereich der sichtbaren Strahlung. Somit besitzt das Modell insgesamt sechs spektrale Intervalle, innerhalb derer auch die Aerosol- und Wolkeneigenschaften definiert werden. Der zweite Parameter stammt wie im Fall der langwelligen Strahlung von Ebert und Curry (1992) bzw. Fouquart (1987).

3.2 Die Trajektorienroutine

Jedes Luftteilchen in einem Strömungsfeld \mathbf{u} wird entlang eines Pfades bewegt und verändert dabei seine Position $\mathbf{x}(t)$ entsprechend der Gleichung:

$$d\mathbf{x}(t)/dt = \mathbf{u}(\mathbf{x}(t), t) . \quad (3.4)$$

Der Pfad des Luftpartikels wird in der Meteorologie als Trajektorie (lat. für Bahnkurve) bezeichnet und ergibt sich als Lösung der Differenzialgleichung (3.4). Unterliegen die Strömungen zeitlichen Veränderungen, so sind die Trajektorien nicht identisch mit den Stromlinien² und können sehr komplexe Strukturen aufweisen. Jede Trajektorie enthält den Eintrag, der vom Luftpaket durchlebten lokalen Konditionen und kann genutzt werden, um die physikalische und chemische Entwicklung des Luftpaketes nachzuvollziehen. Aus diesem Grund haben

²Stromlinien sind tangentielle Linien an das Windfeld auf einem bestimmten Niveau und zu einem bestimmten Zeitpunkt.

sich Trajektorien zu einem sehr wichtigen meteorologischen Analysewerkzeug entwickelt. In Abb. 3.1 zeigt die gestrichelt Kurve das Beispiel einer Trajektorie $\mathbf{x}(t)$. Die Funktionswerte für die Zeitpunkte $t_0, t_1, t_2, t_{n-1}, t_n$ und t_{n+1} sind als schwarze Kreise dargestellt.

Trajektorien sind durch das Strömungsfeld nur indirekt gegeben und die Aufgabenstellung, eine konkrete Trajektorie zu berechnen, lässt sich als Anfangswert-Problem (AWP) formulieren. Das entspricht in der hier verwendeten Notation der Problemstellung, die Funktion $\mathbf{x}(t)$ für beliebige Zeitpunkte t aus der Differenzialgleichung (3.4) und dem Anfangswert $\mathbf{x}_0 = \mathbf{x}(t_0)$, dem sogenannten Startpunkt der Trajektorie, zu bestimmen. Da der Windvektor auf einem diskreten Gitter vorliegt, ist es nicht möglich die Lösung dieses Problems in geschlossener analytischer Form anzugeben. Stattdessen kann mit Hilfe numerischer Methoden eine hinreichend genaue Näherung der Funktion $\mathbf{x}(t)$ bestimmt werden. Numerische Lösungsverfahren des AWP basieren auf der Idee, die in Gleichung (3.4) auftretende Ableitung durch Differenzenquotienten zu ersetzen und berechnen auf diesem Weg Approximationen der exakten Trajektorie. Die durchgezogene Kurve in Abb. 3.1 zeigt eine solche numerische Näherungslösung der Trajektorie $\mathbf{x}(t)$.

Die Routine des neuen Transportmodells verfügt über drei numerische Lösungsverfahren, die in Abschnitt 3.2.1 vorgestellt werden. Einzelheiten zur Realisierung des horizontalen Integrationsschrittes finden sich in Abschnitt 3.2.2, während der vertikale Integrationsschritt in 3.2.3 erläutert wird. Die in den drei Abschnitten vorgestellten Möglichkeiten mit dem neuen Transportmodell Trajektorien zu berechnen, werden in 3.2.4 zusammengefasst.

3.2.1 Die numerischen Verfahren

Allgemeine numerische Einschrittverfahren zur Lösung des AWP berechnen die Position des Luftpaketes zum Zeitpunkt t_1 aus dem Startwert der Trajektorie $\mathbf{x}(t_0)$ und der ersten Ableitung der Funktion $\mathbf{x}(t)$ im Intervall $[t_0, t_1]$. Die numerisch bestimmte Position des Luftpaketes weicht geringfügig von der tatsächlichen Position ab und soll mit \mathbf{x}_1 bezeichnet werden, um sie von dem exakten Wert $\mathbf{x}(t_1)$ zu unterscheiden. Das Verfahren berechnet nun sukzessive eine Approximation der Trajektorie, wobei die numerische Lösung zum Zeitpunkt t_{n+1} aus dem numerischen Wert zum Zeitpunkt t_n und der Ableitung aus Differenzialgleichung (3.4) bestimmt wird. Die Frage, an welcher Position im Intervall $[t_n, t_{n+1}]$ die Ableitung ausgewertet wird, unterscheidet die einzelnen numerischen Integrationsverfahren voneinander und wird später am Beispiel der hier verwendeten einschrittigen Verfahren ausführlich erläutert. Abb. 3.1 illustriert in der rechten oberen Bildhälfte den $(n + 1)$ -ten Integrationsschritt, der ausgehend von \mathbf{x}_n den Wert \mathbf{x}_{n+1} berechnet. Die gepunktet eingezeichnete Linie zwischen den beiden Werten entspricht dem numerisch bestimmten Trajektorienstück für das Zeitintervall $[t_n, t_{n+1}]$. Dieses stellt eine Approximation des echten Trajektorienstückes von $x(t_n)$ nach $x(t_{n+1})$ (gestrichelte Linie) dar, da sich in der Realität die Ableitung der Funktion $\mathbf{x}(t)$ kontinuierlich verändert. Alle im Laufe des Verfahrens berechneten Trajektorienstücke zusammengenommen ergeben eine Approximation der Trajektorie. Diese Näherungslösung ist in Abb. 3.1 als durchgezogene Linie eingezeichnet. Verfolgt man den Weg des Luftpaketes rückwärts in der Zeit, so handelt es sich um eine Rückwärtstrajektorie, während die in Zeitrichtung vorwärts laufende Integration Vorwärtstrajektorien erzeugt.

Grundlage der erfolgreichen numerischen Modellierung der Integrationsschritte ist die Bestimmung der meteorologischen Daten an der jeweilig benötigten Position. Da die zur Verfügung stehenden Datenfelder auf einem diskreten Gitter gegeben sind, wird innerhalb der Trajektorienroutine die lineare Interpolation angewendet, um den Windvektor, die Temperatur, die geopotenzielle Höhe und die vom Strahlungsmodell berechnete Heizrate an der

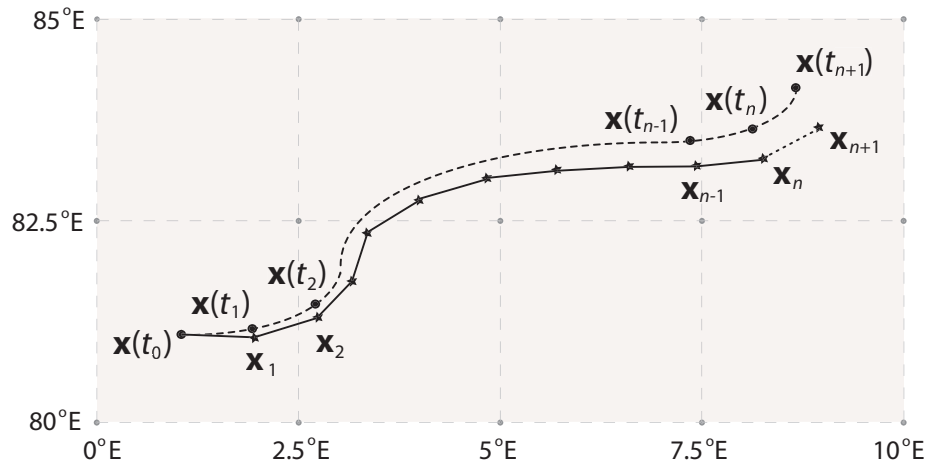


Abbildung 3.1: Die eingezeichnete Kurve entspricht einer Trajektorie $\mathbf{x}(t)$ für das Zeitintervall $[t_0, t_{n+1}]$. Die numerische Approximation der Trajektorie ist als durchgezogene Kurve dargestellt.

Position des Luftpaketes zum jeweils aktuellen Zeitpunkt zu bestimmen. Es wird linear über dem Länge-Breite-Gitter, der Zeitachse und dem Logarithmus des Druckes interpoliert.

Die einzelnen numerischen Lösungsverfahren (z.B. Butcher, 1987; Stoer und Bulirsch, 1973) nutzen eine geeignete Kombination von Differenzenquotienten aus dem Intervall des entsprechenden Integrationsschrittes, um die Ableitung in Gleichung (3.4) zu ersetzen. Zum besseren Verständnis der anschließend vorgestellten Verfahren dient Abb. 3.2, die einen Integrationsschritt mit dem jeweiligen Verfahren im Eindimensionalen illustriert. In Abb. 3.2 (a) ist die dem Beispiel zugrundeliegende eindimensionale Funktion $x(t)$ für das Intervall $[t_n, t_n + h]$ dargestellt. Die Trajektorienroutine des neuen Transportmodells verfügt über drei Integrationsverfahren, welche an dieser Stelle vorgestellt werden.

Das explizite Eulerverfahren

Das explizite Eulerverfahren (z.B. Hairer et al., 1987) ist das einfachste einschrittige Integrationsverfahren. Es berechnet die Trajektorienposition zum Zeitpunkt t_{n+1} aus der Trajektorienposition zum Zeitpunkt t_n und der Ableitung des Ortes nach der Zeit, also dem Geschwindigkeitsvektor \mathbf{u} an der Stelle (\mathbf{x}_n, t_n) :

$$\mathbf{x}_{n+1} = \mathbf{x}_n + h \mathbf{u}(\mathbf{x}_n, t_n). \quad (3.5)$$

Dabei entspricht $h = t_{n+1} - t_n$ dem gewählten Zeitschritt. Bei der Anwendung des expliziten Eulerverfahrens entstehen für alle nichtlinearen Funktionen $\mathbf{x}(t)$ Diskretisierungsfehler der Größenordnung h^2 , da sämtliche höheren Glieder der Taylorentwicklung vernachlässigt werden. Abb. 3.2 (b) illustriert, wie mit Hilfe der Ableitung an der Stelle (\mathbf{x}_n, t_n) die numerische Approximation \mathbf{x}_{n+1} bestimmt wird. Die Problematik wird hier für einen eindimensionalen Fall betrachtet und die Funktion $\mathbf{x}(t)$ mit $x(t)$ sowie $\mathbf{u}(\mathbf{x}_n, t_n)$ mit f_1 bezeichnet.

Das klassische 4-stufige Runge-Kutta-Verfahren

Die Runge-Kutta-Verfahren (z.B. Hairer et al., 1987) bilden eine wichtige Klasse der einschrittigen, numerischen Lösungsverfahren für Anfangswert-Probleme. Die Verfahren beruhen auf dem Ansatz, den entstehenden Diskretisierungsfehler durch eine geeignete Kombination von Differenzenquotienten an weiteren Stützstellen zwischen den beiden Punkten t_n und t_{n+1} so gut wie möglich zu kompensieren. Das historisch älteste Verfahren dieser Gruppe

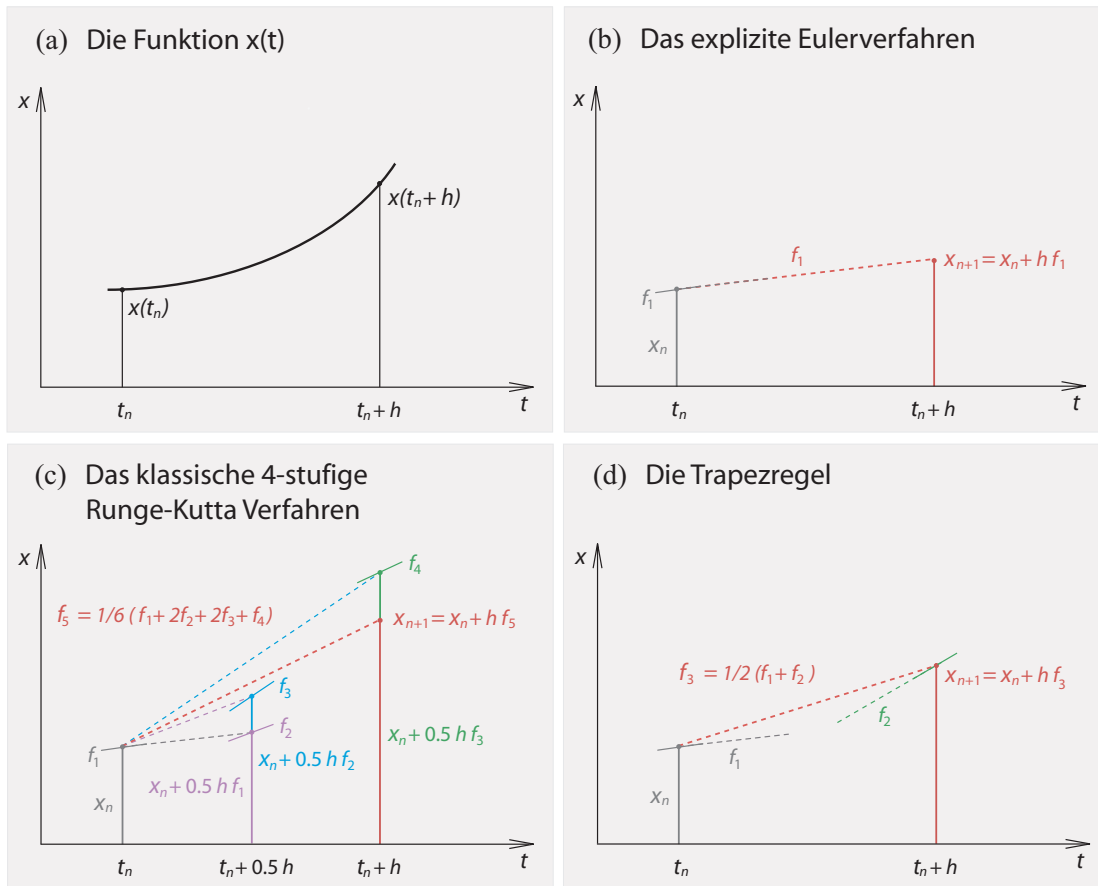


Abbildung 3.2: Die eindimensionale Funktion $x(t)$ ist für das Intervall $[t_n, t_n + h]$ dargestellt (a). Der Integrationsschritt, um basierend auf x_n die Approximation x_{n+1} zu berechnen, wird mit dem expliziten Eulerverfahren (b), dem klassischen 4-stufigen Runge-Kutta-Verfahren (c) oder der Trapezregel (d) durchgeführt. Dabei werden die Ableitungen an den jeweiligen Stützstellen mit f_i bezeichnet. Deren Linearkombination zur Bestimmung von x_{n+1} entspricht jeweils der roten gestrichelt eingezeichneten Linie.

wird als klassische 4-stufige Runge-Kutta-Methode bezeichnet und lautet:

$$\mathbf{x}_{n+1} = \mathbf{x}_n + \frac{1}{6} h (\mathbf{f}_1 + 2\mathbf{f}_2 + 2\mathbf{f}_3 + \mathbf{f}_4) \quad (3.6)$$

mit

$$\begin{aligned} \mathbf{f}_1 &= \mathbf{u}(\mathbf{x}_n, t_n), \\ \mathbf{f}_2 &= \mathbf{u}(\mathbf{x}_n + 0,5h\mathbf{f}_1, t_n + 0,5h), \\ \mathbf{f}_3 &= \mathbf{u}(\mathbf{x}_n + 0,5h\mathbf{f}_2, t_n + 0,5h), \\ \mathbf{f}_4 &= \mathbf{u}(\mathbf{x}_n + h\mathbf{f}_3, t_n + h). \end{aligned}$$

Das Verfahren gehört zu den expliziten Lösungsverfahren, d.h. \mathbf{x}_{n+1} lässt sich direkt durch sukzessives Einsetzen der Ableitungen an den vier Stützstellen berechnen. In Abb. 3.2 (c) sind die vier Stützstellen mit den jeweiligen Ableitungen eingezeichnet. Die Linearkombination der Ableitungen $f_5 = 1/6(f_1 + 2f_2 + 2f_3 + f_4)$ ist als rote gestrichelte Linie dargestellt und wird benutzt, um die Approximation \mathbf{x}_{n+1} zu bestimmen.

Die Trapezregel

Die Trapezregel (z.B. Hairer und Wanner, 1991) ist ein implizites Einschrittverfahren und

gegeben durch die Vorschrift:

$$\mathbf{x}_{n+1} = \mathbf{x}_n + \frac{1}{2} h (\mathbf{u}(\mathbf{x}_n, t_n) + \mathbf{u}(\mathbf{x}_{n+1}, t_{n+1})) . \quad (3.7)$$

Im Gegensatz zu dem expliziten Eulerverfahren oder dem klassischen Runge-Kutta-Verfahren, muss in jedem Integrationsschritt mit Hilfe einer Iteration ein implizites Gleichungssystem gelöst werden, um \mathbf{x}_{n+1} zu berechnen. Der Mittelwert der Ableitungen an den Stellen (\mathbf{x}_n, t_n) und $(\mathbf{x}_{n+1}, t_{n+1})$ entspricht laut diesem Verfahren dem Anstieg zwischen dem Wert \mathbf{x}_n und dem neuen Funktionswert \mathbf{x}_{n+1} (siehe Abb. 3.2 (d)).

Der Diskretisierungsfehler

Die Genauigkeit der jeweiligen Integrationsverfahren lässt sich mit Hilfe der Begriffe des lokalen und globalen Diskretisierungsfehlers klassifizieren (siehe z.B. Schwarz, 1997). Der lokale Fehler τ beschreibt in der Numerik gewöhnlicher Differenzialgleichungen das Produkt aus der reziproken Schrittweite des Verfahrens und der Differenz, die innerhalb eines Integrationsschrittes zwischen exakter und numerischer Lösung entsteht³ ($\tau = (1/h) \cdot |x(t_{k+1}) - x_{k+1}|$). Das Verfahren besitzt die Konsistenzordnung p , falls die Relation $\tau \leq \mathcal{O}(h^p)$ gilt. Die Konsistenzordnung entspricht also der Ordnung, mit welcher der lokale Diskretisierungsfehler mit Reduktion von h gegen Null konvergiert. Im Zuge der Lösung mit einem numerischen Integrationsverfahren entstehen in jedem Schritt lokale Fehler, die sich in ihrer Gesamtheit in komplizierter Weise überlagern und den tatsächlichen Fehler \tilde{g} bestimmen. Dieser so genannte globale Fehler ist nach n Integrationsschritten definiert als $\tilde{g} = x(t_{k+n}) - x_{k+n}$. Falls die Zuwachsfunktion des Verfahrens die Lipschitz-Bedingung (z.B. Schwarz, 1997) erfüllt, so folgt für eine oft genug stetig differenzierbare Funktion, dass lokaler und globaler Diskretisierungsfehler von gleicher Größenordnung sind. In diesem Fall besitzt das Integrationsverfahren die Konvergenzordnung p und es gilt $|x(t_{k+n}) - x_{k+n}| \leq M' h^p$ für ein ausreichend kleines h und eine Konstante M' .

Das explizite Eulerverfahren besitzt die Konsistenz- und Konvergenzordnung 1. Deutlich höher ist hingegen die lokale und globale Fehlerordnung des klassischen 4-stufigen Runge-Kutta-Verfahrens mit $p = 4$. Die implizite Trapezmethode verfügt über sehr vorteilhafte Stabilitätseigenschaften⁴ und ist daher besonders geeignet für Differenzialgleichungssysteme mit unterschiedlich schnell abklingenden Lösungskomponenten. Die globale und lokale Genauigkeitsordnung der Trapezregel entspricht $p = 2$. Da in jedem Integrationsschritt ein nichtlineares Gleichungssystem iterativ gelöst werden muss, reduziert sich trotz günstiger Genauigkeits- und Stabilitätseigenschaften die praktische Bedeutung der impliziten Trapezregel. Besonders die Implementierung der Trapezregel, angewendet auf die Integration in sphärischer Geometrie, ist nicht trivial. In Abschnitt 5.2 werden die drei numerischen Verfahren auf ihre Genauigkeit im Rahmen der Trajektorienbestimmungen verglichen.

Die Abschätzungen der lokalen und globalen Fehler berücksichtigen keine Rundungsfehlerinflüsse. Werden diese in die Überlegungen einbezogen, so ergibt sich im Rahmen der Computerauswertung das Ergebnis \tilde{x}_{k+n} . Der gesamte Fehler dieser numerischen Lösung setzt sich zusammen aus dem globalen Diskretisierungsfehler ($\sim M' h^p$) und dem Rundungsfehler ($\sim 1/h \cdot (\tilde{x}_{k+n} - x_{k+n})$). Bei einer Verkleinerung von h verringert sich der Gesamtfehler bis zu einer optimalen Schrittweite und wächst bei einer weiteren Verkleinerung mit

³Diese Differenz lässt sich schreiben als $x(t_{k+1}) - x_{k+1}$, wobei x_{k+1} die numerische Lösung der AWA nach einem Integrationsschritt ausgehend von der exakten Lösung $x(t_k)$, sein soll.

⁴Es handelt sich hierbei um die sogenannte absolute Stabilität, eine Stabilitätseigenschaft der numerischen Verfahren für endliche, fest vorgegebene (nicht hinreichend kleine) Schrittweiten.

der Größenordnung $1/h$ wieder an. Es müssen also zu kleine Schrittweiten, bei denen der Rundungsfehleranteil dominiert, vermieden werden.

3.2.2 Der horizontale Integrationsschritt

Um die Realisierung eines einzelnen Integrationsschrittes genauer zu untersuchen, werden am Beispiel des expliziten Eulerverfahrens die horizontalen (Index H) sowie die vertikalen (Index V) Komponenten der Orts- und Geschwindigkeitsvektoren getrennt betrachtet. Das Eulerverfahren lässt sich diesem Ansatz folgend in einen horizontalen und einen vertikalen Integrationsschritt unterteilen und man kann Gleichung (3.5) schreiben als:

$$\mathbf{x}_{H,n+1} = \mathbf{x}_{H,n} + h \mathbf{u}_H(\mathbf{x}_n, t_n) , \quad (3.8)$$

$$\mathbf{x}_{V,n+1} = \mathbf{x}_{V,n} + h \mathbf{u}_V(\mathbf{x}_n, t_n) . \quad (3.9)$$

Im vorliegenden Abschnitt wird die Gleichung 3.5 mit dem horizontalen Ortsvektor $\mathbf{x}_H = (\lambda, \phi)$ und dem horizontalen Geschwindigkeitsvektor $\mathbf{u}_H = (u, v)$ näher betrachtet, während sich Abschnitt 3.2.3 mit den vertikalen Komponenten beschäftigt.

Der horizontale Integrationsschritt wird in Abhängigkeit von den Kräften, die laut Annahme das Luftpaket beschleunigen, mit Hilfe unterschiedlicher Vorschriften berechnet. Falls man davon ausgeht, dass das Luftpaket eine unbeschleunigte und geradlinige Bewegung erfährt, so muss der Integrationsschritt in der Tangentialebene des Berührungspunktes \mathbf{x}_n realisiert werden. Richtung und Länge des Schrittes von \mathbf{x}_n nach \mathbf{x}_{n+1} werden also durch den in der Tangentialebene aufgespannten Geschwindigkeitsvektor beschrieben.

Die Annahme einer unbeschleunigten geradlinigen Bewegung ist allerdings für die Bewegung von Luftpaketen in der Stratosphäre unrealistisch. Hier wirkt zusätzlich in radialer Richtung das Gleichgewicht zwischen der vertikalen Komponente der Druckgradientenkraft und der Gravitationskraft, welches das Luftpaket zu einer beschleunigten Bewegung auf einem Großkreis⁵ zwingt. Für die Realisation durch die numerische Integration bedeutet das, dass die horizontale Bewegungskomponente als zweidimensionale Bewegung in sphärischer Geometrie aufgefasst wird. Die Ableitung des Ortes nach der Zeit zum Zeitpunkt t_n , an der Stelle \mathbf{x}_n , gegeben durch $\mathbf{u}_H(\mathbf{x}_n, t_n)$ wird für das kleine Zeitintervall $(t_{n+1} - t_n)$ als konstante Geschwindigkeit betrachtet, mit der sich das Luftpaket auf einem Großkreis bewegt. Durch den Punkt (\mathbf{x}_n, t_n) und den Winkel zwischen den beiden Projektionen vom Längengrad durch Punkt (\mathbf{x}_n, t_n) und vom horizontalen Geschwindigkeitsvektor $\mathbf{u}_H(\mathbf{x}_n, t_n)$ in die Tangentialebene, ist der Großkreis eindeutig bestimmt. Mit Hilfe der Länge des Geschwindigkeitsvektors $\mathbf{u}_H(\mathbf{x}_n, t_n)$ wird anschließend die Großkreisverbindung $\mathbf{x}_{H,n}, \mathbf{x}_{H,n+1}$ und somit die numerische Approximation:

$$\mathbf{x}_{H,n+1} = (\lambda_{n+1}, \phi_{n+1})$$

berechnet.

Berücksichtigt man zusätzlich das in der Stratosphäre der mittleren Breiten auftretende Gleichgewicht zwischen Corioliskraft, horizontaler Druckgradientenkraft und horizontaler Beschleunigung, so ergibt sich eine quasi-geostrophische Bewegung für das Luftpaket. In

⁵Man betrachtet die Kugel mit dem Radius gleich Höhe der Trajektorie plus Erdradius und dem Erdmittelpunkt als Mittelpunkt. Der Großkreis ist eine Schnittlinie dieser Kugel und einer Ebene, die durch den Erdmittelpunkt verläuft und durch zwei Punkte auf der Kugeloberfläche festgelegt wird. Der Bogen zwischen den zwei Punkten ist auf der Kugeloberfläche die kürzeste Kurve, die beide Punkte miteinander verbindet.

der Winterhemisphäre gilt überwiegend $u \gg v$ und die Bewegung verläuft vorzugsweise entlang der Breitenkreise (siehe Abschnitt 2.3). Diese Information kann in dem numerischen Verfahren genutzt und die horizontale Integration zur Berechnung von $\mathbf{x}_{H,n+1} = (\lambda_{n+1}, \phi_{n+1})$ nacheinander entlang der Breiten- bzw. Längenkreise ausgeführt werden:

$$\lambda_{n+1} = \lambda_n + h \frac{2}{a \cos(\phi_n) \pi} u(\mathbf{x}_n, t_n), \quad (3.10)$$

$$\phi_{n+1} = \phi_n + h \frac{2}{a \pi} v(\mathbf{x}_n, t_n). \quad (3.11)$$

Dabei bestimmt der zonale Wind $u(\mathbf{x}_n, t_n)$ die neue geographische Länge nach Gleichung (3.10) und der meridionale Wind $v(\mathbf{x}_n, t_n)$ die neue geographische Breite nach Gleichung (3.11).

Abb. 3.3 illustriert die Berechnung einer Trajektorie mit Hilfe der beiden Konzepte für einen stark vereinfachten Fall. Am rot eingezeichneten Punkt $x_1 = x(t_1)$ startet die Trajektorie. Für den Windvektor gelte für jeden Ort und Zeitpunkt $\mathbf{u}_H(\mathbf{x}_n, t_n) = (c, 0)$ mit einer Konstante c . Die roten Punkte zeigen die numerisch bestimmten Trajektorienpunkte basierend auf der Integration entlang der Längen- und Breitenkreise. Die zwei blauen Punkte entsprechen den in sphärischer Geometrie berechneten numerischen Approximationen x_2 und x_3 . Die beiden zu diesem Zweck bestimmten Großkreise sind in dunkel- (für x_2) und hellblau (für x_3) eingezeichnet.

In den mittleren Breiten ist normalerweise die zonale Windkomponente sehr viel größer als die meridionale Windkomponente, während in Polnähe die Werte für u und v ungefähr die gleiche Größenordnung haben. Diese Kenntnis wird von der Trajektorienroutine genutzt und ausgehend von der geographischen Breite des aktuellen Luftpaketes erfolgt die Integration entweder entlang von Längen- und Breitenkreisen oder in sphärischer Geometrie. Die Konzepte, wie der horizontale Integrationsschritt in Abhängigkeit von den angenommenen Beschleunigungen zu verwirklichen ist, wurden hier am Beispiel des expliziten Euler-Schemas erläutert. Aber unabhängig von der letztendlichen Realisierung des Integrationsschrittes als beschleunigte Bewegung auf Großkreisen oder als beschleunigte Bewegung auf Längen- und Breitenkreisen, kann man unterschiedliche numerische Schemata wählen, um die Integration auszuführen. Für die Trajektorienroutine innerhalb des neuen Transportmodells bedeutet das, dass die Integration entlang von Längen- und Breitenkreisen sowie die Integration in sphärischer Geometrie je nach Bedarf mit dem expliziten Eulerverfahren, dem klassischen 4-stufigen Runge-Kutta-Verfahren oder der Trapezregel ausgeführt werden kann.

3.2.3 Der vertikale Integrationsschritt

Numerisch berechnete Trajektorien lassen sich anhand ihrer vertikalen Koordinate und des verwendeten vertikalen Antriebes in zwei Gruppen einteilen. Es handelt sich dabei um die sogenannten *diabatischen* und *kinematischen* Trajektorien.

Wird innerhalb des numerischen Verfahrens das Luftpaket im horizontalen Integrationsschritt auf Isentropen bewegt und im vertikalen Integrationsschritt durch die strahlungsbedingte Heizrate angetrieben, so spricht man von einer diabatischen oder quasi-isentropen Trajektorie. In diesem Fall wird die Lage des Luftpaketes relativ zur potenziellen Temperaturkoordinate ausschließlich durch die diabatische Heizrate bestimmt. Für das explizite Eulerverfahren berechnet sich die vertikale Position des Luftpaketes Θ_{n+1} aus der potenziellen Temperatur Θ_n und der zeitlichen Ableitung $Q(\mathbf{x}_n, t_n)$. Damit wird die Vorschrift (3.9)



Abbildung 3.3: Es wird die numerische Berechnung einer Trajektorie unter Ausnutzung verschiedener Konzepte für den horizontalen Integrationsschritt gezeigt. Die roten Punkte wurden basierend auf der Integration entlang von Länge und Breite berechnet, während die blauen Punkte der Integration in sphärischer Geometrie (d.h. entlang von Großkreisen) entsprechen. Die beiden berechneten Großkreise sind zusätzlich eingezeichnet.

zu:

$$\Theta_{n+1} = \Theta_n + hQ(\mathbf{x}_n, t_n) . \quad (3.12)$$

Der Spezialfall der adiabatischen oder isentropen Trajektorien entsteht, falls die Heizraten für alle Zeit- und Ortspunkte gleich Null sind.

Im Gegensatz dazu werden in einem kinematischen Trajektorienmodell die Luftpakete anhand von horizontalen Flüssen auf Isobaren bewegt und durch die Windkomponente dp/dt in vertikaler Richtung angetrieben. Die vertikale Koordinate ist gleich dem Druck und Gleichung (3.9) nimmt die folgende Form an:

$$p_{n+1} = p_n + h dp/dt(\mathbf{x}_n, t_n) . \quad (3.13)$$

Falls die zeitliche Druckänderung für alle Zeit- und Ortspunkte identisch Null ist, spricht man von isobarischen Trajektorien.

Abb. 3.4 illustriert die Berechnung einer diabatischen und einer kinematischen Trajektorie. Die blauen Punkte zeigen die mit einem diabatischen Modell bestimmten Trajektorienpunkte und die roten Punkte stehen für die kinematischen Approximationen. Der horizontale Integrationsschritt entspricht einer durchgezogenen Kurve, während der vertikale Schritt durch eine gestrichelte Linie gekennzeichnet ist. Dadurch, dass die vertikalen Positionen eventuell voneinander abweichen, können bereits an der Stelle $x_{2,diabatisch}$ und $x_{2,kinematisch}$ unterschiedliche horizontale Windvektoren ausgelesen werden und somit ist es möglich, dass die Punkte $x_{n,diabatisch}$ und $x_{n,kinematisch}$ mit $n \geq 3$ auch in ihrer horizontalen Position voneinander abweichen. An dieser Stelle soll noch einmal betont werden, dass diabatische und

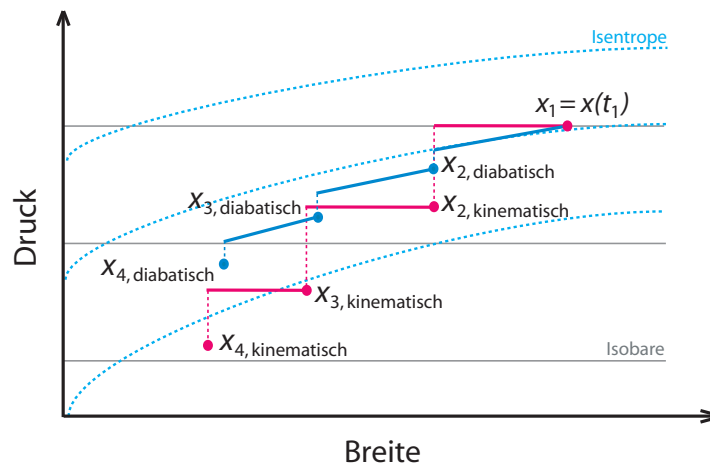


Abbildung 3.4: Es wird die numerische Berechnung einer Trajektorie basierend auf dem diabatatischen Modell (blau) und basierend auf dem kinematischen Modell (rot) gezeigt. Der horizontale Integrationsschritt ist als durchgezogene, der vertikale Schritt als gepunktete Kurve eingezeichnet.

kinematische Trajektorien nur im Rahmen der numerischen Berechnungen existieren. In der Realität sind die beiden Arten von Trajektorien identisch, und die Unterschiede zwischen zwei numerischen Trajektorien, die mit einem diabatatischen bzw. kinematischen Modell berechnet wurden, resultieren aus den Datenfeldern und den numerischen Lösungsverfahren.

Für die hier aufgeführten Möglichkeiten den vertikalen Integrationsschritt zu berechnen, können auf sehr vielfältige Art und Weise Ungenauigkeiten und Fehler entstehen. Neben den Fehlern, die aus der numerischen Lösung von Gleichung (3.4) resultieren, stellen die Ungenauigkeiten in den zu Grunde liegenden meteorologischen Datenfeldern eine zweite potenzielle Fehlerquelle dar. Die Qualität der Daten ist natürlich auch für den horizontalen Integrationsschritt von Bedeutung. Die Besonderheit der vertikalen Integration besteht aber darin, dass man zwischen zwei physikalisch verschiedenen Feldern wählen kann. Um Fehler basierend auf der Datengüte zu minimieren, muss man sich folglich für die qualitativ besten Datenfelder entscheiden. Mit der Wahl der optimalen Realisierung der Vertikalgeschwindigkeiten wird auch festgelegt, ob es sich um ein kinematisches oder ein diabatatisches Trajektorienmodell handelt. Danielsen (1961) hat für ein auf einem diskreten Gitter gegebenes meteorologisches Datenfeld gezeigt, dass die vertikale Geschwindigkeitskomponente dp/dt sehr stark verrauscht ist. Dieses Rauschen resultiert aus der Tatsache, dass die vertikale Windkomponente bis zu zwei Größenordnungen kleiner ist als die horizontalen Windkomponenten und aus selbigen mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung berechnet wird. Die kinematischen Trajektorien können aufgrund der verrauschten vertikalen Geschwindigkeiten möglicherweise große Ungenauigkeiten aufweisen.

3.2.4 Zusammenfassung

Die Trajektorienroutine besitzt drei numerische Integrationsverfahren zur Lösung des Anfangswert-Problems. Am Beispiel des expliziten Eulerverfahrens wurde erläutert wie der horizontale und der vertikale Integrationsschritt ausgeführt werden können. Diese Optionen bestehen auch für die beiden anderen Lösungsverfahren. Man sollte sich allerdings vergegenwärtigen, dass die Trapezregel und das Runge-Kutta-Verfahren während eines Integra-

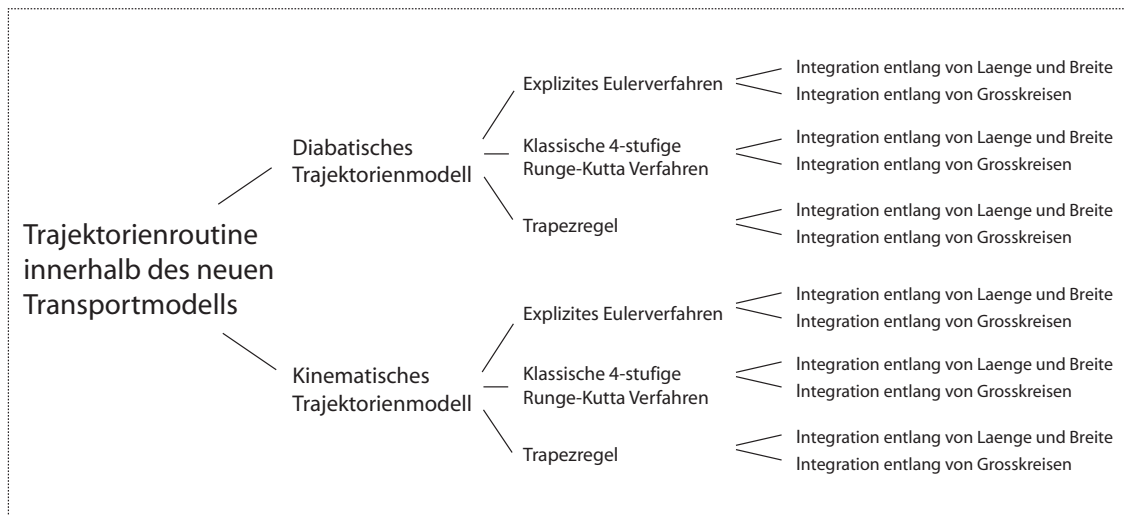


Abbildung 3.5: Die Trajektorienroutine innerhalb des neuen Transportmodells mit den verschiedenen numerischen Möglichkeiten zur Durchführung des Integrationsschrittes.

tionsschrittes mehrfach Stützstellen bilden und an diesen Stützstellen Ableitungen bestimmen. Der jeweilige Schritt zu einer neuen Stützstelle wird in horizontaler und in vertikaler Richtung geführt. Es ist somit für die beiden Verfahren nicht möglich, den gesamten Integrationsschritt von (\mathbf{x}_n, t_n) nach $(\mathbf{x}_{n+1}, t_{n+1})$ in jeweils einen horizontalen und vertikalen Schritt aufzuteilen, die nacheinander ausgeführt werden könnten. Dieses Prinzip lässt sich nur auf das explizite Eulerverfahren anwenden und wurde in den beiden vorherigen Abschnitten genutzt, um die Funktionsweise des Trajektorienmodells verständlicher erklären zu können.

In Abb. 3.5 ist das gesamte numerische Leistungsvermögen der Trajektorienroutine zusammengefasst. Berücksichtigt man die einzelnen numerischen Ansätze, so ergeben sich insgesamt zwölf verschiedene Möglichkeiten zur Trajektorienberechnung.

Unabhängig von der Genauigkeit des Lösungsverfahrens ist es aufgrund der unzureichenden Informationen über das Strömungsfeld in der Realität nicht möglich, den exakten Pfad des Luftpaketes zu verfolgen. Die numerisch bestimmte Trajektorie kann nur für eine begrenzte Zeit als repräsentativ für den wirklichen Weg des Luftpaketes angesehen werden (Stohl, 1998). Um Transportvorgänge in der Stratosphäre zu untersuchen, ist es somit notwendig, sehr viele Trajektorien zu berechnen. Die Trajektorienroutine des neuen Transportmodells bestimmt eine große Anzahl von Rückwärtstrajektorien. Der Integrationsschritt wird dabei für alle Trajektorien parallel ausgeführt, bevor ein neuer Schritt beginnt. Um eine optimale Balance zwischen numerischem Aufwand und Genauigkeit der Lösung zu erzielen, wird im Rahmen eines Integrationsverfahrens sehr häufig die Schrittweitensteuerung eingesetzt. Hier wird ein Integrationsschritt für eine große Anzahl von Trajektorien durchgeführt, bevor der folgende Schritt berechnet wird. Die Genauigkeit der einzelnen Trajektorien ist abhängig vom Windfeld und kann somit sehr stark variieren. Dieser Aspekt würde unterschiedliche Schrittweiten für das gesamte Trajektorienfeld erzwingen. Offensichtlich ist eine Schrittweitensteuerung in diesem Rahmen nicht von Vorteil und die gesamte Integration wird mit einer festen Schrittweite h durchgeführt.

Kapitel 4

Daten

Ein sehr wichtiger Aspekt der vorliegenden Arbeit besteht darin, eine langjährige Zeitreihe des diabatischen Absinkens im stratosphärischen Polarwirbel zu erstellen. Somit ist es erforderlich, einen möglichst viele Jahre umfassenden meteorologisch konsistenten Datensatz zu verwenden. Mit dem 45 Jahre langen ECMWF-Reanalyse-Datensatz (ERA-40-Datensatz) steht eine hochwertige Analyse der Atmosphäre, der Erdoberfläche und der Ozean-Wellen-Wechselwirkung zur Verfügung. Diese Daten basieren auf einem aktuellen Assimilationssystem und einer maximalen Anzahl von Beobachtungen. Sie stellen mit ihrer hohen räumlichen und zeitlichen Auflösung, der Länge des analysierten Zeitraumes und der allgemeinen Qualität (Uppala et al., 2005) die beste mögliche Bezugsquelle der Eingabedaten des neuen Transportmodells dar. Außerdem steht die operationelle Analyse des ECMWF (opECMWF-Analyse) seit 1984 zur Verfügung.

Beide Datensätze werden in Abschnitt 4.1 vorgestellt. Ein kurzer Überblick über die im Rahmen des Strahlungstransferprogramms gegebenen Eingabedaten ist Inhalt von Abschnitt 4.2. Einzelne Merkmale und Parameter der Analyse weisen qualitative Schwächen auf, die hier näher erläutert werden. In Abschnitt 4.3 werden alternative Datensätze für diese Parameter vorgestellt. Inwieweit es wirklich notwendig ist, auf alternative Daten zurückzugreifen, wird erst in den nächsten Kapiteln mit Hilfe von Modellvalidierung und Sensitivitätsstudien geklärt.

4.1 ERA-40-Daten und operationelle ECMWF-Daten

4.1.1 Datenassimilation

ERA-40 und die opECMWF-Daten stellen Datensätze dar, die durch ein Datenassimilationsverfahren basierend auf einem „General Circulation Model“ (GCM) entstanden sind. Atmosphärische Datenassimilation (z.B. Uppala et al., 2005) erzeugt eine Abschätzung des Zustandes der Atmosphäre und des Untergrunds zu einem bestimmten Zeitpunkt t_n . Dieses dreidimensionale Abbild wird auch als Analyse bezeichnet. Es entsteht aus einer Reihe von Auswertungen, die Modellfelder und Beobachtungsdaten für einen ausgewählten Zeitraum, normalerweise $[t_n - 3h, t_n + 3h]$, kombinieren. Die benötigten Modellfelder stammen von einer kurzfristigen Vorhersage, die von der letzten berechneten Analyse, normalerweise zum Zeitpunkt $t_n - 6h$, ausgeht. Die Angleichung des Modelllaufes an die wirkliche Entwicklung der Atmosphäre wird durch eine statistische Auswertung des Fehlerschätzers von Beobachtungsdaten und Vorhersage realisiert. Im Rahmen der variationellen Datenassimilation entspricht diese statistische Auswertung mathematisch gesehen dem Lösen von Mi-

nimierungsaufgaben der Variationsrechnung. Das Ziel dabei ist es, eine Kostenfunktion zu minimieren, die für jede Lösung der Modellgleichungen die fehlergewichtete Abweichung zwischen Beobachtungsdaten und Vorhersage angibt. Bei der sogenannten dreidimensionalen variationellen (3D-VAR) Datenassimilation werden die Messdaten aus dem gesamten ausgewählten Zeitraum (z.B. $[t_n - 3h, t_n + 3h]$) als zum Analysezeitpunkt t_n beobachtet angesehen. Im Gegensatz dazu werden bei der vierdimensionalen variationellen (4D-VAR) Methode die Beobachtungen zu den tatsächlichen Messzeitpunkten betrachtet und auf den jeweils nächstgelegenen Modellzeitschritt interpoliert.

Insgesamt ergibt sich eine Abfolge von Analysen zu festen Zeitpunkten, die auf einer Synthese der vorhandenen Beobachtungsdaten basieren und von den physikalischen Eigenschaften des Vorhersagemodells und der Fehlerstatistik abhängig sind. Zeitreihen der opECMWF-Analysedaten können aufgrund von Änderungen der Analyse-Methode, des Assimilationsmodells oder der verfügbaren Beobachtungsdaten Diskontinuitäten aufweisen. Dieses Problem wird für die so genannten Reanalyse-Daten vermindert, da hier die atmosphärischen Beobachtungen mit einem festen Assimilationsmodell ausgewertet werden.

4.1.2 ERA-40-Daten

ERA-40 ist ein vom ECMWF erstellter globaler dreidimensionaler, auf der Reanalyse basierender Datensatz, der für den Zeitraum von September 1957 bis August 2002 zur Verfügung steht. Das für ERA-40 verwendete Vorhersagemodell, das Assimilationsmodell und der Datensatz selbst werden an dieser Stelle kurz vorgestellt. Eine ausführliche Beschreibung wird von Uppala et al. (2005) sowie Simmons und Gibson (2000) gegeben.

Die dem Datensatz zugrundeliegenden Messungen haben sich im Laufe der 45 Jahre stark verändert. Für den gesamten Zeitraum existieren regelmäßige synoptische Erdboden-Messungen von meteorologischen Land- und Schiffsstationen sowie atmosphärische Messungen von Wind, Temperatur und Feuchte basierend auf Ballonflügen und Radiosondenaufstiegen. Ab dem Jahre 1973 gibt es deutlich mehr Beobachtungen von Flugzeugen und Satelliteninstrumenten. Dazu zählen die ersten Strahldichtemessungen von „Vertical Temperatur Profile Radiometer“ (VTPR) - Instrumenten, die sich auf den frühen, von Pol zu Pol fliegenden „National Oceanic and Atmospheric Administration“ (NOAA) - Satelliten befanden. Im Jahr 1979 kam es zu einer erheblichen Verbesserung der Beobachtungssituation durch Satellitendaten. Die VTPR-Daten wurden durch Messungen mit der „Microwave Sounding Unit“ (MSU), dem „High Resolution Infrared Spectrometer“ (HIRS) und der „Stratospheric Sounding Unit“ (SSU) ersetzt. Die drei Instrumente befanden sich ab Anfang des Jahres auf dem „Television Infrared Observation Satellite“ (TIROS) des Systems „TIROS Operational Vertical Sounder“ (TOVS). Somit existierten erstmals räumlich und zeitlich höher aufgelöste Satellitendaten, die auch flächendeckende Messungen über den Ozeanen beinhalteten. Zudem standen erstmalig Winddaten, abgeleitet aus den Beobachtungsdaten geostationärer Satelliten, in signifikanter Anzahl zur Verfügung. Die beiden von Satelliten getragenen Instrumente „Total Ozone Mapping Spectrometer“ (TOMS) und „Solar Backscatter Ultra Violet“ (SBUV) lieferten ab 1979 Messungen der Ozongesamtsäule (TOMS) und der Ozonprofile (SBUV), die seit diesem Zeitpunkt für die Datenassimilation genutzt werden. Da Sonden- und Erdboden-Messungen von Ozon eine sehr begrenzte Abdeckung aufweisen und Ozonsonden unregelmässig gestartet wurden, konnten deren Messergebnisse nicht im Rahmen der Assimilation eingesetzt werden. Allerdings war es möglich, Messungen von Ozonsonden zur Validierung der Ozondaten in ERA-40 zu nutzen (Dethof und Hólm, 2004). Von 1979 bis 2002 verbesserte sich die Qualität und Abdeckung der Beobachtungsdaten durch die TOVS-

Instrumente beträchtlich (Hernandez et al., 2004). Wind- und Temperaturmessungen von Flugzeugen aus und auch die Windbeobachtungen durch die geostationären Satelliten nahmen in den 90er Jahren wesentlich zu. Eine weitere Verbesserung der Beobachtungssituation wurde ab Ende der 80er Jahre durch zusätzliche Satellitenmessungen erzielt. Wichtig sind in diesem Zusammenhang die Messungen der Wasserdampfsäule und des Oberflächenwindes durch den „Special Sensor Microwave/Imager“ (SSM/I) ab 1987, die Messungen ozeanischer Wellenhöhen und Oberflächenwinde durch den „European Remote-Sensing Satellite“ (ERS) ab 1991 und die Ersetzung der MSU/SSU - Instrumente durch die „Advanced Microwave Sounding Unit“ (AMSU) im Jahr 1998.

Die mehrere Dekaden umfassenden ERA-40-Daten wurden durch eine 3D-VAR Datenassimilation (Andersson et al., 1998) mit einem sechsständigen Zeitschritt erzeugt. Das zugrundeliegende atmosphärische spektrale Modell besitzt in horizontaler Richtung die Auflösung (engl. „truncation“, abgekürzt: T) T159, was bedeutet, dass in zonaler Richtung 159 Wellenzahlen berechnet werden. Die Auflösung T159 entspricht am Äquator einem Abstand der Gaußschen Gitterpunkte von ungefähr 125 km. Die hybriden vertikalen Koordinaten sind in 60 Schichten eingeteilt, die bis 0,1 hPa hinaufreichen. Alle kurzfristigen Modellvorhersagen werden mit dem in Zusammenarbeit vom ECMWF und Météo-France entwickelten Integrated Forecasting System (IFS) berechnet. ERA-40 basiert auf der IFS-Version, die zwischen Juni 2001 und Januar 2002 für die Berechnung der operationellen Daten am ECMWF eingesetzt wurde (Simmons und Hollingsworth, 2002). Die horizontalen Windkomponenten, die Temperatur, die spezifische Feuchte und Ozon werden direkt analysiert. In ERA-40 gehen die aus Satellitenmessungen gewonnenen Strahldichten unmittelbar in die variationelle Assimilation ein. Dazu werden mit Hilfe einer Anpassung der Basisvariablen des Modells die simulierten Strahldichten an die gemessenen Strahldichten angeglichen. Um den ERA-40-Datensatz in einem angemessenen zeitlichen Rahmen zu erstellen, wurden die 45 Jahre umfassenden Modellläufe vom ECMWF in fünf Abschnitte unterteilt. Die Abschnitte wurden zeitgleich auf einem Großrechner gestartet und umfassen die in Tabelle 4.1 dargestellten Zeiträume. Der ERA-40-Datensatz besteht aus einer umfangreichen Menge an physikalischen Größen. Dazu zählen neben den bereits erwähnten Variablen, das Geopotenzial, die vertikale Geschwindigkeitskomponente, die potenzielle Wirbelstärke und eine große Menge von am Erdboden gegebenen Parametern. Ein Vergleich von verschiedenen Beobachtungsdaten und den ERA-40 Produkten zeigt, dass sich die Qualität der Analyse über den gesamten Zeitraum deutlich verbessert hat (Uppala et al., 2005). Dieser kontinuierliche Prozess resultiert aus den Veränderungen des zugrundeliegenden Beobachtungssystems. Es kommt zu einem stufenweise starken Qualitätsanstieg in den Jahren 1973, 1979, 1987 und 1998, der auf der Südhemisphäre und in den Tropen besonders ausgeprägt ist. Ein wichtiger Unterschied zwischen ERA-40 und den opECMWF-Daten besteht darin, dass bei der Erstellung des ERA-40-Datensatzes eine einheitliche Modellversion verwendet wurde.

Periode 1	:	Februar 1989	-	August 2002,
Periode 2	:	September 1957	-	April 1973,
Periode 3	:	Mai 1973	-	Mai 1985,
Periode 4	:	Juli 1986	-	Januar 1989,
Periode 5	:	Juni 1985	-	Juni 1986.

Tabelle 4.1: Fünf Perioden der ECMWF Modellläufe.

4.1.3 Operationelle Analyse des ECMWF

Die opECMWF-Daten bestehen aus täglichen Analysen der Atmosphäre, die den Nutzern in Echtzeit, z.B. zum Erstellen der Wettervorhersage, zur Verfügung gestellt werden. Der Datensatz umfasst den Zeitraum von August 1982 bis heute. Die Analyse wird vom aktuellen IFS-Modell erzeugt und unterliegt ständigen Modellverbesserungen, die in den vierteljährlichen „ECMWF-Newslettern“ (<http://www.ecmwf.int>) beschrieben werden. Hier sollen nur die für diese Arbeit wichtigsten Veränderungen aufgeführt werden. Von besonderer Bedeutung sind die Einführung der 3D-VAR Assimilation im Januar 1996 und der Wechsel auf 4D-VAR im November 1997. Die spektrale Auflösung des Modells erhöhte sich im April 1998 von T213 auf T319. Im März 1999 wurden die bis 10 hPa reichenden 31 vertikalen Schichten durch 50 Schichten ersetzt, die sich bis 0,1 hPa erstrecken. Damit erzielte man besonders in der Stratosphäre eine deutlich höhere vertikale Auflösung. Zu weiteren Verbesserung kam es im Oktober 1999 durch die Einführung von 60 vertikalen Schichten und die Erweiterung der spektralen Auflösung auf T511.

Im Folgenden werden die spezifischen Merkmale von Temperatur-, Ozon-, Wasserdampf- und Windfeldern für beide Datensätze gemeinsam vorgestellt.

4.1.4 Temperatur

Im ERA-40-Datensatz treten mehrere systematische Temperaturabweichungen in der oberen Stratosphäre auf (Uppala et al., 2005). Diese resultieren hauptsächlich aus Fehlern des Hintergrundmodells und aus Schwierigkeiten bei der Assimilation der Strahldichten. Aber auch Unzulänglichkeiten im Bereich der Datenabdeckung und der Fehlerkorrektur sind verantwortlich für die Differenzen. Ein Vergleich mit den opECMWF-Daten zeigt, dass die Abweichungen für die 3D-VAR Datenassimilation, die auch für ERA-40 verwendet wurde, stärker ausgeprägt ist, als für die 4D-VAR Datenassimilation der operationellen Analyse.

In späteren Perioden des ERA-40-Zeitraumes gibt es unrealistische Oszillationen in der vertikalen Temperaturstruktur in der Antarktis und zu einem geringen Grad auch in der arktischen Stratosphäre (siehe Uppala et al., 2005; Manney et al., 2005; Simmons et al., 2005). Diese Oszillationen haben Amplituden von einigen Kelvin und treten im Winter und Frühling auf. Die Assimilationsprozesse der Strahldichten von SSU und besonders der Strahldichten von AMSU-A scheinen mit dem Auftreten der Temperatur-Oszillationen verknüpft zu sein (Uppala et al., 2005).

Die Oszillationen existieren auch in den opECMWF-Daten, wie ein Vergleich der stratosphärischen opECMWF-Temperaturen und unabhängiger Satellitendaten für den Zeitraum 2002 - 2004 zeigt (Gobiet et al., 2005). Die zonal gemittelten Temperaturen stimmen für den Höhenbereich 10 bis 30 km sehr gut überein, aber in der südlichen polaren Stratosphäre zeigt sich im Winter 2003 eine wellenartige Struktur mit der Größenordnung von -2,5 bis 3,5 K. Die Oszillation ist für den deutlich wärmeren Winter 2002 schwächer ausgeprägt, was vermuten lässt, dass sie ein Problem niedriger Temperaturen ist. Die Autoren bemerkten, dass die Übergänge von Minima auf Maxima innerhalb der vertikalen Wellenstruktur bei 20, 25 und 30 km liegen. Diese Niveaus befinden sich sehr nahe an den Maxima der Temperaturgewichtsfunktionen der AMSU-A Kanäle 10, 11 und 12, was darauf hinweist, dass die Oszillationen mit den AMSU-A Strahldichten in Verbindung stehen könnten.

Ein Vergleich zwischen den opECMWF-Temperaturen und Temperaturen gemessen mit lang andauernden Ballonflügen zeigt für zwei arktische Winter eine gute Übereinstimmung und für einen arktischen Winter sehr große Abweichungen (Knudsen et al., 2002). Der

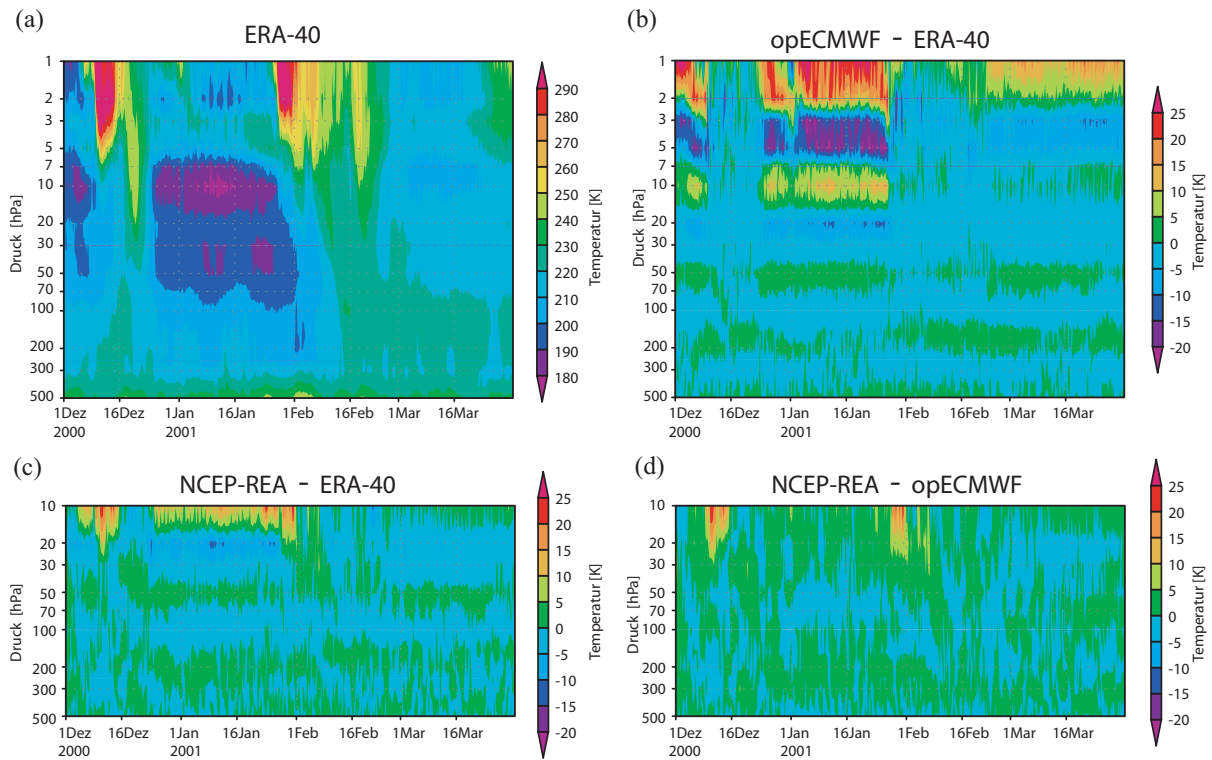


Abbildung 4.1: Datenvergleich für 80° N, 10° E von Anfang Dezember 2000 bis Ende März 2001. (a) Temperatur-Daten aus ERA-40, (b) opECMWF-Analyse – ERA-40, (c) NCEP-REA – ERA-40, (d) NCEP-REA – opECMWF-Analyse von 500 hPa bis zu ihrer jeweiligen Obergrenze.

Vergleich umfasst fünf „Mongolier infrared“ (MIR) Ballonflüge mit zwei Flügen im Februar/März 1997, zwei Flügen im Februar 1999 und einem Flug im Februar 2000. Die opECMWF-Daten des Jahres 1997 liegen auf den 31 Schichten des Assimilationsmodells vor und passen sehr gut zu den Ballonmessungen. Für den Februar 1999 hingegen sind die opECMWF-Analysen auf dem 10-hPa-Niveau (Oberrand des Modells) um 20 K zu kalt und zeigen hinunter bis zu 20 hPa unrealistische Werte. Die Autoren vermuten, dass diese Abweichungen durch die niedrige vertikale Auflösung der Temperaturen aus den Satellitenmessungen und dem relativ weit unten liegenden Oberrand des Modells verursacht werden. So ergibt ein Testlauf des neuen Modells mit 50 Schichten, das ab März 1999 im operativen Betrieb eingesetzt wurde, nur minimale Abweichungen zu den Ballonmessungen im Februar 1999. Auch der Vergleich für den Winter 2000, zwischen einer Ballonmessung und opECMWF-Daten auf 50 Niveaus, zeigt eine sehr gute Übereinstimmung.

Datenvergleich zur Temperatur

Die ECMWF-Temperaturen¹ im Bereich der arktischen Stratosphäre sind für die Ergebnisse dieser Arbeit von großer Bedeutung. Aus den vorgestellten Studien ist bekannt, dass in dieser Region systematische Abweichungen und Oszillationen in der vertikalen Struktur auftreten können. Die Datenqualität der Temperaturfelder muss genau analysiert werden, um die Ergebnisse von Strahlungstransport- und Trajektorienrechnungen sinnvoll diskutieren

¹Wenn im Folgenden von ECMWF-Daten die Rede ist, dann sind die beiden Datensätze ERA-40 und opECMWF gemeint.

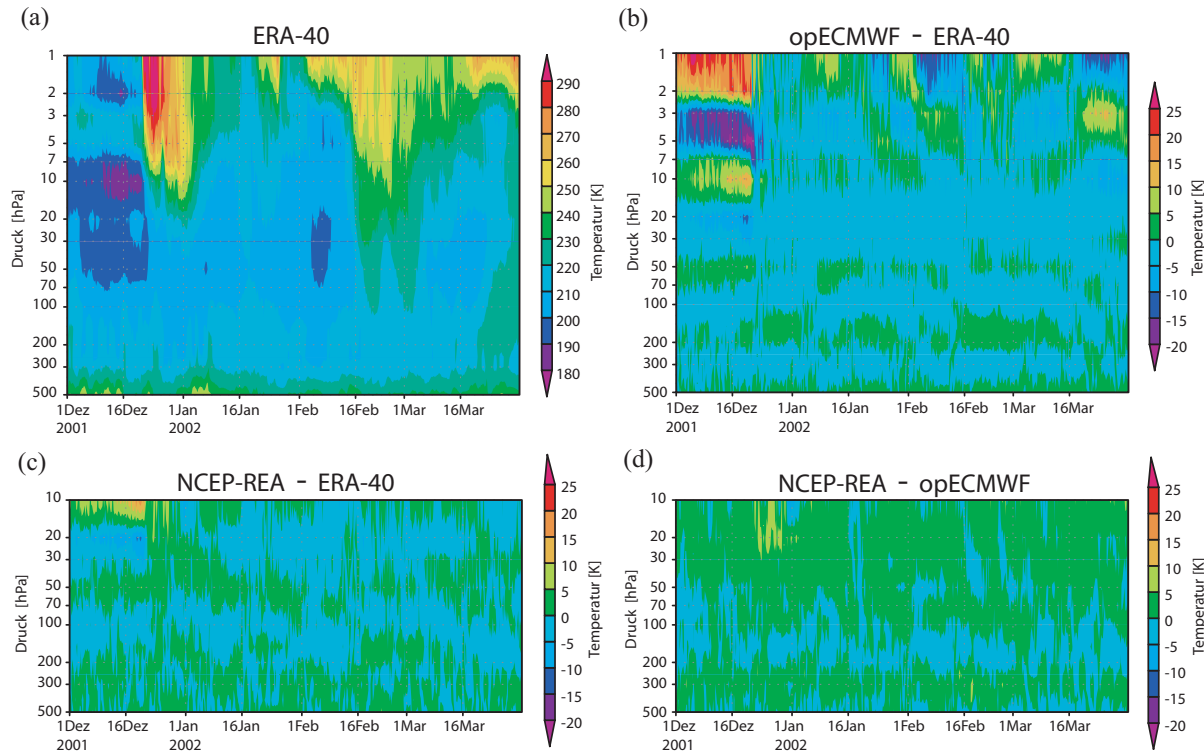


Abbildung 4.2: Wie Abb. 4.1 für den Winter 2001/2002.

zu können. Zu diesem Zweck wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein Vergleich zwischen den drei Datensätzen ERA-40, opECMWF-Analyse und NCEP-REA durchgeführt. Letzterer ist ein globaler Reanalyse(REA)-Datensatz, der vom „National Centers for Environmental Prediction“ (NCEP) erstellt wurde. NCEP-REA umfasst den Zeitraum 1948 bis 2006 und ist der einzige Datensatz, der für den gesamten hier betrachteten Zeitraum zur Verfügung stand. Der Datensatz reicht vom Erdboden bis zum 10-hPa-Niveau. Da sich die Qualität der zu Grunde liegenden Messungen im Laufe des gesamten Zeitraumes stark verändert hat, weist NCEP-REA ähnliche Schwachstellen in Form von zeitlichen Unstetigkeiten und Sprüngen auf wie die ERA-40-Daten (Leder et al., 1997). NCEP-REA ist aber geeignet, die starken systematischen Oszillationen in den ECMWF-Temperaturprofilen zu quantifizieren, wie die folgenden Vergleiche für die Winter 2000/2001 und 2001/2002 zeigen.

In Abb. 4.1 (a) ist die Temperatur am Beispiel der ERA-40-Daten von 500 bis 1 hPa für 80°N , 10°E von Anfang Dezember 2000 bis Ende März 2001 dargestellt. Der Winter 2000/2001 ist gekennzeichnet durch ein Canadian Warming Mitte Dezember, ein Major Midwinter Warming im Februar und eine relativ kalte Phase zwischen diesen beiden Erwärmungen (Manney et al., 2001). Das Zentrum des Polarwirbels befindet sich statistisch gesehen am häufigsten über der europäischen Arktis. Somit ist der Gitterpunkt 80°N , 10°E geeignet, die Entwicklung der stratosphärischen Temperaturen innerhalb des Wirbels zu repräsentieren.

Die Temperaturdifferenzen zwischen den opECMWF-Daten und ERA-40 in Abb. 4.1 (b) weisen Oszillationen auf, die zwischen 2 und 1 hPa bis zu 25 K starke Amplituden erreichen. Die Temperaturstruktur der ERA-40-Daten in Abb. 4.1 (a) deutet bereits darauf hin, dass die Oszillationen in den Differenzen aus den vertikalen Schwankungen in ERA-40 resultieren. Ein direkter Vergleich der beiden Datensätze mit NCEP-REA bestätigt diese

Vermutung. Die Differenz der beiden Reanalysen in Abb. 4.1 (c) zeigt die gleiche Oszillation wie der vorherige Vergleich, während die Differenz zwischen opECMWF-Daten und der NCEP-REA in Abb. 4.1 (d) keine solche Struktur aufweist. Man erkennt deutlich, dass die Oszillationen im Verlauf des Canadian Warmings und des Major Midwinter Warmings verschwinden. Diese Tatsache steht in Einklang mit den Beobachtungen, die Gobiet et al. (2005) für die zwei antarktischen Winter 2002 und 2003 gemacht haben.

In Abb. 4.2 (a) ist die Temperatur für den Winter 2001/2002 dargestellt. Die erste Dezemberhälfte ist relativ kalt (Naujokat et al., 2002) und wie die Differenzenbildung zwischen den einzelnen Datensätzen in Abb. 4.2 (b) - (c) verdeutlicht, treten in diesem Zeitraum erneut starke Oszillationen in ERA-40 auf. Mit dem Einsetzen eines Major Warmings (Naujokat et al., 2002) in dem letzten Dezemberdrittel verschwinden die Oszillationen aus den beiden Differenzen, an denen die ERA-40-Daten beteiligt waren (Abb. 4.2 (b) und (c)). Der Vergleich zwischen der NCEP-REA und den opECMWF-Daten (Abb. 4.2 (d)) weist zu keiner Zeit diese vertikalen Schwankungen auf und bleibt somit vom Major Warming relativ unbeeinflusst. Im weiteren Verlauf des Winters treten die starken Oszillationen auch in ERA-40 nicht mehr auf.

Der Vergleich zwischen NCEP-REA und ERA-40 bzw. opECMWF-Analyse ist geeignet, die starken systematischen Oszillationen in den ECMWF Temperaturprofilen zu quantifizieren. Mit Hilfe des Vergleiches werden sogenannte *Problembereiche* relativ zur Zeit- und Druckkoordinate für ERA-40 bzw. die opECMWF-Analyse definiert. Ein Bereich wird als Problembereich bezeichnet, falls in der Temperaturdifferenz über dem Gitterpunkt 80° N, 10° E zwischen NCEP-REA und ERA-40 bzw. opECMWF-Analyse länger als drei Tage Oszillationen mit 10 K und mehr auftreten. In den ERA-40-Daten wurden die Bereiche oberhalb von 30 hPa für die folgenden Zeitabschnitte als Problembereiche markiert:

2001/2002	1. Dezember	-	22. Dezember
2000/2001	1. Dezember	-	15. Dezember
	25. Dezember	-	1. Februar
1999/2000	1. Dezember	-	1. Februar
1996/1997	1. Dezember	-	18. Dezember
1995/1996	1. Dezember	-	1. Januar
1989/1990	22. Dezember	-	1. Februar

Die Abbildungen der Differenzen befinden sich im Anhang B.1. Für die opECMWF-Analyse der Winter 1999/2000 bis 2003/2004 wurden keine Problembereiche identifiziert.

4.1.5 Ozon

ERA-40 stellt einen 45 Jahre langen, dreidimensionalen Ozon-Datensatz zur Verfügung. Im Rahmen der opECMWF-Analyse existieren Ozonfelder erst seit September 2000. Die Variable Ozon ist in das ECMWF-Vorhersagemodell vollständig integriert. Das Ozonmassenmischungsverhältnis wird innerhalb des Modells durch eine prognostische Gleichung berechnet, basierend auf der aktualisierten Parametrisierung der Ozonquellen und Senken (nach Cariolle und Déqué, 1986). Von TOMS und SBUV aufgezeichnete Messungen wurden ab dem Jahr 1979 für die Assimilation der Ozonfelder verwendet. Vor diesem Zeitpunkt und für die beiden Jahre 1989 und 1990 wurden keine Ozonmessungen assimiliert (Dethof und Hólm, 2004). Ein Vergleich der ECMWF-Ozongesamtsäule mit den Ergebnissen unabhängiger Datenquellen, wie Ozonsonden und „Microwave Limb Sounder“ (MLS), zeigt im Allgemeinen eine gute Übereinstimmung. Allerdings passen die vertikalen Strukturen, der vom ECMWF

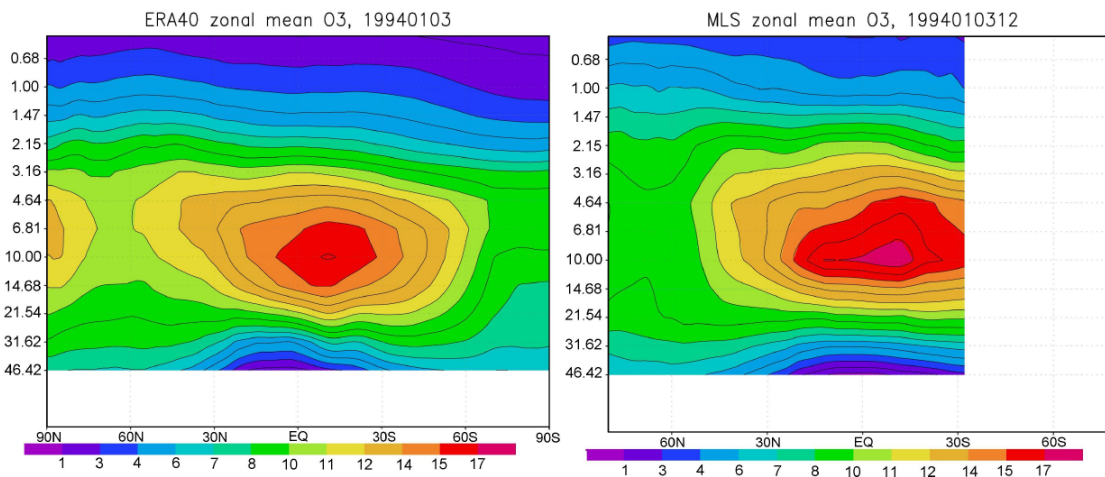


Abbildung 4.3: Breiten-Höhen-Schnitt des zonal gemittelten Ozonmassenmischungsverhältnisses [ppm] am 3. Januar 1994 für ERA-40 (links) und MLS (rechts) (Dethof und Hólm, 2002). Auf der y-Achse ist der Druck in hPa dargestellt.

erstellten Ozonprofile nicht zu Profilen aus unabhängigen Beobachtungen. Die Kovarianzmatrix der Hintergrundfehler innerhalb des Assimilationsschrittes kann für den Fall, dass systematische Fehler fälschlicherweise als zufällige Fehler interpretiert werden, zu einer fehlerhaften vertikalen Ozonverteilung führen (Dethof und Hólm, 2002). Dadurch kommt es zu einer Überschätzung des Ozons am Erdboden, einer Reduzierung des Spurenstoffes in der oberen Troposphäre und eine weiteren Überschätzung in der Stratosphäre. Innerhalb des ERA-40-Datensatzes ergibt sich diese Situation besonders häufig in den Jahren 1991 - 1996, aber auch andere Zeiträume zeigen teilweise eine fehlerhafte vertikale Ozonverteilung. Abb. 4.3 zeigt den Breiten-Höhen-Schnitt von Ozon am 3. Januar 1994 für ERA-40-Daten und MLS-Daten im Vergleich.

Da die fehlerhaften Ozonprofile besonders häufig auf der Nordhemisphäre zwischen Januar und April auftreten (Dethof und Hólm, 2002) und die Heizraten von den Ozonfeldern abhängig sind (siehe Abschnitt 5.1.2), ist es notwendig Ozon aus alternativen Datenquellen als Eingabe für das Strahlungstransportmodell in Erwägung zu ziehen.

4.1.6 Wasserdampf

Bei der Berechnung des ECMWF-Wasserdampfes werden außerhalb der Troposphäre keine Beobachtungsdaten von Wasserdampf assimiliert. Somit bestimmen hauptsächlich Modelldynamik und Parametrisierung der physikalischen Prozesse die Entwicklung der stratosphärischen Feuchte. Der Wasserdampfeintrag in die Stratosphäre wird von verschiedenen Faktoren wie Konvektion, Kondensationsprozesse und Tropopausentemperatur bestimmt. Um die anschließende Entwicklung des Wasserdampfes in der Stratosphäre sinnvoll zu modellieren, benötigt man eine sinnvolle Realisierung des Luftmassentransportes und der Durchmischungsprozesse. Weiterhin muss das Modell über Wasserdampfquellen und -senken verfügen. In der Stratosphäre wird der Quellterm von Wasserdampf durch eine einfache Parametrisierung der Methan-Oxidation realisiert. Die Größe $2\text{CH}_4 + \text{H}_2\text{O}$ ist in der Atmosphäre relativ gleichmäßig verteilt. Nach Studien von Jones et al. (1986) und Bithell et al. (1994) wurde für das entsprechende Volumenmischungsverhältnis ein Wert von 6 ppmv angenommen. Basierend auf dieser Parametrisierung erzeugt die Analyse für ERA-40 eine sehr gute me-

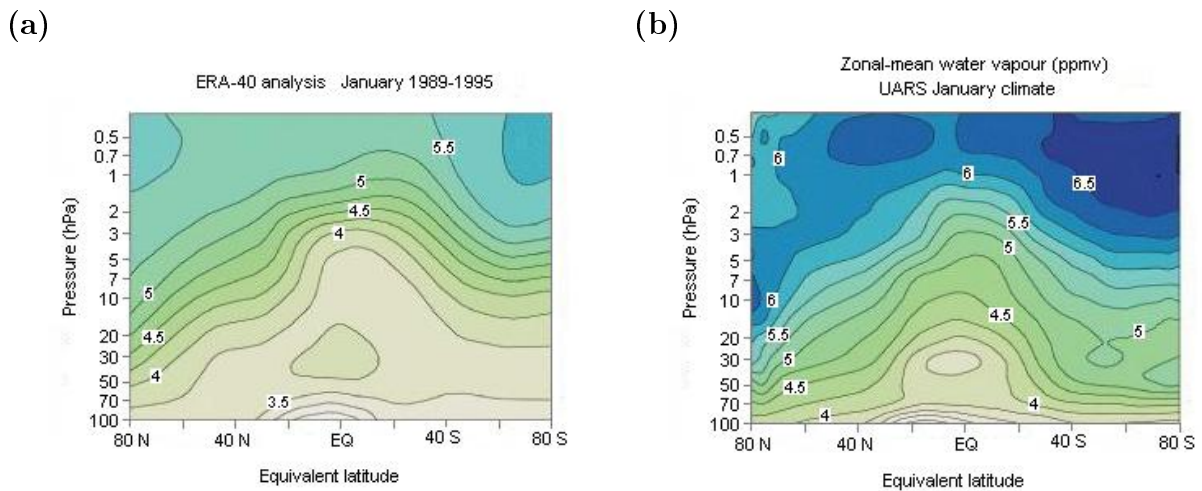


Abbildung 4.4: Zonal gemittelte Verteilung für das Volumenmischungsverhältnis von Wasserdampf für Januar als (a) eine Funktion von Druck und Breite basierend auf ERA-40 für den Zeitraum 1989 - 1995 (Dethof, 2003) und (b) eine Funktion von Druck und äquivalenter Breite basierend auf der UARS Klimatologie (Randel et al., 1998).

ridionale Verteilung des stratosphärischen Wasserdampfes, die allerdings bis zu 1 ppmv zu niedrige Werte aufweist, wie Abb. 4.4 demonstriert. Der hier dargestellte Vergleich zwischen dem zonal gemittelten Wasserdampf der „Upper Atmosphere Research Satellite“ (UARS) Klimatologie für Januar (Randel et al., 1998) und der Verteilung des zonal gemittelten Wasserdampfes in ERA-40 für den Januar der Jahre 1989 - 1995 zeigt, dass ERA-40 ungefähr 10 - 15 % weniger Wasserdampf enthält als die UARS Klimatologie. Das liegt teilweise an der ungenügenden Wiederbefeuchtung der Luft durch die Methan-Oxidation, gesteuert durch den Wert der Summe $2\text{CH}_4 + \text{H}_2\text{O}$. Die Arbeit von Randel (1998) ergab, dass diese Summe einen ungefähr 10 % größeren Wert besitzt als die in ERA-40 angenommenen 6 ppmv. Seit April 2002 werden die opECMWF-Analysen mit dem erhöhten Volumenmischungsverhältnis von 6.8 ppmv berechnet (Dethof, 2003). Zum anderen resultiert die zu „trockene“ Stratosphäre in ERA-40 aus einem zu schnellen Transport der ausgetrockneten Luft von der tropischen Tropopause in höhere Bereiche und Breiten, wodurch nicht genügend Zeit für die Methanoxidation bleibt.

4.1.7 Wolken

Seit 1993 werden die Wolken im opECMWF-Vorhersagemodell als prognostische Variablen (Tiedtke, 1993; Jakob, 1994) behandelt. Dieser Ansatz wird auch im Rahmen der ERA-40-Daten genutzt. Das Schema bestimmt die beiden Variablen Wolkenbedeckung und Wolkenwasser (flüssig/eisförmig) mit Hilfe prognostischer Gleichungen, die durch einen Quellterm und durch einen Verlustterm gesteuert werden. Die Parametrisierung des Quellterms basiert auf Konvektion und Grenzschichtturbulenzen. Im Fall von Stratocumuluswolken spielen großskaliges Aufsteigen und diabatisches Abkühlen eine Rolle. Der Verlustterm hingegen wird bestimmt durch Verdunstung im Lauf von absinkenden Bewegungen, diabatisches Heizen, turbulente Erosionsprozesse und Niederschlag.

Der Vergleich von Wolken aus ERA-40 und Satellitendaten aus dem „International Satellite Cloud Climatology Project“ für die Jahre 1983 - 1990 verdeutlicht die entscheidenden Vorteile des prognostischen Schemas gegenüber dem vor 1993 eingesetzten diagnosti-

schen Ansatz (Jakob, 1998). Die Wolken aus der Reanalyse weisen alle wichtigen Aspekte der durch Satelliten beobachteten interannualen Variabilität auf. Allerdings enthüllt der Vergleich auch einige Mängel wie z.B. die Unterschätzung der extratropischen Wolkenbedeckung über Ozeanen um 10 - 15 %, eine Überschätzung der Cumuluswolken im Bereich der Passatwinde um 10 - 15 % und eine Unterschätzung der Stratocumuluswolken entlang der Westküsten der subtropischen Kontinente um 15 %. Ähnliche Ergebnisse ergab ein Vergleich zwischen Wolkenfeldern aus ERA-40 und Beobachtungen basierend auf Strahldichten von HIRS/2 und MSU (Chevallier et al., 2001). Auch hier zeigt sich, dass die Verteilung der Wolken sehr gut übereinstimmt und einen realistischen Jahresgang aufweist, sich aber Probleme mit der Bedeckung und den Strahlungseigenschaften der Stratocumuluswolken ergeben.

4.1.8 Die Brewer-Dobson-Zirkulation

Die dreidimensionalen von ERA-40 produzierten Windfelder genügen dem Gesetz der Masserhaltung (siehe Gleichung (A.7)) und können u.a. genutzt werden, um „Chemical Transport Models“ (CTMs) anzutreiben. Auswertungen der so transportierten Spurengase offenbaren jedoch, dass die Luft in der Stratosphäre zu schnell transportiert wird (van Noije et al., 2004), was darauf hindeutet, dass die Vertikalkomponenten der Brewer-Dobson-Zirkulation zu stark sind. Meijer et al. (2004) berechnen das Alter der Luft basierend auf den Windfeldern aus ERA-40 und der opECMWF-Analyse. Für beide Datensätze erweist sich die stratosphärische Luft als zu jung, was wiederum auf eine verstärkte Brewer-Dobson-Zirkulation hinweist. Scheele et al. (2005) untersuchen das Alter stratosphärischer Luft mit Hilfe von Trajektorienrechnungen und kommen zu ähnlichen Ergebnissen. Dieses Problem resultiert aus der eigentlichen Assimilationsprozedur, in deren Verlauf das Modell an die Beobachtungen angepasst wird. Aufgrund der erzwungenen ständigen Annäherung der Modellergebnisse an die Beobachtungsdaten, können unrealistisch viele Wellenaktivitäten ausgelöst werden. In diesem Fall erzeugt deren Dissipation fälschlicherweise einen verstärkten Massentransport mit der Brewer-Dobson-Zirkulation. Die Rechnungen basierend auf ERA-40 ergeben deutlich jüngere Luft als die Ergebnisse erzielt mit den opECMWF-Daten. Die im zweiten Fall eingesetzte 4D-VAR Assimilation wendet eine sich zeitlich entwickelnde Anpassung an und erlaubt somit dem Modell näher an seinem ursprünglichen physikalischen Zustand zu bleiben. Zusammenfassend ergibt sich, dass die vertikalen Windfelder der opECMWF-Daten weniger Probleme als die entsprechenden Felder aus ERA-40 aufweisen.

Eine Auswertung der Verteilung der Spurenstoffe aus ERA-40 bestätigt die Vermutung der zu schnellen Zirkulation. Sehr deutlich kann man die verstärkte Brewer-Dobson-Zirkulation, beispielsweise im zu raschen Transport des stratosphärischen Wasserdampfes, feststellen (Uppala et al., 2005; Dethof, 2003). Aber auch die Gesamtozonsäule im polaren Winter ist ein sehr guter Indikator für die Intensität des Luftmassentransportes durch die Meridionalzirkulation. Abb. 4.5 zeigt eine Zeitreihe der Ozonmessungen über der Bodenstation in Bismarck, North Dakota und die zum korrespondierenden Gitterpunkt gehörende Ozongesamtsäule aus ERA-40 für den gesamten Zeitraum. Für die Jahre 1979 - 1988 und 1991 - 2002 wurden TOMS und SBUV Ozonmessungen in ERA-40 assimiliert und wie Abb. 4.5 verdeutlicht, passen für diese Zeitabschnitte die Werte sehr gut zu den unabhängigen Bodenmessungen. Auch für den Zeitraum vor der Assimilation von Ozonmessungen oder der Assimilation von Strahldichten aus Satellitenmessungen, also von 1962 bis 1973, existiert eine gute Übereinstimmung zwischen Beobachtungen und ERA-40 Daten. Nur innerhalb der beiden kurzen Zeitspannen, in denen zwar die Strahldichten aus den Satellitenmessun-

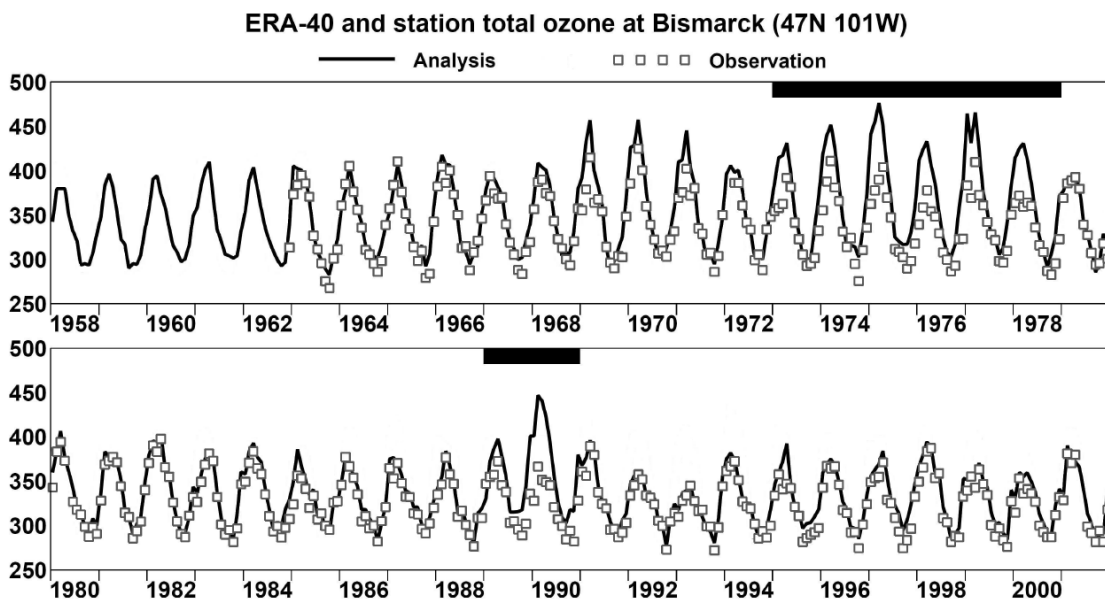


Abbildung 4.5: Monatsmittel der Ozongesamtsäule [DU] aus Messungen über der Bodenstation in Bismarck, North Dakota (Vierecke) und die zum korrespondierenden Gitterpunkt gehörende Ozongesamtsäule [DU] aus ERA-40 (schwarz). Der horizontale Balken kennzeichnet den Zeitraum, in welchem zwar VTPR und TOVS Strahldichten, aber keine Ozonmessungen assimiliert wurden (nach Uppala et al., 2005).

gen, aber nicht die TOMS/SBUV Ozonmessungen assimiliert wurden, also 1973-1978 und 1989-1990 (in Abb. 4.5 gekennzeichnet durch einen horizontalen Balken), wird die Gesamtozonsäule im späten Winter durch ERA-40 überschätzt. Dies ist ein Anzeichen dafür, dass der Ozontransport durch die Brewer-Dobson-Zirkulation in ERA-40 zu stark ist, wenn die Analyse der Stratosphäre durch die Assimilation von Strahldichten beeinflusst wird. Dieser Effekt wird offensichtlich durch die Assimilation der Ozonmessungen zumindestens für die Ozongesamtsäule wieder ausgeglichen.

Auch andere Analyse- und Reanalyse-Datensätze weisen sehr oft verrauschte Vertikalwinde und Probleme mit dem Transport durch die meridionale Zirkulation auf (Schoeberl et al., 2003; Tan et al., 2004). Diese Überlegung motiviert i.A. den Einsatz diabatischer Trajektorien, der auch im Rahmen der vorliegenden Arbeit als Alternative zu den kinematischen Trajektorienrechnungen zur Verfügung steht. Ein exemplarischer Vergleich der beiden Ansätze und die daraus folgende Entscheidung, welche Methode verwendet wird, ist in Kapitel 7 beschrieben.

4.1.9 Verfügbarkeit der Daten

Die Verfügbarkeit der vom neuen Transportmodell benötigten ECMWF-Daten ist in Tabelle 4.2 zusammengefasst und wird im Folgenden kurz erläutert. ERA-40 umspannt den Höhenbereich 1000 - 0,1 hPa, aufgelöst auf 23 Standarddruckniveaus oder auf den 60 hybriden Schichten des Assimilationsmodells. Auch die opECMWF-Daten stehen auf den betreffenden Standarddruckflächen und den Modellschichten zur Verfügung. Seit März 1999 beträgt die Anzahl der operationellen Standarddruckniveaus 21, wobei im Vergleich zu ERA-40 die Druckflächen 775 hPa und 600 hPa fehlen. Die Anzahl der operationellen Modellschichten hat sich im März 1999 von 31 auf 50 und im Oktober 1999 von 50 auf 60 erhöht. Der

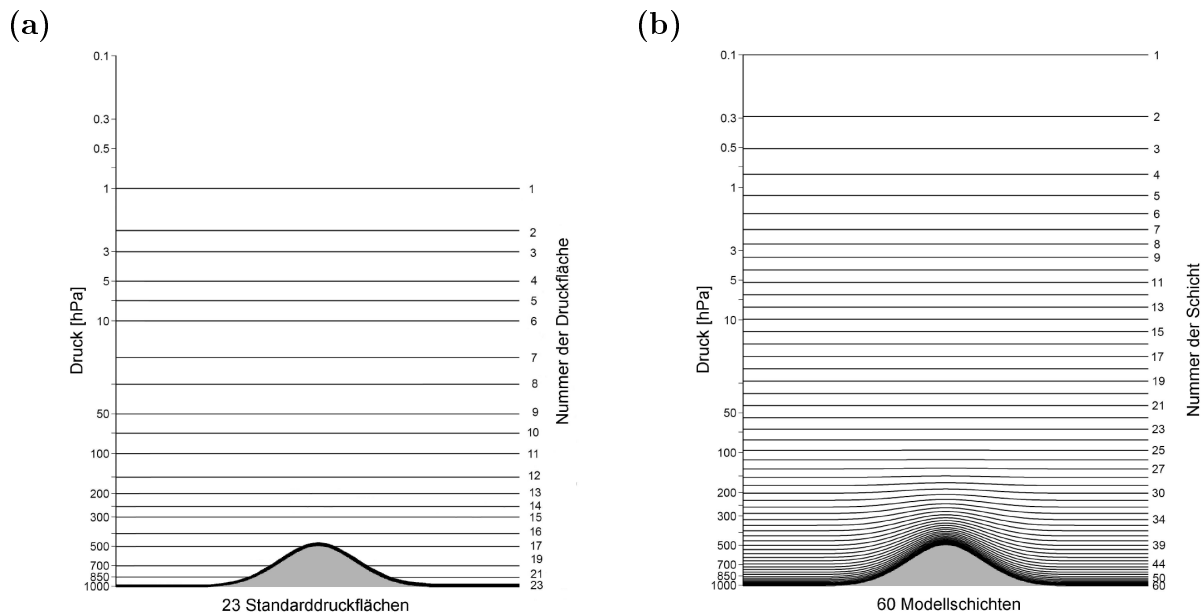


Abbildung 4.6: 23 Standarddruckflächen und 60 Modellschichten für ERA-40 (nach Uppala et al., 2005).

ERA-40-Datensatz und die opECMWF-Analysen bestehen aus einer umfangreichen Menge an physikalischen Größen, wobei an dieser Stelle nur die für das neue Transportmodell wichtigen Parameter betrachtet werden. Beide Komponenten des neuen Transportmodells, das Strahlungstransfermodell und die Trajektorienroutine, sind in der Lage, mit den Standarddruckflächen oder den Modellschichten der ERA-40-Daten bzw. der opECMWF-Daten zu rechnen.

Die Eingabedaten der Trajektorienroutine umfassen den zonalen, meridionalen und in wenigen Fällen den vertikalen Wind, die Temperatur, das Geopotenzial (zur Berechnung der geometrischen Höhe) sowie die potenzielle Vorticity.

Zu der Berechnung des Strahlungstransportes in einer vertikalen Luftsäule müssen die Profile der strahlungsaktiven Gase O_3 und H_2O , die Profile von Temperatur, Wolkenbedeckung und Wolkenwasser (eisförmig/flüssig) sowie der Sonnenzenitwinkel bekannt sein. Das Strahlungstransportmodell benötigt außerdem die potenzielle Vorticity, falls die Ozonfelder aus CATO (siehe Abschnitt 4.3.1) benutzt werden, und das Geopotenzial, falls der Wasserdampf aus SAGE II (siehe Abschnitt 4.3.2) zum Einsatz kommt. Das Geopotenzial wird verwendet, um die geometrische Höhe zu berechnen, die der vertikalen Koordinate der SAGE II Wasserdampfdaten entspricht². Die Wolken (cc) werden durch die drei Parameter Wolkenbedeckung, flüssiges Wolkenwasser und eisförmiges Wolkenwasser quantifiziert. Diese Größen liegen jeweils als dreidimensionale Felder (cc) oder als tiefe, mittlere und hohe Wolken (cc_3) vor. Weiterhin sind eine Reihe von zweidimensionalen Datenfeldern wie Albedo, Land-See-Maske, Temperatur an der Erdoberfläche und See-Eis-Bedeckung erforderlich. Diese Parameter sollen im Folgenden unter dem Symbol P_S zusammengefasst werden.

Außerdem benötigt das Modell zur Berechnung der Heizraten Aerosole-Daten und Kon-

²Für den Zeitraum, in welchem das Geopotenzial innerhalb der ECMWF-Datensätze nicht zur Verfügung steht, muss die geometrische Höhe mit der barometrischen Höhenformel, dem Temperaturprofil, dem Geopotenzial an der Erdoberfläche (Φ_S) und dem Druck an der Erdoberfläche (p_S) berechnet werden.

ERA-40		Operationelle Analyse	
Standarddruck- flächen	Modellschichten	Standarddruck- flächen	Modellschichten
23 Druckflächen von 1000 bis 1 hPa	60 Schichten von 1000 bis 0,1 hPa	21 Druckflächen von 1000 bis 1 hPa (seit März 1999)	60 Schichten von 1000 bis 0,1 hPa (seit Okt. 1999)
T, u, v, w, q	T, u, v, w, q	T, u, v, w, q	T, u, v, w, q
Φ	—	Φ	—
Φ_S, p_S	Φ_S, p_S	Φ_S, p_S	Φ_S, p_S
O_3	O_3	O_3 seit Juni 2000	O_3 seit Sept. 2000
PV	—	PV seit Juni 2001	—
—	cc	—	cc seit Sept. 2000
cc_3	cc_3	cc_3 seit Juli 1986	cc_3 seit Sept. 2000
P_S	P_S	P_S seit Juni 2000	P_S seit Juni 2000

Tabelle 4.2: Verfügbarkeit der ECMWF-Daten.

zentrationen der wichtigen Spurengase, wie CO_2 , CH_4 , N_2O , CCl_3F , CCl_2F_2 und CHClF_2 . Diese stammen nicht aus den ECMWF-Daten und werden im nächsten Abschnitt näher beschrieben

4.2 Eingabeparameter des Strahlungstransportmodells

Die innerhalb des Modells gegebenen Größen werden im Rahmen dieser Arbeit als interne Eingabeparameter bezeichnet.

Die vorliegende Aerosolklimatologie nach Tanré et al. (1984) enthält die geographische Verteilung der Jahresmittel von fünf verschiedenen Aerosoltypen. Dazu zählen die maritimen, kontinentalen, städtischen und Wüsten-Aerosole, sowie die gleichmäßig verteilten stratosphärischen Hintergrundaerosole.

Zu den weiteren internen Eingabeparametern zählen die strahlungsaktiven Gase CO_2 , CH_4 , N_2O , CCl_3F und CCl_2F_2 . Sie werden als gleichmäßig verteilte Gase betrachtet und bekommen jeweils eine konstante Konzentration zugewiesen. Nach dem „Intergovernmental Panel on Climate Change“ (IPCC), 1990 gilt $[\text{CO}_2] = 353$ ppm, $[\text{CH}_4] = 1,72$ ppm, $[\text{N}_2\text{O}] = 0,31$ ppm, $[\text{CCl}_3\text{F}] = 280$ ppt und $[\text{CCl}_2\text{F}_2] = 484$ ppt.

Innerhalb des Strahlungstransfermodells wird außerdem die Ozonklimatologie von Fortuin und Langematz (1994) bereitgestellt. Alle zonal gemittelten Ozonwerte der Klimatologie basieren auf einer Kombination aus Ozonsonden und Satellitenbeobachtungen und liegen für jeden Monat des Jahres vor. Natürlich ist es im Rahmen der Strahlungstransportrechnungen möglich, jeden internen Parameter mit anderen Werten neu zu belegen. So ist es beispielsweise sinnvoll, die Ozonklimatologie nur dann einzusetzen, wenn keine qualitativ besseren Datenfelder zur Verfügung stehen. Ozon kann durch externe Ozonfelder aus den ECMWF-Daten oder aus dem alternativen Datensatz CATO ersetzt werden.

4.3 Alternative Datensätze

4.3.1 CATO Ozon

Im Rahmen des „Chemical and Dynamical Influences on Decadal Ozone Change“ (CANDIDOZ) Projektes wurde an der Eidgenössischen Technischen Hochschule (ETH) Zürich der quasi dreidimensionale Ozon-Datensatz „CANDIDOZ Assimilated Three-dimensional Ozone“ (CATO) erstellt (persönliche Mitteilung Brunner, 2004). Die in 24-stündiger Auflösung vorliegenden Daten umfassen den Zeitraum 1979 - 2003. CATO wurde aus den zweidimensionalen Satellitendaten von TOMS und „The Global Ozone Monitoring Experiment“ (GOME) rekonstruiert. Diese Messungen der Ozongesamtsäule werden gemeinsam mit Informationen über quasi-horizontale Transportprozesse assimiliert, um die vertikalen Ozonprofile des CATO-Datensatzes zu erzeugen. Der statistische Assimilationsansatz berechnet Ozonprofile in einem Äquivalente Breite - Potenzielle Temperatur-Koordinatensystem. In diesem Rahmen verändern sich die Ozonkonzentrationen nur langsam aufgrund chemischer oder diabatischer Prozesse. Ein Vergleich der CATO-Daten mit Ozonsonden und Ergebnissen vom „Halogen Occultation Experiment“ (HALOE) für vier verschiedene geographische Breiten zeigt, dass die räumlichen, täglichen und saisonalen Schwankungen sowie die interannuale Variabilität der Ozonprofile in CATO mit den Messungen gut übereinstimmen. Auch die vertikalen Strukturen der betrachteten Profile passen sehr gut zueinander, wie Abb. 4.7 an einem Beispiel illustriert. Das in Abb. 4.7 (a) zusätzlich gezeigte Profil der äquivalenten Breite legt nahe, dass Advektion aus höheren oder niedrigeren Breiten verantwortlich ist für die erhöhten Ozonwerte zwischen 120 und 150 hPa bzw. die reduzierten Werte zwischen 70

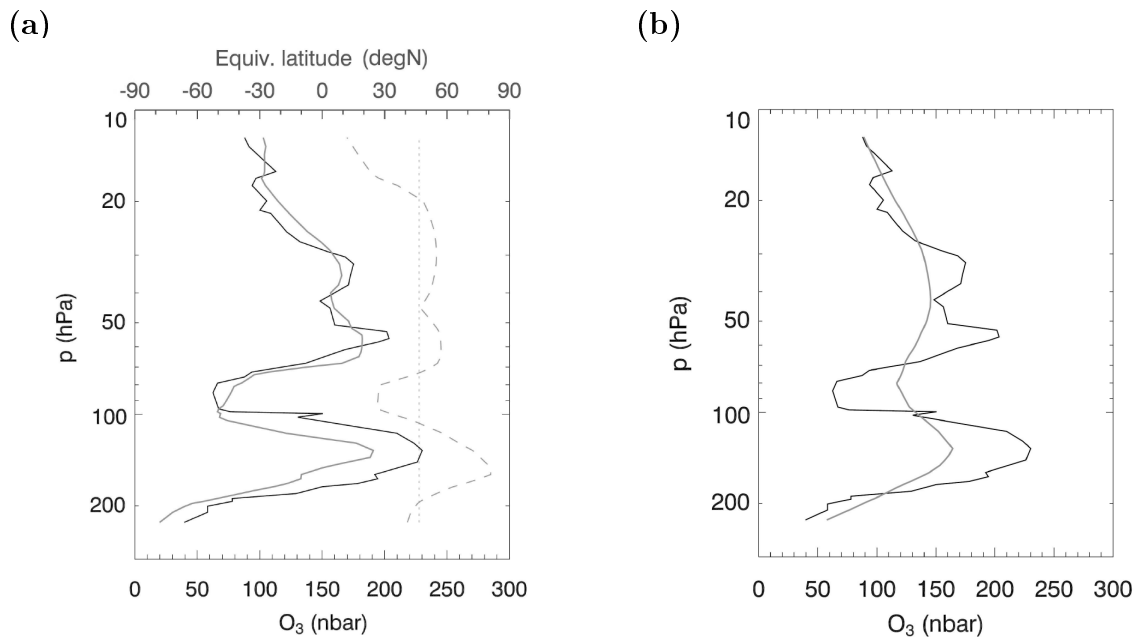


Abbildung 4.7: (a) Profil des Ozonpartialdruckes (nbar) gemessen mit einer Ozonsonde in Payenne, Schweiz am 20. Januar 1981 (schwarze Linie), Ozonprofil für den entsprechenden Gitter- und Zeitpunkt rekonstruiert durch CATO (graue durchgezogene Linie), Profil der äquivalenten Breite (graue gestrichelte Linie). (b) Ozonsondenprofil aus (a) und Ozonprofil aus ERA-40 für den entsprechenden Gitter- und Zeitpunkt. Die Abb. wurden von Dominik Brunner ETHZ (2004) zur Verfügung gestellt.

und 100 hPa. Die Rekonstruktion des Ozonprofils durch CATO ist imstande die meisten dieser Merkmale zu reproduzieren, während das entsprechende ERA-40 Ozonprofil in Abb. 4.7 (b) nur die allgemeine Form des Profils aufweist, aber die Anomalien stark unterschätzt. Oberhalb von 35 km ist die chemische Lebenszeit von Ozon zu kurz, als dass CATO noch vernünftige Ergebnisse liefern könnte. Die Werte der innerhalb des Strahlungstransportmodells vorliegenden Ozonklimatologie von Fortuin und Langematz (1994) werden genutzt, um die Ozonprofile aus CATO nach oben hin fortzusetzen.

4.3.2 SAGE II Wasserdampfklimatologie

Der „Earth Radiation Budget Satellite“ (ERBS) trägt den „Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II“ (SAGE II) Sensor, welcher die abgeschwächte Sonneneinstrahlung in sieben Spektralintervallen misst. Einen Überblick über SAGE II und die gemessenen Daten vermittelt die Arbeit von McCormick (1987). Der Kanal bei $0,94 \mu\text{m}$ Wellenlänge bestimmt die Wasserdampfkonzentration mit Hilfe der H_2O Absorptionseigenschaften in den $\rho\sigma\tau$ Bändern. In Chu et al. (1993) findet man eine genaue Beschreibung des operationellen Inversionsalgorithmus zur Berechnung der vertikalen Wasserdampfprofile. Eine Fehleranalyse der Datengewinnung im Rahmen von SAGE II zeigt die gute Qualität, der in diesem Zusammenhang produzierten Wasserdampfmessungen. Der von SAGE II erstellte H_2O -Datensatz ist nahezu gleichmäßig global verteilt und umfasst den Zeitraum von Januar 1986 bis Mai 1991. Die Messungen reichen bis zum Oberrand der Wolken und decken somit nicht nur die Stratosphäre, sondern bei wolkenfreiem Himmel auch die obere und mittlere Troposphäre ab. Das Wasserdampffeld verfügt über eine hohe vertikale Auflösung (0,5 km) und eine hohe Genauigkeit, wie verschiedene Aspekte der Validierung und Anwendung von SAGE II Wasserdampfprodukten im Rahmen einer Reihe von Arbeiten (Chiou et al., 1993; McCormick et al., 1993; Rind et al., 1993) belegen. In diesem Zusammenhang vorgestellte Vergleiche von anderen Satellitendaten und SAGE II Messungen zeigen eine gute Übereinstimmung der wichtigen Merkmale.

Die 5,5 Jahre umfassenden SAGE II Messungen beschreiben die globale Wasserdampfverteilung in der Stratosphäre sowie der oberen Troposphäre und wurden in einer Klimatologie von Chiou et al. (1997) zusammengefasst.

Kapitel 5

Modellvalidierung und Sensitivitätsstudien

Das Strahlungstransfermodell zur Berechnung der Heizraten und die Trajektorienroutine zur Simulation atmosphärischer Luftmassenbewegungen sind die Grundbausteine des neuen Transportmodells. Die Entwicklung dieses neuen Modells erfordert eine sorgfältige Validierung anhand von Sensitivitäts- und Teststudien. In diesem Zusammenhang ist es notwendig die Qualität und Robustheit der durchgeführten Heizraten- und Trajektorienrechnungen zu kontrollieren. Die mit dem Strahlungstransportprogramm bestimmten Heizratenprofile werden mit den Resultaten eines anderen Strahlungstransfermodells verglichen und auf ihre Sensitivität gegenüber den Eingabedaten kontrolliert. In Hinblick auf die Trajektorienroutine ist es erforderlich die numerische Genauigkeit der Integrationsverfahren zu testen. Außerdem werden Trajektorien, die im Rahmen von Ballonflügen berechnet wurden, mit den Ergebnissen des FUB-Trajektorienmodells verglichen. Die Überlegungen zu den Trajektorien finden sich in Abschnitt 5.2, während die Untersuchungen der Heizraten Inhalt von 5.1 sind.

5.1 Validierung der Heizraten

Die Validierung der Heizraten gliedert sich in zwei Abschnitte. Im ersten Teil wird im Rahmen ausgewählter Fallstudien das ECMWF-Strahlungstransfermodell mit dem Fu-Liou-Strahlungstransfermodell verglichen. Dabei handelt es sich um ein detailliertes, mit hohem numerischen Aufwand betriebenes Modell, das im folgenden Abschnitt beschrieben wird. Im zweiten Teil werden die Sensitivitäten der Heizraten in Bezug auf die Temperaturverteilung, die Konzentration von einzelnen Spurenstoffen und die vertikale Auflösung der Daten untersucht.

5.1.1 Vergleich mit dem Fu-Liou-Strahlungstransfermodell

Das Fu-Liou-Strahlungstransfermodell (Fu und Liou, 1992; Fu und Liou, 1993) ist ein auf der plan-parallelen atmosphärischen Approximation und der δ -vier-Strom-Methode (Liou et al., 1988) basierendes detailliertes Modell zur Berechnung der diabatischen Heizratenprofile. Der Bereich der solaren Strahlung ($0,2 - 0,4 \mu\text{m}$) ist in sechs und der Bereich der thermischen Strahlung in zwölf disjunkte Bänder unterteilt. Das Programm verwendet im langwelligen Spektralbereich die Methode der korrelierten k-Verteilung, um die Absorptionen durch die Gase H_2O , CO_2 , O_3 , N_2O und CH_4 zu bestimmen. Das H_2O -Absorptionskontinuum CKD2.4 (Tobin et al., 1999) wird im gesamten thermischen Spektrum benutzt. Da es sich bei dem

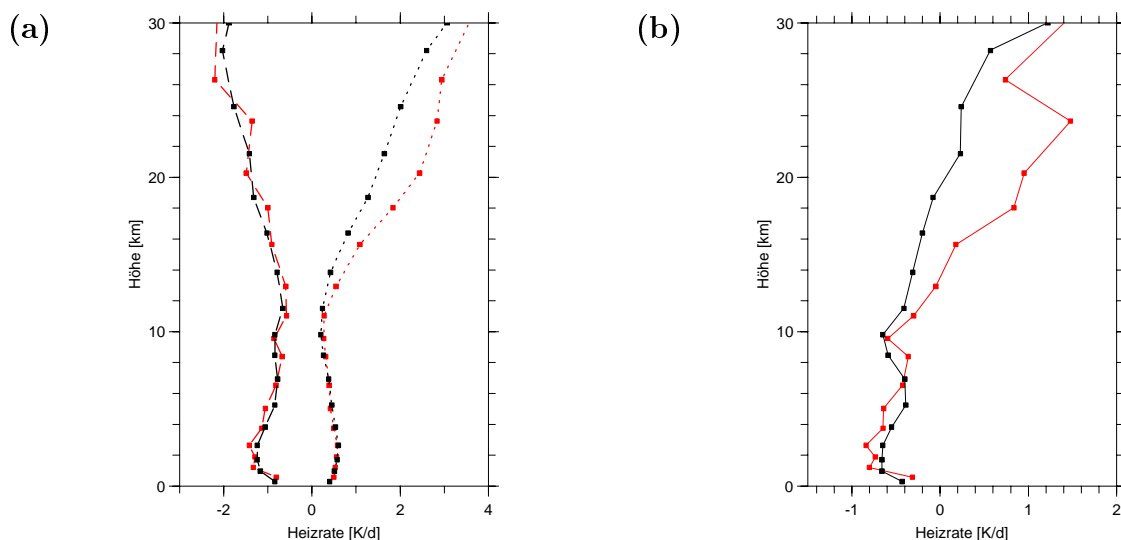


Abbildung 5.1: Profile der Heizraten für den 16. März 1992, 18:00 UTC, 70° N, 90° W berechnet durch das 6-SW-Banden-ECMWF- (rot) bzw. Fu-Liou- (schwarz) Strahlungstransfermodell. (a) Langwellige Heizraten (gestrichelt Linien) und kurzwellige Heizraten (gepunktete Linien), (b) Nettoheizraten.

Fu-Liou-Strahlungstransfermodell um ein detailliertes mit hohem numerischen Aufwand betriebenes Modell handelt, ist es sinnvoll, damit berechnete Heizratenprofile als Grundlage zur Validierung des ECMWF-Strahlungsmodells zu nutzen. Um einen solchen Vergleich optimal zu gestalten, wurden die Heizratenprofile für einzelne horizontale Gitterpunkte berechnet. Die meteorologischen Eingabedaten der beiden Modelle wurden für die jeweiligen Gitterpunkte identisch gewählt, d.h. es wurden die gleichen Temperatur-, Ozon- und Feuchteprofile verwendet. Außerdem haben die Konzentrationen der wichtigen Spurengase wie CO_2 , CH_4 , N_2O , CCl_3F , CCl_2F_2 und CHClF_2 sowie die Albedo im Fu-Liou- und im ECMWF-Strahlungstransfermodell die gleichen Werte. Da sich der Vergleich hauptsächlich auf die polare Stratosphäre bezieht und die Wolken dort geringen Einfluss auf die Heizraten haben (wie in Kapitel 7 gezeigt wird), wurden alle Vergleiche für einen wolkenfreien Himmel berechnet. Somit können die Differenzen zwischen den berechneten Heizratenprofilen auf die unterschiedlichen Funktionsweisen der beiden Strahlungstransfermodelle zurückgeführt werden. Wie notwendig solch ein Vergleich ist, wird z.B. dadurch deutlich, dass dabei ein Fehler in der von Morcrette (persönliche Mitteilung, 2003) zur Verfügung gestellten Version des ECMWF-Strahlungsmodells aufgedeckt wurde.

Abb. 5.1 zeigt die Heizratenprofile für den 16. März 1992, 18:00 UTC für 70° N und 90° W. Die Heizraten, verursacht durch die langwellige Strahlung, stimmen sehr gut überein. Für den kurzwelligen Spektralbereich ergeben sich allerdings im Höhenbereich zwischen 10 und 30 km Abweichungen von bis zu 1 K/d. Die Nettoheizraten in 5.1 (b) weisen als Summe der langwelligen und kurzwelligen Heizraten¹ die gleichen Unterschiede in dem entsprechenden Höhenbereich auf. Da die Nettoheizrate in der unteren Stratosphäre sehr kleine Werte annimmt, sind die prozentualen Abweichungen hier noch viel stärker ausgeprägt als im kurzwelligen Fall. Zahlreich durchgeführte Teststudien (hier nicht gezeigt) belegten, dass diese Differenzen aufgrund der fehlerhaften Berechnung der Absorption kurzwelliger Strahlung

¹Im Folgenden werden die durch langwellige (kurzwellige) Strahlung erzeugten Heizraten der Einfachheit halber als langwellige (kurzwellige) Heizraten bezeichnet.

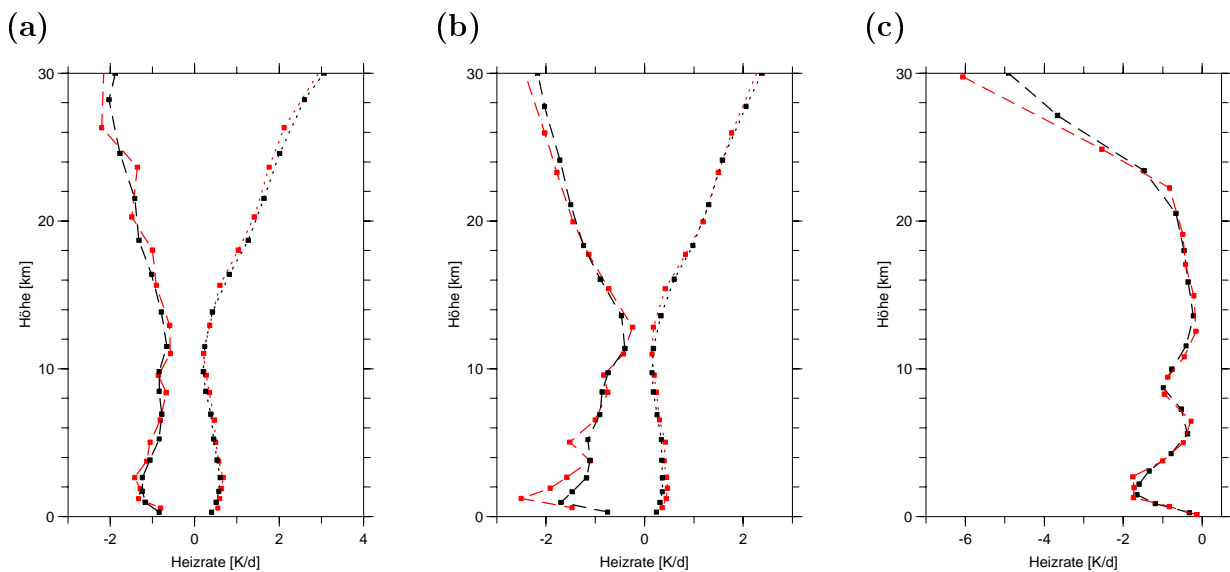


Abbildung 5.2: Profile der langwelligen (gestrichelte Linien) und kurzwelligen (gepunktete Linien) Heizraten berechnet durch das 4-SW-Banden-ECMWF- (rot) bzw. Fu-Liou- (schwarz) Strahlungstransfermodell. (a) Heizraten für den 16. März 1992, 18:00 UTC, 70° N, 90° W, (b) Heizraten für den 16. März 1992, 18:00 UTC, 80° N, 90° W, (c) Heizraten für den 16. Januar 1992, 18:00 UTC, $87,5^{\circ}$ N, 90° W.

durch CO_2 mit der Offline-Programmversion des ECMWF-Strahlungstransfermodells mit sechs Intervallen im solaren Spektralbereich (6-SW-Banden) entstehen.

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführte Testreihe zeigt, dass die ältere Version des ECMWF-Strahlungstransportmodells, welche vier Intervalle im solaren Spektrum (4-SW-Banden) verwendet (siehe Abschnitt 3.1.2), diesen Fehler nicht aufweist. Aus der umfangreichen Testreihe werden an dieser Stelle drei Beispiele für hohe nördliche Breiten vorgestellt. In Abb. 5.2 (a) ist der Vergleich aus Abb. 4.1 mit der neuen Berechnung durch das 4-SW-Banden-ECMWF-Strahlungstransportmodell dargestellt. Die Heizraten beider Spektralbereiche zeigen nun eine sehr gute Übereinstimmung. Die Ergebnisse der Fallstudie für den 16. März 1992, 18:00 UTC für 80° N und 90° W sind in Abb. 5.2 (b) zu sehen. Es treten geringe Abweichungen für die langwelligen troposphärischen Heizraten auf, welche durch die verschiedenen verwendeten H_2O -Absorptionskontinuen verursacht werden. Diese Unterschiede liegen im Bereich der Abweichungen, die sich im Rahmen detaillierter Vergleiche diverser Strahlungstransportmodelle für die troposphärischen langwelligen Heizraten ergeben können (Gettelman et al., 2004). Die restlichen Heizraten stimmen wiederum sehr gut überein. Die hier nicht gezeigten Ergebnisse der Programmversion mit sechs Intervallen im solaren Spektralbereich weisen ähnliche Differenzen wie die erste Fallstudie aus Abb. 5.1 auf.

Abb. 5.2 (c) zeigt das Heizratenprofil für den 16. Januar 1992, 18:00 UTC für $87,5^{\circ}$ nördliche Breite und 90° westliche Länge. Aufgrund der fehlenden Sonneneinstrahlung im polaren Winter treten keine Effekte kurzwelliger Strahlung auf und die langwelligen Heizraten zeigen, bis auf geringe Abweichungen oberhalb von 28 km, eine sehr gute Übereinstimmung. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine Reihe weiterer Vergleiche durchgeführt, in deren Verlauf die verschiedenen Spurengase, die dreidimensionale Auflösung der Wolken und die Anzahl der vertikalen Schichten variiert wurden. Die Ergebnisse der beiden Modelle passen für all diese Fallstudien sehr gut zueinander, solange die ältere Version des ECMWF-Strahlungstransportmodells verwendet wird.

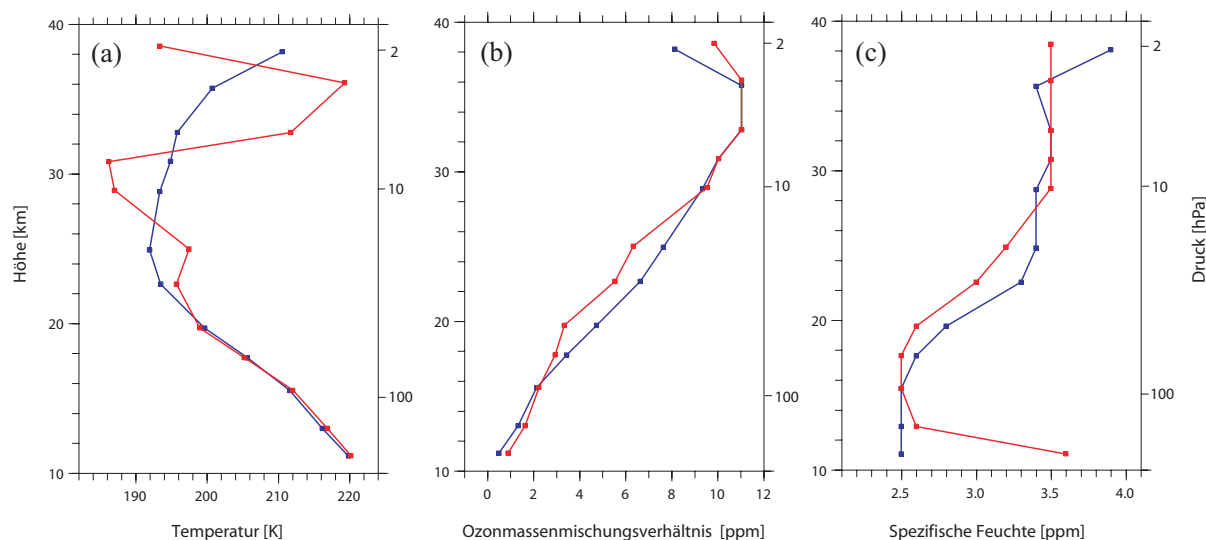


Abbildung 5.3: Profile aus ERA-40 (rot) und aus der opECMWF-Analyse (blau) für 80° N, 10° E am 16. Dezember 2001, 12:00 UTC. (a) Temperatur, (b) Ozonmassenmischungsverhältnis und (c) spezifische Feuchte.

Zusammenfassend ergibt sich, dass ein Vergleich zwischen dem Fu-Liou-Strahlungstransportmodell und dem ECMWF-Strahlungstransportmodell mit vier Intervallen im kurzwelligen Spektralbereich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Heizratenprofilen zeigt. Außerdem wurde mit Hilfe der Testreihe die fehlerhafte Funktionsweise der Offline-Version des ECMWF-Strahlungstransportmodells mit sechs Intervallen im kurzwelligen Spektralbereich aufgedeckt. Als Schlussfolgerung aus diesen Erkenntnissen wird im weiteren Verlauf der Arbeit das 4-SW-Banden-ECMWF-Strahlungstransportmodell verwendet, das im Folgenden als „ECMWF-Strahlungstransportmodell“ bezeichnet wird.

5.1.2 Sensitivitätstests der Heizraten

Aus der Theorie des Strahlungstransportes (siehe Abschnitt 2.1) ist hinreichend bekannt, dass die atmosphärischen Heizraten von der Intensität der solaren Einstrahlung, der Temperaturverteilung und der Konzentration der einzelnen Spurenstoffe abhängig sind. Da zur Berechnung des Strahlungstransportes verschiedene Datensätze zur Verfügung stehen, ist es von Bedeutung, die Sensitivität der Heizraten in Bezug auf die Eingabeparameter zu kennen. Basierend auf diesem Wissen ist zu entscheiden, welche Parameter verwendet werden. Zu diesem Zweck wurden detaillierte Testreihen durchgeführt. Im folgenden Abschnitt werden die Resultate anhand ausgewählter Beispiele vorgestellt.

Temperatur

Die vertikale Temperaturverteilung der ERA-40-Daten in der arktischen Stratosphäre weist für gewisse Zeiträume stark ausgeprägte Oszillationen auf (siehe Abschnitt 4.1.4). Um den Einfluss dieser Schwingungen auf den Strahlungstransport zu quantifizieren, wurden für ausgewählte Fallbeispiele auf ERA-40-Daten basierende Heizraten mit den entsprechenden auf opECMWF-Daten basierenden Heizraten verglichen. In Abschnitt 4, Abb. 4.1 ist die vertikale Temperaturverteilung über dem Gitterpunkt 80° N, 10° E für den Verlauf einzelner

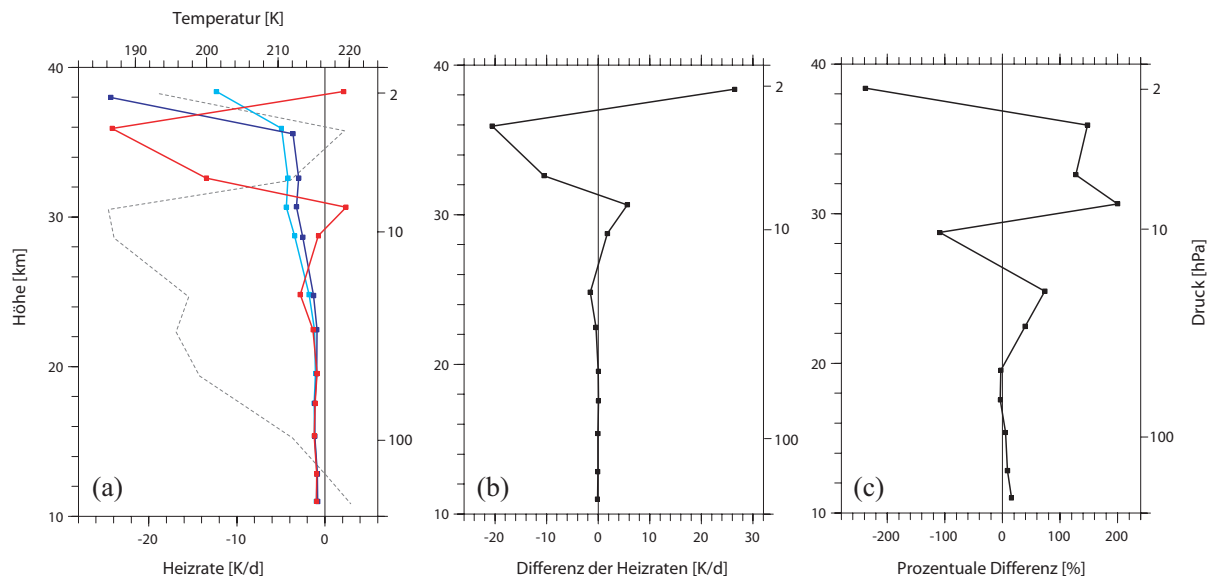


Abbildung 5.4: Profile für 80° N, 10° E am 16. Dezember 2001, 12:00 UTC. (a) die Heizraten basierend auf ERA-40 (rot), Heizraten basierend auf den opECMWF-Analyse (dunkelblau) und Heizraten basierend auf dem Temperaturprofil aus der opECMWF-Analyse und den restlichen Profilen aus ERA-40 (hellblau) sowie das ERA-40-Temperaturprofil im Hintergrund (graue gepunktete Linie). In (b) ist die Differenz aus den ERA-40-Heizraten und den opECMWF-Heizraten zu sehen. (c) zeigt die entsprechende prozentuale Abweichung.

Winter dargestellt. Im Dezember 2001 sind zwischen 20 und 1 hPa deutliche Temperatur-Oszillationen in den ERA-40-Daten zu sehen, die ab dem 24. Dezember mit dem Einsetzen eines Major Midwinter Warmings verschwinden. Die entsprechenden Temperaturen der opECMWF-Analysen zeigen keine vergleichbaren Schwingungen. Somit eignet sich dieser Zeitraum sehr gut, um die Sensitivität des Strahlungstransportes in Bezug auf Temperatur-Oszillationen zu untersuchen. In den beiden folgenden Fallbeispielen werden die Strahlungstransferrechnungen vom 16. Dezember 2001 und vom 31. Dezember 2001 analysiert.

Abb. 5.3 (a) zeigt das Temperaturprofil der ERA-40-Daten mit den erwähnten Oszillationen und das deutlich glattere Profil der opECMWF-Daten für 80° N, 10° E am 16. Dezember 2001, 12:00 UTC. In Abb. 5.3 (b) sind für den entsprechenden Zeit- und Gitterpunkt die Ozonmassenmischungsverhältnisse aus beiden Datensätzen dargestellt. Abb. 5.3 (c) zeigt die spezifische Feuchte. Die Wasserdampf- bzw. Ozonprofile aus ERA-40 und der opECMWF-Analyse stimmen bis auf den Datenpunkt bei ungefähr 11 km Höhe recht gut überein. Auf dem 200-hPa-Niveau (≈ 11 km) ist die spezifische Feuchte aus ERA-40 mehr als 1 ppm größer als der Wert der opECMWF-Daten. Diese Situation resultiert daraus, dass der Übergang in die feuchte Troposphäre an dem gegebenen Gitterpunkt in den opECMWF-Daten im Vergleich zu ERA-40 ein wenig nach unten verschoben ist.

Basierend auf den gezeigten Profilen können drei verschiedene Modellläufe zur Berechnung von Heizraten konstruiert werden. Im ersten Versuch wurden die ERA-40-Daten als Eingabe für das Strahlungstransportmodell verwendet, während im zweiten Fall die operationelle ECMWF-Analyse als Quelle für die Eingabedaten dient. Für den dritten Lauf werden die beiden Datensätze miteinander kombiniert. So stammt die Temperatur aus den opECMWF-Daten, während alle anderen für diese Rechnung verwendeten Profile zu ERA-40 gehören. Aufgrund des ausgewählten Zeitpunktes (16. Dezember) und der geographischen

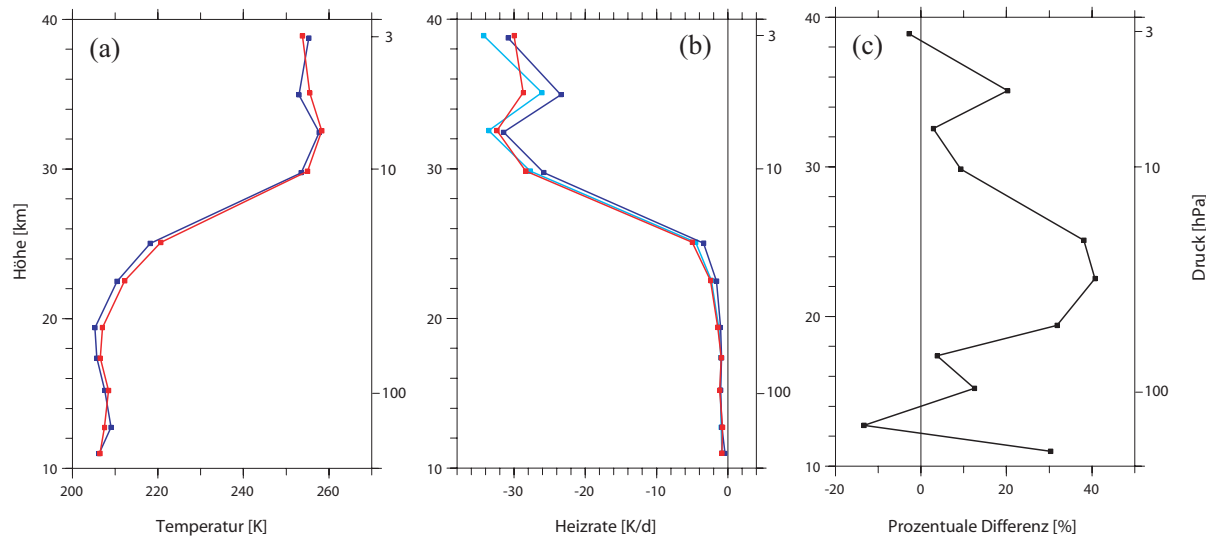


Abbildung 5.5: Profile für 80° N, 10° E am 31. Dezember 2001, 12:00 UTC. (a) Temperatur aus ERA-40 (rot) und opECMWF-Analyse (blau), (b) Heizraten basierend auf ERA-40 (rot), Heizraten basierend auf der opECMWF-Analyse (dunkelblau) und Heizraten basierend auf dem Temperaturprofil aus der opECMWF-Analyse und den restlichen Daten aus ERA-40 (hellblau), (c) prozentualer Anteil der Differenz aus ERA-40-Heizraten und opECMWF-Heizraten.

Breite (80° N) treten keine kurzwelligen Heizraten auf. Abb. 5.4 (a) illustriert eindrucksvoll, dass in dem vorgestellten Fallbeispiel die langwelligen Strahlungstransportrechnungen zu einem großen Anteil durch das Temperaturprofil dominiert werden. Die beiden Heizraten basierend auf den opECMWF-Temperaturdaten zeigen keine vertikalen Oszillationen. Sie weisen eine sehr gute Übereinstimmung auf, obwohl die Ozon- und Wasserdampfprofile leicht voneinander abweichen. Die mit den ERA-40-Daten berechneten Heizraten besitzen analog zur Temperatur-Oszillation Schwingungen in ihrer vertikalen Struktur. Die jeweiligen Maximalwerte der Auslenkungen in Heizrate und Temperatur befinden sich auf den gleichen Druckniveaus. Die Differenz der Heizraten (Differenz = Heizraten basierend auf den ERA-40-Daten - Heizraten basierend auf opECMWF-Daten) ist in Abb. 5.4 (b) dargestellt und weist die größten Werte für die Schichten mit den stärksten Oszillationen auf. Die dazu passenden prozentualen Abweichungen erreichen sehr hohe Werte von bis zu 220 % und unterstreichen den Einfluss der Temperatur auf die langwellige Heizrate.

Den Untersuchungen zum 16. Dezember 2001 werden analoge Rechnungen für den 31. Dezember 2001 gegenübergestellt. Wie in Abb. 5.5 (a) zu sehen, herrschen aufgrund des mittlerweile eingetretenen Major Warmings deutlich höhere Temperaturen. Es treten keine vertikalen Oszillationen in den ERA-40-Daten mehr auf. Die Temperaturprofile der beiden Datensätze zeigen eine sehr gute Übereinstimmung. Die Wasserdampf- bzw. Ozonprofile an dem entsprechenden Gitterpunkt aus den ERA-40-Daten und den opECMWF-Daten passen für den 31. Dezember ähnlich gut zueinander wie für das Beispiel 15 Tage zuvor und werden hier nicht gezeigt. Basierend auf den Profilen der zwei Datensätze werden wiederum die drei vorgestellten Fallstudien berechnet. Die daraus resultierenden Heizraten (Abb. 5.5 (b)) weisen eine sehr gute Übereinstimmung auf. Somit ist auch die Größenordnung der prozentualen Differenzen deutlich kleiner und liegt bei maximal 40 % (siehe Abb. 5.5 (c)).

In einem abschließenden Beispiel wird der Einfluss der Temperaturprofile auf die kurzwellige Strahlung quantifiziert. Zu diesem Zweck werden die entsprechenden Strahlungs-

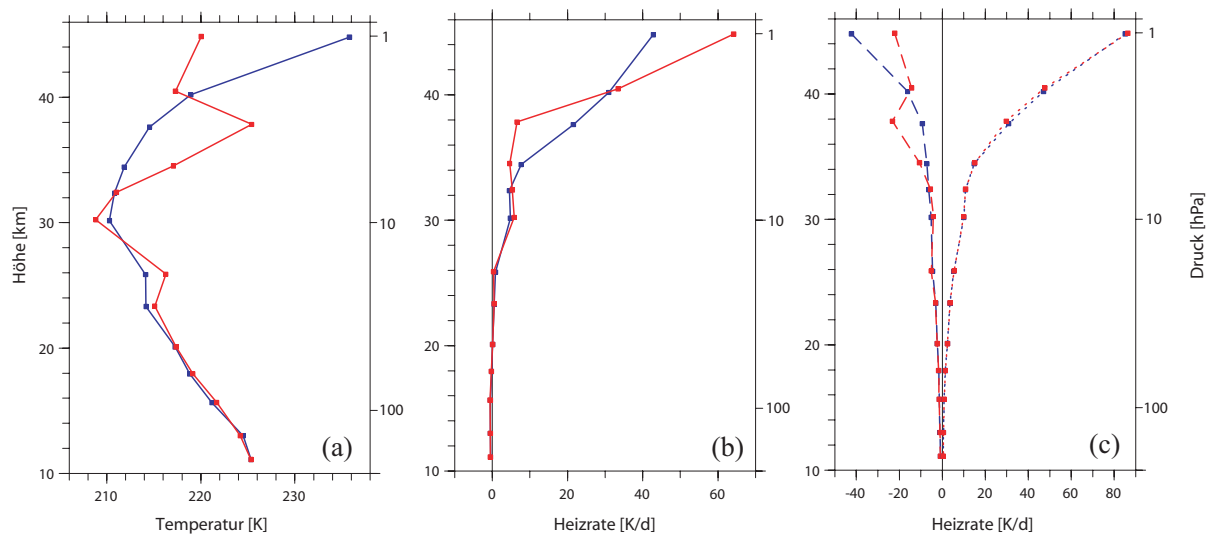


Abbildung 5.6: Profile für 80° N, 10° E am 22. März 2001, 12:00 UTC. (a) Temperatur aus ERA-40 (rot) und opECMWF-Daten (blau), (b) Nettoheizraten basierend auf ERA-40 (rot), Nettoheizraten basierend auf den opECMWF-Daten (blau), (c) entsprechende langwellige (gestrichelte Linie) und kurzwellige (gepunktete Linie) Heizraten.

transportrechnungen in der Luftsäule über dem Gitterpunkt 80° N, 10° E für einen anderen Zeitpunkt wiederholt, an dem direkte Sonneneinstrahlung auftritt. Bei dem ausgewählten Termin handelt es sich um den 22. März 2001. In Abb. 5.6 (a) sind die entsprechenden Temperaturprofile dargestellt. Ähnlich wie in der Situation Mitte Dezember weisen die ERA-40-Daten im Vergleich zu den opECMWF-Daten Oszillationen auf. Die mit den beiden Datensätzen berechneten Nettoheizraten in Abb. 5.6 (b) weichen deutlich voneinander ab, da die ERA-40-Heizraten die vertikale Oszillation des Temperaturprofils widerspiegeln. Der jeweilige Anteil der langwelligen und kurzwelligen Heizraten ist in Abb. 5.6 (c) zu sehen. Man kann erkennen, dass die Abweichungen in den Nettoheizraten aus den Differenzen in den langwelligen Heizraten resultieren. Die kurzwelligen Heizraten stimmen trotz der unterschiedlichen Temperaturprofile sehr gut überein.

In dem vorliegenden Abschnitt wurden drei Fallbeispiele vorgestellt, die den Einfluss der Temperaturprofile aus den ERA-40-Daten und den opECMWF-Daten auf Strahlungstransportrechnungen untersuchen. Im Rahmen der Arbeit wurde eine weitaus größere Anzahl von Testrechnungen zu diesem Zweck durchgeführt. Dabei wurden aufgrund der auftretenden Temperatur-Oszillationen besonders intensiv die meteorologische Situation, ihre Realisierung innerhalb der beiden Datensätze und darauf basierende Heizraten für die drei Winter 1999/2000, 2000/2001 und 2001/2002 analysiert. Die Rechnungen führen hinsichtlich des Einflusses der Temperatur-Oszillationen zu den gleichen Schlussfolgerungen, die sich in den zwei folgenden Punkten zusammenfassen lassen:

1. Die Wahl der Temperaturdaten aus ERA-40 oder den opECMWF-Analysen hat einen sehr großen Einfluss auf die langwelligen Heizraten. Systematische Abweichungen und vertikale Oszillationen im verwendeten Temperaturprofil erzeugen ihrerseits wieder systematische Abweichungen oder Oszillationen in dem berechneten Heizratenprofil.
2. Die verwendeten Temperaturdaten haben geringe Auswirkungen auf die kurzwelligen Strahlungstransportrechnungen.

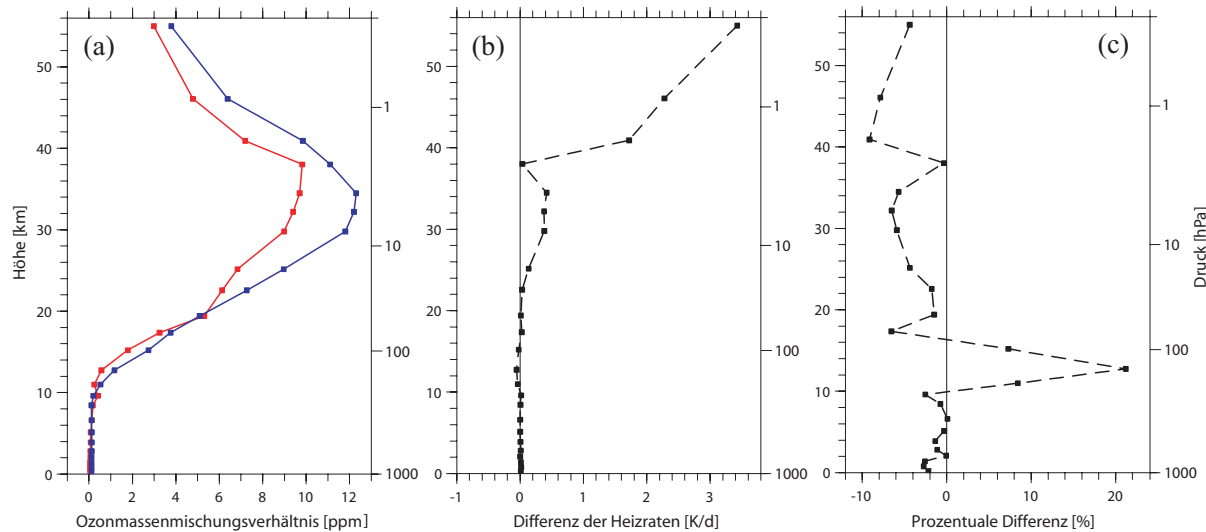


Abbildung 5.7: Profile für 85°N , 0°E am 3. Januar 1994, 12:00 UTC. (a) Ozonmassenmischungsverhältnis aus CATO (rot) und ERA-40 (blau), (b) Differenz aus LW-HR basierend auf Ozon aus CATO und LW-HR basierend auf Ozon aus ERA-40, (c) prozentualer Anteil der HR-Differenz an der LW-HR.

Ozon

Um die Sensitivität des Strahlungstransportes in Bezug auf Ozon zu untersuchen, wurde der ECMWF-Strahlungscode so modifiziert, dass die Heizraten mit den meteorologischen Eingabefeldern von ERA-40 und verschiedenen Ozon-Datensätzen (ERA-40, CATO, opECMWF-Analysen und Ozonsondenprofile) berechnet werden können. Da es im Hinblick auf die Motivation der Arbeit wichtig ist, mit einem meteorologisch konsistenten und einen langen Zeitraum umfassenden Datensatz zu arbeiten, sind die beiden ersten Ozon-Datensätze besonders interessant. Folglich beschränkt sich der in diesem Abschnitt vorgestellte Vergleich auf Heizraten², die mit Ozon aus ERA-40 und CATO berechnet wurden.

Abb. 5.7 (a) zeigt die beiden Ozonprofile für 85°N , 0°E am 3. Januar 1994, 12:00 UTC. Wie bereits die Gegenüberstellung von ERA-40-Daten und MLS-Daten für den gleichen Zeitpunkt in Abb. 3.1 illustrierte, besitzen die stratosphärischen Ozonmassenmischungsverhältnisse aus ERA-40 in polaren Breiten ein Maximum bei ungefähr 12 ppm und sind im Vergleich zu den Beobachtungen zu hoch. Das Profil aus CATO zeigt mit maximal 10 ppm ähnliche Werte wie die MLS Messung. In Abb. 5.7 (b) sind die Differenzen der langwelligen Heizraten (Differenz = Heizraten basierend auf Ozon aus CATO - Heizraten basierend auf Ozon aus ERA-40) zu sehen. In dem Bereich der winterlichen Stratosphäre erzeugen Absorption und Emission langwelliger Strahlung durch Spurengase eine Abkühlung. Da eine höhere Ozonkonzentration die durch langwellige Strahlung erzeugte Abkühlung verstärkt, ergeben sich passend zu den Ozonprofilen positive Werte für die Differenz. Der Einfluss auf die Absorption kurzwelliger Strahlung wird hier nicht sichtbar, da der Gitterpunkt aufgrund der Jahreszeit und der geographischen Breite in der Polarnacht liegt und keine kurzwelligen Strahlungen auftreten. Während die absoluten Abweichungen mit wachsender Höhe zunehmen, sind die prozentualen Differenzen in 12 - 13 km maximal und liegen in der mittleren Stratosphäre zwischen 10 und 20 %. Es ist zu beachten, dass die Vorzeichen der prozentualen

²Im Folgenden können die Begriffe langwellig mit LW, kurzwellig mit SW, Heizrate mit HR und Nettoheizrate mit NHR abgekürzt werden.

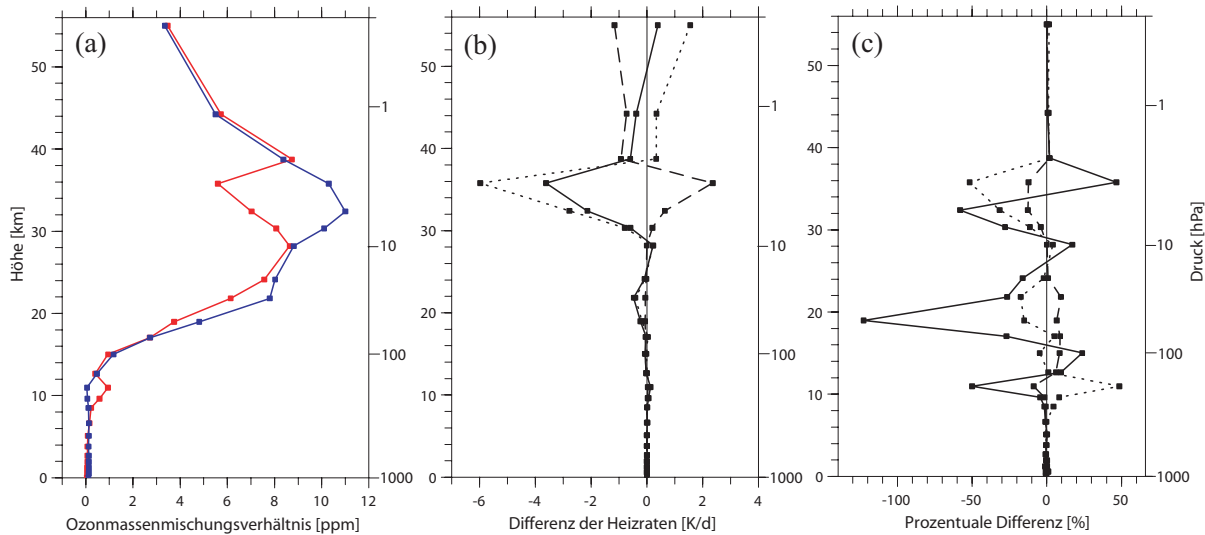


Abbildung 5.8: Profile für 85°N , 0°E am 3. März 1994, 12:00 UTC. (a) Ozonmassenmischungsverhältnis aus CATO (rot) und ERA-40 (blau), (b) Differenzen aus Heizraten (LW-HR: gestrichelte, SW-HR: gepunktete und NHR: durchgezogene Linie) basierend auf Ozon aus CATO und Heizraten basierend auf Ozon aus ERA-40, (c) prozentualer Anteil der HR-Differenzen an den Heizraten.

Differenzen nicht gleich den Vorzeichen der absoluten Differenzen sein müssen.

Um den Einfluss der kurzwelligeren Strahlung zu untersuchen, wurde eine Wiederholung des Tests aus Abb. 5.7 für den 3. März 1994 durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.8 dargestellt. Niedrigere Ozonwerte führen hier einerseits zu verringertem solarem Heizen und andererseits zu weniger Abkühlung durch langwellige Strahlung, wobei der erste Effekt deutlich überwiegt. Somit sind die Nettoheizraten basierend auf Ozon aus CATO unterhalb von 40 km größtenteils kleiner als die Heizraten basierend auf Ozon aus ERA-40. Die prozentualen Differenzen weisen, aufgrund der im März hinzukommenden kurzwelligeren Strahlung, um ein Vielfaches größere Werte auf als im ersten Fallbeispiel.

Bei ungefähr 38 km Höhe sieht man eine Art Sprung in den rot eingezeichneten Ozonprofilen in Abb. 5.7 (a) und 5.8 (a). An dieser Stelle wird das Profil aus CATO durch die innerhalb des Strahlungstransportprogrammes gegebene Ozonklimatologie von Fortuin und Langematz weiter nach oben fortgesetzt. Um den Einfluss der Ozonklimatologie auf die Heizraten zu verifizieren, wurden die Ozonwerte oberhalb von 36 km nicht aus der Fortuin-Langematz-Klimatologie gewählt, sondern auf einen konstanten Wert gesetzt. Die damit berechneten Heizraten kann man den Ergebnissen der bereits bekannten Rechnung basierend auf Ozon aus CATO und der Fortuin-Langematz-Klimatologie gegenüberstellen. Wie der Vergleich in Abb. 5.9 zeigt, beeinflusst diese Veränderung der Ozonverteilung hauptsächlich die Heizraten oberhalb von 30 km \approx 7 hPa (siehe prozentuale Differenzen in Abb. 5.9 (c)). Dieser Höhenbereich ist für die vorliegende Arbeit wenig relevant. Im darunter liegenden Bereich zwischen 25 und 30 km kommt es zu Abweichungen von höchstens 5 %. Unterhalb von 36 km nehmen die Differenzen der NHR (Differenz = HR basierend auf CATO und Fortuin-Langematz-Klimatologie – HR basierend auf CATO und konstantem O_3 -Wert) negative Werte an. Berechnet man die Heizraten ohne die Ozonklimatologie, sind sie größer, da in diesem Fall weniger UV-Strahlung in den darüberliegenden Schichten absorbiert wurde. Oberhalb von 36 km wird durch mehr Ozon die Abkühlung und das Heizen verstärkt und

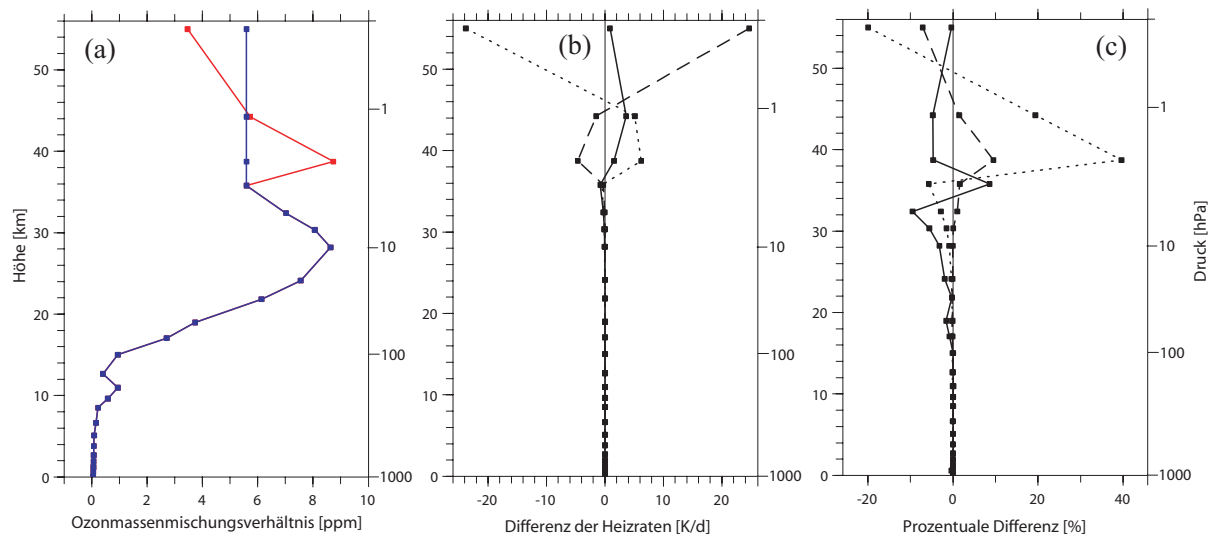


Abbildung 5.9: Profile für 85° N, 0° E am 3. März 1994, 12:00 UTC. (a) Ozonmassenmischungsverhältnis aus CATO + Ozonklimatologie (rot) und CATO (blau), (b) Differenzen aus Heizraten (LW-HR: gestrichelte, SW-HR: gepunktete und NHR: durchgezogene Linie) basierend auf Ozon aus CATO + Ozonklimatologie und Heizraten basierend auf Ozon aus CATO, (c) prozentualer Anteil der HR-Differenzen an den Heizraten.

die Differenzen der HR verhalten sich entsprechend den Ozondifferenzen, die bei 1 hPa ihr Vorzeichen wechseln.

Ein letztes Beispiel demonstriert den Einfluss der Ozonwerte auf die horizontale Verteilung der Heizraten. Abb. 5.10 zeigt die Ozonverteilung auf 30 hPa am 3. März 1996, 12:00 UTC nach CATO und ERA-40 sowie die Differenz aus beiden Ozonfeldern. Dieser Winter ist gekennzeichnet durch einen kalten, ungestörten Polarwirbel und starken chemischen Ozonverlust (Rex et al., 1997). Das Gebiet des Polarwirbels entspricht hier dem Bereich sehr niedriger Ozonwerte (Massenmischungsverhältnis zwischen 2,5 und 3,5 ppm) wie im CATO Ozonfeld in Abb. 5.10 (a) zu sehen ist. In dieser Region sind auch die Differenzen zwischen

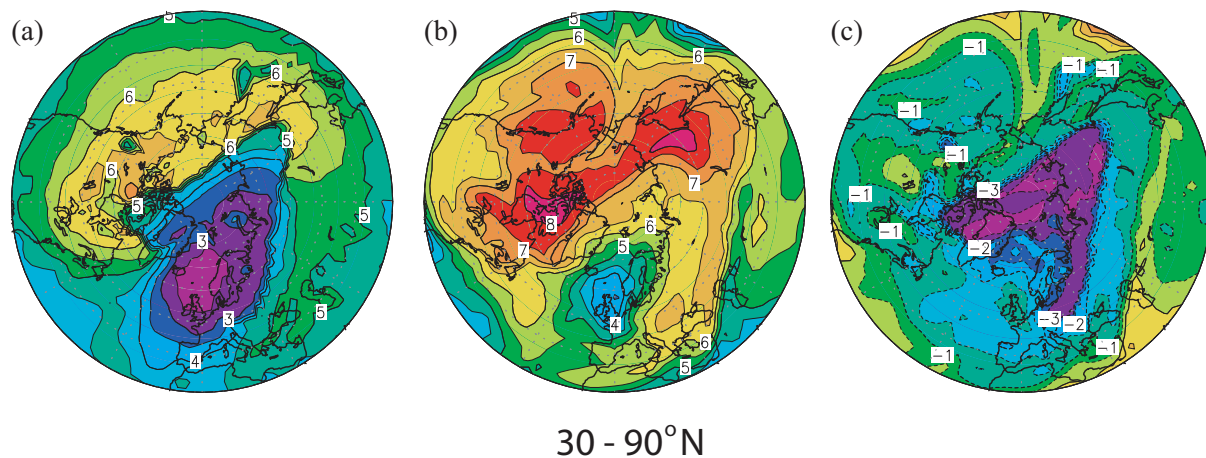


Abbildung 5.10: Das Massenmischungsverhältnis von Ozon [ppm] auf 30 hPa am 3. März 1996, 12:00 UTC (a) nach CATO und (b) nach ERA40. Die Differenz aus beiden Ozonfeldern ist in (c) zu sehen.

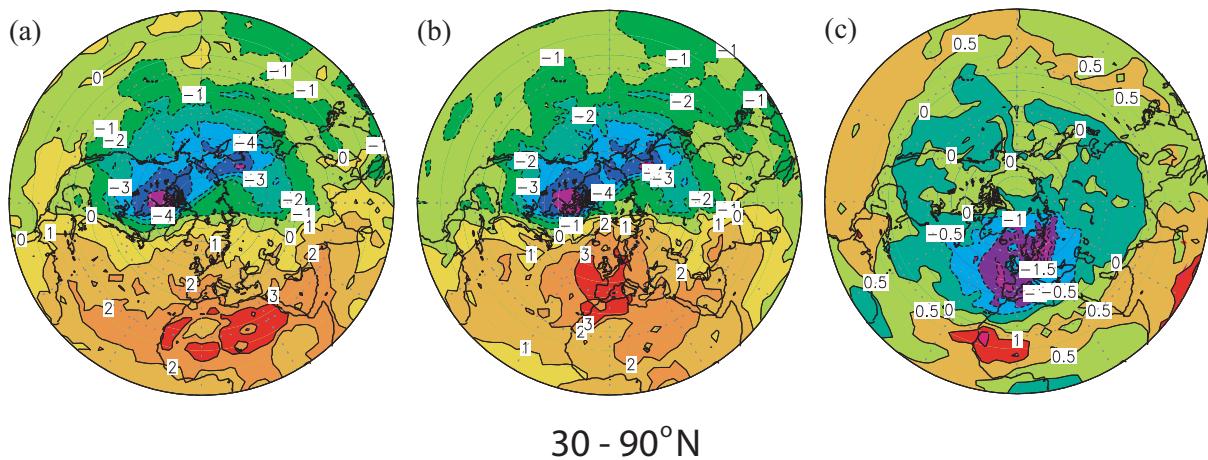


Abbildung 5.11: Heizrate [K/d] auf 30 hPa am 3. März 1996, 12:00 UTC basierend auf Ozon (a) aus CATO und (b) aus ERA40. Die Differenz aus den beiden Heizratenfeldern ist in (c) zu sehen.

den zwei Datensätzen am größten. In Abb. 5.11 sind die zu den beiden Ozonfeldern passenden Heizraten und die entsprechende Differenz dargestellt. Der Einflussbereich der solaren Strahlung ist durch positive Nettoheizraten gekennzeichnet. In dieser Region findet man auch die betragsmäßig größten Differenzen zwischen den beiden Heizraten. Verallgemeinert gilt für den gezeigten Höhenbereich, dass höhere Ozonwerte die vorherrschende Abkühlung bzw. Erwärmung verstärken. Die NHR basierend auf ERA-40 sollten also im Vergleich zu den NHR basierend auf CATO im Einflussbereich der solaren Strahlung mehr heizen und größere NHR aufweisen. Dagegen wird der Bereich ohne Tageslicht stärker gekühlt und zeichnet sich durch kleinere Werte aus. Man erwartet demzufolge im Differenzbild der Heizraten negative Werte im Bereich des Tageslichtes und positive Werte im restlichen Gebiet. Dieser Effekt ist zu erkennen. Er wird allerdings an manchen Stellen durch den Einfluss der Ozondifferenzen in den darüberliegenden Schichten und den dadurch bestimmten Anteil der eintreffenden UV-Strahlung überdeckt.

Diese Auswahl und eine große Anzahl hier nicht gezeigter Tests verdeutlichen folgende Punkte:

3. Die Wahl der Ozondaten aus ERA-40 oder CATO hat einen großen Einfluss auf die kurzwelligen Heizraten.
4. Der Einfluss einer Schicht des Ozonfeldes ist für die jeweiligen zur Schicht gehörenden Heizraten am größten. Er kann sich aber auch auf die Heizraten der darunterliegenden Schichten erstrecken.
5. Die oberhalb von 38 km verwendete Ozon-Klimatologie von Fortuin und Langematz (1994) hat in dem in dieser Arbeit betrachteten Höhenbereich (100 - 7 hPa) eine sehr geringe Auswirkung auf die Heizraten.

Wasserdampf

Die ECMWF-Strahlungsroutine wurde so modifiziert, dass die Heizraten mit den meteorologischen Eingabefeldern von ERA-40 und mit dem Wasserdampf aus der SAGE II Klimatologie bestimmt werden können. Diese Versuche wurden für eine größere Anzahl von Zeitpunkten für die gesamten mittleren und hohen nördlichen Breiten durchgeführt, um den Einfluss der Wasserdampffelder auf die Heizraten festzustellen. Die dabei gewonnenen

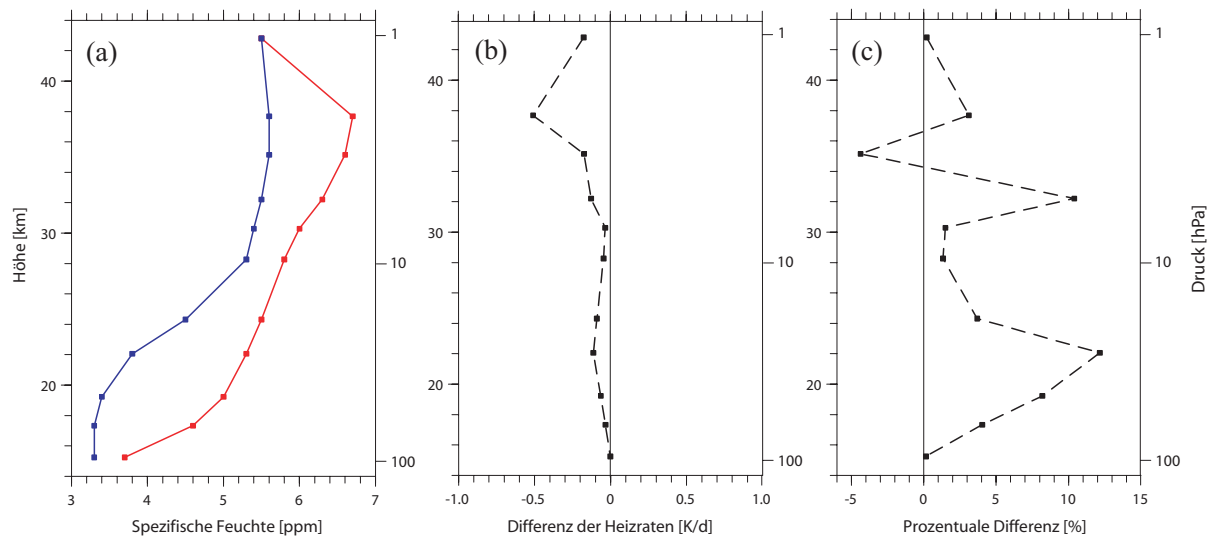


Abbildung 5.12: Profile für 80° N , 0° E am 1. Januar 1989, 12:00 UTC. (a) Massenmischungsverhältnis von Wasserdampf aus der SAGE II Klimatologie (rot) und aus ERA-40 (blau), (b) Differenz aus LW-HR basierend auf Wasserdampf aus der SAGE II Klimatologie und LW-HR basierend auf Wasserdampf aus ERA-40, (c) prozentualer Anteil der HR-Differenz an der gesamten LW-HR.

Erkenntnisse werden hier anhand von zwei ausgewählten repräsentativen Beispielen vorgestellt. Die beiden Beispiele beziehen sich jeweils auf einen Gitterpunkt (80° N , 0° E) und unterscheiden sich durch die gewählten Zeitpunkte.

Die erste Fallstudie bezieht sich auf den 1. Januar 1989, 12:00 UTC. Aufgrund der vorherrschenden Polarnacht treten keine kurzwelligen Heizraten auf. Abb. 5.12 (a) zeigt die beiden entsprechenden Wasserdampfprofile. Man kann erkennen, dass die Daten der SAGE II Klimatologie im gezeigten Höhenbereich eine um bis zu 1,6 ppm höhere spezifische Feuchte aufweisen. Die Differenzen der entsprechenden langwelligen Heizraten (Differenz = Heizraten basierend auf H_2O aus SAGE II - Heizraten basierend auf H_2O aus ERA-40) in Abb. 5.12 (b) sind negativ, da der Wasserdampf im gezeigten Bereich eine abkühlende Wirkung hat. Die relativen Differenzen liegen maximal bei 10 bis 12 %.

Im zweiten Fall soll außerdem der Einfluss der kurzwelligen Strahlung untersucht werden. Die entsprechende Rechnung wurde für den 1. März 1989 durchgeführt. Wieder zeigt das Wasserdampfprofil aus der SAGE II Klimatologie höhere Werte als das entsprechende Profil aus ERA-40 (siehe Abb. 5.13 (a)). Dementsprechend sind die Differenzen der beiden langwelligen Heizraten negativ. In Abb. 5.13 (b) werden sie durch die Differenz der Nettoheizraten überdeckt. Die kurzwelligen Heizraten hingegen sind für beide Wasserdampfprofile gleich groß und die Differenzen sowie die prozentualen Differenzen liegen sehr nahe bei Null. Somit beträgt der Einfluss, den die Wahl eines alternativen H_2O -Profils in der Stratosphäre ausübt, maximal 10 bis 13 % der Nettoheizrate. Dieser Anteil ist gering im Vergleich mit den Ergebnissen aus den Sensitivitätstests bezüglich Temperatur und Ozon und stimmt mit den Erkenntnissen aus der Theorie des Strahlungstransportes (Andrews et al., 1987) überein.

Alle weiteren Versuche mit SAGE II Wasserdampfprofilen haben diese Schlussfolgerung bestätigt und die gewonnenen Erkenntnisse lassen sich in dem folgenden Punkt zusammenfassen:

- Die Wahl des stratosphärischen Wasserdampfprofils aus ERA-40 oder SAGE II hat einen relativ geringen Einfluss im Vergleich zu Temperatur und Ozon.

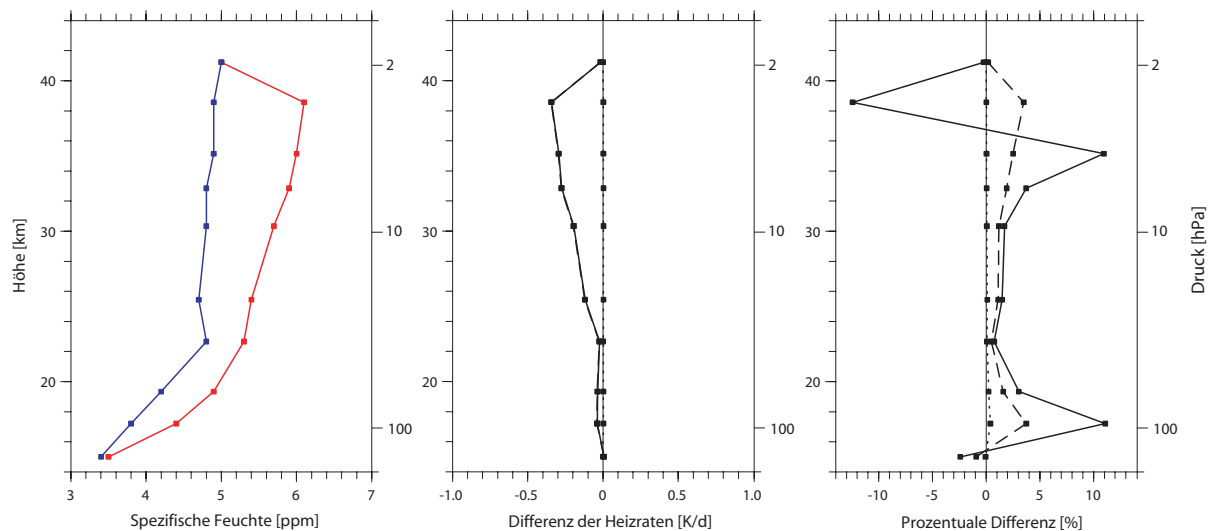


Abbildung 5.13: Profile für 80°N , 0°E am 1. März 1989, 12:00 UTC. (a) das Massenmischungsverhältnis von Wasserdampf aus der SAGE II Klimatologie (rot) und aus ERA-40 (blau), (b) Differenzen aus Heizraten (LW-HR: gestrichelte, SW-HR: gepunktete und NHR: durchgezogene Linie) basierend auf Wasserdampf aus der SAGE II Klimatologie und Heizraten basierend auf Wasserdampf aus ERA-40, (c) prozentualer Anteil der HR-Differenzen an den Heizraten.

Modellschichten

Die ERA-40-Daten stehen auf 23 Standarddruckflächen oder auf 60 hybriden Schichten des Assimilationsmodells zur Verfügung. Abhängig davon welche der beiden vertikalen Auflösungen für die Eingabedaten des Strahlungstransportmodells genutzt wird, ergeben sich die in einer senkrechten Säule berechneten Heizraten für 23 oder für 60 Schichten. Dabei benötigt der Strahlungscode ungefähr 1,6 mal mehr Zeit, falls die genauere vertikale Auflösung eingesetzt wird.

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, inwieweit die Anzahl der vertikalen Schichten von Eingabedaten und Heizraten die Ergebniss-Profile beeinflusst. Dazu wurden Heizratenprofile mit beiden vertikalen Auflösungen berechnet und für ausgewählte Situationen miteinander verglichen. Da die Eingabedaten dem gleichen Modelllauf entstammen und sich ausschließlich durch die Anzahl der Schichten unterscheiden, sollen sie an dieser Stelle nicht gezeigt werden. Die mit dem Strahlungstransferprogramm berechneten Strahlungsflüsse sind offensichtlich abhängig von der jeweiligen Schichtdicke (siehe Abschnitt 3.1). Somit ist zu erwarten, dass auch die Heizraten voneinander abweichen. In Abb. 5.14 ist ein repräsentatives Beispiel für den 31. Januar 2002, 0:00 UTC für 70°N , 180°E dargestellt. Rot eingezeichnet sind die auf den 23 Standarddruckflächen berechneten Heizraten. Das blaue Profil basiert auf den Berechnungen für die 60 hybriden Modellschichten. In Abb. 5.14 (a) ist zu erkennen, dass die Form der beiden Profile zwischen 12 und 40 km sehr gut übereinstimmt. Ein Ausschnitt aus diesem Höhenbereich ist in 5.14 (b) nochmals abgebildet. Aufgrund des verkleinerten Wertebereiches lassen sich hier Unterschiede zwischen den beiden Profilen erkennen. Das blaue Profil zeigt stärker ausgeprägte Extrema, die aus der höheren vertikalen Auflösung der zweiten Rechnung resultieren. Es soll an dieser Stelle davon abgesehen werden, die Heizraten per Interpolation einer gleichen vertikalen Auflösung zuzuordnen und prozentuale Differenzen zu bilden, da diese aufgrund des Einflusses der Interpolation nicht mit den prozentualen Differenzen der anderen Abschnitte verglichen werden können. Die Be-

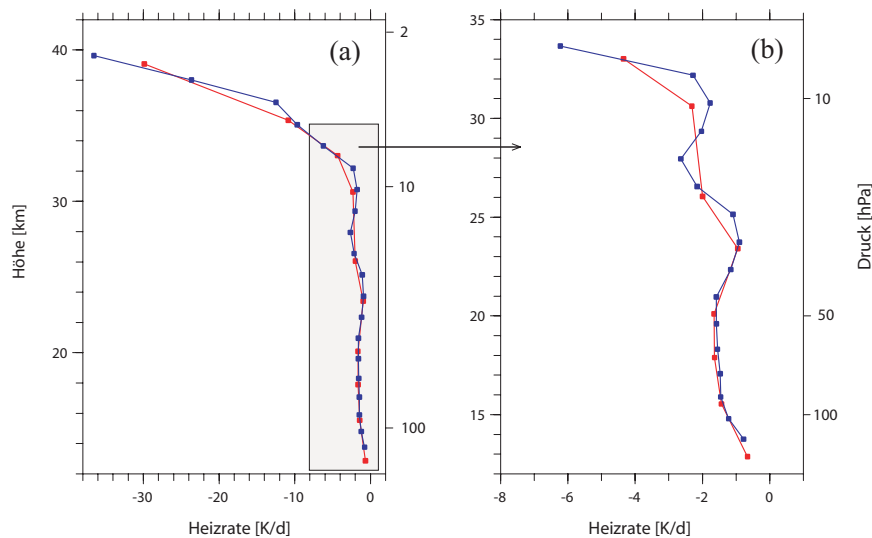


Abbildung 5.14: Die Profile der NHR für 70° N, 180° E am 31. Januar 2002 sind dargestellt für die vertikale Auflösung der 23 Standarddruckflächen (rot) und die 60 hybriden Modellschichten (blau). Abb. (a) zeigt den Höhenbereich zwischen 12 und 40 km und Abb. (b) einen Ausschnitt zwischen 12 und 34 km aus Abb. (a).

deutung der unterschiedlich starken Schwingungen in den beiden Heizratenprofilen für die Trajektorienrechnung wird im Rahmen der Sensitivitätsstudien im Kapitel 7 untersucht. Die Ergebnisse der gezeigten sowie weiterer durchgeführter Fallstudien können in dem folgenden Punkt zusammengefasst werden:

- Die vertikale Auflösung der Eingabedaten bestimmt die vertikale Auflösung der Heizraten und hat einen Einfluss auf die Form der Profile. So kommt es zu stärker bzw. schwächer ausgeprägten Extrema.

Einfluss der vertikalen Wolkenauflösung

Werden die Heizraten auf Modellschichten berechnet, so stehen die Wolken als dreidimensionale Felder oder als tiefe, mittlere und hohe Wolken zur Verfügung (siehe Abschnitt 4.1.9). Auf den Standarddruckniveaus existieren die Wolken nur in einer Auflösung von drei Schichten als tiefe, mittlere und hohe Wolken. Aus diesem Grund werden die Rechnungen basierend auf den ERA-40-Modellschichten genutzt, um den Einfluss der vertikalen Wolkenauflösung auf die Heizraten zu quantifizieren. Dieser Test verfolgt nicht die Absicht, den Einfluss der Wolken auf die stratosphärischen Heizraten im Vergleich zum klaren Himmel zu quantifizieren. Es geht nur um die von ERA-40 vorgegebene vertikale Auflösung der Wolken.

Abb. 5.15 zeigt die Wolkenbedeckung für den 1. Dezember 2000, 0:00 UTC für 60° bis 90° N und 0° E. Dabei sind in der linken Abbildung das dreidimensionale Wolkenfeld und in der rechten Abbildung die Wolken in den drei Schichten zu sehen. Die tiefen Wolken liegen auf dem 950-hPa-Niveau, die mittleren Wolken auf 730 hPa und die hohen Wolken auf 350 hPa. Für die Strahlungsroutine ergibt sich daraus, dass die Wolkenbedeckung nur auf diesen drei Schichten Werte zwischen Null und Eins annimmt. Die Werte aller anderen Niveaus werden auf Null gesetzt. Im Gegensatz dazu können bei Verwendung des dreidimensionalen Wolkenfeldes die Werte aller Schichten zwischen Null und Eins liegen. Beide Datensätze beruhen auf dem ERA-40-Parameter *Wolkenbedeckung*. Dementsprechend ist

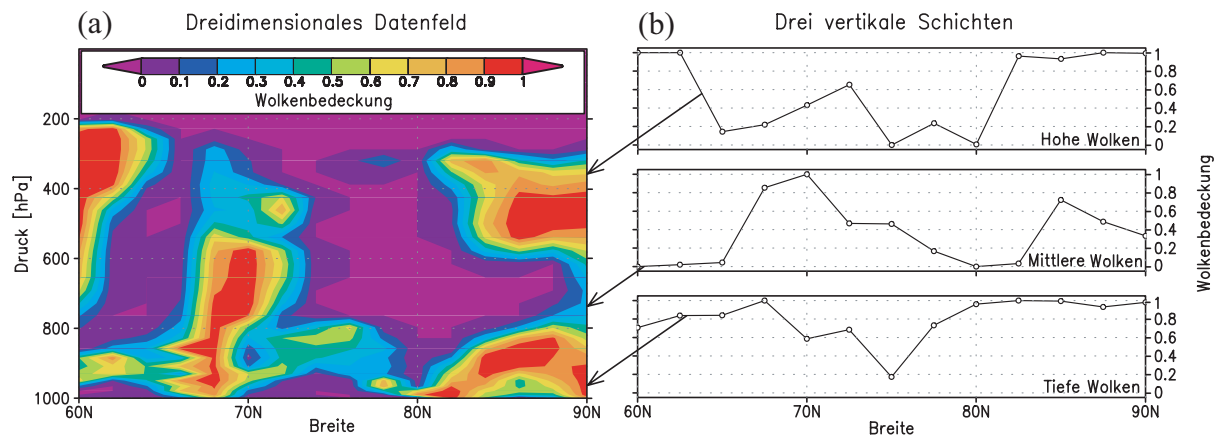


Abbildung 5.15: Wolkenbedeckung für 60° bis 90° N, 0° E am 1. Dezember 2000, 0:00 UTC für dreidimensionale Wolkenfelder (links) und die Wolken auf den drei Schichten 950, 730 und 350 hPa (rechts).

die meridionale und in gewissem Grade auch die vertikale Verteilung der Wolkenbedeckung in beiden Datensätzen sehr ähnlich.

Abb. 5.16 zeigt die Verteilung des Wolkenwassers für das gleiche Fallbeispiel. Wieder sind in der linken Abbildung das dreidimensionale Datenfeld und auf der rechten Seite die Daten für die drei Schichten zu sehen. Während das Wolkenwasser des dreidimensionalen Feldes aus dem ERA-40-Datensatz stammt, wird das Wolkenwasser der drei Schichten im Strahlungsprogramm auf einen festen Wert gesetzt, falls die Wolkenbedeckung des ERA-40-Datensatzes für den entsprechenden Gitterpunkt ungleich Null ist. Für die tiefen Wolken handelt es sich bei diesem Wert um 10^{-5} kg/kg flüssiges Wolkenwasser und für die mittleren sowie hohen Wolken um 10^{-6} kg/kg. Die Abb. 5.17 mit der Darstellung des eisförmigen Wolkenwassers ist analog aufgebaut. Die festen Werte für die Wolken auf drei Schichten betragen 10^{-6} kg/kg im unteren Niveau und 10^{-7} kg/kg in den beiden oberen Niveaus. Da das Wolkenwasser der drei Schichten vorgeschrieben und nicht Teil des ERA-40-Datensatzes

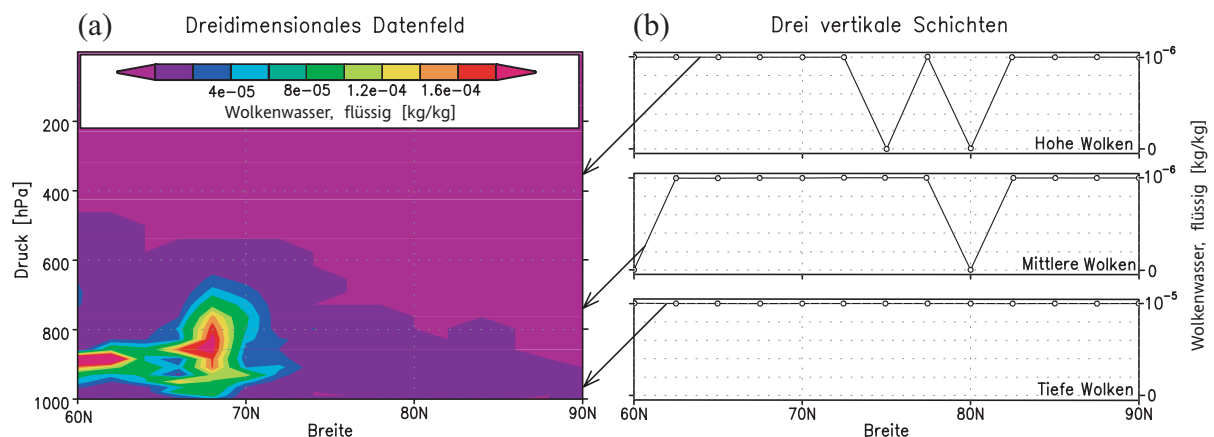


Abbildung 5.16: Das flüssige Wolkenwasser für 60° bis 90° N, 0° E am 1. Dezember 2000, 0:00 UTC für dreidimensionale Wolkenfelder (links) und die Wolken auf den drei Schichten 950, 730 und 350 hPa (rechts).

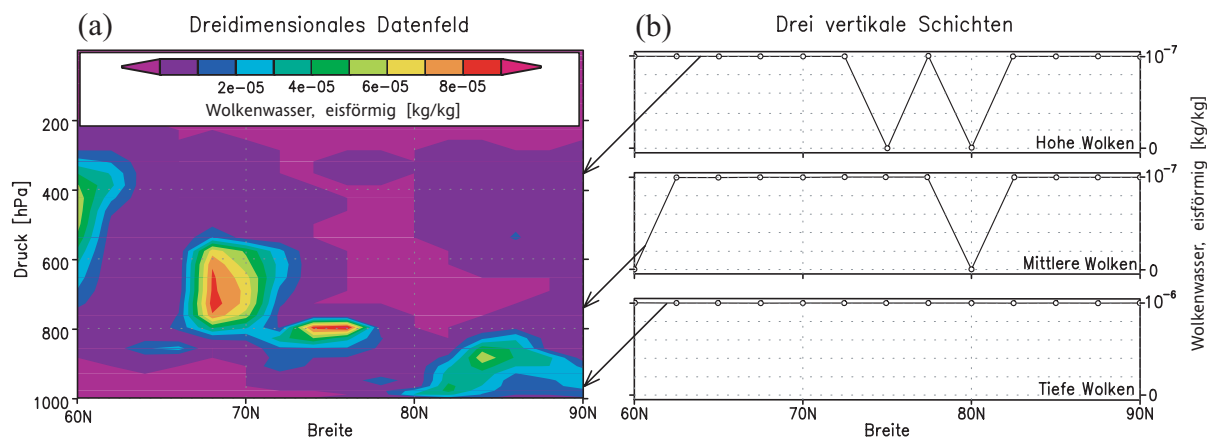


Abbildung 5.17: Das eisförmige Wolkenwasser für 60° bis 90° N, 0° E am 1. Dezember 2000, 0:00 UTC für dreidimensionale Wolkenfelder (links) und die Wolken auf den drei Schichten 950, 730 und 350 hPa (rechts).

ist, zeigen die Abb. 5.16 (a) und (b) bzw. Abb. 5.17 (a) und (b) nicht mehr die gleiche Verteilung des Wolkenwassers.

Die dreidimensionalen Felder Wolkenbedeckung, flüssiges und eisförmiges Wolkenwasser einerseits und die Wolkenbedeckung aufgelöst als tiefe, mittlere und hohe Wolken sowie das vorgeschriebene Wolkenwasser andererseits werden für zwei Läufe des Strahlungstransportprogramms genutzt. Alle anderen Werte wie Ozon, Wasserdampf und Temperatur bleiben unverändert. Die prozentualen Differenzen (Differenz = Heizraten basierend auf Wolken in drei Schichten - Heizraten basierend auf dreidimensionalen Wolken) der resultierenden Heizraten sind in Abb. 5.18 dargestellt. Die linke Abbildung zeigt den gesamten Höhenbereich. Man erkennt in einzelnen Schichten sehr große Abweichungen, die bis zu 500 % betragen können. Der im Rahmen dieser Arbeit interessante Bereich zwischen 100 und 10 hPa ist

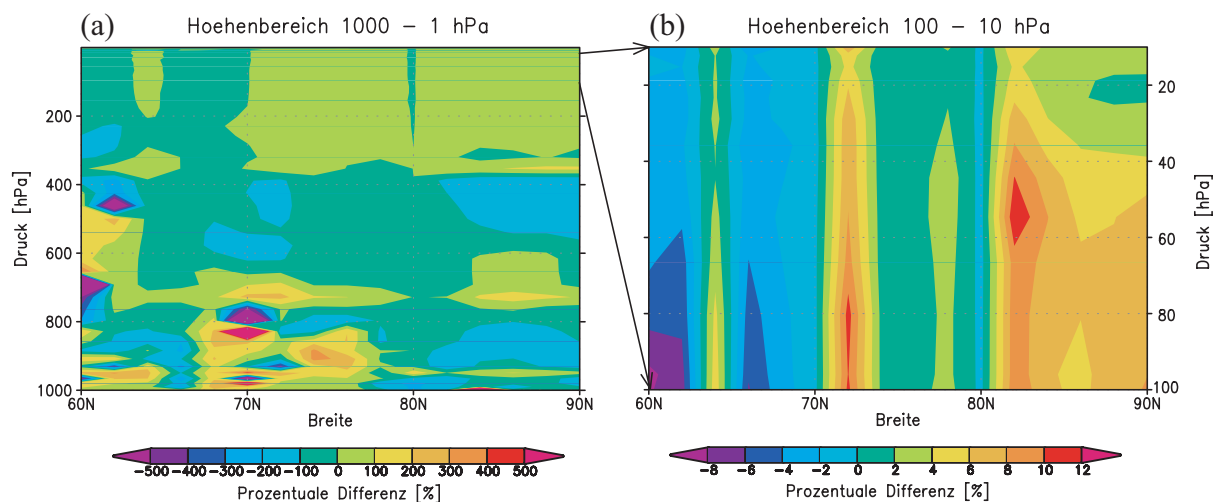


Abbildung 5.18: Prozentuale Differenz aus Heizraten basierend auf Wolken in drei Schichten und Heizraten basierend auf dreidimensionalen Wolkenfeldern für 60° bis 90° N, 0° E am 1. Dezember 2000, 0:00 UTC.

nochmals in der rechten Hälfte der Abbildung zu sehen. In diesen Höhen treten im betrachteten Fall keine Wolken mehr auf, d.h. dass alle drei Eingabeparameter auf Null gesetzt sind. Da sich die unterschiedlichen Wolkenfelder hauptsächlich auf die betreffenden sowie angrenzenden Schichten auswirken, sind die Abweichungen in diesem Bereich der Stratosphäre relativ gering. Sie betragen maximal 10 bis 12 %. Dieser Test und analoge Versuche für andere Zeitpunkte und Längenbereiche haben gezeigt:

8. Die vertikale Auflösung der Wolkenfelder entsprechend der Standarddruckflächen oder Modellschichten hat einen relativ geringen Einfluss auf die Heizraten im Höhenbereich von 100 bis 10 hPa.

5.2 Validierung der Trajektorien

Werden Trajektorienrechnungen zur Untersuchung von Transportprozessen eingesetzt, so ist es wichtig, dass die Trajektorien die realen Wege der Luftpakete so gut wie möglich wiedergeben. Auftretenden Abweichungen zwischen dem tatsächlichen Transportweg und der numerisch berechneten Trajektorie können unterschiedliche Ursachen haben. Zu den wichtigsten Fehlerquellen zählen die folgenden Punkte (siehe z.B. Stohl, 1998; Schoeberl und Sparling, 1995).

- I. Beim Lösen der zugrundeliegenden Differenzialgleichung (3.4) mit einem numerischen Integrationsverfahren entsteht ein globaler Diskretisierungsfehler.
- II. Da die Daten der Windfelder auf diskreten Gittern gegeben sind, müssen die an der jeweiligen Trajektorienposition benötigten Werte mit Hilfe räumlicher und zeitlicher Interpolation bestimmt werden. Dabei entstehen Fehler, welche die Genauigkeit der Trajektorie beeinflussen.
- III. Vereinfachungen in der physikalischen Beschreibung der Vertikalbewegung der Trajektorie können zu fehlerhaften Berechnungen führen.
- IV. Rauschen und systematische Abweichungen in den zugrundeliegenden Windfeldern erzeugen Unterschiede zwischen der berechneten Trajektorie und dem tatsächlichen Transportweg.

Die Fehlerquellen lassen sich demzufolge in zwei Gruppen einteilen: zum einen die numerischen Artefakte und zum anderen die physikalische Genauigkeit der Trajektorie.

Es ist nicht möglich, den direkten Weg eines Luftpaketes zu messen (Stohl, 1998) und somit besteht ein großes Problem der Trajektorienvalidierung darin, dass man keine realen Trajektorien kennt. Die vorliegende Arbeit folgt dem Konzept die numerischen Ungenauigkeiten der einzelnen Trajektorien zu minimieren. Außerdem wird der Einfluss der meteorologischen Felder anhand von statistischen Auswertungen der Luftmassenbewegungen quantifiziert.

Der folgende Abschnitt 5.2.1 untersucht die Genauigkeit des numerischen Integrationsverfahrens entsprechend Punkt I. Die Validierung beschränkt sich auf das Runge-Kutta-Verfahren und die implizite Trapezregel.

Der durch Integration (I) und Interpolation (II) verursachte Fehler wird im Rahmen von Trajektorien-Vergleichen im Abschnitt 5.2.2 analysiert. Der in Punkt II erwähnte Interpolationsfehler wird hauptsächlich durch das Maß der räumlichen und zeitlichen Auflösung des vorhandenen Datensatzes bestimmt. Die ERA-40 Daten zur Berechnung der Trajektorien liegen alle sechs Stunden auf einem $2,5^\circ \times 2,5^\circ$ Gitter mit 23 Standarddruckflächen vor. Da die Rechnungen einen Zeitraum von 47 Jahren umfassen, ergibt sich somit eine sehr große

Datenmenge (siehe Abschnitt 7.7). Es war im Rahmen dieser Arbeit aus computertechnischen Gründen nicht möglich, die Auflösung der Daten zu erhöhen.

Der Einfluss der zu Grunde liegenden Windfelder (III) sowie die physikalische Beschreibung der Vertikalbewegungen werden in Kapitel 7 näher untersucht.

5.2.1 Numerische Genauigkeit der Trajektorien

Um die numerische Exaktheit der Trajektorienroutine zu untersuchen, werden die Ungenauigkeiten der Datenfelder und damit verbundene Fehlerquellen ignoriert. Zu diesem Zweck werden Situationen konstruiert, in denen die Abweichungen allein durch den numerischen Integrationsfehler verursacht werden. Dazu zählen der „Vorwärts-Rückwärts-Test“ und die Berechnung von Trajektorien, die durch ein künstliches Windfeld angetrieben werden.

Der Vorwärts-Rückwärts-Test

Eine gute Kontrolle für die numerische Genauigkeit eines Trajektorienmodells bietet der sogenannte *Vorwärts-Rückwärts-Test* (siehe z.B. Schoeberl und Sparling, 1995). Dazu wird für einen festen Zeitraum zunächst eine Vorwärtstrajektorie durch das Modell berechnet. Am Endpunkt dieser Trajektorie wird die Berechnung einer Rückwärtstrajektorie für den genau umgedrehten Zeitraum initialisiert. Idealerweise sollte die Rückwärtstrajektorie wieder am Startpunkt der Vorwärtstrajektorie ankommen. In der Realität wird sich allerdings für jedes Trajektorienmodell aufgrund der numerischen Approximation eine Abweichung zwischen beiden Punkten ergeben.

Die Differenzen sind im Allgemeinen von der Laufzeit, von der Länge des verwendeten Zeitschrittes und von der numerischen Genauigkeit des Integrationsverfahrens abhängig. Zusätzlich zum Integrationsschritt findet eine numerische Interpolation statt, um die meteorologischen Daten an den benötigten Positionen zu bestimmen. Die Interpolation wird zwar Unterschiede zwischen der numerisch berechneten und der realen Trajektorie erzeugen, den Vorwärts-Rückwärts-Test aber nicht beeinflussen. Somit kann dieser Test, durchgeführt mit einer größeren Menge von Trajektorien, als eine sinnvolle Kontrolle für die zugrundeliegenden Integrationsverfahren betrachtet werden.

Es soll überprüft werden, welche Resultate das im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelte und implementierte Trajektorienmodell im Vorwärts-Rückwärts-Test erzielt. Für diesen Versuch ist es sinnvoll, von dem Trajektorienmodell zu fordern, dass sich die Genauigkeit der Testergebnisse verbessert, wenn sich die Schrittweite verkleinert. Diese Forderung kann als notwendige (und nicht als hinreichende) Bedingung für die Güte des gesamten Trajektorienmodells angesehen werden. Mit einer Reihe verschiedener Fallstudien wurde das Verhalten der zwei implementierten Integrationsverfahren untersucht. Beide erfüllen die Bedingung, eine verbesserte Genauigkeit für eine verkleinerte Schrittweite zu produzieren. Die ermittelten Differenzen weisen für die verschiedenen Verfahrensweisen jeweils ähnliche Größenordnungen auf. Der Grad der Verbesserung bei Verkleinerung der Schrittweite hängt von vielen verschiedenen Faktoren ab. Dazu zählen die geographische Breite der Startpunkte, der Antrieb der vertikalen Bewegung, die Realisierung des horizontalen Integrationschrittes und die für die Iteration im Rahmen der Trapezregel geforderte Genauigkeit. Da sich keine unmittelbaren Aussagen über die Qualität der berechneten Trajektorien im Vergleich zu realen Trajektorien schlussfolgern lassen, soll von einer ausführlicheren Diskussion der Testreihen abgesehen werden.

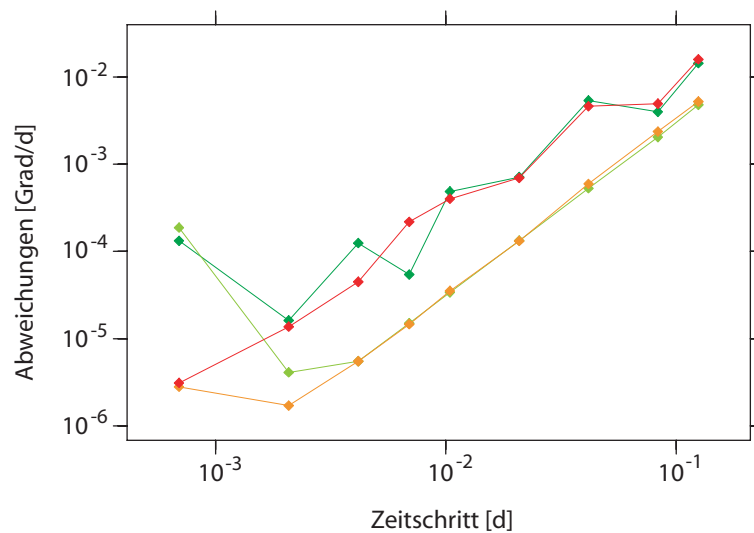


Abbildung 5.19: Vorwärts-Rückwärts-Test durchgeführt mit der impliziten Trapezregel. Die Abweichungen wurden für alle Trajektorien bis 70° N (hellgrün, orange) und für alle Trajektorien bis $87,5^\circ$ N (dunkelgrün, rot) gemittelt. Die von der Iteration geforderte numerische Genauigkeit beträgt 10^{-6} (dunkelgrün, hellgrün) oder 10^{-7} (rot, orange).

Abb. 5.19 zeigt als repräsentatives Beispiel vier Versuche für die implizite Trapezregel³. Dazu wurden 95 diabatische Trajektorien, deren Startpunkte gleichmäßig zwischen 30° und $87,5^\circ$ N verteilt liegen, einen Tag vorwärts in Zeitrichtung berechnet. Anschließend werden ausgehend von den Endpunkten der Vorwärtstrajektorien die entsprechenden Rückwärtstrajektorien bestimmt. Das Mittel der Abweichungen zwischen der geographischen Breite des Startpunktes der Vorwärtstrajektorien und der geographischen Breite⁴ des Endpunktes der Rückwärtstrajektorien ist in Abhängigkeit vom Zeitschritt dargestellt. Wird über alle 95 Trajektorien gemittelt, so ergeben sich die in rot bzw. dunkelgrün dargestellten Genauigkeiten. Betrachtet man nur die Trajektorien mit einer Startbreite kleiner oder gleich 70° N, verringern sich die Abweichungen und man erhält die orangefarbenen bzw. hellgrünen Datenpunkte. Insgesamt zeigen die berechneten Abweichungen eine sehr ähnliche Größenordnung wie die Ergebnisse von Schoeberl und Sparling (1995). Dort betragen die Abweichungen für eine Laufzeit von einem Tag und Zeitschritte zwischen 7 und 30 Minuten in Abhängigkeit vom eingesetzten Integrationsverfahren ungefähr 10^{-6} bis 10^{-2} Grad geographischer Breite pro Tag.

Während des Integrationsschrittes mit der Trapezregel wird ein implizites Gleichungssystem gelöst. Verlangt man von der Iteration eine Genauigkeit von 10^{-7} , so ergeben sich die in rot und orange eingezeichneten Abweichungen. Fordert man hingegen nur eine Genauigkeit von 10^{-6} , so erhält man die beiden grün dargestellten Linien. Die Effekte der reduzierten Genauigkeit bei der Iteration summieren sich auf, so dass sich die betrachteten Gesamtfehler bei sehr kleinen Zeitschritten vergrößern. Es ist also, wie bereits in Abschnitt 3.2.1 erwähnt, nicht immer sinnvoll, den Integrationszeitschritt beliebig weit zu verkleinern.

Zusammenfassend kann man sagen, dass beide Integrationsverfahren (Test für Runge-Kutta-Verfahren nicht gezeigt) das im Rahmen des Vorwärts-Rückwärts-Tests geforderte

³Das Runge-Kutta-Verfahren erzielt sehr ähnliche Ergebnisse.

⁴An dieser Stelle wird der Abstand in Bezug auf die geographische Breite anstatt als absoluter horizontaler Abstand angegeben, um einen Vergleich mit den Arbeiten von Schoeberl und Sparling (1995) zu ermöglichen.

Verhalten aufweisen, wenn die einzelnen numerischen Operationen mit einer ausreichenden Genauigkeit durchgeführt werden.

Rechnungen mit dem künstlich erzeugten Windfeld

Für diesen Versuch wurde ein Windfeld konstruiert, das einen abgeschlossenen vollendeten Wirbel beschreibt, dessen Zentrum sich bei 65° N , 0° E befindet. Jedes von diesem Windfeld angetriebene Luftpaket bewegt sich in genau fünf Tagen einmal im Kreis um das Wirbelzentrum. In Abb. 5.20 ist das Beispiel einer Trajektorie, hier als reale Trajektorie bezeichnet, zu sehen, die durch dieses Windfeld erzeugt wird. Das Luftpaket startet bei 41° N , 0° E und wird entlang des bunt eingezeichneten Pfades transportiert. Dabei bewegt es sich von mittleren Breiten in hohe nördliche Breiten und befindet sich nach 2,5 Tagen mit einer Position von 89° N , 0° E sehr nahe am Nordpol. Nach weiteren 2,5 Tagen ist das Luftpaket zu seiner Ausgangsposition, hier durch ein blaues Dreieck gekennzeichnet, zurückgekehrt. Die Trajektorie erfährt keinen vertikalen Antrieb und verweilt während ihrer gesamten Laufzeit auf einer Isentrope.

Die Trajektorienroutine wird nun mit dem konstruierten Windfeld angetrieben. Das Modell berechnet eine numerische Approximation der in Abb. 5.20 dargestellten Trajektorie. Die folgenden Versuche zeigen die Ergebnisse dieser Rechnungen für verschieden große Zeitschritte und unterschiedliche Integrationsverfahren. Bei allen in diesem Zusammenhang bestimmten numerischen Approximationen handelt es sich um isentrope Trajektorien, welche die potenzielle Temperatur als Höhenkoordinate verwenden. Der horizontale Integrationschritt wurde in Abhängigkeit von der geographischen Breite des jeweils aktuellen Trajektorienpunktes realisiert: Für $\lambda > 85^\circ \text{ N}$ erfolgt die Integration entlang der Großkreise und für alle anderen Situationen entlang der Länge bzw. Breite.

Die Ergebnisse des 4-stufigen Runge-Kutta-Verfahrens und der Trapezregel angewendet mit einem Zeitschritt von zehn Minuten sind in Abb. 5.21 dargestellt. Die beiden Trajektorien haben jeweils eine Laufzeit von 30 Tagen und bewegen sich in dieser Zeit, wie erforderlich

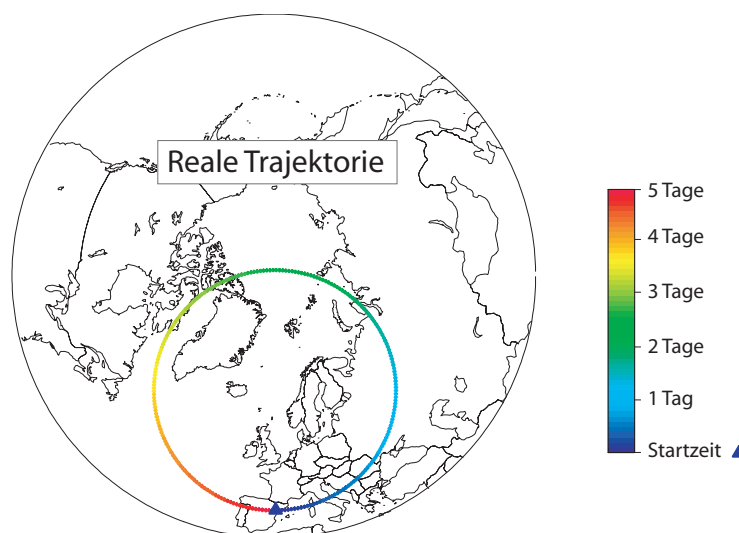


Abbildung 5.20: Zu sehen ist eine 5 Tage lange Trajektorie, angetrieben durch das konstruierte Windfeld, mit dem Startpunkt (blaues Dreieck) bei 41° N , 0° E . Die Trajektorie ist entsprechend ihrer jeweiligen Laufzeit eingefärbt.

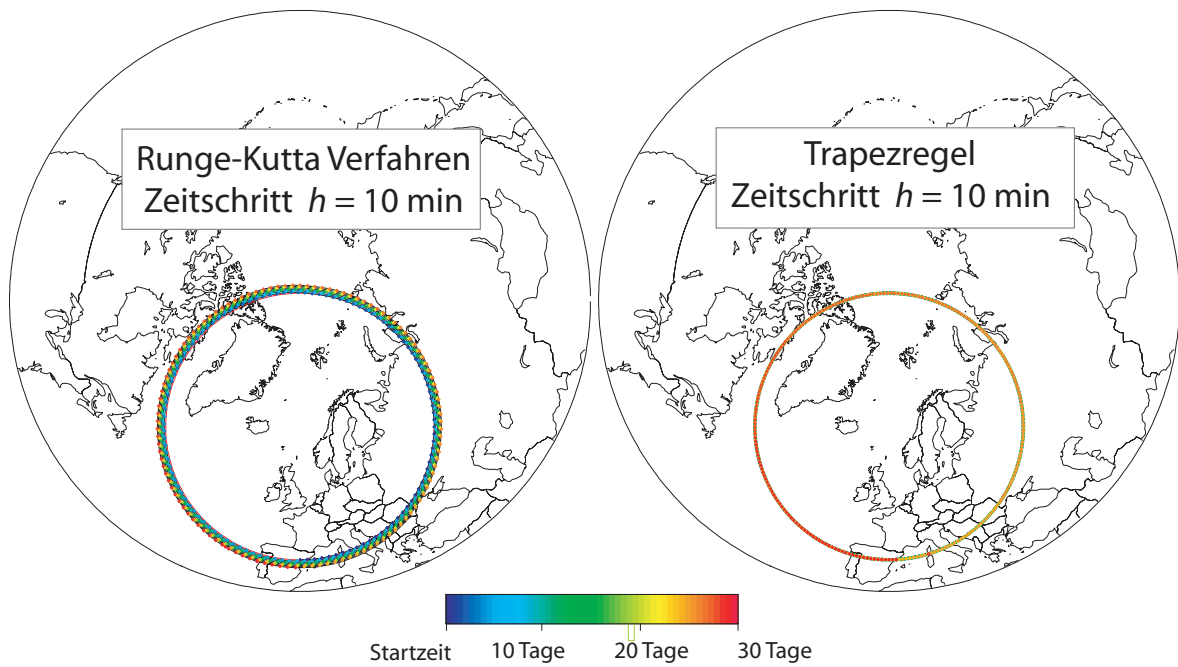


Abbildung 5.21: Dargestellt sind 30 Tage lange, numerischen Trajektorien, angetrieben durch das konstruierte Windfeld und berechnet mit dem 4-stufigen Runge-Kutta-Verfahren (linke Abb.) bzw. der impliziten Trapezregel (rechte Abb.). Der Zeitschritt beträgt 10 Minuten und die Trajektorie ist entsprechend ihrer jeweiligen Laufzeit eingefärbt.

sechs mal um das Wirbelzentrum. In Abb. 5.21 ist zu erkennen, dass sich die Trajektorie, basierend auf der Trapezregel, sehr dicht an der wirklichen Trajektorie bewegt. Die minimalen dabei entstehenden Abweichungen sind in dieser Graphik nicht erkennbar. Dagegen zeigt

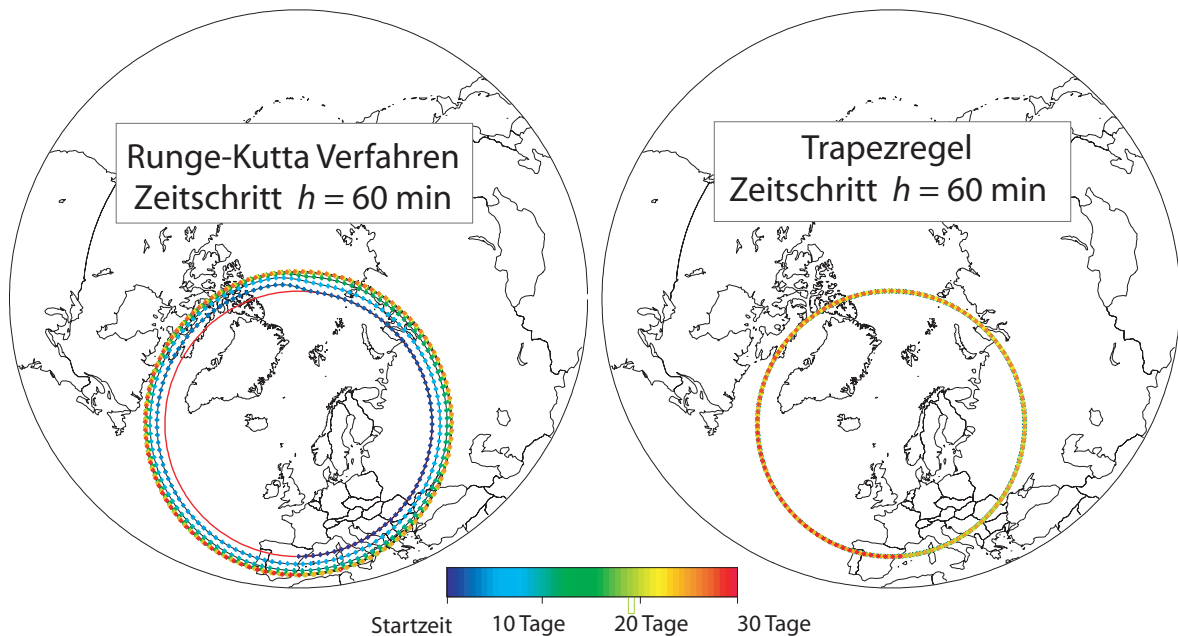


Abbildung 5.22: Wie in Abb. 5.21 für den Zeitschritt 60 Minuten.

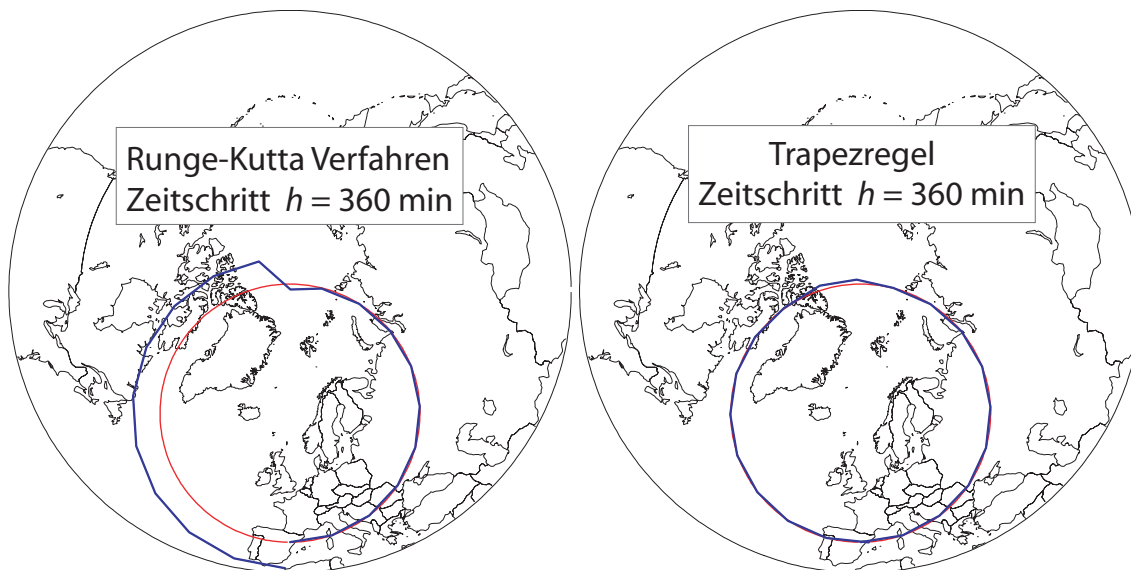


Abbildung 5.23: Dargestellt sind fünf Tage lange numerischen Trajektorien, die durch das konstruierte Windfeld angetrieben werden. Die numerische Integration erfolgt mit dem 4-stufigen Runge-Kutta-Verfahren (linke Abb.) bzw. der impliziten Trapezregel (rechte Abb.). Der Zeitschritt beträgt 6 Stunden.

die Trajektorie berechnet mit dem Runge-Kutta-Verfahren die Tendenz, mit fortschreitender Zeit ein klein wenig nach außen zu laufen. Aber auch diese Abweichungen sind gemessen an der langen Laufzeit der Trajektorie sehr gering. Um die Qualität der beiden Integrationsverfahren weiter zu untersuchen, wurde im Folgenden langsam die Schrittweite vergrößert. In Abb. 5.22 sind die Rechnungen mit einem Zeitschritt von 60 min zu sehen. Für die Trapezregel hat sich das Bild im Vergleich zum zehnmütigen Zeitschritt so gut wie nicht verändert. Das Runge-Kutta-Verfahren hingegen zeigt Instabilitäten, sobald sich die Trajektorie zu nahe an den Pol bewegt. Die Trajektorie wird dort deutlich um einige Grad nach außen hin abgelenkt. Im Rahmen des letzten Tests werden die numerischen Anforderungen an die Verfahren heraufgesetzt. Es wird getestet, welche Resultate sich für einen ausgesprochen langen Zeitschritt ergeben. Die Trajektorien in Abb. 5.23 lassen die einzelnen, sechs Stunden langen Integrationsschritte erkennen. Die mit Hilfe der Trapezregel berechnete Trajektorie verläuft wiederum sehr dicht an der realen Trajektorie und zeigt auch in Polnähe nur geringfügige Abweichungen. Im Fall des Runge-Kutta-Verfahrens sind diese Abweichungen deutlich stärker ausgeprägt und zwingen die Trajektorie auf eine falsche Bahn. Es ist zu bemerken, dass sich diese Schwäche der 4-stufigen expliziten Integration nur in Polnähe ergibt. Die Integration in den mittleren Breiten stellt dagegen eine sehr gute Approximation der exakten Trajektorie dar. Die Länge der durchgeführten Testläufe hat gezeigt, dass die Trapezregel nur $2/3$ der Laufzeit des Runge-Kutta-Verfahrens benötigt.

Zusammenfassend ergibt sich aus dem Vorwärts-Rückwärts-Test und dem Test mit dem künstlichen Windfeld, dass beide Verfahren im allgemeinen eine vergleichbar gute numerische Qualität aufweisen. Die Trapezregel ist in Situationen mit sehr großen Zeitschritten in Polnähe von Vorteil. Da sie außerdem weniger Zeit als das Runge-Kutta-Verfahren benötigt, werden alle Rechnungen im folgenden Verlauf der Arbeit mit der impliziten Trapezregel durchgeführt. Falls nicht anders erwähnt, beträgt die geforderte numerische Genauigkeit 10^{-7} und die Länge des Integrationsschrittes 20 Minuten.

5.2.2 Vergleich mit dem FUB-Trajektorienmodell

Das Trajektorienmodell der Freien Universität Berlin (FUB) basiert auf der expliziten Methode zur Berechnung dynamischer Trajektorien (Petersen und Uccellini, 1979) und wurde von Kirch (1985) implementiert. Seitdem wurde das Modell mehrfach verbessert und in einer Vielzahl von Studien eingesetzt (z.B. zur Untersuchung von Luftmassentransport in der Stratosphäre (Langematz et al., 1987) und zur Koordinierung von Ozonsondenmessungen (Rex et al., 1999)).

In den Jahren 2002 und 2003 wurden verschiedene auf Ballonflügen basierende Messkampagnen durchgeführt, um die Fernerkundungsgeräte auf dem Umweltforschungs-Satelliten „Environmetal Satellite“ (ENVISAT) zu validieren. Im Rahmen dieser Kampagne wurden mit dem Trajektorienmodell der FU Berlin eine Anzahl von Vorwärts- und Rückwärtstrajektorien ausgehend vom Flugpfad des jeweiligen Ballons berechnet. Um das neue im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Transportmodell zu validieren, wurde ein ausgewähltes Ensemble von Trajektorien mit dem neuen Transportmodell nachgerechnet und mit den FUB-Trajektorien verglichen.

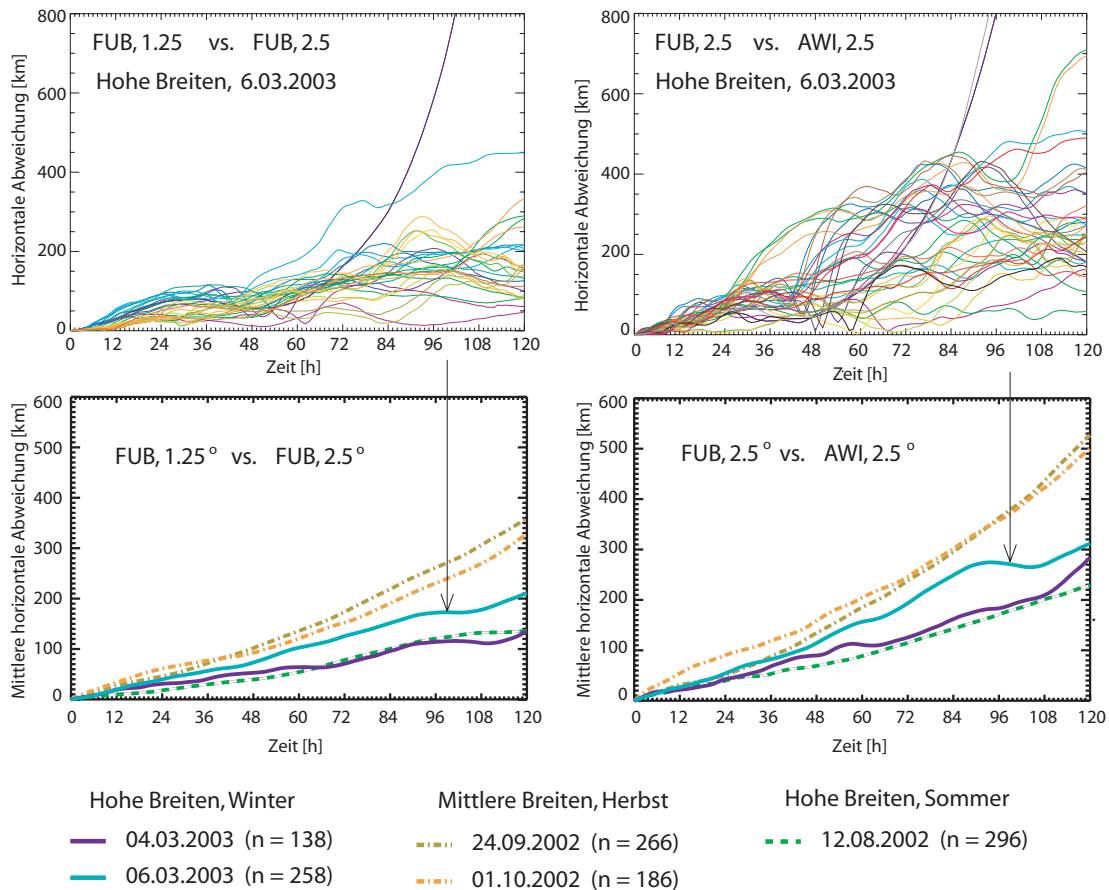


Abbildung 5.24: Zeitreihe der Abweichungen einzelner Trajektorien (oben) und der mittleren horizontalen Abweichung (unten). Die Abweichungen wurden zwischen den Läufen des FUB-Trajektorienmodells mit horizontal verschieden aufgelösten Eingabedaten (links) bzw. zwischen dem neuen Transportmodell (AWI) und dem FUB-Trajektorienmodell (rechts) für die einzelnen Ballonflüge gebildet (persönliche Mitteilung Grunow, 2006). Die Anzahl der einzelnen zu den Ballonflügen gehörenden Trajektorien n ist in Klammern angegeben.

Die diesem Vergleich zugrunde liegenden Ballonflüge fanden in hohen und mittleren Breiten statt (Dorf et al., 2005; Butz et al., 2006). Die Berechnungen der FUB-Trajektorien wurden von Katja Grunow (FUB) durchgeführt. Beide Modelle nutzen die opECMWF-Daten als Eingabedaten. Vom Trajektorienmodell der FU Berlin stehen für jeden Ballonflug zwei Trajektorienensemble zur Verfügung, basierend auf einem $1,25^\circ \times 1,25^\circ$ bzw. einem $2,5^\circ \times 2,5^\circ$ Gitterabstand der Eingabedaten. Mit dem neuen Transportmodell wurde für insgesamt fünf Ballonflüge pro Flug jeweils eine Trajektorienenschar berechnet, wobei die Eingabedaten auf dem $2,5^\circ \times 2,5^\circ$ Gitter genutzt werden.

Der obere Teil von Abb. 5.24 zeigt die Abweichungen einzelner Trajektorien als Funktion der Zeit vom Startzeitpunkt bis zum fünften Tag. Jede dünn eingezeichnete Linie entspricht einer Rückwärtstrajektorie. Die gezeigten Trajektorien wurden aus dem Ensemble zum Ballonflug vom 6. März 2003 über Kiruna exemplarisch ausgewählt. Die linke Seite zeigt die Differenzen zwischen den Trajektorien berechnet mit dem FUB-Trajektorienmodell bei unterschiedlicher horizontaler Datenaufösungen. Auf der rechten Seite sind die Abweichungen zwischen dem neuen Transportmodell und dem FUB-Trajektorienmodell auf dem $2,5^\circ \times 2,5^\circ$ Gitter dargestellt.

Um die beiden gesamten Trajektorienensemble eines bestimmten Fluges miteinander zu vergleichen, wird die mittlere horizontale Abweichung (Stohl, 1998) über alle Trajektorien dieser beiden Ensemble nach einer bestimmten Transportzeit berechnet. Die mittlere horizontale Abweichung ermöglicht eine übersichtlichere Darstellung der Ergebnisse, wie der untere Teil von Abb. 5.24 illustriert. Hier sind die Zeitreihen der mittleren horizontalen Abweichung für die einzelnen Ballonflüge zu sehen. In jedem Graphen sind die Informationen der Abweichungen aller Trajektorien eines Fluges enthalten. Die Anzahl der Trajektorien ist in Abb. 5.24 für jeden Ballonflug angegeben. Dabei handelt es sich jeweils zu 50 % um Vorwärts- und zu 50 % um Rückwärtstrajektorien. Die mittleren horizontalen Abweichungen zwischen den beiden Trajektorienmodellen sind etwas größer als die Abweichungen, die das FUB-Trajektorienmodell produziert, wenn es mit horizontal unterschiedlich aufgelösten Eingabedaten arbeitet.

Die Ergebnisse des Vergleiches von FUB- und AWI-Trajektorienmodell besitzen die gleiche Größenordnung wie die Ergebnisse eines Trajektorienvergleiches (Grunow et al., 2004) zwischen dem FUB-Trajektorienmodell und dem Trajektorienmodell des Forschungszentrums Jülich. Diese Gegenüberstellung wurde für Ballonflüge im Januar und Februar 2003 durchgeführt und weist mittlere horizontale Abweichungen zwischen 250 und 800 km auf. Die Ergebnisse zeigen, dass die aus Integration und Interpolation resultierende numerische Genauigkeit des neuen Transportmodells mit der numerischen Genauigkeit anderer Trajektorienmodelle vergleichbar ist.

Kapitel 6

Vertikalgeschwindigkeiten

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Berechnung des vertikalen stratosphärischen Luftmassentransportes im Polarwirbel. Die Übersicht zu den vertikalen Winden in Abschnitt 6.1 ordnet den Lagrangeschen Ansatz in den Kontext der verschiedenen Formalismen zur Untersuchung gemittelter Luftmassenbewegungen ein. Um ein detailliertes, zeit- und höhenaufgelöstes Bild der Lagrangeschen Vertikalgeschwindigkeiten zu erhalten, werden große Trajektorienensembles statistisch ausgewertet. In Abschnitt 6.2 wird die Methode zur Quantifizierung des Lagrangeschen wirbelgemittelten Absinkens am Beispiel des Winters 1994/1995 vorgestellt. Um das Absinken der Luftmassen relativ zu ihrer Lage zum Polarwirbel zu untersuchen, werden die Vertikalbewegungen der Trajektorien entlang der äquivalenten Breite gemittelt. Diese Methode wird in Abschnitt 6.3 näher erläutert.

6.1 Übersicht über die gemittelten Vertikalgeschwindigkeiten

Es existieren verschiedene Ansätze, um den mittleren stratosphärischen Luftmassentransport durch die Meridionalzirkulation mit Hilfe einer gemittelten Vertikalgeschwindigkeit zu beschreiben:

1. Die Lagrangesche Methode mittelt die Geschwindigkeit zonal über ein Trajektorienensemble und erfasst somit den tatsächlichen Nettoluftmassentransport. Der physikalisch aussagekräftige Mittelungsprozess ergibt die Lagrangeschen Geschwindigkeiten (\bar{v}^L, \bar{w}^L) .
2. Die zonal gemittelten Eulerschen Gleichungen mit den einfachen zonalen Mitteln (\bar{v}, \bar{w}) sind ungeeignet den Massentransport der meridionalen Zirkulation zu beschreiben (siehe Abschnitt 2.4).
3. Der mathematische Formalismus der Transformierten Eulerschen Gleichungen mit (\bar{v}^*, \bar{w}^*) bietet eine Möglichkeit die wechselseitige Beziehung zwischen den Wirbelgrößen und dem zonal gemittelten Grundstrom zu erschließen (siehe Abschnitt 2.4). Obwohl die TEM-Gleichungen viele Ähnlichkeiten zu dem Lagrangeschen Mittel (engl. „Lagrangian Mean“, LM) aufweisen, ist die durch (\bar{v}^*, \bar{w}^*) beschriebene Zirkulation nicht gleich der Lagrangeschen Massenbewegung (\bar{v}^L, \bar{w}^L) . Die TEM Größen stellen zwar im Allgemeinen eine gute Approximation des durch den Lagrangeschen Formalismus beschriebenen Luftmassentransportes dar, berücksichtigen jedoch nicht vollständig

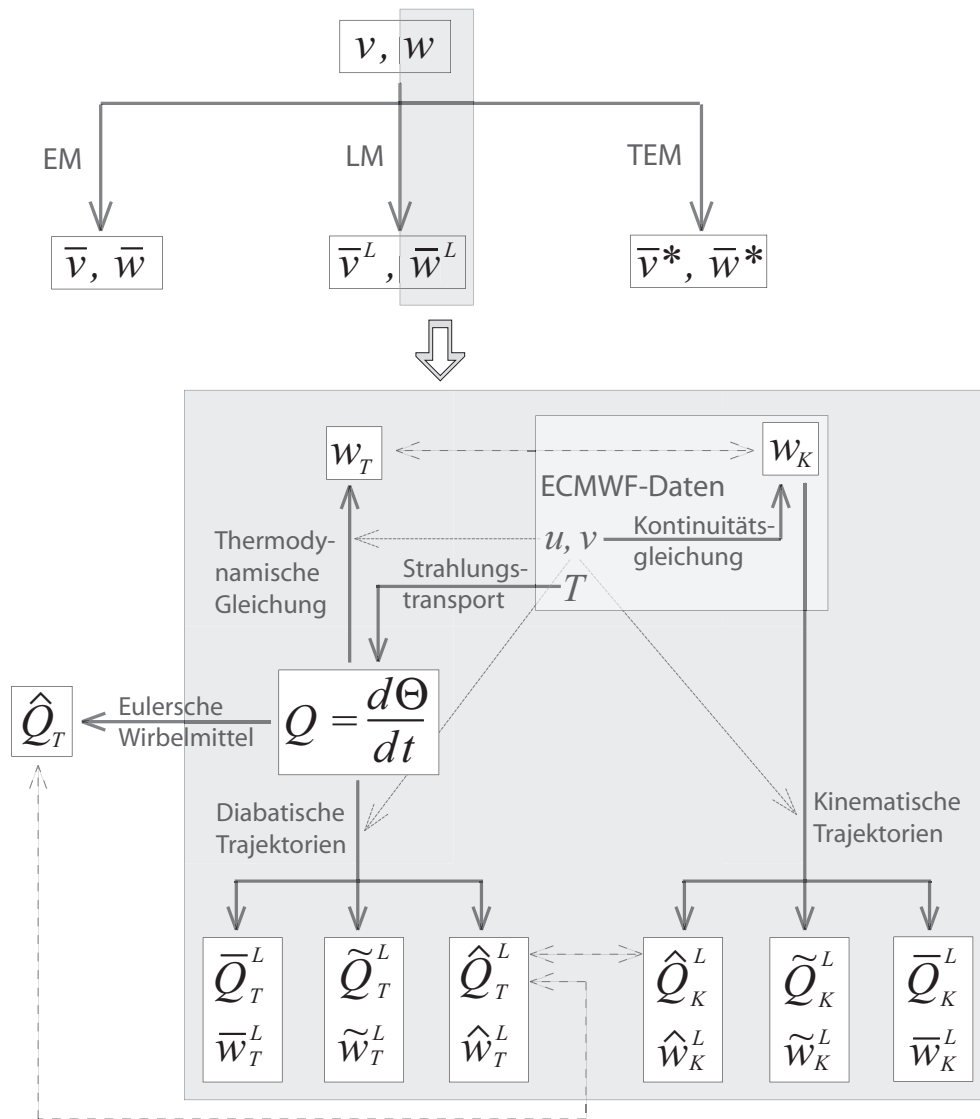


Abbildung 6.1: Dargestellt ist die Übersicht zu den vertikalen Windfeldern. Im oberen Bereich sind die drei Formalismen Eulerian Mean, Lagrangian Mean und Transformed Eulerian Mean zum Mitteln der Windfelder (v, w) aufgeführt. Im unteren Kasten sind die Lagrangeschen Mittel von zwei rechnerischen Realisierungen des Vertikalwindes dargestellt. Es kann das Lagrangesche Mittel entlang der Breite (\bar{Q}^L, \bar{w}^L) , entlang der äquivalenten Breite $(\tilde{Q}^L, \tilde{w}^L)$ oder im Wirbelinneren (\hat{Q}^L, \hat{w}^L) gebildet werden. \hat{Q}_T stellt das Eulersche Mittel dar und wird direkt aus den Heizraten Q berechnet. Alle Größen verknüpft mit dem Zweig der thermodynamischen Gleichung erhalten den Index T , während die Größen verknüpft mit der Kontinuitätsgleichung den Index K erhalten.

die Effekte von nichtkonservativen, nichtlinearen und transienten Wellen (Andrews et al., 1987).

Die drei Formalismen zum Mitteln der zu festen Zeit- und Gitterpunkten gegebenen Geschwindigkeitskomponenten v, w sind im oberen Teil von Abb. 6.1 dargestellt. Im weiteren Verlauf werden zur Beschreibung der gemittelten Geschwindigkeiten zwei verschiedene vertikale Koordinaten benutzt. Die erste Koordinate ist der Druck p und die zweite vertikale Koordinate ist die potenzielle Temperatur Θ . Die vertikale Geschwindigkeit w gehört zum Drucksystem, während sich die vertikale Geschwindigkeit Q immer auf das isentrope System

bezieht. Die Begriffe *aufwärts* und *abwärts* müssen demzufolge in Bezug auf die verwendete vertikale Koordinate verstanden werden. Verwendet man den Begriff Absinken im isentropen System (diabatisches Absinken) so ist damit immer eine Abnahme der potenziellen Temperatur gemeint. Im Druck-System bedeutet Absinken, dass höhere Druckwerte erreicht werden. In der vorliegenden Arbeit ist die Frage nach dem vertikalen Nettoluftmassentransport in Form des diabatischen Absinkens innerhalb des Polarwirbels von besonderem Interesse. Da der Lagrangesche Ansatz das Zusammenspiel zwischen horizontaler und vertikaler Bewegung korrekt berücksichtigt, liefert er die vollständigste Beschreibung des Absinkens der Luftmassen im Polarwirbel.

Im Allgemeinen ist es nicht möglich, die vertikale Windgeschwindigkeit aus Messungen zu bestimmen, so dass w aus anderen, auf Beobachtungsdaten basierenden, meteorologischen Feldern abgeleitet werden muss. Abb. 6.1 skizziert zwei Möglichkeiten den vertikalen Wind aus den ECMWF-Datenfeldern zu berechnen. Eine der Möglichkeiten wird innerhalb der ECMWF-Datensätze (opECMWF oder ERA-40) realisiert. Hier ergibt sich w aus der Divergenz des horizontalen Windes (u, v) über die Kontinuitätsgleichung (A.7), welche die Erhaltung der Masse ausdrückt. Eine zweite Möglichkeit den vertikalen Wind zu berechnen, bietet die Thermodynamische Grundgleichung (A.8), welche den vertikalen Wind aus den diabatischen Heizraten bestimmt. Die Heizraten können mit Hilfe des Strahlungstransportmodells und der ECMWF-Daten berechnet werden. Der aus der thermodynamischen Gleichung stammende Wind wird im Folgenden mit w_T bezeichnet, während das zur Kontinuitätsgleichung gehörende Windfeld das Symbol w_K erhält. In einem vollständig balancierten frei laufenden GCM sind die zwei Größen w_T und w_K identisch. Da es sich bei u, v und T allerdings um Daten aus einem Assimilationsmodell handelt, ist das System aufgrund technischer Korrekturen nicht vollständig konsistent. Die beiden rechnerisch bestimmten vertikalen Windfelder weisen Unterschiede auf. In Abschnitt 6.2 werden die Größen w_T und w_K kurz diskutiert und anhand eines ausgewählten Beispiels miteinander verglichen.

Im unteren Teil von Abb. 6.1 sind die verschiedenen Lagrangeschen Mittel der vertikalen Geschwindigkeit w_T und w_K dargestellt. Basierend auf w_T bzw. den Heizraten Q berechnet das neue Transportmodell eine große Menge diabatischer Trajektorien. Eine sinnvolle statistische Auswertung der Trajektorienensembles ermöglicht die Approximation der verschiedenen Lagrangeschen Vertikalgeschwindigkeiten. Man kann beispielsweise die zonal gemittelten Lagrangeschen Geschwindigkeiten \overline{w}_T^L und \overline{Q}_T^L berechnen. Außerdem sind die Mittel entlang der äquivalenten Breite (\tilde{w}_T^L und \tilde{Q}_T^L) von Interesse, falls die Struktur des Lagrangeschen Absinkens in Abhängigkeit von der Lage relativ zum Polarwirbel untersucht wird. Mittelwerte können allerdings auch über die gesamte Menge aller Trajektorien innerhalb des Polarwirbels gebildet werden (\hat{w}_T^L und \hat{Q}_T^L). Im Gegensatz zu den beiden Mitteln entlang der Breite bzw. der äquivalenten Breite ist das Wirbelmittel nur noch von der Höhe und der jeweiligen vertikalen Koordinate abhängig. Analog zu den diabatischen Trajektorien können basierend auf w_K und den kinematischen Trajektorienensembles die verschiedenen Lagrangeschen Vertikalgeschwindigkeiten berechnet werden (\overline{w}_K^L und \overline{Q}_K^L , \tilde{w}_K^L und \tilde{Q}_K^L , \hat{w}_K^L und \hat{Q}_K^L).

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden der kinematische und der diabatische Ansatz verwendet, um Trajektorien zu berechnen. Anhand eines Vergleiches zwischen \hat{Q}_T^L und \hat{Q}_K^L sowie zwischen w_T und w_K wird entschieden, welcher Ansatz die realistischeren Ergebnisse liefert. Es ist außerdem möglich, aus den Heizraten direkt das Eulersche wirbelgemittelte Absinken \hat{Q}_T zu berechnen. Ein Vergleich der beiden Größen \hat{Q}_T und \hat{Q}_T^L verdeutlicht die Unterschiede zwischen dem Eulerschen und dem Lagrangeschen Formalismus zur Berechnung des diabatischen Luftmassentransportes im Polarwirbel. Bevor in Kapitel 7 die aufgezählten

Vergleiche vorgestellt werden, ist es notwendig, die Methode zur Berechnung des Lagrangeschen Wirbelmittels und des Lagrangeschen Mittels entlang der äquivalenten Breite am Beispiel der diabatischen Vertikalgeschwindigkeit Q einzuführen.

6.2 Berechnung des wirbelgemittelten Absinkens

Der Polarwirbel bildet eine bis zu einem gewissen Grade gut isolierte Einheit, die von den Mischungsprozessen innerhalb der Wellenbrecherzone durch die Wirbelkante abgegrenzt ist (siehe Abschnitt 2.4). Um die Variabilität der Ozongesamtsäule innerhalb des arktischen Polarwirbels zu verstehen, ist es wichtig, den Einfluss der atmosphärischen Meridionalzirkulation auf die wirbelgemittelte Ozonkonzentration zu quantifizieren. Der Einfluss resultiert zu großen Teilen aus dem vertikalen Nettoluftmassentransport. In diesem Zusammenhang ist die Frage, aus welchen Höhenbereichen die Luft stammt, die sich gegen Ende des Winters zwischen $\Theta = 400$ und 550 K befindet, von besonderem Interesse. Im vorliegenden Abschnitt wird eine Methode vorgestellt, mit der es möglich ist, das gemittelte Absinken der Luftmassen nach dem Lagrangeschen Ansatz zu quantifizieren. Das Konzept wird am Beispiel der diabatischen Trajektorien für den Winter 1994/1995¹ dargestellt und lässt sich mühelos auf die kinematischen Trajektorienrechnungen und andere Winter übertragen.

Um die Luftmassen zusammenzufassen, die sich gegen Ende des Winters auf einer bestimmten Isentrope befinden, wird an dieser Stelle der Begriff der frühlingsbezogenen potenziellen Temperatur (engl. „spring equivalent potential temperature“), Θ_e eingeführt (Rex et al., 2004). Für ein Luftpaket zu einem beliebigen Zeitpunkt im Winter ist Θ_e als die potenzielle Temperatur definiert, welche dieses Luftpaket gegen Ende des Winters besitzt. Für die Betrachtungen in der vorliegenden Arbeit wird der 10. März² als Bezugsdatum für den Term *Ende des Winters* verwendet. Jedes Luftpaket besitzt in jedem Winter genau ein Θ_e .

Im Folgenden wird mit Hilfe des Lagrangeschen Ansatzes bestimmt, welche mittlere potenzielle Temperatur die Luftmassen zwischen $\Theta_e = 400$ und 550 K zu Beginn des Winters besitzen. Die Trajektorienroutine des neuen Transportmodells berechnet zu diesem Zweck eine sehr große Menge (~ 51000) von diabatischen bzw. kinematischen Rückwärtstrajektorien über den Verlauf eines Winters. Die Startpunkte der Trajektorien liegen auf einem dreidimensionalen Gitter vor, welches aus 16 gleichmäßig verteilten Isentropen zwischen $\Theta = 400$ und 550 K besteht. Auf jeder Isentrope sind 3182 Startpunkte auf einem äquidistanten Gitter zwischen 50° und 90° N gegeben. Das entspricht bei 50° N einem Abstand der Gitterpunkte von $1,25^\circ$. Die Gesamtzahl der Trajektorien ergibt sich als $50912 = 3182 \cdot 16$. Die Zahl wurde in Anlehnung an andere Trajektorienstudien (Manney et al., 1994b; Rosenfield und Schoeberl, 2001) groß genug gewählt, um eine statistische Auswertung der Trajektorienensembles zu erlauben. In hier nicht gezeigten Tests wurde die Anzahl der Trajektorien verdreifacht, was keine nennenswerten Auswirkungen auf die Ergebnisse der statistischen Auswertungen ergab. Das Startdatum der Rechnung ist der 10. März des jeweiligen Winters und die Trajektorien werden in Zeitrichtung rückwärts bis zum Enddatum der Rechnung, dem 1. Dezember des vorangegangenen Jahres, bestimmt. Die Wahl des Berechnungszeitraumes resultiert aus der Bestrebung, über einen möglichst langen Zeitraum zu verfügen, der für möglichst viele Winter vor dem Zusammenbruch des Polarwirbels endet. Somit ergeben

¹Der Winter 1994/1995 wurde an dieser Stelle ausgewählt, da er keine Datenprobleme oder meteorologischen Besonderheiten aufweist.

²Das Datum 10. März wird motiviert durch den Starttermin des Trajektorienensembles.

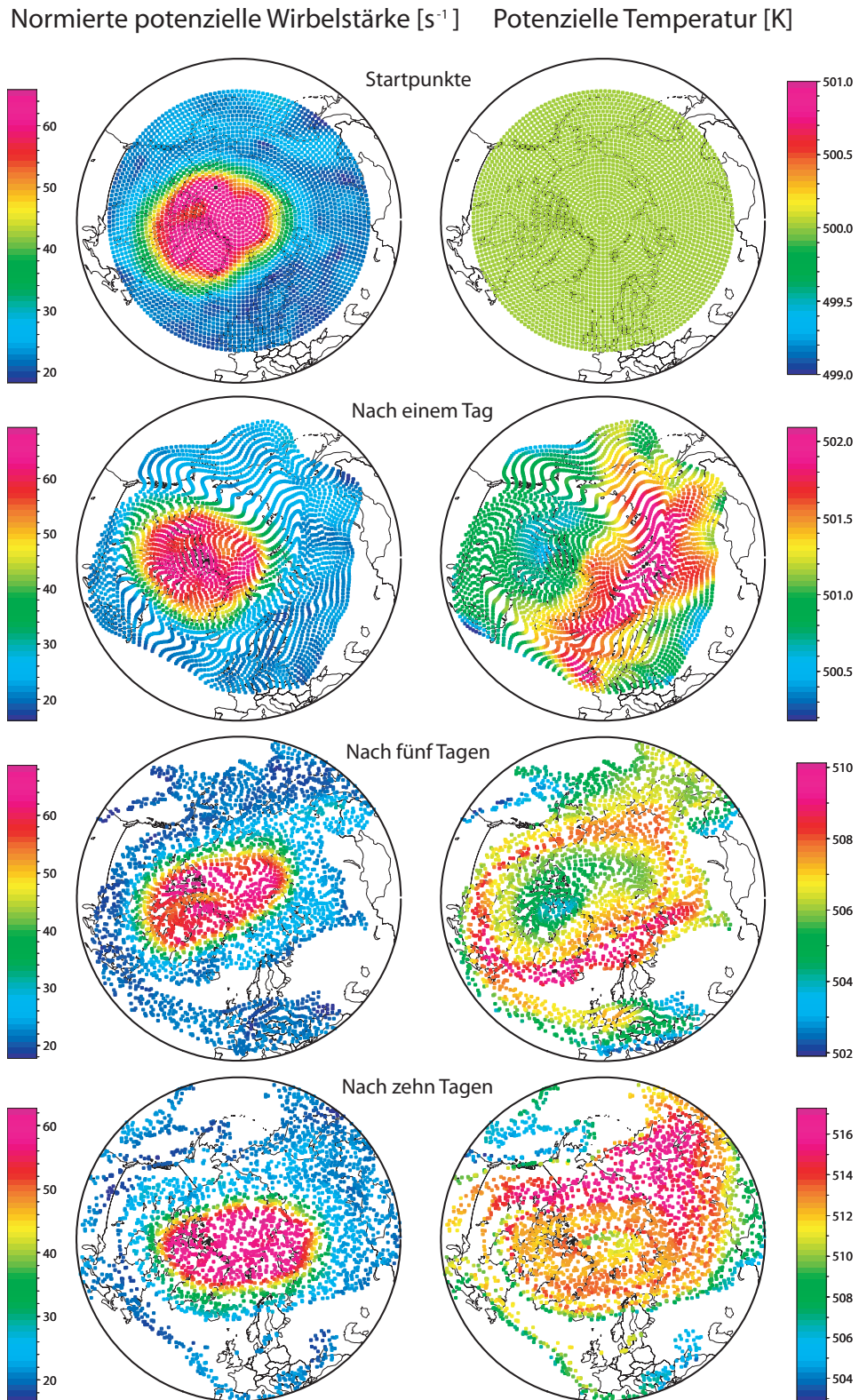


Abbildung 6.2: Θ [K] und nPV [s^{-1}] für die Trajektorien, die am 10. März 1995 auf 500 K gestartet wurden. Die Abbildungen beziehen sich auf den Start und die Zeitpunkte nach einem Tag, fünf Tagen sowie zehn Tagen Laufzeit. Jeder Punkt stellt eine Trajektorie dar.

Trajektorien nach zehn Tagen eingefärbt nach ...

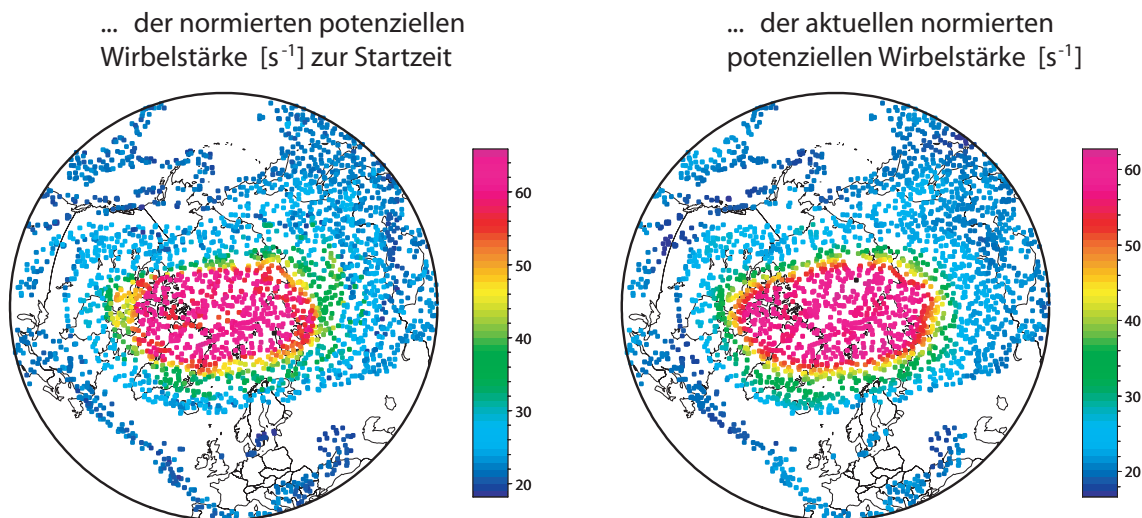


Abbildung 6.3: Trajektorien, die am 10. März 1995 auf 500 K gestartet wurden. Die Position der Trajektorienpunkte entspricht dem Zeitpunkt nach zehn Tagen Laufzeit, während die Einfärbung passend zu nPV der einzelnen Trajektorien am Starttag (links) bzw. passend zum aktuellen nPV -Wert der Trajektorien realisiert wurde.

sich 100 Tage lange Trajektorien³, für die λ , ϕ , p , Θ und nPV einmal pro Tag abgespeichert werden.

Abb. 6.2 zeigt für die diabatischen Trajektorien, die am 10. März 1995 auf 500 K gestartet wurden, nPV und Θ zu ihrer Startzeit, nach einem Tag, nach fünf Tagen sowie nach zehn Tagen Laufzeit. Innerhalb dieses Zeitraumes war der stratosphärische Polarwirbel stabil und abgeschlossen (Naujokat et al., 1995). Auch die numerisch berechneten Trajektorien zeigen sehr wenig Einmischung in den Polarwirbel. Dies wird ersichtlich, wenn man die Trajektorienpunkte nicht nach ihrem augenblicklichen nPV -Wert einfärbt, sondern nach dem nPV -Wert, den die Trajektorien am Starttag besaßen. Abb. 6.3 zeigt eine solche Darstellung für den zehnten Tag der Rechnung und zusätzlich das schon aus Abb. 6.2 bekannte Bild des augenblicklichen nPV -wertes der einzelnen Trajektorien. Aus dem Vergleich der beiden Darstellungen kann man erkennen, dass alle Trajektorien, die anfangs innerhalb des Wirbels lagen, sich auch nach zehn Tagen noch dort befinden. Da die stratosphärischen Luftmassen des Polarwirbels im Winter absinken und es sich um eine zeitlich rückwärts gerichtete Rechnung handelt, steigt die potenzielle Temperatur der Trajektorien an (Abb. 6.2, rechte Seite). Auch vor dem Hintergrund der zeitlich rückwärts laufenden Trajektorien werden im Rahmen dieser Arbeit die simulierten Luftmassenbewegungen stets zeitlich vorwärts gerichtet betrachtet, d.h. obwohl sich die potenzielle Temperatur entlang der Rückwärtstrajektorie erhöht, wird der daraus quantifizierte Prozess als diabatisches Absinken bezeichnet.

Es werden alle Luftmassen betrachtet, die ein festes Θ_e besitzen und gegen Ende des Winters im Wirbel liegen. Um das gemittelte diabatische Absinken dieser Luftmassen zu bestimmen, muss das Absinken einer großen Menge von Trajektorien, welche am 10. März im Polarwirbel auf Θ_e starteten, gemittelt werden. Aufgrund des Rauschens in den Windfeldern und der numerischen Integrationsfehler, weisen die berechneten Trajektorien mehr

³In Schaltjahren sind die Trajektorien 101 Tage lang.

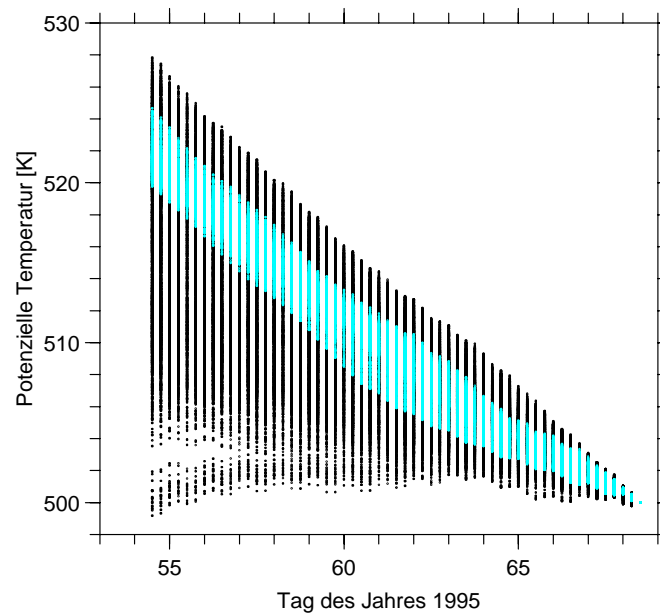


Abbildung 6.4: Potenzielle Temperatur aller Trajektorien, die am 10. März 1995 auf 500 K gestartet wurden, für die ersten 14 Tage ihrer Laufzeit vom 10. März 1995 bis zum 24. Februar 1995. Die Trajektorien, die sich während der gesamten 14 Tage im Wirbel befinden, sind blau eingefärbt.

Durchmischung über die Wirbelkante auf als die realen Luftmassen. Betrachtet man also alle Trajektorien, die sich gegen Ende des Winters im Wirbel befinden und mittelt das Absinken, das diese Trajektorien im Laufe des gesamten Winters erfahren haben, so wird die Einmischung aus den mittleren Breiten stark überschätzt. Das genau entgegengesetzte Konzept bedeutet anzunehmen, dass der Polarwirbel vollständig abgeschlossen ist, so dass nur die Luftmassen betrachtet werden, die während der gesamten 3,5 Monate Laufzeit im Wirbel verweilen. Verwendet man das zweite Konzept, so wird das wirbelgemittelte Absinken \hat{Q}_T^L nach dem Lagrangeschen Ansatz berechnet. Obwohl auch die Auffassung eines vollständig abgeschlossenen Wirbels nicht ganz der Wirklichkeit entspricht (Plumb et al., 2002), so ist sie doch sehr viel realistischer als die erste Annahme, da oberhalb von 400 K die Einmischung in den Wirbel normalerweise so schwach ist, dass sie die Verteilung der passiven Spurengase wenig beeinflusst (WMO, 2003). Zusammenfassend kann man sagen, dass \hat{Q}_T^L nicht exakt das gemittelte Absinken aller Luftmassen beschreibt, die mit einem festen Θ_e gegen Ende des Winters im Wirbel liegen. Der Unterschied resultiert aus dem Einfluss, der aus mittleren Breiten eingemischten Luftmassen und ist relativ gering.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird dieser Unterschied vernachlässigt und die Überlegungen konzentrieren sich auf die Berechnung von \hat{Q}_T^L . Somit werden nur Trajektorien betrachtet, die sich für einen längeren Zeitraum im Polarwirbel befinden. Es muss sichergestellt werden, dass diese Menge von Trajektorien nicht zu klein wird, um statistische Aussagen über die atmosphärischen Luftmassenbewegungen zu treffen. Aus diesem Grund wird von den Trajektorien nicht gefordert, die gesamten 3,5 Monate im Polarwirbel zu verweilen, sondern es werden feste Zwei-Wochen-Intervalle betrachtet und das wirbelgemittelte Absinken der Isentropen für diese Zeitintervalle bestimmt. Innerhalb solch eines Zwei-Wochen-Zeitraumes haben die Trajektorien normalerweise mindestens einmal den Polarwirbel umrundet und das Konzept der Lagrangeschen Betrachtungsweise bleibt gewahrt. Die Zeitpunkte zwischen den Zwei-Wochen-Intervallen sind von $i = 1, \dots, 8$ durchnummeriert (siehe Tabelle 6.1). Alle

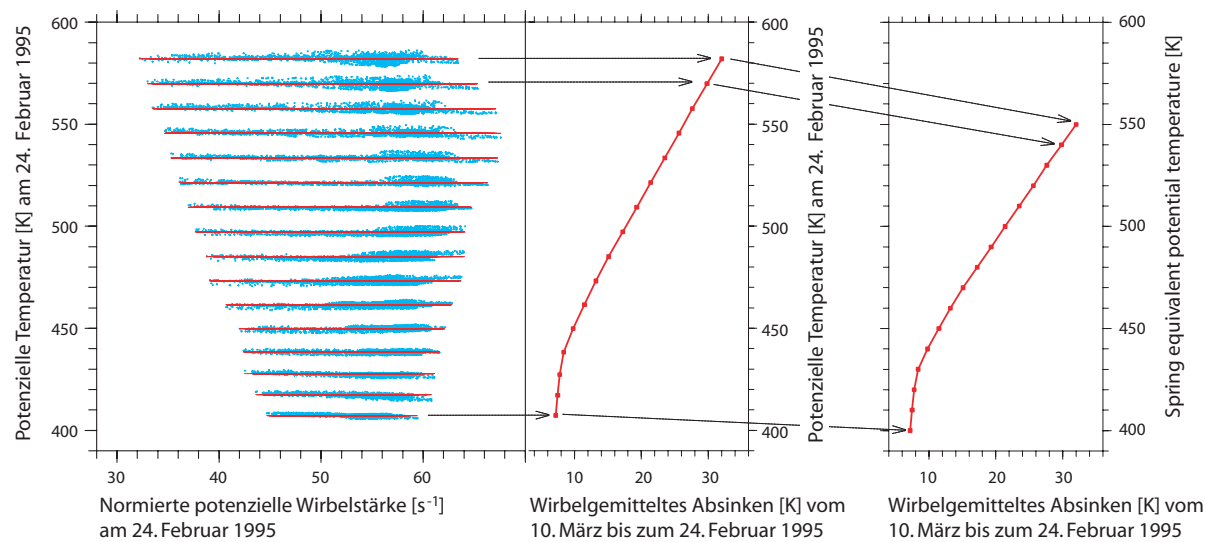


Abbildung 6.5: Die blauen Punkte entsprechen Θ und der nPV der Trajektorienpunkte am 24. Februar 1995, für alle Trajektorien, die vom 10. März 1995 bis zum 24. Februar 1995 vollständig im Wirbel lagen. Der Mittelwert der potenziellen Temperatur aller Trajektorien mit einem festen Θ_e , ist durch eine rote waagerechte Linie dargestellt. Das daraus bestimmte wirbelgemittelte Absinken ist der potenziellen Temperatur der Isentropen am 24. Februar (Mitte) und am 10. März (rechts) zugeordnet.

Parameter, die sich auf den festen Zeitpunkt i_1 beziehen, erhalten den Index i_1 , während alle Parameter, die sich auf ein Intervall zwischen den beiden Zeitpunkten i_1 und i_2 beziehen, mit dem Index i_1, i_2 bezeichnet werden. Im Folgenden wird die Methode der Berechnung des wirbelgemittelten Absinkens im Verlauf eines Winters, basierend auf den Zwei-Wochen-Intervallen, erklärt.

In Abb. 6.4 ist die potenzielle Temperatur aller Trajektorien aus Abb. 6.2 für die ersten 14 Tage Laufzeit vom 10. März 1995 bis zum 24. Februar 1995 dargestellt. Die Trajektorien, die sich während der gesamten 14 Tage im Wirbel befinden, sind blau eingefärbt. Um zu entscheiden, welche Trajektorien zu dieser Menge gehören, wird einmal am Tag mit Hilfe

Startzeit der Trajektorien	10. März	$i = 1$
Nach zwei Wochen	24. Februar	$i = 2$
Nach vier Wochen	10. Februar	$i = 3$
Nach sechs Wochen	27. Januar	$i = 4$
Nach acht Wochen	13. Januar	$i = 5$
Nach zehn Wochen	30. Dezember	$i = 6$
Nach zwölf Wochen	16. Dezember	$i = 7$
Nach 14 Wochen	2. Dezember	$i = 8$

Tabelle 6.1: Aufteilung des Berechnungszeitraumes in Zwei-Wochen-Intervalle für ein Jahr welches kein Schaltjahr ist.

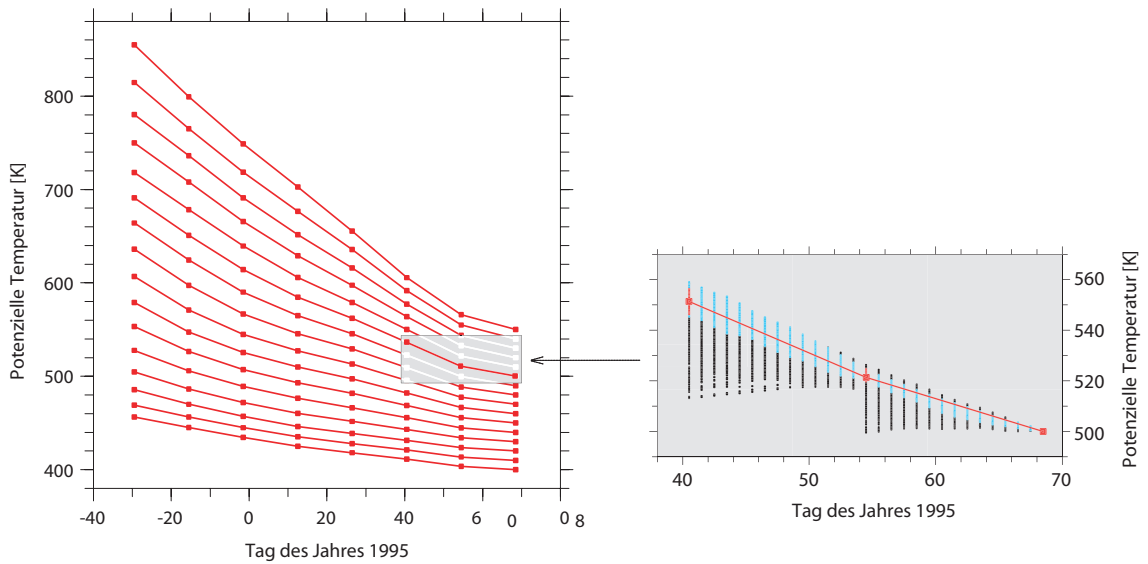


Abbildung 6.6: Der rechte Teil der Abb. illustriert, die im Text beschriebene Berechnung des wirbelgemittelten Absinkens $\Delta\hat{\Theta}(\Theta_e, 2, 1)$ und $\Delta\hat{\Theta}(\Theta_e, 3, 2)$ für $\Theta_e = 500$ K. Im linken Teil der Abb. sind die Werte $\hat{\Theta}(\Theta_e, i)$ für alle Zeit- und Höhenbereiche dargestellt.

des maximalen PV-Gradienten der Polarwirbelrand bestimmt (siehe Abschnitt 2.3) und für jede Trajektorie kontrolliert, ob sie sich innerhalb oder außerhalb des Wirbels befindet. Aus dem Absinken aller Trajektorien innerhalb des Polarwirbels, also aller blau eingefärbten Trajektorien, kann das 14tägige wirbelgemittelte Absinken für die Luftmassen mit $\Theta_e = 500$ K berechnet werden.

Diese Betrachtung wird für alle 16 Start-Isentropen des Transportmodells durchgeführt. Der linke Teil von Abb. 6.5 zeigt für alle Trajektorien, die während dieser Zeit im Wirbel verweilen, die potenzielle Temperatur als Funktion der nPV am 24. Februar 1995. Aus der Abb. geht hervor, dass die Trajektorien innerhalb des Wirbels unterschiedlich stark absinken können, aber die Streuung nicht zu stark ist, um die Trajektorien mit unterschiedlichem Θ_e innerhalb des ersten Zeitintervalls zu vermischen. Der Mittelwert der potenziellen Temperatur aller blau eingefärbten Trajektorienpunkte mit einem festen Θ_e wird mit $\hat{\Theta}(\Theta_e, 2)$ bezeichnet und ist als rote waagerechte Linie dargestellt. Aus diesem Wert kann das wirbelgemittelte diabatische Absinken $\Delta\hat{\Theta}(\Theta_e, 2, 1)$ für das Zeitintervall zwischen den Zeitpunkten $i = 2$ und $i = 1$ berechnet werden. Es gilt:

$$\Delta\hat{\Theta}(\Theta_e, 2, 1) = \hat{\Theta}(\Theta_e, 2) - \Theta_e$$

für $\Theta_e = 400, 410, \dots, 550$ K. Der Wert des wirbelgemittelten Absinkens $\Delta\hat{\Theta}(\Theta_e, 2, 1)$ kann der am Ende des betrachteten Zwei-Wochen-Intervalls gemittelten potenziellen Temperatur $\hat{\Theta}(\Theta_e, 2)$ zugeordnet werden, wie der mittlere Teil von Abb. 6.5 zeigt. Aus dieser Art der Darstellung wird sofort klar, dass die Intensität des Absinkens von der Höhe abhängig ist. Die Luftmassen sinken um so stärker ab, je größer ihre potenzielle Temperatur ist. Der rechte Teil von Abb. 6.5 illustriert die Zuordnung zwischen dem wirbelgemittelten Absinken $\Delta\hat{\Theta}(\Theta_e, 2, 1)$ und Θ_e . Diese Darstellung enthält im Vergleich zum mittleren Teil der Abb. 6.5 keine neuen Informationen, erweist sich aber als sinnvoll in Hinblick auf die ursprüngliche Frage nach dem Absinken der Luftmassen, die sich gegen Ende des Winters zwischen $\Theta = 400$ und 550 K befinden.

Der Wert $\hat{\Theta}(\Theta_e, 2)$ ist die Basis des nächsten 14tägigen Zeitschrittes, in dem das wirbelgemittelte Absinken $\Delta\hat{\Theta}(\Theta_e, 3, 2)$ für das zweite Zeitintervall bestimmt wird. Es werden jeweils alle Trajektorien betrachtet, deren potenzielle Temperatur am 24. Februar im Bereich $[\hat{\Theta}(\Theta_e, 2) - 5\text{K}, \hat{\Theta}(\Theta_e, 2) + 5\text{K}]$ liegt und die während des zweiten Zeitintervalls den Polarwirbel nicht verlassen. Analog zur Vorgehensweise im ersten Zeitschritt bestimmt das gemittelte Absinken dieser Trajektorien $\hat{\Theta}(\Theta_e, 3)$ und $\Delta\hat{\Theta}(\Theta_e, 3, 2)$. Die Unterschiede zum ersten Zeitschritt bestehen darin, dass die ausgewählten Trajektorien nicht von einer festen Isentrope starten, sondern aus einem 10 K breiten Intervall und dass auch Trajektorien, die ursprünglich nicht auf dem hier betrachteten Θ_e gestartet sind, zu dem Wert $\Delta\hat{\Theta}(\Theta_e, 3, 2)$ beitragen können. Die rechte Seite von Abb. 6.6 verdeutlicht noch einmal die Vorgehensweise für die ersten beiden Zeitintervalle, $i = 1, 2, 3$ am Beispiel von $\Theta_e = 500$ K.

Führt man diese Berechnungen für alle 16 Isentropen und alle sieben Intervalle aus, so erhält man das wirbelgemittelte Absinken für den Verlauf des Winters 1994/1995. Es ergeben sich die 16 mal acht Zahlenwerte für $\hat{\Theta}(\Theta_e, i)$ mit $\Theta_e = 400, 410, \dots, 550$ K und $i = 1, 2, \dots, 8$, die im linken Teil der Abb. 6.6⁴ dargestellt sind. Dabei ist $\hat{\Theta}(\Theta_e, 1) := \Theta_e$. Aus diesen Werten kann das wirbelgemittelte Absinken für beliebige Vielfache der Zwei-Wochen-Intervalle mittels der einfachen Relation:

$$\Delta\hat{\Theta}(\Theta_e, i, j) = \hat{\Theta}(\Theta_e, i) - \hat{\Theta}(\Theta_e, j) \quad (6.1)$$

für $i > j$, $i = 2, \dots, 8$, $j = 1, \dots, 7$ direkt abgelesen werden. Im weiteren Verlauf der Arbeit läuft Θ_e , wenn nicht anders festgelegt, in 10K-Schritten von 400 bis 550 K. Für Zeitindizes i und j gilt in jedem Fall: $i > j$, $i = 2, \dots, 8$, $j = 1, \dots, 7$, falls nicht explizit anders erwähnt.

Aus dem wirbelgemittelten Absinken der Zwei-Wochen-Intervalle kann die Lagrangesche Geschwindigkeit \hat{Q}_T^L in K/d durch die Vorschrift:

$$\hat{Q}_T^L(\Theta_e, i, i-1) := \frac{\Delta\hat{\Theta}(\Theta_e, i, i-1)}{14} \quad (6.2)$$

bestimmt werden.

6.3 Berechnung des Absinkens als Funktion der äquivalenten Breite

Im vorherigen Abschnitt wurde exemplarisch die Berechnung der Trajektorien mit $\Theta_e = 500$ K für das Jahr 1994/1995 vorgestellt. Abb. 6.2 zeigt die Entwicklung von nPV und Θ für alle Trajektorienpunkte. Die rechte Seite der Abb. 6.2 verdeutlicht, dass die Stärke des Absinkens von der geographischen Position des Luftpaketes abhängig ist. So sieht man beispielsweise, dass die Intensität des diabatischen Absinkens nach fünf Tagen Laufzeit eine Art ringförmige Struktur aufweist, wobei das stärkste Absinken am Rand stattfindet. Auch in der Abbildung der potenziellen Temperatur aller Trajektorienpunkte nach zehn Tagen Laufzeit zeigt sich unterschiedlich starkes Absinken in den verschiedenen Regionen. So ist z.B. das Absinken im Wirbelinneren ungleich dem Absinken am Wirbelrand. In dem Berechnungszeitraum haben sich die Luftpakete mit dem Strömungsfeld des Polarwirbels bewegt und teilweise große Distanzen zurückgelegt. Das in den zehn Tagen aufgetretene diabatische Absinken aus Abb. 6.2 steht also nicht nur in Zusammenhang mit der augenblicklichen Position des Luftpaketes, sondern ist Ergebnis der in den zehn vorangegangenen Tagen durchlebten Konditionen.

⁴In der Abb. sind die Zahlenwerte zusätzlich durch Kurven miteinander verbunden.

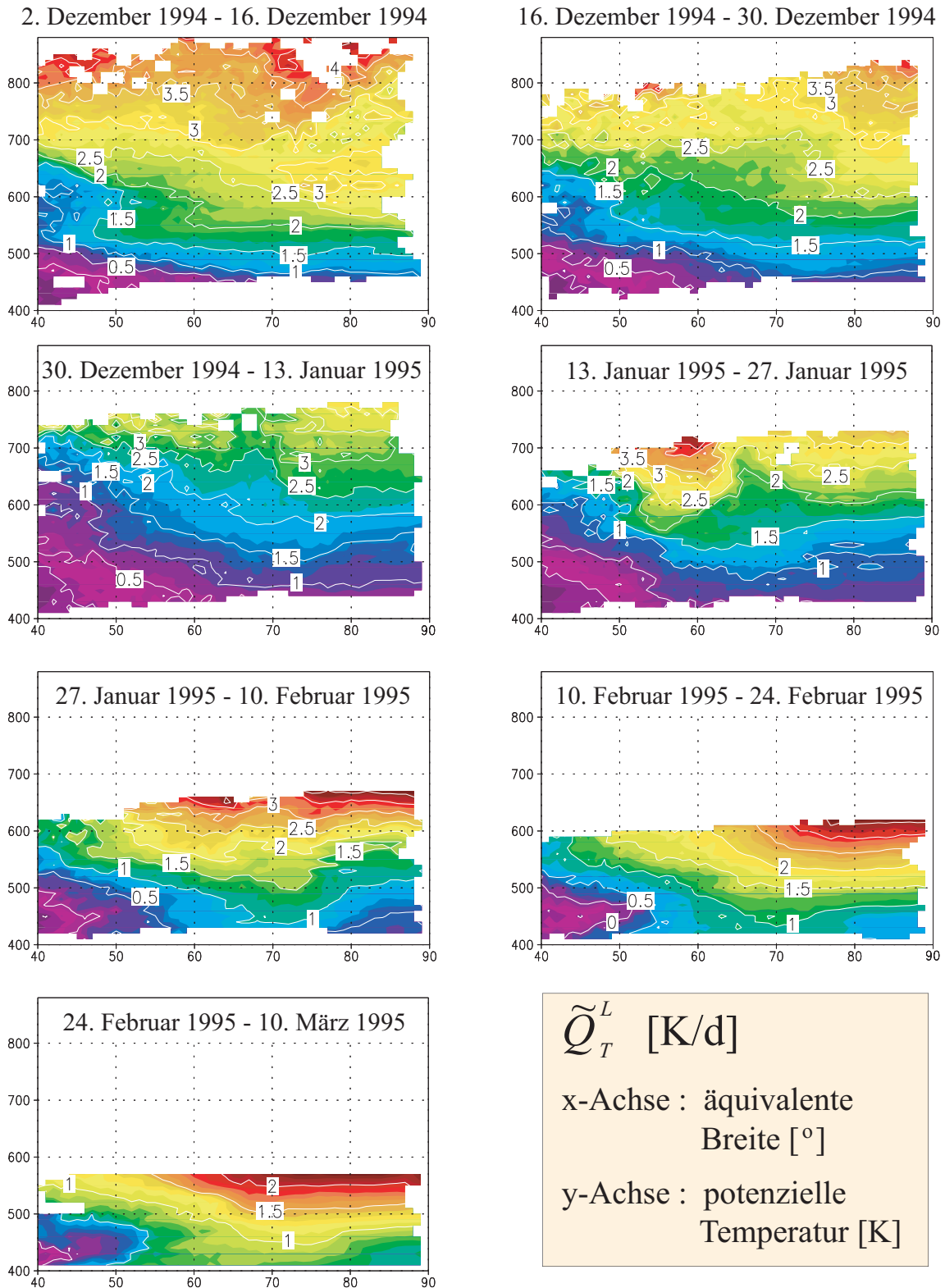


Abbildung 6.7: Lagrangesche Vertikalgeschwindigkeit als Funktion von ϕ_e und Θ . Die Geschwindigkeit wurde aus dem Absinken diabatischer Trajektorien für den Winter 1994/1995 berechnet.

Diese Überlegungen führen zu dem Ansatz das diabatische Lagrangesche Absinken relativ zur Lage des Polarwirbels zu untersuchen. Da nPV für einige Tage als Erhaltungsgröße

entlang der Trajektorien angesehen werden kann und außerdem die Lage des Luftpaketes relativ zum Polarwirbel beschreibt, wird das Lagrangesche Absinken in Abhängigkeit von der Zeit, Θ und nPV gebildet. Analog zur Vorgehensweise bei der Berechnung des wirbelgemittelten Absinkens \hat{Q}_T^L wird die vertikale Absinkgeschwindigkeit \tilde{Q}_T^L mit Hilfe der Differenzbildung approximativ bestimmt. Die jeweiligen Differenzen ergeben sich aus Mitteln der potenziellen Temperatur entlang der Trajektorien in festen, ausgewählten Zeit-, Θ - und nPV -Intervallen. Die Zeitintervalle sind die im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Zwei-Wochen-Intervalle. Für jedes dieser Zeitintervalle wird der Mittelwert von Θ und nPV entlang jeder einzelnen Trajektorie gebildet. Anschließend werden alle Trajektorien, deren nPV -Wert nicht mehr als einen bestimmten Grenzwert um ihren 14tägigen nPV -Mittelwert schwankt, anhand dieses Mittelwertes festen Θ - und nPV -Intervallen zugeordnet.

Um eine verständlichere Darstellung zu erhalten, können die nPV -Intervalle durch Intervalle der äquivalenten Breite ϕ_e ersetzt werden. In diesem Fall muss zusätzlich der ϕ_e -Mittelwert entlang jeder einzelnen Trajektorie gebildet werden, was aufgrund der eindeutigen Abbildung zwischen nPV und ϕ_e möglich ist. Anschließend werden die Trajektorien anhand ihres 14tägigen ϕ_e -Mittelwertes in das entsprechende Intervall der äquivalenten Breite einsortiert. Die betrachteten Intervalle bezüglich der potenziellen Temperatur liegen zwischen 400 und 1000 K mit jeweils 10 K Abstand und die Intervalle bezüglich der äquivalenten Breite liegen zwischen 30° und 90° mit jeweils 1° Abstand.

Falls eine $\Theta - \phi_e$ -Gitterzelle für ein Zwei-Wochen-Intervall $i, i - 1$ eine ausreichend große Anzahl von Trajektorien aufweist, so wird das arithmetische Mittel des Absinkens aller Trajektorien in dieser Zelle bestimmt. Der entsprechende Wert durch die Anzahl der Tage geteilt, ergibt die Lagrangesche Vertikalgeschwindigkeit $\tilde{Q}_T^L(\Theta', \phi_e', i, i - 1)$ für alle Θ', ϕ_e' in der entsprechenden $\Theta - \phi_e$ -Gitterzelle. Falls sich in der besagten Zelle nicht genügend Trajektorien befinden, so wird ihr kein Absinkwert und keine Vertikalgeschwindigkeit zugeordnet. So sind z.B. im Zeitintervall 1,2 alle Zellen oberhalb von 580 K leer, da die Trajektorien in diesem Zeitraum noch nicht so hohe Regionen erreicht haben (siehe Abb. 6.7).

In Abb. 6.7 ist das entlang der äquivalenten Breite gemittelte Lagrangesche Absinken für den Winter 1994/1995 zu sehen. Man erkennt, wie es aufgrund der zeitlich rückwärts aufsteigenden Trajektorien möglich ist, für jedes frühere Zeitintervall einen in Bezug auf die Höhe größeren Bereich zu füllen. Schaut man auf einer Isentropen vom Bereich niedriger äquivalenter Breite in Richtung hoher äquivalenter Breite, so verändert sich die Intensität des Absinkens. Besonders deutlich wird das beispielsweise in der zweiten Februarhälfte.

Die Größe $\tilde{Q}_T^L(\Theta, \phi_e, i, i - 1)$ ist eine Vertikalgeschwindigkeit, welche die Struktur des Absinkens in Abhängigkeit von der potenziellen Temperatur und der äquivalenten Breite für feste Zwei-Wochen-Intervalle beschreibt. Für verschiedene Betrachtungen ist es von Interesse, nicht nur über $\tilde{Q}_T^L(\Theta, \phi_e, i, i - 1)$ zu verfügen, sondern die Größe zu kennen, welche die räumliche Struktur des Absinkens aller Luftmassen mit einem festen Θ_e über den gesamten Winter (bzw. Vielfache der Zwei-Wochen-Intervalle) angibt. Es ist möglich diese Werte durch einfache Integration aus der Vertikalgeschwindigkeit \tilde{Q}_T^L zu quantifizieren.

Es sei für $\phi_e = 30, 31, \dots, 90^\circ$:

$$\tilde{\Theta}(\Theta_e, \phi_e, 1) := \Theta_e$$

die potenzielle Temperatur der Luftmassen gegen Ende des Winters. Dann berechnet sich das gesamte Absinken des ersten Zwei-Wochen-Intervalls direkt aus \tilde{Q}_T^L und dem 14 Tage langen Zeitschritt:

$$\Delta \tilde{\Theta}(\Theta_e, \phi_e, 2, 1) = \tilde{Q}_T^L(\Theta_e, \phi_e, 2, 1) \cdot 14 \quad . \quad (6.3)$$

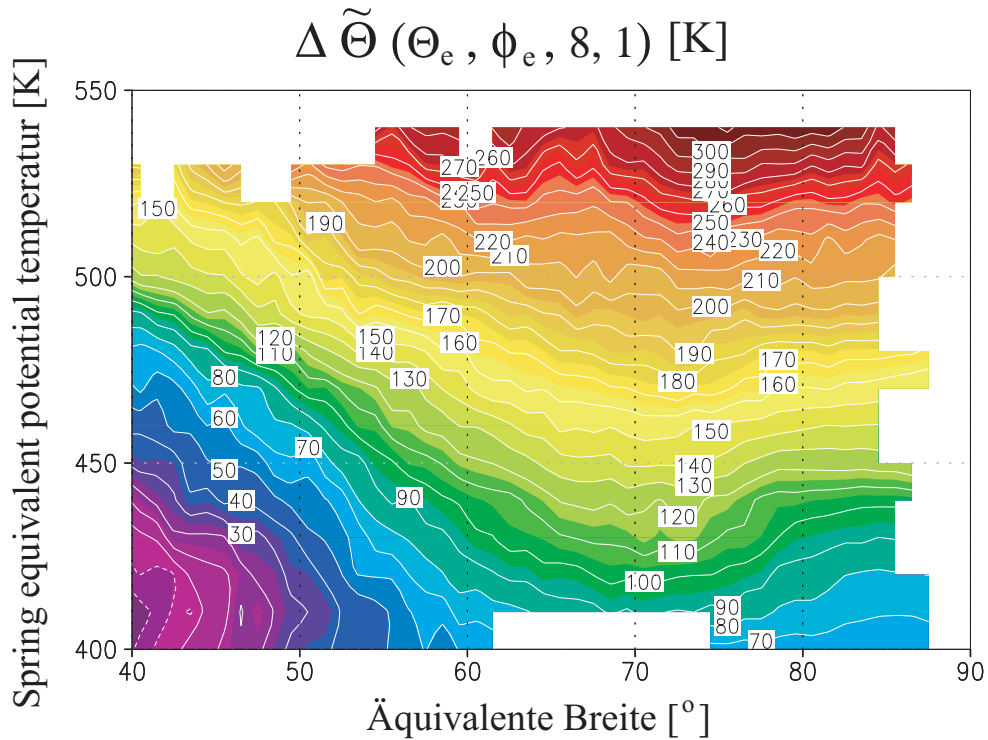


Abbildung 6.8: Gesamtabsinken der Luftmassen in Abhängigkeit von Θ_e und ϕ_e . Die Werte wurden aus dem Absinken diabatischer Trajektorien für den Winter 1994/1995 ermittelt.

Die für den neuen Zeitpunkt $i = 2$ aus der Lagrangeschen Vertikalgeschwindigkeit bestimmte, zu jeweils festen Θ_e und ϕ_e gehörende potenzielle Temperatur ergibt sich als:

$$\tilde{\Theta}(\Theta_e, \phi_e, 2) = \Theta_e + \Delta\tilde{\Theta}(\Theta_e, \phi_e, 2, 1). \quad (6.4)$$

Für zwei oder mehr Zeitintervalle $i = 3, 4, \dots, 8$ können die entsprechenden Größen rekursiv durch die Vorschrift:

$$\Delta\tilde{\Theta}(\Theta_e, \phi_e, i, i-1) = \tilde{Q}_T^L(\tilde{\Theta}(\Theta_e, \phi_e, i-1), \phi_e, i, i-1) \cdot 14, \quad (6.5)$$

$$\tilde{\Theta}(\Theta_e, \phi_e, i) = \tilde{\Theta}(\Theta_e, \phi_e, i-1) + \Delta\tilde{\Theta}(\Theta_e, \phi_e, i, i-1) \quad (6.6)$$

bestimmt werden. Dabei beschreibt $\Delta\tilde{\Theta}(\Theta_e, \phi_e, i, i-1)$ das zu den Luftmassen von Θ_e und ϕ_e gehörende Absinken zwischen den Zeitpunkten $i-1$ und i und $\tilde{\Theta}(\Theta_e, \phi_e, i)$ die neue zu den Luftmassen von Θ_e und ϕ_e gehörende potenzielle Temperatur.

Um nicht nur über das Gesamtabsinken für Zwei-Wochen-Intervalle, sondern auch für längere Zeiträume zu verfügen, definiert man die Größe:

$$\Delta\tilde{\Theta}(\Theta_e, \phi_e, i, j) = \tilde{\Theta}(\Theta_e, \phi_e, i) - \tilde{\Theta}(\Theta_e, \phi_e, j). \quad (6.7)$$

Abb. 6.8 zeigt das auf diesem Weg bestimmte Absinken der Luftmassen über den gesamten Winter 1994/1995. Den farblich nicht ausgefüllten Feldern konnte kein Wert zugeordnet werden, da sich in einem oder mehreren der sieben Zeitschritte nicht ausreichend viele Trajektorien in der entsprechenden Gitterzelle befunden haben. Wie bereits für die einzelnen

Zeitintervalle in Abb. 6.7 findet man eine Abhängigkeit des Absinkens von der äquivalenten Breite. Diese räumliche Struktur des Absinkens wird in Abschnitt 8.1 für zwei repräsentative Winter untersucht und vor dem Hintergrund der jeweiligen meteorologischen Bedingungen des Winters diskutiert.

Kapitel 7

Validierung der Vertikalgeschwindigkeiten

In diesem Kapitel wird eine sorgfältige Validierung der Vertikalgeschwindigkeiten durchgeführt. Die Lagrangeschen Vertikalgeschwindigkeiten werden durch die statistische Auswertung der Nettobewegungen großer Trajektorienensemble quantifiziert. Die Ergebnisse sind von dem meteorologischen Datensatz abhängig, der zur Berechnung der Trajektorien und Heizraten verwendet wird. Dieser Einfluss wird in Abschnitt 7.1 und 7.2 mit Hilfe von Sensitivitätsstudien untersucht. Abschnitt 7.3 beinhaltet einen Vergleich der Windfelder aus der Kontinuitätsgleichung und der Thermodynamischen Gleichung. Mit diesem Verfahren kann auch festgestellt werden, ob der in den Windfeldern enthaltene vertikale Nettoluftmassentransport eine realistische Größenordnung besitzt. In Abschnitt 7.4 werden deshalb die Lagrangeschen Geschwindigkeiten basierend auf den Winden aus der Kontinuitätsgleichung und der Thermodynamischen Gleichung miteinander verglichen. Eine Gegenüberstellung der Nettoluftmassentransporte, die mit dem Lagrangeschen Ansatz bzw. dem Eulerschen Ansatz bestimmt wurden, ist Inhalt von Abschnitt 7.5. Abschließend wird das aus Spurengasmessungen und Modellstudien bekannte Absinken innerhalb des Polarwirbels mit den Ergebnissen des neuen Transportmodells verglichen.

7.1 Fallstudien

In Kapitel 5 wurde gezeigt, in welchem Maße die atmosphärischen Heizraten von den Eingabedaten abhängig sind. Die Temperaturverteilung, Spurengase und die vertikale Auflösung der Eingabedaten können über ihre Wirkung auf die Heizraten auch das wirbelgemittelte Absinken beeinflussen, falls dieses auf diabatischen Trajektorien basiert. Desweiteren kann der meteorologische Datensatz, der zur Berechnung der Trajektorien verwendet wird, die Werte des wirbelgemittelten Absinkens verändern. Der Einfluss all dieser Faktoren wird im folgenden Abschnitt an einer Reihe von Fallstudien untersucht.

Zu diesem Zweck wird mit dem neuen Transportmodell das wirbelgemittelte Absinken mit Hilfe von diabatischen Trajektorien für den Winter 2001/2002¹ berechnet. Folgende Fallstudien sind von Interesse:

- I. Die Heizraten und die Trajektorien werden mit ERA-40-Daten auf den Standard-

¹Der Winter 2001/2002 wird an dieser Stelle ausgewählt, da er der einzige Winter ist in dem alle notwendigen meteorologischen Größen innerhalb des ERA-40-Datensatzes und der opECMWF-Analyse zur Verfügung stehen.

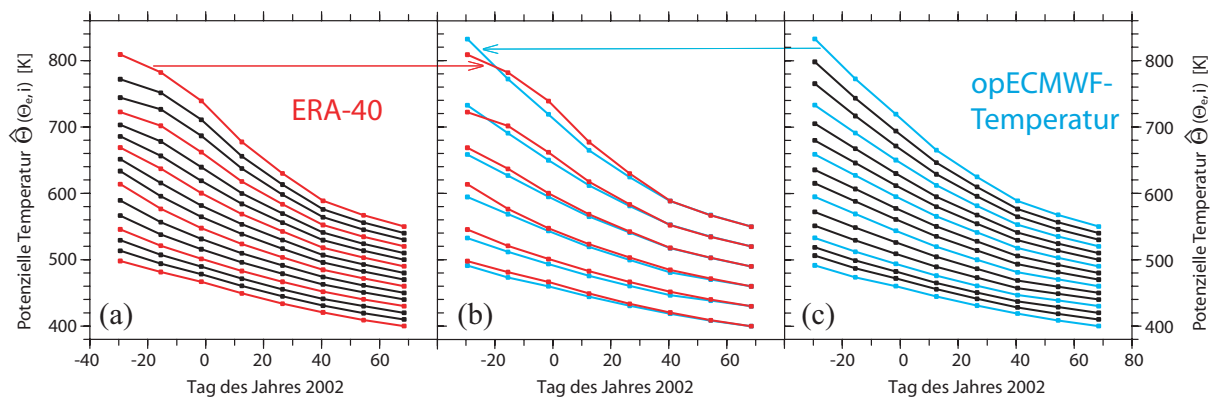


Abbildung 7.1: Lagrangeschen Mittel der potenziellen Temperatur $\hat{\Theta}(\Theta_e, i)$ für die Fallstudie I in (a) und die Fallstudie II in (c). Ausgewählte Werte aus (a) und (c) für $\Theta_e = 400, 430, 460, 490, 520$ und 550 K werden in (b) miteinander verglichen.

druckflächen berechnet. Die Felder von Ozon und Wasserdampf zur Berechnung der Heizraten stammen aus CATO bzw. SAGE II.

- II. Wie Fall I, aber anstatt der Temperaturfelder aus ERA-40 wird die Temperatur aus den opECMWF-Daten eingesetzt. Dadurch ist es möglich, dass sich die mit dem Strahlungstransportmodell berechneten Heizraten verändern. Zusätzlich hat das Temperaturfeld Einfluss auf die in der Trajektorienroutine auftretende Zuordnung zwischen Druck und potenzieller Temperatur.
- III. Die Heizraten und die Trajektorien werden mit den opECMWF-Daten auf den Standarddruckflächen berechnet. Die Felder von Ozon und Wasserdampf zur Berechnung der Heizraten stammen aus CATO bzw. SAGE II.
- IV. Wie Fall I, aber das Ozon zur Berechnung der Heizraten stammt nicht aus CATO, sondern aus ERA-40.
- V. Wie Fall I, aber der Wasserdampf zur Berechnung der Heizraten stammt nicht aus SAGE II, sondern aus ERA-40.
- VI. Wie Fall I, aber Ozon und Wasserdampf zur Berechnung der Heizraten stammen nicht aus CATO bzw. SAGE II, sondern aus ERA-40.
- VII. Die Heizraten und die Trajektorien wurden vollständig mit ERA-40 Daten auf den Modellschichten berechnet. Die Wolken liegen als tiefe, mittlere und hohe Wolken vor.
- VIII. Wie Fall VII, aber die Wolken liegen nicht in drei Schichten, sondern als dreidimensionales Datenfeld vor.

Um den Einfluss dieser Parameter auf das wirbelgemittelte Absinken besser zu verstehen, werden die einzelnen Fallstudien miteinander verglichen.

In Abb. 7.1 ist das wirbelgemittelte Absinken für den Winter 2001/2002 dargestellt. Abb. 7.1 (a) zeigt die Ergebnisse der Fallstudie I mit den rot gefärbten Werten für $\Theta_e = 400, 430, 460, 490, 520$ und 550 K. Abb. 7.1 (c) hingegen bezieht sich auf die Fallstudie II, wobei die zu den ausgewählten Θ_e -Flächen gehörenden Werte blau eingezeichnet sind. Der Übersichtlichkeit halber werden nur die farbig dargestellten Werte miteinander verglichen (Abb. 7.1 (b)). Aus dem beobachteten Absinken von Tracerflächen (z.B. Greenblatt et al., 2002) und

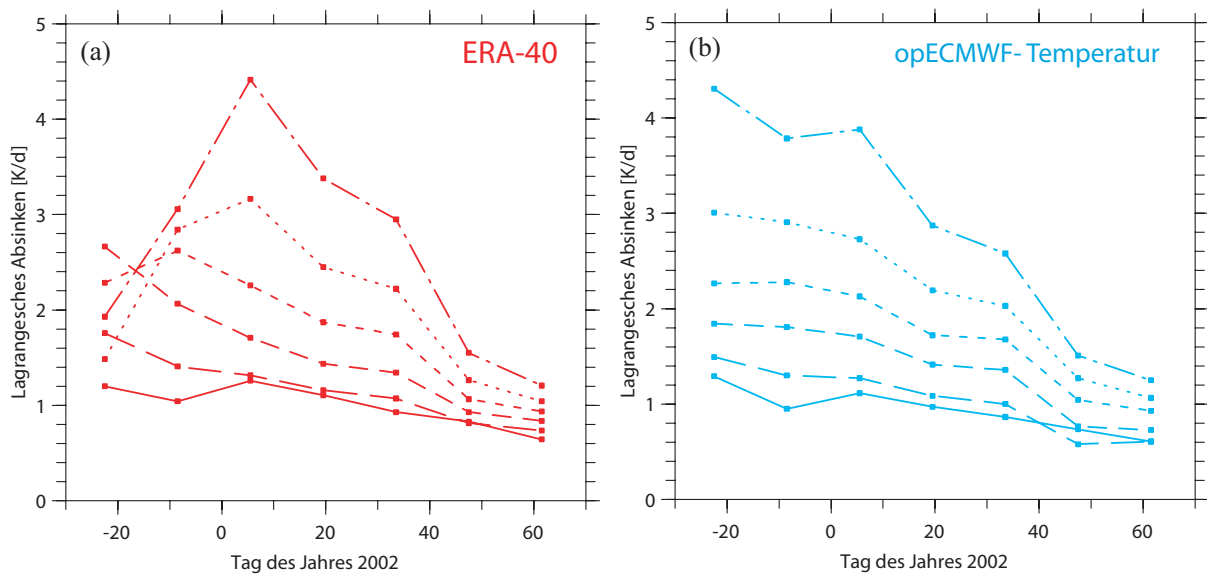


Abbildung 7.2: Lagrangesche Absinkgeschwindigkeit $\hat{Q}_T^L(\Theta_e, i, i - 1)$ mit $\Theta_e = 400, 430, \dots, 550$ K für die Fallstudie I in (a) und die Fallstudie II in (b). Die Linien für ein festes Θ_e sind durch unterschiedliche Linientypen gekennzeichnet.

aus Modellstudien (z.B. Rosenfield et al., 1994) ist bekannt, dass das diabatische Absinken von Luftmassen im Polarwirbel von der Höhe und der Zeit abhängig ist. Im Allgemeinen sinken die Luftmassen im frühen Winter nach der Bildung des Polarwirbels stärker ab als im späteren Verlauf. Außerdem ist das Absinken in den hohen Regionen am größten. In der Abb. 7.1 (c), die auf den opECMWF-Temperaturfeldern beruht, ist dieser Zusammenhang in dem Anstieg der einzelnen Linien zu beobachten. Der Anstieg wird um so steiler, je mehr man auf der Zeitachse nach links und auf der Achse der potenziellen Temperatur nach oben wandert. In der Abb. 7.1 (a) hingegen, die auf den Temperaturfeldern aus ERA-40 beruht, scheint dies nicht in allen Bereichen der Fall zu sein.

Um dieses Phänomen genauer zu untersuchen, ist es hilfreich, direkt die Lagrangesche Absinkgeschwindigkeit $\hat{Q}_T^L(\Theta_e, i, (i - 1))$ zu betrachten. Diese Geschwindigkeit sollte um so größere Werte aufweisen, je größer Θ_e ist. Dies ist für das Lagrangesche Absinken basierend auf den opECMWF-Temperaturfeldern in Abb. 7.2 (b) fast immer der Fall. In Abb. 7.2 (a) ist das mit den Temperaturfeldern aus ERA-40 berechnete Lagrangesche Absinken dargestellt. Es ist zu erkennen, dass in dem Bereich für $\Theta_e \geq 400$ K und $i \geq 6$, wo sich eigentlich die größten Werte für das Absinken ergeben sollten, sehr niedrige Werte auftreten. Genau in diesem Höhen- und Zeitbereich existieren starke Oszillationen im vertikalen Temperaturprofil in den ERA-40-Daten (siehe Abb. 4.2). Somit scheinen die Oszillationen die Ursache für das unrealistische Verhalten des Lagrangeschen Absinkens zu sein. Die Tatsache, dass die opECMWF-Daten in diesem Fall keine solchen Temperatur-Oszillationen aufweisen (siehe Abb. 4.2) und das Verhalten des Lagrangeschen Absinkens in Fallstudie II, bestätigen diese Hypothese.

Abb. 7.3 zeigt eine andere Art der Darstellung, die im Laufe der Arbeit noch des öfteren benutzt wird. Dazu wurde das diabatische wirbelgemittelte Absinken für den gesamten Winter über Θ_e abgetragen. Verbindet man die 16 Zahlenwerte miteinander, so erhält man einen Graphen, der monoton ansteigt. Der zur Fallstudie II gehörende hellblaue Graph in Abb. 7.3 (a) zeigt eine leicht konkave Form, da das wirbelgemittelte Absinken hier stärker als linear

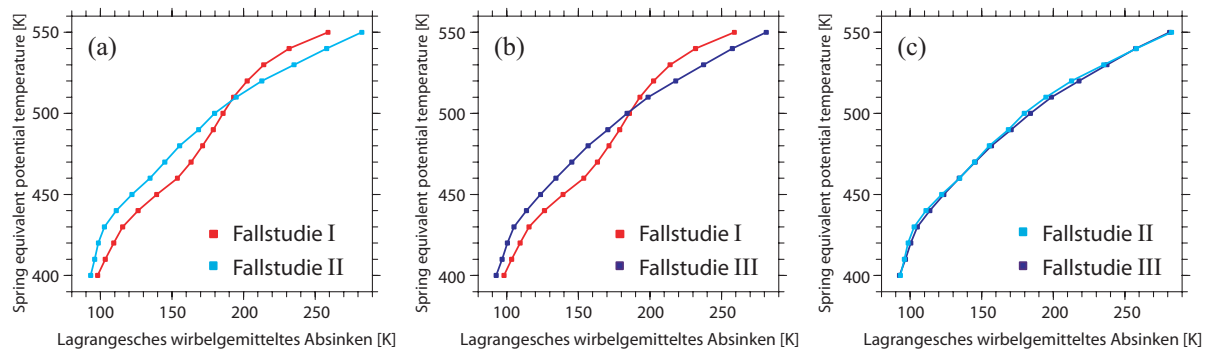


Abbildung 7.3: Das gesamte wirbelgemittelte Absinken $\Delta\hat{\Theta}(\Theta_e, 8, 1)$ als Funktion von Θ_e für die Fallstudien I, II und III im Vergleich.

mit zunehmenden Θ_e anwächst. Dies ist für die Fallstudie I nicht der Fall, wie die Form des roten Graphen in Abb. 7.3 (a) verdeutlicht. Der Graph weist im mittleren Bereich eine leichte Einbuchtung auf, welche das unrealistische Verhalten des Lagrangeschen Absinkens im Rahmen der ersten Fallstudie widerspiegelt. Die Unterschiede zwischen den beiden hier betrachteten Graphen können dem Einfluss der Temperatur-Oszillation zugeordnet werden.

In Abb. 7.3 (b) ist der Vergleich zwischen Fallstudie I und III dargestellt. Der dunkelblaue Graph repräsentiert das Lagrangesche wirbelgemittelte Absinken berechnet mit dem opECMWF-Datensatz. Er ist fast identisch zu Fallstudie II, wie die Abb. 7.3 (c) belegt. Aus dem Vergleich der drei Fallstudien wird klar, dass, falls man Ozon und Wasserdampf aus anderen Datenquellen bezieht, die Unterschiede zwischen dem ERA-40-Absinken und dem opECMWF-Absinken fast vollständig durch die Temperaturfelder verursacht werden.

Der Vergleich zwischen Fallstudie I und Fallstudie IV ist in Abb. 7.4 (a) zu sehen. Falls für die Berechnung der Heizraten die Ozonfelder aus ERA-40 benutzt werden (statt CATO), so ergeben sich geringfügig andere Werte für das wirbelgemittelte Absinken (max. 5 % Differenz in Bezug auf das gesamte Absinken). Diese Abweichungen sind systematisch auf allen Höhengniveaus zu sehen und verändern nicht die Form des Graphen. Der Einfluss des Ozon-Datensatzes auf das gesamte wirbelgemittelte Absinken ist somit eher gering. Ozon hat zwar einen relativ großen Einfluss auf die Strahlungstransportrechnungen (Abschnitt 5.1.2), aber diese Wirkung bezieht sich hauptsächlich auf die kurzwelligen Heizraten. Da die Berechnung des wirbelgemittelten Absinkens überwiegend in den Zeitraum der Polarnacht

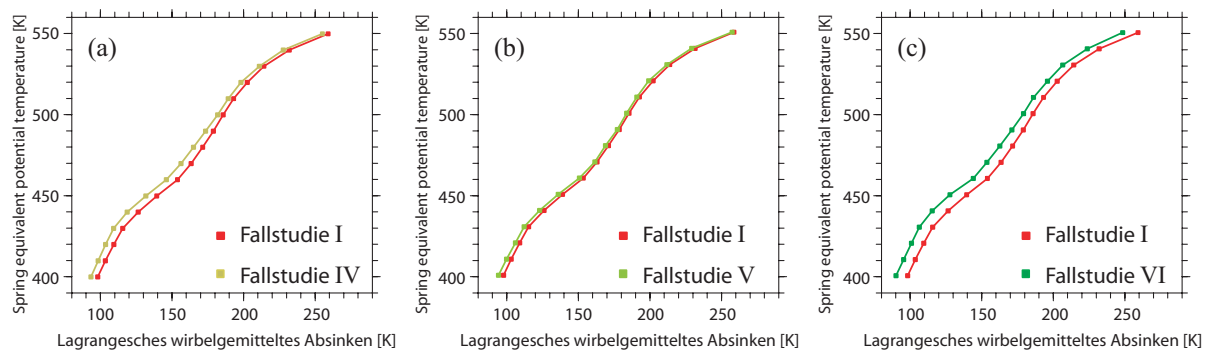


Abbildung 7.4: Das gesamte wirbelgemittelte Absinken $\Delta\hat{\Theta}(\Theta_e, 8, 1)$ als Funktion von Θ_e für die Fallstudien I, IV, V und VI im Vergleich.

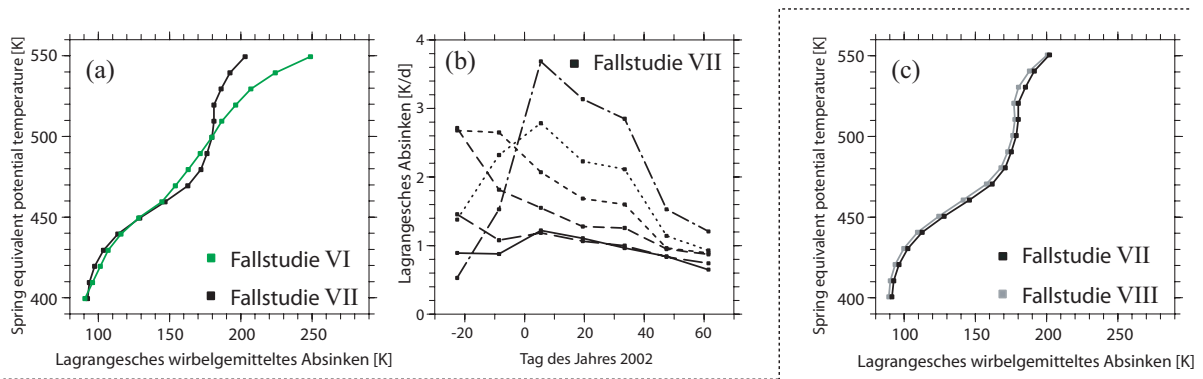


Abbildung 7.5: Dargestellt in (a) und (c) ist das gesamte wirbelgemittelte Absinken $\Delta\hat{\Theta}(\Theta_e, 8, 1)$ für die Fallstudien VI, VII und VIII im Vergleich. Außerdem ist in (b) die Lagrangesche Absinkgeschwindigkeit $\hat{Q}_T^L(\Theta_e, i, i - 1)$ mit $\Theta_e = 400, 430, \dots, 550$ K für die Fallstudie VII zu sehen.

fällt, kann die geringe Abweichung auch vor dem Hintergrund der Ergebnisse aus Kapitel 5 verstanden werden.

Wenn anstatt der Wasserdampf-Daten aus SAGE II die Wasserdampf-Daten aus ERA-40 benutzt werden, so entspricht das wirbelgemittelte Absinken den Werten des grünen Graphen in 7.4 (b). Die feuchteren SAGE II Bedingungen ergeben für die Fallstudie I geringfügig mehr Absinken als die auf dem ERA-40-Wasserdampf basierenden Ergebnisse der Fallstudie V. Der gemeinsame Einfluss der Ozon- und Wasserdampffelder ist in Abb. 7.4 (c) im Rahmen der Fallstudie VI dargestellt (dunkelgrün eingezeichneter Graph). Die in den beiden vorherigen Fallstudien IV und V auftretenden Effekte überlagern sich hier. Zusammenfassend ergibt sich, dass die Wahl der Ozonfelder aus CATO oder ERA-40 und die Wahl der Wasserdampffelder aus SAGE II oder ERA-40 einen systematischen, aber nicht allzu großen Einfluss auf das wirbelgemittelte Absinken haben.

Analog zur Vorgehensweise bei den Sensitivitätstests für die Heizraten wird nun überprüft, welchen Einfluss die vertikale Auflösung auf das wirbelgemittelte Absinken hat. Dazu werden die Ergebnisse der Fallstudie VI, basierend auf ERA-40-Standarddruckflächen, mit den Ergebnissen der Fallstudie VII, die ERA-40 Daten auf den Modellschichten verwendet, verglichen. Die Werte des wirbelgemittelten Absinkens können sich deutlich verändern, falls eine andere vertikale Auflösung zu Grunde liegt (Abb. 7.5 (a)). Der schwarze Graph weist eine noch stärkere Einbuchtung auf, als die Graphen der anderen auf ERA-40-Temperaturfeldern basierenden Fallstudien. Es ist denkbar, dass die Temperatur-Oszillationen im Fall der vertikal höher aufgelösten Modellschichten einen noch größeren Einfluss haben.

Um diese Aussage genauer zu untersuchen, wird in Abb. 7.5 (b) die Lagrangesche Absinkgeschwindigkeit \hat{Q}_T^L betrachtet. Wie auch schon in Abb. 7.2 (a) beobachtet, verläuft das Absinken für Januar, Februar und März gleichmäßig, während im Dezember unrealistische Werte auftreten. So sollte z.B. in den beiden ersten Dezemberwochen \hat{Q}_T^L den größten Wert für $\Theta_e = 550$ K aufweisen, aber die Verhältnisse sind genau umgedreht und $\hat{Q}_T^L(550)$ entspricht dem kleinsten Wert in diesem Zeitintervall (Abb. 7.5 (b)). Ein Vergleich mit den Standarddruckflächen zeigt, dass solch ein Verhalten hier zwar auch beobachtet werden kann, aber nicht so stark ausgeprägt auftritt (Abb. 7.2 (a)).

Abschließend wird im Rahmen der Fallstudie VIII der Einfluss der Wolken auf die Ergebnisse des diabatischen Absinkens verifiziert. Das Ersetzen der Wolken auf drei Schichten durch das dreidimensionale Datenfeld verändert das Absinken nur sehr geringfügig, wie der

graue und der schwarze Graph in Abb. 7.5 (c) belegen.

Zusammenfassend ergibt sich, dass der Haupteinfluss auf das wirbelgemittelte Lagrangesche Absinken durch die Temperaturfelder verursacht wird. Wenn Oszillationen in den Temperaturprofilen auftreten, so können sich unrealistische Vertikalgeschwindigkeiten ergeben, wie die Fallstudien I bis III und hier nicht gezeigte Ergebnisse aus anderen Jahren belegen. In diesem Fall bieten auch die höher aufgelösten Modellschichten keine Alternative, da die Oszillationen möglicherweise einen noch größeren Einfluss auf das Absinken ausüben. Die Wahl des Ozonfeldes hat eine systematische, aber nicht allzu große Wirkung auf die Ergebnisse des wirbelgemittelten Absinkens, während der Einfluss der Wasserdampf-felder, der dreidimensionalen Wolkenfelder bzw. der operationellen horizontalen Windfelder vernachlässigbar klein ist.

7.2 Einfluss der Temperatur-Oszillationen auf das Lagrangesche Absinken

Eine der wichtigsten bisherigen Erkenntnisse ist die Tatsache, dass die Qualität der verwendeten Temperaturfelder einen sehr großen Einfluss auf die Heizraten und das wirbelgemittelte Absinken hat. Besonders die vertikalen Temperatur-Oszillationen führen zu teilweise unrealistischen vertikalen Absinkgeschwindigkeiten, wie im Rahmen von Fallstudie I und II gezeigt wurde. Im Abschnitt 4.1.4 wurden mit Hilfe eines Datenvergleiches die Bereiche mit starken Temperatur-Oszillationen herausgefiltert und als Problembereiche klassifiziert.

Genau diese Zeiträume und Höhenbereiche kann man auch anhand der Ergebnisse des neuen Transportmodells aussortieren, ohne über die zusätzlichen Informationen des Datenvergleiches zu verfügen. Die Oszillationen sind in der Form des Profils des wirbelgemittelten Absinkens über Θ_e zu erkennen, wie auch im Monotonieverhalten der Lagrangeschen Vertikalgeschwindigkeit \hat{Q}_T^L . Am augenscheinlichsten spiegeln sich die Temperatur-Oszillationen im Lagrangeschen Absinken gemittelt entlang der äquivalenten Breite wider.

Der Einfluss dieser Oszillationen auf das entlang von ϕ_e gemittelte Lagrangesche Absinken wird am Beispiel des Winters 1999/2000 demonstriert. Dabei handelt es sich um einen sehr kalten ungestörten Winter (Rex et al., 2002), in dem besonders deutlich die Temperatur-Oszillationen zu erkennen sind (siehe Anhang B.1). Die Abb. 7.6 zeigt \tilde{Q}_T^L für zwei Zeitintervalle. Auf der linken Seite sind die Ergebnisse der ERA-40-Daten zu sehen, während rechts das jeweils analoge Bild basierend auf den Daten aus der opECMWF-Analyse zu finden ist. In den oberen Graphiken ist das Absinken für die zweite Dezemberhälfte dargestellt. Für diesen Zeitraum existieren intensive Oszillationen in den ERA-40-Temperaturprofilen, welche sich im Lagrangeschen Absinken widerspiegeln. So liegt die Temperaturschwingung in positiver Richtung im Höhenbereich von 20 hPa (Abb. B.9). Passend dazu findet man bei 600 K ($\approx 23,6$ hPa) ein Maximum der Absinkraten von 2,5 K/d nördlich von 70° äquivalenter Breite (Abb. 7.6, unten links)). Direkt darüber nimmt das Lagrangesche Absinken wieder ab, bis es bei ungefähr 700 K ($\approx 10,9$ hPa) ein Minimum von 1,25 K/d erreicht. In genau dieser Höhe befindet sich auch der intensivste Ausschlag der negativen Temperaturanomalie. Der direkte Vergleich mit dem rechten Bild zeigt, dass die Lagrangeschen Vertikalgeschwindigkeiten basierend auf der opECMWF-Analyse diese Oszillationen nicht aufweisen.

Im Zeitintervall Anfang März 2000 treten weder in den opECMWF-Daten noch in den ERA-40-Daten vertikale Temperatur-Oszillationen auf (siehe Anhang B.1). Basierend auf den beiden Datensätzen ergeben sich fast identische Bilder für die Größenordnung und

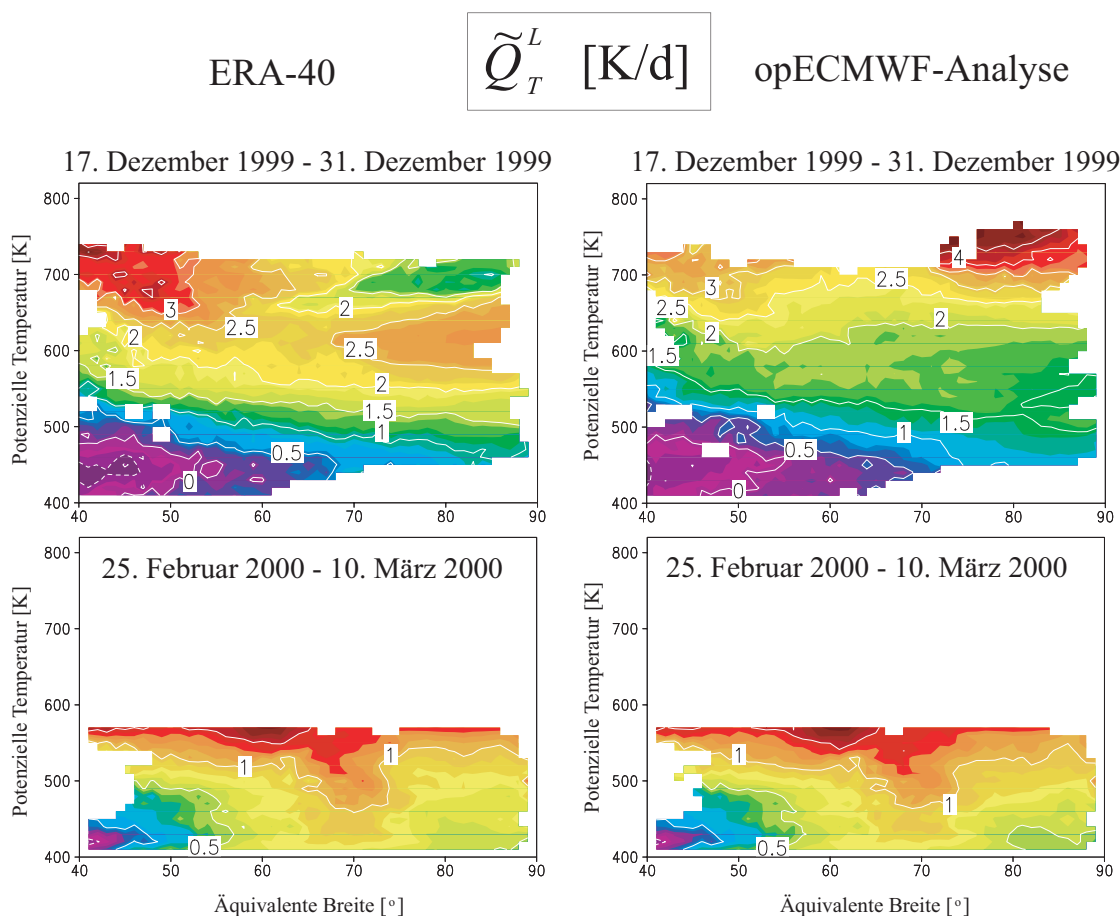


Abbildung 7.6: Dargestellt ist die entlang der äquivalenten Breite gemittelte Lagrangesche Vertikalgeschwindigkeit [K/d], basierend auf den ERA-40-Daten (links) und auf den opECMWF-Daten (rechts). Die beiden oberen Bilder beziehen sich auf das Zeitintervall Anfang März 2000 und die beiden unteren Bilder auf Ende Dezember 1999.

Struktur des Absinkens (Abb. 7.6, untere Bildhälfte).

Alle sechs Winter die Temperatur-Oszillationen aufweisen (siehe Abschnitt 4.1.4), wurden mit dieser Methode sorgfältig überprüft. Die Vergleiche führen zu den folgenden Schlussfolgerungen:

1. Die auf ERA-40-Daten basierenden Lagrangeschen Geschwindigkeiten werden von den Oszillationen in den Temperaturfeldern beeinflusst. Dieser Einfluss ist so stark, dass sich unrealistische Strukturen für das Lagrangesche Absinken ergeben.
2. Aus den Vergleichen (hier nicht gezeigt) zwischen ERA-40-Analyse und opECMWF-Analyse für die Winter 1999/2000, 2000/2001 oder 2001/2002 kann man schlussfolgern, dass sich die Lagrangeschen Geschwindigkeiten sehr ähneln, falls keine Oszillationen vorliegen. Da für die opECMWF-Daten in den drei Wintern keine Problembereiche identifiziert wurden, bietet ihre Verwendung eine sinnvolle Alternative zum Einsatz der ERA-40-Daten. Als Konsequenz aus diesem Vergleich werden im Folgenden die drei Winter mit den opECMWF-Daten berechnet.
3. Es verbleiben drei weitere Winter in denen Problembereiche klassifiziert wurden (siehe Abschnitt 4.1.4). Für diese Winter (1989/1990, 1995/1996 und 1996/1997) sind die

opECMWF-Daten keine brauchbare Alternative, da ihre vertikale Auflösung in der oberen Stratosphäre zu gering ist und der Oberrand des Modells mit 10 hPa zu weit unten liegt. Die entsprechenden Zeiträume und Höhenbereiche werden im Rahmen der Auswertung ausgelassen bzw. mit äußerster Vorsicht behandelt. Es ist zulässig, die Ergebnisse unterhalb der Problembereiche zu verwenden, da man aus den Vergleichen zwischen ERA-40 und opECMWF für die drei späteren Winter schlussfolgern kann, dass die Heizraten hier kaum durch die Oszillationen beeinflusst werden.

7.3 Vergleich der vertikalen Geschwindigkeiten aus Kontinuitätsgleichung und thermodynamischer Gleichung

Im Abschnitt 6.1 wurden zwei Möglichkeiten eingeführt, die vertikale Geschwindigkeit relativ zur Druckkoordinate rechnerisch zu bestimmen. Diese beiden Größen können als Antrieb für die Vertikalbewegungen der Trajektorien im neuen Transportmodell verwendet werden. Dabei wird w_K unmittelbar genutzt, um kinematische Trajektorien anzutreiben. Die Größe w_T wird in Form der zugrunde liegenden Heizraten Q als Eingabe für das quasi-isentrope Trajektorienmodell verwendet. Um zu entscheiden, welches Windfeld den realistischeren vertikalen Antrieb für die Trajektorien bereitstellt, sollen im vorliegenden Abschnitt beide Windfelder kurz diskutiert und anhand eines ausgewählten Beispiels miteinander verglichen werden.

Im Rahmen von ERA-40 wird w_K aus der Kontinuitätsgleichung $\nabla(\rho_0 \mathbf{u}) = \mathbf{0}$ bestimmt und gewährleistet somit das Prinzip der Masseerhaltung. Es gilt:

$$w_K(z) = \frac{\rho_0(z_\infty)w_K(z_\infty)}{\rho_0(z)} + \frac{1}{\rho_0(z)} \int_z^{z_\infty} \rho_0(z') \nabla_h \cdot \mathbf{u}_h(z') dz' \quad (7.1)$$

mit

$$\nabla_h \cdot \mathbf{u}_h(z) = \frac{1}{a \cos \phi} (\partial_\lambda u(z) + \partial_\phi (v(z) \cos \phi)) \quad (7.2)$$

Dabei ist z_∞ die Höhe der obersten gegebenen Druckfläche.² Da der vertikale Wind im Vergleich zu den horizontalen Windfeldern sehr klein ist und nach diesem Ansatz aus der Divergenz derselben bestimmt wird, können kleine Ungenauigkeiten in den horizontalen Geschwindigkeiten große Fehler im vertikalen Windfeld verursachen.

Das Prinzip der Energieerhaltung wird beschrieben durch die thermodynamische Grundgleichung $Q = d\Theta/dt$. Es bietet eine andere Möglichkeit den vertikalen Wind, welcher in diesem Zusammenhang mit w_T bezeichnet wird, zu berechnen. Ersetzt man in der thermodynamischen Gleichung die materielle Ableitung von Θ durch die lokalen Ableitungen und die Advektion durch das Windfeld (siehe (A.3)) und stellt nach w_T um, so ergibt sich:

$$w_T = \underbrace{\left(-\partial_\lambda \Theta \frac{u}{a \cos \phi} - \partial_\phi \Theta \frac{v}{a} - \partial_t \Theta \right)}_{\text{adiabatischer Anteil}} / \partial_z \Theta + \underbrace{\frac{Q}{\partial_z \Theta}}_{\text{diabatischer Anteil}} \quad (7.3)$$

Aus dieser Zerlegung wird ersichtlich, dass sich die geometrische Bewegung in vertikaler Richtung aus einer adiabatischen Komponente und einem diabatischen Anteil zusammensetzt.

²Die restlichen Symbole werden in Kapitel 2 bzw. im Anhang A eingeführt.

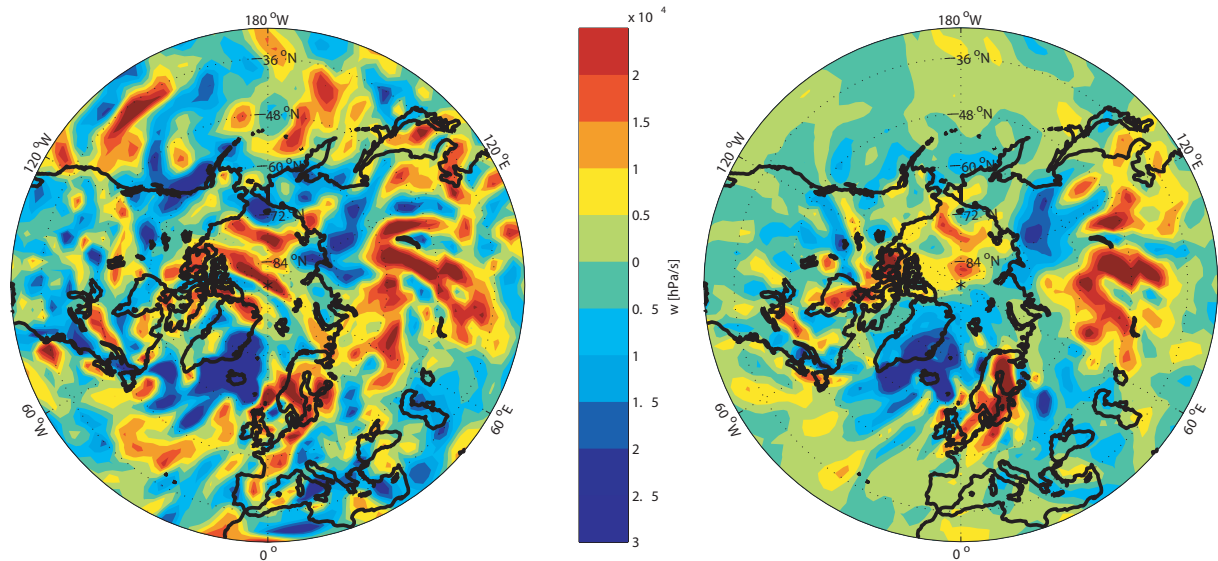


Abbildung 7.7: Dargestellt sind die auf den ERA-40-Daten basierenden vertikalen Windfelder auf 54,6 hPa am 1. Januar 2000, 0:00 UTC. Die linke Seite zeigt den von ERA-40 bereitgestellten vertikalen Wind w_K , während auf der rechten Seite das abgeleitete Windfeld w_T zu sehen ist (zur Verfügung gestellt von Ingo Wohltmann, AWI).

Der diabatische Anteil kann mit Hilfe des in dieser Arbeit vorgestellten Strahlungstransportprogrammes berechnet werden. Dazu benötigt man neben der Verteilung der Spurengase die ECMWF-Temperaturfelder. In der arktischen Stratosphäre ist der diabatische Anteil des lokalen Windes w_T im Vergleich zum adiabatischen Anteil relativ klein. Betrachtet man allerdings die Lagrangeschen Mittel des vertikalen Windfeldes, so ergibt sich der diabatische Anteil als dominante Komponente und beschreibt einen langsamen Nettoluftmassentransport.

Theoretisch sollten die Windfelder w_K und w_T gleich sein. Aufgrund von Messfehlern in den Beobachtungsdaten oder Ungenauigkeiten in der Assimilationsmethode ergeben sich jedoch Unterschiede in den beiden rechnerischen Realisierungen, so dass es sinnvoll ist, zwischen den zwei Feldern zu unterscheiden. In Abb. 7.7 sind die beiden aus ERA-40 berechneten Windfelder w_K und w_T auf 54,6 hPa am 1. Januar 2000, 0:00 UTC, von 30° bis 90° N zu sehen. Die linke Abbildung zeigt den vertikalen Wind, berechnet mit der Kontinuitätsgleichung, wie er vom ECMWF in ERA-40 zur Verfügung gestellt wird. Rechts ist das aus der thermodynamischen Gleichung berechnete Windfeld zu sehen. Offensichtlich ist für das in Abb. 7.7 dargestellte Beispiel w_T weniger stark verrauscht als w_K . Abb. 7.8 bestätigt diese Beobachtung. Hier ist die typische Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der beiden Windfelder für das Beispiel eines beliebig ausgewählten Zeitpunktes dargestellt. Die Verteilung von w_T (rot) ist deutlich schmaler als der verrauschte Vertikalwind w_K . Wird dieser eingesetzt, um die vertikale Bewegung von Trajektorien anzutreiben, so ergeben sich Heizraten, mit einem Betrag von mehreren Kelvin pro Tag (Fueglistaler et al., 2004). Diese Größenordnung zeigt, dass das Rauschen in den Vertikalwinden w_K unrealistisch ist. Ein Nachteil des vertikalen Windes w_T besteht darin, dass das gesamte System zwar energie- aber nicht masserhaltend ist. Allerdings kann diese Eigenschaft mit Hilfe einer geringfügigen Korrektur der Horizontalwinde nachträglich erzwungen werden.

Aus der Darstellung, der zu festen Zeit- und Ortpunkten gegebenen Windfelder, lässt

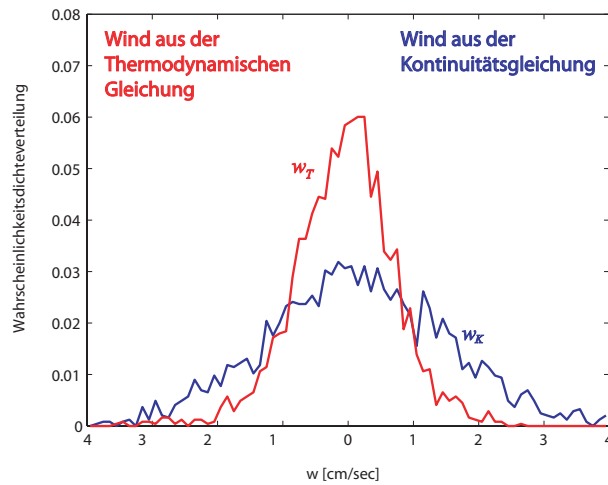


Abbildung 7.8: Dargestellt ist die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung des Windfeldes aus der thermodynamischen Gleichung (rot) und des Windfeldes aus der Kontinuitätsgleichung (blau) für das Beispiel aus Abb. 7.7. Die Abbildung wurde von Ingo Wohltmann, AWI zur Verfügung gestellt.

sich, aufgrund des großen Anteils der adiabatische Windkomponente, keine Aussage zur Qualität des langfristigen Nettoluftmassentransportes treffen. Zu diesem Zweck ist es notwendig, Lagrangesche Mittel zu bestimmen und miteinander zu vergleichen, wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird.

7.4 Lagrangesche vertikale Geschwindigkeiten: diabatische und kinematische Trajektorien

Das Lagrangesche wirbelgemittelte Absinken kann aus den Vertikalbewegungen diabatischer oder kinematischer Trajektorien berechnet werden. Die diabatischen Trajektorien basieren auf den Heizraten Q . Dieser Ansatz entspricht somit der Verwendung des aus der thermodynamischen Grundgleichung bestimmten Windfeldes w_T . Mit Hilfe des diabatischen Absinkens aus den Trajektorienrechnungen ist es möglich zu beurteilen, ob in dem Windfeld aus der Kontinuitätsgleichung oder in dem Windfeld aus der thermodynamischen Grundgleichung der vertikale Nettomassentransport besser realisiert ist.

Für den Beispielwinter 2001/2002 werden mit opECMWF basierend auf diabatischen und kinematischen Trajektorien die Lagrangeschen wirbelgemittelten Geschwindigkeiten \hat{Q}_K^L und \hat{Q}_T^L berechnet. Der Modelllauf mit den diabatischen Trajektorien wurde bereits in Abschnitt 7.1 im Rahmen der Fallstudie I vorgestellt. Die Berechnung der kinematischen Trajektorien erfolgt analog. Abb. 7.9 zeigt ein $nPV - \Theta$ -Streubild für den 1. Dezember 2001 (gegen Ende der Rechnung) für alle Trajektorien, die auf 550 K gestartet sind. In Abb. 7.9 (a) sind die kinematischen Trajektorien zu sehen, während in 7.9 (b) die diabatischen Trajektorien dargestellt sind. Sämtliche Luftpakete, die sich im Rahmen der Transportsimulation die gesamten 3,5 Monate Laufzeit im Wirbel befinden, sind blau bzw. orange eingefärbt. Der Vergleich veranschaulicht, dass unabhängig davon, ob sich die Trajektorien im Wirbelinneren befinden oder nicht, die Windfelder aus der Kontinuitätsgleichung eine deutlich größere Streuung (1400 K im Vergleich zu 380 K) verursachen. Die kinematischen wirbelinneren Trajektorien scheinen nicht nur das erwartete Absinken zu erfahren, sondern offensichtlich

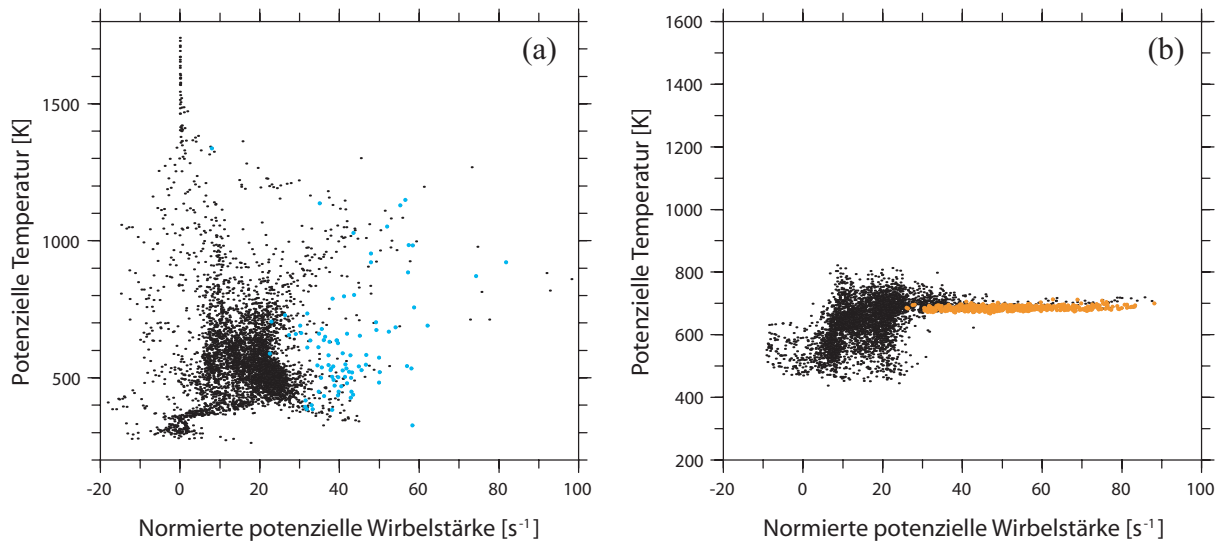


Abbildung 7.9: Dargestellt ist die potenzielle Temperatur und die normierte potenzielle Wirbelstärke am 1. Dezember 2001 für alle kinematischen Trajektorien (a) und diabatischen Trajektorien (b) mit $\Theta_e = 550$ K. Die Trajektorien, die sich während der gesamten Laufzeit im Wirbelinneren befinden, sind blau bzw. orange eingefärbt.

auch unrealistisches Aufsteigen, wie die Endposition der Rückwärtstrajektorien relativ zur potenziellen Starttemperatur von 550 K verdeutlicht. Die diabatischen wirbelinneren Trajektorien hingegen sinken relativ gleichmäßig um ungefähr 150 K ab. Abb. 7.9 bestätigt die in Abschnitt 7.3 gemachte Analyse, dass die Windfelder w_K viel verrauschter sind als die Windfelder w_T .

Außerdem werden, basierend auf den kinematischen Trajektorien, deutlich größere Lagrangesche Geschwindigkeiten quantifiziert. Dies wird ersichtlich aus den in Abb. 7.10 dargestellten Werten des wirbelgemittelten Absinkens $\Delta\hat{\Theta}(\Theta_e, i, i-1)$ für die oberste isentrope Fläche mit $\Theta_e = 550$ K und die ersten zwei Zeitintervalle $i = 1, 2, 3$. In 7.10 (a) ist die zeitliche Entwicklung der potenziellen Temperatur der wirbelinneren kinematischen Trajektorien zu sehen. Die dunkelblaue Linie zeigt die Werte des wirbelgemittelten Lagrangeischen Absinkens und es ergeben sich unrealistische Werte von $\Delta\hat{\Theta}(550, 2, 1) = 108, 8$ K und $\Delta\hat{\Theta}(550, 3, 2) = 100, 7$ K. Die diabatischen Trajektorien (Abb. 7.10 (b)) hingegen weisen viel kleinere Werte ($\Delta\hat{\Theta}(550, 2, 1) = 16, 9$ K und $\Delta\hat{\Theta}(550, 3, 2) = 21, 7$ K) auf und bewegen sich somit in der aus Modellstudien und Beobachtungen bekannten Größenordnung des diabatischen Absinkens (siehe z.B. Greenblatt et al., 2002; Rosenfield et al., 1994). Die Resultate für den Winter 2001/2002 stimmen mit den Ergebnissen aus Fallstudien für andere Winter überein, unabhängig davon, ob der Winter mit opECMWF-Daten (ab 1999/2000) oder mit ERA-40-Daten (vor 1999/2000) berechnet wurde. Zusammenfassend ergibt sich, dass die kinematischen Trajektorien für die beiden ECMWF-Datensätze eine viel zu schnelle Nettoluftmassenbewegung berechnen.

Dieses Ergebnis steht im Einklang mit den Erkenntnissen anderer Studien (Uppala et al., 2005; van Noije et al., 2004). Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte für einzelne Winter gezeigt werden, dass die vertikalen Windfelder in ERA-40 und der opECMWF-Analyse, berechnet aus der Kontinuitätsgleichung, den Luftmassentransport durch die Residualzirkulation stark überschätzen.

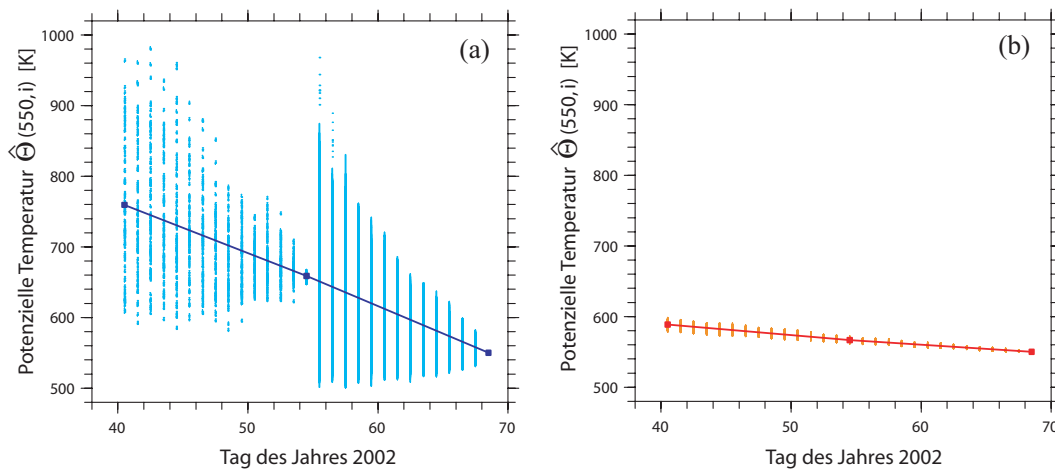


Abbildung 7.10: In (a) wird die Zeitreihe vom 10. März 2002 bis zum 10. Februar 2002 der potenziellen Temperatur aller kinematischen wirbelinneren Trajektorien in einem bestimmten Höhenbereich gezeigt. Das wirbelgemittelte Lagrangesche Absinken ist in Form des Anstiegs des dunkelblauen Graphen dargestellt. (b) zeigt das analoge Bild für diabatische Trajektorien mit rot eingezeichnetem wirbelgemitteltem Absinken.

7.5 Vergleich des wirbelgemittelten Eulerschen und Lagrangeschen Absinkens

Wie bereits erwähnt, können die zu festen Zeit- und Ortschaften gegebenen diabatischen Heizraten Q auch genutzt werden, um das Eulersche Mittel des vertikalen Luftmassentransportes innerhalb des Polarwirbels zu bestimmen. Inwieweit sich diese Größe vom Lagrangeschen wirbelgemittelten Absinken unterscheidet, ist von den Wechselwirkungen zwischen der horizontalen Geschwindigkeit und dem diabatischen Absinken abhängig. Mit einem sehr einfachen Gedankenexperiment kann man sich klarmachen, aus welchem Grund die beiden Formalismen unterschiedliche Resultate ergeben können. Dazu stellt man sich einen dünnen Schlauch von Luftmassen vor, der rechts und links von zwei Flächen gleicher PV begrenzt wird, während die obere und untere Abgrenzung durch zwei Isentropen gebildet wird. Es ist möglich, dass in dem Schlauch auf der einen Seite des Polarwirbels hohe und auf der anderen Seite (d.h. bei anderen Längen und nicht bei anderen Breiten) des Wirbels niedrige Abkühlungsraten auftreten. Das Eulersche Mittel des Absinkens innerhalb des Schlauches lässt sich einfach aus dem arithmetischen Mittel der Heizraten aller betrachteten Gitterpunkte bestimmen. Die Luftmassen bewegen sich mit dem Strömungsfeld des Polarwirbels entlang der äquivalenten Breite durch den Schlauch. Sie durchqueren somit die Regionen mit den unterschiedlich starken Heizraten. Sind beispielsweise in dem Bereich mit den größeren Absinkraten die horizontalen Geschwindigkeiten geringer, so verweilen die Trajektorien dort länger als in der anderen Region. Das Mittel des diabatischen Absinkens aller Trajektorien, also das *Lagrangesche Schlauchmittel*, ergibt einen größeren Wert als das Eulersche Pendant.

Um das wirbelgemittelte Absinken aller Luftmassen mit einem festen Θ_e nach dem Eulerschen Konzept zu bestimmen, muss das arithmetische Mittel der Heizraten aller Gitterpunkte die im Polarwirbel liegen für jeweils feste Zeitpunkte und Isentropen gebildet werden. Man erhält ein zweidimensionales, von der potenziellen Temperatur und der Zeit abhängiges Feld von diabatischen Heizraten. Ausgehend von einer festen Isentrope kann mit einem einfachen Integrationsverfahren und diesem Heizratenfeld das wirbelgemittelte diabatische

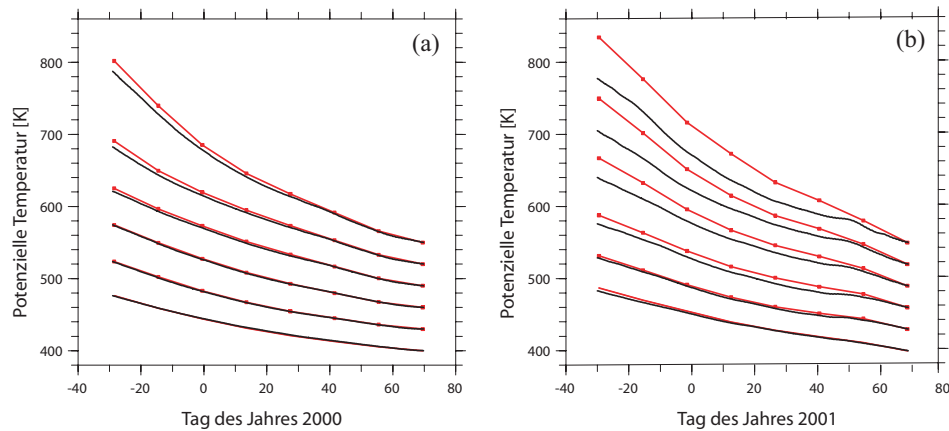


Abbildung 7.11: Lagrangesche (rot) und Eulersche (schwarz) Mittel der potenziellen Temperatur $\hat{\Theta}(\Theta_e, i)$ mit $\Theta_e = 400, 430, \dots, 550$ K für die Winter 1999/2000 (a) und 2000/2001 (b).

Absinken entsprechend dem Eulerschen Ansatz bestimmt werden. \hat{Q}_T ist somit eine Funktion von diskreten Zeitpunkten und Θ_e . Der Abstand der diskreten Zeitpunkte wird durch die Länge des Zeitschrittes im Integrationsverfahren festgelegt.

Abb. 7.11 zeigt \hat{Q}_T und \hat{Q}_T^L für die Winter 1999/2000 und 2000/2001 mit $\Theta_e = 400, 430, \dots, 550$ K. Das Absinken nach dem Eulerschen Konzept (schwarze Linie) fällt schwächer aus als das Absinken nach dem Lagrangeschen Ansatz. Außerdem kann man erkennen, dass die Abweichungen in dem Winter 2000/2001 sehr viel größer sind als im Winter 1999/2000. Diese Tatsache lässt sich damit erklären, dass die soeben beschriebenen Korrelationen von Temperaturanomalien und horizontalen Geschwindigkeitsanomalien entlang einer Stromlinie viel wahrscheinlicher in einer baroklinen als in einer barotropen Situation auftreten (Kraus, 2001). Da der Winter 1999/2000 (Rex et al., 2002) deutlich kälter und ungestörter war als der Winter 2000/2001 (Naujokat et al., 2002), waren die Voraussetzungen für das Zustandekommen der Anomalien, welche die Unterschiede zwischen Eulerschen und Lagrangeschen Mittel bedingen, im zweiten Winter häufiger erfüllt. Vergleiche zwischen anderen Wintern (nicht gezeigt) bestätigen, dass die Intensität der Abweichung zwischen den beiden Vertikalgeschwindigkeiten \hat{Q}_T und \hat{Q}_T^L vom Grad der Wellenaktivität des Winters abhängt.

7.6 Vergleich mit dem Absinken aus Spurengasmessungen und Modellstudien

Das wirbelgemittelte Absinken wird nun mit den Ergebnissen aus Beobachtungen und anderen Modellstudien verglichen.

Beobachtungen von langlebigen Spurengasen ermöglichen es, wichtige Informationen zum Vertikaltransport der Luftmassen im Polarwirbel zu gewinnen. Das Absinken der stratosphärischen Luftmassen im Wirbel über den Verlauf des Winters ändert die Zuordnung zwischen dem betrachteten Spurengas und der potenziellen Temperatur, da das Mischungsverhältnis in einem Luftpaket erhalten bleibt. Somit kann aus Profilmessungen des Spurengases am Anfang und am Ende des Winters quantifiziert werden, wieviel diabatisches Absinken die Luftmassen in diesem Zeitraum erfahren.

In der Arbeit von Greenblatt et al. (2002) werden Profile der langlebigen Spurengase N_2O und CH_4 aus dem Winter 1999/2000 miteinander kombiniert. Die auf Satellitenbeobachtun-

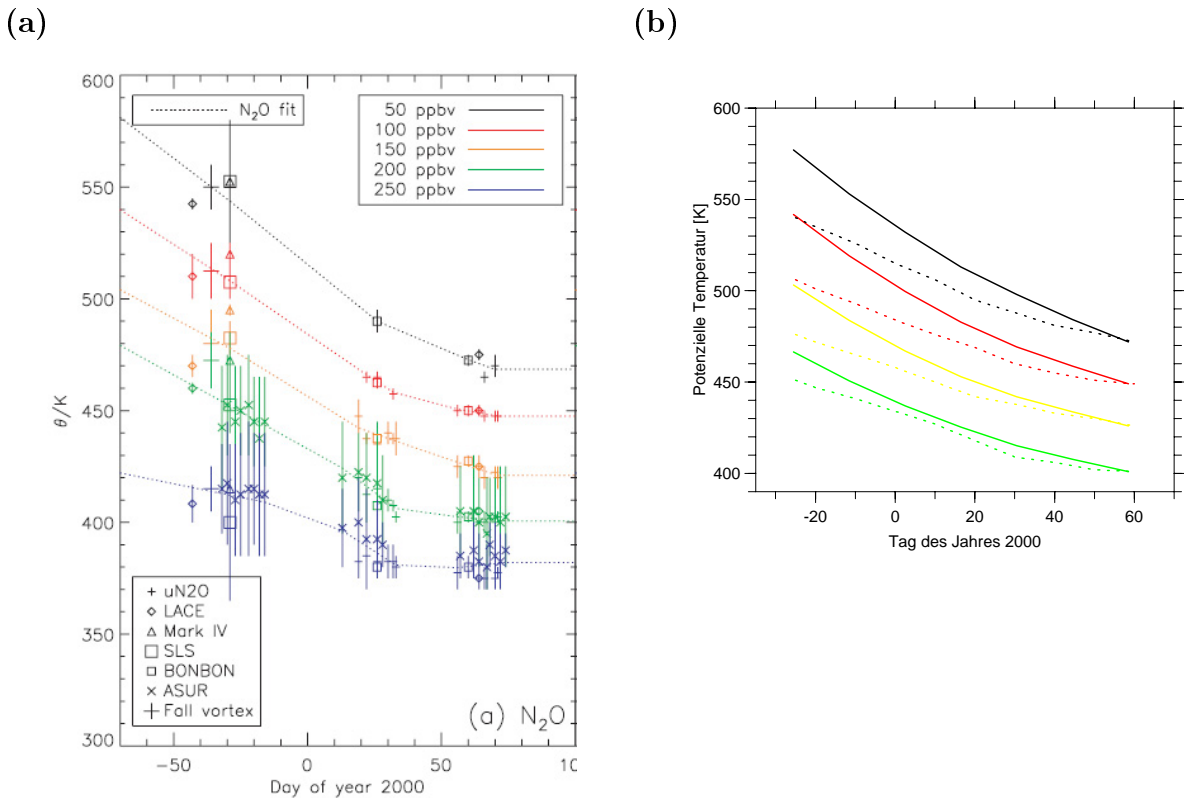


Abbildung 7.12: (a) (entnommen aus Greenblatt et al., 2002) zeigt das wirbelgemittelte Absinken der Luftmassen im Laufe des Winters. Die Ergebnisse basieren auf den Auswertungen von N_2O Messungen und beschreiben das Verhalten von fünf, festen N_2O Konzentrationen zugeordneten Start-Isentropen. In (b) sind die gepunkteten Linien aus (a) und die entsprechenden Ergebnisse des neuen Transportmodells (durchgezogene Linie) dargestellt.

gen und Feldmessungen basierenden Daten umfassen eine große Anzahl von Profilen, die zeitlich in drei Gruppen eingeteilt werden können. Der erste Zeitpunkt liegt im Spätherbst, der zweite mitten im Winter und der dritte im späten Winter. Um das diabatische Absinken der Luftmassen zwischen den drei Zeitpunkten zu bestimmen, werden die zugeordneten Θ -Profile voneinander subtrahiert.

Abb. 7.12 (a) zeigt die Ergebnisse dieser Methode für fünf Start-Isentropen, die zu jeweils festen N_2O Konzentrationen gehören. Die unterschiedlichen Symbole kennzeichnen die zu Grunde liegenden Messungen und sind mit entsprechenden Fehlerbalken versehen. In Abb. 7.12 (b) ist ein Ausschnitt der Beobachtungsergebnisse eingezeichnet. Zusätzlich zeigt die Graphik als durchgezogene Linien, das mit dem neuen Transportmodell für den entsprechenden Höhenbereich und Zeitraum berechnete wirbelgemittelte Lagrangesche Absinken. Die Werte der untersten Isentrope wurden nicht verglichen, da der Einfluss der Einmischung aus mittleren Breiten aufgrund des schwächer ausgeprägten Polarwirbelrandes in diesem Höhenbereich von Bedeutung sein kann. Die Modellergebnisse für das diabatische Absinken sind für alle vier betrachteten Isentropen größer als die aus den Messungen gewonnenen Resultate. Die Unterschiede wachsen mit zunehmender Höhe und betragen für $\Theta_e = 400$

K ungefähr 27 %, während die Abweichung für die oberste Schicht mit $\Theta_e = 469$ K ungefähr 42 % ausmacht. Die auf Spurengasmessungen basierenden Studien berücksichtigen nicht den Effekt der Einmischung aus mittleren Breiten. Dieser Effekt kann bewirken, dass die Auswertung der Spurengasprofile das wirkliche wirbelgemittelte Absinken unterschätzt.

In den Studien von Rosenfield und Schoeberl (2001) werden die stratosphärischen Transportprozesse im Polarwirbel mit Hilfe der Auswertung von umfangreichen diabatischen Trajektorienläufen quantifiziert. Die Untersuchung der Rückwärtstrajektorien im Winter 1995/1996 zeigt, dass die Luftmassen des Polarwirbels, welche am 1. März bei 460 K lagen, zwei Monate früher ungefähr zwischen 500 und 510 K zu finden waren. Dem entspricht ein wirbelgemitteltes Absinken von 40 - 50 K für zwei Monate. Im Vergleich dazu berechnet das neue Transportmodell für alle Trajektorien mit $\Theta_e = 450$ K, eine wirbelgemittelte potenzielle Temperatur von 457 K am 1. März 1996 und von 514 K am 1. Januar 1996. Diese Werte entsprechen einem wirbelgemitteltem Lagrangeschem Absinken von 57 K und weisen eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Rosenfield und Schoeberl (2001) auf.

7.7 Zusammenfassung

Die in den Kapiteln 5 und 7 gesammelten Resultate ermöglichen es, die Parameter und Eingabedaten des neuen Transportmodells optimal auszuwählen, um eine statistische Auswertung des wirbelgemittelten Absinkens der langen Zeitreihe von 1957 bis 2004 zu erstellen. Die Schlussfolgerungen lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. Der Nettoluftmassentransport in der polaren winterlichen Stratosphäre wird mit Hilfe des Lagrangeschen Konzeptes bestimmt. In Abschnitt 7.5 wurde gezeigt, dass sich die Lagrangeschen Vertikalgeschwindigkeiten von den einfachen Eulerschen Mitteln unterscheiden. Somit ist der Ansatz über die Trajektorienrechnungen notwendig, um die Wechselwirkungen zwischen vertikalen Bewegungen und horizontaler Geschwindigkeit zu berücksichtigen
2. Die vertikalen Bewegungen der Trajektorien müssen mit den vom Strahlungstransportmodell zur Verfügung gestellten Heizraten angetrieben werden, da das aus der Kontinuitätsgleichung gewonnene Windfeld zu verrauscht ist und eine viel zu schnelle Nettoluftmassenbewegung erzeugt (siehe Abschnitte 7.3 und 7.4).
3. Zur Berechnung des Strahlungstransportes und der Trajektorienensemble stehen die ERA-40-Daten und die opECMWF-Daten zur Verfügung. Aufgrund der vertikalen Auflösung im Bereich der Stratosphäre kann der zweite Datensatz erst ab dem Winter 1999/2000 für die Modellstudien der vorliegenden Arbeit genutzt werden. Drei der Winter können mit beiden Datensätzen berechnet werden.
4. Die verwendeten Temperaturfelder haben einen sehr großen Einfluss auf das Lagrange-sche Absinken, da die vertikalen Temperatur-Oszillationen teilweise zu unrealistischen vertikalen Absinkgeschwindigkeiten führen. In Abschnitt 4.1.4 wurden im ERA-40 Datensatz sechs Winter klassifiziert, in denen solche Oszillationen auftreten. Drei dieser Winter (1999/2000, 2000/2001 und 2001/2002) werden mit der opECMWF-Analyse berechnet, die für diesen Zeitraum keine Oszillationen aufweist. Für die anderen drei Winter werden Problemereiche festgelegt, in deren Zeit- Θ -Begrenzung (siehe Abb. 7.13) die entsprechenden Ergebnisse nicht mit in die Auswertung einbezogen werden.

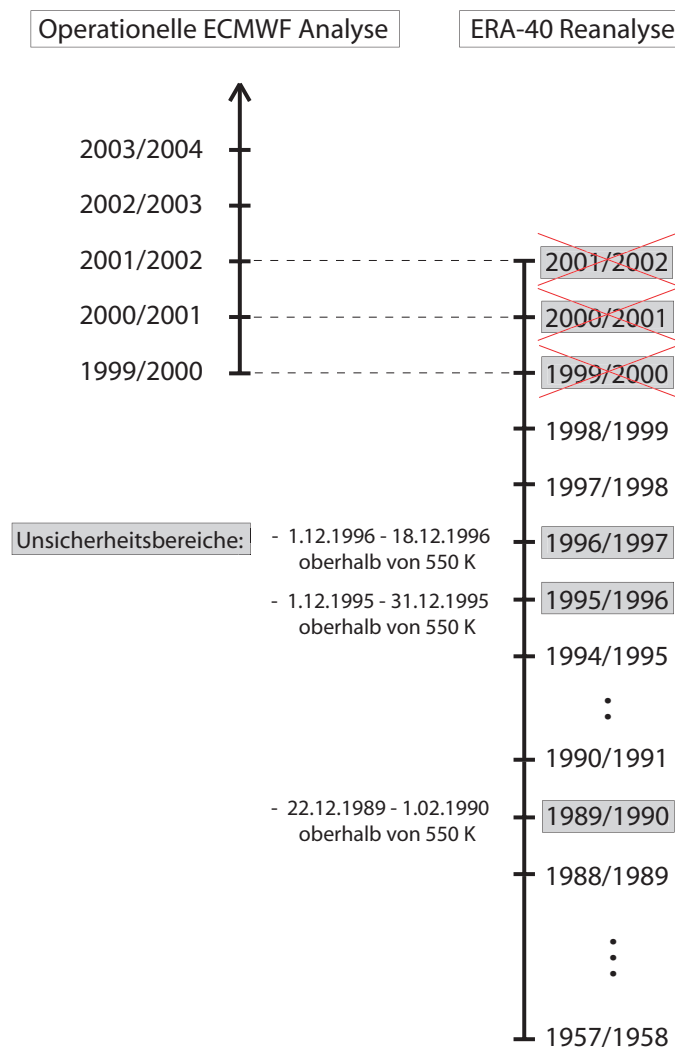


Abbildung 7.13: Im Transportmodell benutzte Kombination der beiden Datensätze. Die opECMWF-Daten werden aufgrund ihrer vertikalen Auflösung erst ab 1999/2000 verwendet und ersetzen ab diesem Zeitpunkt die ERA-40 Daten.

5. Die Heizraten sowie die Trajektorien können auf den 60 Modellschichten oder auf den 23 Standarddruckflächen berechnet werden. Da der Einsatz der Modellschichten im Fall der verminderten Qualität der Temperaturfelder in Fallstudie VII keine ersichtlichen Vorteile erbracht hat, werden die gesamten Berechnungen aus Kosten- und Platzgründen auf den 23 Druckflächen durchgeführt.
6. Die vertikale Auflösung der Wolken als dreidimensionale Felder oder in drei Schichten ist für die Lagrangeschen vertikalen Geschwindigkeiten von verschwindend geringer Bedeutung, wie Fallstudie VIII zeigt.
7. Für die Berechnung der Heizraten wird das Ozon aus CATO und der Wasserdampf aus SAGE II verwendet. Obwohl der Einsatz der alternativen Wasserdampfdaten keinen großen Einfluss auf das wirbelgemittelte Absinken hat (siehe Fallstudie V), so bedeutet er auch keinen numerischen Mehraufwand und soll aufgrund der besseren Datenqualität von SAGE II durchgeführt werden. Die Verwendung des CATO Ozons zeigt im Winter einen systematischen Einfluss. Die Verwendung des qualitativ besseren

zur Verfügung stehenden Ozondatensatzes ist somit sinnvoll. Der Einfluss von Ozon ist im Vergleich zu den Temperaturfeldern eher gering. Für die Jahre vor 1979 wird eine auf dem CATO Ozon basierende Klimatologie verwendet.

8. Die Auswahl der Parameter zur Berechnung des Trajektorienensembles wurden in Abschnitt 6.2 ausführlich vorgestellt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Testreihen durchgeführt, die zeigen, dass ein dichteres Startgitter, ein Zeitschritt von 10 oder 30 Minuten bzw. der Wechsel des Integrationsverfahrens zu dem klassischen Runge-Kutta-Verfahren keinen oder nur einen verschwindend kleinen Einfluss auf die Ergebnisse des Lagrangeschen Absinkens haben. Das neue Transportmodell wird nun mit einem äquidistanten Startgitter von 51000 Trajektorien, einer Laufzeit vom 10. März bis zum 1. Dezember des jeweiligen Winters sowie der numerische Integration mit der Trapezregel und einem Zeitschritt von 20 Minuten eingesetzt. Es werden von 1957 bis 1998 ERA-40-Daten und von 1999 bis 2004 opECMWF-Daten für die Berechnung mit dem neuen Transportmodell verwendet. Die Aufteilung des Zeitraumes ist in Abb. 7.13 dargestellt.

Mit den hier festgelegten Parametern und Eingabedaten wird eine langjährige Zeitreihe der Intensität und Struktur des diabatischen Absinkens in der winterlichen arktischen Stratosphäre erstellt. Zu diesem Zweck müssen für 47 Winter große Trajektorienensemble mit 3,5 Monaten Laufzeit berechnet werden. Die Trajektorienschar umfasst pro Winter jeweils 51000 Trajektorien, was für den gesamten Zeitraum eine Anzahl von $2,4 \cdot 10^6$ Trajektorien bedeutet. Um die vertikale Bewegung der Trajektorien anzutreiben, werden alle sechs Stunden 10512 Heizratenprofile bestimmt. Für die 47 Winter ergeben sich damit $1,98 \cdot 10^8$ benötigte Profile. Alle Rechnungen werden auf Rechnern der Firma SUN durchgeführt, deren SPARC-Prozessoren eine Taktfrequenz von 1,1 GHz besitzen.

Basierend auf den Ergebnissen der Trajektorienrechnung wird anschließend für jeden Winter das wirbelgemittelte Absinken und die Lagrangesche Vertikalgeschwindigkeit bestimmt.

Kapitel 8

Ergebnisse

Die Resultate für das wirbelgemittelte Absinken und die Lagrangesche Vertikalgeschwindigkeit als Funktion der äquivalenten Breite für alle 47 Winter von 1957/1958 bis 2003/2004 bilden einen umfangreichen Datensatz. Mit diesen Daten steht erstmalig eine Klimatologie des diabatischen Absinkens über einen fast fünf Jahrzehnte umfassenden Zeitraum zur Verfügung. Die Klimatologie beinhaltet das vertikal und zeitlich aufgelöste diabatische Absinken gemittelt über den gesamten Polarwirbel. Außerdem enthält die Klimatologie Informationen über die räumliche Struktur des vertikalen Nettoluftmassentransportes als Funktion der Höhe und der äquivalenten Breite. Eine detaillierte Übersicht zu den Ergebnissen des Lagrangeschen wirbelgemittelten Absinkens der einzelnen Jahre kann im Anhang B nachgeschlagen werden. Die Informationen über die räumliche Struktur des vertikalen Nettoluftmassentransportes werden exemplarisch für die Winter 1994/1995, 1996/1997, 1998/1999 und 1999/2000 gezeigt.

Die wichtigsten Eigenschaften der berechneten vertikalen Geschwindigkeiten werden im Abschnitt 8.1 anhand eines Vergleiches von zwei Wintern vorgestellt. Die natürliche Jahr-zu-Jahr Variabilität des diabatischen Absinkens ist Inhalt von Abschnitt 8.2. Diese Variabilität ist sehr eng mit den Temperaturen im Polarwirbel verknüpft. Es wird gezeigt, dass zwischen der ECMWF-Zeitreihe des diabatischen Absinkens und der Zeitreihe aus einem unabhängig analysierten Temperaturdatensatz hohe Korrelationen bestehen. Die Stärke der Residualzirkulation angetrieben durch das Brechen planetarischer Wellen bestimmt die Abweichungen der Temperatur von der Strahlungsgleichgewichtstemperatur und damit die Intensität des diabatischen Absinkens. Daher besteht ein direkter Zusammenhang zwischen dem EP-Fluss und der Zeitreihe des Absinkens, welcher im weiteren Verlauf von Abschnitt 8.2 untersucht wird. Abschnitt 8.3 beschäftigt sich mit dem Einfluss der Residualzirkulation auf die Ozonverteilung im arktischen Frühling. Hier wird erstmals der dynamische Einfluss der Transportprozesse auf die Ozonschicht der Arktis direkt berechnet.

8.1 Vergleich für zwei Winter

Aus der großen Menge der berechneten Daten werden die Ergebnisse für zwei Winter exemplarisch vorgestellt. Die beiden ausgewählten Winter 1996/1997 und 1998/1999 repräsentieren mit ihren unterschiedlichen meteorologischen Bedingungen die große Variabilität der nordhemisphärischen Winterdynamik. Im Folgenden wird kurz die synoptische Situation der polaren Stratosphäre während der zwei Winter beschrieben.

Der frühe Winter 1996/1997 ist gekennzeichnet durch eine kanadische Erwärmung im Dezember und war im Vergleich zu den beiden vorangegangenen Wintern eher mild. Gegen

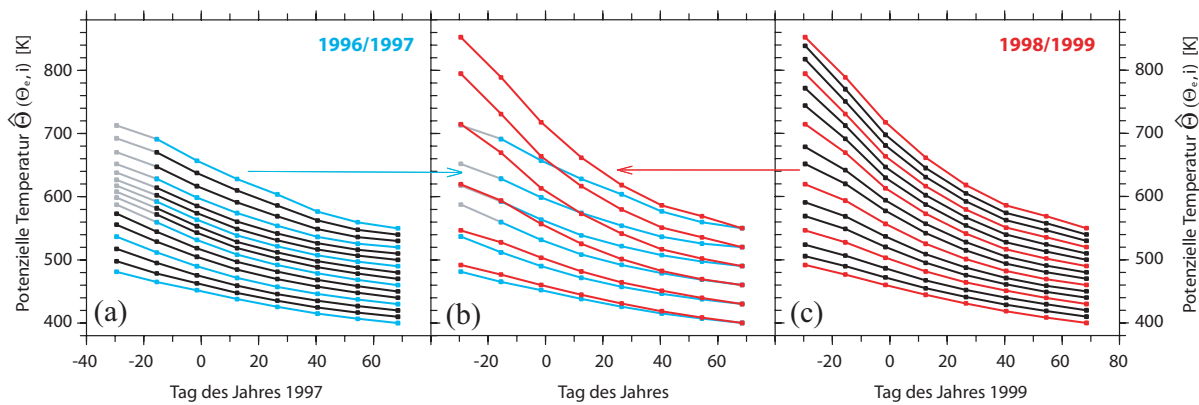


Abbildung 8.1: Lagrangeschen Mittel der potenziellen Temperatur $\hat{\Theta}(\Theta_e, i)$ für den Winter 1996/1997 in (a) und den Winter 1998/1999 in (c). Ausgewählte Werte aus (a) und (c) für $\Theta_e = 400, 430, \dots, 550$ K werden in (b) miteinander verglichen.

Ende Dezember stabilisierte sich der Polarwirbel und es folgte eine sehr kalte ungestörte Phase, während der keine weiteren Stratosphärenerwärmungen beobachtet wurden. Diese stabilen und kalten Bedingungen hielten ungewöhnlich lange an. Die Auflösung des Polarwirbels sowie die Umstellung zur Sommerzirkulation infolge der finalen Erwärmung ereigneten sich erst Ende April (Naujokat und Pawson, 1998).

Im Gegensatz dazu war der stratosphärische Winter 1998/1999 dynamisch sehr aktiv. Bereits Mitte Dezember kam es zu einer starken Stratosphärenerwärmung. Solch ein frühes Major Midwinter Warming konnte dem 1964 beginnenden Datensatz der FU Berlin zufolge bisher nur drei mal (1987, 1998 und 2001) beobachtet werden (Naujokat et al., 2002). Ende Dezember begann sich die polare Stratosphäre wieder abzukühlen und es folgte eine kurze ungestörte Phase. Diese fand Mitte Februar durch ein zweites Major Midwinter Warming, das sich aus der oberen Stratosphäre nach unten und in Richtung Pol ausbreitete, ein Ende. Infolge der Erwärmung wurde der Wirbel elongiert, während die Ausbildung einer Antizyklone über dem Nordpol zu einer Zirkulationsumkehr in hohen Breiten führte. Anschließend erholte sich der Polarwirbel nochmals und löste sich Ende April auf.

Aufgrund der unterschiedlichen meteorologischen Bedingungen ist der polare Ast der Residualzirkulation in zwei Wintern verschieden stark ausgeprägt. Man erwartet für den kalten ungestörten Winter weniger Luftmassentransport durch die Residualzirkulation und somit auch kleinere Lagrangesche Vertikalgeschwindigkeiten. In Abb. 8.1 ist das wirbelgemittelte Lagrangesche Absinken anhand der Entwicklung der potenziellen Temperatur $\hat{\Theta}(\Theta_e, i)$ der 16 Start-Isentropen zu sehen. Der ungestörte Winter 1996/1997 ist in Abb. 8.1 (a) dargestellt, während Abb. 8.1 (c) den dynamisch aktiven Winter 1998/1999 zeigt. Der direkte Vergleich für 6 ausgewählte Isentropen befindet sich im mittleren Teil der Abbildung. Der durch die Temperatur-Oszillationen verursachte Unsicherheitsbereich umfasst die Region oberhalb von 550 K für die ersten beiden Dezemberwochen. Die zu dem Bereich gehörenden Werte des Lagrangeschen Absinkens sind in Abb. 8.1 (a) und (b), wie auch in allen folgenden Abbildungen grau eingezeichnet und werden nicht weiter berücksichtigt. Aus dem Vergleich geht deutlich hervor, dass die polaren Luftmassen in dem dynamisch aktiven Winter mehr diabatisches strahlungsbedingtes Absinken erfahren. Da die ersten beiden Wochen des Winters 1996/1997 einen Unsicherheitsbereich umfassen, lassen sich für den gesamten Zeitraum nur die Werte der fünf unteren Start-Isentropen vergleichen. So sinken die Luftmassen des Polarwirbels mit $\Theta_e = 440$ K im Winter 1996/1997 im Lagrangeschen Mittel 115,8 K ab,

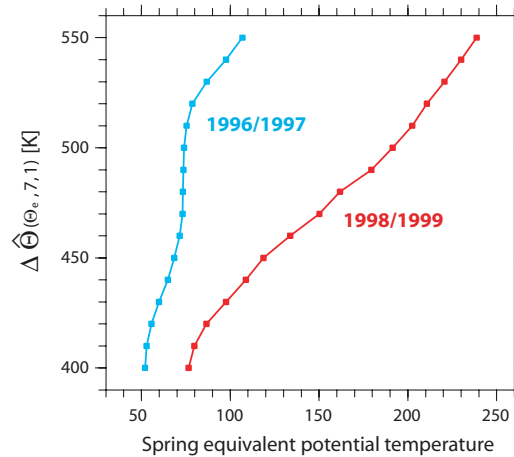


Abbildung 8.2: Das Lagrangesche wirbelgemittelte Absinken $\Delta \hat{\Theta}(\Theta_e, 7, 1)$ als Funktion von Θ_e für die Winter 1996/1997 und 1998/1999 im Vergleich.

während $\Delta \hat{\Theta}(440, 8, 1)$ für 1998/1999 den Wert 129 K annimmt. Die Differenzen zwischen dem Absinken in den beiden Jahren werden mit zunehmender Höhe größer, wie in Abb. 8.1 zu erkennen ist.

Um auch einen Vergleich für Höhenbereiche mit $\Theta_e > 440$ K zu ermöglichen, werden die Trajektorienläufe der beiden Winter nur bis zum 16. Dezember ausgewertet. Abb. 8.2 zeigt das Lagrangesche wirbelgemittelte Gesamtabsinken vom 10. März bis zum 16. Dezember $\Delta \hat{\Theta}(\Theta_e, 7, 1)$ als Funktion von Θ_e . Durch diese Form der Darstellung werden die Unterschiede zwischen den beiden Wintern noch klarer. Bereits Mitte Dezember ist das bis dahin aufgetretene Gesamtabsinken in dem gestörten Winter mehr als doppelt so groß (240 K) wie in dem ungestörten Winter (110 K).

Dieses Verhalten lässt sich mit dem vorhandenen Wissen über die Residualzirkulation erklären. Die vermehrte Wellenaktivität im Winter 1998/1999, die erstmalig seit Beobachtungsbeginn in zwei Major Midwinter Warmings gipfelte, führt zu einer verstärkten Meridional Komponente der Residualzirkulation in Richtung Tiefdruckgebiet. Die daraufhin einsetzende adiabatische Kompression verursacht eine Temperaturerhöhung, die ihrerseits strahlungsbedingtes Abkühlen erzwingt, um die Strahlungsgleichgewichtstemperatur zu erreichen. Dieses Abkühlen ist gleichbedeutend mit diabatischem Absinken. Die Intensität des diabatischen Absinkens ist infolge dieser dynamischen Prozesse von der Differenz zwischen aktueller Temperatur und Strahlungsgleichgewichtstemperatur sowie der Strahlungsrelaxationszeit τ_r abhängig (siehe Abschnitt 2.4.3). Die Strahlungsrelaxationszeit wird in der mittleren Stratosphäre fast vollständig durch die Verteilung der strahlungsaktiven Gase bestimmt. Da die stark ausgeprägte interannuale Variabilität von Ozon hauptsächlich die kurzwelligen Heizraten beeinflusst und im Strahlungstransport der Polarnacht keine dominante Rolle spielt, unterliegt τ_r keinen allzu großen jährlichen Schwankungen (Brasseur und Solomon, 1984). Die Differenz zwischen Strahlungsgleichgewichtstemperatur und aktueller Temperatur hingegen wird durch die aus der Troposphäre nach oben propagierenden Wellen kontrolliert und weist eine große interannuale Variabilität auf, wie das diabatische Absinken im vorliegenden Beispiel der zwei Winter 1996/1997 und 1998/1999 demonstriert.

Zu festen Zeit- und Ortpunkten gegebene Heizraten weisen horizontale Strukturen auf (siehe z.B. Abb. 5.10 und 5.11). Das Absinken von sich bewegenden Luftmassen wird aus

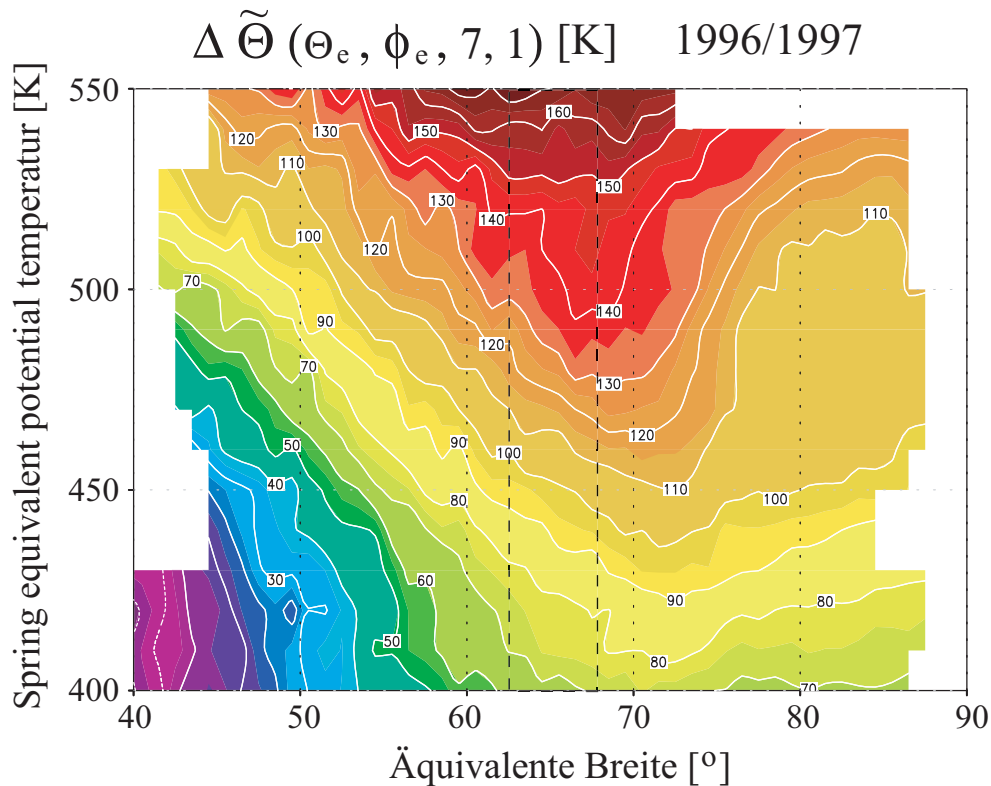


Abbildung 8.3: Das Lagrangesche Absinken gemittelt entlang der äquivalenten Breite als Funktion von Θ_e und ϕ_e für den Zeitraum Mitte Dezember 1996 bis Mitte März 1997. Der Polarwirbelrandbereich ist mit gestrichelten Linien eingfasst.

der Wechselwirkung dieser Heizraten und der horizontalen Geschwindigkeiten bestimmt. Es ist von Interesse, ob auch die Lagrangeschen Absinkraten, solche horizontalen Strukturen aufweisen und vor allem, wie diese Strukturen aussehen. Es ist beispielsweise im Rahmen von Spurengasuntersuchungen wichtig, ob die vertikale Nettoluftmassenbewegung im Wirbelkern oder am Wirbelrand stärker ist.

Mit der Berechnung von \tilde{Q}_L^T (dem Lagrangeschen Absinken gemittelt entlang der äquivalenten Breite) ist es im Rahmen dieser Arbeit gelungen, ein sinnvolles Schema zu entwickeln, um das Absinken der Luftmassen in Abhängigkeit von ihrer Lage im Polarwirbel zu klassifizieren. Die Ergebnisse dieser Methode sind in Abb. 8.3 und 8.4 für die zwei betrachteten Beispielwinter dargestellt. Die beiden Abbildungen zeigen die räumliche Struktur des Absinkens $\Delta \tilde{\Theta}(\Theta_e, \phi_e, 7, 1)$. Man sollte sich vergegenwärtigen, dass die y-Achse nicht Θ sondern Θ_e entspricht und somit nicht die wintergemittelte räumliche Struktur des Absinkens für einen festen Höhenbereich, sondern die wintergemittelte räumliche Struktur des Absinkens sich vertikal bewogender Luftmassen dargestellt ist. Der mit gestrichelten Linien eingefasste Bereich kennzeichnet die Region äquivalenter Breite, innerhalb derer der Polarwirbelrand für die zum jeweiligen Θ_e gehörenden Luftmassen mit großer Wahrscheinlichkeit liegt. Schaut man entlang einer Start-Isentrope vom Wirbelkern zum Wirbelrand, so erkennt man, dass das Absinken in Abhängigkeit von der äquivalenten Breite variiert. Diese Charakteristik ist in den beiden Wintern unterschiedlich stark ausgeprägt. Im Winter 1996/1997 befindet sich die Region stärksten Absinkens zwischen 65° und 75° äquivalenter Breite, also

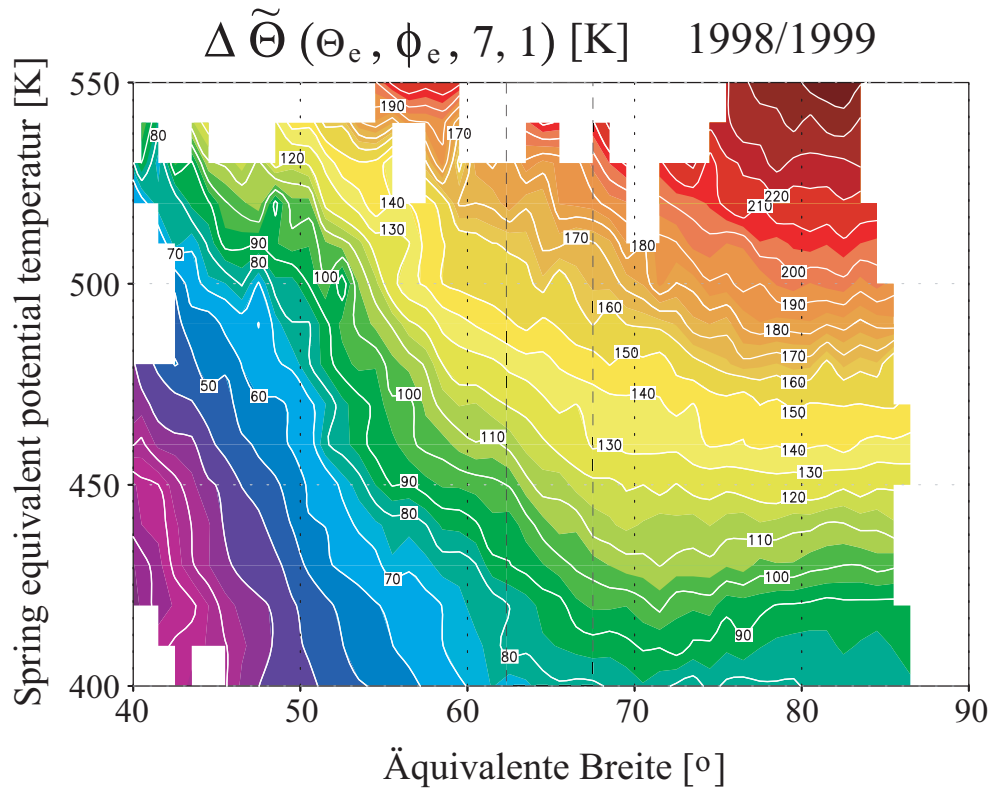


Abbildung 8.4: Wie Abb. 8.3 für 1998/1999. Die beiden Abbildungen weisen nicht die gleiche Farbskala auf.

ungfähr im Bereich des Wirbelrandes. Im Winter 1998/1999 hingegen zeigt sich für die oberen Start-Isentropen maximales Absinken in der letzten ausgefüllten Gitterzelle in Richtung Wirbelkern. Dieses Verhalten verändert sich für die tiefer liegenden Start-Isentropen und der Bereich maximalen Absinkens liegt zwischen Wirbelkern und Wirbelrand. Um die Struktur im jeweiligen Winter klar herauszustellen und mit dem anderen Winter zu vergleichen, werden die Absinkraten für $\Theta_e = 400, 460, 490$ und 540 K jeweils für beide Winter im direkten Vergleich in Abb. 8.5 gezeigt. Die bereits besprochenen unterschiedlichen Strukturen in den beiden Wintern sind mit der Höhe verschieden stark ausgeprägt. Ganz klar geht hervor, dass sich die beobachtete Struktur von mehr Absinken im Wirbelkern bzw. mehr Absinken im Wirbelinneren mit zunehmenden Θ_e verstärkt. So sind für die Start-Isentrope $\Theta_e = 400$ K kaum Unterschiede zwischen den beiden Wintern zu beobachten, während für $\Theta_e = 540$ K die Formen der beiden Graphen sehr verschieden sind und somit unterschiedliche räumliche Strukturen des Absinkens existieren.

Zusammengefasst ergibt sich, dass im ungestörten Winter 1996/1997 das maximale Absinken eher im Bereich des Wirbelrandes zu finden ist, während der gestörte Winter 1998/1999 maximale Absinkraten im Wirbelinneren aufweist. Ein Vergleich mit den Ergebnissen aus den anderen Wintern (hier nicht gezeigt) demonstriert, dass eine natürliche interannuale Variabilität für die räumliche Struktur des Lagrangeschen Absinkens besteht. In allen Wintern verändert sich die Struktur des Absinkens mit der Höhe.

Es existieren wenige Arbeiten die solch eine horizontale Struktur im Lagrangeschen Ab-

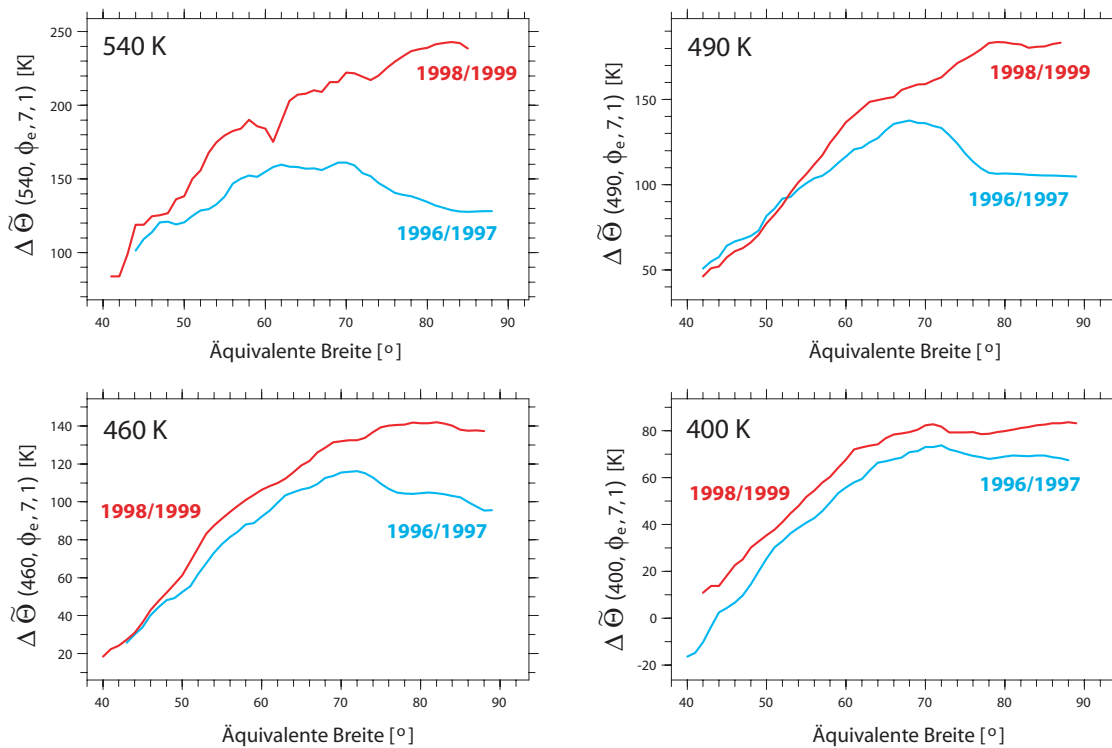


Abbildung 8.5: Das Lagrangesche Absinken gemittelt entlang der äquivalenten Breite als Funktion von ϕ_e für $\Theta_e = 400, 460, 490$ und 540 K für die Winter 1996/1997 und 1998/1999.

sinken untersuchen. Zu den bisher bekannten zählen Schoerberl et al. (1992) und Manney et al. (1994b). Schoerberl et al. untersuchen den südhemisphärischen Winter 1987 und kommen zu der Schlussfolgerung, dass im südhemisphärischen Winter 1987 der Bereich maximalen Absinkens am Wirbelrand liegt und mit dem Zentrum des Polarnacht-Strahlstromes zusammenfällt. Die auf Trajektorienrechnungen basierenden Studien von Manney et al. betrachten die Winter 1992 sowie 1993, und zeigen sehr ähnliche Ergebnisse für die untere südhemisphärische Stratosphäre. In höheren Bereichen findet eine Verschiebung des maximalen Absinkens in Richtung Wirbelkern statt. Vergleicht man diese für einen südhemisphärischen Winter ermittelten Ergebnisse, so stimmen sie sehr gut mit den hier quantifizierten Eigenschaften des kalten nordhemisphärischen Winters 1996/1997 überein. Es scheint plausibel, dass der Winter, der in seinen meteorologischen Bedingungen einem antarktischen Winter offenbar sehr ähnlich ist, solch ein Verhalten mit maximalem Absinken am Wirbelrand aufweist, wie sie beide Autoren für den antarktischen Winter quantifizieren.

Manney et al. entdecken für die nordhemisphärischen Winter 1992/1993 und 1993/1994 eine größere Variabilität in der Struktur des diabatischen Absinkens. Interessanterweise beobachten die Autoren im späten Winter in Phasen verstärkter Wellenaktivität eine Verschiebung des Bereiches mit maximalem Absinken in Richtung Wirbelkern. Das entspricht genau der Situation des gestörten Winters 1998/1999, der in Abb. 8.4 dargestellt ist. Hier findet für alle Bereiche mit $\Theta_e \geq 450$ K das stärkste Absinken im Wirbelinneren statt. Allerdings können die Autoren die Aussage nicht auf den frühen Winter ausdehnen.

Dass sich für meteorologisch verschiedene Winter unterschiedliche Strukturen im Absinken ergeben, passt gut zu unserem Verständnis der Prozesse im Polarwirbel. In dem gestörten Winter können die Wellen vermutlich tiefer in den Polarwirbel eindringen und infolge ihrer

Wechselwirkung mit dem Grundstrom zu einem verstärkten Absinken im Inneren führen. Es existieren allerdings kaum formale Untersuchungen dieser Prozesse, mit denen sich die hier gemachten Beobachtungen untermauern lassen.

Zusammenfassend ergibt die Fallstudie der beiden Winter 1996/1997 und 1998/1999, dass sich diese Winter durch sehr unterschiedliche meteorologische Bedingungen auszeichnen und voneinander abweichende Lagrangesche Vertikalgeschwindigkeiten aufweisen. Dabei beziehen sich die Unterschiede nicht nur auf die Intensität des wirbelgemittelten Absinkens, sondern auch auf die räumliche Struktur.

8.2 Interannuale Variabilität des wirbelgemittelten Absinkens

Wie bereits das Beispiel aus dem vorangegangenen Abschnitt gezeigt hat, ist die Intensität des wirbelgemittelten diabatischen Absinkens von Winter zu Winter unterschiedlich stark ausgeprägt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde für jeden Winter das Lagrangesche wirbelgemittelte Absinken $\Delta\hat{\Theta}(\Theta_e, i, j)$ berechnet. Die Ergebnisse bilden ein detailliertes, zeit- und höhenaufgelöstes Bild der stratosphärischen Vertikaltransporte im arktischen Winter.

In diesem Abschnitt wird das Lagrangesche Absinken für feste Θ_e als Funktion der Winter betrachtet, um die interannuale Variabilität des stratosphärischen polaren Astes der

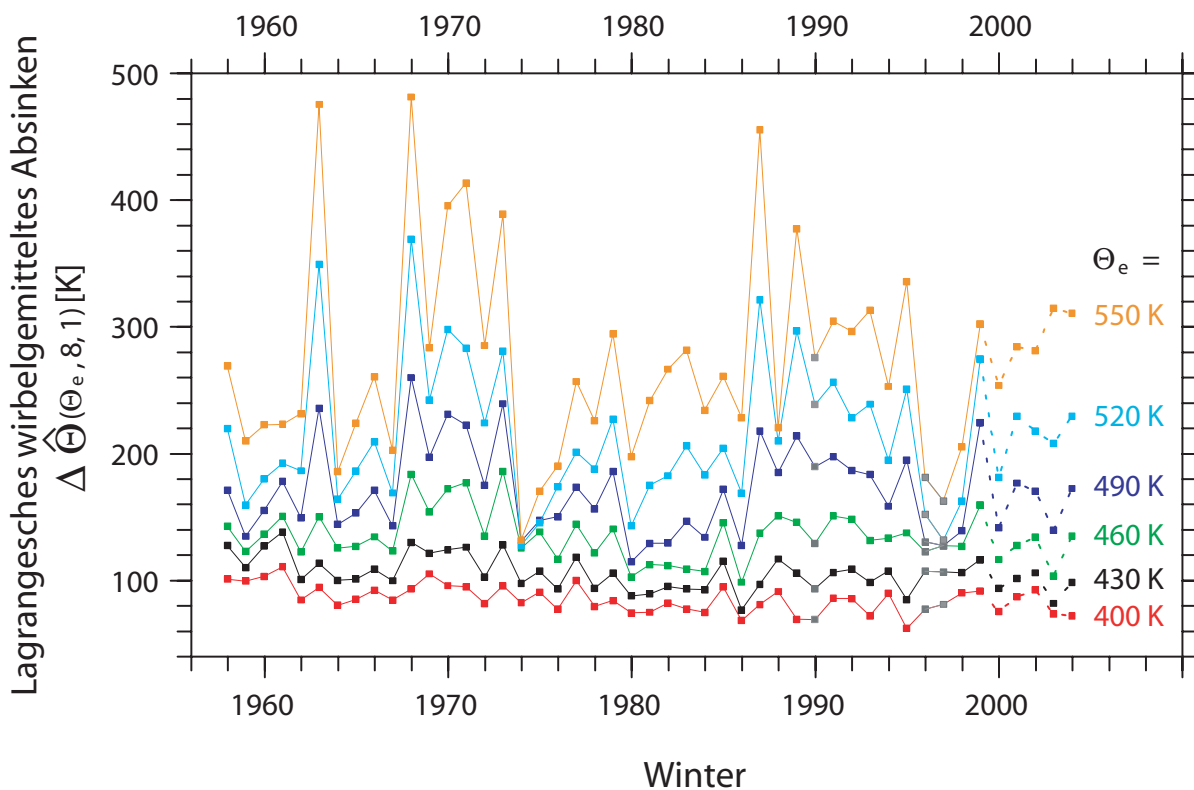


Abbildung 8.6: Zeitreihe des wirbelgemittelten Lagrangeschen Absinkens $\Delta\hat{\Theta}(\Theta_e, 8, 1)$ für die sechs Start-Isentropen $\Theta_e = 400, 430, \dots, 550$ K. Der dem Winter zugeordnete Wert wurde jeweils über der zweiten Jahreszahl abgetragen.

Residualzirkulation zu untersuchen und mit anderen Größen wie Ozon und EP-Fluss in Beziehung zu setzen. Abb. 8.6 zeigt die Zeitreihe des winterlichen wirbelgemittelten Lagrangeschen Absinkens $\Delta\hat{\Theta}(\Theta_e, 8, 1)$ anhand der sechs Start-Isentropen $\Theta_e = 400, 430, \dots, 550$ K. Die Zeitreihe umfasst die Winter 1957/1958 bis 2003/2004, wobei der dem Winter zugeordnete Wert jeweils über der zweiten Jahreszahl abgetragen wurde. Die letzten fünf Jahre wurden mit den opECMWF-Daten berechnet und sind durch eine gestrichelte Linie miteinander verbunden, während die Daten der ERA-40 Jahre mit einer durchgezogenen Linie verknüpft sind. Die Zeitreihe weist eine ausgesprochen große interannuale Variabilität auf, die mit wachsendem Θ_e zunimmt.

Die oberste Zeitreihe weist drei besonders stark ausgeprägte Maxima auf. Dabei handelt es sich um die Winter 1962/1963, 1967/1968 und 1986/1987. Nach der Datenreihe der FU-Berlin kam es in den drei Wintern jeweils zu einer großen Stratosphärenenerwärmung. Der Zusammenhang zwischen den in 8.6 gezeigten Zeitreihen und der Temperatur sowie der vertikalen Komponente des EP-Flusses wird in den nächsten beiden Abschnitten untersucht.

8.2.1 Temperatur und wirbelgemitteltes Absinken

Die Abweichungen der Temperatur von der Strahlungsgleichgewichtstemperatur bestimmen das Maß des diabatischen strahlungsbedingten Absinkens (Abschnitt 2.4).

Temperatur → Diabatisches Absinken

Im Folgenden wird die Zeitreihe des aus den ECMWF-Daten berechneten Lagrangeschen wirbelgemittelten Absinkens $\Delta\hat{\Theta}(\Theta_e, 8, 1)$ für ein festes Θ_e betrachtet. Es wird untersucht, ob sich der Zusammenhang zwischen den Temperaturen im Polarwirbel und der Zeitreihe des Absinkens mit Hilfe statistischer Methoden nachweisen lässt. Zu diesem Zweck werden die Monatsmittel der Nordpol-Temperaturen auf 30 hPa für Dezember, Januar und Februar aus der Datenreihe der FU-Berlin betrachtet. Dieser Datensatz wird ausgewählt, da er für den untersuchten Zeitraum den am wenigsten fehlerhaften Beobachtungsdatensatz in der Stratosphäre darstellt (Randel et al., 2002a). Die Datenreihen der FUB umfassen den Zeitraum von 1957/1958 bis 2000/2001. Für die letzten drei Jahre wurden die Datenreihen mit den Werten der opECMWF-Monatsmittel verlängert. Ein Test mit der drei Jahre kürzeren Zeitreihe hat gezeigt, dass diese drei angefügten Werte nur einen sehr geringen Einfluss auf die Ergebnisse der statistischen Verfahren haben. Aus diesem Grund ist es gerechtfertigt, die längere Zeitreihe zu verwenden, die es ermöglicht, die Ergebnisse der statistischen Auswertung für alle verfügbaren Jahre darzustellen. Die drei Jahre mit den klassifizierten Temperatur-Oszillationen erzeugen ein unrealistisches diabatisches Absinken für die entsprechenden Problembereiche und werden nicht berücksichtigt.

Die Beziehung zwischen der Zielgröße $\Delta\hat{\Theta}(\Theta_e, 8, 1)$ und den Temperatur-Datenreihen wird mit dem Verfahren der multilinearen Regression bestimmt. Dabei wird die Linearkombination der drei Temperatur-Zeitreihen gebildet, die eine optimale Korrelation mit dem Absinken aufweist. Die Rechnung wird für alle Θ_e ausgeführt und in Abb. 8.7 sind exemplarisch die Ergebnisse für $\Theta_e = 400$ K (linke Seite) und $\Theta_e = 550$ K (rechte Seite) dargestellt. Die obere Abbildung zeigt die Anomalien der Monatsmittel-Temperatur gewichtet mit dem jeweiligen Regressionskoeffizienten¹. Für die Luftmassen der unteren Stratosphäre ist die Standardabweichung der angepassten Dezember-Zeitreihe am größten (≈ 6 K) und die

¹Die Anomalien der Monatsmittel-Temperatur gewichtet mit dem Regressionskoeffizienten werden im Folgenden als angepasste Zeitreihen der jeweiligen Monatsmittel-Temperatur bezeichnet.

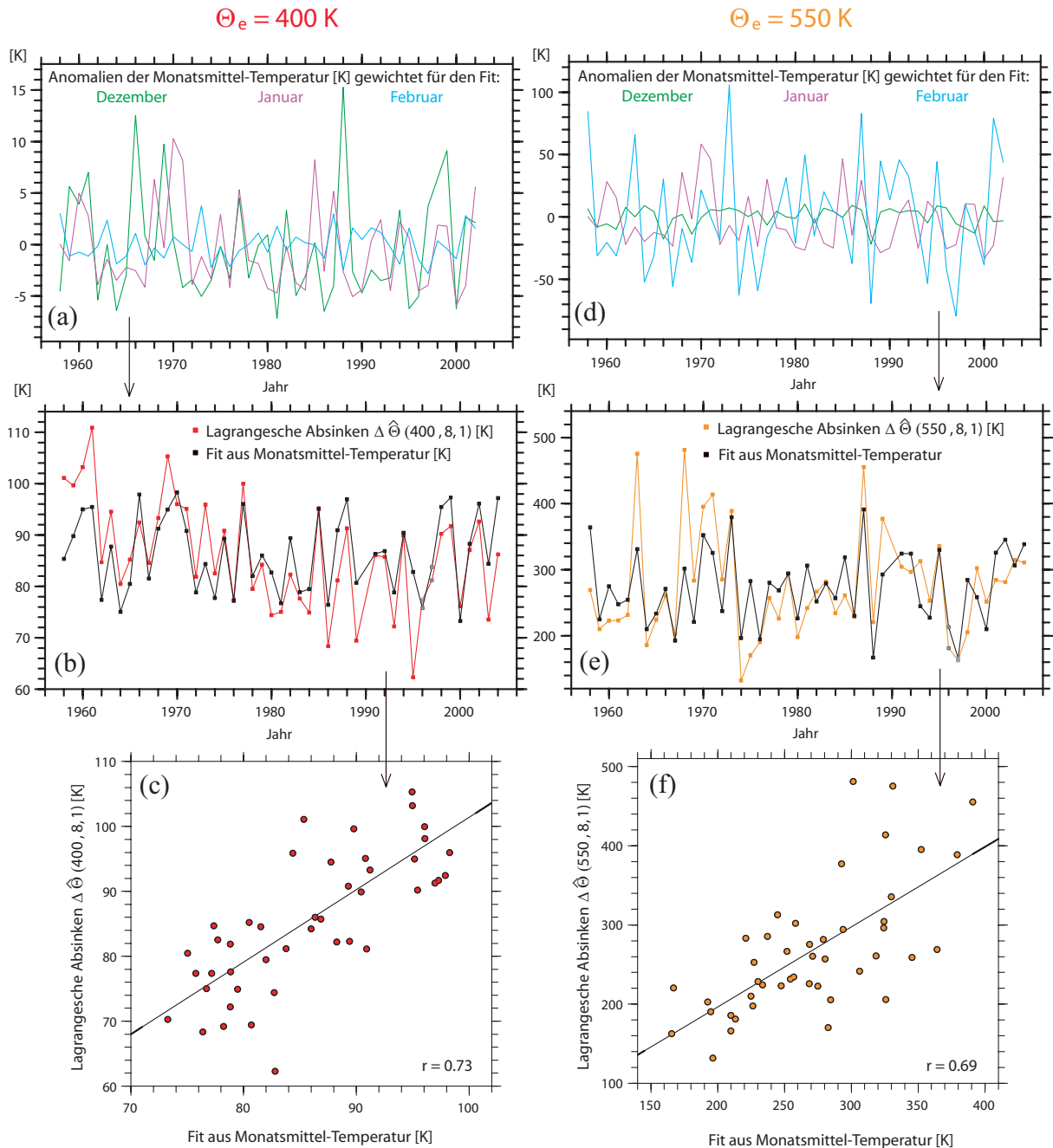


Abbildung 8.7: Oben: Anomalien der Monatsmittel-Temperatur gewichtet mit dem jeweiligen Regressionskoeffizienten. Mitte: Zeitreihe des wirbelgemittelten Absinkens mit Temperatur-Fit. Unten: Streudiagramm für wirbelgemitteltes Absinken und Temperatur-Fit. Dabei gilt für (a)-(c) $\Theta_e = 400 \text{ K}$ und für (d)-(f) $\Theta_e = 550 \text{ K}$.

Standardabweichung der angepassten Februar-Zeitreihe am kleinsten ($\approx 1 \text{ K}$). Um so größer Θ_e wird, um so mehr gewinnen die Januar-Temperatur und im Besonderen die Februar-Temperatur an Bedeutung. Für $\Theta_e = 550 \text{ K}$ beträgt die Standardabweichung der angepassten Zeitreihe für den Februar 44 K , für den Januar 27 K und für den Dezember 5 K . Diese Werte verdeutlichen, dass besonders für große Θ_e die Anomalien der Februar-Temperatur einen starken Einfluss auf das Absinken haben.

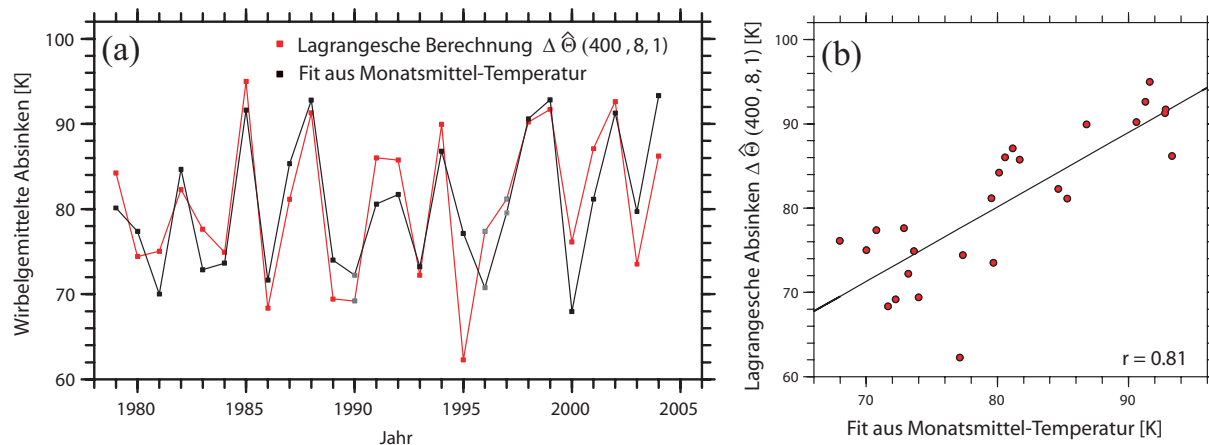


Abbildung 8.8: Zeitreihe und Streudiagramm des wirbelgemittelten Absinkens mit Temperatur-Fit für $\Theta_e = 400$ K.

Im mittleren Teil der Abb. 8.7 ist die Zeitreihe des berechneten wirbelgemittelten Absinkens gemeinsam mit der angepassten Linearkombination der drei Temperatur-Monatsmittel (engl. „fit“) aus der multilinenen Regression zu sehen. Im unteren Teil der Abbildung sind diese Werte als Streudiagramm mit dem dazugehörigen Korrelationskoeffizienten dargestellt. Dieser ist in Bezug auf alle 16 Start-Isentropen für $\Theta_e = 400$ K am größten (0,73) und schwankt für die anderen Höhen zwischen 0,6 und 0,7. In der Zeitreihe des diabatischen Absinkens mit $\Theta_e = 400$ K (rote Linie in Abb. 8.7 (b)) deutet sich ein negativer Trend an, der durch den Temperatur-Fit der FUB-Daten (schwarze Linie in Abb. 8.7 (b)) nicht bestätigt wird und mit zunehmender Höhe, also für die Zeitreihen größerer Θ_e , verschwindet.

Da sich die Qualität der ERA-40-Daten ab dem Jahr 1979 deutlich verbessert hat (siehe Abschnitt 4.1), wird der Test für die Winter zwischen 1978/1979 und 2003/2004 wiederholt. In Abb. 8.8 ist die Zeitreihe des Fits aus der multilinenen Regression gemeinsam mit der Zeitreihe des diabatischen Absinkens für $\Theta_e = 400$ K dargestellt. Das Streudiagramm zeigt hohe Korrelationen mit einem Korrelationskoeffizienten von 0,81.

Die Ergebnisse für die lange Zeitreihe und in einem noch größeren Maß für die kurze Zeitreihe bestätigen, dass ein unmittelbarer Zusammenhang zwischen den Temperaturen und dem diabatischen Absinken besteht.

8.2.2 EP-Fluss und wirbelgemitteltes Absinken

Die Divergenz des EP-Flusses bestimmt über das Prinzip der nach unten gerichteten Kontrolle die Abweichungen der Temperatur von der Strahlungsgleichgewichtstemperatur. Es existieren hohe Korrelationen zwischen dem Wärmefluss $\overline{v'T'}$ und der Temperatur (Newman et al., 2001). Da der Wärmefluss proportional zur vertikalen Komponente des EP-Flusses ist, bestätigen diese Korrelationen den Zusammenhang zwischen EP-Fluss und Temperatur. Andererseits steuern die Abweichungen der Temperatur vom Strahlungsgleichgewicht das Lagrangesche wirbelgemittelte Absinken. Im vorangegangenen Abschnitt wurde die Korrelation zwischen den beiden Größen gezeigt. Die Frage, ob auch das diabatische Absinken und die vertikale Komponente des EP-Flusses miteinander korreliert sind, wird im Folgenden untersucht.

$$\text{EP - Fluss} \quad \rightarrow \quad \text{Temperatur} \quad \rightarrow \quad \text{Diabatisches Absinken}$$

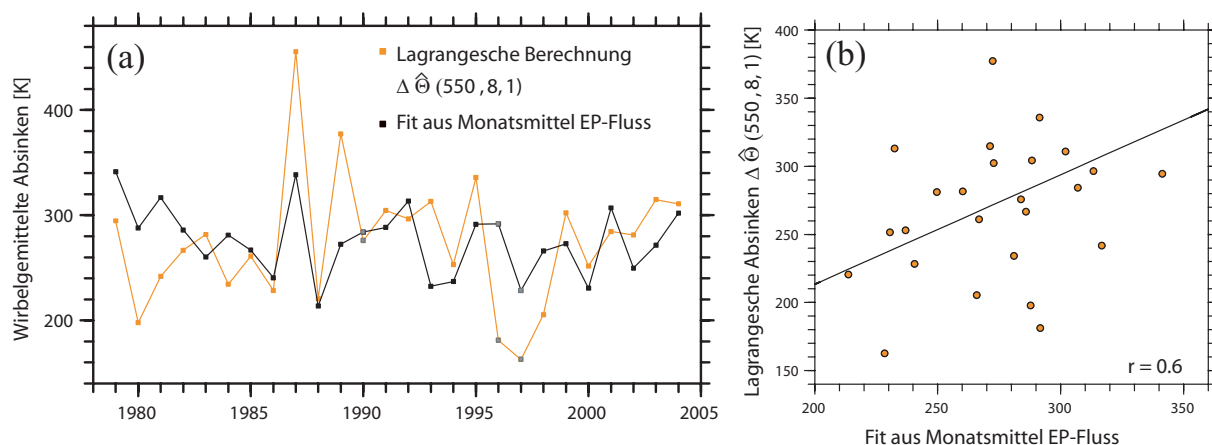


Abbildung 8.9: Zeitreihe und Streudiagramm des wirbelgemittelten Absinkens mit EP-Fluss-Fit für $\Theta_e = 400$ K.

Zu diesem Zweck wird die vertikale Komponente des EP-Flusses $F^{(z)}$ durch 100 hPa gemittelt zwischen 45° und 75° N betrachtet. Die $F^{(z)}$ -Datenreihe umfasst den Zeitraum von 1978/1979 bis 2003/2004 und wurde von Ingo Wohltmann, AWI zur Verfügung gestellt. Für die Winter von 1978/1979 bis 2001/2002 basiert die Datenreihe auf ERA-40-Daten. Für die letzten zwei Winter wurde die Datenreihe mit Werten basierend auf der opECMWF-Analyse verlängert. Der Zusammenhang zwischen den vier Zeitreihen: Dezember-, Januar-, Februar- $F^{(z)}$ -Monatsmittel und Zielgröße $\Delta\hat{\Theta}(\Theta_e, 8, 1)$, wird wie im vorangegangenen Abschnitt durch eine multilineare Regression bestimmt. Das wirbelgemittelte Absinken für die Start-Isentrope $\Theta_e = 400$ K ergab die höchste Korrelation mit der angepassten Linearkombination der drei $F^{(z)}$ -Monatsmittel und wird in Abb. 8.9 gezeigt. Die Darstellung setzt sich aus einem Bild der beiden Zeitreihen (a) und dem entsprechenden Streudiagramm (b) zusammen.

Die Korrelation zwischen $F^{(z)}$ -Fit und diabatischem Absinken ist mit einem Korrelationskoeffizienten von 0,6 im Vergleich zur Korrelation zwischen Temperatur-Fit und Absinken geringer. Da $F^{(z)}$ die Ausbreitung planetarer Wellen in der Stratosphäre angibt, während die Temperatur direkt mit den Heizraten verknüpft ist, überrascht dies nicht. Zusätzlich handelt es sich beim EP-Fluss um eine abgeleitete Größe, die empfindlich auf Rauschen reagiert.

8.3 Einfluss der Residualzirkulation auf die Ozonverteilung

Es wird eine große Variabilität der arktischen Ozonschicht im Spätwinter und Frühling beobachtet. So weist die Zeitreihe der Ozongesamtsäule im März, gemittelt für den Bereich nördlich von 63° N, Werte zwischen 350 und 450 DU auf und ist durch eine ausgeprägte interannuale Variabilität gekennzeichnet (WMO, 2003).

Die gesamte im Laufe des Winters auftretende Ozonveränderung wird im Folgenden als ΔO_3 bezeichnet. Die interannuale Variabilität der Ozongesamtsäule im März entspricht der interannualen Variabilität von ΔO_3 , falls man für die Ozongesamtsäule Anfang Dezember für alle Winter einen einheitlichen Wert annimmt. Diese Annahme entspricht annähernd der Realität (Rex et al., 2000) und wird für die folgenden Betrachtungen vorausgesetzt.

Die Variabilität von ΔO_3 und damit die Variabilität der Ozongesamtsäule im März ergibt sich aus der Variabilität des chemischen Ozonabbaus und der Variabilität der Transportprozesse. Der chemisch bedingte Ozonabbau wurde in zahlreichen Studien untersucht (Manney et al., 1994a; Müller et al., 1994; von der Gathen et al., 1995; Rex et al., 1997; Tilmes et al., 1998) und kann für die Jahre seit 1992 gut quantifiziert werden. Der Einfluss dynamischer Prozesse konnte bisher nicht unabhängig bestimmt werden. In diesem Abschnitt wird der dynamische Einfluss auf die Ozonschicht der Arktis erstmals direkt berechnet.

8.3.1 Berechnung des Absink-Effektes auf Ozon

Durch den meridionalen Nettotransport der Residualzirkulation werden in der oberen Stratosphäre Luftmassen mit hohem konstanten Ozonmischungsverhältnis von mittleren Breiten in den Polarwirbel transportiert. Gleichzeitig wird in einer Schicht, die deutlich unterhalb von 400 K liegt, Luft mit niedrigem Ozonmischungsverhältnis in südliche Breiten transportiert. Durch diese meridionalen Transporte gelangt fortwährend ozonreiche Luft in den Polarwirbel und die Ozongesamtsäule wächst an.

Mit Hilfe der induzierten vertikalen Nettotransporte kann das Anwachsen der Ozongesamtsäule quantifiziert werden, auch wenn diese nicht die eigentliche Ursache der Ozonzunahme darstellen. Innerhalb des Polarwirbels kommt es zum adiabatischem Absteigen der Luft gegenüber der Druckkoordinate und damit einhergehenden strahlungsbedingtem diabatischem Absinken (siehe Abschnitt 2.4). Das Ozonmischungsverhältnis der absinkenden Luftmassen bleibt konstant und wird einem höheren Druck zugeordnet. Dieser Effekt wirkt sich hauptsächlich auf die untere Stratosphäre aus, da das Ozonmischungsverhältnis oberhalb von 24 km ungefähr konstant ist. Die adiabatische Kompression der absinkenden Luftmassen führt gleichzeitig zu einer höheren Ozonkonzentration. Anschaulich und aufgrund der Gleichung (2.18) wird klar, dass die Ozongesamtsäule während dieses Prozesses anwächst. Der mit dem meridionalen und vertikalen Nettoluftmassentransport verbundene Einfluss auf die gesamte im Laufe des Winters auftretende Ozonveränderung ΔO_3 wird im Folgenden als Absink-Effekt² auf ΔO_3 bezeichnet.

Temperatur \rightarrow Diabatisches Absinken \rightarrow Absinken – Effekt auf ΔO_3

Falls bekannt ist, aus welchem Höhenbereich die Luftmassen stammen, die sich gegen Ende des Winters in der unteren Stratosphäre befinden, kann man den Absink-Effekt auf die Ozonsäule approximativ bestimmen.

Zusätzlich zu diesem Nettotransport kann Einmischung von Luft aus mittleren Breiten die Ozonkonzentration verändern. Dieser Effekt ist hauptsächlich unterhalb von 400 K von Bedeutung, da der Wirbel in diesem Bereich schwächer isoliert ist als in höheren Bereichen (siehe Abschnitt 2.4). Der Einfluss der Einmischung ist von Jahr zu Jahr unterschiedlich stark ausgeprägt und wird im Folgenden als Einmischungs-Effekt bezeichnet. Der Absink-Effekt und der Einmischungs-Effekt ergeben gemeinsam den dynamische Einfluss auf die Totalozonsäule im arktischen Frühling.

Der Absink-Effekt auf die vertikale Verteilung der Ozonkonzentration wird im vorliegenden Abschnitt mit Hilfe des berechneten wirbelgemittelten Absinkens quantifiziert. Zu diesem Zweck werden zwei Situationen betrachtet. Dazu zählt die Situation zu Beginn des

²Der Begriff Absinken bezieht sich in diesem Zusammenhang auf den adiabatischen Vertikaltransport gegenüber der Druckkoordinate und gleichzeitig auf den diabatischen Vertikaltransport gegenüber Θ . Beide Prozesse sind im stratosphärischen Polarwirbel miteinander gekoppelt.

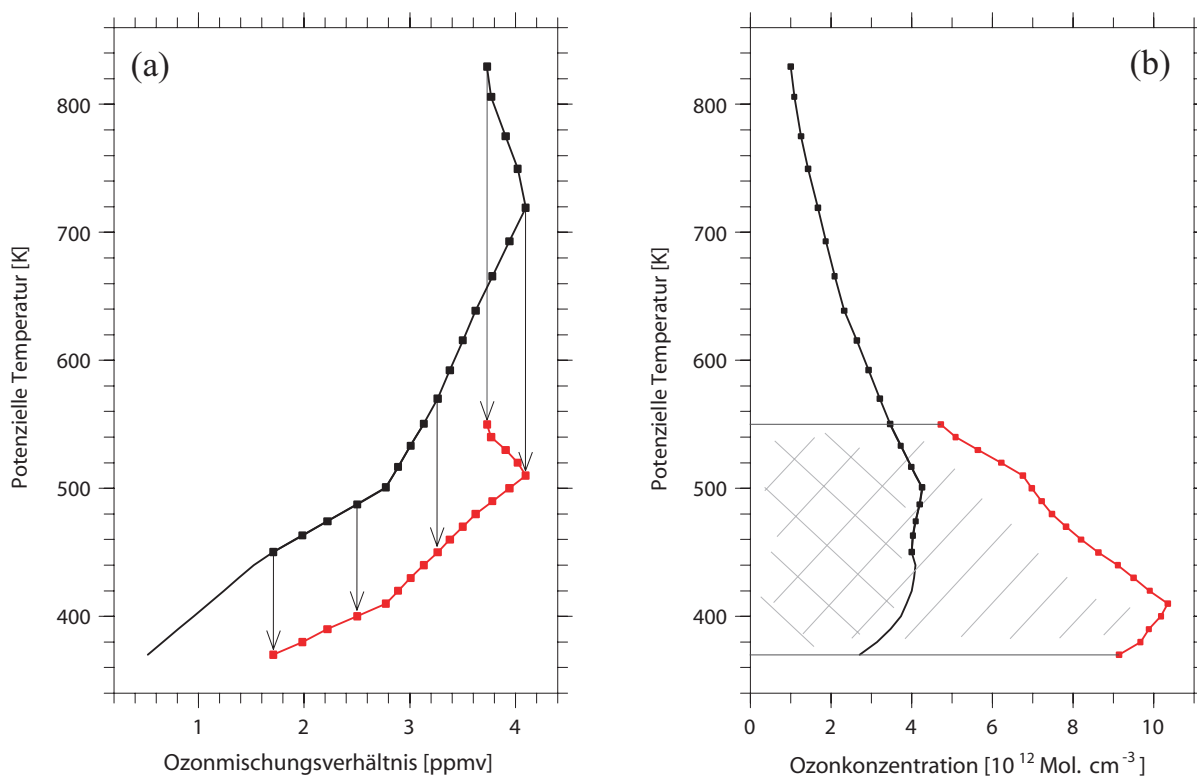


Abbildung 8.10: Profile der Ozonmischungsverhältnisse (a) und der Ozonkonzentrationen (b) zu Beginn des Winters 2000/2001 (schwarz) und zum Ende des Winters 2000/2001 (rot).

Winters mit ihrer typischen vertikalen Ozonverteilung innerhalb des Polarwirbels. Durch die Informationen über das wirbelgemittelte Absinken kann man den zu Beginn des Winters markierten Luftmassen bei ihrer vertikalen Nettobewegung durch die Stratosphäre folgen. Das Ozonmischungsverhältnis in der Luftmasse ändert sich während dieser Bewegung nicht. Somit kann man in der zweiten Situation gegen Ende des Winters, basierend auf der markierten Luftmasse und ihrer neuen vertikalen Position, ein Frühlings-Ozonprofil erstellen. Dieses Profil entspricht genau der Verteilung, die sich nur aufgrund der dynamischen Vertikaltransporte ergeben würde. Eine schematische Darstellung dieses Prozesses ist in Abb. 8.10 angedeutet, wobei die schwarze Linie das Herbstprofil und die rote Linie das Frühlingsprofil darstellt. Im Folgenden wird die Methode in ihren technischen Einzelheiten erläutert.

Aus den Ozonprofilen aus dem Datensatz CATO wird einmal pro Tag ein wirbelgemitteltes Profil des Ozonmischungsverhältnisses (XO_3) bestimmt. Anschließend werden die Wirbel-Profile über den Zeitraum Mitte November bis Mitte Dezember gemittelt. Das resultierende Profil entspricht dem typischen wirbelgemittelten Ozonmischungsverhältnis zu Beginn des jeweils betrachteten Winters. Da die CATO-Ozonprofile im $\phi_e - \Theta$ -Koordinatensystem gegeben sind, ergibt sich das bestimmte Ozonprofil in Abhängigkeit von der potenziellen Temperatur. In Abb. 8.10 (a) ist das wirbelgemittelte XO_3 -Profil für den Beginn des Winters 2000/2001 in schwarz eingezeichnet.

Die Werte des wirbelgemittelten Ozonmischungsverhältnisses werden an den Stützstellen $\hat{\Theta}(\Theta_e, 8)$ ausgelesen (schwarz eingezeichnete Datenpunkte in 8.10 (a)). Die potenzielle Temperatur $\hat{\Theta}(\Theta_e, 8)$ ist aus der Berechnung des wirbelgemittelten Absinkens bekannt und beschreibt, aus welcher Höhe die Luftmassen mit $\Theta_e = 370$ und 550 K stammen. Die an den Stützstellen zu Beginn des Winters ausgelesenen Ozonwerte werden den Luftmassen mit

$\Theta_e = 370$ und 550 K zugeordnet. Da für den Absink-Effekt auf das Ozon-Profil auch die Luftmassen unterhalb von 400 K eine Rolle spielen (siehe Abb. 8.10), wird die Berechnung des wirbelgemittelten Absinkens bis auf $\Theta_e = 370$ K ausgedehnt. Das Ozonmischungsverhältnis der betrachteten Luftmassen verändert sich durch das Absinken nicht und aus den Werten wird ein wirbelgemitteltes Ozonprofil am Ende des Winters erstellt (rot eingezeichnet in Abb. 8.10 (a)). Dieses Profil ergibt sich aus dem Herbstprofil allein durch den dynamischen Absink-Effekt und würde genau dann der Realität entsprechen, wenn keine chemische Ozonzerstörung und keine Einmischung über den Wirbelrand stattfindet.

Um den Einfluss des Absink-Effektes auf die Ozonsäule zu quantifizieren, werden aus den XO_3 -Profilen mit Hilfe der Relation

$$[O_3] = \frac{XO_3 \cdot p \cdot k}{R_A \cdot T}, \quad (8.1)$$

mit der Avogadro-Zahl $k = 6,022 \cdot 10^{23}$ Teilchen/mol und der allgemeinen Gaskonstante $R_A = 8,3143$ N · m/K · mol, die zugehörigen Ozonkonzentrationsprofile berechnet. In Abb. 8.10 (b) sind die zu den XO_3 -Profilen aus Abb. 8.10 (a) passenden $[O_3]$ -Profile zu Beginn (schwarz) und Ende (rot) des Winters 2000/2001 dargestellt.

Aus den beiden Konzentrationsprofilen wird die Ozonteilsäule zwischen $\Theta_e = 370$ und 550 K zu Beginn des Winter (markierte Fläche unter der schwarzen Kurve) und zum Ende des Winters (gesamte markierte Fläche unter der roten Kurve) nach Gleichung (2.18) bestimmt. (Die Ozonteilsäulen entsprechen nur annähernd den unter der schwarzen bzw. roten Kurve dargestellten Flächen, da nach Gleichung (2.18) über der geometrischen Höhe aufintegriert wird und in Abb. 8.10 auf der x-Achse die potenzielle Temperatur dargestellt ist.) Die Differenz zwischen den beiden Teilozonsäulen ist gleich dem dynamischen Absink-Effekt im Höhenbereich $\Theta_e = 370$ und 550 K. Dieser unterscheidet sich vom Absink-Effekt in der gesamten Stratosphäre durch die Differenz der Ozonteilsäulen oberhalb von 550 K und die Differenz der Ozonteilsäulen unterhalb von 370 K. Der erste Effekt ist klein, da die beiden Profile oberhalb von 550 K sehr dicht beieinander liegen und wird hier vernachlässigt. Der Anteil unterhalb von 370 K ist etwas größer, aber in diesem Fall nähern sich die beiden Profile sehr schnell dem gemeinsamen niedrigen Wert der Tropopause an. Der Polarwirbel ist unterhalb von 370 K instabil und erfährt viel Durchmischung über die Wirbelkante. Demzufolge ist es nicht möglich, das diabatische Absinken basierend auf Trajektorienrechnungen in diesem Bereich zu bestimmen und der Einfluss unterhalb von 370 K wird vernachlässigt. Im Folgenden bezieht sich der Begriff Absink-Effekt auf den Effekt im Höhenbereich $\Theta_e = 370$ bis 550 K.

In Abb. 8.11 ist der Absink-Effekt für die Winter 1991/1992 bis 2003/2004 dargestellt. Die beiden Winter mit Temperaturosillationen im Dezember sind grau eingefärbt. In der linken Abbildung wurde für alle Winter ein einziges Herbst-Ozonprofil³ verwendet, während für die rechte Abbildung jeder Winter mit dem zugehörigen Herbst-Profil berechnet wurde. Die generelle Struktur der beiden Graphen ist sehr ähnlich, wobei für einzelne Winter Abweichungen von maximal 13 DU auftreten. Der Absink-Effekt zeigt wie erwartet eine hohe interannuale Variabilität mit geringerem Einfluss in den Wintern von 1992/1993 bis 1996/1997 sowie 1999/2000 und großem Einfluss in den Wintern 1991/1992, 1997/1998, 1998/1999 sowie 2000/2001 bis 2003/2004.

³Hierbei handelt es sich um das über alle zwölf Jahre gemittelte Herbst-Profil.

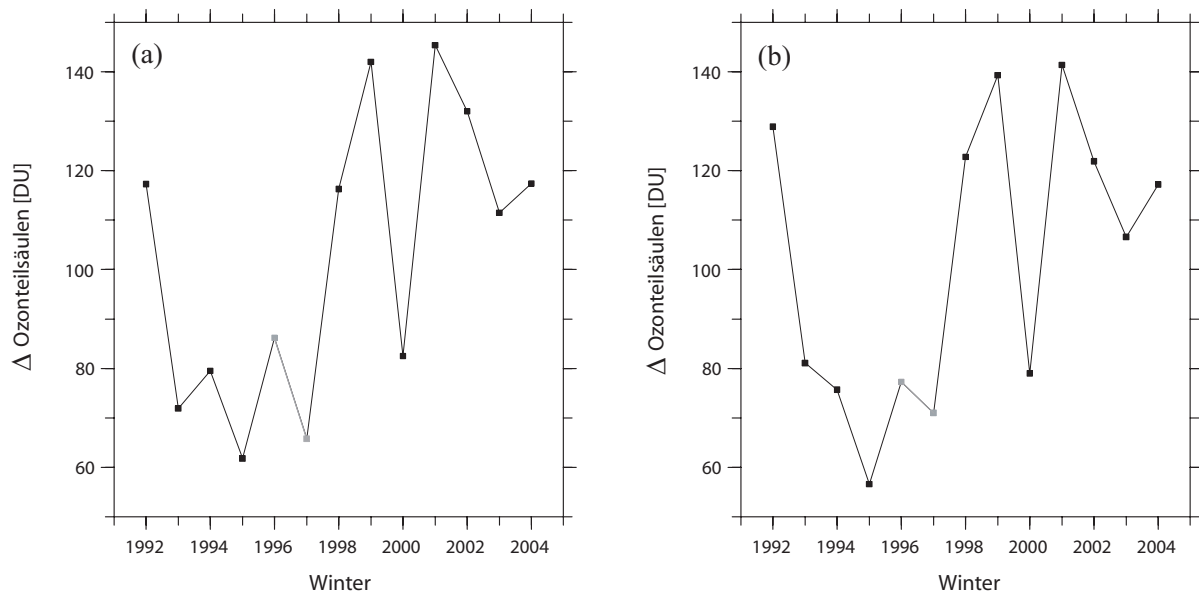


Abbildung 8.11: Absink-Effekt für die Winter 1991/1992 bis 2003/2004. In der linken Abbildung wurde für alle Winter ein einziges Herbst-Ozonprofil verwendet, während für die rechte Abbildung jeder Winter mit dem dazugehörigen Herbst-Profil berechnet wurde.

8.3.2 Interannuale Variabilität der dynamischen und der chemischen Komponente

Die Frage inwieweit chemische bzw. dynamische Effekte die interannuale Variabilität der Ozonschicht im Frühling bestimmen, ist von sehr großem Interesse. Mit den neu gewonnenen Informationen über die dynamisch bedingte Komponente kann diese Frage erstmalig quantitativ beantwortet werden. Zugleich ist der Zusammenhang zwischen dem dynamischen und dem chemischen Effekt wichtig für ein grundlegendes Verständnis der Variabilität der Ozonschicht. Aus der Kenntnis über die Meridionalzirkulation ist bereits klar, dass beide Prozesse über die Abweichung vom Strahlungsgleichgewicht miteinander verbunden sind. Dieser Zusammenhang wurde in Abschnitt 2.4.6 besprochen und ist in der schematischen Abb. 8.12 dargestellt. Da nun beide Effekte erstmalig unabhängig voneinander bestimmt werden, ist es möglich, diesen Zusammenhang genauer zu untersuchen.

Für die in Abb. 8.11 gezeigten Winter liegen detaillierte Informationen über die chemische Ozonerstörung vor. Abb. 8.13 zeigt die Gesamtozonsäule im Frühling und den chemischen Ozonabbau. Außerdem ist das Residuum der beiden Größen abzüglich der Ozongesamtsäule (als gestrichelte blaue Linie) im Herbst dargestellt. Dieses Residuum ist eine grobe Approximation der dynamisch bedingten Ozonveränderungen für den gesamten Winter. Die hier verwendete Datenreihe des chemischen Ozonabbaus umfasst den Zeitraum von 1991/1992 bis 2003/2004. Die Daten basieren auf Ozonsondenmessungen im Polarwirbel und wurden von Markus Rex, AWI zur Verfügung gestellt.

Das Bild kann nun durch den hier quantifizierten Absink-Effekt vervollständigt werden. Der Absink-Effekt ist als dunkelblaue durchgezogene Linie eingezeichnet. Der Graph des Residuums und der Graph des dynamischen Absink-Effektes zeigen eine ähnliche Struktur, wobei das Residuum bis auf eine Ausnahme größere Werte aufweist. Da im Absink-Effekt nicht alle dynamischen Faktoren berücksichtigt werden (siehe Abschnitt 8.3.1), erwartet man Abweichungen. Beide Graphen werden zusätzlich durch Fehler beeinflusst. So ist der dynami-

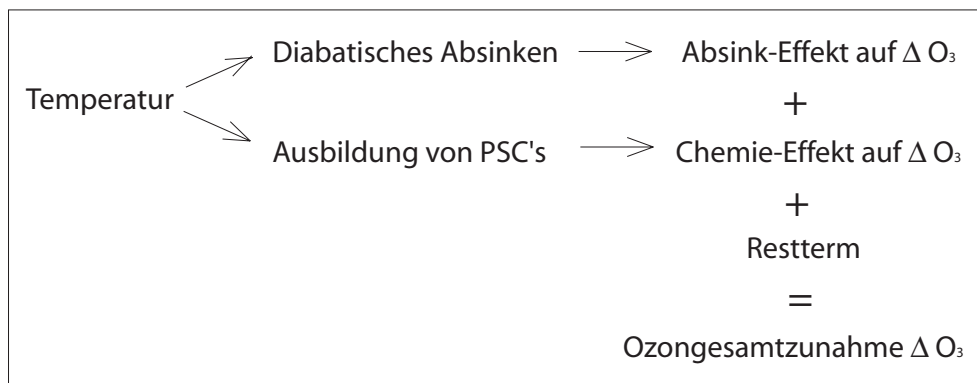


Abbildung 8.12: Schematische Darstellung der Zusammenhänge I.

sche Absink-Effekt von der Qualität der ECMWF-Daten abhängig, während sich im Residuum die Fehler des chemisch bedingten Ozonabbaus widerspiegeln (ca. 20 %, Rex et al., 2004). Die Differenz zwischen dem dynamischen Absink-Effekt und dem Residuum-Term wird im Folgenden als Rest-Term⁴ bezeichnet. Der Rest-Term beinhaltet den Durchmischungs-Effekt, den dynamischen Absink-Effekt unter 370 K und die Fehler der beiden Methoden zur Bestimmung der chemischen und dynamischen Komponente. Der Rest-Term weist keinen Zusammenhang zur Datenumstellung (von ERA-40 auf opECMWF) bzw. zur Einteilung der Winter (kalte, ungestörte und warme gestörte) auf. Da der Term viele verschiedene Effekte beinhaltet, erwartet man auch nicht, dass er einen starken Zusammenhang mit dem Absink-Effekt oder Chemie-Effekt zeigt. Diese Überlegung wird an späterer Stelle bestätigt.

Die Zeitreihe der chemisch bedingten Ozonveränderung besitzt einen Mittelwert von -50 DU und eine Standardabweichung (σ_1) von 29 DU. Die durch den dynamischen Absink-Effekt hervorgerufene Ozonveränderung weist eine Mittelwert von +101 DU und eine Standardabweichung (σ_2) von 28 DU auf. Die Variabilität der beiden Zeitreihen ist gleich groß. Folglich wird die interannuale Variabilität der Ozongesamtsäule im arktischen Frühling zu gleichen Anteilen durch die Variabilität der dynamischen Komponente und durch die Variabilität der chemischen Komponente beeinflusst. Bei dieser Tatsache handelt es sich um eine sehr wichtige Schlussfolgerung, da bei Betrachtungen der Variabilität der Ozonschicht häufig die chemische Ozonzerstörung im Mittelpunkt stand und die dynamische Variabilität vernachlässigt wurde.

Der dynamische und der chemische Einfluss auf die Ozonveränderung stehen über die dynamisch bedingten Veränderungen der Temperatur miteinander im Zusammenhang. Diese Verbindung wird durch die hier bestimmte dynamische Komponente bestätigt. Für Winter mit starkem Absinken und starkem dynamisch bedingten Ozonwachstum beobachtet man eine relativ geringe Ozonzerstörung. Umgekehrt weisen die Winter mit einem geringen dynamischen Einfluss einen starken chemischen Ozonabbau auf. Die beiden Zeitreihen der dynamischen (positive Werte) und chemischen Komponente (negative Werte) sind korreliert mit einem Korrelationskoeffizienten ($r_{1,2}$) von 0,7.

Die Standardabweichung der Ozongesamtzunahme (σ_4) beträgt 55 DU. Da die chemische und dynamische Komponente nicht unabhängig voneinander sind und zusätzlich der Rest-Term auftritt, lässt sich σ_4 nicht allein durch die Standardabweichungen von Chemie und

⁴Der Rest-Term ist nicht mit dem Residuum-Term zu verwechseln, der eine Approximation des dynamischen Absink-Effektes darstellt.

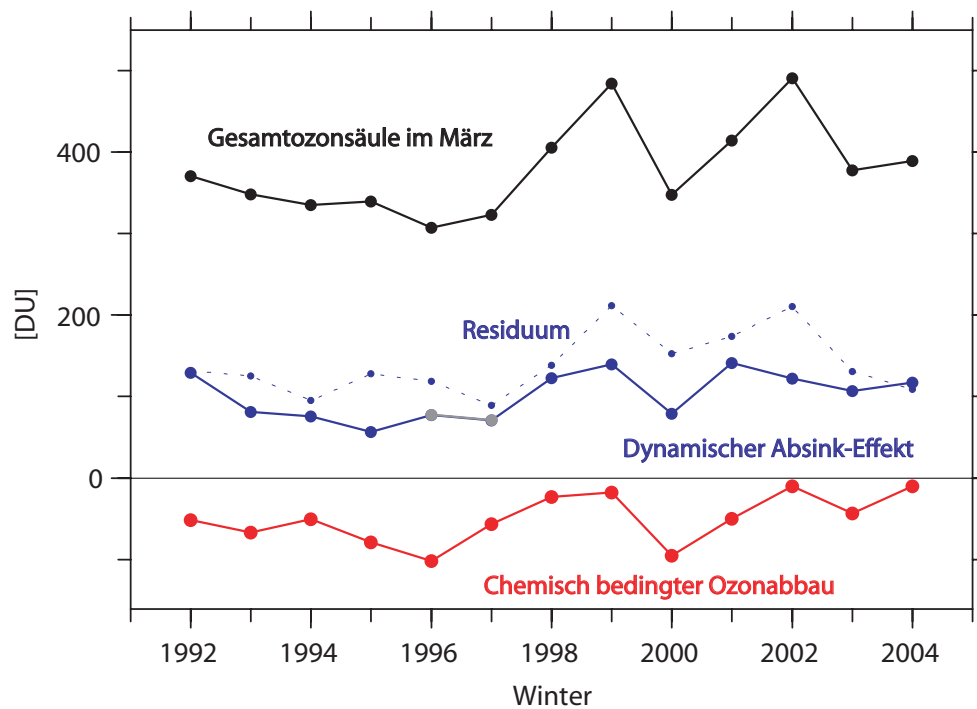


Abbildung 8.13: Gesamtozonsäule im Frühling (schwarz), Chemische Ozonzerstörung (rot), Residuum der beiden Größen (als gestrichelte blaue Linie) Absink-Effekt (blau). Die Daten des chemischen Ozonabbaus wurden von Markus Rex, AWI zur Verfügung gestellt.

Dynamik (σ_1 und σ_2) erklären. Es gilt folgender Zusammenhang:

$$\sigma_4^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 + 2 \cdot cov_{1,2} + r_3, \quad (8.2)$$

wobei $cov_{1,2}$ die Kovarianz (engl. „covariance“) zwischen chemischer und dynamischer Zeitreihe ist. Die Größe r_3 wird durch die Standardabweichung des Rest-Terms (σ_3) und den Zusammenhang zwischen Restterm und Chemie-Komponente ($cov_{1,3}$) sowie den Zusammenhang zwischen Rest-Term und Dynamik-Komponente ($cov_{2,3}$) bestimmt. Es gilt:

$$r_3 = \sigma_3^2 + 2 \cdot (cov_{1,3} + cov_{2,3}). \quad (8.3)$$

Die Standardabweichung des Rest-Terms (σ_3) ist mit 29 DU genau so groß wie die Standardabweichung von dynamischer und chemischer Komponente. Da aber die Zeitreihe des Rest-Terms keinen Zusammenhang mit der chemischen ($r_{1,3} = -0,19$), bzw. dynamischen ($r_{2,3} = -0,15$) Zeitreihe aufweist, ist der Einfluss von r_3 gering. Die Berechnung der entsprechenden Varianzen und Kovarianzen ergibt, dass r_3 ungefähr 1/10 von σ_4^2 beträgt und $\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + 2 \cdot cov_{1,2}$ ungefähr 9/10.

Zusammenfassend ergibt sich, dass die interannuale Variabilität der Ozongesamtsäule fast vollständig (9/10) durch die Variabilität der Chemie-Komponente, die Variabilität der Absink-Komponente und deren Zusammenhang erklärt wird.

8.3.3 Ozon und EP-Fluss

In den vorherigen Abschnitten wurde jeweils ein Teilstück einer Kausal-Kette untersucht, die ein schematisches Bild der Ursache-Wirkungs-Prozesse im arktischen Polarwirbel liefert.

In einer abschließenden Betrachtung soll diese vereinfachte Kausal-Kette zusammengefügt werden. Die Einflussnahme der Temperatur auf den Chemie-Effekt und den Absink-Effekt lässt sich auf einen Zusammenhang zwischen dem EP-Fluss und den beiden Effekten erweitern. Daraus ergibt sich natürlich auch ein Zusammenhang zwischen EP-Fluss und ΔO_3 . Da die beiden Effekte korreliert sind, sollte sich der gesamte Zusammenhang, im Falle dass die einzelnen Korrelationen statistisch signifikant sind, verstärken. Diese Erkenntnisse werden durch die Arbeiten von Fusco und Salby (1999) sowie Randel et al. (2002b), die hohe Korrelationen zwischen EP-Fluss und Gesamtozon im Winter und Frühling zeigen, untermauert. Allerdings wurde bisher nie die Korrelation zwischen dem Absink-Effekt auf ΔO_3 und $F^{(z)}$ untersucht.

Es werden Wintermittel der vertikalen Komponente des EP-Flusses gemittelt zwischen 45° und 75° N in 100 hPa betrachtet. Das Wintermittel entspricht hier dem Mittel vom 1. Dezember bis zum 10. März des jeweiligen Winters. Die $F^{(z)}$ -Datenreihe wurde von Ingo Wohltmann, AWI zur Verfügung gestellt und wird passend zur Länge der Datenreihe des chemischen Ozonabbaus für den Zeitraum 1991/1992 bis 2003/2004 betrachtet. Für die Winter von 1991/1992 bis 2001/2002 basiert die Datenreihe auf ERA-40-Daten. Für die letzten zwei Winter wurde die Datenreihe mit Werten basierend auf der opECMWF-Analyse verlängert. Der Zusammenhang zwischen Absink-Effekt und $F^{(z)}$ sowie zwischen Chemie-Effekt und $F^{(z)}$ ist in Abb. 8.14 dargestellt. Ein starkes $F^{(z)}$ führt zu einem hohen Absink-Effekt und umgekehrt verursacht ein schwaches $F^{(z)}$ weniger Transport von Ozon in den Polarwirbel. Der Korrelationskoeffizient beträgt 0,75 und somit ist die Korrelation zwischen Absink-Effekt und $F^{(z)}$ relativ groß. Mit diesen Betrachtungen vervollständigt sich die kausale Kette aus Abb. 8.15, die hier diskutiert wurde.

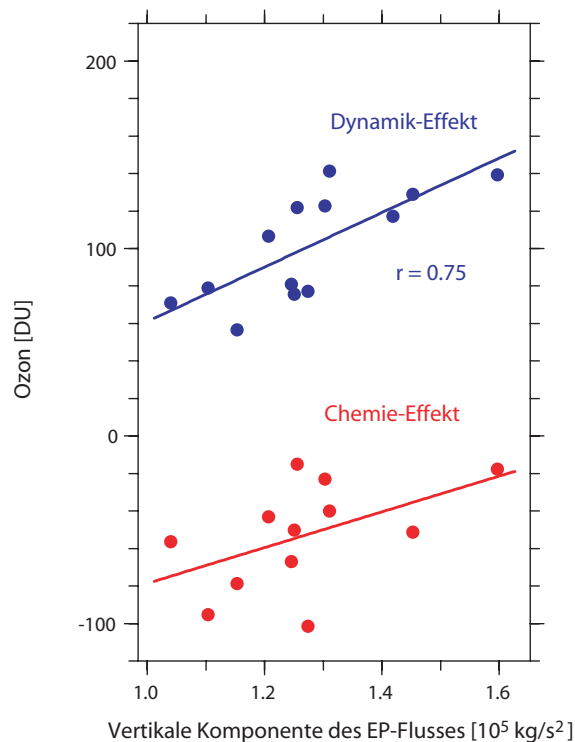


Abbildung 8.14: Zusammenhang zwischen Absink-Effekt und $F^{(z)}$ sowie Chemie-Effekt und $F^{(z)}$ für den Zeitraum von 1991/1992 bis 2003/2004. Daten wurden von Markus Rex (chemischer Ozonabbau) und Ingo Wohltmann ($F^{(z)}$) zur Verfügung gestellt.

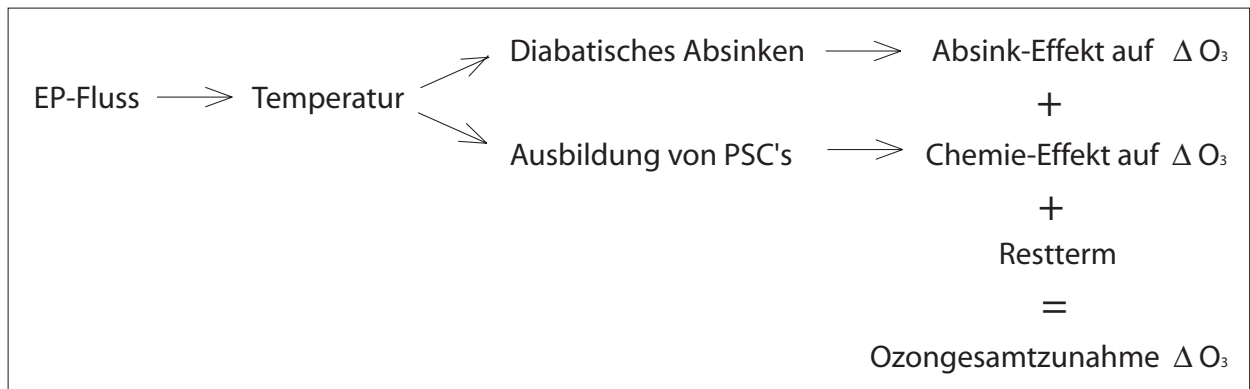


Abbildung 8.15: Schematische Darstellung der Zusammenhänge II.

Kapitel 9

Zusammenfassung

In dieser Arbeit ist es erstmalig gelungen, den Einfluss von Transportprozessen auf die Ozongesamtssäule im arktischen Frühling zu quantifizieren. Die Berechnung des Einflusses basiert auf gemittelten vertikalen Nettoluftmassenbewegungen, die im Rahmen einer Klimatologie des diabatischen Absinkens für einen Zeitraum von fast fünf Jahrzehnten zur Verfügung gestellt wurden. Im Folgenden wird ein Überblick über die Entwicklung, Validierung und Ergebnisse der einzelnen Modelle und Methoden gegeben.

1. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde selbstständig ein Trajektorienmodell entwickelt und am AWI installiert. Das Trajektorienmodell wechselt in Abhängigkeit von den äußeren Bedingungen zwischen verschiedenen numerischen Ansätzen, um ein optimales Gleichgewicht zwischen numerischer Genauigkeit und Aufwand zu erzielen. Außerdem wurde das ECMWF-Strahlungstransportmodell als unabhängige, frei stehende Routine installiert. Die Trajektorienroutine wurde zur Simulation atmosphärischer Luftmassenbewegungen verwendet, während das Strahlungstransfermodell zur Berechnung dreidimensionaler Heizraten-Felder eingesetzt wurde. Die vertikalen Bewegungen der Luftpakete können mit den diabatischen Heizraten oder mit vertikalen Windfeldern angetrieben werden. Die Arbeit folgte damit dem neuen bisher kaum verwendeten Ansatz, die stratosphärischen Vertikalbewegungen mit Hilfe von Heizraten zu berechnen. Das Trajektorienmodell und das Strahlungstransfermodell ergeben gemeinsam das neue leistungsstarke Transportmodell.
2. Um mit dem neuen Transportmodell eine langjährige Zeitreihe des diabatischen Absinkens im stratosphärischen Polarwirbel zu erstellen, ist es erforderlich einen möglichst viele Jahre umfassenden meteorologisch konsistenten Datensatz zu verwenden. Mit dem 45 Jahre langen ERA-40-Datensatz steht eine hochwertige Analyse der Atmosphäre, der Erdoberfläche und der Ozean-Wellen-Wechselwirkung zur Verfügung. Die Daten stellen mit ihrer hohen räumlichen und zeitlichen Auflösung, der Länge des analysierten Zeitraumes und der allgemein guten Qualität die beste mögliche Bezugsquelle der Eingabedaten des neuen Transportmodells dar. Außerdem kann für die Jahre ab 1984 die opECMWF-Analyse verwendet werden.
3. Einzelne Parameter (Ozon und Wasserdampf) der beiden ECMWF-Datensätze weisen in hohen Breiten qualitative Schwächen auf. Aus diesem Grund wurde der alternative Ozondatensatz CATO und die alternative Wasserdampfklimatologie SAGE II für die Strahlungstransportrechnungen verwendet. Weiterhin wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein Vergleich zwischen den Temperaturfeldern aus NCEP-REA und den Temperaturfeldern aus ERA-40 durchgeführt. Mit Hilfe dieses Vergleiches konnten

- für sechs Winter starke systematische Oszillationen in den ERA-40 Temperaturprofilen quantifiziert werden.
4. Die Entwicklung des neuen Modells erfordert eine sorgfältige Validierung anhand von Sensitivitäts- und Teststudien. Eine Validierung des ECMWF-Strahlungstransfermodells wurde durch einen Vergleich mit dem detaillierten, mit hohem numerischen Aufwand betriebenen Fu-Liou-Strahlungstransfermodell durchgeführt. Die mit den beiden Strahlungstransportmodellen berechneten Heizraten weisen für die betrachteten Fallstudien eine sehr gute Übereinstimmung auf, solange die Version des ECMWF-Strahlungstransfermodells mit 4 Banden im kurzwelligen Spektralbereich verwendet wird. Außerdem wurden die Sensitivitäten der Heizraten in Bezug auf die Temperaturverteilung, die Konzentration der einzelnen Spurenstoffe und die vertikale Auflösung der Daten untersucht. Es zeigte sich, dass die Temperaturdaten einen sehr großen Einfluss auf die langwelligen Heizraten haben. Systematische Abweichungen und vertikale Oszillationen im verwendeten Temperaturprofil erzeugen ihrerseits wieder systematische Abweichungen oder Oszillationen in dem berechneten Heizratenprofil.
 5. In Hinblick auf die Trajektorienroutine ist es erforderlich, die numerische Genauigkeit der Integrationsverfahren zu testen. Zu diesem Zweck wurden Teststudien konstruiert, in denen Abweichungen allein durch den numerischen Integrationsfehler verursacht werden. Dazu zählen der „Vorwärts-Rückwärts-Test“ und die Berechnung von Trajektorien, die durch ein künstliches Windfeld angetrieben werden. Es wurde gezeigt, dass die beiden Verfahren im Allgemeinen vergleichbar gute numerische Qualität aufweisen. Desweiteren wurden im Rahmen einer Fallstudie Trajektorien mit Ergebnissen des Trajektorienmodells der Freien Universität Berlin verglichen. Es erweist sich, dass die numerische Genauigkeit des neuen Transportmodells mit der numerischen Genauigkeit anderer Trajektorienmodelle vergleichbar ist.
 6. Um ein detailliertes, zeit- und höhenaufgelöstes Bild der Lagrangeschen Vertikalgeschwindigkeiten in Form von diabatischem Absinken zu erhalten, wurden große Trajektorienensembles statistisch ausgewertet. In diesem Zusammenhang wurden zwei Methoden entwickelt, um die Lagrangesche Vertikalgeschwindigkeit gemittelt im Polarwirbel oder als Funktion der äquivalenten Breite zu bestimmen. Es wurde gezeigt, dass es notwendig ist den Lagrangeschen auf Trajektorienrechnungen basierenden Ansatz zu verfolgen, da die einfachen Eulerschen Mittel des vertikalen Nettoluftmassentransportes Abweichungen zu den Lagrangeschen Vertikalgeschwindigkeiten aufweisen. Vergleiche für einzelne Winter deuten darauf hin, dass die Intensität der Abweichungen von der dynamischen Störung des jeweiligen Winters abhängt.
 7. Durch umfangreiche Fallstudien konnte eine sorgfältige Validierung der quantifizierten Vertikalgeschwindigkeiten durchgeführt werden. Zu diesem Zweck wurde die Sensitivität der Vertikalgeschwindigkeiten gegenüber den meteorologischen Eingabedaten kontrolliert. Es wurde nachgewiesen, dass der Haupteinfluss auf das wirbelgemittelte Absinken durch die Temperaturfelder verursacht wird und dass die Oszillationen im Temperaturprofil unrealistische Ergebnisse für die Vertikalgeschwindigkeit verursachen. Auch das diabatische Absinken als Funktion der äquivalenten Breite wird durch die Temperaturfelder stark beeinflusst und im Fall von Oszillationen im Temperaturprofil ergeben sich unrealistische Strukturen. Treten keine Oszillationen im ERA-40 Temperaturprofil auf, so weisen die auf ERA-40 und opECMWF basierenden Vertikalgeschwindigkeiten eine sehr gute Übereinstimmung auf.

8. Das wirbelgemittelte Absinken basierend auf diabatischen Trajektorien wurde für einzelne Winter mit dem in anderen Arbeiten beobachteten Absinken langlebiger Spurengase verglichen. Es ergeben sich Abweichungen von 27% bis 42%. Weiterhin wurde ein Vergleich mit Ergebnissen aus anderen Modellstudien durchgeführt. Dieser weist eine gute Übereinstimmung auf. Werden im neuen Transportmodell anstatt der diabatischen Heizraten die vertikalen Windfelder verwendet, um die Vertikalbewegungen der Trajektorien anzutreiben, so ergibt sich eine fünf bis sieben mal schnellere Lagrangesche Vertikalgeschwindigkeit. Basierend auf diesem Vergleich wurde in der vorliegenden Arbeit für einzelne Winter gezeigt, dass die vertikalen Windfelder in den beiden ECMWF-Datensätzen den Nettoluftmassentransport durch die Residualzirkulation stark überschätzen. Aus diesem Grund wird für alle Rechnungen der neue Ansatz verwendet, welcher die Vertikalbewegungen der Trajektorien mit Heizraten antreibt.
9. Im Rahmen einer Fallstudie wurden die Vertikalgeschwindigkeiten für die zwei Winter 1996/1997 und 1998/1999 untersucht. Die beiden Winter zeichnen sich durch sehr unterschiedliche meteorologische Bedingungen aus und ein Vergleich zeigt, dass sie voneinander abweichende Vertikalgeschwindigkeiten aufweisen. Dabei beziehen sich die Unterschiede nicht nur auf die Intensität des wirbelgemittelten Absinkens, sondern auch auf die räumliche Struktur. Es ergibt sich, dass im kalten ungestörten Winter 1996/1997 das maximale Absinken eher im Bereich des Wirbelrandes zu finden ist, während der warme gestörte Winter 1998/1999 maximale Absinkraten im Wirbelinneren aufweist.
10. Es wurde erstmalig eine Klimatologie des diabatischen Absinkens über einen fast fünf Jahrzehnte umfassenden Zeitraum erstellt. Die Klimatologie beinhaltet das vertikal und zeitlich aufgelöste diabatische Absinken gemittelt über den gesamten Polarwirbel. Außerdem enthält die Klimatologie Informationen über die räumliche Struktur des vertikalen Nettoluftmassentransportes als Funktion der Höhe und der äquivalenten Breite. Eine detaillierte Übersicht zu den Ergebnissen des Lagrangeschen wirbelgemittelten Absinkens der einzelnen Jahre kann im Anhang B nachgeschlagen werden. Die Intensität des wirbelgemittelten Absinkens ist von dem jeweiligen Winter, der Höhe und dem Zeitpunkt innerhalb des Winters abhängig. Für die hier betrachteten Zeit- und Höhenbereiche betragen die Werte des Absinkens im Mittel zwischen 0,6 und 4 Kelvin pro Tag. Die Informationen über die räumliche Struktur des vertikalen Nettoluftmassentransportes wurden exemplarisch für die Winter 1994/1995, 1996/1997, 1998/1999 und 1999/2000 gezeigt.
11. Die natürliche Jahr-zu-Jahr Variabilität des diabatischen Absinkens ist sehr stark ausgeprägt. Diese Variabilität ist eng mit der Temperatur im Polarwirbel verknüpft. Es konnte gezeigt werden, dass zwischen der ECMWF-Zeitreihe des diabatischen Absinkens und der Zeitreihe aus einem unabhängig analysierten Temperaturdatensatz hohe Korrelationen bestehen. Weiterhin besteht ein direkter Zusammenhang zwischen dem EP-Fluss und der Zeitreihe des Absinkens, welcher im weiteren Verlauf der Arbeit durch berechnete Korrelationen bestätigt wird.
12. Erstmals wurde der Einfluss von Transportprozessen auf die Ozongesamtsäule im arktischen Frühling direkt quantifiziert. Es wurde gezeigt, dass die interannuale Variabilität der Ozongesamtsäule im arktischen Frühling zu gleichen Anteilen durch die Variabilität der dynamischen Komponente und durch die Variabilität der chemischen Komponente beeinflusst wird. Zusammenfassend ergibt sich, dass die interannuale

Variabilität der Ozongesamtsäule fast vollständig (9/10) durch die Variabilität der Absink-Komponente, die Variabilität der Chemie-Komponente und deren Zusammenhang erklärt werden kann. Die gefundene Variabilität vom Ozoneintrag in hohen Breiten wurde mit der vertikalen Ausbreitung planetarer Wellen aus der Troposphäre in die Stratosphäre in Beziehung gesetzt. Für den betrachteten Zeitraum ergeben sich hohe Korrelationen zwischen der Absink-Komponente und dem EP-Fluss.

Anhang A

A.1 Elektromagnetische Strahlung

Die elektromagnetische Strahlung kann als ein Strom von Lichtteilchen (Photonen oder Quanten) aufgefasst werden. Im Rahmen der Quantenmechanik wurde gezeigt, dass die Photonen einerseits Teilchen- und andererseits Wellencharakter besitzen. Der Abstand zwischen zwei Wellenbergen wird als Wellenlänge bezeichnet, und die Anzahl der Wellenberge, die einen festen Punkt innerhalb von einer Sekunde passieren, entspricht der Frequenz. Für die Wellenlänge λ und die Frequenz ν gilt der Zusammenhang: $c = \nu \cdot \lambda$ mit der Lichtgeschwindigkeit $c = 2,998 \cdot 10^8$ m/s. Die Energie eines Photons E ist abhängig von der Wellenlänge und lässt sich nach der Theorie des Physikers Max Planck folgendermaßen berechnen:

$$E = h \cdot \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda}, \quad (\text{A.1})$$

wobei die Konstante $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ das Plancksche Wirkungsquantum repräsentiert. Die Gesamtheit aller elektromagnetischen Wellen, geordnet nach ihrer Wellenlänge λ wird als elektromagnetisches Spektrum bezeichnet. Die sieben verschiedenen Strahlungsarten aus denen sich das Spektrum zusammensetzt reichen von Strahlung sehr kurzer Wellenlänge (kleiner als 10^{-10} m) bis hin zu Strahlung mit extrem langer Wellenlänge (bis zu 10^4 m). Tabelle A.1 gibt eine Übersicht über das gesamte Spektrum der elektromagnetischen Wellen.

Strahlungsart	Wellenlänge
γ -Strahlen	$< 10^{-4} \mu\text{m}$
Röntgen-Strahlen	$10^{-5} - 10^{-1} \mu\text{m}$
Ultraviolettstrahlung	C $0,100 - 0,280 \mu\text{m}$ B $0,280 - 0,315 \mu\text{m}$ A $0,315 - 0,400 \mu\text{m}$
Sichtbares Licht	$0,400 - 0,760 \mu\text{m}$
Infrarotstrahlung	$0,760 - 1000 \mu\text{m}$
Mikrowellen	$0,100 - 100 \text{ cm}$
Radiowellen	$0,001 - 10 \text{ km}$

Tabelle A.1: Einteilung des elektromagnetischen Spektrums.

Die Theorie zur Beschreibung der Ausbreitung elektromagnetischer Strahlung in einem Medium wird als Strahlungstransport bezeichnet. Die wichtigsten Größen der Strahlungstransporttheorie (nach Kraus, 2001) sind in Tabelle A.2 zusammengefasst.

Strahlungsgröße	Symbol	Relation	Einheit
Strahlungsfluss	Φ		[W]
Strahlungsflussdichte	F	$F = d\Phi/dA$	[W m ⁻²]
Strahlungsintensität	I	$I = d\Phi/d\Omega$	[W sr ⁻¹]
Strahldichte	L	$L = d\Phi/(dA \cos \Phi d\Omega)$	[W m ⁻² sr ⁻¹]

Tabelle A.2: Nomenklatur von Strahlungsgrößen mit dem Flächenelement A und dem Raumwinkelelement $d\Omega$.

A.2 Die primitiven Gleichungen

Zur Beschreibung der großräumigen dynamischen und thermischen Prozesse in der Atmosphäre nutzt man die auf der Erhaltung von Impuls, Masse und Energie basierenden hydrodynamischen Grundgleichungen. Dieser vollständige Gleichungssatz kann durch die folgenden Approximationen vereinfacht werden (siehe z.B. Andrews et al., 1987):

- Der Anteil der Corioliskraft verursacht durch die horizontalen Komponenten des Erdrotationsvektors ist vernachlässigbar.
- Der Abstand eines Punktes in der Atmosphäre vom Erdmittelpunkt wird durch den Erdradius a approximiert.
- Die Vertikalkomponente der Bewegungsgleichung wird durch das hydrostatische Gleichgewicht ersetzt.

Die aus den Vereinfachungen resultierenden, so genannten primitiven Gleichungen sollen in Kugelkoordinaten (λ, ϕ, z) dargestellt werden. Dabei ist λ die geographische Länge in °E und ϕ die geographische Breite °N. Die Höhe z wird aus dem logarithmierten Druck, dem Referenzdruck p_0 und der Skalenhöhe $H = RT/g$ entsprechend der Vorschrift $z = -H \ln(p/p_0)$ berechnet. Da die Atmosphäre nicht isotherm ist und der Bodendruck variiert, sind die Höhenkoordinate z und die tatsächlichen geometrische Höhe z_* nicht identisch. Aus dem Referenzbodenwert der Dichte ρ_s und der Höhe z ergibt sich über die Relation $\rho_0 = \rho_s e^{-z/H}$ die Dichte im log- p System.

Die zeitliche Änderung des Ortes eines Luftpaketes in der Atmosphäre entspricht dem Windvektor $\mathbf{u} = (u, v, w)$ mit dem zonalen Wind u , dem meridionalen Wind v und dem vertikalen Wind w . Für eine beliebige physikalische Größe ψ bezeichnet $d\psi/dt$ die Änderung von ψ in einem bewegten Luftpaket (materielle oder substantielle Ableitung) und $\partial\psi/\partial t = \partial_t\psi$ die Änderung von ψ an einem festen Punkt (lokale Ableitung). Entsprechend dieser Notation lassen sich die zonale, meridionale und vertikale Geschwindigkeitskomponente darstellen als:

$$u = a \cos \phi \frac{d\lambda}{dt}, \quad v = a \frac{d\phi}{dt}, \quad w = \frac{dz}{dt}. \quad (\text{A.2})$$

Die materielle Ableitung einer beliebigen Größe ψ setzt sich zusammen aus ihrer lokalen zeitlichen Änderung und ihrer Advektion durch das atmosphärische Windfeld:

$$\frac{d\psi}{dt} = \partial_t\psi + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\psi = \partial_t\psi + \frac{u}{a \cos \phi} \partial_\lambda\psi + \frac{v}{a} \partial_\phi\psi + w \partial_z\psi. \quad (\text{A.3})$$

Die primitiven Gleichungen in Kugelkoordinaten mit den Unbekannten u, v, w, Θ, Φ lauten nach Andrews et al. (1987):

$$\frac{du}{dt} - \left(f + \frac{u \tan \phi}{a} \right) v + \frac{\partial_\lambda \Phi}{a \cos \phi} = X, \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{dv}{dt} + \left(f + \frac{u \tan \phi}{a} \right) u + \frac{\partial_\phi \Phi}{a} = Y, \quad (\text{A.5})$$

$$\partial_z \Phi = H^{-1} R \Theta e^{-\kappa z/H}, \quad (\text{A.6})$$

$$\frac{\partial_\lambda u + \partial_\phi(v \cos \phi)}{a \cos \phi} + \frac{\partial_z(\rho_0 w)}{\rho_0} = 0, \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{d\Theta}{dt} = Q. \quad (\text{A.8})$$

Dabei entsprechen Φ dem Geopotenzial, Q der diabatischen Heizrate, ρ_0 der Luftdichte und $f \equiv 2\Omega \sin \phi$ dem Coriolisparameter mit dem Betrag der Winkelgeschwindigkeit der Erde $\Omega = 7,292 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Die Größen (X, Y) sind horizontale Komponenten der Reibung oder anderer nichtkonservativer mechanischer Antriebe. Die ersten drei Gleichungen (A.4) - (A.6) werden auch als Bewegungsgleichungen bezeichnet, da sie das Impulsgleichgewicht in zonaler sowie meridionaler Richtung und das hydrostatische Gleichgewicht beschreiben. Die Kontinuitätsgleichung (A.7) steht für die zeitliche Erhaltung der Gesamtmasse in einem Volumen und Gleichung (A.8) beinhaltet das thermodynamische Gleichgewicht zwischen diabatischer Heizrate und potenzieller Temperatur. Das abgeschlossene Gleichungssystem besteht aus partiellen Differenzialgleichungen, welche die zeitliche und räumliche Entwicklung der physikalischen Größen \mathbf{u}, Θ und Φ beschreiben. Unter Vorgabe von geeigneten Anfangs- und Randbedingungen können die großräumigen, atmosphärischen Prozesse mit Hilfe der numerischen Lösung des Gleichungssystems dargestellt werden.

Die horizontalen Bewegungsgleichungen (A.4) und (A.5) lassen sich unter der Annahme, dass für die großräumigen Bewegungen in der Atmosphäre ein Gleichgewicht zwischen Coriolis- und Druckgradientenkraft herrscht, vereinfachen. Man kann die beiden Gleichungen um die vernachlässigbar kleinen Trägheits- und Reibungskräfte reduzieren und erhält somit eine Beziehung zwischen dem horizontalen Windvektor $\mathbf{u} = (u, v, 0)$ und dem horizontalen Gradienten des Geopotenzialfeldes:

$$f u = -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} \quad \text{und} \quad f v = \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda}. \quad (\text{A.9})$$

Diese Näherung der horizontalen Bewegungsgleichungen wird als geostrophische Approximation bezeichnet, der ihr entsprechende Wind verläuft isobarenparallel und heißt geostrophischer Wind. Er wird mit $\mathbf{u}_g = (u_g, v_g, 0)$ bezeichnet und entspricht dem wirklichen horizontalen Wind, falls Reibung, Advektion und instationäre Prozesse keine Rolle spielen.

Ersetzt man in der hydrostatischen Grundgleichung (A.6) die potenzielle Temperatur durch die Temperatur nach Gleichung (2.16), so erhält man: $\partial_z \Phi = H^{-1} R T$. Gemeinsam mit der Darstellung des zonalen geostrophischen Windes aus (A.9) ergibt sich die thermische Windrelation:

$$f \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{a} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \phi \partial z} = -\frac{R}{aH} \frac{\partial T}{\partial \phi} \quad (\text{A.10})$$

Die Gleichung zeigt, dass der vertikale Gradient des zonalen Windes proportional zum meridionalen Temperaturgradienten ist, wobei äquatorwärts zunehmende Temperaturen einen

positiven vertikalen Windgradienten ergeben. Diese Änderung des geostrophischen Windes mit der Höhe wird als thermischer Wind bezeichnet.

A.3 Atmosphärische Wellen

In der freien Atmosphäre kommt es zur Ausbildung von räumlichen und zeitlichen Schwankungen, die in den typischen physikalischen Messgrößen wie z.B. Temperatur Druck und Ozon beobachtet werden. Die Schwankungen zeichnen sich durch verschiedene Größenordnungen in Raum und Zeit aus, weshalb sie auch als atmosphärische Wellen bezeichnet werden. Im Rahmen dieser Arbeit sind besonders die planetaren Wellen und die Schwerewellen von Bedeutung, die im Folgenden näher erklärt werden.

Planetare Wellen

Planetare Wellen sind gekennzeichnet durch horizontale Wellenlängen von 1000 bis 10000 km und besitzen eine zeitliche Periode, die mehrere Tage oder länger dauert. Die Rückstellkraft für eine planetare Welle ist durch die Rotation der Erde in Form der Corioliskraft gegeben. Somit ist es möglich, den rücktreibenden Mechanismus durch die Erhaltung der absoluten Vorticity (Andrews et al., 1987) schematisch zu erläutern. Man betrachtet dazu das stark vereinfachte Modell der zweidimensionalen Bewegung einer inkompressiblen Luftmasse auf einer sphärischen Oberfläche. Bei einer meridionalen Auslenkung des Luftpaketes nach Norden kommt es aufgrund des polwärts gerichteten Gradienten der planetaren Vorticity zu einer Erhöhung derselben. Da die Summe der planetaren und relativen Vorticity (Andrews et al., 1987) eine Erhaltungsgröße ist, muss infolge der nordwärts gerichteten Auslenkung die relative Vorticity abnehmen und es kommt zu einer antizyklonalen Bewegung, in deren Verlauf die Luft nach Süden strömt. Die Wechselwirkung zwischen planetarer und relativer Vorticity sowie die südwärts gerichtete Auslenkung der Luftmasse erzeugen nun eine sich anschließende zyklonale Bewegung. Insgesamt entsteht eine sinusförmige Schwingung, welche sich relativ zum Hintergrundwind westwärts ausbreitet. Die Orographie der Erdoberfläche, besonders die großen nordhemisphärischen Gebirgszüge, stellen eine mechanische Anregung der planetaren Wellen dar. Außerdem kommt es durch die Temperaturgegensätze zwischen Land und Meer zur Entstehung dieser Wellen. Planetare Wellen werden in der Meteorologie als zonale Wellen betrachtet. Aus diesem Grund ist es sinnvoll zwischen dem zonalen Mittel einer Größe und den Fluktuationen relativ zum zonalen Mittel (engl. „eddies“¹) zu unterscheiden.

Die durch Orographie und Land-See-Kontraste angeregten Wellen haben eine zonale Phasengeschwindigkeit $c = 0$ (stationäre Wellen). Im Gegensatz dazu besitzen die so genannten wandernden Wellen eine Phasengeschwindigkeit $c \neq 0$. Um die vertikale Ausbreitung planetarer Wellen zu untersuchen, betrachtet man die linearisierte, quasi-geostrophische potenzielle Vorticitygleichung (z.B. Andrews et al., 1987). Aus der Gleichung lässt sich ableiten, dass für einen konstanten Zonalwind u die vertikale Ausbreitung planetarer Wellen nur dann möglich ist, wenn die Differenz aus der Geschwindigkeit des zonalen Windes u und der Phasengeschwindigkeit $c > 0$ und kleiner als eine kritische Windgeschwindigkeit u_c ist (Charney und Drazin, 1961). Für die Ausbreitung stationärer Wellen ergibt sich somit für den Hintergrundwind u die Bedingung: $0 < u < u_c$. Das bedeutet, dass sich stationäre Wellen nur bei Westwind ausbreiten können. Die kritische Windgeschwindigkeit u_c ist von der Wellen-

¹Die deutsche Übersetzung des Begriffs Eddy lautet Wirbel oder Strudel. Im Bereich der Atmosphärenphysik ist es auch gebräuchlich, Schwankungen relativ zum zonalen Mittel als Eddies zu bezeichnen.

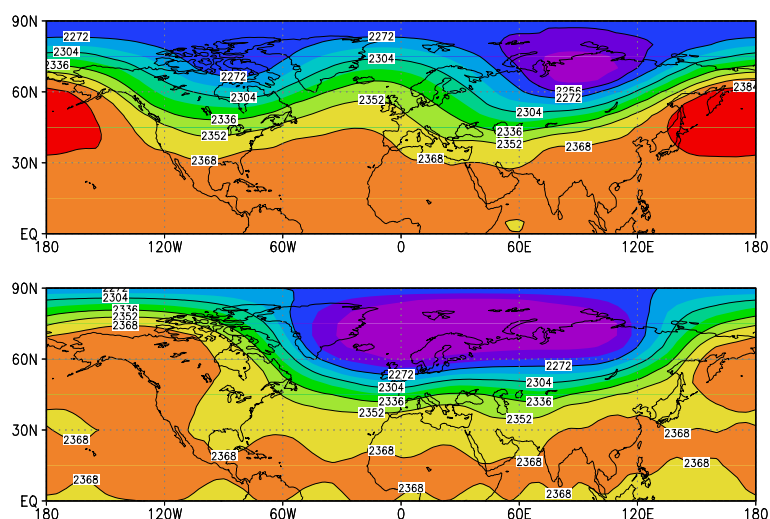


Abbildung A.1: Karten der geopotenziellen Höhe [gpdam] in 30 hPa am 17. November 1997 (oben) und am 28. Dezember 1997 (unten) (Datenquelle: Freie Universität Berlin (FUB) - Analysen).

zahl abhängig. Daher können sich im Winter bei vorherrschenden starken Westwinden nur planetare Wellen der zonalen Wellenzahl 1 bis 3 von der Troposphäre in die Stratosphäre ausbreiten. Dabei muss der Westwind für Wellen der Wellenzahl 1 kleiner als 28 m/s und für Wellen der Wellenzahl 2 kleiner als 16 m/s sein (siehe Andrews et al., 1987). Allgemein existiert eine gute Übereinstimmung zwischen der Theorie der planetaren Wellenausbreitung und den Beobachtungen in der Stratosphäre. Die Ausbreitung der planetaren Wellen 1-2 erklärt bereits 99.9% der beobachteten Varianz in der Stratosphäre (van Loon et al., 1973).

In Abb. A.1 (unten), ist eine planetare Welle der Wellenzahl 1 in dem Datenfeld der geopotenziellen Höhe auf der 30 hPa Isobaren am 28. Dezember 1997 zu erkennen. Gut einen Monat vorher lässt sich in dem entsprechenden Datenfeld die Struktur einer planetaren Welle mit zonaler Wellenzahl 2 erkennen, wie Abb. A.1 (oben) illustriert. Auch die Temperaturfelder können als Indikatoren für die planetare Wellenaktivität genutzt werden.

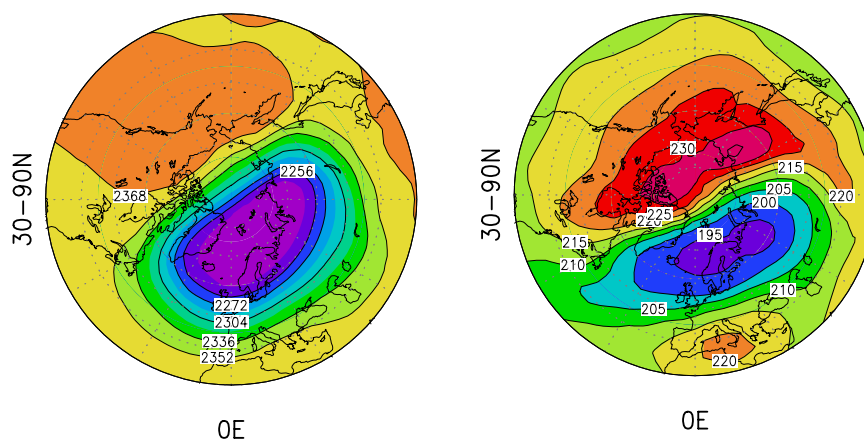


Abbildung A.2: Karten der geopotenziellen Höhe [gpdam] (links) und der Temperatur [K] (rechts) in 30 hPa am 28. Dezember 1997 (Datenquelle: FUB-Analysen).

Abb. A.2 zeigt die bereits aus Abb. A.1 bekannte planetare Welle der Wellenzahl 1 in der Karte der geopotenziellen Höhe (links) und der Temperatur (rechts), wobei die Phasen der beiden Wellen leicht versetzt sind. In der Höhenkarte kann man erkennen, dass der Polarwirbel zur europäischen Arktis hin verschoben ist. Diese asymmetrische Form und Lage des Wirbels ist typisch für die winterliche Stratosphäre der Nordhemisphäre und auch in den Mittelkarten zu sehen.

Anhang B

B.1 Lagrangesches Absinken für alle Winter

In diesem Abschnitt ist die Klimatologie des Lagrangeschen wirbelgemittelten Absinkens $\Delta\Theta_{e_\Theta, i, j}$ für $i > j, i = 2, \dots, 8, j = 1, \dots, 7$ und $e_\Theta = 400, 410, \dots, 550$ K für 47 Winter von 1957/1958 bis 2003/2004 gezeigt. Die fünf jüngsten Winter werden mit den operationellen ECMWF-Analysen berechnet und sind in Abb. B.1 zu sehen. Alle anderen Winter (Abb. B.2 bis B.8) basieren auf den ERA-40 Daten.

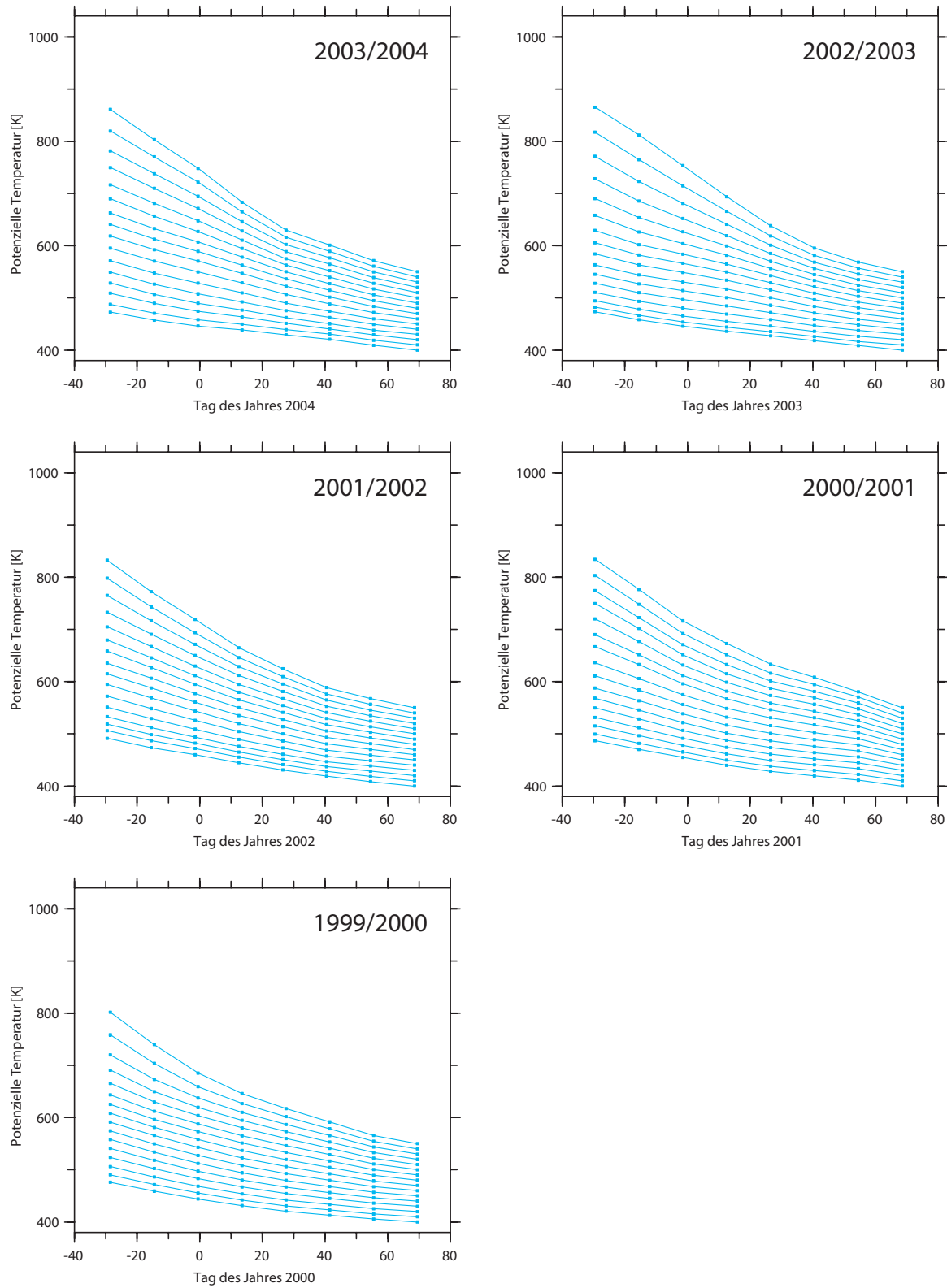


Abbildung B.1: Lagrangesches wirbelgemittelttes Absinken, opECMWF-Analyse, Winter 2003/2004 - 1999/2000.

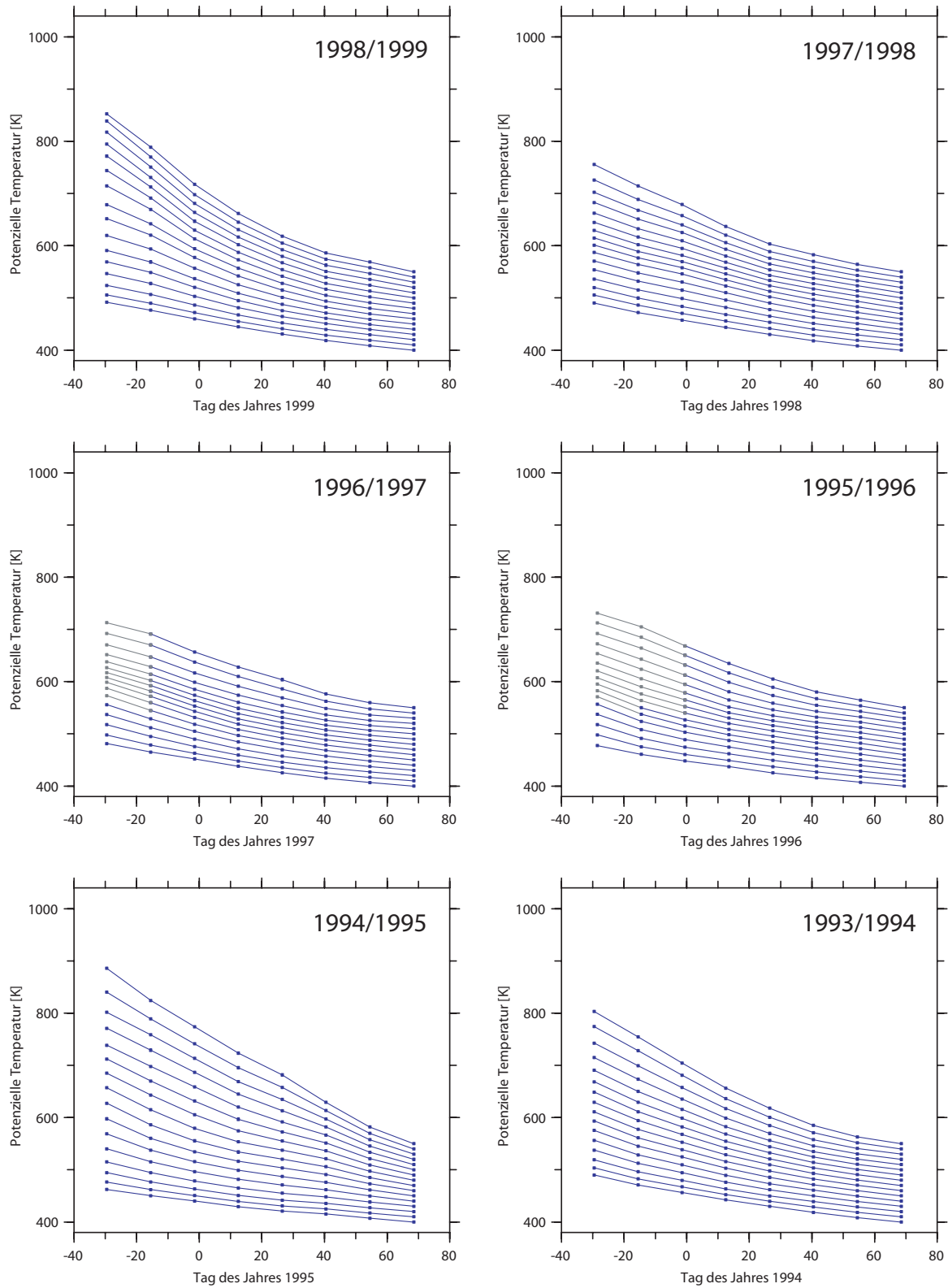


Abbildung B.2: Lagrangesches wirbelgemittelttes Absinken, ERA-40, Winter 1998/1999 - 1993/1994.

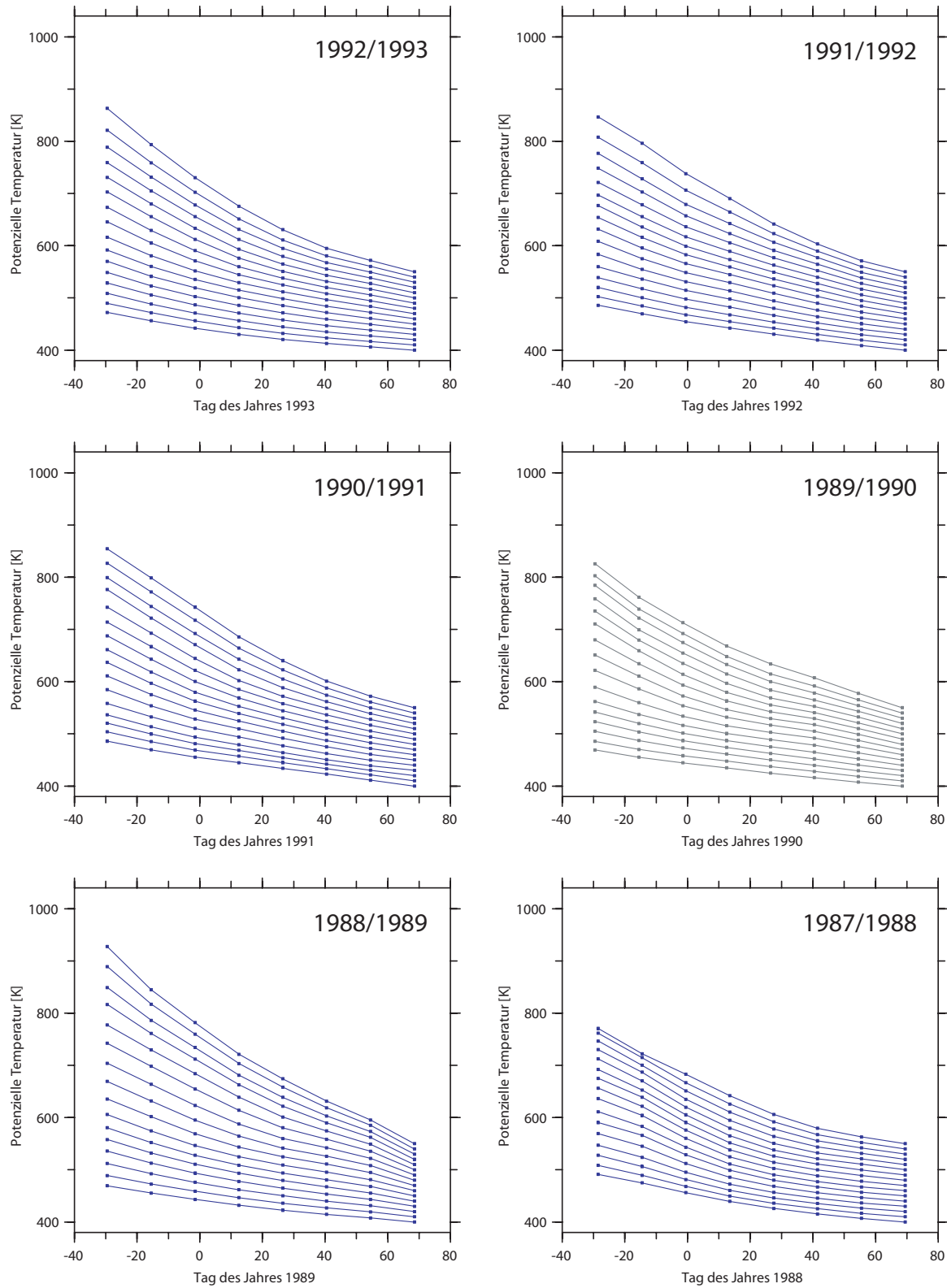


Abbildung B.3: Lagrangesches wirbelgemittelttes Absinken, ERA-40, Winter 1992/1993 - 1987/1988.

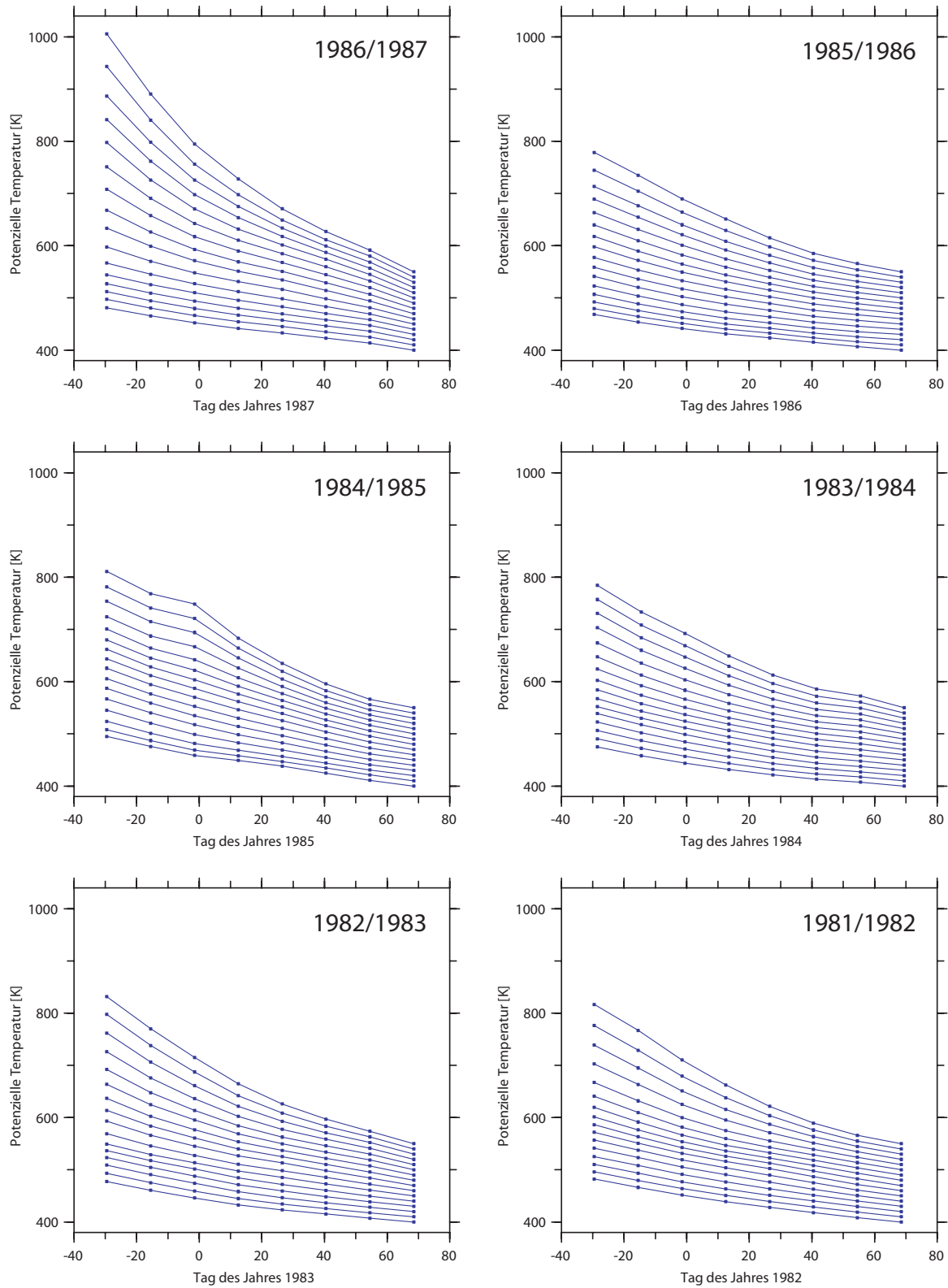


Abbildung B.4: Lagrangesches wirbelgemittelttes Absinken, ERA-40, Winter 1986/1987 - 1981/1982.

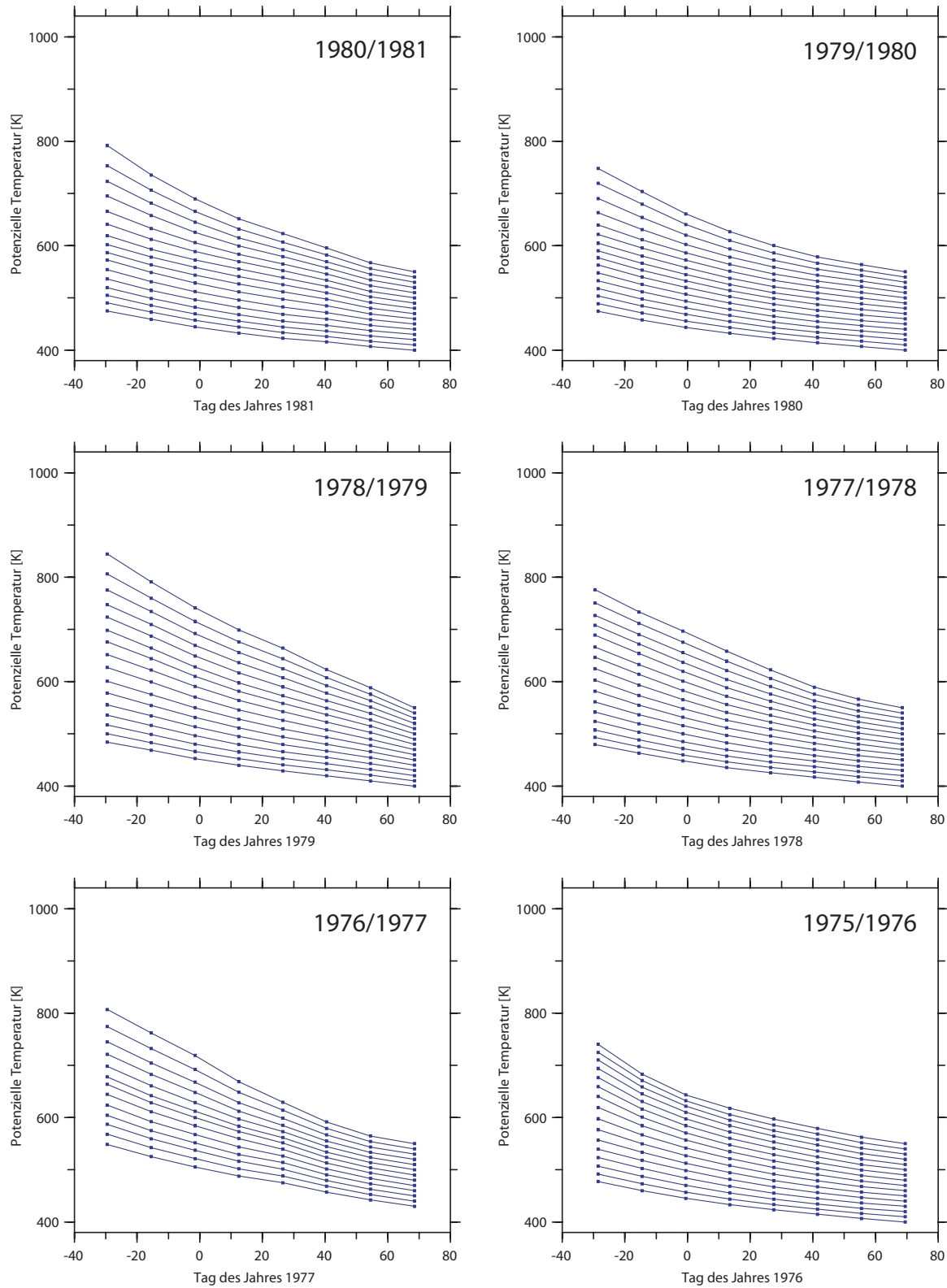


Abbildung B.5: Lagrangesches wirbelgemitteltetes Absinken, ERA-40, Winter 1980/1981 - 1975/1976.

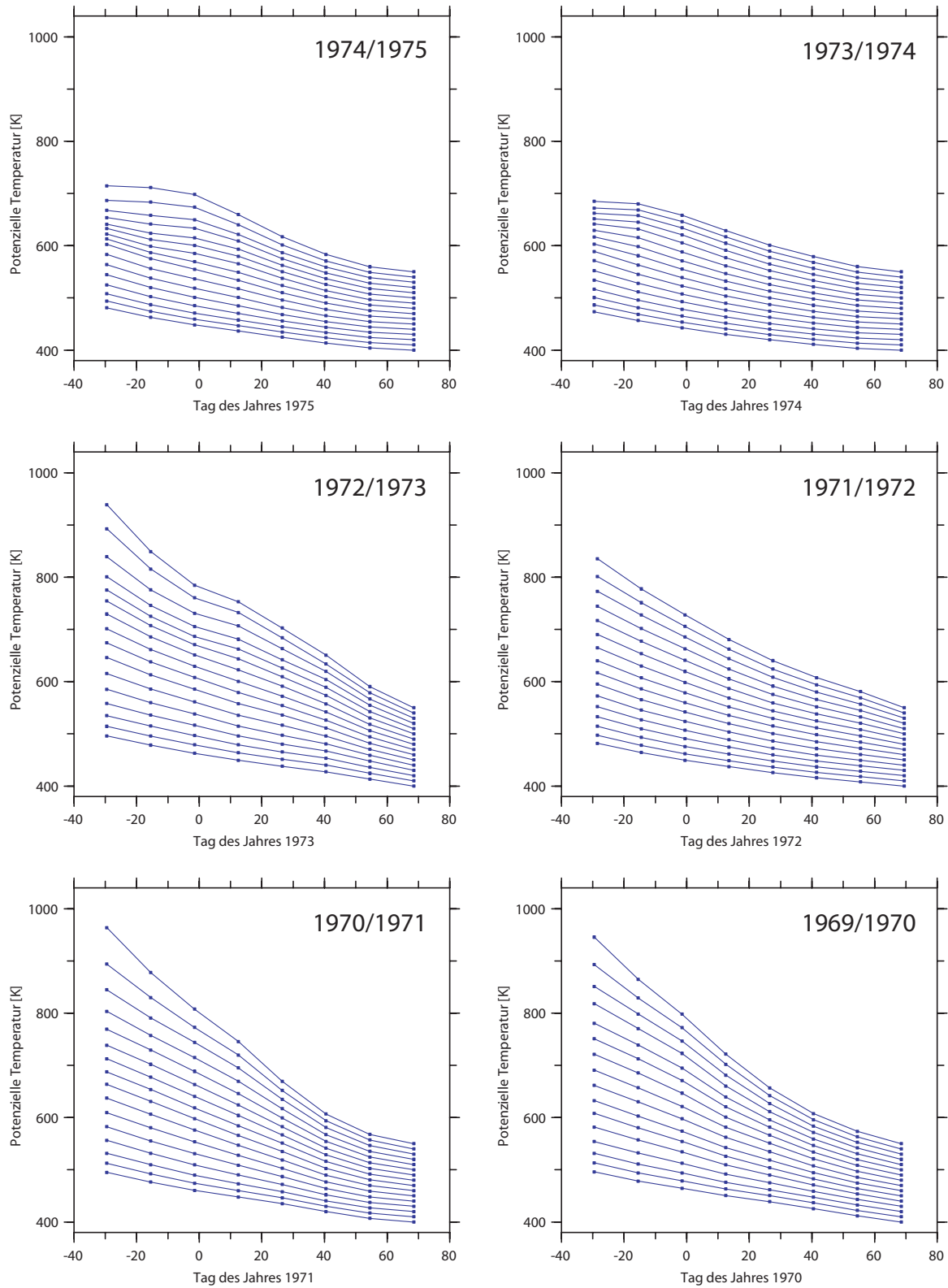


Abbildung B.6: Lagrangesches wirbelgemittelttes Absinken, ERA-40, Winter 1974/1975 - 1969/1970.

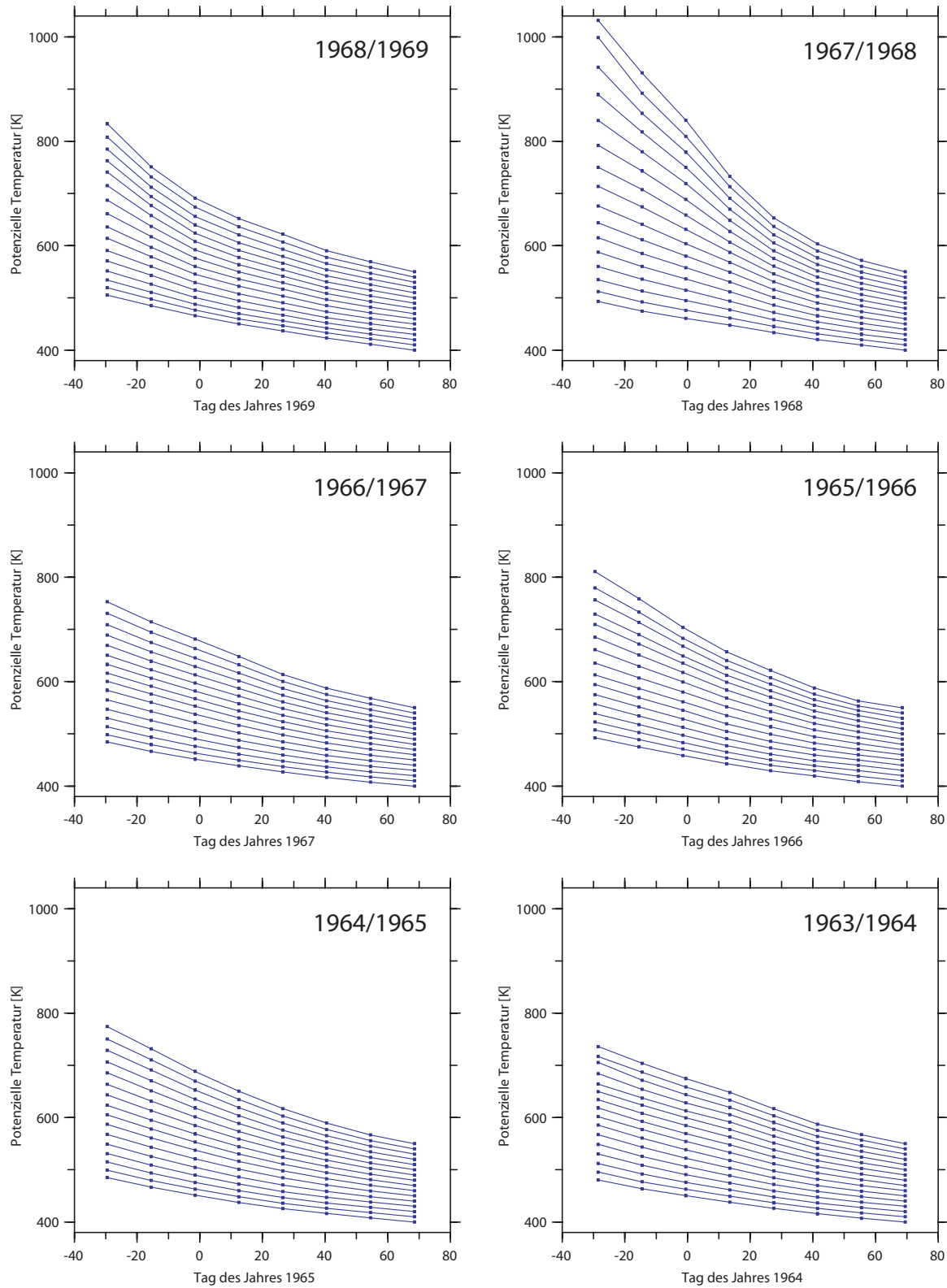


Abbildung B.7: Lagrangesches wirbelgemitteltetes Absinken, ERA-40, Winter 1968/1969 - 1963/1964.

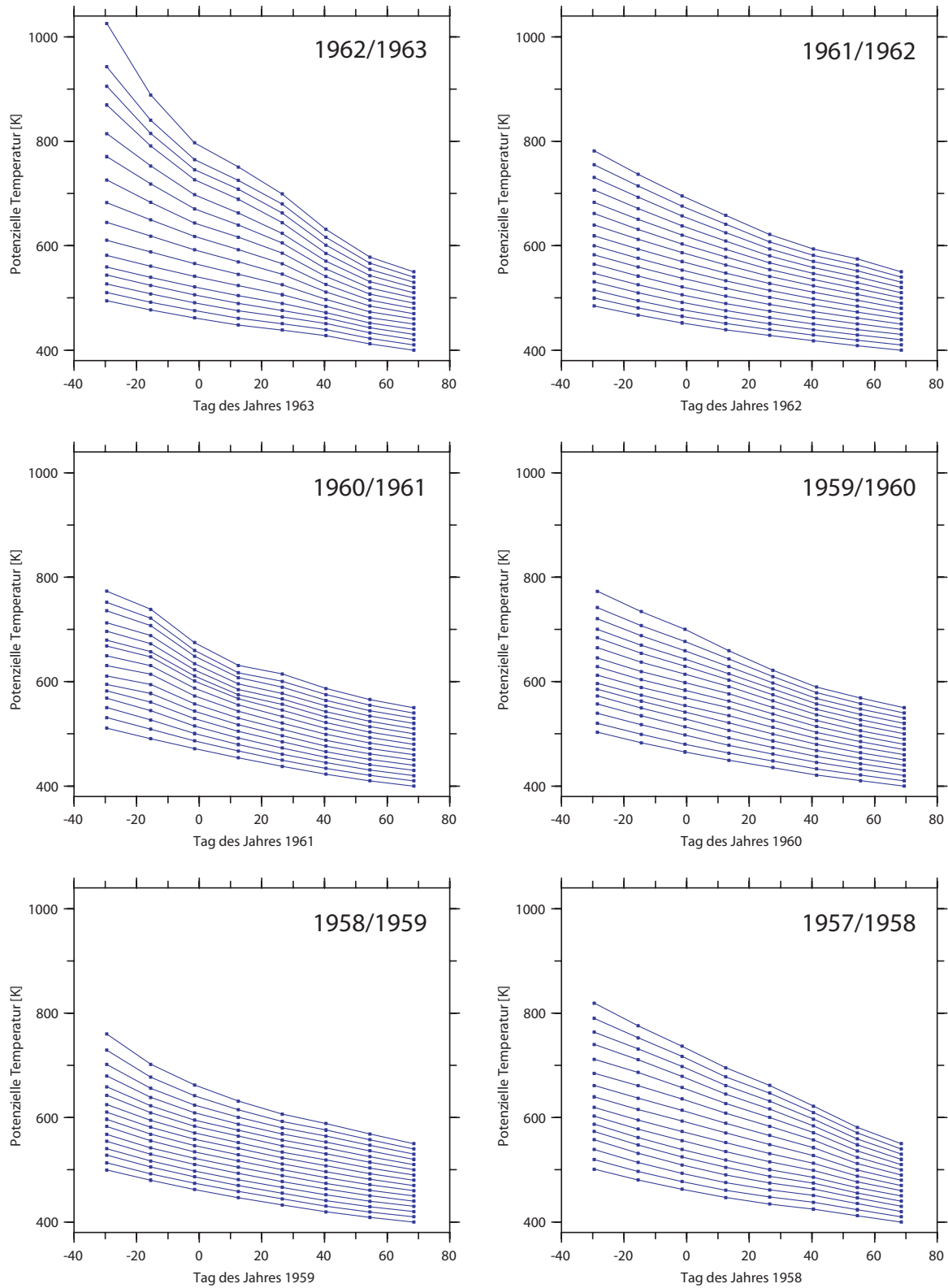


Abbildung B.8: Lagrangesches wirbelgemittelttes Absinken, ERA-40, Winter 1962/1963 - 1957/1958.

B.2 Temperaturdifferenzen ERA-40 - NCEP-REA

Im vorliegenden Abschnitt ist ein Vergleich zwischen der Temperatur aus dem ERA-40-Datensatz und dem NCEP-REA-Datensatz dargestellt. Die drei folgenden Abbildungen zeigen die Differenzen zwischen den Temperaturen aus ERA-40 und NCEP-REA für den Gitterpunkt 80°N , 10°E für die Winter von 1984/1985 bis 1999/2000. Die Differenzen sind im Bereich zwischen 500 und 10 hPa für den Zeitraum von Anfang Dezember bis Ende März des jeweiligen Winters zu sehen.

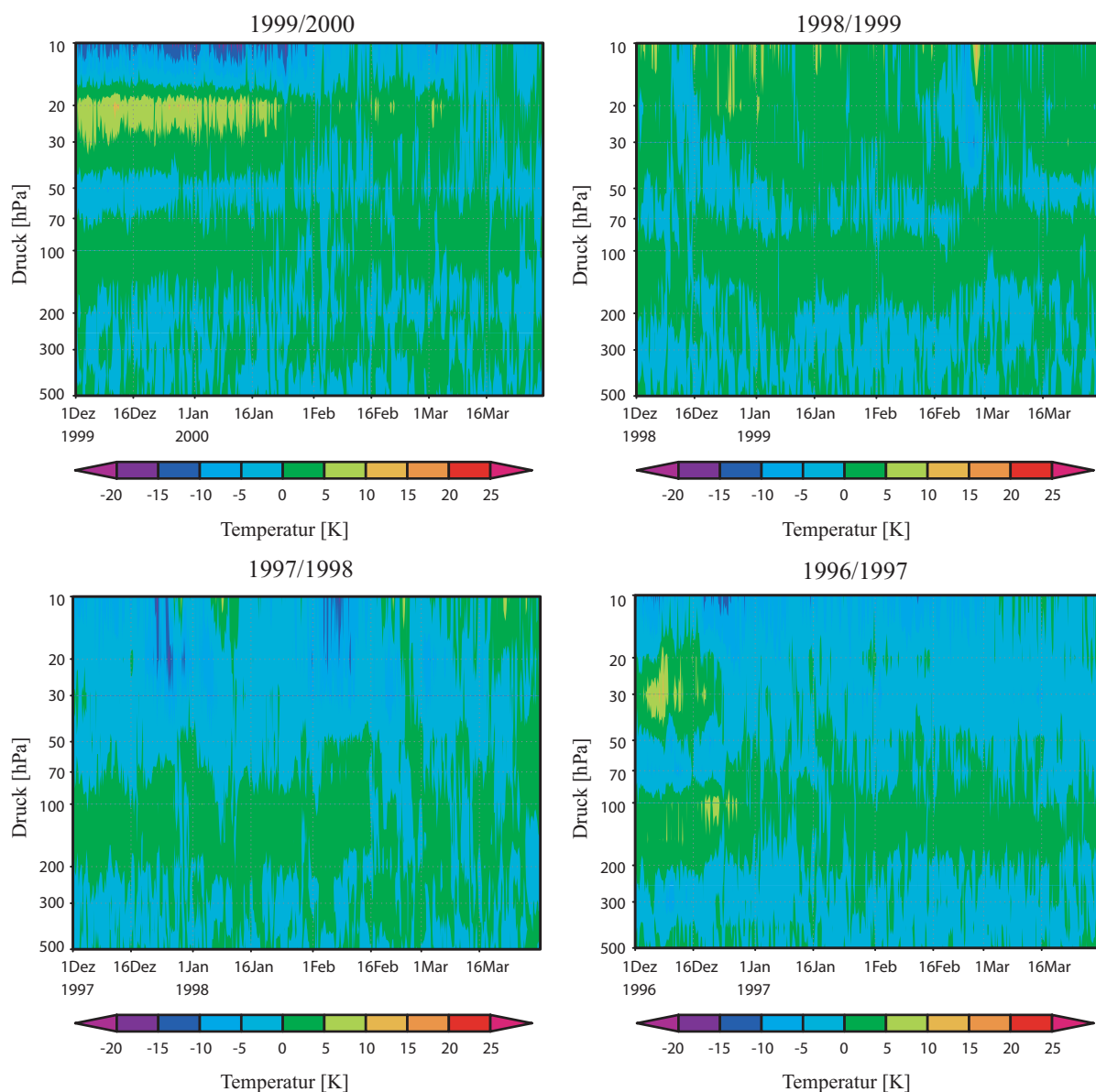


Abbildung B.9: Temperaturdifferenz zwischen ERA-40 und NCEP-REA für 80°N , 10°E von Anfang Dezember bis Ende März für die Winter 1999/2000 bis 1996/1997.

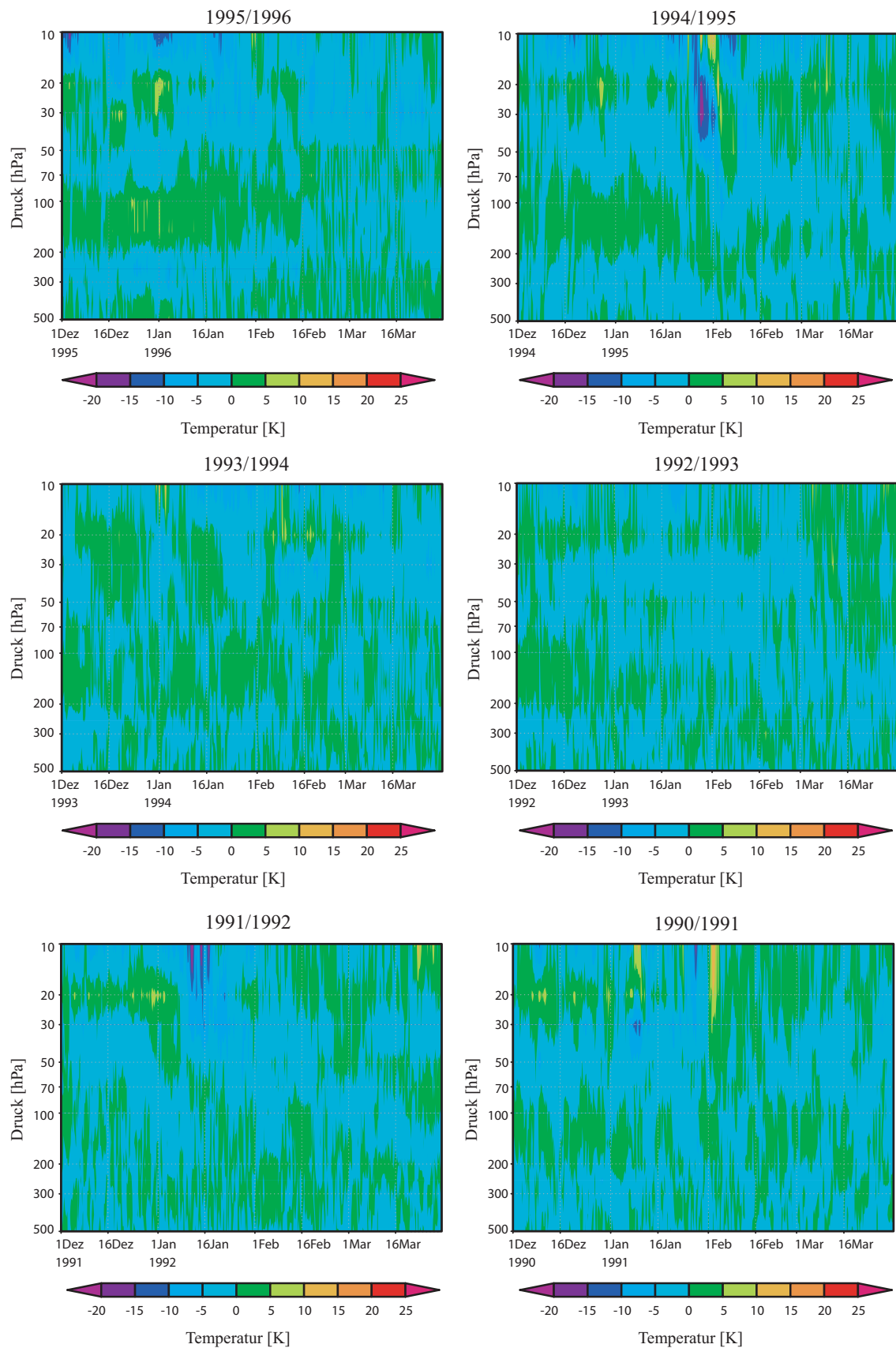


Abbildung B.10: Temperaturdifferenz zwischen ERA-40 und NCEP-REA für 80° N, 10° E von Anfang Dezember bis Ende März für die Winter 1995/1996 bis 1990/1991.

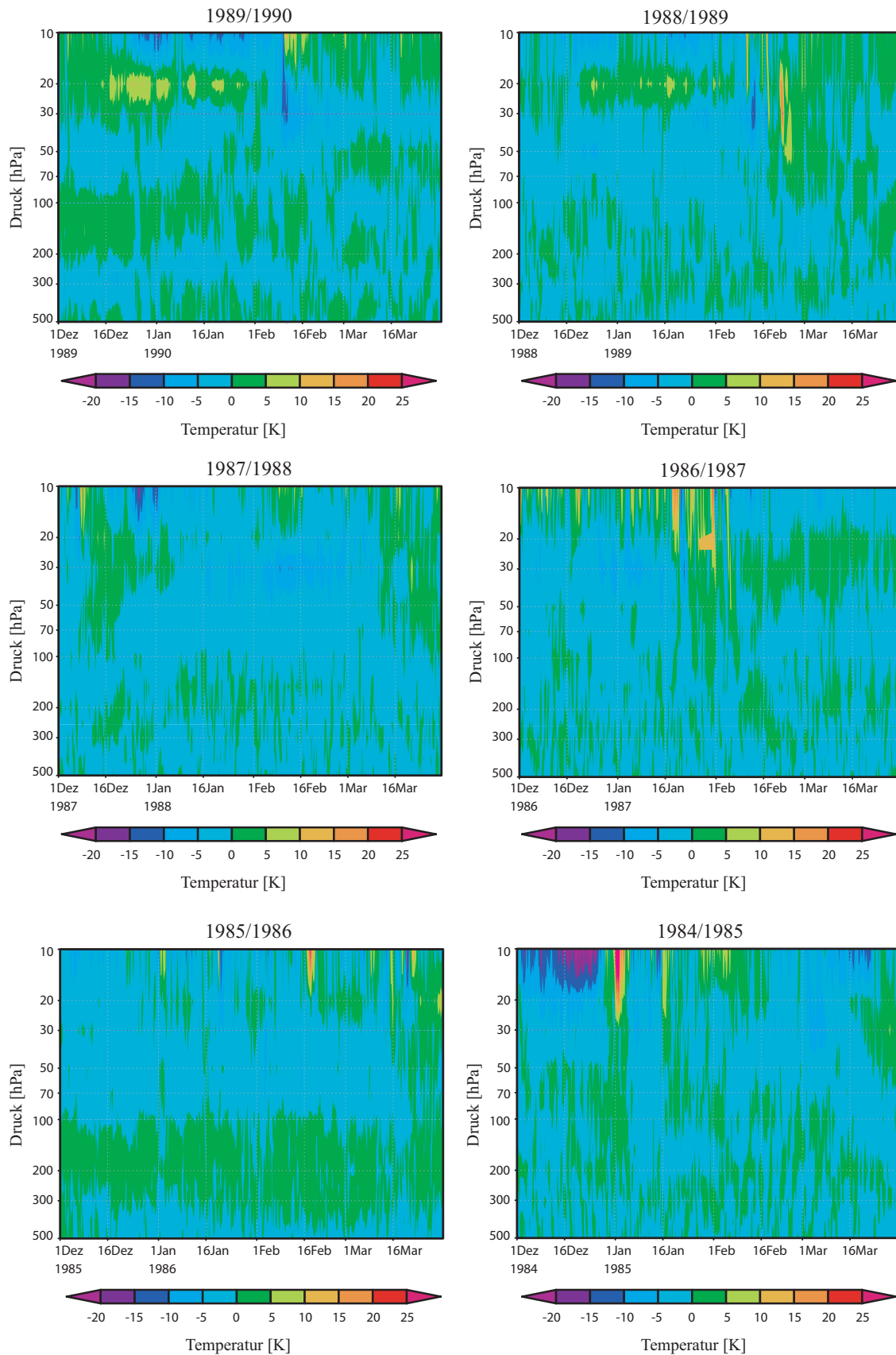


Abbildung B.11: Temperaturdifferenz zwischen ERA-40 und NCEP-REA für 80° N, 10° E von Anfang Dezember bis Ende März für die Winter 1989/1990 bis 1984/1985.

Tabellenverzeichnis

4.1	Fünf Abschnitte der ECMWF Modellläufe	51
4.2	Verfügbarkeit der ECMWF-Daten	61
6.1	Aufteilung des Berechnungszeitraumes in Zwei-Wochen-Intervalle	96
A.1	Elektromagnetisches Spektrum	145
A.2	Nomenklatur der Strahlungsgrößen	146

Abbildungsverzeichnis

2.1	Spektrale Regionen und ihr Einfluss auf die Moleküle	7
2.2	Geometrie zur Strahlung	9
2.3	Beitrag zur Strahldichte	10
2.4	Fraunhofer-Linien	11
2.5	Plancksche Kurven	12
2.6	Spektrum der solaren Strahlung	14
2.7	Absorptionsspektren	15
2.8	Global gemittelte Heizraten	15
2.9	Vertikale Temperaturstruktur der Atmosphäre	16
2.10	Profil der Ozonkonzentration und des Ozonmischungsverhältnisses	19
2.11	Polarwirbel	21
2.12	Meridionale Verteilung der Temperatur und des zonalen Windes	21
2.13	Normierte potenzielle Vorticity	23
2.14	Wirbelrand als maximaler nPV -Gradient	24
2.15	Antarktisches Ozonloch	25
2.16	Wellenantrieb und meridionale Residualzirkulation der Stratosphäre.	27
2.17	Stromlinien der gemittelten Lagrangeschen Geschwindigkeit	32
2.18	Zeitliche Entwicklung einer Stratosphärenenerwärmung	34
2.19	Polarwirbel für Nord- und Südhemisphäre	35
2.20	Minimumtemperaturen auf 50 hPa für $50^\circ - 90^\circ N$ und $50^\circ - 90^\circ S$	36
3.1	Trajektorie und numerische Approximation	41
3.2	Beispielfunktion über dem Intervall $t_n, t_n + h$ und der entsprechende Integrationsschritt für drei numerische Lösungsverfahren	42
3.3	Horizontaler Integrationsschritt entlang von Länge-Breite und entlang von Großkreisen	46
3.4	Diabatische und kinematische Trajektorie	47
3.5	Übersicht über die Trajektorienroutine	48
4.1	Datenvergleich für ERA-40, opECMWF-Analyse und NCEP-REA für den Winter 2000/2001	53
4.2	Datenvergleich für ERA-40, opECMWF-Analyse und NCEP-REA für den Winter 2001/2002	54
4.3	Breiten-Höhen-Schnitt von Ozon für ERA-40 und MLS	56
4.4	Zonal gemittelte Wasserdampfverteilung im Januar für UARS und ERA-40	57
4.5	Monatsmittel der Ozongesamtsäule aus Messungen über Bismarck, North Dakota und aus ERA-40	59
4.6	23 Standarddruckflächen und 60 Modellschichten	60
4.7	Ozonprofil für Ozonsonde, CATO und ERA-40 im Vergleich	62

5.1	Profile der Heizraten für den 16. März 1992	66
5.2	Profile der Heizraten für verschiedene geographische Breiten	67
5.3	Profile für Temperatur, Ozon und spezifische Feuchte aus ERA-40 und der opECMWF-Analyse für 16. Dezember 2001	68
5.4	Heizraten am 16. Dezember 2001 für Daten aus ERA-40 sowie opECMWF-Analyse und die entsprechende Differenz der Heizraten	69
5.5	Temperaturprofile aus ERA-40 und opECMWF-Analyse, entsprechende Heizraten und deren Differenz für 31. Dezember 2001	70
5.6	Temperaturprofile aus ERA-40 und opECMWF-Daten und entsprechende Heizraten für 22. März 2001	71
5.7	Ozonprofile aus CATO und ERA-40 und Differenz der entsprechenden Heizraten für 3. Januar 1994	72
5.8	Ozonprofile aus CATO und ERA-40 und Differenz der entsprechenden Heizraten für 3. März 1994	73
5.9	Ozonprofile aus CATO und Ozonklimatologie und Differenz der entsprechenden Heizraten für 3. März 1994	74
5.10	Ozon am 3. März 1996 für CATO, ERA-40 und die entsprechende Differenz .	74
5.11	Heizrate am 3. März 1996 für Ozon aus CATO sowie ERA-40 und die entsprechende Differenz der Heizraten	75
5.12	Wasserdampfprofile aus SAGE II und ERA-40 und Differenz der entsprechenden Heizraten für 1. Januar 1989	76
5.13	Wasserdampfprofile aus SAGE II und ERA-40 und Differenz der entsprechenden Heizraten für 1. März 1989	77
5.14	Heizratenprofile auf 23 Standarddruckflächen und auf 60 Modellschichten am 31. Januar 2002	78
5.15	Wolkenbedeckung für dreidimensionale Wolkenfelder und die Wolken auf drei Schichten am 1. Dezember 2000	79
5.16	Flüssiges Wolkenwasser für dreidimensionale Wolkenfelder und die Wolken auf drei Schichten am 1. Dezember 2000	79
5.17	Eisförmiges Wolkenwasser für dreidimensionale Wolkenfelder und die Wolken auf drei Schichten am 1. Dezember 2000	80
5.18	Prozentuale Differenz aus Heizraten basierend auf dreidimensionalen Wolkenfeldern bzw. Wolken auf drei Schichten am 1. Dezember 2000	80
5.19	Vorwärts-Rückwärts-Test für die implizite Trapezregel	83
5.20	Reale Trajektorie erzeugt durch ein konstruiertes Windfeld	84
5.21	Numerische Trajektorien angetrieben durch ein konstruiertes Windfeld für den Zeitschritt 10 Minuten.	85
5.22	Numerische Trajektorien angetrieben durch ein konstruiertes Windfeld für den Zeitschritt 60 Minuten.	85
5.23	Numerische Trajektorien angetrieben durch ein konstruiertes Windfeld für den Zeitschritt 6 h.	86
5.24	Mittlere horizontale Abweichung	87
6.1	Übersicht zu den vertikalen Windfeldern	90
6.2	Θ und nPV für Trajektorien, gestartet am 10. März 1995 auf 500 K.	93
6.3	Normierte potenzielle Wirbelstärke für Trajektorien, gestartet am 10. März 1995 auf 500 K	94

6.4	Potenzielle Temperatur der Trajektorien, die am 10. März 1995 auf 500 K gestartet wurden, für die ersten 14 Tage ihrer Laufzeit	95
6.5	Diabatisches wirbelgemitteltes Absinken für 16 Isentropen innerhalb von 14 Tagen	96
6.6	Wirbelgemitteltes Absinken über Θ_e für den Winter 1994/1995.	97
6.7	Lagrangesche Vertikalgeschwindigkeit als Funktion von ϕ_e und Θ für den Winter 1994/1995	99
6.8	Gesamtabsinken für den Winter 1994/1995 in Abhängigkeit von Θ_e und ϕ_e .	101
7.1	Lagrangesches Mittel der potenziellen Temperatur über den Verlauf des Winters 2001/2002 für Fallstudie I und II	104
7.2	Lagrangesche Absinkgeschwindigkeit für 2001/2002	105
7.3	Wirbelgemitteltes Absinken über Θ_e für Fallstudie I, II und III	106
7.4	Wirbelgemitteltes Absinken für Fallstudie I, IV, V und VI	106
7.5	Wirbelgemitteltes Absinken über Θ_e für Fallstudie VI, VII und VIII	107
7.6	Lagrangesche Vertikalgeschwindigkeit gemittelt entlang der äquivalenten Breite für 1999/2000	109
7.7	Vertikale Windfelder w_K und w_T auf 54,6 hPa am 1. Januar 2000	111
7.8	Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung für w_T und w_K	112
7.9	Potenzielle Temperatur und normierte potenzielle Wirbelstärke am 1. Dezember 2001 für Trajektorien mit $\Theta_e = 550$ K	113
7.10	Wirbelgemitteltes diabatisches Absinken für kinematische und diabatische Trajektorien.	114
7.11	Eulersche und Lagrangesche Mittel der potenziellen Temperatur für 1999/2000 und 2000/2001	115
7.12	Vergleich mit beobachtetem Absinken aus Tracermessungen	116
7.13	Im Transportmodell benutzte Kombination der beiden Datensätze	118
8.1	Lagrangesche Mittel der potenziellen Temperatur über den Verlauf der Winter 1996/1997 und 1998/1999	122
8.2	Absinken über Θ_e für die Winter 1996/1997 und 1998/1999.	123
8.3	Das Lagrangesche Absinken gemittelt entlang der äquivalenten Breite für 1996/1997	124
8.4	Das Lagrangesche Absinken gemittelt entlang der äquivalenten Breite für 1998/1999	125
8.5	Das Lagrangesche Absinken gemittelt entlang der äquivalenten Breite für 1996/1997 und 1998/1999	126
8.6	Zeitreihe des wirbelgemittelten Lagrangeschen Absinkens	127
8.7	Zeitreihe des wirbelgemittelten Absinkens mit Temperatur-Fit	129
8.8	Wirbelgemitteltes Absinken und Temperatur-Fit	130
8.9	Wirbelgemitteltes Absinken und Temperatur-Fit	131
8.10	Ozonprofile zu Beginn und Ende des Winters 2000/2001	133
8.11	Absink-Effekt für die Winter 1991/1992 bis 2003/2004	135
8.12	Schematische Darstellung der Zusammenhänge I	136
8.13	Gesamtozonsäule, chemischer Ozonabbau und dynamisch bedingte Ozonänderung	137
8.14	Korrelation von EP-Fluss und Absink-Effekt	138
8.15	Schematische Darstellung der Zusammenhänge II	139

A.1	Planetare Wellen der zonalen Wellenzahl 1 und 2	149
A.2	Planetare Wellen für geopotenzielle Höhe und Temperatur	149
B.1	Klimatologie, Winter 2003/2004 - 1999/2000	152
B.2	Klimatologie, Winter 1998/1999 - 1993/1994	153
B.3	Klimatologie, Winter 1992/1993 - 1987/1988	154
B.4	Klimatologie, Winter 1986/1987 - 1981/1982	155
B.5	Klimatologie, Winter 1980/1981 - 1975/1976	156
B.6	Klimatologie, Winter 1974/1975 - 1969/1970	157
B.7	Klimatologie, Winter 1968/1969 - 1963/1964	158
B.8	Klimatologie, Winter 1962/1963 - 1957/1958	159
B.9	Temperaturdifferenz: ERA-40 und NCEP-REA, 1999/2000 bis 1996/1997 . .	160
B.10	Temperaturdifferenz: ERA-40 und NCEP-REA, 1995/1996 bis 1990/1991 . .	161
B.11	Temperaturdifferenz: ERA-40 und NCEP-REA, 1989/1990 bis 1984/1985 . .	162

Literaturverzeichnis

- Andersson, E., Haseler, J., Undén, P., Courtier, P., Kelly, G., Vasiljevic, D., Brankovic, C., Cardinali, C., Gaffard, C., Hollingsworth, A., Jakob, C., Janssen, P., Klinker, E., Lanzinger, A., Miller, M., Rabier, F., Simmons, A., Strauss, B., Thépaut, J.-N., und Viterbo, P., 1998. The ECMWF implementation of three dimensional variational assimilation (3D-Var). Part III: Experimental results. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 124, 1831–1860.
- Andrews, D. G., 2000. *An Introduction to Atmospheric Physics*. Cambridge University Press.
- Andrews, D. G., Holton, J., und Leovy, C., 1987. *Middle Atmosphere Dynamics*. Academic Press, London.
- Andrews, D. G. und McIntyre, M. E., 1976. Planetary waves in horizontal and vertical shear: the generalised Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration. *J. Atmos. Sci.*, 33, 2031–2048.
- Andrews, D. G. und McIntyre, M. E., 1978. Generalised Eliassen-Palm and Charney-Drazin theorems for waves on axisymmetric mean flows in compressible atmospheres. *J. Atmos. Sci.*, 35, 175–185.
- Appenzeller, C. und Holton, J. R., 1997. Tracer lamination in the stratosphere, a global climatology. *J. Geophys. Res.*, 102, 13 555–13 659.
- Barnett, J. J. und Corney, M., 1985. Middle atmosphere reference model derived from satellite data. *Handbook MAP*, 16, 47–85.
- Bates, D. R. und Nicolet, M., 1950. The photochemistry of atmospheric water vapor. *J. Geophys. Res.*, 55, 301.
- Bithell, M., Gray, L., Harries, J., Russell, J., und Tuck, A., 1994. On the synoptic interpretation of HALOE measurements using PV analyses. *J. Atmos. Sci.*, 51, 2942–2956.
- Brasseur, G. und Solomon, S., 1984. *Aeronomy of the Middle Atmosphere*. D. Reidel Publishing Company.
- Brewer, A. W., 1949. Evidence for a world circulation provided by the measurements of helium and water vapour distribution in the stratosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 75, 351–363.
- Butchart, N. und Remsberg, E. E., 1986. The area of the stratospheric polar vortex as a diagnostic for tracer transport on an isentropic surface. *J. Atmos. Sci.*, 43, 1319–1339.

- Butcher, J. C., 1987. *The numerical analysis of ordinary differential equations: Runge-Kutta and general linear methods*. Wiley-Interscience, New York.
- Butz, A., Bösch, H., Camy-Peyret, C., Chipperfield, M., Dorf, M., Dufour, G., Grunow, K., Jeseck, P., Kühl, S., Payan, S., Pepin, I., Pukite, J., Rozanov, A., Savigny, C., Sioris, v. C., Weidner, F., und Pfeilsticker, K., 2006. Inter-comparison of stratospheric O₃ and NO₂ abundances retrieved from balloon borne direct sun observations and Envisat/SCIAMACHY limb measurements. *Atmos. Chem. Phys.*, 6, 1293–1314.
- Cariolle, D. und Déqué, M., 1986. Southern hemisphere medium-scale waves and total ozone disturbances in a spectral general circulation model. *J. Geophys. Res.*, 91, 10 825–10 846.
- Chapman, S., 1930. A theory of upper atmospheric ozone. *Memoirs of the Royal Society*, 3, 103–125.
- Charney, J. G. und Drazin, P. G., 1961. Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 66, 83–109.
- Chevallier, F., Bauer, P., Kelly, G., Jakob, C., und McNally, T., 2001. Model clouds over oceans as seen from space: comparison with HIRS/2 and MSU radiances. *Journal of Climate*, 14, 4216–4229.
- Chiou, E., McCormick, M., und Chu, W., 1997. Global water vapor distributions in the stratosphere and upper troposphere derived from 5.5 years of SAGE II observations (1986–1991). *J. Geophys. Res.*, 102, 19,105–19,118.
- Chiou, E., McCormick, M., McMaster, L., Chu, W., Larsen, J., Rind, D., und Oltmans, S., 1993. Intercomparison of stratospheric water vapor observed by satellite experiments: Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II versus Limb Infrared Monitor of the Stratosphere and Atmospheric Trace Molecule Spectroscopy. *J. Geophys. Res.*, 98, 4875–4887.
- Chu, W., Chiou, E., Larsen, J., Thomason, L., Rind, D., Buglia, J., Oltmans, S., McCormick, M., und McMaster, L., 1993. Algorithms and sensitivity analyses for SAGE II water vapor retrieval. *J. Geophys. Res.*, 98, 4857–4866.
- Crutzen, P., 1971. Ozone production rates in an oxygen-hydrogen-nitrogen oxide atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 76, 7311–7327.
- Crutzen, P. und Arnold, F., 1986. Nitric acid cloud formation in the cold Antarctic stratosphere: a major cause for the springtime “ozone hole”. *Nature*, 324, 651–655.
- Danielsen, E. F., 1961. Trajectories: Isobaric, Isentropic and Actual. *J. Meteorol.*, 18, 479–486.
- Dethof, A., 2003. Aspects of modelling and assimilation for the stratosphere at ECMWF. *SPARC Newsletter*, 21.
- Dethof, A. und Hólm, E. V., 2002. Ozone in ERA-40: 1991–1996. *ERA-40 Project Report Series 1*.
- Dethof, A. und Hólm, E. V., 2004. Ozone assimilation in the ERA-40 reanalysis project. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 130, 2851–2872.

- Dobson, G. M. B., 1956. Origin and distribution of polyatomic molecules in the atmosphere. *Proc. Roy. Soc. London*, A236, 187–193.
- Dobson, G. M. B., Harrison, D. N., und Lawrence, J., 1929. Measurements of the amount of ozone in the earth's atmosphere and its relation to other geophysical conditions. *Proc. Roy. Soc.*, Series A, 122, 456–486.
- Dorf, M., Bösch, H., Butz, A., Camy-Peyret, C., Chipperfield, M. P., Engel, A., Goutail, F., Grunow, K., Hendrick, F., Hrechanvy, S., Naujokat, B., Pommereau, J.-P., Roozendael, M. V., Sioris, C., Strohm, F., Weidner, F., und Pfeilsticker, K., 2005. Balloon-borne stratospheric BrO measurements: comparison with Envisat/SCIAMACHY BrO limb profiles. *Atmos. Chem. Phys. Discuss.*, 5, 13 011–13 052.
- Dubuisson, P., Buriez, J.-C., und Fouquart, Y., 1996. High spectral resolution solar radiative transfer in absorbing and scattering media: Application to the satellite simulation. *J. Quant. Spectros. Radiat. Transfer*, 55, 103–126.
- Dunkerton, T. J., 1978. On the mean meridional mass motions of the stratosphere and mesosphere. *J. Atmos. Sci.*, 35, 2325–2333.
- Dunkerton, T. J. und Delisi, D. P., 1986. Evolution of potential vorticity in the winter stratosphere of January - February 1979. *J. Geophys. Res.*, 91, 1199–1208.
- Ebert, E. E. und Curry, J. A., 1992. A parameterization for ice optical properties for climate models. *J. Geophys. Res.*, 97D, 3831–3836.
- Eliassen, A. und Palm, E., 1961. On the transfer of energy in stationary mountain waves. *Geophys. Publ.*, 22, 1–23.
- Farman, J., Gardiner, B., und Shanklin, J., 1985. Large losses of total ozone in Antarctica reveal seasonal ClO_x/NO_x interaction. *Nature*, 315, 207 – 210.
- Fortuin, J. P. F. und Langematz, U., 1994. An update on the global ozone climatology and on concurrent ozone and temperature trends. *Proceedings SPIE Atmospheric Sensing and Modeling*, 2311, 207–216.
- Fouquart, Y., 1987. *Radiative transfer in climate modeling*. NATO Advanced Study Institute on Physically-Based Modeling and Simulation of Climate and Climate Changes, Erice, Sicily, 11-23 May 1986, M.E. Schlesinger, Ed., 223-283.
- Fouquart, Y. und Bonnel, B., 1980. Computations of solar heating of the earth's atmosphere: A new parameterization. *Beitr. Phys. Atmos.*, 53, 35–62.
- Fraunhofer, J., 1814. Bestimmung des Brechungs- und Farbzerstreuungs-Vermögens verschiedener Glasarten in Bezug auf die Vervollkommnung der achromatischen Fernröhre. *Denkschriften der Königlichen Akademie der Wissenschaften*.
- Fu, Q. und Liou, K. N., 1992. On the correlated k-distribution method for radiative transfer in nonhomogeneous atmospheres. *J. Atmos. Sci.*, 49, 2139–2156.
- Fu, Q. und Liou, K. N., 1993. Parameterization of the radiative properties of cirrus clouds. *J. Atmos. Sci.*, 50, 2008–2025.

- Fueglistaler, S., Wernli, H., und Peter, T., 2004. Tropical troposphere-to-stratosphere transport inferred from trajectory calculations. *J. Geophys. Res.*, 109, doi:10.1029/2003JD004069.
- Fusco, A. C. und Salby, M. L., 1999. Interannual variations of total ozone and their relationship to variations of planetary wave activity. *Journal of Climate*, 12, 1619–1629.
- Garcia, R. und Boville, B., 1994. “Downward control” of the mean meridional circulation and temperature distribution of the polar winter stratosphere. *J. Atmos. Sci.*, 51, 2238–2245.
- Gettelman, A., Forster, P. M. F., Fujiwara, M., Fu, Q., Vomel, H., Gohar, L. K., Johanson, C., und Ammeraman, M., 2004. The radiation balance of the tropical tropopause layer. *J. Geophys. Res.*, 109, D07103, doi:10.1029/2003JD004190.
- Gobiet, A., Foelsche, U., Steiner, A., Borsche, M., Kirchengast, G., und Wickert, J., 2005. Climatological validation of stratospheric temperatures in ECMWF operational analyses with CHAMP radio occultation data. *Geophys. Res. Lett.*, 32, L12806, doi:10.1029/2005GL022617.
- Greenblatt, J. B., Jost, H.-J., Loewenstein, M., Podolske, J. R., Hurst, D. F., Elkins, J. W., Schauffler, S. M., Atlas, E. L., Herman, R. L., Webster, C. R., Bui, T. P., Moore, F. L., Ray, E., Oltmans, A. S., Vömel, H., Blavier, J.-F., Sen, B., Stachnik, R. A., Toon, G. C., Engel, A., Müller, M., Schmidt, U., Bremer, H., Pierce, R. B., Sinnhuber, B.-M., Chipperfield, M., und Lefèvre, F., 2002. Tracer-based determination of vortex descent in the 1999/2000 Arctic winter. *J. Geophys. Res.*, 107(D20), 8279, doi:10.1029/2001JD000937.
- Grunow, K., Konopka, P., Naujokat, B., Pfeilsticker, K., und Reimer, E., 2004. Matching aircraft and balloon-borne measurements with ENVISAT observations: Comparison of two trajectory calculation tools. *Geophysical Research Abstracts*, 6, 02843.
- Hairer, E., Nørsett, S., und Wanner, G., 1987. *Solving Ordinary Differential Equations I. Nonstiff Problems*. Springer Series in Comput. Mathematics, Vol. 8, Springer-Verlag.
- Hairer, E. und Wanner, G., 1991. *Solving Ordinary Differential Equations II: Stiff and Differential-Algebraic Problems*. Springer Series in Comput. Mathematics, Vol. 14, Springer-Verlag.
- Hall, T. M. und Plumb, R. A., 1994. Age as a diagnostic of stratospheric transport. *J. Geophys. Res.*, 99, 1059–1079.
- Hanson, D. und Mauersberger, K., 1988. Laboratory studies of nitric acid trihydrate: Implications for the south polar stratosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 15, 855–858.
- Haynes, P. H., Marks, C. J., McIntyre, M. E., Shepherd, T. G., und Shine, K. P., 1991. On the “downward control” of extratropical diabatic circulations by eddy-induced mean zonal forces. *J. Atmos. Sci.*, 48, 651–678.
- Haynes, P. H. und Shuckburgh, E. F., 2000. Effective diffusivity as a diagnostic of atmospheric transport. Part I: stratosphere. *J. Geophys. Res.*, 105, 22777–22794.
- Hernandez, A., Kelly, G., und Uppala, S., 2004. The TOVS/ATOVS observing system in ERA-40. *ERA-40 Project Report Series*, No. 16.

- Holton, J. R., Haynes, P. H., McIntyre, M. E., Douglass, A. R., Rood, R. B., und Pfister, L., 1995. Stratosphere–troposphere exchange. *Revs. Geophys.*, 33, 403–439.
- Jakob, C., 1994. The impact of the new cloud scheme on ECMWF’s Integrated Forecasting System (IFS). In *Proceedings of ECMWF/GEWEX Workshop on Modelling, Validation and Assimilation of Clouds*. ECMWF.
- Jakob, C., 1998. Cloud cover in the ECMWF Reanalysis. *Journal of Climate*, 12, 947–959.
- Jones, R. L., Pyle, J. A., Harries, J. E., Zavody, A. M., Russell III, J. M., und Gille, J. C., 1986. The water vapor budget of the stratosphere studied using LIMS and SAMS satellite data. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 112, 1127–1143.
- Kirch, U., 1985. *Ein objektives, dreidimensionales Trajektorien-Modell zur Untersuchung großräumiger Strömungen*. Diplomarbeit, Met. Inst. FU Berlin.
- Knudsen, B. M., Pommereau, J.-P., Garnier, A., Nunes-Pinharanda, M., Denis, L., Newman, P., Letrenne, G., und Durand, M., 2002. Accuracy of analyzed stratospheric temperatures in the winter Arctic vortex from infrared Montgolfier long-duration balloon flights 2. Results. *J. Geophys. Res.*, 107, doi:10.1029/2001JD001329.
- Kraus, H., 2001. *Die Atmosphäre der Erde*. Springer.
- Labitzke, K. G., 1999. *Die Stratosphäre*. Springer.
- Lacis, A. A. und Oinas, V., 1991. A description of the correlated k distributed method for modeling nongray gaseous absorption, thermal emission, and multiple scattering in vertically inhomogeneous atmospheres. *J. Geophys. Res.*, 96, doi:10.1029/90JD01945.
- Langematz, U., Labitzke, K., und Reimer, E., 1987. Synoptic analysis and trajectories during the MAP/GLOBUS campaign 1983. *Planet. Space Sci.*, 35(5), 525–538.
- Leder, S., Labitzke, K., und Loon, H. V., 1997. Comparison between NCEP and FUB analyses of the stratosphere. *Proc. First Int. Conf. on Reanalyses, Abstract Digest/WCRP*, Seite 153.
- Liou, K. N., Fu, Q., und Ackerman, T. P., 1988. A simple formulation of the delta-four-stream approximation for radiative transfer parameterization. *J. Atmos. Sci.*, 45, 1940 – 1947.
- London, J., 1980. *In Proceedings of the Nato Advanced Institute on Atmospheric Ozone (Portugal)*. U.S. Dept. of Transportation, FAA - Washington, D.C., USA No. FAA-EE-80-20.
- Manney, G. L., Allen, D. R., Krüger, K., Naujokat, B., Santee, M. L., Sabutis, J. L., Pawson, S., Swinbank, R., Randall, C. E., Simmons, A. J., und Long, C., 2005. Diagnostic comparison of meteorological analyses during the 2002 Antarctic winter. *Mon. Weather Rev.*, 133, 1261–1278.
- Manney, G. L., Froidevaux, L., Waters, J., Zurek, R., Read, W., Elson, L., Kumer, J., Mergenthaler, J., Roche, A., O’Neill, A., Harwood, R. S., MacKenzie, I., und Swinbank, R., 1994a. Chemical depletion of ozone in the Arctic lower stratosphere during winter 1992-93. *Nature*, 370(6489), 429–434.

- Manney, G. L., Sabutis, J. L., und Swinbank, R., 2001. A unique stratospheric warming event in November 2000. *Geophys. Res. Lett.*, 106, 2629–2632.
- Manney, G. L., Zurek, W. R., O'Neill, A., und Swinbank, R., 1994b. On the motion of air through the stratospheric polar vortex. *J. Atmos. Sci.*, 51, 2973–2994.
- Marquardt, C., 1998. *Die tropische QBO und dynamische Prozesse in der Stratosphäre*. Doktorarbeit, Fachbereich Geowissenschaften der Freien Universität Berlin.
- McCormick, M., Chiou, E., McMaster, L., Chu, W., Larsen, J., Rind, D., und Oltmans, S., 1993. Annual variations of water vapor in the stratosphere and upper troposphere observed by the Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II. *J. Geophys. Res.*, 98, 4867–4874.
- McCormick, M. P., 1987. SAGE II: An overview. *Adv. Space Res.*, 7, 219–226.
- McElroy, M. B., Salawich, R. J., Wofsy, S. C., und Logan, J. A., 1986. Antarctic ozone: reductions due to synergistic interactions of chlorine and bromine. *Nature*, 321, 759 – 762.
- McIntyre, M. E., 1980. Towards a Lagrangian-mean description of stratospheric circulations and chemical transports. *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 296, 129–148.
- McIntyre, M. E. und Palmer, T. N., 1983. Breaking planetary waves in the stratosphere. *Nature*, 305, 593–600.
- Meijer, E., Bregman, B., Segers, A., und van Velthoven P.F.J., 2004. The influence of data assimilation on the age of air calculated with a global chemistry-transport model using ECMWF wind fields. *Geophys. Res. Lett.*, 31, L23 114, doi:10.1029/2004GL021 158.
- Mlawer, E. J., Taubman, S. J., Brown, P. D., Iacono, M. J., und Clough, S. A., 1997. Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres: RRTM, a validated correlated-k model for the longwave. *J. Geophys. Res.*, 102, 16,663–16,682.
- Molina, L. T. und Molina, M. J., 1987. Production of Cl₂O₂ from the self-reaction of the ClO radical. *J. Phys. Chem.*, 91, 433–436.
- Molina, M. J. und Rowland, F. S., 1974. Stratospheric sink for chlorofluoromethanes: Chlorine atom-catalysed destruction of ozone. *Nature*, 249, 810–812.
- Mueller, R., Peter, T., Crutzen, P., Oelhaf, H., Adrian, G., Clarmann, T., Wegner, A., Schmidt, U., und Lary, D., 1994. Chlorine chemistry and the potential for ozone depletion in the Arctic stratosphere in the winter of 1991/92. *Geophys. Res. Lett.*, 21(13), 1427–1430.
- Murgatroyd, R. J. und Singleton, F., 1961. Possible meridional circulations in the stratosphere and mesosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 87, 125–135.
- Nash, E. R., Newman, P. A., Rosenfield, J. E., und Schoeberl, M. R., 1996. An objective determination of the polar vortex using Ertel's potential vorticity. *J. Geophys. Res.*, 101/D5, 9471–9478.
- Naujokat, B., Krüger, K., Matthes, K., Hoffmann, J., Kunze, M., und Labitzke, K., 2002. The early major warming in December 2001 - exceptional? *J. Geophys. Res.*, 29(21), 2023, doi: 10.1029/2002GL015316.

- Naujokat, B., Labitzke, K., Lenschow, R., Rajewski, B., Wiesner, M., und Wohlfahrt, R.-C., 1995. The stratospheric winter 1994/95: A cold winter with a strong minor warming. *Beilage zur Berliner Wetterkarte*, SO 24/95.
- Naujokat, B. und Pawson, S., 1998. The unusual cold, persistent vortex in spring 1997. *BMBF Air Poll.Res.Rep.*, 66, 50–53.
- Newman, P., Nash, E., und Rosenfield, J., 2001. What controls the temperature of the Arctic stratosphere during the spring? *J. Geophys. Res.*, 106, 19,999–20,010.
- Norton, W. A., 1994. Breaking rossby waves in a model stratosphere diagnosed by a vortex-following coordinates and a contour advection technique. *J. Atmos. Sci.*, 51, 654–673.
- Pawson, S. und Naujokat, B., 1999. The cold winters of the middle 1990s in the northern lower stratosphere. *J. Geophys. Res.*, 104, 14 209–14 222.
- Pawson, S., Naujokat, B., und Labitzke, K., 1995. On the polar stratospheric cloud formation potential of the northern stratosphere. *J. Geophys. Res.*, 100, 23 215–23 225.
- Penndorf, R., 1957. Tables of the refractive index for standard air and the Rayleigh scattering coefficient for the spectral region between 0.2 and 20 mm and their applications to atmosphere optics. *J. Opt. Soc. Amer.*, 47, 176–182.
- Petersen, R. A. und Uccellini, L. W., 1979. The computation of isentropic atmospheric trajectories using a „discrete model“ formulation. *Mon. Weather Rev.*, 107, 566–574.
- Plumb, R., Heres, W., Neu, J. L., Mahowald, N., del Corral, J., Toon, G. C., Ray, E., Moore, F., und Andrews, A. E., 2002. Global tracer modeling during SOLVE: high latitude descent and mixing. *J. Geophys. Res.*, 108, doi:10.1029/2001JD001 023.
- Plumb, R. A., 2002. Stratospheric transport. *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, 80, 793–809.
- Randel, W., Fleming, E., Geller, M., Gelman, M., Hamilton, K., Karoly, D., Ortland, D., Pawson, S. Swinbank, R., Udelhofen, P., Wu, F., Baldwin, M., Chanin, M.-L., Keckhut, P., Labitzke, K., Remsberg, E., Simmons, A., und Wu, D., 2002a. The SPARC Intercomparison of Middle Atmosphere Climatologies. *Sparc Report No. 3*, 116, 1142.
- Randel, W. und Newman, P., 1998. The stratosphere in the southern hemisphere. In D. Karoly und D. Vincent, Herausgeber, *The Meteorology of the Southern Hemisphere*, Band 27(49) von *AMS Meteorol. Monogr. Ser.*, Seiten 243–282. Amer. Meteorol. Soc., Boston, Mass.
- Randel, W., Wu, F., und Stolarski, R., 2002b. Changes in column ozone correlated with the stratospheric EP flux. *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, 80, 849–862.
- Randel, W. J., Wu, F., Russell III, J. M., Roche, A., und Waters, J. W., 1998. Seasonal cycles and QBO variations in stratospheric CH₄ and H₂O observed in UARS HALOE data. *J. Atmos. Sci.*, 55, 163–185.
- Rex, M., Dethloff, K., Handorf, D., Herber, A., Lehmann, R., Neuber, R., Notholt, J., Rinke, A., Gathen, P. v. d., Weisheimer, A., und Gernandt, H., 2000. Artic and Antarctic ozone layer observations: chemical and dynamical aspects of variability and long-term changes in polar stratosphere. *Polar Research*, 19, 193–204.

- Rex, M., Gathen, P. v. d., Braathen, G. O., Reid, S. J., Harris, N. R. P., Chipperfield, M., Reimer, E., Beck, A., Alfier, R., Krüger-Carstensen, R., Backer, H. D., Balis, D., Zerefos, C., O'Connor, F., Dier, H., Dorokhov, V., Fast, H., Gamma, A., Gil, M., Kyrö, E., Rummukainen, M., Litynska, Z., Mikkelsen, I. S., Molyneux, M., und Murphy, G., 1999. Chemical ozone loss in the Arctic winter 1994/95 as determined by the Match technique. *J. Atmos. Chem.*, 32, 35–59.
- Rex, M., Gathen, P. v. d., Harris, N. R. P., Lucic, D., Knudsen, B. M., Braathen, G. O., Reid, S. J., Backer, H. D., Claude, H., Fabian, R., Fast, H., Gil, M., Kyrö, E., Mikkelsen, I. S., Rummukainen, M., Smit, H. G., Stähelin, J., Varotsos, C., und Zaitcev, I., 1998. In-situ measurements of stratospheric ozone depletion rates in the Arctic winter 1991/1992: A Lagrangian approach. *J. Geophys. Res.*, 103/D5, 5843–5853.
- Rex, M., Harris, N. R. P., Gathen, P. v. d., Lehmann, R., Braathen, G. O., Reimer, E., Beck, A., Chipperfield, M. P., Alfier, R., Allaart, M., O'Connor, F., Dier, H., Dorokhov, V., Fast, H., Gil, M., Kyrö, E., Litynska, Z., Mikkelsen, I. S., Molyneux, M. G., Nakane, H., Notholt, J., Rummukainen, M., Viatte, P., und Wenger, J., 1997. Prolonged stratospheric ozone loss in the 1995/96 Arctic winter. *Nature*, 389, 835–838.
- Rex, M., Salawitch, R., Deckelmann, H., Gathen, P. v. d., Harris, N., Chipperfield, M., Naujokat, B., Reimer, E., Allaart, M., Andersen, S., Bevilacqua, R., Braathen, G., Claude, H., Davies, J., Backer, H. d., Dier, H., Dorokhov, V., Fast, H., Gerding, M., Godin-Beekmann, S., Hoppel, K., Johnson, B., Kyrö, E., Litynska, Z., Moore, D., Nakane, H., Parrondo, C., Risley, A., Skrivankova, P., Stübi, R., Viatte, P., Yushkov, V., und Zerefos, C., 2006. Arctic winter 2005: Implications for stratospheric ozone loss and climate change. *Geophys. Res. Lett.*. In press.
- Rex, M., Salawitch, R., Harris, N., Gathen, P. v. d., Braathen, G., Schulz, A., Deckelmann, H., Chipperfield, M., Sinnhuber, B., Reimer, E., Alfier, R., Bevilacqua, R., Hoppel, K., Fromm, M., Lumpe, J., Küllmann, H., Kleinböhl, A., Bremer, H., König, M. v., Künzi, K., Toohey, D., Vömel, H., Richard, E., Aikin, K., Jost, H., Greenblatt, J., Loewenstein, M., Podolske, J., Webster, C., Flesch, G., Scott, D., Herman, R., Elkins, J., Ray, E., Moore, F., Hurst, D., Romashkin, P., Toon, G., Sen, B., Margitan, J., Wennberg, P., Neuber, R., Allart, M., Bojkov, R., Claude, H., Davies, J., Davies, W., Backer, H. d., Dier, H., Dorokhov, V., Fast, H., Kondo, Y., Kyrö, E., Litynska, Z., Mikkelsen, I., Molyneux, M., Moran, E., Murphy, G., Nagai, T., Nakane, H., Parrondo, C., Ravegnani, F., Skrivankova, P., Viatte, P., und Yushkov, V., 2002. Chemical depletion of Arctic ozone in winter 1999/2000. *J. Geophys. Res.*, 107(D20), doi: 10.1029/2001JD000 533.
- Rex, M., Salawitch, R. J., Gathen, P. v. d., Harris, N. R. P., Chipperfield, M. P., und Naujokat, B., 2004. Arctic ozone loss and climate change. *Geophys. Res. Lett.*, 31, L04 116, doi:10.1029/2003GL018 844.
- Rind, D., Chiou, E., Chu, W., Oltmans, S., Lerner, L., Larsen, J., McCormick, M., und McMaster, L., 1993. Overview of the Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II water vapor measurements: Method, validation, and data characteristics. *J. Geophys. Res.*, 98, 4835–4874.
- Rosenfield, J. E., Newman, P. A., und Schoeberl, M. R., 1994. Computations of diabatic descent in the stratospheric polar vortex. *J. Geophys. Res.*, 99, 16,677–16,689.

- Rosenfield, J. E. und Schoeberl, M. R., 2001. On the origin of polar vortex air. *J. Geophys. Res.*, 106, 33,485–33,497.
- Rummukainen, M., Knudsen, B., und Gathen, P. v. d., 1994. Dynamical diagnostics of the edges of the polar vortices. *Annales Geophysicae, (Atmospheres Hydrospheres and Space Sciences)*, 12/10-11, 1114–1118.
- Scaife, A. A., Austin, J., Butchart, N., Pawson, S., Keil, M., Nash, M., und James, I. N., 2000. Seasonal and interannual variability of the stratosphere diagnosed from UKMO TOVS analyses. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 126, 2585–2604.
- Scheele, M., Siegmund, P., und van Velthoven, P., 2005. Stratospheric age of air computed with trajectories based on various 3-D-Var and 4-D-Var data sets. *Atmos. Chem. Phys.*, 5, 1–7, doi:1680–7324/acp/2005–5–1.
- Scherhag, R., 1952. Die explosionsartigen Stratosphärenenerwärmungen des Spätwinters 1951/52. *Berichte des deutschen Wetterdienstes in der US-Zone*, 38, 51–63.
- Schoeberl, M., Douglass, A., Zhu, Z., und Pawson, S., 2003. A comparison of the lower stratospheric age spectra derived from a general circulation model and two data assimilation systems. *J. Geophys. Res.*, 108, doi:10.1029/2002JD002652.
- Schoeberl, M. R., Lait, L. R., Newman, P. A., und Rosenfield, J. E., 1992. The Structure of the Polar Vortex. *J. Geophys. Res.*, 97, 7859–7882.
- Schoeberl, M. R. und Sparling, L. C., 1995. Trajectory modelling. In G. Fiocco und G. Visconti, Herausgeber, *Diagnostic Tools in Atmospheric Science. Proceedings of the International School of Physics, „Enrico Fermi“, Course CXXIV, 22 June - 2 July 1993*, Seiten 289–305. IOS Press, Amsterdam/ Oxford/ Tokyo/ Washington DC.
- Schwarz, H. R., 1997. *Numerische Mathematik*. B. G. Teubner Stuttgart.
- Simmons, A., Hortal, M., Kelly, G., McNally, A., Untch, A., und Uppala, S., 2005. ECMWF analyses and forecasts of stratospheric winter polar vortex breakup: September 2002 in the southern hemisphere and related events. *J. Atmos. Sci.*, 62, 668–689.
- Simmons, A. J. und Gibson, J. K., 2000. The ERA-40 project plan. *Era-40 Project Report Series 1*.
- Simmons, A. J. und Hollingsworth, A., 2002. Some aspects of the improvement in skill of numerical weather prediction. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 128, 647–677.
- Solomon, S., 1999. Stratospheric ozone depletion: A review of concepts and history. *Rev. Geophys.*, 37, 275–316.
- Solomon, S., Garcia, R. R., Rowland, F. S., und Wuebbles, D. J., 1986. On the depletion of Antarctic ozone. *Nature*, 321, 755–758.
- Stoer, J. und Bulirsch, R., 1973. *Einführung in die Numerische Mathematik II*. Springer-Verlag, Berlin.
- Stohl, A., 1998. Computation, accuracy and applications of trajectories - a review and bibliography. *Atmos. Environ.*, 32, 947–966.

- Tan, W. W., Geller, M. A., Pawson, S., und da Silva, A., 2004. A case study of excessive subtropical transport in the stratosphere of a data assimilation system. *J. Geophys. Res.*, 109, D11 102, doi:10.1029/2003JD004 057.
- Tanré, D., Geleyn, J. F., und Slingo, J., 1984. First results of the introduction of an advanced aerosol-radiation interaction in the ECMWF low resolution global model. In H. F. Gerber und A. Deepak, Herausgeber, *Aerosols and their Climate Effects*, Seiten 133–177. A. Deepak Publishing.
- Tiedtke, M., 1993. Representation of clouds in large-scale models. *Mon. Weather Rev.*, 121, 3040–3061.
- Tilmes, S. und Zimmermann, J., 1998. Investigation on the spatial scales of the variability in measured near-ground ozone mixing ratios. *Geophys. Res. Lett.*, 25(20), 3827–3830.
- Tobin, D. C., Best, F. A., Brown, P. D., Clough, S. A., Dedecker, R. G., Ellingson, R. G., Garcia, R. K., Howell, H. B., Knuteson, R. O., Mlawer, E. J., Revercomb, H. E., Short, J. F., van Delst, P. F. W., und Walden, V. P., 1999. Downwelling spectral radiance observations at the SHEBA ice station: Water vapor continuum measurements from 17 to 26 μm . *J. Geophys. Res.*, 104, 2081–2092.
- Toon, O. B., Hamill, P., Turco, R. P., und Pinto, J., 1986. Condensation of HNO_3 and HCl in the winter polar stratosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 13, 1284–1287.
- Uppala, S. M., Kallberg, P., Simmons, A., Andrae, U., da Costa Bechtold, V., Fiorino, M., Gibson, J., Haseler, J., Hernandez, A., Kelly, G., Li, X., Onogi, K., Saarinen, S., Sokka, N., Allan, R., Andersson, E., Arpe, K., Balmaseda, M., Beljaars, A., van de Berg, L., Bidlot, J., Bormann, N., Caires, S., Chevallier, F., Dethof, A., Dragosavac, M., Fisher, M., Fuentes, M., Hagemann, S., Holm, E., Hoskins, B., Isaksen, I., Janssen, P., Jenne, R., McNally, A., Mahfouf, J.-F., Morcrette, J.-J., Rayner, N., Saunders, R., Simon, P., Sterl, A., Trenberth, K., Untch, A., Vasiljevic, D., Viterbo, P., und Woollen, J., 2005. The ERA-40 Re-analysis. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 131, 2961–3012.
- Valley, S. L., 1965. *Handbook of Geophysics and Space Environments*. MacGraw-Hill, New York.
- van Loon, H., Labitzke, K., und Jenne, R. L., 1973. A note on the annual temperature wave in the stratosphere. *J. Geophys. Res.*, 78, 2672–2678.
- van Noije, T., Eskes, H., van Weele, M., und van Velthoven, P., 2004. Implications of the enhanced Brewer-Dobson circulation in European Centre for Medium-Range Weather Forecasts reanalysis ERA-40 for the stratosphere-troposphere exchange of ozone in global chemistry transport models. *J. Geophys. Res.*, 109, D19 308, doi:10.1029/2004JD004 586.
- von der Gathen, P., Rex, M., Harris, N., Lucic, D., Knudsen, B., Braathen, G., De Backer, H., Fabian, R., Fast, H., Gil, M., Kyro, E., Mikkelsen, I. S., Rummukainen, M., Stähelin, J., und Varotsos, C., 1995. Observational evidence for chemical ozone depletion over the Arctic in winter 1991–92. *Nature*, 375, 131–134.
- Waugh, D., Randel, W., Pawson, S., Newman, P., und Nash, E., 1999. Persistence of lower stratospheric polar vortices. *J. Geophys. R.*, 104, 27,191–27,201.

WMO, W., 2003. Scientific assessment of ozone depletion: 2002. *World Meteorological Organisation, Global Ozone Research and Monitoring Project-Report*, 47.

Danksagung

Ich möchte mich herzlichst bedanken bei:

Meinem Betreuer Dr. Markus Rex für die vielen hilfreichen Diskussionen und Anregungen, das Interesse an meiner Arbeit und die Unterstützung in den letzten Wochen. Vielen Dank auch dafür, dass ich die Möglichkeit hatte an internationalen Tagungen, Summer Schools und sogar an einer Expedition mit dem Forschungsschiff Polarstern teilzunehmen.

Prof. Dr. Kirstin Krüger für die fachlichen Diskussionen und wertvollen Anregungen. Ganz besonderen Dank für die moralische Unterstützung in stressreichen Zeiten und die Idee zwei Monate an der Universität von Toronto zu verbringen.

Prof. Dr. Klaus Dethloff als meinem Doktorvater und für die Möglichkeit, an der Universität Potsdam zu promovieren.

Dr. Ingo Wohltmann für die vielen informativen Diskussionen, die Bereitstellung von Daten und Abbildungen sowie das sorgfältige Korrekturlesen.

Dr. Kathrin Schöllhammer für die hilfreiche Unterstützung bei vielen großen und kleinen Problemen.

Dr. Peter von der Gathen und der gesamten Tropo-Strato-Gruppe für die vielen hilfreichen Anregungen und Diskussionen.

Jean-Jacques Morcrette für die Bereitstellung der unabhängigen Version des ECMWF-Strahlungstransportmodells.

Thierry Corti für die Bereitstellung von Strahlungstransportrechnungen und die hilfreichen Diskussionen der Ergebnisse.

Katja Grunow für die Bereitstellung von Trajektorienrechnungen und Abbildungen.

Dominik Brunner für die Bereitstellung der CATO-Ozonklimatologie.

Dem ECMWF für die Bereitstellung der Daten.

Holger Deckelmann und Heiko Gericke für ihre Unterstützung bei allen Computer-Problemen.

Meinen Zimmerkollegen Katja, Sabine und Jürgen mit denen ich eine sehr schöne Zeit hatte und die ich immer um Hilfe fragen konnte.

Meiner lieben Korrekturlese-Gruppe, bestehend aus Brigitte Tegtmeier, Wiebke Lemme, Anne Boddeutsch und Tobias Litzinger, die mich während der letzten Tage sehr unterstützt hat.

Meiner Familie für ihre Hilfe und Unterstützung und für vieles mehr.

Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich diese Doktorarbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Ich versichere, dass diese Arbeit noch nicht an anderer Stelle zur Erlangung eines Doktorgrades eingereicht worden ist.

Potsdam, 04. August 2006

(Susann Tegtmeier)