

# Der strahlungsbedingte Zerfall stratosphärischer Filamente in der Troposphäre

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

vorgelegt von  
CAROLINE FORSTER  
aus Augsburg

München, 26. Juli 2000

1. Gutachter: Priv. Doz. Dr. Volkmar Wirth
  2. Gutachter: Prof. Dr. Roger K. Smith
- Tag der mündlichen Prüfung: 20. Oktober 2000

# Zusammenfassung

In der Tropopausenregion entstehen durch das großskalige Strömungsfeld oft dünne, langgezogene Zungen von Luftmassen, die sich bezüglich charakteristischer Eigenschaften signifikant von ihrer unmittelbaren Umgebung unterscheiden. Man bezeichnet diese dünnen Strukturen mit dem Begriff Filamente. Sie sind ein recht häufig auftretendes Phänomen, und ihr Zerfall leistet vermutlich einen wichtigen Beitrag zum Stratosphären-Troposphären-Austausch.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem strahlungsbedingten Zerfall stratosphärischer Filamente in der Troposphäre, der bisher noch nicht näher untersucht worden ist. Zu diesem Zweck wurde ein zweidimensionales, balanciertes Strömungsmodell mit einem realistischen Strahlungsschema gekoppelt. Es werden idealisierte Filamente betrachtet, die sich im troposphärischen Bereich einer extratropischen Standardatmosphäre befinden und durch hohe Potentielle Vorticity (PV), niedrige Feuchte und hohe Ozonkonzentration charakterisiert sind. Unter Berücksichtigung der durch die Strahlung induzierten Sekundärzirkulation wird die Entwicklung der Filamente für mehrere Tage numerisch berechnet. Der Kontrollparameter der Experimente ist das Seitenverhältnis der anfänglichen PV-Anomalie, das die Aufteilung der Anomalie in eine für die Strahlung relevante, thermische und eine für die Strahlung irrelevante, dynamische Anomalie bestimmt.

Das wichtigste neue Ergebnis dieser Studie ist, daß die Trockenheit der Filamente eine maßgebliche Rolle für deren Verhalten spielt. Die Wirkung der Wasserdampf-anomalie auf die Strahlung ist der Wirkung der Temperaturanomalie entgegengesetzt, was dazu führt, daß sich der Zerfall der Filamente wesentlich vom Zerfall von reinen PV-Anomalien unterscheidet. Reine PV-Anomalien werden unabhängig vom Seitenverhältnis auf einer Zeitskala von mehreren Tagen abgebaut. Bei Filamenten dagegen ist der Zerfall stark von der Geometrie der Filamente abhängig. Für flache Seitenverhältnisse führt die Trockenanomalie zu einer wesentlichen Verlangsamung des Zerfalls. Im Fall von hohen Seitenverhältnissen wirkt sie einem Zerfall sogar eher entgegen, wobei auch die durch die Strahlung induzierte Sekundärzirkulation einen Einfluß hat.

Da der Wasserdampfgehalt eine so wichtige Rolle spielt, ist damit zu rechnen, daß die Entwicklung der Filamente auch durch flache Schichtwolken beeinflusst werden kann. Um dies zu untersuchen ist ein Wolkenschema, das feuchte Konvektion berücksichtigt, neu entwickelt und an das balancierte Modell und das Strahlungsschema gekoppelt worden. Die Ergebnisse numerischer Experimente zeigen für flache Filamente, daß die starken lokalen Heizungs- und Kühlungsraten in Verbindung mit Wolken im Modell recht gut durch die Konvektion innerhalb der Wolke kompensiert werden. Der Nettoeffekt der Wolke auf den Filamentzerfall ist daher geringer als es die starken Heizraten zunächst vermuten lassen. Trotzdem spielen Wolken für die Filamententwicklung eine Rolle. Je nachdem, ob sich eine Wolke ober- oder unterhalb des Filaments befindet, führt sie zu einer Verlangsamung bzw. Beschleunigung des Zerfalls. Dabei hängt der Nettoeffekt von der genauen zeitlichen Abfolge des Auftretens von Wolken in den verschiedenen Höhenbereichen ab. Für eine richtige quantitative Beschreibung des strahlungsbedingten Zerfalls stratosphärischer Filamente dürfen Wolken daher als modifizierende Faktoren nicht vernachlässigt werden.

# Summary

In the tropopause region the large-scale flow often generates elongated and thin tongues of airmasses, which differ significantly from their environment. These small-scale structures are called filaments. Filaments are often observed and their decay presumably contributes substantially to the exchange of air between the stratosphere and the troposphere.

This study investigates the radiative decay of stratospheric filaments in the troposphere, a subject which has not been investigated before. To this purpose a plane symmetric balanced model has been coupled with a realistic radiation scheme. The idealized filaments considered in this study are located in the tropospheric part of a standard midlatitude atmosphere and are characterized by high potential vorticity (PV), low humidity and high ozone concentration. The evolution of the filaments is calculated numerically for a period of several days taking into account the secondary circulation due to the radiative forcing. The control parameter of the numerical experiments is the aspect ratio of the initial PV anomaly, which determines the partitioning into a thermal and a dynamical anomaly, and, therefore, into a radiatively relevant and radiatively irrelevant part.

The most important new result of this study is that the dryness of the filaments plays a dominant role for their behaviour. The radiative effect of the humidity anomaly is opposed to the effect of the temperature anomaly, and, therefore, the decay of the filaments differs substantially from the decay of a pure PV anomaly. Pure PV anomalies decay irrespective of the aspect ratio within a timescale of several days. For filaments, however, the geometry of the filaments has a strong impact on their evolution. Filaments with shallow aspect ratio decay significantly slower due to the effect of the humidity anomaly. For tall aspect ratios the effect of the humidity anomaly may even reverse a decay. Additionally, the advection of the induced cross circulation has an impact on the evolution in this case.

Since the water vapour plays such a substantial role, it can be anticipated that the evolution of the filaments is also affected by shallow clouds. In order to investigate the impact of clouds a new cloud parameterization, which accounts for moist convection, has been developed and coupled with the balanced model and the radiation scheme. The results of the numerical experiments show for shallow filaments that the strong local heating and cooling rates related to the clouds in the model are nearly balanced by the convection within the cloud. Therefore, the net effect of the cloud on the decay of the filament is smaller than expected. Nevertheless, there is a noticeable impact on the evolution of the filament. A layer cloud located just below the filament can lead to an enhancement of the decay, whereas the effect of a layer cloud above the filament is related to a slow down of the decay. The net effect depends on the temporal sequence of the occurrence of clouds in the different vertical levels. Therefore, the influence of clouds has to be taken into account in order to achieve a correct quantitative description of the radiative decay of stratospheric filaments.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Strahlung . . . . .	5
2.1.1	Solare und terrestrische Strahlung . . . . .	5
2.1.2	Thermische Struktur der Atmosphäre . . . . .	7
2.1.3	Theorie des Strahlungstransports . . . . .	8
2.1.4	Strahlungsgleichgewicht, Newton'sche Kühlung und strahlungs- konvektives Gleichgewicht . . . . .	9
2.2	Stratosphären-Troposphären-Austausch . . . . .	11
2.2.1	Die Tropopause . . . . .	11
2.2.2	Globale Sichtweise des Stratosphären-Troposphären-Austauschs .	12
2.2.3	Der Zerfall filamentartiger Strukturen als Austauschprozeß . . .	14
2.3	Grundlegende Arbeiten . . . . .	17
2.3.1	Strahlungsbedinger Zerfall von Filamenten in der Stratosphäre .	17
2.3.2	Beobachtungen von alten stratosphärischen Schichten in der Tro- posphäre . . . . .	19
2.3.3	Diabatische Heizung bei Filamenten in der Troposphäre . . . . .	21
2.3.4	Einfluß von Scherung und Deformation auf die Entwicklung von Filamenten . . . . .	22
<b>3</b>	<b>Modellbeschreibung</b>	<b>25</b>
3.1	Dynamischer Teil des Modells . . . . .	25
3.2	Advektion von Spurenstoffen . . . . .	29
3.3	Strahlungsschema . . . . .	31
3.4	Trockene konvektive Anpassung . . . . .	34
<b>4</b>	<b>Numerische Experimente</b>	<b>37</b>
4.1	Anfangszustand und Wahl der Seitenverhältnisse . . . . .	37
4.2	Zerfall einer reinen PV-Anomalie . . . . .	42
4.2.1	Anfangszustand . . . . .	43
4.2.2	Ergebnisse der numerischen Experimente . . . . .	43
4.3	Effekt einer reinen Feuchteanomalie . . . . .	49
4.3.1	Anfangszustand . . . . .	49
4.3.2	Ergebnisse der numerischen Experimente . . . . .	50

4.4	Entwicklung eines stratosphärischen Filaments . . . . .	58
4.4.1	Anfangszustand . . . . .	58
4.4.2	Ergebnisse der numerischen Experimente . . . . .	59
<b>5</b>	<b>Sensitivitäten</b>	<b>67</b>
5.1	Der Einfluß des Tagesgangs . . . . .	67
5.2	Der Einfluß der vertikalen Position . . . . .	72
5.3	Vergleich mit Newton'scher Kühlung . . . . .	75
5.4	Der Einfluß der Dicke des Filaments . . . . .	77
<b>6</b>	<b>Zerfall unter Einfluß von Wolken</b>	<b>81</b>
6.1	Methoden der Wolkenparameterisierung . . . . .	82
6.2	Wolken im hier verwendeten Modell . . . . .	84
6.2.1	Bedeckungsgrad und Flüssigwasser- bzw. Eismischungsverhältnis der Wolke . . . . .	85
6.2.2	Kondensation und Verdunstung . . . . .	86
6.2.3	Feuchte und trockene konvektive Anpassung . . . . .	87
6.3	Anfangszustand . . . . .	88
6.4	Numerische Experimente . . . . .	92
6.4.1	Bewölkung oberhalb eines Filaments . . . . .	92
6.4.2	Bewölkung unterhalb eines Filaments . . . . .	95
6.4.3	Der Einfluß mehrerer Wolkenschichten . . . . .	99
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Schlussbetrachtung</b>	<b>103</b>
<b>A</b>	<b>Einige Details zum numerischen Modell</b>	<b>107</b>
A.1	Die Vertikalkoordinate $z$ . . . . .	107
A.2	Randbedingungen . . . . .	108
A.3	Zeitliche Integration von Gleichung (3.2) bzw. (3.3) . . . . .	109
A.4	Numerische Diffusion im Modell . . . . .	109
A.5	Test mit dem Advektionsverfahren nach Koren . . . . .	112
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>115</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Spektakuläre Entdeckungen wie beispielsweise das stratosphärische Ozonloch (z.B. Farman et al., 1985; Solomon, 1986; Stolarsky, 1988; Lin et al., 1992) oder das Auftreten von längeren Episoden mit erhöhten Ozonwerten in der unteren Troposphäre (z.B. Warmbt, 1979; Lin, 1980; Logan, 1985; Davies, 1987) haben dazu beigetragen, das wissenschaftliche und öffentliche Interesse an den chemischen und dynamischen Prozessen in der Atmosphäre zu wecken. Solche Veränderungen in der Erdatmosphäre werden schon seit vielen Jahren beobachtet, und sind möglicherweise durch anthropogen erzeugte Spurenstoffe und Aerosole verursacht (z.B. WMO, 1974; Schumann, 1994; Sausen et al., 1997). Um den anthropogenen Einfluß auf Klima und Wetter beurteilen zu können, ist ein detailliertes Verständnis der komplexen Abläufe, Strukturen und Wechselwirkungen in der Erdatmosphäre nötig.

Eine wichtige Rolle in diesem Zusammenhang spielt der dynamisch gesteuerte Austausch von Masse zwischen Stratosphäre und Troposphäre, die sich bezüglich ihrer chemischen und dynamischen Eigenschaften signifikant unterscheiden (Holton et al., 1995). Da die Chemie und die Verteilung der Spurenstoffe in der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre empfindlich von diesem Austausch abhängen (vgl. Thuburn und Tan, 1997; Tan et al., 1998), könnten anthropogen veränderte Luftmassen, die zwischen diesen Regionen transportiert werden, die chemischen Abläufe und die Zusammensetzung der Luft modifizieren und auf diese Weise langfristig zu globalen Klimaveränderungen beitragen (vgl. WMO, 1974; WMO, 1992).

Global und im langzeitlichen Mittel gesehen erfolgt der Stratosphären-Troposphären-Austausch über eine Meridionalzirkulation, die in einem diagnostischen Zusammenhang mit der Dissipation von Wellen in der Stratosphäre und Mesosphäre steht (Haynes and McIntyre, 1987; Haynes et al., 1991; Holton et al., 1995). Haynes et al. (1991) sprechen dabei von der sogenannten „downward control“, die besagt, daß die Kenntnis der Wellendissipation oberhalb der Tropopause ausreichen würde, den globalen Austausch zwischen Stratosphäre und Troposphäre quantitativ zu beschreiben. Allerdings sind die stratosphärischen Wellen von den synoptisch-skalierten Vorgängen in der Tropopausenregion nicht unabhängig, da die Entstehungsursachen von beiden hauptsächlich auf troposphärische Phänomene zurückgehen (Egger, 1996; Haynes et al., 1996). Außerdem liefert das globale Bild keine Erklärung für die Verteilung der Spurengase in der extratropischen untersten Stratosphäre. Dieser Bereich wird erheb-

lich durch troposphärische, synoptische Bewegungsformen und deren Details beeinflusst und läßt sich daher nicht einfach durch eine mittlere, globale Meridionalzirkulation beschreiben (Tuck et al., 1997). Vor allem die Chemie in der Tropospaunenregion ist vermutlich stark vom genauen Ablauf der Austauschprozesse zwischen Stratosphäre und Troposphäre abhängig (Thuburn and Tan, 1997). Daher ist wichtig, den Stratosphären-Troposphären-Austausch nicht nur global, sondern auch auf der synoptischen Skala zu betrachten.

Der synoptisch-skalige stratosphärisch-troposphärische Austausch findet über eine Vielzahl von dynamisch gesteuerten Prozessen statt. Dazu gehören in den mittleren Breiten Tropopausenfaltungen (Danielsen, 1968; Vaughan et al., 1994), isolierte Höhenzyklonen (Price and Vaughan, 1992; 1993; Wirth, 1995), isolierte Höhenantizyklonen (Hoskins et al. 1985; Zierl und Wirth, 1997), sowie Streamer und kleinskalige, fasernartige Strukturen (Appenzeller und Davies, 1992; Appenzeller et al., 1996). Bei all diesen Phänomenen wird die Tropopause durch großskalige synoptische Bewegungsformen deformiert, wobei nicht-konservative Prozesse eingeleitet werden, die dafür sorgen, daß die Luft in den deformierten Bereichen nicht mehr in ihre ursprüngliche Umgebung zurück advehiert, sondern in ihre neue Umgebung eingebracht wird (vgl. Hoskins et al., 1985).

Kleinskalige fasernartige Strukturen — auch „Filamente“ genannt (von englisch: „filament“ = „Faser, Faden“) — sind dünne, langgezogene Zungen von Luftmassen, die sich bezüglich charakteristischer Merkmale wie beispielsweise potentielle Vorticity (PV), Ozongehalt und Wasserdampfmischungsverhältnis von ihrer Umgebung signifikant unterscheiden. In der Tropopausenregion entstehen sie in der Regel durch die großskalige Strömung, die offenbar dazu neigt, mit der Zeit Feinstrukturen in den passiv advehierten Feldern auszubilden (Verkley, 1994; Chen, 1995). Diesen Vorgang nennt man oft „chaotische Advektion“ (Ottino, 1989; Pierrehumbert, 1991). Filamente findet man in zahlreichen Beobachtungen, wie z.B. in Wasserdampf-Satellitenbildern (Appenzeller und Davies, 1992; Holton et al., 1995; Wirth et al., 1997) und bei Flugzeugmessungen (Reid und Vaughan, 1993; Newman et al., 1996; Balluch und Haynes, 1997; Newell et al., 1999), und man sieht sie als Laminae in Profilen von Ozonsondenaufstiegen (Dobson, 1973; Reid und Vaughan, 1991).

Bei der chaotischen Advektion werden die kleinkaligen Strukturen sehr rasch immer länger und dünner, um schließlich durch nicht-konservative Prozesse irreversibel in ihre Umgebung eingemischt zu werden. Dabei stellt sich die Frage, wie lange die Filamente die Kaskade zu immer kleineren Skalen überleben, und welche Prozesse diesen zeitlichen Rahmen kontrollieren. Die Beantwortung dieser Frage ist für die Interpretation der beobachteten PV- und Spurenstoffverteilungen von besonderer Bedeutung. Der Zerfall der PV eines Filaments findet nämlich nicht unbedingt auf der gleichen Zeitskala und durch die gleichen Prozesse statt wie der Zerfall der entsprechenden Spurenstoffsignaturen. Während beispielsweise Konvektion (Price and Vaughan, 1993) oder kleinskalige Turbulenz (Shapiro, 1980) sowohl PV als auch Spurenstoffe beeinflussen können, kann Niederschlag die Wasserdampfsignatur eines Filaments verändern, ohne die PV zu beeinflussen (Vaughan et al., 2000).

In diesem Zusammenhang spielen vermutlich auch Strahlungsprozesse eine große Rolle, da Strahlung die PV verändern kann, während Wasserdampf und Ozon un-

beeinflusst bleiben (Haynes und McIntyre, 1987; 1990). Die Idee, daß die Strahlung wichtig sein könnte, kommt von einem Artikel von Haynes und Ward (1993), in dem der strahlungsbedingte Zerfall von PV-Filamenten in der mittleren Stratosphäre untersucht wird. Haynes und Ward (1993) fanden heraus, daß langwellige Strahlung in der Stratosphäre in guter Näherung durch Newton'sche Kühlung repräsentiert werden kann. Die Entwicklung der Filamente zeigte anfangs einen schnellen, exponentiellen Zerfall und ähnelte zu späteren Zeiten mehr einem langsameren, algebraischen Zerfall.

Ein zur Studie von Haynes und Ward (1993) ähnliches, aber mehr für die Tropopausenregion relevantes Problem ist der strahlungsbedingte Zerfall von stratosphärischen Filamenten in der Troposphäre. Dieses Thema ist nach Wissen der Autorin bisher noch nicht näher untersucht worden und ist daher Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Stratosphärische Filamente sind in der Regel durch hohe PV-Werte, geringe Feuchte und hohe Ozonkonzentration charakterisiert. Flugzeugmessungen haben gezeigt, daß Filamente dieser Art in den unteren 12 km der Atmosphäre sehr häufig vorkommen (Newell et al., 1999). Im Mittel haben sie eine Dicke von etwa 1 km und werden in mittleren Höhen zwischen 5 und 7 km beobachtet (Newell et al., 1999; Vaughan et al., 2000). Die Motivation für die vorliegende Arbeit kommt von Beobachtungen, die im Rahmen der TOASTE-C (**T**ransport of **O**zone **A**nd **S**tratosphere-**T**roposphere **E**xchange) Kollaboration gemacht wurden. Es wurden Schichten mit sehr trockener und ozonreicher Luft gemessen, die jedoch keine entsprechend hohe PV aufwiesen (Bithell et al., 2000; Vaughan et al., 2000). In allen beobachteten Fällen konnte über Trajektorienrechnungen nachgewiesen werden, daß diese Schichten tatsächlich stratosphärischen Ursprungs sind. Offensichtlich haben die stratosphärischen Luftmassen ihre PV-Signatur schneller verloren als ihre Ozon- und Feuchtesignatur. Es wird vermutet, daß Strahlungsprozesse dafür die Ursache sind.

Leider können die von Haynes und Ward (1993) gefundenen Ergebnisse für die Stratosphäre nicht ohne weiteres auf die in der Troposphäre gemachten Beobachtungen von Vaughan et al. (2000) übertragen werden. Haynes und Ward (1993) berücksichtigten nämlich reine PV-Filamente ohne entsprechende Signatur bei strahlungsrelevanten Spurenstoffen. Die Vernachlässigung einer entsprechenden Spurenstoffsignatur ist in der Stratosphäre gerechtfertigt, da das wichtigste Spurengas für langwellige Strahlung in der mittleren Stratosphäre  $\text{CO}_2$  ist, und  $\text{CO}_2$  ist dort in der Regel homogen verteilt. In der Troposphäre jedoch ist langwellige Strahlung hauptsächlich durch Wasserdampf kontrolliert, der besonders im Bereich eines stratosphärischen Filaments inhomogen verteilt ist. In der vorliegenden Arbeit, von der ein Teil bereits vorab in Forster und Wirth (2000) veröffentlicht wurde, wird gezeigt werden, daß der strahlungsbedingte Zerfall eines stratosphärischen Filaments in der Tat wesentlich von seiner Wasserdampfsignatur abhängt. Die Ergebnisse weichen in Abhängigkeit von der Geometrie des Filaments sogar weit von den Ergebnissen von Haynes und Ward (1993) ab.

Das Problem wird im Rahmen eines idealisierten Kontexts gelöst. Dazu wurde ein balanciertes dynamisches Modell nach Eliassen (1952) mit einer realistischen Strahlungsparameterisierung (Morcrette, 1989; 1991) gekoppelt. Als Anfangszustand wird eine Standardatmosphäre in mittleren Breiten verwendet, die durch ein idealisiertes stratosphärisches Filament lokal modifiziert ist. Das Filament ist durch eine positive PV-, eine negative Wasserdampf- und eine positive Ozonanomalie charakterisiert. Da-

bei bezeichnet der Begriff „Anomalie“ eine Abweichung vom Referenzzustand, der in diesem Fall durch die Standardatmosphäre gegeben ist. Die Modellgleichungen werden für drei Arten von Modellläufen gelöst. Zunächst werden Experimente durchgeführt, die vergleichbar mit denen von Haynes und Ward (1993) sind. Es wird der Zerfall einer reinen PV-Anomalie ohne entsprechende Feuchte- und Ozonanomalie betrachtet. Da der Wasserdampf in der Troposphäre das wichtigste strahlungsrelevante Spurengas ist, wird in einem zweiten Satz von Experimenten die Wirkung einer reinen negativen Wasserdampfanomalie untersucht. Diese Modellläufe dokumentieren die wichtige Rolle der Feuchteanomalie, deren Wirkung einem PV-Zerfall eher entgegengerichtet ist. Schließlich wird in einem dritten Satz von Experimenten die Entwicklung eines Filaments mit einer PV-, Feuchte- und Ozonanomalie betrachtet. Aufgrund des sehr geringen Einflusses der Ozonanomalie, kann diese Art von Modellläufen als Kombination der anderen beiden Experimentarten angesehen werden. Die Ergebnisse zeigen, daß die Entwicklung der Filamente empfindlich von der relativen Stärke der Temperatur- und der Feuchteanomalie abhängt. Der Kontrollparameter für alle Experimente ist das Seitenverhältnis, das als ein geeignet skaliertes Verhältnis der vertikalen zur horizontalen Skala der PV-Anomalie definiert ist. Das Seitenverhältnis bestimmt die Aufteilung der PV-Anomalie in eine thermische und eine dynamische Anomalie, und damit in einen für die Strahlung relevanten und irrelevanten Anteil (Bishop und Thorpe, 1994; Wirth, 2000).

Die drei Arten von Modellläufen wurden alle unter der Annahme durchgeführt, daß die Atmosphäre wolkenlos ist. Da Wolken jedoch einen maßgeblichen Einfluß auf die Strahlung haben (Johnson und Shen, 1968; Stephens und Webster, 1979; Murphy et al., 1990; Tao et al., 1996), könnten sie für die Entwicklung eines Filaments eine wesentliche Rolle spielen. Um dies zu untersuchen wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein neues Wolkenschema entwickelt und an das dynamische Modell und das Strahlungsschema gekoppelt. Als Anfangszustand dient wie bei den vorhergehenden Experimenten eine Standardatmosphäre in mittleren Breiten, in deren troposphärischen Bereich ein stratosphärisches Filament eingebettet ist. Die spezifische Feuchte der Troposphäre wird jedoch so modifiziert, daß die Bildung von flachen Schichtwolken in der Umgebung der Filamente begünstigt wird. Hochreichende, konvektive Wolken werden hier nicht betrachtet, da sie das Filament zerstören würden, bevor es durch Strahlung beeinflusst wird. Unter Berücksichtigung von feuchter Konvektion innerhalb der Wolken werden drei verschiedene numerische Experimente durchgeführt. Beim ersten Modellauf handelt es sich um eine Schichtwolke, die sich oberhalb des Filaments befindet. Anschließend wird der Effekt einer Schichtwolke unmittelbar unterhalb des Filaments betrachtet, und in einem dritten Schritt wird die Wirkung von mehreren Wolkenschichten untersucht.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: Zunächst wird in Kapitel 2 ein Überblick über die atmosphärische Strahlung, über den Stratosphären-Troposphären-Austausch und über die Rolle der Filamente in diesem Zusammenhang gegeben. Außerdem werden einige Arbeiten besprochen, die für die vorliegende Studie relevant sind. Kapitel 3 stellt die verschiedenen Komponenten des numerischen Modells vor, dessen Ergebnisse zur Entwicklung von stratosphärischen Filamenten anschließend in Kapitel 4 diskutiert werden. Kapitel 5 beschreibt die Ergebnisse von verschiedenen Sensitivitätsstudien, und der Einfluß von Wolken auf die Entwicklung der Filamente ist Inhalt von Kapitel 6. Eine Zusammenfassung und Beurteilung der Ergebnisse befindet sich im Kapitel 7.

# Kapitel 2

## Grundlagen

### 2.1 Strahlung

Der diabatische Prozeß, der im Rahmen der vorliegenden Arbeit hauptsächlich betrachtet wird, ist die atmosphärische Strahlung. Um die Wirkung von Strahlung auf filamentartige Strukturen im Detail verstehen zu können, sind einige grundlegende Kenntnisse über die Wechselwirkung von Strahlung mit der Erdatmosphäre notwendig, die in den folgenden Abschnitten zusammengefaßt sind.

#### 2.1.1 Solare und terrestrische Strahlung

Die Erde und die Erdatmosphäre erhalten ihre Energie fast ausschließlich von der Sonne in Form von elektromagnetischer Strahlung (Goody und Yung, 1989). In guter Näherung können die Sonne und das System Erde-Atmosphäre als „schwarze Körper“ angesehen werden. Ein schwarzer Körper absorbiert die gesamte auf ihn treffende Strahlungsenergie und emittiert eine genau definierte Menge an Strahlungsenergie, die ausschließlich von seiner Temperatur abhängt. Sowohl die Verteilung der Strahlungsintensität auf die verschiedenen Wellenlängen — das sogenannte Wellenlängenspektrum — als auch die Intensität der gesamten Ausstrahlung werden demnach nur von der Temperatur des Körpers bestimmt. Dabei ist die Intensität isotrop, d.h. sie ist unabhängig von der Richtung der Strahlung. Das Spektrum eines schwarzen Körpers mit der Temperatur  $T$  wird durch das Planck'sche Gesetz beschrieben:

$$E_{\lambda}(T) = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{\exp(c_2 \lambda T) - 1} \quad (2.1)$$

(vgl. Liljequist und Cehak, 1990). Dabei sind  $E_{\lambda}$  die Intensität der Strahlung in  $\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$ ,  $c_1 = 3.7418 \times 10^{-16} \text{Wm}^2$  und  $c_2 = 1.4388 \times 10^2 \text{mK}$ . In Abbildung 2.1 ist die spektrale Verteilung der Strahlung bei verschiedenen Temperaturen nach (2.1) dargestellt. Mit abnehmender Temperatur läßt die Intensität der Strahlung deutlich nach und das Intensitätsmaximum verschiebt sich zu größeren Wellenlängen. Den gesamten Strahlungsfluß  $F_{\text{sk}}$ , der von der Oberfläche eines schwarzen Körpers ausgeht, erhält man durch Integration von (2.1) über alle Wellenlängen:

$$F_{\text{sk}}(T) = \sigma T^4 . \quad (2.2)$$

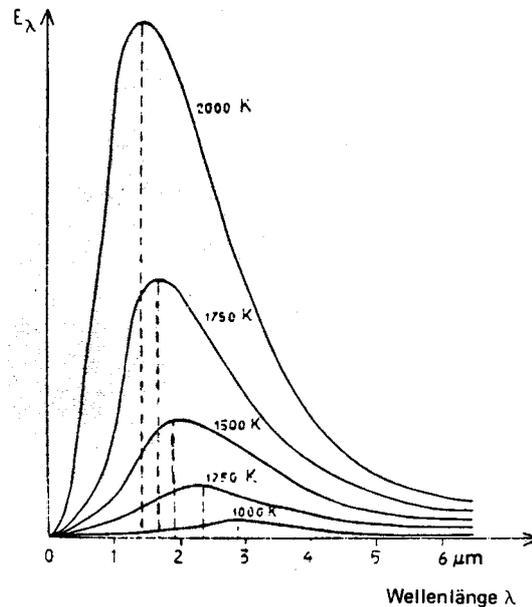


Abbildung 2.1: Intensität  $E_\lambda$  der Temperaturstrahlung eines schwarzen Körpers als Funktion der Wellenlänge (in  $\mu\text{m}$ ) bei verschiedenen Temperaturen nach dem Planck'schen Gesetz. Die Abbildung ist aus Liljequist und Cehak (1990) entnommen.

Dies ist das Stefan-Boltzmann Gesetz mit der Stefan-Boltzmann Konstante  $\sigma = 5.6696 \times 10^{-8} \text{Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$ . Der gesamte Strahlungsfluß wird demnach in  $\text{Wm}^{-2}$  angegeben.

Die Sonne strahlt mit einer Temperatur von etwa 6000 K, wobei das Spektrum dieser Strahlung einen Wellenlängenbereich von etwa  $0.1\mu\text{m} < \lambda < 4\mu\text{m}$  umfaßt (z.B. Salby, 1996). Die Maximalintensität liegt im Bereich des vom Menschen als grün gesehenen Lichts bei  $\lambda \approx 0.5\mu\text{m}$ . Das System Erde-Atmosphäre emittiert in den Weltraum im Infrarotbereich bei einer sehr viel niedrigeren Temperatur von etwa 255 K (z.B. Liou, 1992). Dies entspricht einem Wellenlängenbereich von  $4\mu\text{m} < \lambda < 100\mu\text{m}$  mit einem Intensitätsmaximum bei etwa  $10\mu\text{m}$ . Die Spektren der Sonnenstrahlung und der Strahlung von Erde und Atmosphäre überlappen sich demnach nur minimal, was eine Einteilung in einen kurzwelligen, solaren und einen langwelligen, terrestrischen Spektralbereich sinnvoll macht. Über lange Zeiträume gesehen ist die Temperatur des Systems Erde-Atmosphäre durch eine Balance zwischen der vom System absorbierten, solaren und der vom System emittierten, terrestrischen Strahlung bestimmt (Goody und Yung, 1989).

Etwa die Hälfte der einfallenden solaren Strahlung erreicht die Erdoberfläche nicht, da sie in der Atmosphäre teilweise absorbiert und teilweise in den Weltraum zurückreflektiert und -gestreut wird. Die Absorption erfolgt durch atmosphärische Gase wie molekularem Sauerstoff ( $\text{O}_2$ ), Ozon ( $\text{O}_3$ ), Kohlendioxid ( $\text{CO}_2$ ) und Wasserdampf ( $\text{H}_2\text{O}$ ). Die restlichen 50% der solaren Strahlung kommen ungehindert oder nach Reflexion und

Streuung an atmosphärischen Bestandteilen am Erdboden an und werden dort absorbiert. Die Atmosphäre ist demnach für das Sonnenlicht relativ gut durchlässig (Liou, 1992). Im Gegensatz dazu ist sie für die terrestrische Strahlung nahezu undurchlässig. Fast die gesamte von der Erdoberfläche emittierte Strahlung wird hauptsächlich von atmosphärischem Wasserdampf und Kohlendioxid absorbiert und teilweise wieder dorthin zurückgestrahlt. Nur im sogenannten „atmosphärischen Fenster“ zwischen  $\lambda = 8\mu\text{m}$  und  $\lambda = 13\mu\text{m}$  kann die vom Boden ausgehende Strahlung fast ungehindert in den Weltraum gelangen. Dies ist allerdings nur in einer wolkenfreien Atmosphäre der Fall. Die Wassertröpfchen und gegebenenfalls die Eispartikel in Wolken haben andere Absorptionseigenschaften als der Wasserdampf. Sie bewirken, daß Strahlung auch im atmosphärischen Fenster absorbiert wird (Liou, 1992).

### 2.1.2 Thermische Struktur der Atmosphäre

Die thermische Struktur der Atmosphäre wird zu einem großen Teil durch die Absorption und Emission von Strahlung kontrolliert. Abbildung 2.2 zeigt die mittlere, vertikale Temperaturverteilung für eine extratropische Standardatmosphäre. Entsprechend einer Temperaturabnahme bzw. -zunahme wird die Atmosphäre in verschiedene Schichten eingeteilt: die Troposphäre, die Stratosphäre, die Mesosphäre und die Thermosphäre (vgl. Andrews et al., 1987).

In der Troposphäre befindet sich fast der gesamte atmosphärische Wasserdampf. Da Wasserdampf mehrere starke Absorptionsbanden im Infrarotbereich aufweist, ist er neben  $\text{CO}_2$  das wichtigste Gas für die langwellige, troposphärische Strahlung. Der Erdboden ist eine Art Heizfläche, da er nicht nur von der direkten Sonnenstrahlung, sondern auch durch die langwellige atmosphärische Strahlung erwärmt wird. Eine indirekte Folge davon ist, daß die Temperatur vom Boden bis etwa 12 km abnimmt.

In der Stratosphäre zwischen 12 km und 50 km befindet sich kaum noch Wasserdampf, die Ozonkonzentration ist jedoch sehr viel größer als in der Troposphäre. Ozon absorbiert solare Strahlung im ultravioletten Wellenlängenbereich bei  $\lambda \approx 0.3\mu\text{m}$ . Die Absorption erfolgt hier durch Photodissoziation, bei der ein Ozonmolekül in ein Sauerstoffmolekül und ein Sauerstoffatom gespalten wird. Obwohl in der Stratosphäre auch Absorption von terrestrischer Strahlung durch Ozon und vorwiegend durch Kohlendioxid stattfindet, dominiert die Photodissoziation von Ozon. Da die Photodissoziation mit einer Erwärmung verbunden ist und bei etwa 50 km ihr Maximum erreicht, nimmt die stratosphärische Temperatur mit der Höhe zu, und die thermische Schichtung ist stabil.

In der Mesosphäre von 50 km bis 85 km wird die Dissoziationrate von Ozon geringer. Hier dominiert die Absorption und Emission terrestrischer Strahlung durch Kohlendioxid, und es erfolgt eine Temperaturabnahme mit der Höhe.

Oberhalb von etwa 85 km befindet sich die Thermosphäre, in der die Temperatur mit der Höhe zunimmt. In diesem Bereich wird extreme ultraviolette Sonnenstrahlung im Wellenlängenbereich  $\lambda \approx 0.1\mu\text{m}$  absorbiert. Die Absorption erfolgt durch Photoionisation von Gasen wie Stickstoff ( $\text{N}_2$ ), Sauerstoff und atomarem Sauerstoff. Dabei werden die Moleküle bzw. Atome durch Herausschlagen eines Elektrons ionisiert. Terrestrische Strahlung wird in der Thermosphäre kaum absorbiert, da die Gasdichte dort

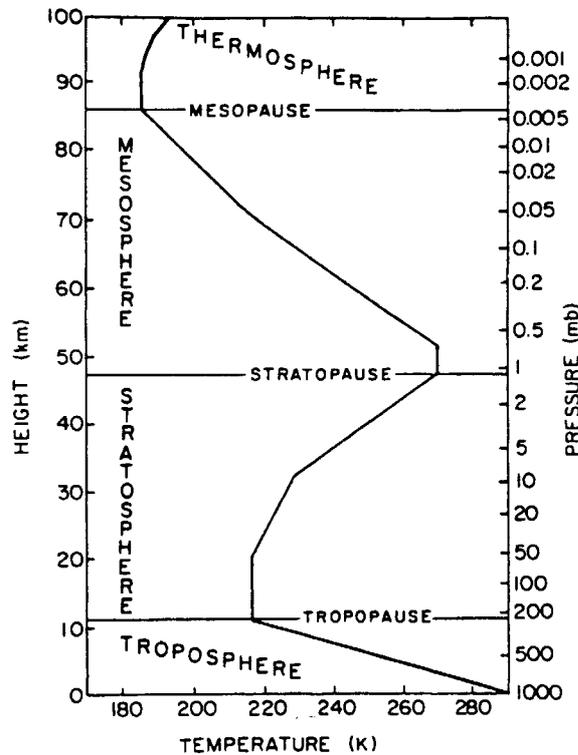


Abbildung 2.2: Temperatur (in K) aufgetragen gegen die Höhe (in km) bzw. den Druck (in mb) in einer U.S. Standardatmosphäre (1976) für mittlere Breiten. Die einzelnen Atmosphärenschichten Troposphäre, Stratosphäre, Mesosphäre und Thermosphäre sind durch die Grenzflächen Tropopause, Stratopause und Mesopause voneinander abgetrennt. Die Abbildung ist aus Andrews et al. (1987) entnommen.

sehr gering ist und Gase, die im Infrarotbereich absorbieren fast vollkommen fehlen.

### 2.1.3 Theorie des Strahlungstransports

Für die Theorie des Strahlungstransports in der Erdatmosphäre nimmt man oft an, daß die Atmosphäre plan-parallel ist, d.h. die Atmosphäre ist in horizontale Schichten eingeteilt, deren Krümmung aufgrund der kugelförmigen Gestalt der Erde vernachlässigt wird. Außerdem seien die Intensität der Strahlung und die atmosphärischen Parameter wie Temperatur und Spurengase nur von der vertikalen Koordinate (z.B. Höhe oder Druck) abhängig (z.B. Liou, 1980; Salby, 1996). Demnach gibt es in einer plan-parallelen Atmosphäre nur vertikal aufwärts und abwärts gerichtete Strahlungsflüsse.

Beim Durchstrahlen einer atmosphärischen Schicht der Dicke  $dz_g$ , wobei  $z_g$  die geometrische Höhe ist, erfährt die Strahlungsintensität  $\mathcal{I}_\lambda$  durch Absorption und Streuung bei einer Wellenlänge  $\lambda$  eine Schwächung. Gleichzeitig wird  $\mathcal{I}_\lambda$  aber auch aufgrund von Emission und Streuung von Strahlung verstärkt. Dadurch ergibt sich für eine plan-parallele Atmosphäre eine Änderung der Intensität  $d\mathcal{I}_\lambda$ , die durch die sogenannte Strah-

lungsübertragungsgleichung

$$\cos \vartheta \frac{d\mathcal{I}_\lambda(z_g, \vartheta, \eta)}{dz_g} = -k_\lambda \rho [\mathcal{I}_\lambda(z_g, \vartheta, \eta) - \mathcal{J}_\lambda(z_g, \vartheta, \eta)] \quad (2.3)$$

gegeben ist (vgl. Liou, 1980). Dabei sind  $\eta$  der Azimutwinkel,  $\vartheta$  der Zenitwinkel zwischen der Richtung der Strahlung und der vertikalen Achse,  $\rho$  die Dichte des Mediums,  $\mathcal{J}_\lambda$  die Quellen der Intensität und  $k_\lambda$  der Extinktionskoeffizient, der ein Maß für die Fähigkeit des Mediums ist, Strahlung der Wellenlänge  $\lambda$  zu absorbieren und zu streuen. Die Strahlungsintensität  $\mathcal{I}_\lambda$  hat die Einheit  $\text{Wm}^{-2}\mu^{-1}\text{sr}^{-1}$ . Um die gesamten nach oben und unten gerichteten Strahlungsflüsse  $F^\uparrow$  und  $F^\downarrow$  einer Schicht  $dz_g$  zu erhalten, muß Gleichung (2.3) über den Halbraum oberhalb bzw. unterhalb der Schicht, sowie über alle Wellenlängen integriert werden. Um bei der numerischen Lösung von (2.3) den Rechenaufwand so gering wie möglich zu halten, werden die solare und die terrestrische Strahlung meist getrennt berechnet, denn für diese Wellenlängenbereiche können unterschiedliche Näherungen und Algorithmen zur Lösung verwendet werden (z.B. Goody und Yung, 1989; Liou, 1992). In der Regel wird für den terrestrischen Spektralbereich angenommen, daß die Atmosphäre ein Schwarzkörper ist und keine Streuung langwelliger Strahlung stattfindet. Die Quellfunktion  $\mathcal{J}_\lambda(z_g, \vartheta, \eta)$  kann in diesem Fall durch die Planck-Funktion (2.1) genähert werden, die aufgrund der Isotropie der Strahlung unabhängig von  $\vartheta$  und  $\eta$  ist. Im solaren Spektralbereich jedoch bleibt  $\mathcal{J}_\lambda$  eine Funktion von  $\vartheta$  und  $\eta$ , da die Streuung nicht vernachlässigt kann und die Position der Sonne sowie die Reflexion eine große Rolle spielen. In diesem Fall wird (2.3) über sogenannte Phasenfunktionen gelöst, mit deren Hilfe die Verteilung der Energie als Funktion der Richtung der Strahlung mathematisch repräsentiert werden kann. Mehr Details zur Lösung von (2.3) sind z.B. in Goody und Yung (1989), Liou (1992) und Salby (1996) zu finden.

Durch die getrennte Berechnung der kurz- und der langwelligen Strahlung erhält man die aufwärts und abwärts gerichteten solaren und terrestrischen Strahlungsflüsse  $F_{\text{sol}}^\uparrow$ ,  $F_{\text{sol}}^\downarrow$ ,  $F_{\text{ter}}^\uparrow$  und  $F_{\text{ter}}^\downarrow$ . Der gesamte Nettostrahlungsfluß ergibt sich dann aus

$$F_{\text{net}} = F_{\text{ter}}^\uparrow + F_{\text{sol}}^\uparrow + F_{\text{sol}}^\downarrow + F_{\text{ter}}^\downarrow \quad (2.4)$$

wobei nach oben gerichtete Strahlungsflüsse negativ und nach unten gerichtete Strahlungsflüsse positiv definiert sind. Absorption und Emission von Strahlung sind mit einer Erwärmung bzw. Abkühlung der Schicht  $dz_g$  verbunden. Die Temperaturänderung  $\dot{T}_{\text{str}}$  aufgrund von Strahlung kann daher über

$$\dot{T}_{\text{str}} = -\frac{1}{\rho c_p} \frac{dF_{\text{net}}}{dz_g} \quad (2.5)$$

ermittelt werden, wobei  $c_p$  die spezifische Wärme bei konstantem Druck ist.

#### 2.1.4 Strahlungsgleichgewicht, Newton'sche Kühlung und strahlungskonvektives Gleichgewicht

Nimmt man an, Strahlung sei die einzige Möglichkeit Energie von einer Schicht  $dz_g$  zur anderen zu transportieren, so wird zwischen den Schichten solange ein Strahlungsfluß

stattfinden bis sich ein sogenanntes Strahlungsgleichgewicht eingestellt hat. Im Strahlungsgleichgewicht bleibt die Temperatur der einzelnen Schichten konstant, und es gilt:

$$\dot{T}_{\text{str}} = 0 \quad (2.6)$$

Weicht die Temperatur  $T$  einer Schicht von ihrer Gleichgewichtstemperatur  $T_{\text{gw}}$  ab, so wird die Strahlung dafür sorgen, daß das Gleichgewicht wieder hergestellt wird (Fels, 1982; Fels, 1987; Haynes und Ward, 1993). Dies geschieht ausschließlich durch die langwellige Strahlung, da die langwellige Emission empfindlich von der Temperatur der miteinander wechselwirkenden Schichten abhängt. Geht man davon aus, daß die Temperaturanomalie  $T - T_{\text{gw}}$  klein ist und die Gestalt einer sinusförmigen Welle hat, so wird die langwellige Strahlung die Temperaturanomalie innerhalb einer sogenannten Relaxationszeit  $\tau_{\text{str}}$  beseitigen. Die strahlungsbedingten Heizungs- und Kühlungsraten können in diesem Fall über eine einfache lineare Beziehung genähert werden die oft „Newton’sche Kühlung“ genannt wird:

$$\dot{T}_{\text{str}} = -\frac{T - T_{\text{gw}}}{\tau_{\text{str}}} = -\alpha (T - T_{\text{gw}}) \quad (2.7)$$

(vgl. Fels, 1982; Fels, 1987; Haynes und Ward, 1993). Dabei ist  $\alpha$  die Zerfallsrate, die von der vertikalen Position und der vertikalen Skala der Temperaturanomalie abhängt. Vernachlässigt man photochemische und dynamische Wechselwirkungen, so bietet Gleichung (2.7) eine einfache Möglichkeit, die stratosphärische Strahlung zu berechnen (z.B. Haynes und Ward, 1993).

Im Gegensatz zur Stratosphäre weicht die troposphärische Temperaturschichtung vom Strahlungsgleichgewicht ab. Die Aufheizung des Bodens durch Absorption von Strahlung erwärmt die Luft in Bodennähe so stark, daß sie aufzusteigen beginnt, da sie weniger dicht ist als die über ihr gelegene Luft. Dieser spontan und im Vergleich zur Strahlung schnell ablaufende Prozess, der mit dem Begriff Konvektion umschrieben wird, transportiert die warme bodennahe Luft nach oben und ersetzt sie durch dichtere, kühlere Luft, die im Gegenzug dazu aus größeren Höhen nach unten sinkt. Netto ergibt sich dadurch ein Wärmetransport von der Erdoberfläche nach oben. Die troposphärische Temperaturschichtung wird demnach im Mittel durch die zwei konkurrierenden Prozesse Strahlung und Konvektion bestimmt. Die Strahlung versucht, die von der Konvektion erwärmte Troposphäre in Richtung Strahlungsgleichgewicht zu kühlen und labilisiert dadurch das Temperaturprofil so, daß Konvektion einsetzt, die die Troposphäre wiederum wärmt. Über einen langen Zeitraum gemittelt stellt sich bei dieser einfachen Betrachtung ein strahlungs-konvektives Gleichgewicht ein, und es gilt:

$$\dot{T} = 0 = \dot{T}_{\text{str}} + \dot{T}_{\text{con}} , \quad (2.8)$$

wobei  $\dot{T}$  die gesamte und  $\dot{T}_{\text{con}}$  die Temperaturänderung aufgrund von Konvektion ist. Im strahlungs-konvektiven Gleichgewicht ergibt sich in der Troposphäre eine mittlere, vertikale Temperaturabnahme von etwa  $9.8 \text{ K km}^{-1}$  im Falle von trockener Konvektion, d.h. wenn während des konvektiven Prozesses kein Wasserdampf kondensiert. Für feuchte Konvektion, wenn durch kondensierenden Wasserdampf latente Wärme freigesetzt wird, ergibt sich eine mittlere Temperaturabnahme von  $6.5 \text{ K km}^{-1}$ .

## 2.2 Stratosphären-Troposphären-Austausch

Troposphäre und Stratosphäre unterscheiden sich nicht nur bezüglich ihrer Verteilung von atmosphärischen Gasen und der Strahlungsbilanz (siehe Kap. 2.1), sondern auch bezüglich der Chemie von Spurenstoffen und der dynamischen Eigenschaften (Holton et al., 1995). Vertikale Transporte sind in der Stratosphäre hauptsächlich mit Strahlungsprozessen verbunden und dauern aufgrund der stabilen Schichtung über eine Skalenhöhe in der Regel mehrere Monate. In der Troposphäre dagegen finden Vertikaltransporte über eine vergleichbare Skalenhöhe innerhalb von mehreren Stunden bis Tagen statt. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die im Vergleich zur Stratosphäre eher labile troposphärische Temperaturschichtung trockene und feuchte Konvektion begünstigt, wobei diese Prozesse mit relativ großen Vertikalgeschwindigkeiten verbunden sind.

Trotz der genannten signifikanten Unterschiede zwischen Stratosphäre und Troposphäre, sind die beiden Atmosphärenschichten nicht voneinander unabhängig. Vielmehr findet ein dynamisch gesteuerter Austausch von Masse und Spurenstoffen statt, der sogenannte Stratosphären-Troposphären-Austausch (vgl. Hoskins et al., 1985; Holton et al., 1995). Dieser Abschnitt gibt einen Überblick über den Stratosphären-Troposphären-Austausch.

### 2.2.1 Die Tropopause

Will man den Austausch von Masse und Spurenstoffen zwischen Troposphäre und Stratosphäre qualitativ und quantitativ erfassen, so ist es notwendig, eine Grenzfläche zwischen diesen beiden Atmosphärenschichten zu definieren. Diese Grenzfläche bezeichnet man mit dem Begriff Tropopause. In der Regel verwendet man heute zwei verschiedene Größen zur Tropopausendefinition. Eine dieser Größen ist die statische Stabilität der vertikalen Schichtung, mit der die World Meteorological Organisation (WMO) die sogenannte „thermische Tropopause“ festlegt. Sie ist die Untergrenze einer mindestens 2 km dicken Schicht, innerhalb welcher der vertikale Temperaturgradient  $\partial T/\partial z$  kleiner als  $2 \text{ K km}^{-1}$  sein muß (vgl. WMO, 1957; Reiter et al., 1969; Reichler et al., 1996). Als Alternative zur statischen Stabilität wird seit einiger Zeit oft die potentielle Vorticity (PV) verwendet, mit der man die sogenannte „dynamische Tropopause“ definiert. Nach Ertel (1942) ist die PV in einer nicht-hydrostatischen Atmosphäre durch

$$P_e = \frac{1}{\rho} \vec{\zeta}_a \cdot \vec{\nabla} \theta \quad (2.9)$$

gegeben. Dabei sind

$$\theta = T \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R}{c_p}} \quad (2.10)$$

die potentielle Temperatur,  $p_0 = 1000 \text{ hPa}$  ein konstanter Referenzdruck,  $p$  der Druck,  $R$  die Gaskonstante für trockene Luft, und

$$\vec{\zeta}_a = 2\vec{\Omega} + \vec{\nabla} \times \vec{v} \quad (2.11)$$

die absolute Vorticity mit  $\vec{\Omega}$  der Winkelgeschwindigkeit der Erde und  $\vec{v} = (u, v, w)$  dem dreidimensionalen Wind. Nach (2.9) setzt sich die PV aus einem dynamischen ( $\vec{\zeta}_a$ ) und

einem thermischen Anteil ( $\vec{\nabla}\theta$ ) zusammen. Da die im thermischen Anteil enthaltene statische Stabilität  $\partial\theta/\partial z$  beim Übergang von der Troposphäre in die Stratosphäre in der Regel sprunghaft ansteigt, äußert sich dies auch in einer Unstetigkeit in der vertikalen PV-Verteilung. Die Unstetigkeitsstelle markiert die Lage der dynamischen Tropopause. In der Literatur findet man PV-Werte für die Tropopause, die zwischen  $P = 1.0$  und  $4.0$  PVU (mit  $1 \text{ PVU} = 10^{-6} \text{ K m}^2 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ) schwanken (Danielsen, 1968; WMO, 1986; Hoerling et al., 1991; Lamarque und Hess, 1994; Cox et al., 1997). Aufgrund ihrer Ähnlichkeit liefern die thermische und die dynamische Tropopausen-Definition bei einem geeignet gewählten Wert für die PV in den Extratropen ähnliche großskalige Tropopausenstrukturen (Grewe und Dameris, 1996). Da aber neben der statischen Stabilität auch die relative Vorticity  $\vec{\zeta} = \vec{\nabla} \times \vec{v}$  einen Beitrag zur PV liefert, können die beiden Tropopausen in bestimmten Situationen erheblich voneinander abweichen (Hoerling et al., 1991; Wirth, 2000).

Die materielle Ableitung der PV ist durch

$$\frac{DP_e}{Dt} = \frac{1}{\rho} \vec{\zeta}_a \cdot \vec{\nabla} Q + \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \times \vec{K} \cdot \vec{\nabla} \theta \quad (2.12)$$

gegeben, wobei  $D/Dt = \partial/\partial t + u\partial/\partial x + v\partial/\partial y + w\partial/\partial z$ ,  $t$  die Zeit,  $x$  und  $y$  die horizontalen Koordinaten,  $z$  die vertikale Koordinate,  $Q = D\theta/Dt|_{\text{diab}}$  die diabatische Heizung wie Strahlung und Konvektion, und  $\vec{K} = D\vec{v}/Dt|_{\text{ext}}$  die externen Kräfte wie Reibung oder Turbulenz bezeichnen. Bei konservativer, d.h. reibungsfreier ( $\vec{K} = 0$ ) und adiabatischer Strömung ( $Q = 0$ ) ist  $DP_e/Dt = 0$ . Die dynamische Tropopause ist in diesem Fall also eine materielle Grenzfläche, über die keine Masse fließt. Es findet dann kein Austausch von Spurenstoffen zwischen Stratosphäre und Troposphäre statt. Erst wenn nicht-konservative Prozesse eine Rolle spielen (d.h.  $\vec{K} \neq 0$  und/oder  $Q \neq 0$ ), gibt es einen solchen Austausch. Der Fluß von Masse über die Tropopause kann dann eindeutig diabatischen Prozessen oder externen Kräften zugeordnet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Tropopause über die PV mit  $P = 2.0$  PVU definiert.

### 2.2.2 Globale Sichtweise des Stratosphären-Troposphären-Austauschs

Abbildung 2.3 nach Holton et al. (1995) gibt eine globale Sichtweise des Stratosphären-Troposphären-Austauschs wieder. Prinzipiell wird zwischen zwei verschiedenen Transportmechanismen unterschieden: dem Transport entlang von isentropen Flächen (wellige Doppelpfeile) und dem Transport durch isentrope Flächen hindurch (breite vertikale Pfeile), der diabatische Prozesse einschließlich kleinskaliger Turbulenz erfordert. Nach Hoskins (1991) ist die Atmosphäre in drei Bereiche, die sogenannte „Unterwelt“, die „Mittelwelt“ und die „Oberwelt“ unterteilt. Sie sind jeweils durch isentrope Flächen voneinander getrennt. Dabei liegt die Grenze zwischen Unter- und Mittelwelt bei etwa 300 K, die zwischen Ober- und Mittelwelt bei etwa 380 K. Die Unterwelt umfaßt jenen Bereich, in dem die Isentropen ausschließlich in der Troposphäre verlaufen. Luftmassen aus dieser Region können die Stratosphäre also nur dann erreichen, wenn sie durch isentrope Flächen hindurch diabatisch aufsteigen. In der Oberwelt befinden sich die Isentropen ausschließlich in der Stratosphäre. Auch dort ist ein Austausch mit der Troposphäre nur über diabatische Bewegungsformen möglich.

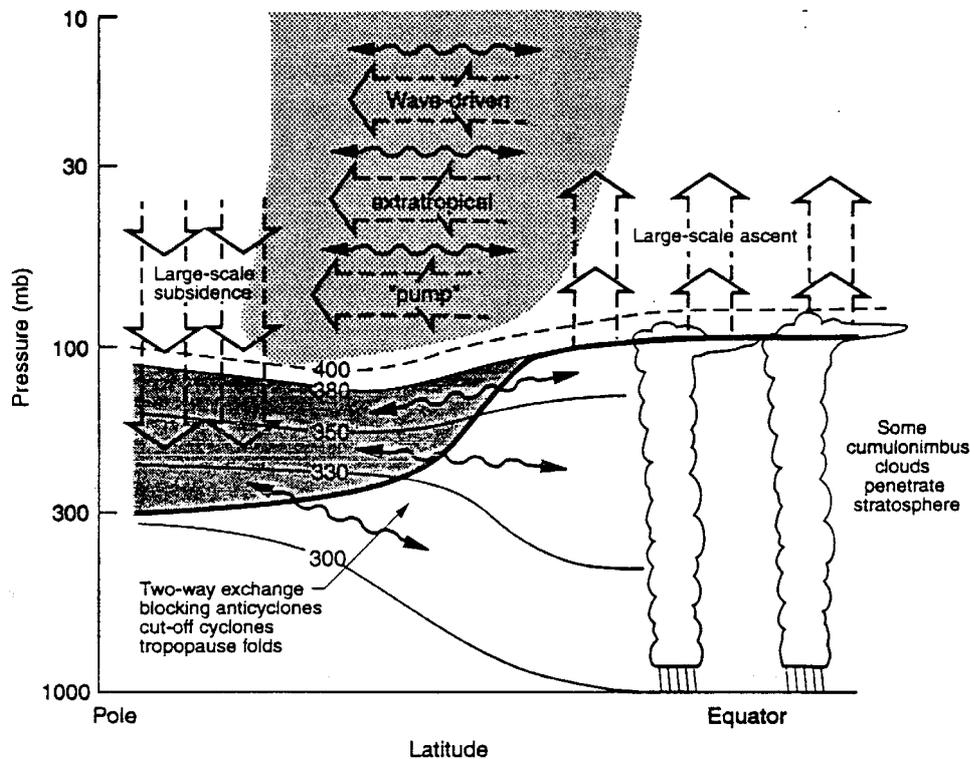


Abbildung 2.3: Globales Bild des Stratosphären-Troposphären-Austauschs. Die Tropopause ist als dicke schwarze Linie dargestellt. Die dünnen Linien markieren die Isentropen in Kelvin. Dunkel schattiert ist die unterste Stratosphäre („lowermost stratosphere“), hell schattiert der Bereich der „extratropical suction pump“. Die gewellten Doppelpfeile stellen Transporte entlang isentropischer Flächen dar, und die breiten Pfeile deuten den Transport durch die mittlere Meridionalzirkulation an. Die Abbildung ist aus Holton et al. (1995) entnommen.

Die Mittelwelt beschreibt die Region, in der die Tropopause (dicke schwarze Linie in Abb. 2.3) die Isentropen schneidet. Der stratosphärische Teil der Mittelwelt wird oft mit dem Begriff „unterste Stratosphäre“ (englisch: „lowermost stratosphere“) bezeichnet (dunkel schattierter Bereich in Abb. 2.3). Dieser Bereich unterscheidet sich ganz wesentlich vom Rest der Stratosphäre, da Transportprozesse zwischen Troposphäre und unterster Stratosphäre auf viel kürzeren Zeitskalen ablaufen, als der Transport zwischen Oberwelt und unterster Stratosphäre bzw. Mittelwelt. Im langzeitlichen Mittel findet in der Oberwelt eine Meridionalzirkulation statt (breite Pfeile in Abb. 2.3), die durch einen diagnostischen Zusammenhang mit der Dissipation extratropischer, planetarer Wellen und Schwerewellen verbunden ist. In der Literatur wird dieser Zusammenhang oft mit dem Begriff „extratropical suction pump“ (hell schattierter Bereich in Abb. 2.3) bezeichnet (Eliassen, 1952; Dickinson, 1968; Holton et al., 1995). Die Meridionalzirkulation ist in den Tropen mit diabatischem Aufsteigen troposphärischer Luftmassen in die Oberwelt verbunden. In den mittleren und hohen Breiten erfolgt diabatisches Absinken

von Luft aus der Oberwelt in die unterste Stratosphäre. Dieser Austausch findet auf Zeitskalen von mehreren Monaten bis Jahren statt. In der Mittelwelt dagegen können Masse und Spurenstoffe sehr viel schneller, nämlich innerhalb von Stunden bis Tagen zwischen unterster Stratosphäre und Troposphäre ausgetauscht werden (wellige Pfeile in Abb. 2.3). Hier können stratosphärische (troposphärische) Luftmassen durch adiabatische Advektion sehr schnell in eine troposphärische (stratosphärische) Umgebung gelangen, wobei die so entstandenen Anomalien in der Regel nicht mehr in ihre ursprüngliche Umgebung zurückadvehiert werden. Vielmehr werden nicht-konservative Prozesse eingeleitet, die dafür sorgen, daß die Luftmassen innerhalb der Anomalien irreversibel in ihre neue Umgebung eingebracht werden (siehe z.B. Hoskins et al., 1985). Diese Art von Stratosphären-Troposphären-Austausch ist ausschließlich in mittleren und hohen Breiten möglich und läuft im wesentlichen über episodische Ereignisse ab. Es handelt sich dabei um Tropopausenfaltungen (Danielsen, 1968; Vaughan et al., 1994), isolierte Höhenzyklonen (Price and Vaughan, 1992; 1993; Wirth, 1995) und Höhenantizyklonen (Hoskins et al. 1985; Zierl und Wirth, 1997), sowie Streamer und kleinskalige, filamentartige Strukturen (Appenzeller und Davies, 1992; Appenzeller et al., 1996). Da dem durch nicht-konservative Prozesse verursachten irreversiblen Einmischen von Luftmassen in ihre neue Umgebung eine adiabatische Deformation der Tropopause vorangeht, spricht man bei diesen episodischen Ereignissen oft von „adiabatischem“ Stratosphären-Troposphären-Austausch, obwohl es strenggenommen eigentlich nur einen diabatischen Austausch geben kann (vgl. Kap. 2.2.1, Haynes und McIntyre, 1990).

### 2.2.3 Der Zerfall filamentartiger Strukturen als Austauschprozeß

Wie in der Einleitung bereits erwähnt kann das großskalige Strömungsfeld in der Tropopausenregion kleinskalige Feinstrukturen in den passiv advehierten Feldern ausbilden (Verkley, 1994; Chen, 1995; Appenzeller und Holton, 1997), was oft mit dem Begriff „chaotische Advektion“ bezeichnet wird (Ottino, 1989; Pierrehumbert, 1991). Da der chaotischen Advektion eine balancierte, quasi-zweidimensionale Strömung zugrunde liegt, unterscheidet sie sich signifikant von einer turbulenten Strömung, die von vorn herein ungeordnet und nicht balanciert ist. Sie kann eine starke Deformation der Tropopause verursachen, wodurch langgestreckte Zungen, sogenannte „Streamer“ von stratosphärischen Luftmassen in der Troposphäre oder umgekehrt entstehen (Appenzeller et al., 1996; Cox et al., 1997). Scher- und Deformationsströmungen verformen diese Strukturen immer weiter, und es entwickeln sich dünne Filamente. Gelegentlich bilden sich sogar einzelne Wirbel mit ineinander verschachtelten stratosphärischen und troposphärischen Luftmassen. Abbildung 2.4 aus Appenzeller et al. (1996) zeigt ein Beispiel für die Ausbildung solcher Wirbel und Streamer. Dargestellt sind die Konturen der PV auf der  $\theta = 320$  K Fläche, die mit Hilfe der Konturenadvektionstechnik ermittelt worden sind. Die dunkel schattierten Bereiche stellen dabei Regionen mit stratosphärischen PV-Werten  $P > 2$  PVU dar. Die großskalige Strömung ist in diesem Fall über Mittel- und Westeuropa antizyklonal. Man kann erkennen, daß sich mit der Zeit Streamer stratosphärischer Luftmassen über der iberischen Halbinsel und über Großbritannien bilden, die immer länger und dünner werden. Um die PV-Zunge, die anfangs über Süditalien und Nordgriechenland liegt, ist die Strömung zyklonal und führt mit

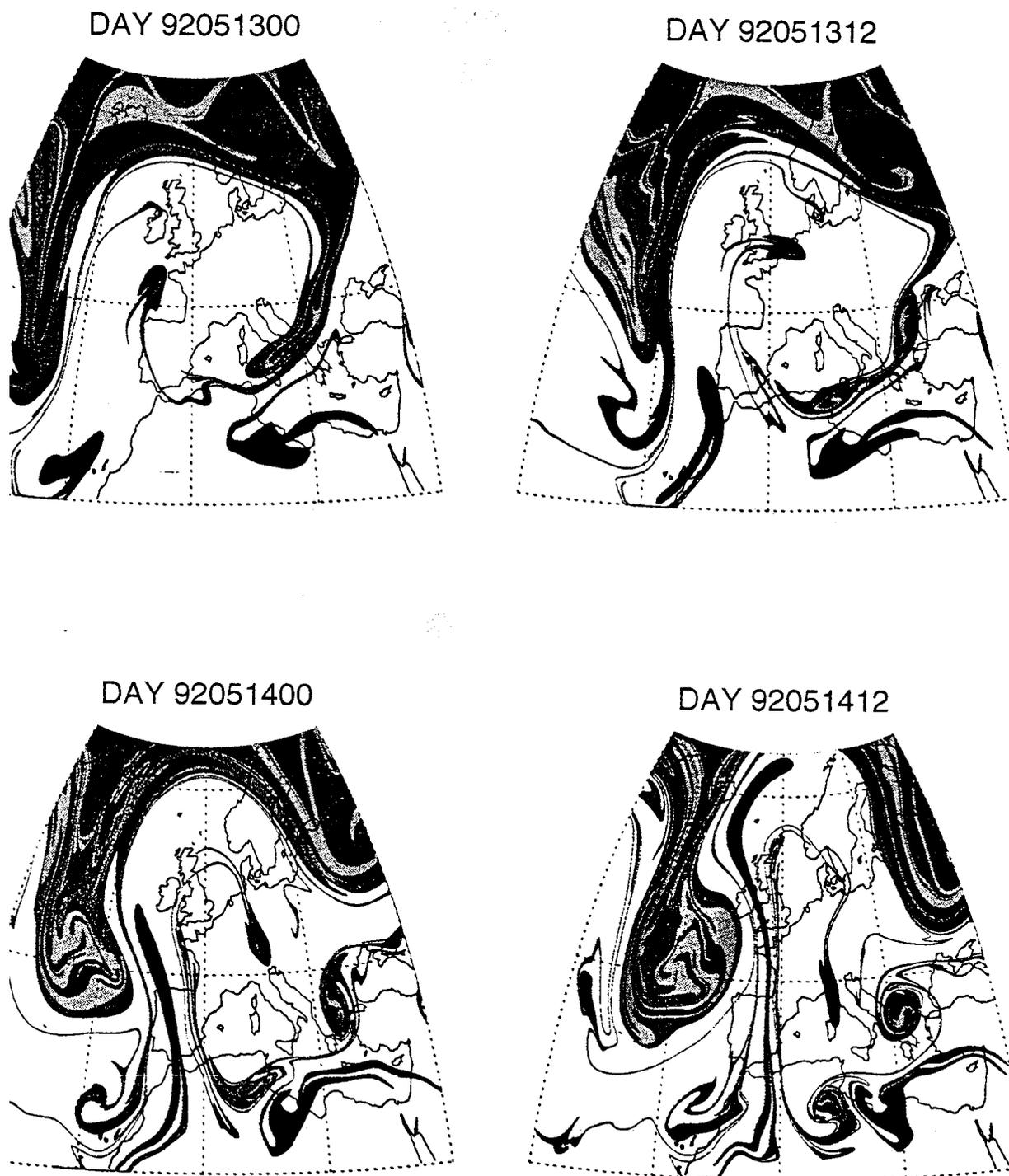


Abbildung 2.4: PV Konturen auf der  $\theta = 320$  K Fläche in 12-Stundenintervallen ab dem 13. Mai 1992 00 UTC. Die dunkel schattierten Regionen markieren Bereiche mit stratosphärischen PV Werten  $P > 2$  PVU. Die PV Konturen wurden mit Hilfe der Konturenadvektionstechnik ermittelt. Die Abbildung ist aus Appenzeller et al. (1996) entnommen.

der Zeit zu einem Aufrollen eines Teils der Zunge über Nordgriechenland. Ein anderer Teil der Zunge spaltet sich ab und rollt sich über Nordafrika auf. Bei beiden Wirbeln werden dabei die ineinander verschachtelten stratosphärischen und troposphärischen Luftmassen immer dünner.

Filamente werden nicht nur in Zusammenhang mit der Tropopause beobachtet. Auch am Rand des stratosphärischen Polarwirbels entstehen durch chaotische Advektion oft Feinstrukturen, die in den letzten Jahren Gegenstand von zahlreichen Untersuchungen waren (z.B. Tuck, 1989; Plumb et al., 1994; Orsolini, 1995; Bird et al., 1997). Ebenso können andere Prozesse als die chaotische Advektion zur Bildung von kleinskaligen Strukturen führen. In der Studie von Newell et al. (1999) wurde durch die Auswertung von Flugzeugbeobachtungen festgestellt, daß dünne Zungen von Luftmassen aus der Grenzschicht durch konvektive Prozesse in die freie Troposphäre transportiert werden, oder daß Flugzeuge sehr dünne Abgasspuren hinterlassen können. Auf diese Arten von Filamenten und auf Feinstrukturen am stratosphärischen Polarwirbel wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit jedoch nicht eingegangen. Hier werden nur Filamente im Zusammenhang mit der Tropopause betrachtet.

Ein durch chaotische Advektion entstandenes Filament in der Tropopausenregion ist unter der Annahme einer reibungsfreien, adiabatischen Strömung durch die typischen Merkmale seiner Ursprungsregion gekennzeichnet, da die Tropopause eine materielle Grenzfläche ist (siehe Kap. 2.2.1) und damit Größen wie PV, Wasserdampf und Ozon erhalten sind. Strenggenommen kann demnach kein Austausch zwischen Troposphäre und Stratosphäre stattfinden. Das Filament behält seine charakteristischen Merkmale und bleibt ein stratosphärisches (troposphärisches) Filament selbst dann, wenn es bereits sehr dünn ist und weit in die Troposphäre (Stratosphäre) vorgedrungen ist. Die chaotische Advektion ist jedoch ein stark irreversibler Vorgang. Die Grenzfläche zwischen Filament und Umgebung wird dabei sehr rasch immer größer, und es steigt damit die Wahrscheinlichkeit drastisch an, daß nicht-konservative Prozesse einsetzen, die eines oder mehrere der charakteristischen Merkmale des Filaments zerstören. Sobald ein Merkmal zerstört ist, gilt die Luftmasse im Filament als ausgetauscht. Man spricht in diesem Zusammenhang auch vom Zerfall des Filaments.

Neben Prozessen wie kleinskalige Turbulenz (Shapiro, 1980), Konvektion (Price und Vaughan, 1993) und molekulare Diffusion (Ottino, 1989) spielt vermutlich die Strahlung eine wichtige Rolle beim Zerfall von Filamenten. Langwellige Strahlung kann nämlich die PV verändern, während sie Feuchte und Ozon nicht beeinflußt (Haynes und McIntyre, 1987; 1990). In diesem Zusammenhang stellt sich die Frage, wie lange es dauert, bis ein Filament seine charakteristischen Merkmale verliert und damit als ausgetauschte Luftmasse gelten kann. Eine richtige Abschätzung der Zerfallsraten von Filamenten ist nämlich beispielsweise für die Parameterisierung der Atmosphärenchemie von besonderer Bedeutung (Thuburn and Tan, 1997). Bisher wurde jedoch die Wirkung von Strahlung auf Filamente, insbesondere die Frage nach den charakteristischen Zeitskalen des Zerfalls in nur wenigen Studien und nach Wissen der Autorin nur für die Stratosphäre betrachtet (z.B. Haynes und Ward, 1993; Esler et al., 1999). Weitere Untersuchungen zu diesem Thema sind daher von Interesse. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem strahlungsbedingten Zerfall von stratosphärischen Filamenten in der Troposphäre, die durch hohe PV, geringe Feuchte und hohen Ozongehalt charakterisiert sind. Da in der

Troposphäre der Wasserdampf das wichtigste Spurengas für terrestrische Strahlung ist, kann man davon ausgehen, daß neben der mit der PV verbundenen Temperaturanomalie auch die Trockenanomalie einen maßgeblichen Einfluß auf die strahlungsbedingten Heizraten hat.

## 2.3 Grundlegende Arbeiten

Zur Rolle der Strahlung bei der Entwicklung von stratosphärischen Filamenten gibt es nach Wissen der Autorin bisher noch keine Arbeiten. Es gibt allerdings Untersuchungen, die für die vorliegende Studie relevant sind. Sie werden im folgenden vorgestellt.

### 2.3.1 Strahlungsbedingter Zerfall von Filamenten in der Stratosphäre

Die Idee, daß Strahlung ein wichtiger Prozeß bei der Entwicklung von Filamenten sein könnte, stammt aus dem Artikel von Haynes und Ward (1993). Mit Hilfe eines linearen, quasigeostrophischen Modells untersuchten Haynes und Ward (1993) den strahlungsbedingten Zerfall von PV-Filamenten in der mittleren Stratosphäre.

Zunächst lösten die Autoren das Problem analytisch unter der Annahme von Newton'scher Kühlung (vgl. Kap. 2.1.4). Es stellte sich heraus, daß eine PV-Anomalie anfangs nahezu exponentiell und zu späteren Zeiten eher diffusiv zerfällt. Anschließend wurde der Zerfall der PV-Filamente unter Verwendung einer realistischeren Strahlungsparameterisierung (Fels, 1982) numerisch berechnet. Als Anfangszustand verwendeten Haynes und Ward (1993) in ihrem einfachsten Experiment ein konstantes PV-Feld, das sie mit einer in vertikaler und horizontaler Richtung Gaußverteilten PV-Anomalie lokal modifizierten. Das Referenztemperaturfeld wurde so gewählt, daß die Stratosphäre im Strahlungsgleichgewicht ist. Die Verteilung der atmosphärischen Gase entsprach der bei 45°N zur Zeit der Wintersonnenwende.

Abbildung 2.5 zeigt, wie sich die Profile der Temperatur- und der entsprechenden PV-Anomalie während eines Modellaufs mit realistischer Strahlung entwickelten. Die Temperaturanomalie (Abb. 2.5a) wird durch die Strahlung mit der Zeit geglättet und verbreitert sich dabei in vertikaler Richtung. Dieses Verhalten spiegelt sich im Profil der PV wieder (Abb. 2.5b). Der Zerfall verläuft zunächst sehr rasch und wird mit der Zeit langsamer. Betrachtet man die Entwicklung des PV-Maximums (durchgezogene Kurve in Abb. 2.6) und vergleicht sie mit der Entwicklung des PV-Maximums unter Newton'scher Kühlung (gestrichelte Kurve in Abb. 2.6), so zeigt sich, daß sich realistische Strahlung in guter Näherung wie Newton'sche Kühlung verhält. Die gepunktete Kurve in Abbildung 2.6 repräsentiert den rein exponentiellen Zerfall des PV-Maximums mit einer Zerfallsrate, die der anfänglichen PV-Anomalie entspricht. Verglichen mit den anderen beiden Kurven verdeutlicht sie die Tatsache, daß der Abbau eines Filaments in der Stratosphäre zunächst nahezu exponentiell ist und zu späteren Zeiten eher einem langsameren, algebraischen Zerfall ähnelt.

Wie in der Einleitung bereits erwähnt lassen sich die gezeigten Ergebnisse von Haynes und Ward (1993) nicht ohne weiteres auf die Troposphäre übertragen, da sie auf Näherungen und Bedingungen basieren, die ausschließlich in der Stratosphäre gelten. Beispielsweise berücksichtigen Haynes und Ward (1993) keine Anomalien bei strah-

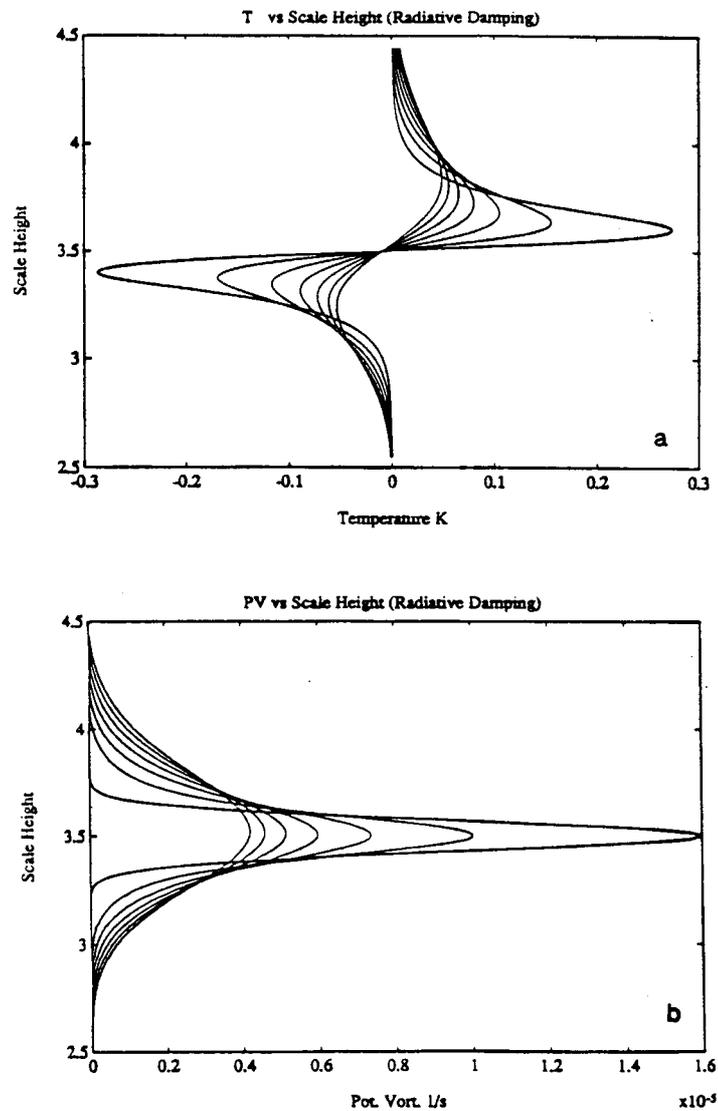


Abbildung 2.5: Entwicklung der Profile der (a) Temperaturanomalie (in K) und der (b) PV-Anomalie (in  $s^{-1}$ , der Einheit der PV in der quasigeostrophischen Theorie) für realistische Strahlung. Die verschiedenen Kurven in jeder Abbildung entsprechen den verschiedenen Zeiten:  $t = 0, 5, 10, 15, 20$  und  $25$  Tage. Die Abbildungen sind aus Haynes und Ward (1993) entnommen.

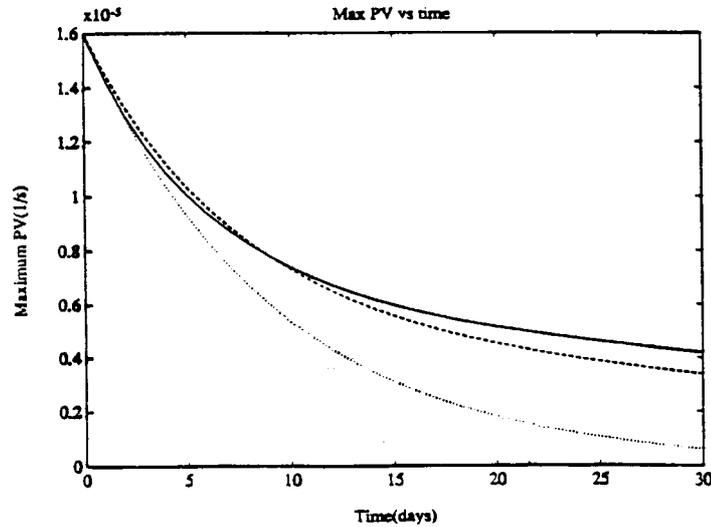


Abbildung 2.6: Entwicklung des PV-Maximums (in  $s^{-1}$ , der Einheit der PV in der quasi-geostrophischen Theorie) für realistische Strahlung (durchgezogene Kurve), für Newton'sche Kühlung (gestrichelte Kurve) und für rein exponentiellen Zerfall mit einer Zerfallsrate, die der anfänglichen PV-Anomalie entspricht (gepunktete Kurve). Die Abbildung ist aus Haynes und Ward (1993) entnommen.

lungsrelevanten Spurengasen. Die Vernachlässigung einer Spurenstoffanomalie ist in diesem Fall gerechtfertigt, da das wichtigste Spurengas für langwellige Strahlung in der mittleren Stratosphäre  $\text{CO}_2$  ist, und  $\text{CO}_2$  ist dort in guter Näherung homogen verteilt. In der Troposphäre jedoch wird langwellige Strahlung hauptsächlich durch Wasserdampf kontrolliert. Da Wasserdampf in der Regel inhomogen verteilt ist, zeichnet sich ein Filament aus einer fremden Umgebung mit großer Wahrscheinlichkeit auch durch eine Feuchtanomalie aus, die Auswirkungen auf die Strahlung hat. Die Entwicklung eines Filaments kann daher in der Troposphäre möglicherweise ganz anders ablaufen als in der Stratosphäre.

### 2.3.2 Beobachtungen von alten stratosphärischen Schichten in der Troposphäre

Wie bereits erwähnt, sind stratosphärische Filamente in der Regel durch hohe PV, niedrigen Wasserdampf- und hohen Ozongehalt charakterisiert. Im Rahmen der TOASTEC-Kollaboration, in der die Autorin mitgearbeitet hat, wurden in der Troposphäre jedoch Schichten mit sehr trockener und ozonreicher Luft gemessen, die keine hohe PV aufweisen (Vaughan et al., 2000). Abbildung 2.7 zeigt ein Beispiel für eine solche Beobachtung. Dargestellt sind die Profile der relativen Feuchte (gepunktete Kurve), des Ozonmischungsverhältnisses (durchgezogene Kurve) und der statischen Stabilität (Strichpunkte) als Funktion der potentiellen Temperatur  $\theta$ , die in diesem Fall als Vertikalkoordinate verwendet wurde. Bei  $\theta = 303$  K, was einer geometrischen Höhe von etwa

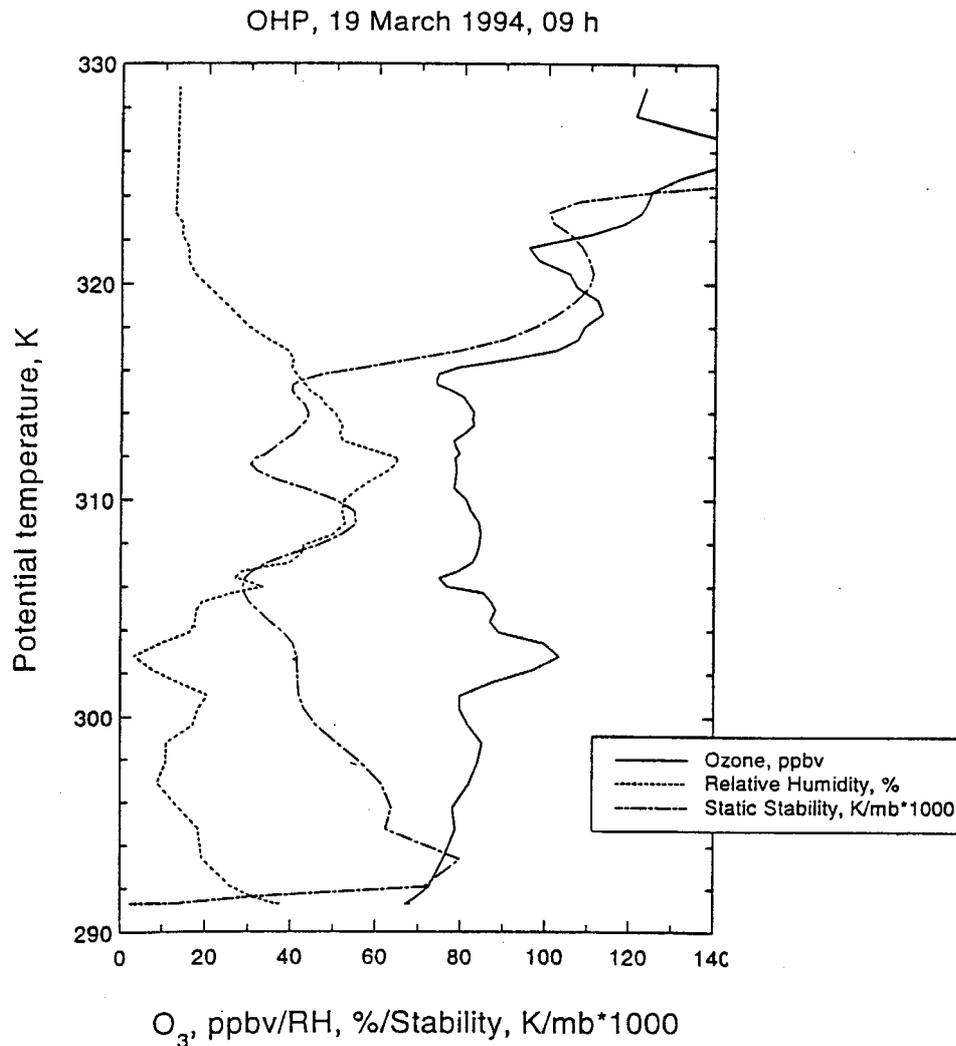


Abbildung 2.7: Profile des Ozonmischungsverhältnisses (in ppbv (parts per billion volume); durchgezogene Kurve), der relativen Feuchte (in %; gepunktete Kurve) und der statischen Stabilität (in  $\text{K (1000 hPa)}^{-1}$ ; strichgepunktete Kurve) gemessen über dem Observatoire de Haute Provence (OHP) am 19. März 1994 um 09 h. Mit dem Begriff Mischungsverhältnis wird die Masse des betrachteten Spurenstoffs pro Einheitsmasse der trockenen Luft bezeichnet. Die relative Feuchte ist das Verhältnis des Wasserdampf- zum Sättigungsmischungsverhältnis. Die Abbildung ist aus Vaughan et al. (2000) entnommen.

3.5 km entspricht, sind sowohl im Ozonprofil, als auch im Profil der relativen Feuchte deutliche Anomalien zu erkennen. Die statische Stabilität, mit deren Hilfe die PV ermittelt wird, hat an dieser Stelle jedoch keine außergewöhnliche Signatur. In allen beobachteten Fällen konnte über Trajektorienrechnungen nachgewiesen werden, daß diese Schichten tatsächlich stratosphärischen Ursprungs sind. Offensichtlich haben die stratosphärischen Luftmassen während ihrer Reise in die Troposphäre die PV-Signatur schneller verloren als die Ozon- und Feuchtesignatur. Die Beobachtungen von Vaughan et al. (2000) waren die Motivation für die vorliegende Arbeit, denn eine mögliche Ursache für das Fehlen einer stratosphärischen PV-Signatur könnte die Strahlung sein, da sie die PV verändern kann, während Wasserdampf und Ozon unbeeinflusst bleiben (Haynes und McIntyre, 1987; 1990).

### 2.3.3 Diabatische Heizung bei Filamenten in der Troposphäre

In der Arbeit von Newell et al. (1999) werden Flugzeugbeobachtungen von verschiedenartigen Filamenten in den unteren 12 km der Atmosphäre vorgestellt. Mit Hilfe einer einfachen Parameterisierung (Hoffmann, 1981) bestimmten die Autoren strahlungsbedingte Heizungs- und Kühlungsraten für die beobachteten Filamente.

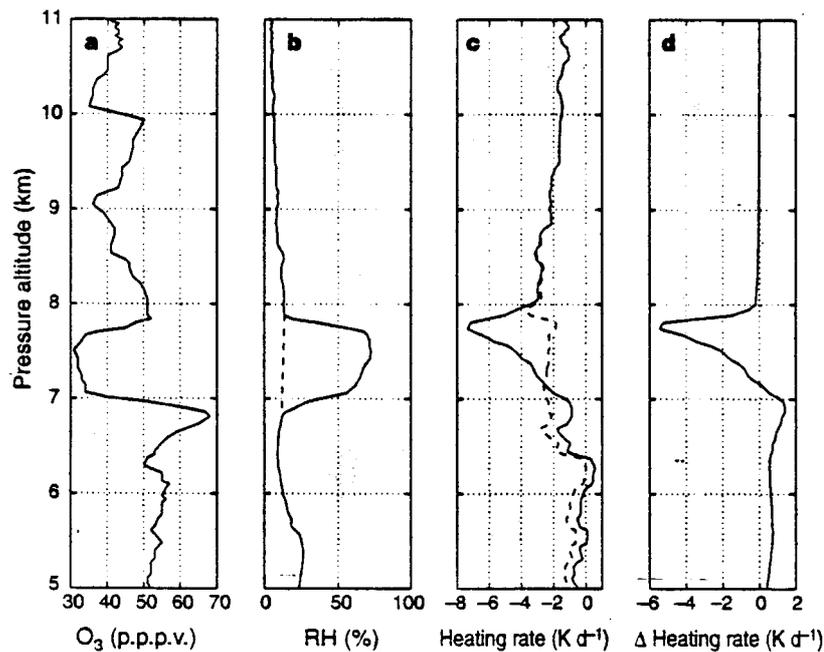


Abbildung 2.8: Profile für (a) das Ozonmischungsverhältnis (in ppbv (parts per billion volume)) und (b) die relative Feuchte (in %) mit den entsprechenden Profilen für (c) die strahlungsbedingten Heizraten (in  $K Tag^{-1}$ ) und (d) die Abweichung der strahlungsbedingten Heizraten (in  $K Tag^{-1}$ ) von einem Referenzzustand ohne Feuchteanomalie. Die gestrichelten Kurven in (b) und (c) repräsentieren Profile für diesen Referenzzustand. Die Abbildung ist aus Newell et al. (1999) entnommen.

Leider zeigen Newell et al. (1999) nur ein Beispiel, für das die Heizraten berech-

net wurden. Es handelt sich dabei um eine aus der Grenzschicht stammende negative Ozon- und positive Wasserdampfanomalie ( $O_3 - /H_2O+$  Schicht). Da diese Anomalie genau das entgegengesetzte Merkmal der in der vorliegenden Arbeit betrachteten stratosphärischen Filamente (positive Ozon- und negative Wasserdampfanomalie) aufweist, sind die von Newell et al. (1999) gezeigten Ergebnisse für die vorliegende Arbeit durchaus interessant.

Abbildung 2.8 zeigt die Heizungs- und Kühlungsraten für die  $O_3 - /H_2O+$  Schicht. Die Schicht befindet sich bei einer Höhe von etwa 7.5 km (Abb. 2.8a und durchgezogene Kurve in Abb. 2.8b). Im Profil der diabatischen Heizung (durchgezogene Kurve in Abb. 2.8c) ist knapp oberhalb dieses Bereichs ein negatives Maximum zu sehen. Um die Ursache für dieses Kühlungsmaximum festzustellen, sind die strahlungsbedingten Heizraten zusätzlich für einen Referenzzustand ohne Wasserdampfanomalie (gestrichelte Kurve in Abb. 2.8b) berechnet worden. Es zeigt sich, daß der Referenzzustand kein Kühlungsmaximum aufweist (gestrichelte Kurve in Abb. 2.8c). Offensichtlich ist die verstärkte Kühlung eine Folge der positiven Feuchteanomalie. Betrachtet man die Abweichung der diabatischen Heizung vom Referenzzustand (Abb. 2.8d), so erhält man im Bereich der  $O_3 - /H_2O+$  Schicht eine Kühlungsanomalie von bis zu  $6 \text{ K Tag}^{-1}$ . Unterhalb des Filaments bewirkt die Feuchtigkeit der Schicht eine Heizungsanomalie von etwa  $1.5 \text{ K Tag}^{-1}$ . Diese Werte lassen vermuten, daß die Feuchteanomalie aufgrund ihrer Wirkung auf die Strahlung eine große Rolle für die thermische Struktur des Filaments und seiner unmittelbaren Umgebung spielen könnte. Die Arbeit von Newell et al. (1999) bringt dazu jedoch keine weiteren Untersuchungen.

### 2.3.4 Einfluß von Scherung und Deformation auf die Entwicklung von Filamenten

Eine erst kürzlich unternommene Studie von Esler et al. (1999) untersucht den Zerfall von PV-Filamenten unter dem Einfluß von großskaliger Scher- und Deformationsströmung. Dazu verwenden die Autoren ein zweidimensionales, nicht-hydrostatisches Modell (Bartello, 1995). Die anfänglichen PV-Anomalien befinden sich in semi-geostrophischem Gleichgewicht mit dem Wind- und Temperaturfeld. In Abwesenheit einer Hintergrundströmung handelt es sich damit um einen stationären Zustand. Sobald jedoch Scherung und Deformation stattfinden, wird das Problem nicht-stationär, und man erhält eine ageostrophische Sekundärzirkulation, die dafür sorgt, daß die Balance zu jedem Zeitpunkt gewährleistet ist. Die Stromfunktion dieser Zirkulation hängt dabei linear von der Scherung bzw. Deformation der Hintergrundströmung ab. Die zeitliche Entwicklung der Filamente wurde sowohl unter Berücksichtigung der ageostrophischen Zirkulation (dynamisch aktive Filamente) als auch ohne den Einfluß der ageostrophischen Zirkulation (dynamisch passive Filamente) ermittelt. Dynamisch passive Filamente werden demnach nur durch die Hintergrundströmung beeinflusst.

Die Ergebnisse zeigen, daß sowohl die horizontale als auch die vertikale Skala der Filamente verringert wird. Dabei ist im Falle einer stetigen Scherströmung die Verringerung der vertikalen Skala für dynamisch aktive Filamente stärker als für dynamisch passive (Abb. 2.9a). Offensichtlich beschleunigt die ageostrophische Zirkulation das Ausdünnen des Filaments durch die Hintergrundströmung. Für den Fall der Deforma-

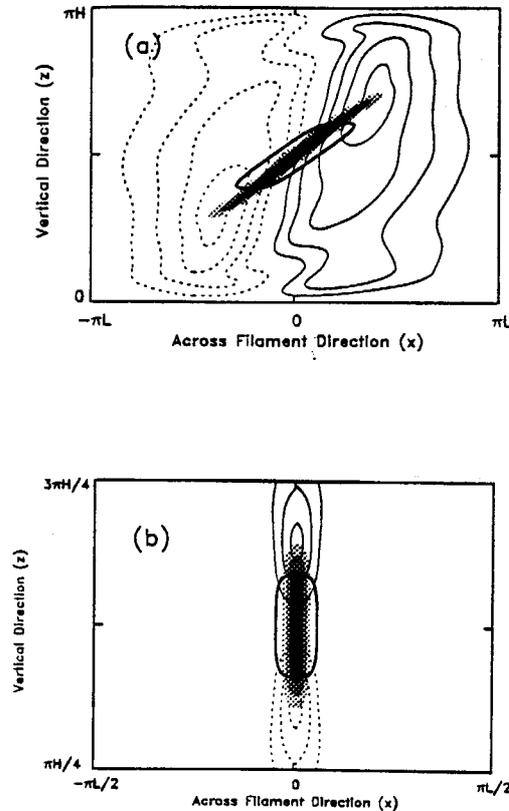


Abbildung 2.9: Vertikaler Querschnitt durch ein PV-Filament (a) zum Zeitpunkt  $t = 2Nf^{-1}\Lambda^{-1}$  im Falle der Scherströmung und (b) zum Zeitpunkt  $t = 2\Gamma^{-1}$  im Falle der Deformationsströmung. Dabei sind  $f$  der Coriolisparameter,  $N$  die Brunt-Väisälä-Frequenz,  $\Lambda$  die Scherungs- und  $\Gamma$  die Deformationsrate. Die dunkel schattierte Region markiert ein dynamisch aktives Filament, die dicke, durchgezogene Linie ein dynamisch passives Filament. Die Konturen repräsentieren die Vertikalgeschwindigkeit der ageostrophischen Zirkulation (negative Konturen gestrichelt). Die Abbildungen sind aus Esler et al. (1999) entnommen.

tionsströmung ergibt sich für ein dynamisch aktives Filament eine verstärkte Abnahme der horizontalen Skala. Auch in diesem Fall wird demnach die Entwicklung durch die ageostrophische Zirkulation beschleunigt (Abb. 2.9b). Da die richtige Abschätzung der Zerfallszeiten von Filamenten wichtig für die Parameterisierung der Atmosphärenchemie sind (Thuburn und Tan, 1997), könnte der Effekt der ageostrophischen Zirkulation nach Meinung von Esler et al. (1999) in diesem Zusammenhang eine wichtige Rolle spielen.

Wie stark der Einfluß der Sekundärzirkulation ist, hängt von der Geometrie der Filamente ab. Für den Fall der Scherung und der Deformation wurden die numerischen Experimente mit verschiedenen vertikalen und horizontalen Skalen der Filamente durchgeführt. Typische Verhältnisse von horizontaler zu vertikaler Skala liegen in der Größenordnung des sogenannten Prandtl Verhältnisses  $f/N$  ( $f$ : Coriolisparameter;  $N$ : Brunt-Väisälä-Frequenz). Es stellte sich heraus, daß Filamente, die relativ zum

Prandtlverhältnis flach sind, stärker durch die ageostrophischen Zirkulation beeinflusst werden als Filamente, die relativ zum Prandtlverhältnis hoch sind. Dies gilt sowohl für die Scher- als auch für die Deformationsströmung.

Der zusätzliche Einfluß von Strahlung wurde mit Hilfe der Strahlungsparameterisierung nach Fels (1982) berücksichtigt, die auch Haynes und Ward (1993; siehe Kap. 2.3.1) in ihrer Arbeit verwendet haben. Unter der Voraussetzung, daß die Zeitskala des strahlungsbedingten Zerfalls vergleichbar mit der Zeitskala des dynamischen Zerfalls ist, wird die Entwicklung des Filaments zunächst durch die drei Prozesse Strahlung, ageostrophische Zirkulation und Hintergrundströmung beeinflusst. Zu späteren Zeitpunkten sind jedoch nur noch der Zerfall durch Strahlung und die Verformung durch die Hintergrundströmung von Bedeutung, da die PV-Anomalie durch die Strahlung bereits soweit abgebaut ist, daß die Sekundärzirkulation zu schwach ist, um eine merkliche Rolle zu spielen. Ist die Zeitskala der Strahlung kürzer als die Zeitskala der Dynamik, so wird die Entwicklung von Anfang an durch die Strahlung und die Hintergrundströmung bestimmt und die ageostrophische Zirkulation ist von geringer Bedeutung.

Da ausschließlich reine PV-Anomalien ohne begleitende Spurenstoffanomalien betrachtet werden und zur Berechnung der Strahlung eine Parameterisierung verwendet wird, die eher für stratosphärische Bedingungen geeignet ist, gelten die Ergebnisse von Esler et al. (1999) — wie die Ergebnisse von Haynes und Ward (1993) — eher für die Stratosphäre. Trotzdem kann die Studie von Esler et al. (1999) als interessante Ergänzung zur vorliegenden Arbeit angesehen werden, da mit der Untersuchung des Einflusses von Scherung und Deformation ein wichtiger Aspekt behandelt wird, der im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht berücksichtigt wird.

# Kapitel 3

## Modellbeschreibung

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die Wirkung von Strahlung auf die Entwicklung stratosphärischer Filamente in der Troposphäre zu untersuchen und die Frage nach den charakteristischen Zeitskalen, auf denen diese Entwicklung stattfindet, zu beantworten. Das Problem wird mit Hilfe eines balancierten, zweidimensionalen Modells in Kombination mit einem realistischen Strahlungsschema gelöst. Abbildung 3.1 zeigt eine grobe, schematische Darstellung des Modellgebiets, das sich horizontal in  $x$ -Richtung und vertikal in  $z$ -Richtung erstreckt. In die Troposphäre wird ein idealisiertes, stratosphärisches Filament mit der vertikalen Skala  $L_z$  und der horizontalen Skala  $L_x$  eingebettet. Es ist durch typisch stratosphärische Werte für PV, Ozon und Wasserdampf charakterisiert. Die Abweichungen dieser Größen von ihrem troposphärischen Referenzwert wird dabei mit dem Begriff „Anomalie“ bezeichnet. Außerdem wird Spiegelsymmetrie bezüglich  $x = 0$  angenommen, so daß sich das Zentrum des Filaments genau bei  $x = 0$  befindet. Im folgenden werden die einzelnen Komponenten des Modells im Detail beschrieben.

### 3.1 Dynamischer Teil des Modells

Der dynamische Teil des hier verwendeten Modells geht zurück auf das Wirbelmodell nach Eliassen (1952), bei dem es sich um einen balancierten Wirbel handelt, d.h. zu jedem Zeitpunkt gilt hydrostatisches Gleichgewicht und eine Balance zwischen Zentrifugal- und Druckgradientkraft. Wird dieser stationäre Zustand durch diabatische Prozesse oder Reibungskräfte gestört, so ergibt sich eine Sekundärzirkulation — die sogenannte Sawyer-Eliassen Querzirkulation —, die dafür sorgt, daß die Balance des Wirbels immer gewährleistet bleibt. Für die Problemstellung der vorliegenden Studie wurde das Wirbelmodell nach Eliassen (1952) entsprechend modifiziert und angepaßt.

Die Koordinaten sind  $(x, y, z)$ , mit  $x$  und  $y$  als horizontale Koordinaten und dem logarithmischen Druck  $z = -H \log(p/p_0)$  als vertikale Koordinate (siehe Anhang A.1). Dabei sind  $p$  der Druck,  $p_0 = 1000$  hPa ein konstanter Referenzdruck und  $H = 7$  km eine konstante, mittlere Skalenhöhe (z.B. Andrews et al., 1987). Die Höhe  $z$  entspricht in grober Näherung der geometrischen Höhe  $z_g$ . Es wird eine reibungsfreie, von  $y$  unabhängige Strömung betrachtet ( $\partial/\partial y = 0$ ). Da die horizontale Ausdehnung der hier betrachteten Filamente sehr viel geringer als 1000 km ist, ist die Abhängigkeit des Coriolisparameters  $f = 2 \Omega \sin \varphi$  ( $\varphi$  geographischen Breite;  $\Omega$ : Winkelgeschwindigkeit der

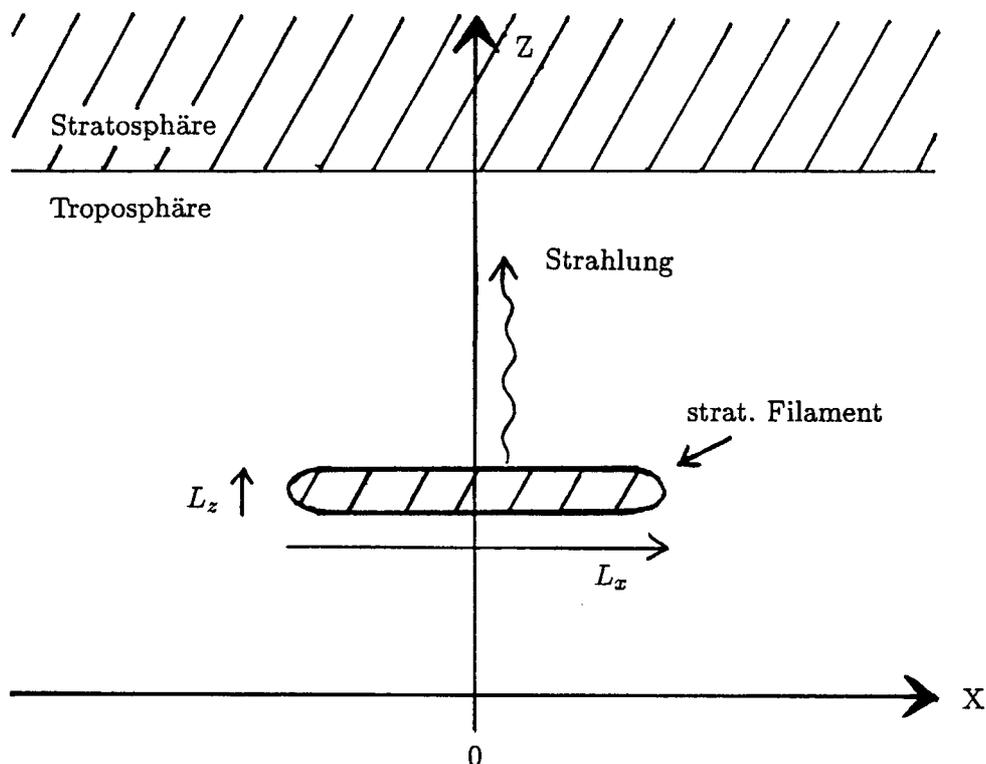


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Modells. Die schraffierten Flächen markieren Bereiche mit stratosphärischer Signatur für PV, Ozon und Feuchte.

Erde) von der geographischen Breite vernachlässigbar klein, und es kann die  $f$ -Ebenen-Näherung verwendet werden. Dazu wird  $\varphi = 45^\circ\text{N}$  gesetzt, so daß  $f$  einem konstanten Wert für mittlere Breiten entspricht. Außerdem wird hydrostatisches Gleichgewicht und eine Balance zwischen Druckgradient- und Corioliskraft angenommen. Letztere Annahme ist im Rahmen dieser Studie sicherlich gerechtfertigt, da die Entwicklung der Filamente durch Strahlung auf so langen Zeitskalen stattfindet (mehrere Tage), daß sich die Filamente immer in einem quasi-balancierten Zustand befinden.

Mit Hilfe der genannten Annahmen vereinfachen sich die primitiven Gleichungen zu (vgl. Andrews et al., 1987):

$$fv = \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \left(f + \frac{\partial v}{\partial x}\right)u + \frac{\partial v}{\partial z}w = 0, \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial T}{\partial x}u + \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\kappa}{H}T\right)w = \dot{T}, \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial(\rho_0 u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_0 w)}{\partial z} = 0, \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{g_e}{T_s}T. \quad (3.5)$$

Dabei ist  $(u, v, w) = (Dx/Dt, Dy/Dt, Dz/Dt)$  der Wind in  $x$ -,  $y$ -, und  $z$ -Richtung,  $D/Dt = \partial/\partial t + u\partial/\partial x + w\partial/\partial z$  die materielle Ableitung,  $t$  die Zeit,  $T$  die Temperatur,  $\Phi$  das Geopotential,  $\rho_0 = p/(g_e H)$  die Dichte im  $\log p$ -Raum,  $g_e$  die Erdbeschleunigung,  $R$  die Gaskonstante für trockene Luft,  $c_p$  die spezifische Wärme bei konstantem Druck,  $\kappa = R/c_p$  und  $T_s = g_e H/R$  eine Referenztemperatur. Die diabatische Heizung kommt in Gleichung (3.3) als  $\dot{T}$  vor und kann mit Hilfe der potentiellen Temperatur  $\theta = T \exp(\kappa z/H)$  durch  $\dot{\theta} = \dot{T} \exp(\kappa z/H)$  ausgedrückt werden. Dabei sind  $\dot{T} = DT/Dt|_{\text{diab}}$  bzw.  $\dot{\theta} = D\theta/Dt|_{\text{diab}}$  die Änderungen der Temperatur bzw. der potentiellen Temperatur aufgrund der diabatischen Prozesse.

Aus der Balance zwischen Druckgradient- und Corioliskraft (3.1) und der hydrostatischen Gleichung (3.5) ergibt sich die thermische Windgleichung, die eine Relation zwischen dem horizontalen Temperaturgradienten  $\partial T/\partial x$  und der vertikalen Windscherung  $\partial v/\partial z$  darstellt:

$$f \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{g_e}{T_s} \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (3.6)$$

Falls keine diabatischen Prozesse existieren ( $\dot{T} = 0$ ), gibt es eine stationäre und balancierte Lösung mit  $u = w = 0$ . Sobald jedoch  $\dot{T} \neq 0$  ist, wird das Problem nicht-stationär. In diesem Falle erhält man eine Sawyer-Eliassen Querzirkulation  $(u, w)$  in der  $x$ - $z$ -Ebene (Eliassen, 1952), die dafür sorgt, daß die Strömung zu jeder Zeit balanciert ist. Da nach der Kontinuitätsgleichung (3.4) diese Strömung divergenzfrei ist, läßt sich die Querzirkulation durch eine Stromfunktion  $\psi$  ausdrücken:

$$(u, w) = \left( \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \psi}{\partial z}, -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right). \quad (3.7)$$

Aus den Gleichungen (3.2), (3.3), (3.6), und (3.7) kann man schließlich eine diagnostische Gleichung für die Stromfunktion herleiten:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( A \frac{\partial \psi}{\partial x} + B \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) + \rho_0 \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{B}{\rho_0} \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{C}{\rho_0} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) = D \quad (3.8)$$

(vgl. Wirth, 1995). Dabei sind  $A = g_e T_s^{-1} (\partial T/\partial z + T\kappa/H)$ ,  $B = -f \partial v/\partial z$ ,  $C = f(f + \partial v/\partial x)$  und  $D = \rho_0 g_e T_s^{-1} \partial \dot{T}/\partial x$ . Der Term  $D$  stellt den externen Antrieb durch die diabatische Heizung  $\dot{T}$  dar. Gleichung (3.8) ist eine elliptische, partielle Differentialgleichung, solange  $(AC - B^2) > 0$ . Diese Bedingung ist in allen durchgeführten Modellläufen erfüllt. An allen Rändern werden Dirichlet'sche Randbedingungen mit  $\psi = 0$  spezifiziert. Es findet also kein Fluß über die Grenzen des Modells statt (siehe Anhang A.2). Da sich die in dieser Arbeit betrachteten Filamente vom Boden weit entfernt in der mittleren und oberen Troposphäre befinden, ist der durch die Filamente induzierte Bodenwind sehr schwach. Daher wird die damit eventuell verbundene Bodenreibung im Rahmen dieser Arbeit vernachlässigt.

Unter Berücksichtigung aller im Modell gemachten Annahmen lautet die Gleichung für die potentielle Vorticity  $P$  nach Ertel (1942)

$$P = \frac{1}{\rho_0} \left[ -\frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \left( f + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \frac{\partial \theta}{\partial z} \right] \quad (3.9)$$

(vgl. Hoskins et al., 1985). Obwohl  $P$  zu jedem Integrationszeitpunkt diagnostisch berechnet wird, soll an dieser Stelle auch die zeitliche Ableitung von  $P$  angegeben werden:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\vec{u} \cdot \vec{\nabla} P + \frac{1}{\rho_0} \left[ -\frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \left( f + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \frac{\partial \theta}{\partial z} \right]. \quad (3.10)$$

Gleichung (3.10) ist bei der späteren Interpretation der Ergebnisse in den Kapiteln 4, 5 und 6 sehr hilfreich.

Kontrollparameter für die numerischen Experimente ist das Seitenverhältnis  $A$  der PV-Anomalie, das durch

$$A = \frac{N L_z}{f L_x} \quad (3.11)$$

definiert ist, wobei  $N$  die Brunt-Väisälä-Frequenz und  $N/f$  das inverse Prandtl-Verhältnis sind (vgl. Kap. 2.3.4). Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird  $N/f = 100$  angenommen. Die Größe  $A$  bestimmt, in welchem Verhältnis die PV-Anomalie in einen dynamischen und einen thermischen Anteil aufgeteilt wird (Bishop and Thorpe, 1994; Wirth, 2000). Für flache Anomalien, d.h. für  $A \ll 1$ , ist der thermische Anteil dominierend, während der dynamische Anteil schwach ist. Bei hoher Geometrie, d.h. für  $A \gg 1$  ist das Gegenteil der Fall (vgl. Wirth, 2000). Da die thermische Anomalie für die Strahlung relevant ist, die dynamische Anomalie jedoch die strahlungsbedingte Heizung und Kühlung nicht beeinflusst, könnte diese Abhängigkeit vom Seitenverhältnis für die Entwicklung der Filamente von entscheidender Bedeutung sein. Es ist daher sinnvoll die Experimente mit verschiedenen Seitenverhältnissen durchzuführen, die repräsentativ für eine hohe, mittlere und flache Geometrie der Filamente sind. Welche Seitenverhältnisse in der vorliegenden Arbeit untersucht werden, wird in Kapitel 4.1 näher erläutert.

Um die Entwicklung eines Filaments numerisch zu berechnen, wird entweder (3.2) oder (3.3) mit Hilfe des Adams-Bashforth Schemas dritter Ordnung integriert. Dabei ist es für Seitenverhältnisse  $A \gg 1$  numerisch günstiger (3.2) zu integrieren, während sich für  $A \ll 1$  Gleichung (3.3) besser eignet (siehe Anhang A.3). Bei mittleren Geometrien kann sowohl (3.2) als auch (3.3) verwendet werden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die numerischen Experimente für mittlere Seitenverhältnisse mit (3.2) durchgeführt. Der Zeitschritt der Integration beträgt  $\Delta t = 1.5$  Stunden, so daß während aller durchgeführten Modellläufe numerische Stabilität gewährleistet ist. Wird das Windfeld  $v$  mit (3.2) zeitlich integriert, so erhält man über die thermische Windrelation (3.6) das entsprechende Temperaturfeld. Dazu wird (3.6) vom äußeren Rand nach innen integriert. Die äußere Randbedingung für  $T$  wird dabei durch Integration von (3.3) mit einem Semi-Lagrange-Verfahren bestimmt. Benutzt man (3.3) für die zeitliche Integration, erhält man das entsprechende Windfeld  $v$  durch Integration von (3.6) von oben nach unten mit  $v = 0$  am oberen Rand (siehe Anhang A.2).

Der dynamische Teil des Modells erstreckt sich von  $z = 0$  bis  $z = z_{\max}$  und von  $x = 0$  bis  $x = x_{\max}$ , wobei das Modell spiegelsymmetrisch mit  $x = 0$  als Symmetrieachse ist. Für  $z_{\max}$  wird eine konstante Höhe  $z_{\max} = 18$  km gewählt, während  $x_{\max}$  so mit dem Seitenverhältnis des Filaments variiert, daß der äußere Rand die Entwicklung des Filaments nicht beeinflusst ( $x_{\max} = 10L_x$ ). Die Gleichungen werden auf einem Gitter mit 67 Gitterpunkten in horizontaler Richtung und 131 Gitterpunkten in vertikaler

Richtung gelöst. Dadurch erhält man einen vertikalen Gitterpunktabstand von  $\delta z = 138$  m. Die starken Gradienten im Bereich der Filamente sind damit gut aufgelöst. Alle räumlichen Ableitungen werden durch zentrierte Differenzen diskretisiert. Zur Lösung von Gleichung (3.8) wird ein sogenannter Multigrid Algorithmus aus der NAG Fortran Library verwendet.

Eine besonders einfache Situation ergibt sich, wenn man Schichten stratosphärischer Luft mit unendlicher horizontaler Ausdehnung ( $A = 0$ ) betrachtet. In diesem Fall hängen die Variablen nur von der Zeit und der vertikalen Koordinate  $z$  ab. Eine gegebene PV-Anomalie ist dann mit einer Temperaturanomalie, jedoch nicht mit einer relativen Vorticityanomalie verbunden. Gleichung (3.9) vereinfacht sich damit zu

$$P = \frac{f}{\rho_0} \frac{\partial \theta}{\partial z} . \quad (3.12)$$

Der Antrieb  $D$  in (3.8) verschwindet, und während der gesamten Entwicklung des Filaments findet keine Querkirkulation statt. Die zeitliche Ableitung der PV ist in diesem Fall nur vom vertikalen Gradienten des diabatischen Heizungsprofils linear abhängig und lautet

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \frac{f}{\rho_0} \frac{\partial \dot{\theta}}{\partial z} . \quad (3.13)$$

### 3.2 Advektion von Spurenstoffen

Wasserdampf und Ozon werden als konservative Spurenstoffe mit zeitlich und räumlich abhängigem Mischungsverhältnis  $\chi(x, z, t)$  behandelt. Dabei bezeichnet  $\chi$  die Masse des betrachteten Spurenstoffs pro Einheitsmasse trockener Luft. Die Querkirkulation  $\vec{u} = (u, w)$  advehiert die Spurenstoffe, wobei die Gleichung

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \right) \chi = 0 . \quad (3.14)$$

erfüllt sein muß. Die starken Spurenstoffgradienten im Bereich der Filamente stellen hohe Ansprüche an das Advektionsverfahren. Da die Heizungs- und Kühlungsraten der Strahlung stark von diesen Gradienten abhängen, sollten bei der Advektion der Spurenstoffe möglichst keine numerischen Artefakte wie numerische Oszillationen und negative Mischungsverhältnisse entstehen. Es muß daher ein geeignetes Advektionschema verwendet werden, das diese Phänomene weitgehend unterdrückt. Im Rahmen dieser Arbeit werden Spurenstoffe unter Verwendung des Koren-Schemas (in Vreugdenhil und Koren, 1993), einer positiv definiten Diskretisierungsmethode, advehiert. Mit Hilfe verschiedener Tests wurde gezeigt, daß dieses Schema für die Anwendung im Rahmen dieser Studie gut geeignet ist. Die Details dazu sind im Anhang A.5 zu finden.

Gleichung (3.14) kann kombiniert mit der Kontinuitätsgleichung (3.4) in Flußform geschrieben werden:

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (s\vec{u}) = 0 , \quad (3.15)$$

wobei  $s = \rho_0 \chi$  die Konzentration des Spurenstoffes ist. Im Koren-Schema wird diese Gleichung auf einem versetzten Gitter (englisch: „staggered grid“) diskretisiert. An

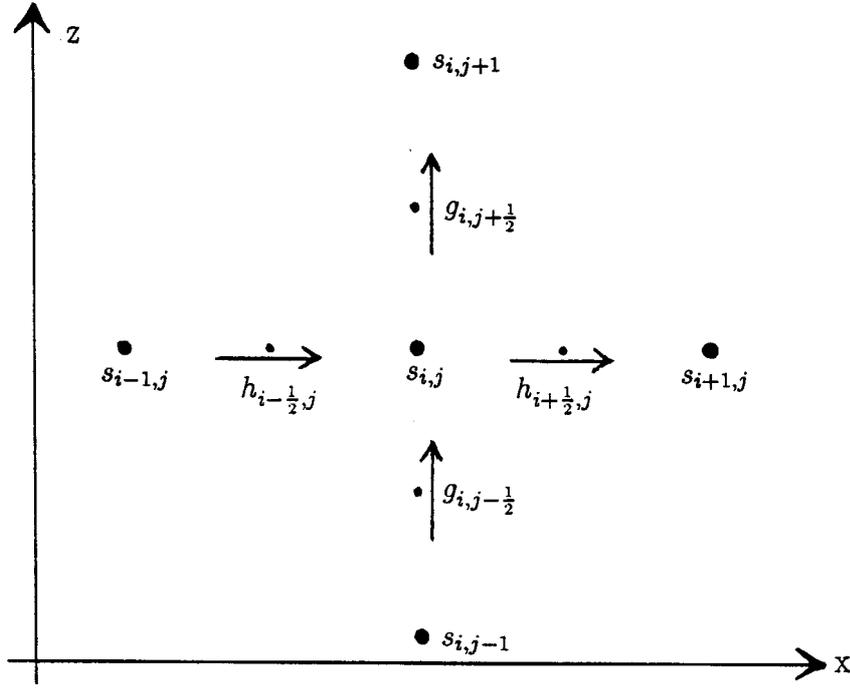


Abbildung 3.2: Versetztes Gitter für das Koren-Schema. Die Pfeile deuten die Richtung der Flüsse in  $x$ - bzw.  $z$ -Richtung an.

einem Gitterpunkt  $(i, j)$  lautet (3.15)

$$\left(\frac{\delta s}{\delta t}\right)_{i,j} = h_{i-\frac{1}{2},j} - h_{i+\frac{1}{2},j} + g_{i,j-\frac{1}{2}} - g_{i,j+\frac{1}{2}}, \quad (3.16)$$

mit  $i$  und  $j$  als ganzzahlige Indizes in  $x$ - bzw.  $z$ -Richtung,  $h = su$  den Flüssen in  $x$ -Richtung und  $g = sw$  den Flüssen in  $z$ -Richtung. Die Indizes  $i - \frac{1}{2}$ ,  $i + \frac{1}{2}$ ,  $j - \frac{1}{2}$  und  $j + \frac{1}{2}$  markieren Positionen zwischen den ganzzahligen Indizes (Abb. 3.2).

Die Genauigkeit der Diskretisierung ist hauptsächlich durch die Art und Weise bestimmt, wie die Flüsse  $h$  und  $g$  berechnet werden. Die Version des Koren-Schemas, die hier verwendet wird, ist von Genauigkeit dritter Ordnung, und die Flüsse werden auf jedem Gitterpunkt durch

$$h_{i+\frac{1}{2},j} = u_{i+\frac{1}{2},j} [s_{i,j} + 0.5\Lambda(s_{i,j} - s_{i-1,j})] \quad \text{für } u_{i+\frac{1}{2},j} \geq 0, \quad (3.17)$$

$$h_{i+\frac{1}{2},j} = u_{i+\frac{1}{2},j} [s_{i+1,j} + 0.5\Lambda(s_{i+1,j} - s_{i+2,j})] \quad \text{für } u_{i+\frac{1}{2},j} < 0, \quad (3.18)$$

$$g_{i,j+\frac{1}{2}} = w_{i,j+\frac{1}{2}} [s_{i,j} + 0.5\Lambda(s_{i,j} - s_{i,j-1})] \quad \text{für } w_{i,j+\frac{1}{2}} \geq 0, \quad (3.19)$$

$$g_{i,j+\frac{1}{2}} = w_{i,j+\frac{1}{2}} [s_{i,j+1} + 0.5\Lambda(s_{i,j+1} - s_{i,j+2})] \quad \text{für } w_{i,j+\frac{1}{2}} < 0 \quad (3.20)$$

berechnet. Die Größe  $\Lambda$  ist die sogenannte Begrenzungsfunktion (englisch: „limiter function“), die von den Werten von  $s$  in der unmittelbaren Nachbarschaft des Gitterpunktes

$(i, j)$  abhängt. Die Begrenzungsfunktion unterdrückt numerische Oszillationen und verhindert, daß  $s$  negative Werte annimmt. Da kein Fluß über die Ränder des dynamischen Modells stattfinden soll (Randbedingung  $\psi = 0$ , siehe Kap. 3.1 und Anhang A.2), wird  $h_{i-\frac{1}{2},j} = -h_{i+\frac{1}{2},j}$  am inneren und äußeren Rand und  $g_{i,j-\frac{1}{2}} = -g_{i,j+\frac{1}{2}}$  am oberen und unteren Rand angenommen.

Sind über (3.16) die Tendenzen der Spurenstoffkonzentration  $\delta s / \delta t$  an jedem Gitterpunkt bestimmt, werden damit aus den Konzentrationen  $s_{i,j}^{\text{alt}}$  zum Zeitpunkt  $t$  die Konzentrationen  $s_{i,j}^{\text{neu}}$  zum späteren Zeitpunkt  $t + \Delta t$  ermittelt:

$$s_{i,j}^{\text{neu}} = s_{i,j}^{\text{alt}} + \left( \frac{\delta s}{\delta t} \right)_{i,j} \Delta t. \quad (3.21)$$

### 3.3 Strahlungsschema

Der diabatische Prozess, der im Rahmen dieser Studie die größte Rolle spielt, ist die Strahlung. Sie wird durch die Parameterisierung von Morcrette (1989, 1991) repräsentiert und behandelt atmosphärische Strahlung auf eine weitgehend realistische Art und Weise. Momentan wird das Morcrette-Schema im operationellen Vorhersagemodell des ECMWF (**E**uropean **C**entre for **M**edium **R**ange **W**eather **F**orecast) erfolgreich verwendet.

Das Strahlungsschema ist ein eindimensionales Schichtenmodell und berücksichtigt die Wechselwirkung von Strahlung mit atmosphärischen Gasen, Aerosolen, Wolken und der Erdoberfläche. Absorption und Emission von terrestrischer Strahlung werden in sechs spektralen Intervallen (Wellenzahlbereich: 0 bis  $2620 \text{ cm}^{-1}$ ), Reflexion, Absorption und Streuung von solarer Strahlung in zwei spektralen Intervallen (Wellenlängen  $0.25 - 0.68$  und  $0.68 - 4.0 \mu\text{m}$ ) ermittelt. Daraus ergeben sich die aufwärts und abwärts gerichteten terrestrischen und solaren Strahlungsflüsse  $F_{\text{ter}}^{\uparrow}, F_{\text{ter}}^{\downarrow}, F_{\text{sol}}^{\uparrow}$  und  $F_{\text{sol}}^{\downarrow}$ . Die mathematischen Details zur Berechnung dieser Flüsse sind in Morcrette (1989) zu finden.

Als Eingangsdaten zur Berechnung von  $F_{\text{ter}}^{\uparrow}, F_{\text{ter}}^{\downarrow}, F_{\text{sol}}^{\uparrow}$  und  $F_{\text{sol}}^{\downarrow}$  werden der Druck, der Bodendruck, die Temperatur, die Bodentemperatur, die Mischungsverhältnisse von Wasserdampf, Ozon und Kohlendioxid, die Bodenbedo, die langwellige Bodenemission, die optische Dicke von Aerosol, der Bewölkungsgrad und der Kosinus des solaren Zenitwinkels benötigt. Die räumliche und zeitliche Verteilung der Temperatur, sowie der Mischungsverhältnisse von Wasserdampf und Ozon zu Beginn der Zeitintegration werden in Kapitel (4.1) erläutert. Zu späteren Integrationszeitpunkten erhält das Strahlungsschema diese Größen vom dynamischen Teil des Modells (Kap. 3.1 und Kap. 3.2). Der Bodendruck entspricht dem Referenzdruck  $p_0 = 1000 \text{ hPa}$ , und die Bodentemperatur wird der Temperatur in der untersten Modellschicht gleichgesetzt. Die letztere Annahme kann ohne Bedenken gemacht werden. Tests, bei denen die Bodentemperatur unterschiedlich hoch gesetzt wurde, haben gezeigt, daß für die hier betrachteten Zeitskalen die Bodentemperatur die Heizungs- und Kühlungsraten im Bereich der Filamente nur unwesentlich beeinflusst. Kohlendioxid ist sowohl in der Stratosphäre als auch in der Troposphäre in guter Näherung homogen verteilt. Es wird daher ein zeitlich und räumlich konstantes Mischungsverhältnis für Kohlendioxid von  $330 \text{ ppmv}$  (parts per million volume) angenommen. Aerosole werden nicht berücksichtigt. Daher wird für

die optische Dicke von Aerosol ein sehr kleiner Wert von  $10^{-12}$  gewählt. Die Bodenbedo und die langwellige Bodenemission haben konstante Werte von 0.2 bzw. 0.99. Der Tagesgang der Strahlung wird bei den Kontrolleexperimenten von Kapitel 4 vernachlässigt. Stattdessen wird für den Kosinus des solaren Zenitwinkels ein konstanter Wert von 0.25 angenommen, der einem Jahresdurchschnittswert für mittlere Breiten bei Tagundnachtgleiche entspricht. Der mögliche Einfluß des Tagesgangs auf die Filamententwicklung wird im Rahmen einer Sensitivitätsstudie in Kapitel 5.1 untersucht. Wolken werden bei allen Experimenten in den Kapiteln 4 und 5 nicht berücksichtigt. Für diese Experimente wird daher ein Bedeckungsgrad von 0 angenommen. Da Wolken jedoch die strahlungsbedingten Heizungs- und Kühlungsraten und damit die Filamententwicklung maßgeblich beeinflussen könnten, widmet sich Kapitel 6 diesem Thema.

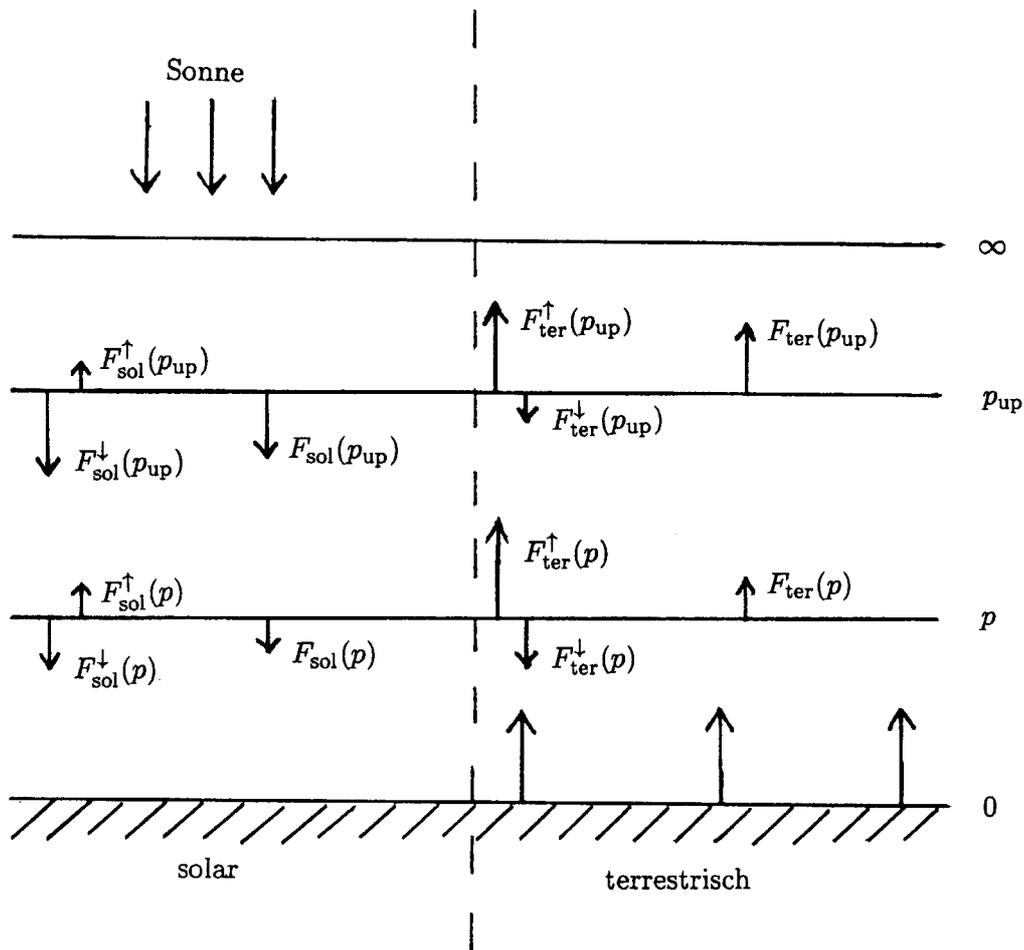


Abbildung 3.3: Aufwärts und abwärts gerichtete Strahlungsflüsse und Nettostrahlungsflüsse in der Atmosphäre. Links im solaren Spektralbereich, rechts im terrestrischen Spektralbereich.

Mit Hilfe der Strahlungsflüsse  $F_{\text{ter}}^{\uparrow}, F_{\text{ter}}^{\downarrow}, F_{\text{sol}}^{\uparrow}$  und  $F_{\text{sol}}^{\downarrow}$  werden auf einem Niveau mit dem Druck  $p$  die solaren und terrestrischen Nettostrahlungsflüsse

$$F_{\text{sol}}(p) = F_{\text{sol}}^{\uparrow}(p) + F_{\text{sol}}^{\downarrow}(p) \quad (3.22)$$

$$F_{\text{ter}}(p) = F_{\text{ter}}^{\uparrow}(p) + F_{\text{ter}}^{\downarrow}(p) \quad (3.23)$$

berechnet, wobei nach oben gerichtete Strahlungsflüsse negativ und nach unten gerichtete Strahlungsflüsse positiv definiert sind (Abb. 3.3, vgl. Kap. 2.1.3). Da der Nettotransport solarer Strahlungsenergie nach unten, der Nettotransport terrestrischer Strahlungsenergie dagegen nach oben gerichtet ist, hat  $F_{\text{sol}}$  ein positives und  $F_{\text{ter}}$  ein negatives Vorzeichen.

Für eine Schicht endlicher Dicke zwischen den Niveaus  $p$  und  $p_{\text{up}}$  (Abb. 3.3), wobei  $p > p_{\text{up}}$ , werden die Temperaturänderungen aufgrund von kurz- und langwelliger Strahlung durch

$$\dot{T}_{\text{sol}} = \frac{g_e}{c_p} \frac{\Delta F_{\text{sol}}(p)}{\Delta p}, \quad (3.24)$$

$$\dot{T}_{\text{ter}} = \frac{g_e}{c_p} \frac{\Delta F_{\text{ter}}(p)}{\Delta p} \quad (3.25)$$

mit  $\Delta p = p_{\text{up}} - p$  ermittelt (vgl. Kap. 2.1.3). Dabei sind

$$\Delta F_{\text{sol}}(p) = F_{\text{sol}}(p) - F_{\text{sol}}(p_{\text{up}}), \quad (3.26)$$

$$\Delta F_{\text{ter}}(p) = F_{\text{ter}}(p) - F_{\text{ter}}(p_{\text{up}}) \quad (3.27)$$

die Divergenzen der Nettostrahlungsflüsse an den Rändern der Schicht, die den Verlust von Strahlungsenergie pro Flächen- und Zeiteinheit bezeichnen. Im solaren Spektralbereich nimmt im Mittel der Betrag der Nettostrahlungsflüsse von oben nach unten ab, da die solare Strahlung auf ihrem Weg durch die Atmosphäre zum Boden von atmosphärischen Gasen ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{O}_3$  und  $\text{CO}_2$ ) teilweise absorbiert wird. Die Divergenz der Strahlungsflüsse  $\Delta F_{\text{sol}}$  ist daher negativ, und die Schicht zwischen  $p$  und  $p_{\text{up}}$  gewinnt Strahlungsenergie im kurzwelligen Bereich. Die terrestrischen Nettostrahlungsflüsse nehmen dagegen im Mittel vom Boden zur Atmosphärenobergrenze hin ab (dem Betrag nach nehmen sie zu). Die Divergenz der Strahlungsflüsse  $\Delta F_{\text{ter}}$  ist also positiv, was für die Schicht zwischen  $p$  und  $p_{\text{up}}$  einen Verlust von Strahlungsenergie im langwelligen Bereich bedeutet. Die absolute Temperaturänderung in der Schicht wird schließlich durch

$$\dot{T} = \dot{T}_{\text{sol}} + \dot{T}_{\text{ter}} \quad (3.28)$$

bestimmt und an den dynamischen Teil des Modells zur Berechnung der Querkirkulation über Gleichung (3.8) weitergegeben.

Gleichungen (3.24) und (3.25) werden in vertikaler Richtung auf einem versetzten Gitter diskretisiert. Gleichung (3.28) lautet damit an einem Gitterpunkt  $(i, j)$

$$\dot{T}_{i,j} = \frac{g_e}{c_p} \frac{\left( F_{i,j-\frac{1}{2},\text{sol}} - F_{i,j+\frac{1}{2},\text{sol}} \right) + \left( F_{i,j-\frac{1}{2},\text{ter}} - F_{i,j+\frac{1}{2},\text{ter}} \right)}{p_{j+\frac{1}{2}} - p_{j-\frac{1}{2}}}, \quad (3.29)$$

wobei  $i$  und  $j$  die ganzzahligen Indizes in  $x$ - bzw.  $z$ -Richtung des Modellgebiets sind, und  $j + \frac{1}{2}$ ,  $j - \frac{1}{2}$  die Gitterpunkte zwischen den ganzzahligen, vertikalen Indizes bezeichnen.

Da die Strahlungsprozesse im dynamischen Modellbereich zwischen  $z = 0$  und  $z = z_{\text{max}}$  wesentlich von den Strahlungsprozessen oberhalb dieses Bereichs abhängen, muß

die Strahlung bis zum Oberrand der Atmosphäre mit der Randbedingung  $p = 0$  hPa berechnet werden. Dazu wird oberhalb des dynamischen Modells ein Oberbereich mit vier weiteren Niveaus eingeführt, die von der Dynamik unabhängig sind. Während sich also die Berechnung der Dynamik auf 131 vertikale Gitterpunkte beschränkt, wird die Strahlung auf 135 vertikalen Gitterpunkten bestimmt.

### 3.4 Trockene konvektive Anpassung

Bei einigen der numerischen Experimente entstehen in Modellniveaus, in denen sich keine Wolken befinden, durch langwellige Ausstrahlung dünne Schichten mit einem überadiabatischen vertikalen Temperaturgradienten. Die Konvektion, die in diesen Fällen in der realen Atmosphäre stattfinden würde, wird im Rahmen dieser Arbeit durch eine einfache trocken-konvektive Anpassung modelliert. Innerhalb von Wolken erfolgt im Falle eines feucht-labilen Temperaturprofils feucht-konvektive Anpassung, die in Kapitel 6.2.3 näher beschrieben wird. Für die Experimente in den Kapiteln 4 und 5 spielt die feuchte Konvektion keine Rolle, da es sich um Experimente ohne Berücksichtigung von Wolken handelt.

Das Schema für trockene Konvektion ist ein eindimensionales Verfahren. Dabei wird im dynamischen Modellbereich und im Oberbereich an jedem horizontalen Gitterpunkt das Temperaturprofil auf instabile Schichten, die das Kriterium  $\partial\theta/\partial z < 0$  erfüllen, abgesehen. Existieren eine oder mehrere solcher Schichten, so wird innerhalb der instabilen Schichten das überadiabatische Temperaturprofil durch ein neutrales Temperaturprofil mit  $\partial\theta/\partial z = 0$  ersetzt. Das neutrale Profil wird mit Hilfe eines iterativen Verfahrens so bestimmt, daß die totale potentielle Energie

$$E = \int_0^{z_{\text{top}}} c_p \rho_0 T dz \quad (3.30)$$

erhalten bleibt, wobei  $z_{\text{top}}$  die obere Grenze des Oberbereichs ist. Zusätzlich wird angenommen, daß Ozon und Wasserdampf innerhalb der instabilen Schichten durchmischt werden. Für die Profile der Mischungsverhältnisse von Ozon und Wasserdampf wird dort ein konstanter Mittelwert  $\chi_m$  gesetzt, der durch

$$\chi_m = \frac{\int_{z_d}^{z_u} \rho_0 \chi dz}{\int_{z_d}^{z_u} \rho_0 dz} \quad (3.31)$$

gegeben ist. Dabei sind  $z_d$  bzw.  $z_u$  die Unter- bzw. Obergrenze der instabilen Schicht.

Im Vergleich zur Strahlung ist die konvektive Anpassung in einer dünnen Schicht ein lokaler Prozess, der relativ zur Strahlung auf kleinen Zeitskalen stattfindet. Würde man die Heizungs- und Kühlungsraten aufgrund von Konvektion für die Berechnung der Querkirkulation in (3.8) berücksichtigen, wäre das inkonsistent mit der Annahme einer langsamen, quasi-balancierten Strömung. Glücklicherweise hat jedoch ein Vergleich der konvektiven Temperaturtendenzen mit den Temperaturtendenzen der Strahlung gezeigt, daß die Absolutbeträge der konvektiven Temperaturtendenzen in jedem vertikalen Niveau sehr viel kleiner sind als die der Strahlung. Das Verhältnis der konvektiven

Heizung zur strahlungsbedingten Heizung war während aller numerischen Experimente nie größer als 2 %. Es ist daher gerechtfertigt, daß die diabatische Heizung aufgrund von Konvektion bei der Berechnung der Stromfunktion mit (3.8) vernachlässigt wird. Die durch die konvektive Anpassung neu bestimmten Profile von Temperatur, Wasserdampf und Ozon werden jedoch trotzdem an den dynamischen Teil des Modells und an die Strahlung übergeben. Durch diese Maßnahme wird gewährleistet, daß Gleichung (3.8) zu jedem Zeitpunkt elliptisch bleibt, da mit dem neu bestimmten Temperaturprofil  $\partial\theta/\partial z \geq 0$  und damit die Bedingung  $AC - B^2 > 0$  immer erfüllt ist. Wie sich später zeigen wird, hat die Berücksichtigung der konvektiv angepaßten Profile nur wenig Einfluß auf die Entwicklung der Filamente. Es handelt sich damit also um eine rein technische Maßnahme.



## Kapitel 4

# Numerische Experimente

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der numerischen Experimente vorgestellt. Durch den Vergleich von Experimenten mit und ohne Ozonanomalie hat sich gezeigt, daß der Einfluß der Ozonanomalie auf die Entwicklung der Filamente vernachlässigbar klein ist. Dies ist darauf zurückzuführen, daß Ozon im Gegensatz zu Wasserdampf für die langwellige troposphärische Strahlung nur eine sekundäre Rolle spielt. Es wird daher bei der Beschreibung der Ergebnisse nur auf die Wirkung der Temperatur- und der Wasserdampf-anomalie eingegangen. Wie in der Einleitung bereits erwähnt, wird in drei Schritten vorgegangen, um die Interpretation der Ergebnisse möglichst einfach zu gestalten. Nach der Beschreibung des Anfangszustandes und der Wahl der geeigneten Seitenverhältnisse für die Modellläufe (Kap. 4.1), wird zunächst der Zerfall einer reinen PV-Anomalie ohne entsprechende Feuchte- und Ozonsignatur betrachtet (Kap. 4.2). Diese Problemstellung erinnert sehr an die Studie von Haynes und Ward (1993; vgl. Kap. 2.3). Anders als bei Haynes und Ward (1993) werden die Untersuchungen hier jedoch unter troposphärischen Bedingungen durchgeführt. Anschließend wird in Kapitel 4.3 der Effekt einer negativen Feuchteanomalie ohne begleitende PV- und Ozonsignatur erläutert, und Kapitel 4.4 untersucht schließlich die Entwicklung eines stratosphärischen Filaments, das sich sowohl durch eine PV- als auch durch eine Feuchte- und Ozonanomalie auszeichnet. Ein Teil der Ergebnisse von Kapitel 4.2 und Kapitel 4.4 ist bereits vorab in der Arbeit von Forster und Wirth (2000) veröffentlicht worden.

### 4.1 Anfangszustand und Wahl der Seitenverhältnisse

Die Anfangsverteilungen von PV, Wasserdampf und Ozon werden aus der Standardatmosphäre nach McClatchey et al. (1972) für mittlere Breiten im Sommer bestimmt. In den troposphärischen Bereich dieser Verteilungen wird ein stratosphärisches Filament eingelagert, das durch hohe PV, geringe Feuchte und hohe Ozonkonzentration charakterisiert ist.

Die gewählte PV-Anomalie hat die Form einer Gauß'schen Normalverteilung:

$$P(x, z) = P_{\text{ref}}(z) + P_{\text{str}} \exp\left(-\frac{x^2}{2L_x^2}\right) \exp\left[-\frac{(z - z_{\text{cntr}})^2}{2L_z^2}\right]. \quad (4.1)$$

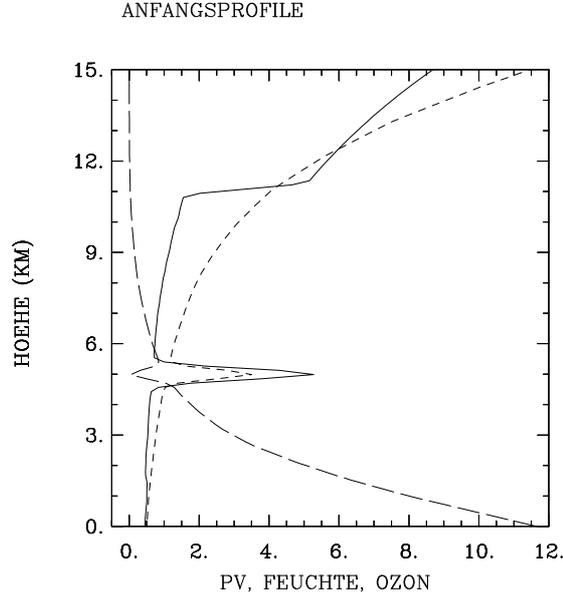


Abbildung 4.1: Anfangsprofile für PV (in PVU, durchgezogene Kurve;  $1 \text{ PVU} = 10^{-6} \text{ K m}^2 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ), Wasserdampfmischungsverhältnis (in  $\text{g kg}^{-1}$ , langgestrichelte Kurve) und Ozonmischungsverhältnis (in  $10^{-1} \text{ ppmv}$ , kurzgestrichelte Kurve) bei  $x = 0$ . Diese Profile sind identisch für alle Seitenverhältnisse.

Dabei sind  $P_{\text{ref}}(z)$  das PV-Profil der Standardatmosphäre nach McClatchey et al. (1972) unter der Annahme, daß  $(u, v, w) = 0$  und  $f = 2 \Omega \sin \varphi$  ( $\varphi = 45^\circ \text{N}$ ),  $P_{\text{str}} = 5 \text{ PVU}$  (mit  $1 \text{ PVU} = 10^{-6} \text{ K m}^2 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ) ein PV-Wert aus der unteren Stratosphäre,  $L_z$  und  $L_x$  die vertikale bzw. horizontale Skala der PV-Anomalie und  $z_{\text{cntr}} = 5 \text{ km}$  die Position der PV-Anomalie in vertikaler Richtung. Das sich mit (4.1) ergebende PV-Profil im Zentrum der Anomalie (d.h. bei  $x = 0$ ) ist in Abbildung 4.1 gezeigt (durchgezogene Kurve). Für  $L_z$  wurde dabei ein Wert von  $L_z = 150 \text{ m}$  gewählt.

Die Mischungsverhältnisse  $\chi$  von Wasserdampf und Ozon werden über

$$\chi(x, z) = \beta \chi_{\text{str}} + [1 - \beta] \chi_{\text{ref}}(z) , \quad (4.2)$$

bestimmt. Dabei sind  $\chi_{\text{ref}}(z)$  das Profil von  $\chi$  in der Standardatmosphäre nach McClatchey et al. (1972),  $\chi_{\text{str}}$  ein typischer Wert von  $\chi$  in der unteren Stratosphäre,

$$\beta(x, z) = \frac{P(x, z) - P_{\text{ref}}(z)}{P_{\text{max}}(x) - P_{\text{ref}}(z)} \quad (4.3)$$

in der Troposphäre,  $\beta = 0$  in der Stratosphäre und  $P_{\text{max}}(x)$  das troposphärische Maximum von  $P(x, z)$ . Dadurch hat die Feuchte- bzw. Ozonanomalie immer die gleiche Form und Position wie die PV-Anomalie. Im Gegensatz zur Temperaturanomalie hängen die Amplituden der Feuchte- und der Ozonanomalie jedoch nicht vom Seitenverhältnis ab. Es wurde für Ozon  $\chi_{\text{str}} = 0.35 \text{ ppmv}$  (parts per million volume) und für Wasserdampf

$\chi_{\text{str}} = 5 \times 10^{-2} \text{ g kg}^{-1}$  gewählt (z.B. McClatchey et al., 1972). Abbildung 4.1 zeigt die Anfangsprofile von Wasserdampf (langgestrichelte Kurve) und Ozon (kurzgestrichelte Kurve) bei  $x = 0$ , die sich mit diesen Werten ergeben.

Um die Anfangsverteilungen der Temperatur  $\theta$  und des Windes  $v$  zu erhalten, muß eine PV-Inversion durchgeführt werden. Mit Hilfe der Definition der PV (3.9) und der thermischen Windrelation (3.6) kann eine Gleichung der Form

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \left( f + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \frac{T_s}{g_e} \frac{\partial}{\partial z} \left( f e^{\kappa z/H} \frac{\partial v}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) = \rho_0 \frac{\partial P}{\partial x} \quad (4.4)$$

hergeleitet werden (vgl. Hoskins et al., 1985; Wirth, 2000). Für eine gegebene Verteilung von  $P(x, z)$  und  $\theta(x, z)$  ist (4.4) eine partielle Differentialgleichung für  $v(x, z)$ . Da jedoch  $\theta$  und  $v$  über die thermische Windgleichung (3.6) miteinander verknüpft sind, ist  $\theta$  ein Teil der Lösung. Gleichungen (4.4) und (3.6) stellen daher ein gekoppeltes, nichtlineares Inversionsproblem dar. Es wird durch ein iteratives Verfahren mit der unteren Randbedingung  $\partial v / \partial z = 0$  und der inneren, äußeren und oberen Randbedingung  $v = 0$  gelöst (siehe Anhang A.2). Die numerischen Details zu diesem Verfahren sind in Wirth (2000) zu finden.

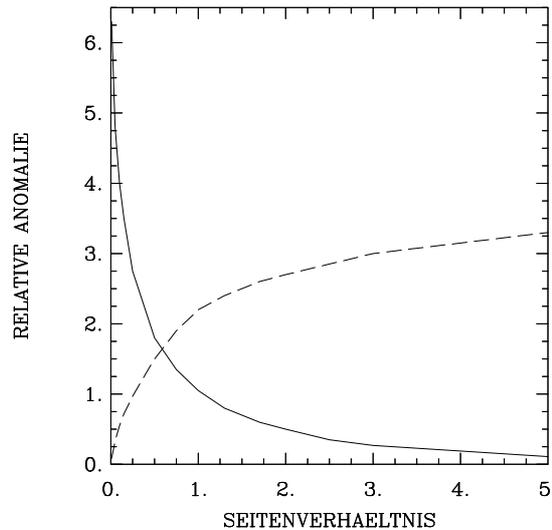


Abbildung 4.2: Maximale Anomalien der statischen Stabilität (durchgezogene Kurve) relativ zum Referenzzustand und der relativen Vorticity (gestrichelte Kurve) relativ zum Coriolisparameter  $f$  als Funktion des Seitenverhältnisses.

Wie in Kapitel 3.1 bereits erwähnt, bestimmt die Geometrie der Filamente die Aufteilung der PV-Anomalie in eine thermische und eine dynamische Anomalie, und damit in einen für die Strahlung relevanten und irrelevanten Anteil. Aus diesem Grund wurden die Experimente in der vorliegenden Arbeit mit verschiedenen Seitenverhältnissen durchgeführt, die für eine bestimmte Geometrie repräsentativ sind. Für die Wahl dieser Seitenverhältnisse wurde eine PV-Anomalie mit verschiedenen Geometrien nach Gleichung (4.1) initialisiert und deren Aufteilung in eine thermische und eine dynamische

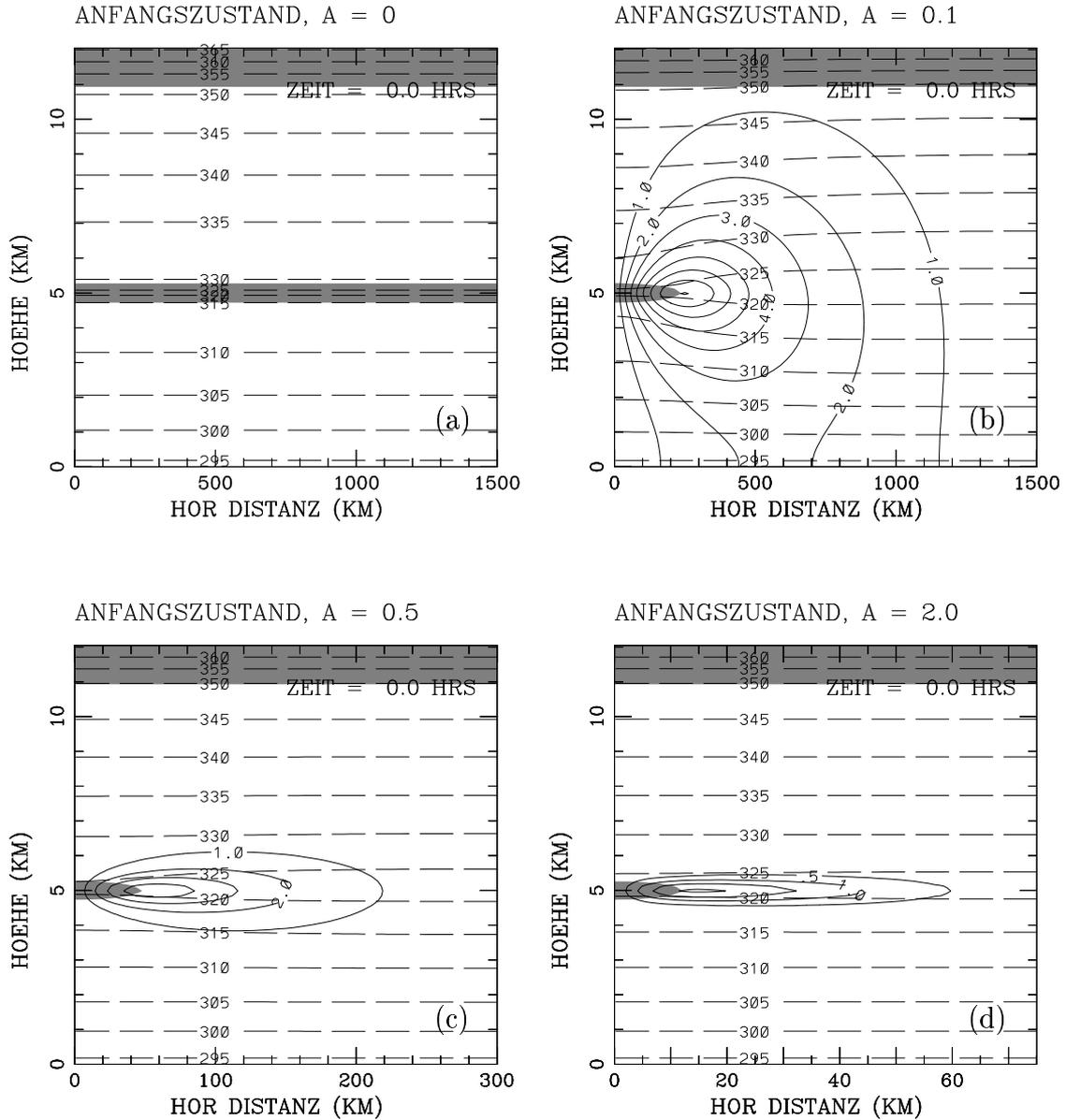


Abbildung 4.3: Anfangsverteilungen der PV, der potentiellen Temperatur  $\theta$ , und des Windes  $v$  für die vier verschiedenen Seitenverhältnisse (a)  $A = 0$ , (b)  $A = 0.1$ , (c)  $A = 0.5$  und (d)  $A = 2$ . Die durchgezogenen Konturen repräsentieren  $v$  in  $m s^{-1}$  (Konturen alle  $1 m s^{-1}$  in (b) und (c), alle  $0.5 m s^{-1}$  in (d)). Die gestrichelten Konturen stellen die potentielle Temperatur  $\theta$  in K (Konturen alle 5 K) dar, und die graue Schattierung markiert Bereiche in denen die PV stratosphärische Werte mit  $P > 2$  PVU hat.

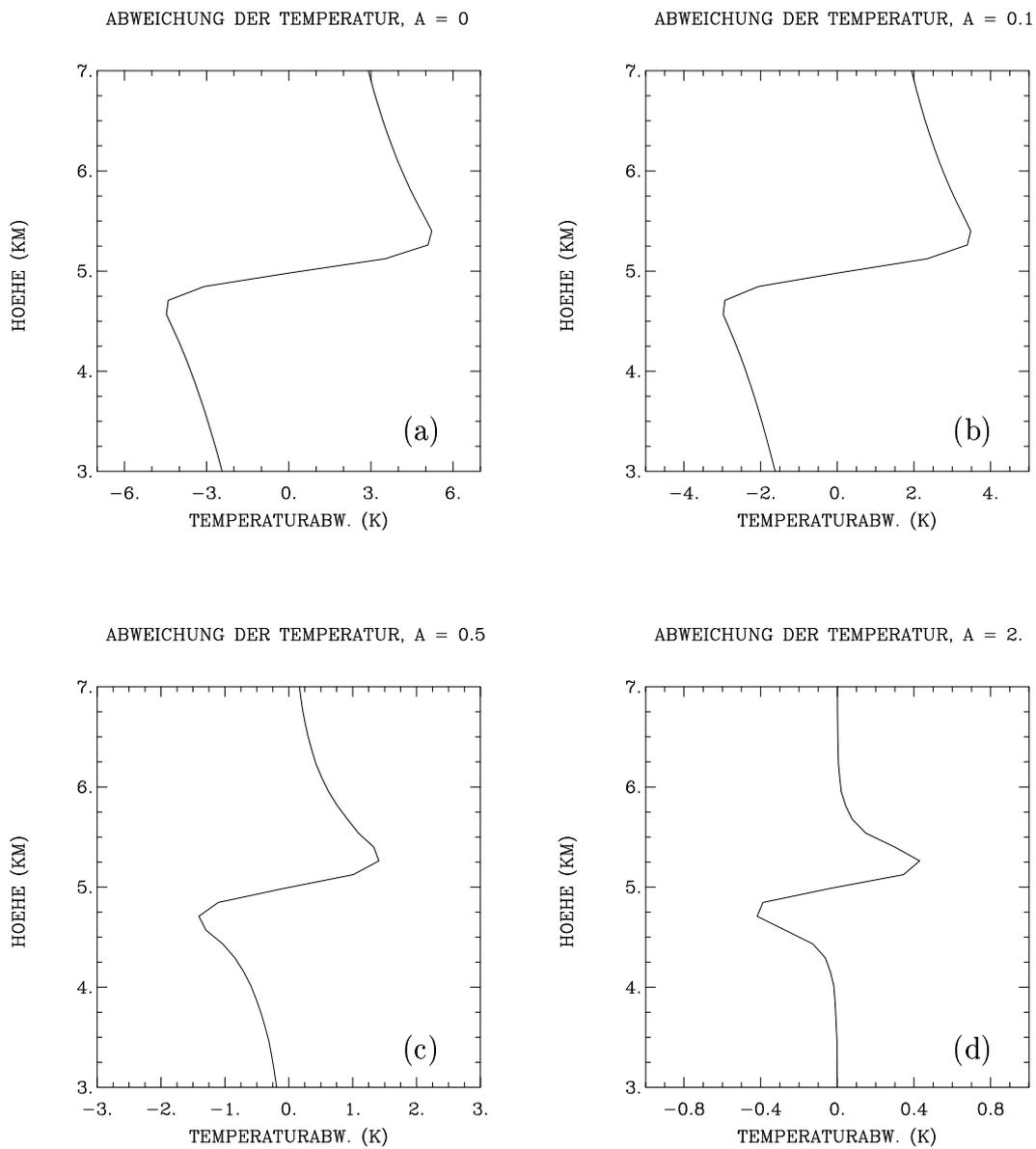


Abbildung 4.4: Anfängliche Abweichung der Temperatur  $T$  (in K) bei  $x = 0$  vom Referenzprofil  $T_{\text{ref}}(z)$  für die Seitenverhältnisse (a)  $A = 0$ , (b)  $A = 0.1$ , (c)  $A = 0.5$  und (d)  $A = 2$ .

Anomalie untersucht. Dabei wurde die horizontale Skala  $L_x$  variiert und die vertikale Skala mit  $L_z = 150$  m konstant gehalten. Abbildung 4.2 zeigt die maximalen Anomalien der statischen Stabilität relativ zum Referenzzustand (durchgezogene Kurve) und der relativen Vorticity (gestrichelte Kurve) relativ zum Coriolisparameter  $f$  in Abhängigkeit vom Seitenverhältnis. Für  $A > 1$  dominiert die dynamische Anomalie, während für  $A < 0.25$  die thermische Anomalie überwiegt. Im Bereich dazwischen ( $0.25 \leq A \leq 1$ ) findet ein sehr rascher Übergang statt, wobei für  $A \approx 0.5$  die Stabilitäts- und die relative Vorticityanomalie die gleiche Stärke haben. Aus diesem Grund wurden  $A = 0.1$  und  $A = 2$  als repräsentative Seitenverhältnisse für flache bzw. hohe Anomalien gewählt. Den Übergangsbereich repräsentiert  $A = 0.5$  als mittleres Seitenverhältnis. Zusätzlich wurden die Experimente mit  $A = 0$  durchgeführt. Solche Anomalien entsprechen Schichten stratosphärischer Luft mit unendlicher horizontaler Ausdehnung. In diesem Fall ist eine gegebene PV-Anomalie nur mit einer Temperaturanomalie, jedoch nicht mit einer relativen Vorticityanomalie verbunden, und die Entwicklung des Filaments kann unabhängig vom Einfluß der Dynamik untersucht werden (vgl. Kap. 3.1).

Mit der Vereinbarung, daß  $L_z = 150$  m konstant gehalten und  $L_x$  variiert wird, sind die Profile in Abbildung 4.1 identisch für alle Seitenverhältnisse. Wie in Kapitel 3.1 erwähnt, wird das Modellgebiet so angepaßt, daß die Anomalie weit vom äußeren Rand entfernt ist. Abbildung 4.3 zeigt die Anfangsverteilungen der PV, der potentiellen Temperatur  $\theta$  und des Windes  $v$  für die Seitenverhältnisse  $A = 0$ ,  $A = 0.1$ ,  $A = 0.5$  und  $A = 2$ . Dabei ist in  $x$ -Richtung das gesamte Modellgebiet, in  $z$ -Richtung jedoch nur der untere Teil bis  $z = 12$  km dargestellt. Im Falle der unendlich ausgedehnten, horizontalen Schicht (Abb. 4.3a) ist die PV-Anomalie nur mit einer Temperaturanomalie verbunden. Unter der Voraussetzung, daß  $v = 0$  bei  $x = x_{\max}$  ist, gibt es dann eine Lösung mit  $v = 0$  auf dem gesamten Modellgebiet, da der horizontale Temperaturgradient in der thermischen Windgleichung (3.6) verschwindet. Für die flache Anomalie (Abb. 4.3b) erstreckt sich das Windfeld über die gesamte Troposphäre, während es im Falle der hohen Anomalie (Abb. 4.3d) in vertikaler Richtung nur auf eine dünne Schicht beschränkt ist. Außerdem ist die Temperaturanomalie für kleine Seitenverhältnisse viel stärker als für große. Dies kann man am besten in Abbildung 4.4 erkennen, in der die Abweichungen der Temperatur vom Referenzprofil für die verschiedenen Seitenverhältnisse bei  $x = 0$  dargestellt sind. Für die flachen Geometrien beträgt die maximale Temperaturabweichung mehrere Kelvin (Abb. 4.4a und 4.4b). Bei der hohen Geometrie ist sie mit etwa 0.5 K sehr viel geringer (Abb. 4.4d). Der Fall  $A = 0.5$  (Abb. 4.3c und 4.4c) stellt einen Übergang von der flachen zur hohen Anomalie dar. Bei allen Seitenverhältnissen ist die Temperaturabweichung vom Referenzzustand oberhalb von  $z = 5$  km positiv und unterhalb davon negativ.

## 4.2 Zerfall einer reinen PV-Anomalie

Wie in der Studie von Haynes und Ward (1993) werden in diesem Abschnitt Experimente zum Zerfall von reinen PV-Anomalien durchgeführt. Anders als bei Haynes und Ward (1993) werden die Untersuchungen hier jedoch unter troposphärischen Bedingungen durchgeführt.

### 4.2.1 Anfangszustand

Die Anfangsverteilung der PV und der sich daraus ergebenden Verteilungen der Temperatur und des Windes werden wie in Kapitel 4.1 spezifiziert. Die Mischungsverhältnisse von Wasserdampf und Ozon haben jedoch keine stratosphärischen Anomalien. Dazu wird in Gleichung (4.2) sowohl für die Troposphäre als auch für die Stratosphäre  $\beta = 0$  gesetzt. Die Felder von Wasserdampf und Ozon entsprechen damit denen der Standardatmosphäre nach McClatchey et al. (1972). Abbildung 4.5 zeigt die Anfangsprofile für PV (durchgezogene Kurve), Wasserdampf (langgestrichelte Kurve) und Ozon (kurzgestrichelte Kurve) bei  $x = 0$ . Diese Profile sind identisch für alle Experimente, die in Kapitel 4.2 diskutiert werden.

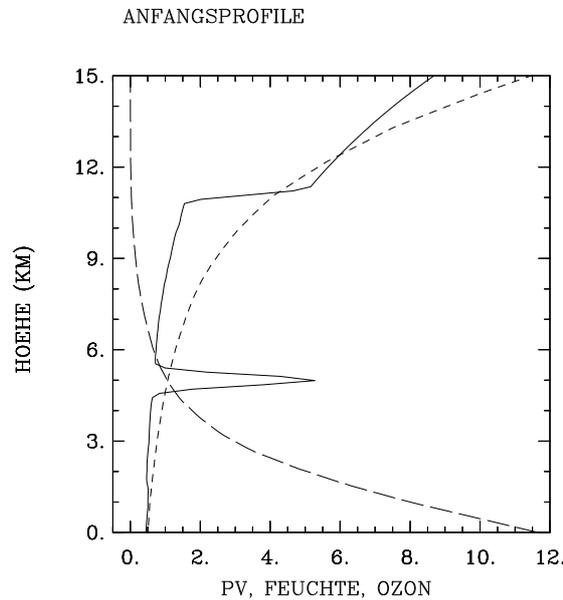


Abbildung 4.5: Anfangsprofile für PV (in PVU, durchgezogene Kurve), Wasserdampfmischungsverhältnis (in  $\text{g kg}^{-1}$ , langgestrichelte Kurve) und Ozonmischungsverhältnis (in  $10^{-1}$  ppmv, kurzgestrichelte Kurve) bei  $x = 0$  für die Experimente, die in Kapitel 4.2 diskutiert werden. Diese Profile sind identisch für alle Seitenverhältnisse.

### 4.2.2 Ergebnisse der numerischen Experimente

Zunächst wird der besonders einfache Fall einer stratosphärischen Schicht mit dem Seitenverhältnis  $A = 0$  betrachtet. Die PV-Anomalie ist in diesem Fall ausschließlich mit einer thermischen Anomalie verbunden, die oberhalb der PV-Anomalie positiv und unterhalb davon negativ ist (Abb. 4.4a).

In Abbildung 4.6 ist die Entwicklung der Profile der diabatischen Heizung  $\dot{\theta}$  und der entsprechenden PV während einer Integration über 10 Tage dargestellt. Fast überall in dem gezeigten Ausschnitt (Abb. 4.6a) findet Strahlungsabkühlung statt, da die langwellige Ausstrahlung aufgrund von Wasserdampf und Kohlendioxid dominiert. Anfangs

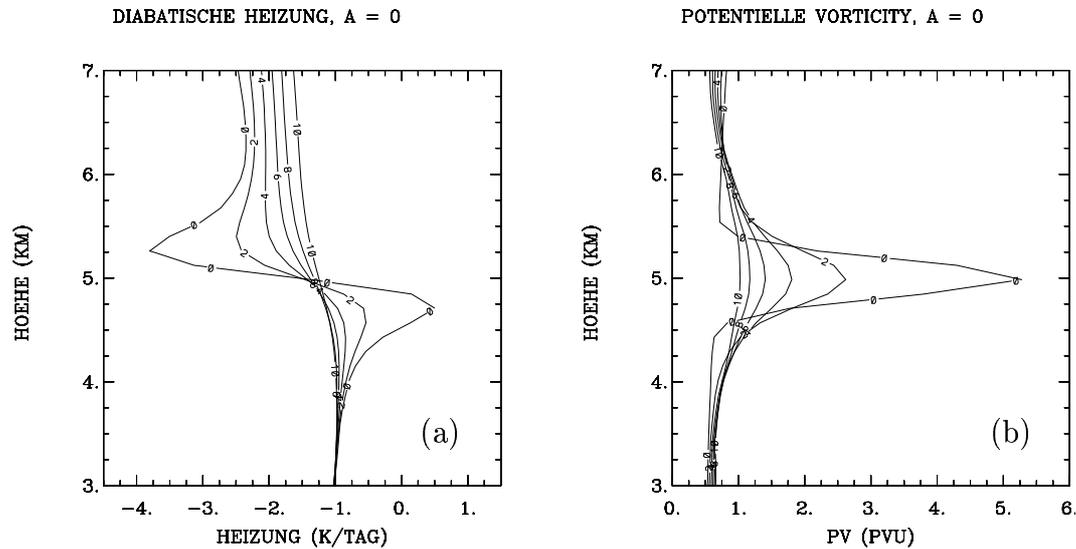


Abbildung 4.6: Entwicklung der Profile der (a) diabatischen Heizung  $\dot{\theta}$  (in  $\text{K Tag}^{-1}$ ) und der entsprechenden (b) PV (in PVU) für  $A = 0$  während des Experiments ohne Feuchte- und Ozonanomalie. Die verschiedenen Kurven in jeder Abbildung entsprechen den verschiedenen Zeiten:  $t = 0, 2, 4, 6, 8$  und  $10$  Tage.

weist das Profil von  $\dot{\theta}$  oberhalb und unterhalb des PV-Maximums eine negative bzw. positive Abweichung von der sonst relativ einheitlichen Kühlung auf. Dies kann mit der einfachen Vorstellung erklärt werden, daß die langwellige Strahlung versucht, die Temperaturanomalie (Abb. 4.4a) zu glätten. Oberhalb von  $z = 5$  km ist es wärmer als im Referenzzustand, daher findet dort verstärkte Strahlungsabkühlung statt. Unterhalb von  $z = 5$  km ist es kälter als im Referenzzustand, daher ist dort die Strahlungsabkühlung verringert (vergleiche Abb. 4.4a mit Abb. 4.6a zur Zeit  $t = 0$ ). Der vertikale Gradient von  $\dot{\theta}$  ist negativ im Bereich um  $z = 5$  km, was nach Gleichung (3.13) zu einem Zerfall des PV-Maximums führt (Abb. 4.6b). Oberhalb von  $z = 5.2$  km und unterhalb von  $z = 4.9$  km ist  $\partial\dot{\theta}/\partial z$  positiv während der ersten Tage. Dort nimmt die PV zu, und die PV-Anomalie verbreitert sich dadurch in vertikaler Richtung. Nach 10 Tagen ist die PV-Anomalie fast ganz zerfallen. Im Profil von  $\dot{\theta}$  ist daher ebenfalls kaum noch eine Anomalie zu sehen. Während der ganzen Zeit sind die Profile in Abbildung 4.6 nahezu antisymmetrisch bzw. symmetrisch mit  $z = 5$  km als Symmetrieachse.

Um die Entwicklung der PV-Anomalie graphisch darzustellen, wäre es am einfachsten, das PV-Maximum als Funktion der Zeit aufzutragen (vgl. Haynes und Ward, 1993). In Kapitel 4.4 wird sich aber herausstellen, daß die Entwicklung einer PV-Anomalie mit begleitender Feuchte- und Ozonanomalie viel komplexer ist als im vorliegenden Fall. Daher ist es sinnvoller statt des PV-Maximums eine integrale Größe zu verwenden, die die Änderung der PV in einem schmalen Bereich um die PV-Anomalie

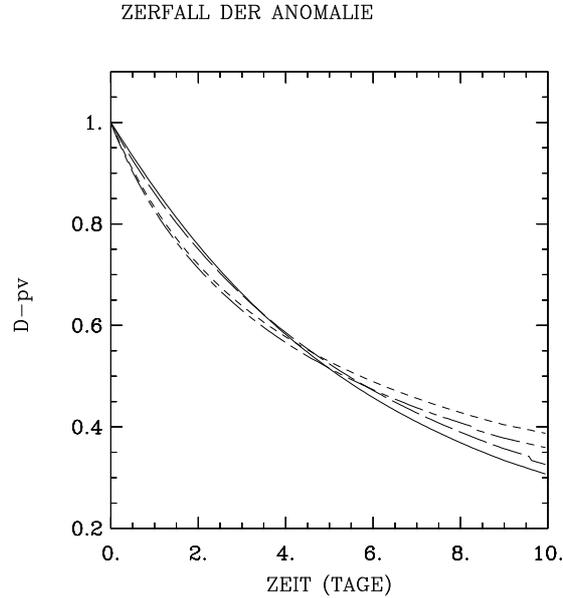


Abbildung 4.7: Entwicklung von  $D_{pv}$  (Definition siehe Text) für  $A = 0$  (durchgezogene Kurve),  $A = 0.1$  (langgestrichelte Kurve),  $A = 0.5$  (lang-kurzgestrichelte Kurve) und  $A = 2$  (kurzgestrichelte Kurve) während der Experimente ohne Feuchte- und Ozonanomalie.

herum wiedergibt. Zunächst wird die Größe

$$I(t) = \int_{z_0 - \Delta z}^{z_0 + \Delta z} \rho_0(z) P(0, z; t) dz, \quad (4.5)$$

eingeführt. Dabei sind  $z_0$  die Höhe des PV-Maximums zur Zeit  $t$  und  $\Delta z$  ein vertikaler Abstand von  $z_0$ . Es wurde  $\Delta z = 750$  m gewählt, so daß sich die anfängliche PV-Anomalie zum größten Teil innerhalb des Intervalls  $[z_0 - \Delta z, z_0 + \Delta z]$  befindet. Definiert man die Anomalie von  $I$  als die Differenz zwischen  $I$  und dessen Wert in der Standardatmosphäre und setzt diese Anomalie in Relation zu ihrem Anfangswert, so erhält man

$$D_{pv}(t) = \frac{I(t) - I_{ref}}{I(0) - I_{ref}} \quad (4.6)$$

mit  $I_{ref}$  dem Wert von  $I$  in der Standardatmosphäre, und  $I(0)$  dem Anfangswert von  $I$ . Die Größe  $D_{pv}$  als Funktion der Zeit aufgetragen ermöglicht es direkt abzulesen, um welchen Anteil die PV-Anomalie in einem bestimmten Zeitraum zerfällt. Nach Gleichung (4.6) ist  $D_{pv} = 1$  am Anfang und nimmt immer kleinere Werte an, wenn die PV-Anomalie allmählich zerfällt. Die durchgezogene Kurve in Abbildung 4.7 zeigt die Entwicklung von  $D_{pv}$  für  $A = 0$ . Die PV-Anomalie wird demnach innerhalb von 10 Tagen auf etwa 30% ihrer ursprünglichen Amplitude verringert.

Für Seitenverhältnisse  $A > 0$  hat die PV-Anomalie nicht nur einen thermischen, sondern auch einen dynamischen Anteil, und man erhält eine Querkirkulation in der  $(x, z)$ -Ebene. In Abbildung 4.8 sind die Differenzen zwischen den Anfangsprofilen  $\dot{\theta}(0, z)$  und

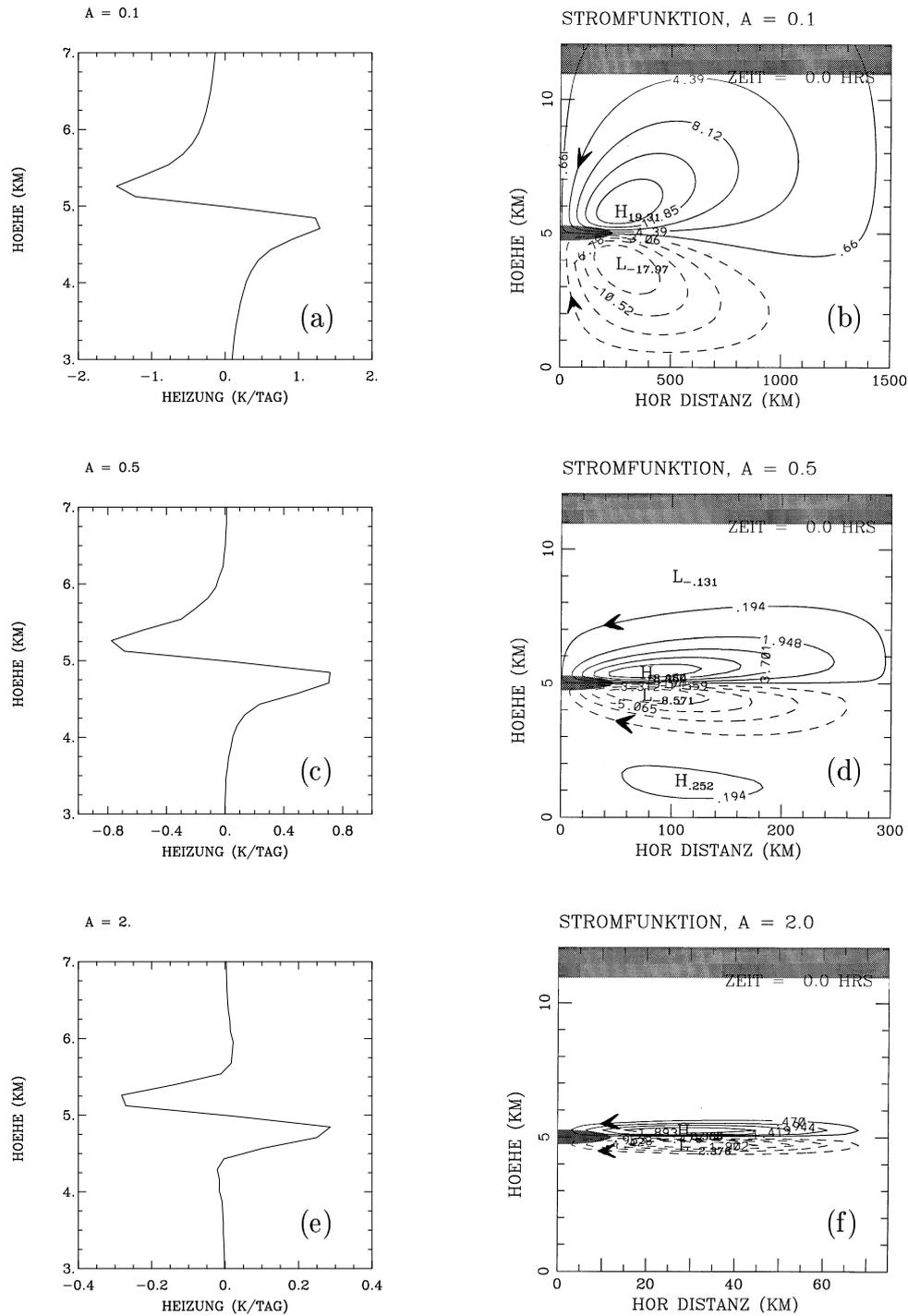


Abbildung 4.8: Anfängliche Abweichung der diabatischen Heizung (in  $\text{K Tag}^{-1}$ ) bei  $x = 0$  vom Referenzprofil für die Seitenverhältnisse (a)  $A = 0.1$ , (c)  $A = 0.5$  and (e)  $A = 2$ , und die anfängliche Stromfunktion der Querzirkulation (in  $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$ , negative Konturen gestrichelt) für (b)  $A = 0.1$ , (d)  $A = 0.5$  und (f)  $A = 2$  für das Experiment ohne Feuchte- und Ozonanomalie. Die Pfeile deuten die Richtung der Zirkulation an. Die graue Schattierung markiert Bereiche, in denen  $P > 2$  PVU ist.

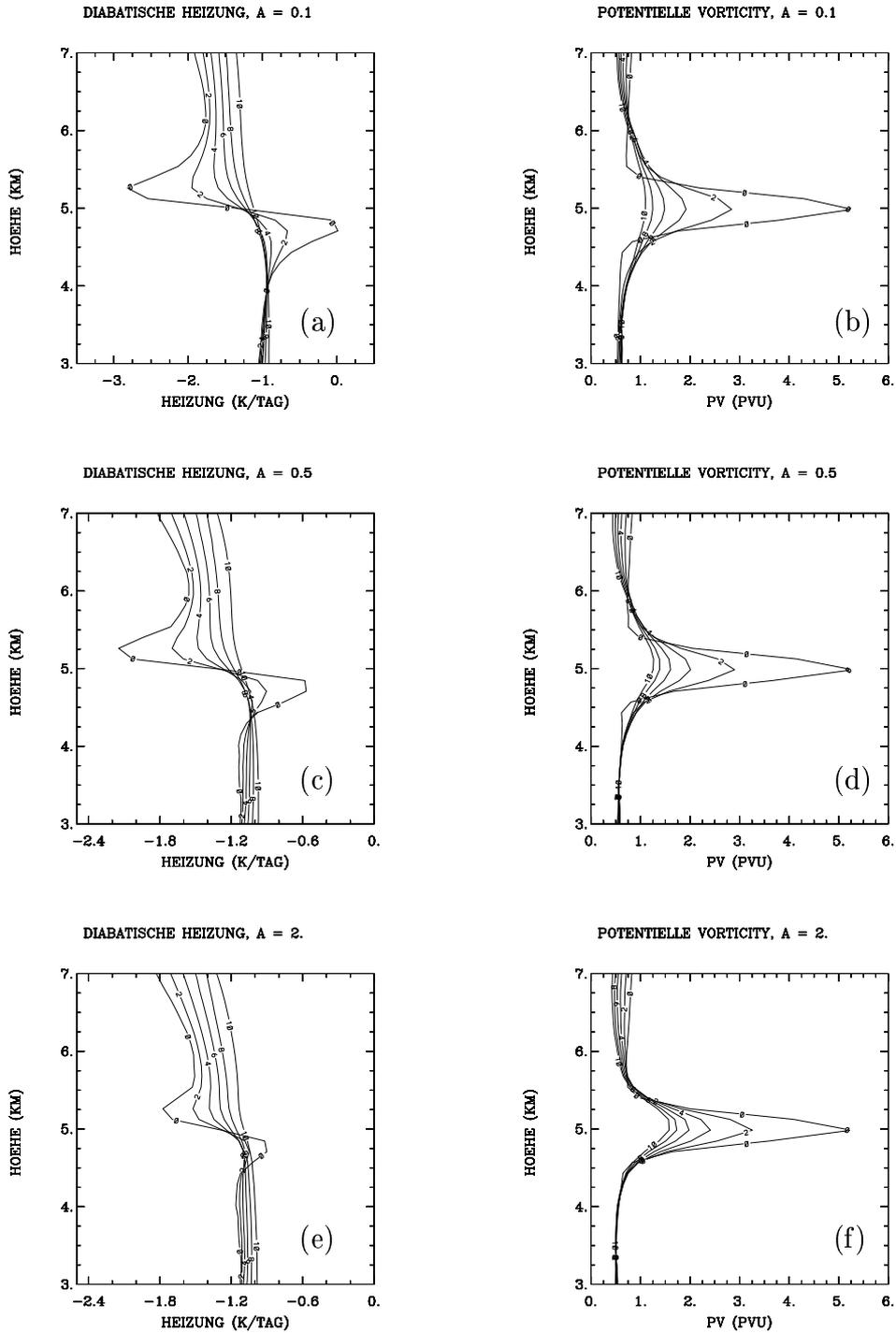


Abbildung 4.9: Entwicklung der Profile der diabatischen Heizung  $\dot{\theta}$  (in  $\text{K Tag}^{-1}$ ) für (a)  $A = 0.1$ , (c)  $A = 0.5$ , (e)  $A = 2$  und der entsprechenden PV (in PVU) für (b)  $A = 0.1$ , (d)  $A = 0.5$ , (f)  $A = 2$  bei  $x = 0$  während der Experimente ohne Feuchte- und Ozonanomalie. Die verschiedenen Kurven in jeder Abbildung entsprechen den verschiedenen Zeiten:  $t = 0, 2, 4, 6, 8$  und  $10$  Tage.

$\dot{\theta}_{\text{ref}}(z)$  und die anfänglichen Stromfunktionen der Querkirkulation für  $A = 0.1$ ,  $A = 0.5$  und  $A = 2$  gezeigt. Dabei ist  $\dot{\theta}_{\text{ref}}(z)$  das Heizungsprofil für die Standardatmosphäre nach McClatchey et al. (1972). Die hier gewählte Darstellung der diabatischen Heizungsanomalie auf der linken Seite von Abbildung 4.8 ermöglicht es, die Richtung der Querkirkulation auf einfache Art und Weise zu erklären. Im allgemeinen kompensiert die induzierte Querkirkulation die diabatische Heizung und Kühlung teilweise durch adiabatisches Heizen und Kühlen (Eliassen, 1952). Für alle Seitenverhältnisse ist daher die Strömung im Bereich um  $x = 0$  in vertikaler Richtung konvergent (Pfeile in Abb. 4.8b, 4.8d und 4.8f). Vergleicht man die Abbildungen 4.8a, 4.8c und 4.8e miteinander, so kann man sehen, daß die Amplitude der diabatischen Heizungsanomalie mit zunehmendem Seitenverhältnis kleiner wird. Außerdem ist die vertikale Erstreckung der Anomalie für das große Seitenverhältnis (Abb. 4.8e) geringer als für das kleine (Abb. 4.8a). Die Querkirkulation erstreckt sich für  $A = 0.1$  über die gesamte Troposphäre (Abb. 4.8b), während sie für  $A = 2$  auf eine schmale vertikale Schicht beschränkt ist (Abb. 4.8f). Der Fall  $A = 0.5$  stellt einen Übergang zwischen diesen beiden Extrema (Abb. 4.8d) dar.

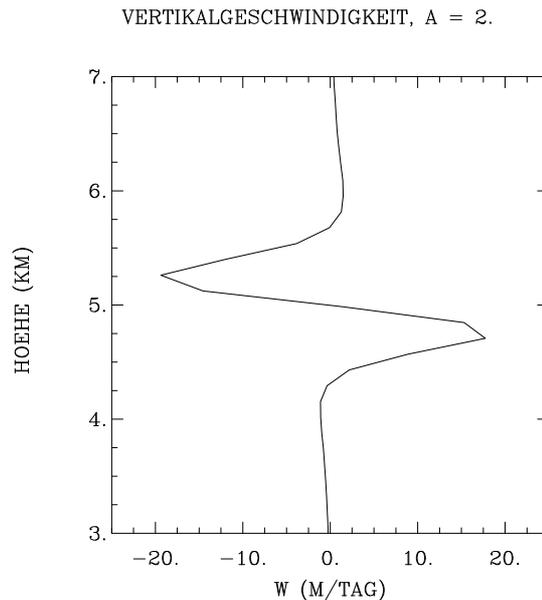


Abbildung 4.10: Vertikalgeschwindigkeit  $w$  zum Zeitpunkt  $t = 0$  für  $A = 2$  bei  $x = 0$  für das Experiment ohne Feuchte- und Ozonanomalie.

Für Seitenverhältnisse  $A > 0$  ist die Entwicklung der PV-Anomalie durch Gleichung (3.10) gegeben. Während aller Modellläufe für Kapitel 4.2 hat sich herausgestellt, daß der zweite Term in eckigen Klammern von (3.10) immer um mindestens eine Größenordnung größer ist als der größte der restlichen Terme von (3.10). Die Entwicklung der PV wird daher hauptsächlich durch den Term bestimmt, der  $\partial\dot{\theta}/\partial z$  enthält. Die Querkirkulation  $\vec{u} = (u, w)$  sowie der Term mit  $\partial\dot{\theta}/\partial x$  spielen für alle Seitenverhältnisse

nur eine untergeordnete Rolle. In Abbildung 4.9 sind die Profile von  $\dot{\theta}$  und der entsprechenden PV für  $A = 0.1$ ,  $A = 0.5$  und  $A = 2$  zu verschiedenen Zeiten dargestellt. Der Integrationszeitraum beträgt wie vorher 10 Tage. Es werden die Profile bei  $x = 0$  gezeigt, da dort der vertikale Gradient von  $\dot{\theta}$  und damit die Entwicklung der PV am stärksten sind.

Für die flache Anomalie (Abb. 4.9a und 4.9b) ist die Entwicklung sehr ähnlich zum vorher gezeigten Fall mit  $A = 0$ , da sich die PV-Anomalie hauptsächlich als Temperaturanomalie äußert, und die Amplitude der relativen Vorticityanomalie klein ist. Ein sichtbarer Unterschied in der Entwicklung der PV-Anomalie ergibt sich erst beim Übergang zu größeren Seitenverhältnissen (Abb. 4.9c, 4.9d, 4.9e und 4.9f). Aufgrund der kleineren Temperaturanomalie ist bei  $A = 2$  die Amplitude der Heizungsanomalie (Abb. 4.9e) geringer als für kleinere Seitenverhältnisse. Das PV-Maximum zerfällt etwas langsamer (vgl. Abb. 4.9b mit Abb. 4.9f), da der vertikale Gradient von  $\dot{\theta}$  bei  $z = 5$  km flacher ist. Außerdem findet an den Flanken der hohen Anomalie kaum eine Verbreiterung statt, was auf die geringere vertikale Ausdehnung der  $\dot{\theta}$  Anomalie zurückgeführt werden kann. Der Vertikalwind  $w$  hat auf die vertikale Ausdehnung der Anomalie kaum einen Einfluß, da das Maximum von  $w$  nur etwa  $20 \text{ m Tag}^{-1}$  beträgt. Abbildung 4.10 zeigt den Vertikalwind  $w(0, z)$  für  $A = 2$  zu Beginn der Integration. Die Abbildung illustriert den Fall mit der stärksten Amplitude von  $w$ . Für spätere Zeitpunkte und für die Seitenverhältnisse  $A < 2$  ist die Amplitude von  $w$  immer kleiner als hier dargestellt.

Wie Abbildung 4.9 zeigt, unterscheidet sich die Entwicklung einer PV-Anomalie für verschiedene Seitenverhältnisse nicht wesentlich voneinander. Daher ist es auch nicht überraschend, daß es kaum Unterschiede bei der Entwicklung von  $D_{\text{pv}}$  gibt (Abb. 4.7). Bei allen Seitenverhältnissen ist die PV-Anomalie nach 10 Tagen auf etwa 35 % ihrer ursprünglichen Amplitude zerfallen. Demnach hängt der Abbau einer PV-Anomalie (ohne entsprechende Wasserdampf- und Ozonsignatur) in der Troposphäre nur unwesentlich von der Geometrie der Anomalie ab.

### 4.3 Effekt einer reinen Feuchteanomalie

In der Regel zeichnet sich ein stratosphärisches Filament neben einer PV- und einer Ozonanomalie durch geringe Feuchtigkeit aus. Da in der Troposphäre das wichtigste Spurengas für langwellige Strahlung der Wasserdampf ist, könnte eine Feuchteanomalie einen Einfluß auf die strahlungsbedingten Heizraten haben (Newell et al., 1999; Kap. 2.3.3) und dadurch zu erheblichen Auswirkungen auf die thermische Struktur der Anomalie und seiner Umgebung führen. Um über diese Auswirkungen zu lernen, wird in diesem Abschnitt die Entwicklung eines Filaments betrachtet, das sich anfangs nur durch eine negative Wasserdampf-anomalie auszeichnet.

#### 4.3.1 Anfangszustand

Die Anfangsverteilung der PV und des sich mit (4.4) ergebenden Temperatur- und Windfeldes entsprechen denen der Standardatmosphäre nach McClatchey et al. (1972). Die Mischungsverhältnisse von Wasserdampf und Ozon werden über Gleichung (4.2) bestimmt. Für Ozon wird dabei sowohl in der Troposphäre als auch in der Stratosphäre

$\beta = 0$  gesetzt, so daß nur die Wasserdampfverteilung eine stratosphärische Anomalie erhält. In Abbildung 4.11 sind die Anfangsprofile für PV (durchgezogene Kurve), Wasserdampf (langgestrichelte Kurve) und Ozon (kurzgestrichelte Kurve) bei  $x = 0$  dargestellt. Diese Profile sind identisch für alle Experimente, die in Kapitel 4.3 diskutiert werden.

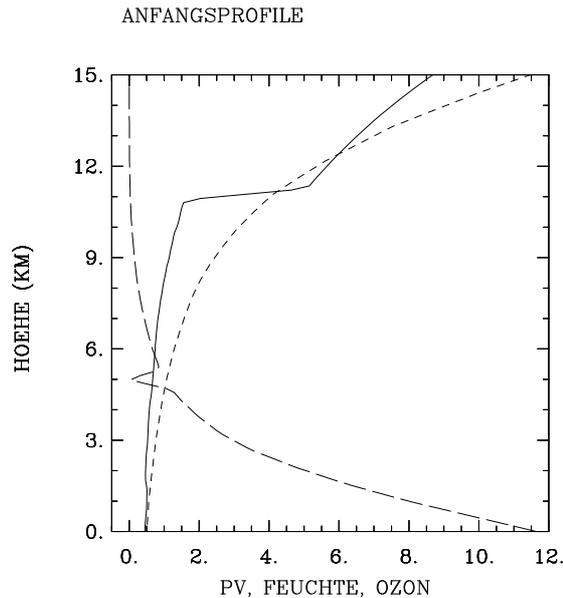


Abbildung 4.11: Anfangsprofile für PV (in PVU, durchgezogene Kurve), Wasserdampfmischungsverhältnis (in  $\text{g kg}^{-1}$ , langgestrichelte Kurve) und Ozonmischungsverhältnis (in  $10^{-1}$  ppmv, kurzgestrichelte Kurve) bei  $x = 0$  für die Experimente, die in Kapitel 4.3 diskutiert werden. Diese Profile sind identisch für alle Seitenverhältnisse.

### 4.3.2 Ergebnisse der numerischen Experimente

Zuerst wird eine Wasserdampfanomalie mit dem Seitenverhältnis  $A = 0$  betrachtet, um die Entwicklung des Filaments ohne Wechselwirkungen mit der Dynamik untersuchen zu können. Abbildung 4.12 zeigt die Profile für  $\theta$  und der entsprechenden PV zu verschiedenen Zeitpunkten während einer Integration von 10 Tagen.

Auffallend ist zunächst, daß die Heizungsanomalie (Abb. 4.12a) anfangs fast die entgegengesetzte Form des  $\theta$ -Profils für eine reine PV-Anomalie hat (vgl. Abb. 4.6a mit Abb. 4.12a). Lediglich ihre Amplitude und ihre vertikale Ausdehnung sind etwas geringer. Die Form des  $\theta$ -Profils in Abb. 4.12a ist auf die Trockenheit der Schicht im Bereich um  $z = 5$  km zurückzuführen. Im allgemeinen führt der Wasserdampf in der Troposphäre zu einer Abkühlung. Bei  $z = 5$  km jedoch weicht der Wasserdampfgehalt vom Referenzprofil ab und verändert dadurch die Strahlungsdivergenzen so, daß dort weniger Kühlung als in der übrigen Troposphäre stattfindet. Die stärkere Kühlung bei  $z = 4.7$  km entsteht durch Absorption von Strahlung, die aus kälteren Schichten

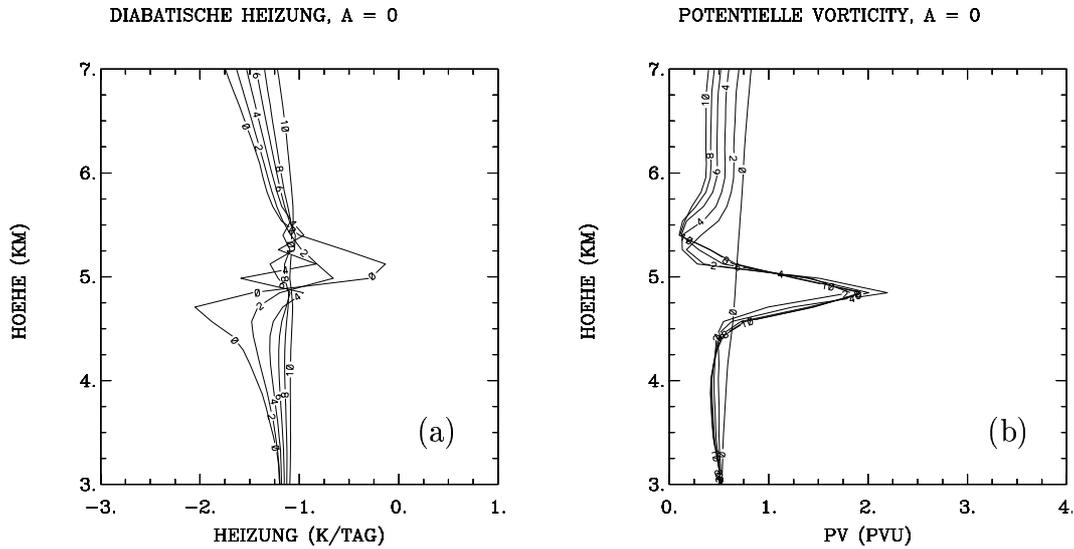


Abbildung 4.12: Entwicklung der Profile der (a) diabatischen Heizung  $\dot{\theta}$  (in  $\text{K Tag}^{-1}$ ) und der entsprechenden (b) PV (in PVU) für  $A = 0$  während des Experiments mit einer Wasserdampf-anomalie ohne begleitende PV und Ozonanomalie. Die verschiedenen Kurven in jeder Abbildung entsprechen den verschiedenen Zeiten:  $t = 0, 2, 4, 6, 8$  und  $10$  Tage.

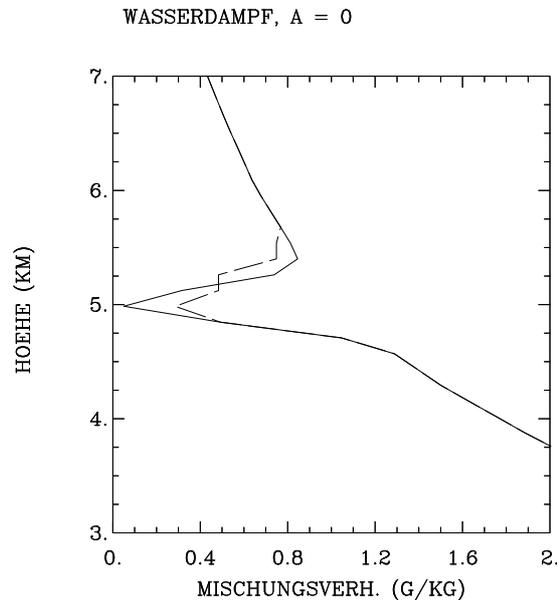


Abbildung 4.13: Wasserdampfmischungsverhältnis (in  $\text{g kg}^{-1}$ ) am Anfang (durchgezogene Kurve) und nach 10 Tagen (gestrichelte Kurve) für  $A = 0$  beim Experiment mit einer Wasserdampf-anomalie ohne begleitende PV und Ozonanomalie.

oberhalb der Feuchteanomalie stammt und aufgrund des fehlenden Wasserdampfs bei  $z = 5$  km dort nicht absorbiert wird. Der vertikale Gradient von  $\dot{\theta}$  in Abb. 4.12a ist daher positiv bei  $z = 5$  km, was dort nach Gleichung (3.13) zu einem Anwachsen der PV führt (Abb. 4.12b). Unterhalb von  $z = 4.7$  km und oberhalb von  $z = 5.2$  km wird PV abgebaut, da  $\partial\dot{\theta}/\partial z$  in diesen Bereichen negativ ist. Das Ergebnis ist die Ausbildung einer PV- und gemäß Gleichung (3.12) einer Temperaturanomalie im Bereich der trockenen Schicht. Mit der Zeit nimmt die Anomalie im Heizungsprofil ab, was sich in einer wesentlich geringeren Zunahme des PV-Maximums zu späteren Zeiten äußert. Offensichtlich kompensiert die Wirkung der entstandenen Temperaturanomalie teilweise die Wirkung der Feuchteanomalie, da sie einander entgegengesetzt sind.

Die beiden lokalen Kühlungsminima bei  $z = 5$  km und  $z = 5.2$  km am 4. Tag (Abb. 4.12a) sind das Ergebnis einer konvektiven Anpassung. Die Strahlung hat das Temperaturprofil an diesen Stellen labilisiert. Dies führt zu einer konvektiven Durchmischung innerhalb einer dünnen Schicht, wobei etwas feuchtere Luft aus der Umgebung in den Bereich der stratosphärischen Anomalie gemischt wird. Ein Vergleich der Wasserdampfprofile zu Beginn (durchgezogene Kurve in Abb. 4.13) und am Ende der Integration (gestrichelte Kurve in Abb. 4.13) illustriert diesen Effekt. Der leichte Anstieg der Feuchte im Bereich um  $z = 5$  km ist lokal mit einer stärkeren Kühlung verbunden. Da die konvektive Anpassung im Vergleich zur Strahlung jedoch auf einer sehr kurzen Zeitskala und innerhalb einer sehr dünnen Schicht stattfindet, haben die beiden lokalen Kühlungsminima keinen wesentlichen Einfluß auf die Entwicklung der PV. Dies wurde durch einen Modellauf ohne konvektive Anpassung bestätigt.

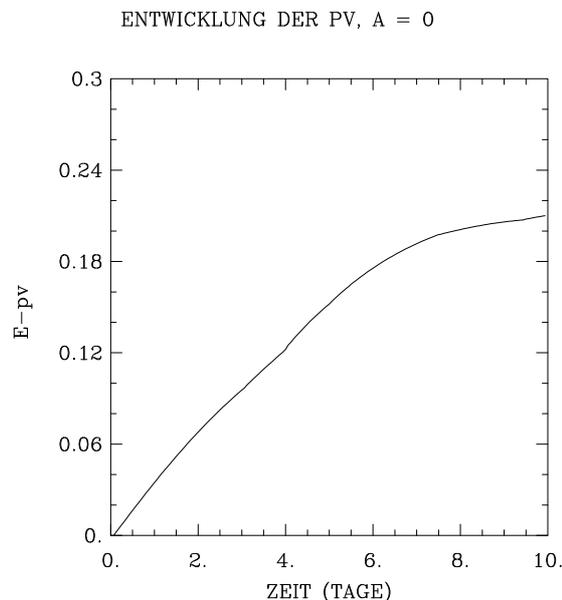


Abbildung 4.14: Entwicklung von  $E_{pv}$  (Definition siehe Text) für  $A = 0$  beim Experiment mit einer Wasserdampfanomalie ohne begleitende PV und Ozonanomalie.

Bei den Experimenten in diesem Abschnitt ist am Anfang keine PV-Anomalie vorhanden. Um die Entwicklung der PV im Bereich der trockenen Schicht darstellen zu können, wird hier deshalb statt  $D_{\text{pv}}$  gemäß Gleichung (4.6) die Größe

$$E_{\text{pv}}(t) = \frac{I(t) - I_{\text{ref}}}{I_{\text{ref}}} \quad (4.7)$$

betrachtet. Die Werte für  $I(t)$  und  $I_{\text{ref}}$  werden über Gleichung (4.5) bestimmt, wobei in diesem Fall  $z_0$  die Höhe des Feuchteminimums zur Zeit  $t$  ist. Nach Gleichung (4.7) ist  $E_{\text{pv}} = 0$  am Anfang und nimmt größere Werte an, wenn die PV im Bereich der Feuchteanomalie zunimmt. Die Größe  $E_{\text{pv}}$  ist zwar nicht direkt mit  $D_{\text{pv}}$  vergleichbar, die graphische Darstellung ihrer Entwicklung (Abb. 4.14) demonstriert jedoch anschaulich, daß die PV im Bereich der Feuchteanomalie innerhalb von 10 Tagen um etwa 20 % zunimmt.

Für Seitenverhältnisse  $A > 0$  hat die Heizungsanomalie aufgrund der Trockenheit des Filaments nicht nur eine Wirkung auf die Temperatur, sondern auch auf die Dynamik. Abbildung 4.15 zeigt die Differenzen zwischen den Anfangsprofilen  $\dot{\theta}(0, z)$  und  $\dot{\theta}_{\text{ref}}(z)$  und die anfänglichen Stromfunktionen der Querkirkulation für  $A = 0.1$ ,  $A = 0.5$  und  $A = 2$ . Da die Amplitude der Feuchteanomalie per Konstruktion nicht von der Geometrie des Filaments abhängt, sind auch die Amplituden der Heizungsanomalien für alle Seitenverhältnisse gleich (Abb. 4.15a, 4.15c und 4.15e). Die durch die diabatische Heizung induzierten Querkirkulationen unterscheiden sich jedoch bezüglich ihrer vertikalen Ausdehnung (Abb. 4.15b, 4.15d und 4.15f). Für  $A = 0.1$  reicht die Querkirkulation vom Boden bis in die obere Troposphäre, während sie sich für Seitenverhältnisse  $A > 0.1$  nur über eine Schicht von etwa 4 bis 5 km Dicke um die Anomalie herum erstreckt. Die Strömung ist aufgrund der Form der Heizungsprofile für alle Seitenverhältnisse bei  $x = 0$  in vertikaler Richtung divergent und damit genau entgegengesetzt zur Richtung der Querkirkulation im vorherigen Kapitel 4.2 (vgl. Abb. 4.15 mit Abb. 4.8).

Verfolgt man die Entwicklung der Feuchteanomalie für die verschiedenen Geometrien und betrachtet die Größenordnungen der einzelnen Terme von Gleichung (3.10), so stellt sich heraus, daß bei flachen Anomalien ( $A = 0.1$ ) wie in Kapitel 4.2 der zweite Term von (3.10) immer um ein bis zwei Größenordnungen größer ist als die restlichen Terme. Für  $A = 0.1$  wird die Entwicklung der Feuchteanomalie demnach durch den Term mit  $\partial\dot{\theta}/\partial z$  dominiert, während die Querkirkulation und der erste Term in eckigen Klammern von (3.10) nur von untergeordneter Bedeutung sind. Bei mittleren und hohen Geometrien ( $A = 0.5$  und  $A = 2$ ) jedoch spielt auch die Querkirkulation ( $u, w$ ) eine Rolle, da in diesen Fällen die Größenordnungen von  $w\partial P/\partial z$  und des Terms mit  $\partial\dot{\theta}/\partial z$  vergleichbar sind.

Abbildung 4.16 zeigt die Profile der diabatischen Heizung  $\dot{\theta}$  und der entsprechenden PV bei  $x = 0$  zu verschiedenen Zeitpunkten. Während für  $A = 0.1$  die Integration über 10 Tage durchgeführt wurde, wurde die Entwicklung des mittleren und hohen Filaments nur über drei Tage verfolgt, um sicher zu sein, daß die Ergebnisse nicht durch numerische Effekte beeinflusst sind (siehe Anhang A.4). Obwohl das Anfangsprofil von  $\dot{\theta}$  für alle Seitenverhältnisse identisch ist (Abb. 4.16a, 4.16c und 4.16e), ergeben sich zu späteren Zeiten dramatische Unterschiede. Dies ist am besten bei den Profilen der PV zu erkennen. Für  $A = 0.1$  (Abb. 4.16b) entsteht bei  $z = 5$  km innerhalb von 10 Tagen

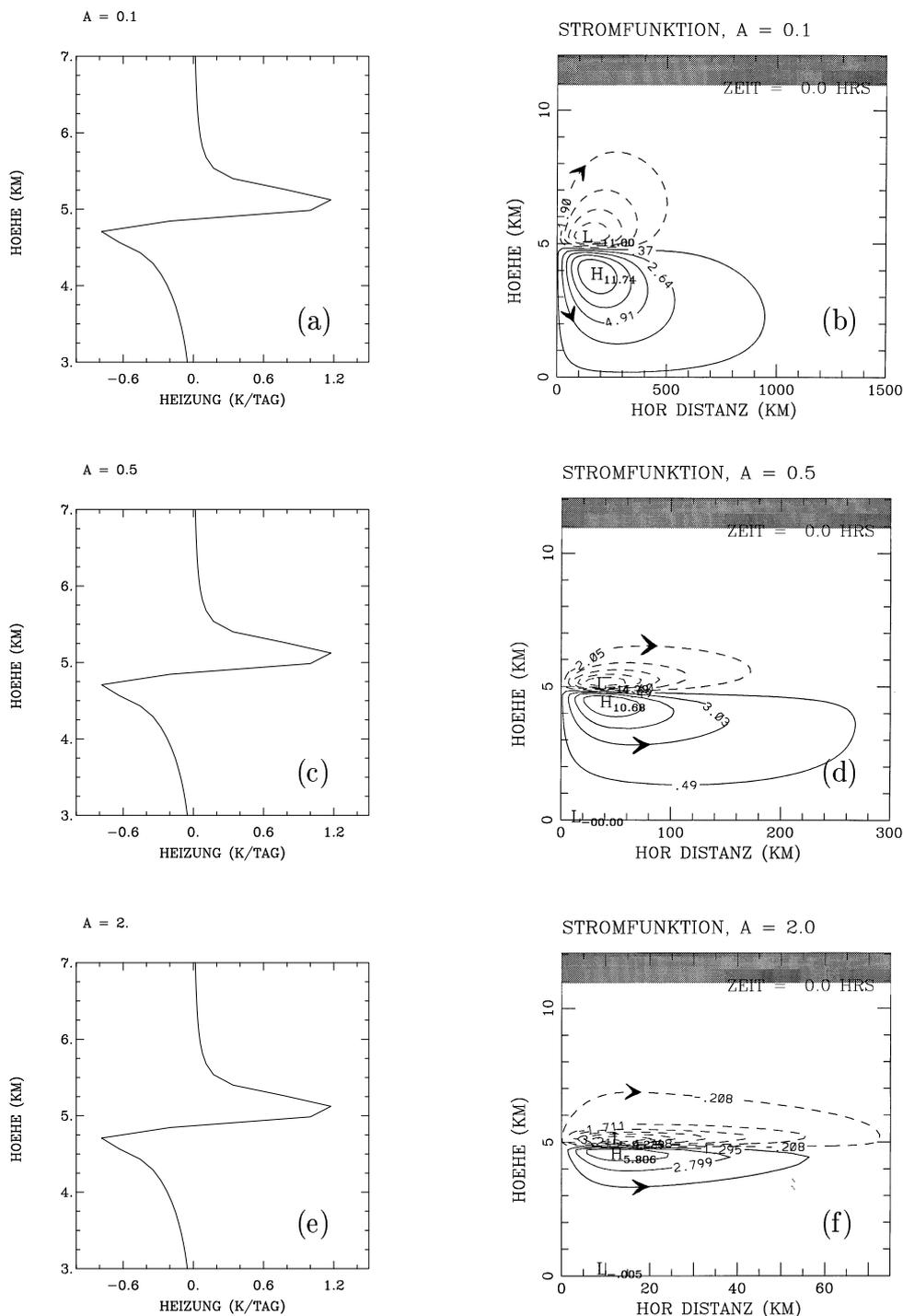


Abbildung 4.15: Anfängliche Abweichung der diabatischen Heizung (in  $K \text{ Tag}^{-1}$ ) bei  $x = 0$  vom Referenzprofil für die Seitenverhältnisse (a)  $A = 0.1$ , (c)  $A = 0.5$  and (e)  $A = 2$ , und die anfängliche Stromfunktion der Quersirkulation (in  $\text{kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ , negative Konturen gestrichelt) für (b)  $A = 0.1$ , (d)  $A = 0.5$  und (f)  $A = 2$  für das Experiment mit einer Wasserdampfanomalie ohne begleitende PV und Ozonanomalie. Die Pfeile deuten die Richtung der Zirkulation an. Die graue Schattierung markiert Bereiche, in denen  $P > 2$  PVU ist.

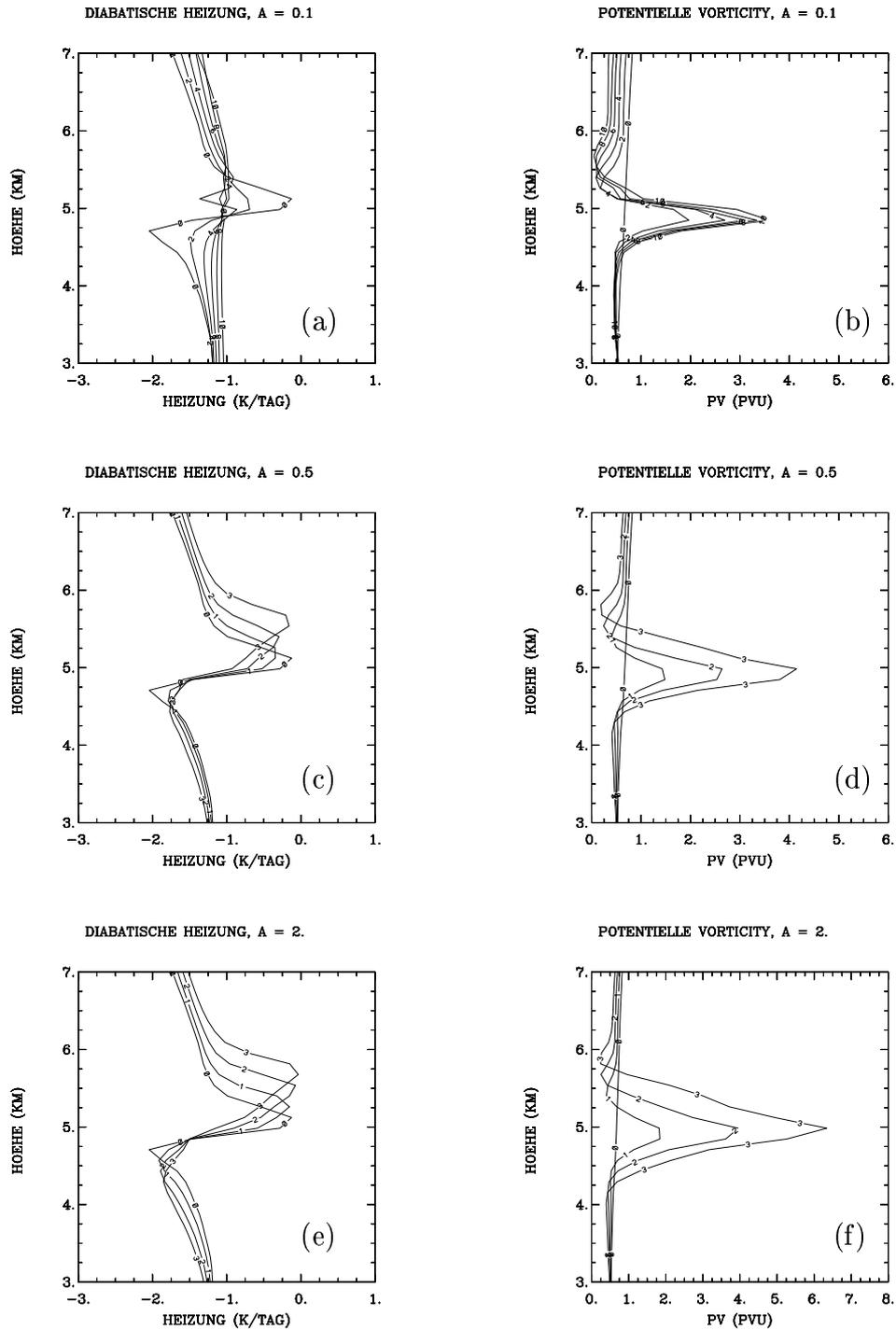


Abbildung 4.16: Entwicklung der Profile der diabatischen Heizung  $\dot{\theta}$  (in  $K \text{ Tag}^{-1}$ ) für (a)  $A = 0.1$ , (c)  $A = 0.5$ , (e)  $A = 2$  und der entsprechenden PV (in PVU) für (b)  $A = 0.1$ , (d)  $A = 0.5$ , (f)  $A = 2$  bei  $x = 0$  während der Experimente mit einer Wasserdampfanomalie ohne begleitende PV und Ozonanomalie. Die verschiedenen Kurven in (a) und (b) entsprechen den verschiedenen Zeiten:  $t = 0, 2, 4, 6, 8$  und  $10$  Tage. Die verschiedenen Kurven in (c), (d), (e) und (f) entsprechen den verschiedenen Zeiten:  $t = 0, 1, 2$  und  $3$  Tage.

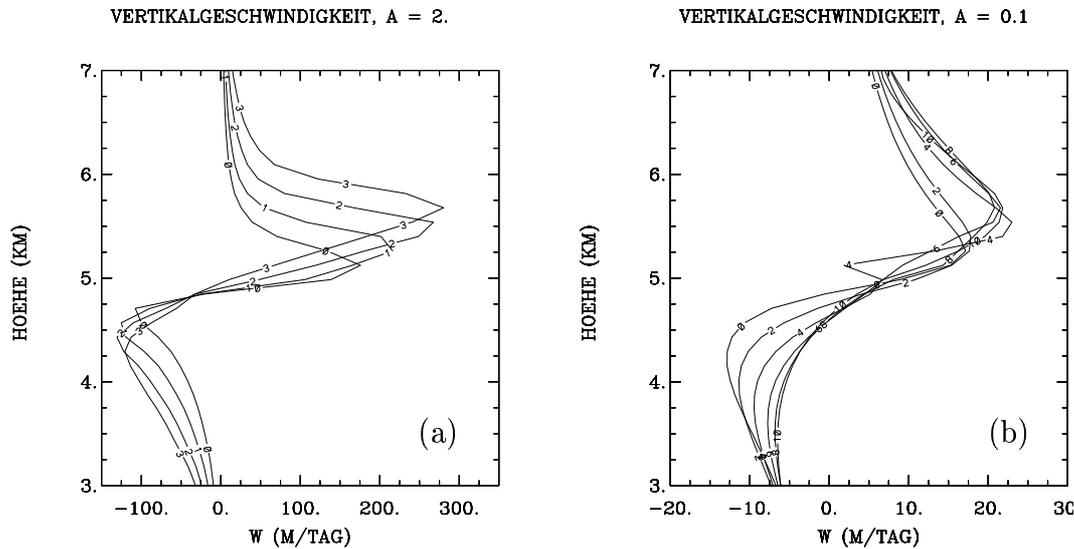


Abbildung 4.17: Vertikalgeschwindigkeit  $w$  für (a)  $A = 2$  und (b)  $A = 0.1$  bei  $x = 0$  für die Experimente mit einer Wasserdampf-anomalie ohne begleitende PV und Ozonanomalie. Die verschiedenen Kurven entsprechen verschiedenen Zeiten  $t$ . Bei  $A = 2$ :  $t = 0, 1, 2$  und  $3$  Tage, bei  $A = 0.1$ :  $t = 0, 2, 4, 6, 8$  und  $10$  Tage.

ein PV-Maximum von etwa 3.5 PVU. Im Falle des mittleren Seitenverhältnisses (Abb. 4.16d) dagegen hat das PV-Maximum bereits nach drei Tagen 4 PVU überschritten, und für das hohe Filament hat es in diesem Zeitraum schon 6.5 PVU erreicht. Diese großen Differenzen lassen sich durch die unterschiedliche Aufteilung der PV in einen thermischen und dynamischen Anteil erklären. Der positive vertikale Gradient von  $\theta$  bei  $z = 5$  km bewirkt in allen hier gezeigten Fällen über Gleichung (3.10) eine Zunahme der PV. Für das Seitenverhältnis  $A = 0.1$  ist die so entstandene PV-Anomalie hauptsächlich mit einer Temperatur-anomalie verbunden, deren Amplitude jedoch nicht ganz so groß ist wie bei  $A = 0$ , da sich ein Teil der PV-Anomalie als dynamische Anomalie äußert. Trotzdem ist die Temperatur-anomalie stark genug, daß ihre Wirkung auf die Strahlung den Effekt der Feuchte-anomalie teilweise kompensiert. Aus diesem Grund wird das Profil von  $\theta$  mit der Zeit glatter (Abb. 4.16a), was sich in einer geringeren Zunahme der PV äußert (Abb. 4.16b). Das lokale Kühlungsminimum bei  $z \approx 5$  km am 4. Tag ist wie bei  $A = 0$  auf eine konvektive Anpassung zurückzuführen und spielt für die Entwicklung der PV keine wesentliche Rolle. Für  $A = 0.5$  und  $A = 2$  hat die entstandene PV-Anomalie einen wesentlich größeren dynamischen und viel kleineren thermischen Anteil als für  $A = 0.1$ . Die Wirkung der Temperatur-anomalie schafft es daher während der Entwicklung nicht, dem Effekt der Feuchte-anomalie entgegenzuwirken. Dadurch bleibt der Gradient von  $\theta$  bei  $z = 5$  km die ganze Zeit positiv (Abb. 4.16c und 4.16e) und führt zu einer ständigen Zunahme der PV (Abb. 4.16d und Abb. 4.16f). Da der thermische Anteil der PV bei  $A = 2$  im Vergleich zu den anderen gezeigten Fällen am kleinsten ist, wächst die PV bei  $A = 2$  am schnellsten. Eine Diskussion darüber, ob das Anwachsen

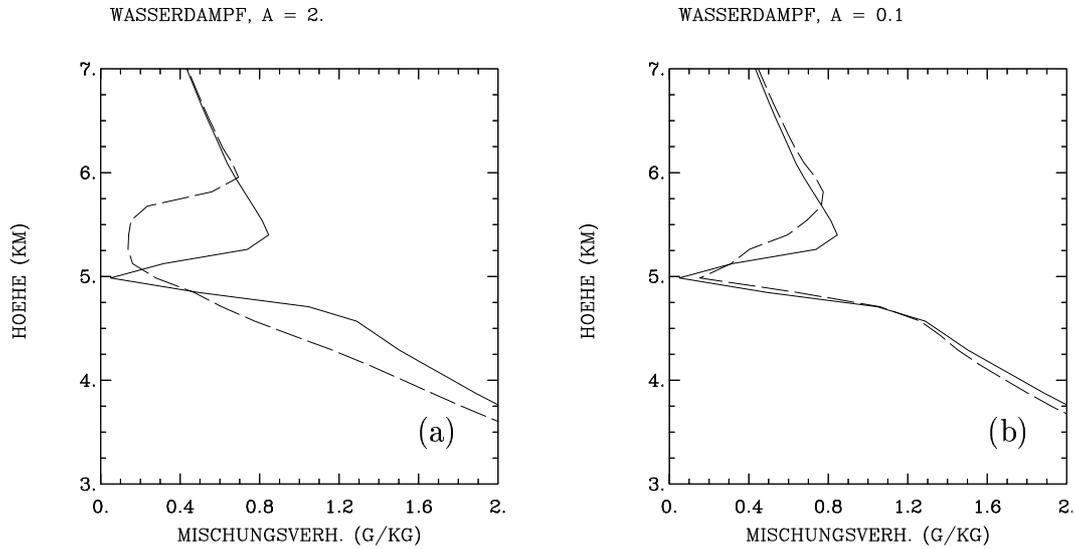


Abbildung 4.18: Wasserdampfverhältnis (in  $\text{g kg}^{-1}$ ) für (a)  $A = 2$  und (b)  $A = 0.1$  bei  $x = 0$  für die Experimente mit einer Wasserdampfanomalie ohne begleitende PV und Ozonanomalie. Die durchgezogenen Kurven entsprechen der Zeit  $t = 0$ , die gestrichelten Kurven den Zeiten  $t = 3$  in (a) und  $t = 10$  in (b).

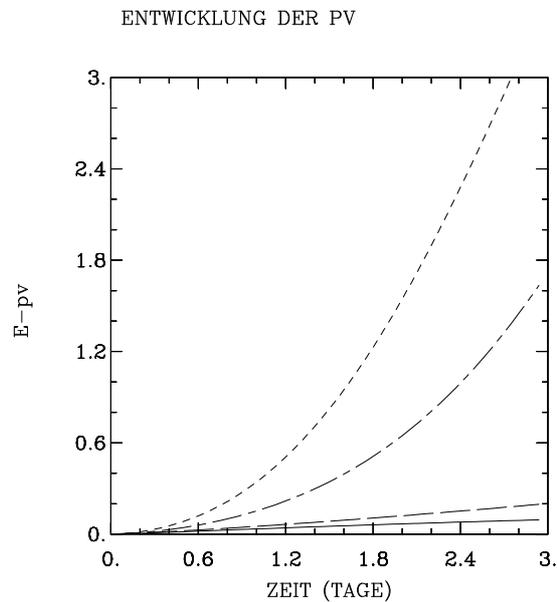


Abbildung 4.19: Entwicklung von  $E_{pv}$  für  $A = 0$  (durchgezogene Kurve),  $A = 0.1$  (langgestrichelte Kurve),  $A = 0.5$  (lang-kurzgestrichelte Kurve) und  $A = 2$  (kurzgestrichelte Kurve) für die Experimente mit einer Wasserdampfanomalie ohne begleitende PV und Ozonanomalie.

der PV als realistisch anzusehen ist, erfolgt im Rahmen der Zusammenfassung und Schlussbetrachtung in Kapitel 7. Sowohl bei  $A = 0.5$  als auch bei  $A = 2$  blieb das Temperaturprofil während der gesamten Integration stabil. In beiden Fällen gab es daher keine konvektive Anpassung.

Die Verbreiterung der PV-Profile in den Abbildungen 4.16d und 4.16f kann teilweise auf die Form der  $\theta$ -Profile (Abb. 4.16c und 4.16e) und teilweise auf den Einfluß der Querkirkulation zurückgeführt werden. In Abbildung 4.17a sind die Profile  $w(0, z)$  für  $A = 2$  zu verschiedenen Zeiten dargestellt, da dies der Fall mit den stärksten Vertikalgeschwindigkeiten zwischen 100 und 300 m Tag<sup>-1</sup> ist. Die Amplituden von  $w$  für  $A = 0.5$  sind nur geringfügig kleiner und werden hier deshalb nicht gezeigt. Man sieht, daß  $w$  divergent ist, wodurch sich die Feuchteanomalie innerhalb von drei Tagen verbreitert (Abb. 4.18a). Außerdem ist  $w$  bei  $z = 5$  km nach oben gerichtet, so daß das Maximum der Feuchteanomalie nach oben advehiert wird. Eine unmittelbare Folge davon ist die Verbreiterung und Verlagerung der Heizungsanomalie (Abb. 4.16e). Im Falle von  $A = 0.1$  dagegen ist der Vertikalwind so schwach, daß er fast keinen Einfluß auf die Entwicklung der Anomalie hat (Abb. 4.17b). Auch nach 10 Tagen ist das Maximum von  $w$  kaum größer als 20 m Tag<sup>-1</sup>, und die Feuchteanomalie hat sich während dieser Zeit nur unwesentlich verändert (4.18b). Das lokale Minimum von  $w$  am 4. Tag ist eine Reaktion auf die konvektive Anpassung.

Die Entwicklung von  $E_{pv}$  für alle betrachteten Seitenverhältnisse in Abbildung 4.19 dokumentiert noch einmal die drastischen Unterschiede bei der Entwicklung der PV im Bereich der Feuchteanomalie. Während für flache Geometrien (durchgezogene und langgestrichelte Kurve) die Zunahme der PV innerhalb von drei Tagen unter 40 % ist, wächst die PV für mittlere (lang-kurzgestrichelte Kurve) und hohe (kurzgestrichelte Kurve) Geometrien um über 100 %. Demnach hängt die Entwicklung eines Feuchtefilaments sehr stark von seinem Seitenverhältnis ab.

## 4.4 Entwicklung eines stratosphärischen Filaments

In diesem Abschnitt werden stratosphärische Filamente untersucht, die durch eine PV-, eine Feuchte- und eine Ozonanomalie charakterisiert sind. Da die Ozonanomalie nahezu keinen Einfluß auf die Entwicklung der Filamente hat, wird sie nur aus Gründen der Vollständigkeit mitbetrachtet. Die numerischen Experimente in diesem Kapitel können daher als Kombination der Experimente aus den vorhergehenden Kapiteln 4.2 und 4.3 angesehen werden. Sie berücksichtigen sowohl die Wirkung der Temperatur- als auch die Wirkung der Feuchteanomalie auf die Strahlung, die — wie vorher gezeigt wurde — einander entgegengesetzt sind.

### 4.4.1 Anfangszustand

Die Anfangsverteilungen von PV, Wasserdampf und Ozon entsprechen genau denen, die in Kapitel 4.1 spezifiziert werden.

### 4.4.2 Ergebnisse der numerischen Experimente

Wie vorher wird zuerst die Entwicklung eines Filaments mit dem Seitenverhältnis  $A = 0$  während einer Integration über 10 Tage betrachtet (Abb. 4.20). Am Anfang ist das Profil der diabatischen Heizung  $\dot{\theta}$  ganz ähnlich zu dem im Fall der reinen PV-Anomalie (vgl. Abb. 4.20a mit Abb. 4.6a). Offensichtlich ist die Temperaturanomalie so groß, daß ihre Wirkung auf die Strahlung stärker ist als der Effekt der Feuchteanomalie. Bereits am zweiten Tag zeigt das  $\dot{\theta}$ -Profil jedoch eine Asymmetrie bezüglich der Achse  $z = 5$  km, die sich nach Gleichung (3.13) auch in einer Asymmetrie im PV-Profil widerspiegelt. Der obere Teil der PV-Anomalie wird sehr rasch abgebaut, während sich der untere Teil nach dem zweiten Tag kaum noch verändert. Die Asymmetrie im Profil von  $\dot{\theta}$  kann auf die Trockenheit des Filaments zurückgeführt werden. Die Temperaturanomalie ist bereits so weit abgebaut, daß sich der Effekt der Feuchteanomalie bemerkbar macht. Im Bereich der trockenen Schicht bei  $z = 5$  findet weniger Strahlungsabkühlung als in der übrigen Troposphäre statt. Dadurch ist ab dem zweiten Tag  $\partial\dot{\theta}/\partial z \approx 0$  unterhalb von  $z = 5$  km, und nach Gleichung (3.13) wird die PV dort kaum noch verändert. Das lokale Kühlungsminimum bei  $z = 5$  km am Tag 8 ist das Ergebnis einer lokalen konvektiven Anpassung. Wie in Kapitel 4.3 hat dies jedoch keinen wesentlichen Einfluß auf Entwicklung des Filaments.

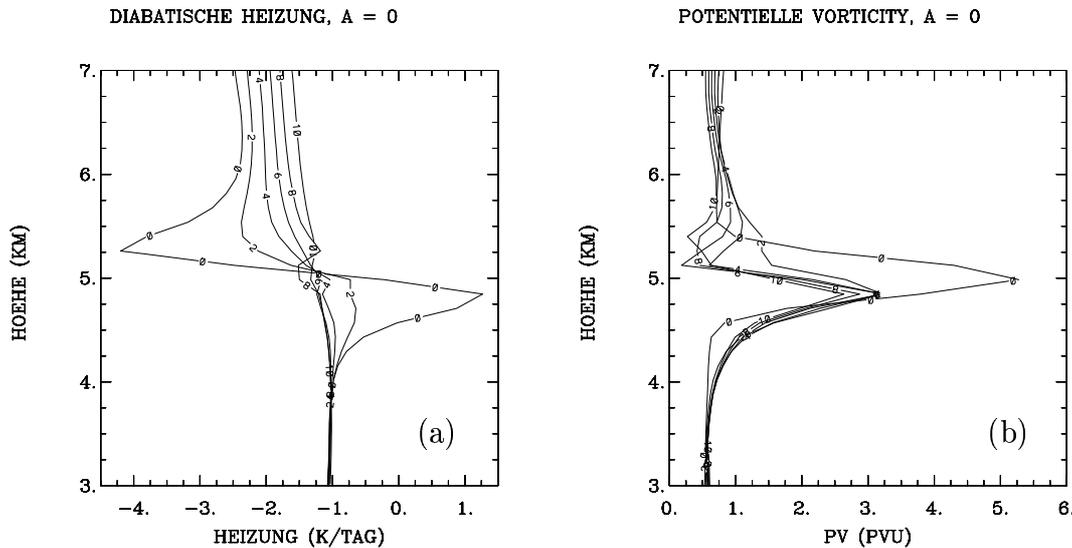


Abbildung 4.20: Entwicklung der Profile der (a) diabatischen Heizung  $\dot{\theta}$  (in  $K \text{ Tag}^{-1}$ ) und der entsprechenden (b) PV (in PVU) für  $A = 0$  während des Experiments mit einem stratosphärischen Filament. Die verschiedenen Kurven in jeder Abbildung entsprechen den verschiedenen Zeiten:  $t = 0, 2, 4, 6, 8$  und  $10$  Tage.

Die Entwicklung von  $D_{pv}$  nach (4.6) zeigt innerhalb von 10 Tagen eine Abnahme der PV-Anomalie auf etwa 45 % ihrer ursprünglichen Amplitude (durchgezogene Kurve in Abb. 4.21a). Ein Vergleich mit der entsprechenden Entwicklung von  $D_{pv}$  einer reinen PV-Anomalie (gestrichelte Kurve in Abb. 4.21a) ergibt, daß sich aufgrund der Trocken-

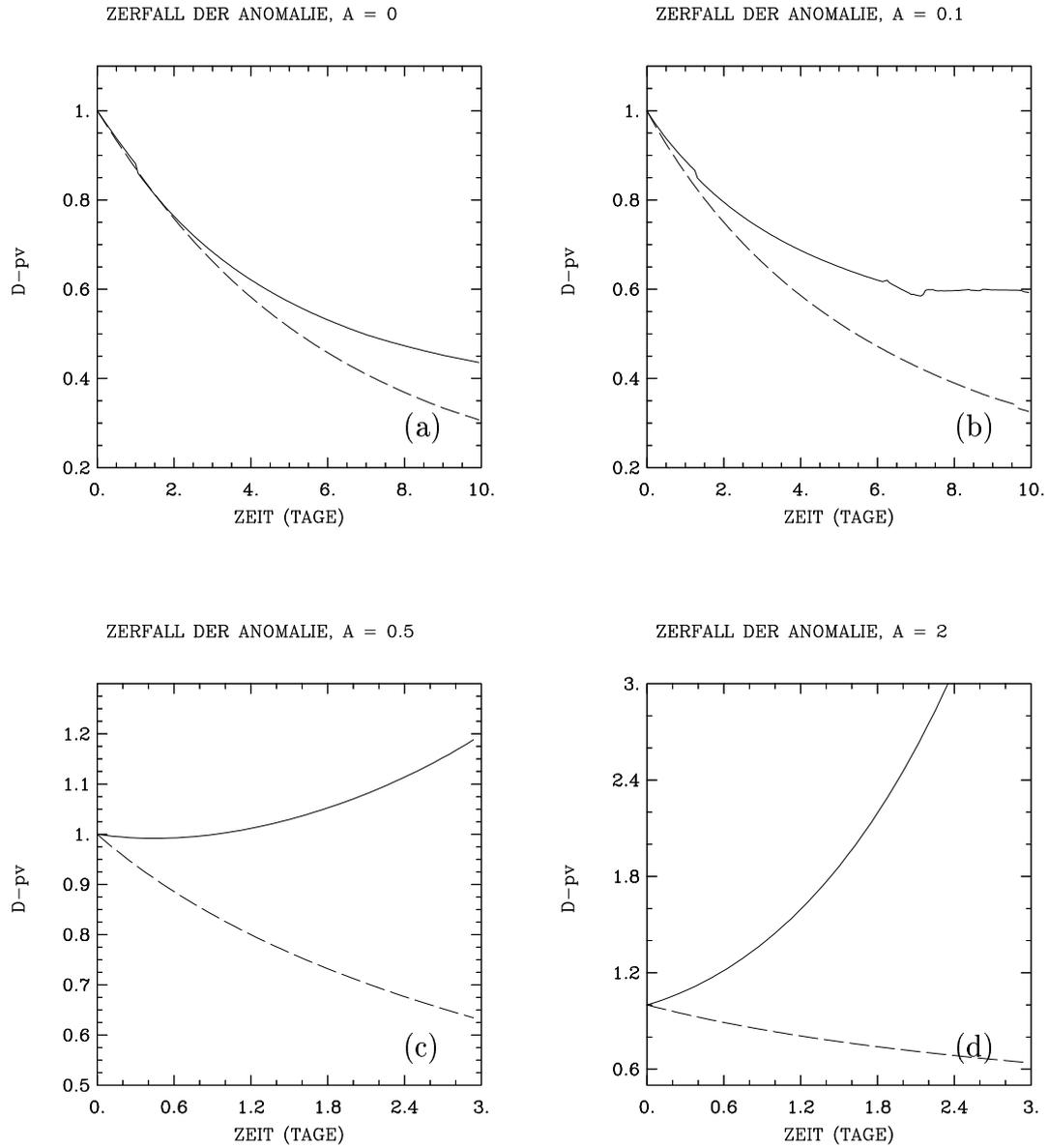


Abbildung 4.21: Entwicklung von  $D_{pv}$  für (a)  $A = 0$ , (b)  $A = 0.1$ , (c)  $A = 0.5$ , (d)  $A = 2$  für stratosphärische Filamente (durchgezogene Kurven) und PV-Anomalien ohne begleitende Feuchte- und Ozonanomalie aus Kapitel 4.2 (gestrichelte Kurven).

heit des Filaments der Zerfall der PV-Anomalie verlangsamt. Dies bestätigt auch den Eindruck, den man erhält, wenn man die Abbildungen 4.20b und 4.6b miteinander vergleicht.

Der Einfluß der Trockenheit innerhalb des Filaments macht sich für  $A > 0$  noch stärker bemerkbar. In Abbildung 4.22 sind die Differenzen zwischen den Anfangsprofilen  $\dot{\theta}(0, z)$  und  $\dot{\theta}_{\text{ref}}(z)$  und die anfänglichen Stromfunktionen der Quercirkulation für  $A = 0.1$ ,  $A = 0.5$  und  $A = 2$  dargestellt. Offensichtlich hat das Heizungsprofil für flache Filamente eine wesentlich andere Form als für hohe Filamente. Obwohl für  $A = 0.1$  die thermische Anomalie geringer ist als für  $A = 0$ , ist sie immer noch so stark, daß ihre Wirkung auf die Strahlung den Effekt der Feuchteanomalie übertrifft. Deshalb hat das Profil von  $\dot{\theta}(0, z) - \dot{\theta}_{\text{ref}}$  in Abbildung 4.22a eine ähnliche Form wie in Abbildung 4.8a. Für das hohe Filament ist die Form des Profils jedoch umgekehrt mit einer etwas geringeren Amplitude (Abb. 4.22e). Dies kann darauf zurückgeführt werden, daß für  $A = 2$  die Temperaturanomalie viel schwächer ist als im Fall  $A = 0.1$ , während die Amplitude der Feuchteanomalie per Konstruktion in beiden Fällen dieselbe ist. Daher ist beim hohen Filament die diabatische Heizung hauptsächlich durch die Wasserdampfanomalie bestimmt, was sich in einer geringeren Kühlung bei  $z = 5$  km äußert. Das Heizungsprofil von  $A = 0.5$  (durchgezogene Kurve in Abb. 4.22c) ist eine Art Mischung zwischen den Profilen in den Abbildungen 4.22a und 4.22e. Sowohl die Temperatur- als auch die Feuchteanomalie spielen für die Strahlung eine Rolle.

Wie vorher erstreckt sich die Stromfunktion der Quercirkulation zum Anfangszeitpunkt für  $A = 0.1$  (Abb. 4.22b) über die gesamte Troposphäre, während sie für  $A = 2$  (Abb. 4.22f) nur auf eine dünne Schicht um  $z = 5$  km beschränkt ist. Da die Form des Heizungsprofils für das hohe Filament entgegengesetzt zu der des flachen Filaments ist, ist auch der Sinn der Quercirkulationen gegensätzlich (vgl. Abb. 4.22b mit Abb. 4.22f). Während für  $A = 0.1$  die Strömung im Zentrum der Anomalie bei  $z \approx 5$  km vertikal konvergent ist, ist sie bei  $A = 2$  vertikal divergent. Die Stromfunktion von  $A = 0.5$  stellt wie das Heizungsprofil eine Art Mischung aus den Stromfunktionen von  $A = 0.1$  und  $A = 2$  dar und weist eine eher komplexe Struktur auf. Bei  $x = 0$  ist die Quercirkulation von  $A = 0.5$  sehr ähnlich zu der des hohen Filaments. Weiter vom Zentrum der Anomalie entfernt (z.B. bei  $x = 70$  km) hat sie jedoch mehr die Struktur wie bei  $A = 0.1$ . Dieses Verhalten kann mit Hilfe der Heizungsprofile (Abb. 4.22c) erklärt werden. Im Zentrum der Anomalie dominiert der Einfluß der Feuchteanomalie die diabatische Heizung (durchgezogene Kurve). Bei  $x = 70$  km ähnelt das Profil der diabatischen Heizung (gestrichelte Kurve) aber eher dem Profil für  $A = 0.1$ . Dort hat also die Temperaturanomalie den größeren Einfluß. Offensichtlich setzt sich mit wachsendem Seitenverhältnis der Einfluß der Feuchteanomalie vom Zentrum nach außen hin durch.

Bei der Entwicklung der Profile von  $\dot{\theta}$  und der entsprechenden PV bei  $x = 0$  zeigt sich, daß das Verhalten des flachen Filaments (Abb. 4.23a und 4.23b) ganz ähnlich zum Verhalten im Fall von  $A = 0$  (Abb. 4.20) ist. Die Quercirkulation und der Term mit  $\partial\dot{\theta}/\partial x$  in Gleichung (3.10) spielen nur eine untergeordnete Rolle. Das lokale Kühlungsmaximum am 8. Tag ist wieder auf die konvektive Anpassung zurückzuführen, die auf die Ergebnisse keinen Einfluß hat. Abbildung 4.21b vergleicht die Entwicklung von  $D_{\text{pv}}$  für das Filament (durchgezogene Kurve) und die reine PV-Anomalie (gestrichelte Kur-

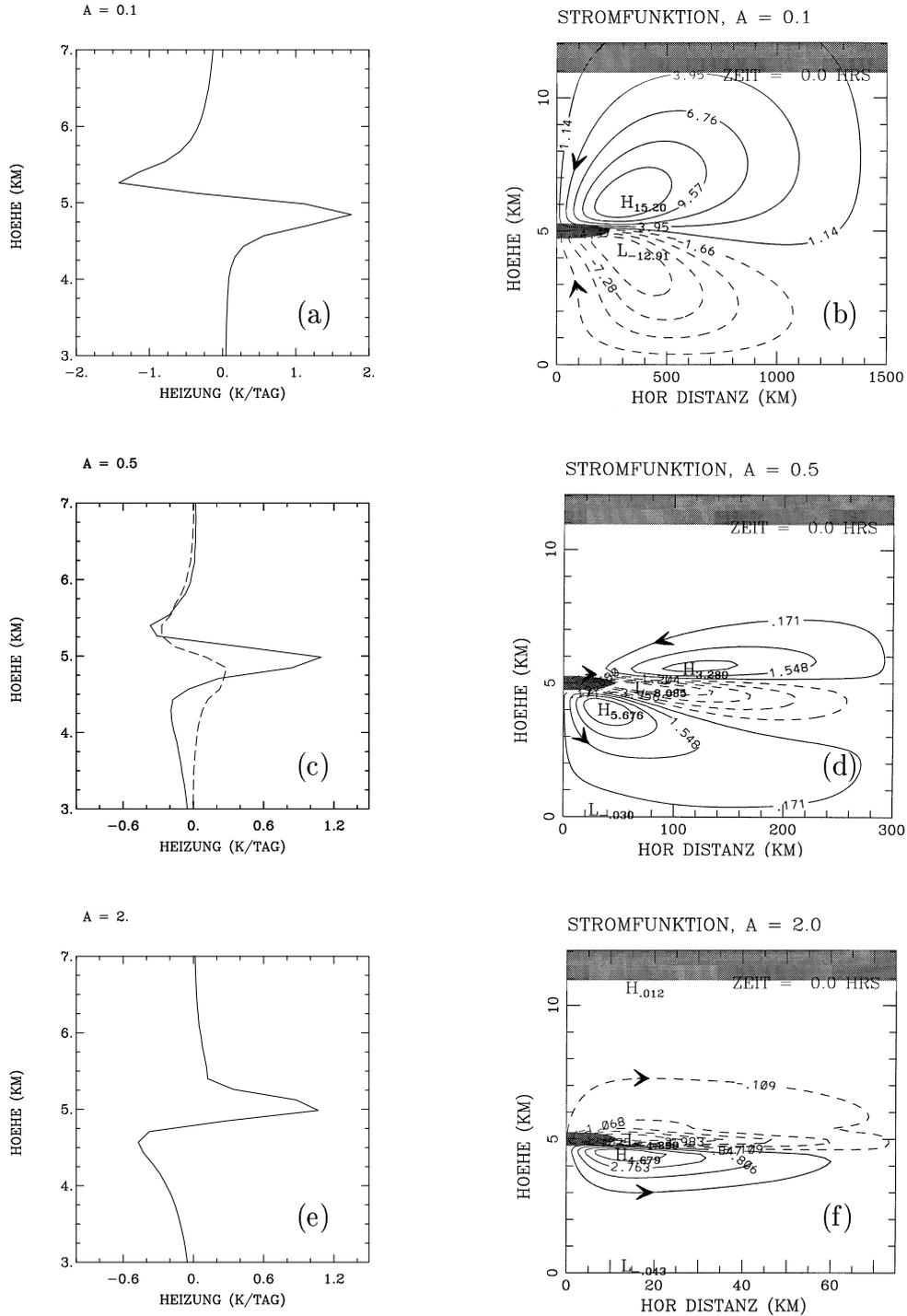


Abbildung 4.22: Anfängliche Abweichung der diabatischen Heizung (in  $\text{K Tag}^{-1}$ , durchgezogene Kurven) vom Referenzprofil bei  $x = 0$  für die Seitenverhältnisse (a)  $A = 0.1$ , (c)  $A = 0.5$  and (e)  $A = 2$ , und die anfängliche Stromfunktion der Querzirkulation (in  $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$ , negative Konturen gestrichelt) für (b)  $A = 0.1$ , (d)  $A = 0.5$  und (f)  $A = 2$  für das Experiment mit dem stratosphärischen Filament. Die gestrichelte Kurve in (c) entspricht der anfänglichen Abweichung der diabatischen Heizung vom Referenzprofil bei  $x = 70$  km. Die Pfeile deuten die Richtung der Zirkulation an. Die graue Schattierung markiert Bereiche, in denen  $P > 2$  PVU ist.

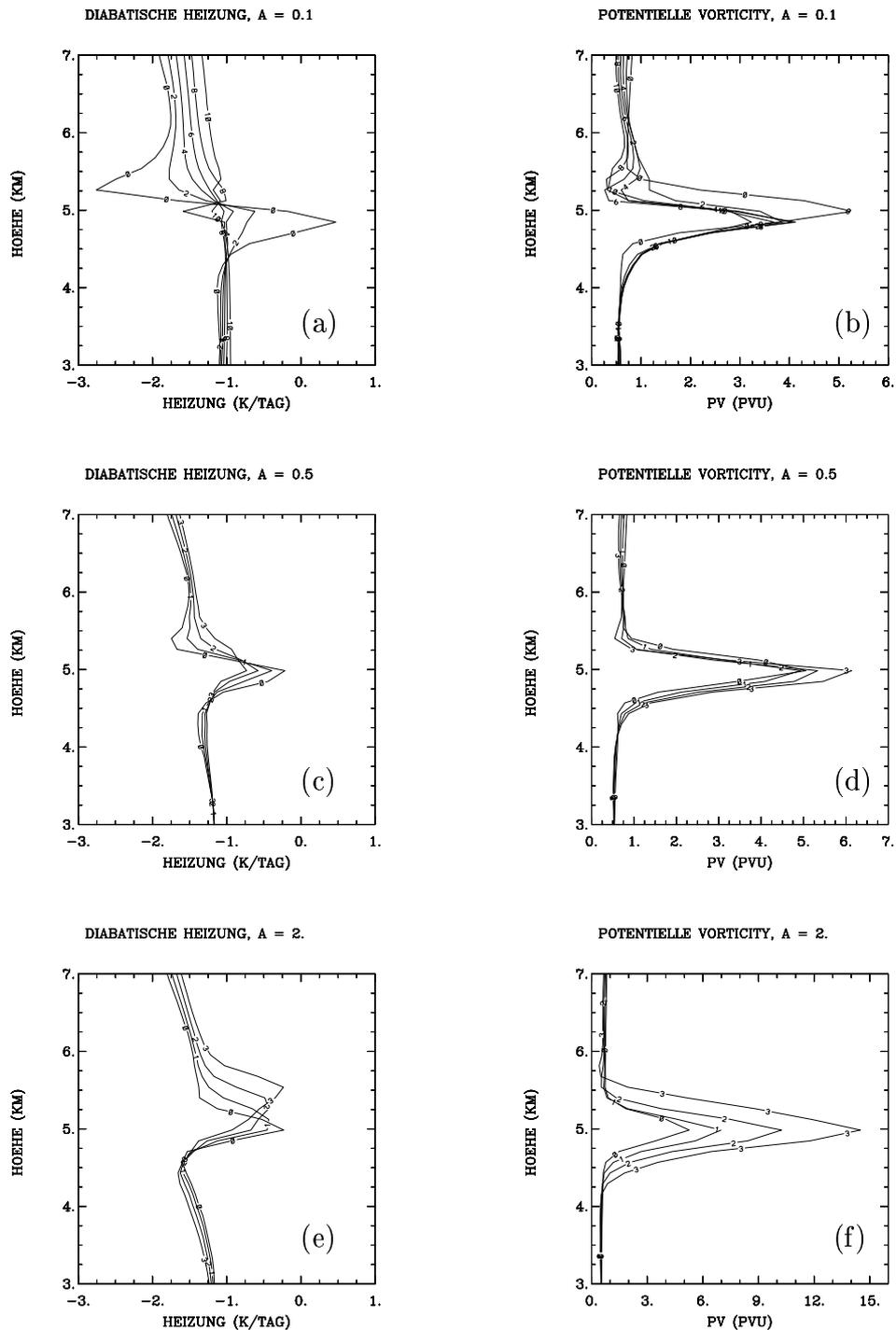


Abbildung 4.23: Entwicklung der Profile der diabatischen Heizung  $\dot{\theta}$  (in  $K \text{ Tag}^{-1}$ ) für (a)  $A = 0.1$ , (c)  $A = 0.5$ , (e)  $A = 2$  und der entsprechenden PV (in PVU) für (b)  $A = 0.1$ , (d)  $A = 0.5$ , (f)  $A = 2$  bei  $x = 0$  während der Experimente mit einem stratosphärischen Filament. Die verschiedenen Kurven in (a) und (b) entsprechen den verschiedenen Zeiten:  $t = 0, 2, 4, 6, 8$  und  $10$  Tage. Die verschiedenen Kurven in (c), (d), (e) und (f) entsprechen den verschiedenen Zeiten:  $t = 0, 1, 2$  und  $3$  Tage.

ve). Der Einfluß der Feuchteanomalie verlangsamt den Zerfall der PV wesentlich. Nach 10 Tagen ist die Größe  $D_{PV}$  auf etwa 60 % ihrer ursprünglichen Amplitude abgebaut. Die Abnahme von  $D_{PV}$  ist nicht so ausgeprägt wie bei  $A = 0$  (vgl. Abb. 4.21a mit Abb. 4.21b), da bei  $A = 0.1$  die Temperaturanomalie etwas schwächer und der relative Beitrag der Feuchteanomalie etwas stärker sind.

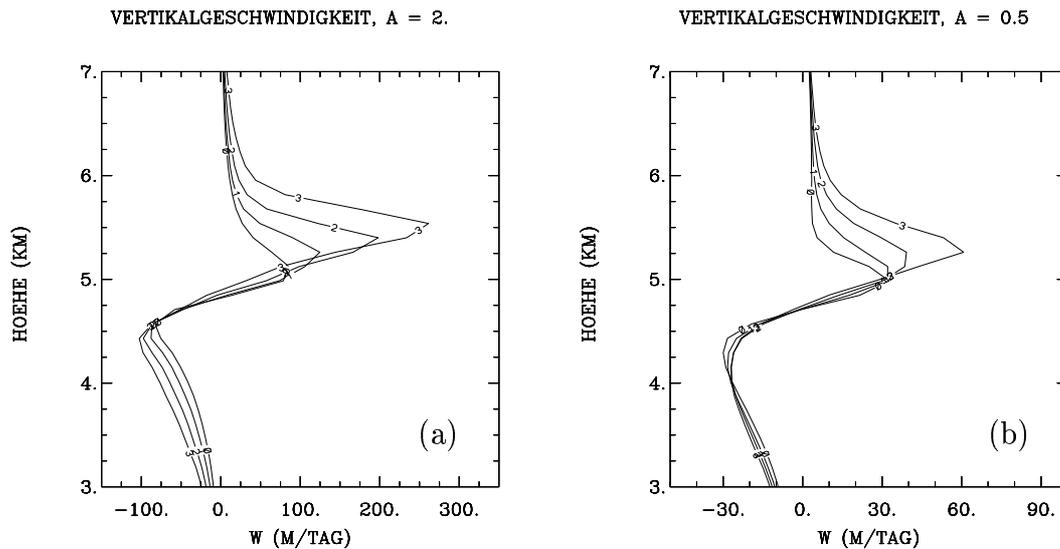


Abbildung 4.24: Vertikalgeschwindigkeit  $w$  für (a)  $A = 2$  und (b)  $A = 0.5$  bei  $x = 0$  für das stratosphärische Filament. Die verschiedenen Kurven entsprechen den verschiedenen Zeiten:  $t = 0, 1, 2$  und  $3$  Tage.

Die Entwicklungen des mittleren und des hohen Filaments, dargestellt in Abbildung 4.23c bis 4.23f, werden wieder nur über drei Tage verfolgt, um sicher zu sein, daß die Ergebnisse nicht durch numerische Effekte beeinflusst sind (siehe Anhang A.4). Wie bei einer reinen Wasserdampfanomalie wächst die PV im Bereich von  $z = 5$  km in diesen Fällen mit der Zeit an. Am deutlichsten ist dies in Abbildung 4.23f zu erkennen. Dieses Verhalten kann darauf zurückgeführt werden, daß bei hohen Geometrien der Effekt der Wasserdampfanomalie die Wirkung der Temperaturanomalie dominiert. Dadurch ist der vertikale Gradient des Heizungsprofils bei  $z \approx 5$  km positiv (Abb. 4.23c und e), was nach (3.10) zu einer Zunahme der PV führt. Bei  $A = 2$  ist die Querkirkulation stark genug, um die Entwicklung der PV zu beeinflussen. Der Vertikalwind  $w(0, z)$  erreicht Amplituden von etwa 100 bis 300  $\text{m Tag}^{-1}$  (Abb. 4.24a). Er ist divergent und im Bereich von  $z = 5$  km aufwärts gerichtet, wodurch sich das Maximum der Feuchteanomalie verbreitert und nach oben advehiert wird (Abb. 4.25a). Dieses Verhalten spiegelt sich im Heizungsprofil wieder (Abb. 4.23e). Daher kann die Verbreiterung des PV-Profiles in vertikaler Richtung (Abb. 4.23f) teilweise auf die Divergenz von  $w(0, z)$  und teilweise auf die Form des Heizungsprofils zurückgeführt werden. Im Fall von  $A = 0.5$  dagegen ist  $w(0, z)$  mit einem Maximum von 40  $\text{m Tag}^{-1}$  zu schwach, um die Entwicklung des Filaments wesentlich zu beeinflussen (Abb. 4.24b). Außerdem verändert sich die PV-

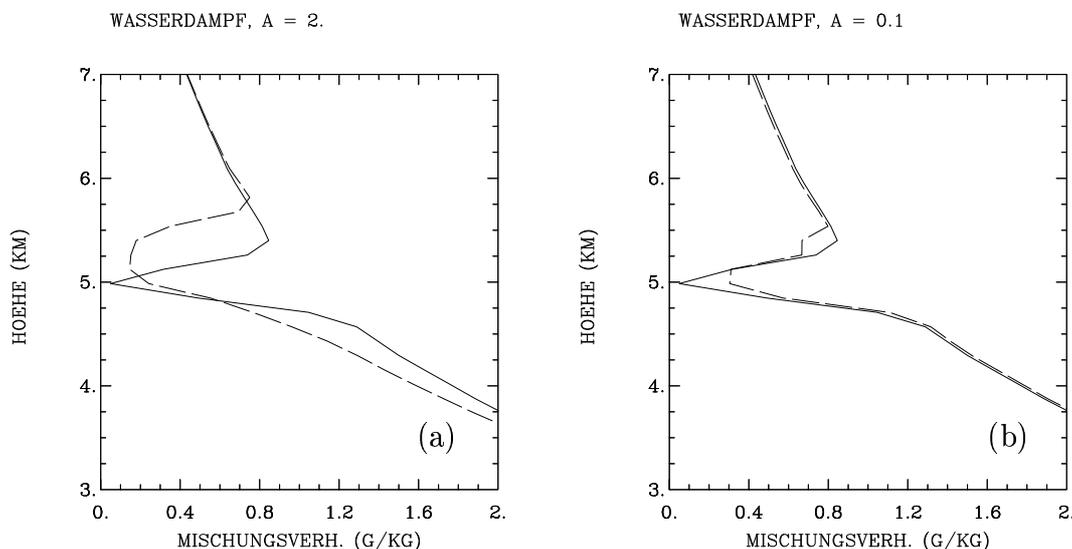


Abbildung 4.25: Wasserdampfmischungsverhältnis (in  $\text{g kg}^{-1}$ ) für (a)  $A = 2$  und (b)  $A = 0.1$  bei  $x = 0$  für das stratosphärische Filament. Die durchgezogenen Kurven entsprechen der Zeit  $t = 0$ , die gestrichelten Kurven den Zeiten  $t = 3$  in (a) und  $t = 10$  in (b).

Anomalie innerhalb von drei Tagen nicht so schnell wie bei  $A = 2$  (vgl. Abb. 4.23c und 4.23d mit Abb. 4.23e und 4.23f), da die beiden gegensätzlichen Wirkungen von Temperatur- und Feuchteanomalie fast gleich stark sind und sich größtenteils kompensieren. Sowohl bei  $A = 0.5$  als auch bei  $A = 2$  gab es keine konvektive Anpassung, da das Temperaturprofil während der gesamten Integration stabil blieb.

Ein Vergleich von Abbildung 4.25 mit den Abbildungen 4.23b und 4.23f dokumentiert, daß die PV-Anomalie sowohl für flache als auch für hohe Filamente eine wesentlich schnellere Veränderung erfährt als die entsprechende Feuchteanomalie. Zur Entwicklung der Feuchteanomalie leisten die durch die Strahlung induzierte Dynamik (bei  $A = 2$  in Abb. 4.25a) bzw. die lokale konvektive Anpassung (bei  $A = 0.1$  in Abb. 4.25b) einen Beitrag, wobei sie die Amplitude und die Gestalt der Anomalie nicht stark modifizieren. Bei der Entwicklung der PV sind jedoch außer diesen Effekten die strahlungsbedingten Heizungs- und Kühlungsraten wichtig. Sie spielen dabei eine so große Rolle, daß die Dynamik und die Konvektion einen nur relativ kleinen bzw. unwesentlichen Einfluß haben.

Abbildung 4.21 zeigt die Entwicklung von  $D_{\text{pv}}$  für alle beschriebenen Modellläufe (durchgezogene Kurven). Ein Vergleich mit den entsprechenden Experimenten für die reine PV-Anomalie (gestrichelte Kurven) unterstreicht noch einmal die wichtige Rolle, die die Trockenheit innerhalb des Filaments spielt. Die Entwicklung eines stratosphärischen Filaments hängt demnach sehr stark von seiner Geometrie ab.



# Kapitel 5

## Sensitivitäten

### 5.1 Der Einfluß des Tagesgangs

In den bisher in Kapitel 4 diskutierten Experimenten wurde der Tagesgang vernachlässigt und stattdessen ein konstanter solarer Zenitwinkel angenommen (siehe Kap. 3.3). Die Heizung aufgrund der Absorption von kurzwelliger Strahlung war daher in allen Modellläufen zu jedem Zeitpunkt konstant. Da die solare Absorption in der realen Atmosphäre jedoch stark mit dem Sonnenstand variiert, wird in diesem Kapitel untersucht, ob diese Variation für den Zerfall der Filamente von Bedeutung ist.

Der solare Zenitwinkel  $\gamma$  wird nach der Formel

$$\cos(\gamma) = \sin(\varphi) \sin(\delta) + \cos(\varphi) \cos(\delta) \cos(\xi) \quad (5.1)$$

ermittelt, die man aus dem Kosinussatz herleiten kann (z.B. Liou, 1980). Dabei sind  $\delta$  die Deklination der Sonne, die nach dem Julianischen Kalender berechnet wird,  $\varphi$  die geographische Breite und  $\xi$  der Ortsstundenwinkel, der mit Hilfe der geographischen Länge und der Uhrzeit UTC ermittelt wird. Das Strahlungsschema des Modells erhält den Wert von  $\cos(\gamma)$  zu jedem Zeitpunkt der Integration. Die hier diskutierten Experimente wurden für Zenitwinkel zur Zeit der Sommersonnwende durchgeführt, da zu dieser Zeit sowohl die kleinsten Zenitwinkel als auch die größten Variationen des Zenitwinkels auftreten. Damit ist der Einfluß des Sonnenstands auf die Entwicklung der Filamente am größten. Alle im folgenden gezeigten Modellläufe starten am 21. Juni um 0 UTC (Sommersonnwende). Für die geographische Länge wurde der Nullmeridian verwendet. Während der Integration variiert der Wert von  $\cos(\gamma)$  zwischen  $\cos(\gamma) = 0$  nach Sonnenunter- und vor Sonnenaufgang, und  $\cos(\gamma) = 0.93$  um 12 UTC, was einem Zenitwinkel von  $\gamma = 21.56^\circ$  entspricht. Die anfänglichen Felder für PV, Wasserdampf und Ozon wurden wie in Kapitel 4.1 spezifiziert.

Zunächst wird eine stratosphärische Schicht mit dem Seitenverhältnis  $A = 0$  während einer Integration über 10 Tage betrachtet. In den Abbildungen 5.1a und 5.1b sind die solare Heizung und die terrestrische Kühlung am Tag 1 zwischen 0 UTC und 12 UTC dargestellt, wobei um 12 UTC die Sonne am höchsten steht. Zu den Terminen 0 und 3 UTC ist  $\cos(\gamma) = 0$ , und es findet keine solare Absorption und damit keine solare Heizung statt (Abb. 5.1a). Zwischen 3 und 6 UTC nimmt  $\cos(\gamma)$  zu, um zum Termin 12 UTC den Maximalwert  $\cos(\gamma) = 0.93$  zu erreichen. Man sieht, daß im Bereich

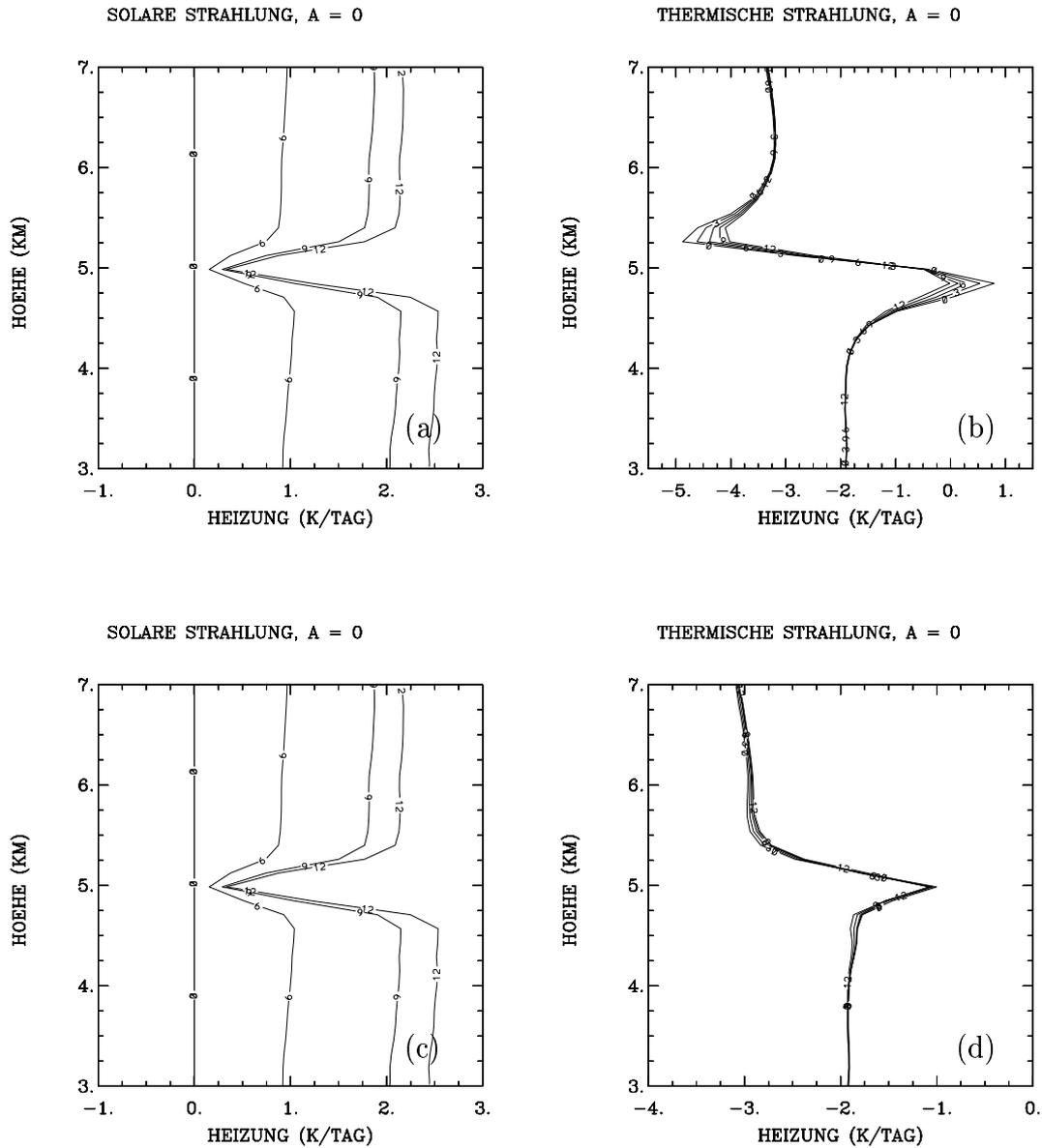


Abbildung 5.1: Entwicklung der Profile der solaren Heizung (in  $K \text{ Tag}^{-1}$ ) am (a) Tag 1 und (c) Tag 3 und der terrestrischen Kühlung (in  $K \text{ Tag}^{-1}$ ) am (b) Tag 1 und (d) Tag 3 für  $A = 0$  während der Experimente mit einem stratosphärischen Filament unter Berücksichtigung des Tagesgangs. Die verschiedenen Kurven in jeder Abbildung entsprechen den verschiedenen Zeiten:  $t = 0, 3, 6, 9$  und  $12$  UTC.

von  $z = 5$  km die solare Heizung deutlich geringer ist als in der Umgebung. Dies ist auf die Trockenheit des Filaments zurückzuführen. Da Wasserdampf im solaren Spektralbereich zwischen  $0.7$  und  $2 \mu\text{m}$  mehrere Absorptionsbanden hat (z.B. Goody und Yung, 1989), findet im Bereich der Trockenanomalie geringere Absorption solarer Strahlung statt als in der Umgebung. Modellläufe mit und ohne Ozonanomalie haben gezeigt, daß der Einfluß des Ozons auf das solare Heizungsprofil in der Troposphäre nur gering ist und damit im Vergleich zum Wasserdampf nur eine untergeordnete Rolle spielt. Bei der terrestrischen Ausstrahlung ist der Tagesgang des solaren Zenitwinkels nicht zu sehen (Abb. 5.1b). Die allmähliche Abnahme der geringeren Kühlung unterhalb und der stärkeren Kühlung oberhalb von  $z = 5$  km sind darauf zurückzuführen, daß die langwellige Strahlung die mit dem Filament verbundene Temperaturanomalie zu glätten versucht (vgl. Kap. 4.2). Abbildung 5.2a zeigt die gesamte diabatische Heizung  $\dot{\theta}$  am Tag 1 zwischen 0 UTC und 12 UTC. Die hier abgebildeten Profile stellen die Summe aus der solaren und terrestrischen Strahlung zu den jeweiligen Terminen dar. An der Gestalt der Profile sieht man, daß während der ganzen Zeit die langwellige Ausstrahlung überwiegt. Die solare Strahlung und ihr Tagesgang sind nur daran zu erkennen, daß die Profile zwischen den Zeitpunkten 3 UTC und 12 UTC nach rechts zu höheren Werten von  $\dot{\theta}$  wandern, da in diesem Zeitraum die solare Heizung zunimmt. Die vertikalen Gradienten  $\dot{\theta}$  ändern sich dabei jedoch kaum. Im Bereich von  $z = 5$  km ist  $\partial\dot{\theta}/\partial z$  ständig negativ, was nach Gleichung (3.13) zu einem Zerfall des PV-Maximums während des ersten Tages führt (Abb. 5.3a).

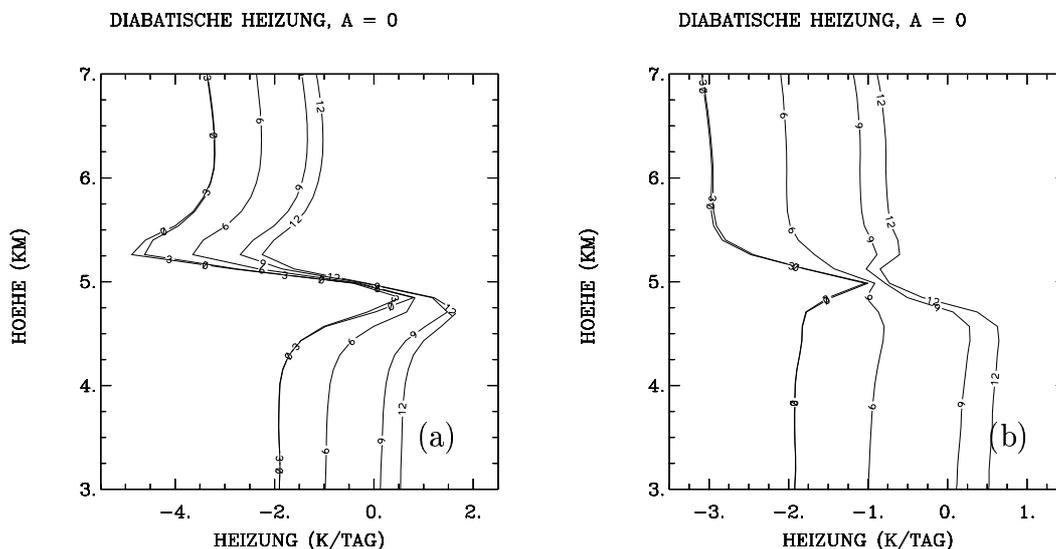


Abbildung 5.2: Entwicklung der Profile der diabatischen Heizung  $\dot{\theta}$  (in  $\text{K Tag}^{-1}$ ) am (a) Tag 1 und (b) Tag 3 für  $A = 0$  während der Experimente mit einem stratosphärischen Filament unter Berücksichtigung des Tagesgangs. Die verschiedenen Kurven in jeder Abbildung entsprechen den verschiedenen Zeiten:  $t = 0, 3, 6, 9$ , und  $12$  UTC.

Zu späteren Zeiten zeigt Abbildung 5.3a jedoch einen periodischen Wechsel zwi-

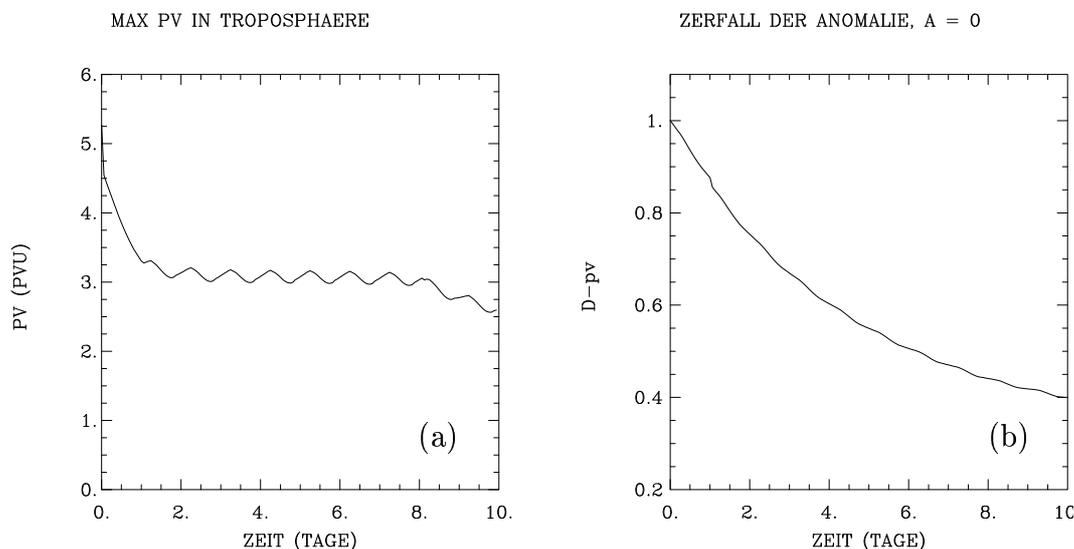


Abbildung 5.3: Entwicklung des (a) PV-Maximums (in PVU) und von (b)  $D_{pv}$  für  $A = 0$  während des Experiments mit einem stratosphärischen Filament unter Berücksichtigung des Tagesgangs.

schen PV-Zerfall und PV-Anstieg. Dieses Verhalten kann mit Hilfe der Abbildungen 5.1c und 5.1d erklärt werden, die die solare Heizung und die terrestrische Kühlung am Tag 3 zwischen 0 UTC und 12 UTC zeigen. Da der Betrag und die Variation des Betrages von  $\cos(\gamma)$  am Tag 1 und am Tag 3 nahezu identisch sind, ist die zeitliche Entwicklung der solaren Strahlung an diesen beiden Tagen ebenfalls nahezu gleich. Abbildung 5.1a unterscheidet sich daher kaum von Abbildung 5.1c. Für die terrestrische Strahlung ergeben sich jedoch wesentliche Unterschiede (vergleiche Abb. 5.1b mit Abb. 5.1d). Sowohl die verstärkte Kühlung oberhalb als auch die geringere Heizung unterhalb von  $z = 5$  km ist nicht so ausgeprägt wie am Tag 1, da die Temperaturanomalie bereits zu einem Teil abgebaut ist. Außerdem ist bei  $z = 5$  km der Effekt der Trockenanomalie zu erkennen, der mit einer geringeren Kühlung an dieser Stelle verbunden ist. Die Folge dieser Unterschiede ist, daß sich am Tag 3 der Tagesgang der solaren Strahlung bei der gesamten diabatischen Heizung  $\dot{\theta}$  stärker bemerkbar macht als am Tag 1 (vergleiche Abb. 5.2b mit Abb. 5.2a). Die Profile von  $\dot{\theta}$  wandern zwischen den Zeitpunkten 3 UTC und 12 UTC nicht nur zu höheren Werten von  $\dot{\theta}$ , sondern haben im Bereich des stratosphärischen Filaments auch unterschiedliche vertikale Gradienten. Zu den Terminen 0, 3 und 6 UTC ist  $\partial\dot{\theta}/\partial z$  positiv, was gemäß Gleichung (3.13) zu einem Anwachsen des PV-Maximums führt. Um 9 UTC und um 12 UTC ist der vertikale Gradient von  $\dot{\theta}$  negativ, was mit einem Zerfall des PV-Maximums verbunden ist. Dieser Ablauf wiederholt sich jeden Tag zur selben Zeit, was zu dem in Abbildung 5.3a gezeigten periodischen Wechsel zwischen PV-Zerfall und PV-Anstieg führt.

Da sich der Wechsel zwischen positivem und negativem Gradient von  $\dot{\theta}$  nur auf einen eng begrenzten Bereich von  $\pm 250$  m um  $z = 5$  km herum beschränkt, ist der

Tagesgang bei der Größe  $D_{pv}$  kaum zu erkennen (Abb. 5.3b). Innerhalb von 10 Tagen zerfällt die PV-Anomalie auf etwa 40 % ihrer ursprünglichen Amplitude. Da  $\partial\dot{\theta}/\partial z$  ab Tag 2 periodisch immer wieder negative Werte im Bereich von  $z = 5$  km annimmt, zerfällt die PV-Anomalie über den ganzen Zeitraum gesehen etwas schneller als bei den Experimenten ohne Tagesgang (Kap. 4.4), bei denen ab Tag 2  $\partial\dot{\theta}/\partial z \approx 0$  ist. Dies zeigt ein Vergleich von Abbildung 5.3b mit der durchgezogenen Kurve von Abbildung 4.21a. Der Unterschied beträgt jedoch nur 5% nach 10 Tagen, was darauf zurückgeführt werden kann, daß  $\partial\dot{\theta}/\partial z$  täglich nur für relativ kurze Zeit zwischen 9 UTC und 15 UTC negative Werte annimmt. Qualitativ hat der Tagesgang keinen Einfluß auf die Entwicklung des Filaments.

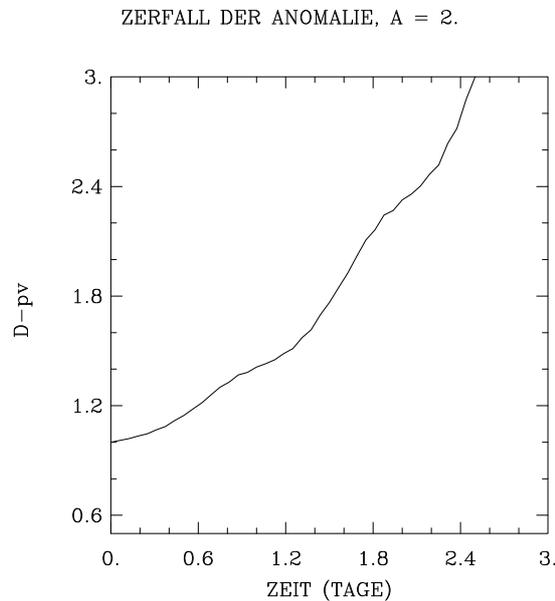


Abbildung 5.4: Entwicklung von  $D_{pv}$  bei  $x = 0$  für  $A = 2$  während des Experiments mit einem stratosphärischen Filament unter Berücksichtigung des Tagesgangs.

Ein ähnliches Ergebnis erhält man für Filamente mit dem Seitenverhältnissen  $A > 0$ . Als Beispiel ist hier in Abbildung 5.4 die Entwicklung von  $D_{pv}$  für ein Filament mit  $A = 2$  unter Berücksichtigung des Tagesgangs dargestellt. Wie vorher kann man den Einfluß des Tagesgangs als ein leichtes periodisches Auf und Ab erkennen (vergleiche Abb. 5.4 mit Abb. 5.3b), das die gleiche Ursache hat wie bei  $A = 0$ . Innerhalb des Integrationszeitraums ergibt sich jedoch kaum ein Unterschied zu den Ergebnissen der Experimente ohne Tagesgang (vergleiche Abb. 5.3 mit durchgezogener Kurve in Abb. 4.21d). Dies gilt auch für die Seitenverhältnisse  $A = 0.1$  und  $A = 0.5$ , die daher an dieser Stelle nicht explizit diskutiert werden.

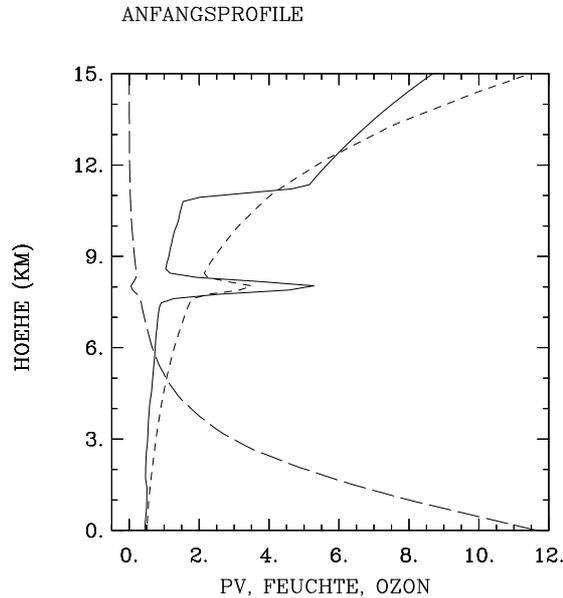


Abbildung 5.5: Anfangsprofile für PV (in PVU, durchgezogene Kurve), Wasserdampf-  
mischungsverhältnis (in  $\text{g kg}^{-1}$ , langgestrichelte Kurve) und Ozonmischungsverhältnis (in  $10^{-1}$   
ppmv, kurzgestrichelte Kurve) bei  $x = 0$  für ein stratosphärisches Filament bei  $z_{\text{ctr}} = 8$  km.  
Diese Profile sind identisch für alle Seitenverhältnisse.

## 5.2 Der Einfluß der vertikalen Position

Bisher wurden ausschließlich Filamente betrachtet, die sich in einer Höhe von  $z_{\text{ctr}} = 5$  km befinden. In diesem Kapitel wird untersucht, ob und wie sich das Verhalten von Filamenten in einem anderen vertikalen Niveau vom Verhalten der bisher betrachteten Filamente unterscheidet.

Abbildung 5.5 zeigt die Anfangsprofile für PV (durchgezogene Kurve), Wasserdampf (langgestrichelte Kurve) und Ozon (kurzgestrichelte Kurve) für ein stratosphärisches Filament, das sich in einer Höhe von  $z = 8$  km befindet. Der Anfangszustand wurde dabei wie in Kapitel 4.1 jedoch mit  $z_{\text{ctr}} = 8$  km spezifiziert. Wie ein Vergleich der langgestrichelten Kurven in den Abbildungen 5.5 und 4.1 zeigt, ist die absolute Amplitude der Wasserdampfanomalie für das Filament bei  $z = 8$  km (Abb. 5.5) wesentlich geringer als für das Filament bei  $z = 5$  km. Relativ zum Referenzzustand sind die beiden Amplituden jedoch gleich groß (vgl. Gl. (4.2)). Wie in der Arbeit von Shine und Sinha (1991) gezeigt wurde, haben Wasserdampfanomalien mit gleicher relativer Amplitude in verschiedenen Höhenbereichen nahezu dieselbe Wirkung auf die Strahlungsbilanz in der Atmosphäre. Demnach dürfte sich die Entwicklung einer reinen Wasserdampfanomalie in  $z = 5$  km kaum von der Entwicklung einer reinen Wasserdampfanomalie in  $z = 8$  km unterscheiden. Um dies zu untersuchen, wurden in einem ersten Schritt Experimente mit einer reinen Wasserdampfanomalie in  $z = 8$  km durchgeführt und mit den entsprechenden Experimenten für  $z = 5$  km in Kapitel 4.3 verglichen. Tatsächlich

ergaben sich dabei für alle Seitenverhältnisse nur unwesentliche Unterschiede bei der Entwicklung der betrachteten Anomalien.

In einem zweiten Schritt wurden Experimente mit einem Filament wie in Abbildung 5.5 durchgeführt. Zunächst wird wieder die Entwicklung einer stratosphärischen Schicht mit dem Seitenverhältnis  $A = 0$  betrachtet. In Abbildung 5.6 sind die Profile von  $\dot{\theta}$  und der entsprechenden PV zu verschiedenen Zeitpunkten während einer Integration über 10 Tage dargestellt. Die Form des Heizungsprofils ist anfangs ähnlich zu der eines Filaments in einer Höhe von  $z = 5$  km (vergleiche Abb. 5.6a mit Abb. 4.20a). Die Amplitude der Heizungsanomalie oberhalb und unterhalb von  $z = 8$  km ist jedoch geringer. Da die Wirkung der Wasserdampfanomalie in  $z = 5$  km und  $z = 8$  km nahezu gleich ist, ist dies darauf zurückzuführen, daß die Temperaturanomalie bei  $z = 8$  km nicht so ausgeprägt ist wie bei  $z = 5$  km, obwohl die Amplitude der anfänglichen PV-Anomalie in beiden Fällen identisch ist. Dieses Verhalten kann mit Hilfe von Gleichung (3.12) in der Form  $\delta\theta = f^{-1}\rho_0 P \delta z$  erklärt werden. Die Größen  $P$ ,  $f$  und  $\delta z$  sind bei  $z = 5$  km und  $z = 8$  km per Konstruktion gleich. Da die Dichte  $\rho_0$  bei  $z = 8$  km jedoch geringer ist als bei  $z = 5$  km, ist  $\delta\theta$  bei  $z = 8$  km ebenfalls geringer, was eine kleinere Temperaturanomalie zur Folge hat.

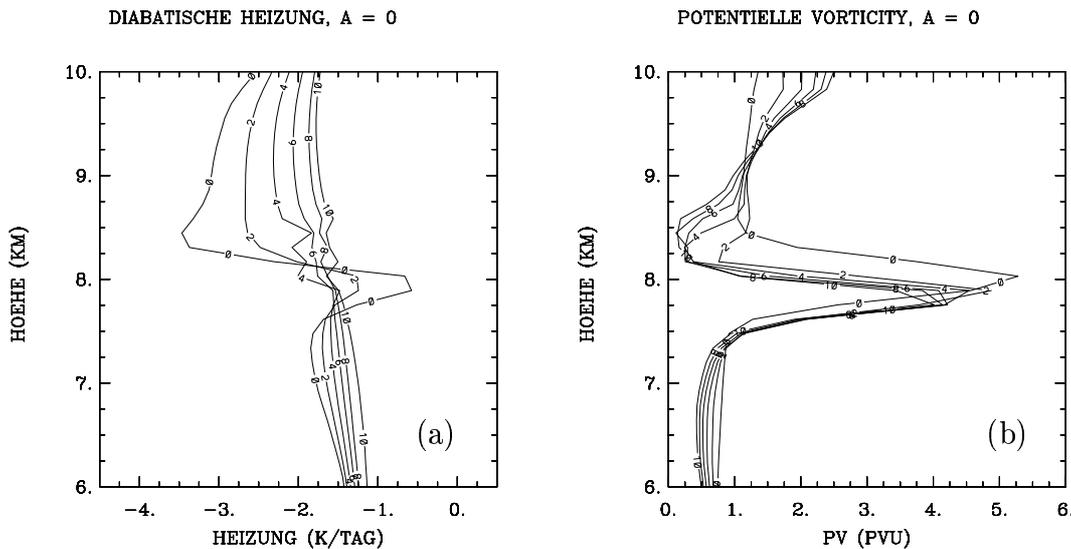


Abbildung 5.6: Entwicklung der Profile der (a) diabatischen Heizung  $\dot{\theta}$  (in  $\text{K Tag}^{-1}$ ) und der entsprechenden (b) PV (in PVU) für  $A = 0$  während des Experiments mit einem stratosphärischen Filament bei  $z_{\text{ctr}} = 8$  km. Die verschiedenen Kurven in jeder Abbildung entsprechen den verschiedenen Zeiten:  $t = 0, 2, 4, 6, 8$  und  $10$  Tage.

Aufgrund der schwächeren Heizungsanomalie ist der vertikale Gradient von  $\dot{\theta}$  in Abbildung 5.6a anfangs flacher als bei einem Filament in  $z = 5$  km (Abb. 4.20a), was nach Gleichung (3.13) zu einem langsameren Zerfall des PV-Maximums während der ersten beiden Tage führt (vergleiche Abb. 5.6b mit Abbildung 4.20b). Zu späteren Zeiten ist die Temperaturanomalie soweit abgebaut, daß sich der Einfluß der Wasserdampfan-

omalie bemerkbar macht. Im Bereich der trockenen Schicht findet weniger Strahlungsabkühlung statt als in der Umgebung. Daher ist ab dem zweiten Tag  $\partial\theta/\partial z \approx 0$  bei  $z = 8$  km, und nach Gleichung (3.13) wird die PV dort kaum noch verändert. Die lokalen Kühlungsminima im Bereich von  $z = 8$  km am Tag 4 und am Tag 10 sind das Ergebnis von lokaler konvektiver Anpassung (Abb. 5.6a). Sie haben jedoch keinen wesentlichen Einfluß auf die Entwicklung des Filaments (vgl. Kap. 4.3 und Kap. 4.4).

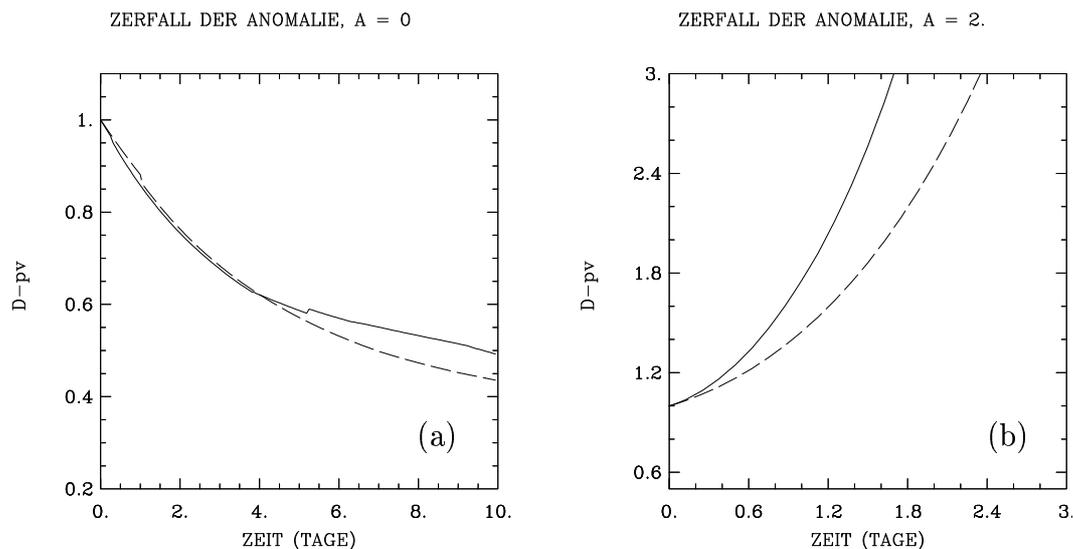


Abbildung 5.7: Entwicklung von  $D_{pv}$  für ein Filament bei  $z_{ctr} = 8$  km (durchgezogene Kurven) und  $z_{ctr} = 5$  km (gestrichelte Kurven) für die Seitenverhältnisse (a)  $A = 0$  und (b)  $A = 2$ .

Da das PV-Maximum während des gesamten Integrationszeitraums nicht sehr stark abnimmt, vermittelt Abbildung 5.6b den Eindruck, daß die PV-Anomalie wesentlich langsamer zerfällt als die PV-Anomalie in Abbildung 4.20b. Bei der Entwicklung von  $D_{pv}$  in Abbildung 5.7a kann man jedoch erkennen, daß das Filament bei  $z = 8$  km (durchgezogene Kurve) während der ersten vier Tage ebenso schnell zerfällt wie das Filament bei  $z = 5$  km (gestrichelte Kurve). Dies ist darauf zurückzuführen, daß der obere Teil der PV-Anomalie in  $z = 8$  km stärker erodiert wird als bei der Anomalie in  $z = 5$  km (vergleiche Abb. 5.6b mit Abb. 4.20b). Erst zu späteren Zeiten ist der Abbau von  $D_{pv}$  in  $z = 8$  km etwas langsamer als in  $z = 5$  km (Abb. 5.7a).

Ein größerer Unterschied bei der Entwicklung von  $D_{pv}$  ergibt sich für hohe Filamente mit dem Seitenverhältnis  $A = 2$ . In Abbildung 5.7b ist die Entwicklung von  $D_{pv}$  für ein hohes Filament in  $z = 8$  km (durchgezogene Kurve) und  $z = 5$  km (gestrichelte Kurve) dargestellt. Da die Temperaturanomalie bei  $z = 8$  km schwächer ist als bei  $z = 5$  km, macht sich bereits am Anfang der Integration der Einfluß der Trockenheit des Filaments bei  $z = 8$  km noch stärker bemerkbar als bei  $z = 5$  km. Die Folge davon ist, daß die Zunahme der PV im höheren Niveau ausgeprägter ist. Die Seitenverhältnisse  $A = 0.1$  und  $A = 0.5$  stellen einen Übergang zwischen  $A = 0$  und  $A = 2$  dar. Dabei ist das Verhalten von Filamenten mit  $A = 0.1$  ähnlich zum Verhalten von stratosphärischen

Schichten mit  $A = 0$ , während Filamente mit  $A = 0.5$  eher ein Verhalten wie bei  $A = 2$  zeigen. Sie werden daher an dieser Stelle nicht explizit diskutiert.

### 5.3 Vergleich der realistischen Strahlung mit Newton'scher Kühlung

Obwohl in der vorliegenden Arbeit kein quasi-geostrophisches Modell wie bei Haynes und Ward (1993) verwendet wurde, erinnert das Verhalten von reinen PV-Anomalien in der Troposphäre (Kap. 4.2) sehr an das Verhalten der von Haynes und Ward (1993) untersuchten PV-Anomalien in der Stratosphäre, deren Entwicklung in guter Näherung wie unter dem Einfluß von Newton'scher Kühlung ablief (siehe Kap. 2.3.1). Es ist daher interessant zu untersuchen, wie weit der Zerfall von PV-Anomalien in der Troposphäre von Newton'scher Kühlung abweicht.

Zu diesem Zweck wurden dieselben Experimente mit dem selben Anfangszustand wie in Kapitel 4.2 jedoch unter dem Einfluß von Newton'scher Kühlung

$$\dot{T} = -\alpha (T - T_{\text{ref}}) \quad (5.2)$$

durchgeführt. Dabei ist  $T_{\text{ref}}$  das Temperaturprofil in der Standardatmosphäre nach McClatchey et al. (1972). Die Zerfallsrate  $\alpha$  wurde aus der Entwicklung des troposphärischen PV-Maximums  $P_{\text{max}}$  unter der mit dem Morcrette-Schema ermittelten realistischen Strahlung (vgl. Kap. 3.3) über

$$\alpha = -\frac{\partial \ln P_{\text{max}}}{\partial t} \quad (5.3)$$

zur Zeit  $t = 0$  berechnet. Für alle Seitenverhältnisse ergab sich damit  $\alpha = 0.4 \text{ Tag}^{-1}$ .

In Abbildung 5.8 sind die Entwicklungen von  $P_{\text{max}}$  und  $\ln P_{\text{max}}$  unter dem Einfluß von realistischer Strahlung (durchgezogene Kurven), bei Newton'scher Kühlung (langgestrichelte Kurven) und bei rein exponentiellem Zerfall  $P_{\text{max}} = P_{\text{max}}(t = 0) \exp(-\alpha t)$  (kurzgestrichelte Kurve) für die Seitenverhältnisse  $A = 0$  und  $A = 2$  dargestellt. Die Seitenverhältnisse  $A = 0.1$  und  $A = 0.5$  werden an dieser Stelle nicht gezeigt, da sie wieder einen Übergang zwischen  $A = 0$  und  $A = 2$  darstellen, wobei der Fall  $A = 0.1$  ähnlich zu  $A = 0$  und der Fall  $A = 0.5$  ähnlich zu  $A = 2$  ist. Für flache Anomalien (Abb. 5.8a) zerfällt das PV-Maximum sowohl unter realistischer Strahlung als auch unter Newton'scher Kühlung nahezu gleich schnell. Dabei erfolgt der Abbau der PV in beiden Fällen nicht exponentiell und wird mit der Zeit immer langsamer (Abb. 5.8b). Abbildung 5.8a hat sehr viel Ähnlichkeit mit Abbildung 2.6. Offensichtlich verhält sich realistische Strahlung bei flachen PV-Anomalien in der Troposphäre wie Newton'sche Kühlung, und der Zerfall ist ähnlich zu dem in der Stratosphäre. Bei hohen Anomalien ergeben sich jedoch wesentliche Unterschiede (Abb. 5.8c und Abb. 5.8d). Während die Entwicklung von  $P_{\text{max}}$  für realistische Strahlung nur eine schwache Abhängigkeit vom Seitenverhältnis aufweist, ist sie bei Newton'scher Kühlung für  $A = 2$  von Anfang an wesentlich langsamer als für  $A = 0$  (vergleiche Abb. 5.8a mit Abb. 5.8c).

Obwohl in der vorliegenden Arbeit kein quasi-geostrophisches Modell verwendet wurde, liefert die quasi-geostrophischen Theorie eine einfache und plausible Erklärung

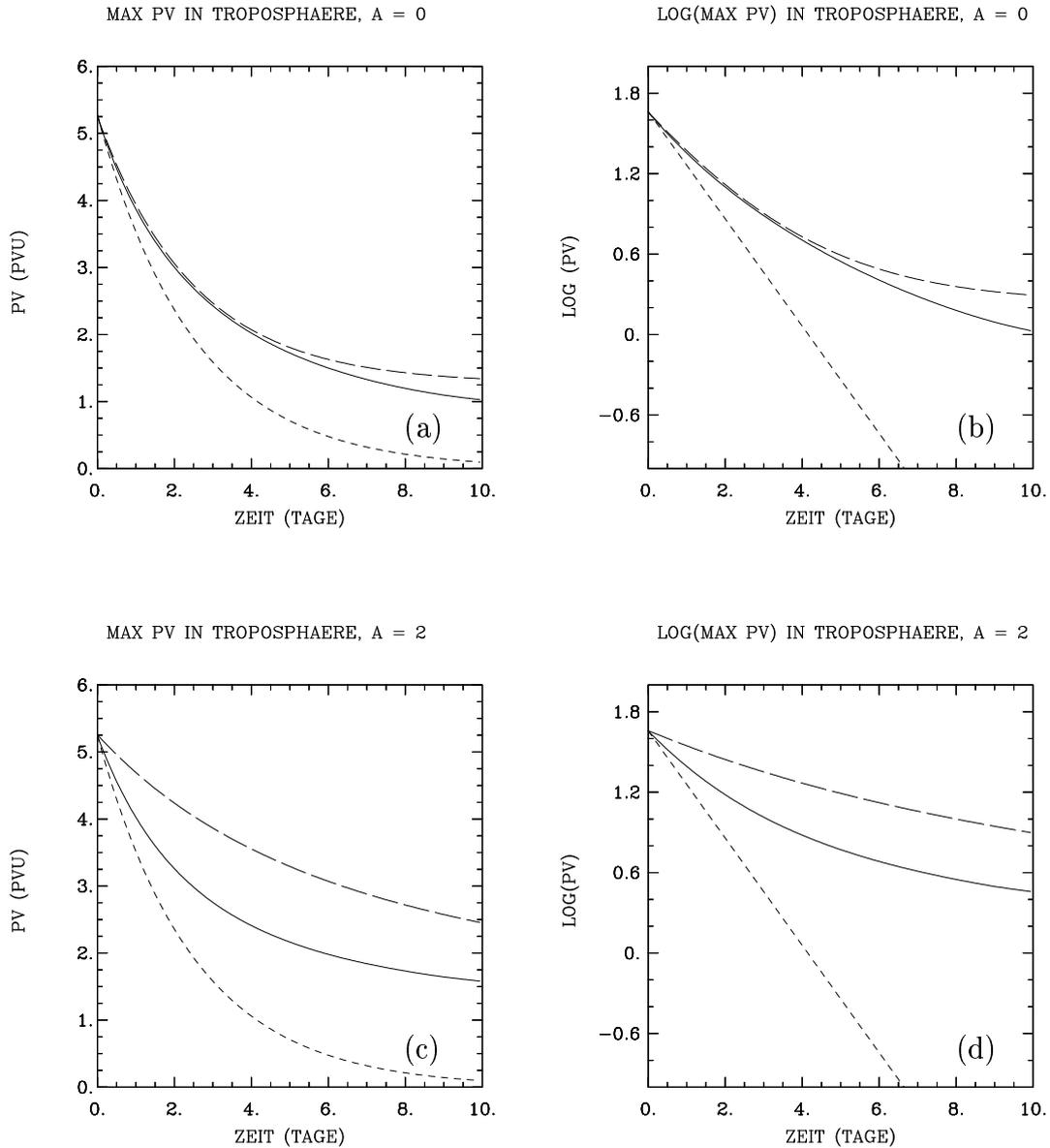


Abbildung 5.8: Entwicklung des Maximums der PV-Anomalie (in PVU) für (a)  $A = 0$  und (c)  $A = 2$  und des Logarithmus des PV-Maximums für (b)  $A = 0$  und (d)  $A = 2$ . Die durchgezogenen Kurven repräsentieren die Entwicklung für realistische Strahlung (berechnet mit dem Morcrette Schema), die langgestrichelten Kurven die Entwicklung für Newton'sche Kühlung und die kurzgestrichelten Kurven die Entwicklung für rein exponentiellen Zerfall. Die Zerfallsraten für Newton'sche Kühlung und exponentiellen Zerfall entsprechen der Zerfallsrate des anfänglichen PV Maximums bei realistischer Strahlung.

für das unterschiedliche Verhalten von flachen und hohen Anomalien bei Newton'scher Kühlung. Unter Annahme von Newton'scher Kühlung ist die linearisierte Gleichung für die PV in der quasi-geostrophischen Theorie durch

$$\frac{\partial q_g}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left( \nabla_h^2 \psi_g + \varepsilon \frac{\partial^2 \psi_g}{\partial z^2} \right) = -\alpha \varepsilon \frac{\partial^2 \psi_g}{\partial z^2} \quad (5.4)$$

gegeben (Haynes und Ward, 1993). Dabei sind  $q_g$  die quasi-geostrophische PV,  $\nabla_h = \partial/\partial x + \partial/\partial y$  der horizontale Gradient,  $\psi_g$  die quasi-geostrophische Stromfunktion und  $\varepsilon = f^2/N^2$ . Mit einem Lösungsansatz  $\psi_g \propto \exp(ikx + ily)$ , wobei  $k$  und  $l$  die horizontalen Wellenzahlen sind, ergibt sich für eine flache PV-Anomalie ein anderes Verhalten als für eine hohe. Bei flachen Anomalien ist der erste Term in Klammern von (5.4) sehr viel kleiner als der zweite, und Gleichung (5.4) kann durch

$$\frac{\partial q_g}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left( \varepsilon \frac{\partial^2 \psi_g}{\partial z^2} \right) = -\alpha \varepsilon \frac{\partial^2 \psi_g}{\partial z^2} \quad (5.5)$$

mit der Lösung  $q_g(t) = q_g(t=0) \exp(-\alpha t)$  genähert werden. Demnach ähnelt der Zerfall der PV in diesem Fall eher einem exponentiellen. Für hohe Geometrien ist dagegen der zweite Term in Klammern von (5.4) sehr viel kleiner als der erste. Aus (5.4) ergibt sich daher in guter Näherung

$$\frac{\partial \psi_g}{\partial t} = -\frac{\alpha \varepsilon}{k^2 + l^2} \frac{\partial^2 \psi_g}{\partial z^2}, \quad (5.6)$$

was einem diffusiven Zerfall entspricht, der wesentlich langsamer als der exponentielle Zerfall ist.

Offensichtlich spiegelt sich das mit der quasi-geostrophischen Theorie erklärte Verhalten einer PV-Anomalie im Verhalten des PV-Maximums bei Newton'scher Kühlung in Abbildung 5.8 wieder (vergleiche die langgestrichelten Kurven). Für flache Anomalien ist die Entwicklung von  $P_{\max}$  dem exponentiellen Zerfall näher, während sie bei hohen Anomalien von Anfang an eher einem diffusiven Zerfall ähnelt. Ein Vergleich aller Kurven in Abbildung 5.8 zeigt auch, daß sich die Entwicklung von  $P_{\max}$  unter realistischer Strahlung für alle Seitenverhältnisse irgendwo zwischen den beiden Extrema des exponentiellen und des diffusiven Zerfalls befindet.

## 5.4 Der Einfluß der Dicke des Filaments

In diesem Kapitel wird untersucht, wie sich das Verhalten beim Zerfall von reinen PV-Anomalien und bei der Entwicklung von stratosphärischen Filamenten ändert, wenn die anfänglichen horizontalen und vertikalen Skalen der PV-Anomalie bzw. des Filaments bei gleichem Seitenverhältnis vergrößert werden.

Abbildung 5.9 zeigt die Anfangsprofile der PV, des Wasserdampf- und des Ozonmischungsverhältnisses für eine reine PV-Anomalie und ein stratosphärisches Filament mit einer vertikalen Skala von  $L_z = 300$  m. Die in der Abbildung zu sehenden Anomalien sind damit doppelt so dick wie in den bisher betrachteten Experimenten. Die entsprechenden Anfangsfelder für Temperatur, Wind, Wasserdampf und Ozon wurden

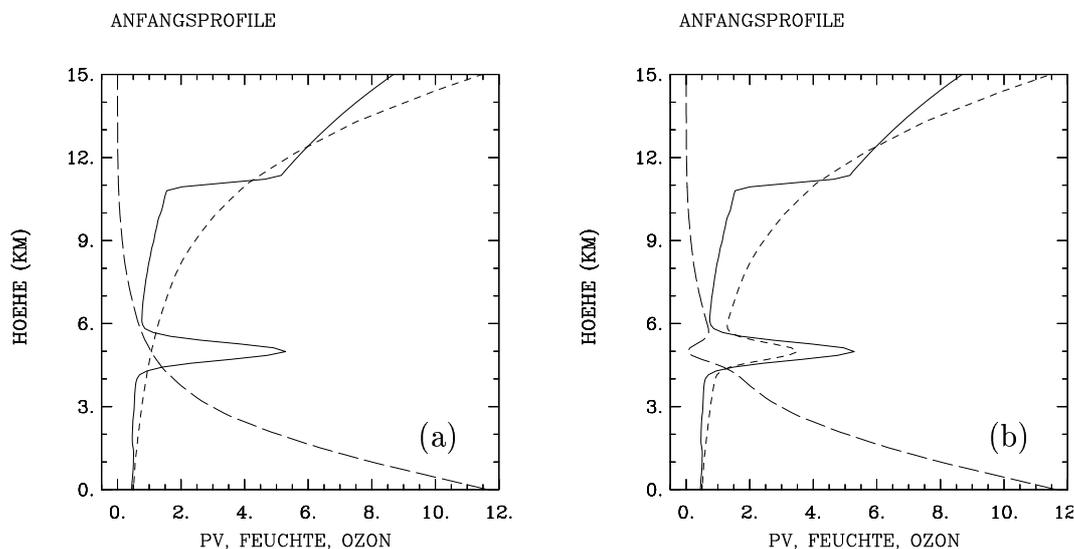


Abbildung 5.9: Anfangsprofile für PV (in PVU, durchgezogene Kurve), Wasserdampfverhältnis (in  $\text{g kg}^{-1}$ , langgestrichelte Kurve) und Ozonverhältnis (in  $10^{-1}$  ppmv, kurzgestrichelte Kurve) bei  $x=0$  für (a) die dicke reine PV-Anomalie mit  $L_z = 300$  m und für (b) das dicke stratosphärische Filament mit  $L_z = 300$  m. Diese Profile sind identisch für alle Seitenverhältnisse.

wie in Kapitel 4.1 vorgegeben. Sowohl für die reine PV-Anomalie als auch für das Filament wurde die Entwicklung für flache ( $A = 0$  und  $A = 0.1$ ), mittlere ( $A = 0.5$ ) und hohe ( $A = 2$ ) Seitenverhältnisse verfolgt und mit den Ergebnissen von Kapitel 4.2 und Kapitel 4.4 verglichen.

Abbildungen 5.10a und 5.10b zeigen die Entwicklung von  $D_{\text{pv}}$  für  $A = 0$  und  $A = 2$  im Falle einer „dicken“ ( $L_z = 300$  m, durchgezogene Kurven) und einer „dünnen“ ( $L_z = 150$  m, gestrichelte Kurven) reinen PV-Anomalie. Dabei wurde  $D_{\text{pv}}$  für  $L_z = 300$  m über das Intervall  $[z_0 - 2\Delta z, z_0 + 2\Delta z]$  berechnet (vgl. Gleichungen (4.5) und (4.6)). Nach 10 Tagen ist die dicke PV-Anomalie auf etwa 45% ihrer ursprünglichen Amplitude zerfallen. Diesen Wert hat  $D_{\text{pv}}$  bei der dünnen Anomalie bereits nach etwa 6.5 Tagen erreicht. Demnach zerfällt  $D_{\text{pv}}$  sowohl für das flache als auch für das hohe Seitenverhältnis im Falle der dicken Anomalie um etwa 30% langsamer als im Fall der dünnen Anomalie. Ein ähnliches Ergebnis erhält man für das stratosphärische Filament. Für das dicke Filament ist bei  $A = 0$  der Zerfall, bei  $A = 2$  der Anstieg von  $D_{\text{pv}}$  um 30% langsamer als für das dünne Filament (Abb. 5.10c und 5.10d). Die Entwicklung von  $D_{\text{pv}}$  bei  $A = 0.1$  und  $A = 0.5$  wird an dieser Stelle nicht explizit gezeigt, da sie sowohl für die reine PV-Anomalie als auch für das Filament dasselbe Verhalten wie bei  $A = 0$  bzw.  $A = 2$  aufweist.

Im vorhergehenden Kapitel 5.3 wurde für die quasi-geostrophischen Theorie erläutert, daß flache PV-Anomalien unter Einfluß von Newton'scher Kühlung eher exponentiell, hohe Filamente dagegen eher diffusiv zerfallen. Würde man bei Newton'scher Kühlung die vertikale und horizontale Skala verdoppeln, so hätte das bei flachen An-

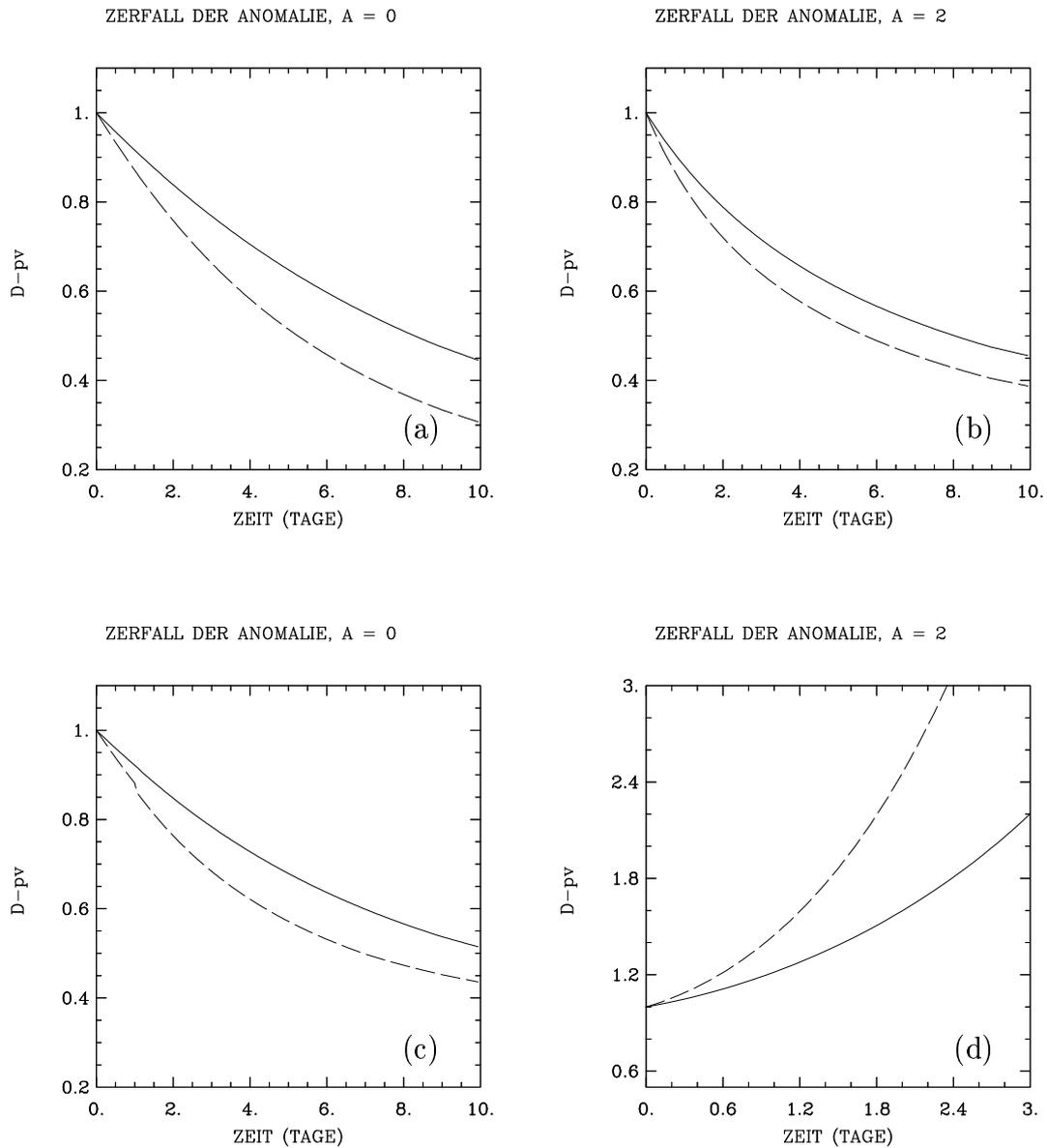


Abbildung 5.10: Entwicklung von  $D_{pv}$  der dicken ( $L_z = 300$  m; durchgezogene Kurven) und der dünnen ( $L_z = 150$  m; gestrichelte Kurven) reinen PV-Anomalie für (a)  $A = 0$  und (b)  $A = 2$  und des dicken ( $L_z = 300$  m; durchgezogene Kurven) und des dünnen ( $L_z = 150$  m; gestrichelte Kurven) stratosphärischen Filaments für (c)  $A = 0$  und (d)  $A = 2$ .

omalien nach Gleichung (5.5) keine Auswirkungen auf den Zerfall, da der Zerfall unabhängig von  $z$  und damit von der vertikalen Skala ist. Dicke und dünne flache Anomalien zerfallen demnach gleich schnell. Bei hohen Geometrien jedoch gilt Gleichung (5.6), die von  $z$  und damit von der vertikalen Skala der Anomalie abhängt. Nach (5.6) wäre eine Verdoppelung der Skala mit einem vier mal so langsamen Zerfall verbunden. Wie Abbildung 5.10 zeigt, existiert bei realistischer Strahlung sowohl für flache als auch für hohe Seitenverhältnisse eine Abhängigkeit von der Dicke der PV-Anomalie, wobei eine Verdoppelung der vertikalen und horizontalen Skala zu einer nicht ganz zwei mal so langsamen Entwicklung der PV-Anomalie führt. Dies ist konsistent mit dem in Kapitel 5.3 gefundenen Ergebnis, daß sich der Zerfall von PV-Anomalien unter realistischer Strahlung irgendwo zwischen den beiden Extrema des exponentiellen und des diffusiven Zerfalls befindet.

## Kapitel 6

# Der Zerfall von Filamenten unter Einfluß von Wolken

Es ist bekannt, daß Wolken und Strahlung sehr stark miteinander wechselwirken (z.B. Johnson und Shen, 1968; Stephens und Webster, 1979; Murphy et al. 1990; Tao et al., 1996). Wolken beeinflussen sowohl lokal als auch auf größeren räumlichen Skalen die Strahlungsbilanz und damit die Temperatur und die vertikale Schichtung der Atmosphäre. Sie spielen einerseits auf lange Sicht für das Klima der Erde eine wesentliche Rolle (z.B. Slingo, 1980; Slingo, 1987; Cess et al., 1989; Hack, 1998), andererseits sind sie aber auch auf kürzeren Zeitskalen für die atmosphärische Zirkulation und für konvektive Prozesse von Bedeutung (z.B. Kvamstø, 1991; Tiedtke, 1993; Walcek, 1994).

In Wolkennähe können lokale, strahlungsbedingte Heizungs- und Kühlungsraten in der Größenordnung von typischerweise  $\pm 40$  Kelvin pro Tag auftreten (Tao et al., 1996; Petch et al., 1997). Diese hohen Heizraten legen es nahe, daß eine Wolke, die sich in der Nähe eines stratosphärischen Filaments befindet, einen maßgeblichen Einfluß auf die Entwicklung dieses Filaments haben könnte. In diesem Kapitel werden Untersuchungen zu diesem Thema unternommen. Dabei wird ausschließlich die Rolle von flacher Schichtbewölkung untersucht. Hochreichende, konvektive Wolken werden hier nicht betrachtet, da diese Art von Wolken mit starken Vertikalbewegungen verbunden sind, die das Filament zerstören würden, bevor es durch Strahlung beeinflusst wird.

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Wolkenexperimente mußte eine Wolkenparameterisierung an das in Kapitel 3 beschriebene Modell gekoppelt werden. Prinzipiell gibt es verschiedene Methoden, Wolken in numerischen Modellen zu repräsentieren. Diese Methoden werden im folgenden kurz vorgestellt, wobei auch auf die Problematik der Wolkenparameterisierung eingegangen wird (Kap. 6.1). Anschließend wird in Kapitel 6.2 das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Wolkenschema im Detail erläutert. Kapitel 6.3 beschreibt den Anfangszustand für die Wolkenexperimente, die schließlich in Kapitel 6.4 diskutiert werden.

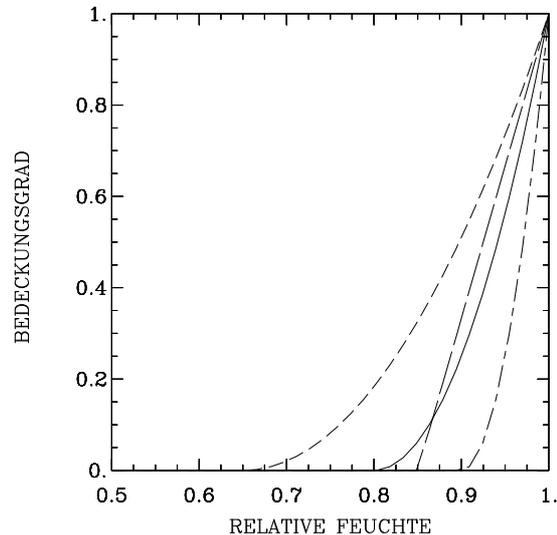


Abbildung 6.1: *Bedeckungsgrad als Funktion der relativen Feuchte für mittelhohe Wolken (kurzgestrichelte Kurve) und hohe Wolken (durchgezogene Kurve) nach Slingo (1980), für tiefe Bewölkung (kurz-lang gestrichelte Kurve) nach Hack (1998) und für Wolken über dem Meer (langgestrichelte Kurve) nach Kvamstø (1991).*

## 6.1 Methoden der Wolkenparameterisierung

Da globale und mesoskalige numerische Modelle einen endlichen horizontalen und vertikalen Gitterabstand haben, sind kleinskalige Inhomogenitäten der Temperatur und Feuchte, die zu Wolkenbildung führen können, oft nicht aufgelöst. Bewölkung muß daher durch die im Modell explizit aufgelösten Variablen parameterisiert werden. In den meisten Wolkenparameterisierungen wird aus den Modellvariablen für jedes vertikale und horizontale Niveau ein Bedeckungsgrad  $C_{fr}$  ermittelt. Der Bedeckungsgrad entspricht dem Anteil einer Gitterbox, der eine Wolke enthält. Er wird vom Strahlungsschema des Modells benötigt, das mit seiner Hilfe einen mittleren Strahlungsfluß für eine teilweise bewölkte und teilweise unbewölkte Gitterbox ermittelt.

Die Wolkenparameterisierung in numerischen Modellen ist zwar schon seit vielen Jahren Gegenstand der Forschung, sie bereitet jedoch immer noch große Schwierigkeiten. Dies liegt vor allem daran, daß die Wechselwirkungen zwischen Bewölkung, Strahlung und anderen atmosphärischen Prozessen überaus komplex und daher noch nicht gut verstanden sind (Tiedtke, 1993; Petch et al., 1997). Die fehlende Kenntnis von Details dieser Wechselwirkungen beeinträchtigt die Qualität der Wolken schemata und damit auch die Qualität der Vorhersagen in den Modellen (Tiedtke, 1993). Auch in Zukunft werden noch Untersuchungen nötig sein, um herauszufinden, wie sich die überaus komplexe Wolkenmikrophysik auf die Strahlungsbilanz auswirkt (Iacobellis und Somerville, 2000).

Angesichts dieser Schwierigkeiten sind in den letzten Jahren im wesentlichen zwei Methoden zur Bestimmung des Bedeckungsgrades in numerischen Modellen entwickelt worden. Bei der ersten Methode wird der Bedeckungsgrad diagnostisch aus Modellvariablen abgeleitet, die für die Bildung und Auflösung von Wolken eine Rolle spielen. Dazu gehören beispielsweise die relative Feuchte, die statische Stabilität und die Vertikalgeschwindigkeit (Slingo, 1987). Am häufigsten wird die relative Feuchte verwendet, mit der der Bedeckungsgrad über eine lineare (z.B. Kvamstø, 1991), quadratische (z.B. Slingo, 1980; Hack, 1998) oder exponentielle (z.B. Walcek, 1994) Beziehung abgeschätzt wird. Die Grundidee für diese Art von Parameterisierung stammt aus statistischen Auswertungen von Beobachtungen, bei denen sich eine Beziehung zwischen dem Bedeckungsgrad und der relativen Feuchte ergab (Slingo, 1980; Kvamstø, 1991). Dabei wurde festgestellt, daß Wolken bereits bei relativen Feuchten von weit unter 100% auftreten können. Abbildung 6.1 zeigt die von verschiedenen Autoren verwendete funktionale Abhängigkeit des Bedeckungsgrades von der relativen Feuchte. In allen dargestellten Algorithmen wird eine kritische relative Feuchte von 65% bis 90% angenommen. Oberhalb des kritischen Wertes ist eine teilweise Bedeckung möglich, und der Bedeckungsgrad nimmt mit dem jeweiligen funktionalen Zusammenhang auf 100% bei 100% relativer Feuchte zu. Die verschiedenen Werte für die kritische relative Feuchte deuten an, daß sie ein sehr unsicherer Parameter ist. Sie hängt vom Modell, an das das Wolkenschema gekoppelt ist, von der zu untersuchenden Fragestellung und von der Art der Wolke ab (z. B. Slingo, 1980; Slingo, 1987). Diagnostische Schemata werden jedoch trotzdem häufig verwendet, da sie in einigen Fällen gute Erfolge erzielt haben (z.B. Slingo, 1987; Walcek, 1994; Hack, 1998) und aufgrund ihrer einfachen Struktur leicht an numerische Modelle gekoppelt werden können (Smith, 1990).

Bei einigen Untersuchungen wurde jedoch festgestellt, daß die diagnostische Methode aufgrund ihrer Einfachheit zu Ungenauigkeiten bei der Berechnung von Strahlungsflüssen führen und damit die Qualität numerischer Vorhersagen beeinflussen kann (Cullather et al., 1997). Ein Grund dafür ist, daß eine Wolke in einem diagnostischen Schema nur indirekt über die Strahlung und die damit verbundene Temperaturänderung mit anderen atmosphärischen Prozessen wechselwirken kann (Slingo, 1987). Der direkte Einfluß von konvektiven und dynamischen Prozessen auf die Wolkenbildung und -auflösung wird vernachlässigt. Außerdem erhält man keine Information über strahlungsrelevante Eigenschaften der Wolke wie beispielsweise ihren Wassergehalt (Slingo, 1987).

Aufgrund der Nachteile der diagnostischen Methode ist parallel dazu eine zweite Methode entwickelt worden, die einen prognostischen Ansatz verwendet. Dabei werden strahlungsrelevante Größen wie beispielsweise der Wolkenwassergehalt unter Berücksichtigung von thermodynamischen und dynamischen Prozessen explizit als Modellvariable mitgeführt (z.B. Sundqvist et al., 1989; Smith, 1990; Tiedtke, 1993; Tremblay et al., 1996). Daraus können dann zu jedem Zeitpunkt die optischen Eigenschaften der Wolke und der Bedeckungsgrad unmittelbar abgeleitet werden. Mittlerweile existieren eine Vielzahl von prognostischen Parameterisierungen, die bezüglich der Wolkenmikrophysik unterschiedlich komplex sind. Die Spanne reicht von Schemata, die keine Phasenumwandlungen des Wolkenwassers berücksichtigen (z.B. Sundqvist et al., 1989), über Schemata, die zwischen Eis-, Wasser- und Mischwolken aus Wasser und Eis unterschei-

den (z.B. Smith, 1990; Tremblay et al., 1996), bis hin zu Schemata, die zusätzlich zum Wolkenwasser auch Eis, Schnee, Graupel und Regentropfen als prognostische Variablen mitführen (z.B. Fowler et al., 1996; Petch et al., 1997). Alle diese Parameterisierungen bieten den Vorteil, daß sie dem Strahlungsschema des Modells mehr Information über die Wolke liefern als ein diagnostisches Wolkenschema und damit die Genauigkeit bei Berechnung der Strahlungsflüsse verbessern können (Petch et al., 1997).

Mit den prognostischen Methoden ergibt sich jedoch die Schwierigkeit, daß eine fundierte Modellierung der Wolkenmikrophysik die Rechenzeit des Computers drastisch erhöht und damit zu aufwendig für eine Anwendung in numerischen Vorhersagemodellen wird (Cullather et al., 1997). Außerdem ist die Genauigkeit der Wolkenparameterisierung davon abhängig, auf welche Weise und wie gut andere atmosphärische Prozesse im Modell repräsentiert werden (Tiedtke, 1993). Da die Wolkenprozesse sehr eng mit konvektiven Prozessen verbunden sind, sind manche Wolkenschemata auf das Konvektionsschema des Modells genau abgestimmt (z.B. Tiedtke, 1993). Dadurch ergibt sich das zusätzliche Problem, daß sie nur unter ganz bestimmten Voraussetzungen mit anderen Konvektionsschemata gekoppelt werden können. Außerdem spielt die vertikale und horizontale Auflösung des Modells eine Rolle bei der Bestimmung des Bedeckungsgrades (Slingo, 1980). Je grober nämlich die Auflösung ist, desto wahrscheinlicher ist es, daß eine Gitterbox eine Wolke enthält. Gleichzeitig sinkt jedoch die Wahrscheinlichkeit, daß in der Gitterbox vollständige Bedeckung auftritt (Slingo, 1980).

## 6.2 Repräsentation von Wolken im hier verwendeten Modell

In der Literatur sind eine Vielzahl von Wolkenparameterisierungen für numerische Modelle zu finden. Nach Wissen der Autorin sind diese Parameterisierungen jedoch ausschließlich für Klimamodelle und synoptisch- oder mesoskalige Modelle mit einer relativ groben vertikalen Auflösung von etwa 1000 m bestimmt. Sie sind demnach für die Anwendung in dem hier verwendeten Modell mit einer Auflösung von 138 m nicht oder nur nach aufwendigen Modifikationen geeignet. Aus diesem Grund wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein neues Wolkenschema entwickelt.

Die einfachste Methode wäre sicherlich, den Bedeckungsgrad mit Hilfe einer diagnostischen Methode über die relative Feuchte zu bestimmen (z.B. Slingo, 1987; Hack, 1998). Mit diesem Ansatz ergibt sich jedoch das Problem, daß man keinerlei Angaben über den Wassergehalt der Wolke erhält. Dieser müßte durch eine Näherungsformel grob abgeschätzt werden. Sensitivitätstests mit dem hier verwendeten Strahlungsschema haben jedoch gezeigt, daß die Heizungs- und Kühlungsraten der Strahlung lokal empfindlich vom Wassergehalt der Wolke abhängen. Da das Ziel der vorliegenden Arbeit die Untersuchung dieser lokalen Effekte und deren Einfluß auf die Entwicklung nahegelegener Filamente ist, ist es notwendig, den Wassergehalt einer Wolke nicht nur grob abzuschätzen, sondern möglichst genau zu bestimmen.

Es wurde daher ein prognostischer Ansatz für die Repräsentation von Wolken gewählt. Dabei wurde das Wolkenschema so entwickelt, daß alle wesentlichen Prozesse wie Verdunstung, Kondensation und Durchmischung in feucht-labilen Schichten berücksichtigt werden, gleichzeitig aber eine möglichst einfache Interpretation der Ergebnisse

gewährleistet ist. Im folgenden wird das Wolkenchema vorgestellt und seine Kopplung an das Modell von Kapitel 3 beschrieben. Dazu mußten am Modell einige Details modifiziert werden, die ebenfalls hier erläutert werden.

### 6.2.1 Bedeckungsgrad und Flüssigwasser- bzw. Eismischungsverhältnis der Wolke

Zur Berücksichtigung des Effekts von Wolken benötigt das Strahlungsschema von Morcrette (beschrieben in Kapitel 3.3) den Bedeckungsgrad, das Flüssigwassermischungsverhältnis  $q_l$  und das Eismischungsverhältnis  $q_i$  der Wolke auf jedem vertikalen Niveau des Modells. Der Bedeckungsgrad  $C_{fr}$  ist eine Zahl zwischen 0 und 1, wobei  $C_{fr} = 0$  einem wolkenlosen und  $C_{fr} = 1$  einem vollständig bedeckten Niveau entspricht.

Die Größen  $q_l$  und  $q_i$  werden über die Gleichungen

$$q_l = f_r q_w, \quad (6.1)$$

$$q_i = (1 - f_r) q_w \quad (6.2)$$

bestimmt. Dabei sind  $q_w = q_l + q_i$  das gesamte Wolkenwassermischungsverhältnis und  $f_r$  der Anteil von  $q_l$  am gesamten Wolkenwasser. Ob es sich um eine reine Wasser-, um eine reine Eis- oder um eine Mischwolke aus Wasser und Eis handelt, wird durch eine Funktion in Abhängigkeit von der Temperatur bestimmt. Der Anteil  $f_r$  errechnet sich aus

$$f_r(T) = \begin{cases} 0 & : T \leq T_i \\ \left( \frac{T - T_i}{T_w - T_i} \right) & : T_i < T < T_w \\ 1 & : T \geq T_w \end{cases} \quad (6.3)$$

mit  $T_i = 250$  K und  $T_w = 273$  K. Demnach wird die Wolke bei Temperaturen unter  $T_i$  als reine Eiswolke betrachtet, während es sich bei Temperaturen zwischen  $T_i$  und dem Gefrierpunkt um eine Mischwolke und über dem Gefrierpunkt um eine reine Wasserwolke handelt.

Das Wolkenwassermischungsverhältnis  $q_w$  wird als prognostische Variable in das in Kapitel 3 beschriebene Modell eingeführt. Die Gleichung für das Wolkenwasser lautet

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \right) q_w = S_w, \quad (6.4)$$

wobei  $S_w$  für die Quellen und Senken von  $q_w$  steht. Niederschlagsprozesse werden hier nicht berücksichtigt, daher tragen zu  $S_w$  nur die Verdunstung und Kondensation von Wasserdampf bei, deren Bestimmung in den Kapiteln 6.2.2 und 6.2.3 beschrieben wird. Durch die Berücksichtigung von Kondensation und Verdunstung ist das Wasserdampfmischungsverhältnis  $q$  keine Erhaltungsgröße mehr, und Gleichung (3.14) erweitert sich im Falle des Wasserdampfs zu

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \right) q = S_q. \quad (6.5)$$

Dabei repräsentiert die Größe  $S_q$  die Kondensation und Verdunstung von Wasserdampf. Da Niederschlagsprozesse vernachlässigt werden, gilt  $S_q = -S_w$ , und das totale Mischungsverhältnis  $q + q_w$  ist überall im Modellgebiet erhalten.

Der Bedeckungsgrad  $C_{\text{fr}}$  wird über die Größe  $q_w$  und das Sättigungsmischungsverhältnis  $q_s$  ermittelt:

$$C_{\text{fr}} = \begin{cases} \left(\frac{1}{t_r} \frac{q_w}{q_s}\right)^2 & : \frac{q_w}{q_s} \leq t_r \\ 1 & : \text{sonst} \end{cases} \quad (6.6)$$

Die Größe  $t_r$  ist ein Schwellenwert, oberhalb dessen der Bedeckungsgrad 1 bzw. 100% ist. Es wurde  $t_r = 0.1$  gewählt, so daß nach Gleichung (6.6) der Bedeckungsgrad  $C_{\text{fr}}$  zwischen  $q_w = 0$  und  $q_w = t_r q_s$  quadratisch ansteigt. Dies garantiert in jedem vertikalen Niveau, daß ähnlich wie in der realen Atmosphäre ein allmählicher Übergang zwischen Wolkenlosigkeit ( $C_{\text{fr}} = 0$ ) und vollständiger Bedeckung ( $C_{\text{fr}} = 1$ ) stattfindet. Außerdem ist dieser allmähliche Übergang numerisch weitaus unproblematischer als ein plötzlicher Wechsel zwischen  $C_{\text{fr}} = 0$  und  $C_{\text{fr}} = 1$ .

### 6.2.2 Kondensation und Verdunstung

Die Kondensation von Wasserdampf wird nach einer Methode von Manabe et al. (1965) ermittelt. Es wird angenommen, daß Kondensation nur dann stattfindet, wenn die relative Feuchte

$$h = \frac{q}{q_s} \quad (6.7)$$

größer als 1 bzw. 100% ist. Ist diese Bedingung in einem Niveau des Modells erfüllt, wird die relative Feuchte dieses Niveaus an 100% angepasst, wobei die Erhaltung der Energie gewährleistet sein muß. Es müssen daher die zwei Gleichungen

$$q + \delta q = q_s(T + \delta T) \quad (6.8)$$

$$c_p \delta T + L \delta q = 0. \quad (6.9)$$

mit den zwei Unbekannten  $\delta q$  und  $\delta T$  gelöst werden. Dabei sind  $\delta q$  und  $\delta T$  die Änderung des Wasserdampfmischungsverhältnisses bzw. der Temperatur und  $L$  die latente Wärme. Die Gleichungen (6.8) und (6.9) werden mit Hilfe einer Iterationsmethode gelöst, deren detaillierte Beschreibung in der Arbeit von Manabe et al. (1965) zu finden ist. Der sich aus (6.8) und (6.9) ergebende kondensierte Wasserdampf  $\delta q$  wird schließlich als Senke für den Wasserdampf an Gleichung (6.5) und als Quelle für das Wolkenwasser an Gleichung (6.4) übergeben. Die Temperaturänderung  $\delta T$  wird im Term  $\dot{T}$  (diabatische Heizung) in Gleichung (3.3) berücksichtigt.

Zur Berechnung der Verdunstung von Wolkenwasser wird angenommen, daß Verdunstung nur dann stattfindet, wenn in einem Niveau des Modells Wolkenwasser vorhanden ist ( $q_w > 0$ ), jedoch gleichzeitig die relative Feuchte  $h$  unter 100% liegt. In diesem Fall werden über Gleichung (6.9) mit Hilfe der vorher erwähnten iterativen Methode von Manabe et al. (1965) ein  $\delta q$  und ein  $\delta T$  berechnet bis entweder Sättigung eintritt und Gleichung (6.8) erfüllt ist, oder das gesamte in diesem Niveau vorhandene Wolkenwasser verdunstet ist (d.h.  $\delta q = q_w$ ). Damit gilt innerhalb einer Wolke stets  $h = 100\%$ . Das resultierende  $\delta q$  wird anschließend als Quelle des Wasserdampfs an Gleichung (6.5) und als Senke des Wolkenwassers an Gleichung (6.4) übergeben. Die Berücksichtigung der Temperaturänderung  $\delta T$  erfolgt wieder über  $\dot{T}$  in Gleichung

(3.3). Sowohl die Kondensation als auch die Verdunstung von Wasserdampf finden nur in Schichten statt, die stabil geschichtet sind. Die Behandlung labiler Schichten wird im folgenden Kapitel 6.2.3 erläutert.

### 6.2.3 Feuchte und trockene konvektive Anpassung

Die durch die Strahlung bedingte starke Kühlung und Heizung am Wolkenober- bzw. unterrand ist mit einem negativen vertikalen Gradienten der diabatischen Heizung verbunden. Dadurch wird das Temperaturprofil innerhalb der Wolke instabil. Die konvektive Durchmischung in der Wolke, die als Folge davon in der realen Atmosphäre stattfinden würde, wird im Rahmen dieser Studie durch eine feucht-konvektive Anpassung nach Manabe et al. (1965) modelliert.

Es wird angenommen, daß Feuchtkonvektion nur dort stattfinden kann, wo eine Wolke vorhanden ist (d.h.  $q_w > 0$ ). Dabei müssen mindestens zwei aneinander angrenzende Modellniveaus eine Wolke enthalten. Alle Niveaus innerhalb der Wolke werden nach feucht-labilen Schichten abgesucht, die das Kriterium  $\partial\theta_e/\partial z < 0$  erfüllen, wobei die Größe  $\theta_e = \theta \exp(Lq/c_p T)$  die äquivalentpotentielle Temperatur ist. Existieren eine oder mehrere feucht-labile Schichten, so wird innerhalb dieser Schichten das feucht-labile Temperaturprofil durch ein neutrales Profil ersetzt, das das Kriterium

$$\frac{\partial\theta_e}{\partial z} = 0 \quad (6.10)$$

erfüllt. Die Bestimmung des neutralen Profils erfolgt unter den Bedingungen, daß die totale Energie

$$E = \int_0^{z_{\text{top}}} \rho_0 (c_p T + Lq) dz \quad (6.11)$$

erhalten bleibt und gleichzeitig die relative Feuchte nach Gleichung (6.8) an 100% angepasst wird (vgl. Manabe et al., 1965). Mit der letzteren Bedingung wird die Kondensation und Verdunstung von Wasserdampf während der konvektiven Anpassung berücksichtigt. Die sich aus dem neutralen Profil von  $\theta_e$  ergebende Temperaturänderung  $\delta T$  wird im Term  $\dot{T}$  in Gleichung (3.3) berücksichtigt. Die Änderung des Wasserdampfmischungsverhältnisses  $\delta q$  wird je nach Vorzeichen als Quelle oder Senke an die Gleichungen (6.4) und (6.5) übergeben. Zusätzlich zur feucht-konvektiven Anpassung der Temperatur und der Mischungsverhältnisse  $q$  und  $q_w$  wird das Mischungsverhältnis des Ozons innerhalb der feucht-labilen Schichten nach Gleichung (3.31) gemischt.

In Modellniveaus, in denen sich keine Wolken befinden, wird die in Kapitel 3.4 beschriebene trockene konvektive Anpassung angewendet, falls das Kriterium für trockene Konvektion erfüllt wird. Gelegentlich entsteht durch die Strahlung eine labile Schicht zwischen einem Niveau mit und einem Niveau ohne Wolke. Auch in diesem Fall erfolgt trockene konvektive Anpassung.

Die Präsenz von Wolken im Modell ist mit starken Gradienten der strahlungsbedingten und konvektiven Heizungs- und Kühlungsraten verbunden. Um dabei numerische Stabilität zu gewährleisten, wurde ein Zeitschritt von  $\Delta t = 15$  Sekunden gewählt. Die Anpassung der konvektiv labilen Profile an die neutralen Profile erfolgt innerhalb einer Relaxationszeit  $\tau_c = 10$  Minuten. Die Wahl von  $\tau_c$  basiert auf der einfachen Überlegung, daß in einer Schichtwolke mittlere Vertikalgeschwindigkeiten von etwa  $1.5 \text{ m s}^{-1}$

herrschen (Emanuel, 1994), und es in einer Wolke mit einer Dicke von 1000 m damit etwa 10 Minuten dauert bis sie einmal vollständig durchmischt ist. Das Strahlungsschema wird alle 7.5 Minuten aufgerufen, um die Rechenzeit möglichst gering zu halten. Ein häufigerer Aufruf der Strahlung hatte nur einen unwesentlichen Einfluß auf die Ergebnisse.

Wie in Kapitel 3.4 bereits erwähnt ist die Konvektion ein Prozess, der im Vergleich zur Strahlung auf kleinen Zeitskalen stattfindet. Die Berücksichtigung der konvektiven Heizraten bei der Berechnung der Quersirkulation mit Gleichung (3.8) wäre daher inkonsistent im Kontext eines balancierten Modells. Bei den bisher durchgeführten Experimenten in einer wolkenlosen Atmosphäre konnten die konvektiven Heizraten in (3.8) vernachlässigt werden, da labile Schichten nur zu einzelnen Zeitpunkten auftraten, diese Schichten sehr dünn waren und die Absolutbeträge der konvektiven Heizung sehr viel kleiner als die der Strahlung waren. Die Ergebnisse für die Wolkenexperimente in Kapitel 6.4 werden jedoch zeigen, daß in Verbindung mit Wolken konvektive Heizraten auftreten können, deren Größenordnungen durchaus vergleichbar mit denen der Strahlung sind. Außerdem ist die feucht-konvektive Anpassung in diesem Fall nicht nur auf eine dünne Schicht begrenzt, sondern erfolgt in Schichten von etwa 1 km Dicke. Demnach ist eine Vernachlässigung der konvektiven Heizraten in Verbindung mit Wolken in (3.8) nicht mehr gerechtfertigt, gleichzeitig wäre jedoch ihre Berücksichtigung inkonsistent mit der Annahme einer langsamen, balancierten Strömung. Hinzu kommt, daß das Wolkenwasser eine sehr kleine Größe im Bereich von weniger als  $10^{-3}$  bis  $10^{-1}$  g kg $^{-1}$  mit Tendenzen in der Größenordnung  $10^{-7}$  g kg $^{-1}$  ist. Dadurch stößt man sehr schnell an die Rechnergenauigkeit. Vor allem die Advektion des Wolkenwassers durch die Quersirkulation ist dabei problematisch. In vielen synoptisch- und mesoskaligen Modellen wird aus diesem Grund oft auf die Advektion des Wolkenwassers verzichtet, was wegen der groben Auflösung dieser Modelle nur zu relativ kleinen Fehlern führt (Roeckner und Schlese, 1985; Tiedtke, 1993). Eine Vernachlässigung der Wolkenwasseradvektion wäre jedoch beim hier verwendeten hochaufgelösten Modell nicht gerechtfertigt, da der Bedeckungsgrad und damit die strahlungsbedingten Heizraten lokal empfindlich vom Wolkenwasser abhängen. Aufgrund der erwähnten Schwierigkeiten wird der Einfluß von Bewölkung auf die Filamententwicklung im Rahmen der vorliegenden Arbeit nur für flache Filamente mit  $A = 0$  betrachtet, bei denen keine komplexen Wechselwirkungen mit der Dynamik gegeben sind. Gleichungen (6.4) und (6.5) vereinfachen sich in diesem Fall zu  $\partial q_w / \partial t = S_w$  bzw.  $\partial q / \partial t = S_q$ . Die Untersuchung von Filamenten mit  $A > 0$  ist Gegenstand einer Studie, der sich die Autorin im Anschluß an diese Dissertation widmen wird.

### 6.3 Anfangszustand

Zunächst wird untersucht, wann, wo und unter welchen Umständen bei dem in Kapitel 4.1 festgelegten Anfangszustand Wolken entstehen können.

Abbildung 6.2 zeigt die anfänglichen Profile der relativen Feuchte  $h$  für eine Standardatmosphäre nach McClatchey et al. (1972, gestrichelte Kurve) und den in Kapitel 4.1 beschriebenen Anfangszustand mit einem stratosphärischen Filament (durchgezogene Kurven) für das Seitenverhältnis  $A = 0$ . Im Bereich von  $z = 5$  km ist eine deutliche

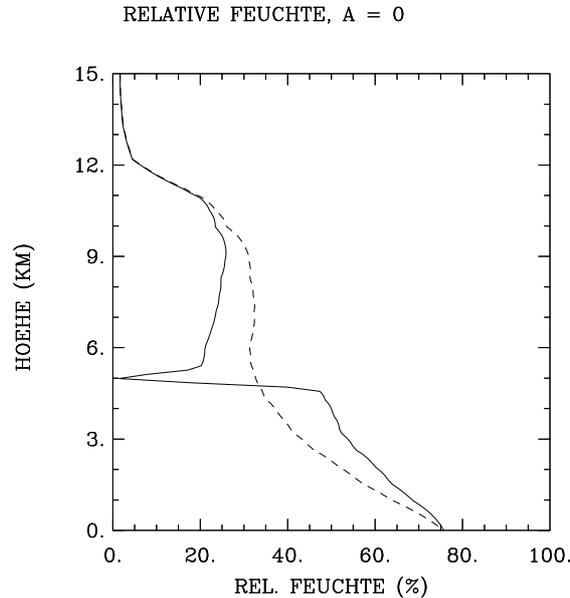


Abbildung 6.2: Profile der relativen Feuchte (in %) für den in Kapitel 4.1 spezifizierten Anfangszustand mit dem Seitenverhältnis  $A = 0$  (durchgezogene Kurve) und für eine Standardatmosphäre nach McClatchey et al. (1972, gestrichelte Kurve).

Trockenanomalie zu erkennen (durchgezogene Kurve), die auf den fehlenden Wasserdampf innerhalb des Filaments zurückzuführen ist. Ein Vergleich der durchgezogenen und gestrichelten Kurve zeigt, daß es unterhalb von  $z = 5$  km in der Atmosphäre mit Filament deutlich feuchter ist als in der Referenzatmosphäre, während die Verhältnisse oberhalb von  $z = 5$  km genau umgekehrt sind. Dies ist darauf zurückzuführen, daß sich die PV-Anomalie für flache Filamente hauptsächlich als Temperaturanomalie äußert. Demnach ist es oberhalb von  $z = 5$  km wärmer und unterhalb davon kälter als im Referenzzustand (siehe Abb. 4.4a). Da das Sättigungsmischungsverhältnis  $q_s$  eine Funktion der Temperatur ist, ist die Kälteanomalie nach Gleichung (6.7) mit einer positiven Anomalie der relativen Feuchte verbunden. Im Bereich der Warmanomalie ergibt sich eine negative Anomalie der relativen Feuchte.

Geht man von der einfachen Vorstellung aus, daß die Entstehung von Wolken wahrscheinlicher wird, je höher die relative Feuchte ist, so kann man aus Abbildung 6.2 schließen, daß sich unterhalb eines stratosphärischen Filaments am ehesten Wolken bilden können. Oberhalb von  $z = 5$  km dagegen ist die Wahrscheinlichkeit für Wolkenbildung geringer.

Während aller Modellläufe findet in der Troposphäre ständig Strahlungsabkühlung statt, da im Modell keine Bodenflüsse fühlbarer und latenter Art berücksichtigt werden, die zu einem Wärmetransport vom Boden in die Atmosphäre führen und die thermische Ausstrahlung kompensieren könnten. Die mittlere Temperatur in der Troposphäre nimmt demnach allmählich ab, während die Masse des Wasserdampfs im Modellgebiet erhalten bleibt. Aus diesem Grund steigt die relative Feuchte nach Gleichung (6.7) mit

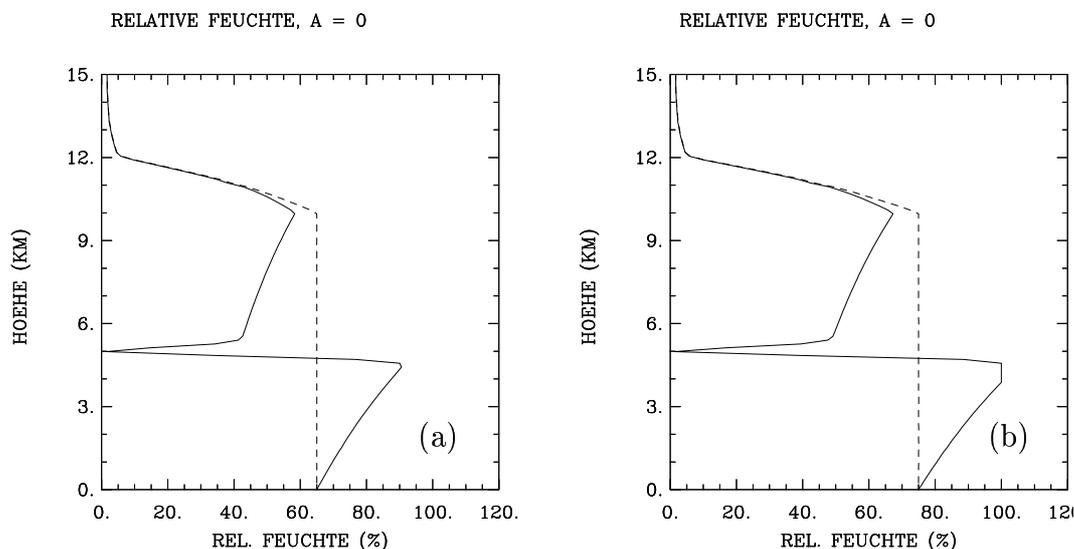


Abbildung 6.3: Profile der relativen Feuchte (in %) für (a)  $h_c = 65\%$  und (b)  $h_c = 75\%$  mit (durchgezogene Kurven) und ohne (gestrichelte Kurven) stratosphärisches Filament für das Seitenverhältnis  $A = 0$ .

der Zeit an. Bildlich gesprochen rutschen die in Abbildung 6.2 gezeigten Profile mit der Zeit immer weiter nach rechts zu höheren Werten von  $h$ . Per Konstruktion kondensiert der Wasserdampf sobald eine relative Feuchte von 100% erreicht ist (siehe Kap. 6.2.2). Da  $h = 100\%$  zuerst in Bodennähe erreicht wird, entstehen für die Profile von Abbildung 6.2 Wolken zuerst in bodennahen Schichten. Die Wolken breiten sich zwar mit der Zeit nach oben hin aus, erreichen den Unterrand des Filaments jedoch erst nach mehr als 10 Tagen. Da Testläufe gezeigt haben, daß Bewölkung einen vernachlässigbaren Einfluß auf die Filamententwicklung hat, solange sie sich mehr als 1 km unterhalb von  $z_{\text{cntr}}$  befindet, ist es nicht sinnvoll die Wolkenexperimente mit der in Abbildung 6.2 gezeigten Feuchteverteilung einer Standardatmosphäre durchzuführen. Es muß eine Anfangsverteilung von  $h$  konstruiert werden, die eine Bildung von Schichtwolken in unmittelbarer Nähe eines Filaments begünstigt. Die Spezifikation einer solchen Verteilung wird hier ausschließlich über eine Modifikation des Wasserdampfs erreicht, während die Anfangsfelder des Ozons, der PV und der sich daraus ergebenden Temperatur und des Windes unverändert bleiben.

Es wird von einer Referenzatmosphäre nach McClatchey et al. (1972) ohne Filament ausgegangen. In dieser Atmosphäre wird zunächst mit Hilfe von Gleichung (6.7) eine hypothetische Wasserdampfverteilung  $q_{\text{hyp}}$  ermittelt, mit der sich bei unveränderter Temperaturverteilung überall auf dem Modellgebiet eine vorher spezifizierte konstante relative Feuchte  $h_c$  ergibt. Anschließend wird eine modifizierte Wasserdampfverteilung  $q_{\text{mod}}$  ermittelt, wobei

$$q_{\text{mod}} = \begin{cases} q_{\text{hyp}} & : z \leq z_{10} \\ q_{\text{ref}} & : z \geq z_{12} \end{cases}, \quad (6.12)$$

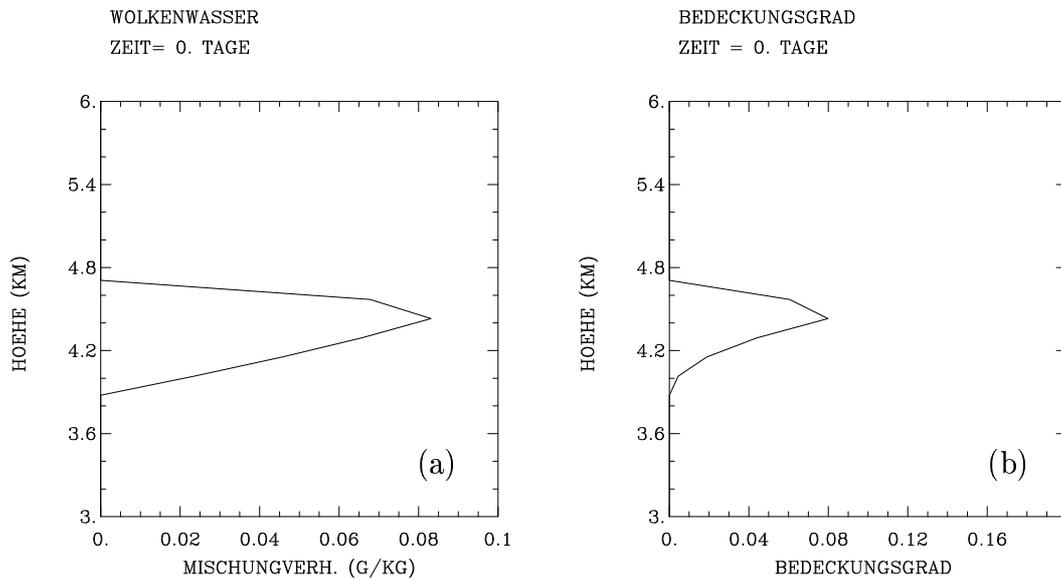


Abbildung 6.4: Profile des (a) Wolkenwassermischungsverhältnisses  $q_w$  (in  $g\ kg^{-1}$ ) und des (b) entsprechenden Bedeckungsgrades  $C_{fr}$  für den Anfangszustand mit  $h_c = 75\%$  bei einem Seitenverhältnis von  $A = 0$ .

mit  $q_{ref}$  der Wasserdampfverteilung der Standardatmosphäre nach McClatchey et al. (1972),  $z_{10} = 10\ km$  und  $z_{12} = 12\ km$ . Zwischen  $z_{10}$  und  $z_{12}$  geht  $q_{mod}$  linear von  $q_{hyp}$  in  $q_{ref}$  über. Demnach entspricht  $q_{mod}$  in der Troposphäre bis  $z = 10\ km$  einer Verteilung, mit der sich eine konstante relative Feuchte  $h_c$  ergibt. Darüber erfolgt zwischen  $z = 10\ km$  und  $z = 12\ km$  ein Übergang zur Stratosphäre, in der der Wasserdampf unverändert bleibt. In diese Verteilung von  $q_{mod}$  wird schließlich mit Hilfe von (4.2) eine stratosphärische Anomalie eingelagert. Dabei werden die entsprechenden Anfangsfelder des Ozons, der PV und der sich daraus ergebenden Verteilungen der Temperatur und des Windes wie in Kapitel 4.1 spezifiziert.

Abbildung 6.3 zeigt die relative Feuchte  $h$  für ein Filament mit dem Seitenverhältnis  $A = 0$  (durchgezogene Kurven), wobei in Abbildung 6.3a für die Konstante  $h_c = 65\%$  und in Abbildung 6.3b für  $h_c = 75\%$  gewählt wurde. Die gestrichelten Kurven stellen die jeweiligen Profile von  $h$  ohne stratosphärisches Filament dar. Man sieht deutlich, daß bei dieser Feuchteverteilung die Entstehung einer Wolke unmittelbar unterhalb des Filaments begünstigt ist. Während für  $h_c = 65\%$  (Abb. 6.3a) die relative Feuchte in der Troposphäre überall unter  $100\%$  liegt und damit per Konstruktion anfangs noch keine Wolke existiert, erreicht die Feuchte für  $h_c = 75\%$  den Sättigungswert bei einer Höhe von  $z \approx 4\ km$  (Abb. 6.3b). Für  $h_c = 75\%$  ist daher per Konstruktion bereits zu Beginn eine Wolke dicht unterhalb des Filaments vorhanden. Das Anfangsfeld des Wolkenwassermischungsverhältnisses  $q_w$  in den Niveaus mit  $h = 100\%$  ist dabei über die Gleichungen (6.8) und (6.9) ermittelt worden. Abbildung 6.4 zeigt die Anfangsprofile von  $q_w$  und des über Gleichung (6.6) bestimmten Bedeckungsgrades  $C_{fr}$  für  $h_c = 75\%$ .

## 6.4 Numerische Experimente

Um die Interpretation der Ergebnisse zum Einfluß von Wolken möglichst einfach zu gestalten, wird in drei Schritten vorgegangen. Zunächst wird ausschließlich die Wirkung von Schichtwolken untersucht, die sich oberhalb eines Filaments befinden. Anschließend werden Wolken unterhalb eines Filaments betrachtet, und in einem dritten Schritt werden die ersten beiden Experimente miteinander kombiniert und die Auswirkungen von Wolkenschichten diskutiert, die sich zur selben Zeit ober- und unterhalb eines Filaments befinden. Alle Experimente wurden für flache Seitenverhältnisse mit  $A = 0$  über einen Zeitraum von 10 Tagen durchgeführt.

### 6.4.1 Bewölkung oberhalb eines Filaments

Die Anfangsfelder für PV, die sich daraus ergebenden Verteilungen der Temperatur und des Windes werden wie in Kapitel 4.1 vorgegeben. Das anfängliche Wasserdampf-mischungsverhältnis wurde nach der im vorherigen Kapitel 6.3 beschriebenen Methode ermittelt, wobei  $h_c = 65\%$  gewählt wurde (Abb. 6.3a). Es ist demnach am Anfang der Integration noch keine Wolke vorhanden. Um zu garantieren, daß während des Modellauflaufs ausschließlich Wolken oberhalb des Filaments berücksichtigt werden, wurde unter der Bedingung der Massenerhaltung die Kondensation von Wasserdampf unterhalb von  $z = 5$  km unterbunden. Dort kann demnach die relative Feuchte auf über 100% ansteigen, ohne daß eine Wolke (d.h.  $q_w > 0$  und  $C_{fr} > 0$ ) entsteht. Damit wird dem Strahlungsschema unterhalb von  $z = 5$  km stets  $q_w = 0$  und  $C_{fr} = 0$  übergeben.

Abbildung 6.5 illustriert, wann und wo sich während des Modellaufs eine Wolkenschicht bildet. Dargestellt sind die Profile des Bedeckungsgrades  $C_{fr}$  zu verschiedenen Zeitpunkten. Bis zum zweiten Tag der Integration ist keine Wolke vorhanden, und der Bedeckungsgrad ist auf allen Modellniveaus gleich Null. Zwischen dem zweiten und vierten Tag jedoch erreicht die relative Feuchte 100% im Bereich von  $z \approx 10$  km und es findet Kondensation statt. Am Tag 4 beträgt  $C_{fr}$  in dieser Höhe etwa 30% und wächst bis zum Tag 10 auf etwa 80% an. Dabei wird die Wolke immer dicker. Anfangs hat sie eine vertikale Ausdehnung von ungefähr 1.5 km und erreicht gegen Ende des Modellaufs eine Dicke von bis zu 4.5 km. Da die Temperatur oberhalb von  $z = 7$  km weniger als 250 K beträgt, handelt es sich bei diesem Modellauf um eine reine Eiswolke (vgl. Gl. (6.3)).

Die unmittelbaren Auswirkungen der Wolkenschicht sind in Abbildung 6.6 zu sehen, in der die Profile der thermischen, der solaren, der konvektiven und der gesamten diabatischen Heizung  $\dot{\theta}$  zu verschiedenen Zeiten dargestellt sind. Dabei ist  $\dot{\theta}$  die Summe aus den in den Abbildungen 6.6a, 6.6b und 6.6c gezeigten Profilen zu den jeweiligen Zeitpunkten. Im Bereich um  $z = 10$  km, wo der Bedeckungsgrad am größten ist, findet verstärkte solare Heizung statt, die auf die Absorption von solarer Strahlung durch die Eispartikel in der Wolke zurückzuführen ist (Abb. 6.6a). Im Vergleich zur Situation ohne Wolke während der ersten 3 Tage weist die thermische Strahlung ab Tag 4 am Wolkenoberrand bei  $z \approx 10.5$  km ein Kühlungsmaximum auf, das mit zunehmendem Wolkenwassermischungsverhältnis bzw. Bedeckungsgrad stärker wird (Abb. 6.6b). Die Ursache dafür ist, daß die Wolke mit zunehmendem Bedeckungsgrad optisch dichter wird. Dadurch werden an der Wolkenoberseite die Nettostrahlungsflüsse mit der Zeit

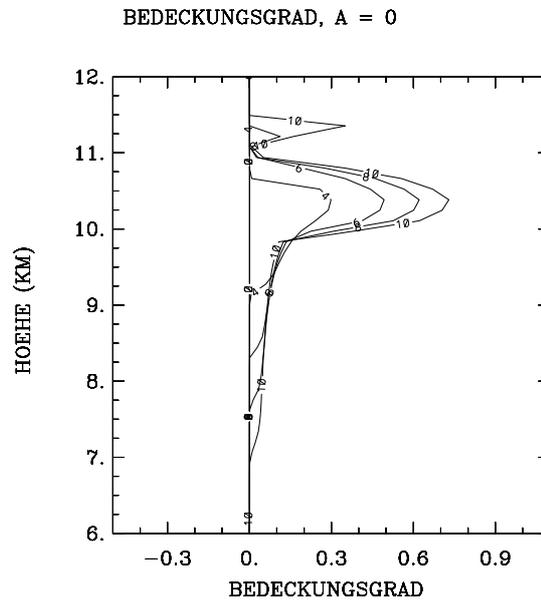


Abbildung 6.5: Profile des Bedeckungsgrades  $C_{fr}$  während des Modellaufs, in dem Wolken ausschließlich oberhalb des Filaments berücksichtigt werden. Die verschiedenen Kurven in der Abbildung entsprechen den verschiedenen Zeiten:  $t = 0, 2, 4, 6, 8$  und  $10$  Tage.

größer als knapp darüber, was zu großen Strahlungsdivergenzen und nach Gleichung (3.25) zu großen Kühlungsraten am Wolkenoberrand führt. Unterhalb von  $z \approx 10.5$  km, wo der Bedeckungsgrad abnimmt, findet dagegen geringere Kühlung bzw. Heizung statt, da am Wolkenunterrand verstärkt Strahlung von der wärmeren darunterliegenden Atmosphäre und dem Erdboden absorbiert und emittiert wird. Auch unterhalb der Wolke ist die thermische Ausstrahlung geringer als im Fall ohne Wolke, da die Atmosphäre dort die Gegenstrahlung der Wolke empfängt. Das in Abbildung 6.6 gezeigte Verhalten der Strahlung an Wolken wurde auch in Beobachtungen und Modellstudien anderer Autoren dokumentiert (z.B. Liou, 1992; Salby, 1996 und Referenzen darin). Der vertikale Gradient der thermischen Strahlung ist negativ zwischen  $z = 10$  km und  $z = 10.5$  km. Dadurch wird das Temperaturprofil feucht-labil, und es findet konvektive Anpassung statt (Abb. 6.6c). Die Konvektion versucht die strahlungsbedingte Heizung bzw. Kühlung teilweise zu kompensieren. Daher haben die Profile der konvektiven Heizung zwischen  $z = 10$  km und  $z = 11$  km auch die entgegengesetzte Form der thermischen Ausstrahlung. Zwischen  $z = 7$  km und  $z = 10$  km, wo  $C_{fr} < 20\%$  ist, findet keine feucht-konvektive Anpassung statt. In diesem Bereich erfolgt nur die Freisetzung von Kondensationswärme, die jedoch im Vergleich zu den konvektiven Tendenzen sehr gering ist. Verglichen mit der Situation ohne Wolke zu Beginn des Modellaufs, führt die Existenz der Wolkenschicht netto zu einer geringeren Kühlung (Abb. 6.6d). Auch unterhalb der Wolke ist die Kühlung nicht mehr so ausgeprägt wie zu Beginn als noch keine Wolke vorhanden war.

In Abbildung 6.7 sind die Profile von  $\dot{\theta}$  und der entsprechenden PV zu verschiedenen

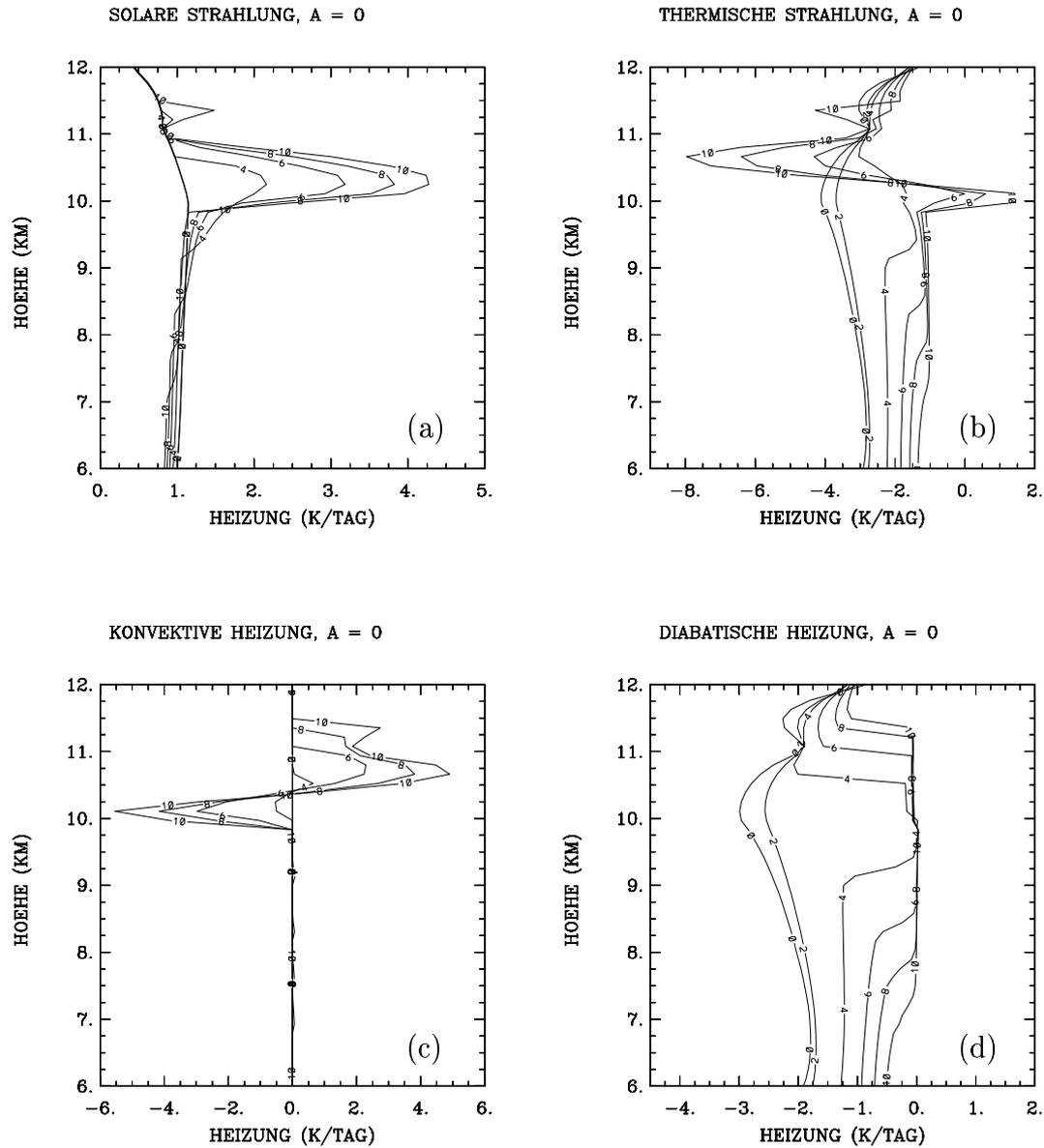


Abbildung 6.6: Entwicklung der Profile der (a) solaren, der (b) thermischen, der (c) konvektiven und der (d) gesamten diabatischen Heizung  $\theta$  (alle in  $\text{K Tag}^{-1}$ ) während des Modellaufs, in dem Wolken ausschließlich oberhalb des Filaments berücksichtigt werden. Die verschiedenen Kurven in jeder Abbildung entsprechen den verschiedenen Zeiten:  $t = 0, 2, 4, 6, 8$  und  $10$  Tage.

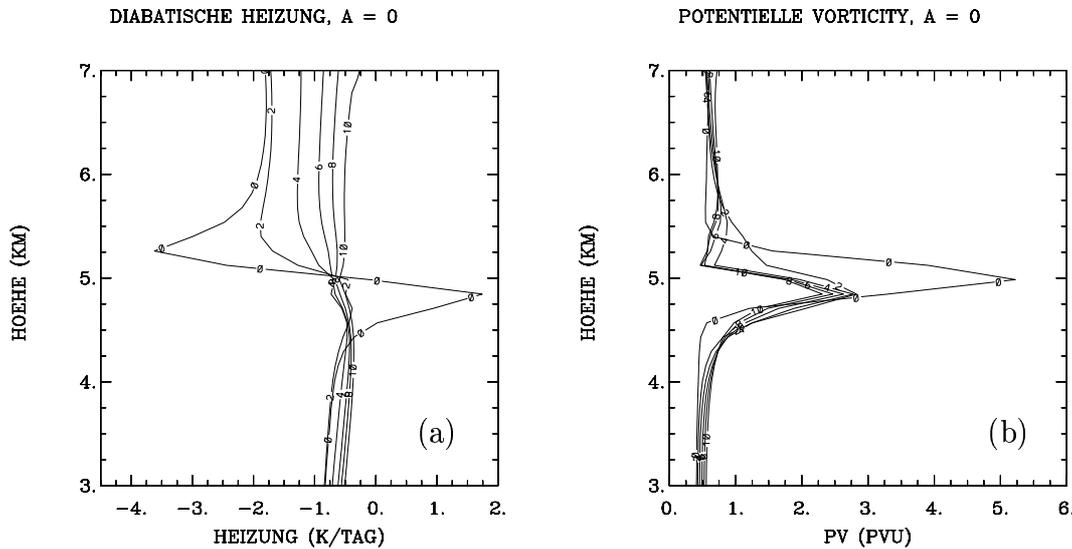


Abbildung 6.7: Entwicklung der Profile der (a) diabatischen Heizung  $\dot{\theta}$  (in  $\text{K Tag}^{-1}$ ) und der entsprechenden (b) PV (in PVU) während des Experiments, in dem Wolken ausschließlich oberhalb des Filaments berücksichtigt werden. Die verschiedenen Kurven in jeder Abbildung entsprechen den verschiedenen Zeiten:  $t = 0, 2, 4, 6, 8$  und  $10$  Tage.

Zeiten im Bereich des stratosphärischen Filaments dargestellt. Wie sich die Wolke auf das Filament auswirkt, zeigt am besten ein Vergleich dieser Abbildung mit Abbildung 4.20, in der  $\dot{\theta}$  und die PV für den Modellauf ohne Wolke zu sehen sind. Obwohl im Fall von Abbildung 4.20 nicht die in Kapitel 6.3 spezifizierte Wasserdampfverteilung mit  $h_c = 65\%$  verwendet wurde, können die beiden Abbildungen ohne weiteres miteinander verglichen werden. Ein Test hat gezeigt, daß sich der Modellauf ohne Wolke mit einer modifizierten Wasserdampfverteilung nach (6.12) mit  $h_c = 65\%$  kaum von dem mit der Wasserdampfverteilung einer Standardatmosphäre unterscheidet. Man sieht, daß die Kühlung oberhalb des Filaments durch die Gegenwart der Wolke um bis zu  $1.5 \text{ K Tag}^{-1}$  geringer ist als ohne Wolke (vergleiche Abb. 6.7a mit 4.20a). Unterhalb des Filaments sind die Unterschiede jedoch nicht so groß, und im Bereich von  $z = 5 \text{ km}$  ist der Einfluß der Wolke sogar kaum sichtbar. Die Folge davon ist, daß sich der Zerfall der PV-Anomalien in den Abbildungen 6.7b und 4.20b nur wenig voneinander unterscheiden. Die Wolke bewirkt lediglich, daß der negative vertikale Gradient von  $\dot{\theta}$  knapp oberhalb von  $z = 5 \text{ km}$  ab Tag 4 nicht mehr so ausgeprägt ist. Dadurch wird die PV-Anomalie dort nicht so stark erodiert wie beim Modellauf ohne Wolke. Außerdem findet dort während der ganzen Zeit keine lokale trocken-konvektive Anpassung statt.

#### 6.4.2 Bewölkung unterhalb eines Filaments

Im folgenden wird der Effekt einer Wolke unmittelbar unter einem Filament untersucht. Dazu werden ausschließlich Wolken berücksichtigt, die tiefer als  $z = 5 \text{ km}$  liegen, d.h. während des gesamten Modellaufs wird die Kondensation von Wasserdampf oberhalb

des Filaments unterbunden. Dort kann demnach die relative Feuchte über 100% ansteigen, ohne daß eine Wolke (d.h.  $q_w > 0$  und  $C_{fr} > 0$ ) entsteht. Oberhalb von  $z = 5$  km wird dem Strahlungsschema demnach stets  $q_w = 0$  und  $C_{fr} = 0$  übergeben. Der Anfangszustand entsprach dem des vorhergehenden Experiments in Kapitel 6.4.1.

In Abbildung 6.8 sind die Profile des Bedeckungsgrades  $C_{fr}$  zu verschiedenen Zeitpunkten dargestellt. Wie vorher ist bis zum zweiten Tag der Integration keine Wolke vorhanden. Erst zwischen dem zweiten und vierten Tag erreicht die relative Feuchte 100% im Bereich von  $z \approx 4$  km und es findet Kondensation statt. Der Bedeckungsgrad  $C_{fr}$  beträgt in dieser Höhe etwa 60% und verändert sich bis zum Ende des Modellaufs nicht wesentlich. Auch die vertikale Ausdehnung der Wolke, die etwa 1.5 km dick ist, variiert zwischen dem vierten und dem zehnten Tag kaum. Die Temperatur im Bereich der Wolke liegt unter dem Gefrierpunkt, ist jedoch höher als 250 K. Nach Gleichung (6.3) handelt es sich damit um eine Mischwolke aus Wasser und Eis.

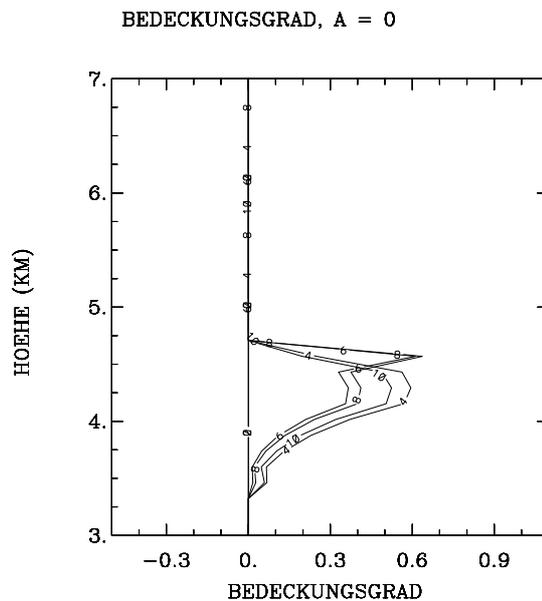


Abbildung 6.8: Profile des Bedeckungsgrades  $C_{fr}$  während des Modellaufs, in dem Wolken ausschließlich unterhalb des Filaments berücksichtigt werden. Die verschiedenen Kurven in der Abbildung entsprechen den verschiedenen Zeiten:  $t = 0, 2, 4, 6, 8$  und  $10$  Tage.

Abbildung 6.9 zeigt die Profile der solaren und thermischen Strahlung, sowie der konvektiven Heizung und von  $\dot{\theta}$  zu verschiedenen Zeiten. Dabei ist  $\dot{\theta}$  wieder die Summe aus den Profilen der strahlungsbedingten und konvektiven Heizraten zu den jeweiligen Zeitpunkten. Ähnlich wie beim vorhergehenden Experiment findet innerhalb der Wolke verstärkte solare Heizung statt (Abb. 6.9a). An der Wolkenoberseite erfolgt starke thermische Ausstrahlung und an der Wolkenunterseite eine Erwärmung (Abb. 6.9b). Dabei fällt auf, daß die Heizraten im Vergleich zu Abbildung 6.6b sehr viel größer sind. Außerdem weist die thermische Strahlung eine starke Asymmetrie zwischen Heizung und Kühlung in der Wolke auf. Die hohen Kühlungsraten am Wolkenoberrand sind

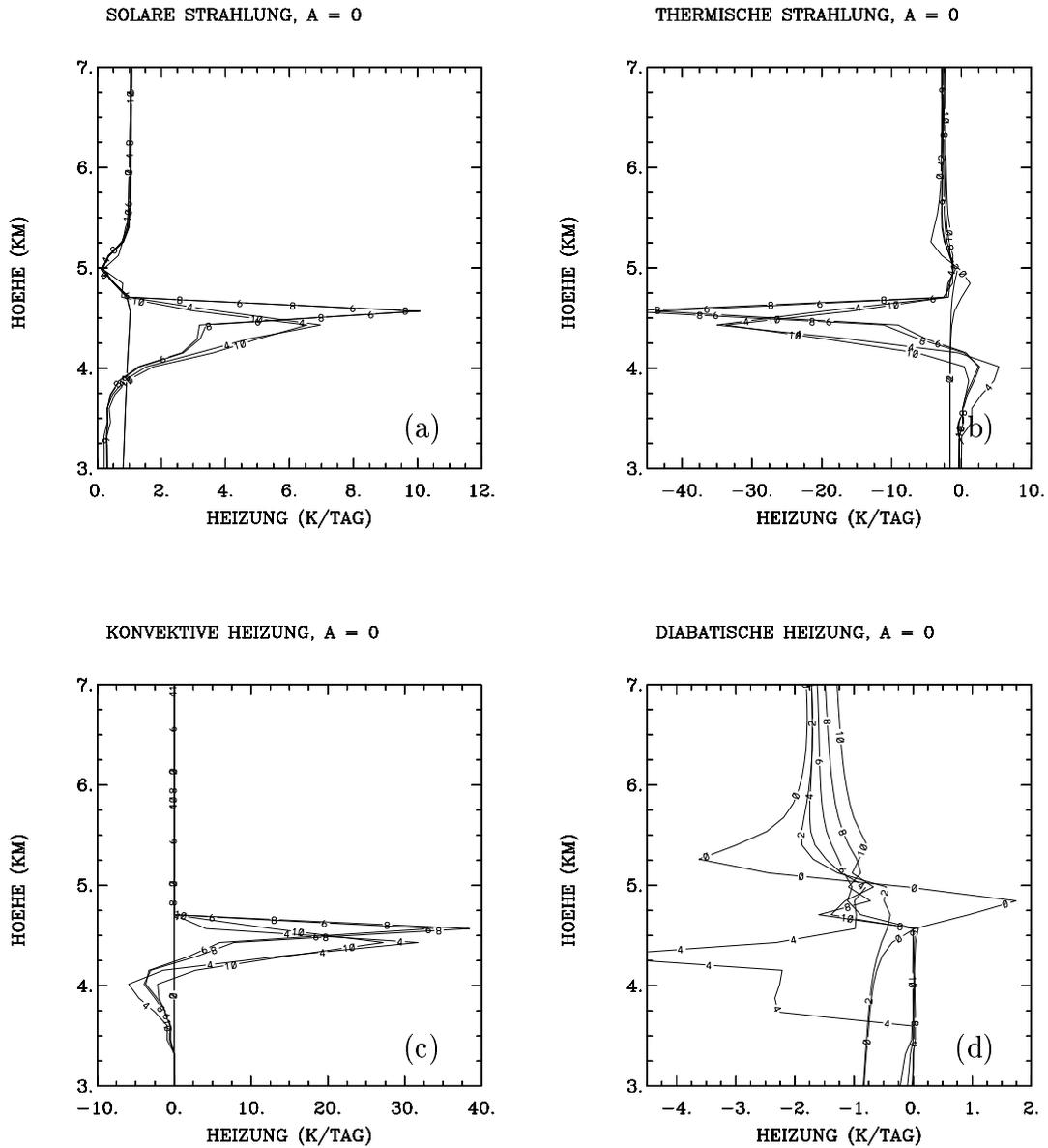


Abbildung 6.9: Entwicklung der Profile der (a) solaren, der (b) thermischen, der (c) konvektiven und der (d) gesamten diabatischen Heizung  $\theta$  (alle in  $\text{K Tag}^{-1}$ ) während des Modellaufs, in dem Wolken ausschließlich unterhalb des Filaments berücksichtigt werden. Die verschiedenen Kurven in jeder Abbildung entsprechen den verschiedenen Zeiten:  $t = 0, 2, 4, 6, 8$  und  $10$  Tage.

darauf zurückzuführen, daß der Übergang von der Wolke in eine wolkenlose Region sehr scharf ist (Abb. 6.8). Aufgrund der unterschiedlich großen Nettostrahlungsflüsse in der Wolke und knapp oberhalb davon ergeben sich in diesem Bereich große Strahlungsdivergenzen, die nach Gleichung (3.25) zu großen Heizraten führen. Unterhalb der Wolke und bei der Wolke während des Experiments in Kapitel 6.4.1 sind die Übergänge in wolkenlose Niveaus kontinuierlicher (Abb. 6.5 und Abb. 6.8). Zwischen den einzelnen Niveaus sind daher die Unterschiede zwischen den Nettostrahlungsflüssen und damit die Strahlungsdivergenzen bzw. die Heizraten geringer. Ähnliche Ergebnisse wie sie in den Abbildungen 6.8 und 6.5 dargestellt sind, sind beispielsweise in Liou (1992) dokumentiert. Der Autor berechnete mit Hilfe eines einfachen Modells die Strahlung an Schichtwolken in verschiedenen Niveaus und zeigte, daß die Heizungs- und Kühlungsraten an Wolken in der oberen Troposphäre geringer sind als an Wolken in der mittleren und unteren Troposphäre. Dabei erhielt er bei tiefen Wolken — ähnlich wie in Abbildung 6.8 — eine Asymmetrie zwischen Kühlung an der Wolkenober- und Heizung an der Wolkenunterseite.

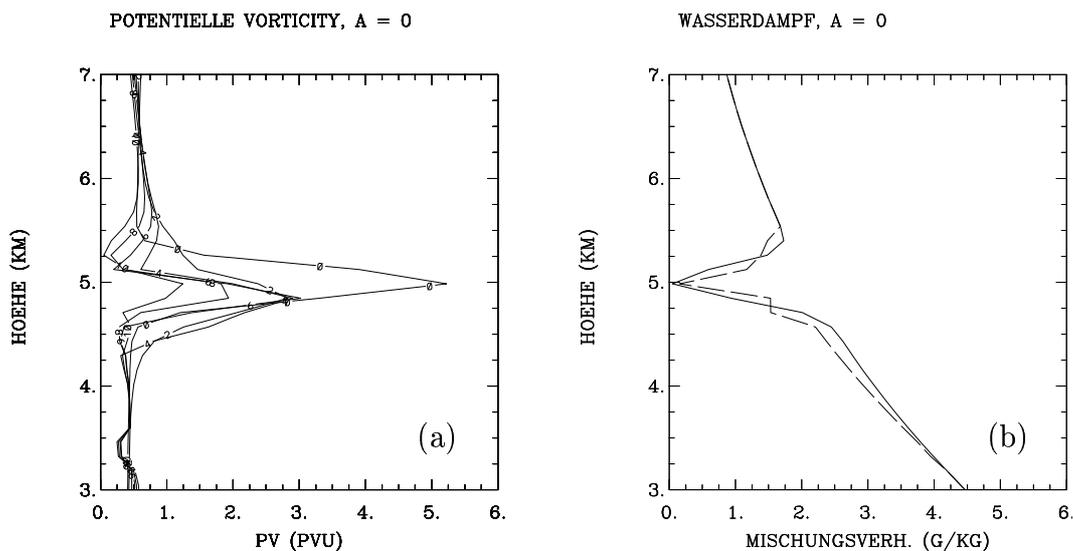


Abbildung 6.10: (a) Profile der PV (in PVU) zu verschiedenen Zeiten und (b) Profile des Wasserdampfmischungsverhältnisses (in  $\text{g kg}^{-1}$ ) am Anfang (durchgezogene Kurve) und nach 10 Tagen (gestrichelte Kurve) während des Experiments, in dem Wolken ausschließlich unterhalb des Filaments berücksichtigt werden. Die verschiedenen Kurven in (a) entsprechen den verschiedenen Zeiten:  $t = 0, 2, 4, 6, 8$  und 10 Tage.

Da die thermische Strahlung das Temperaturprofil innerhalb der Wolke labilisiert, findet konvektive Anpassung statt (Abb. 6.9c). Dabei kompensiert die Konvektion teilweise die strahlungsbedingte Heizung und Kühlung. Dies kann man in den Profilen von  $\theta$  in Abbildung 6.9d recht gut erkennen. Am Tag 4, kurz nachdem die Wolke entstanden ist, findet netto eine Kühlung innerhalb der Wolke statt, die auf die thermische Ausstrahlung zurückzuführen ist. Die Konvektion schafft es zu diesem Zeitpunkt noch nicht die thermische Strahlung auszugleichen. Erst zu späteren Zeiten stellt sich

ein Gleichgewicht zwischen Strahlung und Konvektion in der Wolke ein, so daß kaum eine Nettoheizung stattfindet. Unterhalb des Filaments ist die Kühlung damit um etwa  $1 \text{ K Tag}^{-1}$  geringer wie zu Beginn des Modellaufs als noch keine Wolke vorhanden war.

Während  $\dot{\theta}$  oberhalb von  $z = 5 \text{ km}$  im Vergleich zum Modellauf ohne Wolke kaum verändert wird (vergleiche Abb. 4.20a mit Abb. 6.9d), sorgt die geringere Kühlung innerhalb der Wolke dafür, daß  $\partial\dot{\theta}/\partial z$  im Bereich von  $z = 5 \text{ km}$  und darunter negativ ist. Dadurch wird die PV-Anomalie (Abb. 6.10a) unterhalb von  $z = 5 \text{ km}$  stärker erodiert (vergleiche Abb. 4.20b mit Abb. 6.10a). Auch das PV-Maximum zerfällt wesentlich schneller als im Modellauf ohne Wolke. Nach 10 Tagen ist die PV-Anomalie praktisch kaum noch vorhanden. Am Tag 8 und am Tag 10 wird sowohl am Unterrand als auch am Oberrand des Filaments das Temperaturprofil während der Integration labil. Daher findet dort trocken-konvektive Anpassung statt, wodurch feuchtere Luft von oben und von unten in den Bereich des Filaments gemischt wird (Abb. 6.10b). Dieser leichte Anstieg der Feuchte ist am Tag 8 und am Tag 10 lokal mit stärkerer Kühlung bei  $z = 4.7 \text{ km}$  und  $z = 5.2 \text{ km}$  verbunden (Abb. 6.9d). Modellläufe ohne Berücksichtigung von trocken-konvektiver Anpassung haben jedoch gezeigt, daß dieser Effekt im Vergleich zum Effekt der Wolke nur eine unbedeutende Rolle für den Zerfall der PV-Anomalie spielt.

### 6.4.3 Der Einfluß mehrerer Wolkenschichten

In einem letzten Experiment wird Kondensation in allen Schichten zugelassen, in denen die relative Feuchte 100% erreicht. Der Anfangszustand wurde wie in den vorhergehenden Experimenten (Kap. 6.4.1 und Kap. 6.4.2) mit  $h_c = 65\%$  spezifiziert.

Während des Modellaufs über 10 Tage stellte sich heraus, daß wie vorher während der ersten beiden Tage keine Wolken vorhanden sind. Erst im Laufe des dritten Tages entstehen nahezu zeitgleich zwei Wolkenschichten. Dabei entwickelt sich eine Wolkenschicht wie in Kapitel 6.4.1 in einer Höhe von etwa 10 km und eine weitere Wolkenschicht wie in Kapitel 6.4.2 knapp unterhalb des Filaments. Die strahlungsbedingten und konvektiven Heizungs- und Kühlungsraten sind denen in den Abbildungen 6.6 und 6.9 ähnlich und werden deshalb an dieser Stelle nicht mehr explizit gezeigt und diskutiert. Auch der Bedeckungsgrad und die vertikale Ausdehnung der Wolkenschichten sind mit denen von Abbildung 6.5 bzw. 6.8 vergleichbar.

Da sich das Filament zwischen den beiden Wolkenschichten befindet, macht sich bei der Filamententwicklung netto sowohl der Effekt der oberen als auch der Effekt der unteren Wolke bemerkbar. Dies ist in den Abbildungen 6.11a und 6.11b dokumentiert, in denen die Entwicklung von  $\dot{\theta}$  und der entsprechenden PV dargestellt sind. Die Profile der diabatischen Heizung (Abb. 6.11a) stellen eine Kombination aus den Profilen von Abbildung 6.7a und 6.9d dar. Diese Kombination ist jedoch nicht linear, da die beiden Wolkenschichten miteinander wechselwirken. Bei der Bildung der unteren Wolke am Tag 4 schafft es die konvektive Anpassung noch nicht, die thermische Ausstrahlung zu kompensieren, was netto zu einer Kühlung innerhalb der Wolke führt. Erst zu späteren Zeiten ergänzen sich die konvektiven und die strahlungsbedingten Heizraten recht gut. Nach Tag 4 sorgt die untere Wolke für eine geringere Nettokühlung unterhalb des Filaments, während die Wolke bei  $z = 10 \text{ km}$  für die geringere Nettokühlung oberhalb

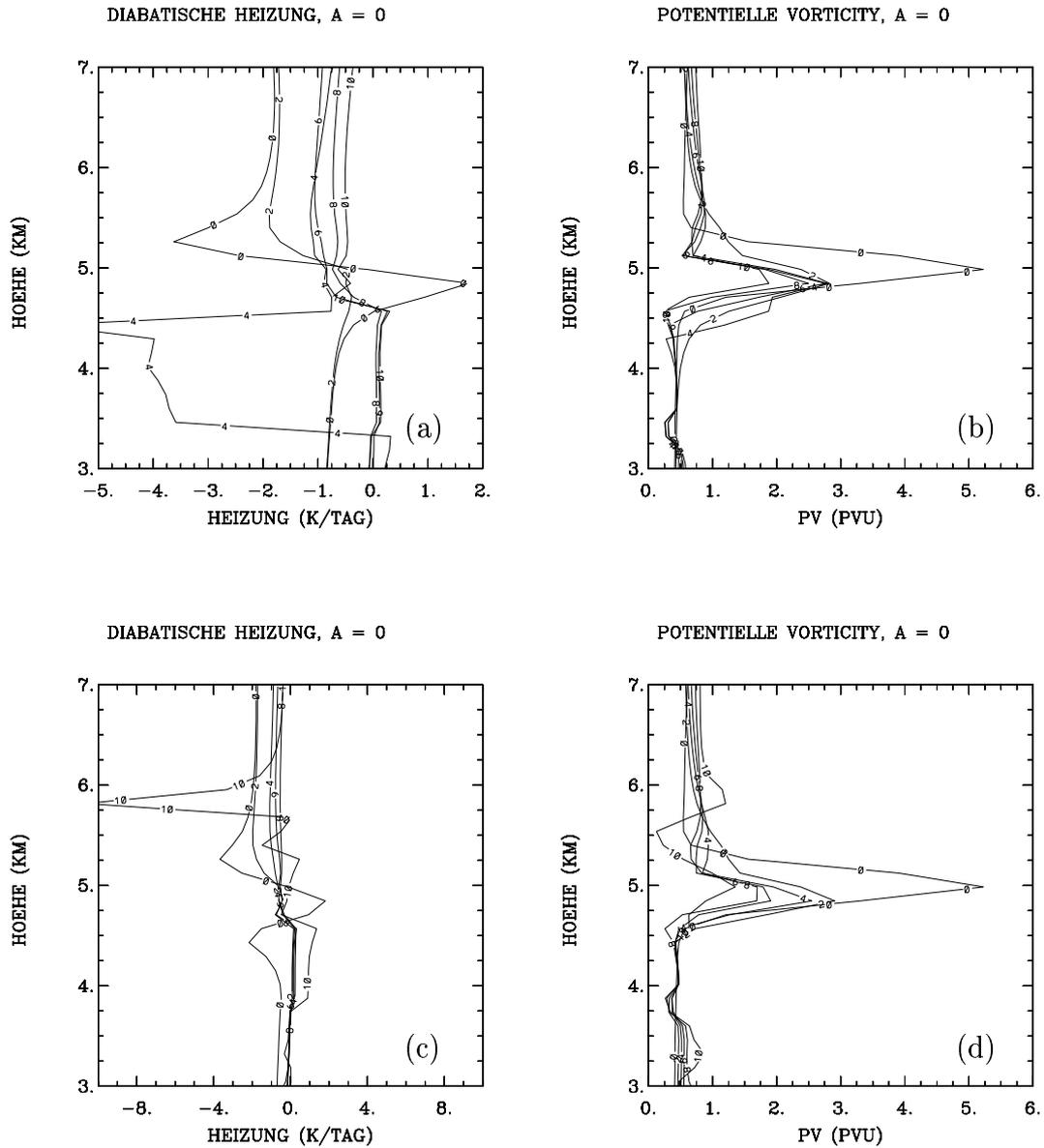


Abbildung 6.11: Entwicklung der Profile der diabatischen Heizung  $\dot{\theta}$  (in  $K \text{ Tag}^{-1}$ ) für Modellläufe mit (a)  $h_c = 65\%$  bzw. (c)  $h_c = 75\%$  und der entsprechenden PV (in PVU) für (b)  $h_c = 65\%$  bzw. (d)  $h_c = 75\%$ . Bei diesen Experimenten befand sich sowohl eine Wolkenschicht oberhalb als auch eine Wolkenschicht unterhalb des Filaments. Die verschiedenen Kurven in jeder Abbildung entsprechen den verschiedenen Zeiten:  $t = 0, 2, 4, 6, 8$  und  $10$  Tage.

des Filaments verantwortlich ist. Entsprechend zur diabatischen Heizung spiegelt sich der Effekt beider Wolken auch in den PV-Profilen wieder (Abb. 6.11b). Die untere Wolke bewirkt, daß die PV am Unterrand des Filaments stärker abgebaut wird als im Fall ohne Wolke (vergleiche Abb. 6.11b mit Abb. 4.20b). Die obere Wolke dagegen ist mit einer geringeren Erosion der PV-Anomalie am Oberrand des Filaments verbunden und verlangsamt damit den Zerfall in diesem Bereich.

Wählt man bei der Spezifikation des Anfangszustandes einen größeren Wert für  $h_c$ , so ist bereits zu Beginn des Modellaufs eine Wolke unterhalb des Filaments vorhanden, während sich die Wolke oberhalb des Filaments erst sehr viel später bildet. Als Beispiel wird hier das Ergebnis eines Modellaufs mit  $h_c = 75\%$  (Abb. 6.3b) gezeigt. Der Bedeckungsgrad der Wolke unterhalb des Filaments ist zwar anfangs sehr gering (Abb. 6.4b), der Effekt der Wolke macht sich jedoch bereits zum Zeitpunkt  $t = 0$  in Form einer verstärkten Nettokühlung bei  $z \approx 4.5$  km bemerkbar (Abb. 6.11c). Zu späteren Zeiten wird die Strahlung wieder durch die konvektive Anpassung kompensiert, so daß in der Wolke  $\dot{\theta} \approx 0$  ist. Die Wolke oberhalb des Filaments entsteht ähnlich wie vorher erst nach dem dritten Tag in einer Höhe von etwa  $z = 10$  km und bewirkt ab Tag 4 die geringere Kühlung oberhalb des Filaments. Da sie später als die untere Wolke entsteht, dominiert die untere Wolke die Entwicklung des Filaments und führt zu einer Beschleunigung des Zerfalls. Dies kann man bei den PV-Profilen in Abbildung 6.11d erkennen. Die PV-Anomalie wird bereits von Anfang an am Unterrand erodiert, und das PV-Maximum zerfällt schneller als beim Modellauf mit  $h_c = 65\%$  (vergleiche Abb. 6.11b mit 6.11d). Während in Abbildung 6.11b der Wert von  $P_{\max}$  nach 8 Tagen ungefähr 2.5 PVU beträgt, ist das PV-Maximum in Abbildung 6.11d innerhalb der selben Zeit bereits auf etwa 1.5 PVU zerfallen. Die verstärkte Kühlung unterhalb von  $z = 6$  km am Tag 10 in Abbildung 6.11c ist auf die Entstehung einer weiteren Wolkenschicht zurückzuführen. Gleichzeitig findet eine Wechselwirkung der neu entstandenen und der unterhalb des Filaments liegenden Wolke statt. Die untere Wolke empfängt die Gegenstrahlung der darüberliegenden Wolke, was zu einer Nettoheizung im Bereich von  $z = 4$  km führt.

Insgesamt zeigen die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente für flache Seitenverhältnisse, daß der strahlungsbedingte Effekt einer Wolke unmittelbar unterhalb eines stratosphärischen Filaments zu einer Beschleunigung des Filamentzerfalls führen kann. Eine Wolkenschicht, die sich über dem Filament befindet, kann dagegen mit einem geringeren Abbau der PV-Anomalie oberen Bereich des Filaments verbunden sein. Welcher der beiden Effekte überwiegt, hängt von der zeitlichen Abfolge der Entstehung der Wolkenschichten in den jeweiligen Höhenbereichen ab. Eine Diskussion darüber, ob diese Ergebnisse als realistisch anzusehen und allgemein gültig sind, erfolgt im Rahmen der Zusammenfassung und Schlussbetrachtung in Kapitel 7.



## Kapitel 7

# Zusammenfassung und Schlussbetrachtung

Die vorliegende Arbeit befaßte sich im Rahmen eines idealisierten Kontexts mit dem strahlungsbedingten Zerfall von stratosphärischen Filamenten in der extratropischen Troposphäre, einem Thema, das bisher noch nicht näher untersucht worden ist. Filamente können in der Tropopausenregion durch das großskalige Strömungsfeld entstehen. Ihr Zerfall durch diabatische Prozesse wie zum Beispiel Strahlung leistet vermutlich einen wichtigen Beitrag zum Stratosphären-Troposphären-Austausch.

Zur Lösung des Problems wurde ein balanciertes, zweidimensionales Modell mit einer realistischen Strahlungsparameterisierung kombiniert. Als Anfangszustand diente eine extratropische Standardatmosphäre, in deren troposphärischem Bereich sich ein idealisiertes stratosphärisches Filament befindet. Das Filament war dabei durch hohe PV, hohen Ozon- und niedrigen Wasserdampfgehalt charakterisiert. Unter Berücksichtigung der durch die Strahlung induzierten Sawyer-Eliassen Sekundärzirkulation, wurde die Entwicklung von Filamenten mit verschiedenen anfänglichen Geometrien für mehrere Tage numerisch berechnet. Die Geometrie war durch das anfängliche Seitenverhältnis der vertikalen zur horizontalen Skala des Filaments festgelegt. Das Seitenverhältnis bestimmt die Aufteilung der PV-Anomalie in eine thermische und eine dynamische Anomalie, und damit in einen für die Strahlung relevanten und irrelevanten Anteil. Während die Dicke der Filamente in allen Experimenten gleich war, wurde die horizontale Skala so variiert, daß flache Schichten mit unendlicher horizontaler Ausdehnung ( $A = 0$ ) bis hin zu hohen Anomalien ( $A = 2$ ) untersucht werden konnten.

Die durchgeführten numerischen Experimente zeigen, daß die Trockenheit des Filaments eine maßgebliche Rolle für die Strahlung spielt. Die Trockenanomalie führt dazu, daß sich der Zerfall von Filamenten erheblich vom Zerfall von reinen PV-Anomalien unterscheidet. Bei reinen PV-Anomalien zerfiel das PV-Maximum unabhängig von der Geometrie der Anomalie innerhalb von 4 bis 6 Tagen. Dabei war die Advektion durch die Sekundärzirkulation so schwach, daß sie die Ergebnisse kaum beeinflusste. Dieses Verhalten ist dem Verhalten, das Haynes und Ward (1993) für PV-Anomalien in der Stratosphäre gefunden haben, qualitativ und quantitativ sehr ähnlich. Bei stratosphärischen Filamenten dagegen ist die Entwicklung unter dem Einfluß von Strahlung nicht unbedingt mit einem Zerfall des Filaments verbunden. Da die Wirkungen der

Temperatur- und der Wasserdampf-anomalie einander entgegengesetzt sind, hängt die Entwicklung des Filaments empfindlich davon ab, wie stark die Temperaturanomalie relativ zur Wasserdampf-anomalie ist. Für flache Filamente dominierte die thermische Anomalie und die damit verbundene diabatische Heizung führte zum Zerfall der PV-Anomalie. Aufgrund der Wirkung der Trockenanomalie verlief der Zerfall jedoch wesentlich langsamer als bei den Experimenten mit einer reinen PV-Anomalie. Bei hohen Seitenverhältnissen spielte die Wirkung der Trockenheit des Filaments die größte Rolle. In diesem Fall nahm das PV-Maximum zu und die mit der PV verbundene dynamische Anomalie war stark genug, um die Entwicklung der Filamente zu beeinflussen. Es ist schwierig, diese Ergebnisse für hohe Filamente auf die reale Atmosphäre zu übertragen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ausschließlich die Wirkung von Strahlung untersucht. Andere Prozesse mit kleineren Zeitskalen als die der Strahlung wie beispielsweise kleinskalige Turbulenz, Scherströmungen oder Konvektion wurden nicht berücksichtigt. In der realen Atmosphäre ist es sehr wahrscheinlich, daß diese Prozesse ein hohes Filament beeinflussen bevor sich der Effekt der Strahlung bemerkbar macht. Ohne den Einfluß dieser Prozesse ist der durch die Strahlung bedingte Anstieg der PV bei hohen Filamenten jedoch durchaus als realistisch anzusehen.

Sensitivitätsstudien haben gezeigt, daß die Berücksichtigung des Tagesgangs des solaren Zenitwinkels nur wenig Auswirkungen auf die Ergebnisse hat. Außerdem wurde festgestellt, daß die Entwicklung bei doppelt so dicken Filamenten unabhängig vom Seitenverhältnis etwa um den Faktor 1.5 langsamer abläuft wie bei dünnen Filamenten. Dieses Verhalten liegt zwischen den beiden Extrema des exponentiellen Zerfalls von flachen und des diffusiven Zerfalls von hohen Filamenten in der quasigeostrophischen Theorie unter Annahme von konstanter Newton'scher Kühlung. Weitere Modellläufe haben gezeigt, daß die Entwicklung der Filamente von der vertikalen Position der Filamente abhängt. Je höher das Filament in der Troposphäre liegt, umso schwächer ist die Temperaturanomalie, und der Einfluß der Trockenanomalie nimmt damit zu. Dies führte zu einem etwas langsameren Zerfall bei flachen Filamenten und zu einem schnelleren Anstieg der PV-Anomalie bei hohen Filamenten. Qualitativ änderte sich an den Ergebnissen dabei jedoch nichts.

Aufgrund der wichtigen Rolle des Wasserdampfs beim strahlungsbedingten Zerfall von Filamenten ist zu vermuten, daß auch flache Schichtwolken in der Nähe eines Filaments einen maßgeblichen Einfluß auf deren Entwicklung haben könnten. Um den Effekt von Schichtwolken untersuchen zu können, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein neues Wolkenschema entwickelt und mit dem dynamischen Modell und dem Strahlungsschema gekoppelt. Die numerischen Experimente zeigen für flache Filamente, daß Wolken, die unmittelbar unterhalb eines Filaments liegen, zu einem schnelleren Filamentzerfall führen können. Wolken über einem Filament dagegen sind eher mit einer Verlangsamung des Zerfalls verbunden. Welcher der beiden Effekte dominiert, hängt von der zeitlichen Abfolge des Auftretens von Wolken in den verschiedenen Höhengniveaus ab. Die starken strahlungsbedingten Heizungs- und Kühlungsraten an den Wolken bewirken, daß das Temperaturprofil innerhalb der Wolke sehr schnell feucht-labil wird. Die Konvektion, die dann in der realen Atmosphäre stattfinden würde, wird im vorliegenden Modell durch eine einfache feucht-konvektive Anpassung modelliert. Da das Auftreten von Konvektion mit der Annahme einer balancierten Strömung nicht ver-

einbar ist, wurden die Wolkenexperimente im Rahmen der vorliegenden Studie nur für flache Filamente durchgeführt, bei denen keine Wechselwirkungen mit der Dynamik gegeben sind. Die Untersuchung von Filamenten mit größeren Seitenverhältnissen wird Gegenstand einer zukünftigen Studie sein. Bei den hier durchgeführten Experimenten hat sich gezeigt, daß die starken Heizungs- und Kühlungsraten in Verbindung mit einer Wolke zu einem großen Teil durch die Heizraten der hier verwendeten konvektiven Anpassung kompensiert werden. Möglicherweise würde jedoch eine andere Konvektionsparameterisierung andere konvektive Heizraten berechnen, wodurch auch die diabatische Nettoheizung im Bereich der Wolke beeinflußt werden kann. Unter Umständen würde dies zu einem ganz anderen Verhalten der Filamente führen als es im Rahmen dieser Arbeit dokumentiert ist. Die hier gefundenen Ergebnisse bei den Wolkenexperimenten stellen damit nur eine mögliche Lösung des Problems dar. Ob diese Ergebnisse mit anderen Lösungen vergleichbar sind und wie sie für eine reale Atmosphäre zu interpretieren sind, bedarf noch weiterer Untersuchungen, die jedoch den Rahmen der vorliegenden Arbeit sprengen würden.

Es ist nicht einfach, die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit auf die in der Einleitung erwähnten Beobachtungen von Vaughan et al. (2000) zu übertragen. Die beobachteten Profile liefern keinerlei Informationen über die horizontale Ausdehnung bzw. das Seitenverhältnis der Filamente. Trajektorienrechnungen haben jedoch gezeigt, daß die Filamente etwa 4 Tage vor dem Beobachtungstermin in die Troposphäre gelangt sind und während dieser Zeit ihre PV-Signatur verloren haben müssen (Vaughan et al., 2000). Dies ist konsistent mit den in der vorliegenden Arbeit gefundenen Ergebnissen für kleine Seitenverhältnisse. Angenommen, die beobachteten Filamente waren sehr flach und die PV-Anomalie ist während des Transports in die Troposphäre nicht durch andere Prozesse als Strahlung beeinflußt worden, könnte die Strahlung tatsächlich die Ursache für das Fehlen einer stratosphärischen PV-Signatur sein.

Eine wichtige Einschränkung im hier verwendeten Modell ist die Vernachlässigung von Scher- und Deformationsströmungen in der Umgebung der Filamente. Haynes und Anglade (1997) stellten fest, daß Scherung und Deformation in der großskaligen Strömung eine exponentielle Abnahme der horizontalen und vertikalen Skalen bewirken, wobei das Seitenverhältnis der Filamente im Mittel konstant bleibt. Das bedeutet, daß der Zerfall der Filamente beschleunigt wird. Esler et al. (1999) führten Experimente durch, die den zusätzlichen Effekt der Sekundärzirkulation berücksichtigen, die mit der Deformation von dynamisch aktiven PV-Anomalien verbunden ist. Die Autoren fanden heraus, daß bei diesen Experimenten der Zerfall der Anomalie noch schneller verläuft als bei Experimenten ohne Berücksichtigung der Sekundärzirkulation. Leider können die Ergebnisse dieser Arbeiten nicht einfach auf das in der vorliegenden Arbeit diskutierte Problem übertragen werden. Sowohl Haynes und Anglade (1997) als auch Esler et al. (1999) nahmen eine homogene Verteilung der strahlungsrelevanten Spurengase an. Hier jedoch wurde eine inhomogene Verteilung von Wasserdampf und Ozon angenommen, und es stellte sich heraus, daß die Wasserdampf-anomalie von besonderer Bedeutung für die Entwicklung der Filamente ist. Da die hier ermittelte Zeitskala von der Dicke der Filamente abhängt, könnte man aufgrund der Verringerung der Skalen durch eine Scher- oder Deformationsströmung eine Beschleunigung der Entwicklung der einzelnen Filamente erwarten. Man muß jedoch vorsichtig sein, eine solche Schlussfolge-

zung zu ziehen, da der mittlere Effekt von Scherung und Deformation auf eine Vielzahl von Filamenten mit einem ganzen Spektrum von Seitenverhältnissen nicht einfach auf einzelne Filamente übertragen werden kann. Besonders schwierig ist die Übertragung dieser Folgerung auf die Ergebnisse für hohe Filamente, bei denen die PV-Anomalie nicht zerfällt, sondern anwächst. Eine genaue Untersuchung der Auswirkung von Scher- und Deformationsströmungen auf die Zerfallsraten von Filamenten in der Troposphäre waren nicht das Ziel der vorliegenden Arbeit. Hier wurde im Gegensatz zu bisherigen Arbeiten erstmals der grundlegende Effekt von Strahlung untersucht und wesentliche Unterschiede zu einem strahlungsbedingten Zerfall in der Stratosphäre aufgezeigt.

Das wichtigste neue Ergebnis dieser Arbeit ist, daß die Trockenheit eines stratosphärischen Filaments in der Troposphäre eine bedeutende Rolle für das Verhalten des Filaments spielt, da die Trockenanomalie einen maßgeblichen Einfluß auf die strahlungsbedingten Heizraten und damit auf die Entwicklung der PV hat. Vor allem für ein hohes Filament ergeben sich dadurch wesentliche Unterschiede zum Zerfall einer reinen PV-Anomalie. Außerdem dürfen auch flache Schichtwolken in der Nähe eines Filaments als modifizierende Faktoren beim Filamentzerfall nicht vernachlässigt werden.

# Anhang A

## Einige Details zum numerischen Modell

### A.1 Die Vertikalkoordinate $z$

Unter der Voraussetzung von hydrostatischem Gleichgewicht kann man die Vertikalkoordinate  $z$  über die Gleichung

$$z = -H \log \left( \frac{p}{p_0} \right) \quad (\text{A.1})$$

definieren, wobei die hydrostatische Gleichung in diesem Zusammenhang durch

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{p}{H} = -\frac{pg_e}{RT_s}. \quad (\text{A.2})$$

gegeben ist. Dabei sind  $p$  der Druck,  $p_0 = 1000$  hPa ein konstanter Referenzdruck,  $H = RT_s/g_e = 7$  km eine konstante, mittlere Skalenhöhe,  $R$  die Gaskonstante für trockene Luft,  $T_s$  eine konstante Referenztemperatur und  $g_e$  die Erdbeschleunigung (e.g. Andrews et al., 1987). Nach (A.1) ist  $z$  eine log- $p$ -Koordinate und daher nicht zu verwechseln mit der geometrischen Koordinate  $z_g$ , für die die hydrostatische Gleichung

$$\frac{\partial p}{\partial z_g} = -\frac{pg_e}{RT} \quad (\text{A.3})$$

lautet. Die Temperatur  $T$  ist dabei eine Funktion von  $z_g$ .

Mit (A.2) und (A.3) läßt sich ein einfacher Zusammenhang zwischen  $\partial z$  und  $\partial z_g$  herleiten:

$$\partial z_g = \frac{T}{T_s} \partial z. \quad (\text{A.4})$$

Nur für den Fall einer isothermen Atmosphäre mit  $T = T_s$  sind nach (A.4) die beiden Vertikalkoordinaten identisch. In allen anderen Fällen unterscheiden sie sich.

Das Geopotential  $\Phi$  ist für die geometrische Koordinate  $z_g$  durch

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z_g} = g_e \quad (\text{A.5})$$

definiert. Mit Hilfe von Gleichung (A.4) lautet (A.5) für die log- $p$ -Koordinate

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{g_e T}{T_s} = \frac{RT}{H}. \quad (\text{A.6})$$

Auch die potentielle Temperatur, die durch

$$\theta = T \left( \frac{p_0}{p} \right)^\kappa \quad (\text{A.7})$$

mit  $\kappa = R/c_p$  und der spezifische Wärme  $c_p$  bei konstantem Druck gegeben ist, kann für die log- $p$ -Koordinate auf einfache Art und Weise als Funktion von  $z$  ausgedrückt werden. Mit  $p_0/p = \exp(z/H)$  aus (A.1) erhält man

$$\theta = T \exp \left( \frac{\kappa z}{H} \right). \quad (\text{A.8})$$

## A.2 Randbedingungen

Bei der Lösung der beiden partiellen Differentialgleichungen (3.8) und (4.4) müssen folgende vier Ränder berücksichtigt werden: der Boden bei  $z = 0$ , die Grenze zwischen dynamischem Modellbereich und dem Oberbereich bei  $z = z_{\max}$ , der innere Rand bei  $x = 0$  und der äußere Rand bei  $x = x_{\max}$ .

Bei (3.8) wurde die Dirichlet'sche Randbedingung  $\psi = 0$  an allen Rändern angenommen. Für den inneren Rand ist dies durch die Annahme der Spiegelsymmetrie gefordert. Am Boden erzwingt diese Bedingung eine Vertikalgeschwindigkeit  $w = 0$ . Auch bei  $z_{\max}$  ist  $\psi = 0$  sinnvoll, da oberhalb von  $z = 18$  km nur die Strahlung und keine Dynamik wirken soll. Für den äußeren Rand ist die Wahl der Dirichlet'schen Randbedingung weniger zwingend. Hier könnte man beispielsweise auch die von Neumann'sche Bedingung  $\partial\psi/\partial x = 0$  verwenden, bei der die Form der Stromfunktion in der Nähe von  $x_{\max}$  erheblich anders aussieht als bei der hier verwendeten Randbedingung. Modellläufe mit verschiedenen Rändern  $x_{\max}$  haben jedoch gezeigt, daß der in der vorliegenden Arbeit gewählte Rand  $x_{\max} = 10L_x$  ( $L_x$ : horizontale Skala des Filaments) so weit vom Filament entfernt gewählt ist, daß die Entwicklung des Filaments von der Wahl der äußeren Randbedingung kaum beeinflusst wird.

Für die Lösung der Gleichung (4.4) wird am Boden  $\partial v/\partial z = 0$  und an den restlichen Modellgrenzen  $v = 0$  gesetzt. Die Bedingung  $\partial v/\partial z = 0$  erzwingt über Gleichung (3.6), daß am Boden kein horizontaler Temperaturgradient entsteht. Bei  $x = 0$  wird die Randbedingung  $v = 0$  wie vorher durch die Spiegelsymmetrie gefordert. Der obere Rand bei  $z_{\max}$  bildet die Grenze zwischen dynamischem Modellbereich und dem Oberbereich. Da im Oberbereich nur die Strahlung und keine Dynamik wirken soll, wird  $v = 0$  bei  $z_{\max}$  gesetzt. Am äußeren Rand könnte man wie bei der Stromfunktion auch eine andere Randbedingung als  $v = 0$  verwenden. Da jedoch  $x_{\max}$  sehr weit vom betrachteten Filament entfernt ist, ist die Wahl der äußeren Randbedingung für die Filamententwicklung praktisch nicht relevant.

### A.3 Zeitliche Integration von Gleichung (3.2) bzw. (3.3)

Zur Berechnung der zeitlichen Entwicklung der Filamente wird entweder Gleichung (3.2) oder (3.3) integriert. Welche dieser beiden Gleichungen zur Integration verwendet wird, ist ein Problem modelltechnischer Art und hängt von der Geometrie der betrachteten Filamente ab.

Betrachtet man Abbildung 4.3d so kann man erkennen, daß beim hohen Filament der horizontale Temperaturgradient  $\partial T/\partial x$  gering ist, während  $\partial v/\partial z$  vor allem an den Rändern des Filaments relativ groß ist. Würde man in diesem Fall das Temperaturfeld mit (3.3) integrieren und anschließend über die thermische Windgleichung (3.6)  $v$  berechnen, so ist die Lösung dieser Gleichung aufgrund des schwachen horizontalen Temperaturgradienten mit starker numerischer Diffusion verbunden, und das Windfeld  $v$  würde vor allem am Ober- und Unterrand des Filaments zu stark geglättet werden. Um diesen Effekt zu vermeiden ist es günstiger, bei hohen Geometrien Gleichung (3.2) für die zeitliche Integration zu verwenden.

Für Seitenverhältnisse  $A \ll 1$  gilt das umgekehrte Argument. Abbildung 4.3b illustriert, daß bei flachen Filamenten das Temperaturfeld einen starken horizontalen Temperaturgradienten hat, wohingegen  $\partial v/\partial z$  vor allem im Zentrum des Filaments relativ gering ist. Die zeitliche Integration von (3.2) und die anschließende Berechnung des Temperaturfelds über (3.6) wäre damit aufgrund des geringen vertikalen Gradienten von  $v$  mit numerischer Diffusion verbunden. Aus diesem Grund ist es günstiger, bei flachen Geometrien Gleichung (3.3) zur Berechnung der zeitlichen Entwicklung zu verwenden.

Bei mittleren Geometrien haben sowohl  $\partial T/\partial x$  als auch  $\partial v/\partial z$  etwa die gleiche Stärke. In diesem Fall eignet sich sowohl (3.2) als auch (3.3) für die zeitliche Integration. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde (3.2) verwendet.

### A.4 Numerische Diffusion im Modell

Um sicher zu sein, daß die hier vorgestellten Ergebnisse nicht durch numerische Diffusion beeinflusst werden, wurde während aller durchgeführten Experimente überprüft, wie gut die PV-Gleichung (3.10) innerhalb eines zeitlich konstanten Volumens um die Filamente herum erfüllt ist.

Schreibt man (3.10) mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung (3.4) in Flußform und bildet anschließend über diese Gleichung das Volumenintegral über ein Volumen  $V$  mit der Oberfläche  $F$ , so erhält man

$$\frac{\partial}{\partial t} \underbrace{\int_V (\rho_0 P) dV}_a - \underbrace{\int_F (\vec{\zeta}_a \dot{\theta}) \cdot d\vec{F}}_b + \underbrace{\int_F (\rho_0 P \vec{v}) \cdot d\vec{F}}_c = \underbrace{0}_d, \quad (\text{A.9})$$

wobei zur Herleitung der Terme  $b$  und  $c$  der Gauß'sche Integralsatz angewendet wurde,  $d\vec{F} = \vec{n}dF$  senkrecht auf dem Flächenstück  $dF$  steht und  $\vec{v} = (u, v, w)$ . Gleichung (A.9) stellt numerisch gesehen den Idealfall dar, bei dem die zeitliche Änderung von  $\rho_0 P$  innerhalb des Volumens  $V$  (Term  $a$ ) durch diabatische Prozesse an der Oberfläche  $F$  des Volumens (Term  $b$ ) und den Fluß von  $\rho_0 P$  über diese Oberfläche (Term  $c$ ) exakt

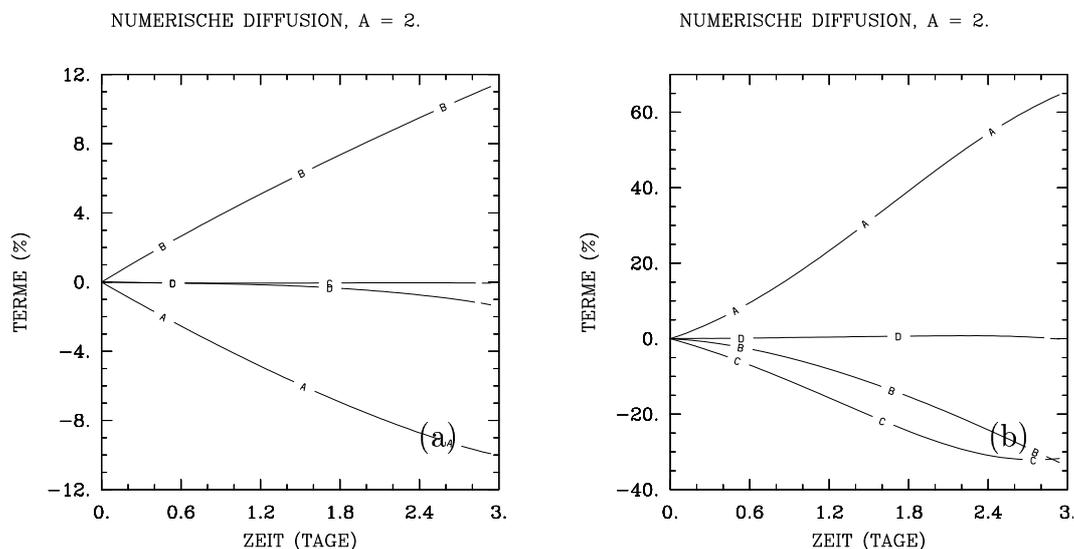


Abbildung A.1: Zeitliche Entwicklung der Terme  $A$ ,  $B$ ,  $C$  und  $D$  aus Gleichung (A.10) relativ zu  $a(t = 0)$  für (a) ein Volumen das die Anomalie ganz einschließt und (b) ein Volumen, das die Anomalie anschneidet. Beide Abbildungen zeigen die Ergebnisse eines Modellaufs für ein stratosphärisches Filament mit dem Seitenverhältnis  $A = 2$ .

balanciert wird (Term  $d = 0$ ). In der Regel findet jedoch numerische Diffusion statt, d.h. während einer numerischen Integration ist in der Regel Term  $d \neq 0$  und kann mit der Zeit so anwachsen, daß er die Größenordnungen der anderen Terme erreicht. Ist letzteres der Fall, so eignen sich die die Ergebnisse nicht für eine numerische Interpretation. Nur solange die Größenordnung von Term  $d$  sehr viel kleiner ist als die Terme, die sich balancieren sollen, kann die numerische Lösung für eine Interpretation der Ergebnisse herangezogen werden.

Zu jedem Zeitpunkt während eines Modellaufs wurde überprüft, wie gut die gesamte zeitliche Änderung von Term  $a$  zwischen den Zeitpunkten  $t = 0$  und  $t$  durch die gesamten diabatischen Prozesse an der Oberfläche  $F$  (Term  $b$ ) und den gesamten Fluß von  $\rho_0 P$  über die Oberfläche  $F$  (Term  $c$ ) in diesem Zeitraum balanciert wird:

$$\underbrace{[a(t) - a(t = 0)]}_A + \underbrace{\int_{t=0}^t b dt}_B + \underbrace{\int_{t=0}^t c dt}_C = D \quad (\text{A.10})$$

Dabei stellt Term  $D$  den Fehler dar, der bei der Berechnung der Terme auf der linken Seite dieser Gleichung gemacht wird.

Abbildung A.1 zeigt die Terme  $A$ ,  $B$ ,  $C$  und  $D$  aus (A.10) zu jedem Zeitpunkt relativ zu  $a(t = 0)$ . Als Beispiel wurde hier ein Modellauf für ein stratosphärisches Filament mit hohem Seitenverhältnis gewählt, da bei diesem Fall die Werte für  $D$  am größten waren. Der Modellauf wurde für verschieden große Volumina  $V$  um die stratosphärische PV Anomalie herum durchgeführt. Zwei Beispiele sind in Abbildung A.1 gezeigt. Für Abbildung A.1a wurde das Volumen so gelegt, daß die Anomalie ganz innerhalb der

Volumengrenzen liegt. Es erstreckte sich in diesem Fall von  $z = 4$  km bis  $z = 6$  km und von  $x = 0$  km bis  $x = 20$  km (durchgezogene Linie in Abb. A.2). Abbildung A.1b zeigt das Ergebnis für eine „angeschnittene“ Anomalie. Dabei waren der obere und untere Volumenrand wie vorher gewählt, die horizontale Erstreckung des Volumens reichte jedoch nur von  $x = 0$  bis  $x = 5$  km (gestrichelte Linie in Abb. A.2).

Zunächst fällt auf, daß die numerische Diffusion  $D$  für die eingeschlossene Anomalie nach drei Tagen bereits fast 20 % der Größenordnungen von  $A$  und  $B$  erreicht hat (Abb. A.1a). Da Term  $D$  zu späteren Zeitpunkten sehr rasch zunimmt und dadurch einen wesentlichen Einfluß auf die Ergebnisse haben könnte, ist die Entwicklung der stratosphärischen Filamente nur bis zum 3. Tag verfolgt worden (vgl. Kap. 4.3 und Kap. 4.4). Term  $C$  ist während der ganzen Zeit sehr klein, da sich die Flüsse über die Volumengrenzen gegenseitig fast ganz aufheben. Die zeitliche Änderung von  $\rho_0 P$  (Term  $A$ ) wird in diesem Fall hauptsächlich durch diabatische Prozesse (Term  $B$ ) verursacht. Anders ist dies bei einer angeschnittenen Anomalie (Abb. A.1b). Hier wird Term  $A$  sowohl durch diabatische Prozesse (Term  $B$ ) als auch durch den Fluß über die Oberfläche des Volumens (Term  $C$ ) balanciert. Term  $C$  erreicht Größenordnungen von Term  $A$  und  $B$ , da der Fluß von  $\rho_0 P$  über die Volumengrenze  $x = 5$  km groß ist und nicht durch die Flüsse an den anderen Volumengrenzen kompensiert wird. Die drei Terme  $A$ ,  $B$  und  $C$  ergänzen sich gut. Daher ist nach dem hier durchgeführten Test die numerische Diffusion während der gesamten Integration sehr klein.

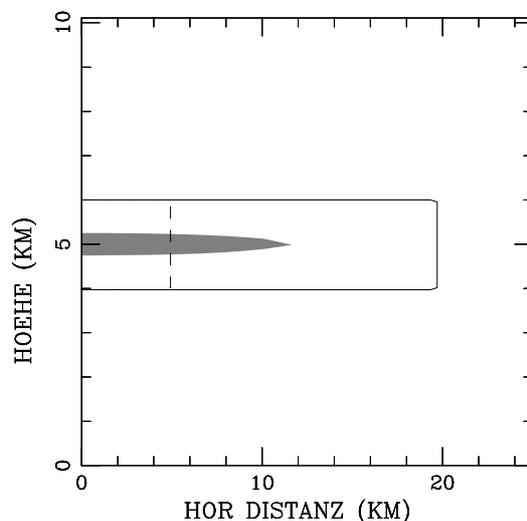


Abbildung A.2: Volumen mit den Volumengrenzen bei  $z = 4$  km,  $z = 6$  km,  $x = 0$  und  $x = 20$  km (durchgezogene Linie) bzw.  $x = 5$  km (gestrichelte Linie) um die PV-Anomalie herum. Der dunkel schattierte Bereich markiert Bereiche, in denen  $P > 2$  PVU ist. In dieser Abbildung ist nur ein Teil des Modellgebiets bis  $z = 10$  km und  $x = 30$  km dargestellt.

Bemerkenswert ist die Tatsache, daß das Vorzeichen von Term  $A$  (und von Term  $B$ ) in Abb. A.1a umgekehrt ist wie in Abb. A.1b. Dies liegt daran, daß im Falle des angeschnittenen Filaments das Volumen ein Gebiet abdeckt, in dem der positive Anteil

von  $\partial\dot{\theta}/\partial z$  (Gl. (3.10)) überwiegt und damit zu einem Anstieg der PV führt (Term  $A$  in Abb. A.1b). Verlegt man den äußeren Rand des Volumens auf  $x = 20$  km, so schließt das Volumen einen Bereich ein, in dem der negative Anteil von  $\partial\dot{\theta}/\partial z$  dominiert. Daher nimmt die PV in diesem Volumen mit der Zeit ab (Term  $A$  in Abb. A.1a).

Gleichung (A.9) wurde mit weiteren verschiedenen großen Volumina um die Anomalie herum überprüft. Der numerische Fehler  $D$  hat jedoch nie 20 % überschritten. Daher wird angenommen, daß die PV-Gleichung für eine zuverlässige Interpretation der Ergebnisse immer genügend gut erfüllt war.

## A.5 Test mit dem Advektionsverfahren nach Koren

Das hier verwendete Advektionsverfahren nach Koren (in Vreugdenhil und Koren, 1993) adveht mit der Quersirkulation  $\vec{u} = (u, w)$  konservative Spurenstoffe mit dem Mischungsverhältnis  $\chi(x, z, t)$ . Dabei muß Gleichung (3.14) bzw. (3.15) innerhalb eines vorgegebenen Volumens im Modellgebiet erfüllt sein.

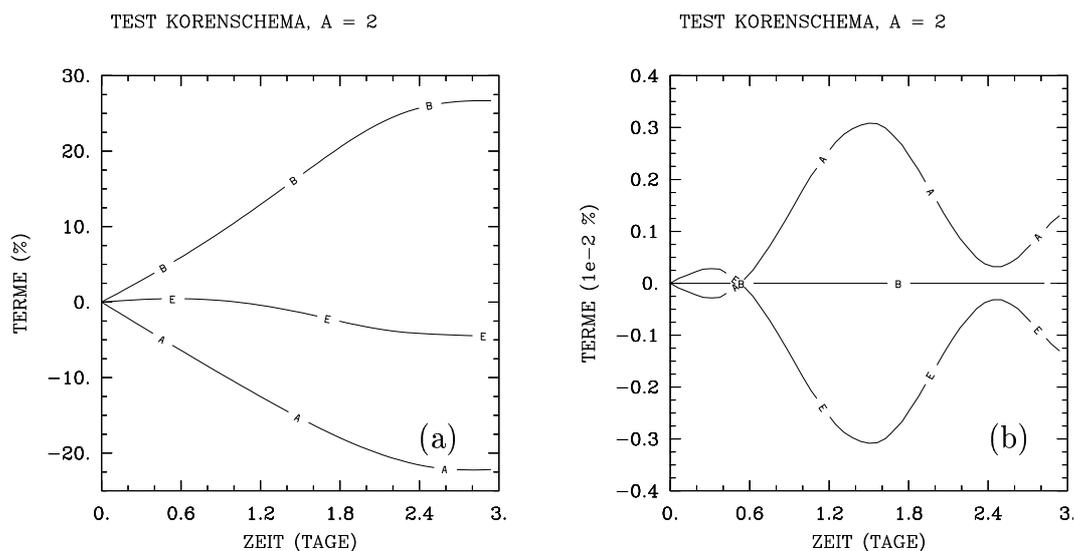


Abbildung A.3: Zeitliche Entwicklung der Terme  $A$ ,  $B$  und  $E$  aus Gleichung (A.12) relativ zu  $a(t = 0)$  für (a) eine angeschnittene Anomalie und für (b) das gesamte Modellgebiet. Beide Abbildungen zeigen die Ergebnisse für einen Test, bei dem die Quersirkulation eines stratosphärischen Filaments mit dem Seitenverhältnis  $A = 2$  verwendet wurde.

Bildet man über Gleichung (3.15) das Volumenintegral über ein Volumen  $V$  mit der Oberfläche  $F$ , so ergibt sich:

$$\frac{\partial}{\partial t} \underbrace{\int_V (\rho_0 \chi) dV}_a + \underbrace{\int_F (\rho_0 \chi \vec{u}) \cdot d\vec{F}}_b = \underbrace{0}_e, \quad (\text{A.11})$$

wobei zur Herleitung von Term  $b$  der Gauß'sche Integralsatz angewendet wurde. Nach (A.11) wird die zeitliche Änderung des Spurenstoffs innerhalb des Volumens  $V$  (Term

a) durch den Fluß des Spurenstoffs über die Oberfläche dieses Volumens (Term  $b$ ) exakt balanciert. Wie Gleichung (A.9) stellt (A.11) den Idealfall dar. Normalerweise werden jedoch bei der Advektion von Spurenstoffen aufgrund der endlichen Auflösung des Modells Fehler gemacht, und es ist Term  $e \neq 0$ . Wächst Term  $e$  auf die Größenordnung der restlichen Terme an, so ergeben sich bei der Lösung von (A.11) keine für eine Interpretation geeigneten Ergebnisse mehr. Nur solange die Größenordnung von Term  $e$  klein genug bleibt, kann davon ausgegangen werden, daß das Advektionsschema sinnvolle Ergebnisse liefert.

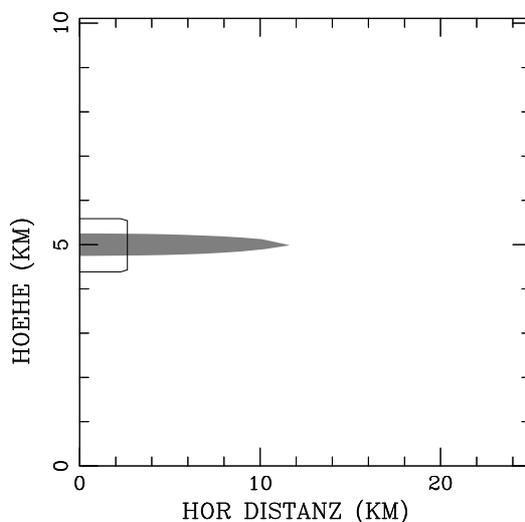


Abbildung A.4: Volumen mit den Volumengrenzen bei  $z = 4.5$  km,  $z = 5.5$  km,  $x = 0$  und  $x = 3$  km um die Wasserdampfanomalie herum. Der dunkel schattierte Bereich markiert Bereiche, in denen das Wasserdampf-mischungsverhältnis um mehr als 10% vom Wasserdampf-mischungsverhältnis in einer Standardatmosphäre nach McClatchey et al. (1972) abweicht. In dieser Abbildung ist nur ein Teil des Modellgebiets bis  $z = 10$  km und  $x = 30$  km dargestellt.

Wie gut das Korenschema Gleichung (A.11) innerhalb eines fest vorgegebenen Volumens erfüllt, wurde mit Hilfe eines Testprogramms überprüft, das einen konservativen Spurenstoff in der  $(x, z)$ -Ebene advehiert. Als Spurenstoff wurde Wasserdampf mit Gleichung (4.2) initialisiert, und das Windfeld  $(u, w)$  entsprach dem Windfeld während der Entwicklung eines stratosphärischen Filaments mit hoher Geometrie, da dies den Fall mit der stärksten Quersirkulation repräsentiert. Ähnlich wie in Anhang A.4 wurde zu jedem Zeitpunkt während eines Modellaufs getestet, wie gut die gesamte zeitliche Änderung innerhalb eines Volumens  $V$  (Term  $a$ ) zwischen den Zeitpunkten  $t = 0$  und  $t$  durch den gesamten Fluß von  $\rho_0 \chi$  über die Oberfläche  $F$  während dieses Zeitraums balanciert wird:

$$\underbrace{[a(t) - a(t=0)]}_A + \underbrace{\int_{t=0}^t b dt}_B = E \quad (\text{A.12})$$

Term  $E$  bezeichnet dabei den numerischen Fehler, der bei der Lösung dieser Gleichung

entsteht. Die Terme  $A$ ,  $B$  und  $E$  wurden für mehrere Progammläufe mit verschieden großen Volumina um die Spurenstoffanomalie herum berechnet.

Abbildung A.3 zeigt die Terme  $A$ ,  $B$  und  $E$  aus (A.12) zu jedem Zeitpunkt relativ zu  $a(t = 0)$  für eine angeschnittene Anomalie (Abb. A.3a) und für das gesamte Modellgebiet zwischen  $x = 0$ ,  $x = x_{\max}$ ,  $z = 0$  und  $z = z_{\max}$  (Abb. A.3b). Im Fall der angeschnittenen Anomalie erstreckte sich das Volumen von  $z = 4.5$  km bis  $z = 5.5$  km und von  $x = 0$  bis  $x = 3$  km (Abb. A.4). Abbildung A.3a stellt eine der schlechtesten Bilanzen von Gleichung (A.12) dar. Hier hat der numerische Fehler (Term  $E$ ) nach drei Tagen etwa 15 % der Größenordnung von Term  $A$  und Term  $B$  erreicht. Bei Tests mit anderen verschieden großen Volumina, die die Spurenstoffanomalie anschneiden, war der Fehler immer kleiner als 15 %.

Für den Fall, daß das Volumen das gesamte Modellgebiet abdeckt, findet aufgrund der gewählten Randbedingungen für die Stromfunktion (vgl. Anhang A.2) kein Fluß über die Oberfläche des Volumens statt (Term  $B = 0$ , Abb. A.3b). Term  $A$  zeigt jedoch Werte ungleich Null, die scheinbar oszillieren und nach (A.12) durch Term  $E$  balanciert werden. Dieser Fehler wird durch das Wandern des Anomaliemaximums über die Zwischenräume der Gitterpunkte verursacht. Das Oszillieren des Fehlers entsteht dabei durch das Abschneiden eines kleinen Teils der Anomalie, solange sich das Maximum im Zwischenraum befindet, und das Wiederanfügen dieses Teils, sobald das Maximum wieder auf einem Gitterpunkt zu liegen kommt. Term  $E$  muß in diesem Fall als absoluter Fehler gesehen werden und kann nicht mit den Größenordnungen der anderen Terme verglichen werden.

Da der absolute Fehler in Abbildung A.3b jedoch den Wert von 0.003 % nicht überschreitet und im Falle der angeschnittenen Volumina Term  $E$  relativ zu den restlichen Termen immer unter 15 % bleibt (Abb. A.3a), wird angenommen, daß sich das Kornschemata für die Anwendung in dieser Arbeit gut eignet.

# Literaturverzeichnis

- Andrews, D. G., J. R. Holton, and C. B. Leovy, 1987: Middle atmosphere dynamics. *Academic Press*.
- Appenzeller, C. and H. C. Davies, 1992: Structure of stratospheric intrusions into the troposphere. *Nature*, **358**, 570 – 572.
- Appenzeller, C., H. C. Davies, and W. A. Norton, 1996: Fragmentation of stratospheric intrusions. *J. Geophys. Res.*, **101**, 1435 – 1456.
- Appenzeller, C., and J. R. Holton, 1997: Tracer lamination in the stratosphere: A global climatology. *J. Geophys. Res.*, **102**, 13555 – 13569.
- Balluch, M. G., and P. H. Haynes, 1997: Quantification of lower stratospheric mixing processes using aircraft data. *J. Geophys. Res.*, **102**, 23487 – 23504.
- Bartello, P., 1995: Geostrophic adjustment and inverse cascades in rotating stratified turbulence. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 4410 – 4428.
- Bird, J. C., S. R. Pal, A. I. Carswell, D. P. Donovan, G. L. Manney, J. M. Harris, and O. Uchino, 1997: Observations of ozone structures in the Arctic polar vortex. *J. Geophys. Res.*, **102**, 10785 – 10800.
- Bishop, C. H. and A. J. Thorpe, 1994: Potential vorticity and the electrostatics analogy: quasi-geostrophic theory. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **120**, 713 – 731.
- Bithell, M., G. Vaughan, L. J. Gray, 2000: Persistence of stratospheric ozone layers in the troposphere. *Atmos. Environment*, **34**, 2563 – 2570.
- Cess, R. D., L. Potter, J. P. Blanchet, G. J. Boer, S. J. Ghan, J. T. Kiehl, H. Le Truet, Z.-X. Li, X.-Z. Liang, J. F. B. Mitchell, J.-J. Morcrette, D. A. Randall, M. R. Richess, E. Roecker, U. Schlese, A. Slingo, K. E. Taylor, W. M. Washington, R. T. Wetherald, and I. Yanai, 1989: Interpretation of cloud-climate feedback as produced by 14 atmospheric general circulation models. *Science*, **245**, 513 – 516.
- Chen, P., 1995: Isentropic cross-tropopause mass exchange in the extratropics. *J. Geophys. Res.*, **100**, 16661 – 16673.
- Cox, B. D., M. Bithell and L. J. Gray, 1997: Modelling of stratospheric intrusions within a midlatitude synoptic-scale disturbance. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **123**, 1377 – 1403.

- Cullather, R. I., Harshvardhan, and K. A. Campana, 1997: Climatology of Cloud and Radiation Fields in a Numerical Weather Prediction Model. *Theor. Appl. Climatol.*, **57**, 11-33.
- Danielsen, E. F., 1968: Stratospheric-tropospheric exchange based on radioactivity and potential vorticity. *J. Atmos. Sci.*, **25**, 502 – 518.
- Davies, T. D., 1987: Surface ozone concentrations and climate: preliminary analysis. *Climate Monitor*, **16**, 52 – 61.
- Dickinson, R. E., 1968: On the excitation and propagation of zonal winds in an atmosphere with Newtonian cooling. *J. Atmos. Sci.*, **25**, 269 – 279.
- Dobson, G. M. B., 1973: The laminated structure of the ozone in the atmosphere. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **99**, 599 – 607.
- Egger, J., 1996: Comments on „On the 'Downward Control' of Extratropical Diabatic Circulations by Eddy-Induced Mean Zonal Forces. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 2103 –2104.
- Eliassen, A., 1952: Slow thermally or frictionally controlled meridional circulation in a circular vortex. *Astrophys. Norv.*, **5** (2), 19 – 60.
- Emanuel, K. A., 1994: Atmospheric convection. *Oxford Univ. Press*.
- Ertel, H., 1942: Ein neuer hydrodynamischer Wirbelsatz *Met. Z.*, **59**, 277 – 281.
- Esler, J. G., L. M. Polvani, and R. A. Plumb, 1999: On the mix-down times of dynamically active potential vorticity filaments. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 2953 – 2956.
- Farman, B. G. Gardinger and J. D. Shanklin, 1985: Large losses of total ozone in Antarctica reveal seasonal ClO<sub>x</sub>/NO<sub>x</sub> interaction. *Nature*, **315**, 207 – 210.
- Fels S. B., 1982: A parametrization of scale dependent radiative damping rates in the middle atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1141 – 1152.
- Fels S. B., in G. Visconti and R. Garcia (Eds.), 1987: Transport processes in the middle atmosphere. *D. Reidel*, 371 – 386.
- Forster C., and V. Wirth, 2000: Radiative decay of idealized stratospheric filaments in the troposphere. *J. Geophys. Res.*, **105**, 10169 – 10184.
- Fowler, L. D., D. A. Randall, S. A. Rutledge, 1996: Liquid and ice phase microphysics in the CSU GCM: Part 1. Model description and simulated microphysical processes. *J. Climate*, **9**, 489 – 529.
- Goody, R. M., and J. C. G. Walker, 1972: Atmospheres. *Foundations of Earth Science Series. Prentice Hall, New Jersey*.
- Goody, R. M., and Y. L. Yung, 1989: Atmospheric radiation. *Oxford University Press*.
- Grewe, V. und M. Dameris, 1996: Calculating the global mass exchange between stratosphere and troposphere. *Ann. Geophysicae*, **14**, 431 – 442.

- Hack, J. J., 1998: Sensitivity of the simulated climate to a diagnostic formulation for cloud liquid water. *J. Climate*, **11**, 1497 – 1515.
- Haynes, P. H., and Anglade J., 1997: The vertical scale cascade in atmospheric tracers due to large-scale differential advection. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 1121 – 1136.
- Haynes, P. H., C. J. Marks, M. E. McIntyre, T. G. Shepherd, and K. P. Shine, 1991: On the „Downward Control” of Extratropical Diabatic Circulations by Eddy-Induced Mean Zonal Forces. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 651 – 678.
- Haynes, P. H., and M. E. McIntyre, 1987: On the evolution of vorticity and potential vorticity in the presence of diabatic heating and frictional or other forces. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 828 – 841.
- Haynes, P. H., and M. E. McIntyre, 1990: On the conservation and impermeability theorems for potential vorticity. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2021 – 2031.
- Haynes, P. H., M. E. McIntyre, and T. G. Shepherd, 1996: Reply. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 2105 – 2107.
- Haynes, P. H., and W. E. Ward, 1993: The effect of realistic radiative transfer on potential vorticity structures, including the influence of background shear and strain. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3431 – 3453.
- Haynes, P. H., and Scinocca, 1997: Formation of the midlatitude tropopause through the action of baroclinic eddies. *Beitrag zu 11th Conference on Atmospheric and oceanic fluid dynamics*, Tacoma, Washington, Juni 1997.
- Holton, J. R. , P. H. Haynes, M. E. McIntyre, A. R. Douglas, R. B. Rood and L. Pfister, 1995: Stratosphere-Troposphere Exchange. *Rev. Geophys.*, **33**, 403 – 439.
- Hoerling, M. P., T. K. Schaack and A. L. Lenzen, 1991: Global objective tropopause analysis. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 1816 – 1831.
- Hoffmann, R. N., 1981: A computer program which calculates radiative fluxes and heating rates in model atmospheres. *Sci. Rep. No. 4 Dept. Meteorol. Phys. Oceanogr.*, MIT, Cambridge, MA.
- Hoskins, B. J., 1991: Towards a PV –  $\theta$  view of the general circulation. *Tellus*, **43**, 27 – 35.
- Hoskins, B. J., M. E. McIntyre, and A. W. Robertson, 1985: On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **111**, 877 – 946.
- Iacobellis, S. F., and R. C. J. Somerville, 2000: Implications of Microphysics for Cloud-Radiation Parameterizations: Lessons from TOGA COARE. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 161 – 183.
- Johnson, D. R., and W. C. Shen, 1968: Profiles of infrared irradiance and cooling through a jet stream. *Mon. Wea. Rev.*, **96**, 559 – 572.

- Kvamstø, N. G., 1991: An Investigation of Diagnostic Relations between Stratiform Fractional Cloud Cover and Other Meteorological Parameters in Numerical Weather Prediction Models. *J. Appl. Meteor.*, **30**, 200 – 216.
- Lamarque, J.-F. and P. G. Hess, 1994: Cross-tropopause mass exchange and potential vorticity budget in a simulated tropopause folding. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2246 – 2269.
- Liljequist, G. H., and K. Cihak, 1990: Allgemeine Meteorologie. *Vieweg*.
- Lin, S. C., 1980: On the origin of tropospheric ozone. *J. Geophys. Res.*, **85**, 7546 – 7552.
- Lin, S. C., R. Cicerone and W. Grose, 1992: Polar ozone. *J. Geophys. Res.*, **97**, 311pp.
- Liou, K.-N., 1980: An introduction to atmospheric radiation. *Academic Press*.
- Liou, K.-N., 1992: Radiation and cloud processes in the atmosphere. *Oxford University Press*.
- Logan, J. A., 1985: Tropospheric ozone: seasonal behaviour, trends and anthropogenic influence. *J. Geophys. Res.*, **90**, 10463 – 10482.
- Manabe, S., J. Smagorinsky, and R. F. Strickler, 1965: Simulated climatology of a general circulation model with a hydrologic cycle. *Mon. Wea. Rev.*, **93**, 769 – 798.
- McClatchey, R. A., R. W. Fenn, J. E. Selby, F. E. Volz, and J. S. Garing, 1972: Optical properties of the atmosphere 3rd ed., *AFCRL-047297*, 108 pp., Air Force Cambridge Res. Lab., Hanscom Air Force Base, Mass.
- Morcrette, J.-J., 1989: Description of the radiation scheme in the ECMWF model. *Tech. Memo. ECMWF*, **165**, 1 – 24.
- Morcrette, J.-J., 1991: Radiation and cloud radiative properties in the European Centre for Medium Range Weather Forecasts forecasting system. *J. Geophys. Res.*, **96**, 9121 – 9132.
- Murphy, D. M., K. Kelly, A. F. Tuck, and M. H. Proffitt, 1990: Ice saturation at the tropopause observed from ER-2 aircraft. *Geophys. Res. Lett.*, **17**, 353 – 356.
- Newell, E., V. Thouret, J. Y. N. Cho, P. Stoller, A. Marenco and H.G. Smit, 1999: Ubiquity of quasi-horizontal layers in the troposphere. *Nature*, **398**, 316 – 319.
- Newman, P. A., P. A., L. R. Raid, M. R. Schoeberl, M. Seablom, L. Coy, R. Rood, R. Swinbank, M. Proffitt, M. Loewenstien, J. R. Podolske, J. W. Elkins, C. R. Webster, R. D. May, D. W. Fahey, G. S. Dutton and K. R. Chan, et al., 1996: Measurements of polar vortex air in the midlatitudes. *J. Geophys. Res.*, **101**, 12879 – 12891.

- Orsolini, Y. J., 1995: On the formation of ozone laminae at the edge of the Arctic polar vortex. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **121**, 1923 – 1941.
- Ottino, J. M., 1989: The kinematics of mixing: stretching, chaos, and transport. *Cambridge University Press*.
- Petch, J. C., G. C. Craig, and K. P. Shine, 1997: A comparison of two bulk microphysical schemes and their effect on radiative transfer using a single-column model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **123**, 1561 – 1580.
- Pierrehumbert, R. T., 1991: Chaotic mixing of tracer and vorticity by modulated travelling Rossby waves *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics*, **58**, 285 – 319.
- Plumb R. A., D. W. Waugh, R. J. Atkinson, P. A. Newman, L. R. Lait, M. R. Schoeberl, E. V. Browell, A. J. Simmons, and M. Loewenstein, 1994: Intrusions into the lower stratospheric Arctic vortex during the winter of 1991-1992. *J. Geophys. Res.*, **99**, 1089 – 1105.
- Price J. D. and G. Vaughan, 1992: Statistical studies of cut-off-low systems. *Ann. Geophysicae*, **10**, 96 – 102.
- Price J. D. and G. Vaughan, 1993: On the potential for stratosphere-troposphere exchange in cut-off-low systems. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **119**, 343 – 365.
- Reichler, Th., M. Dameris, R. Sausen und D. Nodorp, 1996: A global climatology of the tropopause height based on ECMWF-analyses. *Institut für Physik der Atmosphäre. Report No. 57*.
- Reid, S. J., and G. Vaughan, 1991: Lamination in ozone profiles in the lower stratosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **117**, 825 – 844.
- Reid, S. J., and G. Vaughan, 1993: Occurrence of ozone laminae near the boundary of the stratospheric polar vortex. *J. Geophys. Res.*, **98**, 8883 – 8890.
- Reiter, E. R., M. E. Glasser and J. D. Mahlmann, 1969: The role of the tropopause in stratospheric-tropospheric exchange processes. *PAGEOPH*, **75**, 185 – 218.
- Roeckner, E., and U. Schlese, 1985: January simulation of clouds with a prognostic cloud cover scheme. Workshop on cloud cover parameterization in numerical models, 26-28 November 1984, ECMWF Reading, 87 – 108.
- Salby, M. L., 1996: Fundamentals of Atmospheric physics. *Academic Press*.
- Sausen, R., B. Feneberg and M. Ponater, 1997: Climatic impact of aircraft induced ozone changes. *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 1203 – 1206.
- Shapiro, 1980: Turbulent mixing within tropopause folds as a mechanism for the exchange of chemical constituents between the stratosphere and troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 994 – 1004.

- Shine, K., and P. A. Sinha, 1991: Sensitivity of the earth's climate to height-dependent changes in the water vapour mixing ratio. *Nature*, **354**, 382 – 384.
- Schumann, U., 1994: On the effect of emissions from aircraft engines on the state of the atmosphere. *Ann. Geophysicae*, **12**, 365 – 384.
- Slingo, J. M. , 1980: A cloud parameterization scheme derived from GATE data for use with a numerical model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **106**, 747 – 770.
- Slingo, J. M. , 1987: The development and verification of a cloud prediction scheme for the ECMWF model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **113**, 899 – 927.
- Smith, R. N. B., 1990: A scheme for predicting layer clouds and their water content in a general circulation model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **166**, 435 – 460.
- Solomon, S., 1986: On the depletion of the antarctic ozone. *Nature*, **321**, 755 – 758.
- Stephens, G. L., and P. J. Webster, 1979: Sensitivity of radiative forcing to variable cloud and moisture. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **36**, 1541 – 1556.
- Stolarsky, R. S., in F. S. Rowland and I. S. A. Isakson (Eds.), 1988: The changing atmosphere. *J. Wiley & sons*, New York, 105 – 119.
- Sundqvist, H., E. Berge, and J. E. Kristjánsson, 1989: Condensation and Cloud Parameterization Studies with a Mesoscale Numerical Weather Prediction Model. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1641 – 1657.
- Tan, D. G. H., P. H. Haynes, A. R. MacKenzie, and J. A. Pyle, 1998: The effects of fluid dynamical stirring and mixing on the deactivation of stratospheric chlorine. *J. Geophys. Res.*, **103**, 1585 – 1605.
- Tao, W.-K., S. Lang, J. Simpson, C.-H. Sui, and M.-D. Chou, 1996: Mechanisms of Cloud-Radiation Interaction in the Tropics and Midlatitudes. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 2624 – 2651.
- Thuburn, J., and D. G. H. Tan, 1997: A parameterization of mix-down time for atmospheric chemicals. *J. Geophys. Res.*, **102**, 13037 – 13049.
- Tiedtke, M., 1993: Representation of Clouds in Large-Scale Models. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 3040 – 3061.
- Tremblay, A., A. Glazer, W. Yu, and R. Benoit, 1996: A mixed-phase cloud scheme based on a single prognostic equation. *Tellus*, **48 A**, 483 – 500.
- Tuck, A. F., D. Baumgardner, K. R. Chan, J. E. Dye, J. W. Elkins, S. J. Hovde, K. K. Kelly, M. Loewenstein, J. J. Margitan, R. D. May, J. R. Podolske, M. H. Proffitt, K. H. Rosenlof, W. L. Smith, C. R. Webster, and J. C. Wilson, 1997: The Brewer-Dobson circulation in the light of high altitude in situ aircraft observations. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **123**, 1 – 69.

- Vaughan G., J. D. Price and A. Howells, 1994: Transport into the troposphere in a tropopause fold. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **120**, 1085 – 1103.
- Vaughan G., A. K. Marsh, D. P. Warening, S. J. Pepler, B. Cox, M. Bithell, L.J. Gray, G. Ancellet, and C. Mancier, 2000: Observation of aged stratospheric air in the troposphere. *Atmos. Environment*, in press.
- Verkley, W. T. M., 1994: Tropopause Dynamics and Planetary Waves. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 509 – 529.
- Vreugdenhil, C. B., and B. Koren (Eds.), 1993: Numerical methods for advection-diffusion problems. *Vieweg, Notes on Numer. Fluid Mech.* **45**, 117 – 138.
- Walcek, C. J., 1994: Cloud Cover and Its Relationship to Relative Humidity during a Springtime Midlatitude Cyclone. *Mon. Wea. Rev.*, **122**, 1021 – 1035.
- Warmbt, W., 1979: Ergebnisse langjähriger Messungen des bodennahen Ozons in der DDR. *Zeitschrift f. Meteorologie*, Berlin, **29**, 24 – 31.
- Wirth, V., 1995: Diabatic heating in an axisymmetric cut-off cyclone and related stratosphere-troposphere exchange. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **121**, 127 – 147.
- Wirth, V., Ch. Appenzeller, and M. Juckes, 1997: Signatures of induced vertical air motion accompanying quasi-horizontal roll-up of stratospheric intrusions. *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 2504 – 2519.
- Wirth, V., 2000: Thermal versus dynamical tropopause in upper tropospheric balanced flow anomalies. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 299 – 317.
- World Meteorological Organisation (WMO), 1957: Meteorology – a three dimensional science. *WMO Bulletin*, 134 – 138.
- World Meteorological Organisation (WMO), 1974: Observation and measurement of atmospheric pollution 1973. *Special environmental report*, **3**, WMO, Helsinki, Finland .
- World Meteorological Organisation (WMO), 1986: Atmospheric ozone 1985. *Global ozone research and monitoring report*, **16**, WMO, Geneva, Switzerland .
- World Meteorological Organisation (WMO), 1992: Scientific assessment of ozone depletion 1991. *Global ozone research and monitoring report*, **25**, WMO, Geneva, Switzerland .
- Zierl, B. and V. Wirth, 1997: The role of radiation on stratosphere-troposphere exchange in an upper tropospheric anticyclone. *J. Geophys. Res.*, **102**, 23883 – 23894 .



# Dank

Zum Abschluß möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen meiner Dissertation beigetragen haben.

An erster Stelle ist hier Dr. Volkmar Wirth zu nennen, der diese Arbeit die ganze Zeit über mit großem Interesse und Engagement begleitet hat. Er nahm sich stets Zeit für Diskussionen und gab mir wertvolle Anregungen und Hinweise, die mir bei der Lösung so manchen Problems behilflich waren. Außerdem stellte er mir eine Grundversion des balancierten Modells zur Verfügung, das mir meine eigenen Forschungen sehr erleichterte, und unterstützte mich beim Verfassen der Veröffentlichung, die im Rahmen dieser Arbeit entstanden ist.

Prof. Dr. Joseph Egger danke ich, daß er mir ermöglichte, diese Dissertation in seiner Arbeitsgruppe anzufertigen. Prof. Dr. Roger K. Smith nahm sich immer wieder Zeit für Gespräche über meine Arbeit und hat sich kurzfristig dazu bereiterklärt, als Zweitgutachter zu fungieren. Auch dafür meinen herzlichen Dank.

Vielen Dank auch an alle meine Kolleginnen und Kollegen am Meteorologischen Institut München für die angenehme und nette Arbeitsatmosphäre, besonders an Dr. Wolfgang Ulrich, Andreas Pfeiffer und Dr. Günther Zängl für die Gespräche, Diskussionen und Anregungen zu meiner Arbeit. Besonders muß ich an dieser Stelle auch Heinz Lösslein erwähnen, der immer zur Stelle war, wenn die Computertechnik am Institut nicht funktionieren wollte.

Schließlich möchte ich mich noch bei Konrad Höß und meinen Eltern bedanken, die es immer wieder verstanden, mich zu motivieren und gerade in der Endphase meiner Dissertation durch ihre Geduld dafür sorgten, daß ich mich voll und ganz meiner Arbeit widmen konnte.

Dr. J.-J. Morcrette danke ich, daß er mir seinen Strahlungscode zur Verfügung gestellt hat. Diese Arbeit wurde von der EU (Vertrag ENV4-CT95-0057) und der DFG (Geschäftszeichen Wi 1685/3-1) gefördert.



## **Persönliche Daten:**

# **LEBENS LAUF**

Caroline Forster

geboren am 28. September 1968 in Augsburg

ledig

## **Schule:**

1975 - 1980

Grundschule in Augsburg

1980 - 1989

Gymnasium in Augsburg

1989

Allgemeine Hochschulreife, Note: 2,0

## **Studium:**

1989 - 1996

Studium der Meteorologie an der  
Ludwig-Maximilians-Universität München

Juli 1996

Diplom in Meteorologie, Note: sehr gut  
Thema der Diplomarbeit: „The parameterization  
of convection in numerical models”

## **Promotion:**

1996 - 2000

Promotion in Meteorologie an der  
Ludwig-Maximilians-Universität München

Augsburg, den 26. Juli 2000