

Langzeit-Variationen der Temperatur in der oberen Mesosphäre

Diplomarbeit

von

Matthias Donner

BERGISCHE UNIVERSITÄT - GESAMTHOCHSCHULE WUPPERTAL

FACHBEREICH 8 - PHYSIK

DIPLOM II

Oktober 1995

WU D 95-44

## Inhaltsverzeichnis

Seite

<u>1. Einleitung</u>	1
<u>2. Beschreibung des Meßverfahrens</u>	3
2.1 Temperaturbestimmung aus OH*-Messungen	3
2.2 Grundzüge der Meßtechnik	5
2.3 Kalibrierung	6
2.3.1 Wellenlängenkalibrierung	7
2.3.2 Messung der relativen spektralen Empfindlichkeit	8
2.4 Erweiterung der Auswerteverfahren	10
2.4.1 Auswertung an festen spektralen Positionen	10
2.4.2 Anpassung gemittelter Spektren	14
2.4.3 Überprüfung der Verfahren anhand der Messungen während der CRISTA-Kampagne	18
<u>3. Langzeitliche Temperaturvariationen</u>	22
3.1 Jahreszeit-Variationen	22
3.2 Langzeit-Entwicklung	33
3.2.1 Beobachtungen in Wuppertal	33
3.2.2 Messungen in hohen nördlichen Breiten	38
<u>4. Spektralanalyse</u>	42
4.1 Maximum-Entropie-Methode	42
4.2 Monatliche Analyse der OH*-Temperaturen	43
4.3 Vergleich mit dem Meridionalwind	49
4.4 Wavelet-Analyse	54
<u>5. Zusammenfassung</u>	59
<u>6. Danksagung</u>	61
<u>7. Anhang</u>	62
<u>8. Literaturverzeichnis</u>	70

## 1. Einleitung

Bei der Erforschung des Zusammenwirkens dynamischer Vorgänge, chemischer Reaktionen und der für die Energiebilanz maßgeblichen Prozesse der Erdatmosphäre zeichnet sich der Bereich des absoluten Minimums der Atmosphärentemperatur, die Mesopause in einer Höhe von 80 bis 100 km, durch besondere Komplexität aus. So zeigen neue Messungen von Temperatur-Höhenprofilen mittels Lidar (Light Detection and Ranging) zeitweise ein lokales Maximum der Temperatur in etwa 75 km Höhe, das mit der Annahme einer Atmosphäre im Strahlungsgleichgewicht nicht verträglich ist und ursächlich mit dem Brechen von Schwellenwellen verknüpft zu sein scheint (Hauchecorne et al., 1987). Außerdem weist die Mesopausentemperatur eine ausgeprägte, mit der Troposphäre antikorrelierte jährliche Variation auf, die sich nur durch dynamische Prozesse erklären läßt. Im Bezug auf die Diskussion um die globale Erwärmung der Erde bleibt die Frage ungeklärt, ob die Erwärmung der Troposphäre mit einer Abkühlung oder Aufheizung der höheren Atmosphärenschichten einhergehen wird. Neue Modellrechnungen zeigen, daß die Berücksichtigung dynamischer Rückkopplungsmechanismen in der Mesosphäre maßgeblich für die Ergebnisse der Prognosen sind (Portmann et al., 1995). Erhebliche Unsicherheiten der Reaktionsraten der chemischen Prozesse erschweren außerdem das Verständnis der Energiebilanz in der Mesopausenregion (Riese et al., 1994).

Die Kenntnis möglichst vieler Atmosphärenparameter in diesem Höhenbereich ist also von besonderem Interesse. Hierzu werden raketentragene Meßgeräte und Satelliten eingesetzt, die jedoch nur Momentaufnahmen der Atmosphäre liefern können. Daher kommen zusätzlich bodengestützte Fernerkundungsgeräte zum Einsatz, welche eine kontinuierliche Langzeitmessung bestimmter Parameter ermöglichen. So wird beim Lidar die Messung von rückgestreutem Licht zur Bestimmung von Temperatur- und Spurengasprofilen genutzt (z.B. Hauchecorne und Chanin, 1980); die Reflexion von Radiowellen am unteren Rand der Ionosphäre erlaubt die Vermessung des Windfeldes zwischen 80 und 110 km (z.B. Kürschner und Schminder, 1986). Des weiteren befinden sich in der Region der oberen Mesosphäre und unteren Thermosphäre Schichten verschiedener, meist im Infraroten aktiver Spurengase, z.B. atomarer und molekularer Sauerstoff, Hydroxyl (OH) und Natrium. Die Messung der emittierten Infrarotstrahlung mittels bodengestützter Spektrometer läßt mit vergleichsweise geringem apparativen Aufwand die Bestimmung der Atmosphärentemperatur in bestimmten Höhenbereichen zu.

Derartige Spektrometer zur Messung der Linienemissionen von Rotations-Vibrationsübergängen angeregter OH-Moleküle (OH\*) werden seit 1980 in Wuppertal betrieben (Offermann und Graef, 1992). Dabei werden die Intensitäten dreier Spektrallinien gemessen und aus den relativen Intensitätsverhältnissen die Rotationstemperatur errechnet, die unter der Annahme lokalen thermischen Gleichgewichtes (LTG) der kinetischen Temperatur der umgebenden Neutralgasatmosphäre entspricht. Das Höhenprofil der OH-Schicht weist einen annähernd

gaußförmigen Verlauf mit einer Halbwertsbreite von etwa 8,6 km auf, wobei das Dichtemaximum bei ca. 86 km liegt.

Die kontinuierliche nächtliche Messung der OH\*-Temperatur ermöglicht Untersuchungen bezüglich der Langzeitentwicklung der Temperatur der oberen Mesosphäre. Zudem läßt die gute zeitliche Auflösung des Meßverfahrens von einigen Minuten das Studium kurzperiodischer Variationen zu.

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Analyse der jährlichen Variation der OH\*-Temperatur sowie die Untersuchung globaler Temperaturänderungen auf Zeitskalen mehrerer Jahre. Außerdem werden die Temperaturen auf periodische Variationen mit Periodendauern im Bereich einiger Tage bis drei Wochen untersucht, wobei der jahreszeitlichen Abhängigkeit der Variationen besondere Beachtung zukommt. Ein Vergleich mit den Variationen in der Geschwindigkeit des Meridionalwindes in 80 bis 100 km Höhe wird angestellt.

Zunächst aber wird ein modifiziertes Verfahren zur Bestimmung der Temperatur aus den gemessenen Linienemissionen vorgestellt; es erfolgt ein Vergleich der verschiedenen, in Wuppertal angewandten Auswerteverfahren.

## 2. Beschreibung des Meßverfahrens

Seit der Entdeckung des Nachtleuchtens der Atmosphäre (Airglow) und der Identifikation der Emissionslinien des OH\* infolge von Rotations-Vibrationsübergängen durch Meinel (1950a, 1950b) hat sich die Temperaturbestimmung der oberen Mesosphäre durch Infrarot-Meßgeräte als Standardverfahren etabliert. Zum Einsatz kommen überwiegend Gitterspektrometer und Michelson-Interferometer (z.B. Sivjee und Walterscheid, 1994). Diese bieten den Vorteil einer um Größenordnungen besseren spektralen Auflösung, die jedoch durch eine höhere mechanische Anfälligkeit und ein komplizierteres Auswerteverfahren erkauft wird. Die beiden Wuppertaler Meßgeräte sind, auch im Hinblick auf häufige Transporte durch den Einsatz in Meßkampagnen, als Gitterspektrometer aufgebaut. Nachfolgend wird kurz die Theorie zur Temperaturberechnung aus den gemessenen Spektren erläutert; eine detaillierte Darstellung der quantenmechanischen Grundlagen findet sich bei Gerndt (1986).

### 2.1 Temperaturbestimmung aus OH\*-Messungen

Die Produktion des angeregten OH im Höhenbereich der oberen Mesosphäre (75-95 km) geschieht hauptsächlich durch die exotherme Reaktion von Ozon mit atomarem Wasserstoff:



mit der Reaktionskonstante

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

Bei dieser Reaktion wird eine Energie von etwa 322 kJ/mol frei, die ausreicht, um das OH-Molekül im elektronischen Grundzustand in Vibrations-Rotationszustände bis  $v = 9$  anzuregen. Durch kaskadenartige Strahlungsübergänge über niedrigere Niveaus in den Grundzustand werden die Zustände  $v < 6$  besetzt, wobei beispielsweise ein Übergang vom Zustand  $v' = 9$  nach  $v' = 3$  in 24 ms erfolgt (Baker, 1978). Die Lebensdauer der angeregten Zustände ist somit lang genug, daß die Energieniveaus durch Stöße mit der umgebenden Atmosphäre thermalisiert werden (Lange, 1982), d.h. die Besetzungszahlen der einzelnen Niveaus entsprechen einer Boltzmann-Verteilung mit der kinetischen Temperatur der Atmosphäre.

Die Temperaturbestimmung aus den Wuppertaler Messungen erfolgt mittels dreier Linien aus dem P-Zweig des Überganges von  $v' = 3$  nach  $v' = 1$ , da die Übergänge mit  $\Delta v = 2$  die größten Intensitäten aufweisen (Battner und Lopez-Moreno, 1979). Vor allem aber ist die Gegebenheit der Thermalisierung für die hier gemessenen Linien  $P_1(2)$  bis  $P_1(4)$  im Wellenlängenbereich von 1,52-1,55  $\mu\text{m}$  allgemein akzeptiert, während für die Intensitäten von Linien höher

angeregter Zustände teilweise deutliche Abweichungen hiervon gefunden wurden (z.B. Pendleton et. al., 1989).

Für die Intensität  $I$  [Photonen/s] des Überganges von  $v'$  nach  $v''$  mit der Drehimpulsquantenzahl  $J'$  bzw.  $J''$  gilt:

$$I_{(v', J' \rightarrow v'', J'')} = N_{v'} \cdot A_{(v', J' \rightarrow v'', J'')} \cdot \frac{2(2J'+1)}{Q_{v'}(T_{rot})} \cdot \exp\left(\frac{-F(J')_{v', v'}}{k \cdot T_{rot}}\right) \quad (2.2)$$

- mit:  $N_{v'}$  = Besetzungszahl des Zustandes  $v'$  [ $\text{cm}^{-3}$ ]  
 $A_{(v', J' \rightarrow v'', J'')}$  = Einsteinkoeffizient [ $\text{s}^{-1}$ ]  
 $i$  = Bezeichnung des Dublettzweiges  
 $v$  = Bezeichnung des Vibrationsniveaus  
 $Q_{v'}(T_{rot})$  = Rotationszustandssumme  
 $F_{i, v'}(J')$  = Rotationsenergie, bezogen auf das Vibrationsniveau [ $\text{cm}^{-1}$ ]  
 $k$  = Boltzmannkonstante =  $0,6948 \text{ cm}^{-1}\text{K}^{-1}$   
 $T_{rot}$  = Rotationstemperatur [K]

Für die Temperaturberechnung werden die Einsteinkoeffizienten nach Mies (1974) und die Rotationsenergien gemäß Krassovsky et al. (1962) zugrundegelegt; eine Aufstellung sowie ein exemplarisches Airglow-Spektrum finden sich im Anhang 1 und 2.

Werden Rotationslinien nur eines Vibrationsüberganges gemessen, so läßt sich die Rotationstemperatur ohne Kenntnis der Größen  $N_{v'}$  und  $Q_{v'}(T_{rot})$  bestimmen, indem Gl. 2.2 umgeformt wird zu

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

$$= \text{const} - \frac{F(J')}{k \cdot T_{rot}}$$

Trägt man die Logarithmen der Intensitäten der gemessenen Linien mit den entsprechenden quantenmechanischen Größen gegen die Rotationsenergie auf, ergibt sich demnach eine Gerade, aus deren Steigung die Rotationstemperatur hervorgeht.

Eine Verfälschung der Temperaturmessung durch wellenlängenabhängige Absorption der Strahlung durch die Atmosphäre ist aufgrund der Transmissivität von 99,9% und der geringen spektralen Abhängigkeit der Absorption bei den betrachteten Wellenlängen nahe  $1,5\mu\text{m}$  um maximal 1% zu erwarten (Lange, 1982). Die HITRAN-Databse (Rothman et al., 1987) weist im Meßintervall  $1,52-1,55\mu\text{m}$  keine Emissionslinien auf, deren Intensitäten mit denen der OH\*-Linien vergleichbar sind (M. Jarisch, persönliche Mitteilung). Bei klarem Wetter können daher Verfälschungen durch einen Linienuntergrund vernachlässigt werden.

Aufgrund des begrenzten Auflösungsvermögens der Wuppertaler Spektrometer müssen Einflüsse benachbarter OH\*-Emissionslinien teilweise Berücksichtigung finden. Während die unmittelbar benachbarten  $P_2$ -Dublettlinien aufgrund ihrer geringen Intensität keinen Beitrag an den spektralen Positionen der  $P_1$ -Linien liefern, erweist sich eine Korrektur der  $P_1(4)$ -Linienintensität aufgrund der nahen OH (4,2)-Linien als erforderlich. In einem Iterationsverfahren nach Lange (1982) wird die Intensität der R-Linien der (4,2)-Bande berechnet und in Kenntnis der Spektrometerfunktion ihr Beitrag an der spektralen Position der  $P_1(4)$ -Linie herausgerechnet.

Der mögliche Fehler in der Temperaturberechnung aufgrund der Unsicherheit in den Einsteinkoeffizienten liegt bei  $\pm 2$  Kelvin (Lange, 1982). Der statistische Fehler  $\Delta T$  der aus einem Einzelspektrum bestimmten Temperatur  $T$  wird durch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis  $S/N$  des Meßgerätes festgelegt und wurde von Lange (1982) abgeschätzt zu

$$\Delta T = 1,2 \cdot T / (S/N) \quad (2.4)$$

Durch das nahezu konstante Detektorrauschen hängt der Temperaturfehler damit im wesentlichen von der Intensität der OH-Linien ab.

## 2.2 Grundzüge der Meßtechnik

Eine detaillierte Beschreibung der beiden Wuppertaler Spektrometer findet sich in den Arbeiten von Graef (1991) und Wiemert (1993), so daß hier nur eine knappe Darstellung der Geräte gegeben werden soll. Der schematische Aufbau sowie die Leistungsdaten der Spektrometer finden sich im Anhang 3. Die beiden Meßgeräte weisen den gleichen Aufbau auf: die Strahlung aus der Atmosphäre fällt über einen Primärspiegel, der auf einen Zenitwinkel von etwa  $45^\circ$  justiert ist, durch ein Streulichtblendensystem (Baffle) auf den Eintrittsspalt eines Monochromators. Dieser ist als Gitterspektrometer ausgeführt (Spektrometer I: Ebert-Fastie, Spektrometer II: Czerny-Turner). Die Strahlung wird durch Beugung am Gitter spektral zerlegt. Durch eine automatisierte Drehung des Gitters wird in zeitlicher Abfolge der Wellenlängenbereich von  $1,52-1,54\mu\text{m}$  auf den Austrittsspalt abgebildet. Ein zweiter Umlenkspiegel und ein Linsensystem dienen der Focussierung der Strahlung auf eine Detektordiode. Der Detektor ist zur Unterdrückung der thermischen Eigenemissionen durch  $\text{LN}_2$  gekühlt; ihm vorgeschaltet ist ein Silizium-Filter, das Strahlung unterhalb einer Grenzwellenlänge von  $1,05\mu\text{m}$  ausblendet. Zur Unterdrückung von Störeinflüssen wird das Signal vor dem Eintrittsspalt des Monochromators zerhackt ("gechoppt") und das Detektorsignal von einem Lock-In-Verstärker geglättet, wobei nur die Signalanteile mit fester Phasenbeziehung zum Referenzsignal des Lichtzerhacker-Antriebes verstärkt werden. Das Ausgangssignal des Lock-In-Verstärkers wird anschließend nach Passieren eines Spike-Filters in einem AD-Konverter

digitalisiert. Dieses Digitalsignal wird von einem Computer aufgezeichnet, der auch die Steuerung des Schrittmotors zur Gitterbewegung während der nächtlichen Messung übernimmt.

Der Wellenlängenbereich der drei gemessenen OH-Linien wird bei Spektrometer I durch 290 Gitterschritte mit einer Geschwindigkeit von einem Schritt pro Sekunde abgetastet, bei Spektrometer II durch 240 Schritte mit drei Schritten pro Sekunde. Die höhere Meßgeschwindigkeit von Spektrometer II wird durch ein größeres Gesichtsfeld von  $29 \times 41 \text{ km}^2$  in 86 km Höhe gegenüber  $16 \times 22 \text{ km}^2$  bei Spektrometer I erreicht. Die Temperaturberechnung aus den gemessenen Spektren wird nicht in Echtzeit durchgeführt, sondern erfolgt erst am nächsten Tag nach Sichtkontrolle der Aufzeichnungen und Aussortierung solcher Spektren, die durch Bewölkungsänderungen oder Streulicht bei dunstigem Wetter gestört sind.

Im Winter werden mit Spektrometer I bis zu 140 Spektren pro Nacht gemessen, mit Spektrometer II bis zu 600. Im Sommer können mit Spektrometer I etwa 70 Spektren aufgenommen werden, mit Spektrometer II ca. 300. Die Einzelspektren werden zu einem Nachtmittelwert zusammengefaßt, dessen Fehler, abhängig von der Anzahl der benutzbaren Spektren, im Bereich 1-2 Kelvin, selten bis vier Kelvin liegt. Der Zeitraum eines Jahres ist zumeist mit 200-250 Nachtmittelwerten dokumentiert; seit Beginn der Wuppertaler Messungen sind ca. 2400 Temperaturnachtmittelwerte aus etwa 300.000 Einzelspektren berechnet worden.

### 2.3 Kalibrierung

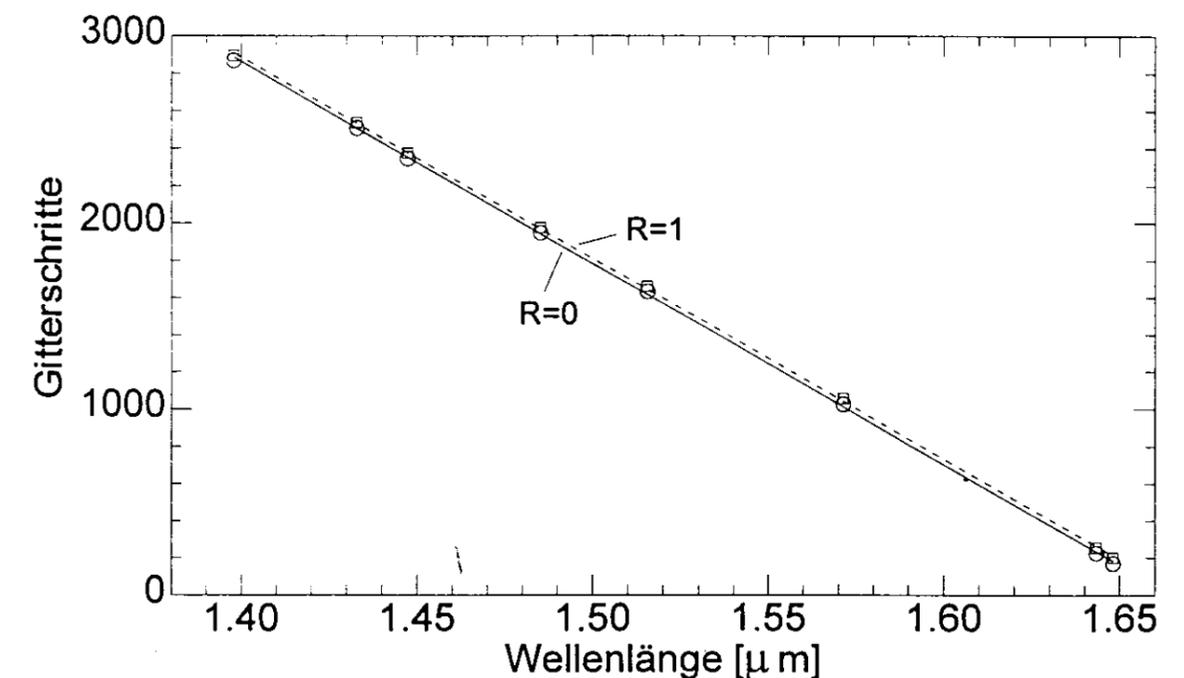
Um eine Verfälschung der Temperaturmessung durch Gerätedrift ausschließen zu können, werden die beiden Wuppertaler Spektrometer seit Beginn der Messungen in ein- bis zweijährigen Abständen den zur Temperaturbestimmung notwendigen Kalibrierungen unterzogen. Zentrale Bedeutung kommt hierbei der Messung der Relativempfindlichkeit der Geräte zu, d. h. der Bestimmung einer spektralen Abhängigkeit der Empfindlichkeit im Wellenlängenbereich der gemessenen OH\*-Linien. Die Kenntnis der Absolutempfindlichkeit, also des genauen Zusammenhanges zwischen der in das Gerät einfallenden Strahlungsleistung und der daraus resultierenden Ausgangsspannung, ist für die OH\*-Temperaturmessung ohne Bedeutung, da nur die Intensitätsverhältnisse der drei Linien in die Temperaturberechnung eingehen. Außerdem ist die Bestimmung des Zusammenhanges zwischen der Position des Beugungsgitters und der Wellenlänge der auf den Detektor abgebildeten Strahlung von Bedeutung. Diese Wellenlängeneichung ist jedoch nur nach einer Zerlegung des Gerätes erforderlich. Durch die Stabilität des Gitterantriebes und der Steuerelektronik reicht vor der nächtlichen Messung das automatische Anfahren des Endschalters am Ende des Meßbereiches und von dort aus das Abfahren einer definierten Anzahl von Motorschritten aus. Die Linienpositionen in Bezug auf die Gitterstellung bleiben über Monate auf  $\pm 3$  Schritte konstant, so daß sich die Wellenlängeneichung aus den gemessenen Spektren selbst ergibt. Jedoch gibt die Kalibrierung

gemäß dem von Graef (1991) aufgestellten Eichstandard Aufschluß über möglichen Verschleiß des Gitterantriebes, der sich in einem nichtlinearen Zusammenhang zwischen der Wellenlänge der eingekoppelten Strahlung und der Gitterposition äußern würde.

#### 2.3.1. Wellenlängenkalibrierung

Für Spektrometer I wurde am 12.09.1994 eine Wellenlängeneichung mit einer Cd/10-Spektrallampe der Firma Osram durchgeführt. Diese Eichlichtquelle emittiert im Meßbereich der OH\*-Spektrometer sieben diskrete Spektrallinien bekannter Wellenlänge, die einem Schwarzkörperspektrum überlagert sind. Die Integrationszeit des Lock-In-Verstärkers und die Drehgeschwindigkeit des Gitters wurden während der Eichung in der gleichen Einstellung belassen wie während der nächtlichen OH\*-Messungen, da diese beiden Größen das Zeitverhalten des Meßgerätes bestimmen. Die spektralen Positionen der Linien sind bei Graef (1991) nachzulesen, das Spektrum der Eichmessung über den Wellenlängenbereich von 1,3-1,7  $\mu\text{m}$  findet sich im Anhang 4.

Durch Auslesen der Gitterpositionen der entsprechenden Linienmaxima ergibt sich so der Zusammenhang zwischen der Wellenlänge und der Anzahl von Gitterschritten im Bezug auf den Endschalter, wie in Abb. 2.1 dargestellt.



**Abb. 2.1** Zusammenhang zwischen Gitterschrittzahl und der Wellenlänge der erfaßten Strahlung bei Spektrometer I aufgrund der Wellenlängenkalibrierung vom 12.09.1994.  
Drehrichtung: R=0: von kleinen zu großen Wellenlängen, R=1: entgegengesetzt

Die zeitliche Verschleppung des Detektorsignals durch die Integrationszeit des Lock-In-Verstärkers und mechanisches Spiel im Gitterantrieb führt zu einem Versatz der beiden sich ergebenden Eichgeraden für die beiden Drehrichtungen. Dieser "tote Gang" beträgt bei Spektrometer I 21 Gitterschritte.

Abbildung 2.1 läßt Linearität zwischen der Wellenlänge und der entsprechenden Gitterposition über den gemessenen Wellenlängenbereich erkennen. Durch lineare Regression ergeben sich für die beiden Drehrichtungen (R=0: von kleinen zu großen Wellenlängen, R=1: entgegengesetzt) folgende Eichgeraden:

$$R=0: \text{Gitterpos}(\lambda) = 17978 - 10779 \cdot \lambda [\mu\text{m}]$$

$$R=1: \text{Gitterpos}(\lambda) = 17983 - 10800 \cdot \lambda [\mu\text{m}]$$

Dabei bezeichnet "Gitterpos" die Anzahl der zurückgelegten Gitterschritte vom Endschalter aus und  $\lambda$  die Wellenlänge; die Unsicherheit in der Gitterposition beträgt +/- 3 Schritte.

Die Gitterposition bezieht sich auf einen Endschalter am Ende des meßbaren Spektralbereiches, der vor der Messung angefahren wird.

### 2.3.2 Messung der relativen spektralen Empfindlichkeit

Durch Alterung der optischen Bauteile im Strahlengang mit der Folge veränderter Transmissions- bzw. Reflexionseigenschaften oder eine Veränderung in der Kristallstruktur der Detektordiode kann es zu Änderungen der spektralen Empfindlichkeit kommen. Während ein Verschleiß des Antriebes oder Fehler in der Ausleseelektronik in den Spektren sichtbar werden, muß die Langzeitstabilität der Empfindlichkeit durch Einkopplung von Strahlung bekannter spektraler Intensität überprüft werden. Hierzu eignet sich ein Schwarzkörper mit großer Emissivität und entsprechender Temperaturstabilität. Die Ausgangsspannung des Spektrometers an den drei spektralen Positionen der OH\*-Linien werden in Bezug gesetzt zur Strahlungsleistung  $L(\lambda)$  des Schwarzkörpers bei der entsprechenden Wellenlänge, die sich berechnen läßt zu

$$L(\lambda) [\text{Wm}^{-1}\text{sr}^{-1}\mu\text{m}^{-1}] = (1,191066 \cdot 10^8 / \lambda^5) \cdot (\exp(1,43883 \cdot 10^4 / \lambda T) - 1)^{-1} \quad (2.5)$$

(Wyatt, 1978).

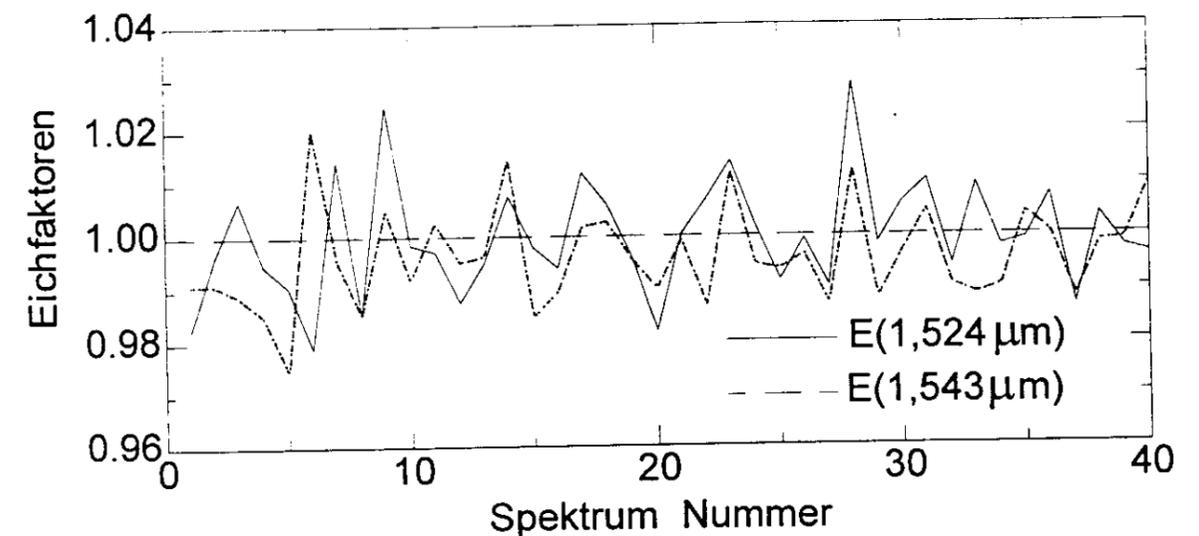
Dabei ist  $\lambda$  in der Einheit  $\mu\text{m}$ , T in Kelvin einzusetzen.

Aus dem Verhältnis von Ausgangsspannung U zur Strahlungsleistung L für die spektrale Position der  $P_1(3)$ -Linie bei  $1,533\mu\text{m}$  ergeben sich für die Positionen der anderen Linien durch Verhältnisbildung Eichfaktoren  $E(\lambda)$  gemäß

$$E(\lambda) = \frac{U(\lambda)}{U(1,533\mu\text{m})} \cdot \frac{L(1,533\mu\text{m})}{L(\lambda)} \quad (2.6)$$

Abbildung 2.2 zeigt die Ergebnisse einer derartigen Eichmessung bei Spektrometer I vom 23.11. 1993. Als Strahlungsquelle kam ein Schwarzkörper der Firma LOT, Modell BB 1001 mit einer Emissivität von  $> 0,99$  und einer Temperaturstabilität von besser als 0,5 Kelvin während der gesamten Meßzeit von mehreren Stunden zum Einsatz (Schulz, 1991). Es wurden bei verschiedenen Schwarzkörpertemperaturen jeweils 30-40 Spektren aufgenommen, für jedes Spektrum die Eichfaktoren für die Positionen der  $P_1(2)$ - und der  $P_1(4)$ -Linie berechnet und anschließend Mittelwerte gebildet.

Die in Abb. 2.2 dargestellte Messung wurde bei einer Schwarzkörpertemperatur von 900 Kelvin durchgeführt; beide Eichfaktoren liegen erkennbar um 1,0 und streuen um maximal 3%.



**Abb. 2.2** Messung der relativen spektralen Empfindlichkeit bei einer Schwarzkörpertemperatur von 900K. Dargestellt sind die Eichfaktoren für die Wellenlängen  $1,524\mu\text{m}$  (durchgezogen) und  $1,543\mu\text{m}$  (gestrichelt), normiert auf die Empfindlichkeit bei  $\lambda = 1,533\mu\text{m}$ . Die Meßdauer betrug etwa 3,5 Stunden.

Als Mittelwerte ergeben sich hier

$$E(1,524\mu\text{m}) = 0,999 \pm 0,007, \quad E(1,543\mu\text{m}) = 0,996 \pm 0,007$$

Die Standardabweichung beider Eichfaktoren liegt bei 0,01.

Die Fluktuationen in den Eichfaktoren sind hauptsächlich auf Schwankungen der Schwarzkörpertemperatur im Intervall von  $\pm 0,5$  Kelvin zurückzuführen, die eine spektrale Verschiebung des Schwarzkörperspektrums verursachen.

Als Mittelwert aus vier Messungen bei verschiedenen Temperaturen ergibt sich

$$E(1,524\mu\text{m}) = E(1,543\mu\text{m}) = 1,00$$

mit einer Genauigkeit von besser als 0,6 %.

Die Eichfaktoren sind damit seit dem Aufbau des Gerätes im Jahre 1980 stabil.

Eine entsprechende Eichung wurde von Wiemert (1993) für Spektrometer II durchgeführt.

#### 2.4 Erweiterung der Auswerteverfahren

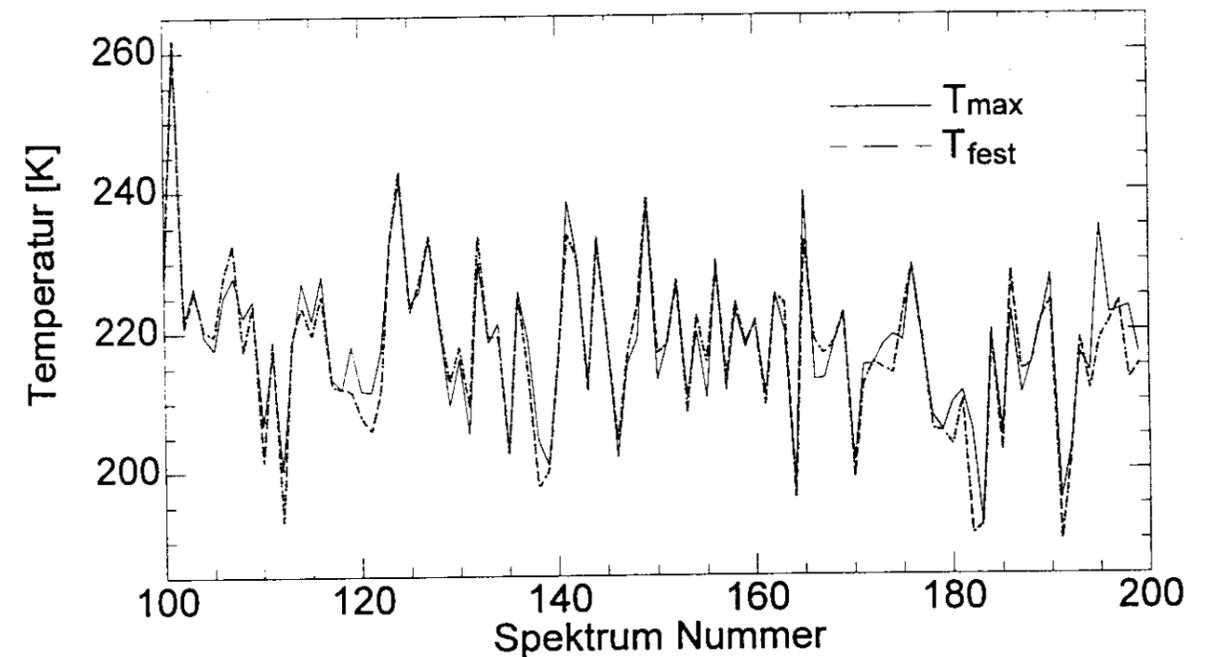
Um die Konsistenz der über viele Jahre hinweg gemessenen OH\*-Temperaturzeitreihe zu wahren, mußte gewährleistet sein, daß Änderungen des Auswerteverfahrens keine Brüche in der Reihe bedingen. Die Datenverarbeitungstechnik hat sich seit Beginn der Messungen im Jahre 1980 beständig weiterentwickelt, so daß heute eine Datenreduktion durch Aufzeichnung ausschließlich der Maxima der gemessenen Spektren von technischer Seite aus nicht mehr erforderlich ist. Insbesondere die vollständige digitale Aufzeichnung der Spektren (bei Spektrometer I seit Juli 1992, bei Spektrometer II seit Juli 1994) ermöglicht eine Verbesserung der Auswertung. Die Archivierung der gesamten gemessenen Information seit diesen Zeitpunkten läßt eine spätere Neuauswertung der Daten zu; Ziel dabei ist die Verringerung der systematischen Fehler, die z. B. aus dem Rauschabstand von typischerweise 10-15 resultieren.

Um die genannten Brüche zu vermeiden, werden die seitdem entwickelten, unten im einzelnen besprochenen neuen Auswertungsmethoden zu Vergleichszwecken parallel zum ursprünglichen Verfahren angewandt.

##### 2.4.1 Auswertung an festen spektralen Positionen

Der Fehler bei der Bestimmung der Linienintensität durch Auslesen nur des maximalen Detektorsignales in einem Wellenlängenintervall um die erwartete Linienposition setzt sich aus zwei Komponenten zusammen (Wiemert, 1993). So wird einerseits die wahre Intensität von der Rauschspannung des Detektors und der Auswertungs elektronik überlagert (Unsicherheit in der Amplitude), andererseits wird das maximale Signal bei einem Signal-zu-Rauschabstand von 10:1 höchstwahrscheinlich nicht an der spektralen Position der Linie gefunden, sondern in einer benachbarten Rauschspitze (Unsicherheit in der Wellenlänge). Dieses Verfahren liefert also im Mittel zu hohe Intensitäten, die sich in einer systematischen Erhöhung der errechneten

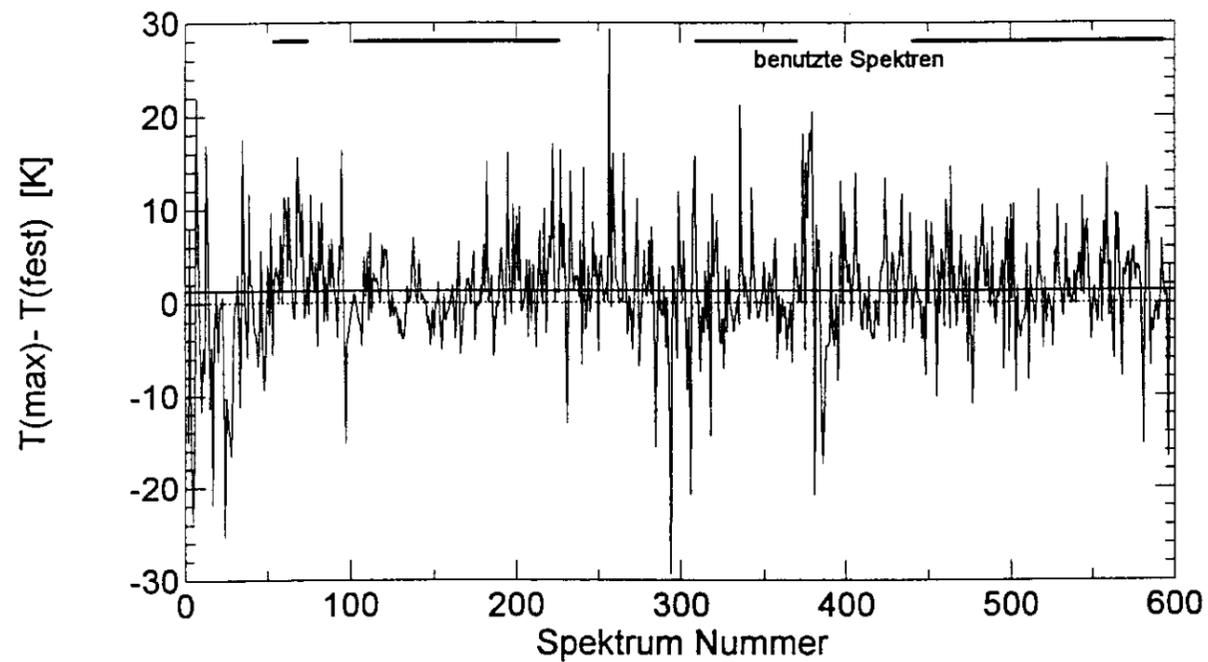
Temperaturen niederschlagen (Graef, 1991). Seit August 1992 wird daher bei Spektrometer I die Linienintensität an festen spektralen Positionen bestimmt, die nach jeder Meßnacht neu aus einem aufintegrierten und somit hinreichend rauschfreien OH\*-Spektrum ermittelt werden. Der systematische Fehler durch Auslesen an der falschen Wellenlängenposition wird dadurch in einen statistischen umgewandelt, der nur noch durch das a priori symmetrische Geräterauschen bedingt ist. Die Wellenlängenpositionen der drei gemessenen Linien sind in den nach einer Meßnacht aufintegrierten Spektren im Bereich von  $\pm 3$  Gitterschritten stabil, sofern das Gerät nicht zerlegt oder mechanisch grob erschüttert wird.



**Abb. 2.3** Vergleich der Temperaturen aus verschiedenen Auswerteverfahren am Beispiel eines Ausschnittes aus der Meßnacht 8./9.11.94, gemessen mit Spektrometer II über Wuppertal. Dargestellt sind die Ergebnisse der Auswertung durch Suche der Intensitätsmaxima,  $T_{\text{max}}$ , und der Auswertung an festen spektralen Positionen,  $T_{\text{fest}}$ .

Dieses Verfahren wurde im Juli 1994 für das Spektrometer II übernommen. Die Abbildungen 2.3 und 2.4 zeigen die Unterschiede zwischen den aus den beiden Verfahren resultierenden Temperaturwerten exemplarisch an der Meßnacht 8./9. November 1994, gemessen mit Spektrometer II über Wuppertal. Es handelt sich um eine Meßnacht mit mittlerer bis schlechter Datenqualität, d.h. die Spektren waren teilweise durch Streulicht gestört oder aufgrund der niedrigen Intensitäten stark verrauscht. Von den 600 gemessenen Spektren wurden folgende Intervalle zur Auswertung benutzt: Nummer 54-74, 103-226, 310-357 und 441-593. Die Auswahl erfolgte durch Sichtkontrolle der Spektren.

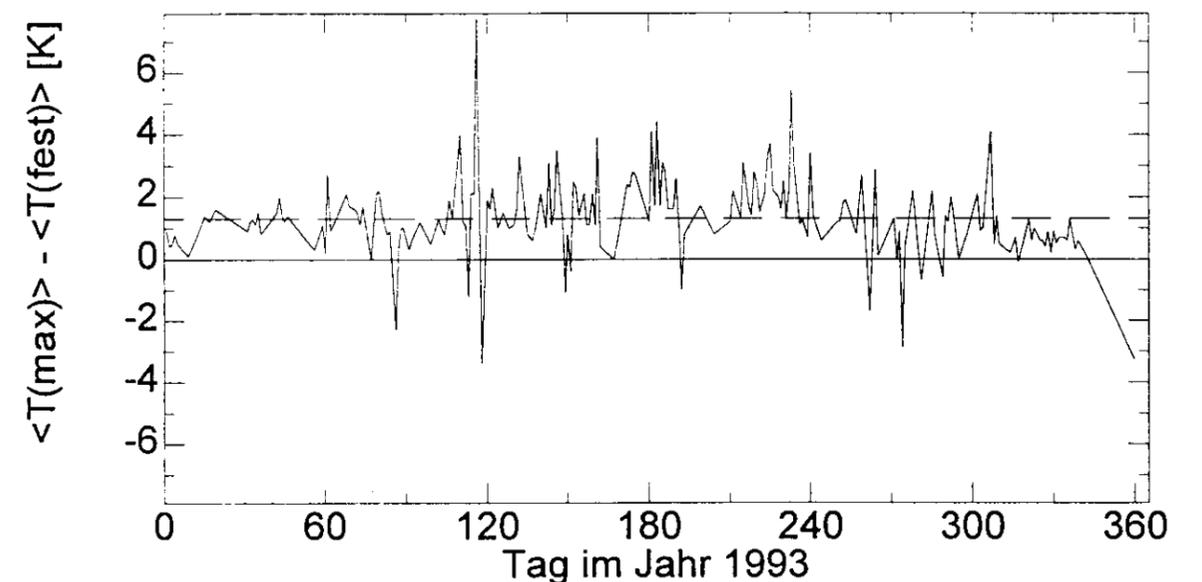
In Abb. 2.3 sind für einen Abschnitt brauchbarer Datenqualität die Temperaturverläufe nach beiden Verfahren wiedergegeben. Man erkennt, daß beide Kurven, abgesehen von einigen wenigen Ausreißern, einen sehr ähnlichen Verlauf zeigen. Allerdings liegen die an fester spektraler Position bestimmten Temperaturen häufiger einige Kelvin unter als über denen, die nach dem alten Verfahren errechnet wurden. Abbildung 2.4 zeigt die Abweichung zwischen den Ergebnissen beider Auswerteverfahren für die gesamte Meßnacht, also auch die Datenbereiche, deren Qualität für eine Auswertung ungenügend war. Insgesamt ergibt das neue Verfahren hier einen um 1,4 Kelvin niedrigeren Nachtmittelwert.



**Abb. 2.4** Differenz zwischen den beiden beschriebenen Auswerteverfahren für die gesamte Meßnacht 8./9.11.94 (Meßzeitraum 17:00 - 6:30 Uhr)

Betrachtet man die Abweichung in Abb. 2.4 in Bezug auf die Intervalle brauchbarer Datenqualität, so zeigt sich, daß der Unterschied in den beiden Verfahren bei ungestörten Spektren deutlich geringer ausfällt. Dieser Befund wird verständlich, wenn man als Gedankenmodell rein statistisches Rauschen auswerten würde. Das alte Verfahren würde in den festgelegten Suchintervallen jeweils die Intensität in einem Rauschpeak auslesen, woraus drei in etwa gleich große Werte für die Linienintensitäten resultierten. Damit läge die errechnete Temperatur tendenziell im Bereich 250 Kelvin, der Temperatur, die etwa gleich großen Linienintensitäten

entspricht. Im Gegensatz dazu wird das Auslesen an festen Positionen drei wirklich statistisch streuende Intensitäten liefern, die zu wilden Sprüngen der errechneten Temperatur oder auch zur Divergenz des Lange'schen Korrekturverfahrens (Lange, 1982) führen. Das neue Verfahren hat somit den zusätzlichen Vorteil, daß eine Verschlechterung der Qualität der gemessenen Spektren in den Temperaturdaten als unnatürlich große Variation erkennbar ist. Insgesamt ist die Differenz zwischen den beiden Verfahren beim Spektrometer I zumeist um 0,5 bis ein Kelvin kleiner als bei Spektrometer II, was aufgrund des dort höheren Geräterauschens den Erwartungen entspricht. Abbildung 2.5 zeigt den Verlauf der Abweichung für das gesamte Jahr 1993. Die dargestellten Temperaturen wurden mit Spektrometer I über Wuppertal gemessen.



**Abb. 2.5** Abweichung zwischen den beiden Auswerteverfahren im Jahre 1993, gemessen mit Spektrometer I über Wuppertal. Das mittlere Residuum beträgt 1,3 Kelvin.

Es ergeben sich mit dem neuen Verfahren für Spektrometer I bis auf Ausnahmen ein bis drei Kelvin niedrigere Temperaturen, wobei die Abweichung im Sommer, bedingt durch die niedrigeren Intensitäten der OH\*-Strahlung (Wiemert, 1993), stärker ausgeprägt ist. Im Jahresmittel liegen die Temperaturen nach dem neuen Verfahren um 1.3 Kelvin niedriger. Sowohl das alte als auch das neue Verfahren werden zusätzlich mit der bei Graef (1991) beschriebenen Untergrundkorrektur durchgeführt. Dabei wird ein zusätzlicher, über den gesamten gemessenen Spektralbereich konstanter Untergrund angenommen. Hierfür wird die

minimale gemessene Intensität zwischen der  $P_1(4)$ -Linie und den Linien des R-Zweiges der  $\text{OH}^*(4,2)$ -Bande ausgelesen und der Anteil, der nicht aus den R-Linien resultiert, als Maß für den konstanten Untergrund angesehen. Dieser Betrag wird von den gemessenen Intensitäten subtrahiert, und aus den untergrundkorrigierten Intensitäten wird die Temperatur bestimmt. Die so errechneten Temperaturen liegen in der Regel um ein bis vier Kelvin niedriger als die aus nicht untergrundkorrigierten Intensitäten bestimmten. Die Abweichung ist in völlig klaren Nächten mit hohen Linienintensitäten geringer als ein Kelvin, während dunstige Wetterlage oder Vollmond im Gesichtsfeld zu erhöhtem Untergrund und somit zu einer größeren Differenz führen.

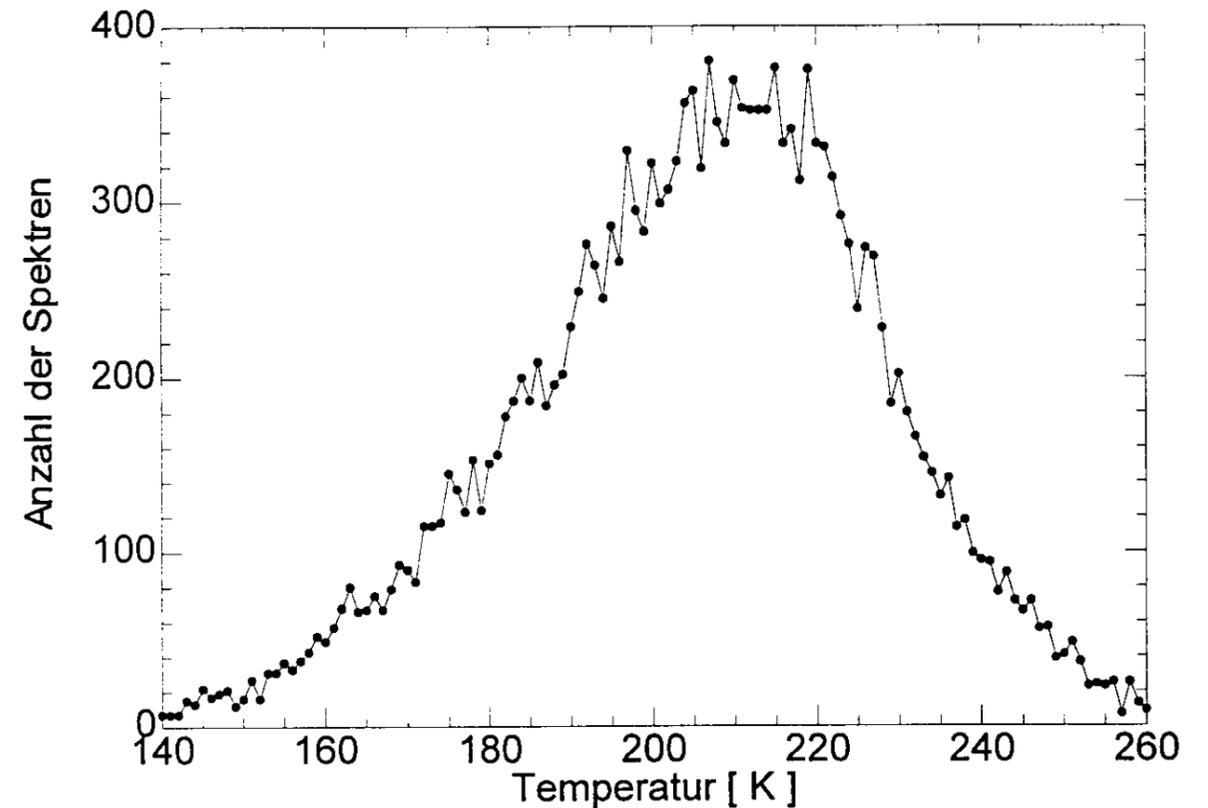
#### 2.4.2 Anpassung gemittelter Spektren

Nachdem ein systematischer Fehler der Auswertung durch die Intensitätsbestimmung an fester spektraler Position ausgeschaltet ist, stellt sich die Frage, wie es gelingt, die durch den geringen Rauschabstand der Detektoren verursachten Intensitätsstreuungen ebenfalls zu verkleinern. Ansatzpunkt ist dabei die Tatsache, daß die bisherigen Verfahren nur die Intensität an vier der 290 bzw. 240 aufgenommenen spektralen Positionen zur Auswertung benutzen. Eine einfache Möglichkeit zur Verringerung des Rauschens wäre also eine Mittelwertbildung über mehrere Gitterpositionen im Bereich des Linienzentrums. Da jedoch das Rauschen durch den Lock-In-Verstärker tiefpaßgefiltert ist und die wesentlichen spektralen Anteile des Rauschens eine Periode von fünf bis zehn Gitterschritten aufweisen, ist der Gewinn an Rauschabstand gering, wenn nicht über eine vergleichbare Anzahl von Gitterschritten gemittelt wird. Dieses würde jedoch zu einer Unterschätzung der Intensität führen, da das Spektrum nicht mehr im Linienzentrum ausgewertet wird.

Andererseits ist jedoch die Form eines gemessenen Spektrums bei einer festen Rotationstemperatur konstant, abgesehen von dem überlagerten statistischen Rauschen, so daß eine Addition vieler gemessener Spektren, die der gleichen Temperatur entsprechen, ein nahezu rauschfreies "Referenzspektrum" zu dieser Temperatur liefert. Bei einer ausreichenden Menge gemessener Spektren kann auf diese Weise zu jeder Temperatur im Auswertungsintervall (140-260 Kelvin) ein Referenzspektrum erzeugt werden. Jedes gemessene Einzelspektrum läßt sich dann in geeigneter Weise mit den Referenzspektren vergleichen (s.u.) und bekommt die Temperatur desjenigen Spektrums zugeordnet, das dem gemessenen am besten entspricht.

Dieses Verfahren wurde auf das Spektrometer II angewandt; dabei wurden aus dem Meßzeitraum von August bis Dezember 1994 insgesamt etwa 20.000 Spektren guter Qualität nach Temperaturen geordnet aufaddiert und zu einer Basis von gemittelten Spektren im Raster von einem Kelvin zusammengefaßt. Zugrundegelegt wurde bei den Einzelspektren jeweils die Temperatur, die aus der Auswertung an festen spektralen Positionen resultierte. Der "tote Gang" des Gitterantriebes und die Verschleppung des Detektorsignales durch die Zeitkon-

stante des Lock-In-Verstärkers machen es erforderlich, die beiden Drehrichtungen getrennt zu behandeln. Die gemittelten Spektren wurden so normiert, daß das Integral über die  $P_1(3)$ -Linie, die insgesamt die geringste Temperaturabhängigkeit und die höchste Intensität aufweist, auf einen festen Wert gesetzt wurde. Abbildung 2.6 zeigt die Häufigkeitsverteilung der in die Mittelung eingegangenen Spektren in Abhängigkeit von der Temperatur, die sie repräsentieren.



**Abb. 2.6** Häufigkeitsverteilung der im Zeitraum vom 30.7. bis 31.12. 1994 mit Spektrometer II in Wuppertal gemessenen Spektren in Abhängigkeit von der Temperatur, ausgewertet an fester spektraler Position, nicht untergrundkorrigiert, im Raster von einem Kelvin.

Ausgehend von 100 Spektren, die in einen typischen Temperatur-Nachtmittelwert eingehen, beträgt das Quantisierungsrauschen durch die Temperaturreasterung 0,1 Kelvin; dem gegenüber steht eine Verringerung des effektiven Geräterauchabstandes etwa um einen Faktor 5.

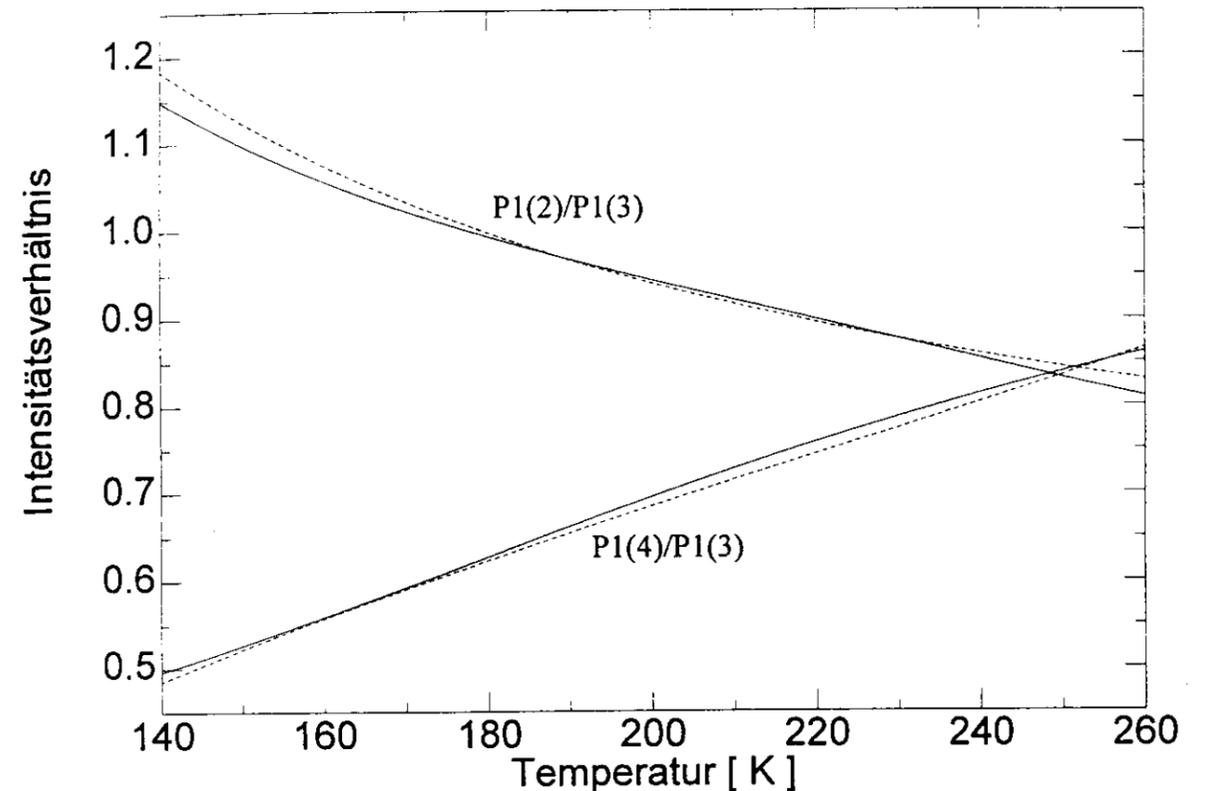
Aufgrund der aus Bild 2.6 ersichtlichen geringen Anzahl vorhandener Spektren in den Randbereichen des Temperatur-Auswertungsintervalles erwies sich eine Nachbearbeitung der gemittelten Spektren als erforderlich. Dabei wurde, um die Form der Spektren möglichst wenig zu verändern und gleichzeitig eine größtmögliche Stetigkeit beim Übergang von einer Temperatur zur nächsten zu erhalten, nicht jedes einzelne Spektrum getrennt geglättet. Günstiger ist es, an einer spektralen Position die Intensität aller gemittelten Spektren auszulesen

und den sich so ergebenden Intensitätsverlauf in Abhängigkeit von der Temperatur durch einen Polynomfit vierten Grades anzunähern. Diese Fitfunktionen beschreiben also die Intensität in Abhängigkeit von der Temperatur für jede spektrale Position. Werden die Intensitäten nun für eine feste Temperatur aus den Fitkurven aller spektralen Positionen ausgelesen und wieder zu einem Spektrum zusammengesetzt, so ergeben sich nahezu rauschfreie Spektren, ohne daß die Linienintensitäten verschliffen werden.

Zur Überprüfung, ob die sich aus dem Verfahren ergebenden Linienintensitäten in Einklang mit den theoretisch zu erwartenden Werten sind, zeigt Bild 2.7 die Linienintensitäten, die aus den Maxima der gemittelten Spektren ausgelesen wurden, im Vergleich mit den aus Formel 2.2 berechneten Intensitäten in Abhängigkeit von der Temperatur. Dabei wurde die Korrektur nach Lange (1982) für den Einfluß der  $R_2(4)$ -Linie an der spektralen Position der  $P_1(4)$ -Linie in die theoretische Kurve eingerechnet. Die Intensitäten sind jeweils auf die Intensität der  $P_1(3)$ -Linie normiert. Verwendet wurden die Einsteinkoeffizienten nach Mies (1974).

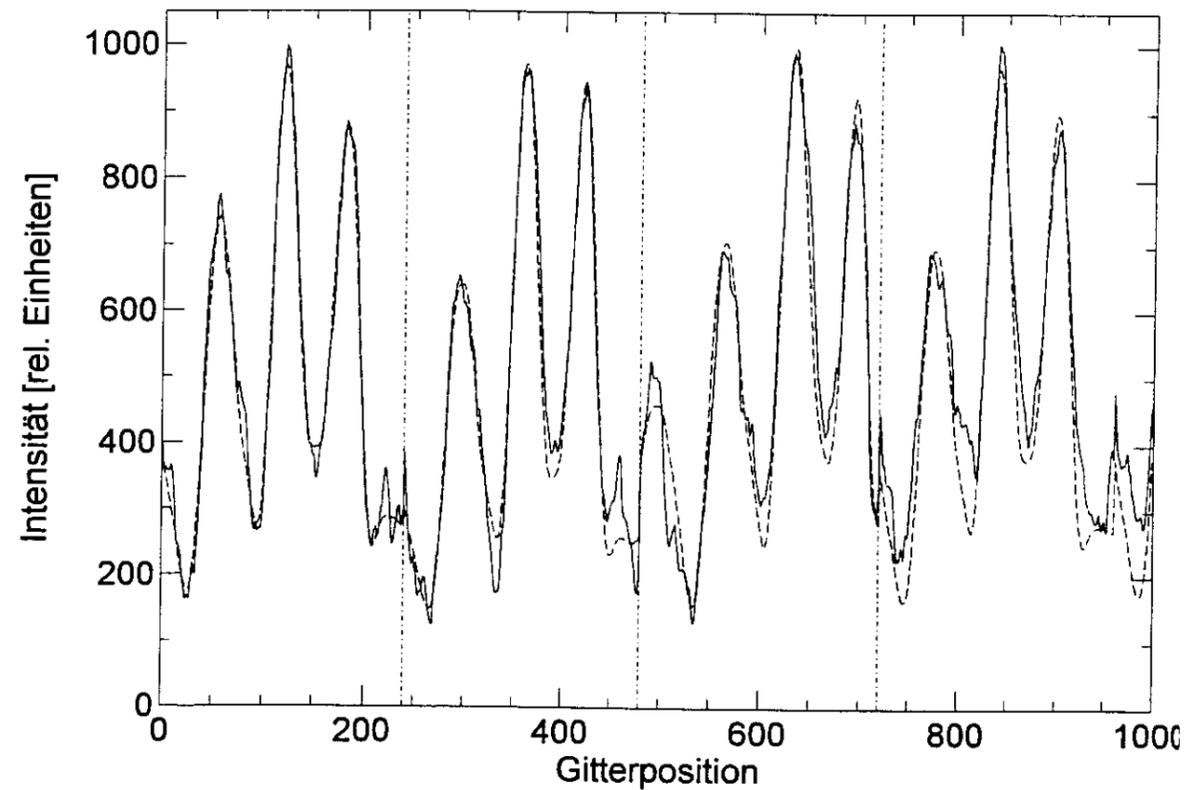
Man erkennt eine relativ gute Übereinstimmung der Intensitätsverhältnisse aus den Referenzspektren mit der Theorie im Temperaturbereich von 170-250 Kelvin, was eine Bestätigung des Auswerteverfahrens an fester spektraler Position bedeutet, aus dem die Temperaturzuordnung zu den gemessenen Spektren resultiert. Es zeigt sich daran auch, daß die Normierung und Glättung der gemittelten Spektren nicht zu gravierenden neuen systematischen Fehlern führt. Die Abweichung des Verhältnisses  $P_1(4)$  zu  $P_1(3)$  beträgt maximal 1,5% in der Intensität, diese Diskrepanz könnte aus Unsicherheiten im Lange'schen Korrekturverfahren und den dort zugrundegelegten Annahmen über das Intensitätsverhältnis vom P- und R-Zweig resultieren. Das Verhältnis  $P_1(2)$  zu  $P_1(3)$  zeigt für Temperaturen unter 170 Kelvin Abweichungen bis 4% von der theoretischen Kurve, was möglicherweise auf spektrale Signaturen des Untergrundes hindeutet. Diese sind jedoch nicht getrennt zu erfassen; die Analyse solcher Meßnächte, in denen weder  $OH^*$ -Linien noch die Hg-Linie aus der ins Gesichtsfeld gestreuten Stadtbeleuchtung (Graef, 1991) zu sehen waren, ergab keine spektrale Abhängigkeit der Untergrundintensität. Eine weitere mögliche Ursache stellt die geringe Anzahl gemessener Spektren im Temperaturbereich unter 160 Kelvin dar, die in die Summenspektren eingegangen sind.

Berücksichtigt man die Eichgenauigkeit der Relativempfindlichkeit des Spektrometers II in der Größenordnung von einem Prozent (Wiemert, 1993), so kann die Übereinstimmung im mittleren Temperaturbereich als zufriedenstellend angesehen werden; eine Verbesserung der Qualität der gemittelten Spektren in den Randbereichen des Auswertintervalles durch Addition weiterer Spektren ist anzustreben.



**Abb. 2.7** Verhältnisse der Linienintensitäten, ausgelesen an den Positionen der Linienmaxima der gemittelten und geglätteten Spektren (durchgezogene Linien), im Vergleich mit den theoretischen Werten aus Formel 2.2 (strichliert).

Die Auswahl des zum gemessenen Einzelspektrum passenden Referenzspektrums erfolgt mittels eines Least-Square-Fits nach entsprechender Normierung des gemessenen Spektrums. Der unregelmäßige Intensitätsverlauf der Einzelspektren im Wellenlängenbereich zwischen den  $OH^*$ -Linien ließ den Fit des kompletten Spektralbereiches nicht sinnvoll erscheinen. Stattdessen wurde jeweils ein Bereich um die Linienpositionen festgelegt und der Least-Square-Fit nur über diese Spektralbereiche vorgenommen. Versuche mit Sichtkontrolle der Spektren ergaben, daß die Anpassung eines Intervalles von  $\pm 15$  Schritten symmetrisch um die jeweilige Linienposition die besten Resultate erzielt. Dabei ermöglicht der direkte Vergleich der gemessenen Spektren mit den angepaßten Referenzspektren sehr viel besser als bei den bisherigen Verfahren das Erkennen einer Verformung der gemessenen Spektren, z.B. durch langsame Bewölkungsänderung. Diese führt häufig zu Intensitätsverhältnissen der drei Linien, welche gemäß der Theorie nicht möglich sind und die nun durch Abweichungen zwischen gemessenem und angepaßtem Spektrum zutage treten. Abbildung 2.8 zeigt vier gemessene Spektren und die daran angepaßten Referenzspektren am Beispiel der Meßnacht 1./2.11.1994. In Anhang 5 sind Details zur Normierung der Einzelspektren beschrieben.

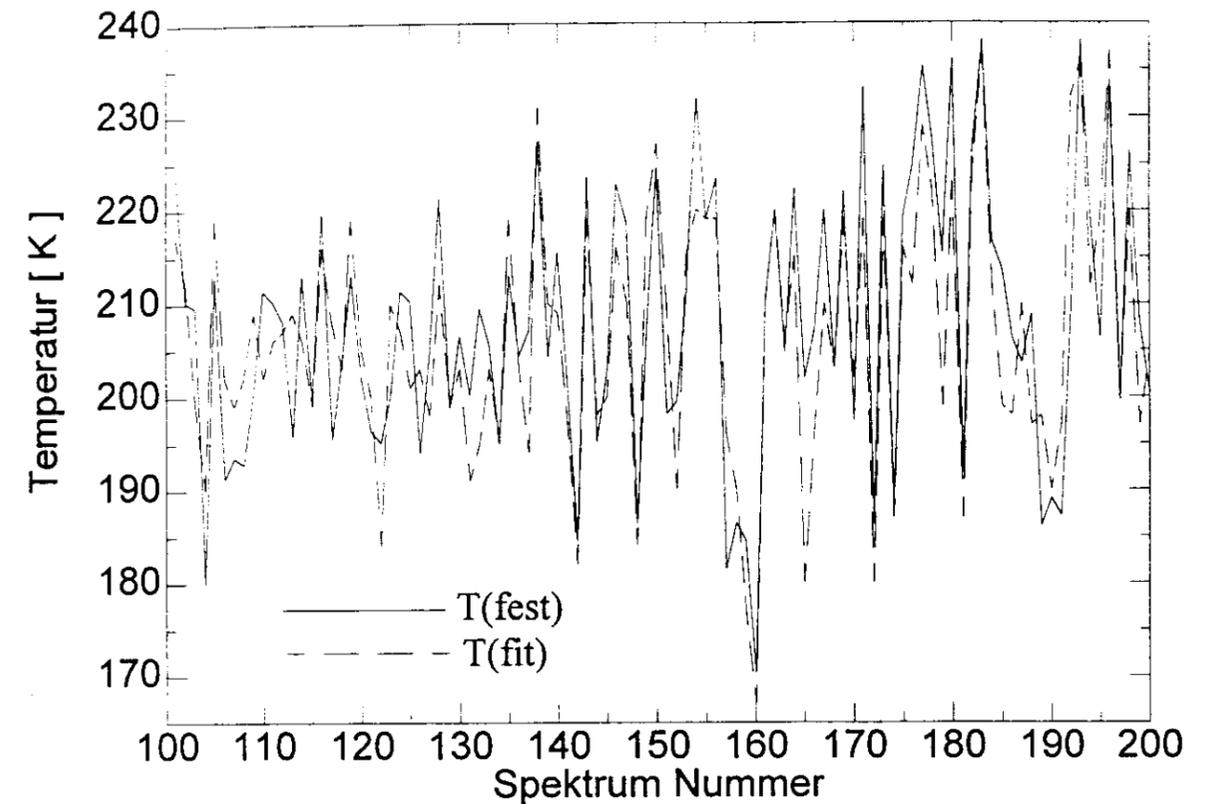


**Abb. 2.8** Vier gemessene Einzelspektren aus der Meßnacht 1./2.11.1994 (durchgezogene Linien) zusammen mit den angepaßten Referenzspektren (strichliert).

#### 2.4.3 Überprüfung der Verfahren anhand der Messungen während der CRISTA-Kampagne

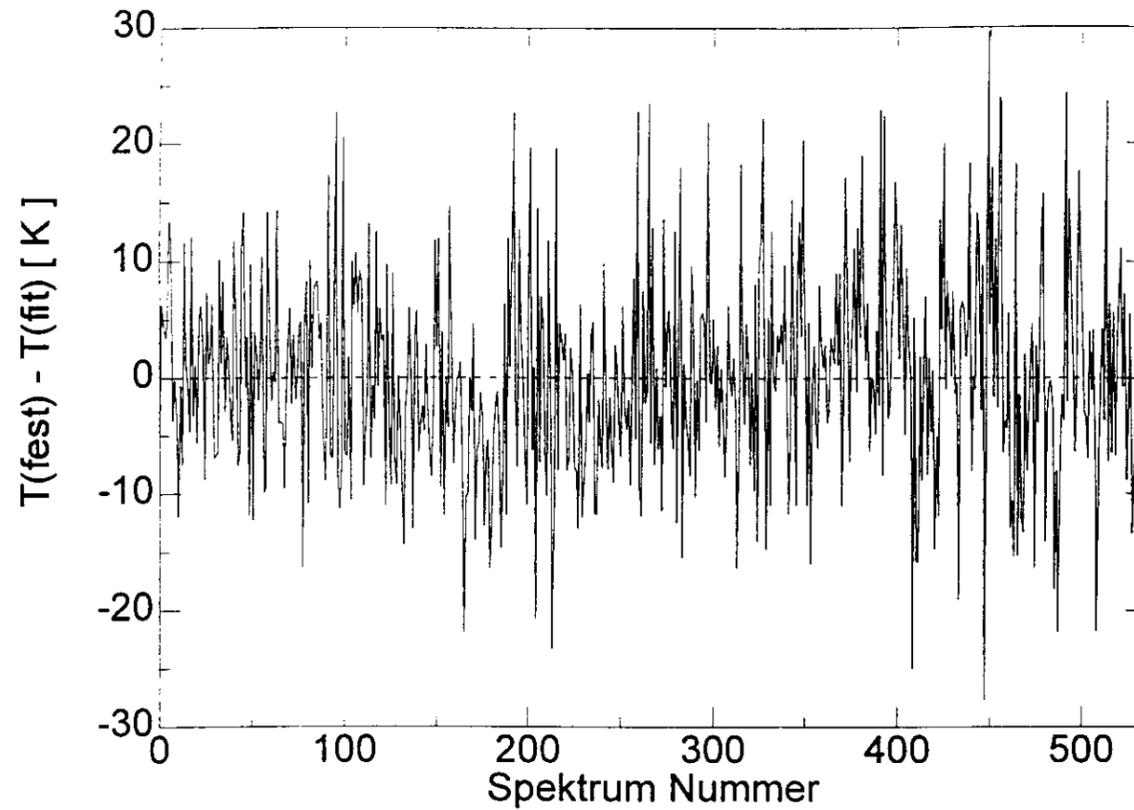
Im Zeitraum vom 26.10. bis 25.11. 1994 fand zur Ergänzung der Messungen des Wuppertaler Weltraumexperimentes CRISTA (CRYogenic Infrared Spectrometers and Telescopes for the Atmosphere) eine weltweite Meßkampagne von ballon- und raketengetragenen sowie bodengestützten Atmosphärenmeßgeräten statt (Bittner und Offermann, 1994). Anhand der OH\*-Messungen mit Spektrometer II über Wuppertal während der Kampagne werden die Auswertverfahren durch Auslesen der Intensität an fester spektraler Position und durch Anpassung von Referenzspektren gegenübergestellt.

Abbildung 2.9 zeigt einen Ausschnitt aus der Meßnacht 1./2.11.1994. Es handelt sich um eine Nacht mittlerer Datenqualität, wobei alle Spektren des Meßzeitraumes von 18:00 bis 6:30 Uhr zur Auswertung benutzt wurden. Die aus beiden Verfahren resultierenden Temperaturen zeigen qualitativ gleiche Verläufe, insbesondere der Temperatureinbruch bei Spektrum Nr.155 und die starken Variationen ab Spektrum 170 finden sich in beiden Temperaturkurven.



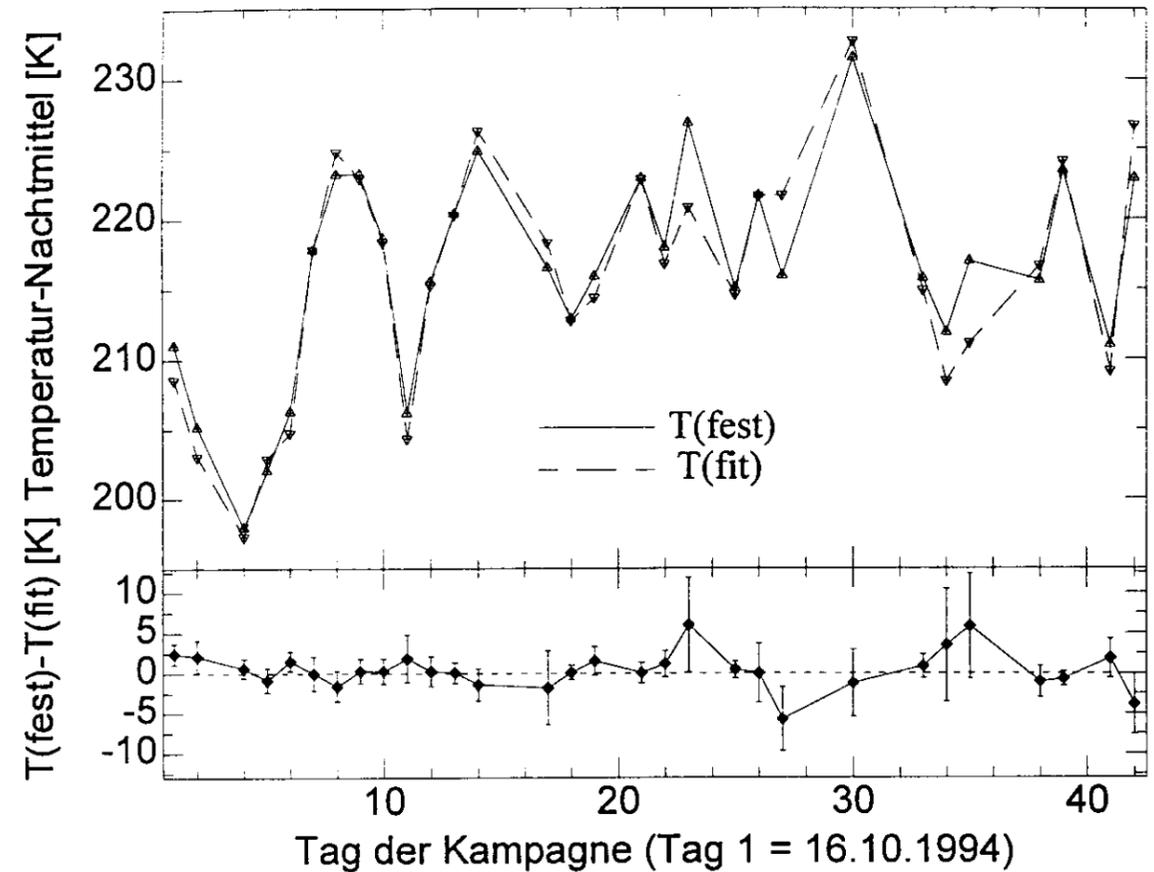
**Abb. 2.9** Vergleich der Temperaturen aus Auswertung an festen spektralen Positionen und Anpassung gemittelter Spektren anhand eines Ausschnittes aus der Meßnacht 1./2.11.1994, gemessen mit Spektrometer II über Wuppertal.

Die Abweichung zwischen den Temperaturen aus beiden Auswertverfahren (Abb. 2.10) bleibt für die Mehrzahl der Spektren unterhalb von 15 Kelvin, beträgt jedoch für einzelne Spektren bis zu 30 Kelvin. Im Rahmen des nach Gl. 2.4 zu 20-30 Kelvin abgeschätzten Temperaturfehlers eines Einzelspektrums sind die beiden Verfahren konsistent. Im Nachmittelliegt die Temperatur aus der Anpassung gemittelter Spektren 0,2 Kelvin unter der aus der Auswertung fester spektraler Positionen; die Standardabweichung beider Nachmittellwerte beträgt 15,4 Kelvin.



**Abb. 2.10** Abweichung der Temperatureauswertung durch Intensitätsbestimmung an festen spektralen Positionen,  $T_{\text{fest}}$ , von der durch Anpassung gemittelter Spektren,  $T_{\text{fit}}$ , am Beispiel der Meßnacht 1/2.11.1994, gemessen mit Spektrometer II über Wuppertal.

Abbildung 2.11 zeigt die nach beiden Verfahren bestimmten Temperatur-Nachtmittelwerte und die Residuen  $T_{\text{fest}} - T_{\text{fit}}$  für den gesamten Kampagnenzeitraum. Die maximale Abweichung zwischen  $T_{\text{fest}}$  und  $T_{\text{fit}}$  beträgt sieben Kelvin. Der statistische Fehler der Residuen gibt Aufschluß über die Qualität der Meßdaten und zeigt, daß die Abweichung zwischen den Temperaturen aus den beiden Auswerteverfahren in Meßnächten geringer Datenqualität höher ist, während die Residuen in Nächten guter Qualität unter zwei Kelvin liegen. Als Mittelwert über den Kampagnenzeitraum ergibt sich mit dem neuen Auswerteverfahren eine um 0,4 Kelvin niedrigere Temperatur als nach der Auswertung an festen Positionen. Diese Abweichung wird nicht für signifikant gehalten. Das neue Verfahren ist dem alten gegenüber also nicht vorzuziehen. Es soll aber in Zukunft zur Überprüfung der Datenqualität verwendet werden.



**Abb. 2.11** Vergleich der Temperatur-Nachtmittelwerte aus der Anpassung gemittelter Spektren,  $T_{\text{fit}}$ , und der Auswertung an festen spektralen Positionen,  $T_{\text{fest}}$ , für den Zeitraum der CRISTA-Kampagne, gemessen mit Spektrometer II über Wuppertal.

### 3. Langzeitliche Temperaturvariationen

Seit Beginn der OH\*-Messungen im Jahre 1980 sind allein in Wuppertal mehr als 2400 Temperatur-Nachtmittelwerte dokumentiert. Der sich daraus konstituierende Datensatz gibt Aufschluß über die lokale Langzeitvariation der OH\*-Temperatur. Außerdem nahmen die beiden Spektrometer an diversen Kampagnen teil, während derer Temperaturen an anderen Meßorten aufgezeichnet wurden, z.B. MAP/WINE (Dezember 1983 - Februar 1984, v. Zahn, 1987) und DYANA (Januar-März 1990, Offermann, 1994), was erste Untersuchungen bezüglich der geographischen Breitenabhängigkeit der OH\*-Temperatur ermöglichte (Graef, 1991, Wiemert, 1993).

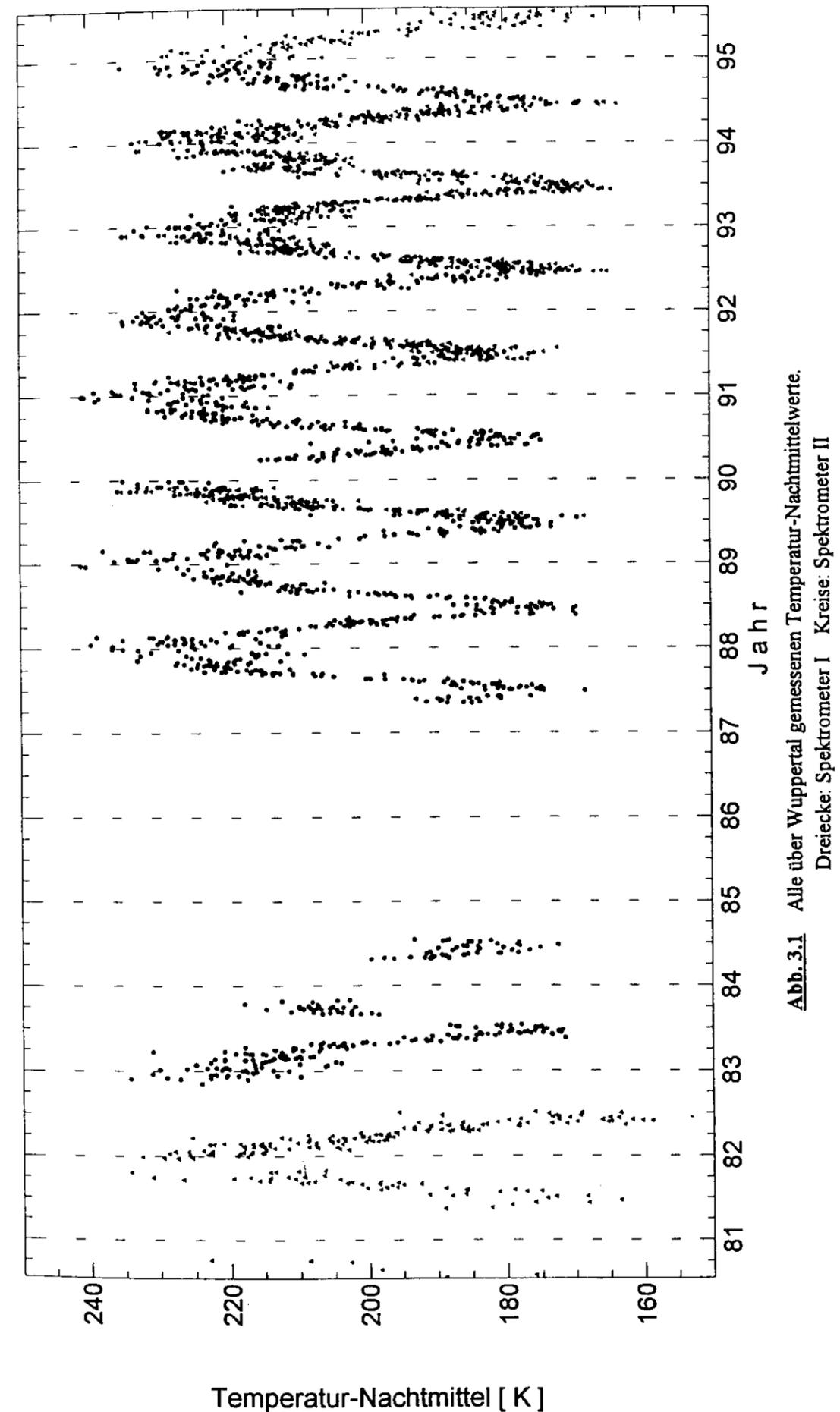
Der erstgenannte Aspekt soll im folgenden einer näheren Betrachtung unterzogen werden. In Abb. 3.1 sind die über Wuppertal mit beiden Spektrometern gemessenen Temperatur-Nachtmittelwerte dargestellt. Um Einflüsse durch die Breitenabhängigkeit der Temperatur zu vermeiden, werden die Messungen aus anderen Breiten später separat untersucht. Aus dem gezeigten Temperaturverlauf ist einerseits der typische Jahresgang der Mesopausentemperatur zu erkennen, der sich durch Antikorrelation mit der Bodentemperatur auszeichnet (hohe Temperaturen im Winter, niedrige im Sommer). Dieser wird mit der Wechselwirkung brechender Schwerewellen mit der meridionalen Zirkulation begründet, die im Sommer zu einer Abnahme, im Winter zur Zunahme der Temperaturen gegenüber der Temperatur des Strahlungsgleichgewichtes führt (z.B. Andrews et al., 1987). Andererseits zeichnet sich ein Trend in der Temperatur dergestalt ab, daß die Temperaturen bis zum Jahre 1991 ansteigen. Ein deutliches Absinken der Temperaturen in den Jahren 1991 bis 1993 ist zu erkennen.

Die Zunahme der Temperatur wird bei Graef (1991) beschrieben; als Resultat der dortigen Trendanalyse des Zeitraumes von 1980 bis 1991 ergibt sich ein Temperaturanstieg im Jahresmittel von 0,85 Kelvin/Jahr.

#### 3.1 Jahreszeit-Variationen

Aus Abb. 3.1 gewinnt man den Eindruck, daß der Jahresgang der OH\*-Temperatur in Amplitude und Phasenlage nicht sonderlich stark variiert. Der Temperaturhub während eines Jahres beträgt über den ganzen Meßzeitraum 45-50 K, wobei das Temperaturmaximum immer um die Jahreswende, das Minimum zur Jahresmitte aufgefunden wird.

Zur Überprüfung dieser Stabilität wurden die Meßwerte von Spektrometer II aus den Jahren 1983 und 1987 bis 1994 jahresweise durch einen Fit harmonischer Funktionen angenähert. Verwendet wurden dabei die nicht untergrundkorrigierten Temperaturen aus der Auswertung nach dem alten Verfahren (Bestimmung der Intensitäten durch Auslesen der Maxima im Spektrum).



Es wurde jeweils der Jahresgang, Halbjahres- und Dritteljahresgang in Amplitude und Phase angepaßt:

$$T(t) = T_0 + \sum_k A_k \cdot \cos \left( \left( \frac{2k\pi}{365,25 \text{ Tage}} \right) \cdot t - \varphi_k \right), \quad k=1,2,3 \quad (3.1)$$

mit:  $t$  = Tag im Jahr,  $T_0$  = Temperaturjahresmittel,  
 $A_k$  = Amplitude [K],  $\varphi_k$  = Phase [rad]

Verwendet wurde ein Algorithmus aus Press et al. (1989), wobei alle sieben freien Parameter simultan angepaßt wurden. Die durch Least-Squares-Fit errechneten Funktionen und die sich ergebenden Residuen sind in den Abbildungen 3.2a bis 3.2i dargestellt. Eine Betrachtung der Residuum-Zeitreihen zeigt, daß die Fitkurven die Temperaturentwicklung im wesentlichen wiedergeben. Die Temperaturvariationen von 40-50 Kelvin sind in den residualen Zeitreihen auf etwa 15 Kelvin verringert. Ein Jahres- Halbjahres- oder Dritteljahresgang ist in den Residuen nicht mehr erkennbar.

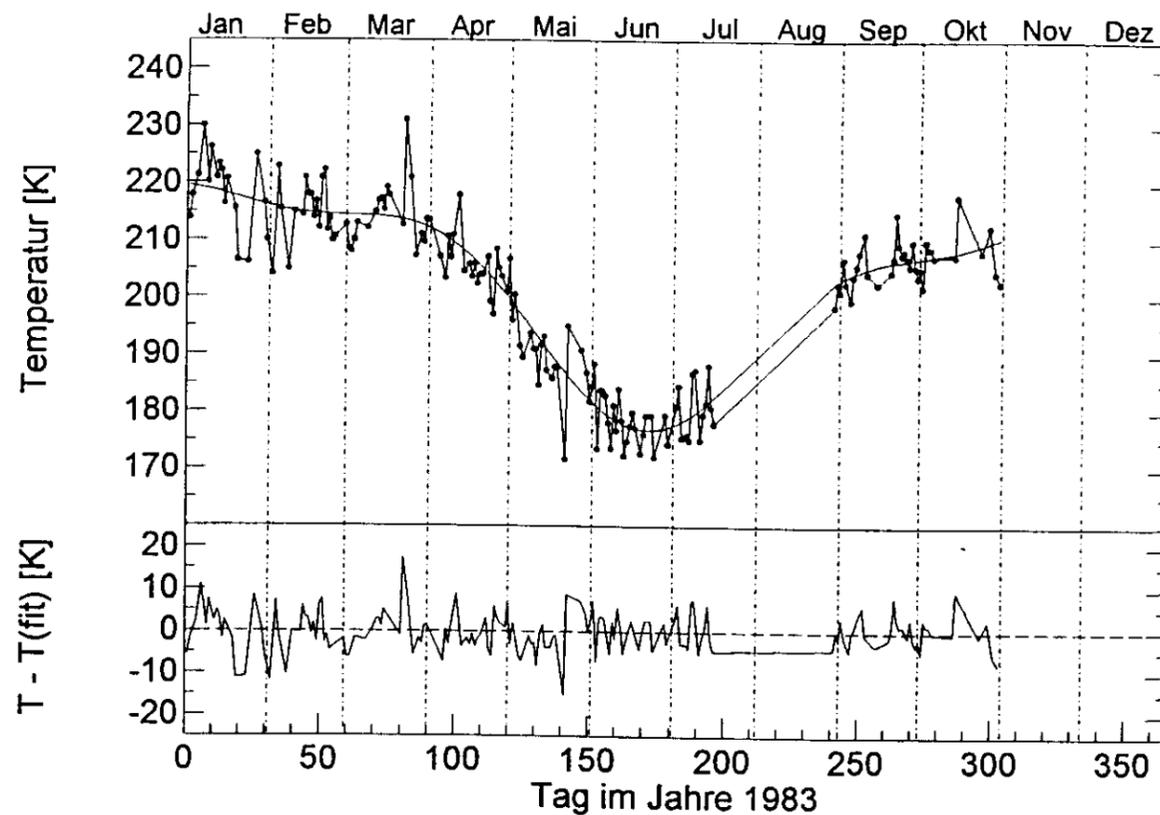


Abb. 3.2a OH\*-Temperaturen, gemessen in Wuppertal, mit Fitkurve (1983)

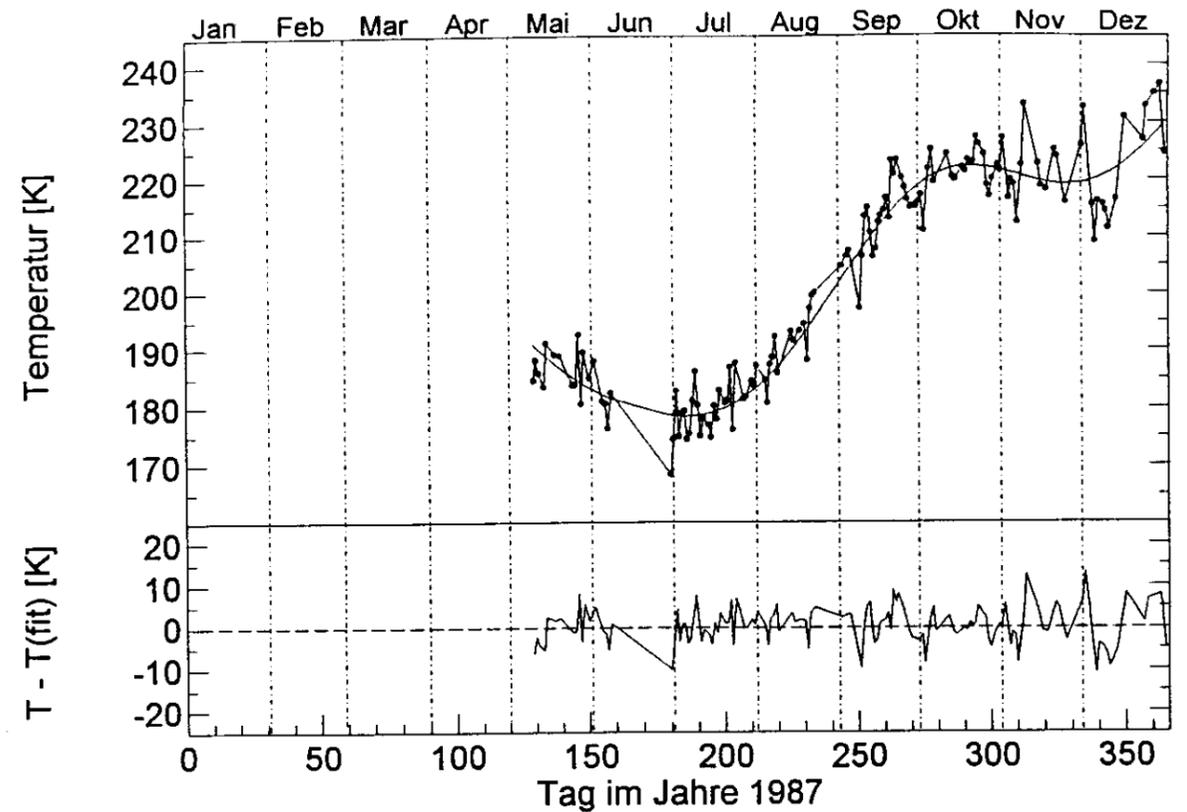


Abb. 3.2b OH\*-Temperaturen, gemessen in Wuppertal, mit Fitkurve (1987)

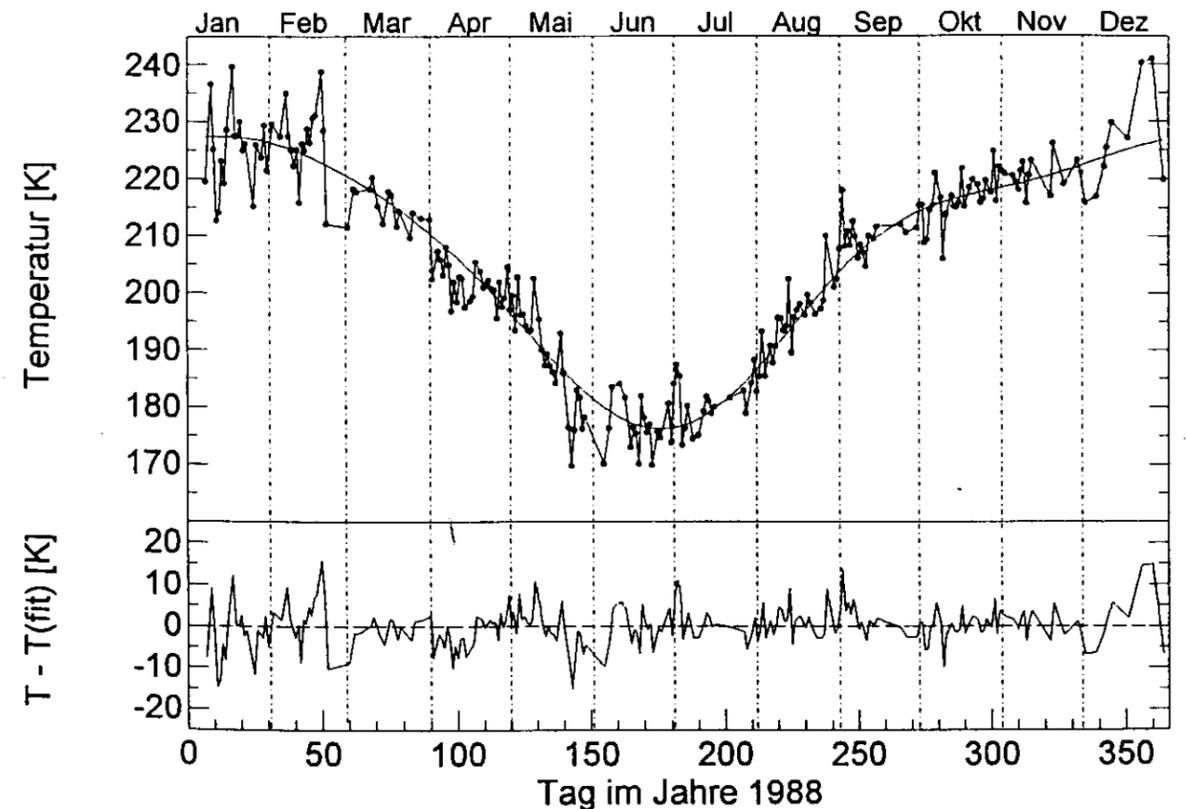
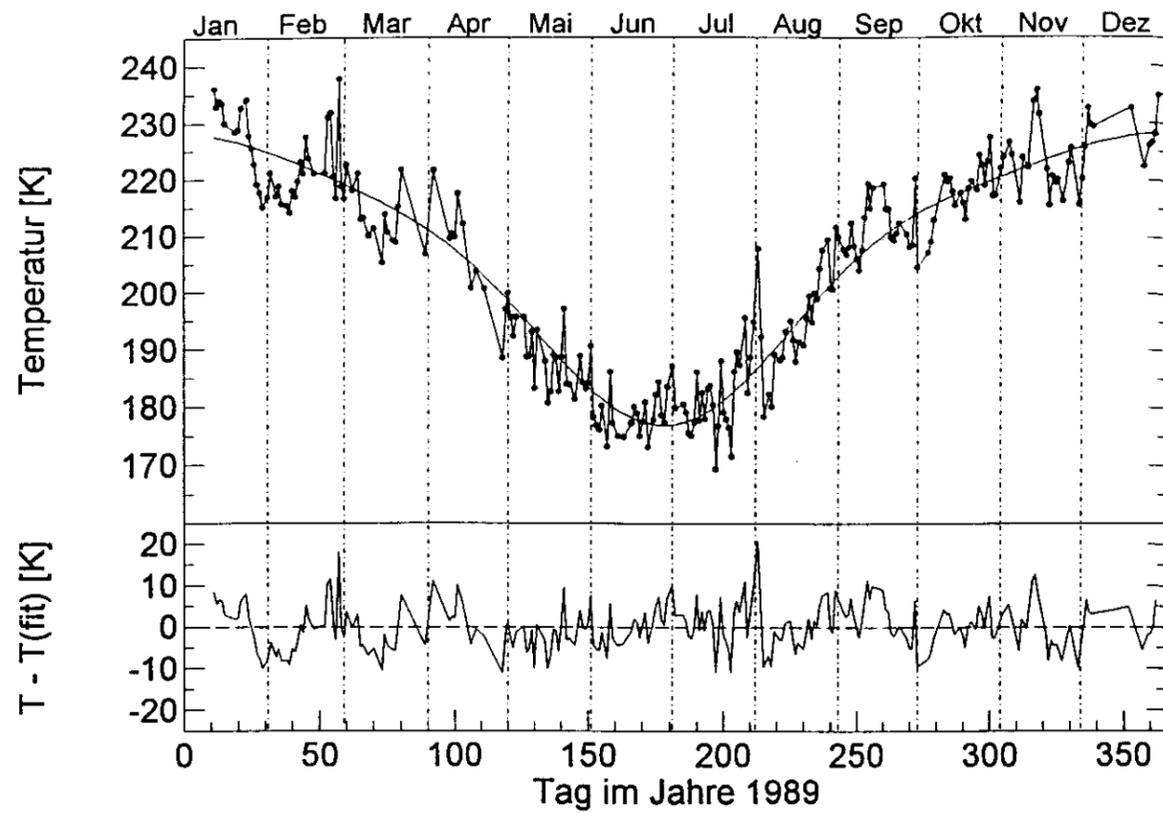
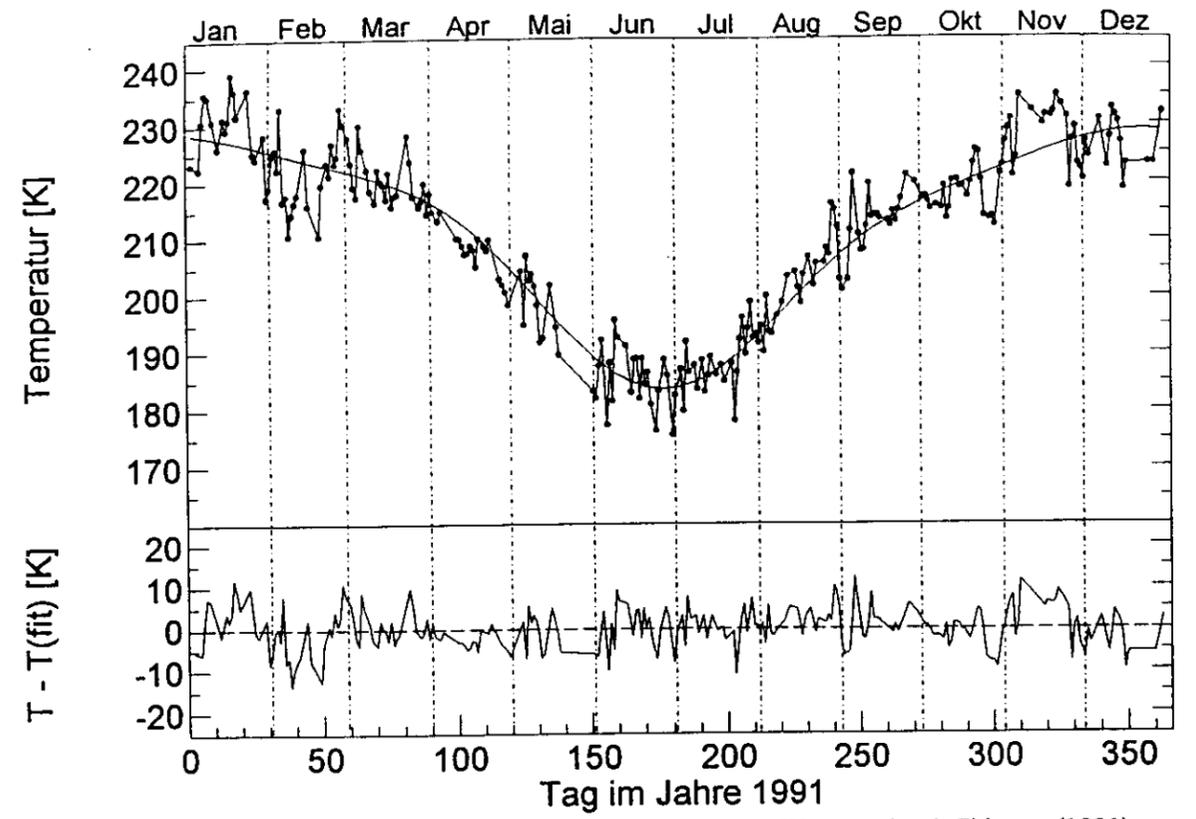


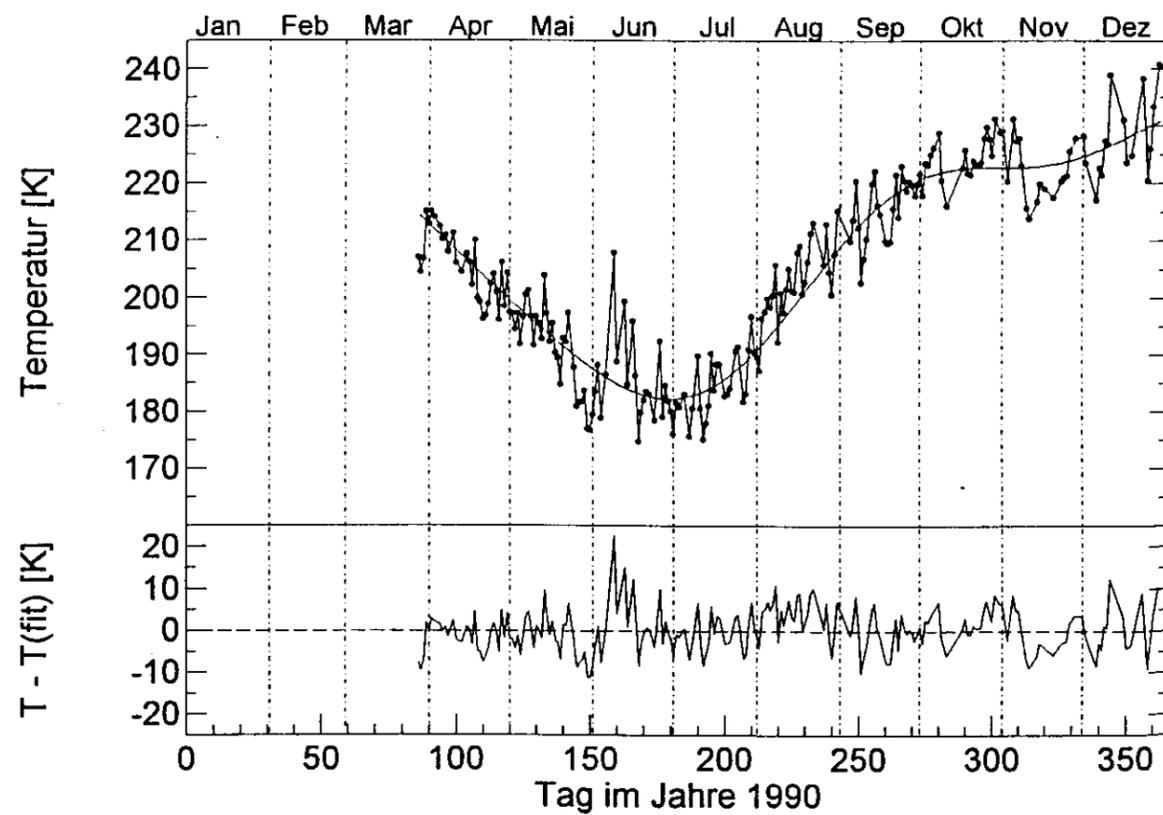
Abb. 3.2c OH\*-Temperaturen, gemessen in Wuppertal, mit Fitkurve (1988)



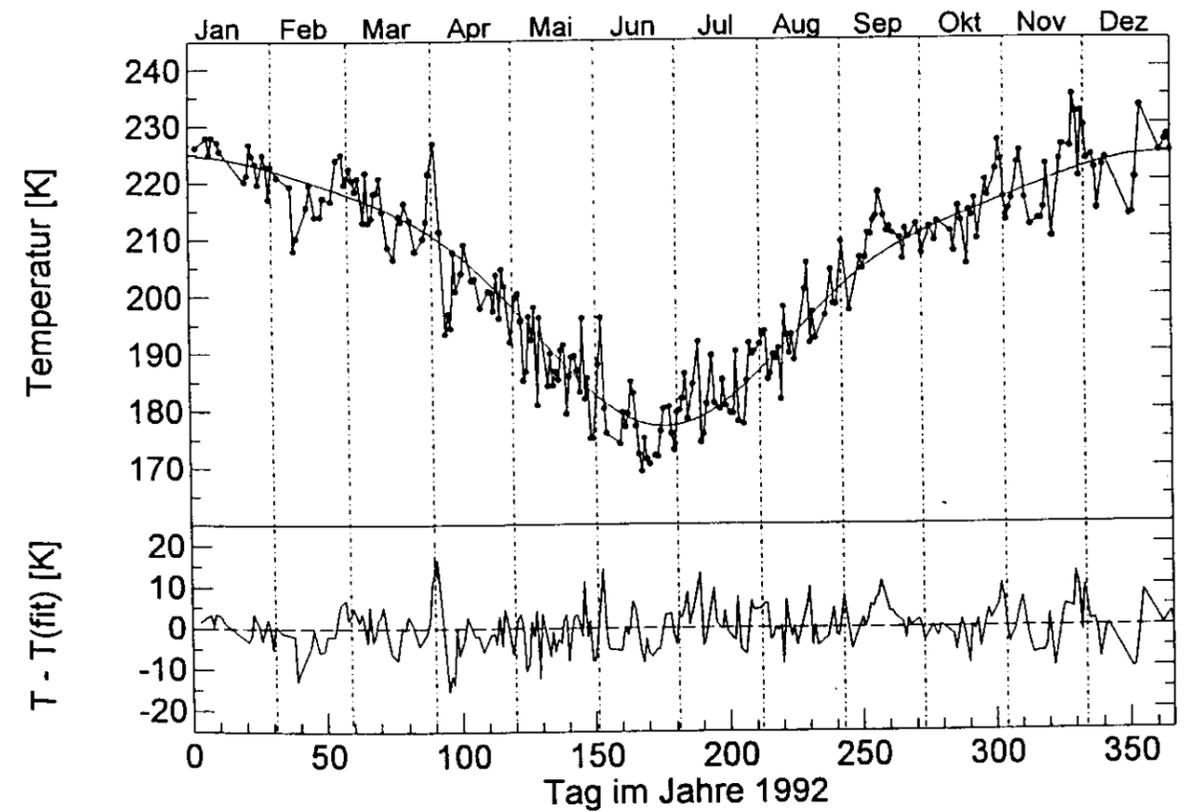
**Abb. 3.2d** OH\*-Temperaturen, gemessen in Wuppertal, mit Fitkurve (1989)



**Abb. 3.2f** OH\*-Temperaturen, gemessen in Wuppertal, mit Fitkurve (1991)



**Abb. 3.2e** OH\*-Temperaturen, gemessen in Wuppertal, mit Fitkurve (1990)



**Abb. 3.2g** OH\*-Temperaturen, gemessen in Wuppertal, mit Fitkurve (1992)

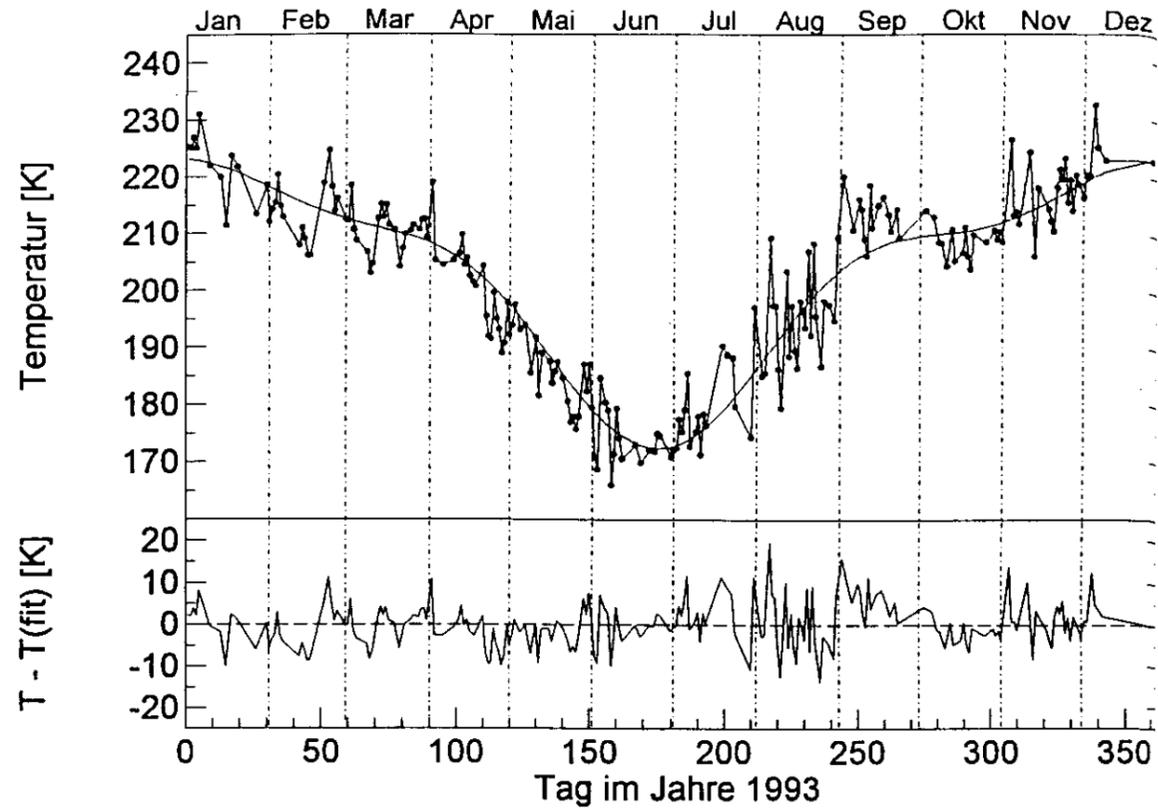


Abb. 3.2h OH\*-Temperaturen, gemessen in Wuppertal, mit Fitkurve (1993)

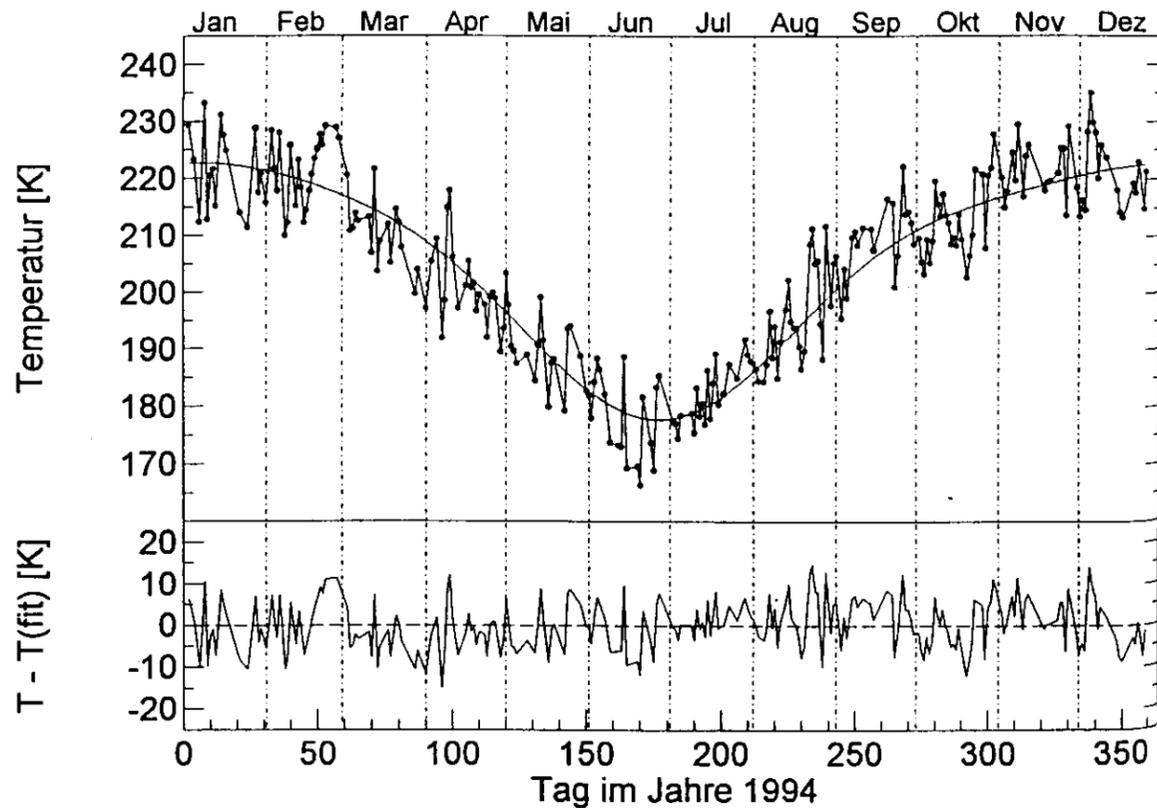


Abb. 3.2i OH\*-Temperaturen, gemessen in Wuppertal, mit Fitkurve (1994)

Die zeitliche Entwicklung der Fitparameter ist in Abb. 3.3 und 3.4 dargestellt. Die Variation der Temperatur  $T_0$  hat ihren Ursprung zum Teil in den unvollständigen Datensätzen der Jahre 1983, 1987 und 1990. Durch das Fehlen von Zeitbereichen mit typischerweise hoher Temperatur ist davon auszugehen, daß der Mittelwert des Jahres 1983 bei vollständiger Messung etwa zwei Kelvin, der des Jahres 1990 ca. drei Kelvin höher liegen würde. Durch das fast vollständige Fehlen der ersten Jahreshälfte 1987 sind die Parameter dieses Jahres zweifelhaft. Läßt man den Wert des Jahres 1987 unberücksichtigt, so zeigt die Temperatur  $T_0$  einen Anstieg bis zum Jahre 1991.

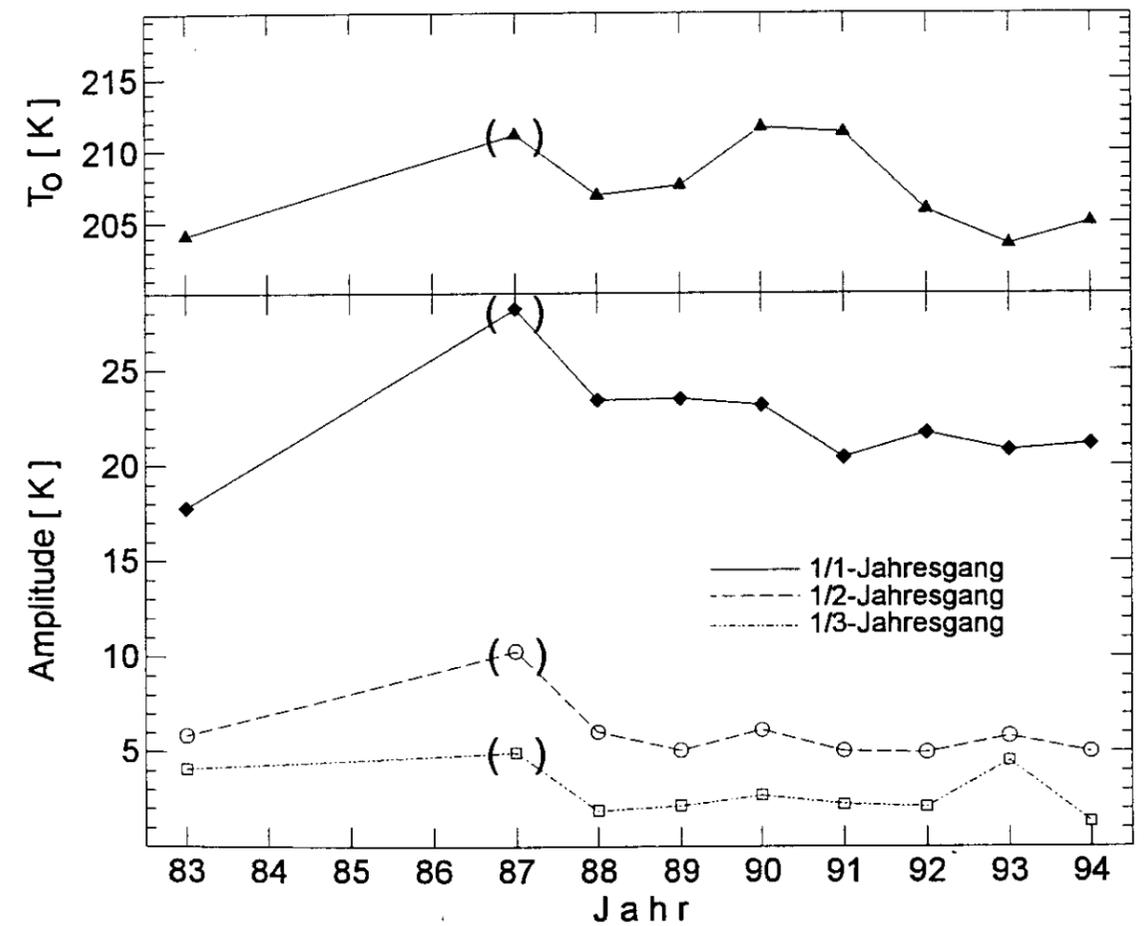
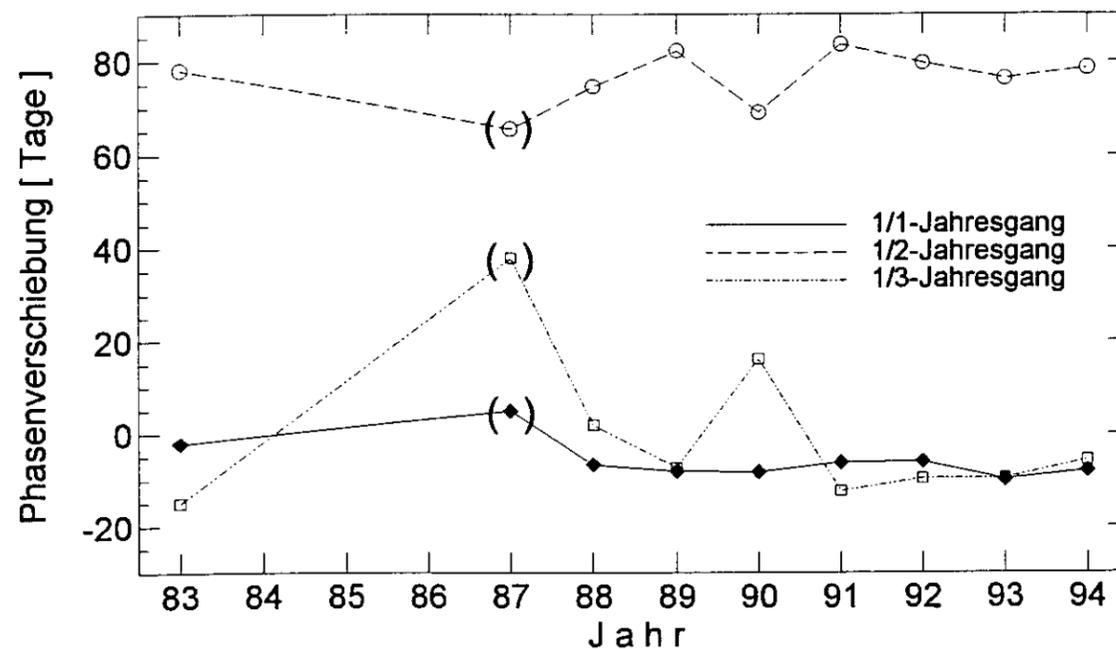


Abb. 3.3 Jahresmittelwerte der mit Spektrometer II in Wuppertal gemessenen Temperaturen für die Jahre 1983 und 1987-94 und Amplituden von Jahres- Halbjahres- und Dritteljahresgang aus dem Fit gemäß Abb. 3.2.

Ein Blick auf die Amplituden und Phasen der einzelnen Harmonischen (Abb. 3.3 und 3.4) läßt erkennen, daß der Jahresgang mit Werten um 23 Kelvin den Hauptanteil der Variation ausmacht. Die Amplituden des Halb- bzw. Dritteljahresganges liegen durchschnittlich um Faktoren 3-4 bzw. 5-10 niedriger. Die Phase des Jahresganges bleibt über den gesamten Zeitraum nahezu stabil und weicht um weniger als zehn Tage von Null ab, was bedeutet, daß die jährliche Variation der OH\*-Temperatur weitgehend symmetrisch zur Jahreswende verläuft.

Beim Vergleich der Fitkurven beispielsweise der Jahre 1992 und 1993 offenbart sich ein qualitativ unterschiedlicher Temperaturverlauf. Während die Kurve des Jahres 1992 ab Januar monoton fällt und nach Erreichen des Temperaturminimums gegen Ende Juni wieder monoton ansteigt, steigt die Temperatur im Jahre 1993 bis Ende August an, um dann bis Ende Oktober zunächst wieder abzufallen. Dieser Verlauf wird durch die Fitkurve nur unzureichend wiedergegeben und äußert sich nur in einer Abnahme des Temperaturgradienten im entsprechenden Zeitraum. Ähnliche Strukturen, wenn auch nicht so ausgeprägt, finden sich auch in den Jahren 1989 bis 1992, wobei die Abnahme bzw. Umkehr des Temperaturgradienten zu meist um Mitte bis Ende September auftritt.



**Abb. 3.4** Phasenverschiebung von Jahres-, Halbjahres- und Dritteljahresgang für die Jahre 1983 und 1987-94 aus dem Fit gemäß Abb. 3.2. Die Phase ist bezogen auf den Jahresanfang, d.h. einer Phasenverschiebung von Null entspricht dem Maximalwert der Kosinus-Funktion am 1.1. des Jahres.

Es hat den Anschein, daß dieser Temperaturverlauf zumindest teilweise ein Pendant in den Monaten Februar und März findet. Insbesondere in den Jahren 1989 und 1991 bis 1993 deutet sich eine ähnliche Gradientenumkehr im Frühjahr an. Es sind insbesondere diese Strukturen, die die Einbeziehung eines Dritteljahresganges in die harmonische Analyse notwendig machen. Auffällig ist eine Abweichung der Phasen von Halb- und Dritteljahresgang der Jahre 1987 und 1990 von den Werten der restlichen Jahre. Ein Blick auf die Fitkurven dieser Jahre zeigt, daß die angesprochene Variation der Temperaturen im Herbst besser nachvollzogen wird, wenn nicht gleichzeitig die Störung im Frühjahr angepaßt werden muß, z.B. sichtbar am Verlauf im Oktober/November 1987. Hier wie auch 1990 ist eine stark von den übrigen Werten abweichende Phasenverschiebung des Dritteljahresganges festzustellen, die ansonsten nahe bei Null liegt. Dieses zeigt, daß es sich bei der Variation im Frühling und Herbst um eine Struktur handelt, die mit einer Anpassung einer Dritteljahresperiode mit über das Jahr fester Phase noch nicht optimal zu erfassen ist.

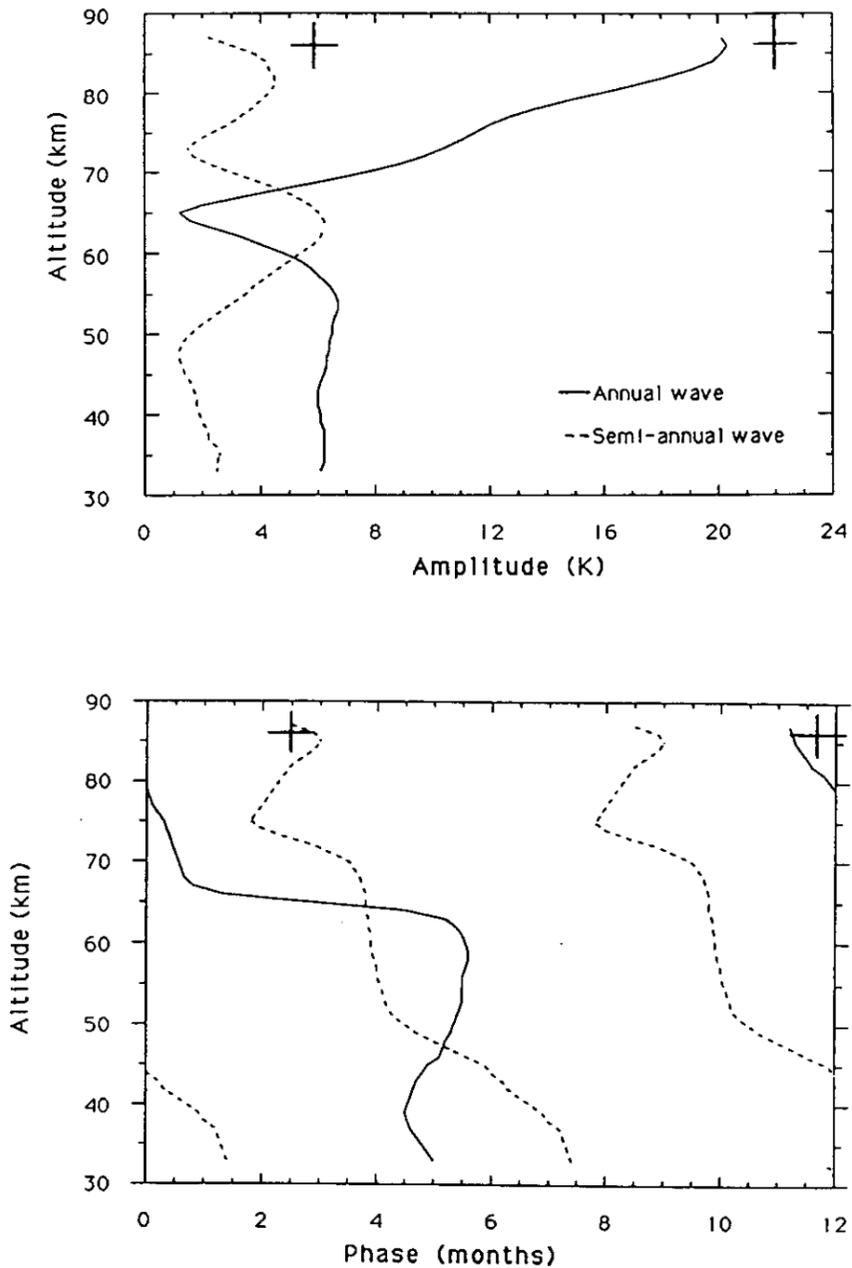
Im Jahre 1994 ist ein deutliches Auftreten der Gradientenumkehr weder in der Fitkurve noch in den Temperaturdaten auszumachen. Halb- und Dritteljahresgang haben hier die geringste Amplitude aller untersuchten Jahre (5,0 bzw. 1,3 Kelvin).

Ein Vergleich der Ergebnisse mit der CIRA 1986-Referenzatmosphäre zeigt eine leidlich gute Übereinstimmung der Amplitude des Jahresganges: in der CIRA 1986 werden für 50°N geographischer Breite und eine Höhe von 86 km 27 Kelvin Amplitude der Jahreswelle angegeben, der Mittelwert aus den Jahren 1988 bis 1994 der vorliegenden Analyse liegt bei 22 Kelvin. Größere Unterschiede finden sich in den Amplituden vom Halb- und Dritteljahresgang: während die CIRA 1986 für die Halbjahreswelle etwa ein Kelvin Amplitude angibt und der Dritteljahresgang dort mit 0,3 Kelvin kaum ins Gewicht fällt, sind die Werte in Abb. 3.3 erheblich höher.

Abbildung 3.5 zeigt Ergebnisse einer Untersuchung von Temperaturprofilen, die mittels Rayleigh LIDAR über Südfrankreich (44°N) gemessen wurden (Hauchecorne et al., 1991). Die dort gezeigten Amplituden und Phasen von Jahres- und Halbjahresgang stimmen recht gut mit den in der vorliegenden Arbeit bestimmten überein.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß ein Großteil der jährlichen Variation der OH\*-Temperatur durch die Anpassung von Kosinus-Funktionen mit ganz-, halb- und dritteljährlicher Periode wiedergegeben wird. Die Amplituden und Phasen der drei Komponenten bleiben, abgesehen von durch größere Datenlücken erzeugten Instabilitäten, über den betrachteten Zeitraum nahezu konstant. Insbesondere in dem lückenlosen Zeitraum des Datensatzes, in den Jahren 1991 bis 1994, variieren die Phasen nur um wenige Tage. Jahres- und Dritteljahresgang sind im wesentlichen in Phase mit der Jahreswende, d.h. die entsprechenden Komponenten weisen beim Jahreswechsel ihr Maximum auf und sind symmetrisch zum Kalenderjahr. Der Halbjahresgang ist um ca. 80 Tage, also ein Vierteljahr, phasenverschoben und schwächt somit im Winter den Jahresgang ab, um ihn im Sommer zu verstärken. Die Temperaturverläufe weisen zusätzliche Strukturen im Frühjahr und Herbst auf, die durch eine phasenstarre Anpassung des

Dritteljahresganges nicht hinreichend wiedergegeben werden. Es zeigt sich, daß eine vergleichende Untersuchung nur bei Datensätzen sinnvoll ist, die nicht über Datenlücken in der Größenordnung der angepaßten Periodendauern verfügen.



**Abb. 3.5** Amplituden (oben) und Phasen (unten) von Jahresgang und Halbjahresgang der mit Rayleigh-LIDAR über Südfrankreich (44°N) gemessenen Temperaturen. Zum Vergleich sind die Resultate der Analyse aus der vorliegenden Arbeit eingezeichnet (Kreuze). Die Phase gibt in beiden Untersuchungen das Maximum der Kosinus-Funktion an.

### 3.2 Langzeit-Entwicklung

Der Datensatz der über Wuppertal gemessenen OH\*-Temperaturen umfaßt mittlerweile einen Zeitraum von 16 Jahren, wobei nur die Jahre 1984-1986 aufgrund von Kampagneneinsätzen der Meßgeräte nicht vorhanden sind. Aus Gründen der Vergleichbarkeit der Daten wird zusätzlich zu den neuen Auswerteverfahren die Auswertung durchgeführt, mit der die ersten Temperaturdaten der Zeitreihe errechnet wurden. In Abständen von wenigen Jahren wurden turnusmäßig Eichungen durchgeführt, die belegten, daß Geräterift als Ursache für mögliche Temperaturentwicklungen ausgeschlossen werden kann. Die Wuppertaler Spektrometer stellen daher leistungsfähige Instrumente zum Nachweis von Klimaeffekten in der Mesosphäre dar. Gerndt wies bereits basierend auf den Daten der Jahre 1980 bis 1984 auf eine Zunahme der OH\*-Temperatur in der Größenordnung von einem Kelvin pro Jahr hin, Graef wies anhand des Zeitraumes von 1980 bis 1991 einen Trend von 0,85 Kelvin pro Jahr nach. In dieser Analyse wurden die Temperatur-Nachtmittelwerte zu Monatsmittelwerten zusammengefaßt und durch lineare Regression für jeden Monat getrennt eine Trendgerade errechnet, aus denen schließlich ein mittlerer Trend resultierte. Der Temperaturanstieg wurde inzwischen von Hauchecorne (persönliche Mitteilung) verifiziert, welcher auf der Basis von LIDAR-Messungen eine Zunahme der Temperatur im Höhenbereich der oberen Mesosphäre von 0,9 Kelvin pro Jahr fand.

Das Verfahren der monatsweisen Trendberechnung wurde in der vorliegenden Arbeit übernommen, um die weitere Entwicklung der OH\*-Temperaturen zu untersuchen, da es eine Reihe von Vorteilen impliziert: der Vergleich jeweils gleicher Monate ist unempfindlicher gegenüber lückenhaften Datensätzen, während ein Vergleich ausschließlich der Temperatur-Jahresmittel durch fehlende Meßzeiträume verfälscht würde (siehe Abschnitt 3.1). Außerdem liefert der Vergleich der ermittelten Trends pro Monat zusätzlich die Möglichkeit zur statistischen Abschätzung des Fehlers.

#### 3.3.1 Beobachtungen in Wuppertal

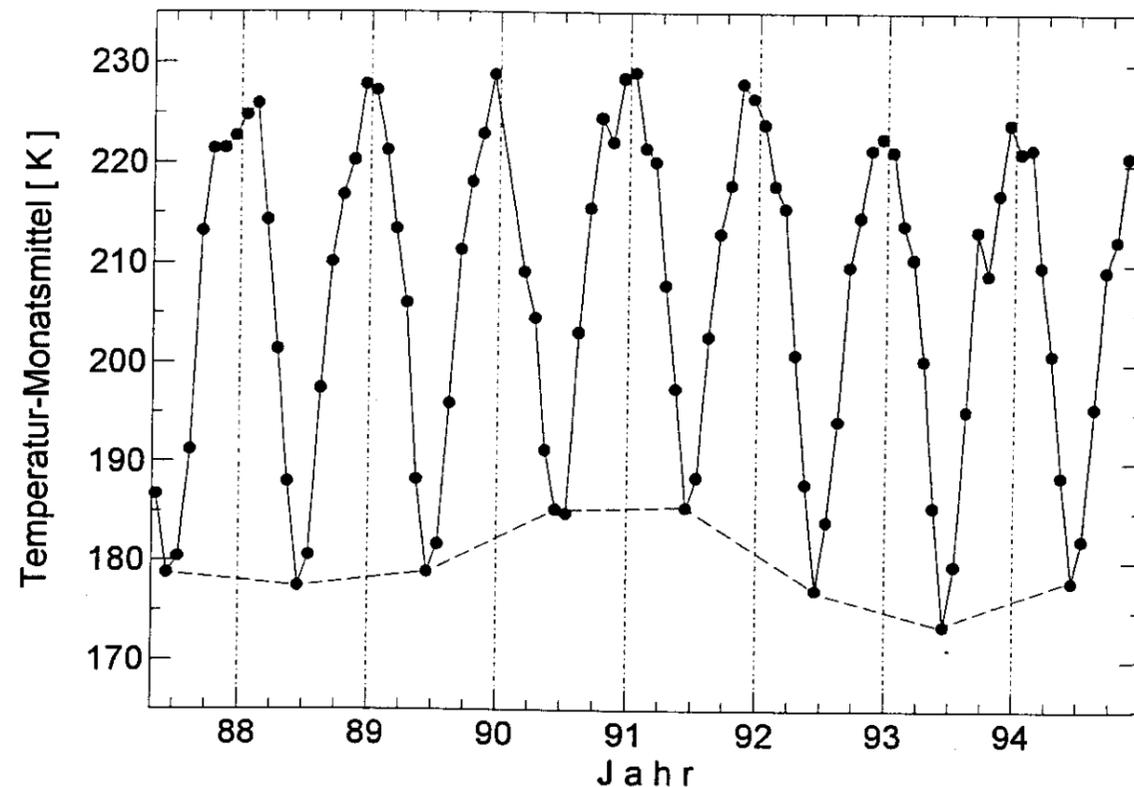
Für die Analyse wurden, um Effekte durch Differenzen zwischen den beiden Meßgeräten auszuschließen, nur die Daten von Spektrometer II im Zeitraum von Mai 1987 bis Dezember 1994 verwendet. Ein Blick auf die Monatsmittelwerte (Abb. 3.6) zeigt den Anstieg der Temperaturen bis etwa Mitte 1991, daran schließt sich ein Abfall bis zum Sommer/Herbst 1993 an, während die Temperaturen danach wieder steigen.

Augenfällig ist das zeitliche Zusammentreffen der Gradientenumkehr des Temperaturtrends mit dem Ausbruch des Mount Pinatubo am 14./15. Juni 1991. Aus zahlreichen Veröffentlichungen zu diesem Thema (z.B. Kinnison et al., 1994) geht hervor, daß es sich durch die enorme Menge an erzeugten Aerosolpartikeln, die bis in die obere Stratosphäre gelangten, um eine der klimawirksamsten Eruptionen dieses Jahrhunderts gehandelt hat. Im Hinblick auf dieses

Ereignis wurde die OH\*-Zeitreihe unterteilt und die Zeitabschnitte vor und nach der Eruption getrennt einer Analyse unterzogen. Es wurde für alle Monate getrennt eine Trendberechnung mittels gewichteter linearer Regression durchgeführt, wobei als Gewichte die Anzahl der in den Monatsmittelwert eingegangenen Nachtmittelwerte angesetzt wurden.

Die Verwendung einer gewichteten Regression sowie der unterschiedliche Analysezeitraum führen zu Trendwerten, die von der Analyse von Graef abweichen. Bei dieser blieben Monate mit weniger als sechs ausgewerteten Meßnächten unberücksichtigt.

Die monatsweise berechneten Trends (Tab. 3.1) weisen bis auf den Februar-Wert alle einen Anstieg der Temperatur aus. Ursache für den negativen Trend im Februar sind die in Abbildung 3.2f sichtbaren niedrigen Temperaturen dieses Monats im Jahre 1991. Da sich der Februar-Temperaturtrend innerhalb des Analysezeitraumes nur aus drei Jahren errechnet, führen diese niedrigen Werte zu einer negativen Steigung der Trendgeraden. Die niedrigen Temperaturen im Februar 1991 sind vermutlich auf eine planetare Welle zurückzuführen.



**Abb. 3.6** OH\*-Temperatur-Monatsmittelwerte, gemessen mit Spektrometer II über Wuppertal, von Mai 1987 bis Dezember 1994. Die strichlierten Geraden verbinden jeweils die Juni-Werte.

Insgesamt ergibt sich für den betrachteten Zeitraum ein mittlerer Trend von 1,51 Kelvin pro Jahr mit einer statistischen Unsicherheit von 0,33 Kelvin pro Jahr. Dieser Wert liegt um 0,65 Kelvin über dem Ergebnis von Graef für den Zeitraum von 1980-1990; demnach hat sich die Temperaturzunahme in den letzten Jahren vor dem Pinatubo-Ausbruch anscheinend beschleunigt.

**Tab. 3.1** Resultate der monatsweisen Trendanalyse der OH\*-Temperaturen vor der Eruption des Mount Pinatubo, gemessen mit Spektrometer II über Wuppertal. Die Auswertung umfaßt die Monatsmittelwerte von Mai 1987 bis Juni 1991. Es fehlen die Monate Jan.-März 1990. Angegeben ist zusätzlich die Anzahl der Monatsmittelwerte, aus denen die Trendgerade berechnet wurde.

Monat	Anzahl der Werte	Trend [ K/a ]
Januar	3	1.38
Februar	3	-1.15
März	3	2.11
April	4	1.90
Mai	5	2.31
Juni	5	2.53
Juli	4	1.41
August	4	3.31
September	4	0.77
Oktober	4	1.20
November	4	0.47
Dezember	4	1.87
<b>Mittelwert</b>		<b>1.51+/-0.33</b>

Der Zeitraum zur Untersuchung der Entwicklung nach der Eruption beginnt mit dem Monat Juli 1990. Somit dokumentieren die ersten zwölf Monate den Zustand der Atmosphäre vor dem Ausbruch, zu dem die Meßergebnisse der folgenden Jahre in Relation gesetzt werden. Die Zeitreihe (Abb. 3.6) läßt ab Mitte 1993 einen neuerlichen Anstieg der Temperaturen erkennen. Aus diesem Grunde wurde das Analyseintervall nur bis zum Juli 1993 ausgedehnt. Die Gradienten (Tab. 3.2) zeigen einen deutlichen Bruch in der Temperaturentwicklung in zeitlicher Koizidenz mit dem Ausbruch des Pinatubo auf: während im Zeitraum vorher bis auf eine Ausnahme nur positive Trendwerte auftreten, ergibt sich nach der Eruption ein mittlerer

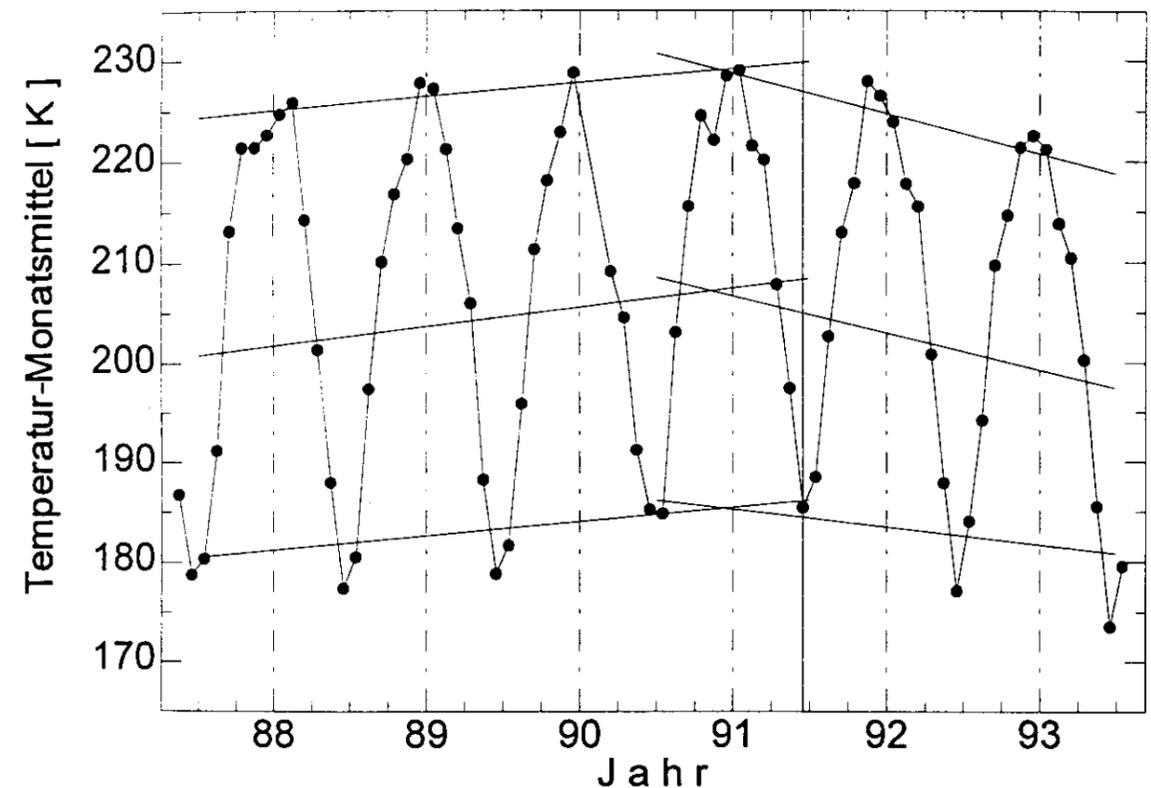
Temperaturabfall von 3.64 Kelvin pro Jahr. Dabei zeichnen die Gradienten ein einheitliches Bild: bis auf zwei Werte (Juli und November) liegen alle im Bereich -2.9 bis -5.5 Kelvin. Bemerkenswert ist in diesem Zusammenhang, daß in beiden Abschnitten der Monat November den geringsten Gradienten aufweist. Dieses deckt sich mit der Analyse von Graef. Eine mögliche Ursache hierfür ist die in einigen Jahren beobachtbare besondere Variation der Temperaturen (s. Abschnitt 3.1) in den Monaten Oktober und November, die der im Monat Februar auftretenden ähnlich ist. Durch diesen zwischenzeitlichen Abfall der Temperaturen, der in den untersuchten Jahren unterschiedlich stark ausgeprägt ist, tritt ein eindeutiger Trend im Monat November möglicherweise nicht deutlich zutage.

**Tab. 3.2** Resultate der monatsweisen Trendanalyse der OH\*-Temperaturen nach der Eruption des Mount Pinatubo, gemessen mit Spektrometer II über Wuppertal. Die Auswertung umfaßt die Monatsmittelwerte von Juli 1990 bis Juli 1993.

Monat	Anzahl der Werte	Trend [ K/a ]
Januar	3	-3.98
Februar	3	-3.83
März	3	-4.86
April	3	-3.69
Mai	3	-5.53
Juni	3	-4.36
Juli	4	-1.77
August	3	-4.28
September	3	-2.90
Oktober	3	-4.99
November	3	-0.53
Dezember	3	-2.94
<b>Mittelwert</b>		<b>-3.64+/-0.41</b>

Der erneute Anstieg der Temperaturen ab 1993 (Abb. 3.6) ist ein weiterer Hinweis auf die kausale Verbindung der aufgezeigten Trends mit der Aerosolanreicherung in der Atmosphäre durch die Eruption des Pinatubo. Durch Aussedimentieren und Abregnen der Aerosolpartikel vollzieht sich ein Selbstreinigungsprozess der Atmosphäre, so daß die Konzentration und damit die Klimawirksamkeit im Zeitraum einiger Jahre abnimmt (Kinnison et al., 1994). Von einer

quantitativen Untersuchung des Anstieges wurde jedoch aufgrund der unzureichenden Statistik zum Zeitpunkt der Fertigstellung der vorliegenden Arbeit abgesehen.



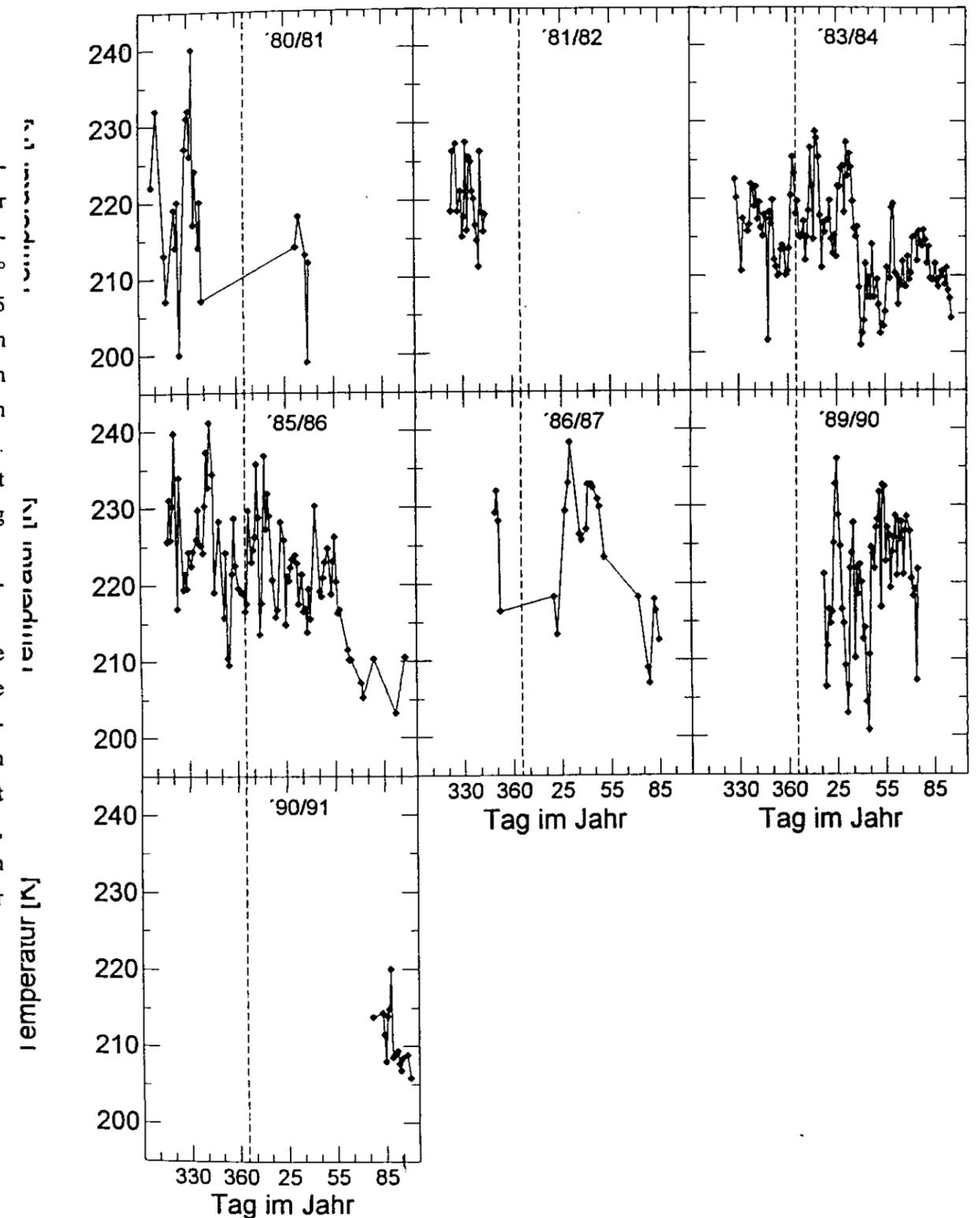
**Abb. 3.7** OH\*-Temperatur-Monatsmittelwerte in dem untersuchten Intervall um die Eruption des Mount Pinatubo herum (durchgezogene vertikale Linie). Exemplarisch sind die Trendgeraden für die Monate Januar, April und Juli jeweils vor und nach der Eruption eingezeichnet.

### 3.2.2 Messungen in hohen nördlichen Breiten

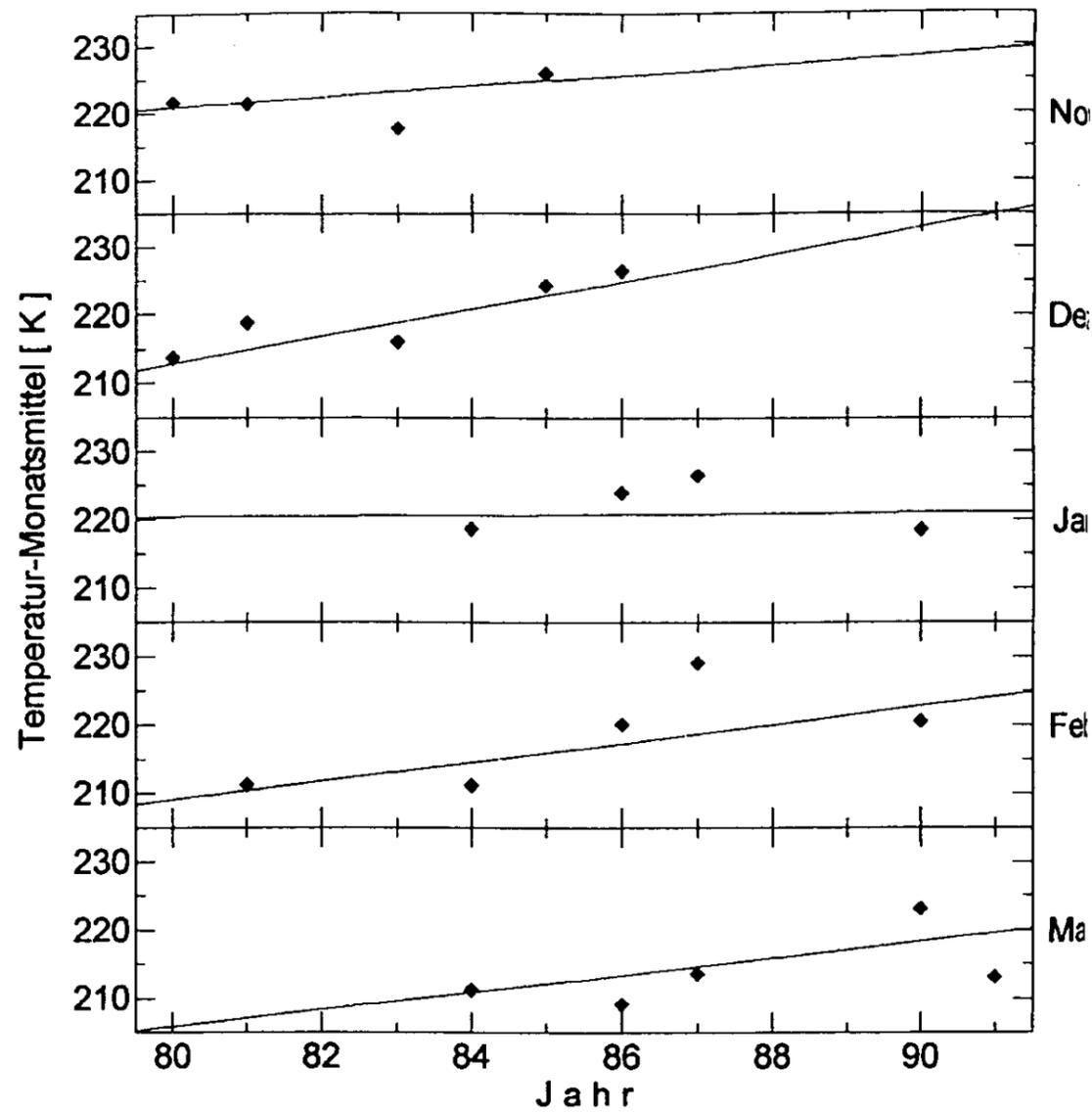
Eine Trendanalyse wurde auch für die in hohen nördlichen Breiten gemessenen OH\*-Temperaturen durchgeführt. Im Rahmen verschiedener Meßkampagnen wurden die Wuppertaler Spektrometer in Andoya, Norwegen (69°N, 16°O) und Kiruna, Schweden (68°N, 21°O) betrieben. Im Hinblick auf die betrachteten Langzeitentwicklungen ist die Breitendifferenz von 1° vernachlässigbar. Aus dem Meßzeitraum zwischen 1980 und 1991 liegen insgesamt 355 Temperatur-Nachtmittelwerte vor (Abb. 3.8), die eine Untersuchung ermöglichen, ob auch in dieser Region eine Temperaturzunahme auftritt, die mit dem Trend in den Wuppertaler Daten (51°N, 7°O) vergleichbar ist. Analog der Vorgehensweise bei den Wuppertaler Meßwerten wurden die Mittelwerte gleicher Monate einer gewichteten linearen Regression unterzogen. Der Gewichtung mit der Anzahl der in den Monatsmittelwert eingegangenen Meßwerte kommt hier eine besondere Bedeutung zu, da aufgrund der zeitlich begrenzten Meßkampagnen häufig nur kurze Zeiträume einen Mittelwert bilden.

Die Einzeltrends sind in Abb.3.9 und Tab. 3.3 gezeigt. Sie weisen allesamt eine Temperaturzunahme aus; im Mittel ergibt sich für die Wintermonate ein Trend von 0.9 Kelvin pro Jahr.

In Tab. 3.3 sind zusätzlich für die ausgewerteten Wintermonate November bis März jeweils die Temperaturwerte aus der Regressionsgeraden für das Jahr 1986 sowie zum Vergleich die CIRA 1986-Modelltemperaturen für 87 km Höhe angegeben. Es zeigt sich auch hier, daß, ähnlich wie im Falle der Wuppertaler Daten (Graef, 1991), die CIRA-Temperaturen deutlich niedriger als die Meßwerte liegen. Zusätzlich fällt auf, daß der Jahresgang offensichtlich nicht korrekt wiedergegeben wird: während Modell und Messung im Januar fast übereinstimmen, ergibt sich im November eine Abweichung von 17 Kelvin, im März sogar eine Differenz von 30 Kelvin. Hinweise darauf, daß die CIRA den Jahresgang der Mesopausentemperatur in der Polarregion nicht korrekt wiedergibt, finden sich auch bei Lübken und von Zahn (1991).



**Abb. 3.8** Übersicht über alle in hohen nördlichen Breiten gemessenen OH\*-Temperatur-Nachtmittelwerte. Dargestellt sind Messungen der Wuppertaler Spektrometer in Andoya, Norwegen (69°N, 16°O) und Kiruna, Schweden (68°N, 21°O).



**Abb. 3.9** Monatsmittelwerte der OH\*-Messungen in hohen nördlichen Breiten mit den Trendgeraden aus gewichteter linearer Regression. Es ergibt sich für die hier dargestellten Monate ein mittlerer Trend von 0.9 Kelvin pro Jahr.

**Tab. 3.3** Ergebnisse der Trendanalyse der OH\*-Temperaturen aus hohen nördlichen Breiten durch gewichtete lineare Regression.  $T_{fit}$  bezeichnet den Wert der Regressionsgeraden im Jahre 1986 zum Vergleich mit der CIRA 1986-Modelltemperatur.

Monat	Trend [K/a]	$T_{fit}('86)$ [K]	$T_{CIRA}$ [K]	$T_{fit}-T_{CIRA}$ [K]
November	0.76	225.4	208.5	16.9
Dezember	2.01	224.8	219.1	5.7
Januar	0.06	220.8	218.0	2.8
Februar	1.37	217.3	207.3	10.0
März	1.25	213.3	182.6	30.7
<b>Mittelwert</b>	<b>0.91+/-0.32</b>			

#### 4. Spektralanalyse

Ein Blick auf Abb. 3.2 (S. 24ff) zeigt, daß die OH-Temperaturen neben den dort untersuchten langperiodischen Variationen ständig Oszillationen auf kurzen Zeitskalen zeigen. Schwierigkeiten bei der Interpretation der zugrundeliegenden physikalischen Prozesse ergeben sich natürlich aus der Tatsache, daß nur an einem festen Ort gemessen wird und so nur zeitliche, nicht aber räumliche Variationen erfaßt werden können. Des Weiteren sind kleinräumige Strukturen nur dann nachweisbar, wenn ihre räumliche Ausdehnung vertikal die Dicke der OH-Schicht, horizontal die Größe des Gesichtsfeldes der Spektrometer deutlich übersteigt. Dieses Kriterium ist jedoch z.B. bei der Untersuchung planetarer Wellen immer erfüllt. Die charakteristischen Skalen planetarer Wellen betragen 1000 bis mehrere 10000 km bei vertikalen Wellenlängen von einigen 10 km. Schwerewellen zeigen vertikale Wellenlängen im Bereich einiger Kilometer und horizontale Ausdehnungen von 10-1000 km (z.B. Andrews et al., 1987), so daß ihr Nachweis in OH\*-Temperaturen problematisch ist.

Die Spektralanalyse der Wuppertaler OH\*-Temperaturen wurde bereits auf verschiedenen Zeitskalen durchgeführt: nach Gerndt (1986), welcher jeweils kurze Zeitabschnitte einer Fourier-Analyse unterzog, stellte Graef (1991) anhand der Wuppertaler Daten von 1981 bis Anfang 1991 eine Klimatologie auf, die zeigte, daß die kürzeren Perioden im Sommer, die längeren im Winter überwiegen. Wiemert (1993) analysierte die hochaufgelösten Temperaturdaten aus den Einzelspektren auf Gezeiten mit Perioden im Bereich einiger Stunden bis zu fünf Tagen mit besonderem Augenmerk auf der 12-Stunden-Komponente. Im Vergleich mit Meßverfahren, die ein Höhenprofil atmosphärischer Parameter liefern, beispielsweise Raketen- oder Ballonmessungen, die jedoch nur einen kurzen Zeitabschnitt wiedergeben, bietet sich die OH\*-Temperatur für ein Studium der Dynamik über längere Zeiträume an. Insbesondere ein statistisch solider Vergleich mit den Variationen anderer Parameter, z.B. Temperaturen anderer Höhenbereiche oder der Windgeschwindigkeit, wird erst durch die kontinuierliche Langzeitmessung möglich. Eine Vergleich der Zeitreihen verschiedener Parameter durch Berechnung der Korrelation  $R$  zeigte bisher nur vage Zusammenhänge (z.B. Wiemert, 1993). Die Korrelation ermöglicht jedoch keine Aussage über die Frequenzen, die die Variationen bedingen. Diese treten erst in einem Vergleich der Periodogramme der untersuchten Parameter zutage.

##### 4.1 Maximum-Entropie-Methode

Die der Fourieranalyse lückenhafter Zeitreihen endlicher Länge inhärenten Probleme (schlechte Frequenzauflösung, Aliasing und Leakage-Effekte, z.B. Bittner, 1993) legen es nahe, eine vergleichende Analyse zu der von Graef (1991) mit einem anderen Spektralschätzer durchzuführen. Die Maximum-Entropie-Methode (MEM) bietet sich hierfür an: sie ist nicht an

Frequenzstützstellen gebunden und liefert eine extrem gute Frequenzauflösung. Außerdem treten keine Probleme durch Leakage wegen der Kürze der analysierten Zeitreihen auf. Eine genaue mathematische Beschreibung sowie ein umfassender Vergleich verschiedener Spektralschätzer wird bei Bittner (1993) gegeben.

Bei der Erstellung einer Klimatologie kommt der Interpolation der naturgemäß vorhandenen Datenlücken eine besondere Bedeutung zu: ein Meßzeitraum von einem Jahr ist in der Regel durch mehr als 200 Temperatur-Nachtmittelwerte repräsentiert; während jedoch die Sommermonate meist mit über 20 Werten je Monat dokumentiert sind, lassen sich in den Wintermonaten wegen schlechten Wetters zum Teil weniger als zehn Meßnächte auswerten. Eine lineare Interpolation zwischen den Meßwerten führt zu einer Unterdrückung kurzperiodischer Anteile und einer gleichzeitigen Überschätzung der langen Perioden, so daß die jahreszeitliche Schwankung der Meßwertdichte eine Verfälschung der Klimatologie zur Folge haben wird.

In der vorliegenden Arbeit wurden daher die Datenlücken unter Verwendung der MEM "assimiliert". Hierbei wird das MEM-Spektrum der der Datenlücke vorangehenden Zeitreihe bestimmt und die Reihe dann unter Verwendung dieser spektralen Information ergänzt (Bittner, 1993).

##### 4.2 Monatliche Analyse der OH\*-Temperaturen

Die Temperatur-Nachtmittelwerte der Jahre 1988 bis 1993 wurden einer Untersuchung auf periodische Variationen mit Perioden im Bereich von 2,5 bis 22 Tagen unterzogen. Berücksichtigt wurden nur die mit Spektrometer II über Wuppertal gemessenen Temperaturen, um eine Verfälschung durch Mischung von Daten aus verschiedenen geographischen Breiten zu vermeiden. Zur Erstellung einer Klimatologie wurde die Temperaturzeitreihe in Abschnitte von jeweils einem Monat Länge unterteilt. Die sich daraus ergebenden Zeitreihen wurden durch lineare Regression und anschließende Residuenbildung um langperiodische Variationen bereinigt. Zur Assimilation sind mindestens vier zusammenhängenden Datenpunkte zu Beginn der Reihe nötig. Um diese zu gewährleisten, wurden die Zeitreihen zum Teil rückwärts analysiert. In Einzelfällen wurde ein Temperaturwert weggelassen, falls sich dadurch ein lückenloser Anfang der Zeitreihe ergab. Monate, die nach der Umsortierung durch weniger als zehn Nachtmittelwerte dokumentiert waren, wurden nicht berücksichtigt.

In Abbildung 4.1 ist die Anzahl der Nachtmittelwerte dargestellt, die in die Zeitreihe des entsprechenden Monats eingehen. Es zeigt sich deutlich ein Jahresgang in der Statistik dergestalt, daß während der Sommermonate meist über zwei Drittel der Nächte auswertbar waren, während die Datendichte im Winter wetterbedingt stark abnimmt. Von Januar bis März 1990 befand sich Spektrometer II im Rahmen der DYANA-Kampagne in Andoya, so daß die Daten aus diesem Zeitraum hier nicht verwertet wurden.

Kriteriums, um die Signifikanz einer spektralen Komponente einzuschätzen. Ermittelt wird hierzu die spektrale Amplitude, die einer Signifikanzgrenze von 95% entspricht, d.h., die Wahrscheinlichkeit, daß eine Zeitreihe zufällig die entsprechende spektrale Amplitude liefern würde, beträgt 5%. Die Signifikanzschwelle wird hierbei als frequenzunabhängig angenommen und nach einem Vorschlag von Olberg und Rakocki (1984) berechnet. Ermittelte Periodendauern unterhalb dieser Grenze bleiben in den weiteren Untersuchungen unberücksichtigt. Periodendauern unterhalb von 2,5 Tagen wurden aufgrund der Nähe zur Nyquist-Frequenz nicht berücksichtigt.

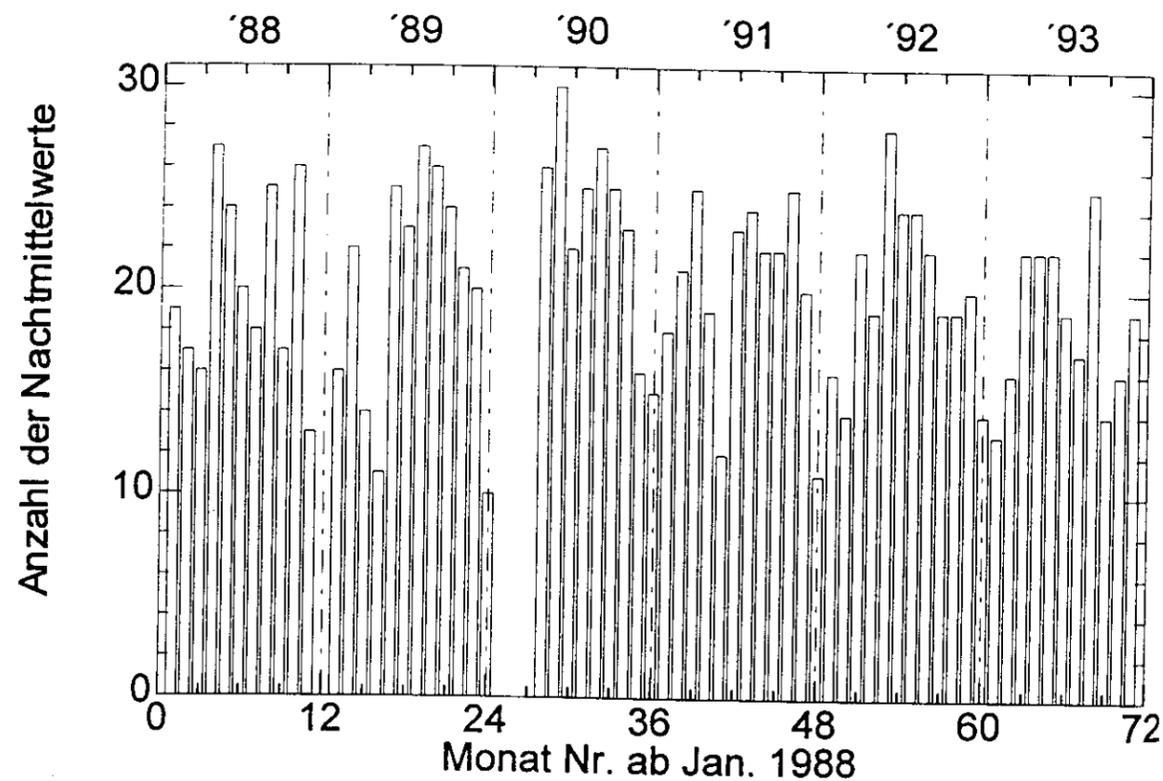


Abb. 4.1 Anzahl der Temperatur-Nachtmittelwerte pro Monat von Januar 1988 bis Dezember 1993

Anders als bei der Fourier-Analyse ist die Amplitude einer spektralen Komponente im MEM-Frequenzspektrum kein Maß für die Amplitude der entsprechenden Variation in der Zeitreihe, da bei der MEM Polstellen einer gebrochen rationalen Funktion bestimmt werden. Eine reine Sinus-Schwingung in der Zeitreihe hätte daher im Idealfall eine nahezu unendliche Amplitude im Frequenzspektrum zur Folge.

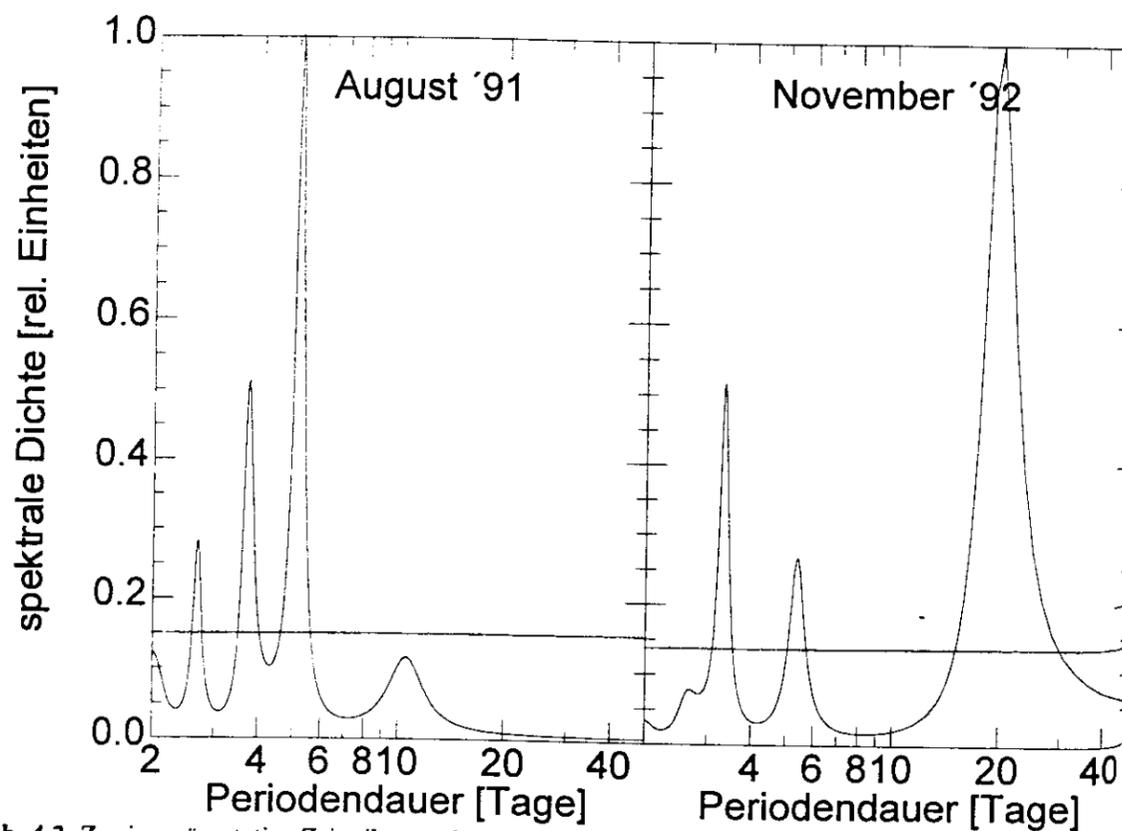
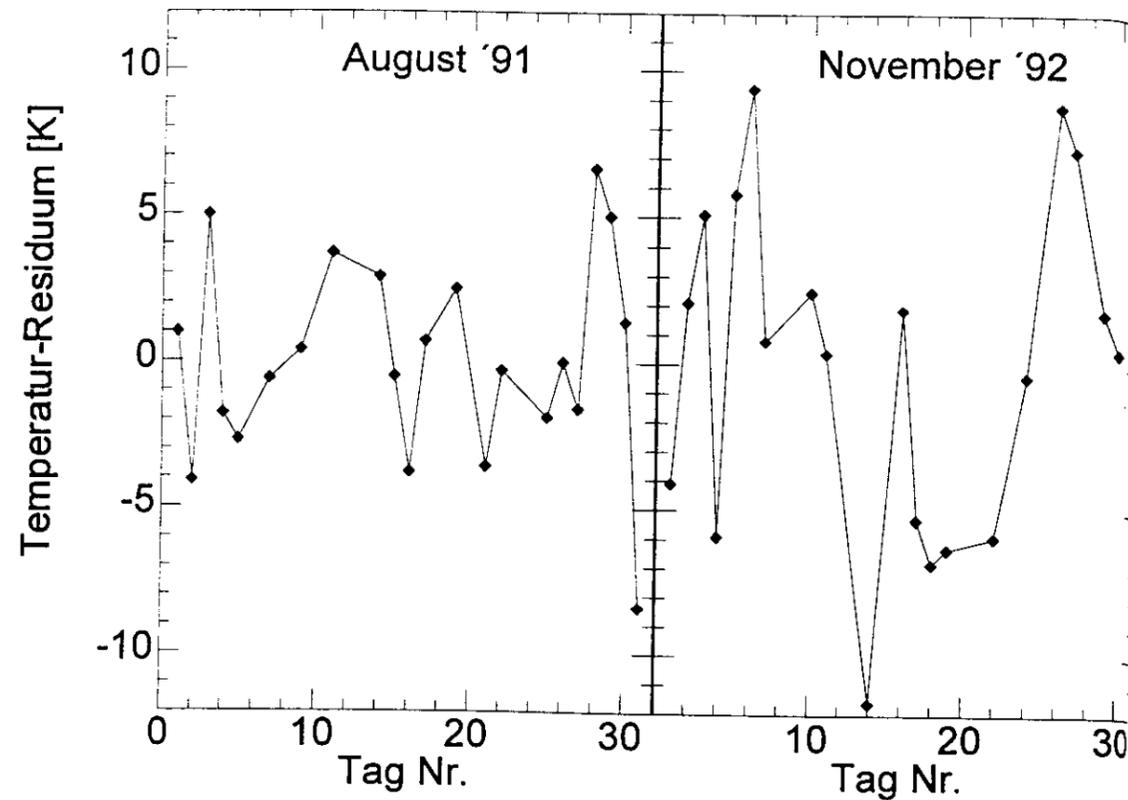
Bild 4.2 zeigt die Zeitreihen und die resultierenden Frequenzspektren am Beispiel der Monate August 1991 und November 1992. Auffällig sind die diskreten, scharf ausgeprägten spektralen Anteile in beiden Periodogrammen, die augenscheinlich in den Zeitreihen jeweils ihre Entsprechung finden. So vermag man die 20-Tage-Periode im November-Spektrum dem ausgeprägten "U"-Verlauf der Zeitreihe zwischen Tag fünf und Tag 25 zuzuordnen, während die Drei-Tage-Periode in den ersten sechs Meßwerten ihren Ursprung findet. Die Spektren zeichnen sich durch das Fehlen künstlicher höherer Harmonischer aus, wie sie typischerweise bei der Fourier-Analyse solch kurzer Zeitreihen entstehen.

Die Form der hier gezeigten Periodogramme ist typisch für die gesamte Analyse: bis auf wenige Ausnahmen weisen die Spektren aller Monate einen Verlauf mit wenigen diskreten Perioden auf.

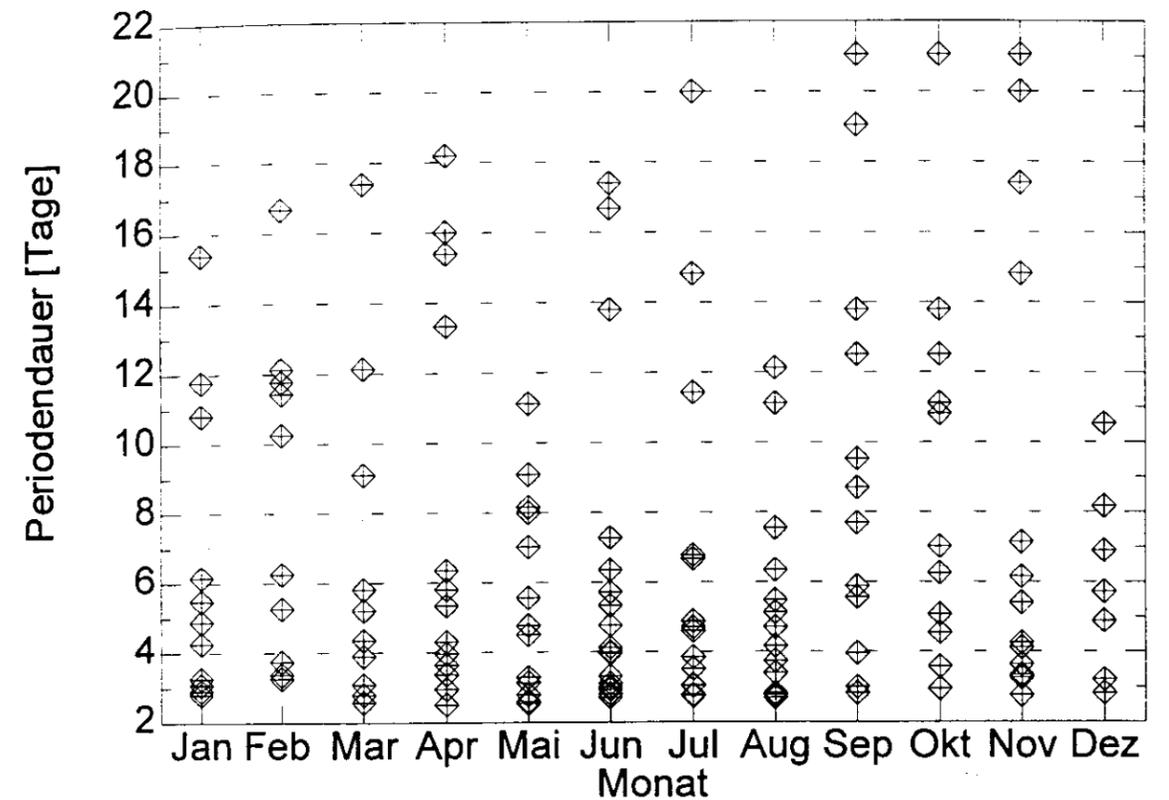
Insgesamt wurden 67 Monate der MEM-Analyse unterzogen, wodurch eine umfangreiche Statistik zur Verifizierung jahreszeitlicher Variationen der Periodizitäten gewährleistet ist. Die aus der Analyse hervorgegangenen signifikanten Perioden wurden abgezählt und monatsweise zusammengefaßt. Wie aus Abbildung 4.3 ersichtlich ist, zeigt sich jedoch keine besonders deutliche jahreszeitliche Änderung der dominanten Periodendauern. Es fällt zunächst auf, daß die kürzeren Perioden (2,5-4 Tage) generell häufig vertreten sind. Während man im Bereich kurzer Periodendauern eine Häufung in den Sommermonaten zu erkennen meint, verhalten sich die längeren Periodizitäten nahezu das ganze Jahr über gleichbleibend. Insbesondere ist ein Verschwinden der langperiodischen Anteile im Sommer nicht festzustellen. Dieses steht scheinbar im Widerspruch zur Analyse von Graef (1991), die ein verstärktes Auftreten längerer Perioden im Winter zum Ergebnis hatte. Für diese Diskrepanz wird weiter unten ein Erklärungsansatz geboten. Zu beachten ist auch, daß Graef ein Amplitudenkriterium benutzte.

Bemerkenswert ist, daß Komponenten mit Periodendauern knapp über zwei Tagen das ganze Jahr über stark vertreten sind. Eine Ursache ist sicherlich die Nähe zur Nyquist-Frequenz; allerdings zeigen Spektralanalysen anderer Atmosphärenparameter (z.B. Radar-Windmessungen im Höhenbereich der Mesopause, Olberg et al., 1991 und Pancheva et al., 1994) ebenfalls eine starke Präsenz quasi-zweitägiger Schwingungen. Auffällig ist die ständige Präsenz spektraler Anteile um fünf Tage sowie um zwölf Tage. Dazwischen befindet sich ein Bereich mit Periodendauern zwischen acht und zehn Tagen, in dem nur wenige signifikante Komponenten gefunden wurden. Dieser Befund steht in Einklang mit den häufig gefundenen Periodendauern planetarer Wellen, die bei fünf und 16 Tagen für die Welle 1 und drei bis sieben sowie zehn bis 18 Tagen für die Welle 2 liegen (z.B. Salby, 1984). Auf eine Oszillation in der OH\*-Temperatur mit einer Periodendauer um elf Tage wurde bereits u.a. von Scheer et al. (1994) hingewiesen.

Um eine jahreszeitliche Variation der signifikanten Periodendauern deutlicher zu machen, wurden diese in zwei Intervalle eingeteilt, wobei als Grenze sieben Tage gewählt wurde. In Abbildung 4.4 ist die Häufigkeit innerhalb dieser beiden Intervalle monatsweise aufgetragen.

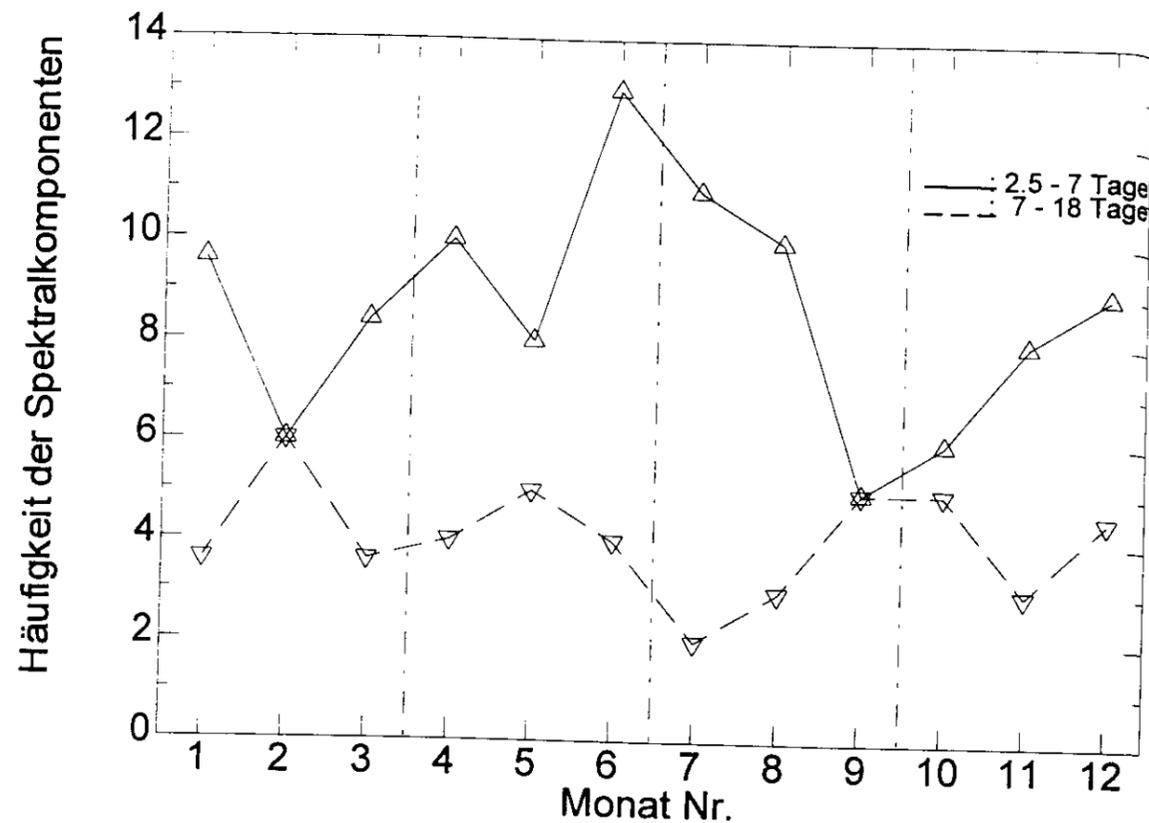


**Abb. 4.2** Zwei repräsentative Zeitreihen nächtlich gemittelter Temperaturen und deren MEM-Spektren. Die Temperaturen sind durch lineare Regression und Residuenbildung trendbereinigt. Die Spektren wurden auf die maximale spektrale Amplitude normiert. Die horizontalen Geraden in den MEM-Spektren zeigen die Signifikanzgrenzen.



**Abb. 4.3** Darstellung aller gefundenen signifikanten Periodendauern aus der MEM-Analyse von Januar 1988 bis Dezember 1993, nach Monaten zusammengefaßt. Es fehlen die Monate Januar bis März 1990 sowie Dezember 1988 und 1993 wegen zu geringer Datendichte

In dieser Darstellung ist erkennbar, daß die kürzeren Perioden während der Sommermonate in der Tat etwas häufiger auftreten: die obere Kurve zeigt ein Maximum im Juni. Allerdings findet sich ebenfalls eine erhöhte Anzahl um die Jahreswende, während im Februar und im September/Oktober die Häufigkeit minimal ist (um einen Faktor zwei reduziert gegenüber dem Maximum). Beim Vergleich mit der Kurve der Periodendauern von sieben bis 18 Tagen fällt eine Art Antikorrelation der beiden Verläufe auf. Die längeren Perioden treten im Juli am geringsten auf, weisen jedoch im Mai ein erhöhtes Vorkommen auf, so daß von einem Verschwinden über den gesamten Sommerzeitraum nicht ausgegangen werden kann. Maximale Häufigkeiten finden sich auch in den Monaten Februar und September/Oktober, was in Einklang mit den in Abschnitt 3.1 angesprochenen zusätzlichen Variationen im Jahresgang der OH\*-Temperatur steht.



**Abb. 4.4** Jährlicher Verlauf der Häufigkeiten von kurzen (2.5-7 Tage) langen (7-18 Tage) Periodendauern. Die nichtganzzahligen Häufigkeiten resultieren aus einer Korrektur auf die Anzahl der Monate, die in die Analyse eingegangen sind.

Der Verlauf der Verteilung der kurzen Periodendauern zeigt gewisse Ähnlichkeiten mit der von Hauchecorne et al. (1987) berechneten Wahrscheinlichkeit für das Auftreten mesosphärischer Inversionsschichten. Diese wird von Hauchecorne mit dem Brechen von Schwerewellen in der Mesosphäre in Verbindung gebracht.

### 4.3 Vergleich mit dem Meridionalwind

Eine Spektralanalyse gleicher Art wurde auch für die Meridional Komponente der Windgeschwindigkeit im Höhenbereich der Mesopause durchgeführt. Das Institut für Geophysik der Universität Leipzig nimmt am Geophysikalischen Observatorium Collm (52°N, 15°O) täglich Messungen des Windfeldes vor. Dabei wird die Windgeschwindigkeit in Höhen um 95 km nach dem D1-Verfahren bestimmt (Olberg et al., 1991). Die Reflexion von Radiowellen am Unterrand der Ionosphäre wird ausgenutzt, indem kleine Ladungsträgerirregularitäten, die in der reflektierten Strahlung erfaßt werden, als Indikatoren dienen. Die Reflexionshöhe wird aus der Laufzeit der Radiowellen bestimmt. Für jeden Meßtag wird ein Mittelwert der Höhe angegeben, dem die gemessene Windgeschwindigkeit zuzuordnen ist; diese Höhe schwankt zwischen 80 und 110 km (Olberg et al., 1991).

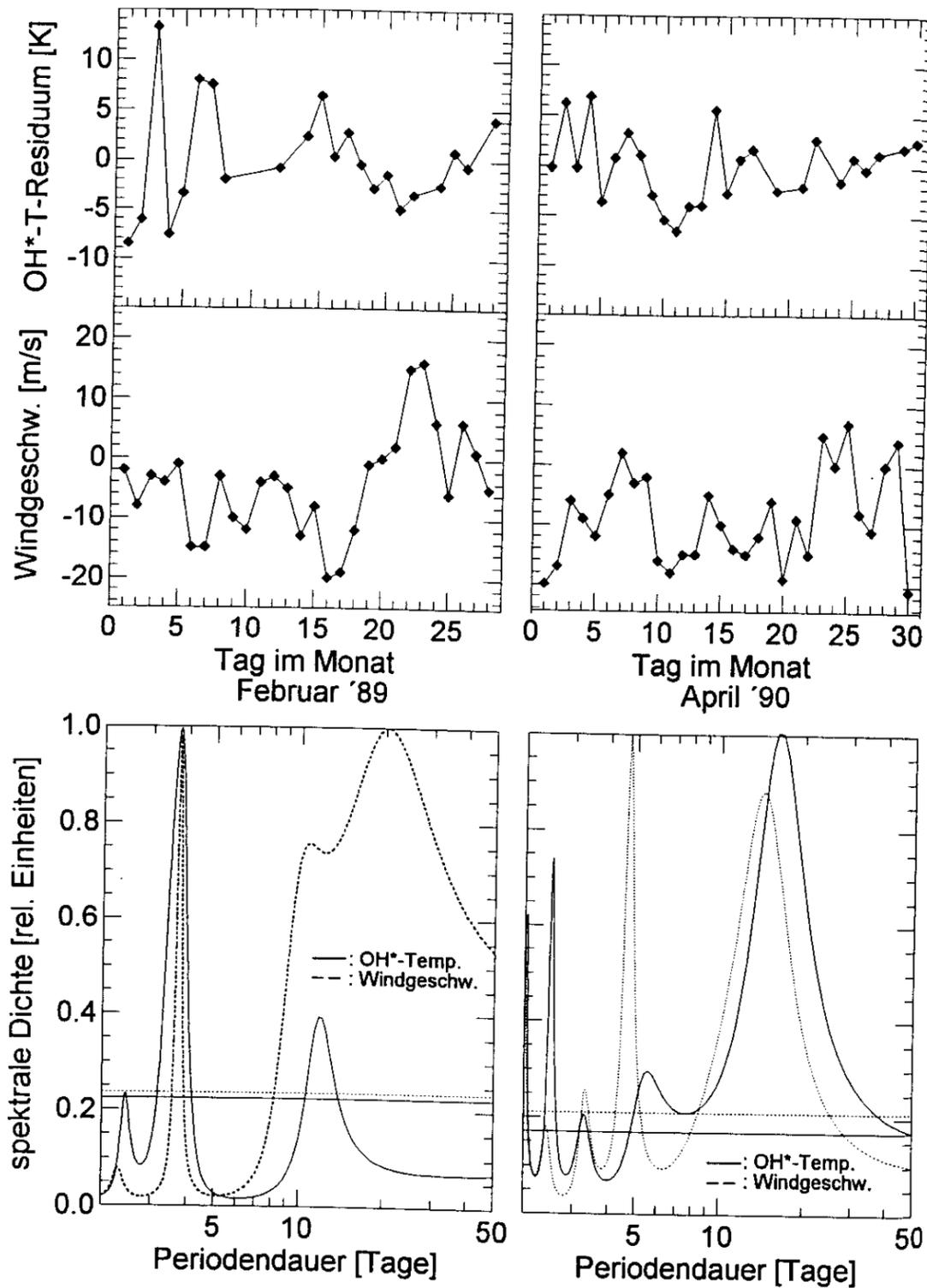
Die Tagesmittelwerte aus zehn bis 20 Stunden täglicher Meßzeit der Jahre 1988 bis 1993 wurden entsprechend dem Vorgehen bei der OH\*-Temperatur monatsweise einer MEM-Analyse unterzogen und die ermittelten signifikanten Periodendauern wie oben dargestellt (Abb. 4.5 bis 4.7).

Abbildung 4.5 zeigt exemplarisch einen Vergleich der Zeitreihen und Spektrogramme der OH\*-Temperatur und der Windgeschwindigkeit für die Monate Februar 1989 und April 1990. Während den Zeitreihen wenig Ähnlichkeit zu entnehmen ist, zeigen die Spektrogramme eine deutliche strukturelle Übereinstimmung. Es finden sich jeweils diskrete spektrale Komponenten, wobei die Periodendauern in der Temperatur und der Windgeschwindigkeit zum Teil genau übereinstimmen. Eine derart deutliche Entsprechung tritt jedoch nicht bei allen Zeitreihen zutage, so daß eine ursächliche Verbindung zwischen den Variationen beider Parameter nicht zweifelsfrei nachgewiesen werden kann.

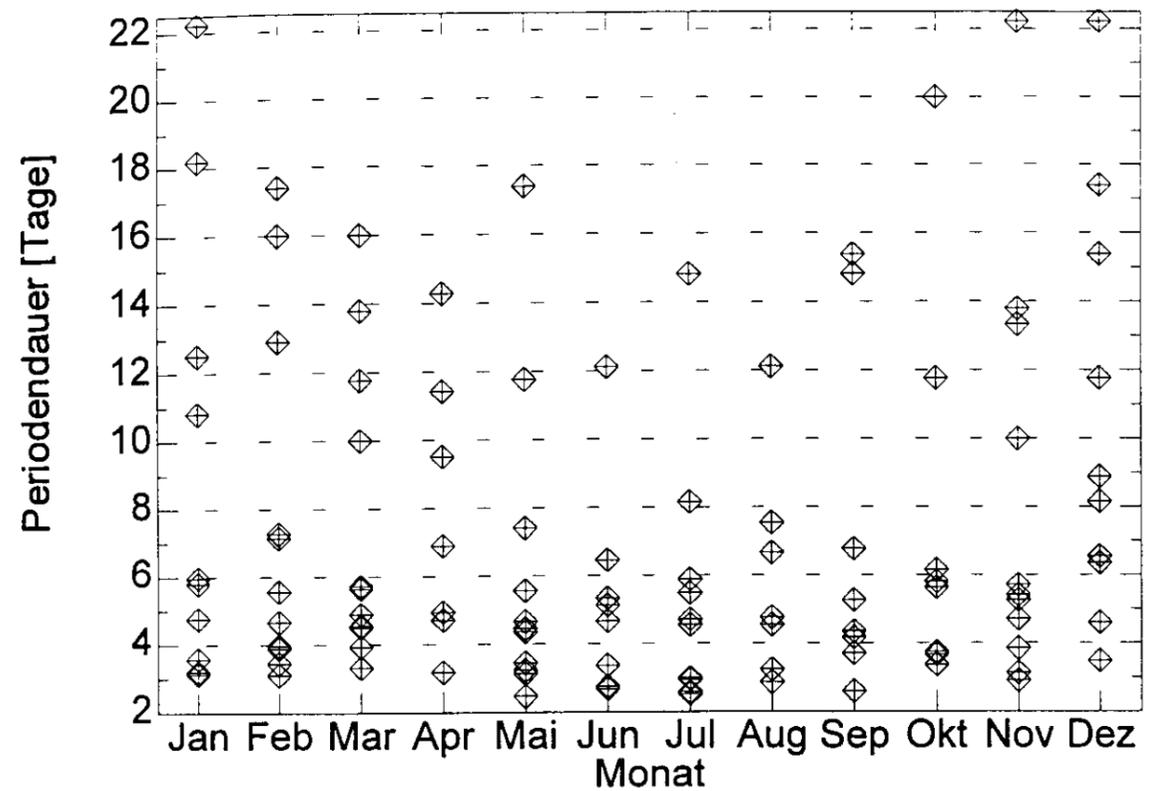
Die nach Monaten geordnete Darstellung aller gefundenen signifikanten Periodendauern (Abb. 4.6) zeigt, ähnlich der OH\*-Temperatur, eine Häufung kurzer Perioden im Sommer, in der Windgeschwindigkeit ist jedoch eine Unterdrückung der langen Periodendauern während des Sommers deutlicher festzustellen.

Auch hier finden sich das ganze Jahr über Anteile bis etwa sieben Tage sowie zwischen zehn und 17 Tagen, voneinander abgegrenzt durch einen Bereich niedriger Häufigkeiten um acht bis zehn Tage.

Die Einteilung in kurze und lange Periodendauern (Abb. 4.7) zeigt das Hauptmaximum kurzer Perioden im Juni, jedoch ist die jahreszeitliche Variation nicht in vergleichbarer Deutlichkeit wie in der Temperatur erkennbar. Hingegen ist die sommerliche Reduzierung der langperiodischen Anteile aus der unteren Kurve zu sehen, die im Juni und Oktober minimale Werte ausweist, während die Maxima auf die Monate Februar und Dezember fallen.

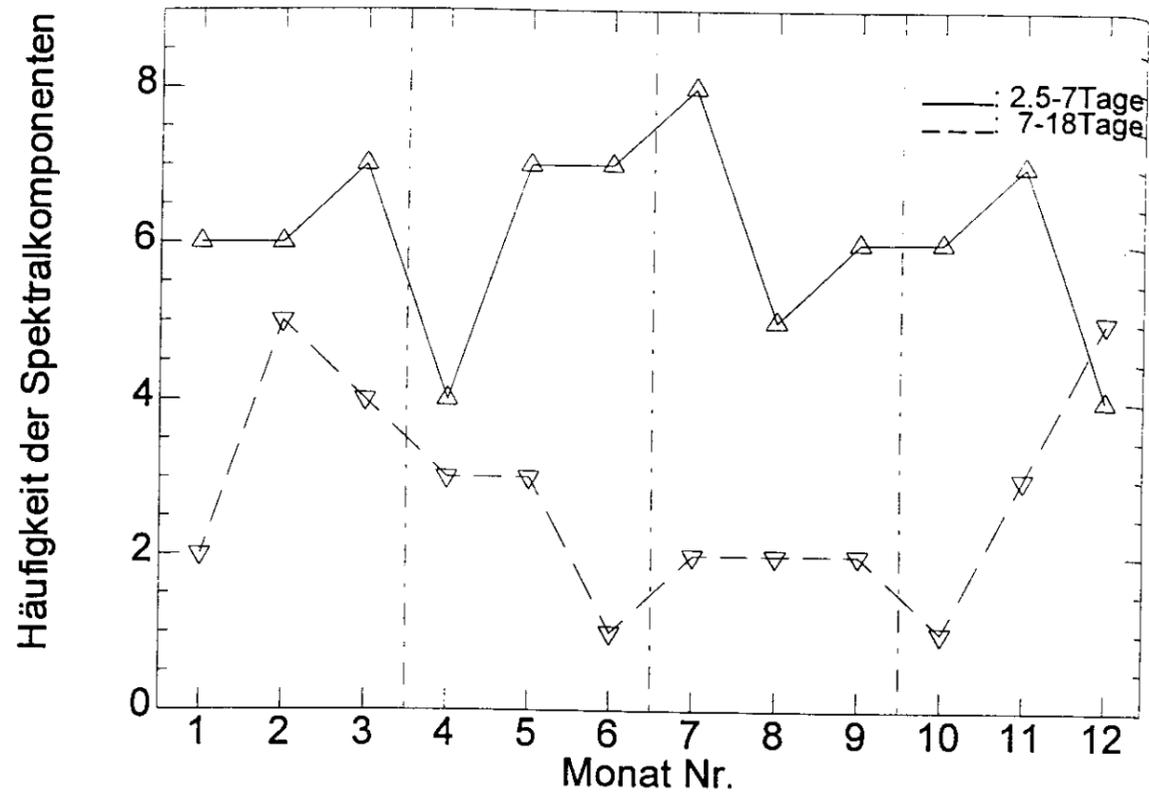


**Abb. 4.5** Zeitreihen und Spektrogramme der Monate Februar 1989 und April 1990 der OH\*-Temperatur und der Geschwindigkeit des Meridionalwindes aus D1-Messungen. Die spektrale Amplitude ist jeweils auf den Maximalwert normiert. Die horizontalen Geraden in den MEM-Spektren zeigen die Signifikanzgrenzen.



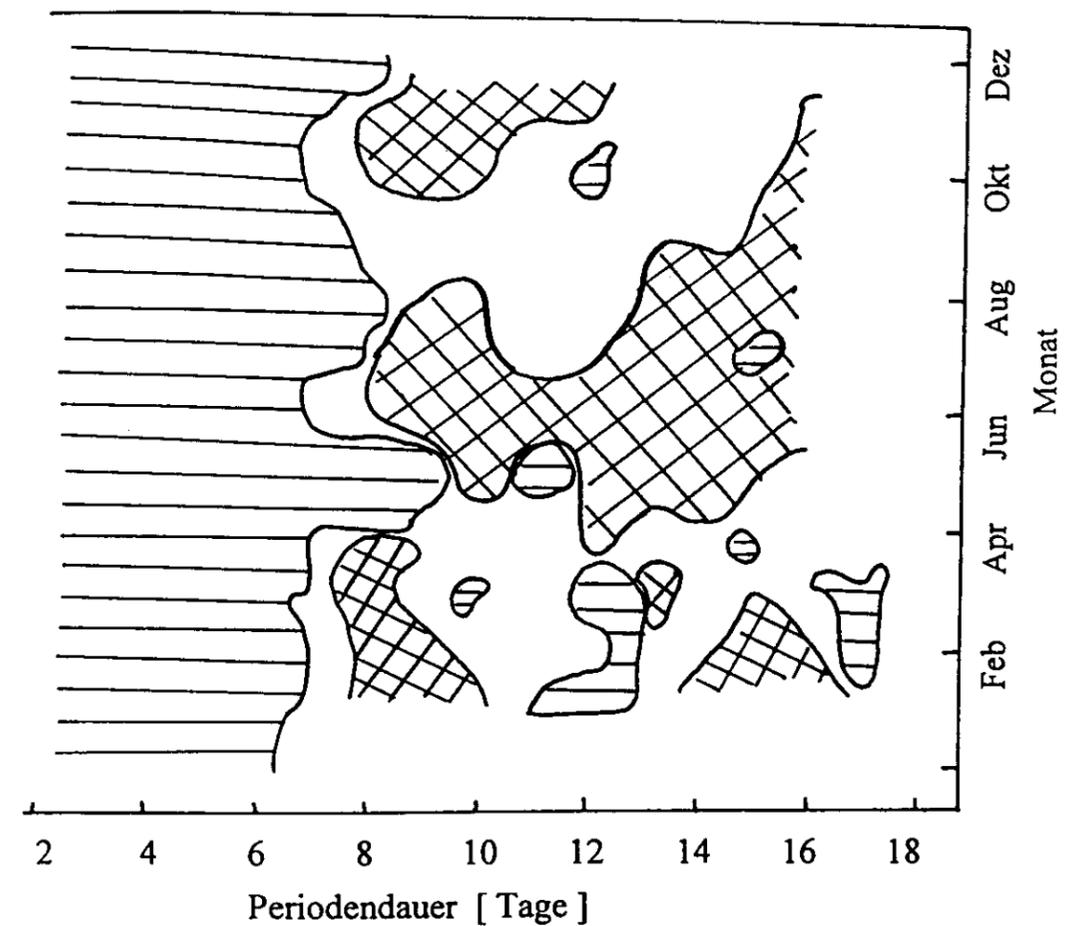
**Abb. 4.6** Darstellung aller gefundenen signifikanten spektralen Komponenten in der Geschwindigkeit des Meridionalwindes aus der monatsweisen Analyse der Jahre 1989 bis 1993.

Abbildung 4.8 zeigt eine Überlagerung der Häufigkeiten der signifikanten Periodendauern in der OH\*-Temperatur und der Windgeschwindigkeit. Hier sind die Bereiche markiert, in denen beide Parameter gleichermaßen hohe bzw. niedrige Werte aufweisen. Dabei zeigt sich, daß in beiden Größen kurze Periodendauern das ganze Jahr über vertreten sind, während der sich daran anschließende, oben angesprochene Bereich niedriger Häufigkeiten zwischen acht und zehn Tagen auch in der Überlagerung ansatzweise zu erkennen ist. Außerdem fällt ein Gebiet niedriger Häufigkeiten von Periodendauern über acht Tagen auf, dessen Schwerpunkt im Monat Juni liegt. Die kleinskaligen Strukturen im Bereich längerer Periodendauern werden aufgrund der geringen Anzahl berücksichtigter spektraler Komponenten nicht als signifikant angesehen.



**Abb. 4.7** Jährlicher Verlauf der Häufigkeiten von kurzen (2.5-7 Tage) langen (7-18 Tage) Periodendauern in der Windgeschwindigkeit.

Zusammenfassend läßt sich eine strukturelle Ähnlichkeit in der jährlichen Entwicklung der Variation von OH\*-Temperatur und Windgeschwindigkeit festhalten. Gewisse markante Elemente treten in beiden Spektralanalysen zutage. Daß die Übereinstimmung nicht deutlicher ist und auch keine direkte Korrelation der Zeitreihen selbst zu erkennen ist, hängt möglicherweise mit der schwankenden Meßhöhe des Verfahrens zur Windmessung zusammen. Die Höhe der die Radiowellen reflektierenden Schicht schwankt zwischen 80 und 110 km, wobei neuere, höhenaufgelöste Messungen der Windgeschwindigkeit in diesem Höhenbereich vertikale Gradienten von bis zu 8 m/s pro Kilometer ausweisen (Hays et al., 1992). Außerdem werden in der vorliegenden Analyse nur die Häufigkeiten der signifikanten spektralen Anteile ausgewertet, nicht aber deren Amplituden. Insgesamt kann eine Übereinstimmung der die Variationen in beiden Parametern bedingenden Prozesse nicht zweifelsfrei nachgewiesen werden.



**Abb. 4.8** Vergleich der jährlichen Variation spektraler Komponenten in OH\*-Temperatur und Meridionalwindgeschwindigkeit. Bereiche erhöhter Häufigkeiten in beiden Parametern sind schraffiert dargestellt, solche niedriger Häufigkeiten in beiden Größen kariert.

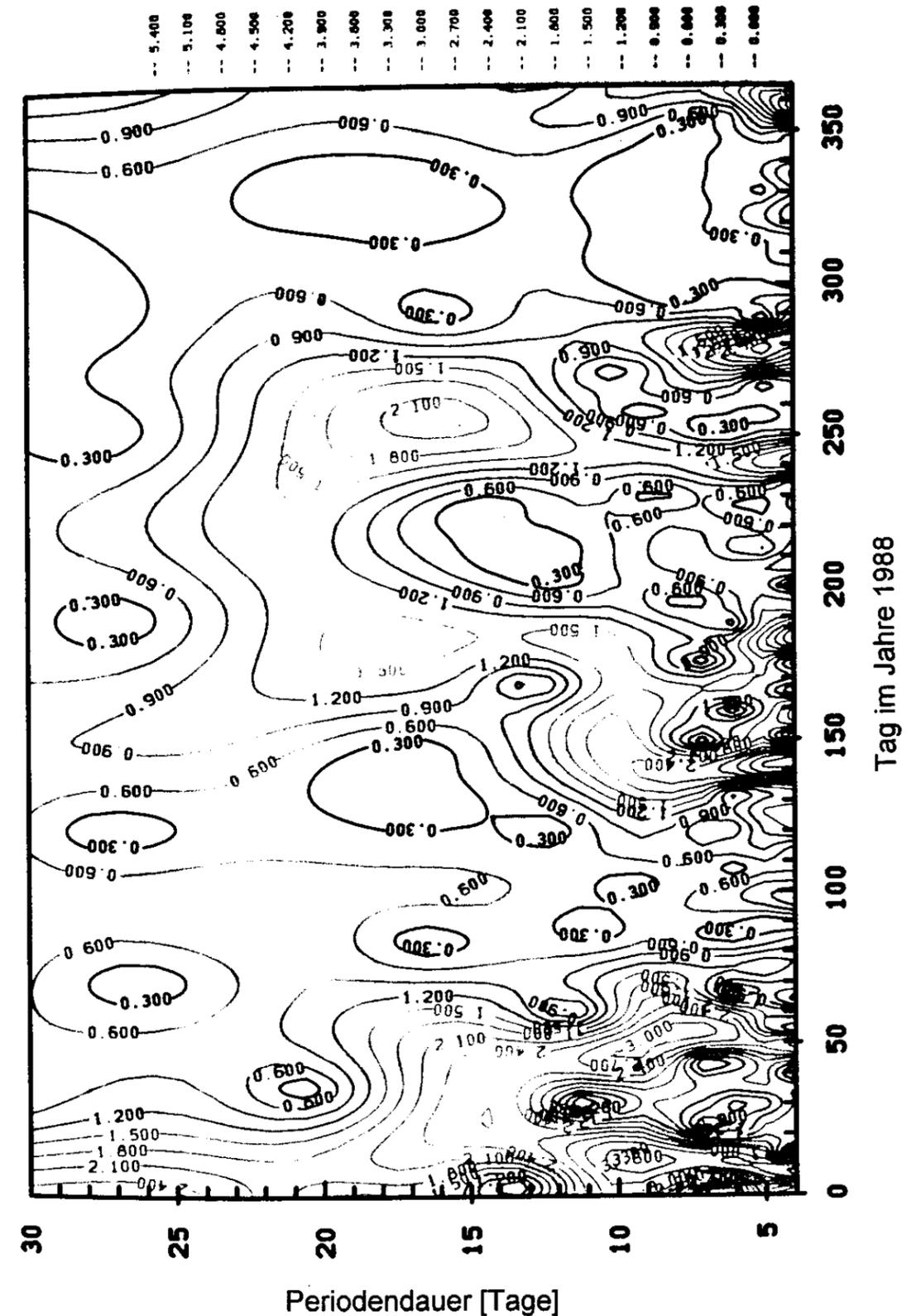
#### 4.4 Wavelet-Analyse

Die Wavelet-Analyse ist ein relativ neues Verfahren zur Spektralschätzung, das erstmals eine zeitlich und spektral aufgelöste Darstellung der periodischen Komponenten einer Zeitreihe ermöglicht. Dabei ist eine abschnittsweise Analyse der Zeitreihe durch Faltung mit einer Fensterfunktion und anschließende Verschiebung des Fensters nicht mehr notwendig, sondern sie ergibt sich in natürlicher Weise durch die Wavelet-Transformation. Des weiteren muß nicht, wie bei anderen gebräuchlichen Analysemethoden, Stationarität der Zeitreihe innerhalb des betrachteten Fensters angenommen werden (z.B. Combes et al., 1989).

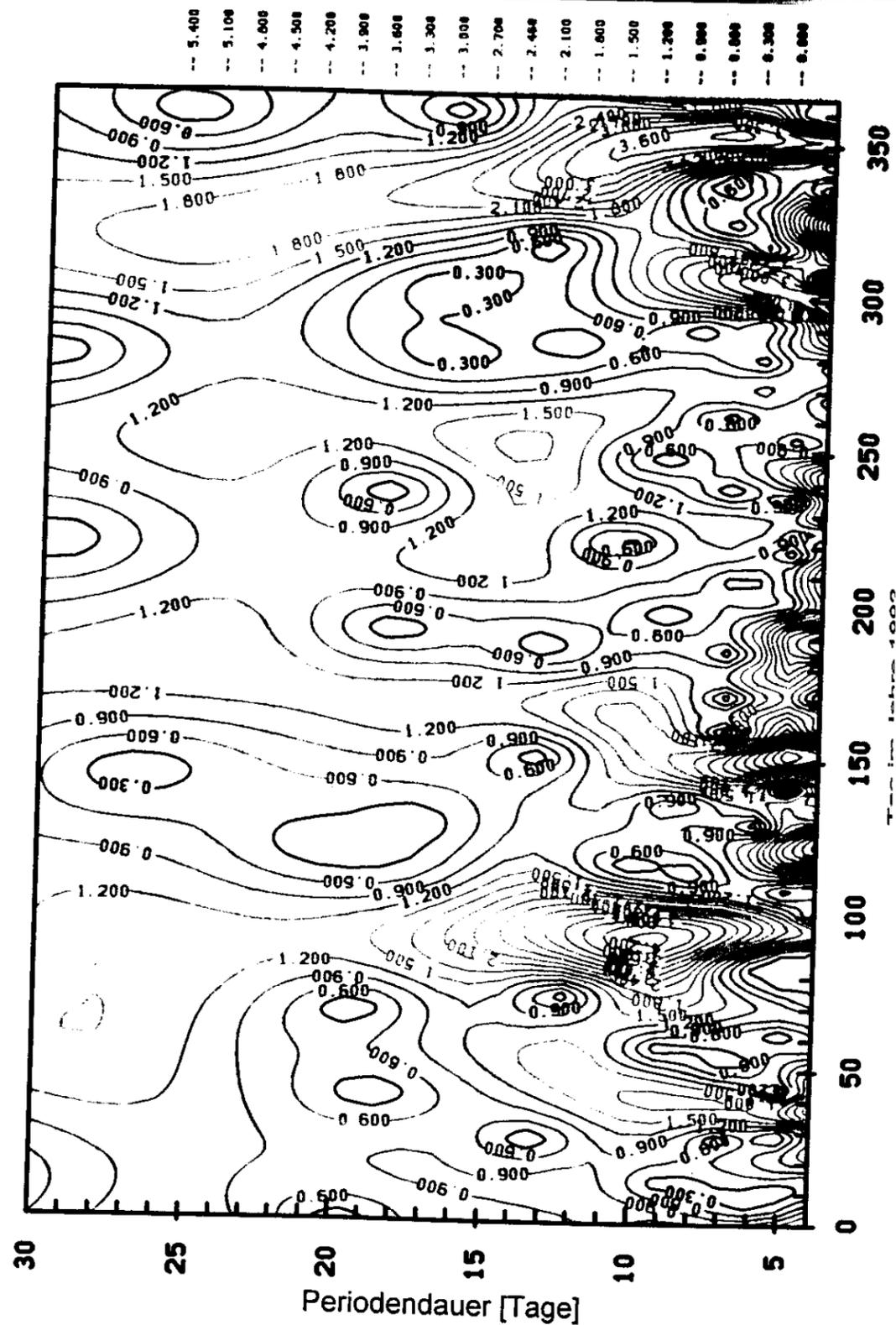
Die Spektralanalyse geschieht durch die Berechnung der Wavelet-Transformation der Zeitreihe. Der Kern der Transformation ist dabei eine periodische Funktion  $f(x)$ , die symmetrisch zu  $x=0$  ist und deren Amplitude für zunehmende Betragswerte von  $x$  schnell gegen Null geht. Dieses Wavelet  $f(x)$  wird durch Translation in zeitlicher Richtung über die Zeitreihe geschoben und an jeder untersuchten Stelle der Reihe durch Stauchung in der Frequenz variiert. Die sich hieraus ergebenden Wavelet-Koeffizienten beschreiben gewissermaßen die spektrale Amplitude der entsprechenden Frequenz zum entsprechenden Zeitpunkt in der Zeitreihe. Die Form des Wavelets kann je nach Art der in der Zeitreihe auftretenden Variationen festgelegt werden. Verwendet wurde in dieser Arbeit das Morlet-Wavelet (Combes et al., 1989).

Diese Analysetechnik wurde auf die über Wuppertal gemessenen  $\text{OH}^*$ -Temperaturen der Jahre 1988 bis 1994 angewandt. Dazu wurden die Residuen-Zeitreihen (Abb. 3.2c-3.2i) aneinandergesetzt und der so entstandene Datensatz wurde durchgehend analysiert. Durch Glättung der Übergänge von der Zeitreihe eines Jahres zur nächsten wurden stetige Übergänge erzeugt. Die Datenlücken wurden vor der Analyse durch den MEM-Algorithmus assimiliert.

In Abb. 4.9a und 4.9b sind exemplarisch die zeitlich aufgelösten spektralen Amplituden der Jahre 1988 und 1992 als Isolinien dargestellt. Dabei sind Bereiche hoher Amplituden rot markiert, solche niedriger Amplitude blau und schwarz. Das Wavelet-Spektrum eines Jahres zeigt eine starke Strukturierung der Amplituden; außerdem weisen die Unterschiede in den Spektren der beiden dargestellten Jahre auf eine hohe Variabilität der dynamischen Vorgänge in der Atmosphäre hin. So finden sich zwar in beiden Jahren große Amplituden bei kurzen Periodendauern bis etwa sechs Tage im Sommer (Tag 120 bis 250). Während jedoch im Jahre 1988 um Tag 100 niedrige Amplituden für Periodendauern zwischen sieben und 30 Tagen festzustellen sind, treten zu diesem Zeitpunkt im Jahre 1992 besonders hohe Amplituden zwischen sechs und 17 Tagen Periodendauer auf. Deutliche Unterschiede zeigen sich auch im November und Dezember (Tag 300 bis 365). Dieser Befund deutet darauf hin, daß die Dynamik der Atmosphäre nicht nur jahreszeitliche Variationen vollzieht, sondern daß sich auch längerskalige Strukturen in den spektralen Signaturen zeigen.



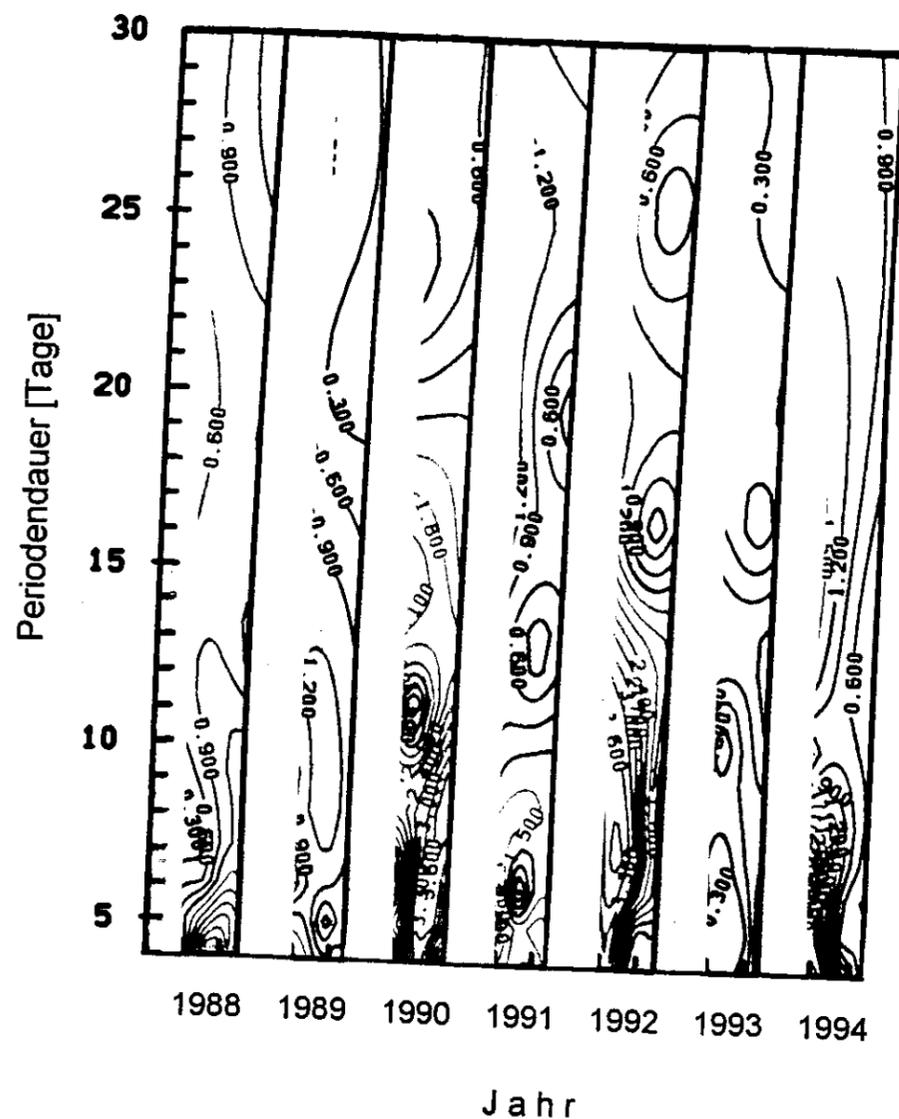
**Abb. 4.9a** Isolinien-Darstellung der Wavelet-Analyse der  $\text{OH}^*$ -Temperaturen des Jahres 1988, gemessen mit Spektrometer II über Wuppertal. Die Temperaturen sind gemäß Abb. 3.2c um den Jahres-, Halbjahres- und Dritteljahresgang bereinigt. Die Datenlücken wurden mittels MEM assimiliert. Bereiche hoher spektraler Amplituden sind rot markiert, solche niedriger Amplituden blau und schwarz.



**Abb. 4.9b** Isolinien-Darstellung der Wavelet-Analyse der OH\*-Temperaturen des Jahres 1992, gemessen mit Spektrometer II über Wuppertal. Die Temperaturen sind gemäß Abb. 3.2g um den Jahres-, Halbjahres- und Dritteljahresgang bereinigt. Die Datenlücken wurden mittels MEM assimiliert. Bereiche hoher spektraler Amplituden sind rot markiert, solche niedriger Amplituden blau und schwarz.

Ein Hinweis auf solche Strukturen findet sich in Abbildung 4.10, in der Ausschnitte aus den Wavelet-Spektren der Jahre 1988 bis 1994 dargestellt sind. Gezeigt sind jeweils die spektralen Amplituden während der letzten 15 Tage des Jahres. Im Bereich kürzerer Periodendauern bis zehn Tage ist deutlich eine Variation mit einer Periode von zwei Jahren zu erkennen: beginnend mit hoher Aktivität im Jahre 1988, wechseln sich jahresweise hohe und niedrige spektrale Amplituden ab. Diese Variation steht möglicherweise in Zusammenhang mit der quasi-zweijährlichen Schwingung (QBO), die in äquatorialen Breiten in Atmosphärenschichten bis zu 30 km Höhe gefunden wurde (z.B. Andrews et al., 1987). Die QBO stellt eine Richtungs-umkehr der mittleren Zonalströmung mit einer mittleren Periodendauer von etwa 27 Monaten dar und wird durch eine Wechselwirkung zwischen Kelvin-Wellen und Mixed-Rossby-Gravity Waves erklärt (Andrews et al., 1987). Bislang finden sich keine Hinweise auf ein Auftreten der QBO in Höhen um 80 km. Der hier vorgelegte Befund muß also in einer detaillierten Untersuchung überprüft werden.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Wavelet-Analyse der hier untersuchten Jahre eine starke Variabilität in den spektralen Komponenten der OH\*-Temperatur sowohl innerhalb eines Jahres als auch im Vergleich mehrerer Jahre zeigt. Es scheint deshalb fraglich, ob die Klimatologie aus den oben durchgeführten MEM-Analysen haltbar ist, da bei ihr die Daten aller Jahre gleichzeitig benutzt wurden. Dieser Gesichtspunkt wird gegenwärtig im Detail untersucht.



**Abb. 4.10** Ausschnitte aus den Wavelet-Spektren der Jahre 1988 bis 1994. Dargestellt sind jeweils die spektralen Amplituden während Tag 350 bis 365 bzw. 366 im Jahr. Die Datenlücken wurden mittels MEM assimiliert. Bereiche hoher spektraler Amplituden sind rot markiert, solche niedriger Amplituden blau und schwarz.

## 5. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden anhand von OH\*-Messungen mittels Gitterspektrometern Variationen der Temperatur in der oberen Mesosphäre untersucht. Verschiedene Auswerteverfahren zur Bestimmung der OH-Rotationstemperatur aus Messungen von Infrarotemissionen werden vorgestellt und am Beispiel von Messungen während der CRISTA-Kampagne einem Vergleich unterzogen.

Die jahreszeitliche Variation der OH\*-Temperatur der Jahre 1987 bis 1994 wird durch Anpassung von Kosinus-Funktionen in Form von Jahres- Halbjahres- und Dritteljahresgängen angenähert. Dabei zeigt sich, daß Amplitude und Phase des Jahres- und Halbjahresgang über den untersuchten Zeitraum stabil bleiben. Der Jahreshub der Temperatur von 40-50 Kelvin wird hauptsächlich von dem Jahresgang mit einer Amplitude von etwa 23 Kelvin wiedergegeben, der in zeitlicher Symmetrie zum Jahreswechsel verläuft. Die errechneten Amplituden und Phasen des Jahresganges und Halbjahresganges stimmen gut mit denen überein, die aus LIDAR-Temperaturmessungen über Südfrankreich bestimmt wurden. Es treten zusätzliche Temperaturvariationen im Frühjahr und Herbst auf, die durch Anpassung eines Dritteljahresganges teilweise wiedergegeben werden.

Eine Langzeitanalyse der OH\*-Temperatur liefert für die Jahre 1987 bis 1991 eine mittlere Temperaturzunahme von 1,5 Kelvin pro Jahr. Dieser Wert liegt deutlich höher als die Ergebnisse früherer Analysen und deutet daher auf eine beschleunigte Erwärmung der oberen Mesosphäre in diesem Zeitraum hin. Die für alle Monate des Jahres getrennt durchgeführte Trendanalyse zeigt, daß die Temperaturzunahme das ganze Jahr über zu finden ist.

In zeitlicher Koinzidenz mit dem Ausbruch des Mount Pinatubo im Juni 1991 ist eine Umkehr des Temperaturtrends festzustellen. Nach der Eruption sinkt die Temperatur im Mittel um 3,6 Kelvin pro Jahr. Dieser Trend hält bis zur Jahresmitte 1993 an. Anschließend zeichnet sich ein erneuter Anstieg der Temperaturen ab.

Aus OH\*-Temperaturmessungen in hohen nördlichen Breiten der Jahre 1980 bis 1991 wird ein mittlerer Temperaturanstieg von 0,9 Kelvin pro Jahr errechnet. Der Temperatur-Jahresgang während der hier untersuchten Wintermonate zeigt einen andersartigen Verlauf als in CIRA 1986 angegeben.

Eine Spektralanalyse der über Wuppertal gemessenen OH\*-Temperaturen der Jahre 1988 bis 1993 mittels Maximum-Entropie-Methode unter Berücksichtigung von Periodendauern im Bereich von 2,5 bis 22 Tagen wird durchgeführt. Die Ergebnisse einer Häufigkeitsanalyse weisen eine Variation der signifikanten spektralen Komponenten aus. Kurzperiodische Anteile im Bereich weniger Tage werden vermehrt im Sommer festgestellt. Ein Vergleich mit der Variation der Geschwindigkeit des Meridionalwindes im Höhenbereich der Mesopause läßt Übereinstimmungen der Periodogramme während einzelner Monate erkennen, wobei die jah-

reszeitlichen Entwicklungen der Variationen von Temperatur und Windgeschwindigkeit gewisse Entsprechungen zeigen.

Eine Wavelet-Analyse der OH\*-Temperatur der Jahre 1988 bis 1994 weist auf eine hohe Variabilität der dynamischen Vorgänge in der Atmosphäre hin. Sowohl innerhalb eines Jahres als auch beim Vergleich verschiedener analysierter Jahre zeigen sich deutliche Variationen der dominanten Periodendauern. Im Bereich kurzer Periodendauern am Jahresende tritt eine periodische Variation der dynamischen Aktivität mit einer Periodendauer von etwa zwei Jahren zutage. Eine zukünftige detaillierte Wavelet-Analyse wird neues Licht auf die beschriebenen Jahrgänge der Oszillationsperioden werfen.

## **6. Danksagung**

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. D. Offermann für die Ermöglichung dieser Arbeit und die Unterstützung bei den durchgeführten Untersuchungen.

Herrn Dr. M. Bittner danke ich für die Überlassung der Resultate der Wavelet-Analyse sowie für zahlreiche fruchtbare Diskussionen bezüglich der Spektralanalyse.

Mein Dank gilt außerdem Herrn H. H. Graef für klärende Gespräche bezüglich der Auswerteverfahren.

7. Anhang

A1 Quantenmechanische Größen der OH\*-Übergänge

Tab. A1 Quantenmechanische Größen der mit den Wuppertaler Spektrometern gemessenen OH\* ( $X^2\Pi$ )-Übergänge von  $v'=3$  nach  $v''=1$ . Die Übergangswahrscheinlichkeiten sind Mies (1974) entnommen, die Energiewerte entstammen Krassovsky (1962)

	$J'$	$F_{1,3}(J')$ [cm <sup>-1</sup> ]	$F_{1,1}(J'')$ [cm <sup>-1</sup> ]	Wellenlänge [μm]	Einsteinkoeff. A(.,) [s <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

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden zum Vergleich Temperaturen unter Benutzung der Übergangswahrscheinlichkeiten nach Turnbull und Lowe (1983) berechnet. Diese führen im Mittel zu 1,3 Kelvin höheren Temperaturen als die Verwendung der Übergangswahrscheinlichkeiten nach Mies (1974).

A2 Airglow-Spektrum zwischen 1,2 und 1,7 μm

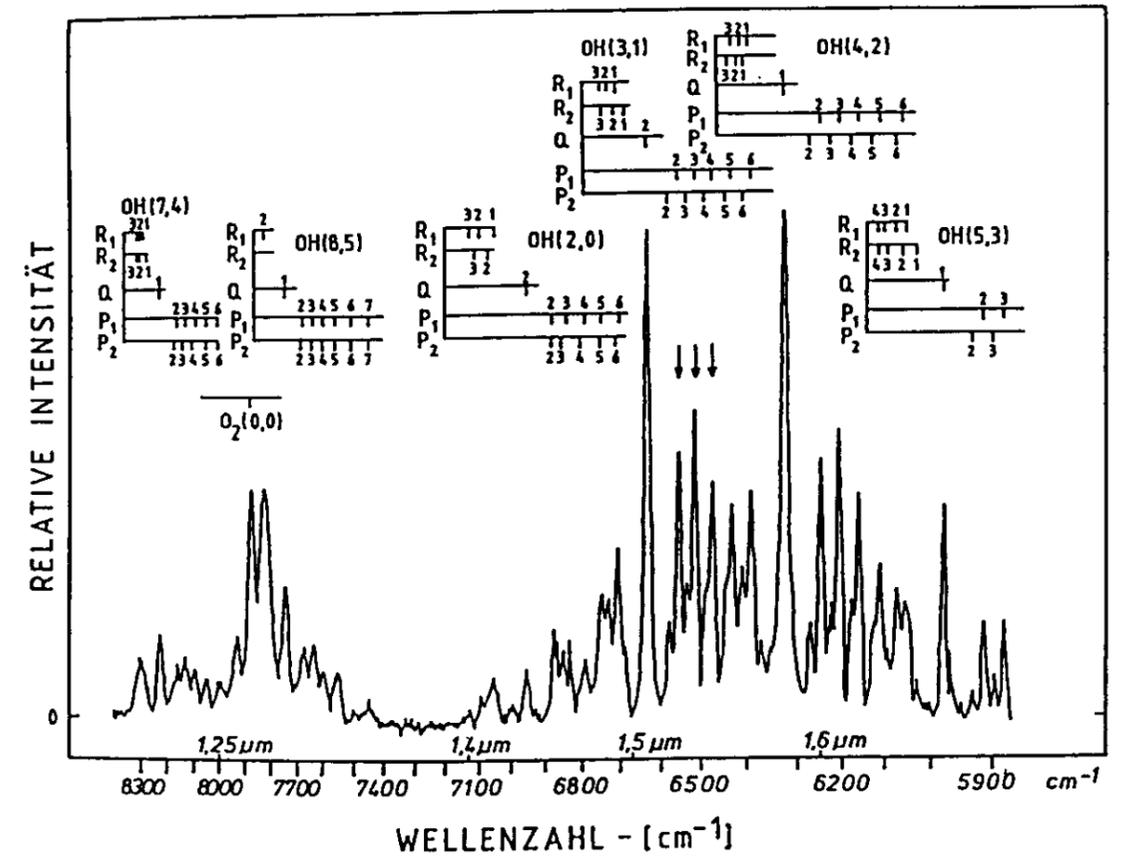
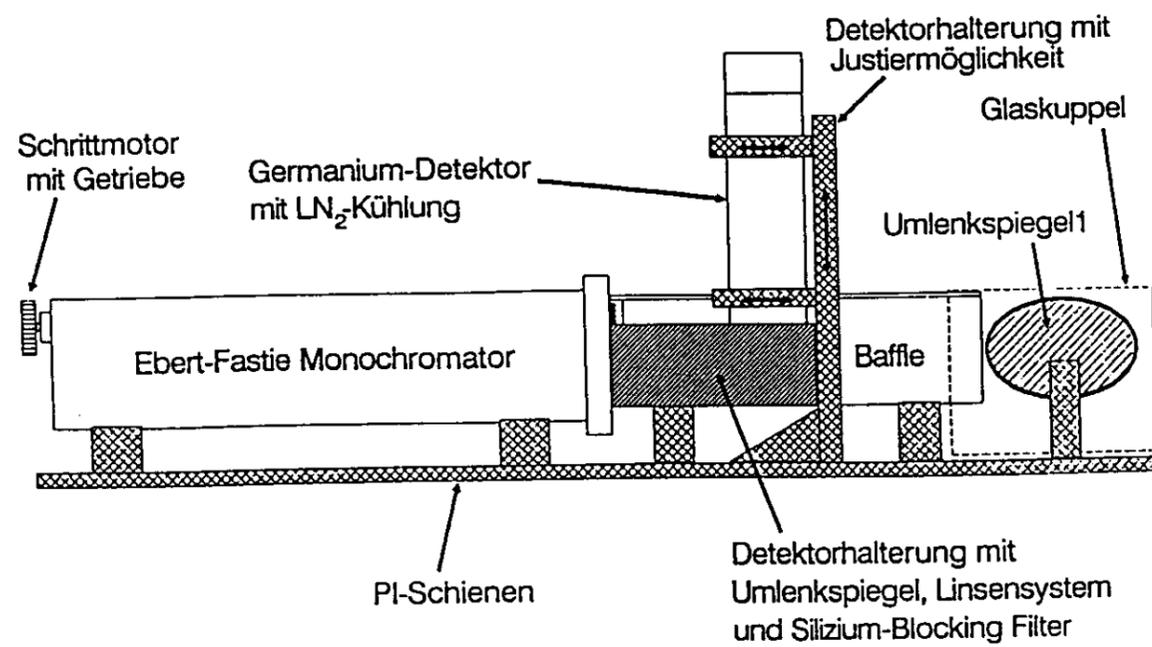
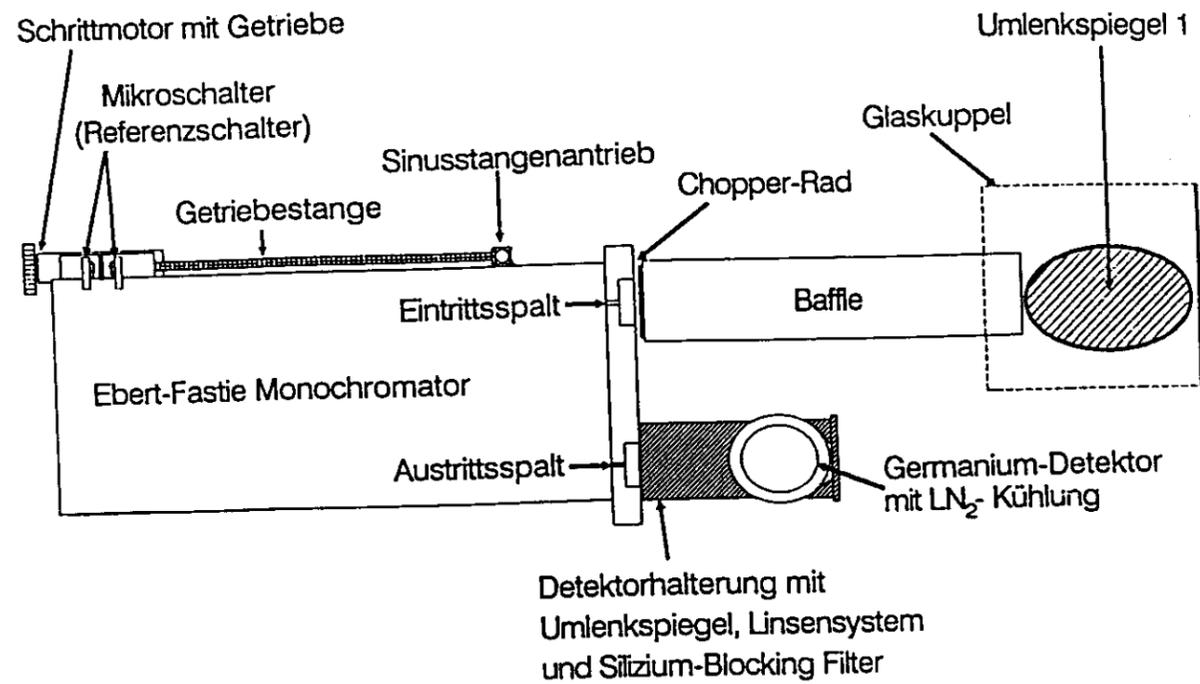
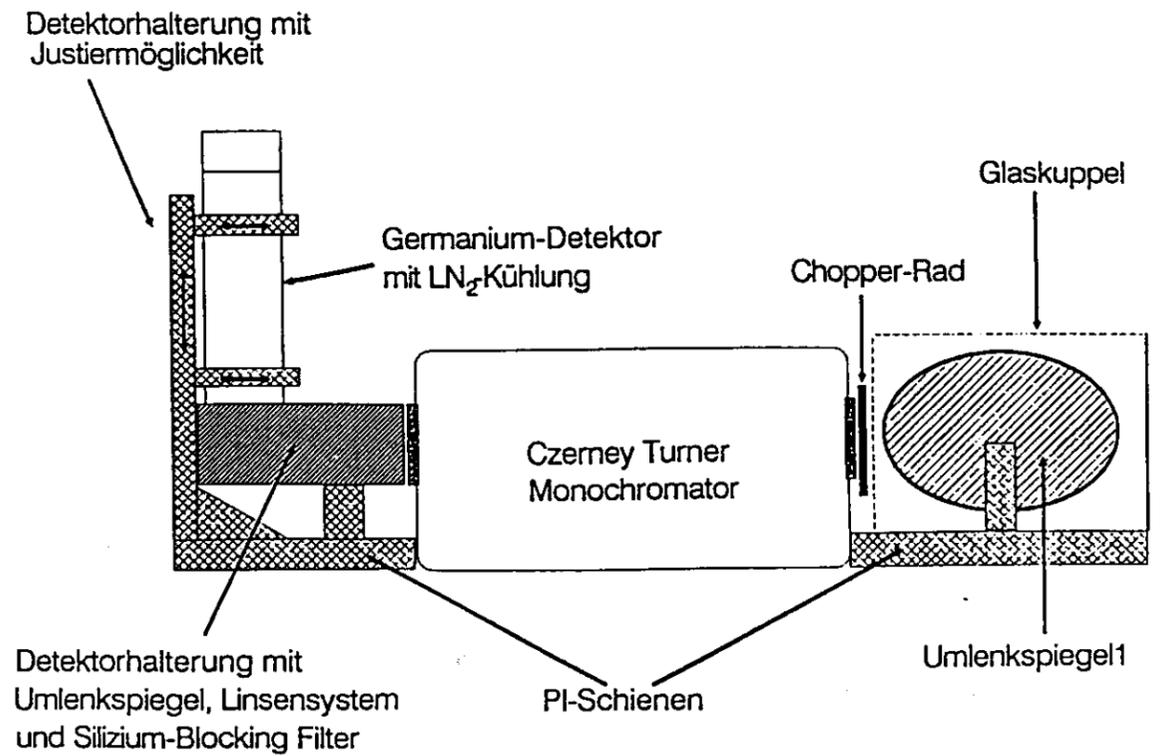
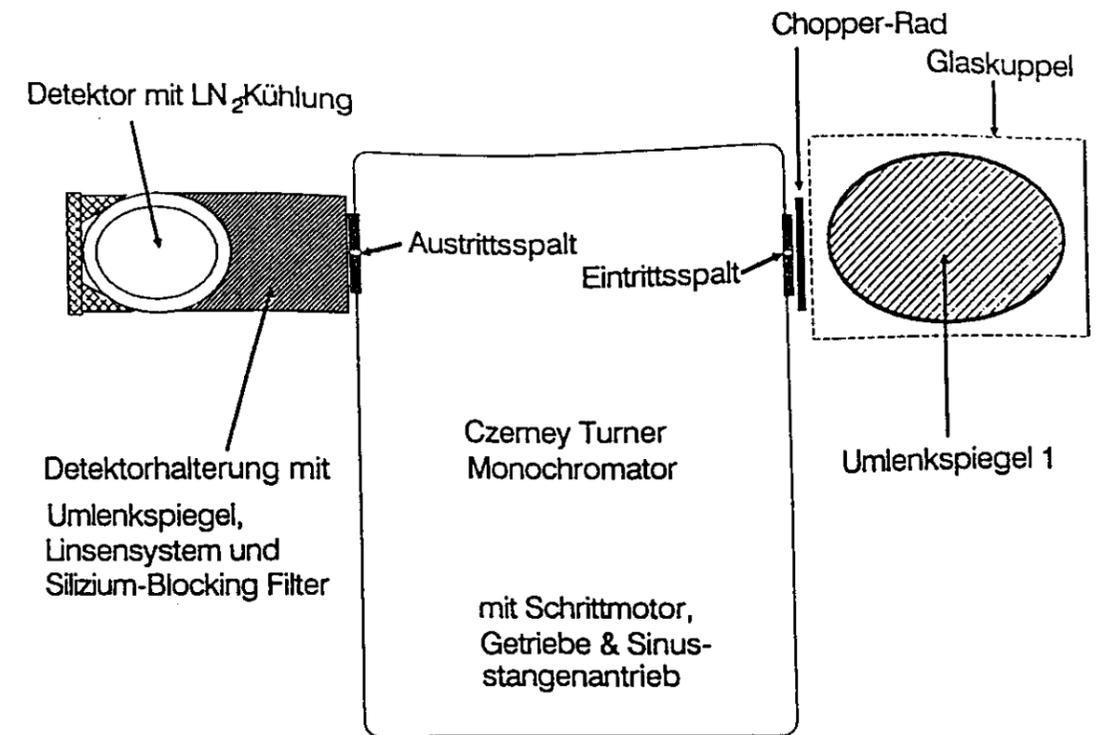


Abb. A1 Spektrum des nächtlichen Airglow zwischen 1,2 und 1,7 μm, aufgenommen mit Spektrometer I über Wuppertal. Die zur Temperaturableitung benutzten Linien sind mit Pfeilen markiert (nach Gerndt, 1982).

**A3 Schematischer Aufbau und Leistungsdaten der Wuppertaler OH\*-Spektrometer**



**Abb. A2** Spektrometer I: schematischer Aufbau in Aufsicht (oben) und Seitenansicht (unten), nach Graef (1991)



**Abb. A3** Spektrometer II: schematischer Aufbau in Aufsicht (oben) und Seitenansicht (unten), nach Graef (1991)

Tab. A2 Leistungsdaten der OH\*-Spektrometer (nach Graef, 1991, entnommen aus Wiemert, 1993)

	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 <sup>2</sup>	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

A4 Spektrum der Eichlichtquelle zur Wellenlängenkalibrierung

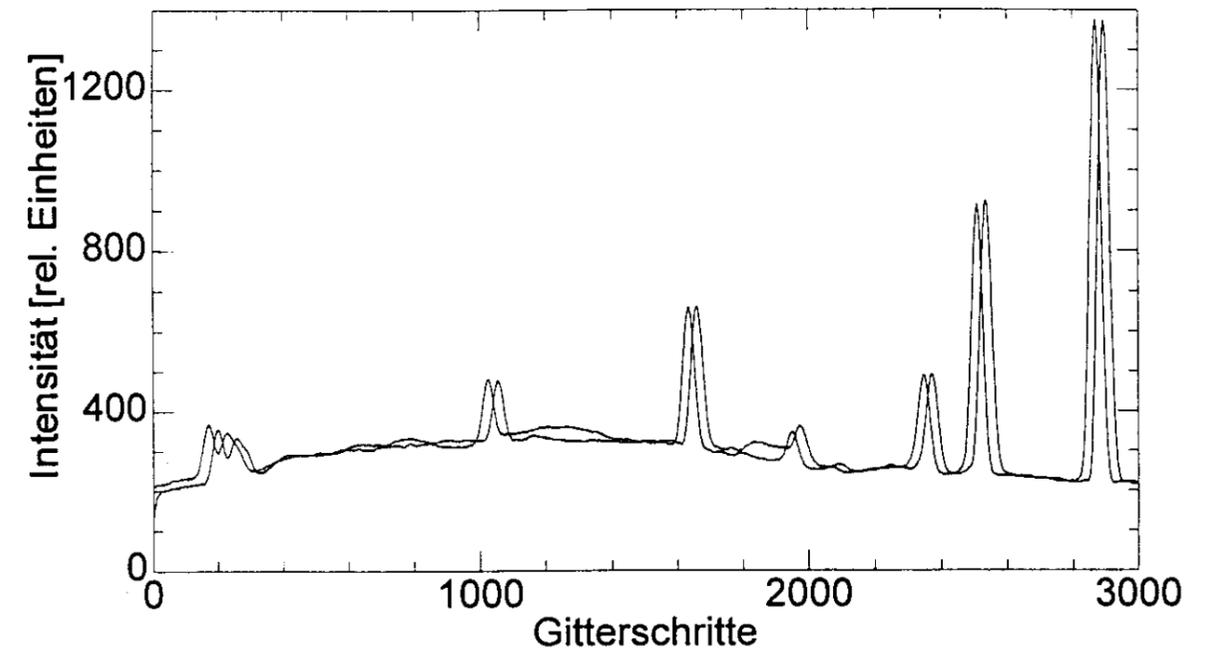


Abb. A4 Spektrum der Osram Cd/10-Eichlichtquelle, aufgenommen mit Spektrometer I während der Wellenlängenkalibrierung am 12.09.1994. Die Doppelstruktur resultiert aus dem "toten Gang" des Gitterantriebes bei Umkehr der Drehrichtung.

### A5 Details zur Anpassung gemittelter Spektren

Bei der in Abschnitt 2.4.2 beschriebenen Auswahl des Referenzspektrums, das dem gemessenen Einzelspektrum am besten entspricht, kommt der Normierung der Spektren eine besondere Bedeutung zu. Bei Spektren, deren zugehörige Temperatur sich um ein Kelvin unterscheidet, liegen die Unterschiede in der Intensität an den Linienpositionen unter 1 %. Die Spektrometer messen die Intensität nur in relativen Einheiten, außerdem variieren die Intensitäten der OH\*-Linien zum Teil während einer Nacht um Faktoren. Die Spektren müssen also durch Multiplikation mit einem Normierungsfaktor auf eine einheitliche Amplitude gebracht werden, um sie mit den Referenzspektren vergleichen zu können. Diese Normierung muß vor dem Vergleich auch mit den Referenzspektren durchgeführt werden.

Da nur die Intensitätsverhältnisse der Linien ausgewertet werden, wurden die Spektren so normiert, daß die Intensität der  $P_1(3)$ -Linie bei allen Spektren konstant ist. In Abb. A5 ist die Variation der Linienintensitäten mit der Temperatur gezeigt. Man erkennt, daß die Intensität der  $P_1(3)$ -Linie am geringsten mit der Temperatur variiert.

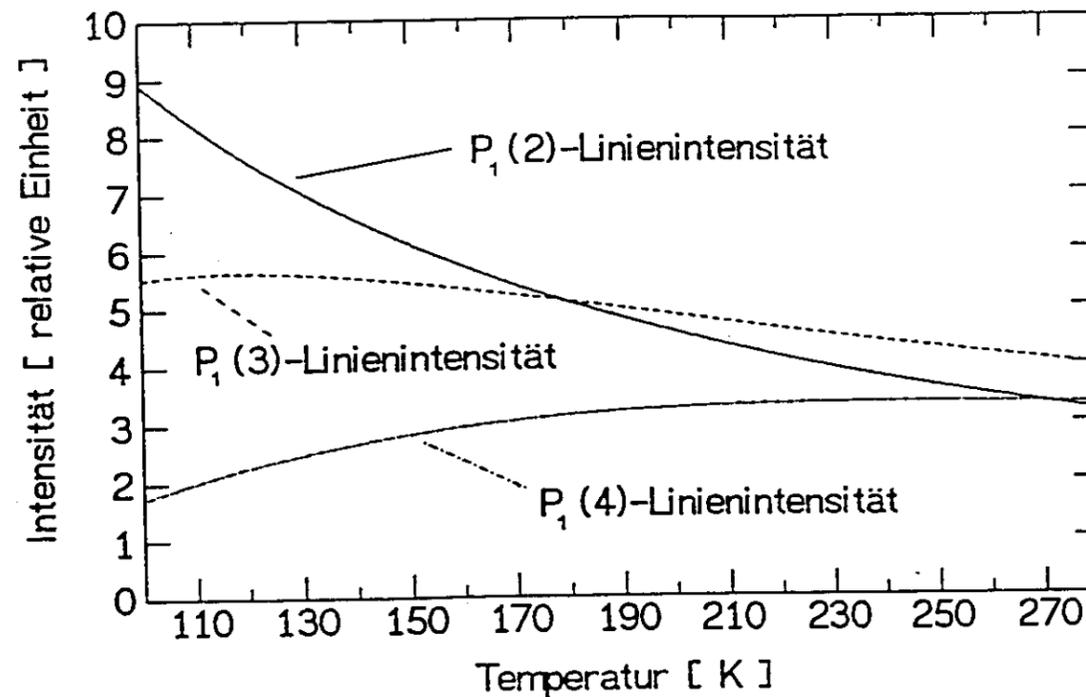


Abb. A5 Intensitätsverlauf der drei zur Temperaturableitung benutzten OH\*-Linien in Abhängigkeit von der Temperatur (nach Graef, 1991).

Um Fehler bei der Normierung durch das Detektorrauschen klein zu halten, werden die Intensitätswerte von  $\pm 15$  Gitterschritten um die Position der  $P_1(3)$ -Linie aufaddiert. Anschließend wird das Spektrum so normiert, daß dieses Integral einem festgelegten Wert entspricht.

Auf die gleiche Weise wird jedes gemessene Einzelspektrum normiert, bevor es mit den Referenzspektren verglichen wird. Allerdings erwies es sich aufgrund des wetterbedingt variablen Untergrundes der Einzelspektren als erforderlich, vor der Normierung eine Variation eines Untergrundes bei den Einzelspektren durchzuführen. Es wird jeweils ein fester Betrag von den Intensitäten an allen spektralen Positionen des gemessenen Einzelspektrums abgezogen, daraufhin wird das Spektrum wie oben beschrieben normiert und dann mit allen Referenzspektren verglichen. Danach wird der als Untergrund angenommene Betrag geändert, das Spektrum neu normiert und wieder mit den Referenzspektren verglichen. Als passendes Referenzspektrum wird zu jedem Untergrundwert dasjenige ausgewählt, bei dem die Summe der Quadrate der Differenz zwischen gemessenem und Referenzspektrum am geringsten ist. Nach dem Durchprobieren aller Untergrundwerte wird die Temperatur des Referenzspektrums ausgegeben, bei dem insgesamt die Abweichung am niedrigsten war. Diese Temperatur wird dem gemessenen Spektrum zugeordnet. Das Referenzspektrum wird zusammen mit dem gemessenen Spektrum zur Sichtkontrolle auf dem Bildschirm angezeigt;

Die Summe der Abweichungsquadrate wird wegen der uneinheitlichen Intensitätsverläufe in den Einzelspektren nur über einen Bereich um die drei Linien herum gebildet. In Abb. A6 sind die Bereiche des Spektrums markiert, die in die Berechnung der Differenz eingehen.

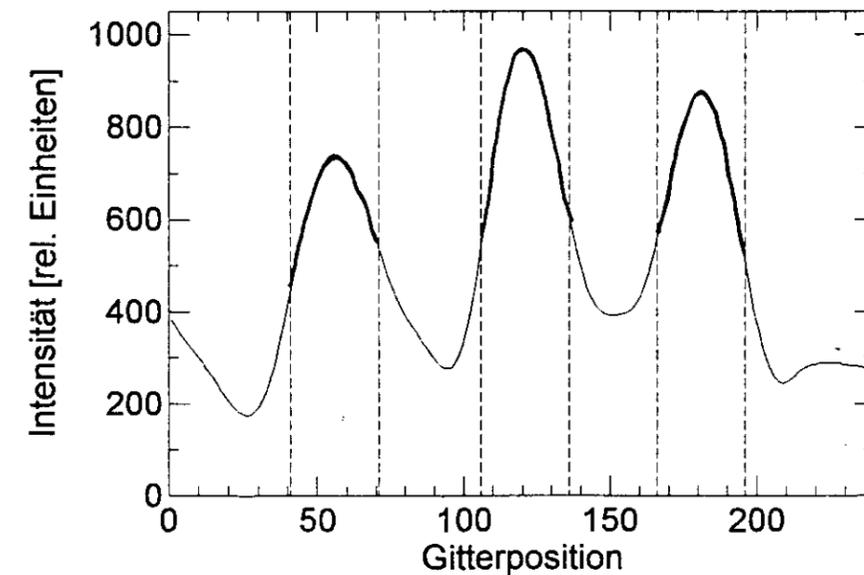


Abb. A6 Spektralbereiche zur Bestimmung der Differenz zwischen dem gemessenen Einzelspektrum und dem Referenzspektrum.

## 8. Literaturverzeichnis

- Andrews, D. G., J. R. Holton und C. B. Loevy, Middle Atmosphere Dynamics, Academic Press, Inc., Orlando, Florida 32887, USA, 1987
- Baker, D. J., Studies of atmospheric emissions, AFGL-TR-78-0251, AFGL, Hanscom AFB, Ma 01731, 1978
- Battner, E. und Lopez-Moreno, Time and altitude variations of vibrationally excited states of atmospheric hydroxyl, Planet. Space Sci., 27, 1421, 1979
- Bittner, M., Langperiodische Temperaturosillationen in der unteren und mittleren Atmosphäre (0-100km) während der DYANA-Kampagne, Dissertation WU B-DIS 93-3, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, Wuppertal, 1993
- Bittner, M. und D. Offermann, CRISTA/MAHRSI Campaign Handbook, Tech. Rep., Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, Fachbereich Physik, Wuppertal, 1994
- CIRA1986, COSPAR International Reference Atmosphere, veröffentlicht in: Barnett, J.J., M. Corney, Middle atmosphere reference model derived from satellite data, MAP Handbook, 16, 47, 1985
- Combes, J. M., A. Grossman und Ph. Tchamitchian, Wavelets: time-frequency methods and phase-space, Proc. of the Int. Conf., Marseille, France, December 14-18, 1987, Springer-Verlag, 1989
- 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, 19, Pasadena, California, 1990
- 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
- Graef, H. H., Bestimmung der Variabilität der Mesopausentemperatur aus OH\*-Emissionen, Diplomarbeit WU D-91-23, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, Wuppertal, 1991
- Hays, P. B., V. J. Abreu, M. D. Burrage, D. A. Gell, H. J. Grassl, A. R. Marshall, Y. T. Morton, D. A. Ortland, W. R. Skinner, D. L. Wu und J.-H. Yee, Remote sensing of mesospheric winds with the high-resolution Doppler imager, Planet. Space Sci., 40, 1599, 1992
- Hauchecorne, A. und M. L. Chanin, Density and temperature profiles obtained by lidar between 30 and 70 km, Geophys. Res. Lett., 7, 564, 1980
- Hauchecorne, A., M. L. Chanin und R. Wilson, Mesospheric temperature inversion and gravity wave breaking, Geophys. Res. Lett., 14, 933, 1987
- 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, 1991
- Kinnison, D. E., K. E. Grant, P. S. Connell, D. A. Rotman und D. J. Wuebbles, The chemical and radiative effects of the Mount Pinatubo eruption, J. Geophys. Res., 99, 25705, 1994
- Krassovsky, V. I., N. N. Shefov und V. I. Yarin, Atlas of the airglow spectrum 3000-12400 Å, Planet. Space Sci., 9, 883, 1962
- Kürschner, D. und R. Schminder, High-atmosphere wind profiles for altitudes between 90 and 110 km obtained from D1 LF measurements over Central Europe in 1983/84, J. Atmos. Terr. Phys., 48, 447, 1986
- 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
- Lübken, F.-J. und U. von Zahn, Thermal Structure of the Mesopause Region at Polar Latitudes, J. Geophys. Res., 96, 20841, 1991
- 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, *J. Mol. Spec.*, 53, 150, 1974

Offermann, D., The DYANA Campaign: a survey, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 56, 1639, 1994

Offermann, D. und H. H. Graef, Messungen der OH\*-Temperatur in der Mesopausenregion, *Promet, meteorologische Fortbildung, Deutscher Wetterdienst*, 22, 2-4, 125, 1992

Olberg, M. und Rakocki, *Informationstheorie in Meteorologie und Geophysik*, Akademie-Verlag, Berlin, 1984

Olberg, M., R. Schminder, D. Steinborn und D. Kürschner, Anwendung der Maximum-Entropie-Spektralanalyse zur Untersuchung der quasi-zweitägigen Windschwankung im 100-km-Niveau, *Geophys. Veröff. Univ. Leipzig*, IV, 3, 7, 1991

Pancheva, D., L. F. Alberca und B. A. de la Morena, Simultaneous observation of the quasi-two-day variations in the lower and upper ionosphere over Europe, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 56, 43, 1994

Pendleton, W. Jr., P. Espy, D. J. Baker, A. Steed, M. Ferrow und K. Henriksen, Observation of OH Meinel (7,4) ( $P(N''=13)$ ) transitions in the night airglow, *J. Geophys. Res.* 54, 505, 1989

Portmann, R. W., G. E. Thomas, S. Solomon und R. R. Garcia, The importance of dynamical feedbacks on doubled CO<sub>2</sub>-induced changes in the thermal structure of the mesosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 1733, 1995

Press, W. H., B. P. Flannery, S. A. Teukolsky und W. T. Vetterling, *Numerical Recipes*, Cambridge University Press, New York, 1989

Riese, M., D. Offermann und G. Brasseur, Recombination energy of atomic oxygen and related species at the mesopause, *J. Geophys. Res.*, 99, 14585, 1994

Rothman, L. S., R. R. Gamache, A. Goldman, L. R. Brown, R. A. Toth, H. M. Pickett, R. L. Poynter, J.-M. Flaud, C. Camy-Peyret, A. Barbe, N. Husson, C. P. Rinsland und M. A. H. Smith, The HITRAN database: 1986 edition, *Appl. Opt.*, 26, 4058, 1987

Salby, M. L., Survey of planetary-scale traveling waves: The state of theory and observations, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 22, 209, 1984

Scheer, J., E. R. Reisin, J. P. Espy, M. Bittner, H. H. Graef, D. Offermann, P. P. Ammosov und V. M. Ignatyev, Large-scale wave structures in hydroxyl during DYANA, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 56, 1701, 1994

Schulz, J., Eichungen und erste Flugergebnisse der SISSI-Experimente, Diplomarbeit WU D 91-24, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, Wuppertal, 1991

Sivjee, G. G und R. L. Walterscheid, Six-hour zonally symmetric tidal oscillations of the winter mesopause over the South Pole Station, *Planet. Space Sci.*, 42, 447-453, 1994

Turnbull, D. N., und R. P. Lowe, Vibrational population distribution in the hydroxyl night airglow, *Can. J. Phys.*, 61, 244, 1983

Wiemert, T., Vergleichende Untersuchungen zum Temperaturverhalten der Mesopause, Diplomarbeit WU D 93-17, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, Wuppertal, 1993

Wyatt, C. L., *Radiometric calibration. Theory and methods*, Academic Press, London, 1978

von Zahn, U., The project MAP/WINE: an overview, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 49, 607, 1987

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

Matthias Donner