

Temperatursondierung der mittleren Atmosphäre mit
Hilfe eines Kalium-Lidars



Diplomarbeit
von
Cord Fricke-Begemann

Universität Rostock
Mathematisch-naturwissenschaftliche Fakultät
Fachbereich Physik
Institut für Atmosphärenphysik
November 1997

Zusammenfassung

Inhalt der vorliegenden Arbeit ist die Bestimmung von höhen aufgelösten Temperaturprofilen der mittleren Atmosphäre im Höhenbereich von 35 - 105 km. Diese basiert auf Daten des Kalium-Resonanz-Lidars des Instituts für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn. Um den gesamten Höhenbereich mit nur einem einzigen Lidar erfassen zu können, werden zwei unterschiedliche Standardverfahren zur Temperaturbestimmung erstmalig in *einem* Gerät kombiniert: Die Bestimmung von Temperaturen anhand von Resonanzstreuung an freien Kaliumatomen (80-105 km Höhe) und die Bestimmung von Temperaturen aufgrund von Rayleighstreuung an Luftmolekülen (35-85 km). Der Schwerpunkt der Untersuchung liegt dabei auf der notwendigen Trennung von Resonanzstreuung und Rayleighstreuung im Überlappbereich um ca. 80 km Höhe und der Diskussion der dabei auftretenden Fehler. Die Anwendung des Verfahrens auf einige ausgesuchte Messungen demonstriert ihre Machbarkeit. Es werden aber auch Möglichkeiten zur Verbesserung der Meßtechnik aufgezeigt, die eine routinemäßige Anwendung in Zukunft ermöglichen würden.

Außerdem wird gezeigt, wie aus einem Vergleich von Temperaturmessungen mittels Lidar und mittels Spektrometer im Höhenbereich der Mesopause Rückschlüsse auf die emittierende Schicht und die Kalibrierung der Meßgeräte gezogen werden können.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	3
1.1	Aufbau der Atmosphäre	3
1.2	Motivation und Aufgabenstellung	4
2	Beschreibung der Meßgeräte	8
2.1	Beschreibung des Kalium-Lidars	9
2.1.1	Der Alexandritlaser	9
2.1.2	Das Seeder-System	12
2.1.3	Der „Spectrumanalyser“	13
2.1.4	Die Empfangsoptik	13
2.1.5	Die Datenaufnahme	14
2.2	Weitere Lidar-Geräte	15
2.3	Airglow-Messungen	17
2.3.1	Airglow	17
2.3.2	Temperaturbestimmung	18
2.3.3	Das Spektrometer der GHS Wuppertal	19
2.3.4	Das „OH & O ₂ Image“-Gerät der Aerospace Corporation	20
3	Methodische Grundlagen	23
3.1	Die Lidargleichung	23
3.1.1	Streuprozesse	24
3.1.2	Relativmessungen	25
3.1.3	Fehlerbetrachtung	25
3.1.4	Untergrundbestimmung	26
3.2	Temperaturberechnung aus dem Dichteprofil	28
3.3	Temperaturberechnung aus der Dopplerverbreiterung	30
3.3.1	Kalium-Resonanz-Linie	30
3.3.2	Bestimmung der Resonanzlinienform	32
3.3.3	Kalium-Temperaturen	33

3.4	Die Kaliumschicht	34
4	Kombination der Verfahren	39
4.1	Berechnung der Dichte-Temperaturen	40
4.1.1	Starttemperatur	40
4.1.2	Anfangshöhe	41
4.1.3	Mittelung	42
4.2	Erkennung der Hyperfeinstruktur	45
4.2.1	Probleme des HFS-Fits	45
4.2.2	Systematische Fehlerquellen	46
4.2.3	Integralbildung	49
4.2.4	Detektion von Kalium in der Thermosphäre	50
4.3	Trennung der Signale	52
4.4	Temperaturvergleiche	55
4.4.1	Mittelungen	55
4.4.2	Dichte-Temperaturen von Kalium- und RMR-Lidar	60
4.5	Interpolation bei geringen Kaliumdichten	63
4.6	Kontinuierliche Temperaturprofile	66
5	Resultate der Airglow-Messungen	71
5.1	Herbstübergang im OH/O ₂	71
5.2	Lidar-Spektrometer-Vergleiche	73

Kapitel 1

Einführung

1.1 Aufbau der Atmosphäre

Die Erdatmosphäre kann nach verschiedenen Kriterien unterteilt werden. Ein sehr informationsreiches Kriterium für die vertikale Strukturierung ist die Temperatur. Ihr Wert und ihre Variation sind mit vielen Erscheinungen in der Atmosphäre verknüpft, so daß sie als Indikator zum Beispiel zur Untersuchung von Wellenerscheinungen verwendet werden können. Andererseits ist die Temperatur als Parameter für verschiedenste Prozesse (z. B. chemische Reaktionen) von großer Bedeutung und stellt somit ein Bindeglied dar, zum Beispiel zwischen Dynamik, Strahlungsbilanz, chemischer und Partikel-Zusammensetzung.

Abbildung 1.1 zeigt in einem Höhenprofil die charakteristischen Höhenbereiche. Die Daten entstammen der Modellatmosphäre CIRA 86 (COSPAR International Reference Atmosphere, 1990). Man bezeichnet dabei die Obergrenzen der jeweiligen „Sphären“ als Tropopause (ca. 10 km), Stratopause (ca. 50 km) und Mesopause (ca. 85-100 km).

Die Mesopause ist bis auf wenige Ausnahmen (im Winter kann es in polaren Breiten an der Tropopause kälter werden) die Höhe mit der absolut niedrigsten Temperatur in der Atmosphäre. Sie ist im Sommer kälter als im Winter und liegt in geringerer Höhe.

Die Atmosphäre ist bis etwa 100 km turbulent durchmischt, so daß ein konstantes Mischungsverhältnis der chemisch trägen Gase beobachtet wird, jedoch nicht der Spurengase (z. B. Ozon) oder Aerosole. Daher weisen die Hauptkomponenten der Atmosphäre bis dorthin eine einheitliche prozentuale Häufigkeit auf, so daß ein konstantes mittleres Atomgewicht der Atmosphäre angegeben werden kann. Oberhalb dieser Höhe, der sogenannten Turbopause, dominiert die molekulare Diffusion, die für verschiedene Gase unterschiedlich schnell abläuft, was zu einer Entmischung führt. Damit stellt die Mesopausenregion einen wichtigen Übergangsbereich in der Erdatmosphäre dar.

Im Höhenbereich der Mesopause sind Schichten freier Metallatome anzutreffen. Als Quelle hierfür wird der Eintrag von täglich ca. 40 Tonnen kosmischen Materials, Staub und Meteoride, angegeben [Alp93]. Der größte Teil davon ver-

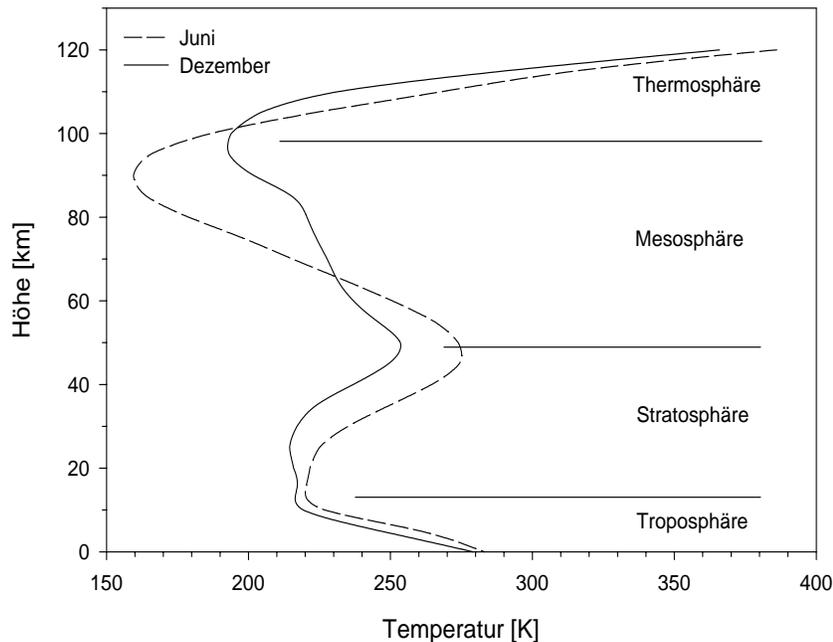


Abbildung 1.1: Temperaturverlauf der Erdatmosphäre im zonalen Mittel für die Monate Juni und Dezember bei 50°N nach der Modellatmosphäre CIRA 86.

dampft beim Eintritt in die Atmosphäre in 80-100 km. Nur wenige Partikel verglühen sichtbar („Meteore“, mit einem Durchmesser von mehr als 1 cm), der kleinste Teil erreicht die Erdoberfläche („Meteoriten“). Als Senke freier Metallatome sind chemische und photochemische Prozesse anzusehen, bei denen Moleküle gebildet werden, die aufgrund ihrer größeren Masse zum Boden absinken. Die Atomdichte in den Metallschichten wird damit sowohl von der Eintragsrate als auch von der Lebensdauer der Atome bestimmt.

1.2 Motivation und Aufgabenstellung

Der Höhenbereich der Mesopause ist, besonders für Temperaturmessungen, nur schwer zugänglich. Das gilt sowohl für satellitengetragene Meßgeräte als auch für in-situ-Messungen, die nur raketengestützt und selbst bei großem Aufwand nur punktuell möglich sind. Mit geringerem Aufwand sind dagegen bodengestützte Fernerkundungs-Messungen verbunden, zu denen Messungen mit Spektrometern und Lidar-Geräten gehören. Die Abkürzung Lidar (**L**ight **d**etecting **a**nd **r**anging) ist von dem Wort Radar abgeleitet und bezeichnet eine optische Sondierungstechnik, die seit einigen Jahrzehnten die Möglichkeiten der Erforschung der Atmosphäre beträchtlich erweitert hat.

Die Temperaturmessungen mit Hilfe von Lidargeräten zeigen, daß die Mesopause und die Temperatur in dieser Region ein ungewöhnliches bimodales Verhalten aufweisen. Danach nimmt die Atmosphäre ihr Temperaturminimum zwischen Mesosphäre und Thermosphäre in einem von zwei separaten schmalen Höhenbereichen an. Die Luft in dem Zwischenbereich weist dagegen fast nie die tiefste Temperatur auf.

Dieses bisher kaum bekannte Verhalten konnte auch mit dem Kalium-Temperatur-Lidar des IAP beobachtet werden (Gerät und Meßverfahren werden in den folgenden Kapiteln erläutert). Die während einer Meßkampagne auf dem Forschungsschiff „Polarstern“ im Frühjahr 1996 gewonnenen Ergebnisse zu diesem Thema sind in [vZa96b] dargestellt. Über Kühlungsborn konnten von Juni 1996 bis September 1997 in insgesamt 91 Nächten Temperaturmessungen durchgeführt werden, deren Mittelwert als jeweiliges klimatologisches Mittel angesehen werden kann. Das aus diesen Messungen abgeleitete Verhalten der Mesopause ist in den Abbildungen 1.2 und 1.3 dargestellt.

Man erkennt, daß die Temperatur ihr Minimum entweder in 87 ± 3 km Höhe oder in 100 ± 3 km annimmt. In Abbildung 1.2 ist der Höhenbereich von 91 km bis 95 km gekennzeichnet, in den die Mesopause im Nachtmittel fast nie fällt. Zwischen den beiden Zuständen findet ein sprunghafter Übergang im Frühjahr und im Herbst statt, so daß sie den Jahreszeiten Sommer und Winter zugeordnet werden können. Die bisher allgemein angenommene Mesopausenhöhe von ca. 85 km entspricht dabei dem kürzeren Sommerzustand. Die Temperatur der Mesopause (Abb. 1.3) zeigt dagegen einen relativ kontinuierlichen Verlauf.

Eine Untersuchung der Jahresverläufe der Temperatur in einer festen Höhe zeigt, daß die Variation in 87 km Höhe maximal (± 25 K) und in 96 km mit nur ± 3 K minimal ist. Oberhalb von 96 km Höhe zeigt die Temperatur eine positive, darunter eine negative Korrelation mit dem solaren Strahlungseinfall. Daher muß die Temperatur hier durch andere Prozesse als den Strahlungshaushalt bestimmt werden.

Eine eingehendere Diskussion des Verhaltens der Mesopause in Abhängigkeit von Jahreszeit und geographischer Breite unter Einbeziehung der hier vorgestellten Daten findet sich in [She97]. Wie auch in anderen Arbeiten (z.B. [She95], [vZa96b]) wird dort gezeigt, daß die meisten Modellatmosphären wie die CIRA 86 die Temperatur der Atmosphäre im Höhenbereich der Mesopause nur unzureichend beschreiben.

Aufgrund ihres Meßprinzips können Metall-Lidar-Geräte nur dort zur Temperaturbestimmung benutzt werden, wo sich freie Metallatome in der Atmosphäre befinden. Dieser Höhenbereich erstreckt sich typischerweise von 80 bis 105 km. Gerade im Sommer kann die Untergrenze jedoch deutlich darüber liegen, so daß die Mesopause sich eventuell unterhalb der Metallschicht befindet und von den Messungen nicht erfaßt werden kann.

Die Frage liegt daher nahe, wie sich das Temperaturverhalten der Atmosphäre unterhalb der Metallschichten fortsetzt. Prinzipiell lassen sich die Temperaturen aus der Dichte der Atmosphäre ableiten, die sich wiederum mit Lidars messen läßt. Aus verschiedenen Gründen (vgl. Abschnitt 4.1) stehen in einem

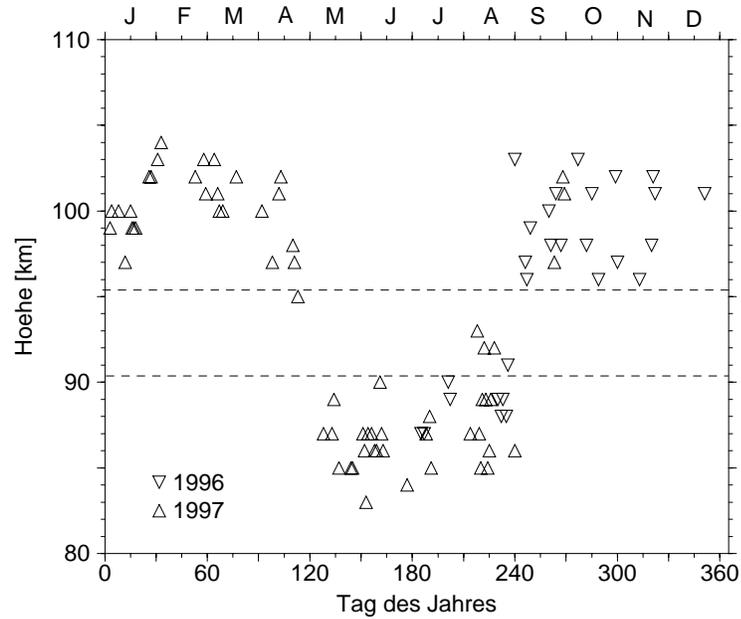


Abbildung 1.2: Der Jahresgang der Mesopausenhöhe nach den Kalium-Lidar-Messungen über Kühlungsborn. Es sind nur Messungen mit einer Dauer von mehr als 3 Stunden dargestellt. Die Höhenauflösung der Berechnung betrug 1 km. Die Monatsbezeichnungen sind nur als Anhalt mit je 30 Tagen Abstand eingetragen.

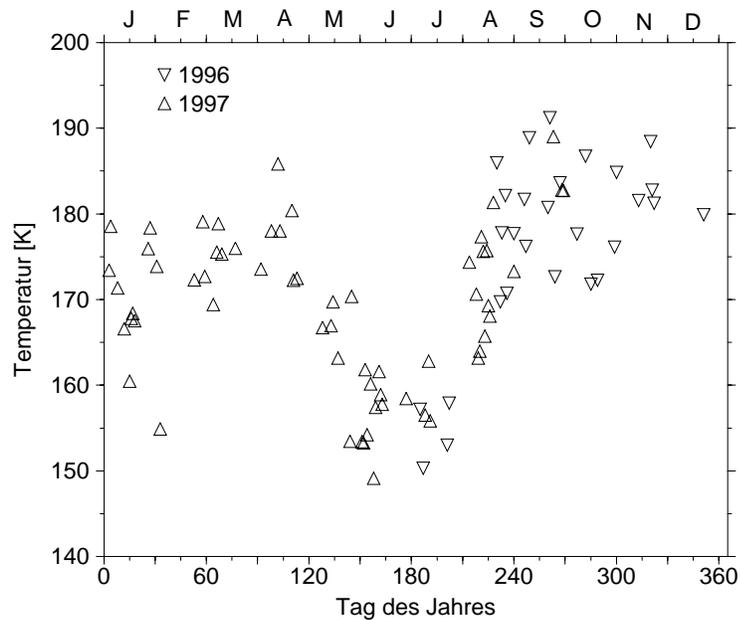


Abbildung 1.3: Der Jahresgang der Mesopausentemperatur über Kühlungsborn für den gleichen Datensatz wie in Abb. 1.2. Die Fehler der einzelnen Meßwerte sind kleiner als 5 K.

Bereich direkt unterhalb der Metallschichten jedoch nur sehr wenige Temperaturmessungen zur Verfügung. Eine Möglichkeit, diese Lücke von etwa 10 km in den Meßwerten zu schließen, liegt in der kombinierten Anwendung beider Verfahren zur Temperaturberechnung auf die Messungen *eines* Lidars. Der Frage der prinzipiellen Durchführbarkeit einer solchen Kombination zur Bestimmung eines durchgehenden Temperaturprofils von ca. 35 bis 105 km Höhe mit dem Kalium-Lidar des IAP soll in der vorliegenden Arbeit nachgegangen werden.

Die Kombination verschiedener Meßverfahren und Meßgeräte kann nicht nur zu einer Verbesserung oder Erweiterung der Verfahren dienen, sondern auch in Vergleichen ihrer Ergebnisse zur Überprüfung der Geräte und Berechnungen ebenso wie zur Beobachtung der zugrunde liegenden physikalischen Prozesse benutzt werden. Die Überprüfung der Ergebnisse ist deshalb von Interesse, weil eine absolute Kalibrierung von Meßsystemen zur Fernerkundung stets problematisch ist. Zu diesem Zweck werden seit dem Sommer 1997 zwei Gast-Experimente am IAP betrieben, zu denen in dieser Arbeit eine erste stichprobenartige Auswertung erfolgen soll.

Kapitel 2

Beschreibung der Meßgeräte

Diese experimentelle Diplomarbeit wurde am Institut für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn (IAP), einem An-Institut der Universität Rostock, angefertigt. Die Arbeitsgruppe „Optische Sondierung der Atmosphäre“ des IAP verfügt am Standort des Instituts ($54,1^{\circ}\text{N}$, $11,8^{\circ}\text{O}$) über drei Lidar-Geräte. Diese Arbeit wurde im wesentlichen am Kalium-Temperatur-Lidar durchgeführt, das zusammen mit Dr. J. Höffner, V. Eska und J. Oldag betrieben wurde. Zusätzlich existiert ein weiteres Metall-Resonanz-Lidar für Messungen verschiedener Metalle und ein Rayleigh-Mie-Raman-Lidar. Die Wellenlängen, mit denen diese Lidars arbeiten, sind in Tabelle 2.3 zusammengefaßt.

Lidar-Geräte sind aktive Fernerkundungsgeräte, die mit einem gepulsten Sendelaser verschiedene Streuprozesse in der Atmosphäre anregen. Rückgestreutes Licht wird mit einem optischen Teleskop empfangen und in einem Photomultiplier registriert. Aus der Differenz zwischen dem Zeitpunkt des Aussendens des Laserpulses und des Empfangens kann die Entfernung des Volumens bestimmt werden, in dem die Streuung erfolgte.

Die Messungen dieser Geräte dienen einer Vielzahl von wissenschaftlichen Zielen, für die die Messung der Temperatur eine zum Teil wichtige Rolle spielt:

- Jährliche Variation der Mesopause
- Vergleichende Chemie der Metallschichten
- Gezeiten nahe der Mesopause
- Sporadische Metallschichten
- Charakterisierung von stratosphärischen und mesosphärischen Wolkenpartikeln
- Aeronomie der Meteoroiden
- Klimatologie von Aerosolen

Zusätzlich zu diesen Geräten des IAP werden seit Juni 1997 ein OH-Spektrometer der Gesamthochschule Wuppertal und ein System der Aerospace Cor-

poration, Los Angeles, USA, zur Abbildung des Luftleuchtens von O_2 und OH^* vorübergehend im IAP betrieben.

Messungen mit den Lidar-Geräten bedürfen einer manuellen Kontrolle, so daß sie nur bei guten Bedingungen oder besonderem Bedarf durchgeführt werden. Die passiven Strahlungsmeßgeräte dagegen arbeiten im wesentlichen automatisch und sind damit besser für kontinuierliche Langzeitmessungen geeignet.

Uhrzeiten sind in der vorliegenden Arbeit in UT ('universal time') angegeben, soweit nicht anders erwähnt. Für die mitteleuropäische Zeitzone gelten die Zeiten MEZ = UT + 1:00 h bzw. MESZ = UT + 2:00 h. Für den Standort des IAP ($11,8^\circ O$) beträgt die Lokalzeit $LT = UT + 0:47$ h. Die Datumsangabe für Nachtmessungen erfolgt stets durch das Datum des darauffolgenden Morgens.

Die Durchführung von bodengestützten Lidarmessungen oberhalb der Tropopause ist nur bei klarem Himmel möglich, da beim Auftreten von Wolken oder Nebel eine starke oder vollständige Streuung der Strahlung erfolgt.

2.1 Beschreibung des Kalium-Lidars

Das IAP betreibt seit 1995 ein Kalium-Temperatur-Lidar. Das Prinzip ist in der Abbildung 2.1 dargestellt, die wichtigsten Parameter sind in Tabelle 2.2 zusammengefaßt. Die einzelnen Elemente werden in den folgenden Abschnitten erläutert.

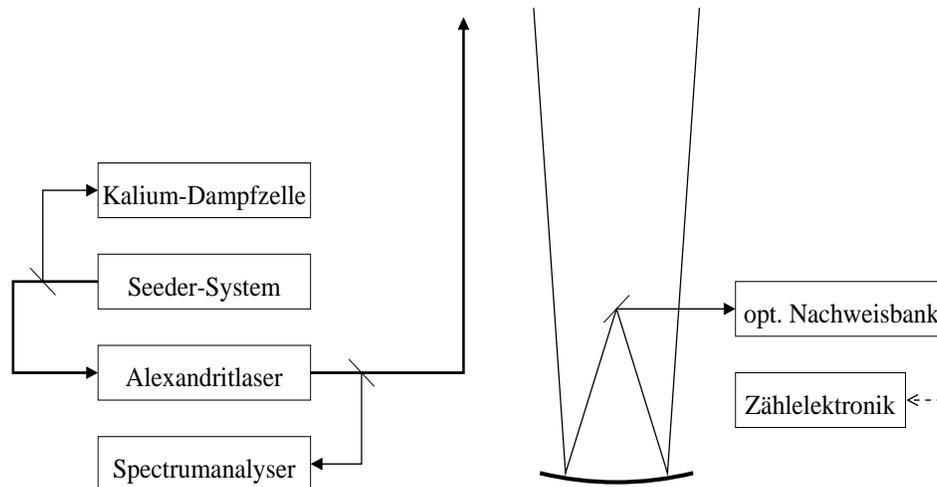


Abbildung 2.1: Prinzipieller Aufbau des IAP-Kalium-Lidars

2.1.1 Der Alexandritlaser

Für das Lidarverfahren wird ein kurzer, starker Lichtpuls benötigt, der eine geringe Divergenz aufweist. Als Lichtquelle kommen deshalb nur Laser in Betracht, wodurch die historische Entwicklung der Lidartechnik eng mit den Fortschritten in der Lasertechnologie verbunden ist. Das Kalium-Lidar wurde für die

spektrale Untersuchung einer Resonanzlinie ($K(D_1)$, siehe Abschnitt 3.3.1) der atmosphärischen Kalium-Atome gebaut. Deshalb muß die Lichtquelle außerdem spektral sehr schmalbandig sein und durchstimmbare im nahen Infrarot arbeiten. Das Kernstück des Kalium-Lidars bildet deshalb ein gepulster, von einem „Injection-Seeder“ geregelter Alexandrit-Laser. Dieser basiert auf einem kommerziellen Laser des Herstellers Light Age Inc. (Modell PAL 101). Der Seeder emittiert Licht der gewünschten Wellenlänge, das in den Laserresonator ein-koppelt wird und dort den Laserprozeß stimuliert. Die Erläuterung der Seeders erfolgt in Abschnitt 2.1.2.

Alexandrit ($\text{BeAl}_2\text{O}_4 : \text{Cr}^{3+}$) ist ein rubin-ähnlicher Festkörper, dessen Energieniveaus durch Schwingungszustände aufgespaltenen sind. Durch die Verbreiterung der einzelnen Niveaus entstehen kontinuierliche Energieniveaus, die den Bau eines durchstimmbaren Lasers für den Wellenlängenbereich von 710-820 nm ermöglichen. Gepumpt wird der Kristall von zwei Blitzlampen, die parallel zum Kristall in einer doppelt-elliptischen Pumpkammer untergebracht sind. Der Kristall wird durch ein Wasserbad auf einer Betriebstemperatur von ca. 84°C gehalten. Der Alexandritkristall ist optisch doppelbrechend und strahlt bei spontaner Emission stark polarisiertes Licht ab. Der Verstärkungsfaktor bei stimulierter Emission ist 10-mal größer, wenn das Licht in dieser Ebene polarisiert ist, als bei dazu senkrecht polarsiertem Licht. Deshalb arbeitet der gesamte Laser mit linear polarisiertem Licht.

Der Laser besitzt einen Ringaufbau mit einer Umlauflänge von ca. 1,5 m und einer festgelegten Umlaufrichtung des Laserlichts (‘unidirectional ring laser’). Die Kristalle emittieren Licht in beide Richtungen, so daß sich in dem Resonatorring eine stehende Welle ausbilden könnte, wenn nicht eine Umlaufrichtung unterdrückt würde. Durch eine stehende Welle würde ein räumlich ungleichmäßiger Abbau der Besetzungsinversion im Alexandritkristall (‘spatial hole burning’) erfolgen, was zu zeitlich nachfolgenden Laserpulsen führen könnte. Der Aufbau enthält zwei Pumpkammern, die um 90° gegeneinander gedreht sind. Zwischen ihnen befindet sich eine $\lambda/2$ -Platte, um die Polarisations-ebene des umlaufenden Strahls ebenfalls um 90° zu drehen. Zur Regulierung der Strahldivergenz befinden sich drei Linsen im Strahlengang, die das ‘thermal lensing’ ausgleichen, eine Linsenwirkung der gepumpten Alexandritstäbe aufgrund ihrer radialen Temperaturverteilung.

Die Umlaufrichtung des linear polarisierten Lichts wird durch einen optischen Isolator vorgegeben. Der Isolator besteht aus einem Faradayrotator und einem Quarzrotator. Der Faradayrotator dreht die Polarisations-ebene des durchlaufenden Lichts aufgrund des magneto-optischen Effektes. Dadurch hängt die Richtung, in die die Polarisations-ebene gedreht wird, von der Strahlrichtung ab. Der Quarzrotator dagegen dreht die Polarisations-ebene unabhängig von der Strahlrichtung. Damit wird der unerwünschte Strahl effektiv nicht, der erwünschte jedoch um 90° in seiner Polarisation gedreht. Die Polarisation des erwünschten Strahls liegt damit wieder richtig, wenn der Strahl in die erste Pumpkammer eintritt. Der Strahl mit der unerwünschten Umlaufrichtung dagegen hat eine Polarisation, die an den folgenden Optiken hohe Verluste verursacht und ihn so stark dämpft, daß kein Laserprozeß zustande kommt.

Zur Einkopplung des Seeder-Strahls befindet sich ein Dünnschichtpolarisator in Strahlengang. Durch einen „Tuner“ mit 0,3 nm Bandbreite wird Strahlung unterdrückt, die nicht im gewünschten Wellenlängenbereich liegt. Ein Q-Switch verhindert ein zu frühes Einsetzen des Laserprozesses, indem er die Verluste des Laserresonators erhöht, solange er nicht freigeschaltet ist. Mit einer Photodiode wird festgestellt, wann sich der Resonator mit der eingestrahlten Wellenlänge des Seeders in Übereinstimmung befindet, um dann den Q-Switch freizuschalten. Außerdem befindet sich eine Modenblende im Strahlengang, die zur Unterdrückung anderer Moden als der TEM₀₀-Mode dient.

Der longitudinale Modenabstand des Resonators beträgt 200 MHz. Bei Einstrahlung von ausreichend monochromatischem Seeder-Licht kann durch die verschiedenen Bauteile ein Abfließen des Laserprozesses in nur einer Mode erreicht werden („Single-Mode-Betrieb“).

Lasermedium	Alexandrit
Aufbau	Ring, unidirektional
Wellenlänge	770 nm, durchstimbar
spektrale Breite	≤ 20 MHz
Polarisation	linear
Repetitionsrate	30 Hz
Pulsenergie	200 mJ
Pulsdauer	130 ns
Pulslänge	39 m
Strahldivergenz	2 mrad

Tabelle 2.1: Eigenschaften des Alexandritlasers

Die Tabelle 2.1 enthält eine Aufstellung der typischen Betriebsparameter des Lasers. Da bei der Justierung des Lasers die Priorität stets auf einem stabilen Single-Mode-Betrieb liegt, können die aktuellen Parameter zum Teil deutlich von den angegebenen Werten abweichen. Eine ausführliche Behandlung des Lasers findet sich in [Schm95]. Die Repetitionsrate war von ursprünglich 25 Hz zwischenzeitlich auf 33 Hz erhöht worden. Daraufhin sind jedoch thermische Probleme mit den Pumpkammern aufgetreten, so daß die Repetitionsrate wieder auf derzeit 30 Hz verringert werden mußte.

Für den Lidarbetrieb wird der Laserstrahl zunächst durch ein Fünffach-Aufweitungsteleskop auf einen Durchmesser von ca. 10 mm geweitet, was die Strahldivergenz von ca. 2 mrad auf ca. 0,4 mrad reduziert. Das entspricht einem Strahldurchmesser von 36 m in 90 km Höhe. Die Divergenz wird jedoch nicht gemessen, sondern kann nur aus dem Vergleich mit dem bekannten Gesichtsfeld des Teleskops abgeschätzt werden.

Hinter der Aufweitungsteleskop wird der Strahl vertikal in die Atmosphäre umgelenkt. Bei horizontalen Windgeschwindigkeiten von 10 m s^{-1} , wie sie für den Mesopausenbereich typisch sind, liegt die Aufenthaltsdauer eines Luftpaketes im Strahl somit im Sekundenbereich. Die auf größeren zeitlichen Skalen beobachteten Variationen sind also nicht auf Veränderungen im beobachteten

Luftpaket zurückzuführen, sondern auf Unterschiede verschiedener, sukzessive durch das untersuchte Volumen gewebter Luftmassen. Die zeitlichen Veränderungen im Lidarsignal entsprechen daher einer horizontalen Struktur entlang der Trajektorien der Luftpakete, überlagert mit deren zeitlicher Variation.

Die spektrale Breite des Lasers wird mit dem sogenannten Spectrumanalyser bestimmt und liegt unterhalb der Auflösung des Gerätes von 20 MHz (vgl. 2.1.3). Bei einer Wellenlänge von 770 nm entspricht dies einer Breite von 0,04 pm. Das Fourierlimit läßt sich abschätzen als $\Delta f = 1/t$ (nach [Tre85]). Für einen Puls von 130 ns Dauer beträgt es ca. 7,7 MHz und liegt damit deutlich niedriger als 20 MHz.

2.1.2 Das Seeder-System

Das Seeder-Prinzip beruht darauf, daß Licht von einem sehr schmalbandigen Laser auf der gewünschten Wellenlänge in den Resonator eingekoppelt wird. Im Laser findet dann stimulierte Emission bevorzugt auf dieser Wellenlänge statt, was zu einem ebenfalls sehr schmalbandigen Laserstrahl führt. Als Seeder wird ein Diodenlaser verwendet. Mit der Diode soll ein Wellenlängenbereich von etwa 4 pm um das Maximum der Kalium(D₁)-Resonanzlinie kontinuierlich durchgestimmt werden. Halbleiter-Laserdioden werden für viele Anwendungen in großer Stückzahl gebaut (z.B. mit 785 nm für den Einsatz in CD-Playern). Dioden, die sehr schmalbandiges Licht emittieren, sind für 785 nm und 760 nm erhältlich, jedoch nicht für die benötigte Wellenlänge von 770 nm. Da die emittierte Wellenlänge von der Betriebstemperatur und dem Diodenstrom abhängt, ist es jedoch bei einigen Dioden trotzdem möglich, den gewünschten Wert zu erreichen. Es hat sich allerdings gezeigt, daß der Arbeitspunkt nicht sehr stabil war, oder die Wellenlänge zum Teil vorrübergehend gar nicht erreicht werden konnte. Deshalb wird seit dem 6. 7. 1997 ein extern stabilisierter Diodenlaser (TUI Laser GmbH, Modell DL 100) benutzt. Über ein Reflexionsgitter wird hierbei ein Teil der emittierten Strahlung auf die Diode zurückgekoppelt. Damit entsteht ein externer Resonator, dessen Resonanzwellenlänge einstellbar ist. Die Emission des Systems wird damit auf die eingestellte Resonanz festgelegt.

Da die Dioden sehr empfindlich auf Rückkopplung reagieren, muß verhindert werden, daß von außerhalb weitere Rückreflexe auf die Diode treffen. Deshalb muß der, ebenfalls linear polarisierte, Diodenstrahl zwei optische Isolatoren passieren, bevor er in eine polarisationserhaltende single-mode-Glasfaser eingekoppelt wird. Die Unterdrückung in Gegenrichtung liegt bei 10³ je Isolator. Nach der Auskopplung aus der Glasfaser wird der Strahl zunächst leicht aufgeweitet und passiert einen weiteren Isolator zur Unterdrückung von Rückkopplungen aus der Alexandritlaser.

Die Laserdiode emittiert mit einer Leistung von etwa 15-20 mW kontinuierlich, im sogenannten cw-Betrieb (continuous wave). Vor der Einkopplung in die Glasfaser werden über eine Glasplatte etwa 4 % der Energie ausgespiegelt. Dieser Anteil wird in eine Kalium-Dampfzelle gelenkt, in der ein Photomultiplier das gestreute Licht registriert. Somit kann direkt festgestellt werden, ob die Wellenlänge der Diodenstrahlung zu einer Resonanzstreuung an Kalium-

Atomen führt. Die Resonanzstreuung behandelt der Abschnitt 3.3.1. Damit liegt ein absolutes Maß für die Wellenlänge vor. Über diese Zelle soll langfristig mit einem lock-in-Verfahren die Wellenlänge der Laserdiode direkt an die atomare Resonanz gekoppelt werden. Derzeit wird der Arbeitspunkt der Diode noch manuell eingestellt.

Im ursprünglichen Aufbau konnte der Seeder-Strahl durch den Alexandrit-Resonator kontinuierlich in die Atmosphäre gelangen. Da dieser Strahl nicht zeitlich mit dem Laserpuls gekoppelt war, hat die durch ihn verursachte atmosphärische Rückstreuung zu einem erhöhten Untergrund des detektierten Signals geführt. Seit Dezember 1996 wird ab dem Zeitpunkt der Emission des Laserpuls während der Messung des atmosphärischen Rückstreusignals der Seederstrahl unterdrückt und erst anschließend wieder in den Laserresonator eingekoppelt. Dazu wird eine Pockels-Zelle benutzt, die den elektrooptischen Effekt ausnutzt, um durch Anlegen einer Spannung an einen geeigneten doppelbrechenden Kristall die Polarisationssebene des hindurchtretenden Lichts zu drehen. Durch den eingebauten Polarisator wird der Lichtstrahl danach unterdrückt. Der Untergrund konnte dadurch erheblich reduziert werden.

2.1.3 Der „Spectrumanalyser“

Ein geringer Anteil des emittierten Laserlichts wird in den den sogenannten Spectrumanalyser eingekoppelt. Dieser besteht aus einem Temperatur-stabilisierten Fabry-Perot-Etalon dessen Plattenabstand durch Piezos genau konstant (ca. 5,2 cm) gehalten wird. Der freie Spektralbereich beträgt 1 GHz, was bei einer Wellenlänge von 770 nm etwa 2 pm entspricht. Das spektrale Auflösungsvermögen liegt bei 20 MHz. Die Interferenzringe werden auf ein lineares Feld aus 512 Photodioden abgebildet, aus deren Informationen für jeden Laserpuls in Echtzeit die genaue relative Wellenlänge und die spektrale Reinheit berechnet werden. Das absolute Maß für die Wellenlänge gibt dabei die atomare Resonanzlinie selbst. Die Software des Meßcomputers ordnet jeden Puls einem von 18 Kanälen zu, die jeweils 0,18 pm breit sind (bzw. 0,16 pm vor dem 5.2.1997).

2.1.4 Die Empfangsoptik

Der Nachweis der aus der Atmosphäre zurückgestreuten Strahlung findet in der sogenannten optischen Bank statt. Als Empfangsteleskop dient ein parabolischer Spiegel mit 81 cm Durchmesser. Dieser ist vertikal ausgerichtet und so aufgebaut, daß die optische Achse in ca. 0,5 m Entfernung parallel zur optischen Achse des Laserstrahls verläuft. Diese Parallelstellung wird durch eine Maximierung des Atmosphärensignals aus 30-40 km Höhe nach jeder Justierung des Lasers nachgestellt, indem der Umlenkspiegel für den Laserstrahl entsprechend gekippt wird.

Im Brennpunkt des Spiegels ist das Ende einer Glasfaser positioniert, die das Licht zur optischen Bank leitet. Dort befindet sich zunächst ein mechanischer Chopper, eine mit ca. $10\,000\text{ U min}^{-1}$ rotierende Scheibe mit vier Flügeln, die das rückgestreute Licht aus den unteren 30 km abblockt. Dieses wäre zu

intensiv, so daß der Photomultiplier übersteuert und für einige Millisekunden „blind“ werden würde. Das Licht wird anschließend durch Linsenoptiken auf die Kathode des Photomultipliers fokussiert und passiert dabei einen Interferenzfilter mit 1,1 nm Bandbreite zur Unterdrückung von Hintergrundstrahlung. Trotzdem ist der Teil der Hintergrundstrahlung, der noch auf den Detektor gelangt, so groß, daß nur bei Nacht gemessen werden kann und schon helles Mondlicht die Qualität der Messung beeinträchtigt.

2.1.5 Die Datenaufnahme

Der zeitliche Ablauf jedes einzelnen Laserpulses wird von einer Synchronisationselektronik gesteuert. Wenn das Chopperrad eine gewünschte Position erreicht hat, werden die Blitzlampen gezündet. Eine festgelegte Zeit später, wenn die Besetzungsinversion der Alexandritstäbe ihr Maximum erreicht hat, wird durch die Photodiode im Laser festgestellt, wann der Laserresonator und der Seederstrahl sich in Resonanz befinden. Erst in dem Moment wird der Q-Switch freigeschaltet und der Laserpuls kann sich aufbauen. Um dieses Verfahren zu stabilisieren, wird gleichzeitig schnell die Wellenlänge des Seeders um mehrere freie Spektralbereiche des Resonators variiert, da die zufällige Übereinstimmung nicht immer erreicht wird. Mit einer Photodiode wird anschließend der Zeitpunkt bestimmt, an dem der Laserpuls in die Atmosphäre ausgetreten ist, und der Zähler der Nachweiselektronik gestartet.

Der Photomultiplier erzeugt für jedes eintreffende Photon ein elektrisches Signal, das über einen Vorverstärker und einen Diskriminator in logische Impulse umgewandelt wird. Diese werden von einem Zähler über einen Zeitraum von $1,3 \mu\text{s}$, entsprechend einem Entfernungsintervall von 200 m aufsummiert, danach wird der nächste Kanal des Zählers gestartet. Die Bandbreite des Systems beträgt ca. 50 MHz. Um eine korrekte Funktionsweise sicherzustellen, sollte die tatsächliche Zählrate jedoch deutlich darunter liegen, unter anderem weil das zeitliche Auftreten der Zählimpulse statistisch verteilt ist. Eine Zählrate von 0,75 MHz entspricht einem Photon pro Höhenkanal und Laserpuls. Der Zähler benutzt 2048 Kanäle, die mit 200 m Höhenauflösung die unteren 409,6 km der Atmosphäre abdecken. Typischerweise erhält man aus dem Maximum der Kaliumschicht etwa 1 Photon pro Höhenkanal innerhalb von 10 Laserpulsen.

Von einem Computer werden anschließend die Zähler ausgelesen und zusammen mit dem berechneten Wert für die Wellenlänge für jeden einzelnen Laserpuls gespeichert. Dabei werden Pulse automatisch aussortiert, deren spektrale Reinheit nicht zufriedenstellend war, die außerhalb des betrachteten Spektralbereichs lagen oder deren Rückstreurrate zu gering war (etwa bei durchziehenden Wolken). Für die meisten Auswertungen ist die zeitliche Auflösung von 1/30 s jedoch nicht verwertbar. Deshalb werden jeweils 4000 Pulse sofort unter Berücksichtigung der 18 Kanäle aufsummiert. Die Datenmenge wird dadurch erheblich reduziert. In fast allen Auswertungen werden diese Dateien als eine Einheit behandelt, was einer Zeitauflösung von 2-3 Minuten entspricht. Außerdem werden die Zählraten oberhalb von 150 km für jeweils einen Kilometer aufsummiert, da von diesem Höhenbereich keine Auswertung erfolgt, die eine feinere vertikale

Auflösung erfordert.

Abschließend sind die Daten des Lidarsystems noch einmal in der Tabelle 2.2 zusammengefaßt.

Lasertyp	unidirektionaler Alexandrit-Ringlaser
Seeder	extern stabilisierter Diodenlaser
Wellenlänge	768-772 nm
Repetitionsrate	30 Hz
Pulsenergie	200 mJ
Pulsdauer	130 ns
Spektrale Breite	≤ 20 MHz
Empfangsspiegel	\varnothing 81 cm
Teleskop-Gesichtsfeld	0,79 mrad
Interferenzfilter	1,1 nm
Höhenauflösung	200 m
Bandbreite des Detektors	50 MHz
Benutzte Resonanzlinie	K(D ₁)
Wellenlängenerfassung	18 Kanäle, je 0,18 pm

Tabelle 2.2: Die wichtigsten Betriebsparameter des IAP-Kalium-Lidars

Das Gerät ist in einem Standard-20-Fuß-Container untergebracht und damit transportabel. Das Lidar wurde von Januar bis Herbst 1995 bei der Außenstelle des IAP in der Nähe von Juliusruh (54°N, 13°O) auf der Insel Rügen betrieben. Während einer Kampagne auf dem Forschungsschiff „Polarstern“ vom 17.3.1996 bis zum 18.6.1996 konnten Messungen in der Antarktis und über weiten Teilen des Atlantiks durchgeführt werden. Seit dem 27.6.1996 findet ein regelmäßiger Meßbetrieb am Ort des IAP in Kühlungsborn statt.

2.2 Weitere Lidar-Geräte

Seit Dezember 1996 wird im IAP ein Lidar-System für Dichte-Messungen von verschiedenen Metallen betrieben. Dieses System besteht aus zwei Farbstofflasern, die gemeinsam von einem Excimer-Laser gepumpt werden. Damit sind Messungen auf zwei Wellenlängen gleichzeitig möglich, die zudem gleichzeitig und in demselben Luftvolumen erfolgen, da sie dieselbe Empfänger-Optik benutzen. Tabelle 2.3 zeigt die benutzten Wellenlängen und die Metalle, an denen Dichtemessungen durchgeführt werden. In der vorliegenden Arbeit wird lediglich eine Messung dieses Lidars zum Vergleich verwendet.

Zur Beobachtung von **R**ayleigh-, **M**ie- und **R**amanstreuung (siehe Abschnitt 3.1.1) soll ein sogenanntes RMR-Lidar eingesetzt werden, das sich seit Juni 1997 im Aufbau befindet. Das Gerät benutzt einen Nd:YAG-Laser, dessen infrarotes Licht zusätzlich frequenzverdoppelt (grün) und -verdreifacht (ultraviolett) wird. Im Endausbau wird dieses Lidar über 8 Empfangskanäle verfügen. Neben den Kanälen für die drei Laserwellenlängen fünf weitere für die Wellenlängen,

Lidar	Metall	λ [nm]
Kalium	K	769,8980
Metall	Fe	371,9937
	Ca ⁺	393,3663
	Ca	422,6728
	Na	588,9950
RMR		354,71
		532,07
		1064,14

Tabelle 2.3: Emissions-Wellenlängen (in Luft) der IAP-Lidars

die durch Verschiebung der grünen und der ultravioletten Wellenlänge durch Ramanstreuung an Stickstoff- oder Wassermolekülen entstehen. Da der 532 nm-Kanal ein sehr gutes Rayleigh-Signal bei geringem Rauschen besitzt und außerdem in der Atmosphäre keine Resonanzstreuung erfährt, soll er in der vorliegenden Arbeit für Vergleiche bei der Temperaturberechnung benutzt werden.

Meßnacht	RMR-Lidar	Kalium-Lidar	Zeitüberlapp
2. 8.1997	22:27 - 1:57	21:15 - 2:00	3:30 h
13. 8. 1997	21:54 - 1:57	19:58 - 2:09	4:03 h
2. 9. 1997	19:57 - 0:42	19:43 - 0:43	4:45 h

Tabelle 2.4: Gemeinsame Messungen von RMR- und Kalium-Lidar mit mindestens 3 Stunden Dauer, nach Ende der NLC-Beobachtungen (10. 7. 1997). Alle Zeiten in UT, das Datum ist das des darauffolgenden Tages. Stand 6. 10. 1997.

Eine Zielsetzung der vorliegenden Arbeit ist die Berechnung der Luftdichte aus dem Signal des Kalium-Lidars. Um die Resultate dieser Berechnung zu überprüfen, kann eine unabhängige und weniger gestörte Dichtebestimmung benutzt werden, wie sie mit einem Rayleigh-Lidar möglich ist. Dazu wären ausreichend lange, gleichzeitige Messungen des Kalium-Lidars mit dem RMR-Lidar wünschenswert. Die meisten derartigen Messungen erfolgten in der Zeit zwischen Anfang Juni und Mitte Juli, in der leuchtende Nachtwolken (NLC) auftreten können. Für die Problemstellungen, die in der vorliegenden Arbeit behandelt werden, sind jedoch Messungen notwendig, in denen das Auftreten von NLCs ausgeschlossen ist. Die letzte leuchtende Nachtwolke ist 1997 noch am 11. August beobachtet worden, jedoch nur visuell, daß heißt am Horizont. Für Vergleiche im Mesopausenbereich stehen damit noch 3 Meßnächte zur Verfügung, die in Tabelle 2.4 aufgeführt sind.

2.3 Airglow-Messungen

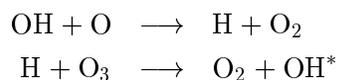
Zusätzlich zu den Lidar-Geräten werden seit dem Sommer 1997 im IAP vorübergehend zwei „Airglow-Meßgeräte“ zur Beobachtung des nächtlichen Luftleuchtens betrieben und die gewonnenen Daten zur Temperaturberechnung benutzt. Eine Zusammenstellung der wichtigsten Details der Geräte enthält die Tabelle 2.5. In diesem Abschnitt werden die Geräte und ihre Funktionsweise beschrieben, in Kapitel 5 erfolgt dann eine vorläufige vergleichende Auswertung der Ergebnisse.

2.3.1 Airglow

Die mittlere und hohe Atmosphäre emittiert elektromagnetische Strahlung im infraroten und sichtbaren Spektralbereich. Diese wird als Airglow bezeichnet und kann bei Dunkelheit vom Boden aus gemessen werden, wenn der Strahlungsuntergrund durch gestreutes Sonnenlicht ausreichend gering ist. Man findet darin charakteristische Strahlung verschiedener Atome und Moleküle (O, Na, N_2^+ , O_2 , OH, H, He und andere). Die hier behandelten Geräte messen Teile der sogenannten atmosphärischen O_2 -Banden (d.h. der (0,1) $b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-$ -Übergänge) und der OH($X^2\Pi$)-Vibrations-Rotations-Banden, der sogenannten Meinel-Banden. Eine ausführliche Darstellung der Airglow-Spektren findet sich zum Beispiel in [Kra62].

Am Tag wird in der Atmosphäre Energie durch Photodissoziation absorbiert, zum Beispiel von Sauerstoff: $O_2 + h\nu \rightarrow 2O$. Ozonmoleküle können dann in Drei-Körper-Stößen aus O_2 und O gebildet werden. Der Sauerstoff in der Form von O und O_3 , der am Tage durch ultraviolettes Sonnenlicht produziert wurde, bildet ein Energiereservoir, das durch verschiedene chemische Reaktionen in Airglow-Strahlung umgesetzt werden kann. Die einfachste Möglichkeit ist die Rekombination zweier Sauerstoffatome in Zweier- oder Dreier-Stößen zu angeregten O_2^* -Molekülen mit anschließender Abstrahlung der Anregungsenergie. Vom Boden aus sind nur die Übergänge beobachtbar, bei denen es sich nicht um Grundzustandsübergänge handelt, da hier für die zugehörige Strahlung in der darunterliegenden Atmosphäre keine Absorption stattfindet.

Der dominante Prozeß, der der Emission der OH-Banden zugrunde liegt, umfaßt zwei Reaktionen, die sukzessive ablaufen [Her65]:



Das OH ist dabei maximal bis zum neunten Vibrationsniveau angeregt ($\nu \leq 9$), da die maximale Anregungsenergie der bei der Reaktion freiwerdenden Energie entspricht. Diese liegt knapp unterhalb der Energie des zehnten Vibrationszustandes ($\nu \leq 9$) des OH-Moleküls im elektronischen Grundzustand. Niedrigere Vibrationszustände werden durch Kaskaden von Strahlungsübergängen erreicht.

Die Dichte der Atmosphäre nimmt mit der Höhe exponentiell ab (vgl. Abb.

3.2, S. 28) und damit der Wirkungsquerschnitt für die breitbandige Absorption von solarer UV-Strahlung. Dadurch erhält auch die Strahlungsintensität einen Verlauf in etwa exponentieller Form, jedoch abnehmend mit abnehmender Höhe über der Erdoberfläche. Die Produktionsrate der Photodissoziation, die als Faltung von Wirkungsquerschnitt und Strahlungsdichte entsteht, wird Chapman-Produktionsfunktion genannt und ist somit doppelt logarithmisch (vgl. [vZa88]). Für die Photodissoziation von O_2 zeigt sie ein Maximum in der Mesopausenregion und wird oberhalb von 110 km und unterhalb von 50 km vernachlässigbar klein. So entstehen in der oberen Atmosphäre ebenso Schichten von Radikalen wie von angeregten Molekülen.

Für das OH^* -Molekül wurde bei raketentragenen in-situ-Messungen der Volumenemissionsraten eine Höhenverteilung mit einer Höhe des Maximums von $86,8 (\pm 2,6)$ km und einer Halbwertsbreite von $8,6 (\pm 3,1)$ km gefunden [Bak88]. Hierbei erfolgte keine Differenzierung nach geographischer Breite oder gemessenen Vibrationsbanden (ausführliche Darstellung in [Gra91]). Die Messungen und Modellrechnungen ([Lop87], zitiert in [Gra91]) zeigen, daß das Konzentrationsmaximum für niedrigere Vibrationsniveaus ($\nu=2, \nu=3$) um 2 bis 5 km tiefer liegt, als für höhere Vibrationsniveaus ($\nu \geq 5$).

Das Dichtemaximum des hier beobachteten O_2^* liegt bei etwa 92 km. Für die Breite der Schicht kann ein Wert von 8 km angenommen werden. Messungen haben beispielsweise für die atmosphärische O_2 -Bande bei 761,9 nm ein Maximum der Volumenemissionsrate bei 95 km, für die Infrarot-Bande bei $1,27 \mu m$ bei 89 m ergeben (siehe [Gre86]).

2.3.2 Temperaturbestimmung

Wenn die Airglow-Strahlung spektral aufgelöst gemessen wird, kann aus der Intensitätsverteilung der Linien die Temperatur am Ort der Emission bestimmt werden, wenn zwei Bedingungen erfüllt sind:

1. Die Lebensdauer des angeregten Zustandes ist ausreichend lang, so daß sich ein lokales thermodynamisches Gleichgewicht einstellt, und damit eine Boltzmann-Verteilung der Besetzungszahlen der Rotationsniveaus entsprechend der Umgebungstemperatur vorliegt.
2. Die Absorption der Atmosphäre unterhalb der Emissionshöhe hat keinen Einfluß auf die spektrale Intensitätsverteilung im gemessenen Wellenlängenbereich, oder dieser Einfluß ist hinreichend genau bekannt.

Aus der Detektion der einfallenden Strahlung erhält man keine direkten Informationen, in welcher Höhe diese emittiert wurde. Die berechnete Temperatur stellt einen gewichteten vertikalen Mittelwert über die Schicht dar. Ohne zusätzliche Informationen kann daraus jedoch nicht bestimmt werden, über welchen Höhenbereich und mit welcher Gewichtung dieses Mittel gebildet ist. Stattdessen muß dieses von anderen Meßergebnissen oder von Modellrechnungen verallgemeinert werden.

2.3.3 Das Spektrometer der GHS Wuppertal

Die Gesamthochschule Wuppertal betreibt zwei OH-Spektrometer. Eines seit 1987 stationär in Wuppertal ($51^{\circ}\text{N}, 7^{\circ}\text{O}$) und ein zweites an verschiedenen Standorten. Es befindet sich seit Juli 1997 im IAP ($54, 1^{\circ}\text{N}, 11, 8^{\circ}\text{O}$). Die Spektrometer sind fast baugleich und bestimmen die Temperatur der OH*-Schicht (kurz: OH-Temperatur) nach der gleichen Methode. Das wissenschaftliche Ziel des Betriebs des Spektrometers im IAP ist es, genauere Aussagen über die Korrelation zwischen den OH-Temperaturen und den Variationen in Höhe und Temperatur der Mesopause, sowie zwischen den OH-Temperaturen der beiden Standorte zu erhalten. Damit sollen weitere Interpretationen der Langzeitmessung über Wuppertal und den Kalium-Temperatur-Messungen über Kühlungsborn ermöglicht werden.

Für dieses Spektrometer und das Gerät der Aerospace Corporation (s. Abschnitt 2.3.4) wurde im IAP ein Labor eingerichtet, um eine vertikale Beobachtung des Airglow zu ermöglichen. Der Standort weist aufgrund der Ferne größerer Städte oder anderer starker künstlicher Strahlungsquellen eine geringe Untergrundstrahlung auf. Die Strahlung für das Spektrometer tritt durch eine einfache Glasscheibe in das Labor ein. Bei der Einrichtung des Labors war zunächst irrtümlicherweise eine Wärmeschutzverglasung, mit einer sehr geringen Transmission im infraroten Spektralbereich, eingebaut worden. Die Strahlungsintensität wurde dadurch soweit reduziert, daß nur Nachtmitteltemperaturen berechnet werden konnten. Seit dem 30. Juli 1997 stehen zeitlich aufgelöste Meßwerte zur Verfügung.

Gerät von	GHS Wuppertal	Aerospace Corp.	
Emissionsbande	OH(3,1)	OH(6,2)	O ₂ (0,1)
Wellenlänge, ca.	1530 nm	840 nm	860 nm
Linienzahl	3	2	2
Emissionshöhe ¹	87 km	89 km	92 km
Detektor	Germanium	CCD-Kamera	
Betriebstemperatur	77 K	223 K	
Monochromator	Reflexionsgitter	Interferenzfilter	
Bandbreite	3,3 nm	1,2 nm	
Zenitwinkel	0°	0°	
Gesichtsfeld	7,3° × 7,3°	60° × 60°	
in 86 km Höhe	11 × 11 km ²	100 × 100 km ²	
Dauer pro Meßzyklus	4 min 20 s	7-8 min	

Tabelle 2.5: Die wichtigsten Spezifikationen der im IAP arbeitenden passiven Strahlungsmeßgeräte. Die angegebene Höhe¹ ist die angenommene Schwerpunkthöhe der emittierenden Schicht.

Das Gerät arbeitet mit einem Lock-In-Verfahren, so daß die zu messende infrarote Strahlung zunächst durch einen mechanischen Chopper regelmäßig

unterbrochen werden muß. Anschließend wird die Strahlung in einem mit einem Reflexionsgitter ausgerüsteten Monochromator (Typ: Ebert-Fastie) spektral zerlegt, passiert einen Silizium-Blocking-Filter zur Unterdrückung kurzwelliger Strahlung ($\lambda \leq 1,05\mu\text{m}$) und gelangt in den Germanium-Detektor. Der Detektor weist eine hohe Empfindlichkeit im Wellenlängenbereich von $0,8\mu\text{m}$ bis $1,8\mu\text{m}$ und ein geringes Eigenrauschen auf, wofür eine Betriebstemperatur von 77 Kelvin erforderlich ist. Der Detektor muß dazu manuell mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden. Die Standzeit des Detektor beträgt ca. 7 Stunden, beziehungsweise 10 Stunden bei bereits vorgekühltem Detektor. Das Reflexionsgitter wird über einen Schrittmotor gedreht und so die gewünschte Wellenlänge auf den Detektor gebracht. Die Schrittmotorsteuerung und die Datenerfassung erfolgt vollautomatisch durch einen Computer.

Im Wellenlängenbereich von $\lambda = 1,52\mu\text{m}$ bis $\lambda = 1,55\mu\text{m}$ wird an jedem Meßpunkt das Detektor-Signal über 4 Sekunden integriert. Neben der Emission der OH*(3,1)-Bande geht noch ein Untergrund in die Messung ein. Dieser setzt sich zusammen aus an Aerosolen gestreutem künstlichen Licht (z.B. Straßenbeleuchtung) und Dämmerungslicht, sowie Airglow-Strahlung der OH*(4,2)-Bande. Aus dem gemessenen Spektrum werden die relativen Intensitäten der folgenden drei Linien des P-Zweiges der OH*(3,1)-Bande bestimmt:

$$P_1(2): 1,524\mu\text{m}$$

$$P_1(3): 1,533\mu\text{m}$$

$$P_1(4): 1,543\mu\text{m}$$

Aus den Intensitäten kann dann über die temperaturabhängigen Besetzungswahrscheinlichkeiten der Rotationszustände die mittlere Temperatur der OH*-Schicht bestimmt werden. Eine Fehlerquelle dieses Verfahrens ist die ungenügende Bestimmung des Untergrundes. Der größte Fehler entsteht jedoch durch Intensitätsschwankungen aufgrund variierender Bewölkungsbedingungen während der Aufnahme eines Spektrums. Der systematische Fehler wird auf $\pm 2\text{K}$ abgeschätzt. Der statistische Fehler hängt stark von den jeweiligen Meßbedingungen ab. Eine ausführlichere Darstellung des Gerätes und der Berechnungen findet sich in [Gra91].

Das Gerät wird typischerweise täglich, das heißt jede Nacht, zwischen zwei festen Uhrzeiten betrieben. Anschließend werden die Daten aussortiert, die durch zu hohen Untergrund, schlechte Wetterbedingungen oder fehlende Kühlung unbrauchbar sind.

2.3.4 Das „OH & O₂ Image“-Gerät der Aerospace Corporation

Das Gerät der Aerospace Corporation (Los Angeles, California) wird seit 1992 in der derzeit im IAP installierten Version betrieben. Die äußeren Optiken haben durch eine Acrylglas-Lichtkuppel und eine Weitwinkellinse ein Gesichtsfeld von nahezu 60° . Die einfallende Strahlung wird parallelisiert, so daß sie unabhängig von der Einfallsrichtung fast senkrecht durch einen Interferenzfilter tritt und anschließend auf einen CCD-Chip abgebildet wird. Der Chip hat 512×512 Pixel ('picture elements'), von denen vor der Datenaufnahme bereits 4×4 zusammenschaltet sind, wodurch das Rauschen stark vermindert wird.

Das nach 60 Sekunden Belichtungszeit entstandene Bild von 129×129 Punkten wird digitalisiert und per Computer weiterverarbeitet. Da der CCD-Chip nur im nahen Infrarot arbeitet, ist eine Kühlung auf -50°C ausreichend, die durch Flüssigkeitskühlung in einem geschlossenen System erzielt werden kann. Dadurch ist der Meßbetrieb nicht auf manuelle Arbeiten angewiesen. In einem Filterradd befinden sich fünf Interferenzfilter, die automatisch gewechselt werden und die Messung der interessierenden Spektralbereiche ermöglichen. Dadurch erhält man ein direktes Abbild der emittierenden Schicht (Abb. 2.2), so daß deren Struktur und zeitliche Veränderung direkt beobachtet werden können. Als Beispiel dafür findet man in [Hec97] die Untersuchung von atmosphärischen Wellenphänomenen.

In einer Sequenz werden nacheinander folgende Messungen mit den verschiedenen Transmissionsfiltern durchgeführt:

- Bei 840,2 nm für die $P_1(2)$ -Linie der OH(6,2)-Bande
- Bei 843,2 nm für die $P_1(3)$ -Linie der OH(6,2)-Bande
- Bei 866,0 nm für einen Teil des P-Zweiges der $O_2(0,1)$ -Bande
- Bei 868,0 nm für einen Teil des P-Zweiges der $O_2(0,1)$ -Bande
- Für den Hintergrund bei 857,0 nm
- Eine Dunkelmessung bei geschlossenem Objektiv

Die Bandbreite der Filter beträgt jeweils 1,2 nm, die des Hintergrundfilters 2,0 nm. Für letzteren wurde eine Wellenlänge gewählt, bei der keine charakteristische Airglow-Emission auftritt. Die Hintergrundmessung und die Dunkelmessung dienen der Korrektur der Untergrundstrahlung und des Geräterauschens. Da die Transmission der Filter temperaturabhängig ist, wird ihre Temperatur laufend mitgemessen und die Transmissionskurve daraufhin korrigiert.

Ein Beispiel für die aufgenommenen Bilder zeigt die Abbildung 2.2. Die Hintergrundaufnahme und die OH-Aufnahme sind nacheinander aufgenommen worden. Die Differenz zwischen diesen ergibt die Strahlungsintensität der OH-Schicht. Analog wird für die zweite OH-Linie die Intensität und aus dem Vergleich die Temperatur für jeden Bildpunkt bestimmt.

Aus der relativen Linienintensität läßt sich wie oben die OH-Temperatur bestimmen. Der Zweig der atmosphärischen O_2 -Bande ist nicht in separierte Linien aufgelöst, sondern bildet ein Kontinuum. Doch kann auch hier der Intensitätsverlauf in Abhängigkeit von der Temperatur berechnet und mit der Durchlaßfunktion der Filter gefaltet werden, so daß man das Intensitätsverhältnis als Funktion der Temperatur erhält. Auch in diesem Verfahren werden Intensitäten verglichen, die zu unterschiedlichen Zeiten gemessen wurden, so daß Untergrundvariationen in der Dämmerung und Veränderungen der Bewölkung zu fehlerhaften Temperaturen führen. Weitere Details finden sich zum Beispiel in [Hec94]. Die Temperaturen werden zunächst für jeden einzelnen Punkt des Bildes getrennt berechnet und können dann über die Gesamtzahl der Bildpunkte gemittelt werden.

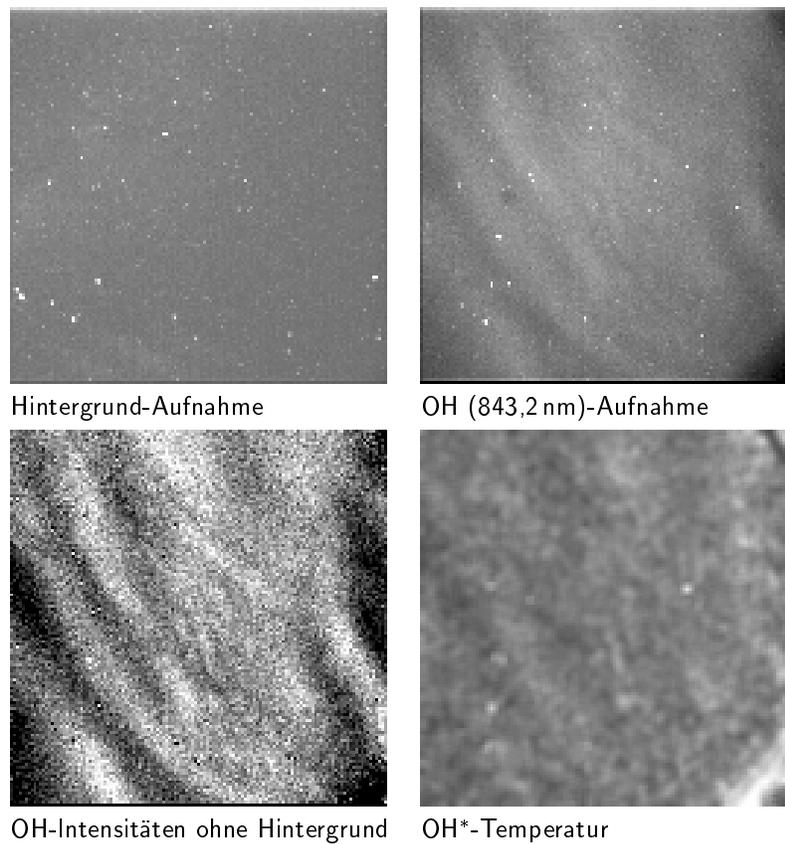


Abbildung 2.2: Vom Imager aufgenommene und berechnete Bilder vom 8. 8. 1997, 22:20 UT. Die Bilder sind so orientiert, daß Norden rechts und Westen unten ist. Im zeitlichen Verlauf ist eine Bewegung in NNO-Richtung zu erkennen. Die Grauskala für die Temperaturen reicht von 150 K (schwarz) bis 250 K (weiß), die mittlere Temperatur betrug 180 K.

Aufgrund der geringeren Intensitäten der O_2 -Airglowstrahlung, sind die hieraus berechneten Temperaturen deutlich empfindlicher. Das bedeutet, daß eine geringfügig falsche Untergrundbestimmung leichter zu unphysikalischen Temperaturwerten führt.

Da sich die OH^* -Schicht in einer geringeren Höhe als die O_2 -Schicht befindet, lassen sich Aussagen über den Temperaturgradienten treffen. Aus dem Vergleich mit den Messungen des Kalium-Temperatur-Lidars lassen sich Rückschlüsse auf das Verhalten der Mesopausenregion ziehen. Zum Beispiel soll die Korrelation der beiden Temperaturen in Abhängigkeit von der Höhe der Mesopause ermittelt werden. Durch den Vergleich der OH^* -Banden aus den Messungen der beiden Geräte erhofft man sich Aussagen über die Struktur der OH -Schicht.

Das Image-Gerät mißt automatisch jede Nacht in der Zeit von Sonnenuntergang bis Sonnenaufgang, wobei der Mond nicht höher am Himmel stehen darf, als 2 Stunden nach seinem Aufgang oder vor seinem Untergang.

Kapitel 3

Methodische Grundlagen

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den allgemeinen Grundlagen zur Auswertung von Daten aus Lidarmessungen. Außerdem werden die beiden prinzipiellen Verfahren zur Temperaturberechnung erläutert, die in der vorliegenden Arbeit verwendet werden.

3.1 Die Lidargleichung

Die sogenannte Lidargleichung beschreibt mathematisch die registrierte Intensität des Rückstreusignals (siehe z. B. Abb. 3.1) aus einer bestimmten Entfernung r_i bei der Laserwellenlänge λ . Die folgende Form ist bereits für den Fall vereinfacht, daß das Licht keine Veränderung seiner Wellenlänge erfährt, wie es durch inelastische Streuprozesse, beispielsweise der Ramanstreuung, möglich ist. Eine ausführliche Diskussionen findet sich zum Beispiel in [Scha94]. Alle am IAP arbeitenden Laser sind vertikal ausgerichtet, so daß r_i zugleich die Höhe angibt.

$$I(\lambda, r_i) = I_0(\lambda) \frac{A}{4\pi r_i^2} T^2(\lambda, r_i) \Delta r \eta(\lambda) R(\lambda, r_i) \rho(r_i) + U(r_i) \quad (3.1)$$

Dabei haben die Terme folgende Bedeutung:

$I_0(\lambda)$: Intensität des ausgesendeten Laserlichts am Boden (die Divergenz des Laserstrahls bleibt ohne Einfluß, sofern Sättigungseffekte keine Rolle spielen, da das Produkt aus Bestrahlungsintensität und bestrahlter Fläche konstant ist)

A : Wirksame Fläche des Empfangsspiegels

$T(\lambda, r_i)$: Transmission der Atmosphäre auf der Strecke zwischen Sender und dem Ort der Streuung (r_i). Diese geht quadratisch ein, da die Strecke doppelt durchlaufen wird und ist wie folgt definiert:

$$T(\lambda, r_i) = \exp\left(-\int_0^{r_i} \alpha(\lambda, r) dr\right)$$

Dabei bezeichnet α den effektiven Absorptionskoeffizienten, der durch verschiedene Ursachen zustande kommt, wie Atmosphäregase, Aerosole oder Wolken.

Δr : Breite des Höhenkanals, die gegeben ist durch die Integrationszeit des Zählers

$\eta(\lambda)$: Detektorempfindlichkeit unter Berücksichtigung aller Komponenten des Nachweisweiges. Dabei wird eine Linearität des Detektors angenommen und Abhängigkeiten von den Zählraten in den vorherigen Höhenkanälen ('gain change') vernachlässigt.

$R(\lambda, r_i)$: Effektiver Volumenrückstreukoeffizient, der sich additiv aus den Rayleigh-, Mie- und Resonanzstreukoeffizienten für die rückwärts gerichtete Streuung zusammensetzt: $R(\lambda, r_i) = R_{\text{Ray}}(\lambda, r_i) + R_{\text{Mie}}(r_i) + R_{\text{Res}}(\lambda, r_i)$

$\rho(r_i)$: Geometrischer Überlapp von Sende- und Empfangskeule, im allgemeinen vollständig ($\rho = 1$) oberhalb von 20 km

$U(r_i)$: Untergrund, beispielsweise durch Mondlicht, elektronisches Rauschen oder Nachleuchten des Photomultipliers

3.1.1 Streuprozesse

Die elastische Streuung von Licht in der Atmosphäre ist auf verschiedene Prozesse zurückzuführen, die in drei Kategorien zusammengefaßt werden.

Rayleighstreuung tritt an Teilchen auf, deren Durchmesser d wesentlich kleiner ist als die Wellenlänge des eingestrahlt Lichts, und ist in der 4. Potenz abhängig von der Wellenlänge ($\sim \lambda^{-4}$). Der spezifische differentielle Rückstreuquerschnitt beträgt $\frac{d\sigma_{\text{Ray}}}{d\Omega} = 1,37 \cdot 10^{-32} \frac{\text{m}^2}{\text{sr}}$ für $\lambda = 770 \text{ nm}$ (nach [Fri85]). Er ist höhenunabhängig bis etwa 100 km, da die Atmosphäre unterhalb turbulent durchmischt ist. Damit ist R_{Ray} dort direkt proportional zur Dichte der Atmosphäre ($R_{\text{Ray}} = \frac{d\sigma_{\text{Ray}}}{d\Omega} n(r_i)$).

Miestreuung geschieht an Teilchen der Größe $d \geq \lambda$, typischerweise bis ca. 20-25 km Höhe an Aerosolen (z.B. Staub, Wasserdampf). In der Folge starker Vulkanausbrüche sind Aerosole bis 35 km beobachtet worden [Cha91]. Zusätzlich kommt es im Sommer in polaren und mittleren Breiten zur Bildung leuchtender Nachtwolken (NLCs) in 80-85 km Höhe, deren Partikel ebenfalls Miestreuung hervorrufen. Sie ist nicht stark wellenlängenabhängig, dafür ermöglichen Messungen bei verschiedenen Wellenlängen Aussagen über die Teilchengröße. Messungen der Depolarisation des eingestrahlt Laserlichts geben Hinweise auf die Form der Teilchen. Der Rückstreuquerschnitt liegt um bis zu 18 Größenordnungen über dem für die Rayleighstreuung.

Resonanzstreuung ist extrem wellenlängenabhängig und weist einen hohen Streuquerschnitt auf. Sie kann daher, wie in den Metallschichten, benutzt

werden, um Aussagen über gering konzentrierte Konstituenten der Atmosphäre zu treffen. Andererseits sollten jedoch solche Wellenlängen für Lidar-Messungen benutzt werden, die nicht mit Resonanzwellenlängen anderer atmosphärischer Gase zusammentreffen.

3.1.2 Relativmessungen

Viele Größen der Lidargleichung sind nicht oder nicht genau bekannt, so daß aus der Messung der Intensität nicht direkt auf einen atmosphärischen Parameter geschlossen werden kann. Abhilfe schafft man hier, indem man Relativmessungen zwischen zwei Höhenbereichen durchführt. Dazu kommen weitere vereinfachende Annahmen. Im Normalfall tritt oberhalb von 30 km keine Mie-Streuung mehr auf, so daß $R_{\text{Mie}}(r \geq 30 \text{ km}) = 0$ angenommen werden kann. Eine Ausnahme bilden die leuchtenden Nachtwolken, die im Sommer auch über Kühlungsborn auftreten können. Die Absorption der Atmosphäre oberhalb von 30 km ist so gering, daß $T(r \geq 30 \text{ km}) = 1$ sehr gut erfüllt ist.

Für Relativmessungen in Höhen oberhalb von 30 km vereinfacht sich die Gleichung 3.1 damit zu

$$I(r_i) = \text{const} \cdot \frac{R(r_i)}{r_i^2} + U(r_i)$$

für jeden einzelnen Laserpuls. Im Vergleich mit einer Referenzhöhe r_0 ergibt sich daraus

$$R(r_i) = R(r_0) \frac{(I(r_i) - U(r_i))r_i^2}{(I(r_0) - U(r_0))r_0^2} \quad (3.2)$$

zur Berechnung des Rückstreukoeffizienten. Für einen Höhenbereich, in dem der Laserstrahl ausschließlich Rayleighstreuung erfährt, läßt sich damit aus den gemessenen Intensitäten ein relativer Höhenverlauf der Teilchendichte n der Luft angeben als

$$n(r_i) = n_0 (I(r_i) - U(r_i)) \frac{r_i^2}{r_0^2} \quad (3.3)$$

3.1.3 Fehlerbetrachtung

Der Fehler für die aus Gleichung 3.3 berechnete Dichte läßt sich wie folgt abschätzen. Die vernachlässigte Restabsorption der Atmosphäre (oberhalb von 30 km) liegt für die Wellenlängen 770 nm und 532 nm unterhalb von 0,01 % [Alp93]. Die verwendete Breite der Höhenkanäle von 200 m resultiert in einem Höhenfehler von ± 100 m, entsprechend 0,2 % in 50 km.

Die weitaus größten Fehler resultieren aus der statistischen Unsicherheit der gemessenen Intensitäten und der Bestimmung des Untergrundes. Bei ausreichend hohen Zählraten ($I \geq 100$ Photonen pro Kanal) wird die statistische Streuung der Meßwerte I um den Erwartungswert \bar{I} durch eine Gauss-Normalverteilung beschrieben. Der Erwartungswert ist dabei der Meßwert, der genau den zu messenden physikalischen Parametern entspricht. Für die Normalverteilung läßt sich ein 1-Sigma-Fehlerintervall aus $\Delta I = \pm \sqrt{\bar{I}}$ berechnen.

Es ist zu beachten, daß hier nicht die tatsächlich gemessene Zählrate, sondern deren Erwartungswert \bar{I} , einschließlich Untergrund, eingeht. Dieser ist jedoch zunächst nicht bekannt, sondern durch die Messung zu bestimmen. Ein Vergleich der Normalverteilung mit der Poissonverteilung, die für geringe Zählraten zu benutzen ist, findet sich in [Tha97]. Der dortigen Darstellung ist zu entnehmen, daß für alle in der vorliegenden Arbeit auftretenden Aufgabenstellungen die Annahme einer Normalverteilung der Zählraten gerechtfertigt ist. In der zitierten Arbeit wird außerdem der Unterschied zwischen Streuung aufgrund der Zählstatistik und Varianz der Atmosphäre behandelt.

3.1.4 Untergrundbestimmung

Der erste Schritt jeder Berechnung aus dem gemessenen Lidar-Signal („Rohdaten“) nach der Gleichung 3.2 muß der Abzug des Untergrundes $U(r_i)$ sein. Als zweiter Schritt folgt dann die Korrektur der r^2 -Abhängigkeit, wobei die Wahl von r_0 lediglich zu einem konstanten Faktor führt, der das Ergebnis von Relativmessungen nicht beeinflusst.

Kritischer ist die Bestimmung des Untergrundes, die nicht unabhängig von den gemessenen Werten geschehen kann. Diese ist besonders für die Berechnung der Dichte in großen Höhen wesentlich, wo der Untergrund und das Meßsignal von gleicher Größenordnung sind.

Der Untergrund setzt sich aus mehreren Faktoren zusammen. Die meisten davon, wie die Hintergrundstrahlung oder das elektronische Rauschen, sind zeitlich nicht mit der Lidar-Messung korreliert. Diese produzieren den Hauptteil des Untergrundes, der nicht höhenabhängig ist. Es kommen jedoch auch andere Ursachen in Betracht, insbesondere ein Nachleuten des Photomultipliers durch das starke Signal in niedrigen Höhen. Ein Beispiel für den Effekt von starkem Nachleuchten behandelt [Tha97]. Starkes Nachleuchten, wird durch den Einsatz des mechanischen Choppers zur Abschirmung gegen die Rückstreuung aus niedrigen Höhen vermieden. Der zeitliche Verlauf von einem eventuell trotzdem auftretenden geringen Nachleuchten ist jedoch nicht bekannt, da er verschiedene Formen annehmen kann. Daher wird hier zur ersten Näherung ein linearer, gekippter Untergrund verwendet. In der Lidarauswertung sind laut [Hue97] auch andere Verfahren verbreitet, z. B. die Näherung durch Polynome höherer Ordnung oder durch eine Exponentialfunktion. Bei der statistischen Unsicherheit in der Berechnung besteht jedoch die Gefahr, daß ein stark von der Realität abweichender Untergrund bestimmt wird, da meist eine Extrapolation über einen weiten Höhenbereich erfolgt.

Abbildung 3.1 zeigt ein gemessenes Zählratenprofil des Kalium-Lidars, mit einer Höhenauflösung von 1 km, aufsummiert über ca. 3 Minuten, bzw. über 13 Stunden. Man erkennt das exponentiell abfallende Rayleigh-Signal (30-80 km, D) und das Resonanz-Signal aus der Kaliumschicht (80-100 km, K). Oberhalb von etwa 130 km ist nur noch der Untergrund (U) vorhanden. Die fehlende Zählrate zwischen 250 und 300 km (C2) verursacht der Chopper. Er ist so eingestellt, daß einer seiner Flügel das Signal unterhalb von 30 km (C1) unterdrückt. Der nächste Flügel blockt dann das atmosphärische Untergrundsignal etwa 1,5 ms

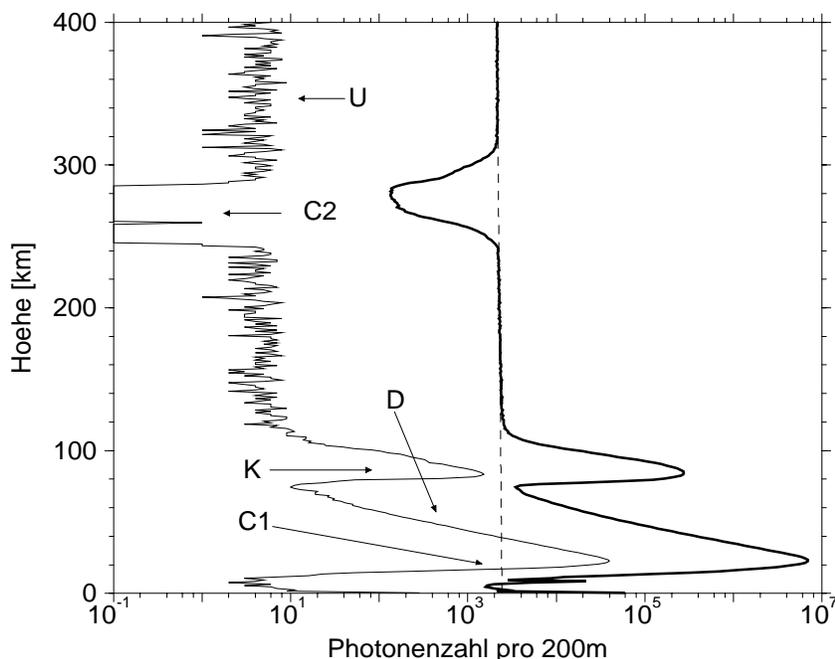


Abbildung 3.1: Beispiele für Rohdatenprofile: ein einzelnes File (4000 Pulse, dünne Linie), die Summe über die gesamte Nacht (273 Files, dicke Linie) und der daraus bestimmte lineare, gekippte Untergrund (gestrichelt). Markiert sind die verschiedenen Höhenbereiche: exponentieller Dichteabfall (D), Kaliumschicht (K), Untergrund (U) und Abdeckung durch den Chopper (C1 und C2). Daten vom Kalium-Lidar, Nacht zum 4. 1. 1997, 16:32-5:36 UT

später, das entspricht der Laufzeit des Lichts für zweimal 225 km. Die genaue Position hängt von der Drehzahl des Choppers ab. Diese Position wird durch einen geeigneten Algorithmus automatisch erkannt. Aus dem übrigen Höhenbereich oberhalb von 150 km kann dann der Untergrund bestimmt und zu den niedrigeren Höhen extrapoliert werden.

In dem Zeitraum, in dem das atmosphärische Untergrundsignal geblockt ist, wird die registrierte Zählrate durch elektronisches Rauschen und das Nachleuchten des Photomultipliers verursacht. In dem Beispiel, das die Abb. 3.1 zeigt, wurde innerhalb von 4000 Laserpulsen im Bereich von 245-285 km genau ein Photon registriert, also kein signifikantes Nachleuchten des Photomultipliers stattgefunden hat. Die Höhe dieser Blockung variiert im Verlauf einer längeren Messung, so daß sie in der Summe einer ganzen Nacht nicht mehr klar abgegrenzt erscheint und oft keine Höhe existiert, in der bei allen einzelnen Laserpulsen ausschließlich der elektronische Untergrund registriert wurde.

Der Untergrund der einzelnen Files ist so stark durch das statistische Rauschen dominiert, daß keine Höhenabhängigkeit des Untergrundes mit ausreichender Sicherheit festgestellt werden kann. In den Summenprofilen für längere

Zeiträume zeigt sich jedoch stets eine systematische Neigung des linear gefitteten Untergrundes. Man beobachtet eine Abnahme mit der Höhe, die typischerweise 2 – 3% je 100 km beträgt. Diese Beobachtung legt die Vermutung nahe, daß der „wahre“ Untergrund nicht höhenunabhängig ist. Deshalb wird er in den weiteren Auswertungen durch eine gekippte Gerade angenähert, soweit es nicht anders dargestellt ist.

Der auf diese Art bestimmte Untergrund kann vom gemessenen Rohdatenprofil abgezogen werden und man erhält nach Gleichung 3.2 ein Höhenprofil des Rückstreuquerschnittes.

3.2 Temperaturberechnung aus dem Dichteprofil

Die Teilchendichte der Atmosphäre weist einen Verlauf auf, wie er in der Abbildung 3.2 entsprechend der Modellatmosphäre CIRA 86 dargestellt ist. Der entscheidende Parameter für die Variationen des Dichtegradienten ist die Temperatur in der jeweiligen Höhe. Ein relatives Dichteprofil $n(z)$ kann mit einem Lidar unter Ausnutzung der Rayleighstreuung gemessen (vgl. Gl. 3.3) und daraus die absolute Temperatur $T(z)$ berechnet werden. Die so berechnete Temperatur wird im folgenden kurz als „Dichte-Temperatur“ bezeichnet, um sie von Temperaturen zu unterscheiden, die mit anderen Methoden berechnet wurden.

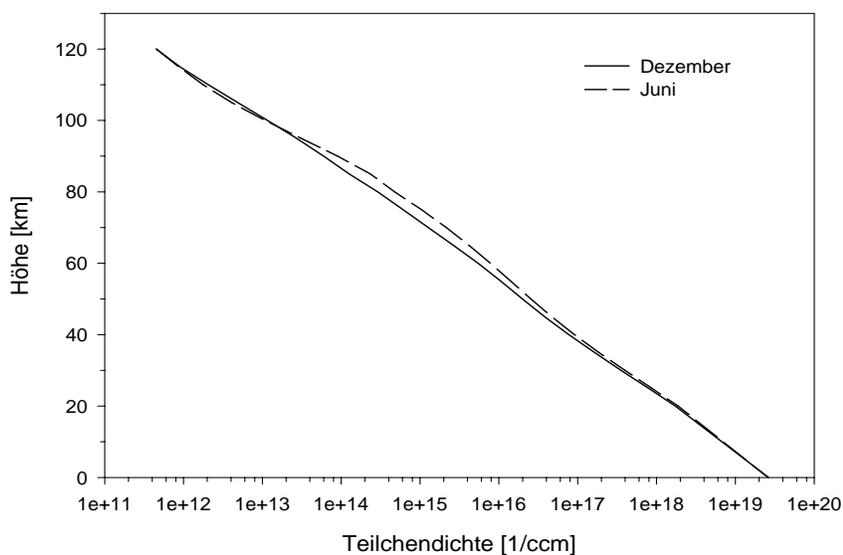


Abbildung 3.2: Verlauf der Teilchendichte der Erdatmosphäre im zonalen Mittel für die Monate Juni und Dezember bei 50°N nach der Modellatmosphäre CIRA 86.

Für die Atmosphäre läßt sich ein einfacher Zusammenhang zwischen dem vertikalen Temperaturprofil und dem Dichteprofil herleiten. Dazu wird die Gültigkeit der idealen Gasgleichung $p = nkT$ für den Druck $p(z)$ und der hydrosta-

tischen Grundgleichung $\frac{dp}{dz} = -\rho g$ angenommen, was oberhalb der Troposphäre gut erfüllt ist. Darin bezeichnet k die Boltzmann-Konstante und ρ die Massendichte.

$$\begin{aligned}\frac{d}{dz}(nkT) &= -\rho g \\ [nT]_{z_0}^{z_i} &= -\frac{1}{k} \int_{z_0}^{z_i} \rho(z)g(z)dz\end{aligned}$$

Für eine isotherme Atmosphäre ergibt diese Gleichung ein exponentielles Dichteprofil. Die Variation der Temperatur mit der Höhe führt zu leichten Abweichungen von dieser idealen Kurve.

Die Gleichung läßt sich nach der Temperatur auflösen. Setzt man für die Massendichte $\rho = m \cdot n$ ein, so kann aus dem Profil der Teilchendichte ein Temperaturprofil berechnet werden. Dabei kann für die gesamte turbulent durchmischte Atmosphäre (bis ca. 100 km) einheitlich das mittlere Molekulargewicht $m = 4,81 \cdot 10^{-26}$ kg eingesetzt werden, da die prozentuale Häufigkeit der Hauptkomponenten konstant ist.

$$T(z_i) = \frac{1}{n(z_i)} \left(n(z_0)T(z_0) - \frac{m}{k} \int_{z_0}^{z_i} g(z)n(z)dz \right)$$

Man sieht, daß nur ein relatives Dichteprofil in die Rechnung eingeht, da lediglich die Verhältnisse $\frac{n(z_0)}{n(z_i)}$ und $\frac{n(z)}{n(z_i)}$ auftreten. Die Berechnung wird instabil, wenn man die Anfangshöhe in niedriger Höhe wählt und die Integration zu größeren Höhen hin durchführt. Ein geringer Fehler in den Anfangswerten würde überproportional mit der Höhe anwachsen, da der absolute Fehler erhalten bleibt, der Betrag der Differenz in der Gleichung jedoch exponentiell abnimmt. Im umgekehrten Fall, wenn die Integration bei großen Höhen begonnen wird, wird der Anfangsfehler durch den exponentiell wachsenden Betrag schnell ausgeglichen, da das Integral aufgrund der exponentiellen Dichtezunahme nach kurzem Integrationsweg ein höheres Gewicht bekommt als der konstante Anfangsterm. Deshalb muß eine Abwärtsintegration durchgeführt, d. h. $z_0 > z_i$ gewählt werden. Hierzu wird ein Startwert $T(z_0)$ benötigt, der jedoch meistens nicht genau bekannt ist. Da auch die Dichte $n(z_0)$ in größeren Höhen nur ungenau bekannt ist, trägt dieses zu dem Fehler für die berechnete Temperatur zunächst erheblich bei. Durch den genannten Effekt, daß der Anteil des Integrals in der Gleichung den konstanten Anteil überwiegt, stabilisiert sich die Temperaturberechnung selbst und das Profil wird unabhängig vom gewählten Startwert.

Typischerweise wird davon ausgegangen, daß nach einer Skalenhöhe (≈ 8 km) der Fehler der Anfangswerte nicht mehr wesentlich ist und ab 15 km weniger als 1% beträgt (vgl. [Cha91]). Die Skalenhöhe ist für die Atmosphäre als das Höhenintervall definiert, in dem die Dichte um den Faktor $1/e$ abgefallen ist.

3.3 Temperaturberechnung aus der Dopplerverbreiterung

Mit dem Kalium-Lidar wird die spektrale Form der Kalium-Resonanzlinie D_1 höhenabhängig gemessen. Aus ihrer Form läßt sich die mittlere Temperatur der Kalium-Atome bestimmen (im weiteren kurz als „Kalium-Temperatur“ bezeichnet). Da die Metallatome im thermischen Gleichgewicht mit ihrer Umgebung stehen, ist die Kalium-Temperatur zugleich die Temperatur der Atmosphäre.

Grundsätzlich gilt, daß alle Temperaturberechnungen ein lokales thermodynamisches Gleichgewicht voraussetzen. Unabhängig von den physikalischen Prozessen, die den verschiedenen Meßverfahren zugrunde liegen, existiert an einem Ort zu einem bestimmten Zeitpunkt nur *eine* physikalische Temperatur. Wenn in der vorliegenden Arbeit eine namentliche Unterscheidung getroffen wird (Kalium-Temperatur, Dichte-Temperatur), wird damit stets das Ergebnis einer Berechnung bezeichnet. Differenzen zwischen diesen können aus fehlerhaften Messungen und Berechnungen oder aus unterschiedlichen Mittelungen (vgl. Abschnitt 4.4.1) resultieren.

3.3.1 Kalium-Resonanz-Linie

Kalium kommt in der Natur zum weitaus größten Teil (93,1 %) als Isotop ^{39}K vor, welches damit den wesentlichen Anteil zu der beobachteten Resonanzstruktur beiträgt. Das seltenere Isotop ^{41}K führt jedoch zu einer leichten Veränderung und darf deshalb nicht unberücksichtigt bleiben. Der atomare D_1 -Übergang ($4s^2 S_{1/2} \rightarrow 4p^2 P_{1/2}^0$) hat seinen Schwerpunkt in Luft bei einer Wellenlänge von 769,898 nm. Aufgrund des Kernspins 3/2 kommt es zu einer Hyperfeinaufspaltung des Übergangs in vier Linien, deren Daten die Tabelle 3.1 zusammenfaßt. Die Linien des schwereren Isotops liegen etwas enger zusammen und bei kürzeren Wellenlängen.

$S_{1/2}$	$P_{1/2}$	^{39}K [MHz]	^{41}K [MHz]	Linienstärke relativ
F = 1	F = 2	310	405	5
	F = 1	254	375	1
F = 2	F = 2	-152	151	5
	F = 1	-208	121	5

Tabelle 3.1: Die Quantenzahlen, Frequenzverschiebungen und relativen Stärken der Linien der $K(D_1)$ -Hyperfeinstruktur. Die Daten entstammen [vZa96a].

Durch die thermische Bewegung der Atome kommt es zu einer Dopplerverschiebung, der Resonanzwellenlänge jedes einzelnen Atoms. Diese führt aufgrund der Boltzmann-Verteilung der kinetischen Energie zu einer gaussförmigen Resonanzlinie der Gesamtheit der Atome. Die effektive Linienform ergibt

sich aus der Superposition der acht dopplerverbreiterten Hyperfeinstrukturlinien. Die Stoßverbreiterung spielt bei dem niedrigen Druck der Atmosphäre im Höhenbereich der Kaliumschicht um 90 km ($\approx 10^{-3}$ hPa) keine Rolle.

Bei einer Temperatur von 200 K beträgt der maximale differentielle Streuquerschnitt für die Rückwärtstreuung $7,51 \cdot 10^{-17}$ m²/sr, ein Wert der mehr als 14 Größenordnungen über dem für die Rayleighstreuung liegt. Die Abbildung 3.3 zeigt den resultierenden Rückstreuquerschnitt in Abhängigkeit von der Temperatur, gefaltet mit dem spektralen Verlauf eines Laserpulses mit einer FWHM von 20 MHz, der maximalen spektralen Breite des Alexandritlasers.

Für die spektrale Form des Laserpulses wird üblicherweise eine Lorentzform angenommen. Aus der Faltung einer gaussförmigen Resonanzlinie mit der spektralen Form des Laserpulses ergibt sich die beobachtete spektrale Abhängigkeit der Resonanz in der Form einer sogenannten Voigt-Kurve. Die Breite der Linien für 0 K (ohne Dopplerverbreiterung) in der Abbildung veranschaulicht, daß die Bandbreite des Lasers bei atmosphärischen Temperaturen vernachlässigt werden und für die einzelnen Linien der Hyperfeinstruktur mit der analytisch einfacheren Gaussform gerechnet werden kann. Die gesamte dopplerverbreiterte Hyperfeinstruktur zeigt bei höheren Temperaturen ein fast gaussförmiges Profil, das zu niedrigeren Werten (ab etwa 175 K) eine immer deutlicher abweichende Struktur annimmt. Bei Temperaturen oberhalb von 175 K liegt die wesentliche

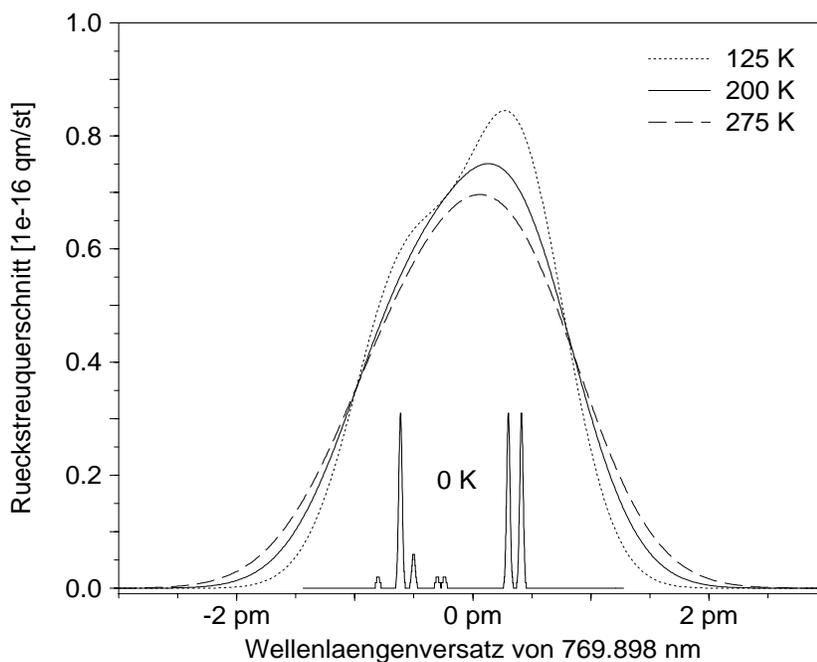


Abbildung 3.3: Die Hyperfeinstrukturaufspaltung der $K(D_1)$ -Linie und ihre Dopplerverbreiterung bei verschiedenen Temperaturen. Die Breite der Kurve ohne Dopplerverbreiterung (0 K) demonstriert die maximale Bandbreite des Lasers von 20 MHz.

Änderung mit der Temperatur in der Halbwertsbreite der Kurve. Diese beträgt bei 200 K ca. 1,85 pm und wächst mit steigender Temperatur um etwa 0,1%/K.

3.3.2 Bestimmung der Resonanzlinienform

Die Wellenlänge des Kalium-Lidars wird bei der Messung sinusförmig über den zentralen Teil der Resonanzkurve durchgestimmt und jeweils einem von 18 Kanälen zugeordnet. Die Mittelpositionen der benutzten Intervalle werden später in Abbildung 4.4 gezeigt. Aus den Zählraten an diesen Stützstellen wird dann die Kurve bestimmt, aus deren Form und Halbwertsbreite die Temperatur der Kaliumschicht ermittelt werden kann. Das Beispiel einer dreieinhalbstündigen Messung mit den Zählraten im Maximum der Kaliumschicht zeigt Abbildung 3.4.

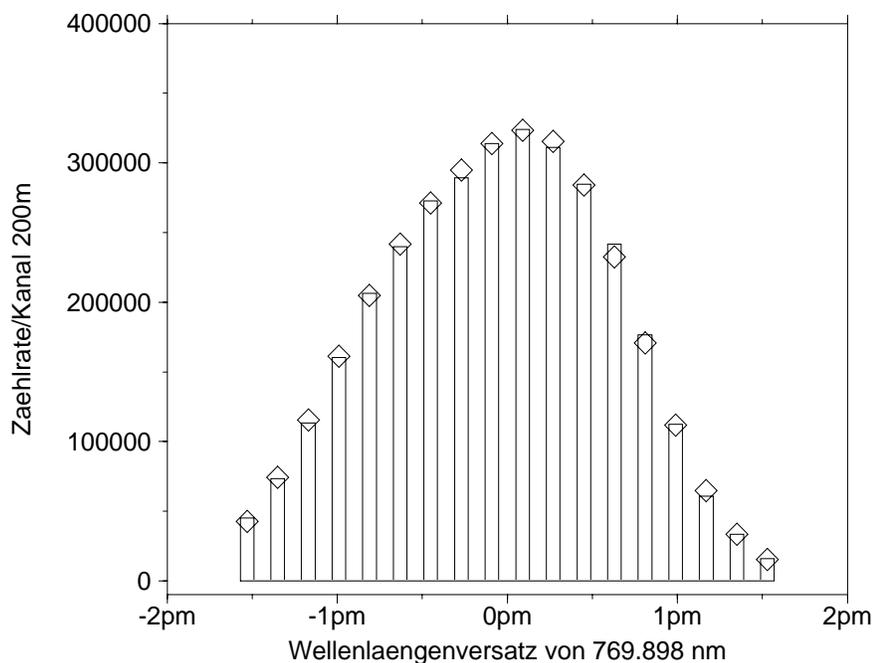


Abbildung 3.4: Gemessene Zählraten (Balken) in den 12 Wellenlängenkanälen und die daran genäherte Hyperfeinstruktur (Quadrate). Messung zum 13. 8. 1997, 22:30-1:58 UT in 88,3 km Höhe, dem Maximum der Kaliumschicht. Die Zählrate pro Kanal wurde auf die Gesamtzahl von 324 000 Laserpulsen normiert. Der Untergrund beträgt ca. 84 Photonen.

Unter der Annahme, daß die atomphysikalischen Parameter exakt bekannt sind und das Isotopenverhältnis konstant ist, besitzt die Resonanzkurve noch 5 Freiheitsgrade, die mit 4 verschiedenen physikalischen Parametern der Atmosphäre korrespondieren. Die Amplitude ist durch die vorhandene Dichte von Kaliumatomen bestimmt, der Untergrund durch zusätzliche Streuung, insbeson-

dere durch Rayleighstreuung, die in dem betrachteten Intervall als wellenlängenunabhängig angenommen wird. Eine Verschiebung entlang der Wellenlängenachse verursachen vertikale Winde. Ein relativ starker vertikaler Wind von 3 m/s bewirkt beispielsweise eine Dopplerverschiebung um 0,0077 pm. Die Temperatur prägt, wie bereits gezeigt, die Form und die Breite der Kurve.

Um die Resonanzkurve aus den gemessenen Werten zu bestimmen, wird die theoretische Kurve mit einem numerischen Näherungsverfahren zur Minimierung der Fehlerquadrate an die Meßwerte angefitet. Ein Verfahren für Probleme mit nicht linear unabhängigen Parametern, wie dem vorliegenden, ist der sogenannte Levenberg-Marquardt-Algorithmus, der auch hier verwendet wurde. Er kann beispielsweise [Pre89] entnommen werden.

3.3.3 Kalium-Temperaturen

Hier soll kurz auf die Temperaturberechnung aus der gemessenen Hyperfeinstruktur eingegangen werden, während die Bestimmung des Untergrundes in Abschnitt 4.2 behandelt wird. Der systematische Fehler der Temperaturberechnung wird in [vZa96b] auf ± 3 K abgeschätzt. Die wesentlichen Faktoren sind dabei die Ungenauigkeit der Kalibrierung des Spectrumanalysers und die Unsicherheit der Kenntnis der atomphysikalischen Konstanten. Ein derartiger Fehler hätte keinen Einfluß auf Temperaturgradienten, sondern nur auf die absolute Temperatur.

Der statistische Fehler der Temperaturberechnung hängt im wesentlichen von den Photonen-Zählraten in der betrachteten Höhe ab. Er ist gering über einen großen Bereich der Kaliumschicht und wächst an deren Rändern stark an. Aufgrund des oft hohen Dichtegradienten (vgl. Abb. 3.8) kann der Fehler innerhalb weniger km von ± 1 K auf über ± 10 K anwachsen. Die Zählraten werden wenn nicht anders erwähnt über ein Höhenintervall von 2 km aufintegriert und die Temperaturen mit einem vertikalen Abstand von 1 km berechnet. Die Abbildung 3.5 zeigt das Temperaturprofil, das aus dem aufsummierten Signal über die gesamte Nacht (8:46 Stunden) berechnet wurde. Die statistischen Fehler liegen für einen weiten Höhenbereich (84-100 km Höhe) unterhalb von ± 1 K. Diese und die folgenden Angaben für Fehler und Zählraten sind auf das Beispiel vom 10. 3. 1997 bezogen.

Um einen Anhaltspunkt für die zur Temperaturberechnung erforderlichen Photonenzahlen zu geben, seien hier die Zahlenwerte für die dargestellte Nacht angeführt. Die Zählrate, die zu einem Fehler von 6,8 K in 80 km führte, betrug ca. 3000 Photonen in dem aufsummierten Intervall (79 km-81 km) aus der Resonanzstreuung und etwa 1000 Photonen aus der Rayleighstreuung. Die Stärke des abgezogenen Untergrundes betrug 1290 Photonen. Der Fehler von 9,6 K in 107 km Höhe beruht auf einer Photonenzahl von 1610.

Das Signal aus der Kaliumschicht ist ausreichend, um Temperaturen zeitaufgelöst zu berechnen. Typischerweise wird hier ein Integrationszeitraum von 60 Minuten benutzt, bei der gleichen Höhenmittelung wie oben. Über einen weiten Höhenbereich der Schicht liegt der statistische Fehler dann bei ca. 2 K.

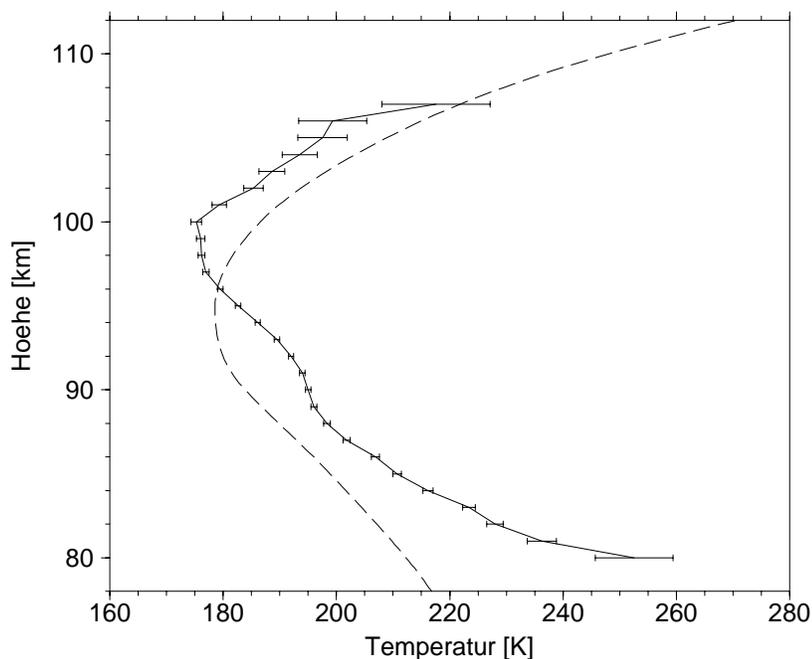


Abbildung 3.5: Die Kalium-Temperaturen aus den aufsummierten Lidardaten vom 10. 3. 1997, 19:45-4:31 UT. Die Temperaturen sind nur bei einem $1\text{-}\sigma$ -Fehler von weniger als ± 10 K dargestellt. Vertikal gemittelt über ± 1 km, Abstand 1 km. Zum Vergleich die CIRA 86 für März und 50°N .

Die Abbildung 3.6 zeigt die Serie der Temperaturprofile für die Nacht zum 10. 3. 1997. Die Fehler sind der Übersichtlichkeit halber nicht mit dargestellt. Der Offset, mit dem die einzelnen Profile aufgetragen sind, führt dazu, daß die Kurven dort aufeinander liegen, wo die Abkühlungsrate 10 K/h beträgt. Wenn die Profile in dieser Darstellung den grösseren Abstand aufweisen als $2,5\text{ K}$, fand in dem Zeit- und Höhenbereich eine Erwärmung statt. Man erkennt Wellenaktivitäten während der gezeigten Zeitspanne, beispielsweise ein Abwechseln von Erwärmung und Abkühlung in einer Höhe. Eine Phase der Erwärmung ist zu erkennen, die beginnend bei 97 km abwärts läuft und sich am Ende des Meßzeitraumes bei 86 km befindet. Diese fällt zusammen mit dem Dichtemaximum wie es in dem Verlauf der entsprechenden Kaliumdichte in Abb. 3.8 zu erkennen ist.

3.4 Die Kaliumschicht

Aus dem Rückstreusignal aus der Mesopausenregion kann ein vertikales Dichteprofil der Metallschicht berechnet werden. Dazu werden Annahmen über das Temperaturprofil und das Profil der Luftdichte aus einer Modellatmosphäre entnommen. Diese liefern einen Volumenrückstreukoeffizienten für die Rayleighstreuung und einen spezifischen Rückstreukoeffizienten der Metallatome. Aus

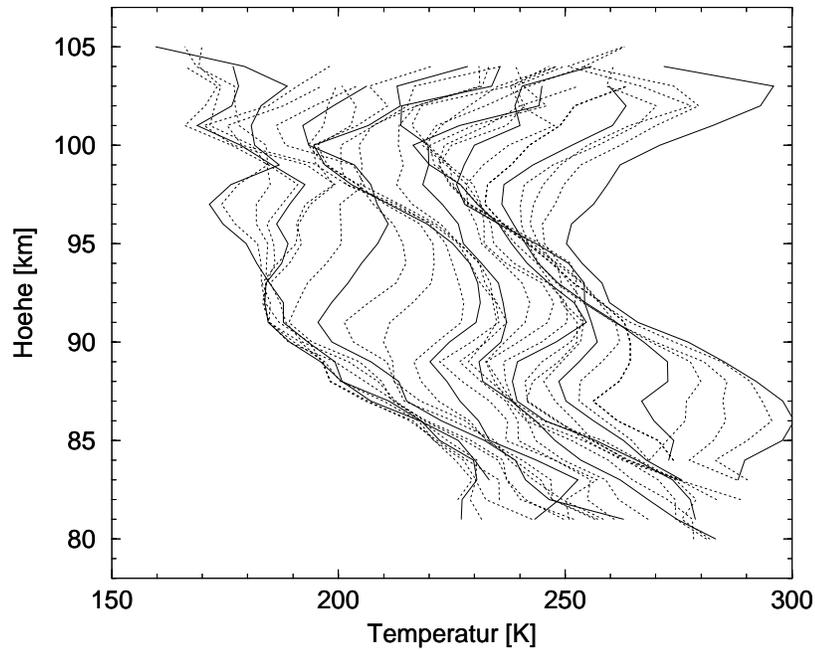


Abbildung 3.6: Die Kalium-Temperatur-Profile der Nacht zum 10.3.1997. Der zeitliche Abstand der Profile beträgt 15 Minuten, gemittelt über jeweils ± 30 Minuten. Die Temperaturwerte auf der Abzissenachse gelten für das erste Profil, die weiteren Profile sind mit einer Verschiebung von 10 K/h aufgetragen. Eine Darstellung erfolgte nur für die Temperaturwerte mit einer statistischen Unsicherheit von maximal 10 K. Die durchgezogenen Linien heben die Profile im Abstand von einer Stunde hervor, die statistisch unabhängig voneinander sind.

dem gemessenen Volumenrückstreukoeffizienten läßt sich damit die Teilchendichte der Kaliumatome berechnen.

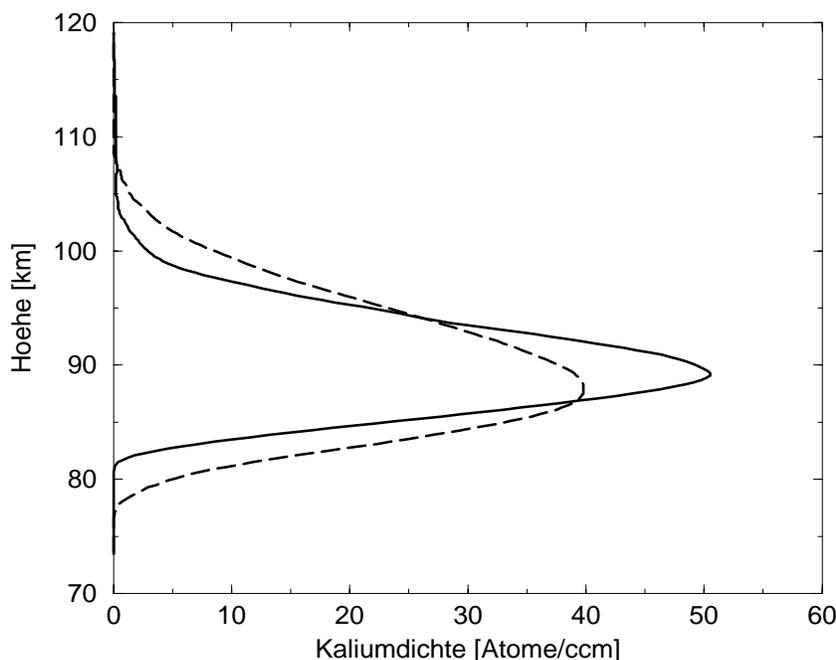


Abbildung 3.7: Die mittlere Kaliumdichten über Kühlungsborn (1996/97). Nach den astronomischen Jahreszeiten wurde je ein mittleres Profil für den Sommer (durchgezogene Kurve, enthält 30 Nächte) und den Winter (gestrichelt, 25 Nächte) berechnet. Die Kaliumschicht ist im Winter typischerweise breiter und zeigt eine geringere Spitzendichte.

Die Nachweisgrenze beträgt ca. $0,1 \text{ Atome/cm}^3$ für das aufintegrierte Signal einer Meßnacht. Die Teilchendichten liegen in der Größenordnung von $10\text{-}100 \text{ Atomen/cm}^3$, verglichen mit einer Luftdichte von typischerweise $6 \cdot 10^{14} \text{ Molekülen/cm}^3$ in 90 km Höhe.

Trotz dieses geringen Mischungsverhältnisses von 10^{-13} überwiegt, aufgrund des hohen Rückstreukoeffizienten, das Signal der Kalium-Resonanz-Streuung das der Rayleighstreuung im Schichtmaximum häufig um bis zu 3 Größenordnungen. In der Abbildung 3.1 war das aufsummierte Rohdatenprofil einer langen Meßnacht gezeigt worden. Die Photonenzahl pro Kanal auf dem Maximum der Schicht liegt unterhalb von 10^6 je Höhenkanal. Für einen 1σ -Fehler bedeutet das überschlagsweise ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 10^{-3} , also eine statistische Unsicherheit von der gleichen Größenordnung wie die vorhandene Rayleighstreuung.

Die Variabilität der Kaliumschicht ist im Vergleich zu den Schichten anderer Metalle (z. B. Calcium) relativ gering, doch lassen sich auch hier jahreszeitliche Variationen ebenso beobachten, wie atmosphärische Wellen. Ein Beispiel dafür

zeigt die Abbildung 3.8. Man erkennt die wellenartige Veränderung der Unterkante der Kaliumschicht und das Abwärtslaufen von Dichtemaxima durch die Schicht.

Eine ausführliche Untersuchung der Kaliumschicht wird von V. Eska vorgenommen. Es wurde über Kühlungsborn im Jahresmittel eine Säulendichte von $4,4 \cdot 10^7$ Atomen/cm² und eine Maximaldichte der Schicht von $47 \cdot 10^7$ Atomen/cm³ gemessen. Dabei variieren die einzelnen Nachtmittelwerte der Säulendichte von $1,5 - 9,5 \cdot 10^7$ cm², die Mittelwerte der Maximaldichte von 15 - 132 Atome/cm³ (unter Auslassung sporadischer Schichten). Die beobachteten Variationen sind im wesentlichen halbjährlicher Natur. Die mittlere Schichtbreite ('root mean square') betrug 4 km, die Höhe des Dichtemaximums in Jahresdurchschnitt 90,5 km (Werte nach [Esk97]).

Innerhalb einer Nacht werden im wesentlichen Variationen der Metalldichte und der Temperaturen aufgrund von Gezeiten- und Schwerewellen beobachtet, es können aber auch sporadische Schichten oder Spuren verdampfter Meteoride auftreten. Die Ergebnisse kurzer Meßzeiträume können dadurch stark variieren und aufgrund der beobachteten Wellenphänomene wird davon ausgegangen, daß bei einer Meßdauer von weniger als 3 Stunden das Ergebnis nicht als repräsentativ für den mittleren Zustand der Atmosphäre in der Meßnacht angesehen werden kann. Bei starker Wellenaktivität sind zur Bestimmung eines klimatologischen Mittelwertes zum Teil deutlich längere Integrationszeiträume notwendig (vgl. [vZa96b]).

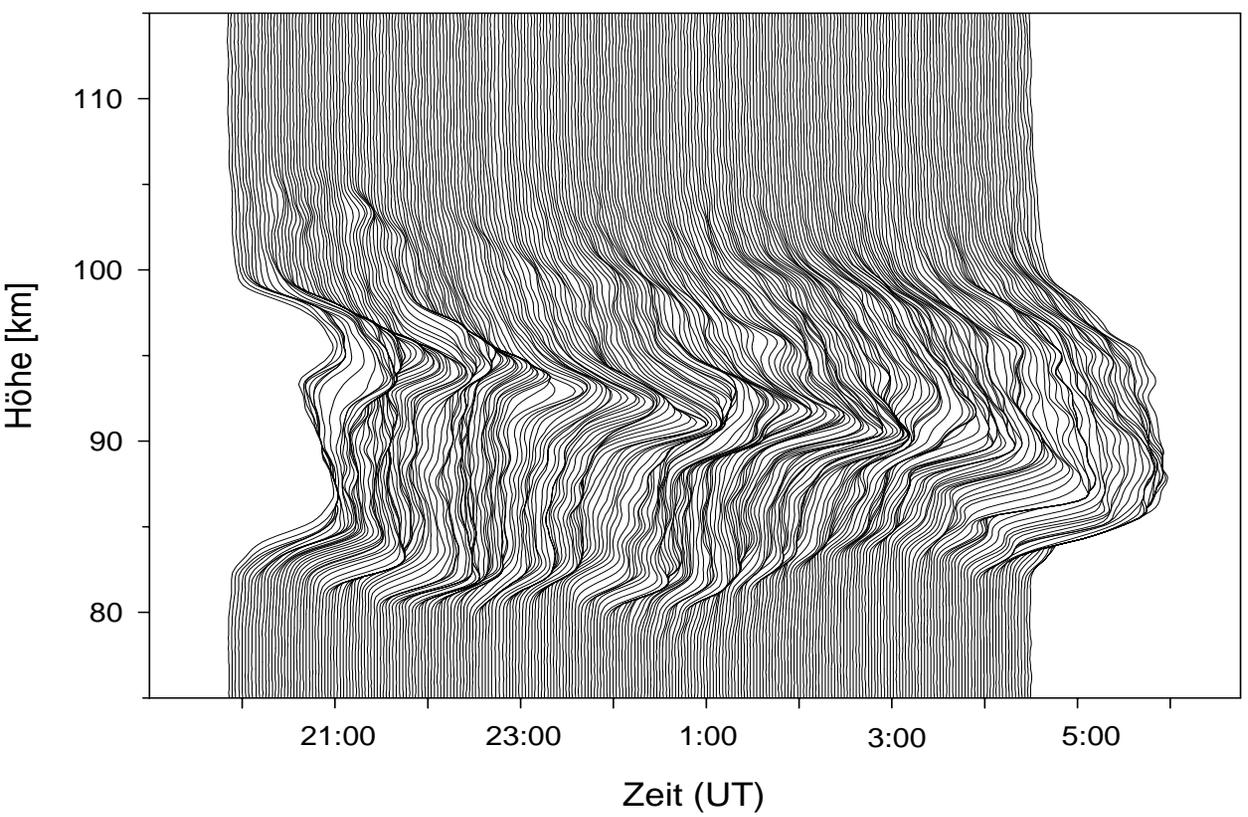


Abbildung 3.8: Der zeitliche Verlauf des vertikalen Kaliumdichteprofiles in der Nacht zum 10.3.1997. In der Skalierung der Abszissenachse entspricht eine Stunde einer Dichte von 20 Atomen/cm³. Die Nulllinie jedes Dichteprofiles ist auf den zugehörigen Zeitpunkt verschoben.

Kapitel 4

Kombination der Verfahren

Lidarmessungen der Temperaturen können nur einen begrenzten Höhenbereich der Atmosphäre erfassen. Dieser ist im wesentlichen durch die verwendete Technik gegeben. Mit Rayleigh-Lidars alleine lassen sich Temperaturprofile etwa von 30-85 km und mit Metall-Temperatur-Lidars etwa von 80-105 km bestimmen. Laut [Dao95] wurde in ihrer Arbeit zum ersten Mal die Kombination der beiden Verfahren verwendet. Dazu wurden ein Natrium- und ein Rayleigh-/Raman-Lidar benutzt um kontinuierliche Temperaturprofile über den betrachteten Höhenbereich zu bestimmen. Die einzige Abbildung der Arbeit, in der beide Temperaturprofile überlappend eingezeichnet sind, zeigt in diesem Höhenintervall (83-96 km) Abweichungen der Temperaturen der Natrium-Lidarmessung zu denen der Rayleigh-Lidarmessung von -5 K bis zu +20 K.

Eine Anwendung beider Verfahren auf die Daten eines einzelnen Lidars ist bisher nicht durchgeführt worden, wofür im wesentlichen zwei Gründe verantwortlich sind. Erstens werden in Metall-Temperatur-Lidars fast ausschließlich Farbstofflaser verwendet, die eine geringere Energie (ca. 30 mJ) und Repetitionsrate (ca. 15 Hz) als der Alexandritlaser des IAP-Kalium-Lidars besitzen. Trotz der kleineren Wellenlängen der Natrium-Lidars kann damit kein signifikantes Rayleigh-Signal aus der Höhe der Metallschicht erzielt werden, wenn nicht sehr große Empfangsteleskope benutzt werden. Zweitens ist die erforderliche rechnerische Trennung der Anteile des gemessenen Signals nach dem zugrundeliegenden Streuprozeß nicht ohne weiteres möglich.

Es wurde gezeigt, daß sich das gemessene Rückstreusignal des Kalium-Lidars aus einem Untergrund, der Resonanz- und der Rayleighstreuung zusammensetzt und zudem mit statistischem Rauschen behaftet ist. In besonderen Fällen (bei leuchtenden Nachtwolken) kann auch in einem schmalen Höhenbereich um 83 km noch ein Anteil von Miestreuung hinzukommen, der jedoch hier nicht weiter behandelt wird. Im Mesopausenbereich sind Temperaturmessungen anhand der Kalium-Hyperfeinstruktur möglich, die als Startwert für die Temperaturberechnung aus dem Rayleigh-Signal genutzt werden sollen. Damit soll ein kontinuierliches Temperaturprofil von der Stratosphäre bis oberhalb der Mesopause bestimmt werden. Um einen Übergang zwischen den beiden Methoden zur Temperaturbestimmung zu ermöglichen ist es wünschenswert, eine Über-

lappung der Höhenbereiche, in der die beiden Verfahren angewandt werden können, zu erreichen.

Um beide Verfahren gemeinsam auf das Signal des Kalium-Lidars anwenden zu können, ist es daher notwendig, die Anteile des gemessenen Signals an der Unterkante der Kaliumschicht nach ihrem Ursprung voneinander zu trennen. Zu diesem Zweck sind zunächst die Schwierigkeiten, die bei der Anwendung der beiden Methoden auftreten können, daraufhin näher zu untersuchen. Anschließend wird zu Testzwecken ein kontinuierliches Temperaturprofil zwischen 40 km und 100 km zunächst aus den Meßwerten zweier unabhängiger Lidars (RMR-Lidar und Kalium-Lidar) berechnet.

Die Datenverarbeitung erfolgt auf PCs, die Programmierung in DELPHI, einer Programmiersprache, die darauf ausgelegt ist, weiterverwendbare, allgemeine Objekte zu entwickeln und diese als visuelle Komponenten zur Erleichterung der späteren Benutzung zur Verfügung zu stellen.

4.1 Berechnung der Dichte-Temperaturen

Die Temperaturberechnung aus einem gemessenen Dichteprofil, wie sie in Abschnitt 3.2 dargestellt wurde, weist zwei prinzipielle Fehlerquellen auf. Ein systematischer Fehler kann durch die Verwendung einer fehlerhaften Starttemperatur entstehen. Die statistischen Fehler der Dichtemessung begrenzen dagegen die maximale Höhe, ab der eine Temperaturberechnung erfolgen kann. Da sich beide Fehler über einen gewissen Höhenbereich fortpflanzen, besteht ein Unterschied zwischen der verlangten Genauigkeit der Temperaturberechnung und dem statistischen Fehler der bestimmten Dichte.

4.1.1 Starttemperatur

Das Hauptproblem der Temperaturberechnung aus einem bekannten Dichteprofil der atmosphärischen Luftsäule liegt für viele Anwendungen in der Starttemperatur, das heißt in dem Anfangswert der Abwärtsintegration. Diese wird typischerweise in 80-90 km begonnen, einer Höhe in der im Normalfall, beispielsweise für ein einzelnes Rayleigh-Lidar, die Temperatur nicht bekannt ist. Sie wird dann meistens als Schätzwert aus einer Standardatmosphäre wie zum Beispiel der CIRA 86 entnommen.

Diese gibt jedoch nicht mehr als einen groben Mittelwert, der im Bereich der Mesopause stark von der instantanen Temperatur abweichen kann. So ergibt sich zum Beispiel am 2. 9. 1997 (Abb. 4.13, S. 59) eine Differenz von 40 K in 90 km Höhe. Hierbei handelt es sich jedoch um ein Extrembeispiel, im allgemeinen betragen die Abweichungen nicht mehr als 20 K.

Ein abweichendes Verhalten der Atmosphäre im Mesopausenbereich von der CIRA 86 ist mehrfach festgestellt worden. So ist zum Beispiel in [She95] dargestellt, daß das mehrjährige Temperaturmittel in 41°N bzw. 44°N im Höhenbereich 85-105 km Abweichungen um bis zu 15 K von der CIRA 86 zeigt, während in Höhen von 30-85 km eine Übereinstimmung bis auf 3 K genau vorliegt. Für

die jahreszeitlichen Mittel ergeben sich die größten Abweichungen für die 12 Wochen um die Tagundnachtgleiche im Herbst mit bis zu 30 K, wie in [She93] gezeigt wird.

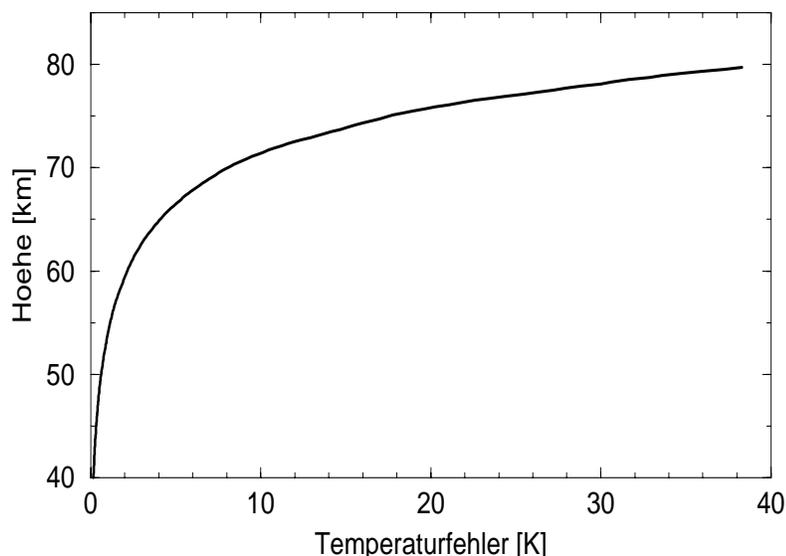


Abbildung 4.1: Systematische Fortpflanzung eines Temperaturfehlers bei Abweichung des Startwertes in 80 km um 40 Kelvin bei einem exakt bekannten Dichteprofil.

Die Integration ist selbststabilisierend, das heißt, die berechnete Temperatur nähert sich der wahren Temperatur mit abnehmender Höhe an, unabhängig vom gewählten Startwert. Der Fehler erweist sich jedoch über einen großen Höhenbereich als erheblich, wie die Abbildung 4.1 verdeutlicht. Die Abbildung zeigt unter der Annahme eines exakt bekannten Dichteprofiles, daß sich ein Anfangsfehler von 40 K nach 10 km (20 km) Integrationsweg immer noch mit einem Fehler von etwa 10 K (2 K) bemerkbar macht. Diese Aussage ist nur in sehr geringem Maße, aufgrund der leichten Abweichungen vom exponentiellen Dichteprofil, abhängig von der gewählten Anfangshöhe. Wenn man verlässliche Angaben über die Temperaturen machen will, muß man also entweder auf die Informationen aus einem großen Teil des gemessenen Profils verzichten oder man braucht verlässliche Angaben über die Anfangstemperatur. Die zweite Möglichkeit soll in dieser Arbeit weiter verfolgt werden (Abschnitt 4.3).

4.1.2 Anfangshöhe

Zu dem Fehler in der berechneten Temperatur tragen neben dem Fehler der Starttemperatur auch die Fehler der Dichtebestimmung am Startpunkt und in allen Höhen, über die summiert wird, bei. Daher hängt die Wahl der Anfangshöhe, die für die Integration der Temperatur benutzt werden kann, sehr von der Zählrate des Lidar-Signals ab. Ein starkes Rauschen des Signals kann dazu führen, daß Temperaturen berechnet werden, die stark von den wirklichen

abweichen. Dieser Fehler wird sich dann über einen weiten Höhenbereich bemerkbar machen. Es ist daher notwendig in einer Höhe zu beginnen, aus der ein Signal mit einem ausreichend geringen Fehler vorliegt.

Die Abbildung 4.2 zeigt den Fehler, der allein aus dem Rauschen des detektierten Signals entsteht, bei Annahme einer exakt bekannten Anfangstemperatur. Als Beispiel wurde das aufsummierte Signal des RMR-Lidars aus einer fast fünfstündigen Messung bei mittelmäßigen Wetterbedingungen in der Nacht zum 2. September 1997 gewählt. Die Temperaturen wurden in allen Fällen mit 200 m Auflösung ohne anschließende Glättung berechnet. Der Verlauf der Kurven variiert nur wenig mit der gewählten Anfangshöhe. Der statistische Fehler in einer bestimmten Höhe verringert sich leicht, wenn die Anfangshöhe größer gewählt wird, da die aufsummierte Zählrate der oberhalb gelegenen Kanäle in die Statistik mit eingeht.

Die durchgezogene Linie stellt die Berechnung aus den tatsächlich gemessenen Daten, bei einem Startwert von 200 K in 90 km Höhe, dar. Ein Fehler von 10 Kelvin wird hier ab 80 km Höhe unterschritten, wenn der relative Dichtefehler weniger als ca. 5 % beträgt. Die Zahlenwerte sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt.

In der Nacht liegt eine Kalium-Temperatur aus 80 km Höhe vor, die einen Fehler von weniger als ± 10 K aufweist und als Starttemperatur verwendet werden könnte. Wie in Abschnitt 4.4.1 gezeigt werden wird, ist es jedoch anzustreben, eine Kalium-Temperatur als Startwert zu benutzen, die aus einer Höhe der Kaliumschicht stammt, die weiter von der Unterkante der Schicht entfernt ist.

4.1.3 Mittelung

Um die statistische Sicherheit zu erhöhen, kann vor der Temperaturberechnung eine Mittelung des Signals erfolgen. Aufgrund des exponentiellen Dichtegradienten ist eine einfache geometrische Mittelung nicht verwendbar, da sie die Höhenabhängigkeit verfälschen würde. In einem „running-mean“-Verfahren werden deshalb die Meßpunkte aus einem Höhenbereich (hier 1 km bzw. 3 km) durch eine Exponentialfunktion mit Hilfe einer Regression angenähert. Diesem Fit entnimmt man nicht nur einen Mittelwert für das Zentrum des gewählten Intervalls, sondern unter Verwendung der statistischen Fehler für die einzelnen gemessenen Zählraten auch einen Wert für den Fehler dieses Mittelwertes. Dieser Fehler für die relative Dichte liegt deutlich unter dem für die gemessenen Werte. Das führt dazu, daß der statistische Fehler für die Temperatur von 10 Kelvin erst oberhalb von 84 km bzw. 87 km Höhe überschritten wird, wenn man die Dichte-Temperaturen aus dem gemittelten Signal berechnet. Die Zahlenwerte für das hier behandelte Beispiel sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt. Die Näherung durch ein ideales exponentielles Dichteprofil entspricht physikalisch der Näherung durch ein isothermes Temperaturprofil, also einer Mittelung der Temperatur über den verwendeten Höhenbereich.

Bei dem hier dargestellten Fehler handelt es sich um die statistische Unsicherheit der Berechnung. Für den Fall, daß dieser Fehler in einer Höhe tatsäch-

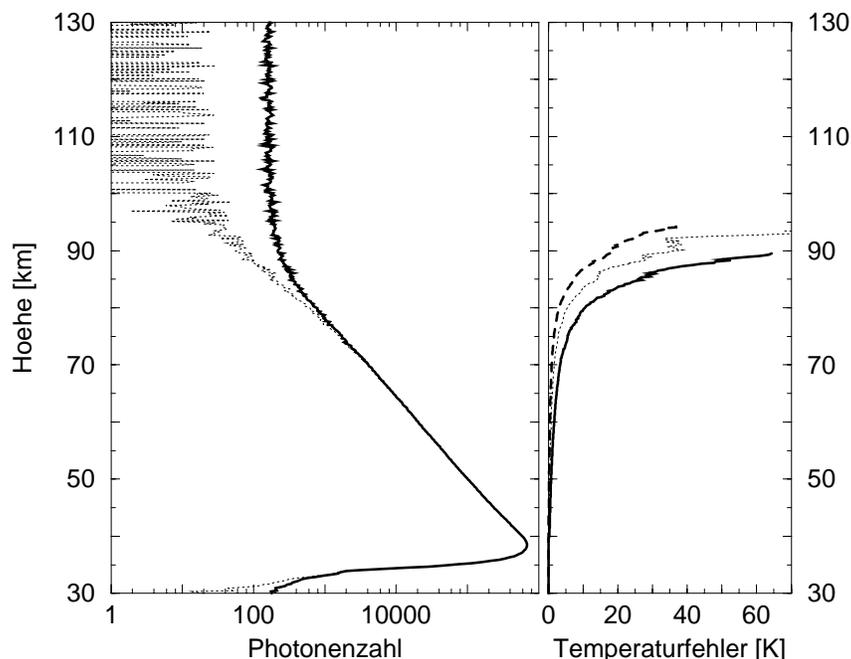


Abbildung 4.2: *links*: Die Originalzählrate pro Kanal des RMR-Lidars und die Zählrate nach dem Untergrundabzug (gepunktet). Meßnacht zum 2. 9. 1997, 19:57-0:42 UT. *rechts*: die sich daraus ergebenden statistischen Fehler der Temperaturberechnung (oberhalb von 40 km) ohne Mittelung (durchgezogen), mit 1 km (gepunktet) und mit 3 km Mittelung (gestrichelt).

lich als Abweichung von der wahren Temperatur auftritt, wird er sich jedoch, wie in Abbildung 4.1 gezeigt, über einen weiten, darunterliegenden Höhenbereich (etwa 10 km) als systematische Verschiebung der Temperaturen auswirken. Aus diesem Grund sollte die Anfangshöhe der Berechnung nicht zu hoch gewählt werden, das bedeutet im allgemeinen nicht höher als bis der statistische Dichtefehler den relativen Fehler der Anfangstemperatur überschreitet. Wenn man anstrebt, den Startwert auf 10 Kelvin genau zu kennen, heißt das für den gezeigten Fall des RMR-Lidars, daß die Anfangshöhe nicht oberhalb von 80-87 km gewählt werden sollte, abhängig davon, ob und wie zuvor eine Mittelung erfolgt ist.

Als Beispiel zeigt die Abbildung 4.3 die berechneten Temperaturen für die Nacht zum 13. 8. 1997. Die bisher behandelte Nacht zum 2. 9. 1997 weist einige Besonderheiten auf und wird unten in Abb. 4.13 gezeigt. Man sieht in der Abbildung, daß beide Temperaturen von 83-85 km den gleichen Verlauf aufweisen, lediglich die Kalium-Temperatur in der mit 82 km niedrigsten Höhe weicht deutlich vom Verlauf der Dichte-Temperaturen ab. Neben der Mesopause in ca. 85 km Höhe erkennt man für den betrachteten Zeitraum zwei lokale Minima der Temperatur in 70 km und in 98 km.

40 km Signal	600 000 Photonen/Kanal	
70 km Signal	4 000 Photonen/Kanal	
Untergrund	160 Photonen/Kanal	
ohne Mittelung	500 Ph/Kanal	gemessen in 80,7 km
1 km Regression	230 Ph/Kanal	gemessen in 84,3 km
3 km Regression	120 Ph/Kanal	gemessen in 87,5 km

Tabelle 4.1: *oben*: Die charakteristischen Werte der verwendeten Messung (RMR-Lidar, 1.9.1997 19:57 - 2.9.1997 00:42 UT). Bei der Anzahl von 452 000 Laserpulsen entspricht die Zählrate in 40 km Höhe einem mittleren Signal von 6,6 Photonen/Puls.km. *unten*: Die Zählraten pro Kanal (200 m) nach Untergrundabzug, die bei verschiedenen Mittelungen für die Anfangshöhe ausreichen. Dazu die ermittelten größtmöglichen Anfangshöhen. Als Grenzwert wurde ein Fehler von 10 K gesetzt, der allein aus dem statistischen Rauschen des Dichteprofiles entstehen soll. Der Startwert der Temperatur betrug einheitlich 200 K in 90 km Höhe.

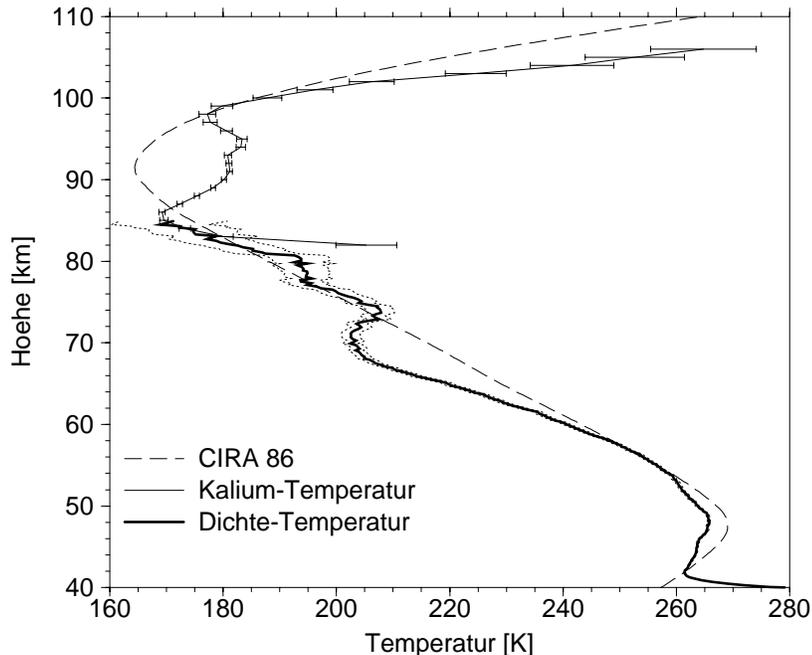


Abbildung 4.3: Die mittleren Temperaturen aus der Nacht zum 13.8.1997, 21:54-1:57 UT. Die Dichte-Temperaturen wurden aus dem aufsummierten Signal des RMR-Lidars mit vertikaler Glättung über 3 km berechnet. Die Abweichung der Kalium-Temperatur in 82 km wird durch eine Korrelation zwischen der Kaliumdichte und der Temperatur verursacht (s. Abschnitt 4.4.1). Die gepunkteten Linien stellen die Grenzen der Fehlerintervalle der Dichte-Temperaturen dar. Der Startwert betrug $169,6 \pm 0,7$ K in 85 km Höhe.

Bei der Berechnung der Dichte-Temperaturen aus den Messungen des Kalium-Lidars ist zu beachten, daß die Stärke des Rayleigh-Signals deutlich geringer ist und damit die doppelte bis dreifache Meßzeit benötigt wird, um die gleichen Zählraten zu erreichen. Deshalb werden die sinnvollen Anfangshöhen für das Kalium-Lidar niedriger liegen als in dem hier gezeigten Beispiel für das RMR-Lidar.

4.2 Erkennung der Hyperfeinstruktur

Die Hyperfeinstruktur (HFS) der Kaliumresonanzstreuung kann zum einen dazu benutzt werden, Aussagen direkt über die Kaliumschicht und damit über die Temperatur und Dynamik der Atmosphäre in der Nähe der Mesopause zu treffen. Zum anderen kann sie jedoch auch dazu dienen, die Rückstreuung, die an Kaliumatomen erfolgt ist, vom übrigen Signal zu trennen. Insbesondere soll damit die Stärke der Rayleighstreuung aus der Mesopausenregion im Signal des Kalium-Lidars bestimmt werden.

4.2.1 Probleme des HFS-Fits

Die naheliegendste Methode, die Resonanzstreuung von dem übrigen Signal zu trennen, ist die numerische Annäherung der gemessenen Wellenlängenabhängigkeit der Rückstreuung durch die ideale Form der HFS (s. Abschnitt 3.3.1). Der Untergrund der Kurve entspricht dann der Rayleighstreuung, eventuell addiert zu dem Untergrund der Messung, wenn dieser nicht korrekt abgezogen wurde.

Die Qualität des Fits der Resonanzkurve hängt im wesentlichen von der statistischen Sicherheit der gemessenen Zählraten in den einzelnen Wellenlängenkanälen ab. Um diese optimal zu nutzen, wird der Wellenlängenbereich für den sinusförmigen Scan so gewählt, daß für den gesuchten Parameter möglichst viele Informationen enthalten sind. Das Kalium-Lidar ist zur Bestimmung der Temperatur aus der Resonanzstruktur konzipiert, so daß der Schwerpunkt der Messung auf dem zentralen Teil der Kurve und besonders auf den Flanken liegt, die Flügel werden dagegen kaum berücksichtigt. Für die angestrebte Bestimmung des Untergrundes der Resonanzstruktur ist die benutzte Konfiguration nicht ideal, wie die Untersuchung mehrerer systematischer Fehlerquellen zeigen soll.

Der Scanbereich ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Man erkennt darin, daß der Meßbereich so gewählt ist, daß der Bereich der Resonanzstreuung nicht verlassen wird und damit in Zählrate in keinem Kanal annähernd den Wert des Untergrundes annimmt.

Dadurch läßt sich die höchste Informationsdichte über die Form und besonders über die Halbwertsbreite der Kurve erreichen. Der Scanbereich erweist sich jedoch als ungünstig, wenn der Untergrund der Kurve berechnet werden soll. Der ermittelte Wert für den Untergrund hängt dadurch sehr stark von den Zählraten in den beiden äußeren Kanälen ab. Die Erweiterung des Scanbereichs um 12 % auf 0,18 pm pro Kanal (Februar 1997) hat eine leichte Verbesserung für

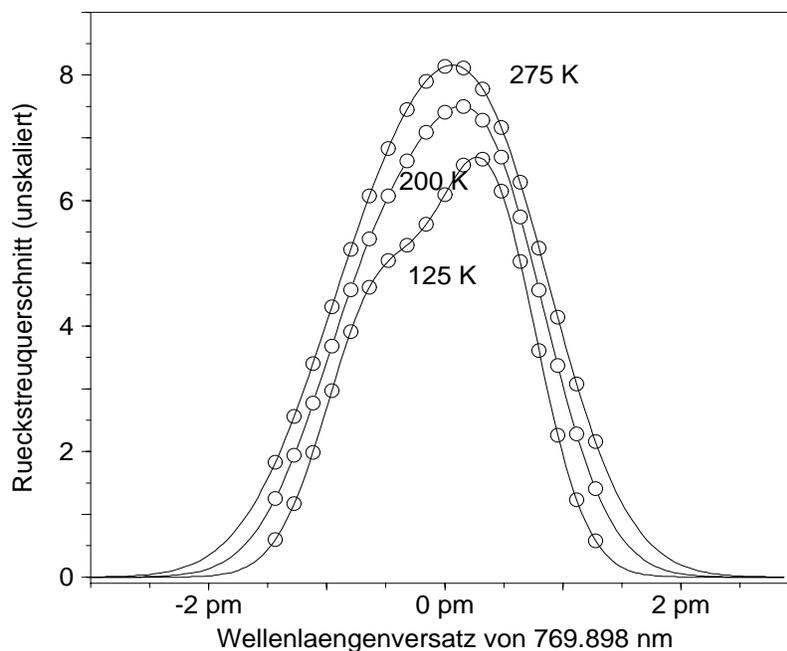


Abbildung 4.4: Die Lage der Zentren der 18 benutzten Wellenlängenkanäle (jeweils 0,16 pm) zur Erfassung der dopplerverbreiterten Hyperfeinstruktur der $K(D_1)$ -Linie. Die Kurven für die Temperaturen von 125 K, 200 K und 275 K sind zur besseren Übersicht nicht in einheitlicher Skalierung der Ordinatenachse dargestellt.

das Fitten des Untergrundes zur Folge. Eine wesentlich sicherere Untergrundbestimmung würde ermöglicht, wenn der Scan einseitig mindestens bis zu etwa 2,5 pm vom Schwerpunkt reichte.

Zur Veranschaulichung der Problematik zeigt Abbildung 4.5 ein Beispiel der Zählraten an der Unterkante der Kaliumschicht, d. h. in niedrigsten Höhe, in der der Fehler der Temperaturbestimmung kleiner als 10 K ist. Der abgebildete Untergrund wurde nicht numerisch aus den dargestellten Messung bestimmt, sondern ist durch Extrapolation der Dichte entsprechend dem Temperaturprofil der CIRA 86 berechnet (s. u.). Man erkennt, daß die Abweichungen der gemessenen Zählraten in einzelnen Kanälen von den theoretischen Werten deutlich größer sind als der Wert des zu bestimmenden Untergrundes.

4.2.2 Systematische Fehlerquellen

Bei der Datenaufnahme bilden die 18 Kanäle jeweils ein Mittel über alle Werte aus dem zugehörigen Wellenlängen-Intervall, das bei der numerischen Approximation durch den Wert am zentralen Punkt des Intervalls angenähert wird. Ein zu großes Intervall würde so zu Fehlern bei der numerischen Approximation führen, zu klein gewählte Intervalle jedoch zu einer zu geringen Zählrate und

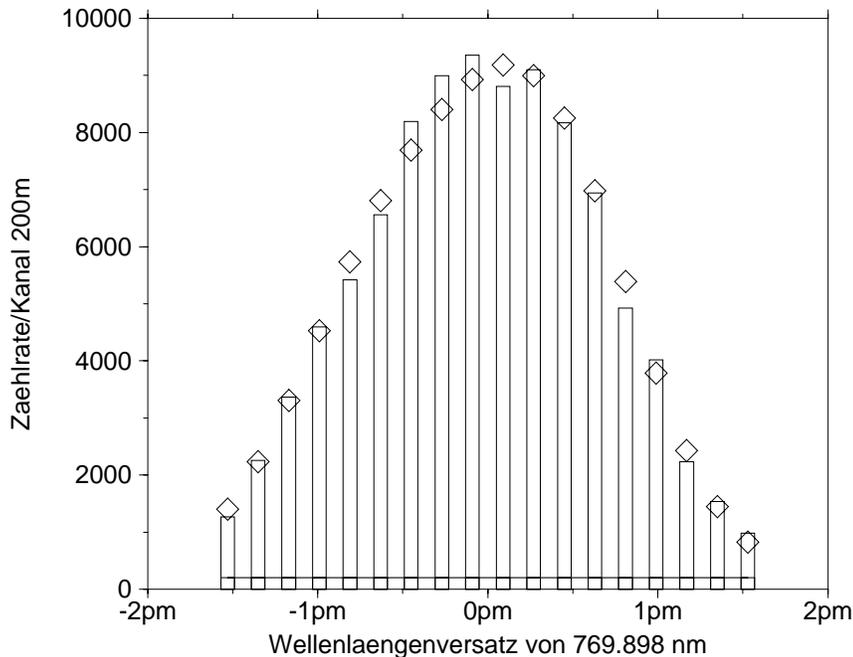


Abbildung 4.5: Die gemessenen Zählraten (Balken) an der Unterkante der Schicht in 83,3 km Höhe analog zu Abb. 3.4 (13.8.1997, Zählraten normiert auf 324 000 Laserpulse). Der Untergrund (horizontale Linie) entspricht einer Zählrate von 206,4. Die angefittete Hyperfeinstruktur (Quadrate) ergibt eine Temperatur von $201,4 \pm 10,2$ K.

damit zu einem hohen statistischen Fehler. Im Fall des Kaliumlidars ist jedoch hauptsächlich die Anzahl der Kanäle durch die Software des Meßrechners beschränkt, so daß die Breite der Kanäle nicht verringert werden kann, ohne den gesamten Scanbereich zu verkleinern.

Die Intervallbreite ist für die Berechnung der Temperatur aus der Hyperfeinstruktur ausgelegt. Für die Berechnung des Untergrundes zeigen sich jedoch zwei Probleme, die beide zu einem zu groß bestimmten Untergrund führen können. Betrachtet man die äußeren Kanäle, so stellt man fest, daß diese unter Umständen in einem Bereich starker konkaver Krümmung der Kurve liegen, wodurch der Mittelwert des Intervalls größer wird als der zentrale Wert. Numerische Untersuchungen zeigen jedoch, daß der dadurch verursachte Fehler für den Untergrund unterhalb von 0,1 % der mittleren Zählrate der Resonanzstreuung liegen.

Als zweites ist zu berücksichtigen, daß die Mittelung über alle Pulse erfolgt, die in dieses Intervall fallen. Diese müssen jedoch nicht gleichmäßig über das Intervall verteilt sein. Die Wellenlänge wird bei der Messung kontinuierlich über den gesamten Bereich durchgeföhren. Laserpulse, deren Wellenlänge außerhalb der 18 Intervalle liegt, werden in der Datenaufnahme nicht erfaßt und gehen daher verloren. Um diesen Fall zu vermeiden, wird der Scan so eingestellt, daß

er möglichst nicht über die Grenzen hinausgeht. Da jedoch die Einstellung nur begrenzt genau ist, besteht die Gefahr, daß das Intervall der beiden äußeren Kanäle im Mittel nicht voll berücksichtigt wird und damit nur der Bereich stärkerer Rückstreuung in die Messung eingeht, was wiederum den Mittelwert zu groß werden läßt.

Die Untersuchung dieses Fehlers zeigt, daß im Extremfall, wenn die äußeren Kanäle fast nicht erfaßt werden, der Fit einen Untergrund von mehr als 15 % berechnet. Werden die äußeren Kanäle zur Hälfte erfaßt, ergibt sich noch ein Untergrund von 8 % des mittleren Resonanzsignals. Diese Werte gelten für eine Breite der Kanäle von 0,16 pm bei einem symmetrischen Scanbereich. Die Erweiterung der Kanäle auf je 0,18 pm hat den Effekt in etwa halbiert.

Andererseits kann jedoch auch die Sinusform des Scans bestimmte Bereiche der Kanäle überbewerten und so einen gegenteiligen Effekt bewirken. Im allgemeinen ist die Veränderung dadurch klein, da die Wellenlänge des Lasers dem Sinus nicht sauber folgt, sondern mit einem 'jitter' behaftet ist. Für den Fall einer exakten Sinusform und genau angepaßten Breite des Scans zeigen rechnerische Versuche, daß der beste Fit einen negativen Untergrund von nahezu 10 % besitzt.

Die dargestellten Probleme verfälschen nicht nur die Bestimmung des Untergrundes sondern führen, wenn auch in geringerem Maße zu fehlerhaften Kalium-Temperaturen. Eine Erweiterung des Scans über den Resonanzbereich hinaus würde auch diese Probleme beseitigen. Ein anderer Ansatzpunkt wäre die Auswertung der einzeln aufgezeichneten Laserpulse mit den exakten jeweiligen Wellenlängen.

Ein weiterer Fehler entsteht durch die Mittelung der Messung über einen bestimmten Zeitraum und über ein Höhenintervall. Da diese Mittelung im allgemeinen eine Änderung der atmosphärischen Parameter umfaßt, liegt keine statistische Normalverteilung der Streuzentren mehr vor und die gemessene, effektive Form der Resonanzkurve weicht leicht von der idealen ab. Der Effekt von Veränderungen aufgrund vertikaler Winde ist sehr gering. Die Überlagerung zweier Hyperfeinstrukturprofile unterschiedlicher Temperaturen erzeugt ein Profil, daß am besten durch ein ideales Profil mit einem geringfügig angehobenen Untergrund angenähert werden kann. Zum Beispiel ergibt sich für die Überlagerung von zwei Kurven mit 175 K und 200 K und sonst identischen Parametern bei einer Kanalbreite von 0,18 pm ein Untergrund von 0,8 %. Außerdem vergrößert sich das Fehlerintervall, das durch die numerische Näherung für den Untergrund ermittelt wird.

Der verwendete Levenberg-Marquardt-Algorithmus ist in der Lage, alle fünf freien Parameter (vgl. 3.3.2) der Kurve zu fitten. Dazu wird ein Startwert benötigt, der nicht zu stark von den „wahren“ Werten abweicht, und eine hohe Genauigkeit der Daten. Der Fit wird bei geringen Zählraten instabil und liefert unphysikalische Resultate. Um die Stabilität des Fits zu erhöhen, kann die Zahl der freien Parameter eingeschränkt werden. Dazu müssen die entsprechenden Parameter jedoch ausreichend genau bekannt sein, was zum Beispiel für die Skalierung der Wellenlängen-Achse gilt. Es hat sich gezeigt, daß besonders das

gleichzeitige Fitten des Untergrundes und der Temperatur schnell zu einer Instabilität des Fits führen. Zur Berechnung der Temperatur wird deshalb meist der Untergrund als bekannt angenommen.

4.2.3 Integralbildung

Eine weitere Alternative zur Reduzierung der Freiheitsgrade liegt in einer Parametrisierung der Resonanzkurve. Insbesondere wird hier ein Verfahren verwendet, daß die Berechnung des Untergrundes und der Amplitude ermöglicht. Dazu werden jeweils die Zählraten der zentralen (I_{in}) und der äußeren neun Wellenlängenkanäle (I_{out}) getrennt aufintegriert (gewichtet mit der Anzahl der Pulse pro Kanal) und die aus der Messung bestimmten Integrale mit denen der theoretischen Kurve verglichen. Das Verhältnis der Integrale $c_0 = \frac{I_{in,th}}{I_{out,th}}$ ist charakteristisch für die angenommenen Parameter. Aus den beiden erhaltenen Werten und ihrem theoretischen Verhältnis können dann die Amplitude und der Untergrund U der Kurve berechnet werden.

$$U = \frac{c_0 \cdot I_{out} - I_{in}}{c_0 - 1}$$

Der Einfluß der Unsicherheiten für die Werte des Offset des Wellenlängenschwerpunkts und der Halbwertsbreite der Kurve, die als bekannt vorausgesetzt werden, ist relativ gering. Den Einfluß der Temperatur auf das Verhältnis c_0 zeigt die Abbildung 4.6. Bei 200 K beträgt die Neigung der Kurve 0,19 %/K, bzw. 0,26 %/K (für 0,16 bzw. 0,18 pm/Kanal). Bei einem bekannten Untergrund kann dieses Verfahren umgekehrt auch zur Bestimmung der Kaliumtemperatur benutzt werden.

Da das Verfahren nicht mit einer numerische Näherung arbeitet, sondern Amplitude und Untergrund direkt aus den Integralwerten berechnet werden, ist es wesentlich stabiler als der Fit dieser Parameter. Aufgrund der getroffenen Annahmen ist das Verfahren jedoch auch weniger genau als die numerische Näherung.

Die Fehlerrechnung zeigt, daß der relative Fehler $\frac{\Delta c_0}{c_0}$ zu einem Fehler des berechneten Untergrundes von ca. $\Delta U = \frac{\Delta c_0}{c_0} I_{in}$ führt, was etwa $\Delta U = 1,5 \frac{\Delta c_0}{c_0} \bar{I}$ entspricht (\bar{I} bezeichnet die über alle Kanäle gemittelte Intensität). Der Fehler, der durch die endliche Kanalbreite entsteht, beträgt ca. 0,5 %, das unvollständige Erfassen der äußeren Kanäle resultiert in einem Fehler von maximal 3 %.

Schlußfolgerung: Aufgrund der betrachteten Fehlerquellen läßt sich abschätzen, inwiefern die Separation von Rayleigh- und Resonanz-Signal sinnvoll ist. Um aus dem Rayleigh-Signal eine Temperatur mit einem Fehler von weniger als 20 K zu berechnen, sollte die Dichte auf 10% genau bekannt sein. Wenn die Resonanzstreuung aus der Kaliumschicht das Rayleigh-Signal um den Faktor 10 überwiegt, ist also eine Bestimmung des Untergrundes der Resonanzstreuung mit 1% Genauigkeit erforderlich. Diese Genauigkeit ist bei den auftretenden Fehlerquellen jedoch nur schwer zu erreichen, solange die Messung nach dem

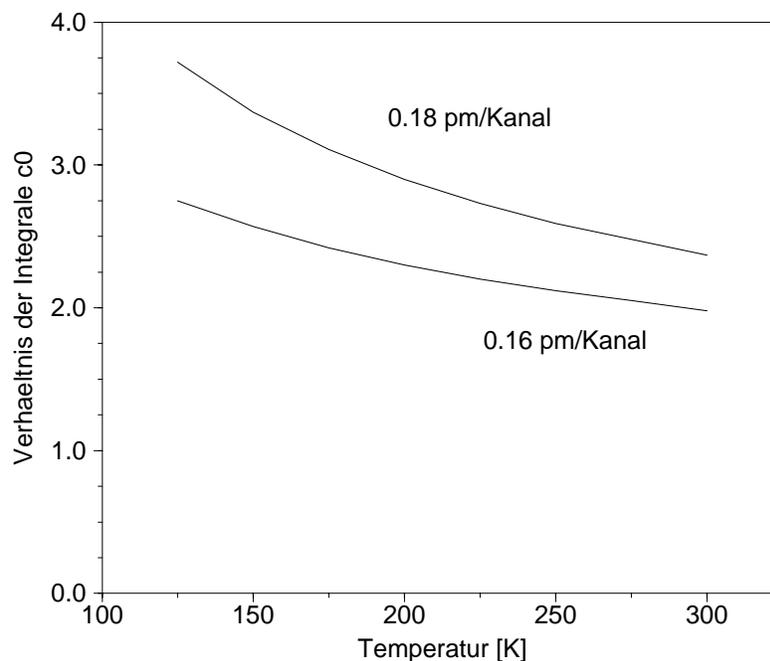


Abbildung 4.6: Das Verhältnis c_0 in Abhängigkeit von der Temperatur: für 0,18 pm/Kanal (oben) bzw. 0,16 pm/Kanal (unten).

beschriebenen Verfahren durchgeführt wird. Bei Verwendung des Integrationsverfahrens muß dazu die Kalium-Temperatur auf ± 3 K bestimmt werden, wenn keine weiteren Fehlerquellen vorliegen. Zum Vergleich sei auf die Abb. 4.5 verwiesen, in der die mittlere Zählrate den Untergrund etwa um den Faktor 20 übersteigt und der statistische Fehler bereits ± 10 K beträgt. Eine echte Überlappung der Höhenbereiche, in denen die Berechnung des Untergrundes und der Kalium-Temperatur möglich sind, ist daher nicht zu erwarten.

Auch eine vertikale Mittelung des Rückstreusignals, die vor der Untergrundberechnung vorgenommen werden könnte, führt zu keiner Verbesserung, da zwar geringere statistische Fehler erreicht werden, aber auch eine Verbreiterung des Übergangsbereichs hervorgerufen wird.

4.2.4 Detektion von Kalium in der Thermosphäre

Es gibt Hinweise aus der Auswertung von Satellitenmessungen, daß sich ein Bruchteil der gesamten Menge von Kaliumatomen in größeren Höhen befindet, als die normale Kaliumschicht (laut [Fle96]). Dieses Vorkommen wird hauptsächlich in äquatorialen Breiten vermutet.

Auf der Polarstern-Kampagne wurden 1996 auch Messungen mit dem Kali-

um-Lidar in niedrigen Breiten vorgenommen. Darunter drei im Juni in $37\text{-}45^\circ\text{N}$ bei denen das Lidar-Signal bis in 409 km Höhe aufgenommen wurde. Wie in Abschnitt 3.1.4 gezeigt, stehen dabei aus dem Bereich 250-300 km keine Meßwerte zur Verfügung. Diese Messungen wurden auf einen Hinweis auf Kalium oberhalb von 130 km hin untersucht.

Mit Hilfe des im letzten Kapitel dargestellten Verfahrens des Vergleichs der Integrale wurde ein Algorithmus programmiert, der automatisch das Signal auf eine Hyperfeinstruktur untersucht. Es wurden jeweils die Mittelwerte über eine halbe Stunde und 10 km gebildet.

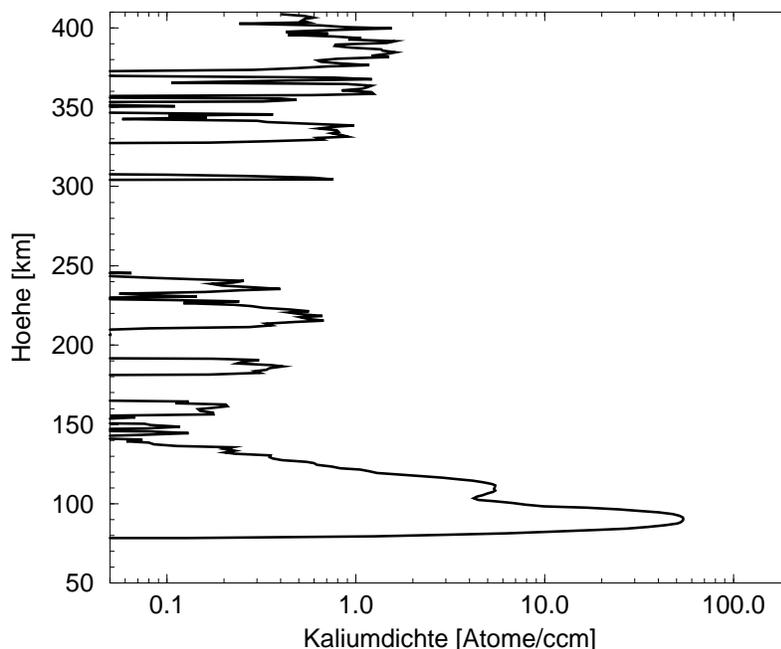


Abbildung 4.7: Logarithmische Darstellung der Kaliumdichte, wie sie aus der Hyperfeinstruktur der Lidarsignale bestimmt wurde. Oberhalb von 130 km steigt das Rauschen mit r^2 an. Messung vom 16.6.1996 von 1:46 bis 2:14 Uhr (UT) in $37,3^\circ\text{N}$. Mittelung über 40 000 Pulse und 10 km.

Ein Beispiel zeigt die Abbildung 4.7. Man erkennt die Zunahme des Rauschens mit der Höhe aufgrund der erfolgten Korrektur der r^2 -Abhängigkeit. Die Kalibrierung der Kaliumdichte erfolgte auf dem Maximum der Kaliumschicht durch Vergleich mit dem erwarteten Rayleighrückstreuoeffizienten. Da die erwartete Rückstreuung für den Fall, daß Kalium in der untersuchten Höhe vorhanden sein sollte, sehr gering ist, ebenso wie die Rayleighstreuung in der entsprechenden Höhe, kann das Verfahren nicht wie im Bereich der Kaliumschicht durchgeführt werden. Die Nachweisgrenze des Verfahrens, bei der die Struktur deutlich vom statistischen Rauschen unterschieden werden kann, liegt je nach Qualität der verwendeten Messungen und Mittelung unterhalb von 0,1

Atomen/cm³ im Mesopausenbereich und bei ca. 5 Atomen/cm³ in 400 km Höhe.

Die Abbildung zeigt, daß kein signifikantes Kaliumsignal in dem dargestellten Zeitraum zu erkennen ist. Analog gilt für alle drei Nächte, daß kein Kaliumvorkommen oberhalb von 130 km nachgewiesen werden konnte.

4.3 Trennung der Signale

Um aus der Messung des Kalium-Lidars ein geschlossenes Temperaturprofil von der Kaliumschicht bis in die Stratosphäre zu erhalten, ist eine stufenweise Berechnung notwendig. Beide Temperaturverfahren benötigen Annahmen über die Temperatur der Atmosphäre als Eingangsparameter. Zur Berechnung der Dichte-Temperaturen ist eine Starttemperatur erforderlich, für die Berechnung der Kalium-Temperaturen muß ein Dichteprofil für den Untergrund angenommen werden, da die gleichzeitige Approximation von Temperatur und Untergrund sich als nicht praktikabel erwiesen hat. Der vorausgesetzte Untergrund hat besonders an der Unterkante der Kaliumschicht einen deutlichen Einfluß auf die berechnete Temperatur. Dieses Dichteprofil ist wieder direkt an die Annahme eines Temperaturprofils gekoppelt. Umgekehrt ist eine Aussage über die Kalium-Temperatur die Voraussetzung, um aus dem Untergrund der Resonanzstreuung das Rayleigh-Signal bestimmen zu können.

Da die gegenseitige Abhängigkeit nicht aufgelöst werden kann, wird eine iterative Berechnung vorgenommen, die nach folgendem Prinzip abläuft.

1. Als Ausgangspunkt dient ein Temperaturprofil aus der CIRA 86 (vgl. Abb. 1.1) für den Ort und den Monat der Messung.
2. Auf dieser Basis wird ein Dichteprofil berechnet und an das gemessene Rückstreuprofil (nach Untergrundabzug und Korrektur der r^2 -Abhängigkeit) unterhalb der Kaliumschicht angefitet.
3. Dieses Dichteprofil wird als Untergrund der HFS angenommen und mit der CIRA-Temperatur als Initialwert die Kalium-Temperatur durch den Levenberg-Marquardt-Fit angenähert.
4. Mit dieser Temperatur wird nach der Integralmethode im unteren Bereich der Kaliumschicht der Resonanzanteil bestimmt und vom gemessenen Signal subtrahiert.
5. Aus dem so erhaltenen Rayleigh-Signal wird dann, mit einem Startwert aus der Kalium-Temperatur, das Profil der Dichte-Temperatur berechnet.
6. Die beiden Temperaturprofile werden zu einem zusammengesetzt, unter Berücksichtigung der erhaltenen Temperaturfehler und Vermeidung von Unstetigkeiten.
7. Zur Durchführung einer rekursiven Berechnung kann an Punkt 2 wieder begonnen werden.

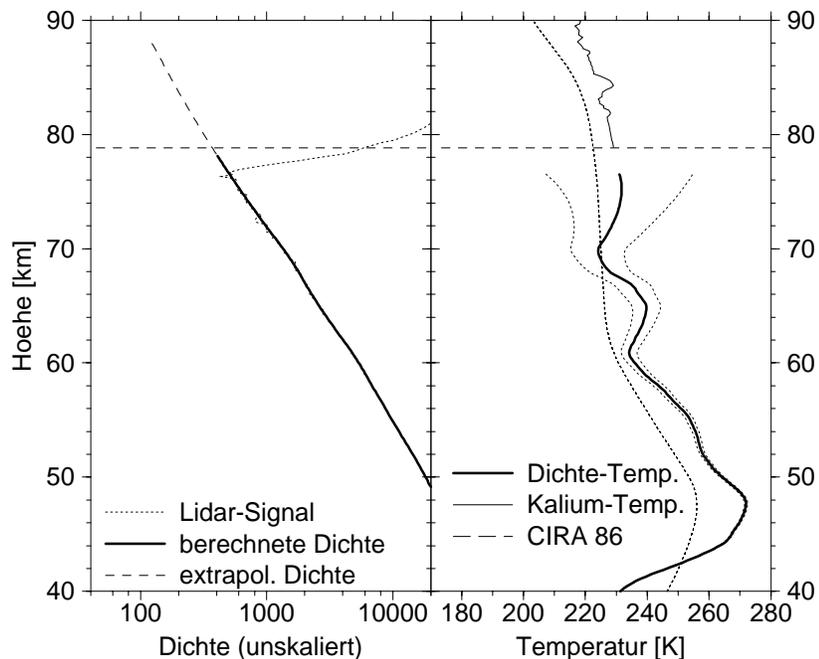


Abbildung 4.8: *links*: Das Signal des Kalium-Lidars (Summe über alle Wellenlängen) und die berechnete gemittelte Luftdichte (s. Text), 31. 1. 1997. *rechts*: Die berechneten Temperaturen (gemittelt über 1 km) im Vergleich zur CIRA 86 für Januar. Die gestrichelte Linie markiert die niedrigste Höhe, in der eine Kalium-Temperatur mit einem Fehler von weniger als 10 Kelvin berechnet werden konnte. Die gepunkteten Linien bezeichnen die Grenzen des Fehlerintervalls der Dichte-Temperaturen.

Es zeigt sich, daß an der Unterkante der Kaliumschicht das Resonanzsignal nicht ausreicht, um eine Temperatur daraus zu berechnen, daß es aber stark genug ist, um das Rückstreuprofil zu stören und damit die Dichte-Temperaturen zu verfälschen. Deshalb ist es notwendig, die Kalium-Temperaturen aus der Schicht heraus über wenige km zu extrapolieren, um den Abzug des Resonanzsignals zu ermöglichen. Da außerdem der Abzug nur bis zu einem begrenzten Verhältnis zwischen Rayleigh- und Resonanz-Streuung verlässliche Ergebnisse liefert, kann nur bis zu einer geringen Höhe in die Schicht hinein der Anteil der Rayleighstreuung berechnet werden. Diese Höhen sind von der gesamten Zählrate der verwendeten Messung und der Struktur der Kaliumschicht abhängig und müssen bei jeder Berechnungen festgelegt werden.

Ein Beispiel zeigt die Abbildung 4.8. Wie in allen betrachteten Messungen liegt auch hier kein Überlapp der obengenannten Bereiche vor. Die Kalium-Temperaturen konnten bis 78,9 km Höhe berechnet werden, die Bestimmung des Rayleigh-Untergrundes lieferte oberhalb von 78,3 km unphysikalische Werte (nicht in der Abbildung gezeigt). Da die vorhandene Zählrate außerdem nicht ausreicht, um mit einer Höhenauflösung von 200 m die Dichte-Temperaturen zu berechnen, wurden diese über ein Höhenintervall von $\pm 1,5$ K gemittelt. Dadurch

liegt die Maximalhöhe, in der die Berechnung der Dichte-Temperaturen erfolgen kann in 76,9 km. Die Starttemperatur wurde durch ein Extrapolation der Kalium-Temperaturen bestimmt. Die beiden Temperaturen wurden anschließend zusammengesetzt und daraus die abgebildete Fortsetzung des Dichteprofiles berechnet.

Als Fehler für die Extrapolation wird ein Wert von ± 10 K/km angenommen, der dem maximalen Temperaturgradienten in der freien Atmosphäre entspricht. Im Normalfall ist die Extrapolation wesentlich sicherer. Eine sehr große Unsicherheit tritt jedoch dann auf, wenn die Extrapolation etwa an der Mesopause ansetzt, da hier eine starke Veränderung des Temperaturgradienten auftreten kann.

Der Höhenbereich, über den eine Extrapolation der Temperatur erfolgen muß, hängt stark davon ab, wie scharf die Unterkante der Kaliumschicht im Nachtmittel ist und wie stark das Signal aus dieser Höhe war.

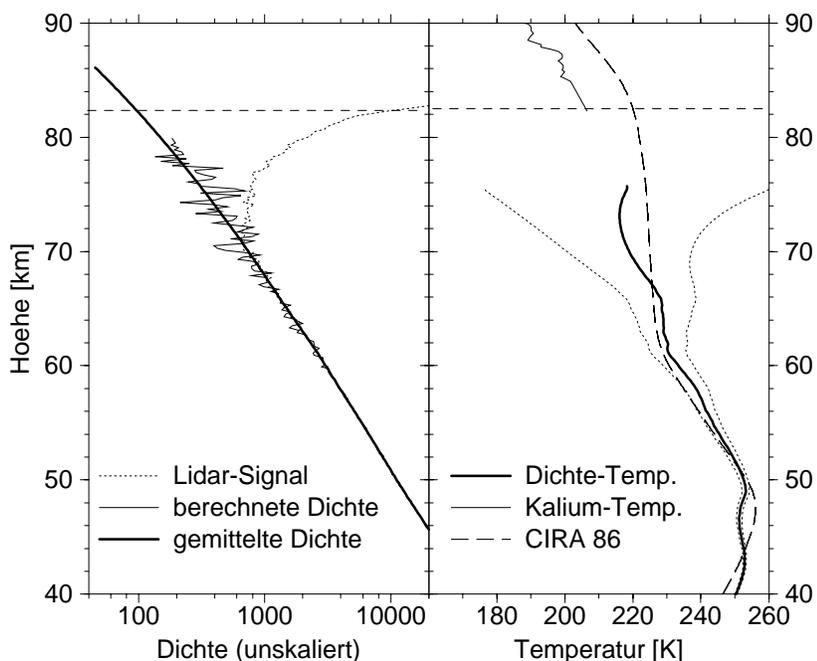


Abbildung 4.9: *links*: Das Signal des Kalium-Lidars, die direkt daraus berechnete Luftdichte (dünn) und die aus dem mittleren Temperaturprofil bestimmte Dichte (fett). 8.1.1997. *rechts*: Die berechneten Temperaturen (gemittelt über 1 km), analog Abb. 4.8.

Ein Beispiel einer Nacht mit einer relativ unscharfen Unterkante zeigt Abbildung 4.9. Dort konnte die Kalium-Temperatur nur bis in 82,5 km Höhe berechnet werden, ein ungestörtes Rayleigh-Signal liegt dagegen erst unterhalb von 68 km vor. Die deutliche Differenz zwischen dem Gradienten der Extrapolation zum Startwert der Dichte-Temperaturen und dem Gradienten im obersten Bereich der Dichte-Temperaturen, läßt darauf schließen, daß die Extrapolati-

on von der Atmosphärentemperatur abgewichen ist und eine zu hohe Starttemperatur benutzt wurde. Diese Veränderung des Gradienten kann in einer Rekursion zu einer Korrektur der Extrapolation benutzt werden. Der Grund für diesen „Knick“ kann jedoch auch in einer fehlerhaften Bestimmung des Rayleigh-Signals liegen.

Es hat sich also gezeigt, daß die Bestimmung von kombinierten Temperaturprofilen aus dem Signal des Kalium-Lidars prinzipiell möglich ist. Im folgenden sollen einige Probleme behandelt werden, die beim Übergang zwischen den beiden Verfahren auftreten.

4.4 Temperaturvergleiche

4.4.1 Mittelungen

Bei allen Temperaturberechnungen werden explizit oder implizit Mittelwerte (zeitliche und räumliche) betrachtet, da meist eine Integration oder Summation der Meßdaten erfolgt, anhand derer anschließend die Berechnung vorgenommen wird. Eine derartige Integration der Meßdaten vor der Auswertung ist von einer späteren Mittelung der berechneten Temperaturen zu unterscheiden. Es besteht ein prinzipieller Unterschied zwischen verschiedenen Mittelungsverfahren, der zu unterschiedlichen Ergebnissen führen kann.

Unterschiedliche atmosphärische Prozesse: Die verschiedenen Sondierungsgeräte nutzen unterschiedliche Prozesse aus, um Temperaturbestimmungen vorzunehmen. Deshalb sind Integrationen über Meßwerte automatisch unterschiedlich gewichtet, beispielsweise mit der momentanen Kaliumdichte, der Luftdichte oder der Strahlungsdichte des OH*.

Vergleich zwischen Lidar- und Airglowmessungen: Die Airglowmessungen betrachten stets ein räumliches Mittel, sowohl über die unbekannte Höhenstruktur, als auch über die verschiedenen horizontalen Ausdehnungen. Bei den am IAP arbeitenden Geräten besteht hier ein großer Unterschied, da der berücksichtigte Raumwinkel des Image-Gerätes etwa das 80-fache dessen beträgt, was das Spektrometer erfaßt. Außerdem integriert der Spektrometerdetektor die Intensitäten auf, während bei dem Image-Gerät zuerst die Temperaturberechnung für jeden Bildpunkt erfolgt und anschließend diese über das Bild gemittelt werden. Lidargeräte haben ein im Vergleich dazu vernachlässigbares Gesichtsfeld. Ein Äquivalent zum horizontalen Mittel entsteht dabei durch die zeitliche Integration, da das Rückstreusignal über diejenigen Luftpaketen gemittelt wird, die ins Beobachtungsfeld geweht werden.

Verschiedene Lidargeräte: Eine Berechnung aus aufsummierten Zählraten von Lidargeräten beinhaltet stets eine zeitliche Mittelung. Bei einer abschließlichen Summation ist diese Mittelung mit der jeweiligen Laserintensität gewichtet, und damit von den Betriebsparametern des Gerätes

abhängt, die im Laufe einer längeren Messung nicht unerheblich und bei mehreren Geräten unabhängig voneinander variieren können.

Die Abbildung 4.10 zeigt als Beispiele die zwei Nächte, die in Abschnitt 4.4.2 verwendet werden. Dargestellt ist eine normierte Signalstärke, d. h. die Zählrate pro Schuß und km in einer Höhe von 40 km. Etwaige Variationen in den Pulsraten sind damit noch nicht erfaßt. Man erkennt in der Nacht zum 13. 8. 1997 zunächst eine starke Abweichung der Signale, ab 22:30 UT jedoch eine sehr gute Übereinstimmung. In der Nacht zum 2. 9. 1997 zeigen die beiden Lidar-Signale ein ungleichmäßiges Verhalten.

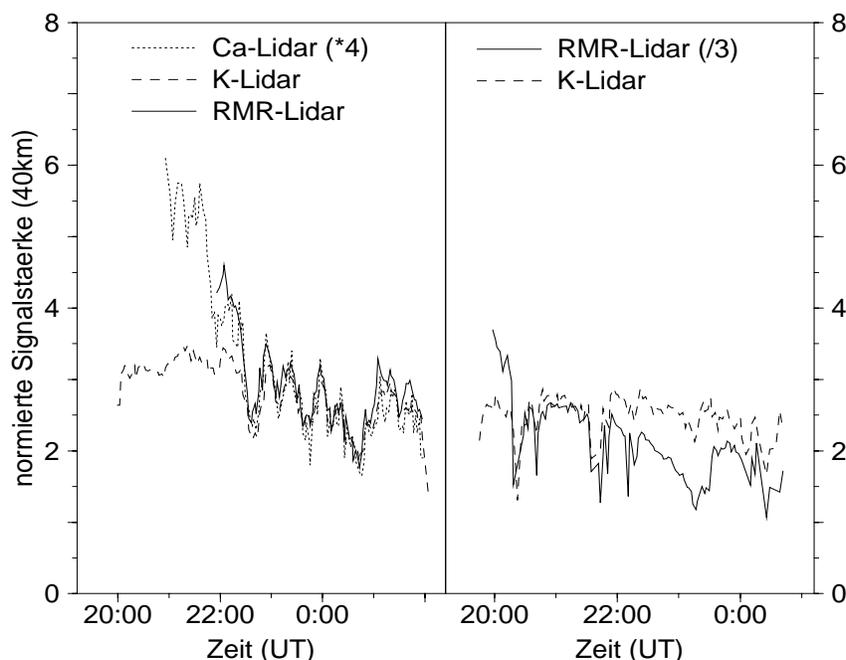


Abbildung 4.10: Vergleich der normierten Signalstärke (Photonen/Puls km) in 40 km für die Meßnächte zum 13. 8. 1997 (links) und zum 2. 9. 1997 (rechts), gemittelt über 20 Minuten. Zur besseren Vergleichbarkeit mit dem Kalium-Lidar sind die Werte des Calcium-Lidars mit dem Faktor 4 multipliziert, die des RMR-Lidars am 2. 9. 1997 durch 3 geteilt worden.

Die aufgeführten Probleme können beispielsweise dazu führen, daß die Dichte-Temperaturen zweier Lidar-Geräte, trotz gleichen Meßzeitraumes, um mehrere Kelvin voneinander abweichen. Eine Vermeidung dieser Abweichungen wäre beispielsweise möglich, wenn zunächst über einheitliche kurze Zeiträume aufsummiert würde. Eine Normierung dieser Daten auf ein bestimmtes Rayleigh-Signal und anschließende Summation würde zu einem zeitlichen Mittel führen, das von der Transmission der unteren atmosphärischen Schichten und der Variation der Geräte-Parameter bereinigt ist. Eine solche Vereinheitlichung ist bisher nicht durchgeführt worden.

Sehr groß werden die Unterschiede bei dem Versuch, die Kalium-Temperaturen als Startwert für die Dichte-Temperaturen zu benutzen, selbst wenn alle Meßdaten von demselben Lidar stammen und damit die letztgenannten Differenzen vermieden werden, weil die Kaliumdichte und die Temperatur nicht unabhängig voneinander sind, wenn das Mittel über einen längeren Zeitraum betrachtet wird. Besonders an der Unterkante der Kaliumschicht tritt eine deutliche relative Variation der Metalldichte auf (vgl. Abbildung 3.8), die im wesentlichen durch Wellenphänomene verursacht wird. Für Schwerewellen beispielsweise gilt (nach [vZa94]), daß die Temperaturstörung der Störung des vertikalen Windes um etwa $\pi/2$ vorausseilt. Das gleiche Phasenverhältnis weisen auch die Windstörung und die Dichtevariation auf. Damit ergibt sich eine direkte Korrelation von Temperatur und Kaliumdichte in einer bestimmten Höhe.

An dieser Stelle soll als Beispiel für die Korrelation der Temperaturverlauf der Nacht zum 2. 9. 1997 in den Abbildungen 4.11 und 4.12 dienen. Man erkennt ein wellenförmiges Aufeinanderfolgen von Erwärmung, Abkühlung und erneuter Erwärmung in allen Höhen zeitgleich und etwa mit der gleichen Stärke. Die gesamte Erwärmung im Meßzeitraum beträgt etwa 40 K. Sowohl die Wellenaktivität als auch die totale Erwärmung sind in dieser Nacht außergewöhnlich stark. Die Temperaturprofile reichen gegen Ende der Messung, wenn die Temperatur am höchsten ist, am tiefsten nach unten, ein Zeichen dafür, daß die Kaliumdichte dort größer geworden ist. Es ist deutlich, daß die Kalium-Temperaturen aus 81 km und 82 km im Nachtmittel höhere Werte aufweisen werden, als es dem klimatologischen Mittel entspräche. Über den gesamten Bereich der Kaliumschicht läßt sich laut [Esk97] eine starke Korrelation zwischen Kaliumdichte und Temperatur nachweisen.

Wenn die relative Variation der Gesamtluftdichte geringer ist als die relative Änderung der Metalldichte, wird somit die Kalium-Temperatur höher liegen als die Dichte-Temperatur, wenn eine hohe Kaliumdichte mit einer höheren Temperatur zusammenfällt. Da die Temperaturvariationen innerhalb einer Nacht ± 30 K betragen können, kann die Kalium-Temperatur deutlich vom Nachtmittel der Atmosphären-Temperatur abweichen. Dieser Effekt tritt besonders an der Unterkante der Metallschicht auf, so daß die Kalium-Temperatur dort im Nachtmittel gegenüber den Temperaturen aus dem zentralen Bereich der Schicht angehoben (vgl. Abb. 3.5, S. 34), die Temperatur erscheint auf den unteren 2-3 km leicht „abgeknickt“. Dieser systematische Fehler an der Unterkante der Kaliumschicht kann bis zu 20 K betragen. Im zentralen Bereich der Schicht ist die Auswirkung der Korrelation zwischen Temperatur und Kaliumdichte dagegen vernachlässigbar, da die relative Variation der Metalldichte geringer ist.

Um den Einfluß dieses Effekts auf die Dichte-Temperaturen zu reduzieren, sollte als Startwert eine Kalium-Temperatur aus dem zentralen Bereich der Schicht benutzt werden, also mehrere km oberhalb der Unterkante, da dort die relativen Variationen geringer sind. Deshalb ist es notwendig, um beide Temperaturverfahren auf das Signal des Kaliumlidars anzuwenden, in einem möglichst großen Höhenbereich der Kaliumschicht die Resonanzstreuung vom Rayleigh-Signal zu trennen.

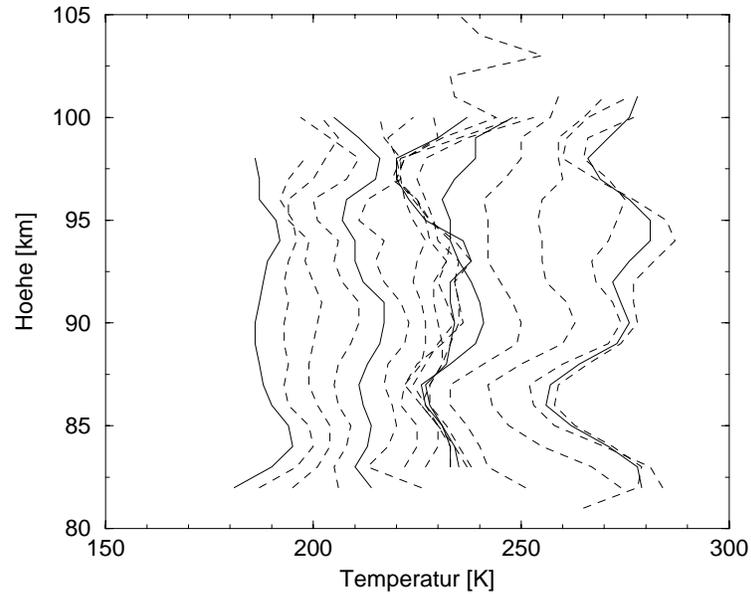


Abbildung 4.11: Die Serie der Temperaturprofile vom 2. 9. 1997. Im zeitlichen Abstand von 15 Minuten mit einem Offset von 10 K/h. Dargestellt sind nur Temperaturen mit einem Fehler von maximal 10 K.

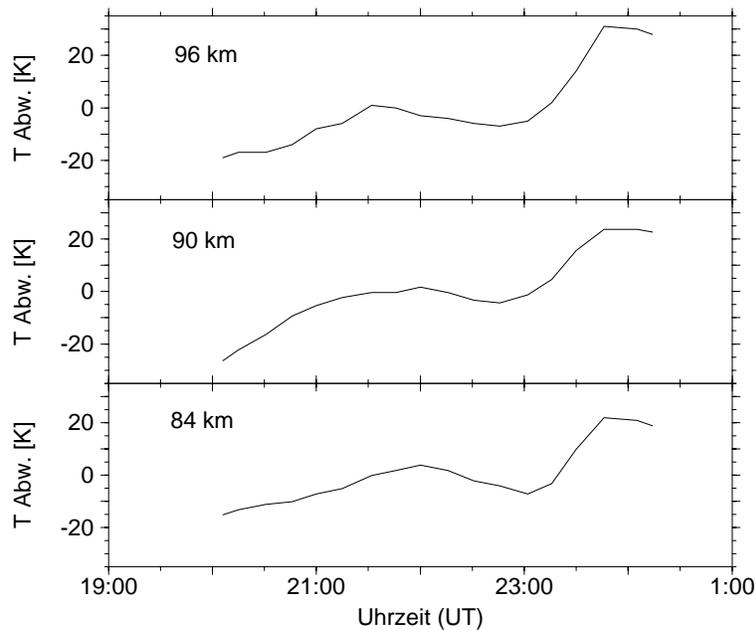


Abbildung 4.12: Die Abweichung der Temperaturen (aus Abb. 4.11) in den angegebenen Höhen (± 1 km) vom Nachtmittelwert in der jeweiligen Höhe, aufgetragen gegen die Meßzeit. Die zeitliche Auflösung beträgt 15 Minuten, es wurde über 1 Stunde gemittelt.

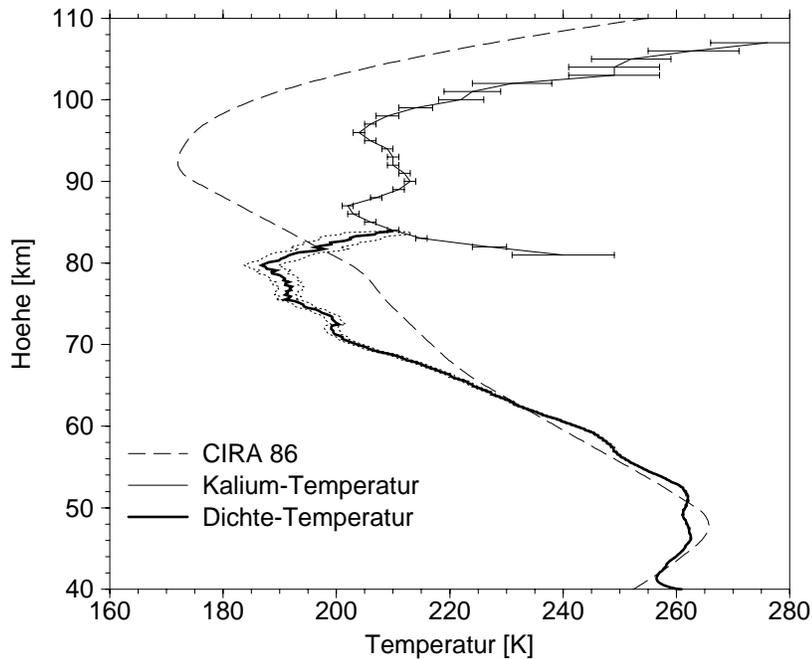


Abbildung 4.13: Die Rayleigh- und Kalium-Temperaturen aus der Nacht zum 2. 9. 1997, 19:57-0:42 UT. Die Kalium-Temperaturen liegen über einen weiten Höhenbereich (81-87 km) zu hoch. Die Dichte-Temperaturen wurden mit 3 km vertikaler Glättung und einem Startwert von 210 ± 1 K in 84 km berechnet. Die gepunkteten Kurven stellen die Grenzen des Fehlerintervalls der Dichte-Temperaturen dar.

In Abbildung 4.3 war ein Beispiel gezeigt worden, in dem die Abweichung zwischen Rayleigh- und Kalium-Temperatur nur in dem untersten Temperaturwert abweichen. Die Abbildung 4.13 zeigt für die Nacht zum 2. 9. 1997 mit der extremen Erwärmung eine Diskrepanz über einen sehr großen Höhenbereich. Die Temperaturen divergieren hier unterhalb der Anfangshöhe von 84 km sehr stark. Man erkennt außerdem an dem Temperaturgradienten, daß auch in dieser Höhe keine Übereinstimmung besteht. Es ist anzunehmen, daß die Kalium-Temperaturen bereits ab ihrem Minimum in 87 km Höhe nicht mit den Dichte-Temperaturen übereinstimmen. Deshalb wäre es in diesem Fall sinnvoll, eine Anfangshöhe oberhalb von 87 km zu wählen. Eine solche Berechnung zeigt entsprechend einen relativ gleichmäßigen Temperaturgradienten zwischen 80 und 89 km in den Dichte-Temperaturen. Das Minimum der Temperatur liegt dabei um etwa 5 K niedriger als in der abgebildeten Berechnung. Aufgrund der geringen Zählraten in 89 km Höhe beträgt der Fehler der Dichte-Temperaturen dort ca. 15 K. Es ist jedoch klar, daß die Höhe und Temperatur der Mesopause aus den Kalium-Temperaturen nicht korrekt bestimmt werden können.

Bei dem zuletzt dargestellten Beispiel handelt es sich um einen Extremfall, in dem auch die Berechnung des Rayleigh-Anteils im Signal des Kalium-Lidars nicht über den benötigten Höhenbereich durchführbar ist. Im Normalfall ist eine

Abweichung zwischen Kalium- und Dichte-Temperatur nur über einen Höhenbereich von 2-3 km zu erwarten.

4.4.2 Dichte-Temperaturen von Kalium- und RMR-Lidar

Es war gezeigt worden, daß die Trennung zwischen den Anteilen der Rayleighstreuung und der Resonanzstreuung im Signal des Kalium-Lidars prinzipiell möglich ist. Um zu überprüfen, ob diese Trennung korrekt erfolgt ist, soll das berechnete Rayleigh-Signal mit dem des RMR-Lidars in gleichzeitigen Messungen verglichen werden. Dazu ist zunächst die generelle Vergleichbarkeit der beiden Lidars zu überprüfen. Deshalb wurden für die Nächte zum 13.8.97 (ab 22:30 Uhr) und 2.9.97 die Dichte-Temperaturen zum Vergleich der Meßgeräte zunächst mit einem Startpunkt weit unterhalb der Metallschichten berechnet. Etwasige Fehler durch Resonanzstreuung sind damit ausgeschlossen und die Störungen durch Rauschen wegen geringer Signalstärken reduziert. Das Ergebnis ist in den Abbildungen 4.14 und 4.15 dargestellt.

Alle Temperaturen zu einer Nacht wurden nach dem gleichen Schema berechnet, aus einer Summe über die gleichen Zeiträume, in denen die Lidars durchgehend betrieben wurden. Die vertikale Glättung erfolgte wie in Abschnitt 4.1.3 erläutert. Es zeigt sich ein deutlicher Unterschied in den Temperaturen. Unterhalb von 42 km Höhe treten starke Abweichungen aufgrund des Einflusses des Choppers auf, der bei allen Geräte in unterschiedlichen Höhen einsetzt.

Die Temperatur die aus dem Signal des 532 nm-Kanals des RMR-Lidars berechnet wurden liegen systematisch um 3-4 Kelvin unter denen des Kalium-Lidars, sie zeigen jedoch die gleichen Strukturen. In Abbildung 4.14 ist die Temperatur aus der CIRA 86 mit dargestellt, die von beiden Dichte-Temperaturen leicht abweicht und keinen Anhaltspunkt für die Entscheidung liefert, welche der berechneten Temperaturen der wirklichen entspricht. Der Vergleich mit dem Calcium-Lidar, einem weiteren unabhängigen Meßgerät, in Abbildung 4.15 zeigt eine gute Übereinstimmung der beiden Metall-Lidars, die auch durch den Vergleich weiterer Meßnächte bestätigt wird. Die Abweichungen in 55 km sind trotz erfolgter Summation über dreieinhalb Stunden Messung und Glättung über 3 km noch auf Rauschen zurückzuführen. Der Schluß liegt daher nahe, das RMR-Lidar als das mit den falschen Meßwerten anzusehen.

Es ist auszuschließen, daß der Fehler durch die Gewichtung der Summation entstanden ist, wie im letzten Abschnitt diskutiert wurde. Ein derartiger Fehler kann auch nicht durch eine fehlerhafte Berechnung entstehen, in der z.B. der Untergrund falsch bestimmt wurde, da sich dieser Fehler mit der Integration verringern würde, sofern er nicht ebenfalls einen exponentiellen Verlauf aufweist.

Zum weiteren Vergleich ist in Abbildung 4.16 das Verhältnis der relativen Dichten, die der Temperaturberechnung in Abb. 4.14 zugrunde liegen dargestellt. Man erkennt, daß die Dichte aus der RMR-Lidar-Messung eine zusätzliche Steigung von 0.15 %/km aufweist. Die Dichte in niedrigen Höhen ist also systematisch zu hoch bestimmt worden.

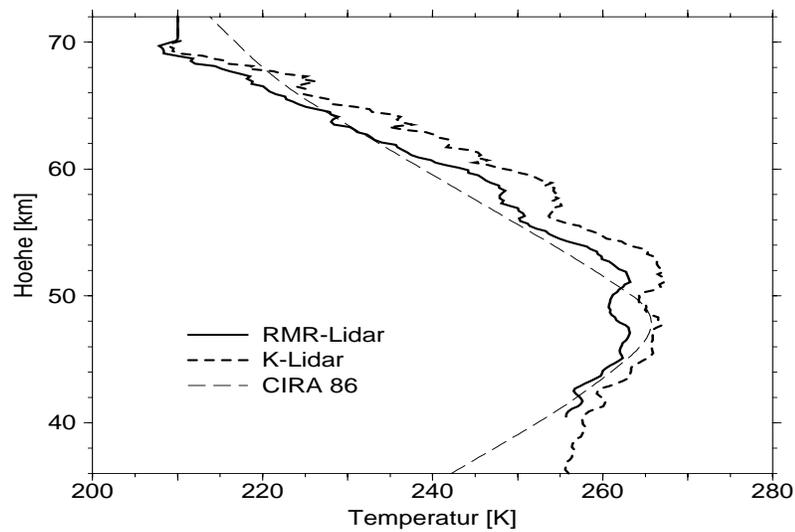


Abbildung 4.14: Aus dem aufsummierten Signal der Nacht zum 2.9.1997 (19:57-0:42 Uhr) berechnete Dichte-Temperaturen. Nach Abzug eines konstanten Untergrundes und Glättung mittels Regression über 1 km. Starttemperatur 210 K in 70 km. Für das RMR-Lidar wurden 4 Empfangsteleskope und Glasfasern mit 0,26 mm Durchmesser verwendet.

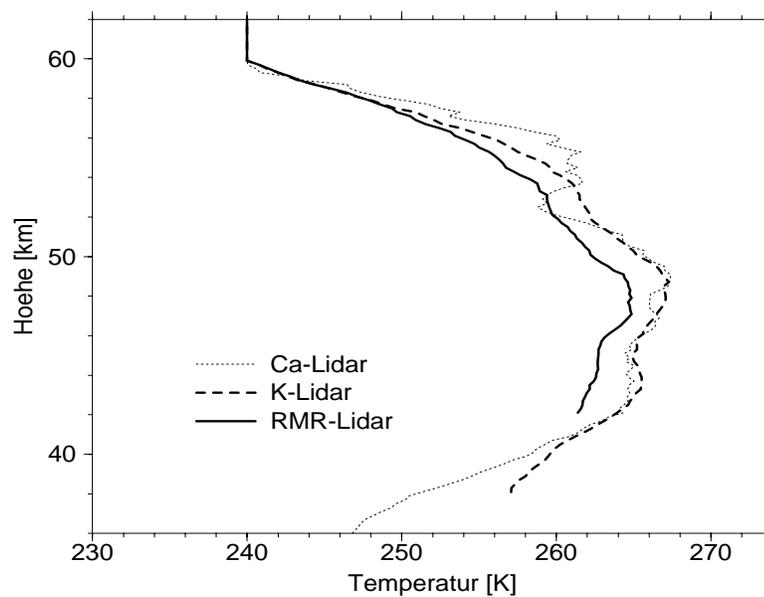


Abbildung 4.15: Dichte-Temperaturen aus der Nacht zum 13.8.1997 (22:30-1:57 Uhr), Glättung über 3 km, Starttemperatur 240 K in 60 km Höhe. Übrige Rechnung wie Abb. 4.14. Für das RMR-Lidar wurde 1 Empfangsteleskop und eine Glasfaser mit 1 mm Durchmesser verwendet.

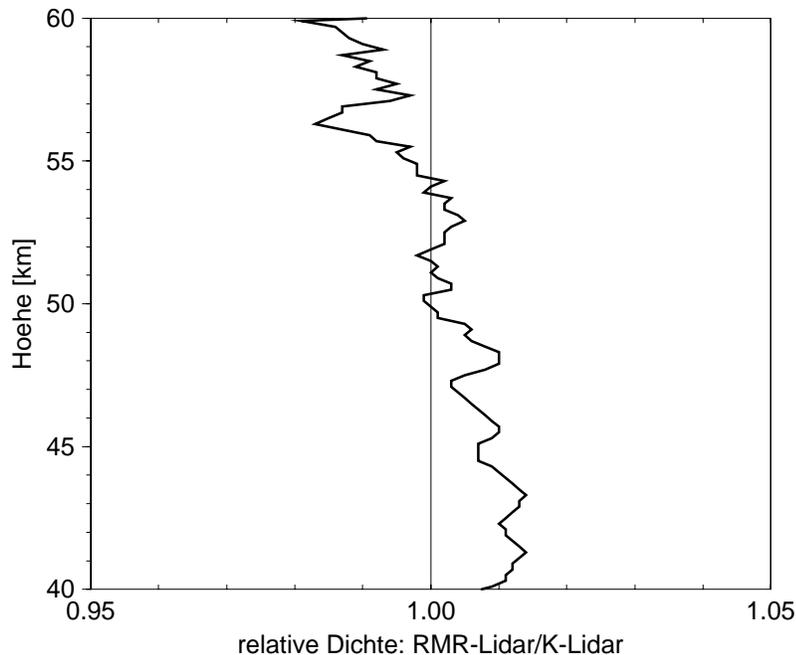


Abbildung 4.16: Das Verhältnis der relativen Dichten aus den Lidar-Messungen in der Nacht zum 2.9.1997. Weitere Daten siehe Abb. 4.14. Die Dichten wurden auf die Höhe von 50 km normiert.

Daß ein Problem mit dem Überlapp von Strahl und Gesichtsfeld besteht, ist auszuschließen, da die Abweichung in beiden Nächten mit unterschiedlicher Geometrie der Empfangsoptik unverändert aufgetreten ist. Außerdem wurde in der Nacht zum 13.8. eine Optik benutzt, die ein sehr weites Gesichtsfeld hat. Eine fehlerhafte Zeitmessung bei der Umschaltung der Höhenkanäle in der Zähl elektronik könnte den beobachteten Effekt hervorrufen, wenn jedes Höhenintervall um 1 % größer wäre als die angestrebten 200 m. Gegen diese Annahme spricht jedoch, daß mit beiden Lidars leuchtende Nachtwolken mit einer Übereinstimmung der Höhenmessung, die besser ist als 0,25 %, beobachtet wurden.

Nicht ausgeschlossen werden können bisher Fehler in der Linearität des Vorverstärkers des Photomultipliers, ebenso wie ein Nachleuchten des Photomultipliers selbst. Die Abweichungen in den Messungen sind damit leider noch nicht abschließend verstanden. Trotzdem ist ein Vergleich der beiden Signale noch sinnvoll, da die Strukturen der Profile weiterhin ähnlich sind. Es ist jedoch nicht vorherzusagen, wie sich die Differenzen zu größeren Höhen, wo das Verhältnis des Signals zum Untergrund stark abnimmt, entwickeln, wenn das Dichteprofil aus dem Signal des Kalium-Lidars korrekt bestimmt wurde.

Das Beispiel vom 13.8.1997 ist in Abbildung 4.17 dargestellt. Die notwendige Extrapolation der Kalium-Temperaturen zum Startpunkt der Berechnung der Dichte-Temperatur in 81 km Höhe fällt etwa mit dem RMR-Temperaturprofil zusammen. Am Startpunkt laufen sie zunächst schnell auseinander und

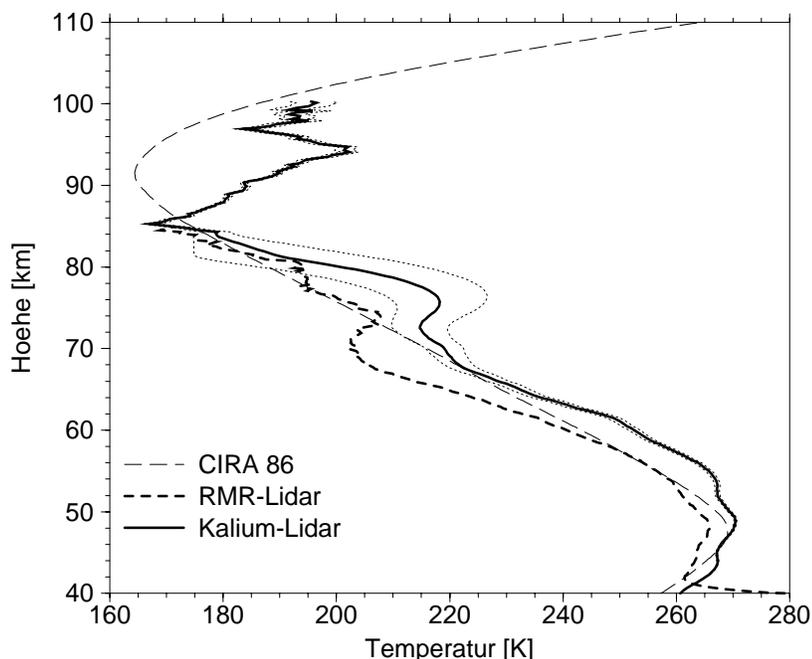


Abbildung 4.17: Temperaturen der Nacht zum 13. 8. 1997. Die Berechnung für das RMR-Lidar stimmt mit Abb. 4.3 überein. Die Temperaturen des Kalium-Lidars wurden von 84 km bis 81 km extrapoliert und ab dort Dichte-Temperaturen mit 3 km Mittelung berechnet, die gepunkteten Linien markieren den Fehlerbereich der Temperaturen des Kalium-Lidars.

nähern sich dann langsam wieder aneinander an. Bis auf den geringen Temperaturgradienten in 78-81 km beim RMR-Lidar zeigen beide Temperaturkurven einen ähnlichen qualitativen Verlauf. Dabei ist jedoch oberhalb von 65 km tendenziell eine größere Höhe in den Variationen der Temperaturen des Kalium-Lidars zu erkennen. Es ist leider nicht zu entscheiden, welche der möglichen Fehlerquellen für die Unterschiede der Verläufe zwischen 70 km und 80 km verantwortlich ist, eine falsche Trennung der Signal des Kalium-Lidars oder die generellen Unterschiede der beiden Lidars, oder beides zusammen.

Trotz der Differenzen kann mit dem Vergleich gezeigt werden, dass prinzipiell physikalisch sinnvolle Temperaturen aus der kombinierten Berechnung für das Kalium-Lidars erhalten werden können. Systematische Abweichungen von etwa 10-15 K im Höhenbereich 70-80 km können dabei jedoch auftreten.

4.5 Interpolation bei geringen Kaliumdichten

Die bisherigen Erfahrungen mit der Trennung der Signalanteile des Kalium-Lidars in Resonanz- und Rayleighstreuung haben gezeigt, dass diese im Prinzip möglich ist. Es gibt jedoch Fälle in denen das angewandte Integralverfahren

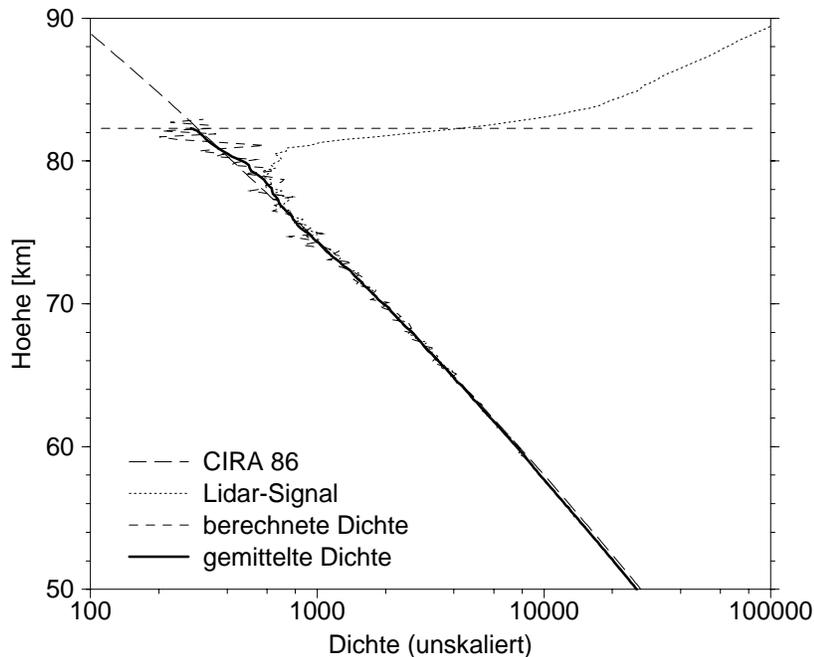


Abbildung 4.18: Dichteprofile, die aus dem Signal (gepunktet) des Kalium-Lidars fehlerhaft berechnet wurden. Nacht zum 26. 9. 1997. Die Dichte wurde daraus mit 200 m Höhenauflösung berechnet (gestrichelt), und anschließend über 3 km gemittelt (durchgezogen). Zum Vergleich ist der Dichteverlauf nach der CIRA 86, angepaßt in 60 km Höhe für September eingezeichnet.

nicht einwandfrei funktioniert. Wie erwartet kann die Trennung nicht sicher durchgeführt werden, wenn die Resonanz-Streuung den wesentlichen Anteil des gemessenen Signals verursacht. Bis zu welchem Verhältnis das Verfahren zuverlässig funktioniert, hängt von der absoluten Zählrate in der jeweiligen Messung ab, als Anhaltspunkt für die Obergrenze kann jedoch ein Verhältnis von 10:1 zwischen Resonanz- und Rayleigh-Signal angesehen werden.

Die Anwendung des Verfahrens auf eine große Zahl von Messungen hat gezeigt, daß in einigen Fällen der Abzug des Resonanz-Signals nicht korrekt berechnet wurde, wenn dieses zu gering im Verhältnis zum Rayleigh-Signal ist. Einen Extremfall für dieses Problem zeigt die Abbildung 4.18.

Man erkennt in der Abbildung, daß im Höhenbereich von 77-80 km die Dichte systematisch zu hoch bestimmt wurde. Die Abweichung vom erwarteten Dichtewert beträgt etwa 25 %. In dem Bereich von 80-82 km stimmt in dem gezeigten Fall die berechnete Dichte sehr gut mit dem erwarteten Dichteprofil überein. In diesem Höhenbereich wächst das Verhältnis der Signale etwa von 1:1 auf 1:10 an. Das Temperaturprofil, das aus dem gemittelten Dichteprofil berechnet wurde, ist in Abbildung 4.19 dargestellt, die lokalen Extrema der Temperatur in 80 km (185 K) und 76 km (220 K) sind die Folge der zu groß berechneten Dichtewerte.

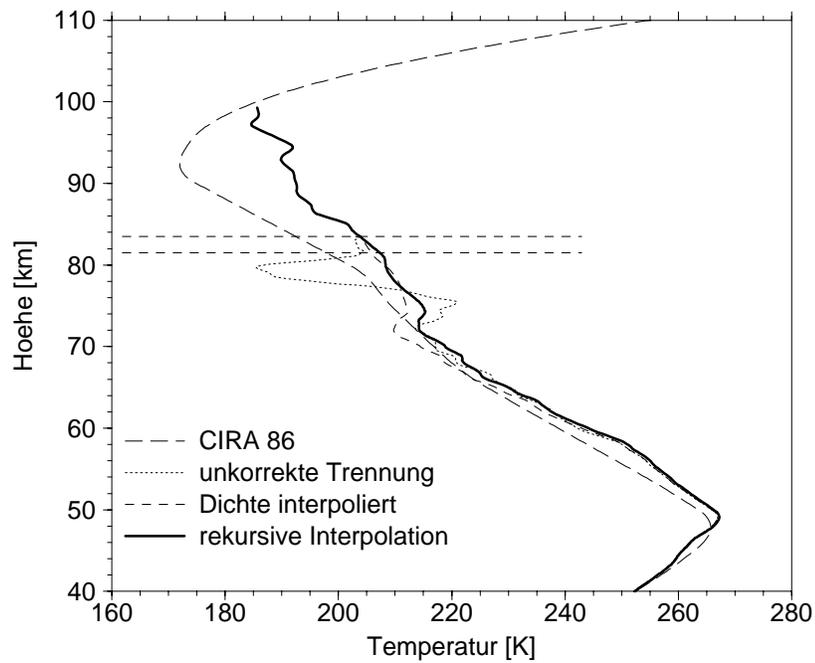


Abbildung 4.19: Die Ergebnisse verschiedener Temperaturberechnungen für die Nacht zum 26.9.1997 im Vergleich zur CIRA 86. Die gestrichelten Linien kennzeichnen den Bereich, über den die Kalium-Temperatur extrapoliert wurde. Die aus der mittleren Dichte in Abb. 4.18 berechnete Temperatur ist gepunktet dargestellt. Erläuterungen zu den übrigen finden sich im Text.

Um diesen Fehler zu reduzieren wurde über den Höhenbereich von 77-80 km die Dichte interpoliert. Dazu wurde anhand der berechneten Dichte in 80-82 km, der Dichte in 76 km und des Dichtegradienten in 74-76 km ein Polynom zweiten Grades berechnet, das zur Korrektur des Dichteprofiles der CIRA 86 benutzt wird. Die Temperatur, die aus diesem Dichteprofil berechnet wurde ist in Abbildung 4.19 gestrichelt dargestellt. Man erkennt, daß der Ausschlag zu den beiden Extrema ausgeglichen wurde, am Übergang zwischen der Interpolation und der gemessenen Dichte in 74 km weist der Temperaturgradient noch eine Unstetigkeit auf.

Diese Unstetigkeit kann reduziert werden, wenn die Dichte rekursiv berechnet wird. Dazu wird auf der Basis der zuletzt berechneten Temperatur die Signaltrennung erneut durchgeführt und darauf hin wieder eine Interpolation mittels einer Korrekturfunktion für das Dichteprofil durchgeführt. Die Temperatur, wie sie aus dem resultierenden Dichteprofil nach dreifachem Durchlaufen der Rekursion berechnet wurde, ist in Abbildung 4.19 mit einer durchgezogenen Linie dargestellt.

Wie in dem hier gezeigten Beispiel führt eine solche rekursive Interpolation zu einem „glatteren“ Temperaturprofil als die direkte Berechnung sofern sie konvergiert. Wenn die hier aufgeführten Probleme mit dem Untergrundabzug auftreten, verursachen sie stets eine Störung des berechneten Temperaturprofils. In den meisten Fällen sind diese jedoch nicht so stark ausgeprägt wie in dem abgebildeten Beispiel und sie verursachen oft auch nur ein lokales Maximum in der Temperaturberechnung.

Leider fehlt bisher ein geeignetes Mittel, um diese Störung durch Fehler in der numerischen Berechnung von atmosphärischen Störungen zu unterscheiden, die häufig eine ähnliche Struktur aufweisen. Beispielsweise berichten [Dao95] über eine Störung mit lokalen Extrema der Temperatur zwischen 70 km und 90 km Höhe, zwischen denen Temperaturdifferenzen bis zu 50 K beobachtet wurden. Ein anderes Beispiel für derartige Strukturen sind sogenannte mesosphärische Temperatur-Inversionen, wie sie im nächsten Abschnitt vorgestellt werden.

4.6 Kontinuierliche Temperaturprofile

Die den vorangehenden Abschnitten wurden ausführlich die Möglichkeiten und Probleme bei der Kombination der beiden Verfahren zur Berechnung eines kontinuierlichen Temperaturprofils aus Kalium-Temperatur und Dichte-Temperatur anhand der Messungen des IAP-Kalium-Lidars behandelt.

Zusammenfassend läßt sich feststellen:

- Die Signalstärke des Kalium-Lidars ist ausreichend, um in langen Nächten Dichte-Temperaturen von 35 km Höhe bis zur Unterkante der Kaliumschicht zu berechnen, wenn zuvor eine vertikale Mittelung über $\pm 1,5$ km erfolgt ist.
- Es ist prinzipiell möglich, anhand der gemessenen Wellenlängenabhängigkeit das Resonanz-Signal vom Rayleigh-Signal zu trennen, solange beide von vergleichbarer Größenordnung sind.

- In einem schmalen Höhenbereich an der Unterkante der Kaliumschicht entspricht die mittlere Kalium-Temperatur nicht der mittleren Temperatur der Atmosphäre.
- Es gibt einen Höhenbereich über den die Kalium-Temperatur extrapoliert werden muß, um zu einem benutzbaren Anfangswert für die Berechnung der Dichte-Temperaturen zu kommen.
- Es liegt kein Maß vor, das geeignet wäre zu entscheiden, inwiefern die Strukturen der berechneten kombinierten Temperaturprofile im Bereich der Unterkante der Kaliumschicht von dem Zustand der Atmosphäre abweichen.

Zur Berechnung kontinuierlicher Temperaturprofile eignen sich am besten die Messungen während der langen Dunkelperioden im Winter, besonders weil im Winter die Unterkante der Kaliumschicht etwas tiefer liegt (vgl. Abb. 3.7, S. 36). Die Zählrate des Rayleigh-Signals in Höhe der Unterkante verdoppelt sich etwa, wenn diese sich um 4 km verschiebt.

Als Ergebnis der Berechnung kontinuierlicher Temperaturprofile über den Bereich von ca. 35-105 km Höhe sollen hier deshalb die Temperaturen aus einer Reihe von Meßnächten aus dem Januar 1997 vorgestellt werden. In diesem Monat konnten Messungen in 10 Nächten mit einer Länge von jeweils mindestens 5 Stunden durchgeführt und daraus durchgehende Temperaturprofile berechnet werden. Dazu mußte stets die Temperatur über wenige km (typischerweise 80-78 km) extrapoliert werden, außerdem wurde die Dichte stets über den kritischen Bereich geringer Kaliumdichten (etwa 75-76 km) interpoliert.

Temperatur-Inversionen: In den Nächten zum 4. 1. 1997 und zum 16. 1. 1997 wurden Temperatur-Inversionen mit einer Amplitude, d. h. einer Temperatur-Differenz zwischen den lokalen Extrema von 25 K (bzw. 20 K am 16. Januar) beobachtet. Sie sind in Abbildung 4.20 dargestellt. Der maximale Temperaturgradient betrug 5 K/km (bzw. 7.5 K/km). Das sekundäre Minimum der Temperatur wurde in einer Höhe von 66,5 km (bzw. 68 km) beobachtet. In der Nacht zum 16. 1. 1997 ist außerdem eine zweite schwächere Inversion in 55 km Höhe zu erkennen. Beide Inversionen sind auch in der darauffolgenden Nacht mit dem gleichen qualitativen Höhenverlauf beobachtet worden, jedoch mit geringer Amplitude.

Diese Beobachtungen stimmen mit den Ergebnissen regelmäßiger Messungen von Dichte-Temperaturen überein, wie sie z. B. in [Hau87] beschrieben sind. Dort wird eine statistische Untersuchung des Auftretens mesosphärischer Temperatur-Inversionen anhand von Lidarmessungen über Südfrankreich (44°N) durchgeführt. Die Inversionen zeigen typischerweise ein Temperaturminimum bei 70-80 km im Sommer und 55-72 km im Winter. Oberhalb schließen sich daran ein starker positiver Temperaturgradient und ein lokales Maximum an, das um 5-10 km höher liegt und um bis zu 40 K wärmer ist als das Minimum. Diese Inversionen können eine Lebensdauer von mehreren Tagen haben und werden

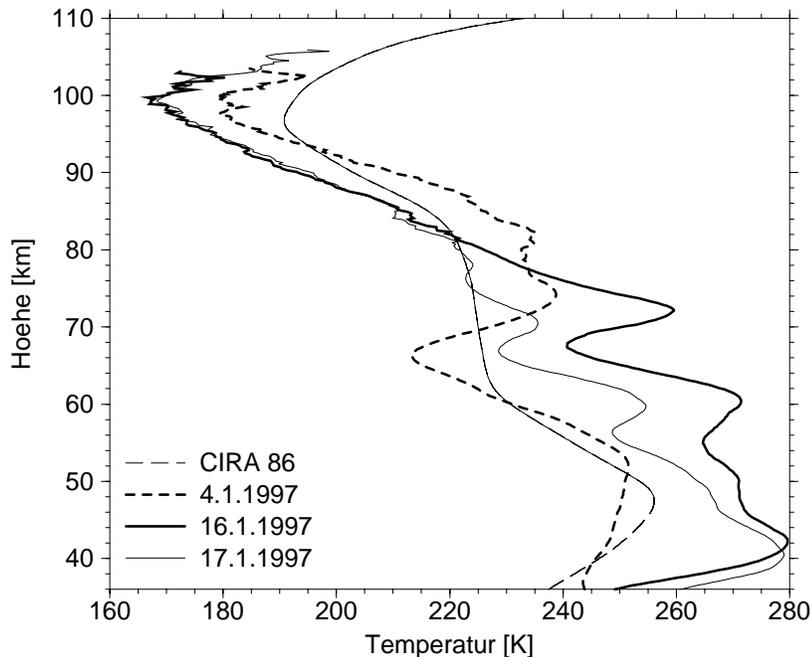


Abbildung 4.20: Temperatur-Inversionen im Nachtmittel für die angegebenen Daten, dazu die CIRA 86 als Vergleich. Die statistischen Fehler sind nicht eingetragen, sie betragen typischerweise ± 5 K in 70 km Höhe.

vermutlich durch Energiezufuhr durch kontinuierliches Brechen von Schwerewellen aufrechterhalten. Das Maximum des Auftretens von mesosphärischen Temperatur-Inversionen wurde über Südfrankreich in den Monaten November bis Januar mit einer Häufigkeit von 70 % für eine Inversion von mindestens 10 K beobachtet.

Mesosphären-Erwärmungen: In Abbildung 4.21 ist die Entwicklung der Temperaturprofile für zwei Zeiträume in der ersten und zweiten Januarhälfte dargestellt. Man erkennt einen Wechsel zwischen Temperaturprofilen, die gut mit der CIRA 86 übereinstimmen und solchen, die in der unteren Mesosphäre (45-70 km) deutliche höhere und in der oberen Mesosphäre (oberhalb 75 km) niedrigere Temperaturen als die Modellatmosphäre aufweisen. Am 8. Januar stimmt die Temperatur im wesentlichen mit der CIRA 86 überein, am 12. Januar ist eine Erwärmung in 50-70 km Höhe erfolgt, weitere 4 Tage darauf hat sich die Erwärmung auf den Bereich von 40-75 km ausgedehnt. In der Abbildung 4.20 ist für die Nacht darauf eine deutliche Abkühlung oberhalb von 50 km zu erkennen. In der folgenden Nacht (auf den 18. Januar, nicht abgebildet) stimmen die Temperaturen mit denen vom 17. 1. 1997 bis auf die Lage der sekundären Minima überein. Lediglich die Temperaturen in Höhen bis 45 km sind weiterhin deutlich gegenüber der CIRA 86 erhöht.

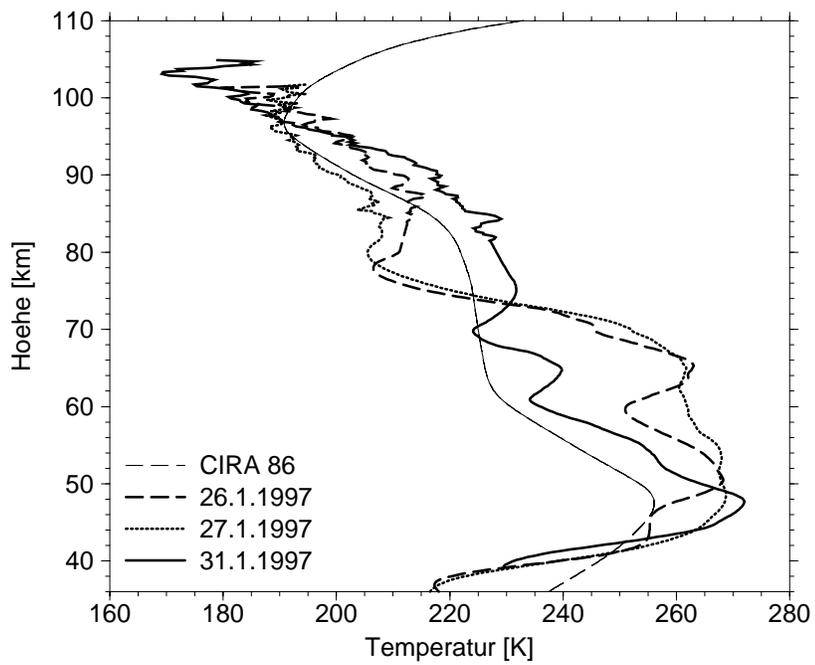
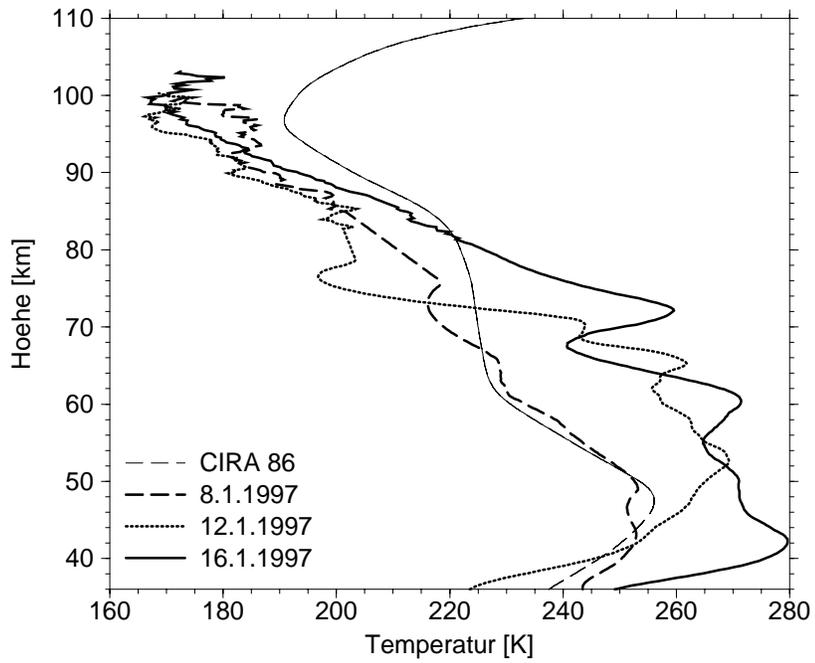


Abbildung 4.21: Abbildung analog Abb. 4.20 für zwei Zeiträume im Januar 1997 zeigt eine deutliche Erwärmung der unteren Mesosphäre.

Aus der Zeit zwischen dem 18. 1. und dem 26. 1. liegen keine Messungen vor. Danach lagen die Temperaturen in 50-70 km zunächst wieder deutlich über der CIRA 86 und waren am 31. Januar wieder auf die Werte der Modellatmosphäre abgesunken. Dabei lagen die Werte unterhalb von 40 km konstant auf niedrigeren Werten.

Das beobachtete Verhalten fällt zeitlich mit einer polaren Stratosphären-erwärmung zusammen, die in der Zeit vom 11. 1. bis zum 25. 1. 1997 entsprechend den Radiosondendaten der FU Berlin in ca. 24 km (30 hPa) zu einer starken Abkühlung der Stratosphäre über Mitteleuropa geführt hat. Die CIRA 86 gibt für 50° N und 25 km im Januar eine Temperatur von 218 K an, die um 20 K unterschritten wurde. Das daran gekoppelte gegenläufige Verhalten der unteren Mesosphäre steht in Einklang mit den Messungen, wie die Abbildung 4.22 zeigt. Dort werden zwei Höhen der unteren Mesopause dargestellt, die in keiner der Messungen eine Temperatur-Inversion aufweisen. Besonders zwischen den Temperaturen in 42 km und den mittels Radiosonden gemessenen Temperaturen zeigt sich eine deutliche Antikorrelation.

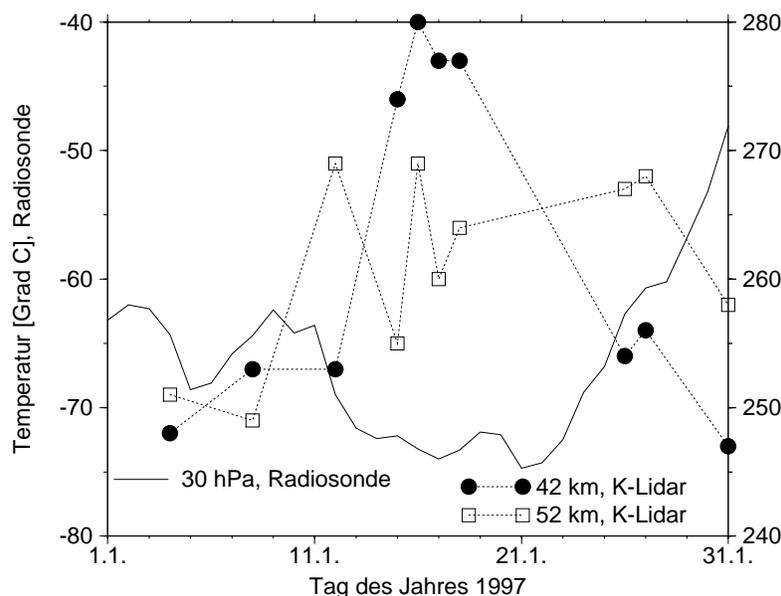


Abbildung 4.22: Vergleich der Temperaturentwicklung im Januar 1997 zwischen Kalium-Lidar-Ergebnissen und Daten aus Radiosondenmessungen für 55° N, 10° O, die von der FU Berlin zur Verfügung gestellt wurden. Das Druckniveau um 30 hPa entspricht etwa einer Höhe von 24 km.

Im Winter wird die globale Zirkulation in den nördlichen Breiten durch einen ausgeprägten Polarwirbel geprägt. Dieser kann unter dem Einfluß eines starken pazifischen Hochdruckgebietes auseinanderbrechen. Dadurch fließt Warmluft in die polare Stratosphäre und kleinere Wirbel polarer Luftmassen können in mittlere Breiten vordringen. Dort werden dann tiefere Temperaturen in der Stratosphäre und höhere in der Mesosphäre gemessen.

Kapitel 5

Resultate der Airglow-Messungen

In Abschnitt 2.3 wurden zwei spektrometrische Meßgeräte und die zugehörigen Verfahren zur Temperaturberechnung vorgestellt. Diese Geräte werden seit Sommer 1997 im IAP betrieben. Aus gemeinsamen Messungen beider Geräte mit dem Kalium-Lidar erhofft man sich Aussagen über die emittierenden Schichten und eine Überprüfung der Kalibrierung der Temperaturmessungen. Im folgenden Kapitel erfolgt stichprobenartig eine erste Auswertung der bisherigen Ergebnisse. Bis zu welchem Termin die gemeinsamen Messungen fortgeführt werden können, stand bei Fertigstellung dieser Arbeit noch nicht fest.

5.1 Herbstübergang im OH/O₂

Das gegenwärtig im IAP betriebene „OH & O₂-Image“-Gerät mißt die mittleren Temperaturen der OH- und O₂-Schicht. Da diese mit zwei verschiedenen Höhen im Mesopausenbereich identifiziert werden (89 km bzw. 92 km), ist zu erwarten, daß der Herbstübergang der Mesopausenstruktur sich auch in diesen Temperaturen widerspiegelt. Wie in Abschnitt 1.2 beschrieben wurde, zeigt die Mesopause ein bistabiles Verhalten, dabei wurde der Sommerzustand über Kühlungsborn bis zum 28. 8. 1997 beobachtet.

Das Gerät wird unabhängig von den Wetterbedingungen betrieben. Da bei schlechten Wetterbedingungen die Resultate der Temperaturberechnung jedoch unphysikalisch sind, ist es notwendig, diese zu erkennen und unberücksichtigt zu lassen. Anstatt die Messungen manuell zu sortieren, wird zu diesem Zweck ein automatischer Algorithmus verwendet, der das mittlere Quadrat der Änderung der ersten Ableitung der Temperatur nach der Zeit bestimmt und mit einem bestimmten Grenzwert vergleicht. Dieser Grenzwert wurde durch Vergleich mit einer großen Zahl von Stichproben festgesetzt. Diese Bestimmung entspricht in etwa dem, was das menschliche Auge an einem „glatten“ Kurvenverlauf einer graphischen Darstellung der Temperaturen erkennen würde. Eine Auswahl von Teilen von Meßnächten erfolgte bisher nicht, bis auf das Fortlassen der er-

sten und letzten zwei Meßwerte jeder Nacht, da hier noch Einflüsse des schnell veränderlichen Untergrunds in der Dämmerung vorhanden sein können.

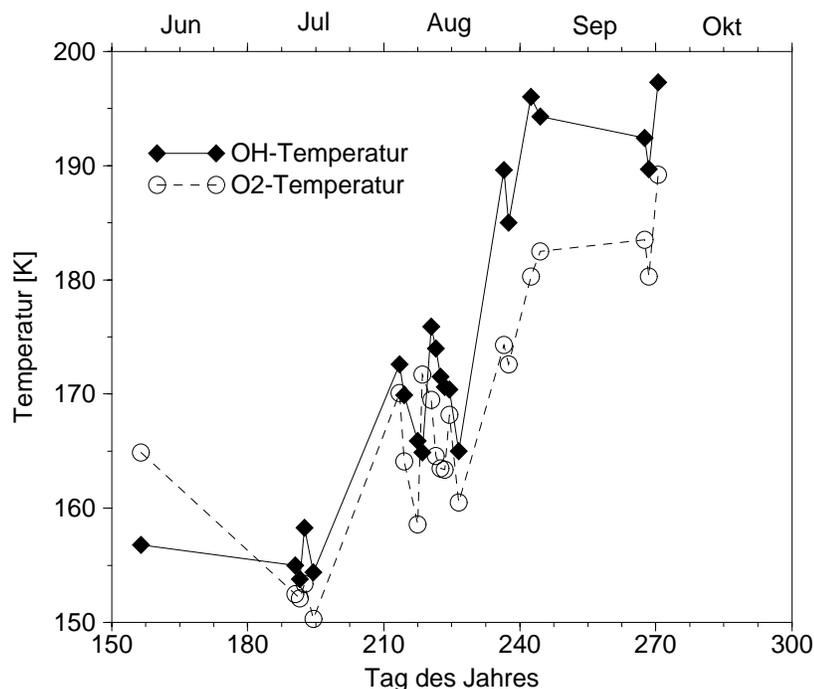


Abbildung 5.1: Die Nachtmittelwerte der Temperatur aus den Messungen des „OH & O₂ Image“-Gerätes in Kühlungsborn bis zum 6. 10. 1997. 23 Nächte mit mindestens 3 Stunden Meßdauer bei guten Wetterbedingungen.

Wie bei der Bestimmung des Mesopausenverhaltens aus den Messungen des Kalium-Lidars sollen auch hier nur die Meßergebnisse verwendet werden, die als klimatologisches Mittel der Nacht angesehen werden können. Dazu wird eine verwendbare Meßdauer von drei Stunden als Untergrenze betrachtet. Da das Image-Gerät nur zu den Zeiten betrieben wird, die maximal zwei Stunden nach Mondaufgang und vor Monduntergang liegen, entstehen regelmäßige Meßlücken zur Phase des Vollmondes zusätzlich zu den Lücken, die durch schlechte Wetterbedingungen verursacht werden.

Die Abbildung 5.1 zeigt, daß während der Periode des Sommerzustandes der Mesopause die Temperaturen der OH- und der O₂-Schicht eine geringe Differenz von typischerweise weniger als 5 Kelvin aufweisen, wobei meistens die OH-Temperatur den höheren Wert annimmt. Dieses Verhalten steht im Widerspruch zu der Annahme, die zentrale Höhe der OH-Schicht befände sich in 89 km und damit weniger weit oberhalb der Sommer-Mesopause als die O₂ Schicht. Als Erklärung hierfür ist ein systematischer Fehler in der Berechnung der Temperaturen in Betracht zu ziehen.

Ab dem 25. August (Tag 237) ist eine deutlich größere Differenz der Temperaturen zu erkennen. Aufgrund der relativ langen Lücke in dem verwendeten Datensatz zwischen den Tagen 227 und 237 kann nichts darüber ausgesagt wer-

den, wie gleichmäßig der Übergang erfolgt ist. Die tiefere Temperatur der höher liegenden O₂-Schicht (≈ 92 km) stimmt damit überein, daß hier ein negativer Temperaturgradient vorherrscht und die Mesopause sich in einer noch größeren Höhe (≈ 100 km) befindet.

Durch eine intensivere Begutachtung der einzelnen Meßwerte läßt sich voraussichtlich die Anzahl der benutzbaren Nachtmittelwerte im Zeitraum des Herbstübergangs erhöhen. Damit können eventuell weitergehende Aussagen getroffen werden.

5.2 Lidar-Spektrometer-Vergleiche

Seit dem Sommer 1997 liegen Temperaturmessungen aus dem Mesopausenbereich vor, die mit drei unabhängigen Geräten in Kühlungsborn vorgenommen wurden, dem Kalium-Lidar und beiden Airglow-Meßgeräten. Vergleiche zwischen diesen Messungen sollen, wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, zu Aussagen über die Lage der atmosphärischen OH*- und O₂-Schichten führen.

Abbildung 5.2 zeigt die Nachtmittel der Temperaturen, die mit dem OH-Spektrometer und dem Kalium-Lidar gemessen wurden. Dabei wurden nur Lidar-Messungen mit einer Dauer von mindestens drei Stunden berücksichtigt. Alle Kalium-Temperaturen sind einheitlich einer Höhe entnommen worden. Dafür wurde die Höhe von 87 km gewählt, die insgesamt die beste Übereinstimmung ergibt. Die Temperaturen aus dieser Höhe weichen um +3 K bis -6 K (in einem Fall sogar um -14 K) von denen des Spektrometers ab. Dabei wurden eventuelle Abweichungen in den Meßzeiträumen nicht berücksichtigt. Daß die Ergebnisse nicht stark voneinander abweichen, läßt darauf schließen, daß keine groben systematischen Meßfehler vorliegen und die Kalibrierungen der beiden Geräte höchstens um wenige Kelvin differieren. Um weitere Aussagen treffen zu können, ist jedoch eine detailliertere Auswertung notwendig.

Die besten Vergleichsmöglichkeiten bieten zeitliche Variationen während langer kontinuierlicher Messungen innerhalb einer Nacht, wie sie im kommenden Winter (1997/98) hoffentlich durchgeführt werden können. Die Wintermessungen haben neben ihrer Länge den Vorteil, daß die Kaliumschicht im Mittel weiter zu niedrigen Höhen reicht und daher Kalium-Temperaturen über einen größeren Höhenbereich zur Verfügung stehen. Bei der Annahme einer OH*-Schicht mit einem Maximum in einer Höhe von 87 km und einer Halbwertsbreite von 8 km wäre es wünschenswert, ein Temperaturprofil ab ca. 81 km zum Vergleich verwenden zu können. Desweiteren wird bei einer hohen Wintermesopause eher ein gleichmäßiger negativer Temperaturgradient in den Höhenbereichen der OH- und O₂-Schichten erwartet, was zu einer genaueren Höhenbestimmung beitragen sollte.

In der vorliegenden Arbeit soll anhand von zwei Nächten aus dem Monat September eine erste Auswertung als Beispiel vorgenommen werden.

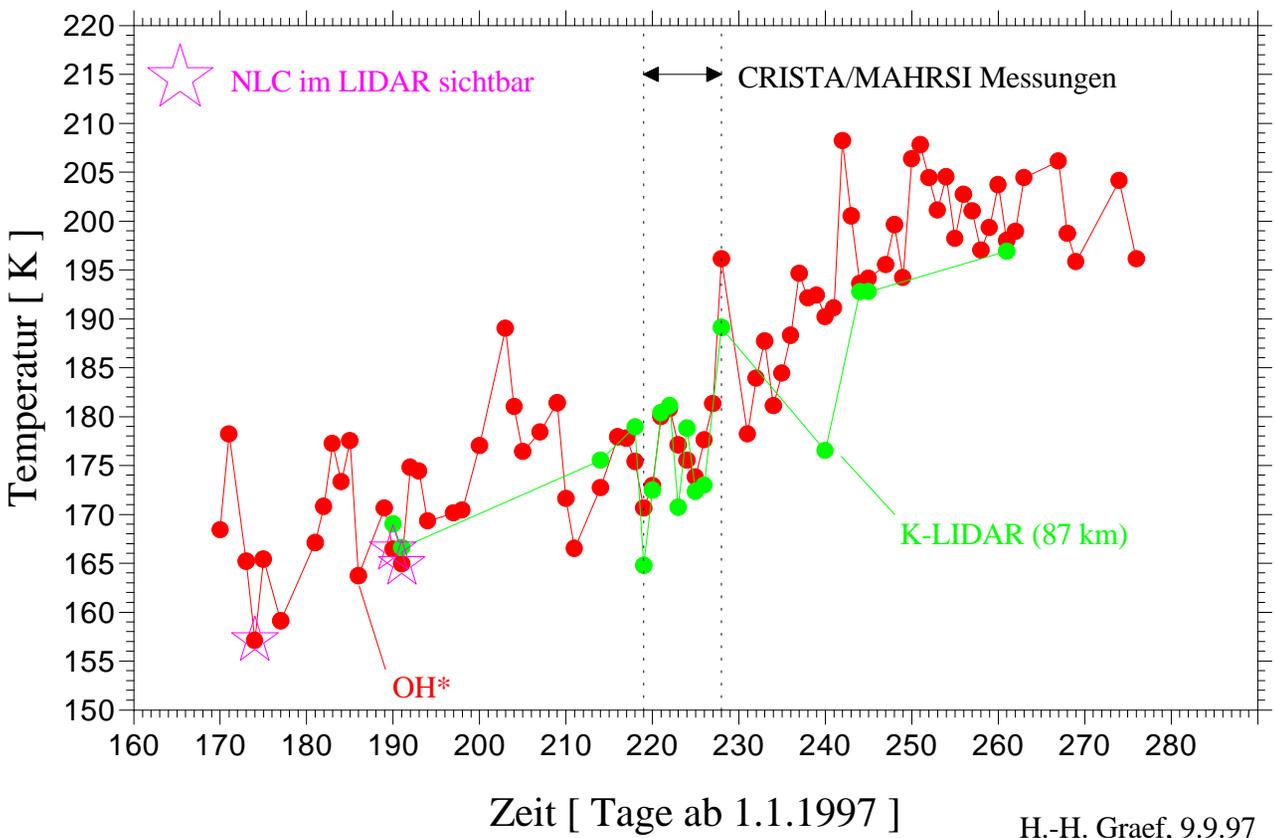


Abbildung 5.2: Vorläufiger Vergleich der Nachtmittel der Temperaturmessungen von Kalium-Lidar (jeweils in 87 km) und OH-Spektrometer. Das markierte Zeitintervall bezeichnet den Zeitraum der zweiten CRISTA/MAHRSI-Kampagne, einer globalen Meßkampagne zur Beobachtung der mittleren und unteren Atmosphäre unter Beteiligung einer großen Zahl verschiedener Meßgeräte (zur Verfügung gestellt von H.-H. Graef, GHS Wuppertal).

H.-H. Graef, 9.9.97

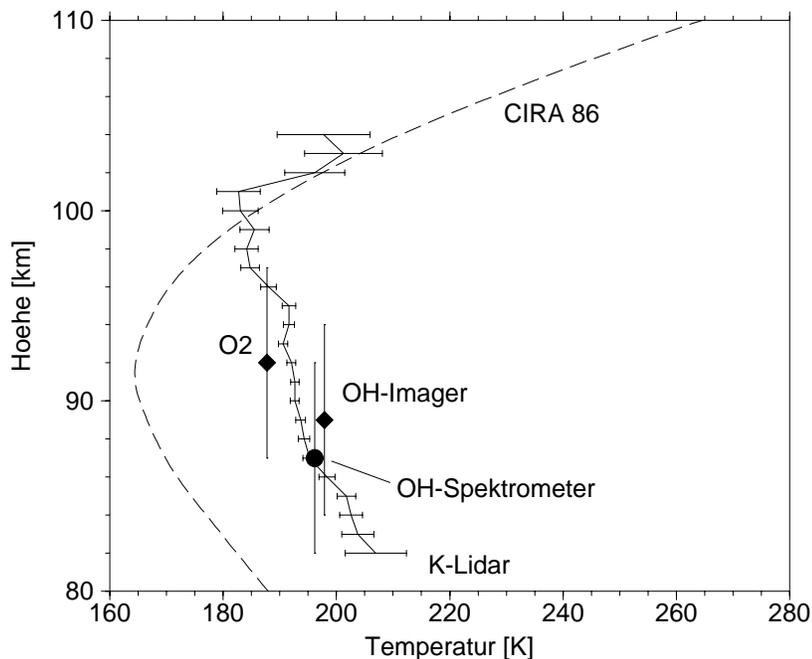


Abbildung 5.3: Die mittleren Temperaturen der Nacht zum 26.9.1997, 19:22-1:03 UT. Die markierten Höhen der Spektrometerdaten sind die der angenommenen zentralen Emissionshöhe. Die CIRA 86 ist für September und 50°N eingetragen.

Nacht zum 26.9.1997: In dieser Nacht konnten Messungen aller Geräte über 5:41 Stunden gleichzeitig durchgeführt werden. Die Mittelwerte der Messungen in diesem Zeitraum sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Die Kalium-Temperaturen wurden aus den aufsummierten Zählraten der Nacht, die übrigen Temperaturen als arithmetisches Mittel der zeitlich aufgelösten Temperaturen über den gleichen Zeitraum berechnet. Die Mittelwerte und ihre Standardabweichungen sind:

- OH-Spektrometer (GHS Wuppertal): $196,2 \pm 2,2$ K
- OH-Imager (Aerospace Corp.): $197,6 \pm 0,8$ K
- O₂-Imager (Aerospace Corp.): $187,8 \pm 1,2$ K

Der Temperaturwert des OH-Spektrometers liegt sehr gut auf der Kurve der Kalium-Temperaturen. Die Abweichung zwischen den beiden OH-Temperaturen ist nicht größer als der Bereich ihrer statistischen Fehler. Die Tendenz ist jedoch gegenläufig zu der der Kalium-Temperaturen. Der Temperaturwert für die O₂-Emissionen ist um 5 K geringer als die Kalium-Temperatur in 92 km, der Höhe, die als das Schwerpunkt der O₂-Emissionen angenommen wird. Sollten derartige Abweichungen wiederholt auftreten, würde das auf einen systematischen Fehler in der Temperaturberechnung hinweisen. Für eine Überprüfung dieser

Vermutung könnte der Vergleich in einer Nacht mit einem sehr geringen Temperaturgradienten hilfreich sein.

Die Abbildungen 5.4 und 5.5 stellen den zeitlichen Verlauf der Spektrometerdaten dar. Zusätzlich wurde jeweils der am besten passende Kalium-Temperaturverlauf eingezeichnet. Um diesen zu bestimmen, wurde ein Mittelwert für jedes Kalium-Temperaturprofil berechnet, wobei eine gaussförmige Gewichtungskurve verwendet wurde. Die zentrale Höhe dieser Kurve und ihre Breite sind variiert worden, bis die beste Übereinstimmung der zeitlichen Verläufe gegeben war. Dabei wurde für alle Mittelwerte innerhalb einer Nacht die gleichen Werte verwendet. Für den Fall, daß aus einer Höhe keine Kalium-Temperatur vorlag, wurde die Höhe unberücksichtigt gelassen. Dieser Fall kann speziell an der Unterkante der Kaliumschicht auftreten. Das Höhenprofil, das die beste Übereinstimmung mit den Temperaturverläufen ergab, war für beide OH-Messungen das gleiche, die zentrale Höhe lag dabei in 87 km. Die Veränderung der Profildbreite hat in dieser Nacht aufgrund des gleichmäßigen vertikalen Temperaturgradienten nur geringen Einfluß auf das vertikale Mittel, die beste Übereinstimmung ergab jedoch die geringe Breite von ± 1 km.

In der betrachteten Nacht war bis gegen 22:00 UT eine starke Wellenaktivität zu beobachten, wie sie auch an den Temperaturverläufen zu erkennen ist. In diesem Zeitbereich zeigen sich deutliche Abweichungen der Temperaturen. Das Minimum in der Temperatur des Spektrometers und das Maximum in der Temperatur des Imagers werden zeitgleich erreicht. Die Temperaturdifferenz beträgt dort ca. 15 K. Es scheint am wahrscheinlichsten zu sein, daß diese Unterschiede auf die unterschiedlichen Gesichtsfelder der beiden Geräte zurückzuführen sind. Wie aus Tabelle 2.5 ersichtlich ist, hat das Image-Geräte ein 80-mal größeres Gesichtsfeld, was gerade bei Wellenerscheinungen starke Auswirkungen haben kann.

Die beste Übereinstimmung mit dem zeitlichen Verlauf der O₂-Temperaturen wurde in einer Höhe von 96 km erzielt, wie es bereits für den Mittelwert der Fall war.

Nacht zum 25. 9. 1997: Ein etwas anderes Bild ergibt sich für die vorhergehende Nacht zum 25. 9. 1997, wie die Abbildungen 5.6 und 5.7 zeigen. Die beiden OH-Temperaturen (Abb. 5.7) zeigen durchgehend eine Temperaturdifferenz von ca. 5 K, wobei mit dem Image-Gerät die höheren Temperaturen gemessen wurden. Die zeitlichen Verläufe sind dabei abgesehen von den ersten zwei Stunden ähnlich. Die systematische Abweichung der Temperaturen für den Zeitraum ab 21:00 UT hat ihre Ursache vermutlich in einer unterschiedlichen Höhe der emittierenden Schichten. Die beste Übereinstimmung der beiden Temperaturkurven mit den Kalium-Temperaturen wird erreicht, wenn für letztere ein vertikales Mittel von 8 km Breite verwendet wird, das um 86 km bzw. 89 km zentriert ist. Dabei entspricht die mit dem Spektrometer gemessene Temperatur der größeren Höhe. Im allgemeinen wird jedoch, wie in Abschnitt 2.3.3 gesagt, von der umgekehrten Konstellation ausgegangen, da die OH*-Moleküle mit der geringeren Anregung der Vibrationszustände in geringeren Höhen vermutet werden.

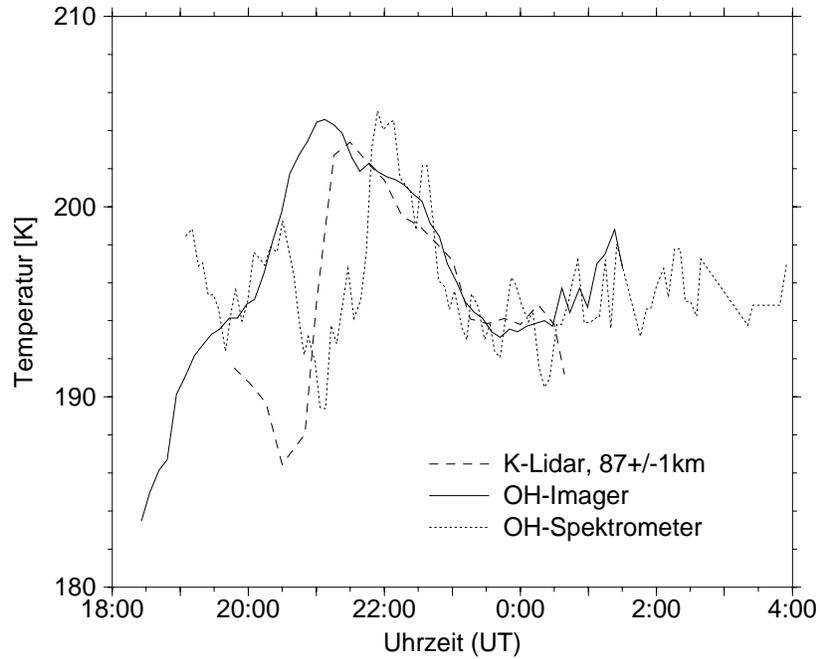


Abbildung 5.4: Die gesamte Meßnacht zum 26. 9. 1997. Alle Temperaturen sind mit einem Verlaufsfilter von ± 30 Minuten geglättet. Die Kalium-Temperaturen wurden zusätzlich mit einem Gauss-Filter (Halbwertsbreite 1 km) vertikal gemittelt.

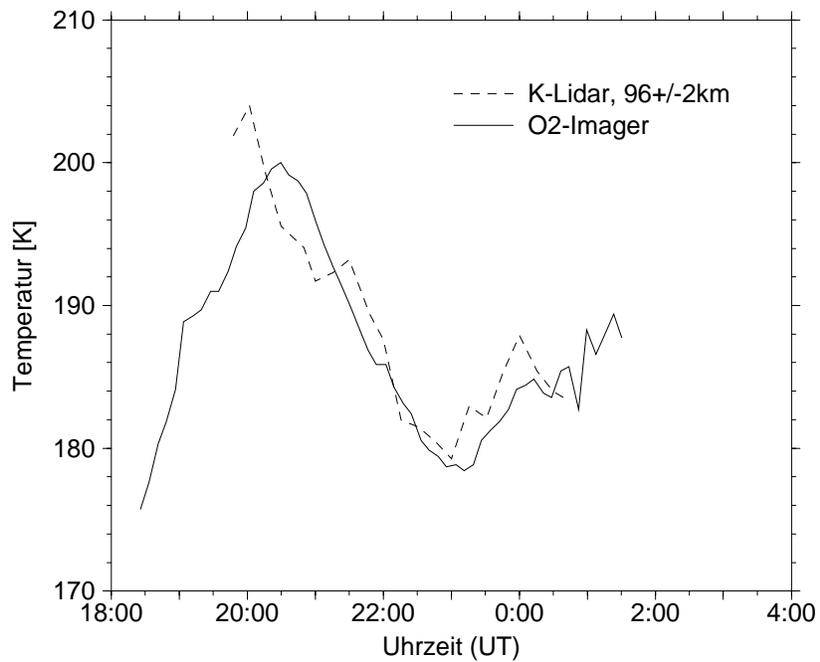


Abbildung 5.5: Darstellung analog zu Abb. 5.4 für die O₂-Temperaturen.

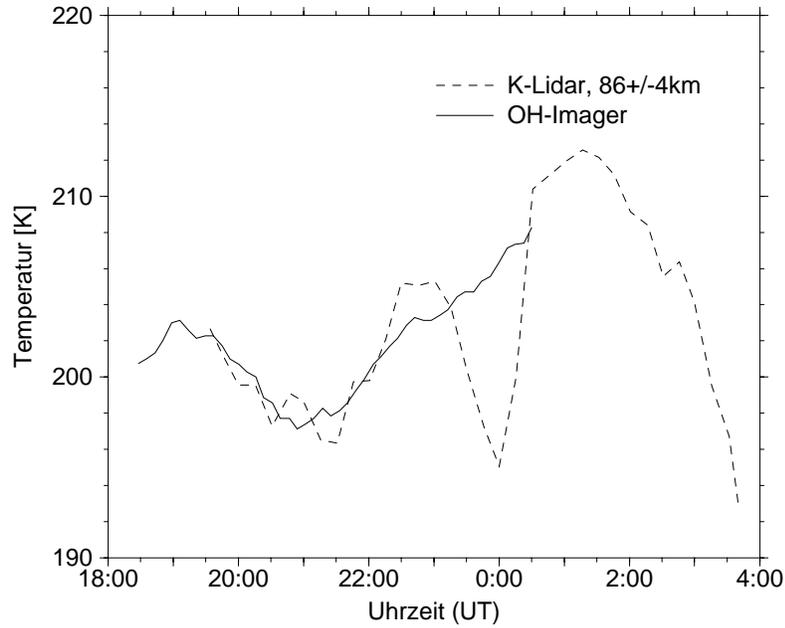


Abbildung 5.6: Die gesamte Meßnacht zum 25. 9. 1997, 19:07-0:30 UT. Alle Temperaturen sind mit einem running-mean von ± 30 Minuten geglättet. Die Kalium-Temperaturen wurden zusätzlich mit einem Gauss-Filter (Halbwertsbreite 4 km) vertikal gemittelt.

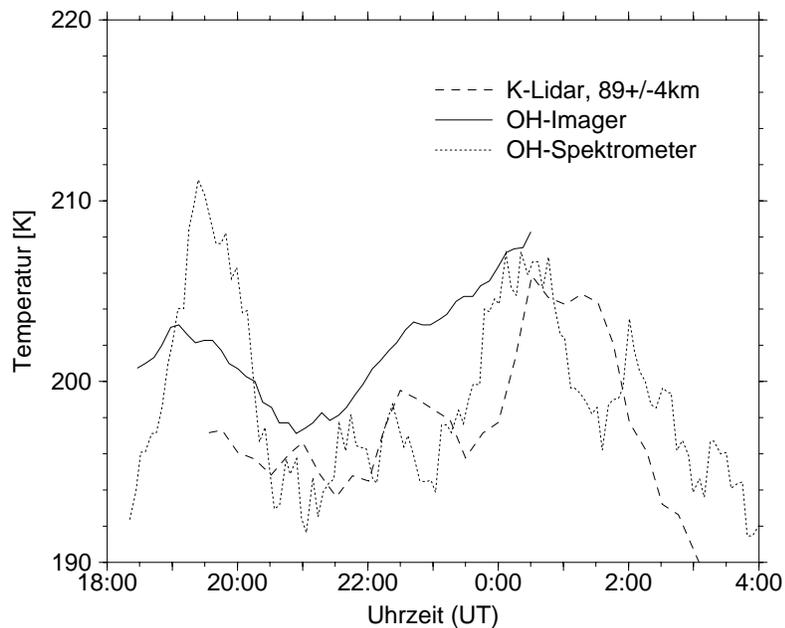


Abbildung 5.7: Darstellung analog zu Abb. 5.6, jedoch für die Temperaturen des OH-Spektrometers (die OH-Imager-Temperaturen sind zum Vergleich eingezeichnet).

Schlußfolgerung: Die beiden betrachteten Beispiele zeigen, daß zum Teil sehr gute Übereinstimmungen zwischen den verschiedenen Temperaturenmessungen zum Teil aber auch große Differenzen vorliegen. Ein Problem der Vergleiche ist sicher die große Zahl von unbestimmten Parametern, die das Ergebnis beeinflussen, wie die Lage und Gestalt der verschiedenen atmosphärischen Schichten, die unterschiedlichen Gesichtsfelder der Instrumente und eventuelle systematische Fehler in den Berechnungen. Um eine bessere Vergleichbarkeit zu erreichen, sollten als erster Schritt auf der Seite der Auswertung zunächst die berücksichtigten Gesichtsfelder der beiden OH-Meßgeräte angeglichen werden. Das könnte geschehen, indem man die Berechnung auf den mittleren Bereich des „OH-Bildes“ beschränkt. Damit würde zumindest die Zahl der möglichen Ursachen für Differenzen zwischen diesen beiden Geräten eingeschränkt.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Mittlerer Temperaturverlauf	4
1.2	Jahresgang der Mesopausenhöhe	6
1.3	Jahresgang der Mesopausentemperatur	6
2.1	Kalium-Lidar	9
2.2	Imager-Bilder	22
3.1	Rohdaten	27
3.2	Mittlerer Dichteverlauf	28
3.3	Kalium-Hyperfeinstruktur	31
3.4	Gemessene HFS im Maximum	32
3.5	Kalium-Temperaturen, 10. 3. 1997	34
3.6	Temperatur-Serie, 10. 3. 1997	35
3.7	Mittlere Kaliumdichte	36
3.8	Beispiel der Kaliumdichte	38
4.1	Anfangsfehler	41
4.2	Fehler durch Rauschen	43
4.3	Dichte-Temperaturen, 13. 8. 1997	44
4.4	Lage der Wellenlängenkanäle	46
4.5	Gemessene HFS und Untergrund an der Unterkante	47
4.6	Verhältnis der Anteile der HFS	50
4.7	Kaliumnachweis	51
4.8	Getrennte Signale, 31. 1. 1997	53
4.9	Getrennte Signale, 8. 1. 1997	54
4.10	Vergleich der normierten Signalstärke	56
4.11	Temperatur-Serie, 2. 9. 1997	58
4.12	Veränderungen der Temperatur, 2. 9. 1997	58
4.13	Dichte-Temperaturen, 2. 9. 1997	59
4.14	Vergleich der Dichte-Temperaturen, 2.9.1997	61

4.15	Vergleich der Dichte-Temperaturen, 13.8.1997	61
4.16	Relative Dichten	62
4.17	Vergleich der kombinierten Temperaturen	63
4.18	Problemfall der Signaltrennung, 26. 9. 1997	64
4.19	Ergebnisse der Dichteextrapolationen, 26. 9. 1997	65
4.20	Temperatur-Inversionen	68
4.21	Mesosphärische Erwärmung	69
4.22	Temperaturvergleich für Januar 1997	70
5.1	Nachtmittel-Temperaturen in OH und O ₂	72
5.2	Vergleich der OH- und K-Nachtmittel	74
5.3	Spektrometer, Nachtmittel	75
5.4	OH-Spektrometer, Nachtverlauf 26. 9. 1997	77
5.5	O ₂ -Imager, Nachtverlauf 26. 9. 1997	77
5.6	OH-Imager, Nachtverlauf 25. 9. 1997	78
5.7	OH-Spektrometer, Nachtverlauf 25. 9. 1997	78

Tabellenverzeichnis

2.1	Eigenschaften des Alexandritlasers	11
2.2	Die wichtigsten Betriebsparameter des IAP-Kalium-Lidars	15
2.3	Wellenlängen der IAP-Lidars	16
2.4	Gemeinsame RMR- und Kalium-Lidar-Messungen	16
2.5	Spektrometer	19
3.1	K(D ₁)-Hyperfeinstrukturaufspaltung	30
4.1	Zählraten der Anfangshöhe	44

Literaturverzeichnis

- [Alp93] Alpers, M., Untersuchung der mesosphärischen Eisenschichten in polaren und niedrigen geographischen Breiten mittels Lidar, Dissertation, 1993.
- [Bak88] Baker, D. J., and A. T. Stair, Jr., Rocket measurements of the altitude distribution of the hydroxyl airglow, *Phys. Scri.*, *37*, 611, 1988.
- [Cha91] Chanin, M. L., and A. Hauchecorne, Lidar study of the structure and dynamics of the middle atmosphere, *Indian J. Radio & Space Phys.*, *20*, 1-11, 1991.
- [Dao95] Dao, P. D., R. Farley, X. Tao, and C. S. Gardner, Lidar observations of the temperature profile between 25 and 103 km: Evidence of strong tidal perturbations, *Geophys. Res. Lett.*, *22*, 2825-2828, 1995.
- [Esk97] Eska, V., persönliche Mitteilung, 1997.
- [Fle96] Fletcher, G. G., and J.-H. Yee, Observation of the mesospheric potassium layer by HRDI/UARS, abstract no. A12A-7, AGU Konferenz Herbst 1995.
- [Fri85] Fricke, K. H., and U. v. Zahn, Mesopause temperatures derived by lidar, *J. Atm. Terr. Phys.*, *47*, 499-512, 1985.
- [Gra91] Graef, H.-H., Bestimmung der Variabilität der Mesopausentemperatur aus OH*-Emissionen, Diplomarbeit, 1991.
- [Gre86] Greer, R. G. H., et al., ETON 1: A data base pertinent to the study of energy transfer in the oxygen nightglow, *Planet. Space Sci.*, *34*, 771-788, 1986.
- [Hau87] Hauchecorne, A., M. L. Chanin, and R. Wilson, Mesospheric temperature inversion and gravity wave breaking, *Geophys. Res. Lett.*, *14*, 933-936, 1987.
- [Hec94] Hecht, J. H., R. L. Walterscheid, M. N. Ross, First measurements of the two-dimensional horizontal wave number spectrum from CCD images of the nightglow, *J. Geophys. Res.*, *99*, 11449-11460, 1984.

- [Hec97] Hecht, J. H., R. L. Walterscheid, D. C. Fritts, J. R. Isler, D. C. Senft, C. S. Gardner, and S. J. Franke, Wave breaking signatures in OH-airglow and sodium densities and temperatures, *J. Geophys. Res.*, *102*, 6655-6668, 1997.
- [Her65] Herzberg, L., Airglow, in *Physics of the earths upper atmosphere*, edited by Hines, C. O., I. Paghis, T. R. Hartz, and J. A. Fejer, pp. 42-45, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1965.
- [Hue97] Hübner, F., persönliche Mitteilung, 1997.
- [Kra62] Krassovsky, V. I., N. N. Shefov, V. I. Yarin, Atlas of the airglow spectrum 3000-12400 Å, *Planet. Space Sci.*, *9*, 883-915, 1962.
- [Lop87] Lopez-Moreno, J. J., et al., Altitude distribution of vibrationally excited states of atmospheric hydroxyl at levels $\nu=2$ to $\nu=7$, *Planet. Space Sci.*, *35*, pp. 1029, 1987.
- [Pre89] Press, W. H., Numerical Recipes in Pascal, pp. 572-580, Cambridge University Press, 1989.
- [Scha94] Schäfer, H.-J., Charakterisierung und Messung der zeitlichen Variation stratosphärischer Aerosole mit Hilfe eines Rayleigh-Raman-Lidars, Dissertation, 1994.
- [Schm95] Schmitz, S., U. v. Zahn, J. C. Walling, and D. Heller, Alexandrite lasers for temperature sounding of the sodium layer, in *Proceedings 12th ESA Symposium on rocket and ballon programmes and related research*, Lillehammer, Norway, 29 May-1 June 1995.
- [She93] She, C. Y., J. R. Yu, and H. Chen, Observed thermal structure of a midlatitude mesopause, *Geophys. Res. Lett.*, *20*, 567-570, 1993.
- [She95] She, C. Y., J. R. Yu, D. A. Krueger, R. Roble, P. Keckhut, A. Hauchecorne, and M.-L. Chanin, Vertical structure of the midlatitude temperature from stratosphere to mesopause (30-105 km), *Geophys. Res. Lett.*, *22*, 377-380, 1995.
- [She97] She, C. Y., and U. v. Zahn, The concept of a two-level mesopause: Support through new lidar observations, *Geophys. Res. Lett.*, im Druck, 1997.
- [Tha97] Thayer, J. P., N. B. Nielsen, R. E. Warren, C. J. Heinselman, and J. Sohn, Rayleigh lidar system for middle atmosphere research in the arctic, *Opt. Eng.*, *36*, 2045-2061, 1997.
- [Tre85] Treiber, H., Lasertechnik, 2.Auflage, Frech-Verlag, Stuttgart, 1985.
- [vZa94] von Zahn, U., Physik der Atmosphäre, Teil 1, Vorlesung, 1994.
- [vZa88] von Zahn, U., Physik planetarer Atmosphären, Teil 2, Vorlesung, 1988.

- [vZa96a] von Zahn, U., J. Höffner, Mesopause temperature profiling by potassium lidar, *Geophys. Res. Lett.*, *23*, 141-144, 1996.
- [vZa96b] von Zahn, U., J. Höffner, V. Eska, and M. Alpers, The mesopause altitude: Only two distinct levels worldwide?, *Geophys. Res. Lett.*, *23*, 3231-3234, 1996.

Danksagung

Bedanken möchte ich mich bei allen, die dazu beigetragen haben, daß ich diese Diplomarbeit schreiben konnte. An erster Stelle bei Herrn Professor von Zahn für die Ermöglichung und Unterstützung dieser Arbeit, bei Herrn Dr. Josef Höffner für die ständige Betreuung während des gesamten letzten Jahres, bei Michael Gerding für die intensive Korrektur meiner gesammelten Worte, bei Veit Eska, Jörn Oldag, Matthias Alpers und allen anderen, die zu der angenehmen, anregenden und offenen Atmosphäre unserer Arbeitsgruppe beigetragen haben.

Für die gute Zusammenarbeit bei den Airglow-Messungen und das Überlassen der dargestellten Daten danke ich H.-H. Graef, J. Hecht und K. Crawford.

Mein Dank gilt aber auch denjenigen Hochschullehrern, Mitarbeitern, Kommilitonen in Marburg, Manchester und Rostock, die mir zu den schönen und den lehrreichen Seiten meines Studiums verholfen haben. Am herzlichsten möchte ich mich jedoch bei meinen Eltern für ihre bedingungslose Unterstützung bedanken, mit der sie mir das Studium überhaupt erst ermöglicht haben.

Erklärung

Hiermit versichere ich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Die vorliegende Version unterscheidet sich durch geringfügige formelle Korrekturen von der Originalarbeit.

Cord Fricke-Begemann
April 2000