

Vergleichende Untersuchungen zum Temperaturverhalten der Mesopause

Diplomarbeit

von

Thomas Wiemert

BERGISCHE UNIVERSITÄT - GESAMTHOCHSCHULE WUPPERTAL

FACHBEREICH 8 - PHYSIK

März 1993

WU D-93-17

## Inhaltsverzeichnis

	Seite
<u>1. Einleitung</u>	1
<u>2. Beschreibung der Meßgeräte</u>	2
2.1 Messung	2
2.1.1 Meßverfahren	2
2.1.2 Meßgeräte	3
2.2 Auswertungsverfahren	8
<u>3. Kalibrierung</u>	15
3.1 Relative spektrale Empfindlichkeit	15
3.2 Absolutempfindlichkeit	20
<u>4. Ergebnisse aus der DYANA-Kampagne</u>	22
4.1 Breitengang der OH*-Temperatur	22
4.2 Korrelationen mit Stratosphäre und Troposphäre	24
<u>5. Vergleich der OH*-Temperaturen mit Lidar-Messungen</u>	29
<u>6. Messungen in Esrange 1991</u>	36
<u>7. Langzeitkorrelationen</u>	40
<u>8. Gezeiten</u>	46
<u>9. Zusammenfassung</u>	63
<u>10. Anhang</u>	64
<u>11. Literatur</u>	73

## Abbildungs- und Tabellenverzeichnis

<u>Abbildungen</u>	<u>Seite</u>
Abb. 2.1 : Airglow-Spektrum zwischen 1,2 und 1,7 $\mu\text{m}$	5
Abb. 2.2 : Schematischer Aufbau des Spektrometers 2	6
Abb. 2.3 : Spektrometer 1, zwei Spektren der Nacht zum 22.8.1992	9
Abb. 2.4 : Streudiagramm der Differenzen zwischen stündlichen Mittelwerten der Einzeltemperaturen und Temperaturen aus Intensitätssummen	11
Abb. 2.5 : Streudiagramm der Differenzen zwischen stündlichen Mittelwerten aus Einzeltemperaturen und Temperaturen aus dem Resultat der Überlagerung der während einer Stunde gemessenen Spektren	12
Abb. 2.6 : Streudiagramm der Differenzen zwischen den jeweiligen Nachtmitteln	12
Abb. 2.7 : Zeitlicher Verlauf der Differenzen 1992	13
Abb. 2.8 : Interkalibrierung der beiden Spektrometer	14
Abb. 3.1 : Versuchsaufbau zur Kalibrierung der relativen spektralen Empfindlichkeit	17
Abb. 3.2 : Verlauf der relativen spektralen Empfindlichkeit	19
Abb. 4.1 : Ausschnitt des Jahresgangs und Breitengang der OH*-Temperaturen während der DYANA-Kampagne	23
Abb. 4.2 : OH*-Temperaturen, Strahlungsdichten und Bodenluftdruck in Andoya während DYANA	26
Abb. 4.3 : OH*-Temperaturen, Strahlungsdichten und Bodenluftdruck in Biscarrosse während DYANA	27
Abb. 4.4 : OH*-Temperaturen und Strahlungsdichten in El Arenosillo während DYANA	28
Abb. 5.1 : Drei vom Rayleigh-Lidar in Biscarrosse gemessene Temperaturprofile	30
Abb. 5.2 : Verlauf der OH*-Temperaturen und der äquivalenten Lidar-temperaturen in Biscarrosse, 1990	31
Abb. 5.3 : Abweichung zwischen Lidar- und Falling Sphere-Messung	33
Abb. 5.4 : Veränderung des Lidar-Temperaturprofils oberhalb von 80 km	35
Abb. 6.1 : Verlauf der OH*-Temperaturen in Esrange und Wuppertal, März/April 1991	36
Abb. 6.2 : Spektrometer 1, Esrange, 9. April 1991	37
Abb. 6.3 : Temperaturprofil der Raketenmessung, 9. April 1991	38
Abb. 7.1 : Korrelationen zwischen Bodentemperatur und OH*-Temperatur, 7-Tage-Fenster	41

Abb. 7.2 : Korrelationen zwischen Bodentemperatur und OH*-Temperatur, 25-Tage-Fenster	42
Abb. 7.3 : Korrelationen zwischen zonalem Wind in 90 km Höhe und OH*-Temperatur, 7-Tage-Fenster	45
Abb. 8.1 : Vertikale Verteilung der thermischen Gezeitenanregung	46
Abb. 8.2 : Breitenverteilung der entsprechenden Anregungen	46
Abb. 8.3 : Beobachtete vertikale Amplitudenzunahme des Gezeitenwindes	47
Abb. 8.4 : Einfluß des Rauschens auf die Unterscheidbarkeit der Gezeitenkomponenten	51
Abb. 8.5 : Spektrometer 2, Gezeiten im Januar und Februar 1991	53
Abb. 8.6 : Spektrometer 2, Gezeiten im Januar 1992	54
Abb. 8.7 : Spektrometer 2, Gezeiten, Februar/März 1992	54
Abb. 8.8 : Spektrometer 1 und 2, Gezeiten Dezember 1992/Januar 1993	55
Abb. 8.9 : Phasen und Frequenzgang der Gezeitenkomponenten 12.'92/1.'93	56
Abb. 8.10: Spektrometer 2, Intensitätsverläufe der Nächte zum 30. und 31. Dezember 1992	57
Abb. 8.11: Jahresgang der Amplitude und Phase des halbtägigen Gezeitenwindes	58
Abb. 8.12: Mittelwerte der 12-Stunden-Gezeitenkomponenten in den Wintermonaten	59
Abb. 8.13: Tägliche 12-Stunden-Gezeitenkomponenten in den Wintermonaten	60
Abb. 8.14: Höhen-Wind-Profile des halbtägigen Gezeitenwindes	61

#### Tabellen

Tab. 2.1 : Übergangsenergien und Einsteinkoeffizienten der gemessenen OH*-Übergänge	5
Tab. 2.2 : Leistungsdaten der OH*-Spektrometer	7
Tab. 8.1 : Dominante spektrale Signaturen in den Wintermonaten 1991 bis 1993	52

#### 1. Einleitung

Ein im Vergleich zu anderen Höhenschichten wenig erforschter Abschnitt der Atmosphäre ist der Übergang von der Mesosphäre zur Thermosphäre zwischen 80 und 100 km Höhe, weil er Messungen relativ unzugänglich ist. Dort, an der Mesopause, befindet sich das absolute Minimum der Atmosphärentemperatur.

Die zur Beschreibung und Modellierung der Dynamik der Atmosphäre erforderliche Kenntnis wichtiger Größen wie z.B. Temperatur, Windgeschwindigkeit, Spurengaskonzentrationen ist sowohl im Hinblick auf kurzzeitige, im Verlauf eines Tages auftretende Änderungen, als auch auf langfristige Variationen noch sehr lückenhaft.

Die gebräuchlichen Meßsysteme basieren auf der Messung der Emissionen atmosphärischer Spurengase mit Hilfe spektroskopischer Methoden, z.B. durch raketen- oder satellitengetragene oder bodengebundene Spektrometer, auf der Sondierung durch vom Erdboden ausgesandter Laserlichtpulse und Messung der Rückstreuung (Lidar, **L**ight **D**etection and **R**anging, bis ca. 90 km), oder der Verfolgung der Abwärtsdrift gasgefüllter Kugeln (Falling Spheres, bis ca. 90 km) mittels Präzisionsradar. Zwischen 85 und 90 km beginnt der Anteil ionisierter Gasmoleküle so groß zu werden, daß Radiowellen reflektiert werden, was kontinuierliche Messungen dortiger Windgeschwindigkeiten ermöglicht.

Raketengetragene Meßgeräte besitzen zwar den Vorteil, daß sie „in situ“, d.h. die Größe nahezu unmittelbar am Ort ihres Bestehens messen, ermöglichen aber nur einen Meßdauer von wenigen Minuten und damit im allgemeinen eine nicht repräsentative und nicht kontinuierliche Beobachtung.

Kontinuierliche Temperaturmessungen in den oben bezeichneten Höhen sind, unter hohem apparativen Aufwand, mit der Lidar-Technik und, relativ einfach, mit bodengebundenen Spektrometern möglich.

An der Bergischen Universität Wuppertal werden seit Mitte 1980 Gitterspektrometer betrieben, welche eine Temperaturbestimmung aus Linienemissionen von OH\*-Radikalen erlauben. Deren Dichtemaximum befindet sich bei 86 km, wobei das Höhenprofil der OH\*-Schicht annähernd einer Gaußschen Glockenkurve mit einer Halbwertsbreite von ca. 4,6 km entspricht.

Die vorliegende Arbeit behandelt einige Aspekte der Kalibrierung und Validierung des Meßverfahrens sowohl im Vergleich der beiden vorhandenen Spektrometer untereinander als auch mit Lidar- und Raketenmessungen.

Weiterhin werden Korrelationen zwischen, über den langen Zeitraum von zehn Jahren vorliegenden, OH\*-Temperaturen und Bodenluftdruck, Bodentemperatur, sowie Windmessungen bei 90 km Höhe geprüft.

Schließlich wird das Auftreten atmosphärischer Gezeiten, also Schwankungen in 24- und 12-stündigem Rhythmus, im täglichen Temperaturverlauf der OH\*-Schicht untersucht.

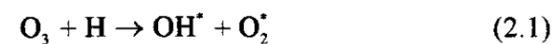
## 2. Beschreibung der Meßgeräte

### 2.1 Messung

#### 2.1.1 Meßverfahren

Seit der Entdeckung und Identifizierung der OH\*-Schicht über das Spektrum nächtlicher atmosphärischer Emissionen (Airglow) im Sichtbaren und nahen Infrarot (Meinel, 1950), sind neben den häufigen bodengebundenen Intensitäts- und Temperaturmessungen auch immer wieder Messungen der Schichthöhe und der Dichteverteilung mittels Höhenraketen durchgeführt worden. Baker und Stair (1988) geben hierüber einen Überblick. Die anfangs genannten Werte für die Schichthöhe und das Dichteprofil stellen Mittelwerte aus diesen Messungen dar, jedoch zeigen einzelne Profile Schichthöhenvariationen von einigen Kilometern. Die geringe Anzahl der Daten macht es schwer, etwas darüber auszusagen, ob die Höhe der OH\*-Schicht jahreszeitlichen Schwankungen unterliegt oder eine Breitenabhängigkeit zeigt. Neuere Messungen des SME-Satelliten (Solar Mesosphere Explorer) zeigen, daß zumindest die monatlichen Mittelwerte des Dichtemaximums nur wenig in der Höhe variieren (Le Texier et al., 1989).

Als hauptverantwortlich für die Bildung der OH\*-Schicht wird die Reaktion zwischen Ozon und atomarem Wasserstoff angesehen:



$$k = 1,4 \cdot 10^{-10} \cdot \exp(-470/T) ; [\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}] ; (\text{De More et al., 1990})$$

Die Reaktion ist exotherm, wobei rund 322 kJ/mol freigesetzt werden, und das OH-Molekül geht daraus in angeregten Vibrations-Rotationszuständen (bis  $v = 9$ ) hervor. Verschiedene, in der Vergangenheit diskutierte Bildungsmechanismen, beispielsweise aus atomarem Sauerstoff und  $\text{HO}_2$ , werden in der jüngeren Literatur als sehr unwahrscheinlich angesehen (Kaye, 1988). Die angeregten OH-Moleküle kaskadieren dann unter Emission im Sichtbaren und Infraroten über niedrigere Niveaus in den Grundzustand. Ist die Lebensdauer der OH\*-Moleküle und die Stoßhäufigkeit mit umgebenden Molekülen groß genug, ist es möglich, daß die Rotationszustände thermalisiert werden, d.h., die Besetzungszahlen der einzelnen Rotationsniveaus bei niedrigen Vibrationsniveaus entsprechen einer Boltzmannverteilung mit einer "Rotationstemperatur"  $T_{\text{rot}}$ , die gleich der kinetischen Temperatur der Umgebung ist. Die Wahrscheinlichkeit für den spontanen Übergang von einem Vibrations-Rotationszustand  $v'J'$  in einen anderen,  $v''J''$ , läßt sich dann berechnen:

$$I_{(v',J',i \rightarrow v'',J'',i)} = \frac{N_{v'}}{Q_{v'}(T_{\text{rot}})} \cdot A_{(v',J',v'',J'')} \cdot 2(2J'+1) \cdot e^{-\frac{F_{v',J'}}{k \cdot T_{\text{rot}}}} \left[ \frac{\text{Photonen}}{\text{s} \cdot \text{cm}^3} \right] \quad (2.2)$$

Hierbei bezeichnen  $v$  und  $J$  Vibrations- und Rotationsquantenzahl,  $i$  den Dublettzweig,  $N_{v'}$  die Dichte [ $\text{cm}^{-3}$ ] der Moleküle im Zustand  $v'$ ,  $A$  den Einstein-Übergangskoeffizienten [ $\text{s}^{-1}$ ],  $Q_{v'}(T_{\text{rot}})$  die Zustandssumme über alle Rotationszustände im Zustand  $v'$ ,  $F_{v',J'}$  die Energie des betrachteten Übergangs [ $\text{cm}^{-1}$ ] und  $k = 0,6948 \text{ cm}^{-1}\text{K}^{-1}$  die Boltzmannkonstante (die letzten beiden Größen sind jeweils auf das Plancksche Wirkungsquantum normiert).

Für die von den Wuppertaler Spektrometern gemessenen Linien des Übergangs von  $v' = 3$  nach  $v'' = 1$  kann bei einer mittleren Lebensdauer von 24 ms bis zum Erreichen des Niveaus  $v' = 3$  von einer zur Thermalisierung ausreichend großen Zahl von Stößen ausgegangen werden (Lange, 1982).

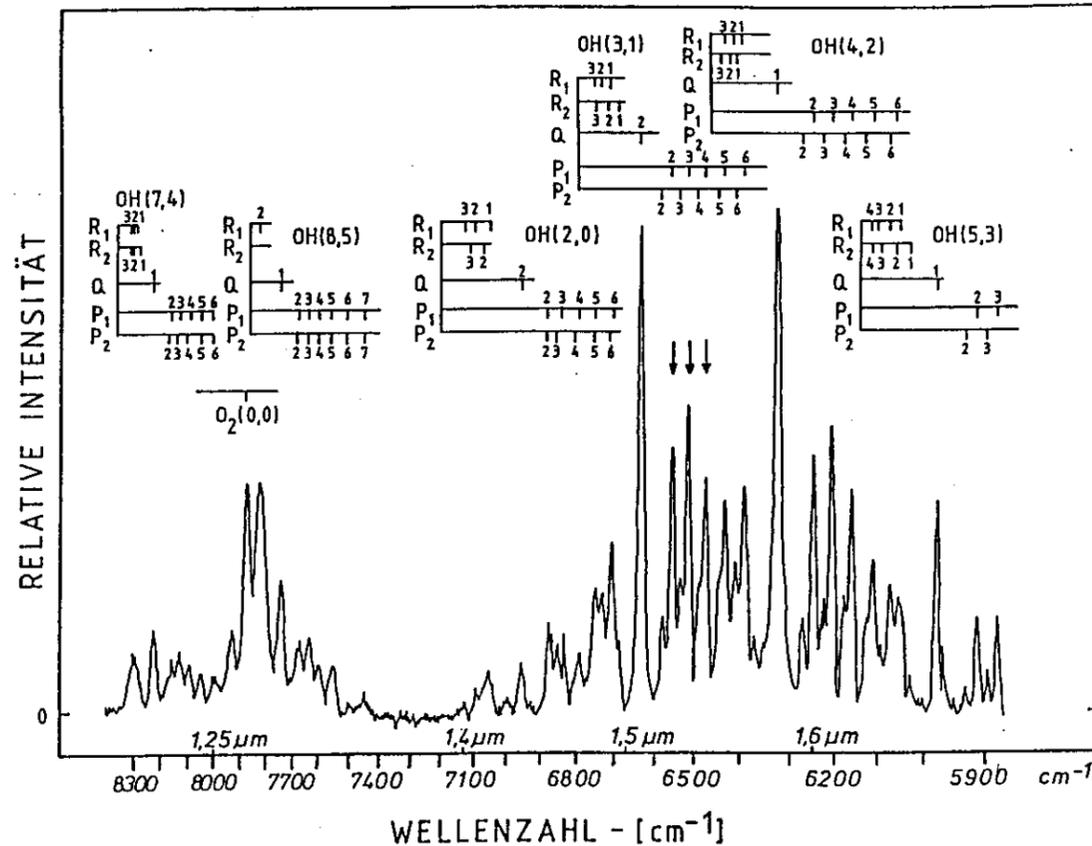
Um von den gemessenen Linienintensitäten auf die Temperatur schließen zu können, ist noch die Kenntnis der Anzahl der Moleküle im Ausgangszustand erforderlich. Fehlt diese, was im allgemeinen der Fall ist, läßt sich die Größe  $N_{v'}$  eliminieren, wenn mehr als eine Rotationslinie desselben Vibrationsübergangs gemessen wird. Zu diesem Zweck kann Gl. 2.2 umgeformt werden:

$$\ln \left( \frac{I_{(v',v'')}}{2(2J'+1) \cdot A_{(v',v'')}} \right) = \ln \left( \frac{N_{v'}}{Q_{v'}} \right) - \frac{F}{k \cdot T_{\text{rot}}} \quad (2.3)$$

Nach der Auftragung der gemessenen Intensitäten  $I$  gegen die Übergangsenergien  $F$  der einzelnen Linien ergibt sich die Temperatur als Kehrwert der Steigung der an die Meßpunkte mittels linearer Regression angepaßten Geraden. Es sind also nur mehr die Verhältnisse der Intensitäten für die Temperaturbestimmung maßgebend.

Zur bodengebundenen Messung atmosphärischer Emissionen ist es von großem Vorteil, wenn die Atmosphäre im beobachteten Wellenlängenbereich keine ausgeprägten Absorptionsstrukturen oder andere, als die gewünschten Emissionen aufweist. Der Verlauf der wellenlängenabhängigen Streuung durch Aerosole sollte ebenfalls möglichst flach sein. Diese Bedingungen sind im Wellenlängenbereich zwischen 1,52  $\mu\text{m}$  und 1,55  $\mu\text{m}$  erfüllt. Dorthinein fallen drei Dublettlinien des P-Zweiges der OH\*(3-1)-Bande, von denen die Intensitäten der  $P_1(2)$ -,  $P_1(3)$ - und  $P_1(4)$ -Linien von den Wuppertaler Spektrometern gemessen und zur Temperaturbestimmung benutzt werden. Die Intensitäten der den Erdboden erreichenden Strahlung werden durch die obengenannten Störeffekte um maximal ein Prozent verfälscht (Lange, 1982).

Das OH\*-Spektrum zwischen 1,2 und 1,7  $\mu\text{m}$ , wie es eines der Spektrometer aufgenommen hat, ist in Abbildung 2.1 zu sehen. In Tabelle 2.1 sind die Übergangsenergien und die verwendeten Einsteinkoeffizienten nach Mies (1974) angegeben.



**Abb. 2.1:** Airglow-Spektrum zwischen 1,2 und 1,7  $\mu\text{m}$ , aufgenommen von Spektrometer 1. Die Zuordnung der sichtbaren Linien zu den einzelnen OH\*-Banden ist im oberen Bildteil angegeben. Zur Temperaturableitung werden hier die mit Pfeilen markierten Spektrallinien benutzt. (Nach Gerndt, 1982).

**Tab. 2.1:** Übergangsenergien (Krassovsky et al., 1962) und Einsteinkoeffizienten der gemessenen OH\*-Übergänge.

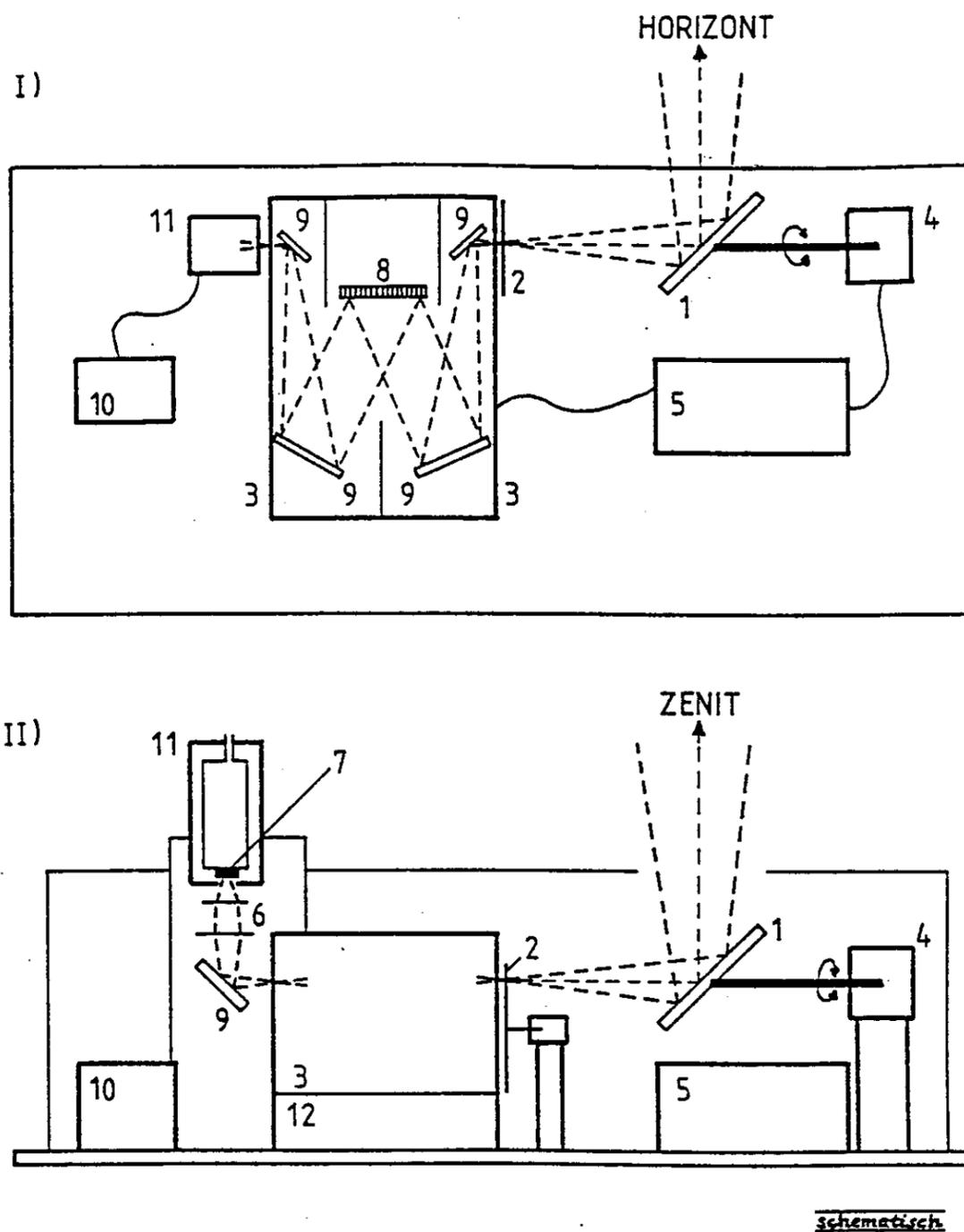
Bezeichnung des Übergangs	Drehimpuls-quantenzahl J'	F <sub>1,3</sub> (J')	F <sub>1,1</sub> (J'')	Wellenlänge [µm]	Einsteinkoeffizient [sec <sup>-1</sup> ]
P <sub>1</sub> (2)	3/2	-42,0	41,2	1,524	16,742
P <sub>1</sub> (3)	5/2	32,9	155,2	1,533	20,367
P <sub>1</sub> (4)	7/2	138,4	303,3	1,543	21,823

### 2.1.2 Meßgeräte

Die beiden Wuppertaler Spektrometer weisen prinzipiell denselben Aufbau auf (siehe Abb. 2.2). Aus einem Zenitwinkel von 45° ( $\pm 2^\circ$ ) einfallende Strahlung wird über einen Umlenkspiegel auf den Eintrittspalt des Monochromators geleitet und, bevor sie ihn passiert, durch einen Lichtzacker (Chopper) periodisch unterbrochen. Im Inneren des Monochromators befindet sich ein zur Wellenlängenselektion drehbar gelagerter Spiegel, in dessen Oberfläche ein Beugungsgitter eingeritzt ist. Das Abfahren des Wellenlängenbereichs (Scannen) geschieht mittels eines Schrittmotors, welcher einen linearen Vortrieb erzeugt, der über einen Sinusstangenantrieb in eine Drehbewegung des Gitters umgesetzt wird. Hinter dem Monochromator gelangt das Licht über eine fokussierende Optik und ein Si-Filter (zur Abschirmung gegen Wellenlängen kürzer als 1,05  $\mu\text{m}$ ) auf eine als Detektor dienende Ge-Diode von ca. 0,25 cm<sup>2</sup> Fläche, die mit flüssigem Stickstoff gekühlt wird.

Das Detektorsignal wird über mehrere Stufen verstärkt und sowohl mit einem Analogschreiber aufgezeichnet als auch digitalisiert und mit Hilfe eines Elektronenrechners weiterverarbeitet und gespeichert. Da der Detektor für hochenergetische Strahlung ebenfalls sehr empfindlich ist, enthält der Verstärkungszug ein sogenanntes "Spike-Filter", das kurzzeitige hohe Spannungspulse glättet. Zur Unterdrückung von evtl. auf den Detektor treffender Störeinstrahlung und von Nullpunktschwankungen, die bei einem Gleichspannungs-Nutzsignal schwer beherrschbar sind, arbeitet die Meßanordnung mit einem zerhackten Nutzsignal und der Endverstärker nach dem Lock-in-Prinzip. Der durch das "Choppen" erhaltene Wechselspannungsanteil des Signals wird mit einem vom Chopper gelieferten Referenzsignal verglichen und nur der Teil der Detektorausgangsspannung verstärkt, der in einer konstanten Frequenz- und Phasenbeziehung zum Referenzsignal steht.

Der Ablauf der Messung wird bei beiden Geräten in der gleichen Weise durch Mikrocomputer gesteuert. Zu Beginn der nächtlichen Messung fährt der Gitterantrieb zu einem mechanischen Anschlag und betätigt dort einen Mikroschalter, wodurch der Nullpunkt für die Schrittzählung markiert wird. Von dort wird dann eine gewisse, durch eine Wellenlängenkalibrierung bestimmte Anzahl von Schritten bis zum Scanbereich gefahren. Die eigentliche Messung geschieht durch ständiges Abfahren des Scanbereichs mit einer Geschwindigkeit von einem (Spektrometer 1) bzw. drei (Spektrometer 2) Schritten pro Sekunde, wobei die mechanische Stabilität des Antriebs ausreicht, um die gerade gemessene Wellenlänge allein aus der Schrittzahl abzuleiten. Früher als unabhängige Referenz der Gitterposition benutzte elektromagnetische Positionsgeber (LVDT) erwiesen sich gegenüber diesem Verfahren als unterlegen. Eine schematische Skizze des Aufbaus beider Spektrometer zeigt die Abbildung 2.2, während die wichtigsten Daten in der Tabelle 2.2 zusammengestellt sind. Im Anhang ist eine Darstellung des Verlaufs der Signalwege für die Steuerung und Messung zu finden.



**Abb. 2.2:** Schematischer Aufbau des Spektrometers 2 (I: Aufsicht, II: Seitenansicht; 1: Umlenkspiegel, 2: Zerhacker (Chopper), 3: Monochromator, 4: Spiegelmotor (wird nicht mehr verwendet), 5: Motorsturelektronik, 6: Detektoroptik, 7: Detektor, 8: Gitter, 9: Spiegel, 10: Vorverstärker, 11: Detektordewar, 12: Gittermotor und Mikroschalter), nach Gerndt, 1986.

**Tab. 2.2:** Leistungsdaten der OH\*-Spektrometer, nach Graef (1991)

	Spektrometer I	Spektrometer II
<b>Monochromator</b>		
Typ	: Ebert-Fastie	Czerny-Turner
Brennweite	: 0,5 m	0,3 m
f-Zahl	: f/7,8	f/4,2
spektrale Bandbreite	: 3,3 nm	3,4 nm
Gesichtsfeld	: 7,3°-7,3°	13,5°-13,5°
Etendue	: 0,007 cm <sup>2</sup> sr	0,011 cm <sup>2</sup> sr
<b>Ein-/Austrittsspalt</b>		
Spaltbreite	: 1,5 mm	0,6 mm
Spalthöhe	: 30 mm	30 mm
<b>Reflexionsgitter</b>		
Gitterkonstante	: 1,2 μm	3,5 μm
Blazewellenlänge	: 1,2 μm	3,5 μm
beleuchtete Gitterfläche	: 64 · 64 mm <sup>2</sup>	72,5-72,5 mm <sup>2</sup>
<b>Silizium-Blocking-Filter</b>		
Cut-off-Wellenlänge	: 1,05 μm	1,05 μm
Meßbereich	: 1,05 - 1,74 μm	1,05 - 1,74 μm
Meßdauer pro Spektrum	: 4,5 min	1,5 min
Spektrale Auflösung ( $\lambda/\Delta\lambda$ ):	465	451
<b>Räumliche Auflösung in 86 km Höhe</b>		
0° Zenitwinkel	: 11 · 11 km <sup>2</sup>	20 · 20 km <sup>2</sup>
45° Zenitwinkel	: 16 · 22 km	29 · 41 km <sup>2</sup>
Detektor-Typ	: intrinsisches Germanium	
Noise Equivalent Power (lt. Hersteller)	: 3 · 10 <sup>-16</sup> W/√Hz	5 · 10 <sup>-16</sup> W/√Hz

## 2.2 Auswertungsverfahren

Es soll nun näher auf die möglichen Verfahren zur Auswertung der gemessenen Spektren eingegangen werden. Aufgrund der großen Zahl der in jeder Nacht aufgenommenen Spektren (Spektrometer 1 bis zu 170, Spektrometer 2 bis zu 500) kommt nur eine automatische Auswertung in Betracht. Weiterhin war in der Vergangenheit wegen der begrenzten Speicherkapazität der damals üblichen Speichermedien eine Datenreduktion während der Messung notwendig. Da pro Spektrum nur drei Meßwerte, nämlich die Intensitäten der drei OH\*-Linien, zur Temperaturbestimmung ausreichen, scheint eine Aufzeichnung weiterer Daten auch nicht erforderlich zu sein.

Das bisherige Ausleseverfahren arbeitete in der Weise, daß zunächst ein kompletter Scan gespeichert wurde und anschließend in den Bereichen, in denen nach der Wellenlängenkalibrierung die einzelnen Linienprofile ("Peaks") zu erwarten waren, die Maxima bestimmt und endgültig aufgezeichnet wurden. Es ist dabei allerdings möglich, daß die Intensität nicht an der wahren Linienposition aufgenommen wird, sondern daß ein aufgrund des Rauschens zufällig höherer Wert an einer anderen Stelle bevorzugt wird. Bei einem durchschnittlichen Signal-zu-Rauschverhältnis von 15:1 geschieht das sogar in der Mehrzahl der Fälle. Die gesamte Streubreite der aufgefundenen Peakmaxima beträgt dabei ca. ein Viertel der Fußpunktbreite der Spektrometerfunktion. In Abbildung 2.3 ist dieser Befund an zwei Spektren mit unterschiedlichen Intensitäten verdeutlicht.

Betrachtet man die Detektorausgangsspannung, so setzt sich die Spannung  $U_w$  an der wahren Linienposition aus einer der Intensität proportionalen Spannung  $U_0$  und einer symmetrisch um 0 V verteilten Rauschspannung  $U_r$  zusammen:

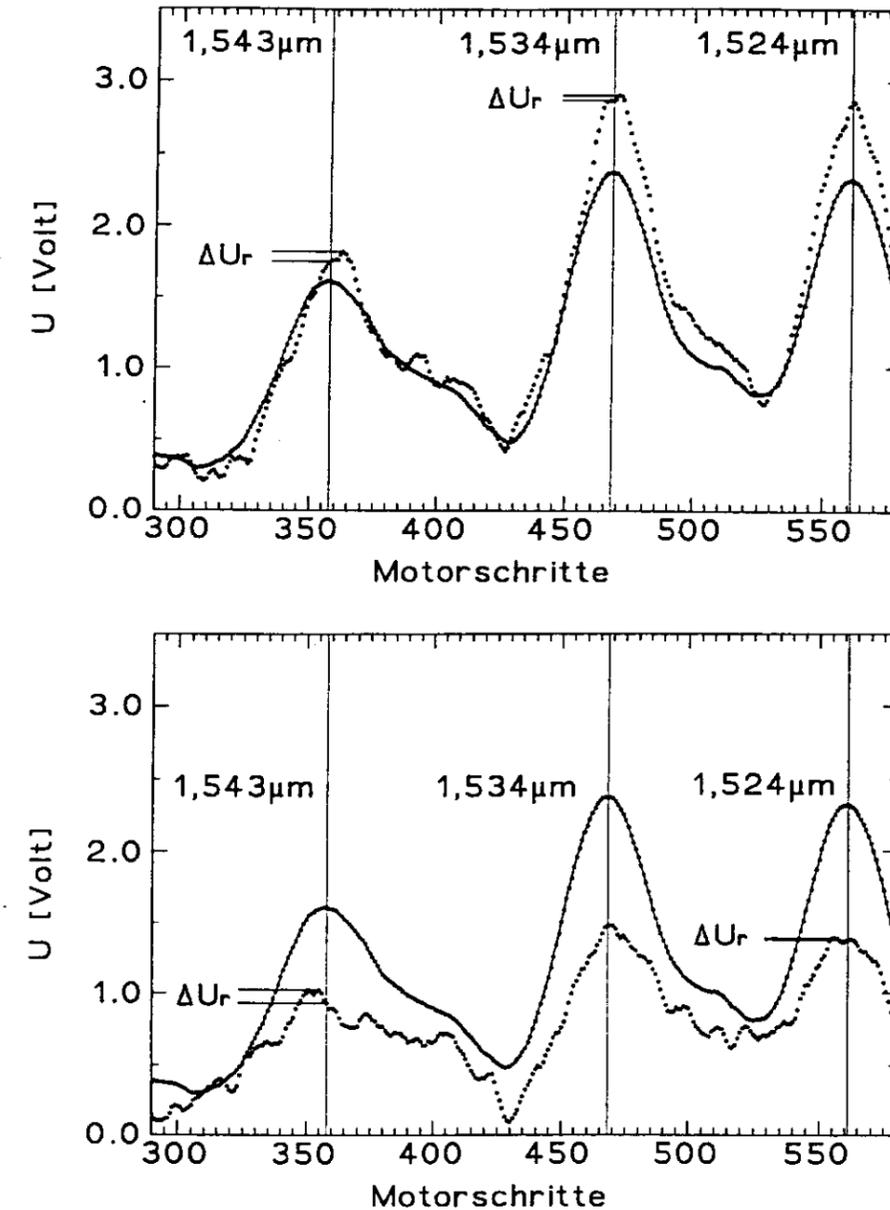
$$U_w = U_0 + U_r \quad (2.4)$$

Aufgezeichnet wird aber stets eine Spannung  $U_a$ , die um einen Betrag  $\Delta U_r$  größer ist:

$$U_a = U_w + \Delta U_r \quad ; \quad \Delta U_r \geq 0 \quad (2.5)$$

Wegen des obengenannten Signal-zu-Rausch-Verhältnisses können die aus einem Einzelspektrum berechneten Temperaturen um ca. 10%, also  $\pm 20$  K, schwanken (Fehlerfortpflanzungsgesetz auf Gl. 2.3 angewandt, Lange, 1982).

Um aussagekräftige Temperaturwerte zu erhalten, ist daher eine geeignete Mittelung erforderlich unter der Annahme, daß die Rauschspannung  $U_r$  im zeitlichen Mittel verschwindet. In der Vergangenheit wurden aus den Einzelspektren Temperaturen berechnet, diese über die Nacht gemittelt und als Nachtmittelwert der OH\*-Temperatur angegeben. Alternativ dazu könnten auch zunächst die nächtlichen Mittelwerte der Intensitäten der drei Linien gebildet werden. Bei einem Vergleich der beiden Verfahren ist aber zu beachten, daß sich die Intensitäten im Verlauf



**Abb. 2.3:** Spektrometer 1, zwei Spektren der Nacht zum 22.8.1992 (unverbundene Punkte). Die durchgezogenen Kurven stellen das Ergebnis der Überlagerung von 35 Einzelspektren dar und ermöglichen eine genaue Ermittlung der Peakpositionen (durch senkrechte Linien markiert).  $\Delta U_r$  gibt ein Maß für den Fehler der Intensitätsermittlung einer einzelnen Spektrallinie durch einfaches Aufsuchen des Maximums an.

der Nacht um einen Faktor zwei bis drei ändern können, sodaß die einzelnen Spektren beim zweiten Verfahren mit unterschiedlichem Gewicht in die Temperaturberechnung eingehen. Es läßt sich nun mit einer realitätsnahen Annahme über die statistische Verteilung der Rauschspannung  $U_r$  zeigen, daß bei einer Berechnung des Nachtmittelwertes aus Einzeltemperaturen dieser Wert systematisch von dem Wert abweicht, den man aus unverrauschten Daten erhalten würde, wenn man für die gemessenen Spannungen zunächst nur die Gültigkeit der "idealen" Gleichung 2.4 voraussetzt (eine ausführliche Rechnung ist im Anhang 2 gegeben). Für Spektrometer 1 wurde das Rauschen gemessen und die Streuung der Rauschspannung am Ausgang des Lock-in-Verstärkers zu 0,11 V bestimmt ( $U_0$  liegt typischerweise zwischen einem und zwei Volt), woraus eine systematische Verschiebung des Mittelwertes aus Einzeltemperaturen um ein bis zwei Kelvin nach oben resultiert (in Abhängigkeit von der einfallenden Intensität und der Temperatur).

Bei der realen Messung nach Gl. 2.5 liegen die Verhältnisse verwickelter, da der Wert  $\Delta U_r$  außer von der Verteilung der Rauschspannung noch von der Form der Spektrometerfunktion abhängt, sodaß die Ableitung einer Verteilungsfunktion bisher nicht gelang. Qualitativ läßt sich aber der Ansatz machen, daß sich die positiven Spannungen  $\Delta U_r$  aus einem konstanten Betrag  $\Delta U$  und wieder einer um 0 V symmetrisch verteilten Rauschspannung  $U_r$  zusammensetzen. Die aufgezeichnete Spannung  $U_a$  läßt man dann schreiben als:

$$U_a = (U_0 + \Delta U) + (U_r + U_r) ; \Delta U \geq 0 \quad (2.6)$$

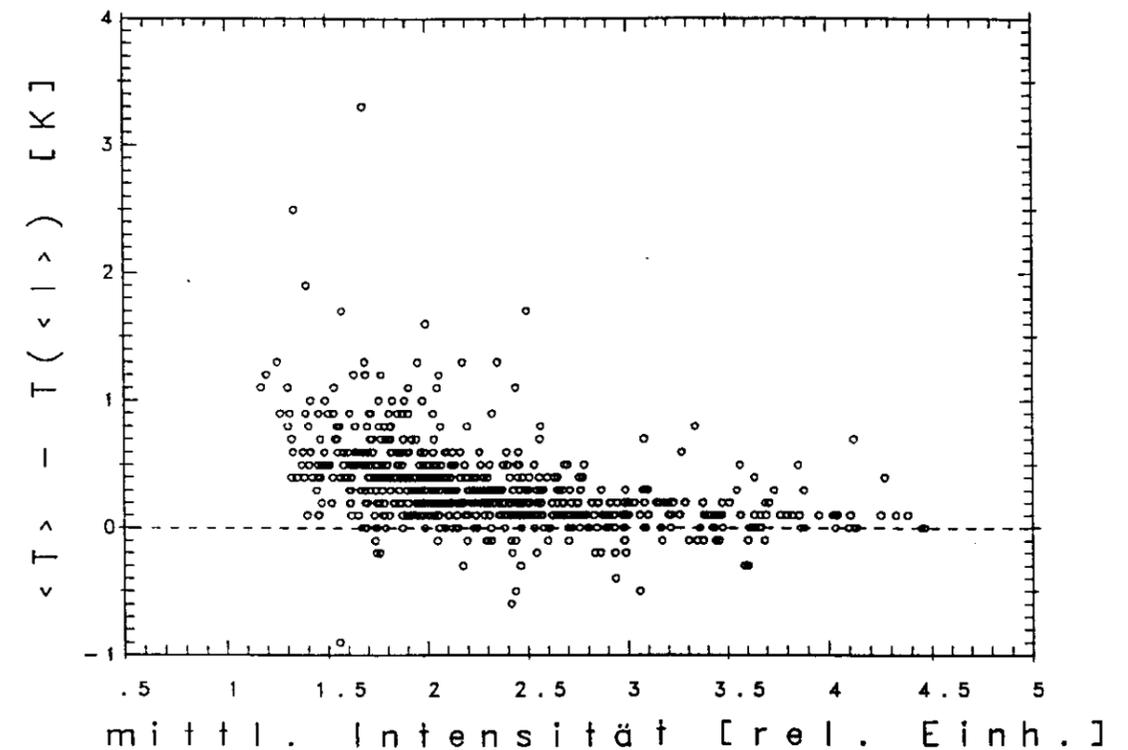
Nun läßt sich leicht nachrechnen, daß sich in dem für die OH\*-Messungen in Frage kommenden Temperaturbereich eine Addition eines konstanten kleinen Betrages auf alle drei Linienintensitäten in einer scheinbaren Temperaturerhöhung auswirkt. (Dieser Effekt tritt auch bei Störungen durch einen kontinuierlichen Strahlungsuntergrund auf, Graef, 1991).

Beim bisher benutzten Auswertungsverfahren sind also zwei Einflüsse zu erwarten, aufgrund deren sich das Geräterauschen temperaturerhöhend auswirkt:

1. Die *gemessenen* Einzeltemperaturen sind unsymmetrisch um den Temperaturmittelwert verteilt, der unter rauschfreien Bedingungen erhalten würde.
2. Im Mittel zu hoch gemessene Linienintensitäten.

Eine experimentelle Überprüfung der genannten Überlegungen wurde mit Daten durchgeführt, die Spektrometer 2 zwischen Januar und Dezember 1992 aufgenommen hat. Der erste Effekt kann annähernd dadurch dargestellt werden, daß stündliche Mittelwerte aus den Temperaturen und den Intensitäten gebildet, aus den Intensitätsmitteln Temperaturen berechnet und die Differenz zwischen den auf die zwei Arten gewonnenen Temperaturen gegen das Signal-zu-Rausch-Verhältnis aufgetragen wird. Die aus den gemittelten Intensitäten berechnete Temperatur nimmt hier die Stelle des rauschfreien Temperaturwertes ein. In Abb. 2.4 wurde als Abszisse die Summe der Intensitäten der  $P_1(3)$ - und der  $P_1(4)$ -Linie gewählt, weil diese eine relativ geringe Temperaturabhängigkeit aufweist. Ein Punkt in diesem Streudiagramm entspricht im

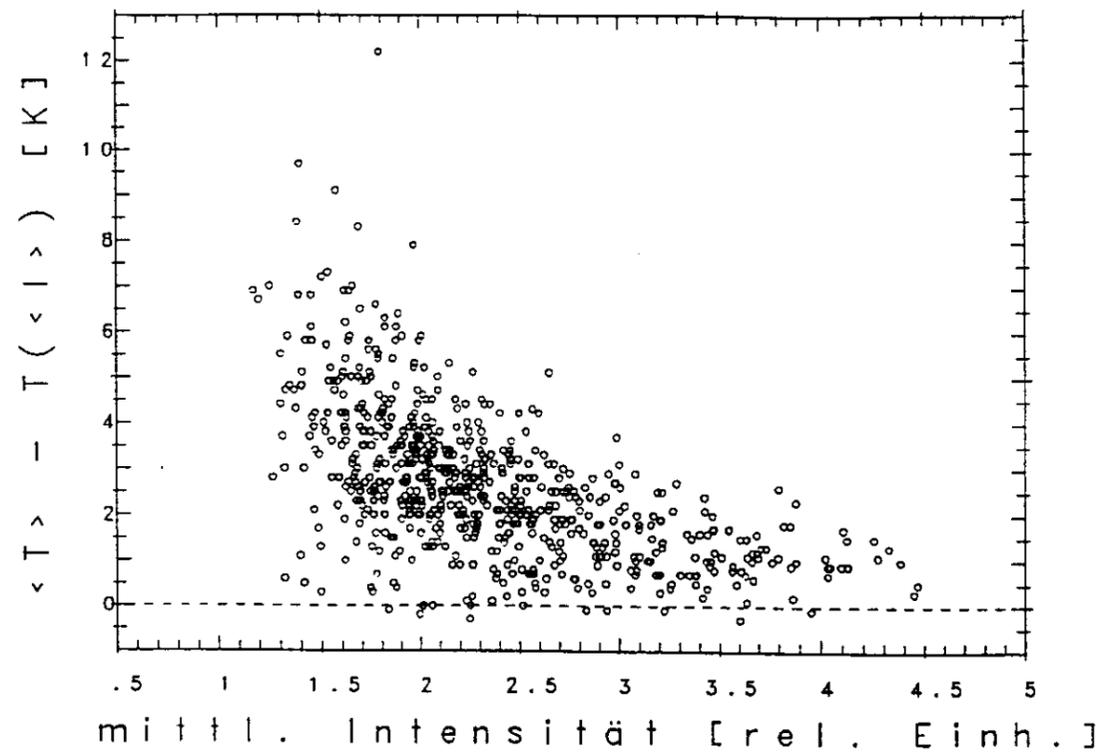
Mittel 30 Einzelspektren. Der oben beschriebene Effekt ist deutlich zu erkennen, er ist jedoch nicht ganz so groß wie berechnet, was wahrscheinlich auf den hierbei nicht zu bereinigenden Einfluß des zweiten Effektes zurückzuführen ist.



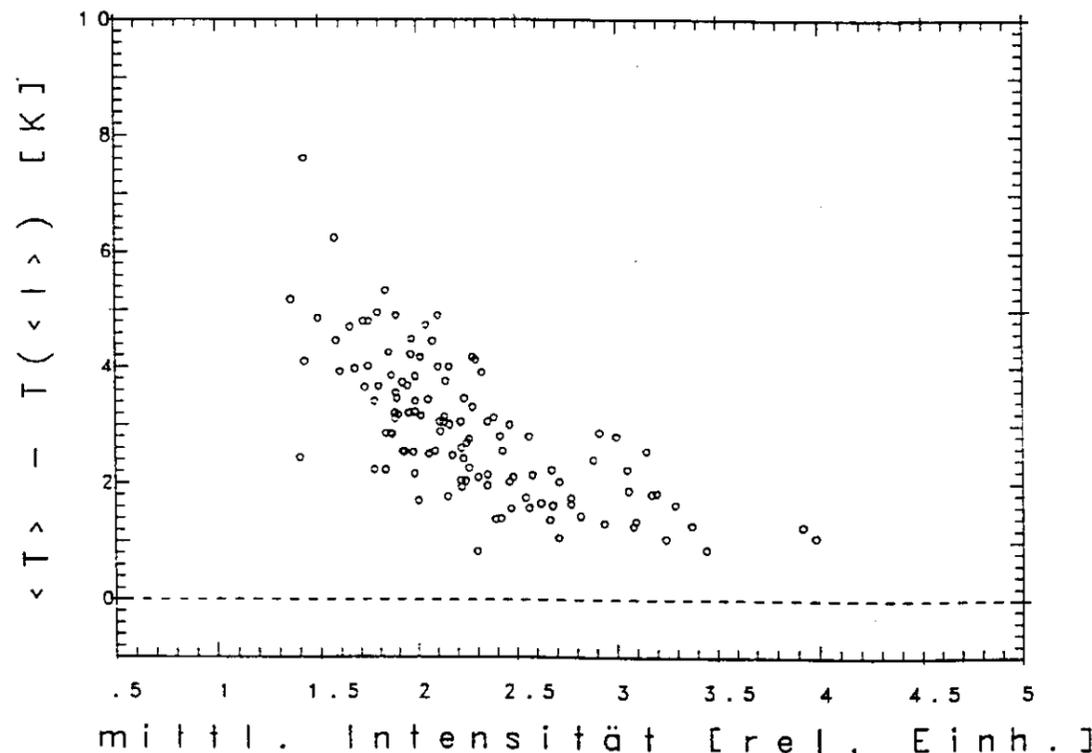
**Abb. 2.4:** Spektrometer 2, Streudiagramm der Differenzen zwischen stündlichen Mittelwerten der Einzeltemperaturen und Temperaturen aus Intensitätssummen von 30 aufeinanderfolgenden Spektren, gegen die mittlere Intensität aufgetragen.

Seit Januar 1992 läuft Spektrometer 2 mit einem modifizierten Meßprogramm, das auch die Darstellung des zweiten Effektes ermöglicht. Dazu werden die während einer Stunde gemessenen Spektren komplett addiert und anschließend erst die Peakmaxima und daraus eine Temperatur bestimmt. Das Rauschen wird dadurch so vermindert, daß die Maxima fast immer an den richtigen Positionen gefunden werden und der Einfluß auch des zweiten Effektes stark verringert wird. In Abb. 2.5 ist wiederum für den oben angegebenen Datensatz die Differenz zwischen bisherigem Temperaturmittelwert und den nach dem neuen Verfahren erhaltenen Temperaturen gegen die gemessene Intensität aufgetragen. Es zeigen sich beim bisherigen Verfahren systematische Abweichungen zwischen, im Mittel, einem und fünf Kelvin zu höheren Werten hin. Für die häufigsten Meßbedingungen mit Intensitäten zwischen 1,6 und 2,4 rel. Einheiten betragen die Abweichungen durchschnittlich drei bis vier Kelvin.

Bei der Bildung von Nachtmittelwerten verringert sich die starke Streuung der Differenzen bei niedrigen Intensitäten, und die Intensitätsabhängigkeit des Effektes wird deutlicher, wie in Abbildung 2.6 zu sehen ist. Der logarithmusartige Verlauf der Verteilung der Punkte rührt von der logarithmischen Abhängigkeit der Temperaturen von den Intensitäten her.

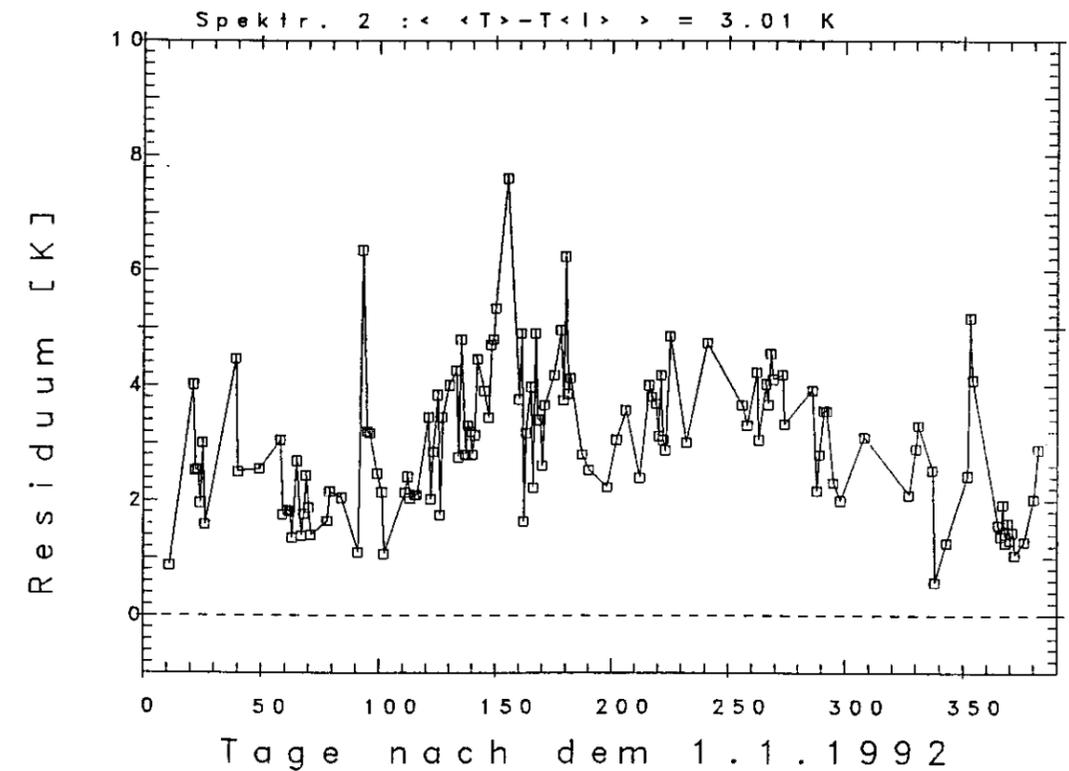


**Abb. 2.5:** Spektrometer 2, Streudiagramm der Differenzen zwischen stündlichen Mittelwerten aus Einzeltemperaturen und Temperaturen aus dem Resultat der Überlagerung der während einer Stunde gemessenen Spektren, gegen die mittlere Intensität.



**Abb. 2.6:** Wie Abb. 2.5, jedoch die Stundenmittel an den jeweiligen Tagen zu Nachtmitteln zusammengefaßt.

Abbildung 2.7 zeigt dieselben Werte wie die vorhergehende Abbildung, jedoch in ihrem zeitlichen Verlauf während des Jahres 1992. Da in den Sommermonaten die beobachteten Intensitäten häufig niedriger als in den Wintermonaten sind, fällt hier auch die Temperaturverfälschung etwas stärker aus.



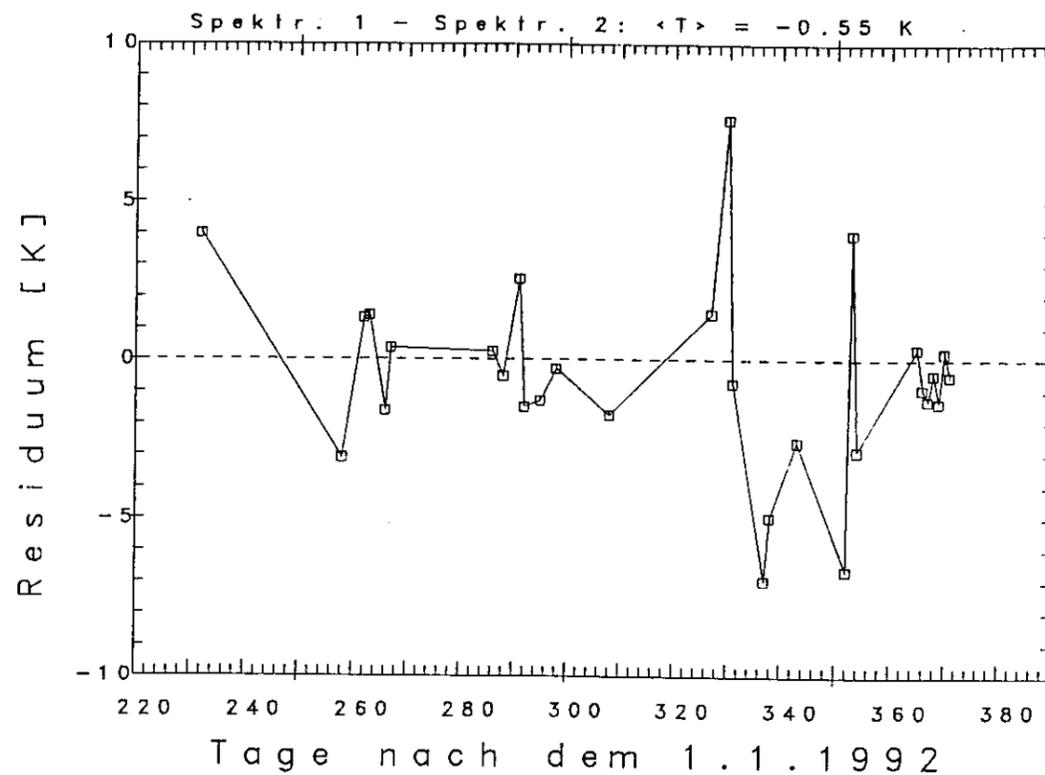
**Abb. 2.7:** Wie Abb. 2.6, jedoch im zeitlichen Verlauf des Jahres 1992.

Entsprechende Ergebnisse lassen sich mit den Daten von Spektrometer 1 erhalten. Hier werden seit August 1992 die Spektren komplett aufgezeichnet, was eine spätere Weiterverarbeitung, insbesondere auch die Aufintegration selektierter Spektren ermöglicht. Den vorhergehenden ähnlichen Abbildungen dazu finden sich im Anhang.

Bisher ist das vorgestellte Verfahren noch nicht zur weiteren Auswertung benutzt worden, d.h. die in den folgenden Kapiteln verwendeten Temperaturen wurden sämtlich nach dem bisher üblichen Verfahren berechnet.

Mit den seit August aufgezeichneten und von den obengenannten Fehlern nahezu freien Temperaturdaten beider Spektrometer wurde eine Interkalibrierung durchgeführt. Dazu sind die Differenzen der Nachtmittelwerte beider Geräte von Nächten mit mindestens zwei Stunden ununterbrochen möglicher OH\*-Messung gebildet worden. Den Verlauf dieser Residua bis zum Januar 1993 gibt die Abbildung 2.8 wieder. Spektrometer 2 mißt im Durchschnitt um

0,5 K höhere Temperaturen als Spektrometer 1, was innerhalb der im folgenden Kapitel behandelten Kalibrierungsfehler liegt. Wird die Interkalibrierung mit den nach dem bisherigen Verfahren berechneten Nachmitteln durchgeföhrt, vergrößert sich diese Differenz um ein Kelvin.



**Abb. 2.8:** Interkalibrierung der beiden Spektrometer zwischen August 1992 und Januar 1993.

### 3. Kalibrierung

Um das Vertrauen des Experimentators in sein Meßgerät zu erhalten, sind in gewissen zeitlichen Abständen verschiedene Kalibrationsmessungen erforderlich. Für die Wuppertaler Spektrometer unbedingt notwendig sind die Wellenlängenkalibrierung, d.h. die Kenntnis des Zusammenhangs zwischen Schrittzahl des Antriebs relativ zum Anschlag und der Wellenlänge der registrierten Strahlung, sowie die Messung der relativen spektralen Empfindlichkeit des Gesamtsystems, zumindest im für die OH\*-Temperaturbestimmung benutzten Scanbereich. Erwünscht ist daneben die Kenntnis der Absolutempfindlichkeit der Geräte, also der Ausgangsspannung in Abhängigkeit von der einfallenden Strahlungsleistung, was allerdings für die OH\*-Messungen nur eingeschränkt von Nutzen ist, da im allgemeinen die Transmission der Atmosphäre nur abgeschätzt werden kann (vollkommen wolken- und dunstfreie Nächte sind in Wuppertal äußerst selten).

Die Wellenlängenkalibrierung mit Hilfe von Spektrallampen ist ausführlich bei Graef (1991) beschrieben, sodaß hier nur kurz darauf eingegangen zu werden braucht. Wenn die Spektrometer nicht bewegt oder Erschütterungen ausgesetzt werden, zeigt sich hierbei eine hohe Konstanz von  $\pm 2$  Schritten ( $\cong 0,2$  nm) über Monate hinweg. Bei leichten Verschiebungen des Scanbereiches infolge von Temperaturschwankungen oder mechanischer Abnutzung des Antriebs bis zu 10 Schritten hat sich die Nachkalibrierung anhand der bekannten Wellenlängen der OH\*-Linien als gutes Verfahren erwiesen. Bei den nachfolgend beschriebenen Empfindlichkeitsmessungen war allerdings eine genaue Wellenlängenkalibrierung vor- und/oder nachher unerlässlich.

#### 3.1 Relative spektrale Empfindlichkeit

Die relative spektrale Empfindlichkeit  $E^*(\lambda)$  liefert den Zusammenhang zwischen der einfallenden Intensität bei einer Wellenlänge  $\lambda$ , bezogen auf die Intensität bei einer festen Wellenlänge  $\lambda_0$  und den jeweiligen Ausgangsspannungen :

$$\frac{I(\lambda)}{I(\lambda_0)} = E^*(\lambda) \cdot \frac{U(\lambda)}{U(\lambda_0)} \quad (3.1)$$

Bei der üblicherweise vorgenommenen Messung mit einem Breitbandstrahler ergibt sich die Ausgangsspannung bei einer eingestellten Wellenlänge  $\lambda_0$  als Faltung der Spektrometerprofilfunktion  $\delta(\lambda_0)$  mit der spektralen Beleuchtungsstärke  $B(\lambda)$  der Quelle und der Empfindlichkeitsfunktion  $E(\lambda)$ .

$$U(\lambda_0) = \int_0^{\infty} E(\lambda) \cdot \delta(\lambda - \lambda_0) \cdot B(\lambda) d\lambda \quad (3.2)$$

Die Plancksche Funktion  $B(\lambda)$  für einen idealen schwarzen Körper lautet in einer für praktische Zwecke nutzbaren Form (Wyatt, 1978):

$$L(\lambda) = (1.191066 \cdot 10^8 / \lambda^5) \cdot (\exp(1.43883 \cdot 10^4 / \lambda T) - 1)^{-1} \quad [\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\mu\text{m}^{-1}] \quad (3.3)$$

Die physikalischen Konstanten sind bereits als Zahlenwerte angegeben;  $\lambda$  und  $T$  sind in den Einheiten  $\mu\text{m}$  bzw.  $\text{K}$  einzusetzen.

Die Spektrometerfunktion ist näherungsweise dreiecksförmig und verschwindet sehr schnell abseits ihrer Fußpunkte  $\lambda_0 - \Delta\lambda$  und  $\lambda_0 + \Delta\lambda$ . Für Spektrometer 1 beträgt  $\Delta\lambda$  ungefähr 3 nm. Eine Änderung von  $E(\lambda)$  über die Spektrometerfunktion kann vernachlässigt werden, der Fehler durch Vernachlässigung der Änderung von  $B(\lambda)$  beträgt bei einem 800 K-Schwarzkörper 0,003%. Es bleibt

$$U(\lambda_0) = E(\lambda_0) \cdot B(\lambda_0) \cdot \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda}^{\lambda_0 + \Delta\lambda} \delta(\lambda - \lambda_0) d\lambda \quad (3.4)$$

$$= \text{const.} \cdot E(\lambda_0) \cdot B(\lambda_0) \quad (3.5)$$

wenn man davon ausgeht, daß sich die Form der Spektrometerfunktion im betrachteten Wellenlängenbereich nicht ändert. Die relative spektrale Empfindlichkeit  $E^*(\lambda)$  an der Stelle  $\lambda$  ist damit:

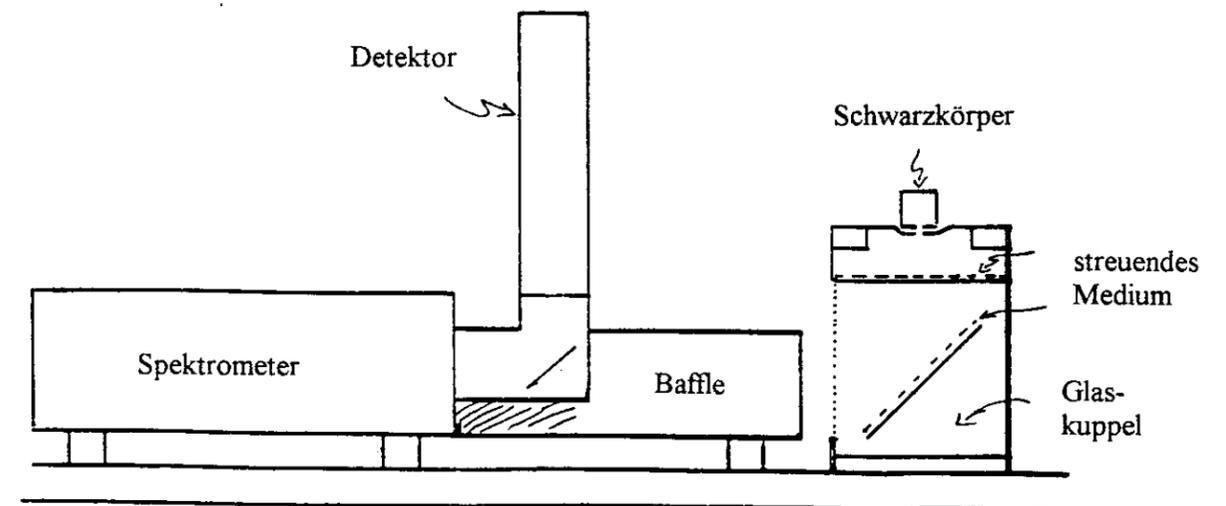
$$E^*(\lambda) = \frac{E(\lambda)}{E(\lambda_0)} = \frac{U(\lambda)}{U(\lambda_0)} \cdot \frac{B(\lambda_0)}{B(\lambda)} \quad (3.6)$$

Zunächst wurde eine Kalibrierung mit einer zwischen 2500 K und 3000 K heißen Wolframbandlampe versucht (Gerndt, 1982), was sich aber für das Ziel, die relative spektrale Empfindlichkeit auf besser als 1 % zu vermessen, als zu ungenau erwies. Es kann weder die genaue Temperatur der Lampe ermittelt noch davon ausgegangen werden, daß die Lampe die Eigenschaften eines schwarzen Strahlers hat.

Wesentlich besser eignet sich ein kleiner Schwarzkörper der Firma LOT, Modell BB 1001, mit einer Emissivität von besser als 0.99, der sich auf bis zu 1000 K aufheizen läßt und eine automatische Temperaturregelung besitzt. Die Temperatur bleibt laut Hersteller nach einer kurzen Anheizphase bis auf  $\pm 0,5$  °C konstant. Der Schwarzkörper ist in eine Halterung aus Kupfer eingebaut, die vor dessen strahlender Öffnung eine Lochblende trägt (Schulz, 1991).

Die Strahlungsleistung der vom Schwarzkörper erwärmten und im Blickfeld des Spektrometers liegenden Flächen war um mehr als vier Größenordnungen geringer als die Strahlungsleistung der Blendenöffnung von 4,5 mm Durchmesser.

Um das Spektrometerblickfeld vollständig auszuleuchten, war es wegen der geringen Größe des Strahlers erforderlich, die Strahlung zu streuen. Der Gefahr des Einbringens einer zusätzlichen Wellenlängenabhängigkeit der Intensität durch das streuende Material (weißes Papier) wurde dadurch entgegengewirkt, daß das Licht das Papier zweimal, sowohl in Transmission als auch in Reflexion passieren mußte. Eine Skizze des Meßaufbaues zeigt die Abbildung 3.1.



**Abb. 3.1:** Versuchsaufbau zur Kalibrierung der relativen spektralen Empfindlichkeit

Für Spektrometer 1 wurde am 26.9.1991 mit dem Detektor Typ-Nr. 820417 je eine Messung mit Schwarzkörpertemperaturen  $T_s$  von 800 K und 1000 K durchgeführt. Sämtliche für die nächtlichen OH\*-Messungen benutzten Geräteeinstellungen wurden beibehalten. Nach dem Aufheizen des Schwarzkörpers konnten während einer halbstündigen Kontrolle des Detektorausgangssignals keine meßbaren Schwankungen oder Drifterscheinungen festgestellt werden. Demnach sind Meßfehler aufgrund von Temperaturänderungen vernachlässigbar. Im Bereich zwischen 1,52  $\mu\text{m}$  und 1,55  $\mu\text{m}$  wurden dann je Messung 30 Wellenlängenscans mit der üblichen Scangeschwindigkeit durchgeführt und anschließend, nach den beiden Scanrichtungen getrennt, aufaddiert, um den Einfluß des Gerätauschens zu verringern. Wird die relative spektrale Empfindlichkeit an der Position der P1(2)-Linie bei 1,524  $\mu\text{m}$  gleich eins gesetzt, ergeben sich an den Positionen der anderen beiden Linien folgende Empfindlichkeiten:

$\lambda$ [ $\mu\text{m}$ ]	$E^*(\lambda), T_s=800\text{ K}$	$E^*(\lambda), T_s=1000\text{ K}$	$\langle E^*(\lambda) \rangle$
1,533	$1,0025 \pm 0,007$	$1,0000 \pm 0,005$	$1,001 \pm 0,004$
1,543	$1,0005 \pm 0,007$	$0,997 \pm 0,005$	$0,999 \pm 0,004$

Als Meßfehler wurden berücksichtigt die Absolutungenauigkeit der Schwarzkörpertemperatur von  $\pm 0,5\text{ K}$ , die Ungenauigkeit der Bestimmung der Wellenlänge von max.  $\pm 0,2\text{ nm}$  und der Fehler durch das Rauschen des Ausgangssignals von max.  $0,5\%$  bei der Messung mit  $800\text{ K}$  und max.  $0,1\%$  bei der Messung mit  $1000\text{ K}$ . Es zeigt sich, daß die Fehlerabschätzung eher konservativ war, da im Ergebnis keiner der Empfindlichkeitsfaktoren um mehr als  $0,3\%$  von dem Wert eins abweicht.

Es kann also festgestellt werden, daß sich die relative spektrale Empfindlichkeit des Spektrometers 1 im Bereich von  $1,524\text{ }\mu\text{m}$  bis  $1,543\text{ }\mu\text{m}$  mit einer Genauigkeit von besser als  $0,4\%$  nicht ändert. Mit Hilfe von Gleichung 2.3 läßt sich damit ein möglicher systematischer Fehler für die Temperaturbestimmung aus den  $\text{OH}^*$ -Intensitäten aufgrund einer Fehlkalibration zu maximal  $1\%$  abschätzen.

Die Abbildung 3.2 gibt einen Überblick über den Empfindlichkeitsverlauf zwischen  $1,2\text{ }\mu\text{m}$  und  $1,8\text{ }\mu\text{m}$ . Bei  $1,4\text{ }\mu\text{m}$  sind Absorptionsstrukturen des in der Luft enthaltenen Wasserdampfes sichtbar.

In gleicher Weise wurde die Kalibrationsmessung für Spektrometer 2 durchgeführt. Die ermittelten Empfindlichkeitsfaktoren an den Positionen der P1(3)- und P1(4)-Linie, relativ zu dem Wert bei  $1,524\text{ }\mu\text{m}$ , sind:

$\lambda$ [ $\mu\text{m}$ ]	$E^*(\lambda), T_s = 800\text{ K}$	$E^*(\lambda), T_s = 1000\text{ K}$	$\langle E^*(\lambda) \rangle$
1,533	$0,9995 \pm 0,007$	$1,004 \pm 0,004$	$1,002 \pm 0,004$
1,543	$1,003 \pm 0,007$	$1,0035 \pm 0,004$	$1,003 \pm 0,004$

Auch hier liegt eine eventuell vorhandene Änderung der relativen spektralen Empfindlichkeit zwischen  $1,524\text{ }\mu\text{m}$  und  $1,543\text{ }\mu\text{m}$  unterhalb der Meßgenauigkeit von  $0,4\%$ .

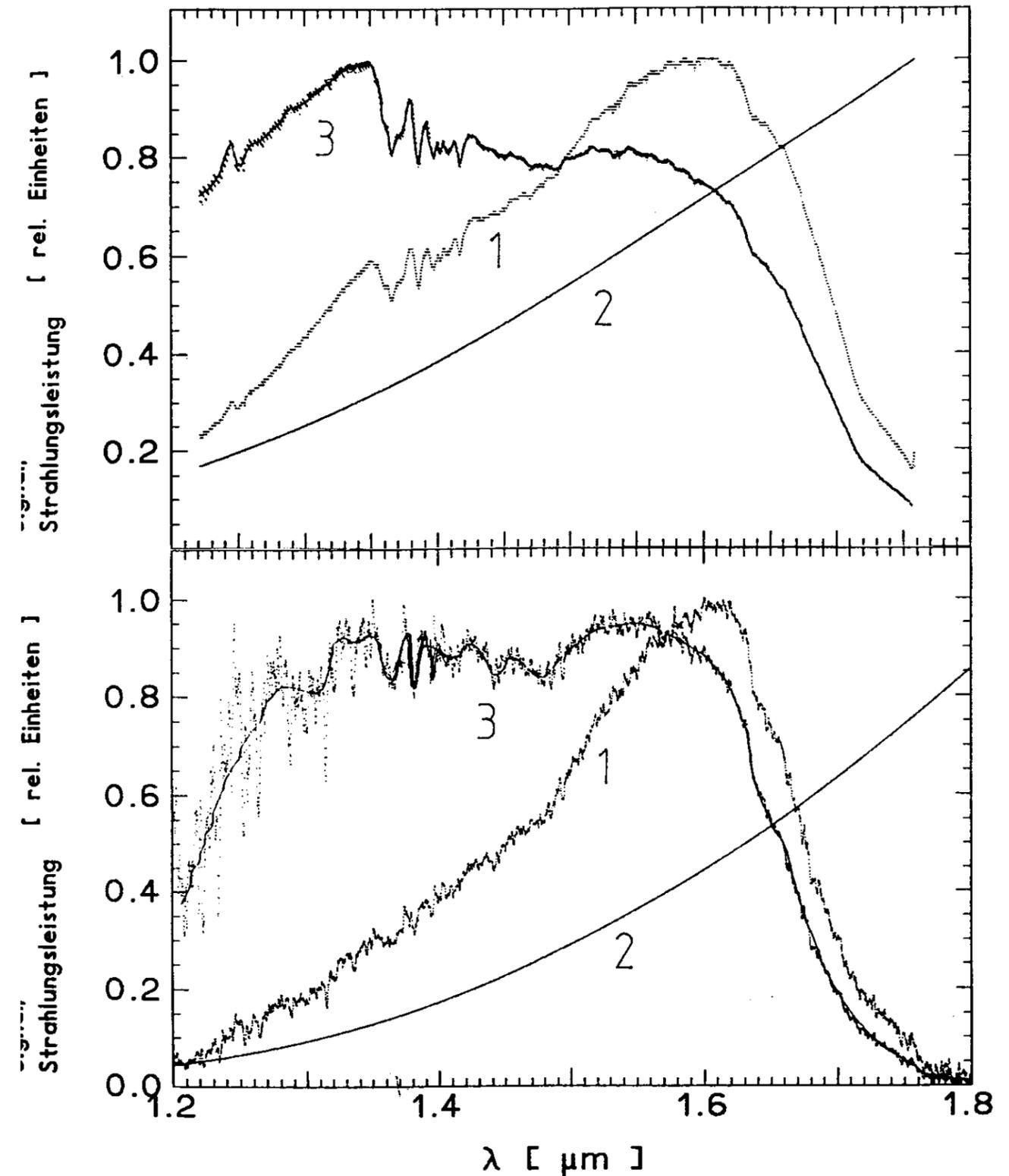


Abb. 3.2 Verlauf der relativen spektralen Empfindlichkeit  
 Spektrometer 1 (oben): Schwarzkörpertemperatur  $1000\text{ K}$ , Detektor 820417  
 Spektrometer 2 (unten): Schwarzkörpertemperatur  $800\text{ K}$ , Detektor 820909  
 Dargestellt sind das gemessene Signal (1), die Strahlungsleistung des schwarzen Körpers (2), sowie die relative spektrale Empfindlichkeit (3), jeweils auf den Maximalwert normiert.

### 3.2 Absolutempfindlichkeit

Für Spektrometer 1 wurde die Absolutempfindlichkeit unter Benutzung eines bei Gerndt (1982) beschriebenen Schwarzkörpers gemessen. Dieser besteht aus einem elektrisch beheizten Kupferrohr, dessen innere Oberfläche durch ein Innengewinde zusätzlich vergrößert und mit einem schwarzen Anstrich versehen ist. Unter Zwischenlage wärmeisolierender Schichten ist es in ein Aluminiumgehäuse eingebaut. Die kreisrunde strahlende Öffnung von 12 cm Durchmesser besitzt eine totale Emissivität von mehr als 0,998. Zur Temperaturmessung sind in das Kupferrohr Platinwiderstände Pt 100 eingelassen.

Um den schwarzen Körper so nah an das Spektrometer heranzubringen, daß dessen Gesichtsfeld vollständig ausgeleuchtet war, mußten der Umlenkspiegel und die Glaskuppel vor dem Baffle abgebaut werden. Die strahlende Öffnung des schwarzen Körpers wurde dann senkrecht zur optischen Achse des Spektrometers vor dem Baffle plaziert. Nach dem Aufheizen und der Stabilisierung der Temperatur des schwarzen Körpers wurde durch leichtes seitliches Verschieben unter gleichzeitiger Beobachtung der Ausgangsspannung des Detektors die gleichmäßige Ausleuchtung des Gesichtsfeldes geprüft. Es konnten hierbei keine Änderungen der Ausgangsspannung festgestellt werden.

Den Zusammenhang zwischen Ausgangsspannung und spektraler Beleuchtungsstärke liefert wieder Gleichung 3.2, die sich wegen der Konstanz der spektralen Empfindlichkeit im betrachteten Wellenlängenbereich vereinfachen läßt in

$$U(\lambda_0) = E(\lambda_0) \cdot \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda}^{\lambda_0 + \Delta\lambda} \delta(\lambda_0 - \lambda) \cdot B(\lambda) d\lambda = E(\lambda_0) \cdot I(\lambda_0) \quad (3.7)$$

Unter Benutzung des Ansatzes, daß die Spektrometerprofilfunktion  $\delta$  dreiecksförmig mit dem Wert eins bei  $\lambda_0$  und null außerhalb eines  $2\Delta\lambda = 0,006 \mu\text{m}$  breiten Intervalls um  $\lambda_0$  ist, läßt sich das Integral I mit der erforderlichen Genauigkeit numerisch lösen.

Der Faktor, mit dem die Ausgangsspannung multipliziert werden muß, um die einfallende Strahlungsleistung zu erhalten, ergibt sich dann als

$$\xi(\lambda) = E^{-1}(\lambda) = \frac{I(\lambda_0)}{U(\lambda_0)} \quad [\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{V}^{-1}] \quad (3.8)$$

In der Atmosphärenphysik wird häufig die Einheit

$$1 \text{ Rayleigh (R)} = 1/(4\pi) \cdot 10^{10} \text{ Photonen/s m sr}$$

benutzt, was die gemessenen Intensitäten bei unterschiedlichen Wellenlängen leichter vergleichbar macht. Dazu ist  $\xi(\lambda)$ , wenn es in den obigen Einheiten gegeben ist, noch mit einem Faktor  $2\pi \cdot \lambda \cdot 10^9$  (Zahlenwert von  $\lambda$  in  $\mu\text{m}$  einsetzen) zu multiplizieren (z.B. Wyatt, 1978).

Es wurden zwei Messungen, mit Schwarzkörpertemperaturen  $T_s$  von 394,8 K und 450,0 K bei einer Wellenlänge von  $\lambda_0 = 1,533 \mu\text{m}$  durchgeführt. Der Fehler der Temperaturbestimmung lag bei  $\Delta T = \pm 0,5 \text{ K}$ , derjenige der Ausgangsspannung bei der Messung mit 450 K bei 0,4%, bei der Messung mit 395 K, bedingt durch ein schlechteres Signal-zu-Rausch-Verhältnis, bei 2%. Der Fehler der Wellenlängenbestimmung konnte demgegenüber vernachlässigt werden. Die gemessenen Kalibrationsfaktoren sind in der folgenden Tabelle angegeben.

$T_s$ [K]	$\xi(1,533\mu\text{m})$ [ $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{V}^{-1}$ ]	$\xi^*$ [ $\text{kR V}^{-1}$ ]
394,8	$(1,13 \pm 0,06) \cdot 10^{-6}$	$10,9 \pm 0,6$
450,2	$(1,23 \pm 0,03) \cdot 10^{-6}$	$11,9 \pm 0,3$

Die gemessenen Werte stimmen fast noch im Rahmen der Meßgenauigkeit überein.

#### 4. Ergebnisse aus der DYANA-Kampagne

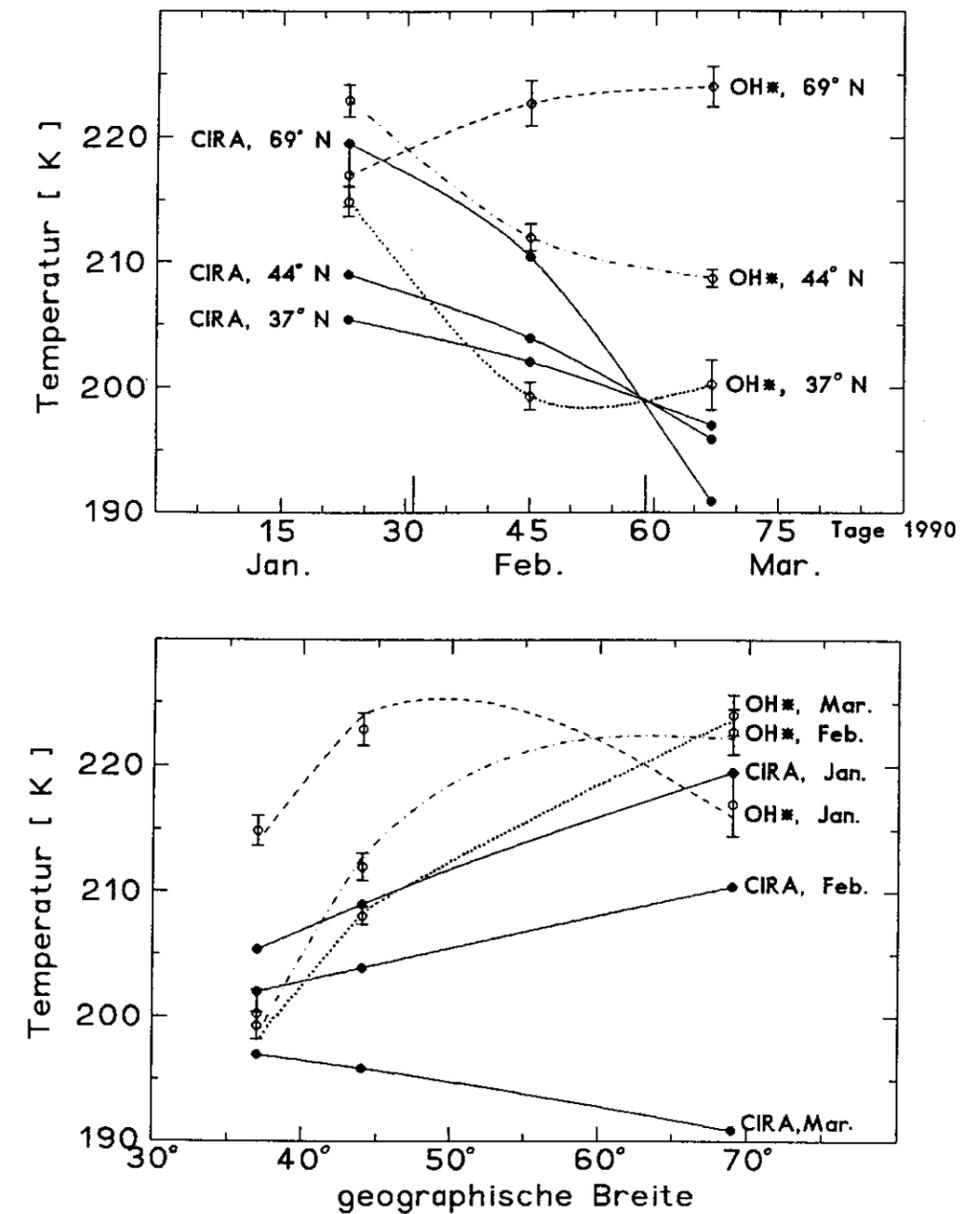
Anfang des Jahres 1990 wurde unter weltweiter Beteiligung die DYANA-Kampagne (Dynamics Adapted Network for the Atmosphere) durchgeführt. Ziel der Kampagne war es, während deren zweimonatiger Dauer mit einem räumlich wie zeitlich engmaschigen Netz von Messungen gezielt das dynamische Verhalten der mittleren Atmosphäre zu untersuchen (Offermann, 1988).

Spektrometer 2 befand sich vom 16. Januar bis zum 16. März 1990 auf Andoya, Norwegen ( $69^{\circ}\text{N}$ ,  $16^{\circ}\text{O}$ ), Spektrometer 1 vom 14. Januar bis Ende 1990 beim C.E.L. (Centre d'Essais des Landes), Biscarrosse, Frankreich ( $44^{\circ}\text{N}$ ,  $1^{\circ}\text{W}$ ). Weitere OH\*-Meßstationen sind von verschiedenen Instituten betrieben worden, von denen hier aber nur die Daten eines in der OH\*(6-2)-Bande messenden Tilting Filter Photometers (Scheer und Reisin, 1990) in El Arenosillo, Spanien ( $37^{\circ}\text{N}$ ,  $6^{\circ}\text{W}$ ) verwendet wurden.

##### 4.1 Breitengang der OH\*-Temperatur

Einen Überblick über den Verlauf der Temperaturen in der OH\*-Schicht während der Kampagne geben die Mittelwerte der Monate Januar, Februar und März an den drei Stationen in Abbildung 4.1. Zum Vergleich sind die der OH\*-Temperatur entsprechenden Modelltemperaturen der CIRA 1990 (Cospas International Reference Atmosphere) angegeben. Es muß hierbei, wie in allen Fällen, wo Vergleichstemperaturen in besserer Höhengauflösung angegeben sind, als die OH\*-Spektrometer messen können ( $\sim 10\text{ km}$ ), ein Verfahren zur Berechnung einer OH\*-äquivalenten Temperatur angewendet werden (Gerndt, 1986). Dazu werden zunächst die zu den jeweiligen Vergleichstemperaturen gehörenden relativen Linienintensitäten nach Gl. 1.2 berechnet, diese über das OH\*-Schichtprofil, das näherungsweise als gaußförmig angenommen wird, integriert und daraus wiederum, mit Gl. 2.3, die OH\*-äquivalente Temperatur bestimmt. Es zeigen sich während des Verlaufs der Kampagne zum Teil erhebliche Abweichungen von den Modelltemperaturen. In Andoya stimmen gemessene und Modelltemperatur im Januar noch gut überein, der für die beiden folgenden Monate zu erwartende Abfall der Temperatur im Zuge des Jahresganges tritt aber nicht ein. Die Temperaturen steigen im Gegenteil noch an, bis die Differenz zwischen Modellwert und Meßwert mehr als 30 K beträgt. Ähnliche, wenn auch nicht so stark abweichende Verhältnisse liegen an den beiden anderen Stationen vor, wo der Jahresgang zwar annähernd qualitativ, aber nicht quantitativ reproduziert wird. Dementsprechend zeigt sich auch ein nicht ins Modellschema passender Breitengang. Auffällig ist vor allem, daß der laut Modell Anfang März stattfindenden Umkehrung des Temperaturgradienten zwischen hohen und niederen Breiten in extremer Weise entgegengelaufen wird.

Dieses Verhalten verdeutlicht nur den Sachverhalt, daß Jahres- und Breitengang der Temperatur in der Nähe der Mesopause nicht unmittelbar mit dem jahreszeitlichen Wechsel der Sonneneinstrahlung verknüpft sind, sondern ihre Ursache in dynamischen Prozessen haben, bei



**Abb. 4.1:** Ausschnitt des Jahresgangs (oben) und Breitengangs (unten) der OH\*-Temperaturen im monatlichen Mittel während der DYANA-Kampagne an verschiedenen Breitengraden. Die ausgefüllten Punkte geben die OH\*-äquivalenten Modellwerte der CIRA '90 wieder. Mit den "Fehlerbalken" sind die Streuungen der Einzeltemperaturen um die Mittelwerte angegeben.

denen z.B. Wellenaktivitäten eine Rolle spielen, welche nicht durch das Modell, das ja ein langjähriges Mittel darstellt, wiedergegeben werden. Vielmehr können diese offensichtlich selbst über den relativ langen Zeitraum von zwei Monaten zumindest lokal für ein vom Modell erheblich abweichendes Bild sorgen. Die Abweichungen können eine gewisse Bedeutung erlangen, wenn die Modellwerte als Startwerte zur Temperaturberechnung aus Dichteprofilen verwendet werden, worauf in späteren Kapiteln eingegangen wird.

#### **4.2 Korrelationen mit Stratosphäre und Troposphäre**

Überträgt man die von bodennahen atmosphärischen Regionen bekannten Verhältnisse auf die höheren Schichten, sollte zwar bei mit der Höhe abnehmender Temperatur um 86 km eine tiefere Temperatur als in der Stratosphäre herrschen, sie sollte aber in gleicher Richtung wie die Stärke der Sonneneinstrahlung variieren. Die angesprochene dynamische Ursache der sommerlich tiefen und winterlich hohen Mesopausentemperatur liegt nach heutiger Annahme (Andrews et al., 1987) in einem Aufstieg mit folgender Ausdehnung und Abkühlung der sich über der sommerwarmen Stratosphäre befindenden Luft sowie dem Absinken und einer damit verbundenen adiabatischen Erwärmung der Luft über der Winterhemisphäre. Als Folge bildet sich eine globale meridionale Zirkulation aus.

Die mittlere Höhe der OH\*-Schicht scheint von diesen Vertikaltransporten kaum beeinflusst zu sein, wie die annähernde Übereinstimmung des Hubes im Jahresgang der OH\*-Temperaturen mit demjenigen der auf anderen Messungen beruhenden Modellatmosphäre CIRA '90 zeigt (Graef, 1991). Als Schlußfolgerung kann man annehmen, daß die Schichthöhe langfristig durch weitere, auch chemische Prozesse stabilisiert wird.

Es ist in diesem Zusammenhang von Interesse, ob die Antikorrelation zwischen dem Verhalten der Mesopause und der sich unterhalb von etwa 60 km befindenden Atmosphäre auch für Temperaturänderungen im Bereich von einigen Tagen gilt.

Die folgenden Bilder geben die Verläufe der OH\*-Temperatur während der DYANA-Kampagne an den oben genannten drei Stationen im Vergleich mit Strahlungsdichten, gemessen von Kanal 27 (entspricht 42 km Höhe) des SSU (Stratospheric Sounder Unit, NOAA-Satelliten, Met. Office Bracknell, U.K., mitgeteilt durch Frau Petzoldt), und mit Bodenluftdrücken wieder. Als Vergleichsmaß zwischen OH\*-Temperatur und dem jeweiligen weiteren Parameter sind Korrelationskoeffizienten berechnet und über dessen Zeitreihe aufgetragen worden (Abb. 4.2). Da keine langanhaltenden linearen Zusammenhänge zwischen den betrachteten Größen zu erwarten waren, war die Vorgehensweise derart, daß die Korrelation für sieben aufeinanderfolgende Tage berechnet und dieses Zeitfenster mit einer Schrittweite von einem Tag über die Zeitreihen geschoben worden ist. Meßlücken von mehr als zwei Tagen innerhalb eines Fensters ließen eine Berechnung als nicht mehr sinnvoll erscheinen. Die angegebenen Werte beziehen sich immer auf den mittleren Tag eines Fensters. An der Symbolgröße

läßt sich die Signifikanz der einzelnen Korrelationskoeffizienten ablesen, die mit Hilfe eines Tests auf Studentsche  $t^2$ -Verteilung bestimmt wurde (z.B. Bronstein und Semendjajew, 1981). Hierbei bedeuten große Symbole eine Signifikanz von besser als 99 %, mittlere von besser als 95 %.

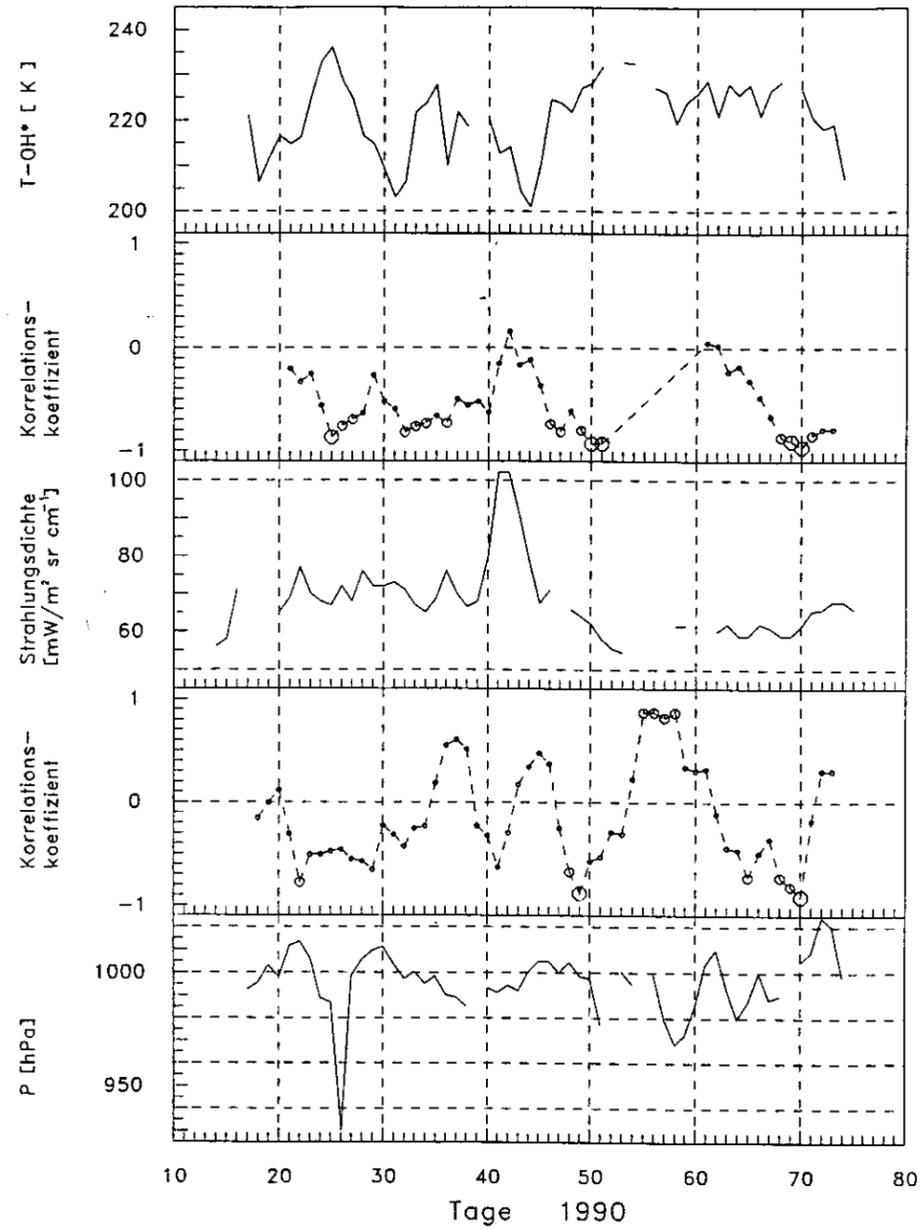
Die globale Entwicklung in der Stratosphäre zu Beginn des Jahres 1990 ist ausführlich in der Beilage zur Berliner Wetterkarte (Naujokat et al., 1990) beschrieben. Das Maximum in der Strahlungsdichte zwischen dem 10. und 12. Februar ist dort als ausgeprägte kleine Stratosphärenenerwärmung (pronounced minor warming) klassifiziert, welches also noch keine Zirkulationsumstellung von Winter- zu Sommerbedingungen zur Folge hatte. Damit dürften die noch nicht dem mittleren Jahresgang folgenden OH\*-Temperaturen über Andoya in Zusammenhang stehen.

Für die kurzzeitigen Korrelationen entsteht ein in Bezug auf die drei Stationen heterogenes Bild. In Andoya (Abbildung 4.2) finden sich vier Perioden mit signifikanten Antikorrelationen über meist mehr als sieben Tage zwischen Stratosphäre und Mesopausenregion. Korrelationen mit dem Bodenluftdruck sind weniger ausgeprägt und der häufige Wechsel zwischen Korrelation und Antikorrelation deutet eher auf Zufälligkeit hin. Bemerkenswert sind die gleichartigen Strukturen um den Tag 25 in allen drei Parametern. Der extreme Druckabfall steht allerdings in keinem linearen Verhältnis zum Maximum in den OH\*-Temperaturen und liefert daher nur einen kleinen Korrelationskoeffizienten.

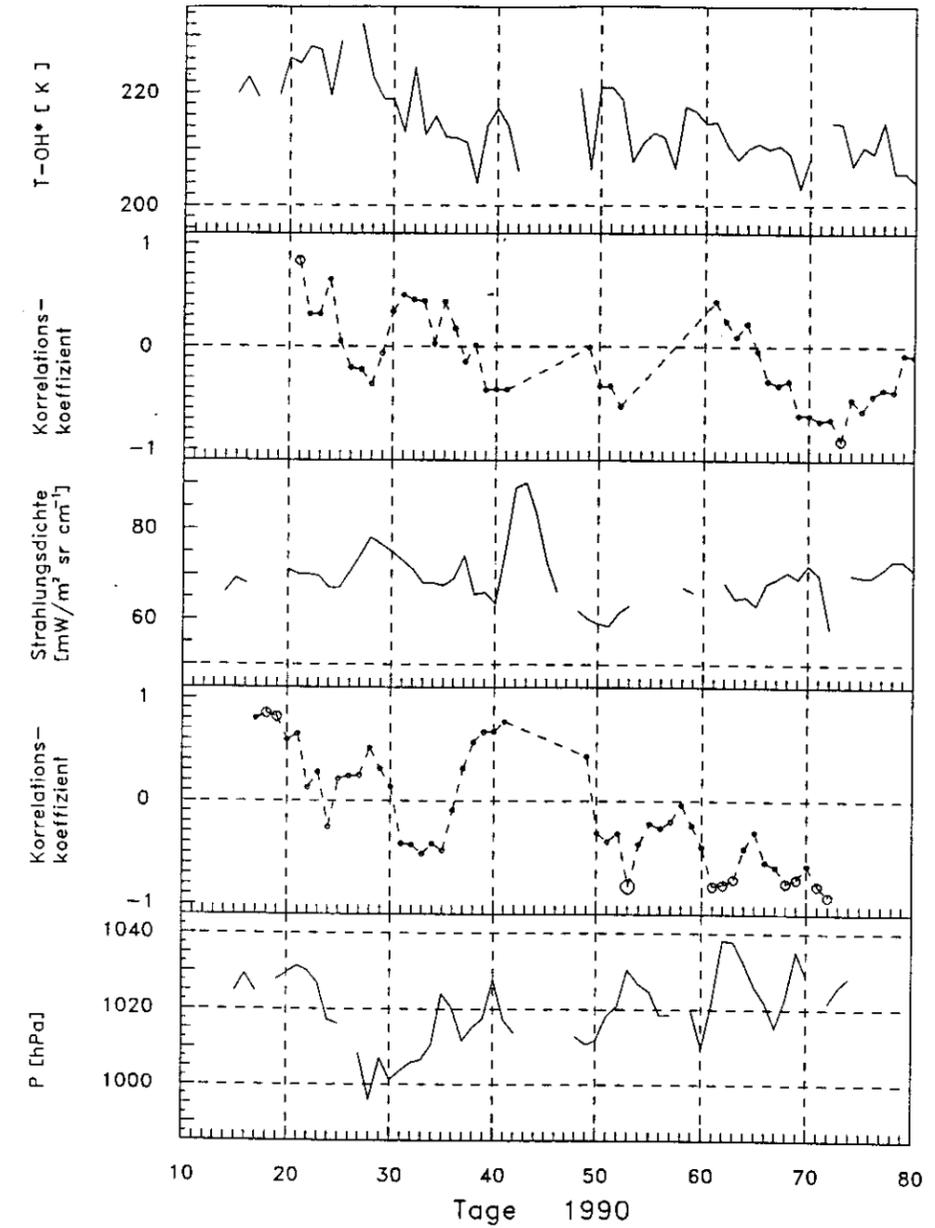
An den anderen beiden Stationen in niederen Breiten lassen sich keine Korrelationen feststellen, die über die Zahl dessen, was zufällig zu erwarten ist, hinausgehen. Lediglich in El Arenosillo (Abbildung 4.4) deutet sich eine Antikorrelation zwischen der Stratosphärenenerwärmung und der OH\*-Temperatur an.

Betrachtet man die Strukturen in Abbildung 4.2 genauer, so fällt auf, daß die Ausprägung der Variationen in OH\*-Temperatur und Strahlungsdichte sehr unterschiedlich sein kann. Vor allem für das minor warming fehlt das Pendant in der Mesopausentemperatur, sofern man nicht eine zeitliche Verzögerung von drei Tagen zuläßt. In diesem Falle würden aber die übrigen Korrelationen verschwinden. Diese Problematik ist bereits von Gerndt (1986) anhand von OH\*-Datensätzen verschiedener Jahre behandelt worden, wobei ähnlich vage Zusammenhänge mit Stratosphärenendaten gefunden wurden.

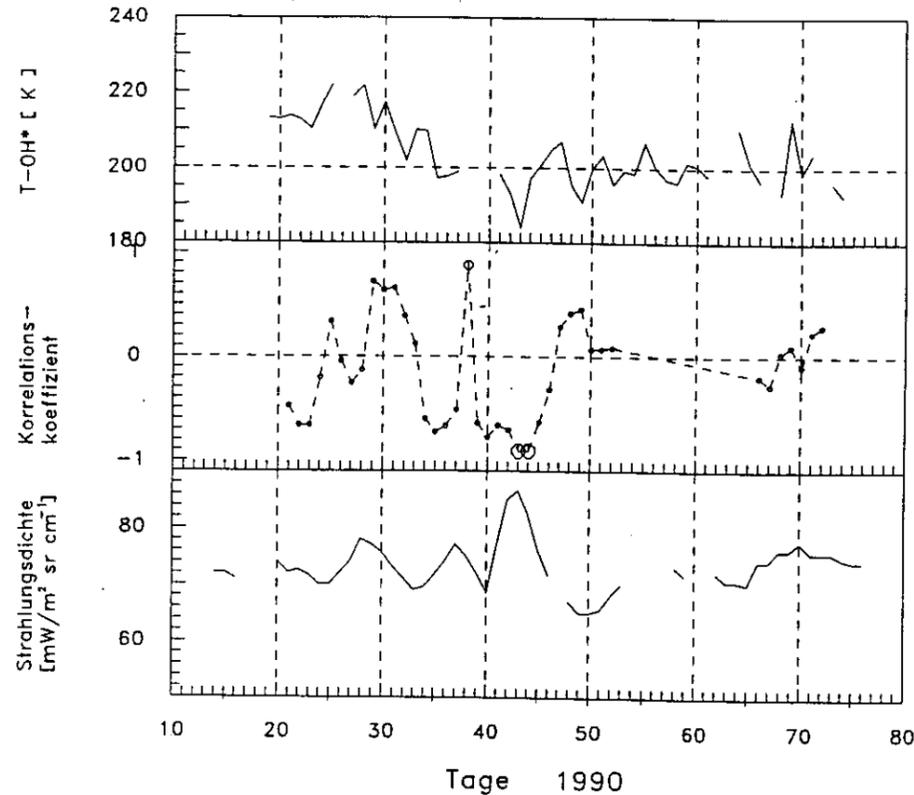
Ein Vorbehalt ist allerdings auch in Bezug auf die Analysemethoden angebracht. Das benutzte 7-Tage-Fenster liegt mit seiner Länge im Bereich der Periodendauern Planetarer Wellen (PW), was zur Folge haben könnte, daß eine in Wirklichkeit fehlende Korrelation zwischen einer über längere Zeiträume wenig variablen Größe (hier der Strahlungsdichte) und einer von einer PW beeinflussten Größe (evtl. der OH\*-Temperatur) allein durch das Zusammentreffen verschiedener Abschnitte des Wellenzuges, die eben durch das Fenster erzeugt werden, beispielsweise immer der Bereiche um die Umkehrpunkte, mit einem innerhalb dieses Fensters annähernd linearen Verlauf der zweiten Zeitreihe zeitweise vorgetäuscht wird. Im genannten Falle würden sich (mit der Periode der PW) abwechselnd Korrelationen und Antikorrelationen ergeben.



**Abb. 4.2:** OH\*-Temperaturen (oben), Strahlungsdichten bei 42 km (Mitte) und Bodenluftdruck (unten), gemessen in Andoya. Dazwischen sind jeweils die Korrelationskoeffizienten für ein gleitendes 7-Tage-Fenster angegeben. Obere Korrelationskoeff.: OH\*-Temperatur mit Strahlungsdichten. Untere Korrelationskoeff.: OH\*-Temperatur mit Bodenluftdruck. Die großen Symbole bezeichnen ein Signifikanzniveau von 99%.



**Abb. 4.3:** Wie Abb. 4.2, gemessen in Biscarrosse.



**Abb. 4.4:** OH\*-Temperaturen (oben) und Strahlungsdichten bei 42 km (unten), gemessen in El Arenosillo. Dazwischen die Korrelationskoeffizienten für ein 7-Tage-Fenster.

### 5. Vergleich der OH\*-Temperaturen mit Lidar-Messungen

Im Anschluß an die DYANA-Kampagne wurde Spektrometer 1 beim C.E.L. belassen, um eine längere Vergleichsmessung mit dem dort installierten Lidar zu ermöglichen. Für die Übermittlung der Lidar-Daten sei an dieser Stelle Herrn A. Hauchecorne gedankt.

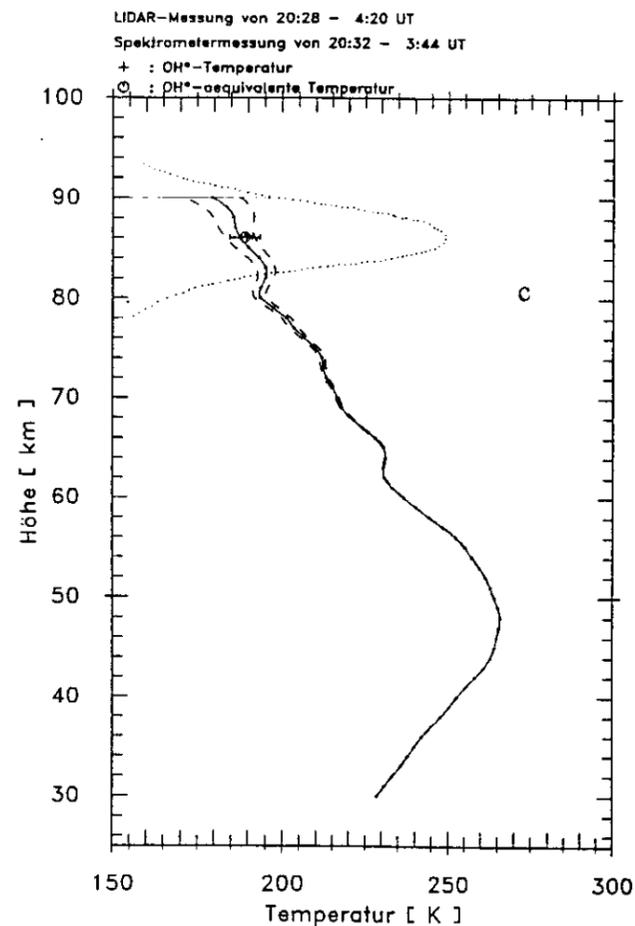
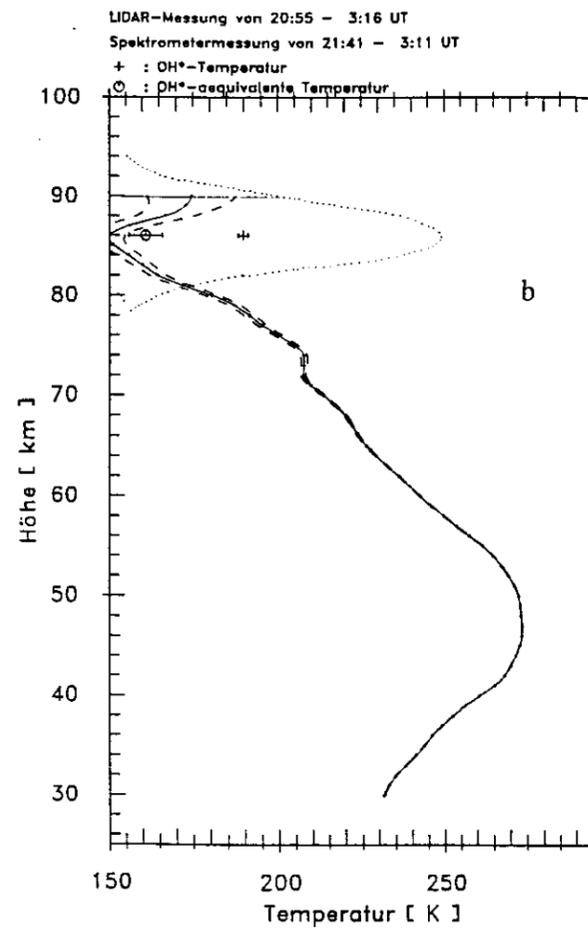
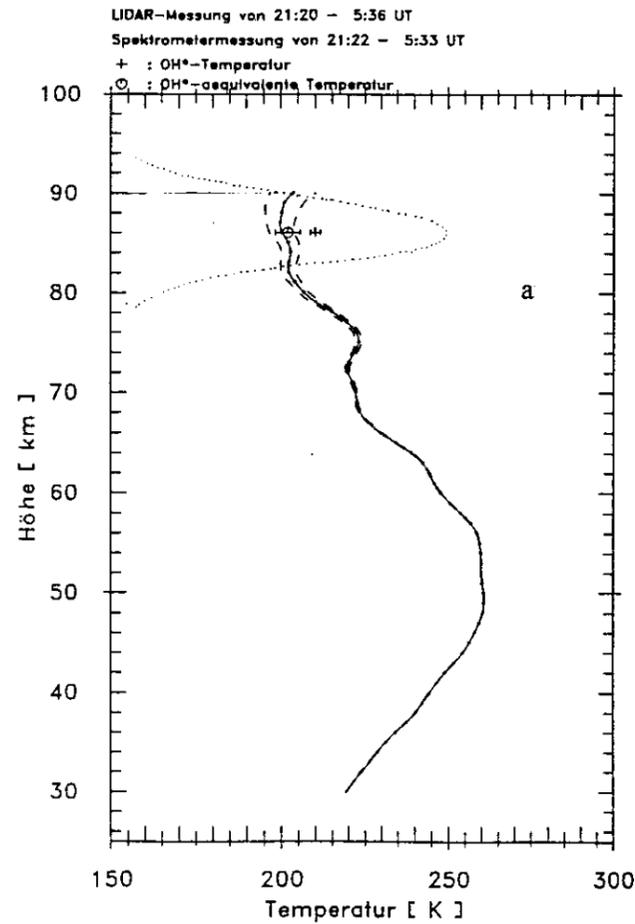
Wie schon erwähnt, basiert das Lidar-Prinzip auf der Messung der dichteabhängigen Lichtstreuung in der Atmosphäre (z.B. Chanin und Hauchecorne, 1984). Ein kurzer, intensiver Laserpuls wird ausgesandt und das Streulicht mit einem Teleskop aufgefangen. Aus der Laufzeit des Streulichtes erhält man die Höheninformation und aus dessen Intensität die Information über die Dichte der Streuzentren, bei Rayleigh-Streuung also die Gasdichte. Aus einem solchermaßen gewonnenen Dichteprofil läßt sich durch Integration in gewissen Höhenschritten von oben nach unten ein Temperaturprofil berechnen, wobei allerdings für die oberste Höhenschicht ein Temperaturstartwert benötigt wird, welcher im allgemeinen einer Modellatmosphäre entstammt. Hauchecorne entnahm für seine Profile den Startwert der CIRA 1990 bei 95 km. Die Messungen sind nur bei wolkenfreiem Himmel möglich, und es ist eine Aufsummierung der Dichteprofile während mindestens einer Stunde erforderlich, um einen ausreichenden Rauschabstand in den oberen erreichbaren Höhen von ca. 90 km zu erhalten.

Auf diese Weise konnten an 52 Tagen bis zum 6. Dezember 1990 Vergleichswerte für die Mesopausenregion gemessen werden, die der Bedingung genügten, daß zwischen den Meßzeiträumen von Lidar und OH\*-Spektrometer eine Differenz von weniger als einer Stunde bestand.

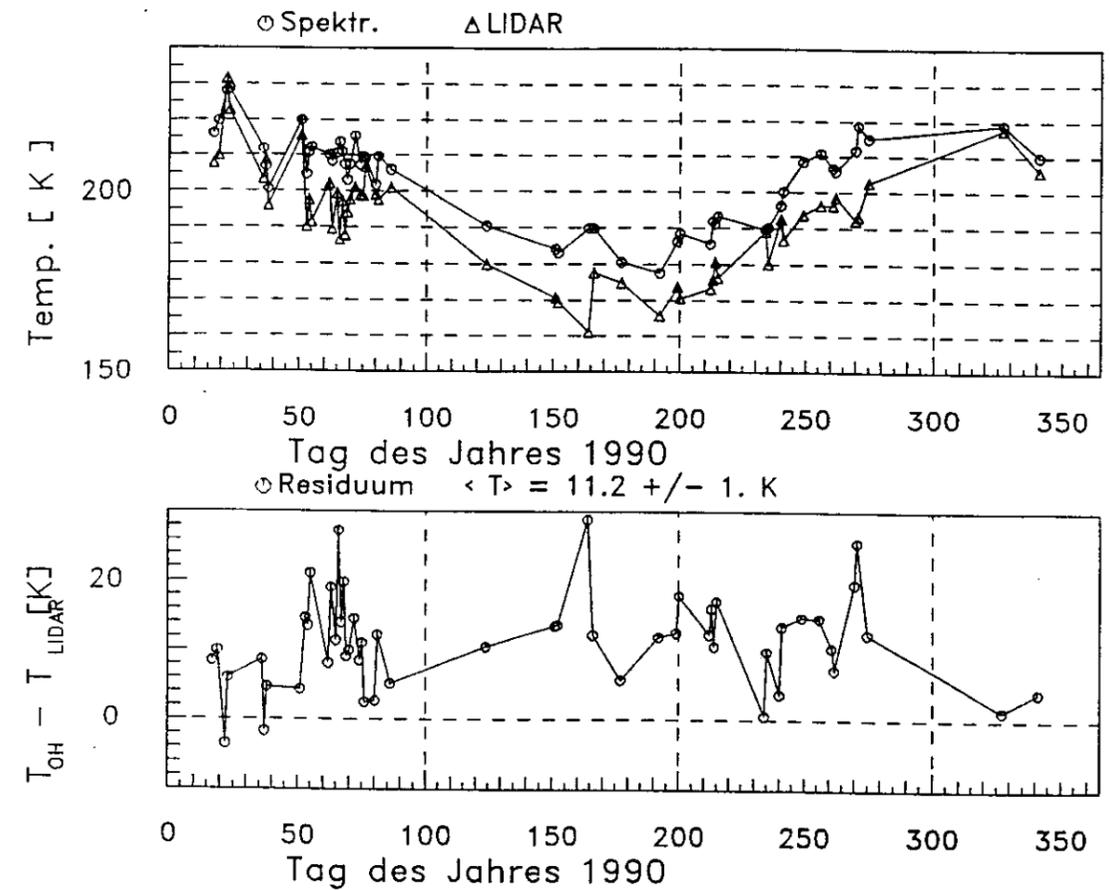
Die Abbildung 5.1 zeigt drei Typen von Temperaturprofilen, die auftreten können: flache Mesopause (a), sehr ausgeprägte Mesopause (b), und Höhenlage der Mesopause oberhalb von 90 km (c). Ebenfalls eingezeichnet sind die OH\*-Temperatur (Kreuz) und die OH\*-äquivalente Temperatur (siehe Kap. 4) für 86 km Schichthöhe (Kreis) des in 1-km-Schritten gegebenen Lidarprofils. Die Unsicherheit der OH\*-äquivalenten Lidartemperatur entspricht der Unsicherheit des Temperaturprofils, während die Fehlerbalken der OH\*-Temperatur die Streuung der im jeweiligen Zeitraum gemessenen Einzeltemperaturen um den Mittelwert angeben.

Zur Vergleichbarkeit der OH\*-äquivalenten Temperaturen ist weiterhin zu beachten, daß etwa zehn Prozent der OH\*-Emissionen aus dem Bereich oberhalb von 90 km stammen können (das OH\*-Dichteprofil ist durch eine punktierte Kurve angedeutet), für den keine brauchbaren Lidartemperaturen vorliegen. Nimmt man dort einen maximalen Temperaturgradienten von 10 K/km an, wie er in einigen der gemessenen Profile auftritt, so führt das auf eine zusätzliche mögliche Verfälschung der OH\*-äquivalenten Lidartemperaturen gegenüber dem tatsächlichen Mittelwert über die gesamte Schicht um ca. ein Prozent nach höheren Werten hin.

Sämtliche vergleichbaren Messungen des Jahres 1990 sind in Abbildung 5.2 dargestellt. Die höhere Datenrate zu Beginn lag an einer intensiveren Betreuung des Spektrometers. Später



**Abb. 5.1:** Drei vom Rayleigh-Lidar in Biscarrosse gemessene mittlere Temperaturprofile, sowie die gleichzeitig von Spektrometer 1 gemessene mittlere OH\*-Temperatur. Das Datum bezieht sich jeweils auf den Beginn der Messungen. Gepunktet das angenommene Dichteprofil der OH\*-Schicht in relativen Einheiten.  
a) 2. 3. 1990  
b) 12. 6. 1990  
c) 21. 8. 1990



**Abb. 5.2:** Verlauf der OH\*-Temperaturen und der OH\*-äquivalenten Lidartemperaturen in Biscarrosse, 1990.

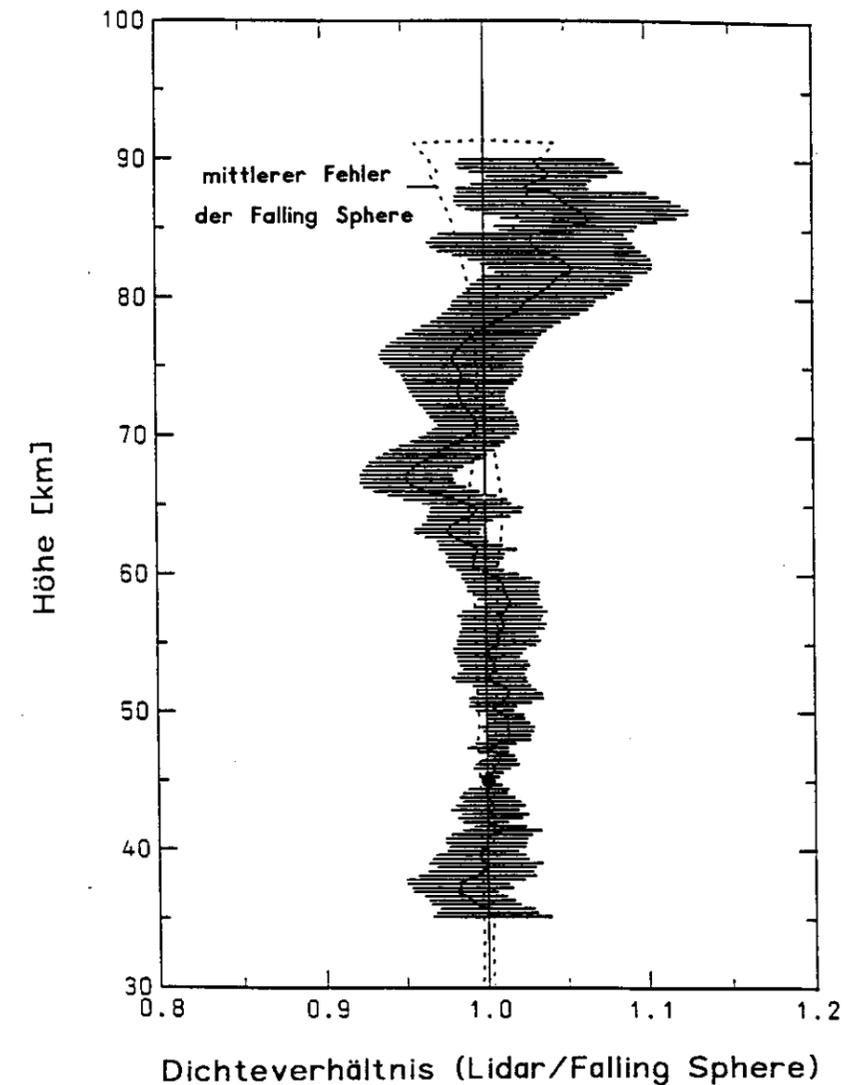
war dessen Meßzeit oftmals wesentlich kürzer als diejenige des Lidars. Für diese Fälle sollte an eine nochmalige Auswertung der Lidarmessungen im Hinblick auf die kürzere Spektrometermeßzeit gedacht werden. Im unteren Bildteil sind die Differenzen zwischen den Spektrometer- und den Lidartemperaturen (mit Residuum bezeichnet) wiedergegeben. Es stellt sich eine systematische Abweichung von rund  $11 \pm 1 \text{ K}$  im Jahresmittel zwischen den beiden Meßverfahren heraus, die bis auf einige Ausreißer eine relativ geringe Streuung aufweist. Der Zeitraum der DYANA-Kampagne (bis Tag 78) ist dahingehend bereits von Graef (1991) untersucht worden; er fand eine systematische Abweichung von, im Mittel, 8 K. Ihm standen zur Berechnung der OH\*-äquivalenten Temperaturen Lidarprofile bis zu Höhen von 95 km zur Verfügung, im Gegensatz zu den hier verwendeten mit einer Grenzhöhe von 90 km. In der gleichen Arbeit sind darüber hinaus Vergleiche mit fallenden Kugeln (Falling Spheres) angegeben, einem Meßverfahren, das die Dichte- und Temperaturableitung aus der Sinkgeschwindigkeit einer aufgeblasenen Kugel aus Mylarfolie, die in Höhen um 100 km gebracht wird, erlaubt. Signifikante systematische Abweichungen zu diesem Verfahren konnten nicht vermerkt werden,

jedoch stellte sich in jüngster Zeit heraus, daß die Temperaturprofile der Falling Spheres (infolge eines Programmfehlers) von Schmidlin falsch berechnet wurden (Schmidlin et al., 1988). Einige weitere Vergleichsmessungen mit Falling Spheres und Lidars sind bei Gerndt (1986) beschrieben, auf die einerseits gleichermaßen das soeben Gesagte zutrifft, die andererseits aber auch aufgrund ihrer geringen Zahl keine statistisch gesicherte Aussage über eventuelle Systematiken zulassen.

Es sollen nun einige mögliche Ursachen für die gefundenen Abweichungen diskutiert werden. Zunächst läßt sich ein Teil der Diskrepanz auf den in Kapitel 2 beschriebenen und durch das auf die Spektrometerdaten angewandte Aufnahme- und Auswertungsverfahren hervorgerufenen systematischen Fehler in der Temperaturbestimmung von durchschnittlich 2 bis 3 K nach höheren Werten hin zurückführen. Die Ungenauigkeit in der Kenntnis der relativen spektralen Empfindlichkeit könnte im ungünstigsten Fall eine Verschiebung um nochmals 1 K verursacht haben. Das Problem der Bestimmung der mittleren Höhe des Dichtemaximums der OH\*-Schicht ist schon einmal angesprochen worden. Nimmt man hierfür den Wert 84 km an, liegt die mittlere Differenz zwischen OH\*-Temperatur und OH\*-äquivalenter Lidartemperatur nur bei rund 9 K. Es bleibt damit eine restliche Diskrepanz zwischen beiden Temperaturmeßverfahren von mindestens 5 K, die ihre Erklärung in der Art und Weise der Dichte- und Temperaturbestimmung aus den Lidarmessungen finden könnte.

Der Startwert zur Temperaturberechnung aus dem Dichteprofil des Lidars ist der CIRA '90 entnommen worden. Jüngere Messungen (Graef, 1991, Hauchecorne et al., 1991) deuten aber mit großer Wahrscheinlichkeit auf eine Temperaturzunahme in diesen Höhenregionen seit Erstellung der Modellwerte in den frühen achtziger Jahren hin. Als Faustregel gilt, daß der Startwert nach einer Skalenhöhe, das sind hier 6 bis 7 km, keinen großen Einfluß mehr auf die aus der Dichte abgeleiteten Temperaturen hat. Immerhin ist dadurch also eine Verfälschung der Lidartemperaturen oberhalb von 88 km in Richtung zu niedriger Werte möglich. Neue, mit höheren Startwerten berechnete Temperaturprofile lagen zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit noch nicht vor.

Ein weiterer Ansatz ist der Veröffentlichung von Lübken et al. (1993) zu entnehmen, die sich mit dem Vergleich verschiedener, Dichte- und Temperaturprofile liefernder Meßsysteme, darunter auch des Rayleigh-Lidars, im Rahmen der Dyana-Kampagne befaßt. Es stellte sich heraus, daß mit dem Lidar oberhalb von 80 km im Mittel um ca. 5 % zu hohe Dichten gemessen wurden (siehe Abbildung 5.3). Die Vermutung, daß es sich hierbei um den Einfluß zusätzlicher Mie-Streuung durch sich in diesen Höhen befindende Staubpartikel (wahrscheinlich meteorischen Ursprungs) handelt, welche bei Annahme reiner Rayleigh-Streuung eine höhere Dichte vortäuscht, konnte von den Autoren durch Rechnungen auch quantitativ gestützt werden. Entscheidend für die Temperaturbestimmung ist allerdings nicht die absolute Größe der Dichte, sondern ihr Gradient. Mit Hilfe der Abbildung kann eine Abschätzung der Stärke des Effektes auf das Temperaturprofil vorgenommen werden.



**Abb. 5.3:** Mittelwerte aus je 10 Dichteprofilen, wie sie vom Rayleigh-Lidar und von Falling Spheres während der Dyana-Kampagne gemessen wurden. Es ist das bei 35 km auf eins normierte Verhältnis der von Lidar und Sphere gemessenen Dichte gegen die Höhe aufgetragen. Unterhalb von 60 km und oberhalb von 80 km repräsentiert die von der Sphere gemessene die wirkliche Dichte der Atmosphäre. Der Fehler der Lidarmessung wird durch die horizontale Schraffur bezeichnet. (Nach Lübken et al., 1993)

Mit der Vertikalkomponente der hydrostatischen Grundgleichung

$$\frac{dp}{dz} = -g \cdot \rho \quad (5.1)$$

und der Zustandsgleichung für ideale Gase

$$p = R \cdot \rho \cdot T \quad (5.2)$$

findet man nach Differentiation von 5.2 nach der Vertikalkoordinate  $z$  für die Abhängigkeit des vertikalen Gradienten der Temperatur  $T$  vom Gradienten der Dichte  $\rho$ :

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{T}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{dz} - \frac{g}{R} \quad (5.3)$$

$p$  = Luftdruck

$g$  = Schwerebeschleunigung = 9,81 m/s<sup>2</sup>

$R$  = Gaskonstante = 8,3 J/K mol

$g/R$  = 34,2 K/km

Der Abbildung 5.3 läßt sich der Gradient des Quotienten aus den vom Lidar gemessenen Dichten  $\rho_L$  und denjenigen aus den Messungen mit der Falling Sphere  $\rho_s$  entnehmen. Den Gradienten der Dichte  $\rho_L$  erhält man daraus durch Umformung der Differentiation des Quotienten zu

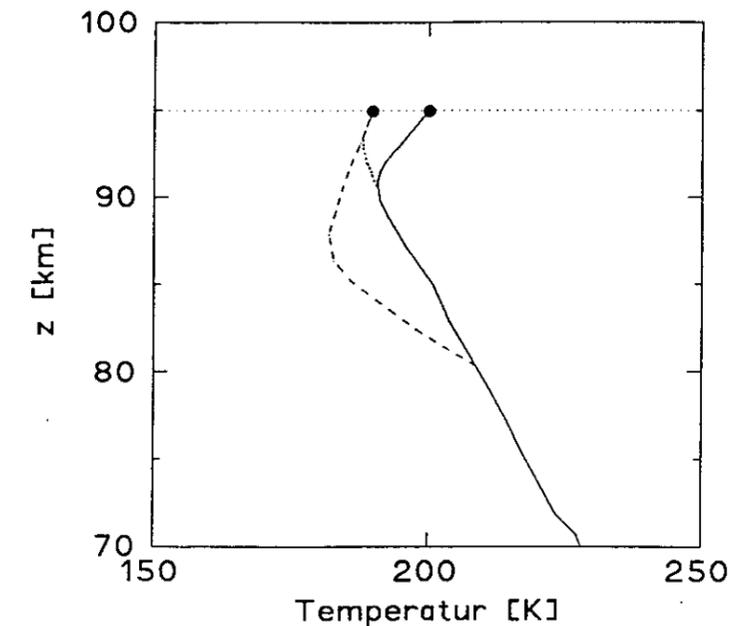
$$\frac{d\rho_L}{dz} = \rho_s \cdot \frac{d}{dz} \left( \frac{\rho_L}{\rho_s} \right) + \frac{\rho_L}{\rho_s} \cdot \frac{d\rho_s}{dz} \quad (5.4)$$

In Gleichung 5.3 eingesetzt, ergibt dies:

$$\frac{dT}{dz} = -T \cdot \frac{\rho_s}{\rho_L} \cdot \frac{d}{dz} \left( \frac{\rho_L}{\rho_s} \right) - \frac{T}{\rho_s} \cdot \frac{d\rho_s}{dz} - \frac{g}{R} \quad (5.5)$$

Der erste Term auf der rechten Seite dieser Gleichung liefert den Anteil am Temperaturgradienten, der durch den fehlerhaften Dichtegradienten zustandekommt, wenn angenommen wird, daß  $\rho_s$  die wirkliche Dichte der Atmosphäre ist.

Die genannten Einflüsse auf das Temperaturprofil sind noch einmal in Abbildung 5.4 verdeutlicht. Das sich bei korrektem Startwert und fehlerfreier Dichtemessung ergebende Profil ist als durchgezogene Linie dargestellt. Liegt die Starttemperatur zu niedrig, erkennt man anhand von Gl. 5.3, daß sich der den stets negativen Dichtegradienten enthaltende Term verkleinert und



**Abb. 5.4:** Veränderung des Lidar-Temperaturprofils aufgrund der genannten Einflüsse oberhalb von 80 km (übertrieben dargestellt).

damit der oberhalb von 90 km positive Temperaturgradient ebenfalls geringer wird oder sich umkehrt (gepunktete Linie). Als Folge gleichen sich die Profile nach einigen km aneinander an. Nimmt allerdings die Dichte mit abnehmender Höhe scheinbar stärker zu, wie in Abbildung 5.3 zwischen 90 und 85 km ersichtlich ist, wird der oben bezeichnete Term (das Vorzeichen mitgerechnet) in Gl. 5.5 positiv und der positive Temperaturgradient verstärkt sich (gestrichelte Kurve zwischen ca. 92 und 90 km in Abb. 5.4), bzw. ein negativer schwächt sich ab oder kehrt sich im Bereich der Mesopause evtl. um (gestr. K. zwischen 90 und 86 km). Der Abbildung 5.3 kann man zwischen 90 und 85 km einen Gradienten des Verhältnisses von  $\rho_L$  zu  $\rho_s$  von rund -0,01 1/km entnehmen. Bei einer mittleren Temperatur in diesem Höhenbereich von 190 K folgt ein zusätzlicher Temperaturgradient von ungefähr 1,8 K pro km. Ein Gradient dieser Größe ist also, sofern er einige km anhält, durchaus in der Lage, die verbliebene Abweichung zwischen OH\*-Temperatur und OH\*-äquivalenter Lidartemperatur zu erklären. Ein Indiz für die Richtigkeit dieser Annahmen liefern die Temperaturprofile selbst. Besonders große Abweichungen treten fast immer dann auf, wenn das Temperaturprofil eine sehr ausgeprägte Mesopause bei ca. 86 km aufweist, wie Abbildung 5.1 b) eines von Mitte Juni wiedergibt. Diese Höhe stimmt sehr gut mit der Höhe der Umkehr des Gradienten des Dichteverhältnisses aus Abbildung 5.3 überein (84-86 km), wohingegen das CIRA '90-Modell für Mitte Juni eine Mesopausenhöhe von 90 km angibt. Hierzu wird angenommen, daß die Staubschicht auch im Juni vorhanden ist. Die veränderliche Stärke der Abweichungen könnte durch eine im jahreszeitlichen Wechsel des Meteoriteneinfalls veränderliche Dichte oder Höhe der Staubschicht hervorgerufen worden sein.

## 6. Messungen in Esrange 1991

In der Zeit vom 17. März bis zum 9. April 1991 befand sich Spektrometer 1 in Kiruna, Schweden ( $68^{\circ}\text{N}$ ,  $21^{\circ}\text{O}$ ), beim dortigen Weltraumforschungsinstitut Esrange. Während insgesamt 15 Nächten waren die Wetterbedingungen zur Messung der  $\text{OH}^*$ -Emissionen ausreichend. Der gleichzeitige Betrieb des Spektrometers 2 in Wuppertal ermöglicht eine kurze Untersuchung der Breitenabhängigkeit der Temperatur in diesem Zeitraum.

Des weiteren fand am 9. April ein Flug eines an der Universität Wuppertal entwickelten raketengetragenen Spektrometers statt, mit dem Spurengasemissionen im nahen und fernen Infrarot zwischen 55 und 150 km gemessen werden können (Brückelmann, 1988). Es liegt nahe, einen Vergleich zwischen einem daraus ableitbaren Temperatur-Höhenprofil bzw. dessen  $\text{OH}^*$ -äquivalenter Temperatur und den in dieser Nacht gemessenen  $\text{OH}^*$ -Temperaturen durchzuführen. In Abbildung 6.1 sind die nächtlichen mittleren Temperaturverläufe, wie sie in Kiruna und Wuppertal gemessen wurden, zusammen mit den  $\text{OH}^*$ -äquivalenten CIRA '90-Modellwerten für die jeweiligen Monate und Breiten wiedergegeben. Die statistischen mittleren Fehler der  $\text{OH}^*$ -Nachtmittlerwerte liegen zwischen 1 und 2 Kelvin, und es ist mit einem systematischen Fehler von 2 bis 3 Kelvin nach höheren Werten hin zu rechnen (siehe Kap. 3). Während Breiten- und Jahresgang der  $\text{OH}^*$ -Temperaturen, abgesehen von kurzzeitigen Schwankungen, von den Modelltemperaturen qualitativ gut beschrieben werden, liegen deren Absolutwerte jedoch um rund 20 K tiefer als die  $\text{OH}^*$ -Messungen. Dies steht im Einklang mit dem bereits seit längerem beobachteten Anstieg der  $\text{OH}^*$ -Temperaturen, wie er bei Graef (1991) beschrieben ist.

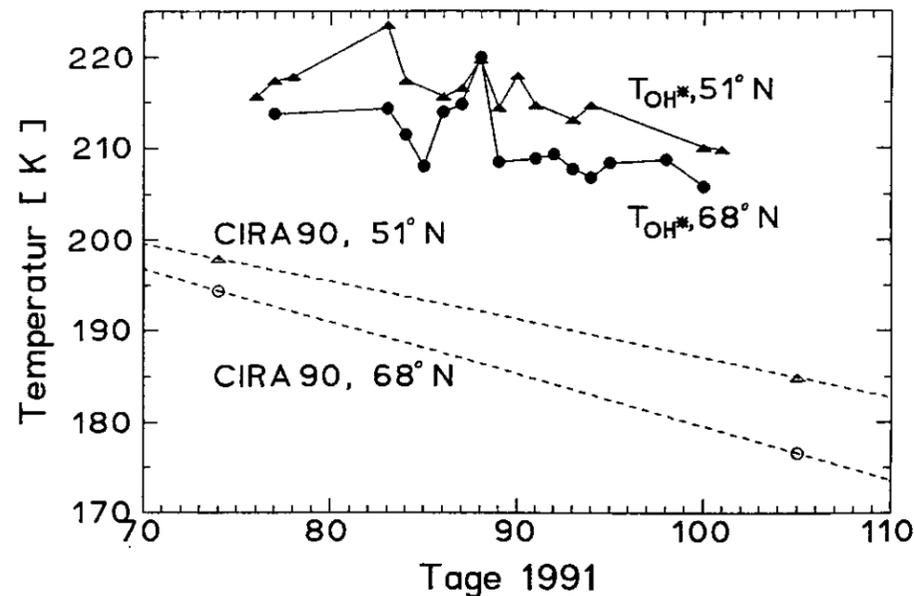


Abb. 6.1: Verlauf der  $\text{OH}^*$ -Temperaturen in Esrange und Wuppertal, März/April 1991.

Die folgenden Abbildungen zeigen die Messungen vom 9. April. In Abbildung 6.2 sind die von Spektrometer 1 aufgenommenen Einzeltemperaturen zusammen mit den Intensitätsverläufen der drei  $\text{OH}^*$ -Linien dargestellt. Die durchgezogenen Linien stellen die mit einem Tiefpaßfilter mit einer unteren Grenzperiode von 15 Minuten (Bloomfield, 1976) geglätteten Intensitäten, sowie die daraus berechneten Temperaturen dar. Rauschbedingt sind die Einzeltemperaturen mit statistischen Fehlern von  $\pm 10$  K behaftet. Wetterbedingte Einflüsse auf die Messung sind aufgrund eines während der ganzen Nacht wolkenfreien Himmels nicht zu erwarten gewesen. Über den gesamten Meßzeitraum ist ein nur geringer Intensitäts- und Temperaturgang erkennbar, wogegen kurzzeitig große Temperaturschwankungen von  $\pm 20$  K auftreten können. Es kann allerdings nicht mit Sicherheit gesagt werden, zu welchem Anteil diese atmosphärischen Ursprungs sind und was davon auf Geräterauschen zurückzuführen ist.

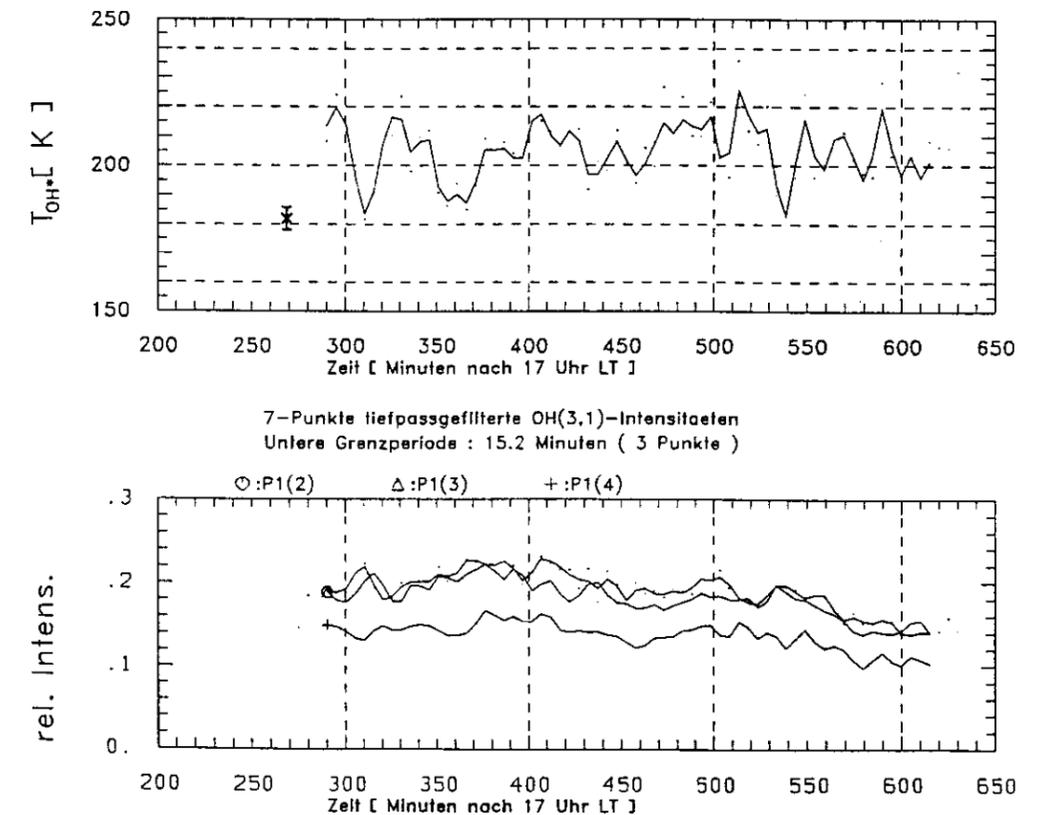
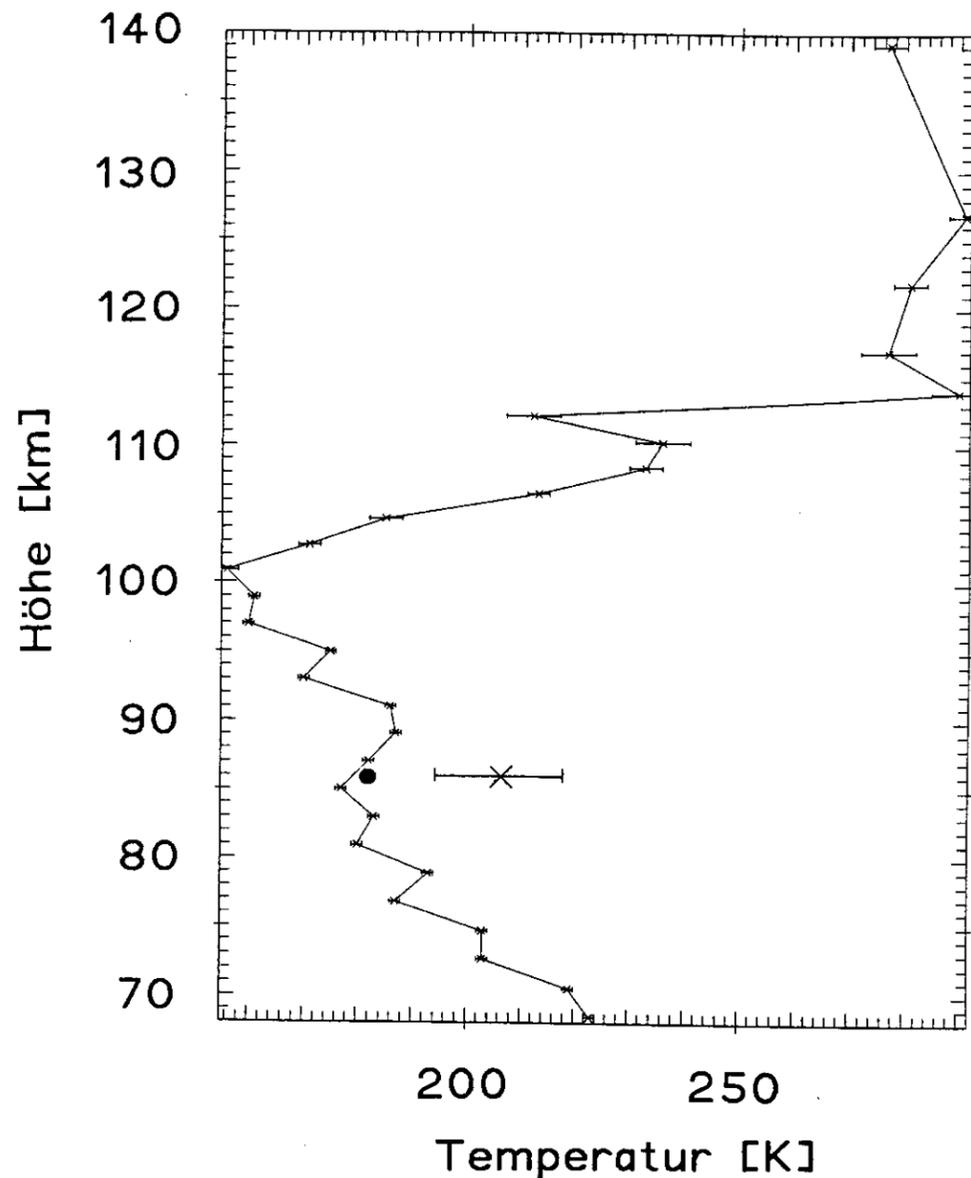


Abb. 6.2: Spektrometer 1, Esrange, 9. 4. 1991. Temperaturverlauf (oben) und relative Intensitätsverläufe der  $\text{OH}^*(3-1)$  P1(2)-, P1(3)- und P1(4)-Linien (unten) während der Nacht. Die  $\text{OH}^*$ -äquivalente Temperatur der Raketenmessung ist im oberen Bild mit einem Kreuz bezeichnet. Auf der Zeitachse sind die Minuten nach 17 Uhr Mitteleuropäischer Sommerzeit (MESZ) angegeben.

Der Start des raketentragenen Spektrometers fand um 20 Uhr 50 MESZ statt, und die aus dessen Messungen abgeleitete OH\*-äquivalente Temperatur von  $182 \pm 2$  K ist in Abbildung 6.2 ebenfalls eingezeichnet. Die Abbildung 6.3 zeigt das entsprechende Temperaturprofil, wie es aus den in Zenitbeobachtung gemessenen Emissionen eines Teils der  $15 \mu\text{m}$ -Bande des  $\text{CO}_2$  berechnet worden ist (Homann, pers. Mitteilung). Das Verfahren der Temperaturableitung ist bei Schwabbauer (1986) gegeben. Bei einer Höhe von 86 km ist der Nachtmittelwert der OH\*-Temperaturen eingezeichnet.



**Abb. 6.3:** Temperaturprofil der Raketenmessung, Erange, 9. 4. 1991, Start 20 Uhr 50 MESZ, abgeleitet aus Emissionen der  $15 \mu\text{m}$ -Bande des  $\text{CO}_2$ . Bei 86 km sind die OH\*-äquivalente Temperatur (Punkt) und der Nachtmittelwert der OH\*-Temperatur (Kreuz) eingezeichnet. Der Balken gibt die Standardabweichung des Nachtmittelwertes an.

Aus den beiden letzten Abbildungen ist eine erhebliche Diskrepanz von rund 20 K zwischen den Messungen ersichtlich. Da die Meßzeit des raketentragenen Gerätes im Bereich der OH\*-Schicht weniger als eine Minute betragen hat, kann zwar nicht unbedingt der OH\*-Nachtmittelwert zum Vergleich herangezogen werden, jedoch liegen die einzelnen OH\*-Temperaturen in Abbildung 6.2 nur sehr selten in so niedrigen Bereichen wie diejenige der Raketenmessung. Die Vergleichbarkeit der beiden Messungen wird natürlich durch die Tatsache gemindert, daß aufgrund der noch nicht genügend tief unter dem Horizont stehenden Sonne zur Zeit des Raketenfluges noch keine OH\*-Messungen möglich waren. Es kann daher nicht ausgeschlossen werden, daß beide Messungen, im Rahmen der jeweiligen Meßgenauigkeit, ein richtiges Ergebnis lieferten und der Widerspruch nur scheinbar vorhanden ist.

Es müßte dann in der Mesopausenregion ein Temperaturanstieg von 20 K innerhalb von einer Stunde als real angesehen werden. In Abb. 6.2 können in der Tat die während des ersten Drittels der Temperaturmessung sichtbaren Schwankungen als die Andeutung einer Schwerewelle mit einer Periode von ca. 45 Min. interpretiert werden, die bei Extrapolation auf den Zeitpunkt der Raketenmessung ihr Minimum annähernd bei der eingezeichneten  $\text{CO}_2$ -Temperatur erreicht.

Differenzen zwischen der OH\*-Temperatur und den aus den  $15 \mu\text{m}$ - $\text{CO}_2$ -Emissionen abgeleiteten Temperaturen in dieser Größenordnung sind schon früher bei derartigen Vergleichsmessungen gefunden worden (Schwabbauer, 1986, Gerndt, 1986), auch wenn beide Systeme gleichzeitig gemessen hatten. Die Unterschiede wurden damit erklärt, daß oberhalb von 75 km die Besetzungszahlen der entsprechenden  $\text{CO}_2$ -Energieniveaus nicht mehr boltzmannverteilt auf der Grundlage der kinetischen Temperatur seien. Da die Besetzungen der Niveaus sowohl durch Stöße als auch durch Strahlungswechselwirkung bestimmt sind, kann dieses "Lokale Thermodynamische Gleichgewicht" (LTG) nur solange allgemein angenommen werden, wie die Stoßprozesse gegenüber den Strahlungsprozessen dominieren. Oberhalb von ca. 75 km trifft dies für  $\text{CO}_2$  nicht mehr zu. Es ist daher in der Vergangenheit stets angenommen worden, daß die aus den  $\text{CO}_2$ -Emissionen bestimmten Temperaturen dort nicht die gaskinetische Temperatur repräsentieren. Im Bereich der OH\*-Schicht sollte sich dadurch eine im Mittel um 20 K zu tiefe Temperatur ergeben (Schwabbauer, 1986).

Neuere Ergebnisse (in Bezug auf eine bessere Kenntnis der chemisch-physikalischen Prozesse, denen das  $\text{CO}_2$  in diesen Höhen unterworfen ist) und Überlegungen, die Bedingungen, welche zu einem LTE der betrachteten  $\text{CO}_2$ -Übergänge führen können betreffend, zeigen, daß diese Annahme nicht mehr gerechtfertigt erscheint, sondern die abgeleiteten  $\text{CO}_2$ -Temperaturen zwischen 80 und 100 km innerhalb von 5 K mit der kinetischen Temperatur übereinstimmen (Grossmann et al., 1993).

### 7. Langzeitkorrelationen

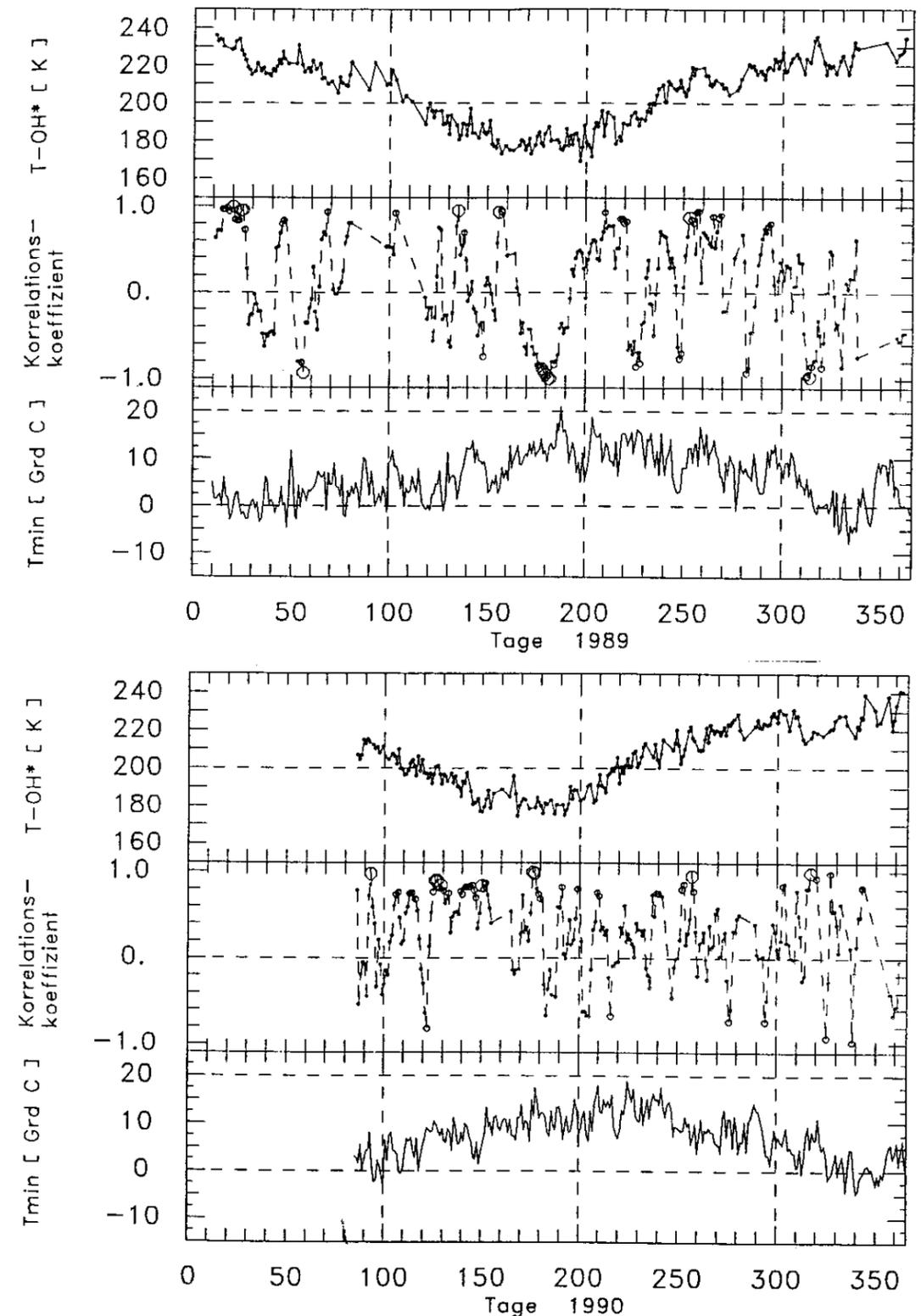
Die Existenz eines sich über einen Zeitraum von rund zehn Jahren erstreckenden Datensatzes von OH\*-Temperaturen legt eine Untersuchung auf Korrelationen mit anderen atmosphärischen Parametern nahe, von denen ebenfalls langjährige, kontinuierliche Meßreihen vorliegen. In erster Linie gilt dies für die Bodentemperatur und den Bodenluftdruck, welche routinemäßig vom Wetteramt Essen auch in Wuppertal erfaßt werden.

Weiterhin liegen für die Jahre 1990 bis 1992 Windgeschwindigkeiten aus der Höhenregion um 90 km vor, die vom Geophysikalischen Observatorium der Universität Leipzig auf dem Collm (52°N, 15°O) aufgenommen wurden. Das Meßverfahren (D1-Methode) arbeitet mit der Reflexion von Radiowellen im Langwellenbereich an ionosphärischen Schichten (Schminder und Kürschner, 1991). Das beobachtete Atmosphärengebiet liegt nur wenige 100 km östlich von Wuppertal, was in Bezug auf die zu untersuchenden großräumigen Änderungen ein vernachlässigbarer Abstand sein sollte.

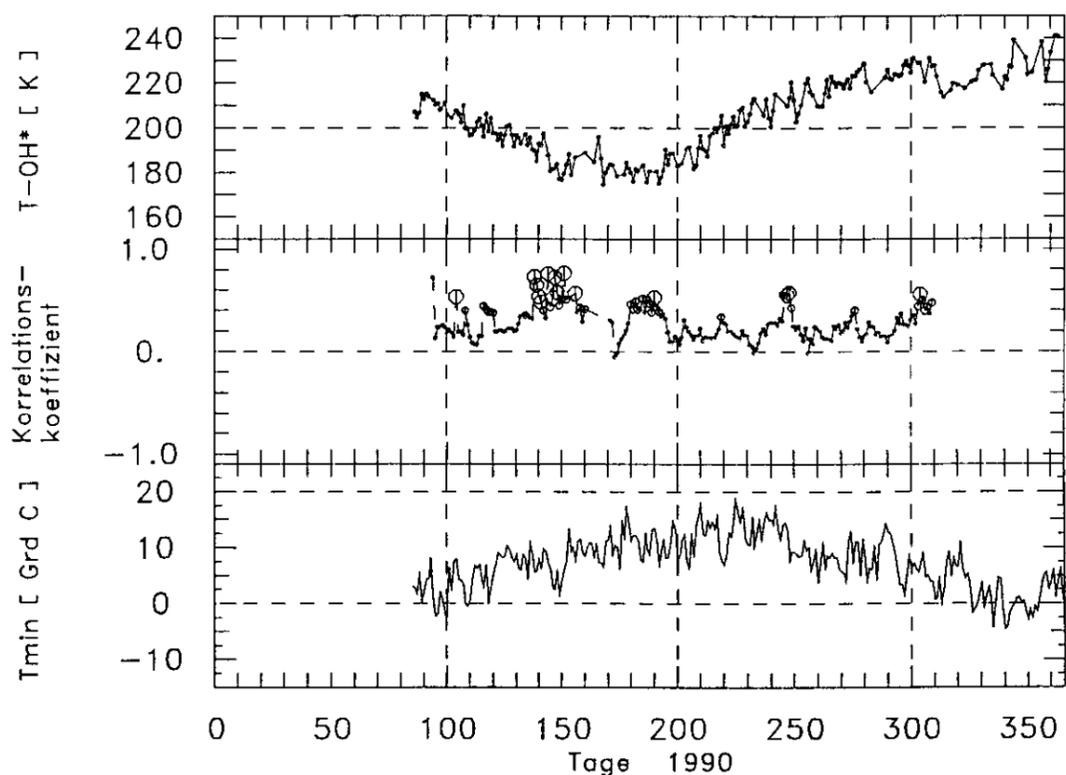
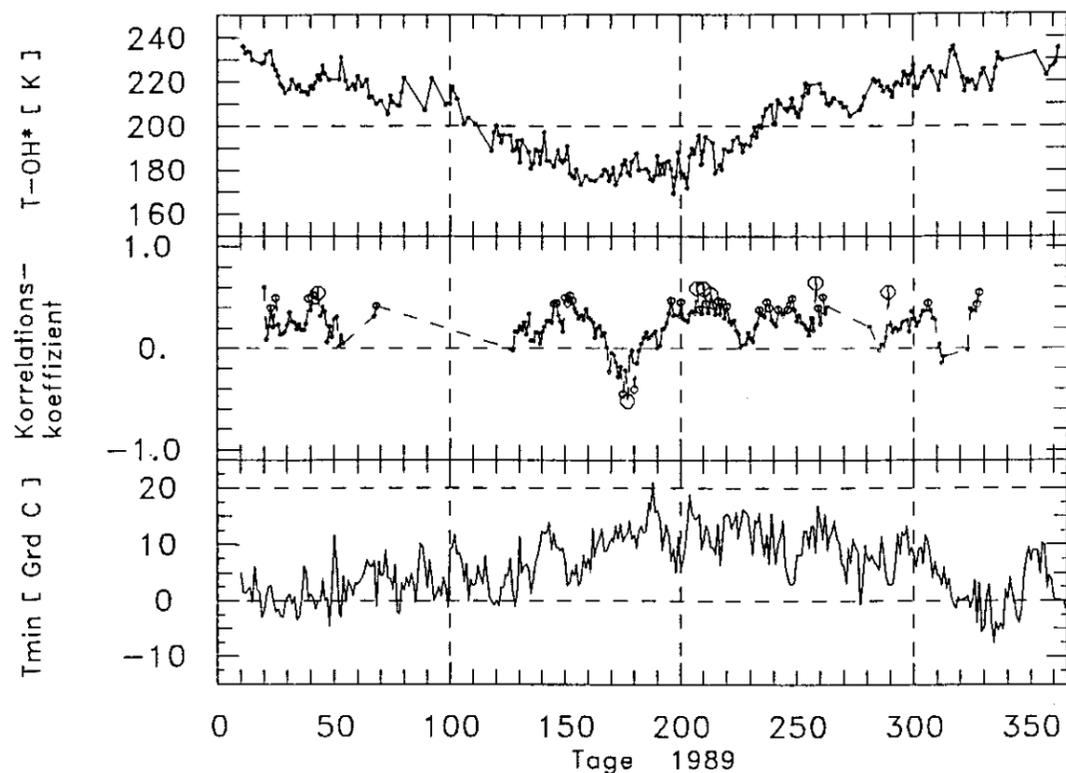
Bei der Analyse ist wieder so vorgegangen worden (siehe Kap. 4), daß für verschieden lange Datenfenster (bis zu 25 Tagen), die mit einer Schrittweite von einem Tag über die zu vergleichenden Zeitreihen geschoben worden sind, Korrelationskoeffizienten berechnet wurden. In den Fällen, in denen die Anzahl der Messungen innerhalb eines Datenfensters weniger als drei Viertel seiner Länge betragen hat, wurde kein Korrelationskoeffizient berechnet. Da das Interesse nicht dem bekannten Jahresgang galt, sondern dem Zusammenhang der täglichen Schwankungen zweier betrachteter Zeitreihen, sind für Datenfenster größer als 7 Tage jeweils die linearen Trends in den Daten berechnet und nur die Differenzen zwischen den Daten und den Trends miteinander korreliert worden.

Die folgenden Abbildungen zeigen einige ausgewählte Ergebnisse. Die mit großen Symbolen markierten Korrelationskoeffizienten haben eine Signifikanz von besser als 99 %, diejenigen mit mittelgroßen Symbolen von besser als 95 %.

Betrachtet sei zunächst die Korrelation zwischen dem täglichen Minimum der Bodentemperatur und den OH\*-Temperaturen für die Jahre 1989 und 1990. In Abbildung 7.1 sind die Resultate für ein 7-Tage-Fenster dargestellt. Es treten eine ganze Reihe von relativ hohen Korrelationskoeffizienten mit ebenfalls hohen Signifikanzniveaus auf, jedoch erscheint das Bild durch den häufigen und raschen Wechsel zwischen Korrelation und Antikorrelation sehr inhomogen. Lediglich im zweiten Viertel des Jahres 1990 deutet sich eine längere Periode positiver Korrelation an, wobei in diesem Jahr, wie auch in den Jahren 1987 und 1988 die positiven Korrelationen zu überwiegen scheinen. Auffällig ist allerdings, daß sich gerade sehr markante Strukturen in den Bodentemperaturen, so zum Beispiel um den Tag 140 im Jahr 1989 oder um Tag 220 im Jahr 1990, nicht in den OH\*-Temperaturen niederschlagen. Andererseits erscheinen die Strukturen bei guten Korrelationen eher unauffällig, wie zwischen den Tagen 125 und 145 des Jahres 1990.



**Abb. 7.1:** Korrelationen zwischen Bodentemperaturminimum (jeweil unterer Bildteil) und OH\*-Temperatur (oberer Bildteil), Wuppertal, in den Jahren 1989 und 1990, innerhalb 7-tägiger Zeitabschnitte. In den mittleren Bildteilen sind die Korrelationskoeffizienten angegeben. Große Symbole bezeichnen 99%ige Signifikanz.



**Abb. 7.2:** Wie Abbildung 7.1, die Länge der Zeitfenster beträgt jedoch 25 Tage.

Der letzte Befund läßt eher auf die Zufälligkeit der Korrelation schließen. Dem steht auch ein hohes Signifikanzniveau nicht entgegen, denn eine Signifikanz von 99 % läßt für die rund 300 Korrelationskoeffizienten eines Jahres noch drei Zufallstreffer zu, d.h. in drei Zeiträumen von der Länge des Datenfensters können zufällig relativ hohe Korrelationskoeffizienten auftreten. Um die Hypothese einer Abhängigkeit zwischen beiden Zeitreihen zu stützen, sollte diese Zahl erheblich überschritten werden. Für die Jahre 1987 bis 1990, deren OH\*-Temperaturen über Wuppertal ausreichend dokumentiert sind, ergeben sich fünf bis sechs derartige Korrelationen pro Jahr, was kein zufriedenstellender Beleg ist. Es stehen hier aber 18 positive Korrelationskoeffizienten nur 3 negativen mit mehr als 99-prozentiger Signifikanz gegenüber, was doch eine gewisse Systematik in der Abhängigkeit zwischen Boden- und Mesopausentemperatur nahelegt. Auf weitere Anmerkungen in Kap. 4.2 zu den mit dem Verfahren erzielbaren Resultaten sei hier hingewiesen.

Es wurde zunächst ein 7-Tage-Fenster betrachtet, weil zum einen kaum davon ausgegangen werden kann, daß etwaige Korrelationen störungsfrei über einen sehr viel längeren Zeitraum bestehen bleiben, zum anderen, wenn überhaupt, ein nur kurzzeitig annähernd linearer Zusammenhang, denn dafür ist ja der Korrelationskoeffizient ein Maß, zwischen beiden Zeitreihen im Bereich des zu Erwartenden liegt. Die in Abbildung 7.2 gezeigten niedrigen Korrelationskoeffizienten für ein 25-Tage-Fenster bestätigen dies. Hierbei fällt noch ein ähnlicher Verlauf der Korrelationen beider Jahre, um die Jahresmitte herum, auf. Die Anzahl der signifikanten Korrelationskoeffizienten gerät aber nicht über den Zufallswert hinaus.

Für die Korrelation zwischen Bodenluftdruck und OH\*-Temperatur ergibt sich, mit der gleichen Methode wie zuvor, folgendes Bild. Ein Wechsel zwischen Korrelation und Antikorrelation tritt noch häufiger und rascher auf, es sind weniger signifikante Korrelationskoeffizienten vorhanden und diese verteilen sich annähernd gleichmäßig auf positive und negative Werte. Extreme Luftdruckschwankungen, wie zu Beginn des Jahres 1989, besitzen kein Äquivalent in den OH\*-Temperaturen. Ein Zusammenhang zwischen Bodenluftdruck und Mesopausentemperatur erscheint daher aufgrund der vorliegenden Analyse nicht gegeben. Einige Abbildungen sind im Anhang gegeben.

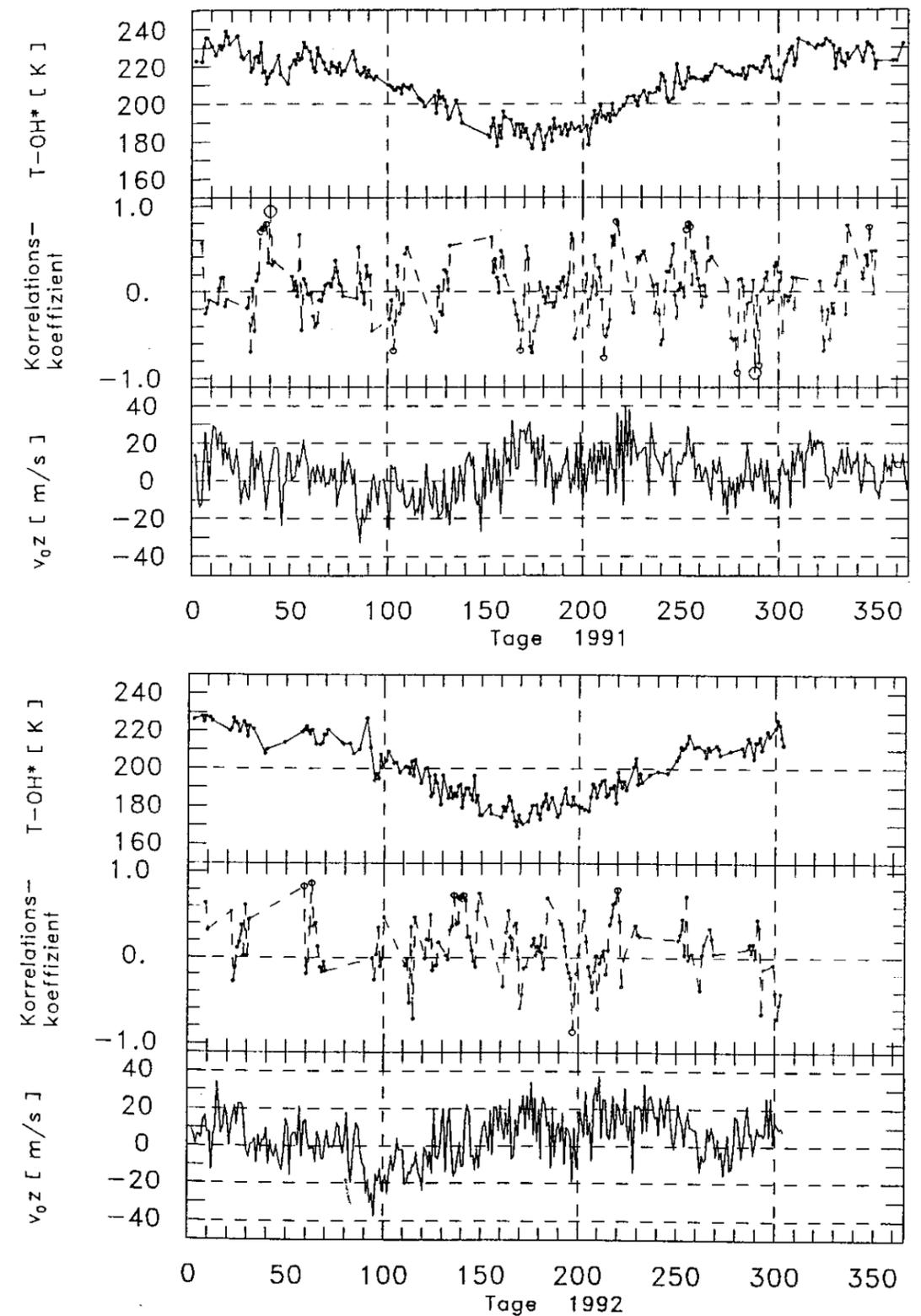
Sofern man einen Einfluß des troposphärischen Geschehens auf die Mesopause unterstellt, wäre es denkbar, daß die Schwankungen der Bodentemperatur und des Bodenluftdrucks mit Verzögerungen die größeren Höhen erreichen. Aus diesem Grunde sind die obigen Analysen auch für Verschiebungen von 1 bis 9 Tagen durchgeführt worden. Es traten hierbei niemals verstärkt Korrelationen auf, sondern die Ergebnisse glichen denen ohne Verschiebung. Bemerkenswerterweise zeigten Korrelationen und Antikorrelationen in ihrer zeitlichen Verteilung eine ähnliche Struktur wie zuvor, was als ein weiteres Indiz für die Zufälligkeit eventuell auftretender großer Korrelationskoeffizienten gewertet werden kann. Es bliebe noch die Möglichkeit wechselnder Zeitverzögerungen zwischen den troposphärischen Größen und der Mesopausentempe-

ratur, daß also troposphärische Schwankungen sich zeitweise in der Mesopause nach z.B. einem Tag und zeitweise nach vielleicht zwei Tagen auswirken. Zu deren Identifizierung sind die vorliegenden Daten allerdings nicht ausreichend, sondern es wären räumlich und zeitlich hochaufgelöste Temperatur-Höhenprofile erforderlich, wie sie z.B. mit einer größeren Zahl von Raketenmessungen zu erreichen sind, um durch die Verfolgung der Fortpflanzung der Schwankungen mit der Höhe troposphärische und mesosphärische Ereignisse einander zuzuordnen zu können.

Zur Interpretation des negativen Ergebnisses der Korrelationsanalyse bieten sich zwei Möglichkeiten an. Naheliegender ist, daß sich nach oben fortpflanzende Änderungen der troposphärischen Größen auf ihrem Weg von anderen Effekten überlagert und dadurch abgeschwächt oder ausgelöscht werden. Auffällig ist in diesem Zusammenhang, daß das (wetterbedingte) Temperaturrauschen relativ zum Jahresgang der Temperatur (Abb. 7.1) in der Troposphäre um mehr als einen Faktor zwei größer ist als an der Mesopause, was als ein weiteres Indiz für den geringen Troposphäreinfluß angesehen werden kann. Eine daraus sich ergebende Konsequenz ist zudem, daß Langzeittrends in der OH\*-Temperatur wesentlich deutlicher als in der Bodentemperatur zutage treten (siehe Graef, 1991).

Als zweites kann sich die wetterbedingte Lückenhaftigkeit der OH\*-Messungen nachteilig auf den Erfolg der Analyse auswirken. Während z.B. die Bodentemperaturen als wirkliche absolute Minima vorliegen, beziehen sich die Nachtmittelwerte der OH\*-Temperaturen auf Meßzeiträume zwischen weniger als einer und bis zu 13 Stunden. Aus den längeren Messungen ist bekannt, daß sich die OH\*-Temperatur während der Nacht um 10 K und mehr ändern kann (siehe auch Kap. 8), was einen nicht unerheblichen Anteil der kurzzeitigen Messungen als einen eher zufälligen Ausschnitt des täglichen Temperaturverlaufs in der Mesopause erscheinen läßt. Eventuell vorhandene Korrelationen mit Bodengrößen können dadurch überdeckt werden.

Einen Vergleich zwischen der zonalen Komponente der Windgeschwindigkeit in 90 km Höhe und den OH\*-Temperaturen zeigt die Abbildung 7.3. Es sind keine Korrelationen in nennenswerter Häufigkeit erkennbar. Im Gegensatz zu den Temperaturen ist die Windgeschwindigkeit stark variabel. Die absolute Höhe der Mesopausentemperatur scheint also nicht direkt mit der kinetischen Energie der Zonalströmung verknüpft zu sein.

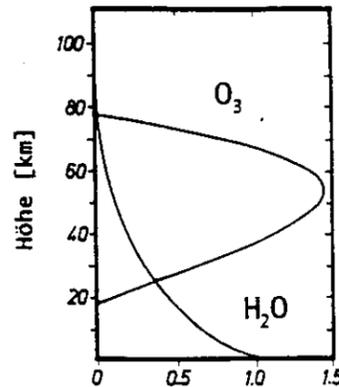


**Abb. 7.3:** Korrelationen zwischen OH\*-Temperatur über Wuppertal und der zonalen Komponente der Windgeschwindigkeit ( $v_{0z}$ ) bei 90 km Höhe über Collm in den Jahren 1991 und 1992 während 7-tägiger Zeitabschnitte. Positive Werte der Windgeschwindigkeit bezeichnen Windrichtung nach Osten.

**8. Gezeiten**

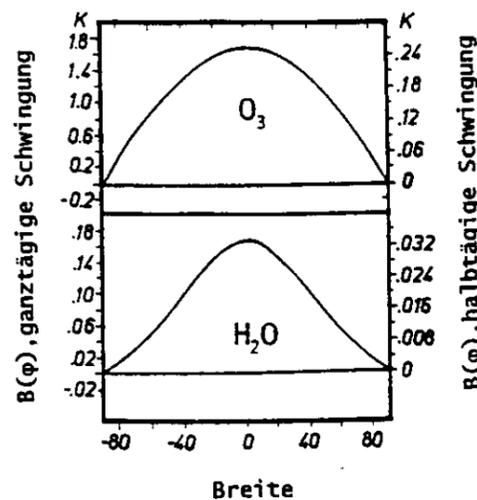
Die im Vergleich zu den Ozeanen geringe Masse und Wärmekapazität der Atmosphäre kehrt die Verhältnisse in der Effektivität der verschiedenen gezeitenanregenden Prozesse um. Während die bekannten Meeresgezeiten ihre Ursache hauptsächlich in der Gravitation haben, dominiert in der Atmosphäre die thermische Anregung durch den Wechsel zwischen Erwärmung am Tage und nächtlicher Abkühlung. Die klassische Gezeitentheorie (Chapman und Lindzen, 1970) ist unter vereinfachenden Annahmen über den Zustand der Atmosphäre in der Lage, die grundlegenden beobachteten Ausprägungen der atmosphärischen Gezeiten hinreichend zu beschreiben. Als Quellen für die Aufheizung fungieren Wasserdampf mit seinen Infrarotbanden und die UV-absorbierende Ozonschicht, deren Höhenverteilung in Abb. 8.1 dargestellt ist.

**Abb. 8.1:** Vertikale Verteilung der thermischen Anregung durch Ozon und Wasserdampf für die Äquinoktien (nach Chapman und Lindzen, 1970, zitiert nach Greisiger, 1992).



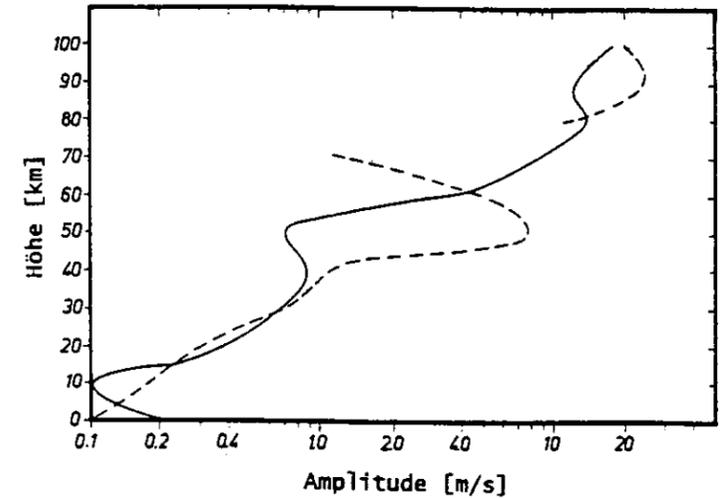
Global gesehen beschreibt die thermische Anregung eine mit einer 24-Stunden-Periode westwärts laufende Welle. Aufgrund der Breitenabhängigkeit des Verhältnisses zwischen täglicher Sonnenscheindauer und nächtlicher Abkühlungsphase sollte sowohl die Amplitude als auch der Oberwellengehalt der Grundschwingung breitenabhängig sein, wobei die stärkste Oberwelle diejenige mit 12-Stunden-Periode ist (siehe Abb. 8.2).

**Abb. 8.2:** Breitenverteilung der entsprechenden Anregungen  $B(\varphi)$  für die ganztägige (linke Ordinate) und halbtägige Schwingung (rechte Ordinate), Amplitude in Kelvin (nach Chapman und Lindzen, 1970, zitiert nach Greisiger, 1992).



Am Erdboden sind die Gezeiteneffekte gering, die Amplitude der Gezeitenwelle nimmt aber wegen der abnehmenden Dichte der Atmosphäre mit der Höhe zu, wie Abb. 8.3 zeigt. Ab ca. 100 km verhindern Dämpfungsprozesse wie z.B. Diffusion, die aber in der klassischen Theorie nicht berücksichtigt werden, ein weiteres Amplitudenwachstum.

**Abb. 8.3:** Beobachtete vertikale Amplitudenzunahme von ganztägigem (gestrichelte Kurve) und halbtägigem (durchgezogene Kurve) Gezeitenwind bei 30°N (nach Groves, 1976, zitiert nach Greisiger, 1992).



In der Abbildung sind die Ergebnisse von Windmessungen mit Raketen wiedergegeben, wie auch das hauptsächlich Beobachtungsfeld für atmosphärische Gezeiten Winde in der mittleren Atmosphäre sind. Die meisten der Beobachtungsverfahren, die Windgeschwindigkeiten aus der Reflexion von Radiowellen zwischen 100 kHz und 1 GHz an atmosphärischen Dichteschwankungen, an ionosphärischen Schichten oder an Meteorpartikeln bestimmen, sind in der Lage, kontinuierliche Tag- und Nachtmessungen durchzuführen, was eine wesentliche Voraussetzung zur Gezeitenanalyse ist. Die Höhenauflösung beträgt dabei wenige Kilometer, was Messungen der vertikalen Wellenlängen erlaubt. Eines der hervorstechendsten Merkmale, das sich aus Windmessungen im Bereich der Mesopause ergibt, ist die Dominanz der halbtägigen Gezeitenkomponente, die im zonalen Wind die Größe des mittleren Windes erreichen kann (z.B. Greisiger, 1992). Die Amplitude in 95 km Höhe erreicht einige 10 m/sec, gegenüber einer etwa sechsfach schwächeren ganztägigen Komponente (in der Abb. nicht zu sehen). Aus den der Gezeitentheorie zugrundeliegenden Differentialgleichungen ergibt sich für die vertikalen Wellenlängen der die ganztägige Komponente bestimmenden Wellentypen im Vergleich zur Ausdehnung der Ozonschicht (siehe Abb. 8.1) kleine Werte, wodurch diese sich dort schon in der Entstehung teilweise wieder auslösen. Für die halbtägige Komponente erhält man auch Vertikalanteile mit Wellenlängen von einigen 100 km, was günstigere Verhältnisse für deren Abstrahlung aus der Ozonschicht bietet und damit das beobachtete Verhalten erklärt.

Im Vergleich zur Häufigkeit der Windmessungen, bei denen routinemäßig die Gezeitenkomponenten bestimmt werden, gibt es bisher wenige Berichte über Gezeiten in den Temperaturen der mittleren Atmosphäre. Die Hauptursache liegt in der für Temperaturmessungen schweren Zugänglichkeit der Höhenschichten ab 60 km, insbesondere, wenn kontinuierliche Messungen

gefordert sind. Die hierzu prädestinierten Meßverfahren, die Airglow- und Lidarmessungen, sind auf die Nacht und Perioden länger andauernder Wolkenfreiheit beschränkt. Die meisten Beobachtungen gibt es daher aus den winterlichen hohen nördlichen Breiten (z.B. Myrabo, 1988). In jüngerer Zeit ist es gelungen, Lidarmessungen schon während der Dämmerung durchzuführen und so auch in mittleren Breiten tägliche Meßzeiten von 15 Stunden zu erreichen (Gille et al., 1991).

Die Forderung nach einer möglichst langen täglichen Meßzeit ergibt sich aus der Notwendigkeit, aus der gemessenen Temperaturzeitreihe Periodendauern von 12 und auch 24 Stunden mittels geeigneter Analyseverfahren zu extrahieren. Die meisten gebräuchlichen Methoden zur Spektralanalyse von Zeitreihen benötigen äquidistante Datenpunkte, da in diesem Falle die Rechenzeit verkürzende Vereinfachungen der Algorithmen möglich sind, und sind nur in begrenztem Umfang in der Lage, Datenlücken zu interpolieren.

Es lassen sich aber auch mittels Regressionsverfahren Sinus- und Cosinusfunktionen an die Datensätze anpassen, wobei beliebige Datenlücken erlaubt sind (harmonische Analyse).

Für die Analyse der OH\*-Temperaturen wurde ein derartiges Verfahren benutzt, das auf Überlegungen von Scargle (1982) beruht. Der zentrale Teil des Programms (Press und Teukolsky, 1988) berechnet das Frequenzspektrum der Zeitreihe, dessen stärkste Komponente vom Datensatz subtrahiert wird, welcher dann erneut analysiert werden kann (Scheer, 1991).

Die allgemeinen, den Erfolg der Analyse begrenzenden Faktoren sind die Größe des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses in den Daten, die Größe und Verteilung der Datenlücken, sowie die Länge der Zeitreihe im Verhältnis zu den vermutlich darin enthaltenen Periodendauern. Ist eine bestimmte, in der Realität vorhandene Periode nur unvollständig durch die Messung erfaßt, so können sich, einerseits bedingt durch das Rauschen, andererseits aufgrund des niemals rein sinusförmigen, sondern stets mehr oder weniger verzerrten Verlaufs atmosphärischer Schwingungen, Mehrdeutigkeiten im Sinne der am besten zu den Daten passenden Periodendauer ergeben, was zu Fehlanalysen führt. Ähnliche Schwierigkeiten treten auf, wenn die Datenlücken eine Periodizität aufweisen, die nahe bei einer Periodendauer liegt, die wirklich in den Daten vorhanden ist, wie es bei der 24-Stunden Periode in den nächtlichen OH\*-Messungen der Fall ist. Hier kann immer nur die eine Halbwelle oder sogar nur ein Teil davon erfaßt werden, so daß die sich aus der Analyse ergebenden Amplituden meistens zu klein sind.

Prinzipiell läßt sich mit einem Regressionsverfahren eine beliebige Anzahl von Funktionen an den Datensatz gleichzeitig anpassen, sofern die Zahl der freien Parameter kleiner als diejenige der Datenpunkte ist. Weil aber die in der Zeitreihe vorhandenen Perioden a priori unbekannt sind, beginnt man mit dem einfachsten Fall der Anpassung einer Funktion  $f$  von der Zeit  $t$  der Gestalt

$$f(t) = A + B \cdot \sin \omega t + C \cdot \cos \omega t \quad (8.1)$$

wobei drei Parameter zu bestimmen sind und die Frequenz  $\omega$  in sinnvollen Grenzen variiert wird. Aus der Auftragung der aus  $B$  und  $C$  bestimmbaren Amplituden gegen  $\omega$  ergibt sich das Periodogramm der Zeitreihe. Die Maxima des Periodogramms liefern dann per definitionem die in den Daten vorhandenen Periodendauern. Diesem Prinzip folgt auch der zur Analyse der OH\*-Daten verwandte Algorithmus nach Scargle. Dieser Autor kann auch, nach geschickter Normierung des Periodogramms, die Wahrscheinlichkeit für den Fall angeben, daß die gefundene Periodendauer mit der maximalen Amplitude zufällig in der analysierten Zeitreihe auftreten konnte. Es wird dabei mit einer Zeitreihe der gleichen Länge, aber rein gaußischem Rauschen der gleichen Varianz, wie derjenigen der gemessenen Daten, verglichen. Dieses Verfahren ist insofern kritisch, als im Gegensatz zu der Nullhypothese rein Gaußschen Rauschens beim analysierten Datensatz von vornherein von der Annahme ausgegangen wird, daß gewisse Periodizitäten enthalten sind. Es wird also vielmehr eine Angabe darüber benötigt, wie sicher die gefundene Periode und Amplitude beim Vorhandensein weiterer, nicht gaußverteilter Komponenten ist. Beim dort angegebenen Verfahren werden daher in der Regel zu große Signifikanzen herauskommen.

Aus dem gleichen Grunde ist die Anpassung nur einer einzigen spektralen Komponente auf einmal an den Datensatz fehleranfällig. Weitere, ebenfalls darin auftretende Periodizitäten werden dabei vom Regressionsverfahren ignoriert, das fälschlicherweise von einer Normalverteilung der Abweichungen von der momentan angepaßten Funktion ausgeht.

Üblicherweise werden daher bei der Gezeitenanalyse von vornherein die 24- und die 12-Stunden-Komponente gleichzeitig an die Zeitreihe angepaßt, also eine Funktion der Form

$$y(t) = a_0 + \sum_{i=1}^p \left( b_i \cdot \sin \frac{2\pi}{T_i} t + c_i \cdot \cos \frac{2\pi}{T_i} t \right) + d_i \cdot t \quad (8.2)$$

wobei  $p$  die Anzahl der verwendeten Gezeitenkomponenten  $T_j$  ist (z.B. Schminder und Kürschner, 1990). Prinzipiell läßt sich hierbei der Datensatz, wie beim einfachsten Fall, mit allen möglichen Kombinationen der  $T_j$  durchrechnen, allerdings potenziert sich der Rechenaufwand mit der Anzahl der Parameter  $b_j$  und  $c_j$ .

Neben den verschiedenen Gezeitenkomponenten sind in den Windmessungen in der Vergangenheit häufig weitere Variationen beobachtet worden. Zum einen gibt es jahreszeitliche Veränderungen in den Amplituden und Phasen der Gezeiten, die mittlerweile nach Erweiterungen der klassischen Theorie in numerischen Simulationen annähernd nachvollzogen werden können (z.B. Forbes, 1985). Es treten aber auch kurzzeitige Schwankungen der Parameter innerhalb weniger Tage auf, sowie Schwingungen im Stundenbereich, die keine Harmonischen der Ge-

zeiten sind. Da die Gezeiten nicht dort entstehen, wo sie gemessen werden, bietet sich folglich eine Vielzahl von Ursachen an. Denkbar sind Veränderungen der Gezeitenquellen und der Ausbreitungsbedingungen in der Atmosphäre (Bernard, 1981) oder nichtlineare Wechselwirkungen mit Schwerewellen und Planetaren Wellen (Manson et al., 1982). Die Annahme des Auftretens des letzten Falles wird auch durch theoretische Rechnungen von Teitelbaum und Vial (1991) unterstützt.

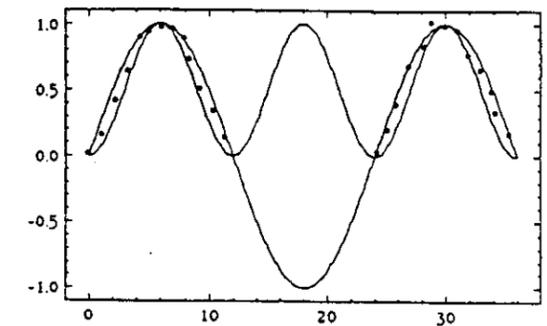
Zur Analyse der Gezeiten in den OH\*-Temperaturen erscheint nach dem vorher Gesagten folgendes Vorgehen sinnvoll. Zunächst wird mit der oben genannten einfachen Methode (Gl. 8.1) ein Periodogramm erstellt, wodurch sich feststellen läßt, ob erstens überhaupt Gezeitenkomponenten in den Daten enthalten sind, und zweitens, ob neben den Harmonischen der Gezeiten noch andere Perioden erscheinen. Im zweiten Schritt werden dann, mittels multipler linearer Regression (Press et al., 1986), sowohl die Amplituden und Phasen der Gezeiten als auch diejenigen eventuell weiterer Perioden bestimmt.

Die benutzten Programme wurden mit synthetischen Daten ausgiebig getestet. Zu diesem Zweck wurden Temperaturdatensätze erzeugt, deren zeitliche Struktur mit derjenigen realer Datensätze übereinstimmte, die aber entweder reines Rauschen in der Größenordnung des Geräterauschens oder vorgegebene Periodendauern, denen Rauschen überlagert war, enthielten. Dabei ist so verfahren worden, daß zunächst aus vorgegebenen Temperaturverläufen die relativen Intensitäten der drei OH\*-Linien berechnet, diese mit der gemessenen Spektrometerfunktion multipliziert und schließlich eine ebenfalls gemessene Zeitreihe des Rauschens dazu addiert wurde, um Spektren zu erhalten, die den real gemessenen weitgehend glichen. Diese konnten dann wie üblich weiterverarbeitet werden, um wiederum Temperaturzeitreihen zu erhalten. Auf diese Weise sollte es möglich sein, den Einfluß gerätebedingter Meßfehler auf die Analyse abzuschätzen.

Das Ergebnis war, daß die vorgegebenen Perioden in den Temperaturverläufen stets mit einer Genauigkeit von besser als einem Prozent, auch in Amplituden und Phasen, wiedergefunden werden konnten. Reines Rauschen brachte niemals Perioden mit Amplituden von mehr als einem Kelvin hervor.

Damit sind also die (geräte-) rauschbedingten Analysefehler festgelegt. Das verwendete Programm zur multiplen Regression zeigte allerdings Instabilitäten, wenn mehrere, in exakt harmonischem Verhältnis zueinander stehende Periodendauern angepaßt werden sollten, was sich in unrealistisch hohen Amplituden ausdrückte. Von den gleichen Schwierigkeiten berichten Gille et al. (1991), welche dasselbe Programm zur Gezeitenanalyse in Lidar-Daten benutzten. Vermutlich ist dieser Effekt auf numerische Ungenauigkeiten zurückzuführen, die bei zu hohem Rauschen zu Vieldeutigkeiten bei der Anpassung mehrerer Harmonischer führen könnten (siehe Abb. 8.4).

**Abb. 8.4:** Ganztägige und halbtägige Sinuswellen sowie hypothetische Datenpunkte. Im ungünstigsten Fall sind 12- und 24-Stunden-Effekte ununterscheidbar, falls nur 12 Stunden verrauschter Daten zur Verfügung stehen (nach Gille et al., 1991).



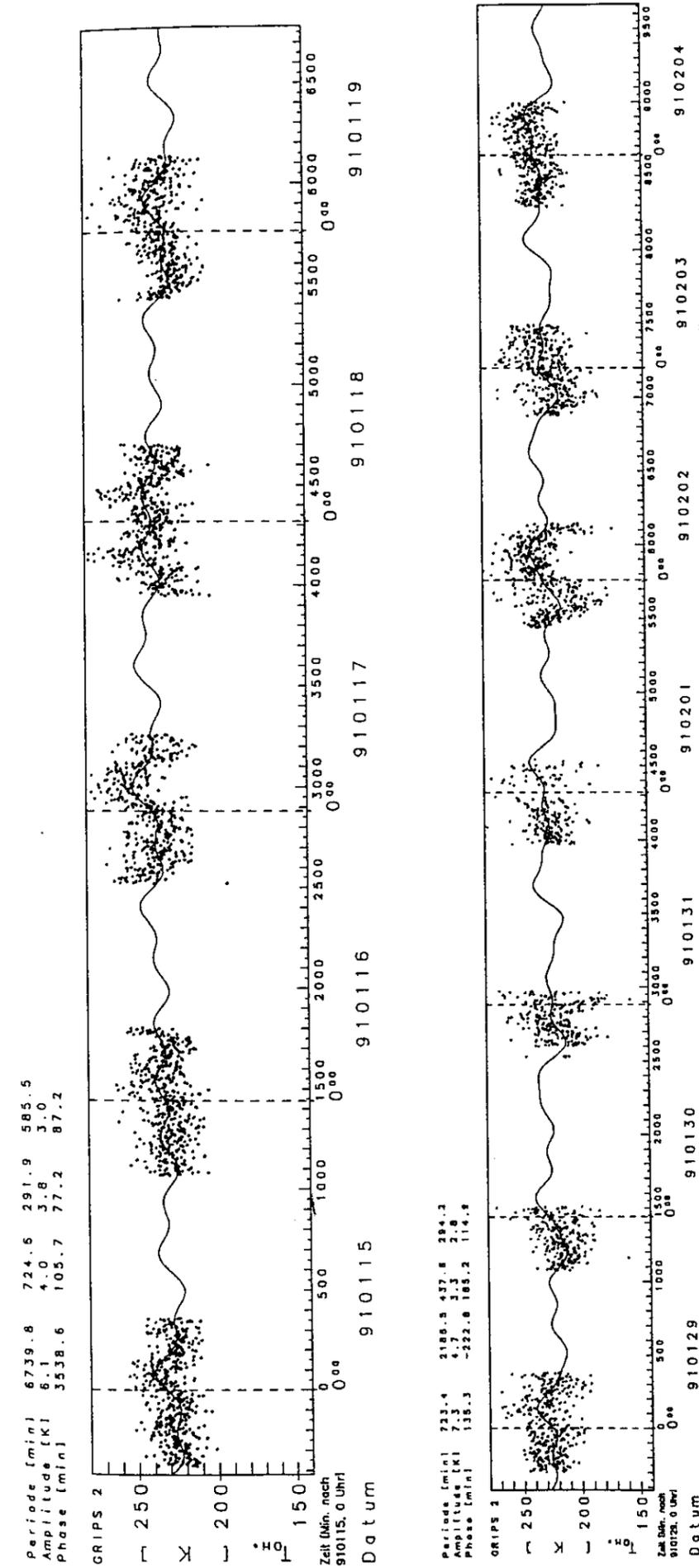
Datensätze, welche die weiter vorne genannten Anforderungen nach ausreichender nächtlicher Meßdauer erfüllen, existieren von Spektrometer 2 mindestens aus den Zeiträumen Januar, Februar und März 1991, Januar und Februar 1992 und von einer Parallelmessung von Spektrometer 1 und Spektrometer 2 zur Jahreswende 1992/93.

Auf den folgenden Abbildungen (8.5 bis 8.8) sind die Rohdaten einiger der genannten Zeiträume zusammen mit dem jeweiligen multiplen Fit dargestellt. Darüber sind die mittels harmonischer Analyse gefundenen, während der ganzen Zeit dominanten Perioden angegeben. Die Phasen geben den Zeitpunkt des Auftretens des Maximums in Minuten nach Mitternacht des jeweils ersten Tages der Zeitreihen an. Die Amplituden sind Mittelwerte über die gesamten Zeitabschnitte, stärkere oder schwächere Temperaturschwankungen an einzelnen Tagen werden offensichtlich durch Überlagerung der verschiedenen Periodendauern gut wiedergegeben. Die in den einzelnen Zeiträumen gefundenen und zur Anpassung verwendeten stärksten spektralen Komponenten samt den zugehörigen Amplituden und Phasen sind in Tabelle 8.1 noch einmal zusammengestellt.

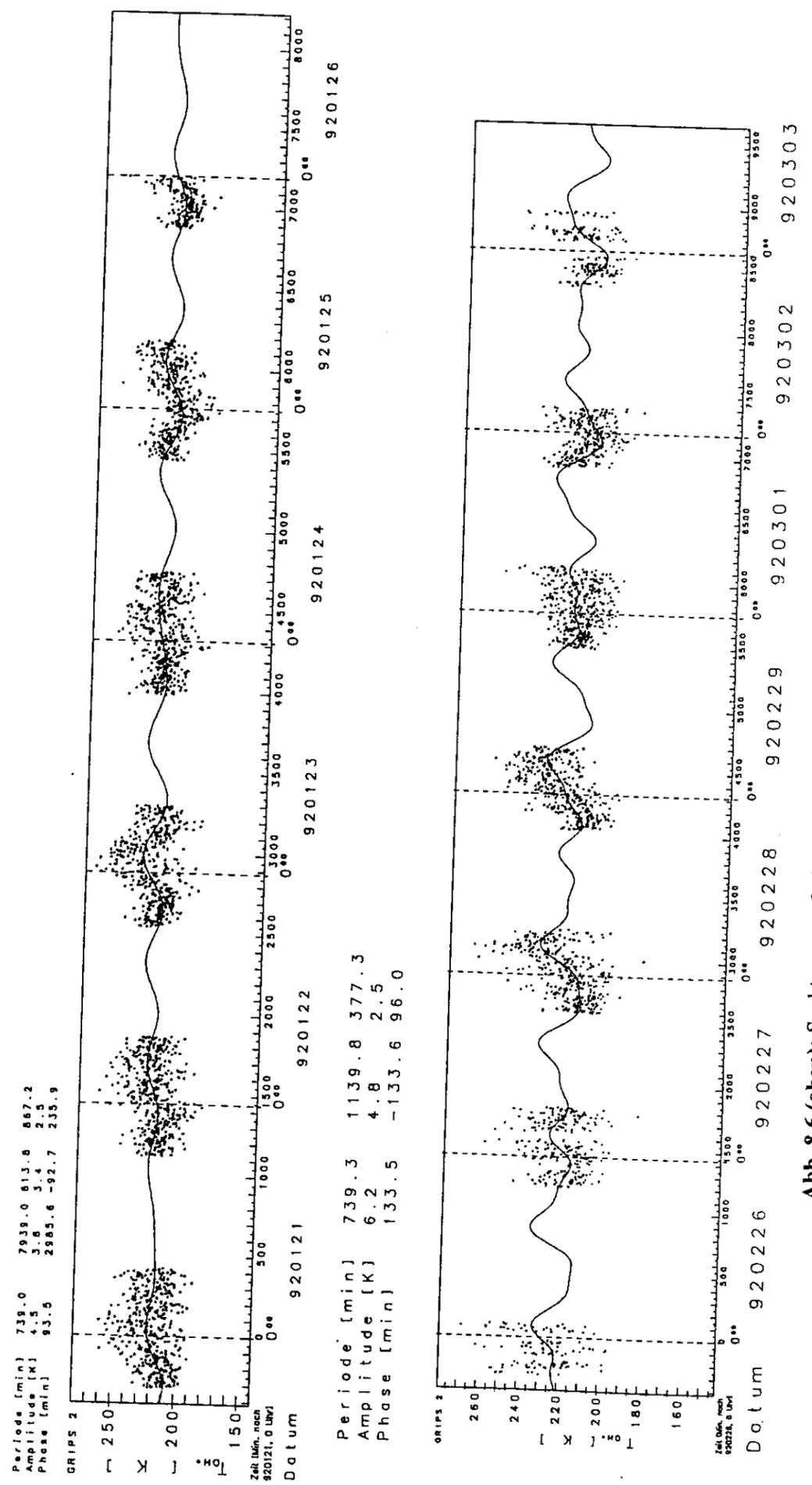
In fast allen Fällen liegt die dominante Periodendauer um 720 Minuten, also 12 Stunden, bei maximalen Abweichungen von zwei Prozent, mit mittleren Amplituden zwischen 4 und 7 K. Des weiteren treten häufig Periodendauern um 10 Stunden auf, so zu sehen in den Abbildungen 8.5, 8.6 und 8.8. Derartige Periodendauern sind in der Vergangenheit auch oftmals in Windmessungen beobachtet worden (Manson et al., 1982). Teitelbaum und Vial (TV, 1991) zeigen, daß diese durch die nichtlineare Wechselwirkung mit der quasiperiodischen 2-Tage Planetaren Welle (PW) hervorgerufen werden können. Im Januar 1991 (Abb. 8.5) und Januar 1992 (Abb. 8.6) ergibt die Analyse eine starke Periodendauer von rund 5 Tagen, was als Hinweis auf das Vorhandensein der entsprechenden PW gedeutet werden kann. Die von TV berechnete nichtlineare Wechselwirkung zwischen Gezeiten und einer 5-Tage-PW ergab Modulationen, die sich bei einer harmonischen Analyse in zusätzlichen Perioden von ca. 11 und 13 Stunden äußerten. Im Januar 1991 treten allerdings Perioden von 5 und 10 Stunden auf, welche also wahrscheinlich nicht auf diese Weise verursacht sein können. Dagegen könnten die 14,5- und 10,2-stündigen Perioden vom Januar 1992 schon eher eine Äußerung dieses Effektes sein.

**Tab. 8.1:** Dominante spektrale Signaturen in den Wintermonaten 1991 bis 1993. In der äußersten rechten Spalte bezieht sich der jeweils erste Wert auf Spektrometer 1, der zweite auf Spektrometer 2. Alle übrigen Werte entstammen Messungen von Spektrometer 2. Die Zeilen sind von oben nach unten nach sinkender Periodendauer geordnet.

	15.1.'91	29.1.'91	25.2.'91	11.3.'91	21.1.'92	26.2.'92	29.12.'92
	-	-	-	-	-	-	-
	19.1.'91	4.2.'91	28.2.'91	19.3.'91	26.1.'92	3.3.'92	5.1.'93
Per. [d]	4,7	1,5	0,8	1,8	5,5		
Amp. [K]	6,1	4,7	3,3	3,0	3,8		
Phase [std]	59,5	32,7	5,6	32,8	50,0		
Per. [std]					14,5	19,0	
Amp. [K]					2,5	4,8	
Phase [std]					1,6	16,8	
Per. [std]	12,1	12,1	11,9	11,9	12,3	12,3	11,9/11,8
Amp. [K]	4,0	7,3	9,3	4,5	4,5	6,2	7,0/6,1
Phase [std]	1,8	2,3	2,3	3,6	1,6	2,2	3,8/3,8
Per. [std]					10,2		10,6/10,5
Amp. [K]					3,4		3,1/2,3
Phase [std]					8,7		4,2/4,8
Per. [std]	9,75	7,3	8,8	9,1			9,6/9,5
Amp. [K]	3,0	3,3	5,5	2,0			3,0/2,8
Phase [std]	1,45	3,1	0,9	0,6			2,4/3,0
Per. [std]						6,3	
Amp. [K]						2,5	
Phase [std]						1,6	
Per. [std]	4,9	4,9	3,5	4,9			5,1/5,1
Amp. [K]	3,8	2,8	3,6	2,5			2,0/2,1
Phase [std]	1,3	1,9	1,2	4,4			-0,2/0,1



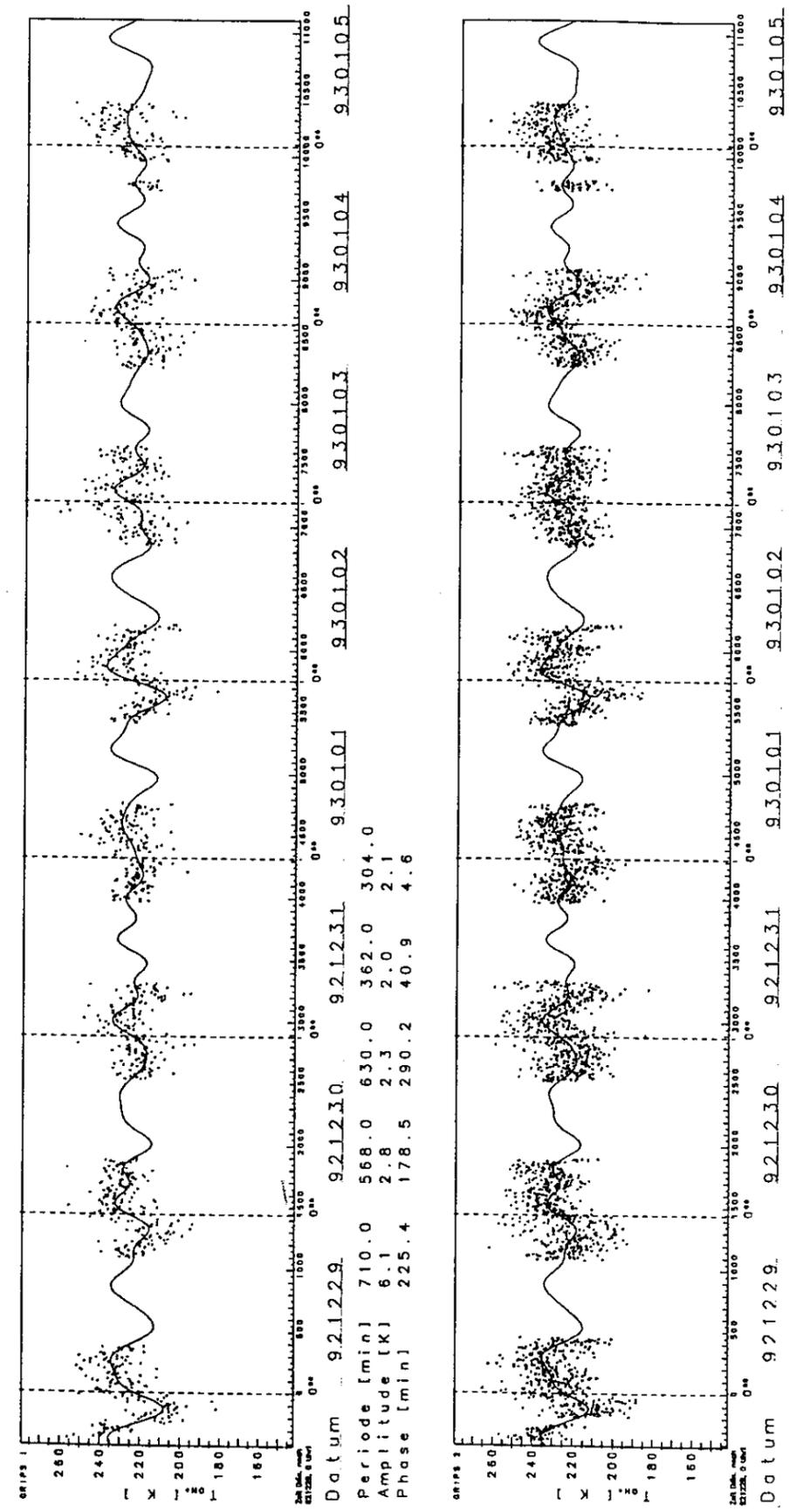
**Abb. 8.5:** Spektrometer 2. Oben: 15. bis 19. Januar 1991.  
Unten: 29. Januar bis 4. Februar 1991.  
Es wurden jeweils die vier stärksten spektralen Komponenten angepaßt.



**Abb. 8.6 (oben):** Spektrometer 2. 21. bis 26. Janua. 1992, es wurden die vier stärksten spektralen Komponenten angepaßt.

**Abb. 8.7 (unten):** Spektrometer 2. 26. Februar bis 3. März 1992, es wurden die drei stärksten

Periode [min]	712.0	633.0	575.0	362.0	305.0
Amplitude [K]	7.0	3.1	3.0	2.6	2.0
Phase [min]	225.6	251.5	141.8	51.8	-9.8



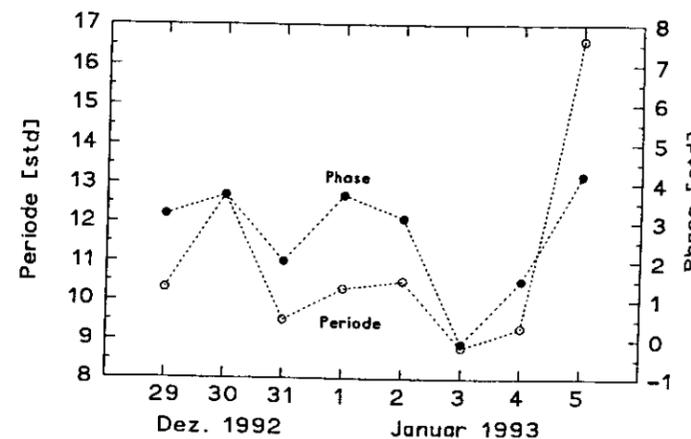
**Abb. 8.8:** Spektrometer 1 (oben), Spektrometer 2 (unten). 29. Dezember 1992 bis 5. Januar 1993, es wurden jeweils die fünf stärksten spektralen Komponenten angepaßt.

Interessante Rückschlüsse auf die Güte der OH\*-Messungen und deren Analyse in Bezug auf die Beobachtung kurzzeitiger Temperaturvariationen im Stundenbereich können aus der Parallelmessung beider Spektrometer zur Jahreswende 1992/93 gezogen werden. Extreme Hochdruckwetterlage erlaubte während neun aufeinanderfolgender Nächte jeweils mehr als 13-stündige Meßzeiten (Abb. 8.8).

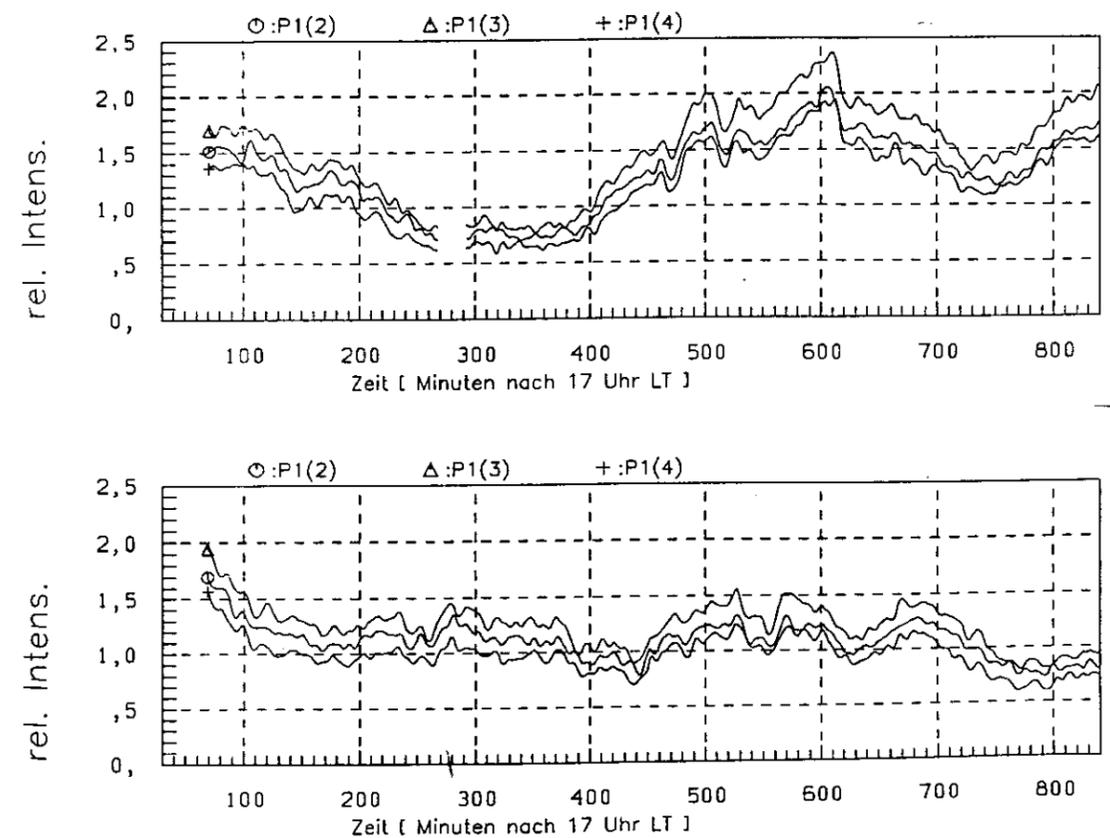
Analysiert man den gesamten Zeitraum zusammenhängend, stimmen die fünf stärksten spektralen Komponenten in Periodendauern und Phasenlage jeweils innerhalb weniger Minuten überein. Nur die gefundenen Amplituden sind bei der von Spektrometer 2 gelieferten Zeitreihe stets etwas kleiner, was sehr wahrscheinlich durch das bei diesem Gerät etwas größere Rauschen bedingt ist. Diese gute Übereinstimmung ist als Beweis dafür anzusehen, daß die mit den OH\*-Spektrometern gemessenen Temperaturvariationen, bis hinunter zu Perioden von mindestens 5 Stunden, atmosphärischen Ursprungs sind und nicht auf mögliche, gerätebedingte Drifterscheinungen zurückgehen. Weiterhin können offenbar atmosphärische Temperaturvariationen selbst mit Amplituden von 2 K, die sich scheinbar kaum vom Rauschen abheben, noch sicher identifiziert werden.

Es sind auch harmonische Analysen jedes einzelnen Meßtages (des Zeitabschnitts 1992/93) durchgeführt worden. Wiederum stimmen die stärksten spektralen Komponenten bei beiden Geräten in Perioden und Phasen gut überein. Im Gegensatz zur Analyse der gesamten Zeitreihe liegen die dominanten Periodendauern aber nicht konstant bei 12 Stunden, sondern wechseln von Tag zu Tag zwischen 9 und 13 Stunden. Zur Erklärung dieser Beobachtung kommen zwei Möglichkeiten in Frage. Aus Gezeitenmessungen in Winden ist bekannt, daß die Phasenlage der Gezeiten sich täglich in gewissen Grenzen ändern kann, wenn man streng die 12-Stunden Periode anpaßt. Ist die Periodendauer freier Parameter, lassen sich Phasen- und Frequenzänderung nicht voneinander unterscheiden, d.h. es kann die Phasenänderung auch als eine Frequenzmodulation der Gezeiten aufgefaßt werden. Wie in Abb. 8.9 zu sehen ist, sind tatsächlich Phasen- und Frequenzänderung miteinander korreliert.

**Abb. 8.9:** Die jeweils stärkste spektrale Komponente (offene Kreise) und ihre Phase (gefüllte Kreise) bei harmonischer Analyse der einzelnen Nächte der Jahreswende 1992/93. (Spektrometer 1)

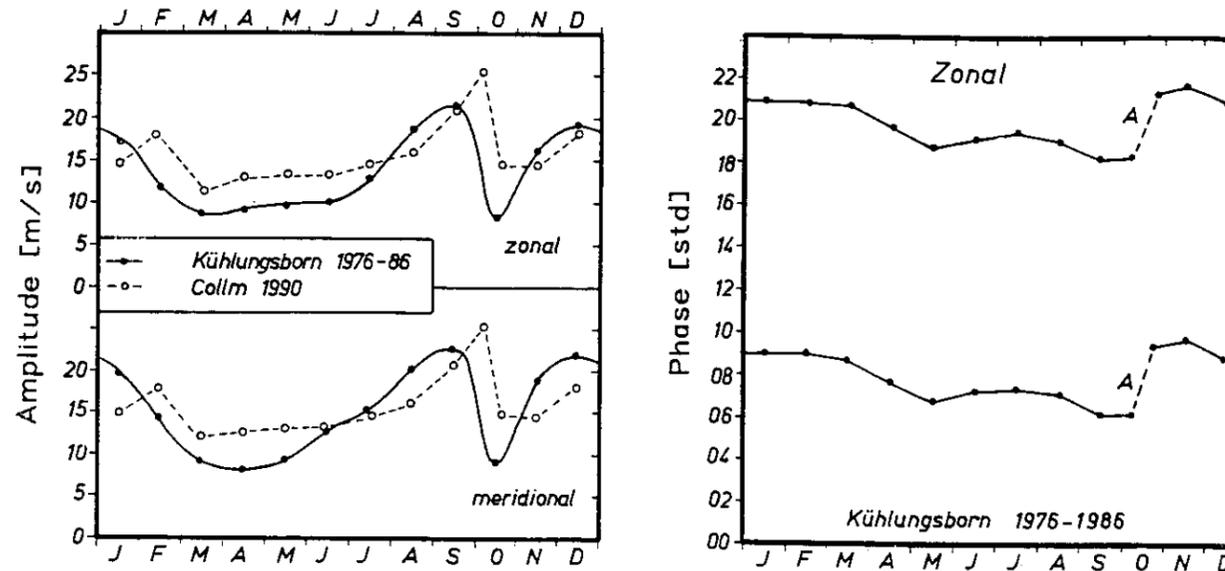


Die Ursachen dieser Modulationen können natürlich vielfältiger Natur sein. Weiterhin könnte dieser Effekt auch teilweise gerätebedingt sein. Im analysierten Zeitraum waren sehr unterschiedlich starke nächtliche Intensitätsgänge in den OH\*-Emissionen sichtbar. Als Beispiel mag die Abbildung 8.10, welche die Nächte zum 30. und zum 31. Dezember 1992 einander gegenüberstellt, dienen. Als Folge dieses Intensitätsganges variiert das Signal-zu-Rausch-Verhältnis während der Nacht, was nach Kap. 2.2 einen sich ändernden systematischen Fehler in der Temperaturbestimmung bedingt. Sinkende Intensitäten würden geringfügig ansteigende Temperaturen verursachen und umgekehrt. Dieser Fehler wird sich der gezeitenbedingten Temperaturvariation überlagern und sie verfälschen. (Die beobachteten Gezeiten können allerdings nicht allein dadurch verursacht, also ein Artefakt sein, da eine Phasenverschiebung zwischen Intensitätsminimum und Temperaturmaximum besteht.) Die Intensitätsvariationen wurden bisher noch nicht im Hinblick auf Periodizitäten analysiert.



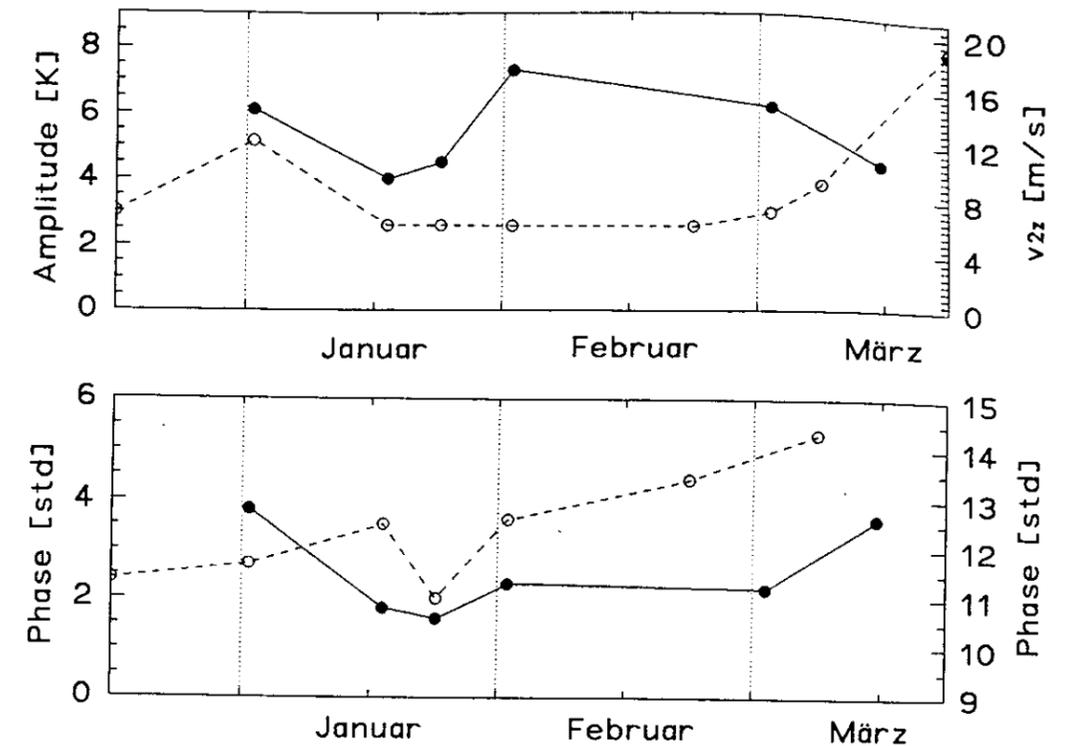
**Abb. 8.10:** Spektrometer 2, relative Intensitätsverläufe der Nächte zum 30. (oben) und 31. (unten) Dezember 1992. Die Kurven stellen das Ergebnis einer Glättung mit einem Tiefpaßfilter einer unteren Grenzperiode von rund 9 Minuten ( $\approx 6$  Punkte) dar.

Mit den vorliegenden Daten aus den Wintermonaten der letzten zwei Jahre wurde schließlich versucht, eine kleine Klimatologie der in der OH\*-Schicht sichtbaren Gezeiten zu erstellen. Als Anregung dienen die bekannten Jahresgänge der Amplituden und Phasen des halbtägigen Gezeitenwindes, wie sie an verschiedenen Stationen erstellt worden sind (Abb. 8.11).



**Abb. 8.11:** Links: Jahresgang der Amplitude des halbtägigen Gezeitenwindes in 90-100 km Höhe nach Messungen an den Stationen Kühlungsborn und Collm. Rechts: Jahresgang der Phase der Zonalkomponente des halbtägigen Gezeitenwindes (Zeitpunkt des Maximums) nach Meteorwindmessungen in Kühlungsborn (A: in Einzeljahren beobachtbare schnelle Phasenvariationen). Nach Greisiger, 1992.

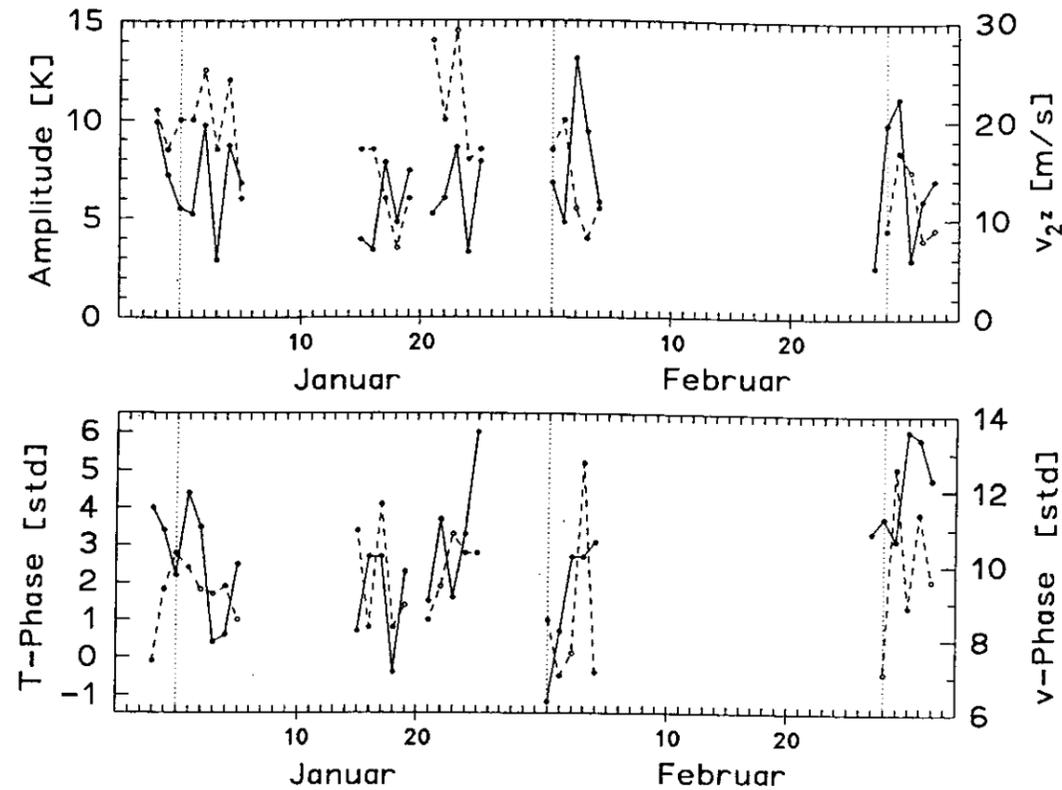
Dazu sind verschiedene Ansätze erprobt worden. Einerseits wurden die Ergebnisse der harmonischen Analysen, d.h. die Amplituden und Phasen der 12-Stunden-Komponente, sofern sie sich als dominant erwies, der jeweils kompletten obengenannten Zeiträume als Mittelwerte für die einzelnen Monatsabschnitte gewertet und diese Monatswerte aller Jahre gemeinsam aufgetragen (Abb. 8.12). Weiterhin sind dann auch die einzelnen Nächte analysiert worden, um ein Bild von den täglichen Variationen zu erhalten. Schließlich bot sich ein Vergleich mit aus den gleichen Zeiträumen vorliegenden Daten der Station Collm (52°N, 15°O) an (siehe Kap. 7), die auf fast demselben Breitengrad wie Wuppertal (51°N, 7°O) liegt. Dort werden ebenfalls täglich die halbtägigen Gezeitenkomponenten in den Winden zwischen 82 und 100 km analysiert, sowie Monatsmittelwerte mit 2,5 km Höhenauflösung herausgegeben. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 8.12 und 8.13 zusammengestellt. Es sind jeweils die Resultate der Analysen der Temperaturen in der OH\*-Schicht (durchgezogene Linien) denjenigen in den Winden (gestrichelt) zu annähernd den gleichen Zeiten gegenübergestellt.



**Abb. 8.12:** 12-Stunden-Gezeitenkomponente in den Wintermonaten der Jahre 1991 bis 1993 als mehr- (mind. 5-) tägiger Mittelwert. Amplituden (oben) und Phasen (unten) der OH\*-Temperaturen über Wuppertal (gefüllte Symbole, linke Ordinaten) und des zonalen Gezeitenwindes ( $v_{2z}$ ) bei 85 km über Collm (offene Symbole, rechte Ordinaten) während annähernd gleicher Zeitintervalle. Die Phase bezeichnet den Zeitpunkt des Maximums.

Während die Mittelwerte der Amplituden der 12-Stunden-Komponente (Abb. 8.12, oben) in den Winden in Januar und Februar wenig Variationen zeigen, gilt dies nicht für die Temperaturdaten. Eine Korrelation beider Größen ist nicht zu erkennen. Etwas anders liegen die Verhältnisse in den Phasen (Abb. 8.12, unten). Hier sind die Winddaten stärker variabel, es tritt aber ein qualitativ ähnlicher Verlauf in den Temperaturen auf.

Erwartet werden sollte zunächst eine konstante Phasenbeziehung zwischen den Gezeiten in den Winden und den Temperaturen, die aber offensichtlich nicht immer gegeben ist. In mehreren Fällen sind beide Größen wenigstens näherungsweise in Phase, diese liegt dann zwischen ein und zwei Uhr. Leider liegen keine Angaben zur Güte der Analysen der Winddaten vor. Weiterhin wird ein Vergleich dadurch erschwert, daß die Analyseergebnisse der Winddaten nur für vorgegebene Tage, im allgemeinen halbe oder ganze Monate, zur Verfügung standen, die sich nicht immer mit den Zeitintervallen der Temperaturmessung deckten. Immerhin läßt sich für die Gezeiten in den Temperaturen feststellen, daß über die wenigen bisher analysierten Jahre eine Kontinuität in den mittleren Amplituden und Phasen herrscht, die einen vielversprechenden Ansatz für weitere Untersuchungen in dieser Richtung bietet.



**Abb. 8.13:** Tägliche 12-Stunden-Gezeitenkomponente während für OH\*-Messungen günstiger Meßbedingungen in den Wintermonaten der Jahre 1991 bis 1993. Amplituden (oben) und Phasen (unten) der OH\*-Temperaturen über Wuppertal (durchgezogene Linien, linke Ordinaten) und des zonalen Gezeitenwindes ( $v_{2z}$ ) über Collm (gestrichelt, rechte Ordinaten). Die Reflexionshöhe des zur Windgeschwindigkeitsmessung benutzten Radiosignals kann täglich zwischen 90 und 100 km schwanken.

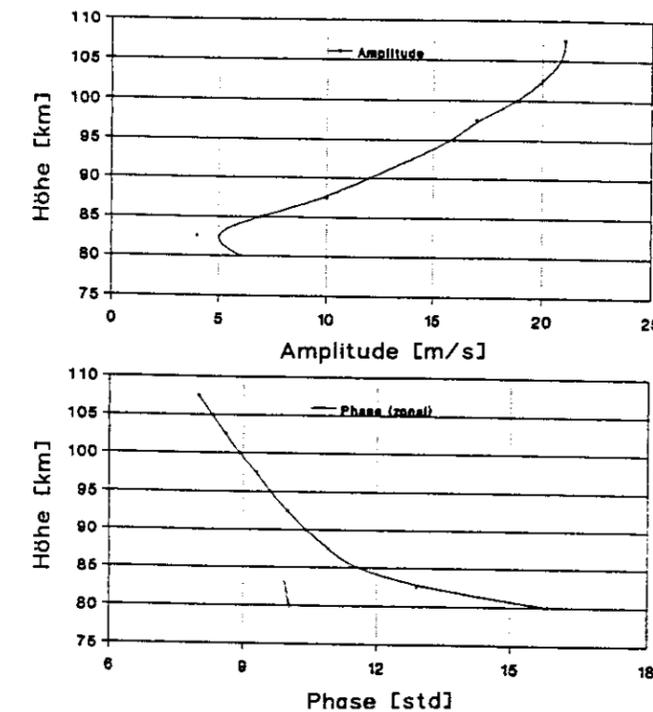
Die in Abb. 8.13 wiedergegebenen Ergebnisse der Analyse einzelner Tage von OH\*-Temperaturmessungen sind, um die Vergleichbarkeit mit den Windanalysen zu gewährleisten, auf eine etwas andere Weise als zu Anfang des Kapitels beschrieben, gewonnen worden. Wie weiter vorne gesagt, ergibt die harmonische Analyse einzelner Tage aufgrund der Frequenz- oder Phasenmodulation in den Gezeiten Periodendauern zwischen 10 und 13 Stunden (mit entsprechenden Phasenvariationen). Die Winddaten werden dagegen immer in der Weise analysiert, daß streng die einzelnen Harmonischen der Gezeiten angepaßt werden (Schminder und Kürschner, 1990). Daher ist hier ebenfalls nur die genau 12-stündige Gezeitenkomponente angepaßt worden.

Es treten von Tag zu Tag erhebliche sowohl Amplituden- als auch Phasenvariationen in beiden atmosphärischen Parametern auf. Bei Betrachtung des oberen Bildteils ist zwar kein unmittelbarer Zusammenhang zwischen der Größe der Wind- und der Temperaturamplitude zu erkennen, jedoch zeigen die Variationen teilweise ähnliche Strukturen, am deutlichsten in den Daten von Ende Dezember/Anfang Januar (1992/1993).

Die Phasenvariationen erscheinen sehr heterogen und zusammenhanglos. Auffällig ist aber, daß die Bereiche, in denen die Phasen während der einzelnen Zeiträume variieren, jeweils annähernd gleichgroß sind und die mittleren Zeitpunkte, um welche die Variationen stattfinden, für Temperatur und Windgeschwindigkeit einen ungefähr konstanten Abstand im Verlauf der gezeigten Monate haben.

Für die veränderliche Korrespondenz zwischen Temperatur- und Windgezeitenmessungen läßt sich als wichtige Fehlerquelle die ungenaue Information über den Höhenbereich, aus dem die Daten stammen, ausmachen. Zum einen ist die OH\*-Schicht relativ weit in der Höhe ausgebreitet, zum anderen ist die Höhenlage, aus der die Windinformation stammt, täglichen Veränderungen zwischen 90 und 100 km unterworfen. Vom Observatorium Collm werden höhenaufgelöste Monatsmittelwerte der halbtägigen Amplitude und Phase im Wind herausgegeben, von denen Abb. 8.14 als Beispiel die Werte von Dezember 1992 zeigt.

Eine Veränderung in der Höhe um einige km hat eine Veränderung der Amplitude von mehreren zehn Prozent und eine Veränderung der Phase um Werte im Stundenbereich zur Folge. Starke tägliche Amplituden und Phasenvariationen können also schon durch diese Höhenvariation hervorgerufen werden, bzw. sie überlagert sich den Gezeitenvariationen. Ob ähnliche und womöglich gleichsinnige Höhenvariationen in der OH\*-Schicht auftreten, ist unbekannt.



**Abb. 8.14:** Höhen-Wind-Profile über Collm, Dezember 1992. Amplitude (oben) und Phase (unten) des halbtägigen Gezeitenwindes.

Von Myrabo und Harang (1988) liegen Gezeitenanalysen anhand von Temperaturmessungen im OH\*-Airglow aus winterlichen Breiten zwischen 60 und 80°N vor, die einen guten Vergleich zu den Wuppertaler Messungen bieten. Sie fanden Amplituden zwischen 2 und 4 K in der dort ebenfalls gegenüber anderen Schwingungen dominanten 12-stündigen Gezeitenkomponente mit einer Phase zwischen 0 Uhr und 1 Uhr MEZ. Die Station befand sich bei 20° östlicher Länge, die Phase sollte also fast eine Stunde derjenigen in Wuppertal (7°O) vorausseilen. Wie in Abb. 8.12 zu sehen ist, liegen tatsächlich die Wuppertaler Phasen bei zwei Uhr im Januar und Februar, was die Ergebnisse recht gut miteinander verträglich macht. Die Amplitudenzunahme nach Süden, bei Wuppertaler Amplituden von 4 bis 6 K, steht zumindest qualitativ im Einklang mit den Gezeitentheorien.

Die Autoren geben des weiteren eine Relation zur Umrechnung von Windgeschwindigkeiten in Temperaturänderungen (zitiert nach Hines, bzw. Krassovsky und Shefov) an:

$$\Delta T/T \sim \pm i (\gamma - 1)^{0,5} v/c \quad (8.3)$$

wobei  $\Delta T$  die Temperaturänderung ist,  $T$  die ungestörte Temperatur,  $i$  die imaginäre Einheit, welche die Phasenverschiebung zwischen Windgeschwindigkeit und Temperaturfeld repräsentiert,  $\gamma$  das Verhältnis der spezifischen Wärmen,  $v$  die Windgeschwindigkeit und  $c$  die Schallgeschwindigkeit. Setzt man für die Schallgeschwindigkeit in diesen Höhen 258 m/s, für  $\gamma$  den Wert 1,4, für die mittlere Temperatur im Winter 220 K und die Temperaturamplitude 4 K ein, ergibt sich eine mittlere Windamplitude von rund 7,5 m/s, also ungefähr ein Wert wie er bei der Station Collm in vielen Fällen gemessen wurde (siehe Abb. 8.12). Im Gegensatz zu Gl. 8.3, die eine Phasenverschiebung zwischen Wind und Temperatur von 90° (also drei Stunden) angibt, sind hier allerdings eher übereinstimmende Phasen gefunden worden.

Es wurde auch versucht, OH\*-Temperaturmessungen der Sommermonate auf Gezeiten zu untersuchen. Wegen des schon oben beschriebenen Problems der kurzen Meßzeiten ist die Analyse schwierig und liefert oftmals nicht eindeutige oder falsche Ergebnisse. Eine rein qualitative Betrachtung der Temperaturzeitreihen, die ja im Sommer die Stunden um Mitternacht, also ungefähr des Umkehrpunktes der Gezeitenwelle umfassen, ergibt, daß anscheinend nur eine geringe Gezeitenaktivität vorhanden ist, abweichend zu den Vorhersagen der Gezeitentheorien.

Abschließend läßt sich sagen, daß, wenn günstige Meßbedingungen vorliegen, die Wuppertaler Spektrometer gut geeignete Meßsysteme zur Bestimmung von Gezeiteneffekten in der Höhenregion um 85 km darstellen. Dieser bisher wenig beachteten Tatsache sollte in Zukunft verstärkte Aufmerksamkeit geschenkt werden.

## 9. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit behandelt neben einer kurzen Beschreibung des Verfahrens zur Messung der Infrarotemissionen atmosphärischer OH\*-Radikale mittels spektrometrischer Methoden und deren Nutzung zur Ableitung von Temperaturen bei 86 km Höhe verschiedene neue Aspekte der seit mehr als zehn Jahren fast kontinuierlich arbeitenden beiden Wuppertaler OH\*-Meßsysteme.

Das weitgehend automatisierte Datenaufnahme- und Auswertungsverfahren wurde auf Fehlermöglichkeiten untersucht, wobei das rauschabhängige Auftreten eines systematischen Fehlers in der Temperaturbestimmung von durchschnittlich 3 K gefunden wurde. Alternativen zum bisherigen Verfahren konnten aufgezeigt und Korrekturmöglichkeiten vorgeschlagen werden. Zur Überprüfung der Stabilität der beiden verwendeten Spektrometer ist eine erneute Kalibrierung ihrer relativen spektralen Empfindlichkeit mit größerer Genauigkeit als in der Vergangenheit durchgeführt worden.

OH\*-Meßdaten aus verschiedenen Breiten, die während der DYANA-Kampagne aufgenommen worden sind, wurden auf Breiten- und Jahresgang untersucht. Es traten erhebliche Abweichungen zum CIRA '90-Modell auf. Weiterhin wurden diese Daten auf Korrelationen mit stratosphärischen und troposphärischen Parametern getestet, wobei sich nur wenige eindeutige Korrelationen bemerkbar machten.

Eine fast einjährige Parallelmessung zwischen Spektrometer 1 und einem Rayleigh-Lidar in Biscarosse, Frankreich, wurde vorgestellt und die Temperaturwerte verglichen. Die auftretende mittlere systematische Abweichung zwischen den Verfahren von rund 10 K kann vermutlich jeweils zur Hälfte auf verschiedene Fehlerquellen beider Geräte zurückgeführt werden. Anfang des Jahres 1991 ist eines der Spektrometer bei Kiruna, Schweden, betrieben worden, während das andere in Wuppertal blieb, was einen Vergleich der Temperaturverläufe in beiden Breiten ermöglichte. Die CIRA '90-Modellwerte geben diese qualitativ wieder, liegen aber um rund 20 K tiefer. Ein Vergleich mit der aus einer in-situ-Messung der 15 µm CO<sub>2</sub>-Bande durch ein raketentragenes Spektrometer abgeleiteten Temperatur in Höhe der OH\*-Schicht ergab, daß die CO<sub>2</sub>-Temperatur um rund 20 K tiefer lag als die mittlere OH\*-Temperatur. Da die OH\*-Messungen erst 45 min. nach dem Raketenflug begannen, konnte die Ursache dieser Abweichung nicht eindeutig geklärt werden.

Die Untersuchung der OH\*-Temperatur auf Korrelationen mit troposphärischen Größen und Winden in 95 km Höhe ergab ein negatives Resultat.

Schließlich wurden Gezeitenvariationen in den OH\*-Temperaturen während der Wintermonate der Jahre 1991 bis 1993 vorgestellt und damit die gute Eignung der Wuppertaler Spektrometer zu deren Messung demonstriert. Ein Vergleich mit entsprechenden Windmessungen in Collm ergab wenige Übereinstimmungen, während sich Konsistenzen mit Veröffentlichungen zu ähnlichen Temperaturmessungen in höheren Breiten ergaben.



## A 2. Abschätzung des systematischen Fehlers der Temperaturmittlung

Nach den Formeln für die lineare Regression erhält man für die Temperatur  $T_{\text{reg}}$  aus Gleichung 2.3 einen Ausdruck der Form

$$T_{\text{reg}} = \frac{F}{A - \sum_{i=1}^3 \tilde{F}_i \ln U_i}, \quad \text{mit} \quad F = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^3 \tilde{F}_i^2 \quad \text{und} \quad \sum_{i=1}^3 \tilde{F}_i = 0, \quad \text{A.1}$$

wobei der Index  $i$  die drei gemessenen Spektrallinien repräsentiert, die  $\tilde{F}_i$  aus den Übergangsenergien hervorgehen,  $k$  die Boltzmannkonstante ist,  $A$  die Einsteinkoeffizienten und die Quantenzahlen enthält und die  $U_i$  die bei den drei Linien gemessenen Ausgangsspannungen sind. Ist Rauschen vorhanden, setzt sich  $U_i$  aus dem ungestörten Wert  $U_{0i}$  und dem symmetrisch um Null schwankenden Rauschen  $U_{ri}$  zusammen und es folgt

$$T_{\text{reg}} = \frac{F}{A - \left[ \sum_{i=1}^3 \tilde{F}_i \ln(U_{0i} + U_{ri}) \right]} \quad \text{A.2}$$

Das Rauschen läßt sich für physikalisch sinnvolle Meßwerte als Bruchteil der Spannung  $U_{0i}$  schreiben:

$$U_{ri} = f_{ri} \cdot U_{0i}; \quad -1 \ll f_{ri} \ll 1. \quad \text{A.3}$$

Im Logarithmus läßt sich dann  $U_{0i}$  ausklammern und der Teil, der  $f_{ri}$  enthält, nach  $f_{ri}$  entwickeln. Es folgt in guter Näherung:

$$T_{\text{reg}} = \frac{F}{A - \sum_{i=1}^3 \tilde{F}_i \ln U_{0i} - \sum_{i=1}^3 \tilde{F}_i \cdot f_{ri}} \quad \text{A.4}$$

Für die folgenden Betrachtungen soll der einfachste Fall einer stets konstanten Temperatur vorausgesetzt werden, sodaß die ersten beiden Terme im Nenner der obigen Gleichung durch die Konstante  $U > 0$  ersetzt werden können. Weiterhin kann für die Rauschspannung eine Normalverteilung mit der Streuung  $\sigma_u$  angenommen werden. Die  $f_{ri}$  sind dann ebenfalls normalverteilt mit den Streuungen  $\sigma_i = \sigma_u / U_{0i}$ , sowie die die  $f_{ri}$  enthaltende Summe in Gleichung A.4 mit der Streuung

$$\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^3 (\sigma_i \tilde{F}_i)^2} = \sigma_u \sqrt{\sum_{i=1}^3 \left( \frac{\tilde{F}_i}{U_{0i}} \right)^2} \quad \text{A.5}$$

Dem Nachtmittelwert der Temperatur nach dem bisherigen Auswerteverfahren entspricht nun der Erwartungswert ET der Verteilung der Temperatur  $T$ , berechnet nach einer Gleichung der

Form

$$T = \frac{F}{U - x}, \quad \text{mit} \quad x = \sum_{i=1}^3 \tilde{F}_i \cdot f_{ri}. \quad \text{A.6}$$

Um zu analytisch auswertbaren Ausdrücken zu gelangen und noch einem Aspekt des Meßprogramms Rechnung zu tragen, muß für die Verteilung  $f(x)$  von  $x$  noch eine weitere Bedingung angenommen werden. Der Betrag von  $x$  muß wesentlich kleiner als  $U$  sein, da sich ansonsten physikalisch sinnlose Temperaturen ergeben würden. Solche Fälle werden vom Meßprogramm automatisch ausgesondert, sodaß das in die Messung eingehende Rauschen nur Werte innerhalb eines abgeschlossenen Intervalls annehmen kann. Gleichzeitig liegen aber *alle* aufgenommenen Werte innerhalb dieses Intervalls. Die gaußförmige Verteilungsfunktion von  $x$  wird daher folgendermaßen normiert:

$$N \cdot \int_{-\xi}^{\xi} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} dx = 1 \quad \text{A.7}$$

$N$  ist hierbei der Normierungsfaktor für das endliche Intervall  $[-\xi, \xi]$  der möglichen Rauschwerte, mit  $U > \xi \geq 0$ . Damit folgt für die Verteilung  $h(T)$  von  $T$  (z.B. Bosch, 1992):

$$h(T) = \frac{F \cdot N}{T^2} \cdot e^{-\frac{(U-F)^2}{2\sigma^2}} \quad \text{A.8}$$

Der Erwartungswert von  $T$  ist dann:

$$ET = F \cdot N \cdot \int_{\frac{U-F}{\sigma}}^{\frac{U+F}{\sigma}} \frac{T}{T^2} \cdot e^{-\frac{(U-F)^2}{2\sigma^2}} dT \quad \text{A.9}$$

Die Substitution  $x = U - F/T$  und Ausklammern von  $U$  liefert:

$$ET = \frac{F \cdot N}{U} \cdot \int_{-\xi}^{\xi} \frac{1}{1 - \frac{x}{U}} \cdot e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} dx \quad \text{A.10}$$

Wegen  $|x/U| < 1$  läßt sich der Bruch entwickeln und das Integral als Reihensumme ausdrücken:

$$ET = \frac{F \cdot N}{U} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \int_{-\xi}^{\xi} \left(\frac{x}{U}\right)^{2n} \cdot e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} dx \quad \text{A.11}$$

Die Integrale, welche ungerade Potenzen von  $x/U$  enthalten, verschwinden sämtlich. Mit der Normierungsbedingung A.7 folgt für den ersten Summanden:

$$ET = \frac{F}{U} \left\{ 1 + N \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{U^{2n}} \int_{-\xi}^{\xi} x^{2n} \cdot e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} dx \right\} \quad \text{A.12}$$

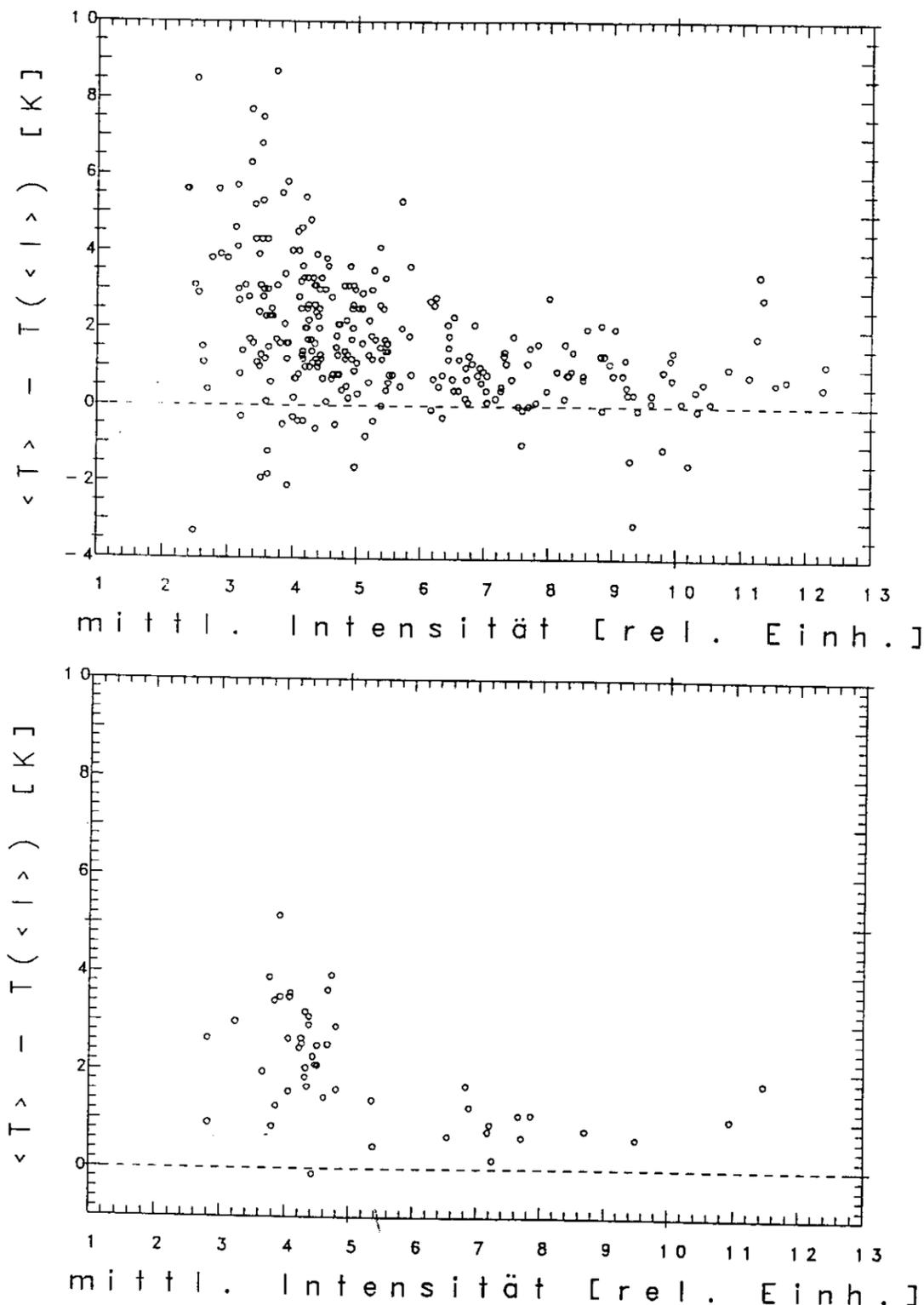
Man sieht, daß bei verschwindendem Rauschen ( $\xi \rightarrow 0$ ) der Erwartungswert den "wahren" Temperaturwert  $F/U$  annimmt. Die Integralsumme ist positiv, da die Integranden stets positiv sind, was zur Folge hat, daß das Rauschen immer eine scheinbare Temperaturerhöhung zur Folge hat. Um die Größenordnung dieses Effektes abzuschätzen, wird noch ein weiteres Glied der Reihe berechnet, wobei näherungsweise  $\xi$  gegen Unendlich gehen kann, weil  $\xi \gg \sigma$  ist und daher der Integrand für  $x > \xi$  sehr schnell verschwindet. Es ist dann

$$ET = \frac{F}{U} \left\{ 1 + \left( \frac{\sigma}{U} \right)^2 + N \cdot \sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{U^{2n}} \int_{-\xi}^{\xi} x^{2n} \cdot e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} dx \right\} \quad \text{A.13}$$

und  $\sigma/U$  läßt sich mit den Gleichungen A.5 und A.1 umformen in:

$$\frac{\sigma}{U} = \frac{kT}{\sum_{i=1}^3 \tilde{F}_i^2} \cdot \sqrt{\sum_{i=1}^3 \left( \frac{\sigma_u \tilde{F}_i}{U_{0i}} \right)^2} \quad \text{A.14}$$

Der Wert  $U_{0i} / \sigma_u$  gibt das Signal-zu Rausch-Verhältnis bei der Messung der  $i$ -ten Linie an. Setzt man für die  $U_{0i}$  Spannungswerte aus typischen Messungen ein, für  $T$  die dazugehörige Temperatur und für  $\sigma_u$  einen Wert, den man aus einer Rauschmessung erhält, ergeben sich für  $(\sigma / U)^2$  bei Spektrometer 1 Beträge zwischen 0,005 und 0,01.



**A.3.** Spektrometer 1, Streudiagramm der Differenzen zwischen stündlichen Mittelwerten aus Einzeltemperaturen und Temperaturen aus dem Resultat der Überlagerung der während einer Stunde gemessenen Spektren, gegen die mittlere Intensität (oben). Im unteren Bild sind die Stundenmittel an den jeweiligen Tagen zu Nachtmitteln zusammengefaßt. Dies sind die korrespondierenden Bilder zu den Abbildungen 2.5 und 2.6.

#### A 4. Korrektur des durch das Peaksuchverfahren bedingten systematischen Fehlers

Wie gezeigt wurde, ist es sinnvoller, zunächst die Spektren selbst über einen geeigneten Zeitraum (bei den bisherigen Untersuchungen eine Stunde) zu mitteln, um daraus Temperaturen zu berechnen, als jedes Einzelspektrum zur Temperaturberechnung zu benutzen, weil auf diese Weise der durch das Rauschen verursachte systematische Fehler verringert wird. Das ist bei Spektrometer 2 seit Januar, bei Spektrometer 1 seit August 1992 möglich. Es bleibt die Frage, wie mit den vorher in großer Anzahl gemessenen Daten zu verfahren ist, allein um die Kontinuität in den Temperaturen zu wahren.

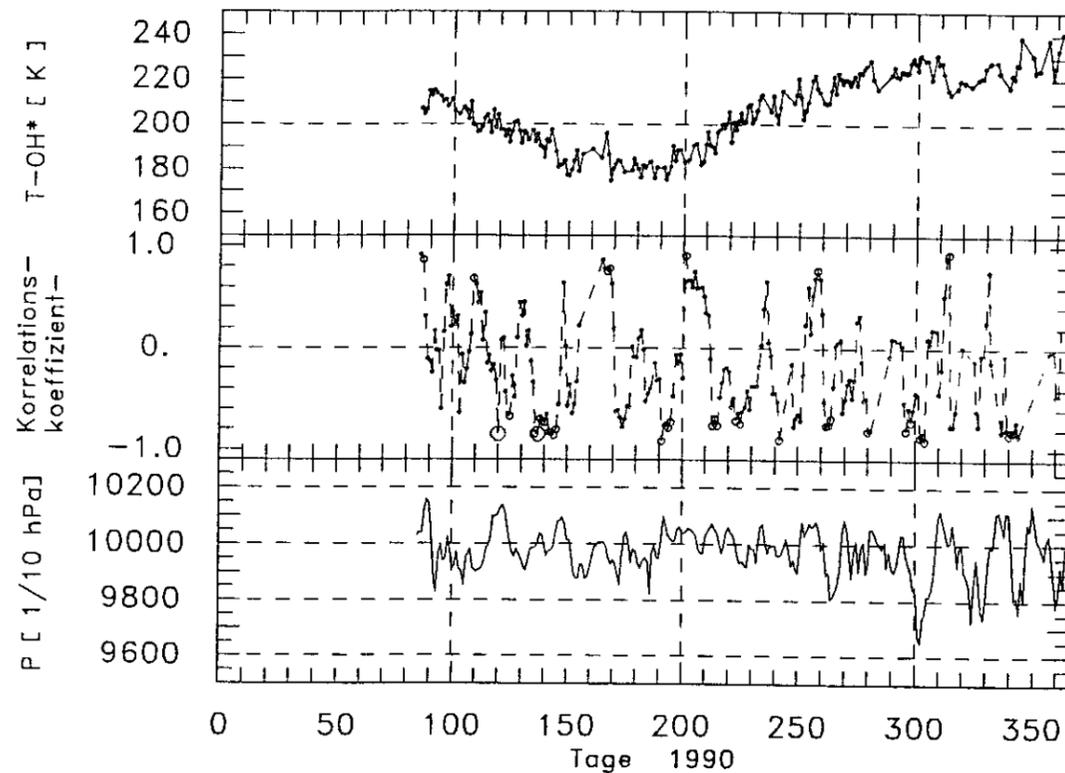
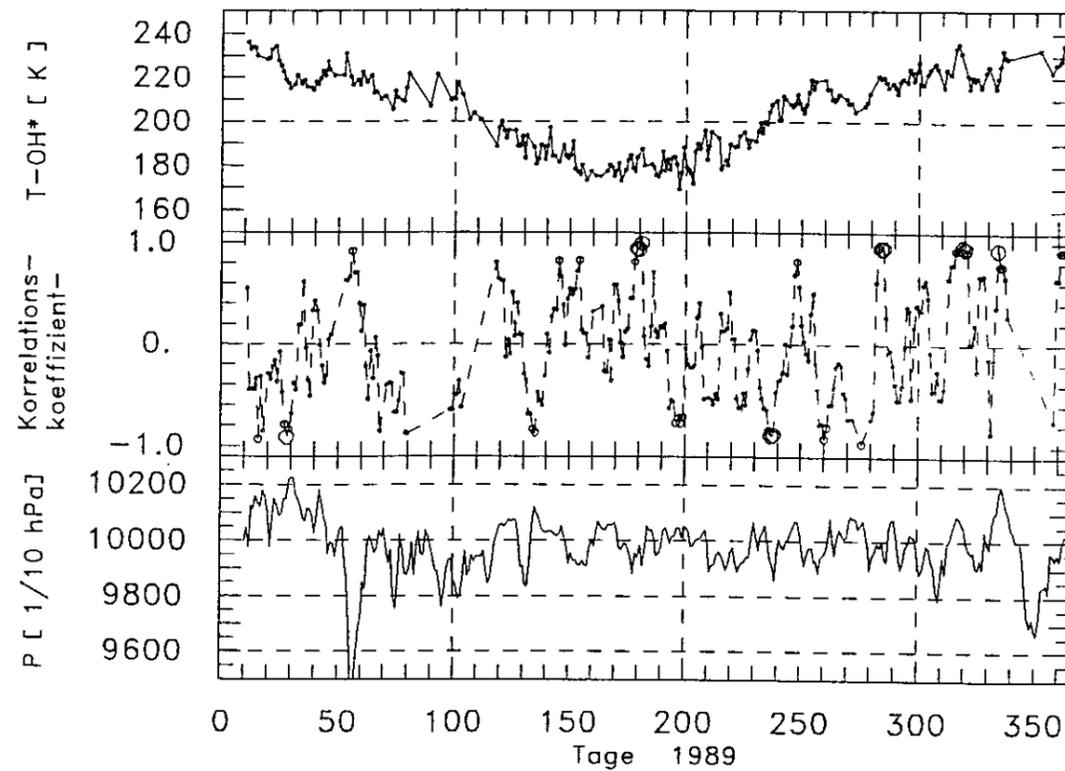
Im folgenden wird eine Methode zur Korrektur der alten Daten vorgeschlagen, die ansatzweise bereits erprobt wurde und die sich weitgehend automatisieren läßt.

Es erscheint zunächst naheliegend, anhand der gezeigten Streudiagramme einen funktionalen Zusammenhang zwischen gemessener Intensität und systematischer Temperaturabweichung abzuleiten, indem man eine mittelnde Kurve an die Punkte anpaßt. Die älteren Temperaturmessungen könnten dann, in Abhängigkeit von der jeweiligen Intensität, nach unten korrigiert werden. Die Intensität spielt hierbei die Rolle eines Maßes für das Signal-zu-Rausch-Verhältnis, welches die eigentliche, den Korrekturwert bestimmende Größe darstellt. Dieses Verfahren ist anwendbar, solange die Größe der Proportionalität zwischen Intensität und Signal-zu-Rausch-Verhältnis für alle früheren Messungen dieselbe war, wie für diejenigen, die in das Diagramm eingegangen sind. Es zeigt sich aber, daß die Größe des Rauschens zeitweise aufgrund von Gerätefehlern schwanken kann, was die direkte Kenntnis des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses erforderlich macht, also der Streuung der Intensitäten. Um zu vermeiden, daß die tatsächlichen Intensitätsvariationen aufgrund atmosphärischer Bedingungen in die Streuung eingehen, sollten die Intensitätszeitreihen tiefpaßgefiltert werden (Bloomfield, 1977) und die Streuung aus den Abweichungen der Rohdaten von den gefilterten Daten bestimmt werden. Bei der Wahl der oberen Grenzfrequenz des Tiefpasses wird davon ausgegangen, daß aufgrund der Größe des betrachteten Atmosphärenvolumens kurzzeitige ( $\leq 15$  min.) Intensitätsschwankungen allein auf das Geräterauschen zurückzuführen sind und die Streuung der kurzperiodischen Rauschanteile dieselbe ist wie diejenige des gesamten Rauschens.

Es kann nun näherungsweise angenommen werden, daß die gefilterte Zeitreihe den Verlauf der realen Intensitätsänderungen darstellt (inklusive einer systematischen Verschiebung).

Dieser gefilterte Verlauf wird benutzt, um den Meßprozeß teilweise zu simulieren, indem die einzelnen Intensitätswerte mit der Spektrometerprofilfunktion multipliziert und anschließend verrauscht werden. Die erhaltenen künstlichen Spektren können dann mit dem üblichen Meßprogramm bearbeitet, wieder gefiltert und deren Streuung mit der Streuung der Originaldaten verglichen werden. Das den künstlichen Spektren überlagerte Rauschen - es sollte vorzugsweise ein über mehrere Stunden gemessener wirklicher Rauschverlauf verwendet werden - wird solange in seiner Größe verändert, bis die beiden Streuungen übereinstimmen. Die mittlere Abweichung des unverrauschten simulierten Intensitätsverlaufs vom verrauschten liefert

dann den Wert, um den die Originalintensitäten vor der Temperaturberechnung nach unten korrigiert werden müssen. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, daß ein dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis äquivalentes Maß aus dem Datensatz selbst berechnet werden kann, mit welchem sich der Korrekturwert ermitteln läßt, und keine absoluten Rausch- und Intensitätswerte benötigt werden. Eine Schwierigkeit könnte in der Wahl der richtigen Grenzfrequenz des Tiefpaßfilters liegen, falls sich daran eine starke Abhängigkeit der Streuung zeigte.



**A 5.** Korrelation zwischen dem Tagesmittel des Bodenluftdrucks (jeweils unterer Bildteil) und OH\*-Temperatur (oberer Bildteil), Wuppertal, in den Jahren 1989 und 1990, innerhalb 7-tägiger Zeitabschnitte. In den mittleren Bildteilen sind die Korrelationskoeffizienten angegeben. Große Symbole bezeichnen 99 %ige Signifikanzen.

## 11. Literatur

- Andrews, D.G., J.R. Holton und C.B. Leovy, Middle atmosphere dynamics, Academic Press, London 1987.
- Baker, D.J., Studies of atmospheric emissions, AFGL-TR-78-0251, AFGL, Hanscom AFB, Ma 01731, 1978.
- Baker, D.J., und A.T. Stair Jr., Rocket measurements of the altitude distribution of the hydroxyl airglow, Phys. Scri., 37, 611, 1988.
- Bernard, R., Variability of the semi-diurnal tide in the upper mesosphere, J. Atmos. Terr. Phys., 43, 663-674, 1981.
- Bloomfield, P., Fourier analysis of time series: An introduction, John Wiley & Sons, New York 1976.
- Bosch, K., Statistik-Taschenbuch, R. Oldenbourg Verlag, 1992.
- Bronstein, I.N., und K.A. Semendjajew, Taschenbuch der Mathematik, 21. Aufl., Harri Deutsch, Thun und Frankfurt/Main, 1981
- Brückelmann, H.G., Messung von Spurengasen in der Mesosphäre während MAP/WINE, Dissertation WU B-DI 88-1, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, Wuppertal, 1988.
- Chapman, S., und R.S. Lindzen, Atmospheric Tides - Thermal and Gravitational, D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht, Holland, 1970.
- CIRA90, COSPAR International Reference Atmosphere, veröffentlicht in: Chandra, S.C., E.L. Fleming, M.R. Schoeberl, J.J. Barnett, Monthly mean global climatology of temperature, wind, geopotential height and pressure for 0-120 km, Adv. Space Res., 10, (6)3, 1990.
- Chanin, M.L., und A. Hauchecorne, Lidar studies of temperature and density using Rayleigh scattering, MAP Handbook, 13, 87, 1984.
- De More, W.B., D.M. Golden, R.F. Hampson, C.J. Howard und M.J. Molina, Chemical kinetics and photochemical data for use in stratospheric modeling, NASA JPL Publication 90-1, S. 19, Pasadena, California, 1990.

- Forbes, J.M., Middle atmosphere tides, MAP Handbook 18, 50-56, Univ. of Ill., Urbana, 1985.
- Gerndt, R., Messung der Mesopausentemperatur und ihrer Variationen mit einem Infrarot-Spektrometer, Diplomarbeit WU D 82-7, Bergische Universität - Gesamthochschule Wuppertal, Wuppertal, 1982.
- Gerndt, R., Untersuchung der Temperaturvariation in der oberen Mesosphäre mit Infrarot-Spektrometern, Dissertation WU B-DI 86-2, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, Wuppertal, 1986.
- Gille, S.T., A. Hauchecorne und M.-L. Chanin, Semidiurnal and diurnal tidal effects in the middle atmosphere as seen by Rayleigh lidar, *J. Geophys. Res.*, 96, 7579-7587, 1991.
- Graef, H.H., Bestimmung der Variabilität der Mesopausentemperatur aus OH\*-Emissionen, Diplomarbeit WU D-91-23, Bergische Universität - Gesamthochschule Wuppertal, Wuppertal, 1991.
- Greisiger, K.M., Gezeiten in der Mittleren Atmosphäre, *Promet*, 22, 75, 1992.
- Grossmann, K.-U., D. Homann und J. Schulz, Lower thermosphere infrared emissions of minor species during high latitude twilight. Part A: Experimental results, *J. atmos. terr. phys.*, 1993 (im Druck).
- Hauchecorne, A., M.-L. Chanin und P. Keckhut, Climatology and trends of the middle atmospheric temperature (33-87 km) as seen by Rayleigh lidar over the south of France, *J. Geophys. Res.*, 96, 15297-15309, 1991.
- Kaye, J.A., On the possible role of the reaction  $O+HO_2 \rightarrow OH+O_2$  in the OH airglow, *J. Geophys. Res.*, 93, 285, 1988.
- Krassovsky, V.I., N.N. Shefov und V.I. Yarin, Atlas of the airglow spectrum 3000-12400 Å, *Planet. Space Sci.*, 9, 883, 1962.
- Lange, G., Messung der Infrarotemissionen von OH\* und O<sub>2</sub> in der Mesosphäre, Dissertation WU B-DI 82-3, Bergische Universität - Gesamthochschule Wuppertal, Wuppertal, 1982.

- Le Texier, H., S. Solomon, R.J. Thomas und R.R. Garcia, OH\* (7-5) Meinel band dayglow and nightglow measured by the SME limb scanning near infrared spectrometer: Comparison of the observed seasonal variability with two-dimensional model simulations, *Ann. Geophys.*, 7, (4), 365-374, 1989.
- Lübken, F.-J., W. Hillert, G. Lehmacher, U. von Zahn, M. Bittner, D. Offermann, F.J. Schmidlin, A. Hauchecorne, M. Mourier und P. Czechowsky, Intercomparison of density and temperature profiles obtained by lidar, ionization gauges, falling spheres, datasondes and radiosondes during the DYANA campaign, *J. atmos. terr. Phys.*, 1993 (im Druck).
- Manson, A.H., C.E. Meek, J.B. Gregory und D.K. Chakrabarty, fluctuation in tidal (24-, 12-h) characteristics and oscillations (8-h-5-d) in the mesosphere and lower thermosphere (70-110 km): Saskatoon (52°N, 107°W), 1979-1981, *Planet. Space Sci.*, 30, 1283-1294, 1982.
- Meinel, A.B., OH emissions in the spectrum of the night sky I, *Astrophys. J.*, 111, 555, 1950.
- Meinel, A.B., OH emissions in the spectrum of the night sky II, *Astrophys. J.*, 112, 120, 1950.
- Mies, F.H., Calculated vibrational transition probabilities of OH (X<sup>2</sup> Π), *J. Mol. Spec.*, 53, 150, 1974.
- Myrabo, H.K., Dynamics of the polar mesopause and lower thermosphere region as observed in the night airglow emissions, NDRE PUBL-88/1001, Norwegian Defence Research Establishment, Kjeller, 1988. (Eine Sammlung verschiedener Veröffentlichungen des Autors)
- Myrabo, H.K., Temperatures and tides in the high latitude mesopause region as observed in the OH night airglow emissions, *J. atmos. terr. Phys.*, 50, 8, 739-748, 1988.
- Naujokat, B., K. Labitzke, R. Lenschow, K. Petzoldt und R.-C. Wohlfahrt, The stratospheric winter 1989/1990: Very cold with a pronounced minor warming and a late final warming, Beilage zur Berliner Wetterkarte, Amtsblatt des Instituts für Meteorologie, Freie Universität Berlin, Berlin, 1990.
- Offermann, D., The DYANA campaign 1990, Proceedings of the ninth ESA/Pac-symposium on european rocket and balloon programmes and related research, Lahnstein 1989, ESA SP-291, S. 259-267, ESA, Noordwijk, Netherlands, 1988.

- Press, W.H., B.P. Flannery, S.A. Teukolsky und W.T. Vetterling, Numerical Recipes, Cambridge University Press, New York, 1986.
- Press, W.H., und S.A. Teukolsky, Search algorithm for weak periodic signals in unevenly spaced data, Computers in Physics, 2, No. 6, 77, 1988.
- Scargle, J.D., Studies in astronomical time series analysis. II. Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data, Astrophys. J., 263, 835-853, 1982.
- Scheer, J., und E.R. Reisin, Rotational temperatures for OH and O<sub>2</sub> airglow bands measured simultaneously from El Leoncito (31°N/48°S), J. Atm. Terr. Phys., 54, 47, 1990.
- Scheer, J., private Mitteilung, 1991.
- Schmidlin, F.J., H.S. Lee und W. Michel, Evidence for accurate temperatures from the inflatable falling sphere, Proceedings of the ninth ESA/Pac-symposium on european rocket and balloon programmes and related research, Lahnstein 1989, ESA SP-291, S. 55-58, ESA, Noordwijk, Netherlands, 1988.
- Schminder, R., und D. Kürschner, Winds and tides in the upper mesopause region over central europe in 1988, Z. Meteorol. 40, 5, 316-321, 1990.
- Schminder, R., und D. Kürschner, Überwachung des Windfeldes in der oberen Mesopausenregion (85-105 km) als Beitrag zur Untersuchung langfristiger Klimaänderungen, Beilage zur Berliner Wetterkarte, Amtsblatt des Instituts für Meteorologie, Freie Universität Berlin, Berlin, 1991
- Schulz, J., Eichungen und erste Flugergebnisse der SISSI-Experimente, Diplomarbeit WU D 91-24, Bergische Universität - Gesamthochschule Wuppertal, Wuppertal, 1991.
- Schwabbauer, P., Messungen von Infrarotemissionen der Mittleren Atmosphäre mit raketengetragenen Radiometern, Dissertation WU B-DI 86-3, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, Wuppertal, 1986.
- Teitelbaum, H., und F. Vial, On tidal variability induced by nonlinear interaction with planetary waves, J. Geophys. Res., 96, 14169-14178, 1991.
- Wyatt, C.L., Radiometric calibration: Theory and methods, Academic Press, London 1978.

### Danksagung

Herrn Prof. D. Offermann danke ich für die Ermöglichung dieser Arbeit und die freundliche Unterstützung bei deren Durchführung.

Für die Überlassung bisher unveröffentlichter Daten danke ich Herrn A. Hauchecorne, Herrn Herrn D. Homann und Herrn J. Scheer.

Dem Deutschen Wetterdienst, Offenbach, gilt mein Dank für die schnelle Übermittlung der gewünschten Klimadaten.

Frau K. Petzoldt danke ich für die Zusammenstellung und Übermittlung der Daten des SSU.

Die Herren M. Bittner, H.-H. Graef und K. Vollmann haben durch klärende Gespräche in dankenswerter Weise zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen.

Ich versichere, daß ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfaßt und keine anderen, als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Thomas Wiemert