

# Millimeterwellen-Radiometrie stratosphärischer Spurengase unter Anwendung balancierter Kalibrierung

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS

von der Fakultät für

Elektrotechnik

der Universität Fridericiana Karlsruhe

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Ing. Richard Krupa

aus Beuthen

Tag der mündlichen Prüfung: 06. November 1997

Hauptreferent: Prof. Dr.-Ing. W. Wiesbeck

Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. H. Fischer

Karlsruhe: 18. November 1997



# Kurzfassung

Aus den thermischen Emissionsspektren zahlreicher atmosphärischer Spurengase lassen sich die Höhenprofile der Volumenmischungsverhältnisse dieser Gase ermitteln. Eine wichtige Voraussetzung hierfür ist jedoch, daß die detektierten Spektren mit einer ausreichenden Spektral- und Intensitätsauflösung in einer Mindestbandbreite vorliegen. Die heute verfügbaren Echtzeitspektrometer bieten bereits eine ausreichende Frequenzauflösung und die geforderte Bandbreite. Das Hauptproblem für die Millimeterwellen-Radiometrie stellt daher das Erzielen einer ausreichenden Auflösung für die zu messenden Intensitäten. Während das Rauschen durch den Einsatz besonders rauscharmer Empfänger und entsprechend langer Integrationszeiten reduziert werden kann, muß der Einfluß systembedingter Störungen durch die Anwendung geeigneter Kalibriermethoden in möglichst hohem Maße eliminiert werden.

Die vorliegende Arbeit setzt sich mit den unterschiedlichen Kalibriermethoden zur Unterdrückung des Einflusses der Gewinnschwankungen bei Radiometermessungen auseinander, mit dem Schwerpunkt auf den Auswirkungen der Nichtlinearitäten. Einer Einführung in die Thematik folgt eine Untersuchung der Ursachen und der Mechanismen, die bei zweipunkt-kalibrierten Messungen zu typischen auf Nichtlinearitäten beruhenden spektralen Artefakten führen. Zur Vermeidung derartiger Störungen wurde eine neue balancierte Kalibriermethode entwickelt, die gegenüber der bisher häufig eingesetzten Referenzstrahlmethode zahlreiche Vorteile aufweist. Diese werden in einem direkten Vergleich beider Kalibrierverfahren erörtert. Die neuentwickelte Methode beruht auf einer internen, einstellbaren Referenzlast, die ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Ihr Funktionsprinzip wird erläutert und einige Beispielmessungen gezeigt, welche die Leistungsfähigkeit und weitere Einsatzmöglichkeiten dieser Referenzquelle belegen. Im Anschluß wird ein Meßsystem für 270-280 GHz vorgestellt, das insbesondere zur Erfassung der Chlormonoxidspektren entwickelt wurde und die neue Kalibriermethode nutzt. Abschließend werden Emissionsspektren und die daraus gewonnenen Höhenprofile atmosphärischer Gase wie Chlormonoxid, Ozon, Distickstoffoxid und Salpetersäure vorgestellt, die mit diesem System während zweier arktischer Meßkampagnen aufgenommen wurden.



# Inhaltsverzeichnis

|   |           |
|---|-----------|
| <b>1. Einleitung</b>  | <b>1</b>  |
| <b>2. Millimeterwellen-Radiometrie</b>  | <b>3</b>  |
| 2.1. Emissionsspektren . . . . .  | 3         |
| 2.1.1. Rotationsübergänge . . . . .   | 3         |
| 2.1.2. Linienintensitäten . . . . .   | 6         |
| 2.1.3. Linienbreiten . . . . .  | 9         |
| 2.2. Bodengebundene Höhenprofilierung . . . . .                                       | 11        |
| 2.2.1. Strahlungstransfer durch die Atmosphäre . . . . .                              | 12        |
| 2.2.2. Inversion gemessener Spektren . . . . .  | 15        |
| 2.3. Radiometer . . . . .   | 17        |
| 2.3.1. Erforderliche Systemeigenschaften . . . . .                                    | 17        |
| 2.3.2. Prinzipieller Aufbau . . . . .   | 20        |
| <b>3. Kalibrierung der Meßdaten</b>   | <b>22</b> |
| 3.1. Radiometermessungen . . . . .  | 22        |
| 3.2. Die Hot-Cold-Kalibrierung . . . . .  | 23        |
| 3.3. Zeitliche Gewinnschwankungen . . . . .   | 26        |
| 3.4. Nichtlinearitäten . . . . .  | 31        |
| 3.4.1. Kompressionseffekte . . . . .  | 32        |
| 3.4.2. Spektrometer-Nichtlinearitäten . . . . .                                       | 35        |
| 3.4.3. Spektrale Gewinnschwankungen . . . . .   | 36        |
| 3.4.4. Wandler-Nichtlinearitäten . . . . .  | 37        |
| 3.5. Balancierte Kalibrierung . . . . .   | 40        |
| 3.6. Fehler durch Vernachlässigung der Nichtlinearitäten . . . . .                    | 43        |
| 3.6.1. Bestimmung der Empfänger-Rauschtemperatur . . . . .                            | 45        |
| 3.6.2. Bestimmung der Helligkeitstemperatur . . . . .                                 | 48        |
| 3.6.3. Abgleichungenauigkeiten zwischen der Signal- und der Referenzmessung . . . . . | 49        |
| 3.7. Vergleich der Hot-Cold- mit der balancierten Kalibrierung . . . . .              | 50        |
| <b>4. Balance zwischen Signal und Referenz</b>  | <b>54</b> |
| 4.1. Abgleichmethoden . . . . .   | 54        |
| 4.1.1. Referenzstrahlmethode . . . . .  | 54        |

|           |   |            |
|-----------|---|------------|
| 4.1.2.    | Einstellbare Referenzquelle . . . . .                               | 56         |
| 4.1.3.    | Gegenüberstellung beider Abgleichsmethoden . . . . .                | 56         |
| 4.2.      | Variable Referenzquelle mit einem Polarisationsgitter . . . . .     | 61         |
| 4.2.1.    | Eigenschaften quasioptischer Drahtgitter . . . . .                  | 61         |
| 4.2.2.    | Funktionsprinzip der einstellbaren Referenzlast . . . . .           | 64         |
| 4.2.3.    | Experimentelle Überprüfung der abgeleiteten Zusammenhänge . . . . . | 65         |
| 4.2.4.    | Erweiterte Einsatzgebiete . . . . .                                 | 67         |
| <b>5.</b> | <b>Das 270-280-GHz-Radiometer</b>                                   | <b>69</b>  |
| 5.1.      | Der Empfänger . . . . .   | 69         |
| 5.2.      | Die ZF-Signalaufbereitung . . . . .                                 | 72         |
| 5.3.      | Das Spektrometer . . . . .  | 74         |
| 5.4.      | Unterdrückung stehender Wellen . . . . .                            | 74         |
| 5.5.      | Der Meßablauf . . . . .   | 80         |
| 5.5.1.    | Einstellung des optimalen Beobachtungswinkels . . . . .             | 80         |
| 5.5.2.    | Der Abgleichsalgorithmus . . . . .                                  | 83         |
| 5.5.3.    | Hot-Cold-Kalibrierung . . . . .                                     | 84         |
| 5.5.4.    | Frequenz-Kalibrierung . . . . .                                     | 84         |
| 5.5.5.    | Zwischenergebnisse und Protokollierung der Meßdaten . . . . .       | 85         |
| 5.5.6.    | Zeitoptimierung . . . . .   | 85         |
| <b>6.</b> | <b>Messungen zur Erfassung atmosphärischer Gase</b>                 | <b>88</b>  |
| 6.1.      | Chlormonoxid . . . . .  | 88         |
| 6.2.      | Ozon . . . . .  | 94         |
| 6.3.      | Ergänzende Messungen . . . . .                                      | 97         |
| <b>7.</b> | <b>Zusammenfassung</b>  | <b>102</b> |
|           | <b>Literaturverzeichnis</b>   | <b>104</b> |
| <b>A.</b> | <b>Liste der Symbole und Variablen</b>                              | <b>109</b> |
| <b>B.</b> | <b>Liste der Abkürzungen</b>  | <b>114</b> |

# Abbildungsverzeichnis

|  |    |
|--|----|
| 2.1. Spektrallinien von Chlormonoxid und Ozon . . . . .  | 4  |
| 2.2. Leistungsabsorption bei Transmission . . . . .  | 6  |
| 2.3. Linienbreite als Funktion der Höhe . . . . .  | 11 |
| 2.4. Strahlungstransfer durch die Atmosphäre bei bodengebundenen radiometrischen Messungen. . . . .                    | 13 |
| 2.5. Air-Mass-Faktor . . . . .   | 15 |
| 2.6. Prinzipieller Aufbau eines Millimeterwellen-Radiometers . . . . .   | 20 |
| 3.1. Rauschen hot-cold kalibrierter Messungen . . . . .  | 25 |
| 3.2. Einfluß systematischer Effekte auf die Standardabweichung gemessener Spektren im Verlauf der Integration. . . . . | 26 |
| 3.3. Messungen der Allan-Varianz . . . . .   | 29 |
| 3.4. Gewinnschwankungen . . . . .  | 31 |
| 3.5. Gewinnkompression der Verstärker . . . . .  | 33 |
| 3.6. Meßfehler infolge der Vernachlässigung der Kompressionseffekte . . . . .  | 34 |
| 3.7. Funktionsprinzip eines akusto-optischen Spektrometers . . . . .   | 35 |
| 3.8. Auswirkung der spektralen Gewinnschwankungen auf hot-cold kalibrierte Spektren . . . . .                          | 36 |
| 3.9. Nichtlinearitäten der A/D-Wandler . . . . .   | 38 |
| 3.10. Auswirkung der Wandler-Nichtlinearitäten auf hot-cold kalibrierte Spektren . . . . .                             | 39 |
| 3.11. Szenario für die Simulation . . . . .  | 44 |
| 3.12. Fehler infolge der Vernachlässigung der Nichtlinearitäten . . . . .  | 46 |
| 3.13. Nichtlinearitäten bedingter Fehler in balancierten Messungen . . . . .   | 47 |
| 3.14. Vergleich balancierter Kalibrierung mit der Hot-Cold-Kalibrierung für schwache Linien . . . . .                  | 51 |
| 3.15. Vergleich balancierter Kalibrierung mit der Hot-Cold-Kalibrierung für starke Linien . . . . .                    | 52 |
| 4.1. Kontrastvergleich zwischen Referenzstrahl- und interne Referenz Methode . . . . .                                 | 58 |
| 4.2. Einfall einer linear polarisierten Welle auf ein quasioptisches Drahtgitter. . . . .                              | 62 |
| 4.3. Leistungsreflexionskoeffizient für den Strahlungsteiler . . . . .   | 63 |
| 4.4. Einstellbare Referenzlast . . . . .   | 65 |

|      |   |     |
|------|---|-----|
| 4.5. | Winkelabhängigkeit der Helligkeitstemperatur der einstellbaren Referenzlast . . . . . | 66  |
| 4.6. | Messungen mit der einstellbaren Referenzlast . . . . .                                | 67  |
| 5.1. | Schaubild des 270-280-GHz-Empfängers . . . . .  | 70  |
| 5.2. | Schaltbild der ZF-Signalaufbereitung . . . . .  | 73  |
| 5.3. | Transmission durch einen Fabry-Perot Resonator . . . . .                              | 75  |
| 5.4. | Weglängenmodulator zur Unterdrückung von stehenden Wellen . . . . .                   | 76  |
| 5.5. | Transversalversatz zweier Gaußscher Strahlen . . . . .                                | 78  |
| 5.6. | Wirksamkeit des Weglängenmodulators . . . . .   | 79  |
| 5.7. | Kontrastverluste bei falsch angenommener Troposphärentemperatur . . . . .             | 82  |
| 5.8. | Programmablauf für den Langzeitmeßbetrieb mit balancierter Kalibrierung. . . . .      | 87  |
| 6.1. | Spektrum im Abstimmbereich des 270-280-GHz-Radiometers . . . . .                      | 89  |
| 6.2. | Empfängerabstimmung für ClO-Messungen . . . . .                                       | 90  |
| 6.3. | ClO-Messungen in Kiruna . . . . .   | 92  |
| 6.4. | ClO-Messungen in Ny-Ålesund . . . . .   | 94  |
| 6.5. | Messungen der 273.051-GHz-Ozonlinie . . . . .   | 96  |
| 6.6. | Messungen der 276.328-GHz-N <sub>2</sub> O-Linie . . . . .                            | 98  |
| 6.7. | Messungen der HNO <sub>3</sub> -Liniengruppe um 269.3 GHz . . . . .                   | 99  |
| 6.8. | Vertikalscan der Atmosphäre . . . . .   | 100 |

# Tabellenverzeichnis

|  |    |
|--|----|
| 2.1. Ergebnisse von Modellrechnungen zur Bestimmung der erforderlichen Systemeigenschaften für Messungen von Chlormonoxid und Ozon . . | 19 |
| 5.1. Auswahl der Amplitude für den Weglängenmodulator . . . . .  | 77 |



# 1. Einleitung

Im Laufe der letzten Jahrzehnte ist in breiten Bevölkerungsschichten ein wachsendes Bewußtsein für die Belange der Umwelt zu verzeichnen. Ausgelöst durch zahlreiche Forschungsergebnisse, die den anthropogenen Einfluß auf die globale Klimaentwicklung belegen, vollzieht sich ein Wandel in der Gesellschaft: Weg von dem rein wirtschaftlich orientierten hin zu einem zunehmend an ökologischer Verträglichkeit orientierten Denken. Das verstärkte Interesse an Fakten über den momentanen Zustand der Atmosphäre und der Erforschung der für ihre künftige Entwicklung relevanten chemischen und physikalischen Prozesse eröffnete den Weg für zahlreiche neue Forschungsprojekte.

Eine der noch nicht vollständig beantworteten Fragen ist der zunehmende Ozonabbau in der Stratosphäre, insbesondere in polaren Regionen. Für die Erstellung leistungsfähiger Klimamodelle, die einen Blick in die Zukunft gewähren und Prognosen über die Weiterentwicklung ermöglichen sollen, werden nach wie vor Meßdaten klimarelevanter Parameter benötigt. Viele dieser Daten können nicht direkt aus in situ Messungen gewonnen werden. Diese Tatsache spiegelt sich in der rasanten Entwicklung zahlreicher Fernerkundungsmethoden wider, die von unterschiedlichen Meßplattformen aus weltweit im Dienst der Klimaforschung eingesetzt werden. Hierzu hat sicherlich die Verfügbarkeit von Erdbeobachtungssatelliten wesentlich beigetragen, ergänzt durch boden-, ballon- oder flugzeuggestützte Systeme.

Ausgehend von der Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit der Atmosphäre, betrachtet im breiten Spektrum vom Ultraviolett bis in den Radiowellenbereich, können Emission, Absorption oder auch Streuung dazu dienen, aus Strahldichten wichtige atmosphärische Parameter wie Temperaturen, Niederschläge, Windgeschwindigkeiten, Säulengehalte oder Höhenprofile der Volumenmischungsverhältnisse verschiedener Spurengase und viele andere abzuleiten. Hierfür eignen sich grundsätzlich sowohl natürliche Strahlungsquellen – Sonne oder Mond (indirekt) – als auch künstliche – Laser, Mikrowellenröhren oder Hochfrequenz-Halbleiterszillatoren – als Stimulus für die zu beobachtenden Effekte.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der passiven Millimeterwellen-Radiometrie, die die thermische Emission der Atmosphäre als Träger der Information über die Höhenverteilung zahlreicher Spurengase nutzt und erfaßt. Ihr Ursprung liegt in den Anfängen der Radartechnik und Radioastronomie, für die die Lufthülle der Erde zunächst nur als ein Hindernis und Quelle vieler Störungen in Meßergebnissen angesehen wurde. Das in diesen vermeintlichen Störungen enthaltene Informationspotential wurde jedoch schnell erkannt – ein neues Werkzeug zur Fernerkundung der

Atmosphäre war entstanden.

Die Vorzüge der passiven Millimeterwellen-Radiometrie liegen vor allem in der Unabhängigkeit von externen Strahlungsquellen, wie z. B. der Sonne, was sicher für den Einsatz in polaren Gebieten während des Winterhalbjahres von entscheidender Bedeutung ist. Auch die relativ gute Transparenz der Atmosphäre im Millimeterwellenbereich, abgesehen natürlich von starken Absorptionslinien, sowie die meist vernachlässigbar kleine Streuung, sind starke Argumente für den praktischen Einsatz von Millimeterwellen-Radiometern zur Erforschung der Atmosphäre.

Das primäre Ziel dieser Arbeit war die theoretische und praktische Erschließung des Gebietes der Millimeterwellen-Radiometrie für das Forschungszentrum Karlsruhe im Hinblick auf die bodengebundene Erfassung der Höhenprofile atmosphärischer Spurengase wie Chlormonoxid (ClO) und Ozon ( $O_3$ ). Beginnend mit einem Laboraufbau eines 142-GHz-Ozon-Radiometers in Hohlleitertechnik wurden weitere Systeme für 270-280 GHz und 200-208 GHz mit quasioptischer Strahlführung entwickelt, von denen die beiden erstgenannten bereits erfolgreich bei Meßkampagnen erprobt wurden.

Das dieser Einleitung folgende 2. Kapitel befaßt sich mit den Grundlagen der Millimeterwellen-Radiometrie. Beschrieben werden die physikalischen Effekte, die zur Entstehung der Emissionsspektren führen, wobei Aspekte wie Frequenzlage, Intensität und Form der emittierten Spektrallinien im Vordergrund der Betrachtungen stehen. Der Strahlungstransfer durch die Atmosphäre und die Ermittlung der Höhenprofile aus den gemessenen Strahldichtespektren für die bodengebundene Beobachtungsgeometrie bilden den nächsten Schwerpunkt dieses Kapitels. Abschließend werden die für ein Meßsystem erforderlichen Eigenschaften erörtert und hieraus sein prinzipieller Aufbau abgeleitet.

Das 3. Kapitel ist vollständig der Kalibrierung der Meßdaten gewidmet. Hierbei werden unterschiedliche Facetten der Kalibrierungsproblematik beleuchtet mit dem Schwerpunkt auf nichtlinearen Effekten, die die Detektion schwacher Spektrallinien behindern. Im weiteren wird die für hochauflösende Messungen notwendige balancierte Kalibriertechnik eingeführt und deren Vorzüge an Hand einfacher Rechenbeispiele erläutert.

Der bei balancierten Messungen erforderliche Abgleich zwischen dem zu messenden Signal und dem Signal der Referenzquelle wird im 4. Kapitel näher untersucht. Außerdem wird die Funktionsweise einer neuentwickelten einstellbaren Referenzquelle erläutert, begleitet von einigen Meßbeispielen.

Im 5. Kapitel wird das 270-280-GHz-Meßsystem vorgestellt. Der Beschreibung wesentlicher Systemkomponenten und des Signalfusses folgt eine Erläuterung des gesamten Meßablaufs. Ferner wird das Problem der Unterdrückung von stehenden Wellen angesprochen.

Abschließend werden im 6. Kapitel einige Ergebnisse der durchgeführten arktischen Winter-Meßkampagnen in Kiruna und Ny-Ålesund präsentiert.

Die Zusammenfassung der Arbeit und einige Aspekte für die Weiterentwicklung bilden das 7. und letzte Kapitel.

## 2. Millimeterwellen-Radiometrie

Bei der Bestimmung der Höhenprofile stratosphärischer Spurengase mittels der bodengebundenen passiven Millimeterwellen-Radiometrie werden Emissionsspektren der Atmosphäre detektiert. Die Information über die Höhenverteilung der emittierenden Gase wird unter Anwendung geeigneter Inversionsmethoden aus den gemessenen Spektren gewonnen. Im folgenden Kapitel werden wichtige physikalische Zusammenhänge und Größen eingeführt, die maßgeblich die zu messenden Spektren bestimmen, sowie Grundkonzepte für ihre meßtechnische Erfassung und für die Inversion vorgestellt.

### 2.1. Emissionsspektren

#### 2.1.1. Rotationsübergänge

In Übereinstimmung mit den Gesetzen der Quantentheorie findet sowohl die Emission als auch die Absorption elektromagnetischer Strahlung durch Moleküle in strikt festgelegten Beträgen statt. Der Übergang eines Moleküls vom Zustand höherer Energie  $E_n$  zu einem Zustand niedrigerer Energie  $E_m$  wird von Strahlungsemission begleitet. Die Frequenz  $f_{mn}$  der hierbei emittierten Strahlung folgt aus dem *zweiten Bohrschen Postulat*

$$E_n - E_m = hf_{mn} \quad .^1 \quad (2.1)$$

Energiedifferenzen  $E_n - E_m$ , die zur Emission im Bereich der Millimeterwellen (30–300 GHz entspr. 10–1 mm) führen, sind typisch für Energieaustauschvorgänge, bei denen sich nur der Rotationszustand der Moleküle ändert.

Es ist hinlänglich bekannt, daß nicht alle Energiezustände angenommen werden dürfen. Die Zusammensetzung des Moleküls und damit auch seine geometrische Anordnung, sowie Umgebungsparameter wie äußere elektrische und magnetische Felder entscheiden darüber, welche Energiezustände zulässig sind. Darüber hinaus ist zu berücksichtigen, daß längst nicht alle Übergänge zwischen zwei beliebig gewählten Energieniveaus erlaubt sind, sondern nur diejenigen, die entsprechenden Auswahlregeln genügen.

---

<sup>1</sup>In der Literatur aus dem Bereich der Spektroskopie wird meist  $\nu$  als Bezeichnung für die Frequenz verwendet. Hier jedoch wird der in der Elektrotechnik geläufigen Bezeichnung  $f$  Vorrang gegeben.

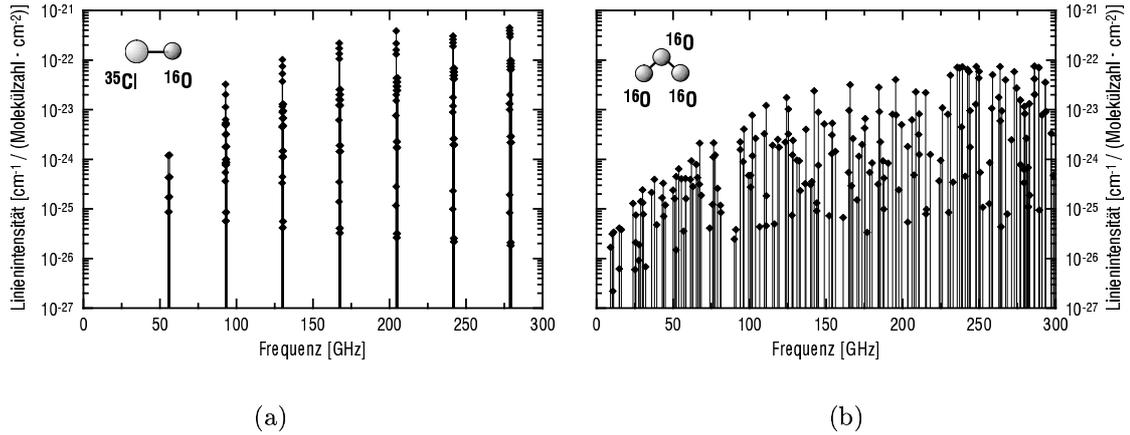


Abbildung 2.1.: Spektrellinien von a) Chlormonoxid und b) Ozon im Millimeterwellenbereich (nach [48]). In beiden Spektren sind jeweils nur die Linien des am häufigsten vorkommenden Isotops dargestellt.

Zahlreichen Forschungsarbeiten der letzten Jahrzehnte auf dem Gebiet der Mikrowellen-Spektroskopie ist zu verdanken, daß man inzwischen über sehr detaillierte Angaben bezüglich der zulässigen Energiezustände verfügt und entsprechende Auswahlkriterien für die Übergänge kennt. Damit sind die Emissionsspektren vieler Molekülsorten bekannt [6, 15, 16, 21, 22, 48, 56, 58, 60]. Im folgenden werden einige für die vorliegende Dissertation relevante Fakten aus der Mikrowellen-Spektroskopie zusammengetragen.

Die Bewegung der Teilchen eines Moleküls kann mit Hilfe einer von ihren Koordinaten und der Zeit abhängigen Wellenfunktion  $\Psi$  beschrieben werden

$$\Psi = \psi e^{-\frac{iEt}{\hbar}} \quad , \quad (2.2)$$

wobei  $E$  den durch die Ortsfunktion  $\psi$  repräsentierten Energiezustand bezeichnet. Die Funktion  $\psi$  muß dabei die *zeitinvariante Schrödinger-Gleichung*

$$H\psi = E\psi \quad (2.3)$$

erfüllen. Die zulässigen Energiezustände werden durch das Finden der Eigenwerte des Hamilton-Operators  $H$  in (2.3) bestimmt. Für die Lösung dieses recht komplexen Problems ist verständlicherweise kein auf alle Molekülararten anwendbares Universalverfahren zu erwarten. Es wird daher eine Klassifizierung der Moleküle bezüglich ihrer quantenmechanischen Symmetrieeigenschaften vorgenommen, um dann nach Speziallösungen für die Bestimmung der Eigenwerte zu suchen. Es verwundert daher auch nicht, daß für die Beschreibung der Energiezustände der Moleküle verschiedener Klassen unterschiedliche Sätze von Quantenzahlen benötigt werden und, daß klassenspezifische Auswahlregeln für die möglichen Übergänge anzuwenden sind.

Abbildung 2.1 spiegelt am Beispiel von Chlormonoxid und Ozon den Einfluß der Symmetrie-Eigenschaften der Moleküle auf ihre Spektrallinien-Verteilung wider. Während das Emissionsspektrum von ClO eine leicht erkennbare Struktur zeigt, ist eine solche im O<sub>3</sub>-Spektrum nicht auszumachen.

Beim ClO handelt es sich um ein lineares zweiatomiges Molekül. Von den drei Trägheitsmomenten bezüglich der Hauptachsen sind zwei gleich groß, wogegen das dritte Trägheitsmoment (das bezüglich der Molekülachse) praktisch gleich null ist. Damit liegt ein Rotor mit hohem Symmetriegrad vor, woraus die klare Struktur des Spektrums in Form von Liniengruppen mit nahezu äquidistanten Abständen  $\Delta f$  resultiert (Abbildung 2.1(a)). Die Größe dieser Intervalle wird durch die Größe der Trägheitsmomente  $I$  bestimmt. Aus der Lösung der Wellengleichung für zweiatomige Moleküle folgen die Frequenzen der bei Rotationsübergängen zu beobachtenden Spektrallinien. Mit der Rotationskonstanten  $B$  gilt<sup>2</sup> für die Übergänge zwischen den Zuständen  $J$  und  $J + 1$

$$f = 2B(J + 1) \quad , \quad \text{wobei} \quad B = \frac{h}{8\pi^2 I} \quad (2.4)$$

ist und  $J$  die Drehimpulsquantenzahl des niedrigeren Zustandes bezeichnet. Damit sind auch die Linienabstände bekannt. Ihre Abhängigkeit von der Größe der Trägheitsmomente kann an Hand eines Vergleiches des ClO- mit dem CO-Molekül demonstriert werden. Aus der etwa um den Faktor drei niedrigeren Masse von Kohlenstoff gegenüber Chlor resultiert ein niedrigeres Trägheitsmoment des CO-Moleküls. Das sollte nach (2.4) zu einem größeren Abstand  $\Delta f$  der Spektrallinien beim CO führen, was auch tatsächlich im Kohlenmonoxid-Spektrum beobachtet wird ( $\Delta f_{CO} \approx 115.3$  GHz,  $\Delta f_{ClO} \approx 37.2$  GHz).

Anders als das aus äquidistanten, singulären Spektrallinien bestehende CO-Spektrum setzt sich das ClO-Spektrum aus äquidistanten Liniengruppen zusammen. Diese Gruppenbildung ist die Folge der Aufspaltung der Energieniveaus auf Grund der Wechselwirkungen des Kernspins mit den von den Elektronen erzeugten magnetischen Feldern (Hyperfeinaufspaltung). Zur Beschreibung dieser Energieniveaus wird zusätzlich zu der Drehimpulsquantenzahl  $J$  die Quantenzahl  $F$  eingeführt, die den gesamten Drehimpuls des Moleküls einschließlich des Kernspins zusammenfaßt. Beim ClO beträgt der Kernspin  $3/2$ , daher muß  $F$  die Bedingung  $J - 3/2 \leq F \leq J + 3/2$  erfüllen.

Eine genauere Betrachtung des Emissionsspektrums offenbart weitere Niveau-Aufspaltungsmechanismen, auf die jedoch, in Anbetracht ihrer geringen Bedeutung für die Millimeterwellen-Radiometrie, nicht weiter eingegangen wird.

Im Gegensatz zum Chlormonoxid sind alle drei Hauptträgheitsmomente des Ozon-Moleküls voneinander verschieden. Damit liegt ein asymmetrischer Rotor vor. Eine geschlossene Lösung des Eigenwertproblems in (2.3) läßt sich jedoch nur für

<sup>2</sup>In der Gleichung (2.4) wurde der Einfachheit halber die Wirkung der Zentrifugalkraft vernachlässigt. Mit wachsendem  $J$  (also mit wachsender Rotationsgeschwindigkeit) wächst jedoch der Einfluß der Zentrifugalkraft auf die Molekülbindung, wodurch der Abstand der Kerne und damit auch das Trägheitsmoment  $I$  vergrößert wird. In Konsequenz wird  $\Delta f$  kleiner.

symmetrische Rotoren finden, d. h. für Moleküle mit mindestens zwei gleichen Hauptträgheitsmomenten. Um dennoch die möglichen Energiezustände asymmetrischer Rotoren zu bestimmen, bedient man sich einer Annäherung an die symmetrischen Moleküle.

Sind  $I_a, I_b, I_c$  die Trägheitsmomente bezüglich der drei Hauptachsen eines Moleküls, so können symmetrische Rotoren in zwei Klassen unterteilt werden. Die *prolaten* mit  $I_c = I_b > I_a$  und die *oblaten* mit  $I_c > I_b = I_a$ . Die asymmetrischen Rotoren können nun als eine Zwischenstufe zwischen den prolaten und oblaten Rotoren angesehen werden. Für die Beschreibung des Energiezustandes solcher Rotoren werden daher neben  $J$  die Quantenzahlen der zugehörigen angrenzenden prolaten und oblaten Rotoren –  $K_{-1}$  und  $K_1$  – verwendet.

Das Ozon-Molekül ist nur leicht asymmetrisch und ähnelt stark einem prolaten Rotor, d. h.  $I_b \rightarrow I_c$ . Aus den recht komplexen Auswahlregeln für die drei Quantenzahlen  $J, K_{-1}$  und  $K_1$  resultieren sehr zahlreiche Spektrallinien [58], wie es auch das Ozon-Spektrum der Abbildung 2.1(b) belegt. Zu bemerken ist, daß dieses Spektrum nur Linien des am häufigsten vorkommenden Isotops  $^{16}\text{O}_3$  enthält. Berücksichtigt man die zahlreichen Isotope, so erscheint das Spektrum noch bedeutend dichter. Es ist in diesem Zusammenhang bemerkenswert, daß man mit Methoden der Mikrowellen-Spektroskopie Ozon-Moleküle unterscheiden kann, bei denen lediglich die Position der Isotope verschieden ist, wie z. B.  $^{16}\text{O}^{18}\text{O}^{16}\text{O}$  gegenüber  $^{16}\text{O}^{16}\text{O}^{18}\text{O}$ . Diese Unterscheidung ist mit Methoden der reinen Massenspektroskopie nicht möglich.

### 2.1.2. Linienintensitäten

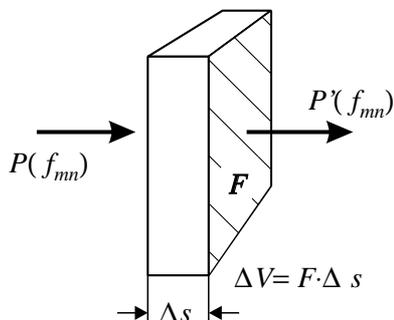


Abbildung 2.2.: Leistungsabsorption bei Transmission

Im vorangehenden Abschnitt wurden die Moleküle als voneinander isoliert behandelt. Für Beobachtungen der Atmosphäre, ist hingegen die makroskopische Wechselwirkung eines Ensembles von Molekülen mit elektromagnetischer Strahlung von größerer Bedeutung, insbesondere die Fragen nach der durch ein gegebenes Gasvolumen emittierten Leistung und der Absorption einfallender Strahlung durch dieses Volumen.

Für die Beschreibung derartiger Wechselwirkungen wird der Leistungsabsorptionskoeffizient  $\alpha$  eingeführt, der als das Verhältnis der Leistungsabsorption  $\Delta P = P' - P$  pro Weglängenelement  $\Delta s$  zu der einfallenden Leistung  $P$  definiert ist. Bezeichnen  $m$  bzw.  $n$  Niveaus mit niedrigerer bzw. höherer Energie, so folgt

$$\alpha_{mn} = \frac{1}{P(f_{mn})} \frac{\Delta P(f_{mn})}{\Delta s} \quad (2.5)$$

Der Emissionskoeffizient  $\epsilon_{mn}$  kann, unter der Voraussetzung des thermodynamischen

Gleichgewichts in der Atmosphäre nach dem Kirhoffschen Gesetz mit Hilfe des Absorptionskoeffizienten  $\alpha_{mn}$  ausgedrückt werden [7]

$$\epsilon_{mn} = \alpha_{mn} \cdot B(f_{mn}, T) \quad , \quad (2.6)$$

wobei  $B(f_{mn}, T)$  die Planck-Funktion für die Frequenz  $f_{mn}$  und die Temperatur  $T$  am Emissionsort ist, gegeben durch

$$B(f_{mn}, T) = \frac{2hf^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hf}{kT}} - 1} \quad . \quad (2.7)$$

Zu bestimmen ist nun der Absorptionskoeffizient  $\alpha_{mn}$ . Bei Energieaustauschvorgängen mit Molekülen wird, je nach gegenseitiger Lage der Energieniveaus des Anfangs- und des Endzustandes, Strahlung emittiert oder absorbiert. Es ist einleuchtend, daß, um einen Absorptionsvorgang zu induzieren, Energie in Form von Strahlung dem Molekül angeboten werden muß. Man spricht daher von *induzierter Absorption*. Im umgekehrten Fall – der Emission – kann dagegen der Übergang mit oder auch ohne von außen zugeführte Strahlung erfolgen. Hier unterscheidet man zwischen der *induzierten* und der *spontanen Emission*.

Die Änderungsrate der Besetzungsdichte  $N_n$  des energetisch höheren Zustandes wird abhängig von ihrer Ursache mit Hilfe entsprechender *Einstein-Koeffizienten*  $B_{mn}$ ,  $B_{nm}$ ,  $A_{nm}$  ausgedrückt

$$\frac{\Delta N_n}{\Delta t} = \begin{cases} N_m B_{mn} \rho(f_{mn}) & : \text{induzierte Absorption} \\ -N_n B_{nm} \rho(f_{mn}) & : \text{induzierte Emission} \\ -N_n A_{nm} & : \text{spontane Emission} \end{cases} \quad . \quad (2.8)$$

Darin ist  $\rho(f_{mn})$  die Strahlungsdichte der einfallenden Strahlung bei der Frequenz  $f_{mn}$  und  $N_m$  bzw.  $N_n$  die Besetzungsdichten der Energieniveaus  $m$  bzw.  $n$ . Einstein zeigte 1917, daß die Koeffizienten für Absorption und induzierte Emission gleich sind

$$B_{mn} = B_{nm} \quad . \quad (2.9)$$

Aus einer Betrachtung für das thermodynamische Gleichgewicht, d. h. für den Fall, daß  $\Delta N_n / \Delta t = 0$  gilt, und unter Annahme der Boltzmann-Verteilung für die Besetzungsdichten, kann durch einen Vergleich mit dem Planckschen Strahlungsgesetz der Zusammenhang zwischen den Einstein-Koeffizienten für spontane und induzierte Emission abgeleitet werden

$$A_{nm} = \frac{8\pi hf^3}{c^3} B_{nm} \quad (2.10)$$

Setzt man für  $f$  in dieser Gleichung Frequenzen aus dem Bereich der Millimeterwellen ein, so wird deutlich, daß die spontane Emission gegenüber der induzierten in diesem Frequenzbereich oft vernachlässigt werden kann. Im Fall der Millimeterwellen-Radiometrie, spielt hingegen, auf Grund der äußerst geringen Strahlungsdichten, die spontane Emission eine dominierende Rolle.

Für die Berechnung des Absorptionskoeffizienten ist nur die Wechselwirkung mit der einfallenden Strahlung von Bedeutung. Die Änderungsrate der Besetzungsdichte infolge induzierter Übergänge ist

$$\frac{\Delta N_n}{\Delta t} = (N_m - N_n) B_{mn} \rho(f_{mn}) \quad . \quad (2.11)$$

Dieser Ausdruck gibt also die Nettoanzahl der (je nach Vorzeichen) induziert emittierten bzw. absorbierten Photonen mit der Frequenz  $f_{mn}$  pro Zeitintervall  $\Delta t$  an. Multiplikation mit der Energie einzelner Photonen  $hf_{mn}$  ergibt die Nettoleistung  $\Delta P$  pro Volumenelement  $\Delta V$

$$\frac{\Delta P(f_{mn})}{\Delta V} = (N_m - N_n) B_{mn} \rho(f_{mn}) h f_{mn} \quad . \quad (2.12)$$

Für den Absorptionskoeffizienten folgt somit

$$\alpha_{mn} = (N_m - N_n) B_{mn} \frac{h f_{mn}}{c} \quad . \quad (2.13)$$

Es ist zu erwarten, daß die Größe des Absorptionskoeffizienten von den Übergangswahrscheinlichkeiten der Rotationsübergänge abhängig sein muß. Diese Abhängigkeit wird durch den Einstein-Koeffizienten  $B_{mn}$  ausgedrückt, für den gilt (cgs-Einheiten)

$$B_{mn} = \frac{8\pi^3}{3h^2} |\mu_{mn}|^2 \quad (2.14)$$

mit  $\mu_{mn}$  als das Dipolmatrixelement für den Übergang vom Zustand  $m$  nach  $n$ . Für Energiewechselvorgänge mit Beteiligung der elektrischen Feldkomponente (zutreffend in den meisten Fällen) ist

$$\mu_{mn} = \int \psi_n^* \boldsymbol{\mu} \psi_m d\tau \quad \text{mit} \quad \boldsymbol{\mu} = \sum_i q_i \mathbf{r}_i \quad (2.15)$$

wobei  $\psi_n^*$  bzw.  $\psi_m$  die konjugiert komplexe Wellenfunktion des höheren bzw. die komplexe Wellenfunktion des niedrigeren Zustandes nach (2.3) ist,  $\boldsymbol{\mu}$  für den Operator des elektrischen Dipolmomentes steht und  $q_i$  und  $\mathbf{r}_i$  die elektrischen Ladungen bzw. ihre Ortsvektoren im Molekül bezeichnen.

Damit ein einfallendes elektromagnetisches Feld einen Übergang vom Energiezustand  $m$  nach  $n$  induziert, muß, in Übereinstimmung mit der Diracschen Störungstheorie, der Operator, über den das Feld mit dem Molekül wechselwirkt, ein von null verschiedenes Matrixelement besitzen. Im Millimeterwellenbereich, wo die Wellenlängen groß gegenüber den Moleküldimensionen sind, fungiert das Dipolmoment  $\boldsymbol{\mu}$  als dieser Operator [47].

Befindet sich das mit elektromagnetischer Strahlung wechselwirkende Gasvolumen im thermodynamischen Gleichgewicht, so kann für die Besetzungsdichten  $N_m$  und  $N_n$  die Boltzmann-Verteilung angenommen werden, so daß gilt

$$\frac{N_n}{N_m} = e^{\frac{E_n - E_m}{kT}} \quad \text{und} \quad \frac{N_n}{N} = \frac{g_n e^{\frac{-E_n}{kT}}}{Q} \quad \text{mit} \quad Q = \sum_i g_i e^{\frac{-E_i}{kT}} \quad . \quad (2.16)$$

Darin kennzeichnet  $N$  die Anzahldichte,  $g_i$  und  $g_n$  die Entartungsgrade der betreffenden Energiezustände und  $Q$  ist die Verteilungsfunktion. Der Absorptionskoeffizient  $\alpha_{mn}$  aus (2.13) läßt sich damit ausdrücken als

$$\alpha_{mn} = \frac{8\pi^3 N g_n}{3hcQ} f_{mn} |\mu_{mn}|^2 \left( e^{-\frac{E_m}{kT}} - e^{-\frac{E_n}{kT}} \right) \quad . \quad (2.17)$$

Aus dieser Gleichung geht hervor, daß neben den molekulspezifischen Parametern auch die Anzahl der wechselwirkenden Moleküle, ausgedrückt durch die Anzahldichte  $N$ , die Größe des Absorptionskoeffizienten beeinflusst.  $N$  kann durch folgende Überlegung bestimmt werden: Gegeben sei ein Gasvolumen  $V$ , das unterschiedliche Molekülsorten beinhaltet, die jedoch lokal entmischt sind. Die Molekülsorte  $i$  nimmt darin das Teilvolumen  $V_i$  ein. Die Anzahl  $n_i$  dieser Moleküle ist durch die Zustandsgleichung für ideale Gase gegeben

$$n_i = \frac{pV_i}{kT} \quad . \quad (2.18)$$

Darin bezeichnet  $p$  bzw.  $T$  die im betrachteten Volumen vorherrschenden Druck bzw. Temperatur. Für die gesuchte Anzahldichte  $N_i$  der Molekülsorte  $i$  folgt damit

$$N_i = \frac{n_i}{V} = \frac{p}{kT} \frac{V_i}{V} = \frac{p}{kT} v_i \quad . \quad (2.19)$$

Hieraus wird deutlich, daß der Absorptionskoeffizient  $\alpha_{mn}$  proportional zum Volumenmischungsverhältnis  $v_i$  ist und nicht zur absoluten Konzentration.

### 2.1.3. Linienbreiten

Die Wechselwirkung rotierender Moleküle mit der einfallenden elektromagnetischen Strahlung findet keineswegs nur bei der diskreten Frequenz  $f_{mn}$  statt. Infolge mehrerer unterschiedlicher Linienverbreiterungsmechanismen besitzen alle Spektrallinien eine endliche Breite  $\Delta f$ . Deshalb muß der Absorptionskoeffizient um eine frequenzabhängige Komponente  $S(f, f_{mn})$ , die Linienform, erweitert werden

$$\alpha_{mn}(f) = \alpha_{mn} S(f, f_{mn}) \quad . \quad (2.20)$$

Für die Erfassung der Höhenprofile atmosphärischer Spurengase mittels Millimeterwellen-Radiometrie spielt die *Druckverbreiterung* eine entscheidende Rolle. Aus der Proportionalität von Druck und Linienbreite läßt sich mit bekanntem Druckverlauf in der Atmosphäre auf die Höhenverteilung des emittierenden Gases schließen.

Die Druckverbreiterung resultiert aus der Wechselwirkung der Gas-Moleküle untereinander in Form intermolekularer Kollisionen. Eine klassische Analogie zu solchen Stößen stellt ein Ensemble harmonischer Oszillatoren dar,<sup>3</sup> die im Mittel nach

<sup>3</sup>Die Molekül-Rotation kann als eine Überlagerung zweier orthogonaler Schwingungen dargestellt werden.

einer Periode  $\tau$  abrupt gestört werden. Van Vleck und Weisskopf [61] haben unter der Annahme, daß die Stoßzeit kurz gegenüber der Periode des wirksamen elektromagnetischen Feldes ist,<sup>4</sup> die Linienform

$$S_p(f, f_{mn}) = \frac{f}{\pi f_{mn}} \left[ \frac{\Delta f_p}{(f_{mn} - f)^2 + \Delta f_p^2} + \frac{\Delta f_p}{(f_{mn} + f)^2 + \Delta f_p^2} \right] \quad (2.21)$$

ermittelt. Darin ist  $\Delta f_p$  die druckabhängige Linienbreite, definiert als die Halbwertsbreite der Linienform  $S_p(f, f_{mn})$ . Die von Van Vleck und Weisskopf ermittelte Linienform steht im Bereich der Millimeterwellen in sehr guter Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen. Die Linienbreite ist gegeben durch

$$\Delta f_p = \frac{1}{2\pi\tau} = \gamma(T)p \quad \text{mit} \quad \gamma(T) = \gamma(T_0) \left( \frac{T_0}{T} \right)^n, \quad (2.22)$$

wobei  $\gamma$  ein temperaturabhängiger Druckverbreiterungsfaktor und  $n$  ein stoffabhängiger Exponent ( $0.5 \leq n \leq 1.0$ ) ist. An Hand dieser Gleichung ist die bereits oben genannte Proportionalität des Drucks und der Linienbreite sichtbar, die die Höhenprofilbestimmung aus gemessenen Spektrallinien ermöglicht.

Mit wachsender Höhe und damit fallendem Druck in der Atmosphäre nimmt der Effekt der Druckverbreiterung ab. Dadurch tritt die Auswirkung eines anderen Linienverbreiterungsmechanismus, der *Dopplerverbreiterung*, stärker in den Vordergrund.

Bedingt durch Bewegungen der Moleküle relativ zum Beobachtungsort der emittierten Strahlung kommt es zu einer Doppler-Verschiebung der empfangenen Frequenzen. Diese Verschiebung kombiniert mit der aus der kinetischen Gastheorie bekannten Maxwell-Verteilung der Geschwindigkeitskomponenten führt zu der Linienform, bzw. Linienbreite

$$S_d(f, f_{mn}) = \sqrt{\frac{mc^2}{2\pi kT}} e^{-\frac{mc^2}{2kT}(f-f_{mn})^2} \quad \text{bzw.} \quad \Delta f_d = f \sqrt{\frac{2kT}{mc^2}} \ln 2 \quad (2.23)$$

mit  $m$  als Molekülmasse.

Im Höhenbereich, in dem die Druck- und die Dopplerverbreiterung gleichermaßen die Linienbreite bestimmen, muß für die Beschreibung der Linienform eine Funktion gefunden werden, die beide Effekte berücksichtigt. Die Faltung der Linienformen nach (2.21) und (2.23) ergibt eine derartige Funktion

$$S_v(f, f_{mn}) = \int_{-\infty}^{\infty} S_p(f', f_{mn}) S_d(f - f', f_{mn}) df' \quad , \quad (2.24)$$

die als *Voigt-Funktion* bezeichnet wird.

---

<sup>4</sup>Durch diese Annahme ist die Phase, mit der die Schwingung des Oszillators nach dem Stoß beginnt, nicht beliebig, sondern wird durch das wechselwirkende elektromagnetische Feld beeinflusst (Stoßzeit  $\sim 10^{-12}$  s;  $1/f_{mn} \sim 3 \cdot 10^{-11}$  s).

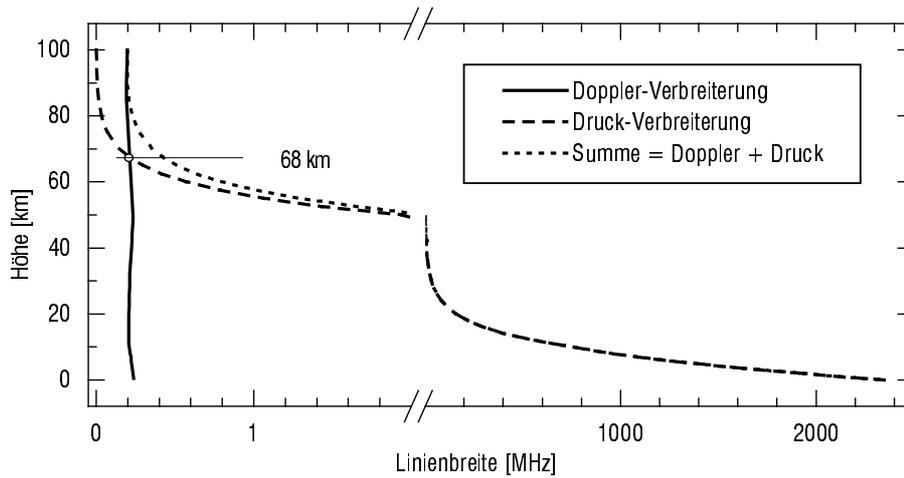


Abbildung 2.3.: Linienbreiten für den  $J_{18}K_1K_{17} \rightarrow J_{18}K_0K_{18}$  Übergang von Ozon bei 273.051 GHz, berechnet für die U. S. Standardatmosphäre der mittleren (geographischen) Breiten.

Abbildung 2.3 zeigt am Beispiel des  $J_{18}K_1K_{17} \rightarrow J_{18}K_0K_{18}$  Überganges von Ozon, bei 273.051 GHz, den Verlauf der Linienbreite in Abhängigkeit von der Höhe. Während die Linienbreite infolge der Druckverbreiterung sehr stark variiert, ist die aus der Dopplerverbreiterung resultierende nahezu konstant und folgt lediglich dem Temperaturverlauf in der Atmosphäre. In großen Höhen, wo auf Grund des stark verminderten atmosphärischen Drucks die Dopplerverbreiterung dominiert, in der Abbildung ab etwa 68 km, ist deshalb eine Höhenprofilbestimmung durch Auswertung der druckverbreiterten Linienform nicht mehr möglich.

## 2.2. Bodengebundene Höhenprofilierung

Die Höhenprofilierung mittels der Millimeterwellen-Radiometrie wurde bereits von unterschiedlichen Meßplattformen aus erfolgreich eingesetzt [8, 20, 43, 65]. Abhängig von der Aufgabenstellung ob es nun auf Global- oder Langzeitbeobachtungen oder auch die Beobachtung bestimmter Spurengase ankommt, werden Messungen vom Boden, Flugzeug oder Satellit durchgeführt. Als Folge ihrer unterschiedlichen Randbedingungen weisen die jeweiligen Meßplattformen auch unterschiedliche bevorzugte Einsatzgebiete auf. So sind beispielsweise bodengebundene Messungen für lokale systematische Langzeitbeobachtungen mit einer hohen zeitlichen Auflösung besonders prädestiniert, während satellitengestützte Systeme nahezu ausschließlich für die Erfassung globaler Effekte eingesetzt werden. Einige Spurengase lassen sich auf Grund der starken Dämpfung der Troposphäre nur aus hoch fliegenden Flugzeugen erfassen.

Die im folgenden angesprochenen Aspekte des Strahlungstransfers, der Inversi-

on und der Meßtechnik orientieren sich ausschließlich an der bodengestützten Radiometrie. Für umfangreiche Erörterungen dieser Themen im Hinblick auf andere Plattformen sei auf die entsprechende Literatur verwiesen.

### 2.2.1. Strahlungstransfer durch die Atmosphäre

Das am Boden operierende Radiometer empfängt im wesentlichen die in der Atmosphäre emittierte Strahlung, die auf ihrem Weg zum Radiometer teilweise wieder absorbiert wird. Einen weiteren, wenngleich einen sehr geringen Beitrag, liefert die kosmische Hintergrundstrahlung, die ebenfalls teilweise von der Atmosphäre absorbiert wird. Den mit Abstand größten Anteil an der Absorption der transmittierten Strahlung hat die unterste atmosphärische Schicht – die Troposphäre – auf Grund ihres meist recht hohen Wasserdampfgehaltes.

Eine quantitative Beschreibung des Strahlungstransfers durch die Atmosphäre erfolgt mit Hilfe der *Strahlungstransfergleichung* (STG), der die klassische Theorie nach Chandrasekhar [7] zugrunde liegt. Obwohl diese Theorie den Einfluß von Streueffekten berücksichtigt, werden sie in folgenden Betrachtungen vernachlässigt. Denn im Gegensatz zu Mikrowellen-Anwendungen wie dem Niederschlags-Radar, dessen Meßprinzip auf Streuung basiert, spielen Streueffekte bei der Erfassung der Strahldichtespektren atmosphärischer Spurengase mittels Millimeterwellen-Radiometrie lediglich eine untergeordnete Rolle. Bei Niederschlägen oder in Anwesenheit von Wolken mit großen Partikeln (Tropfen, Eiskristalle), d. h. unter Bedingungen bei denen Streueffekte signifikant werden, ist der Beitrag der Absorption bereits so hoch, daß Signale aus Schichten oberhalb der Troposphäre das Radiometer gar nicht mehr erreichen und damit einen sinnvollen Meßbetrieb verhindern. Ergänzend ist zu bemerken, daß Streueffekte breitbandiger Natur sind und damit gleichmäßig die zu messenden Spektrallinien beeinflussen. Sie bewirken daher lediglich eine Skalierung der gemessenen Linien und folglich der ermittelten Höhenprofile.

Die in der Atmosphäre emittierte Strahlung kann in erster Näherung als isotrop angesehen werden.<sup>5</sup> Eine Polarisation an Regentropfen oder an ausgerichteten Eispartikeln (z. B. bei elektrischen Entladungen) wird ebenfalls, wie auch schon die Streuung, nicht berücksichtigt, da atmosphärische Bedingungen unter denen derartige Effekte erst in Erscheinung treten, bereits keinen sinnvollen Meßbetrieb mehr erlauben. Polarisierte Emission, wie sie an rauhen oder strukturierten Oberflächen (z. B. Ozean, siehe [13]) beobachtet wird, kann bei der Blickrichtung nach oben vernachlässigt werden.

Die Strahlungstransfergleichung in differentieller Form (2.25) gibt die Änderung der Intensität<sup>6</sup>  $I_f$  in Ausbreitungsrichtung bei der Frequenz  $f$  pro Längenelement

<sup>5</sup>Rosenkranz und Staelin berichten in [46] über teilweise polarisierte Strahlung, die in der Mesosphäre von molekularem Sauerstoff  $O_2$  aufwärts emittiert wird.

<sup>6</sup>Die (spezifische) Intensität  $I_f$  beschreibt die augenblickliche Strahlungsleistung, die an jedem Punkt des Mediums fließt, pro Flächenelement  $dA$ , bei gegebener Frequenz  $f$ , pro Frequenzintervall  $df$ , in gegebener Richtung, pro Raumwinkelelement  $d\Omega$ .

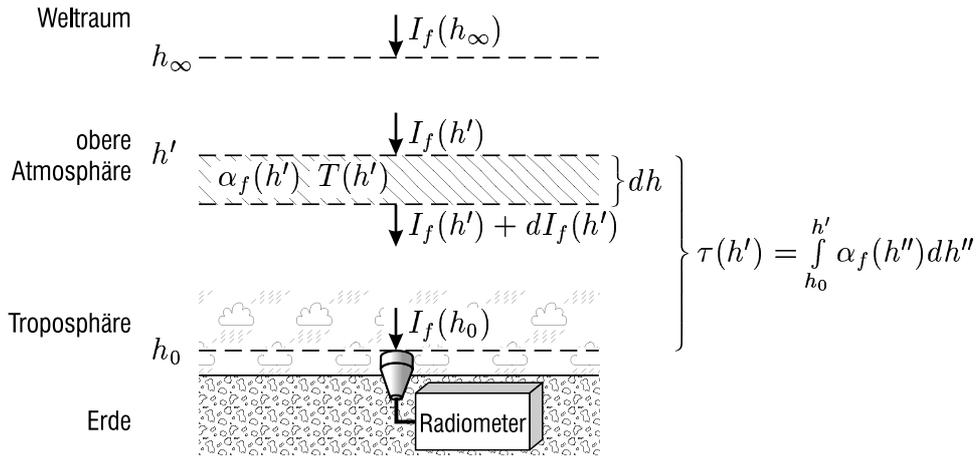


Abbildung 2.4.: Strahlungstransfer durch die Atmosphäre bei bodengebundenen radiometrischen Messungen.

$dh$  an. In Anlehnung an die Abbildung 2.4 folgt somit

$$\frac{dI_f(h')}{dh} = \underbrace{-I_f(h') \cdot \alpha_f(h')}_{\text{Absorption}} + \underbrace{B_f(h') \cdot \alpha_f(h')}_{\text{Emission}} . \quad (2.25)$$

Darin ist  $\alpha_f$  der Absorptionskoeffizient nach Abschnitt 2.1.2 und  $B_f$  ist die Planck-Funktion nach (2.7) jeweils für die Frequenz  $f$  berechnet für die Temperatur  $T$  in der Höhe  $h'$ . Der Ausdruck für die Emission in der Gleichung (2.25), oft als Quellterm bezeichnet, resultiert unmittelbar aus dem Kirchhoff'schen Gesetz unter der Annahme des thermodynamischen Gleichgewichtes in der Atmosphäre.

Die am Meßort  $h_0$  meßbare Intensität folgt aus der Überführung von (2.25) in die integrale Form

$$I_f(h_0) = I_f(h_\infty)e^{-\tau_f(h_\infty)} + \int_{h_0}^{h_\infty} B_f(h')e^{-\tau_f(h)}\alpha_f(h)dh \quad (2.26)$$

mit der optischen Dicke  $\tau_f(h')$

$$\tau_f(h') = \int_{h_0}^{h'} \alpha_f(h)dh . \quad (2.27)$$

Die Grenze  $h_\infty$  steht in (2.26) für den „oberen Rand“ der Atmosphäre, der im Kontext dieser Arbeit bei 100 km angenommen wurde. Mit  $I_f(h_\infty)$  ist die aus dem Weltraum (also außerhalb der Atmosphäre) kommende Hintergrundstrahlung gemeint.

Im Millimeterwellenbereich, für nicht allzutiefe Temperaturen, genügt die Planck-Funktion der *Rayleigh-Jeans Näherung*

$$B_f = \frac{2f^2kT}{c^2}, \quad \text{wenn} \quad hf \ll kT \quad (2.28)$$

erfüllt ist. Wird diese Gleichung nach  $T$  aufgelöst, so lassen sich Strahlungsintensitäten wie  $B_f$  bzw.  $I_f$  in der Dimension einer Temperatur ausdrücken. Diese wird zur Unterscheidung von der physikalischen Temperatur mit dem Index  $b$  versehen und als die *Helligkeitstemperatur*

$$T_b(f) = \frac{c^2}{2f^2k} I_f \quad (2.29)$$

bezeichnet. Damit entspricht  $T_b$  einer Strahlungsintensität, die ein schwarzer Körper aussendet, der sich auf der physikalischen Temperatur  $T = T_b$  befindet und dabei die Bedingungen der Rayleigh-Jeans Näherung erfüllt. Im Bereich der Radiometrie hat sich diese Art Intensitäten auszudrücken etabliert und wird beinahe ausschließlich verwendet. Somit folgt für die STG ausgedrückt mit Hilfe der Helligkeitstemperatur

$$T_b(f, h_0) = T_{b\infty}(f)e^{-\tau_f(h_\infty)} + \int_{h_0}^{h_\infty} T_b(f, h')e^{-\tau_f(h)}\alpha_f(h)dh \quad (2.30)$$

Um Fehlinterpretationen vorzubeugen, ist es erwähnenswert, daß es sich beim Übergang von (2.26) nach (2.30) lediglich um eine mathematische Umformung und nicht um eine Näherung handelt, die nur im Fall  $hf \ll kT$  gilt. Diese Aussage trifft zu, solange die Helligkeitstemperaturen in (2.30) nicht als physikalische Temperaturen angesehen und behandelt werden.

Für zahlreiche Betrachtungen des Strahlungstransfers durch die Atmosphäre ist es vorteilhaft, ein stark vereinfachtes Schichten-Modell zu verwenden. So wird beim *Zweischichten-Modell* angenommen, daß die Atmosphäre lediglich aus einer emittierenden Schicht – umfassend den gesamten Bereich oberhalb der Troposphäre – und einer darunter liegenden absorbierenden Schicht – der Troposphäre – besteht. Dieses Modell soll nun die Grundlage für nachfolgende Betrachtungen bilden.

Wie bereits erwähnt, ist die starke breitbandige Dämpfung in der Troposphäre auf ihren hohen Wasserdampfgehalt zurückzuführen. Wenn man, wie im Fall der vorliegenden Arbeit, primär an Erkenntnissen über den oberen Bereich der Atmosphäre interessiert ist, so wird man bemüht sein, den unerwünschten Einfluß der Troposphäre möglichst gering zu halten. Es ist daher naheliegend, hochgelegene Meßstandorte in Gegenden mit vorwiegend trockenem und kaltem Klima zu wählen bzw. im Winter zu messen.

Bei den bisherigen Ausführungen wurde eine zum Erdboden orthogonale Beobachtungsgeometrie angenommen. In diesem Fall liegt der kürzeste Weg für die in der oberen Schicht emittierten Strahlung durch die stark dämpfende Troposphäre vor. Gleichzeitig ist aber der Weg eines gedachten Meßstrahls durch die emittierende

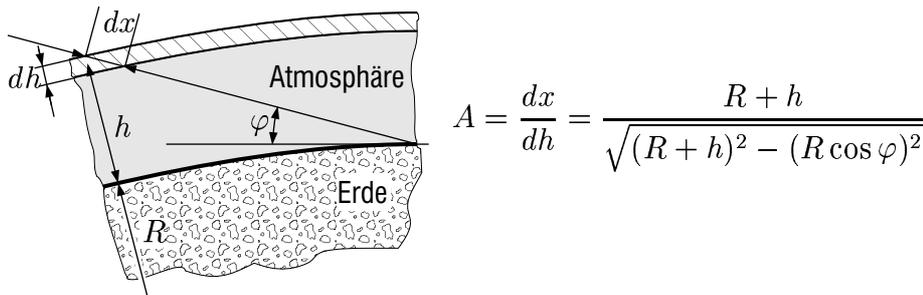


Abbildung 2.5.: Air-Mass-Faktor für Beobachtungen unter einem flachen Elevationswinkel  $\varphi$  ( $R$  ist der Erdradius) mit Berücksichtigung der Erdkrümmung.

Schicht ebenfalls am kürzesten. Das bedingt wiederum einen geringeren Emissionsanteil gegenüber einem schräg durch diese Schicht verlaufenden Meßstrahl. Es läßt sich in Abhängigkeit von den Wetterbedingungen, d. h. vom Wasserdampfgehalt in der Troposphäre, ein optimaler Beobachtungswinkel finden, unter dem die Dämpfung der unteren Schicht noch nicht dominiert, die Emission aber infolge des flachen Winkels bereits stark ist.

Für den Fall eines von  $90^\circ$  unterschiedlichen Beobachtungswinkels, muß der Parameter  $h$  in der STG nach (2.30) entsprechend modifiziert werden. Bei einer vereinfachten Betrachtung, d. h. ohne Berücksichtigung der Erdkrümmung, muß  $h$  lediglich durch  $(h/\sin \varphi)$  ersetzt werden. Diese Näherung liefert für nicht allzuflache Elevationswinkel ausreichende Genauigkeit (Fehler  $< 5\%$  für  $\varphi > 20^\circ$ ). Für flache Elevationswinkel muß der sogenannte *Air-Mass-Faktor*  $A$ , wie in der Abbildung 2.5 definiert, benutzt werden. Winkel, bei denen Brechung an Grenzschichten im erdnahen Bereich der Atmosphäre eine Rolle spielt, wie das bei nachrichtentechnischen Anwendungen häufig der Fall ist, werden nicht erreicht, da hierbei bereits die starke troposphärische Dämpfung keine sinnvollen Messungen zuläßt.

### 2.2.2. Inversion gemessener Spektren

Die Strahlungstransfergleichung nach (2.30) ermöglicht es mit Kenntnis relevanter atmosphärischer Parameter (Höhenprofile von Temperatur, Druck und Volumenmischungsverhältnisse emittierender Gase) die in der Höhe  $h_0$  zu beobachtende Helligkeitstemperatur zu ermitteln. Diese Operation wird als das *direkte* oder das *Vorwärtsproblem* bezeichnet. Der umgekehrte Weg, d. h. die Ermittlung von Höhenprofilen aus gemessenen Strahlungsdichtespektren, wird als das *inverse Problem* bezeichnet und soll im folgenden Abschnitt behandelt werden.

Im Gegensatz zu der relativ unkomplizierten Lösung des direkten Problems gestaltet sich die Lösung des inversen Problems recht komplex, da die gesuchten Größen – das Volumenmischungsverhältnis und die Temperatur – nichtlinear über den Absorptionskoeffizienten in die STG eingehen. Eine ausführliche Behandlung dieser

Problematik ist in [32, 33, 40, 59] zu finden. Hier soll lediglich in groben Zügen ein möglicher Lösungsweg skizziert werden.

Die Lösung nichtlinearer Integralgleichungen ist i. allg. äußerst schwierig, daher wird zunächst versucht eine linearisierte Form der STG zu finden, in die das Volumenmischungsverhältnis und die Temperatur linear eingehen. Sei  $T_{bj}(h_0, T_j, v_j)$  eine nichtlineare Funktion, die den Beitrag der  $j$ -ten atmosphärischen Schicht zu der am Boden (Höhe  $h_0$ ) meßbaren Helligkeitstemperatur in Abhängigkeit von der in dieser Schicht vorherrschenden Temperatur  $T_j$  und dem Volumenmischungsverhältnis  $v_j$  des emittierenden Gases<sup>7</sup> angibt. Mit Hilfe einer Taylorreihenentwicklung um angenommene Startwerte  $T_j^0$  und  $v_j^0$ , z. B. gewonnen aus Standardprofilen oder aus früheren Messungen, läßt sich unter Vernachlässigung Glieder höher als erster Ordnung eine linearisierte Form der Funktion  $T_{bj}(h_0, T_j, v_j)$  angeben

$$\begin{aligned} T_{bj}(h_0, T_j, v_j) & \quad (2.31) \\ \approx T_{bj}(h_0, T_j^0, v_j^0) & + \underbrace{\frac{\partial T_{bj}(h_0, T_j, v_j^0)}{\partial T_j}}_{\Delta h_j S_{Tj}} \Big|_{T_j^0} \cdot (T_j - T_j^0) + \underbrace{\frac{\partial T_{bj}(h_0, T_j^0, v_j)}{\partial v_j}}_{\Delta h_j S_{vj}} \Big|_{v_j^0} \cdot (v_j - v_j^0). \end{aligned}$$

Darin bezeichnet  $\Delta h_j$  die Dicke der Schicht  $j$  und  $S_{Tj}$  bzw.  $S_{vj}$  sind die sogenannten *Sensitivitätsfunktionen*, die die Änderungen der Beiträge der  $j$ -ten Schicht zu der am Boden meßbaren Helligkeitstemperatur in Abhängigkeit von der Änderung der Temperatur  $T_j$  bzw. des Volumenmischungsverhältnisses  $v_j$  in dieser Schicht beschreiben. Integration über den gesamten Höhenbereich ergibt letztlich die gesuchte linearisierte Form der STG

$$\begin{aligned} T_b(h_0, T(h), v(h)) - T_b(h_0, T^0(h), v^0(h)) & \quad (2.32) \\ \approx \int_{h_0}^{h_\infty} S_T(h') \Big|_{T^0(h')} \cdot [T(h') - T^0(h')] dh' & + \int_{h_0}^{h_\infty} S_v(h') \Big|_{v^0(h')} \cdot [v(h') - v^0(h')] dh' \quad . \end{aligned}$$

Die gemessenen Helligkeitstemperatur-Spektren bestehen aus etwa zweitausend Kanälen. Damit lassen sich ebensoviele Gleichungen nach (2.32) angeben. Durch die Anwendung *numerischer Quadratur* lassen sich die integralen Ausdrücke durch Summen ersetzen. Das so entstandene Gleichungssystem läßt sich in vektorieller Schreibweise<sup>8</sup> angeben als

$$\mathbf{b} - \mathbf{b}^0 = \mathbf{A}_T^0 \cdot (\mathbf{f}_T - \mathbf{f}_T^0) + \mathbf{A}_v^0 \cdot (\mathbf{f}_v - \mathbf{f}_v^0) + \dots \quad ^9 \quad . \quad (2.33)$$

<sup>7</sup>Der besseren Übersicht wegen wurde lediglich die Abhängigkeit von einem einzigen emittierenden Spurenstoff angenommen. Prinzipiell läßt sich aber die Abhängigkeit von Volumenmischungsverhältnissen weiterer Gase in analoger Weise berücksichtigen. Die Frequenzabhängigkeit wird ebenfalls wegen der besseren Übersicht nicht explizit mitgeführt.

<sup>8</sup>Fette Großbuchstaben kennzeichnen Matrizen, fette Kleinbuchstaben Vektoren.

<sup>9</sup>Das  $\dots$ -Symbol soll hier signalisieren, daß weitere Komponenten vom Typ  $\mathbf{A}_x^0 \cdot (\mathbf{f}_x - \mathbf{f}_x^0)$  folgen, die die Auswirkung anderer relevanter Spurengase auf die gemessenen Intensitätsspektren berücksichtigen.

Darin enthält  $\mathbf{b}$  das gemessene Spektrum und  $\mathbf{b}^0$  ein mit Hilfe der Startprofile  $\mathbf{f}_T^0, \mathbf{f}_v^0, \dots$  vorwärts berechnetes Spektrum. Die  $\mathbf{f}_T, \mathbf{f}_v, \dots$  sind die gesuchten Höhenprofile und die Matrizen  $\mathbf{A}_T^0, \mathbf{A}_v^0, \dots$  enthalten die partiellen Ableitungen aus (2.31), ermittelt an den Stützstellen des Spektrums.

Mit der durchgeführten Linearisierung und der Aufstellung des linearen Gleichungssystems nach (2.33) sind noch keineswegs alle Hürden auf dem Lösungsweg zur Ermittlung der Höhenprofile genommen. Das aufgestellte Gleichungssystem (2.33) erweist sich nämlich als *schlecht gestellt* im Sinne von Hadamard [18]. Die Folge aus dieser Tatsache ist, daß kleine Fehler in den gemessenen Daten, z. B. das Rauschen, zu starken Oszillationen in der Lösung – den Höhenprofilen – führen.

Abhilfe hierfür bringen diverse *Regularisierungsverfahren*, die durch ein über Parameter kontrolliertes Herausfiltern den Einfluß der störenden, zu Oszillationen führenden Komponenten, unterdrücken. Für eine optimale Wahl der Filterparameter bedient man sich häufig einer *a priori* Information, die aus Erfahrungswerten früherer Messungen stammen, oder man wendet iterative Verfahren an (*trial and error*).

Wie in [32] an Hand zahlreicher Modellrechnungen gezeigt, sind für die Auswertung bodengestützter Meßdaten die *Tikhonov-Phillips Regularisierung*, bekannt auch als *constrained linear inversion*, das *Verfahren der maximalen Wahrscheinlichkeit (optimal estimation method)*, sowie das *konjugierte Gradienten Verfahren* besonders gut geeignet. Die beiden erstgenannten ermöglichen überdies eine eingehende Fehleranalyse und liefern Informationen über die erreichte Höhenauflösung.

## 2.3. Radiometer

Nachdem in vorangehenden Abschnitten die physikalischen Grundlagen sowie die Meß- und Auswerteprozesse vorgestellt wurden, befaßt sich der Folgende mit der Meßtechnik.

An ein Radiometer wird die Aufgabe gestellt, die aus der Atmosphäre ankommende thermische Strahlung zu erfassen und sie spektral aufzulösen. Die Eigenschaften dieses Meßsystems wie Arbeitsfrequenz, spektrale und Amplitudenauflösung, Bandbreite, müssen dabei Anforderungen genügen, die aus den gesteckten Zielen resultieren. Im Mittelpunkt der Aktivitäten, auf denen die vorliegende Arbeit basiert, standen Beobachtungen der Emissionspektren von Chlormonoxid und Ozon mit dem Ziel die Höhenprofile dieser Spurengase in der Stratosphäre zu bestimmen. Die hieraus abzuleitenden Forderungen an die Systemeigenschaften sollen nun näher erläutert werden und damit als Beispiel für die anwendungsbezogene Systemauslegung dienen.

### 2.3.1. Erforderliche Systemeigenschaften

Die Wahl der Arbeitsfrequenz für Messungen eines bestimmten Spurengases orientiert sich nicht ausschließlich an ihren spektralen Eigenschaften. Nur wenige der in

der Abbildung 2.1 dargestellten Spektrallinien eignen sich für solche Beobachtungen. Neben der Linienintensität spielt die Frequenzlage relativ zu den Spektrallinien anderer emittierender Gase, insbesondere des Wasserdampfes, eine entscheidende Rolle. Linien in unmittelbarer Nähe der Wasserdampflinien sind infolge der starken Wasserdampf-Absorption kaum detektierbar.

Für die Beobachtungen von Chlormonoxid wurde zunächst die Liniengruppe um 278.631 GHz gewählt, die aus dem  $J_{15/2} \rightarrow J_{13/2}$  Übergang resultiert. Die in der Nachbarschaft dieser ClO-Linien angesiedelten starken Ozonlinien, z. B. bei 273.051 GHz und 274.478 GHz, sind für Ozonmessungen sehr gut geeignet. Darüber hinaus sind weitere Emissionslinien und zwar von  $\text{HNO}_3$  und  $\text{N}_2\text{O}$  zu finden, die ebenfalls Beobachtungen dieser Spurengase erlauben. Ein mittels Vorwärtsrechnung generiertes Spektrum für den betrachteten Frequenzbereich ist im Kapitel 6 in der Abbildung 6.1 zu finden.

Der für die zu beobachtenden Volumenmischungsverhältnis-Profile angepeilte Höhenbereich – die Stratosphäre – erstreckt sich etwa zwischen 10 und 50 km Höhe. Wie an Hand der Ergebnisse des Abschnittes 2.1.3, insbesondere der Abbildung 2.3, leicht nachvollziehbar ist, sind für diesen Höhenbereich Linienbreiten zwischen 500 und 2 MHz zu erwarten. Damit sind zugleich die erforderliche Gesamtbandbreite und die spektrale Auflösung des Radiometers festgelegt.

Die erreichbare Höhenauflösung hängt hauptsächlich von der Qualität der gemessenen Spektren ab. Es ist plausibel, daß sich stark verrauschte Meßdaten in geringerer Höhenauflösung niederschlagen werden. Modellrechnungen mit synthetischen Spektren [33] zeigten, daß für eine moderate Höhenauflösung bei der Inversion von Ozonspektren eine Helligkeitstemperaturauflösung von etwa 0.1 K erforderlich ist, im Fall von Chlormonoxid jedoch zumindest 0.005 K erreicht werden müssen. Meßergebnisse dieser Qualität sind äußerst schwierig zu erzielen. Diese Tatsache ist größtenteils auf Störeinflüsse innerhalb des Meßsystems zurückzuführen. Dazu ist an erster Stelle die im Radiometer generierte Rauschleistung zu erwähnen. Diese Leistung übersteigt in ihrer Größe um ein Vielfaches die Leistung der zu messenden Strahlung. Um die Atmosphärenstrahlung dennoch meßtechnisch erfassen zu können, ist eine Mittelung über sehr viele Einzelergebnisse bzw. über eine längere Meßperiode erforderlich. Der Zusammenhang zwischen der erreichbaren Auflösung  $\Delta T_b$ , der im Radiometer erzeugten Rauschleistung – ausgedrückt als die *Empfänger-Rauschtemperatur*  $T_{rec}$  –, der Helligkeitstemperatur der zu messenden Strahlung  $T_{atm}$ , der Meßbandbreite  $B$  und der Integrationszeit  $t_{int}$  ist durch die sogenannte *Radiometerformel* gegeben [29]

$$\Delta T_b = \frac{T_{atm} + T_{rec}}{\sqrt{B \cdot t_{int}}} \quad . \quad (2.34)$$

Tabelle 2.1 verdeutlicht an Hand rechnerischer Beispiele einer Chlormonoxid- und einer Ozonmessung die aus der Radiometerformel resultierenden Konsequenzen für die Höhenprofilbestimmung. Ausgehend von einem der Wirklichkeit nachempfundenen Szenario wurden mittels Vorwärtsberechnungen synthetische Spektren erzeugt. Die begrenzte Intensitätsauflösung reeller Messungen wurde simuliert durch die Überlagerung der Spektren mit Gaußschem Rauschen, dessen Standardabweichung in der

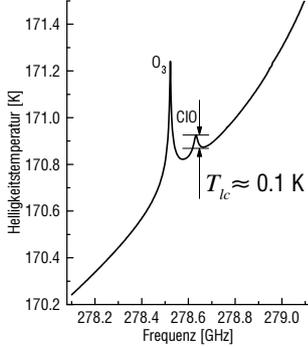
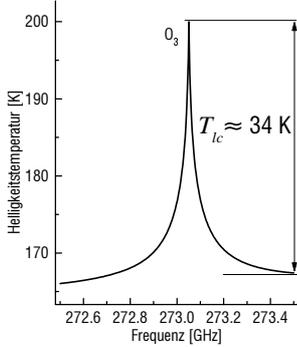
|  | Chlormonoxid (ClO)  | Ozon (O <sub>3</sub> )  |
|--|---|---|
| Übergang   | $J_{15/2} \rightarrow J_{13/2}$   | $J_{18}K_1K_{17} \rightarrow J_{18}K_0K_{18}$                                       |
| Frequenz   | $\sim 278.631$ GHz  | 273.051 GHz   |
| synthetische Spektren berechnet mit folgenden Parametern:<br>Standard-Winterprofil<br>H <sub>2</sub> O-Säulengehalt 3.55 mm<br>Beobachtungswinkel 20°<br>Beobachtungshöhe 450 m N.N. |  |  |
| Strahlungsintensität: $B_f = \frac{2f^2 k T_{ic}}{c^2}$  | $2.39 \cdot 10^{-18} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{srHz}}$                     | $7.79 \cdot 10^{-16} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{srHz}}$                       |
| erforderliche Auflösung  | 0.005 K $\rightarrow$ 3 Schichten   | 0.1 K $\rightarrow$ 6 Schichten   |
| erforderliche Integrationszeit bei<br>$T_{rec} = 500$ K (SSB)<br>$T_{atm} = 170$ K<br>$B = 1$ MHz<br>balancierte Kalibrierung  | 10 Stunden  | 1.5 Minuten   |
| Meßzeit $\hat{=} 2.2 \cdot$ Integrationszeit   | 22 Stunden  | 3.3 Minuten   |

Tabelle 2.1.: Ergebnisse von Modellrechnungen zur Bestimmung der erforderlichen Systemeigenschaften für Messungen von Chlormonoxid und Ozon

Größe der angenommenen Meßauflösung gewählt wurde. Eine anschließende Inversionsrechnung lieferte eine vertikale Auflösungsmatrix, aus der, unter der Anwendung des Rayleigh-Kriteriums, die Anzahl eindeutig identifizierbarer Höhenschichten ermittelt wurde. Mit Hilfe der Radiometerformel wurde dann, ausgehend von einem sehr leistungsfähigen Meßsystem (betrachtet aus gegenwärtiger Sicht), die zum Erreichen der nötigen Temperaturauflösung erforderliche Integrationszeit ermittelt. Ergänzend sei hinzugefügt, daß bei stark erhöhten ClO-Konzentrationen, wie sie im Frühjahr in polaren Regionen häufig anzutreffen sind, kombiniert mit sehr guten Meßbedingungen, d. h. mit sehr niedrigen Wasserdampfsäulengehalten in der Troposphäre, auf Grund der unter solchen Bedingungen relativ starken ClO-Signatur

bereits Helligkeitstemperatur-Auflösungen von etwa 0.02 K eine Auswertung mit 3-4 eindeutig unterscheidbaren Schichten ermöglicht. Diese Auflösung ist schon nach 1.4 Stunden Meßzeit (ein 500 K Empfänger vorausgesetzt) erreicht. Die Zahlenwerte in der Tabelle 2.1 sollen an dieser Stelle nicht weiter kommentiert werden, vielmehr sollen sie einen Eindruck über die Größenordnungen relevanter Parameter vermitteln.

### 2.3.2. Prinzipieller Aufbau

Die notwendigen Systemeigenschaften bestimmen im wesentlichen den Aufbau des Meßsystems. So erzwingt die hohe Arbeitsfrequenz in Verbindung mit der geforderten Intensitätsauflösung eine Frequenzumsetzung des zu messenden atmosphärischen Signals<sup>10</sup>, um es spektral auswerten zu können. Abbildung 2.6 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines entsprechenden Meßsystems.

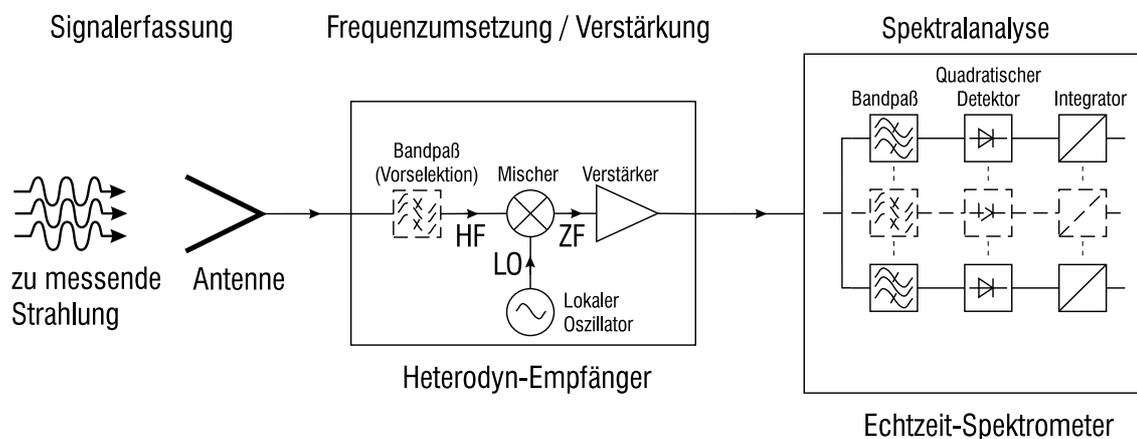


Abbildung 2.6.: Prinzipieller Aufbau eines Millimeterwellen-Radiometers. Der gestrichelt eingezeichnete Bandpaß im Empfänger-Block ist nicht zwingend erforderlich und wird anwendungsabhängig eingesetzt.

Eine weitere Konsequenz der hohen Arbeitsfrequenz ist die quasioptische Strahlführung des ankommenden Signals einschließlich der Vorselektion zur Unterdrückung des Spiegelfrequenzbandes und die frequenzselektive Überlagerung mit dem Signal eines Lokaloszillators. Dieser muß seinerseits über eine sehr hohe Frequenzstabilität und spektrale Reinheit verfügen, was den Einsatz hochwertiger Phasenregelschleifen erfordert. Die Vorzüge der quasioptischen Strahlführung gegenüber Hohlleitern liegen, in dem hier betrachteten Frequenzbereich, einerseits in der sehr geringen Ein-

<sup>10</sup>Der Begriff *Signal* wird in der Nachrichtentechnik nur für deterministische Signale verwendet. Im Zusammenhang mit Millimeterwellen-Radiometrie wird die von der Atmosphäre emittierte thermische Strahlung als Signal bezeichnet, da sie das Objekt der Messungen ist. Demgegenüber fallen die unerwünschten Rauschbeiträge des Meßsystems unter den Begriff des Rauschens.

fügungsdämpfung und andererseits in der Verfügbarkeit geeigneter Komponenten für die spektrale Vorselektion.

An Hand der Radiometerformel (2.34) wird deutlich, daß eine hohe Helligkeitstemperatur-Auflösung bei moderater Integrationszeit und Bandbreite nur durch den Einsatz eines besonders rauscharmen Empfängers zu erreichen ist. Erschwerend kommt hinzu, daß mangels entsprechender Verstärker für die Originalfrequenzen zunächst die stark verlustbehaftete Frequenzkonversion vorgenommen werden muß, bevor der Signalpegel mittels Verstärker angehoben werden kann. Dieser hinsichtlich einer Rauschoptimierung äußerst ungünstige Fall erfordert somit den Einsatz extrem rauscharmer gekühlter Mischer und Vorverstärker. Beim Mischer kommt noch die Forderung nach besonders niedrigen Konversionsverlusten hinzu.

Im Hinblick auf eine breitbandige, hochauflösende Spektralanalyse des zu messenden Signals und die lange Integrationszeit erscheint der Einsatz eines Echtzeit-Spektrometers unabdingbar. Akusto-optische Spektrometer (AOS) [51] verfügen über die geforderten Eigenschaften und werden daher bevorzugt für Anwendungen der radiometrischen Höhenprofilerfassung eingesetzt.

## 3. Kalibrierung der Meßdaten

Die während radiometrischer Beobachtungen unbekannter Meßobjekte aufgenommenen Spektren beinhalten neben der Information über das beobachtete Objekt einen dominierenden Anteil systembedingter Meßeffekte. Das vorliegende Kapitel behandelt Methoden zur Separierung der Nutzinformation von den unerwünschten Systemeffekten aus den gemessenen Rohspektren und erläutert dabei ihre Ursachen und Auswirkungen auf die Meßergebnisse.

### 3.1. Radiometermessungen

Bei Radiometermessungen im sog. *Total-Power-Modus* führt ein Meßobjekt mit der Helligkeitstemperatur  $T_{obj}$  am Eingang des Systems zu einer Meßgröße  $M_{obj}$ , entsprechend der Spannung am Detektorausgang. Es läßt sich leicht zeigen [59, 62], daß der von Nyquist 1928 abgeleitete Ausdruck für die in einem Widerstand mit der Temperatur  $T$  innerhalb der Bandbreite  $B$  erzeugte thermische Rauschleistung

$$P_n = kBT \quad , \quad (3.1)$$

auch für die mit dem Radiometer gemessenen Leistungen zutrifft. Darin steht  $k$  für die Boltzmann-Konstante. Ist  $G$  der Gesamtgewinn des Radiometersystems, umfassend sämtliche Verstärkungen, Verluste und Systemkonstanten, so folgt für die Meßgröße

$$M_{obj}(f) = G(f)kBT_{sys}(f) \quad .^1 \quad (3.2)$$

Der Grund, warum in dieser Gleichung nicht  $T_{obj}$  sondern die Systemtemperatur  $T_{sys}$  auftritt, liegt in der unvermeidbaren Empfänger-Rauschleistung, die im Radiometer selbst erzeugt wird und sich der zu messenden überlagert

$$T_{sys}(f) = T_{obj}(f) + T_{rec}(f) \quad . \quad (3.3)$$

---

<sup>1</sup>Das im Rahmen der vorliegenden Arbeit für die spektrale Auswertung verwendete akustooptische Spektrometer liefert auch im Fall  $T_{sys} = 0 \text{ K}$  Werte für  $M_{obj}$ , die größer Null sind. Dieses sog. Null-Spektrum kann meßtechnisch leicht bestimmt werden. Bei der Meßauswertung muß daher immer dann, wenn keine Differenzspektren gebildet werden, wie z. B. bei der Bestimmung der Rauschtemperatur mit der Y-Methode, das Null-Spektrum explizit von den jeweiligen Einzelspektren abgezogen werden. Zugunsten der besseren Übersichtlichkeit der Formelausdrücke wird dieser Beitrag jedoch nicht explizit mitgeführt.

Hierin liegt auch der Grund für die Bezeichnung *Total-Power*, da nicht nur die Helligkeitstemperatur des Meßobjektes sondern auch zwangsläufig die Empfänger-Rauschleistung mitgemessen wird. Wie ein Radiometeraufbau nach *Dicke* beweist, muß das nicht immer der Fall sein.

Die Empfänger-Rauschleistung ist als diejenige äquivalente Helligkeitstemperatur  $T_{rec}$  definiert, die ein Schwarzkörper am Eingang eines idealen, d. h. in diesem Zusammenhang eines als rauschfrei angenommenen Radiometers, emittieren müßte, um den gleichen Ausgangsmeßwert hervorzurufen, wie das reelle rauschbehaftete System.

## 3.2. Die Hot-Cold-Kalibrierung

Setzt man den Ausdruck (3.3) in (3.2) ein, so wird deutlich, daß es neben der gesuchten Objekttemperatur  $T_{obj}$  noch zwei weitere unbekannte Größen – den Gewinn  $G$  und die Empfänger-Rauschtemperatur  $T_{rec}$  – gibt. Da es sich hierbei gemäß (3.2) um einen linearen Zusammenhang handelt, werden zwei weitere Messungen an wohlbekanntem Meßobjekten – den Referenzquellen – erforderlich, um die Helligkeitstemperatur des unbekanntem Meßobjektes  $T_{obj}$  zu bestimmen. Die einzusetzenden Referenzen, oft auch als Referenzlasten bezeichnet, sollen möglichst gut das Verhalten eines Schwarzkörpers nachbilden und werden daher mit Hilfe starker Absorber realisiert (Kirchhoffsches Gesetz), die auf die gewünschte physikalische Temperatur gebracht werden.

Für die Temperaturen der Referenzquellen werden typischerweise Werte an den Rändern des bei den durchzuführenden Messungen zu erwartenden Meßbereiches gewählt. Bei Atmosphärenmessungen liegt dieser Meßbereich zwischen wenigen zehn Kelvin bis beinahe Raumtemperatur. Als Referenz für die niedrigen Temperaturwerte wird daher bevorzugt ein in flüssigem Stickstoff eingetauchter Absorber ( $\sim 77$  K) verwendet, während für die hohen Temperaturen Absorber, die sich auf Umgebungstemperatur ( $\sim 293$  K) befinden, eingesetzt werden. Es ist üblich, die jeweiligen Referenzquellen mit den Begriffen kalte bzw. warme Last zu bezeichnen und die damit durchgeführte Kalibrierung die *Hot-Cold-Kalibrierung* zu nennen.

Sind  $T_c$  bzw.  $T_h$  die Helligkeitstemperaturen der kalten bzw. der warmen Referenzlast und  $M_c$  bzw.  $M_h$  die an diesen Lasten gemessenen Werte, so folgt für die Temperatur des unbekanntem Meßobjektes  $T_{obj}$

$$\left. \begin{aligned} M_c &= GkB(T_c + T_{rec}) \\ M_h &= GkB(T_h + T_{rec}) \\ M_{obj} &= GkB(T_{obj} + T_{rec}) \end{aligned} \right\} \Rightarrow T_{obj} = \frac{M_{obj} - M_c}{M_h - M_c}(T_h - T_c) + T_c \quad .^2 \quad (3.4)$$

Es liegt nahe, mit Hilfe von  $M_c$  und  $M_h$  auch die Empfänger-Rauschtemperatur

---

<sup>2</sup>Der besseren Übersichtlichkeit wegen wird künftig, von wenigen Ausnahmen abgesehen, auf die explizite Ausschreibung der Frequenzabhängigkeit verzichtet.

$T_{rec}$  zu bestimmen

$$T_{rec} = \frac{T_h - Y T_c}{Y - 1} \quad \text{mit} \quad Y = \frac{M_h}{M_c} = \frac{T_{rec} + T_h}{T_{rec} + T_c} \quad . \quad (3.5)$$

Diese Art der Ermittlung der Empfänger-Rauschtemperatur ist weit verbreitet und wird häufig nach dem gleichnamigen Faktor als die *Y-Methode* bezeichnet.

Den jeweiligen Meßwerten  $M_c$ ,  $M_h$  bzw.  $M_{obj}$  ist gemäß der Radiometerformel (2.34) Rauschen überlagert, das folglich auch in den Ergebnissen  $T_{obj}$  bzw.  $T_{rec}$  zu finden sein wird. Dessen Größe läßt sich mit Hilfe der Radiometerformel und des Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetzes ermitteln. Für eine hot-cold kalibrierte Messung an einem unbekanntem Meßobjekt folgt damit

$$\Delta T_{obj, hc} = \sqrt{\Delta T_{obj}^2 + \Delta T_c^2 \left( \frac{T_{obj} - T_h}{T_h - T_c} \right)^2 + \Delta T_h^2 \left( \frac{T_c - T_{obj}}{T_h - T_c} \right)^2} \quad (3.6)$$

$$\approx \Delta T_{obj} \sqrt{1 + \left( \frac{T_{obj} - T_h}{T_h - T_c} \right)^2 + \left( \frac{T_c - T_{obj}}{T_h - T_c} \right)^2} \quad . \quad (3.7)$$

Die Näherung gilt nur für Empfänger mit relativ hoher Rauschtemperatur und für gleiche Integrationszeiten an allen drei Lasten, da hierbei  $\Delta T_{obj} \approx \Delta T_c \approx \Delta T_h$  erfüllt ist.

Eine Aussage darüber, wie stark nun das Rauschen der aus drei Teilmessungen ermittelten Helligkeitstemperatur gegenüber dem Rauschen einer Einzelmessung zugenommen hat, liefert der Quotient  $\Delta T_{obj, hc} / \Delta T_{obj}$ , dargestellt in der Abbildung 3.1(a). Deutlich zu erkennen ist ein Minimum in der Mitte zwischen den Kalibrierpunkten. Hier erreicht der Quotient, gemäß (3.7), den Wert  $\sqrt{3/2}$ , d.h. das Rauschen nimmt durch die Kalibrierung in jedem Fall zu. Dieser Zusammenhang konnte auch durch Auswertung von Messungen bestätigt werden (siehe Seite 67).

Das Rauschen, das einer Empfänger-Rauschtemperatur-Messung ermittelt nach (3.5) überlagert ist, läßt sich in analoger Weise zu  $\Delta T_{obj, hc}$  bestimmen und beträgt

$$\Delta T_{rec, hc} = \frac{(T_{rec} + T_c)(T_{rec} + T_h)}{(T_h - T_c)} \sqrt{\frac{2}{B t_{int}}} \quad . \quad (3.8)$$

Der Verlauf von  $\Delta T_{rec, hc}$  in Abhängigkeit von der Rauschtemperatur für eine Kanalbandbreite von 1 MHz und eine Integrationszeit von 1 s pro Einzelmessung ist in der Abbildung 3.1(b) dargestellt. Sowohl die Helligkeitstemperatur  $T_{obj}$  ermittelt nach (3.4), als auch die Empfänger-Rauschtemperatur ermittelt nach (3.5), werden für die Berechnung weiterer Größen herangezogen. Für die korrekte Abschätzung des diesen Größen überlagerten Rauschens ist verständlicherweise die Kenntnis von  $\Delta T_{obj, hc}$  bzw.  $\Delta T_{rec, hc}$  erforderlich.

Häufig wird das einem Spektrum überlagerte Rauschen über die Berechnung der Standardabweichung seiner Frequenzstützstellen von ihrem Mittelwert abgeschätzt. Es wird also von einem ergodischen Prozeß ausgegangen und daher wird ein Ensemble von Kanälen bewertet, anstatt die zeitliche Entwicklung eines einzelnen Spektrometerkanals als Basis für die statistische Auswertung zu benutzen. Mit Hilfe von

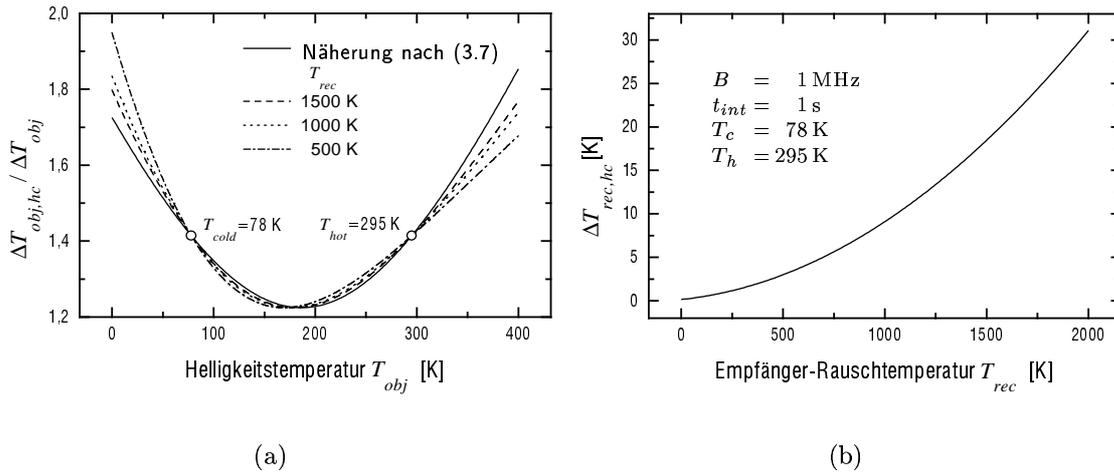


Abbildung 3.1.: Rauschen, das hot-cold kalibrierten Messungen überlagert ist: a) bei der Bestimmung der Helligkeitstemperatur eines unbekannten Objektes; b) bei der Bestimmung der Empfänger-Rauschtemperatur.

(3.6) und der Radiometerformel lassen sich dann je nach Bedarf die Parameter  $T_{rec}$  bzw.  $B$  ermitteln. Bei dieser Vorgehensweise ist jedoch zu beachten, daß die Genauigkeit einer solchen Abschätzung stark von systematischen Effekten abhängt, die dem betrachteten Spektrum überlagert sind. Es wäre sicher falsch, die Standardabweichung eines atmosphärischen Spektrums, das Spektrallinien beinhaltet, für derartige Abschätzung anzuwenden. Oft sind aber auch den Spektren, die an Referenzquellen aufgenommen wurden, Baseline-Effekte überlagert. Zwar heben sich diese erst nach einer längeren Integrationszeit sichtbar von dem statistischen Rauschen ab, doch nehmen sie von Anfang an Einfluß auf die zu berechnende Standardabweichung.

In Abwesenheit systematischer Effekte sollte das einer Messung überlagerte statistische Rauschen im Verlauf der Integration gemäß der Radiometerformel abnehmen. Abbildung 3.2(a) zeigt im doppellogarithmischen Maßstab die zeitliche Entwicklung der aus dem im Verlauf einer Meßreihe integrierten, hot-cold kalibrierten Spektrum ermittelte Standardabweichung. Das Meßobjekt bestand dabei aus einem Schwarzkörper mit einer mittleren Helligkeitstemperatur von annähernd 180 K. Bereits nach wenigen Sekunden Integrationszeit zeigt sich eine immer größer werdende Abweichung von dem durch die Radiometerformel vorgegebenen Verlauf. Damit ist offensichtlich, daß den gemessenen Spektren systematische Effekte überlagert sein müssen.

Der Meßzyklus dieser Reihe umfaßte neben der Hot- und Cold-Messung, zwei unabhängige Messungen an dem o. g. Schwarzkörper. Diese wurden jeweils mit den zugehörigen Eichmessungen nach (3.4) ausgewertet. Damit sind beiden Messungen dieselben systematischen Effekte überlagert, so daß diese durch eine Differenzbildung eliminiert werden können. Es ist zu beachten, daß hierbei, entsprechend der

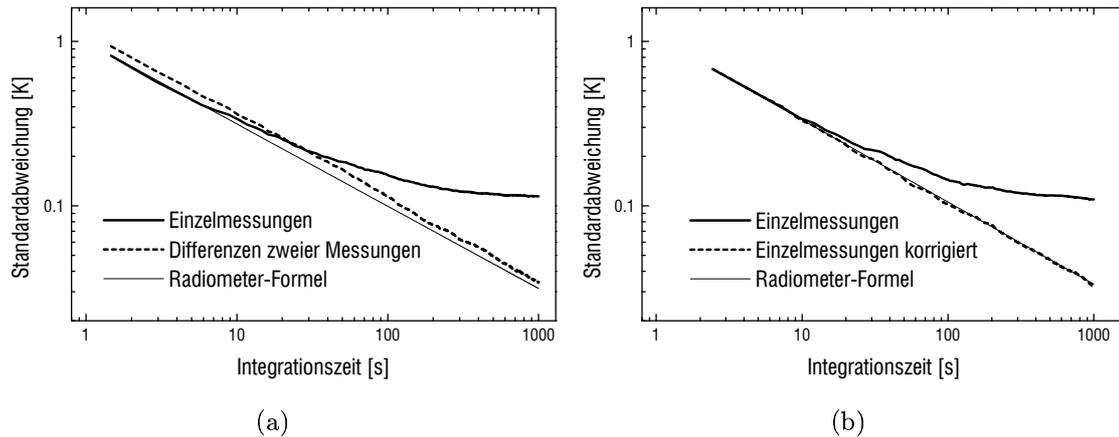


Abbildung 3.2.: Einfluß systematischer Effekte auf die Standardabweichung gemessener Spektren im Verlauf der Integration: a) Durch die Differenzbildung zweier hot-cold kalibrierter Messungen werden Baseline-Effekte aus den Spektren eliminiert. Der Verlauf der Standardabweichung dieser Differenz folgt der Radiometerformel. b) Ein ähnlicher Effekt läßt sich durch ein direktes Entfernen der Baseline aus den Spektren erzielen.

Überlagerung zweier gleichermaßen verrauschter Größen, das Rauschen im Vergleich zu den Einzelmessungen um den Faktor  $\sqrt{2}$  zunimmt. Die zeitliche Entwicklung der Standardabweichung der Differenzspektren ist in der Abbildung 3.2(a) gestrichelt dargestellt. Anders als im Fall der Einzelspektren folgt nun die Abnahme des Rauschens der Differenzspektren der Radiometerformel.

Wie bereits erwähnt, werden nach längerer Integrationszeit den Spektren überlagerte Baseline-Effekte gut sichtbar. Solche Spektren (zusätzlich geringfügig geglättet) eignen sich ebenfalls zur Korrektur der Einzelspektren. Dabei stellt selbstverständlich die Stabilität der systematischen Effekte eine wichtige Voraussetzung dar. Abbildung 3.2(b) zeigt die Auswirkung einer derartigen Korrektur auf den Verlauf der Standardabweichung im Zuge der Integration. Deutlich zu erkennen ist, daß die aus korrigierten Spektren ermittelten Werte, im Gegensatz zu den unkorrigierten, im Einklang mit der Radiometerformel stehen.

### 3.3. Zeitliche Gewinnschwankungen

Sowohl der Berechnung der Helligkeitstemperatur  $T_{obj}$  nach (3.4) als auch der Berechnung der Empfänger-Rauschtemperatur nach (3.5) liegt die Annahme zugrunde, daß bei allen Teilmessungen  $M_{obj}$ ,  $M_c$  und  $M_h$  der Gesamtgewinn  $G$  zeitlich konstant

bleibt<sup>3</sup>. Diese Annahme ist jedoch an die Zeitspanne, innerhalb derer die Messungen stattgefunden haben, gekoppelt und ist daher nicht immer zutreffend. Die Ursachen hierfür liegen vor allem in Temperaturdriften und Schwankungen der Spannungsversorgung aktiver Systemkomponenten sowie im Funkelrauschen ( $1/f$ -Rauschen).

Ein Zahlenbeispiel mag verdeutlichen, welche Anforderungen diesbezüglich an die Stabilität des Gesamtgewinnes zu stellen sind. Angenommen ein Radiometer-system mit der Rauschtemperatur  $T_{rec} = 500$  K beobachte jeweils eine Sekunde lang das unbekannte Meßobjekt und die zwei Referenzquellen. Die einzelnen Spektrometerkanäle umfassen dabei jeweils die Bandbreite  $B = 1$  MHz. Mit Hilfe der Radiometerformel läßt sich damit die erreichbare Auflösung zu  $\Delta T \approx 0.68$  K ermitteln. Aus (3.2) folgt weiterhin, daß eine Änderung des Gewinnes um  $\Delta G$  eine Änderung der Systemtemperatur um

$$\Delta T_{sys} = T_{sys} \frac{\Delta G}{G} \quad (3.9)$$

vortäuscht. Damit also zeitliche Gewinnschwankungen  $\Delta G/G$  die durch Integration erreichte Auflösung nicht nachhaltig mindern, d. h. damit  $\Delta T_{sys} < \Delta T$  bleibt, müssen sie geringer als  $10^{-3}$  sein. Unter Berücksichtigung der Gewinnschwankungen nimmt die Radiometerformel (2.34) die Form

$$\Delta T = T_{sys} \sqrt{\frac{1}{Bt_{int}} + \left(\frac{\Delta G(t_{int})}{G}\right)^2} \quad (3.10)$$

an, wobei  $\Delta G$  hier für die Standardabweichung des Gewinnes steht. Die Größe der Schwankungen ist verständlicherweise abhängig von der Zeitspanne, für die  $\Delta G$  ermittelt wurde. In Anbetracht der Ursachen für die Instabilitäten ist zu erwarten, daß  $\Delta G$  für lange Zeitabschnitte größer sein wird (*Langzeitstabilität*) als für kurze Zeitabschnitte (*Kurzzeitstabilität*).

Im Hinblick auf eine möglichst gute Helligkeitstemperatur-Auflösung muß deshalb das Minimum der Gleichung (3.10) gefunden werden, d. h. eine möglichst lange Integrationszeit  $t_{int}$ , für die sich die Gewinnschwankungen noch nicht dominierend auswirken. Innerhalb dieser Zeit muß sowohl die eigentliche Messung als auch die zugehörige Eichung an den betreffenden Referenzquellen durchgeführt werden, um Systemeinflüsse aus den Meßdaten zu eliminieren. Sind die systembedingten Beiträge aus den gemessenen Rohspektren entfernt, können diese, zur weiteren Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses, numerisch integriert werden.

Hieraus wird die mehrfache Funktion ersichtlich, die die Kalibrierung bei radiometrischen Messungen zu erfüllen hat. Neben der einfachen Zuordnung der gemessenen spektralen Leistungsdichten zu Helligkeitstemperaturen nach (3.4), dient sie, auf Grund ihrer Häufigkeit, als Instrument zur Unterdrückung der Langzeitinstabilitäten der Gesamtverstärkung. Neben der Bandbreite  $B$  bestimmen daher auch die Gewinnschwankungen die Periodendauer der Kalibrierung.

---

<sup>3</sup>Nichtlineare Effekte bleiben zunächst unberücksichtigt. Sie werden in den folgenden Abschnitten ausführlich diskutiert.

Der Frequenzgang von  $\Delta G/G$  ist i. allg. nicht bekannt, so daß die optimale Integrationszeit empirisch bestimmt werden muß. Eine geeignete Methode hierfür wurde in [49, 50] vorgestellt. Sie basiert auf der Berechnung der Allan-Varianz [1, 2] der gemessenen Daten, ermittelt für Integrationszeiten unterschiedlicher Dauer. Hierzu werden  $n$  Einzelmessungen mit relativ kurzer Integrationszeit  $t_{int}$  durchgeführt, aus denen lediglich die Amplitudenwerte  $X_j$  eines einzelnen, beliebig gewählten Spektrometerkanals in die weiteren Berechnungen einfließen. Für eine ausreichende statistische Basis wird  $n$  typischerweise in der Größenordnung von einigen tausend Einzelmessungen gewählt. Bei der anschließenden Auswertung werden  $m+1$  Mittelwerte  $Y_{i,k}$  aus  $k$  direkt aufeinander folgenden Einzelergebnissen  $X_j$  bestimmt. Damit entsprechen die  $Y_{i,k}$ -Werte  $m+1$  Einzelmessungen mit der Integrationszeit  $k \cdot t_{int}$ . Bei geeigneter Wahl von  $n$ , d. h. mit möglichst vielen Teilern, gibt es entsprechend viele Werte für  $k$ , die zu ganzzahligen Werten für  $m+1$  führen. Für die so aufbereiteten Daten wird dann die (modifizierte) Allan-Varianz wie folgt ermittelt

$$\sigma_{A,k}^2 = \frac{1}{2(m-1)} \sum_{i=1}^m (Y_{i+1,k} - Y_{i,k} - \overline{\Delta Y_k})^2 \quad (3.11)$$

$$\text{mit} \quad Y_{i,k} = \frac{1}{k} \sum_{j=(i-1)k+1}^{ik} X_j \quad \text{und} \quad \overline{\Delta Y_k} = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m (Y_{j+1,k} - Y_{j,k}) \quad .$$

An dieser Stelle ist anzumerken, daß die Differenzbildung zeitlich aufeinanderfolgender Datenpakete im wesentlichen der Auswertung balanciert kalibrierter Messungen (erläutert in einem der folgenden Abschnitte) entspricht. Hierin liegt die Anwendbarkeit der Allan-Varianz als ein Indikator für die integrationsbedingte Rauschunterdrückung solcher Messungen begründet.

Die optimale Dauer der Integration läßt sich sodann aus dem Verlauf der Allan-Varianz, aufgetragen im doppellogarithmischen Maßstab über der Integrationszeit (d. h. ermittelt für unterschiedlich große Werte von  $k$ ), dem sogenannten Allan-Plot, ablesen. Sie liegt in erster Näherung unmittelbar vor dem Minimum des Kurvenverlaufes. Bei längeren Integrationszeiten hingegen dominieren die Auswirkungen der Driften und ggf. des Funkelrauschens das statistische Rauschen.

Bei Radiometermessungen unter Verwendung der balancierten Kalibrierung sind die Meßzeiten für das zu untersuchende Objekt und für die Referenz gleich lang. Bei der Wahl der optimalen Periodendauer für den Kalibrierzyklus spielen neben dem Allan-Plot noch weitere Randbedingungen eine entscheidende Rolle. Prinzipiell bewirkt eine sehr kurze Kalibrierperiode, daß die Gewinnschwankungen über einen größeren Bereich ihres Frequenzganges unterdrückt werden, als für den Fall einer langen Kalibrierperiode. Berücksichtigt man jedoch die endliche Totzeit, die bei jedem Umschalten zwischen Meßobjekt und Referenz entsteht, so bietet eine möglichst lange Periodendauer eine deutlich effizientere Ausnutzung der verfügbaren Meßzeit. Es muß daher abhängig von der jeweiligen Meßanwendung entschieden werden, welchem Aspekt die höhere Priorität zuzuordnen ist, und dementsprechend sollte die Periodendauer des Kalibrierzyklus gewählt werden.

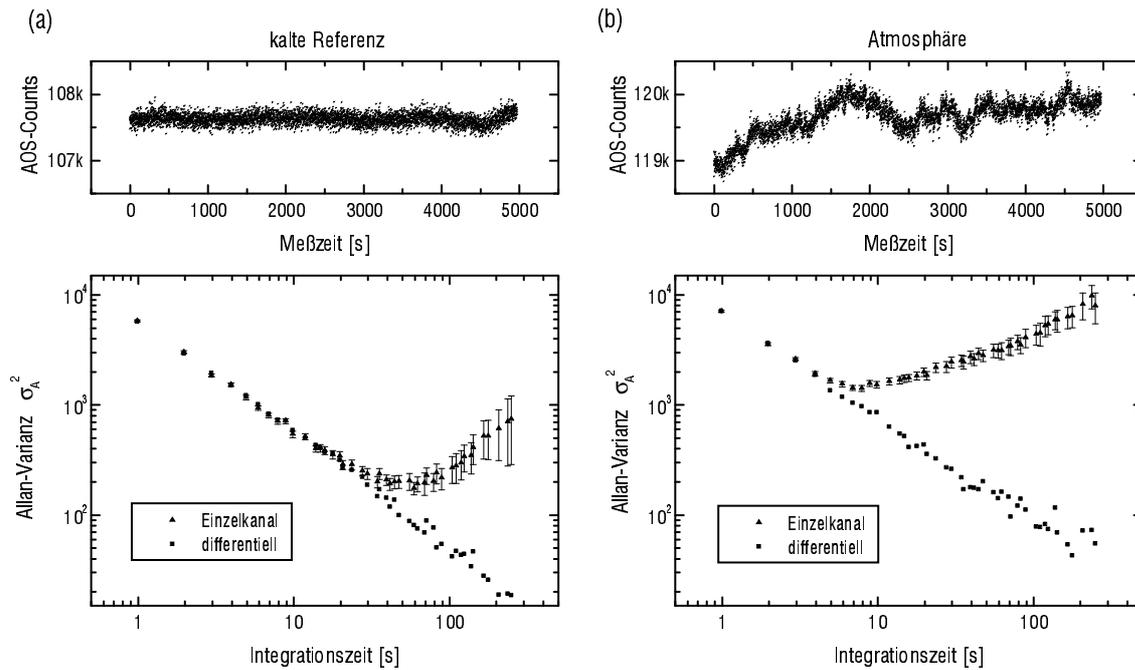


Abbildung 3.3.: Messungen der Allan-Varianz durchgeführt mit dem 278-GHz-Radiometer a) an einer stabilen kalten Referenzquelle; b) in die Atmosphäre. Die Integrationszeit der Einzelmessungen beträgt annähernd 1 s.

Die ermittelte maximale Integrationszeit ist, wie aus (3.10) ersichtlich, abhängig von der Bandbreite  $B$ . Hieraus ist zu erwarten, daß sich mit wachsender Bandbreite das Optimum der Integrationszeit zu niedrigeren Werten hin verschiebt.

Abbildung 3.3 zeigt zwei Beispiele von Allan-Varianz-Messungen, aufgenommen mit dem 278-GHz-Radiometer (Zustand Dezember 1996) an einer sehr stabilen kalten Referenzlast, dargestellt in der Teilabbildung (a), bzw. in die Atmosphäre, dargestellt in der Teilabbildung (b). Aus den zeitlichen Verläufen der Einzelmessungen ist die Tendenz bereits deutlich zu erkennen, daß die Messung in die Atmosphäre größere Schwankungen zeigt, als das bei der kalten Referenz der Fall ist. Die zugehörigen Allan-Plots bestätigen diese Beobachtung und erlauben darüber hinaus eine Quantifizierung der Effekte. Während die optimale Integrationszeit für die kalte Referenz bei etwa 50 s liegt, beträgt sie für die Atmosphärenmessung lediglich 8 s. Ergänzend ist hinzuzufügen, daß der Zustand der Atmosphäre während dieser Messung als relativ stabil zu bezeichnen ist. An turbulenten, wolkenreichen Tagen wurden auch Werte deutlich unterhalb 1 s beobachtet. Die mit zunehmender Integrationszeit größer werdenden Fehlerbalken sind durch die abnehmende Anzahl  $m + 1$  der gebildeten Daten-Pakete  $Y_k$  in (3.11) bedingt.

Die Beispiele belegen, daß die Auswertung der Allan-Varianz ein geeignetes Instrumentarium für die Stabilitätsbeurteilung des Meßsystems selbst, wie auch der

beobachteten Objekte ist. Letzteres ist insbesondere wichtig für balancierte Messungen, die einen zweiten Strahl in die Atmosphäre als Referenz benutzen (*beam switching*).

Bei der Bewertung der Auswirkungen von Gewinnschwankungen auf die gemessenen Spektren muß zwischen den mittleren, also gleichmäßig über die beobachtete Gesamtbandbreite wirkenden, und den relativen Schwankungen der Spektrometerkanäle zueinander wohl unterschieden werden. Während die breitbandigen Effekte lediglich einen Offset und eine Skalierung der zu messenden Spektrallinie bewirken, erzeugen relative Schwankungen ein zusätzliches Rauschen, das in letzter Konsequenz die erreichbare Höhenauflösung mindert.

Kombiniert man die Berechnung der Allan-Varianz zweier beliebig gewählter Spektrometerkanäle untereinander, so läßt sich eine Aussage über die relative Stabilität des Radiometers gewinnen. Mit der Rechenvorschrift

$$X_{AB,i} = \left[ \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{X_{A,i}}{\overline{X_A}} - \frac{X_{B,i}}{\overline{X_B}} \right) + 1 \right] \cdot \frac{\overline{X_A} + \overline{X_B}}{2} \quad (3.12)$$

wird ein virtueller differentieller Kanal gebildet, der das relative Verhalten der Kanäle  $A$  und  $B$  beschreibt.

Aus den Beispielen der Abbildung 3.3 wird deutlich, daß die relativen Schwankungen deutlich geringer sind als die breitbandigen. Insbesondere hebt sich im Fall der Atmosphärenmessung der Einfluß des schwankenden troposphärischen Kontinuums hervor.

Wie bereits gezeigt, lassen sich die Auswirkungen der Gewinnschwankungen durch eine entsprechend häufig durchgeführte Kalibrierung reduzieren, sie verschwinden jedoch nicht gänzlich. Im folgenden sollen die verbleibenden Fehler abgeschätzt werden.

Angenommen es wird eine Hot- und eine Cold-Messung mit jeweils gleicher Integrationszeit durchgeführt, um hieraus die Empfänger-Rauschtemperatur  $T_{rec}$  zu bestimmen. Während der gesamten Meßperiode soll sich der Gewinn  $G$  linear um den Wert  $\Delta G$ , entsprechend der Abbildung 3.4(a), ändern. Damit beträgt die effektive Gewinnänderung zwischen den Teilmessungen  $\Delta G/2$ . Durch Einsetzen von (3.2) in (3.5), und zwar für die Cold-Messung mit  $G$  bzw. Hot-Messung mit  $G + \Delta G$  als dem Gewinn, folgt

$$\Delta T_{rec,\Delta G} \approx \frac{\Delta G}{2G} \frac{(T_h + T_{rec})(T_c + T_{rec})}{(T_h - T_c)} \quad (3.13)$$

Für die Messung der Helligkeitstemperatur eines unbekanntes Meßobjektes  $T_{obj}$ , mit Teilmessungen gleicher Integrationszeit, entsprechend der Abbildung 3.4(b), folgt

$$\Delta T_{obj,\Delta G} \approx \frac{\Delta G}{3G} \frac{(T_c + T_{rec})(T_h - T_{obj}) + (T_h + T_{rec})(T_c - T_{obj})}{(T_h - T_c)} \quad (3.14)$$

Die Größe der Gewinnschwankungen läßt sich näherungsweise aus dem Allan-Plot bestimmen. Etwa im Minimum des Verlaufs der Allan-Varianz ist der durch das

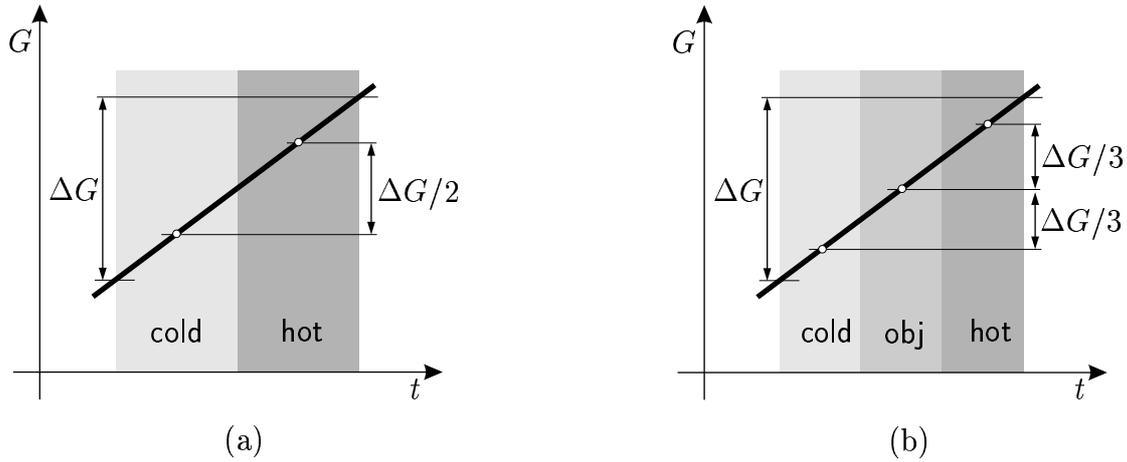


Abbildung 3.4.: Angenommene Gewinnschwankungen für hot-cold kalibrierte Messungen a) der Empfänger-Rauschtemperatur; b) der Helligkeitstemperatur-Messung eines unbekanntes Meßobjektes.

statistische Rauschen bedingte Anteil in (3.10), d.h.  $1/(Bt_{int})$ , gleich dem Anteil infolge der Gewinnschwankungen  $(\Delta G/G)^2$ . Im Beispiel aus der Abbildung 3.3(a) ergibt sich mit  $B = 1$  MHz und  $t_{int} = 50$  s ein  $\Delta G/G = \sqrt{2} \cdot 10^{-4}$ . Diese Gewinnschwankungen eingesetzt in (3.13) bzw. in (3.14) führen mit  $T_{rec} = 500$  K,  $T_c = 77$  K,  $T_h = 295$  K und  $T_{obj} = 150$  K zu Fehlern in der Empfänger-Rauschtemperatur bzw. Helligkeitstemperatur des gemessenen Objektes, die im Bereich von wenigen hundertstel Prozent liegen, und daher gegenüber anderen, noch zu besprechenden Fehlern vernachlässigt werden können.

### 3.4. Nichtlinearitäten

Bei einer sorgfältigen Betrachtung der Meßergebnisse kann festgestellt werden, daß die in (3.2) angenommene lineare Abhängigkeit der Meßwerte von der Helligkeitstemperatur der zu messenden Objekte nur in erster Näherung zutreffend ist. Um die vorhandene schwache Nichtlinearität zu berücksichtigen wird in (3.2) der nichtlineare Exponent  $\beta(f)$  eingeführt, der um wenige Prozent vom linearen Wert 1 abweicht

$$M_{obj}(f) = [G(f) k B (T_{rec}(f) + T_{obj}(f))]^{\beta(f)} \quad (3.15)$$

Wie es schon die Frequenzabhängigkeit vom  $\beta$  andeutet, gibt es dabei neben breitbandigen Nichtlinearitätseffekten, die sich gleichmäßig auf das gesamte gemessene Spektrum auswirken (Offset, Skalierung), auch solche, die innerhalb des beobachteten Frequenzbereiches stark variieren.

Die Ursachen für den nichtlinearen Zusammenhang zwischen der Helligkeitstemperatur der gemessenen Objekte und den Meßwerten liegen meist in Kompressionseffekten der verwendeten Verstärker, in differentiellen Nichtlinearitäten bei der

Umwandlung der Analog- in Digitalmeßwerte sowie in Detektor-Nichtlinearitäten im Spektrometer. Die Nichtlinearität der Mischer-Konversionsverluste kann in diesem Zusammenhang vernachlässigt werden.

In Anbetracht der Ursachen für die Nichtlinearitäten, insbesondere bei der A/D-Wandlung, ist zu erwarten, daß das mit (3.15) angenommene Modell mit einem von der Aussteuerung unabhängigem  $\beta$  nicht über den gesamten Aussteuerbereich des Radiometers gültig sein kann. Für alle nachfolgenden Betrachtungen wird angenommen, daß zumindest im Bereich zwischen der Cold- und der Hot-Messung dieses Modell die Verhältnisse mit einer ausreichenden Genauigkeit wiedergibt. Diese Annahme ist für extrem rauscharme Empfänger im Einzelfall zu überprüfen.

### 3.4.1. Kompressionseffekte

Der Pegel des im Mischer gebildeten ZF-Signals reicht bei weitem nicht aus, um das Spektrometer effizient anzusteuern. Es wird eine Verstärkung in der Größenordnung von etwa 95 dB benötigt. Typischerweise werden dafür mehrere Verstärker verwendet, die, in Serie geschaltet, eine Verstärker-Kette bilden. Das im Rahmen der vorliegenden Arbeit für die Spektralauswertung verwendete AOS benötigt für einen rauscharmen Betrieb ein etwa +15 dBm starkes Signal (verteilt auf die Bandbreite von ca. 1.2 GHz). Werden zusätzlich benötigte verlustbehaftete Anpassungskomponenten zwischen dem Spektrometer und dem Ausgang des Endverstärkers berücksichtigt, so sind Pegel von ca. +20 dBm (100 mW) am Verstärkerausgang zu erreichen. Bei dieser Aussteuerung zeigen Verstärker bereits einen leichten Abfall ihres Gewinns.

Abbildung 3.5(a) zeigt den Verlauf des Gewinns in Abhängigkeit von der Eingangsleistung. Dieser wurde mit dem HP 8510 C Netzwerkanalysator im *Power-Sweep-Modus* am letzten Verstärker der Kette gemessen. Deutlich zu erkennen ist ein Abfall der Verstärkung ab etwa -20 dBm Eingangsleistung entsprechend dem Pegel von ca. 15 dBm am Verstärkerausgang. Es sind zwar nur wenige hundertstel dB an Kompression, was bei weitem im Rahmen der Spezifikationen des Verstärkers liegt, doch führt bereits diese kleine Abweichung zu systematischen Fehlern bei hot-cold kalibrierten Messungen.

Mit Hilfe einer einfachen Analyse kann dieser Effekt quantifiziert werden. Die Abbildung 3.5(b) zeigt die als linear angenommene Abnahme der Verstärkung. Unter diesen Umständen muß die Berechnung der Rauschtemperatur nach (3.5) bzw. der Helligkeitstemperatur nach (3.4) modifiziert werden, da sich der Gewinn  $G$  nicht mehr eliminieren läßt. Es folgt

$$T'_{rec} = \frac{T_h - \frac{G_h}{G_c} Y T_c}{\frac{G_h}{G_c} Y - 1} \quad (3.16)$$

bzw.

$$T'_{obj} = \frac{G_{obj}(T_{rec} + T_{obj}) - G_c(T_{rec} + T_c)}{G_h(T_{rec} + T_h) - G_c(T_{rec} + T_c)}(T_h - T_c) + T_c \quad (3.17)$$

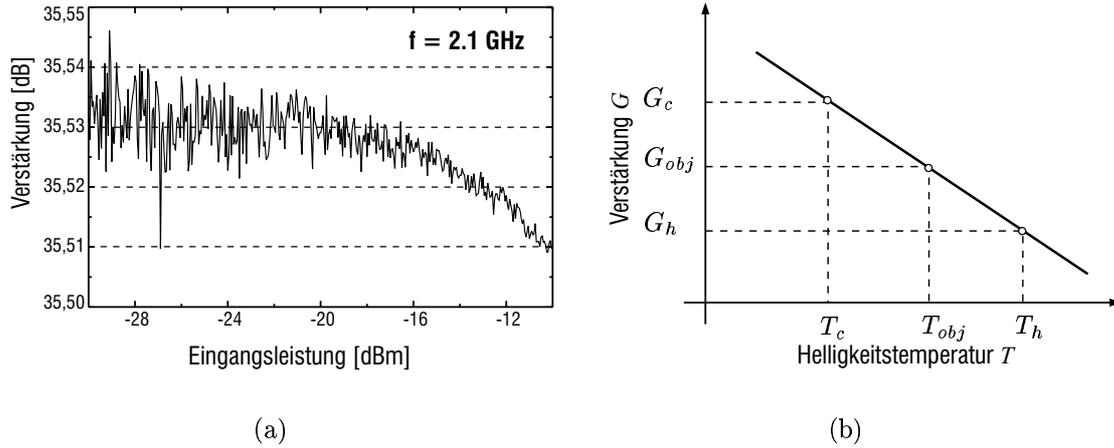


Abbildung 3.5.: Gewinnkompression der Verstärker: a) gemessen mit dem HP 8510C Netzwerkanalysator am Endverstärker der Kette (Mini-Circuits ZHL 42); b) für die vereinfachte Analyse angenommener Verstärkungsverlauf in Abhängigkeit von der Helligkeitstemperatur des zu messenden Objektes.

Die durch die falsche Annahme eines linearen Verhaltens nach (3.2) entstehenden systematischen Fehler sind:

$$\Delta T_{rec,comp} = T'_{rec} - T_{rec} = \frac{(T_c + T_{rec})(T_h + T_{rec}) \left(1 - \frac{G_h}{G_c}\right)}{\frac{G_h}{G_c}(T_h + T_{rec}) - (T_c + T_{rec})} \quad (3.18)$$

bzw.

$$\Delta T_{obj,comp} = T'_{obj} - T_{obj} = \frac{\frac{G_{obj}}{G_c}(T_{rec} + T_{obj}) - (T_{rec} + T_c)}{\frac{G_h}{G_c}(T_{rec} + T_h) - (T_{rec} + T_c)}(T_h - T_c) + T_c - T_{obj}. \quad (3.19)$$

In der Praxis kann die Präsenz von Kompressionseffekten durch eine Variation der Aussteuerung bei Rauschtemperaturmessungen sichtbar gemacht werden. Zu diesem Zweck wird ein variabler Abschwächer in die Verstärker-Kette eingefügt, und zwar nach dem für das Rauschverhalten des Systems relevanten Teil (z. B. nach dem ersten 35-dB-Vorverstärker), aber noch vor den Endverstärkern, bei denen Kompressionseffekte vermutet werden. Somit kann durch eine Änderung der Dämpfungswerte die Aussteuerung variiert werden, ohne einen signifikanten Einfluß auf die Rauschtemperatur des Gesamtsystems zu nehmen. Zeigen die gemessenen Werte der Rauschtemperatur eine Abhängigkeit von der Aussteuerung, d. h. wird eine scheinbare Verbesserung der Rauscheigenschaften bei einer Verminderung der Ansteuerung beobachtet, so ist das ein Hinweis für eine wirksame Gewinnkompression.

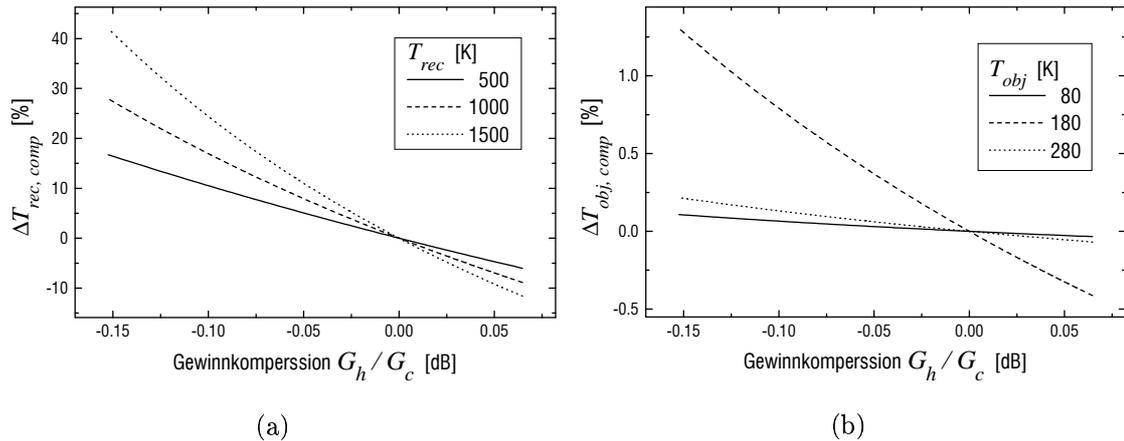


Abbildung 3.6.: Meßfehler infolge der Vernachlässigung der Kompressionseffekte des Gesamtgewinnes a) bei der Bestimmung der Empfänger-Rauschtemperatur und b) bei der Bestimmung der Helligkeitstemperatur eines unbekannten Objektes, jeweils unter Anwendung der Hot-Cold-Kalibrierung mit  $T_c = 78$  K und  $T_h = 293$  K und im Fall b) zusätzlich mit  $T_{rec} = 1000$  K. Positive dB-Werte für  $G_h/G_c$  können bei der Überkompensation der Gewinnkompensation in manchen Verstärkern beobachtet werden.

Abbildung 3.6 zeigt die nach (3.18) bzw. (3.19) berechneten Fehler in Abhängigkeit von der Gewinnkompensation für Empfänger mit unterschiedlicher Rauschtemperatur bzw. für Meßobjekte mit unterschiedlicher Helligkeitstemperatur. Im Fall der Bestimmung der Rauschtemperatur werden demnach die zu erwartenden Kompressionsfehler erst für relativ große Werte  $G_h/G_c$  signifikant. Diese lassen sich durch eine sorgfältige Pegelauslegung und entsprechende Wahl der Verstärkerkomponenten weitgehend vermeiden.

Der Einfluß der Empfänger-Rauschtemperatur auf die Fehler sollte an Hand der Abbildung 3.6(a) nicht fehlinterpretiert werden, indem aus der Erhöhung der Rauschtemperatur auf einen Anstieg der Kompressionsfehler geschlossen wird. Vielmehr trifft das Gegenteil zu. In dieser vereinfachten Darstellung ist  $G_h/G_c$  als eine von der Rauschtemperatur unabhängige Variable aufgetragen. Bei einem konkreten Radiometersystem bewirkt jedoch eine Erhöhung der Rauschtemperatur, daß die Meßwerte  $M_c$  und  $M_h$  relativ gesehen näher zusammenrücken. Das wiederum führt zu kleineren Werten für  $G_h/G_c$  und damit auch für den Kompressionsfehler  $\Delta T_{rec,comp}$ .

Bei der Bestimmung der Helligkeitstemperatur wirken sich Kompressionseffekte geringfügiger auf das Ergebnis aus, als im Fall der Rauschtemperaturmessung. Abbildung 3.6(b) zeigt, daß die Fehler größer werden für Objekte, deren Helligkeitstemperatur weit ab von den Helligkeitstemperaturen der verwendeten Referenzquellen

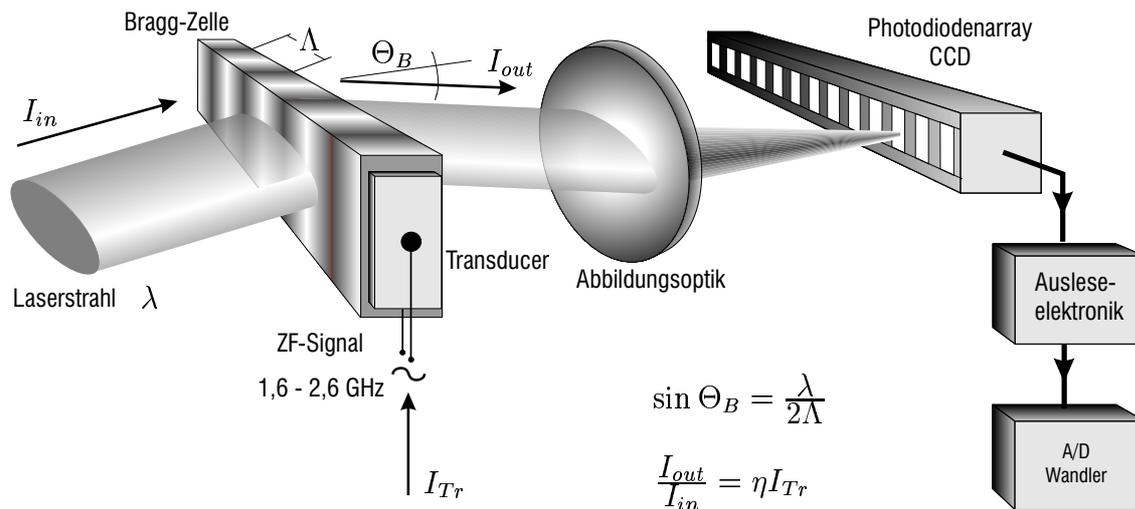


Abbildung 3.7.: Funktionsprinzip eines akusto-optischen Spektrometers (AOS).

liegt (siehe Kurve für  $T_{obj} = 180$  K).

Solange die hier analysierten Fehler im beobachteten Frequenzbereich im wesentlichen konstant bleiben, stellen sie für die Höhenprofilbestimmung keine allzugroße Fehlerquelle dar. Zeigen sie jedoch eine deutliche Frequenzabhängigkeit, so reicht ihre Größe aus, um eine sinnvolle Inversion zu verhindern, insbesondere in Anbetracht der äußerst niedrigen Intensitäten der zu messenden Emissionslinien von wenigen 10 mK verglichen mit dem Beitrag des troposphärischen Kontinuums von typisch 150 K.

### 3.4.2. Spektrometer-Nichtlinearitäten

Wie bereits erwähnt wird das verstärkte ZF-Signal mit Hilfe des akusto-optischen Spektrometers ausgewertet. Die prinzipielle Funktionsweise ist in der Abbildung 3.7 dargestellt. Mit Hilfe eines Transducers (piezoelektrischer Wandler) wird das zu messende Signal in eine akustische Welle umgewandelt, welche die aus Lithium-Niobat bestehende Bragg-Zelle durchläuft. Die Nichtlinearität dieser Spektrometer-Komponente ist bei üblichen Aussteuerungspegeln (unterhalb 20 mW) kleiner als 0.1% [54].

Der Strahl eines Halbleiter-Lasers mit der Wellenlänge  $\lambda$  wird beim Passieren der Bragg-Zelle abhängig von dem spektralen Gehalt der vorliegenden akustischen Welle deflektiert. Nach der Fokussierung gelangt der Strahl auf ein Photodioden-Array (CCD), wo abhängig von der Photonendichte Ladungsträger-Paare erzeugt und gesammelt werden. Nach einer festgelegten Belichtungsphase werden die Ladungen über ein Transferregister in ein analoges Schieberegister übertragen, um anschließend seriell ausgelesen und in Spannungen konvertiert zu werden. Die im CCD entstehenden Nichtlinearitätsfehler wurden experimentell für typische Aussteuerungen

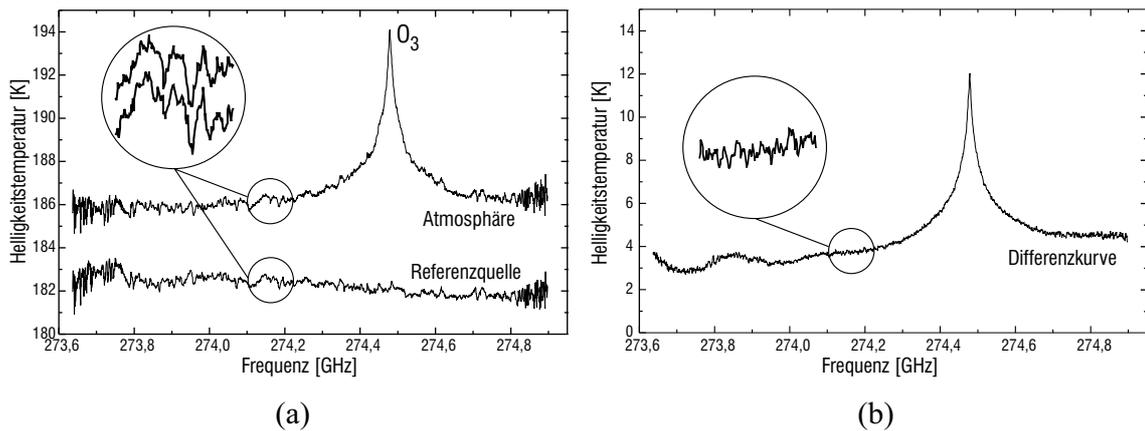


Abbildung 3.8.: Auswirkung der spektralen Gewinnschwankungen auf hot-cold kalibrierte Spektren: a) zeitlich nacheinander aufgenommene Spektren der Atmosphäre (obere Kurve) und einer Referenzquelle (untere Kurve); b) Differenz beider Kurven.

abgeschätzt [52]. Ihre Größe liegt demnach unterhalb von 1%.

Relative Schwankungen dieser Fehler, d. h. betrachtet im direkten Vergleich der einzelnen CCD-Elemente zueinander, wurden bisher nicht beobachtet. Damit ist zu erwarten, daß sich die Spektrometer-Nichtlinearitäten vorwiegend als eine relativ schwache breitbandige Störung auswirken.

### 3.4.3. Spektrale Gewinnschwankungen

Bei der Bestimmung der Helligkeitstemperatur unbekannter Meßobjekte mit Hilfe der Hot-Cold-Kalibrierung werden häufig Störungen in Spektren beobachtet, die durch ihre Erscheinungsform zunächst rauschähnliche Effekte suggerieren. Anders jedoch als beim statistischen Rauschen, zeigt eine Verlängerung der Integrationszeit keinen Einfluß auf die Größe dieser Artefakte.

Abbildung 3.8(a) beinhaltet ein typisches Beispiel für Messungen, denen die angesprochenen Störungen überlagert sind. Die obere Kurve zeigt ein Atmosphärenspektrum in der Nähe der 274,478-GHz-Linie von Ozon. Das untere Spektrum wurde anschließend an einem Schwarzkörper mit annähernd gleicher Helligkeitstemperatur aufgenommen. Bei einer genaueren Betrachtung der Kurvenverläufe läßt sich feststellen, daß die in beiden Spektren beobachteten Störungen nahezu parallel zueinander verlaufen, was angesichts individuelle Meßobjekte auf die Präsenz systembedingter Effekte schließen läßt. Die Differenz beider Spektren, dargestellt in der Abbildung 3.8(b), bestätigt diese Vermutung. Die in den Einzelspektren noch stark vertretenen Artefakte sind in dem Differenzspektrum fast vollständig verschwunden. Das ist insbesondere an den Rändern der Spektren gut zu beobachten. Die sichtbar gewordene stehende Welle, die dem Differenzspektrum überlagert ist, beruht

nicht auf den hier diskutierten Effekten und wird daher an dieser Stelle nicht weiter behandelt.

Die Ursache der in der Abbildung 3.8(a) gezeigten Störungen ist auf starke spektrale Schwankungen der Gewinnichtlinearitäten zurückzuführen. Offensichtlich bestehen signifikante Unterschiede im nichtlinearen Verlauf der Radiometer-Übertragungsfunktion der einzelnen Kanäle. Dies führt zu unterschiedlich großen, kanalbezogenen Fehlern nach (3.19), die aus der Vernachlässigung der Nichtlinearitäten bei der Berechnung der Helligkeitstemperatur nach (3.4) resultieren. Die Folge sind die in der Abbildung 3.8(a) sichtbaren Störungen. Ihre Größe mag zwar zunächst im Verhältnis zu der gemessenen relativ starken Ozon-Linie tolerierbar erscheinen, jedoch im Hinblick auf CIO-Messungen, mit Intensitäten von lediglich 0.1 K in der Linienmitte, sind damit keine brauchbaren Resultate zu erwarten.

Nun stellt sich die Frage nach den Ursachen für die beobachteten Störungen. Die in vorangehenden Abschnitten beschriebenen nichtlinearen Effekte, wie Gewinnkompression bei der Verstärkung und Deflektor- bzw. CCD-Nichtlinearitäten, wirken sich vorwiegend sehr breitbandig auf die gemessenen Spektren aus. Sie alle kommen daher nicht als unmittelbare Ursache für die beobachteten Artefakte in Frage. Diese läßt sich vielmehr bei der Umwandlung der im CCD erzeugten analogen Spannungen der jeweiligen Kanäle in digitale Werte für die rechnergestützte Weiterverarbeitung finden. Im folgenden soll der den beschriebenen Effekten zugrundeliegende Mechanismus erläutert werden.

#### 3.4.4. Wandler-Nichtlinearitäten

Eines der wesentlichen Qualitätsmerkmale der A/D- und D/A-Wandler ist die Größe der Abweichung ihrer Übertragungsfunktion von einem idealen linearen Verlauf. Sie wird durch zwei Größen – den differentiellen und den integralen Linearitätsfehler – beschrieben.

Der *differentielle Linearitätsfehler* (DLE) gibt die maximale Abweichung eines Quantisierungsschrittes von dem idealen Wert (LSB), gegeben durch den Quotienten aus dem Skalenendbereich (FSR) und der Auflösung ( $2^n$ ,  $n$  = Anzahl Bits) wieder. Der *integrale Linearitätsfehler* (ILE) gibt die maximale Abweichung der Übertragungsfunktion eines Wandlers von der idealen Geraden mit auf Null abgeglichenem Ablage- und Verstärkungsfehler [10] wieder. Abbildung 3.9(a) demonstriert beide Fehler am Beispiel eines fiktiven 4-Bit-Wandlers.

Der im AOS verwendete 12-Bit-Wandler SP7800AK wird durch den Hersteller (Sipex) mit  $ILE = \pm \frac{1}{2}$  LSB und  $DLE = \pm \frac{3}{4}$  LSB spezifiziert. Diese Werte erscheinen zunächst sehr klein. Ein Zahlenbeispiel soll sie daher relativieren.

Ein Empfänger mit der Rauschtemperatur von 1000 K soll bei einer Untergrundtemperatur des troposphärischen Kontinuums von 150 K Spektrallinien mit der Intensität von 1 K in der Linienmitte beobachten. Für die anschließende Inversion der Spektren wird eine Auflösung von 0.01 K gefordert. Ausgehend von einer Vollaussteuerung des 12-Bit-Wandlers durch das zu messende Signal, entspricht die Intensität in der Linienmitte etwa 3.5 LSB, die geforderte Auflösung einem Hun-

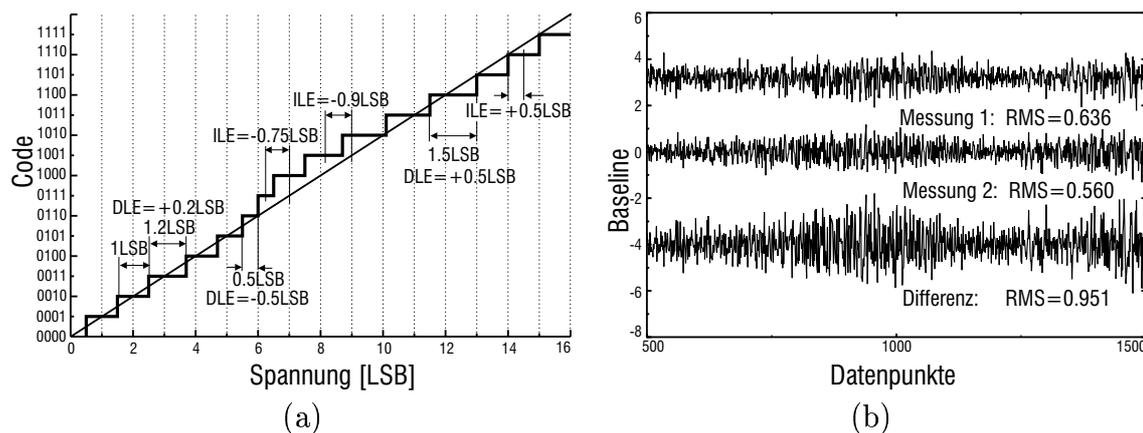


Abbildung 3.9.: Nichtlinearitäten der A/D-Wandler: a) differentielle und integrale Nichtlinearitätsfehler am Beispiel eines 4-Bit-Wandlers; b) Ergebnisse einer Testmessung zur Abschätzung der Nichtlinearitätsfehler des im AOS eingesetzten Wandlers [54]

dertstel davon. Hieraus wird die Bedeutung der auf den ersten Blick als eher klein eingestuften Nichtlinearitätsfehler für die Signalauswertung offensichtlich.

Mit Hilfe einer präzisen Vergleichsmessung kann der Einfluß der Wandler-Nichtlinearitäten sichtbar gemacht werden, ohne den Empfänger und die ZF-Signalaufbereitung einsetzen zu müssen [54]. Hierzu wird das CCD anstatt des an der Bragg-Zelle gebeugten Laserstrahls mit Hilfe einer LED so ausgeleuchtet, daß ein möglichst großer Wertebereich erreicht wird. Damit entsteht eine Rampe, die ein geeignetes Testsignal für unterschiedliche Wandleraussteuerungen bietet. Nun werden Messungen für zwei leicht unterschiedliche (etwa 1%) Lichtintensitäten vorgenommen und hieraus die Baseline ermittelt. Anschließend wird die Lichtintensität und damit auch die Rampe etwas abgesenkt, und es werden erneut zwei Messungen mit leicht unterschiedlicher Ausleuchtung durchgeführt. Die resultierenden Ergebnisse sind in der Abbildung 3.9(b) dargestellt. Die Datenpunkte entsprechen den AOS-Kanälen, wobei die Aussteuerung der Kanäle entlang der Abszisse von links nach rechts zunimmt. Bei der Differenzbildung beider Baselines (unterste Kurve) kompensieren sich die differentiellen Nichtlinearitäten auf Grund des geänderten Arbeitspunktes (die Lage der Rampe) nicht, was aus dem deutlichen Anstieg des Effektivwertes abzulesen ist. Werden dagegen Baseline-Differenzen für Messungen gebildet, die mit unverändertem Arbeitspunkt aufgenommen wurden, so kompensieren sich die differentiellen Nichtlinearitäten und der Effektivwert der Differenz wird kleiner. Dieser Zusammenhang bestätigt, daß in Abhängigkeit von der Wandler-Aussteuerung unterschiedliche Linearitätsfehler entstehen können.

Das aus dem CCD ausgelesene Spektrum besteht aus einer Serie analoger Spannungswerte, die nach einer entsprechenden Signalkonditionierung (Verstärkung und Offset) nacheinander den Wandler passieren. Diese Spannungswerte sind stark unter-

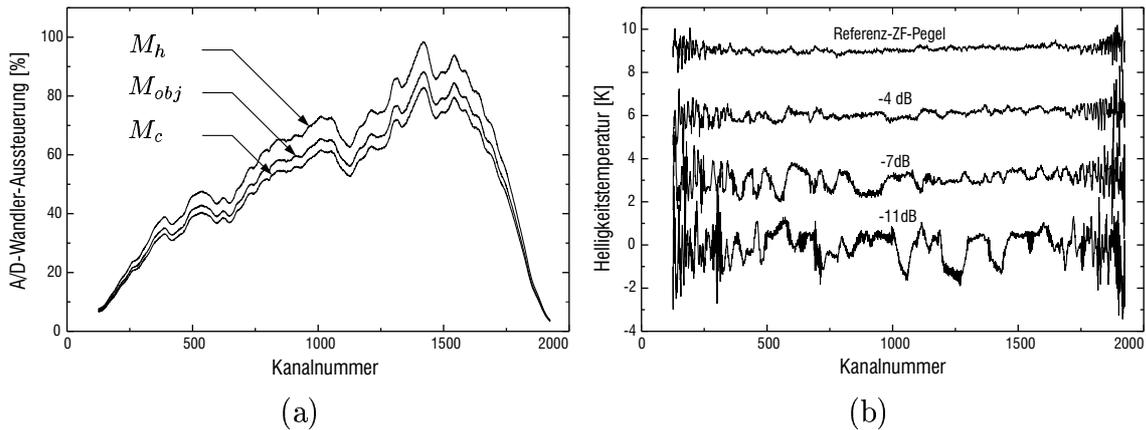


Abbildung 3.10.: Auswirkung der Wandler-Nichtlinearitäten auf hot-cold kalibrierte Spektren: a) Rohspektren, aufgenommen an einer warmen Referenzlast, einem „unbekannten“ Meßobjekt und einer kalten Last; b) Ergebnisse der Auswertung nach (3.4) für Messungen mit unterschiedlich starker Aussteuerung des Wandlers (erreicht durch eine Änderung des ZF-Pegels). Zu Darstellungszwecken wurden die Spektren mit unterschiedlichen vertikalen Offsets versehen; die Originalwerte liegen bei etwa 145 K.

schiedlich, was die Folge eines stark ausgeprägten Frequenzganges des Gesamtgewinnes  $G$  in (3.15) ist, bedingt vor allem durch die Bandpaßcharakteristik des Deflektors sowie auch aller im Signalweg davor liegenden Komponenten. Abbildung 3.10(a) belegt dies am Beispiel dreier Rohspektren, gemäß (3.15), für die Messungen an einer kalten und einer warmen Referenz sowie an einem Meßobjekt, dessen Helligkeitstemperatur etwa in der Mitte zwischen den Helligkeitstemperaturen beider Referenzen lag. Alle drei Einzelmessungen wurden zwei Sekunden lang integriert. Deutlich zu sehen ist, daß sich die Wandleraussteuerung insgesamt über einen großen Wertebereich erstreckt<sup>4</sup> und daß es starke lokale Schwankungen der Pegel gibt.

Um aus den drei Rohmessungen die Helligkeitstemperatur des Meßobjektes zu ermitteln, wurden sie gemäß (3.4) ausgewertet. Die Ergebnisse nach einer Integrationszeit von 1000 s und für unterschiedliche ZF-Pegel zeigt die Abbildung 3.10(b). Während das aus Messungen mit einem sehr hohen ZF-Pegel, d. h. mit einer hohen Aussteuerung, ermittelte Spektrum im mittleren Bereich nur relativ geringe Störungen aufweist, sind die aus Messungen mit niedriger Aussteuerung gewonnenen Spektren sehr stark gestört. Allen Spektren gemeinsam ist jedoch, daß sich der Einfluß der Nichtlinearitäten an den Rändern der Spektren besonders deutlich auswirkt. Dies ist darauf zurückzuführen, daß in den Randbereichen zum einen die Aussteuerung viel geringer ist als im mittleren Bereich (siehe Abbildung 3.10(a)) und zum anderen auf

<sup>4</sup>Die Gesamtbandbreite des AOS ist mit etwa 1 GHz spezifiziert (3 dB Bandbreite). Hier wird ein ca. 1.2 GHz breiter Frequenzbereich benutzt, um die zu erläuternden Effekte zu verdeutlichen.

die sehr große Dynamik, erkennbar an dem steilen Abfall der Pegel. Weitere Messungen mit Objekten unterschiedlicher Helligkeitstemperatur haben gezeigt, daß die durch Nichtlinearitäten hervorgerufenen Störungen nahezu verschwinden, wenn die Helligkeitstemperatur des Meßobjektes und die einer der beiden Referenzen gleich sind.

Aus der Fülle der Beobachtungen wird der zur Entstehung der spektralen Artefakte führende Mechanismus eindeutig klar: Bei sinkenden Aussteuerungen werden die Differenzen  $M_{obj} - M_c$  und  $M_h - M_c$  in (3.4) sehr schnell kleiner, während die wandlerbedingten Fehler in erster Näherung gleich bleiben und sich damit stärker auf das Endergebnis auswirken können. Sind beide Differenzen gleich, d. h. im Fall  $T_{obj} = T_h$ , so sind auch die jeweiligen Fehler gleich und der Quotient aus beiden liefert den Wert 1. Im Fall  $T_{obj} = T_c$  ist die zugehörige Differenz  $M_{obj} - M_c$  gleich null, sodaß sich die Fehler in der im Nenner von (3.4) stehenden Differenz  $M_h - M_c$  gar nicht erst auswirken.

Als Resümee obiger Betrachtungen werden folgende Maßnahmen empfohlen, um den Einfluß der Wandler-Nichtlinearitäten bei hot-cold kalibrierten Messungen möglichst gering zu halten.

- Bei der Durchführung von Messungen ist stets dafür zu sorgen, den Wandler mit möglichst hoher Aussteuerung zu betreiben. Das gilt insbesondere für den häufig vorkommenden Fall, daß Systemparameter im Bereich des Frontends verändert werden ( Frequenzwechsel, Änderung des Arbeitspunktes am Mischer). Diese Eingriffe bewirken meist eine signifikante Änderung des ZF-Pegels, die kompensiert werden sollte.
- Es sind Vorkehrungen zu treffen, die den Frequenzgang möglichst gut ebenen und damit den zu erwartenden Wertebereich einengen. Denkbar hierfür ist der Einsatz eines Equilizers [54].
- Für die Umsetzung der analogen in digitale Werte sollten möglichst hochauflösende Wandler verwendet werden, da hier der Einfluß der differentiellen Nichtlinearitätsfehler entsprechend geringer ausfällt (bedingt durch ein kleineres LSB) als bei Wandlern mit niedrigerer Auflösung.

### 3.5. Balancierte Kalibrierung

Aus den bisherigen Betrachtungen läßt sich schließen, daß der Einfluß der Nichtlinearitäten erst in Verbindung mit der Hot-Cold-Kalibrierung als störend sichtbar wird, insbesondere wenn sich die Helligkeitstemperatur der zu messenden Objekte stark von der Helligkeitstemperatur der Referenzquellen unterscheidet. Liegen dagegen die Werte der Helligkeitstemperaturen dicht beieinander, so verschwinden diese Fehler. Die Erfassung der Nichtlinearitäten sowie ihrer spektralen Schwankungen mit hinreichender Genauigkeit scheitert an einem für die Messungen unvermeidbaren Aufwand. Es liegt daher nahe, nach Kalibriermethoden zu suchen, bei denen sich

Nichtlinearitäten gar nicht erst bemerkbar machen können. Das ist sicher dann der Fall, wenn stets dafür gesorgt wird, daß die Helligkeitstemperaturen des Meßobjektes und der verwendeten Referenz gleich sind.

Wie im Abschnitt 3.3 auf Seite 27 erläutert, hat die Kalibrierung bei Radiometermessungen zweierlei Aufgaben zu erfüllen, nämlich die zeitlichen Gewinnschwankungen zu unterdrücken und eine absolute Zuordnung der gemessenen Werte zu entsprechenden Helligkeitstemperaturen zu finden. Beide Funktionen können aber ebensogut durch zwei verschiedene, an die jeweilige Teilaufgabe angepaßte Kalibrierroutinen erfüllt werden. So genügt für die Unterdrückung der zeitlichen Gewinnschwankung eine Ein-Punkt-Eichung, d. h. basierend auf einer einzigen Referenzquelle.

Die Forderung nach einer Balance<sup>5</sup> zwischen Signal und Referenz wird dabei mit Hilfe einer Referenzquelle mit einstellbarer Helligkeitstemperatur<sup>6</sup> erreicht, die einen präzisen Abgleich zwischen beiden Quellen ermöglicht. Details über die Durchführung dieses Abgleichs bzw. zur einstellbaren Referenzquelle werden in den Abschnitten 4.1 bzw. 4.2 behandelt.

Bei Messungen, die sich auf diese Kalibrieremethode stützen – künftig als *balancierte Kalibrierung* bezeichnet – wird eine normierte Differenz  $\Delta M_{sr}(f)$  der Signalmessung  $M_s(f)$  und der Referenzmessung  $M_r(f)$  ermittelt [43]

$$\Delta M_{sr} = \frac{M_s - M_r}{M_r} \quad . \quad (3.20)$$

Setzt man für  $M_s$  und  $M_r$  Ausdrücke aus (3.15) ein, so wird deutlich, daß sich der Gewinn eliminieren läßt. Damit ist die erste Aufgabe der Kalibrierung, die Unterdrückung eventuell vorhandener Gewinnschwankungen, erfüllt. Diese Vorgehensweise wird auch erfolgreich in der Radioastronomie angewandt, wobei in diesem Fall, da extraterrestrische Objekte beobachtet werden, zusätzlich die Unterdrückung des Einflusses der Atmosphäre eine wichtige Rolle spielt. Mit (3.15) folgt für die normierte Differenz

$$\Delta M_{sr} = \frac{(T_s + T_{rec})^\beta - (T_r + T_{rec})^\beta}{(T_r + T_{rec})^\beta} = \left( \underbrace{\frac{T_s - T_r}{T_r + T_{rec}}}_x + 1 \right)^\beta - 1 \quad . \quad (3.21)$$

Eine Reihenentwicklung des Ausdrucks  $(x + 1)^\beta$  mit der hier berechtigten Annahme, daß  $|x| \ll 1$  ist, kann bereits nach dem Glied erster Ordnung abgebrochen werden

<sup>5</sup>Um einer falschen Begriffsinterpretation der Balance zwischen Signal und Referenz vorzubeugen, sei hier angemerkt, daß diese selbstverständlich nur in einer breitbandigen Betrachtung zutreffend ist, d. h. gemittelt über die gesamte beobachtete spektrale Bandbreite, und nicht für alle einzelnen Kanäle des Spektrums.

<sup>6</sup>Im Fall der Atmosphärenbeobachtungen kann der Abgleich auch durch eine Änderung des Beobachtungswinkels durchgeführt werden, wie es in [43] vorgeschlagen wird. Da man jedoch stets, wie im Abschnitt 2.2.1 auf Seite 15 angedeutet, unter einem optimalen Elevationswinkel die Atmosphäre beobachten möchte, stellt eine einstellbare Referenz die flexiblere Wahl dar.

[4]. Damit ist

$$\Delta M_{sr} \approx \frac{\beta (T_s - T_r)}{T_r + T_{rec}} \quad . \quad (3.22)$$

Bei Beobachtungen der Atmosphäre, insbesondere wenn schwache Spektrallinien gemessen werden sollen, setzt sich das Meßsignal  $T_{atm}$  aus einem sehr geringen Beitrag der zu messenden Spektrallinien  $T_{line}$  und einem vergleichsweise sehr hohen Beitrag des sogenannten Kontinuums  $T_{cont}$  zusammen. Dieser resultiert vorwiegend aus der thermischen Strahlung der Troposphäre  $T_{trop}(1 - e^{-\tau_{trop}})$  und im geringen Maße aus der kosmischen Hintergrundstrahlung  $T_{cosm}e^{-\tau_{trop}}$ . Der Beitrag des Kontinuums kann, solange der spektrale Meßbereich innerhalb eines atmosphärischen Fensters liegt und nicht allzugroß ist, in erster Näherung als frequenzunabhängig angesehen werden

$$T_s(f) = T_{atm}(f) = T_{cont} + T_{line}(f) \quad . \quad (3.23)$$

Für einen Abgleich muß also die Referenzquelle im wesentlichen dem Betrag des Kontinuums angepaßt werden. Hiermit folgt aus (3.22)

$$\beta T_{line} + \beta \underbrace{(T_{cont} - T_r)}_{\substack{\approx 0 \\ \text{beim Abgleich}}} \approx \Delta M_{sr} (T_r + T_{rec}) \quad . \quad (3.24)$$

Dieser Ausdruck zeigt, daß der Einfluß der Nichtlinearitäten (repräsentiert durch den nichtlinearen Exponenten  $\beta$ ) nicht vollständig eliminiert werden konnte. Wird jedoch berücksichtigt, daß  $\beta$  lediglich um wenige Hundertstel von Eins abweicht und daß im Falle des Abgleichs zwischen der Signal- und der Referenzmessung der Term  $\beta (T_{cont} - T_r)$  verschwindet, so ist dieser Einfluß nur von untergeordneter Bedeutung. Damit gilt

$$T'_{line} = \Delta M_{sr} (T'_r + T'_{rec}) \quad (3.25)$$

bzw.

$$T'_{atm} = \Delta M_{sr} (T'_r + T'_{rec}) + T'_r \quad . \quad (3.26)$$

Die gestrichelten Symbole kennzeichnen hierbei, daß es sich um die aus Messungen gewonnenen Werte dieser Größen handelt. Sie sind gegeben durch

$$X' = X + \Delta X \quad , \quad (3.27)$$

wobei  $\Delta X$  der bei der Bestimmung der betreffenden Größe  $X$  entstehende absolute Fehler ist. Es mag im ersten Augenblick verwundern, daß in (3.26) nicht  $T_{cont}$ , sondern  $T'_r$  zu  $T'_{line}$  aus (3.25) addiert wird. Wird jedoch der Fall eines nicht exakten Abgleichs in Betracht gezogen, d. h.  $T_{cont} \neq T'_r$ , so wird der Unterschied deutlich.

Mit Hilfe der balancierten Kalibrierung wurde der Einfluß der Gewinnschwankungen eliminiert. Für die noch ausstehende absolute Zuordnung der gemessenen Werte zu Helligkeitstemperaturen, repräsentiert durch die beiden verbleibenden Unbekannten  $T'_r$  und  $T'_{rec}$ , wird nach wie vor die Hot-Cold-Kalibrierung verwendet, die nun aber in lediglich größeren zeitlichen Abständen (einige Minuten), abhängig von

der Stabilität der Empfänger-Rauschtemperatur, durchgeführt werden muß. Hierbei entstehen bekanntlich Fehler durch die Vernachlässigung der Nichtlinearitäten.

Im folgenden Abschnitt soll nun erörtert werden, inwieweit diese Fehler sowie die beim Übergang von (3.20) nach (3.25) bzw. (3.26) vorgenommenen Näherungen das Meßergebnis beeinflussen.

### 3.6. Fehler durch Vernachlässigung der Nichtlinearitäten

Die Gleichung (3.21) macht bereits deutlich, daß auch bei der Ermittlung von systematischen Fehlern Näherungen vorgenommen werden müssen, da keine geschlossene Lösung des nichtlinearen Problems existiert. Die Fehleranalyse wird daher von einer einfachen Rechnersimulation begleitet, die einerseits eine Verifikation der angenäherten Ergebnisse ermöglicht und andererseits der Veranschaulichung relevanter Zusammenhänge dient.

Angenommen wird folgendes Szenario: Es werden unabhängig voneinander unterschiedlich starke Spektrallinien beobachtet, eine schwache – die 278.631-GHz-Liniengruppe von ClO – und eine starke – die 273.051-GHz-Linie von Ozon. Die Beobachtungsbedingungen sollen dabei den Standard-Winterprofilen für mittlere Breiten entsprechen, wobei der Wasserdampfgehalt gleichmäßig in allen Höhenschichten halbiert wird. Der Beobachtungswinkel wird mit  $20^\circ$ , die Höhe des Meßstandortes mit 500 m ü.N.N. angenommen. Damit liegen Bedingungen vor, wie sie bei durchgeführten polaren Meßkampagnen häufig angetroffen wurden. Die zugehörigen synthetischen Spektren sind in der Abbildung 3.11(a) bzw. 3.11(b) zu sehen. Die Empfänger-Rauschtemperatur wird in dieser Simulation durch einen geeignet skalierten Sinus repräsentiert, dargestellt in der Abbildung 3.11(c), wobei ein Minimum immer in die Mitte des beobachteten Spektrums gelegt wird. Das entspricht in erster Näherung den realen Verhältnissen bei einem auf die jeweiligen Spektralbereiche abgestimmten Empfänger.

Die Nichtlinearitäten und insbesondere ihre spektralen Schwankungen sollen ebenfalls durch einen Sinus mit dem Mittelwert eins, gemäß Abbildung 3.11(d), repräsentiert werden. Der Wertebereich ist dabei so bestimmt, daß er realen Werten entspricht. Der Sinusförmige Verlauf ist zwar willkürlich gewählt, stellt aber keine Einschränkung der Allgemeingültigkeit dar, und zeigt anschaulich die Auswirkung von Nichtlinearitäten auf gemessene Spektren.

Als ein Maß für die bei der Bestimmung der Helligkeitstemperatur der Atmosphäre  $T_{atm}$  entstehenden Meßfehler wird folgender Ausdruck definiert

$$\frac{\Delta T_{atm}}{T_{lc}} = \frac{T'_{atm} - T_{atm}}{T_{lc}} \quad (3.28)$$

mit

$$T_{lc} = T_{line}(f = f_{line\ center}) \quad . \quad (3.29)$$

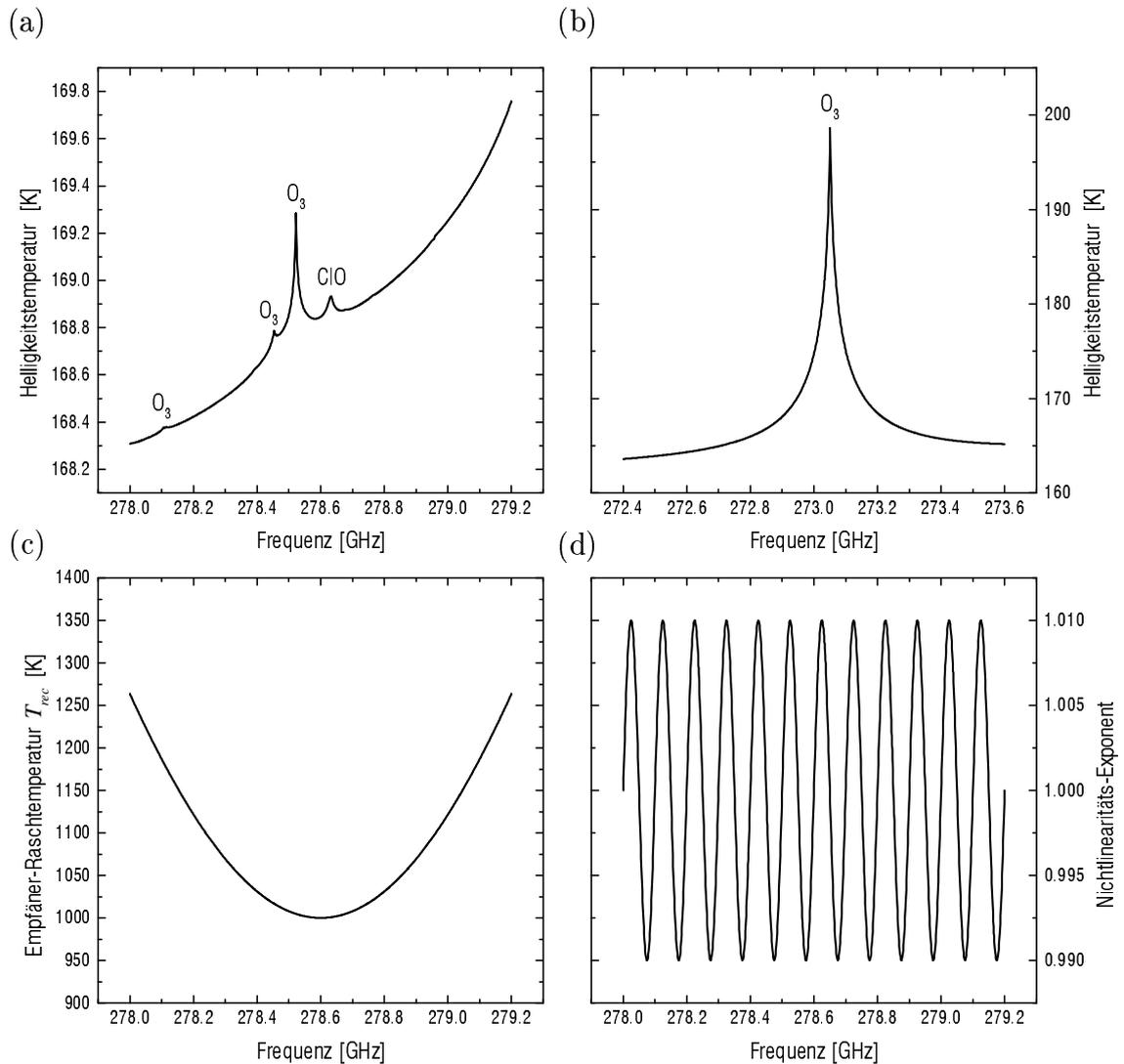


Abbildung 3.11.: Szenario für die Simulation: a) Spektrum mit schwachen Linien; b) Spektrum mit einer starken Linie; c) Empfänger-Rauschtemperatur angenähert durch einen geeignet skalierten Sinus; d) Exponent der Nichtlinearität, wie in (3.15) eingeführt (der Verlauf ist willkürlich gewählt).

Darin ist  $T'_{atm}$  die gemessene Helligkeitstemperatur und  $T_{lc}$  die Linienintensität in der Linienmitte.  $T_{lc}$  wird aus der Differenz zweier vorwärtsberechneter Spektren ermittelt, von denen das eine unter Berücksichtigung des Höhenprofils des betreffenden Spurengases und das andere ohne das Spurengas berechnet wurden. Der Bezug auf  $T_{lc}$  anstatt auf  $T_{atm}$  in (3.28) ist sehr zweckmäßig, da die Information über den Verlauf der gemessenen Höhenprofile im frequenzabhängigen Anteil des Spektrums steckt und nicht in dem hohen Offset des Kontinuums, der in  $T_{atm}$  enthalten ist.

Damit ist die Aussage von (3.28) repräsentativer und weniger von den während der Messung vorherrschenden atmosphärischen Bedingungen geprägt. Im folgenden wird der Meßfehler nach (3.28) sowohl für Messungen, die mit der balancierten als auch mit der Hot-Cold-Kalibrierung durchgeführt wurden, ermittelt.

Die mit Hilfe der balancierten Kalibrierung, gekennzeichnet durch den Index  $sr$ , gemessene Helligkeitstemperatur  $T'_{atm, sr}$  ist gegeben durch (3.26). Die wahre Größe von  $T_{atm}$  geht nur näherungsweise implizit aus (3.22) hervor, d. h.

$$T_{atm, sr} \approx \frac{\Delta M_{sr}}{\beta} (T_r + T_{rec}) + T_r \quad . \quad (3.30)$$

Mit den aus hot-cold kalibrierten Messungen gewonnenen Größen  $T'_r$  und  $T'_{rec}$ , ausgedrückt mit Hilfe von (3.27), folgt für den absoluten Fehler

$$\Delta T_{atm, sr} = \Delta M_{sr} \left[ \frac{\beta - 1}{\beta} (T_r + T_{rec}) + \Delta T_r + \Delta T_{rec} \right] + \Delta T_r \quad . \quad (3.31)$$

Für weitere Betrachtungen müssen zunächst die Fehler  $\Delta T_{rec}$  bzw.  $\Delta T_r$  ermittelt werden, die bei der Bestimmung der Empfänger-Rauschtemperatur nach (3.5) bzw. der Helligkeitstemperatur der Referenz nach (3.4) mittels der Hot-Cold-Kalibrierung infolge der Vernachlässigung der Nichtlinearitäten entstehen.

### 3.6.1. Bestimmung der Empfänger-Rauschtemperatur

Ausgehend von einer geringfügig modifizierten Form von (3.5) und unter Einbeziehung von (3.15) gilt

$$T'_{rec} = \frac{T_h M_c - T_c M_h}{M_h - M_c} = \frac{T_h \left( \frac{T_c}{T_{rec}} + 1 \right)^\beta - T_c \left( \frac{T_h}{T_{rec}} + 1 \right)^\beta}{\left( \frac{T_h}{T_{rec}} + 1 \right)^\beta - \left( \frac{T_c}{T_{rec}} + 1 \right)^\beta} \quad . \quad (3.32)$$

Analog zu (3.21) werden die Klammer-Ausdrücke in Reihen entwickelt. Da jedoch hier lediglich die Bedingung  $|x| < 1$ , statt wie in (3.21)  $|x| \ll 1$ , erfüllt ist<sup>7</sup>, werden auch Glieder zweiter Ordnung mitgeführt. Die Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung verursacht für die Klammer-Ausdrücke nur geringfügige Fehler, die für  $0.95 < \beta < 1.05$  unterhalb von  $\pm 0.3\%$  liegen, solange  $|x| < 1$  gilt. Damit kann  $T'_{rec}$  näherungsweise mit

$$T'_{rec} \approx \frac{2T_{rec}^2 - \beta(\beta - 1)T_h T_c}{2\beta T_{rec} + \beta(\beta - 1)(T_h + T_c)} \quad (3.33)$$

angegeben werden. Diese Näherung liefert für einen Empfänger mit der Rauschtemperatur von 500 K im Bereich  $0.95 < \beta < 1.05$  Fehler gegenüber (3.32), die kleiner als  $\pm 0.35\%$  sind (für einen 1000 K Empfänger kleiner als  $\pm 0.1\%$ ).

<sup>7</sup>Ausgenommen sind natürlich extrem rauscharme SIS-Empfänger, deren Rauschtemperaturen Werte unterhalb von  $T_h$  erreichen.

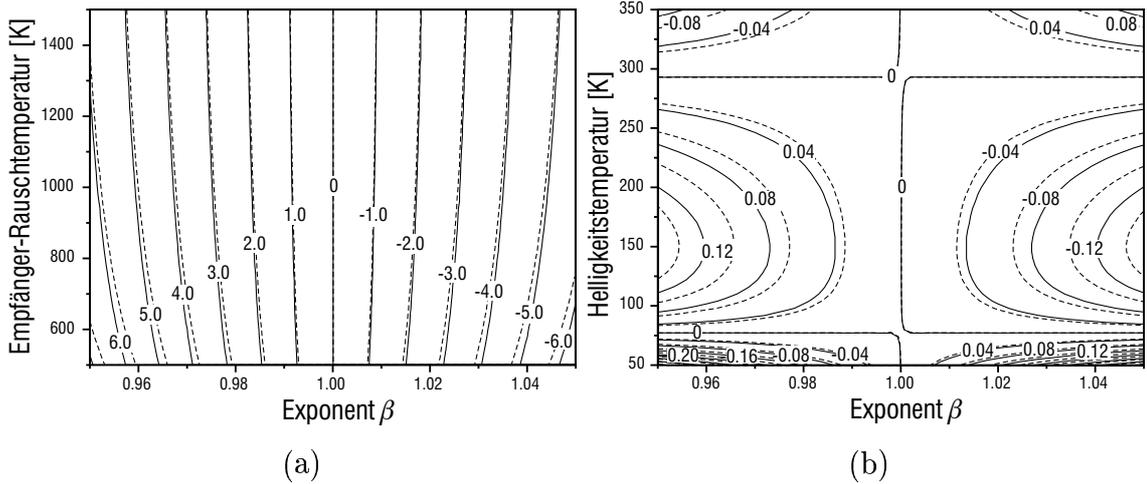


Abbildung 3.12.: Relative Fehler infolge der Vernachlässigung der Nichtlinearitäten bei der Bestimmung a) der Empfänger-Rauschtemperatur nach (3.32) (durchgezogen) bzw. nach (3.33) (gestrichelt); b) der Helligkeitstemperatur eines unbekannten Meßobjektes nach (3.35) (durchgezogen) bzw. nach (3.36) (gestrichelt), dargestellt für einen Empfänger mit der Rauschtemperatur von 1000 K. Beide Fehler sind in % der zu bestimmenden Größe ausgedrückt.

Der absolute Fehler infolge der Vernachlässigung der Nichtlinearitäten bei der Bestimmung der Empfänger-Rauschtemperatur ist damit gegeben durch

$$\Delta T_{rec} = \frac{1 - \beta}{\beta} \cdot \frac{2T_{rec}^2 + \beta [T_h T_c + T_{rec} (T_h + T_c)]}{2T_{rec} - (1 - \beta) (T_h + T_c)} \quad (3.34)$$

In der Abbildung 3.12(a) ist der entsprechende relative Fehler in Abhängigkeit von der Empfänger-Rauschtemperatur und dem Exponenten  $\beta$  dargestellt. An Hand dieser Kurvenschar wird deutlich, daß mit wachsenden Nichtlinearitäten, d. h. für steigende Werte von  $|\beta - 1|$ , der Einfluß der Empfänger-Rauschtemperatur auf den aus der Vernachlässigung der Nichtlinearitäten resultierenden Fehler immer stärker wird, d. h. mit kleiner werdenden Rauschtemperaturen nimmt der Fehler immer schneller zu. Der Vergleich beider Kurvenscharen, d. h. ermittelt zunächst ausgehend von (3.32) (durchgezogene Kurven) und dann von (3.33) (gestrichelt dargestellt), zeigt nur geringe Unterschiede und belegt damit die Brauchbarkeit der angenäherten Lösung (3.34) in dem hier betrachteten Wertebereich. Die Näherung beim Übergang von (3.32) nach (3.33) bewirkt, daß die Fehler etwas größer eingeschätzt werden.

Eine nähere Betrachtung von (3.34) ergibt, daß der zweite Bruch in allen praktischen Fällen Werte größer Null annimmt. Damit wird das Vorzeichen von  $\Delta T_{rec}$  nur durch den Faktor  $(1 - \beta)/\beta$  bestimmt. Ein Vergleich von (3.34) mit dem ersten Summanden in der eckigen Klammer von (3.31), d. h. mit  $(\beta - 1)/\beta (T_r + T_{rec})$ , zeigt, daß beide Ausdrücke immer unterschiedliche Vorzeichen haben. Sind die Beträge dieser

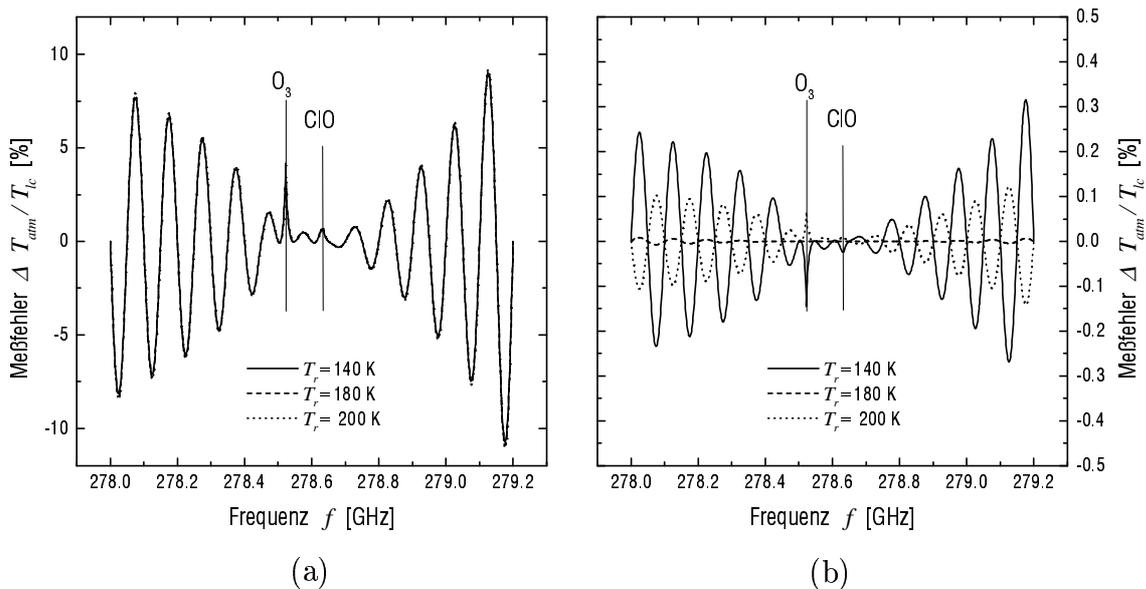


Abbildung 3.13.: Fehler bei der Bestimmung der Helligkeitstemperatur der Atmosphäre (Umgebung der 278.631-GHz-ClO-Liniengruppe) mittels balancierter Kalibrierung. Eingetragen sind Ergebnisse der Simulationsrechnungen, durchgeführt mit a) exakt bekannter, b) fehlerbehafteter (ermittelt nach (3.32)) Empfänger-Rauschtemperatur für unterschiedliche Arbeitspunkte. (Im linken Graph liegen alle drei Ergebniskurven sehr dicht nebeneinander und können daher nicht unterschieden werden.)

Ausdrücke nahezu gleich, so können sie sich gegenseitig kompensieren. In der Tat belegen Simulationsergebnisse, daß für einen gegebenen Parametersatz  $T_{rec}$ ,  $T_c$ ,  $T_h$  und  $\beta$  bei geeigneter Wahl von  $T_r$ , oder mit anderen Worten geeigneter Wahl des Arbeitspunktes der balancierten Messung, der resultierende Fehler sehr klein wird.

Abbildung 3.13 zeigt die jeweiligen Meßfehler bei der Bestimmung der Helligkeitstemperatur der Atmosphäre nach (3.26), ermittelt aus Simulationsrechnungen für eine exakt bekannte Empfänger-Rauschtemperatur, im Graph (a), und für eine mit Nichtlinearitätsfehlern behaftete Empfänger-Rauschtemperatur, ermittelt nach (3.32), im Graph (b). Der Einfachheit halber wurde hier  $\Delta T_r = 0$  vorausgesetzt.

Deutlich zu sehen ist, daß für alle getesteten Arbeitspunkte der durch Nichtlinearitäten bedingte Fehler in  $T'_{atm}$  im Fall einer mit (3.32) ermittelten Rauschtemperatur durch die kompensierende Wirkung von  $\Delta T_{rec}$  um ein Vielfaches reduziert wird. Wie die gestrichelt dargestellte Kurve in der Abbildung 3.13(b) zeigt, liegt der optimale Arbeitspunkt in dem hier vorgeführten Beispiel in der Nähe von 180 K. Für die darunter liegenden Arbeitspunkte ist der Fehler aus der balancierten Messung, ausgedrückt durch  $(\beta - 1)/\beta(T_r + T_{rec})$  in (3.31), kleiner und wird durch  $\Delta T_{rec}$  überkompensiert (leicht erkennbar durch die Phasenumkehr der Fehlerkurve).

Bei darüber liegenden Arbeitspunkten trifft das Gegenteil zu. In den praktischen Messungen läßt sich der Arbeitspunkt durch eine Änderung des Elevationswinkels im gewissen Rahmen variieren. Im Hinblick auf die Einstellung des optimalen Elevationswinkels (vergl. Überlegungen auf Seite 15) ist der Spielraum jedoch stark eingeschränkt, und es ist sorgfältig abzuwägen, welchem Kriterium Vorrang gegeben werden sollte.

### 3.6.2. Bestimmung der Helligkeitstemperatur

Der bei der Bestimmung der Helligkeitstemperatur mit Hilfe der Hot-Cold-Kalibrierung nach (3.4) und aus der Vernachlässigung der Nichtlinearitäten resultierende Fehler wird in analoger Weise bestimmt, wie bereits im vorangehenden Abschnitt der Empfänger-Rauschtemperatur-Fehler  $\Delta T_{rec}$  ermittelt wurde. Aus

$$T'_r = \frac{(T_r + T_{rec})^\beta - (T_c + T_{rec})^\beta}{(T_h + T_{rec})^\beta - (T_c + T_{rec})^\beta} (T_h - T_c) + T_c \quad (3.35)$$

$$\approx \frac{(T_r - T_c) [2T_{rec} + (\beta - 1) (T_r + T_c)]}{2T_{rec} + (\beta - 1) (T_h + T_c)} \quad (3.36)$$

folgt

$$\Delta T_r = T'_r - T_r = (1 - \beta) \frac{(T_r - T_c) (T_h - T_r)}{2T_{rec} + (\beta - 1) (T_h + T_c)} \quad (3.37)$$

In der Abbildung 3.12(b) ist der entsprechende relative Fehler in Abhängigkeit von der Helligkeitstemperatur  $T_r$  und dem Exponenten  $\beta$ , ermittelt für einen Empfänger mit der Rauschtemperatur von 1000 K, dargestellt. Wie zu erwarten, verschwindet der Fehler, wenn die Helligkeitstemperatur des zu messenden Objektes mit der Helligkeitstemperatur eines der beiden Kalibrierpunkte übereinstimmt. Außerhalb dieser Punkte steigt er jedoch sehr schnell an, und wie weitere Berechnungen für unterschiedliche Rauschtemperaturen zeigen (hier nicht explizit dargestellt), wird der Anstieg besonders stark, wenn sehr rauscharme Empfänger im Einsatz sind. Der Vergleich der durchgezogenen mit der gestrichelten Kurvenschar zeigt, daß die Näherung nach (3.36) gegenüber den exakten Werten stets etwas zu große Fehler vorhersagt.

Nachdem die Fehler infolge der Vernachlässigung der Nichtlinearitäten, die bei der Bestimmung der Empfänger-Rauschtemperatur bzw. der Helligkeitstemperatur der balancierten Referenz entstehen, ermittelt sind, kann der gesamte Nichtlinearitätsfehler nach (3.31) bestimmt werden. Ein kritischer Blick auf (3.26) verrät jedoch schon im voraus, daß das zu erwartende Ergebnis i. allg. genauso ungünstig sein wird, wie es bei den hot-cold kalibrierten Messungen der Fall war. Das ist nicht verwunderlich, da hier ein mit Hilfe der balancierten Kalibrierung ermitteltes Spektrum,  $\Delta M_{sr} (T'_r + T'_{rec})$  auf ein hot-cold kalibriertes Spektrum  $T'_r$  addiert wird. Damit gehen verständlicherweise alle Vorteile der balancierten Messung verloren.

Diese Vorgehensweise, also gemäß (3.26), ist jedoch nicht nötig. Die Referenzquelle soll definitionsgemäß einen Schwarzkörper möglichst getreu nachbilden. Damit kann ihr Intensitätsspektrum in dem hier betrachteten, relativ kleinen Frequenzbereich als weiß angenommen werden. Das bedeutet aber, daß anstatt in (3.26) das gemessene Referenz-Spektrum einzusetzen ein für alle Kanäle gemeinsamer Wert eingesetzt werden kann. Dieser kann z. B. durch eine Mittelung über das gesamte Spektrum gewonnen werden. Bezeichnet  $\overline{T'_r}$  den Mittelwert über das Spektrum  $T'_r(f)$ , so folgt mit (3.26) für die Helligkeitstemperatur der Atmosphäre

$$T'_{atm, sr} = \Delta M_{sr} (\overline{T'_r} + T'_{rec}) + \overline{T'_r} \quad . \quad (3.38)$$

Bei der Mittelung über das Spektrum  $T'_r(f)$  wird gleichzeitig über die durch Nichtlinearitäten bedingte Fehler der Einzelkanäle gemittelt. Der resultierende Fehler entspricht dabei in sehr guter Näherung dem spektralen Mittelwert von  $\Delta T_r(f)$ . Bei einer mittelwertfreien Verteilung von  $\beta$  verschwindet  $\overline{\Delta T_r}$  sogar identisch. Für den Gesamtfehler nach (3.31) folgt insgesamt

$$\Delta T_{atm, sr} = \Delta M_{sr} \left[ \frac{\beta - 1}{\beta} (T_r + T_{rec}) + \overline{\Delta T_r} + \Delta T_{rec} \right] + \overline{\Delta T_r} \quad . \quad (3.39)$$

Da sich  $\overline{\Delta T_r}$  gleichermaßen auf das gesamte zu bestimmende Spektrum  $T'_{atm}$  auswirkt, entspricht er lediglich einer geringfügigen Skalierung der Linie ( $\Delta M_{sr}$  wird mit  $\overline{\Delta T_r}$  multipliziert) und einem kleinem Offset, der ebenfalls von untergeordneter Bedeutung für die Auswertung ist.

Die Verhältnisse ändern sich jedoch entscheidend, wenn das Spektrum der Referenz nicht weiß ist, sondern z. B. mit einer Restwelligkeit behaftet ist. Solche Abweichungen vom Verhalten eines Schwarzkörpers bilden sich verständlicherweise in der normierten Differenz  $\Delta M_{sr}$  ab, werden aber bei der Kalibrierung nach (3.38) nicht rückgängig gemacht. In diesem Fall ist eine nachträgliche Korrektur der Meßdaten erforderlich. Diese ist möglich, da, im Gegensatz zu der i. allg. unbekanntem spektralen Verteilung der Nichtlinearitäten, der Verlauf der Störungen auf dem Referenzspektrum (stehende Wellen) meist einfachen, relativ leicht nachvollziehbaren Gesetzmäßigkeiten folgt. Damit wird sehr deutlich, welche Rolle der spektralen Qualität der verwendeten balancierten Referenzquelle beizumessen ist.

### 3.6.3. Abgleichungenauigkeiten zwischen der Signal- und der Referenzmessung

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde vorausgesetzt, daß zwischen der Signal- und der Referenzmessung eine Balance herrscht, d. h. daß die spektralen Mittelwerte des Signal- und des Referenzspektrums gleich sind. Abhängig jedoch von eventuellen Fluktuationen der Helligkeitstemperatur der Atmosphäre und von der Implementierung des Abgleichalgorithmus kann es vorkommen, daß eine signifikante Differenz zwischen den beiden Spektren übrig bleibt. Auch bei Messungen starker Linien ist

die Gleichheit zwischen  $T_s$  und  $T_r$  nur auf kleine spektrale Bereiche beschränkt. Außerhalb dieser bleibt eine merkliche Differenz übrig. Nun stellt sich die Frage nach der Auswirkung dieser Abgleichungenauigkeiten auf die Nichtlinearitätsfehler.

Bei einer flüchtigen Betrachtung könnte an Hand der Gleichung (3.24) erwartet werden, daß z.B. eine Restdifferenz zwischen  $T_{cont}$  und  $T_r$  von 3 K für einen nichtlinearen Exponenten  $\beta$  schwankend um 1% von Kanal zu Kanal einen zusätzlichen Fehler von 0.03 K bewirkt, was angesichts von Spektrallinien in der selben Größenordnung zu unakzeptablen Resultaten führen würde. Wird jedoch die kompensierende Wirkung des bei der Bestimmung der Rauschtemperatur entstehenden Fehlers berücksichtigt, so läßt sich aus (3.39) ablesen, daß die Auswirkungen weniger dramatisch sind, wie gemäß (3.24) zu erwarten.

Allgemein betrachtet kann (3.39) wie folgt interpretiert werden: Entsprechend den Systemeigenschaften, repräsentiert durch  $T_{rec}$  und  $\beta$  sowie in Abhängigkeit vom Arbeitspunkt, ausgedrückt durch  $T_r$ , entstehen Fehler, die durch die Summe der Ausdrücke der eckigen Klammer gegeben sind. Die Größe der Differenz zwischen Signal und Referenz, die sich direkt in  $\Delta M_{sr}$  wiederfindet, wirkt als Multiplikator für diese Fehler. Bei wachsender Differenz zwischen  $T_r$  und  $T_s$  wird  $\Delta M_{sr}$  größer und damit wächst auch  $\Delta T_{atm, sr}$  an.

Eine weitere potentielle Fehlerquelle in diesem Zusammenhang liegt in der ungenauen Kenntnis der Referenztemperatur  $T_r$ . Es ist leicht nachvollziehbar, daß es einfacher ist, die Gleichheit zweier Meßgrößen festzustellen, als ihre absoluten Werte zu ermitteln. Für die Messungen mit der balancierten Kalibrierung bedeutet das, daß zwar häufig der Abgleich zwischen dem Signal- und dem Referenzpfad erfolgreich, d. h. ohne eine nennenswerte Differenz, durchgeführt wird, jedoch beim Einsetzen ungenauer Werte für  $\overline{T_r}$  in (3.38) systematische Fehler erzeugt werden. Ihre Auswirkungen entsprechen einem größeren Wert für  $\overline{\Delta T_r}$  in (3.39), und damit bewirken sie eine zusätzliche Skalierung und einen Offset des gemessenen Spektrums, die jedoch i. allg. für die Höhenprofilauswertung als nicht besonders kritisch anzusehen sind.

### 3.7. Vergleich der Hot-Cold- mit der balancierten Kalibrierung

Abschließend werden Simulationsergebnisse gezeigt, die einen Eindruck über die Vorteile der balancierten Kalibrierung gegenüber mit der Hot-Cold-Methode vermitteln sollen. Hierzu werden ausgehend von Verhältnissen, wie sie in der Abbildung 3.11 und dem begleitenden Text beschrieben worden sind, Messungen entsprechend (3.38) bzw. (3.35) für kleine und große Spektrallinien simuliert. Abbildung 3.14 zeigt die Ergebnisse der Simulation für Linien geringer Intensität. Bereits aus den errechneten Spektren ist deutlich zu erkennen, daß die Auswirkungen der Nichtlinearitäten im Fall der Hot-Cold-Kalibrierung beträchtlich sind. Während das berechnete Meßergebnis für die balancierte Kalibrierung sehr gut mit dem tatsächlichen Spektrum der Atmosphäre übereinstimmt, zeigt sich bei der Hot-Cold-Methode eine signifikante

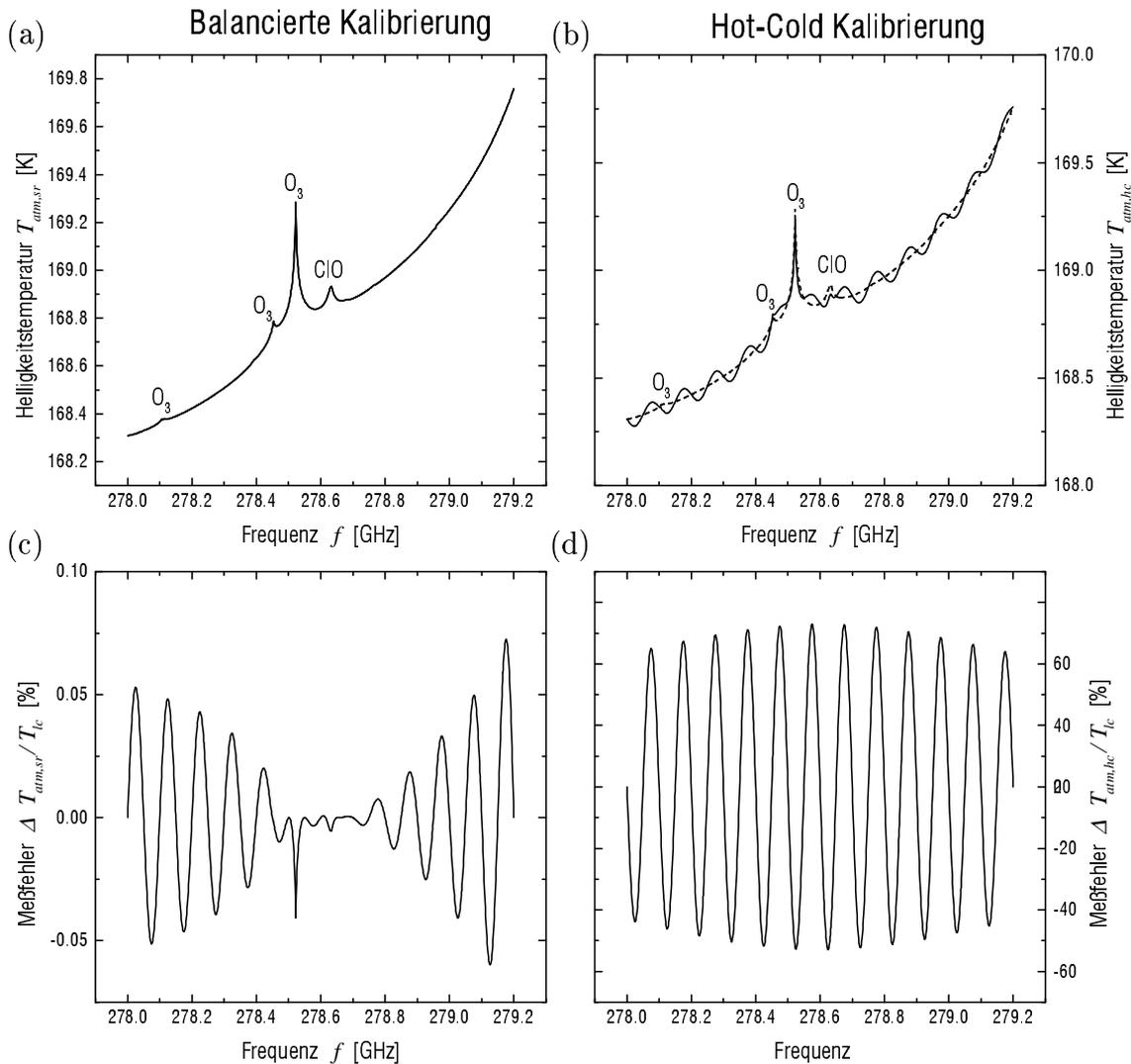


Abbildung 3.14.: Ergebnisse der Simulationsrechnungen für balancierte und Hot-Cold-Kalibrierung bei der Erfassung schwacher Spektrallinien. Gemessene Helligkeitstemperatur der Atmosphäre a) mit der balancierten bzw. b) mit der Hot-Cold-Methode. Zugehörige Messfehler c) für die balancierte und d) für die Hot-Cold-Methode. Zu beachten ist die unterschiedliche Skalierung in c) und d).

Abweichung. Der relative Fehler ermittelt nach (3.28) zeigt erst im vollen Umfang die Überlegenheit der balancierten Kalibrierung. Für das zugrundeliegende Szenario liefert die balancierte Methode Ergebnisse, die um drei Größenordnungen genauer sind als im Fall der Hot-Cold-Kalibrierung.

Zu überprüfen bleibt, ob diese Vorteile auch bei Messungen starker Resonanzlinien beibehalten bleiben, da in diesem Fall mit größeren Intensitätsunterschieden

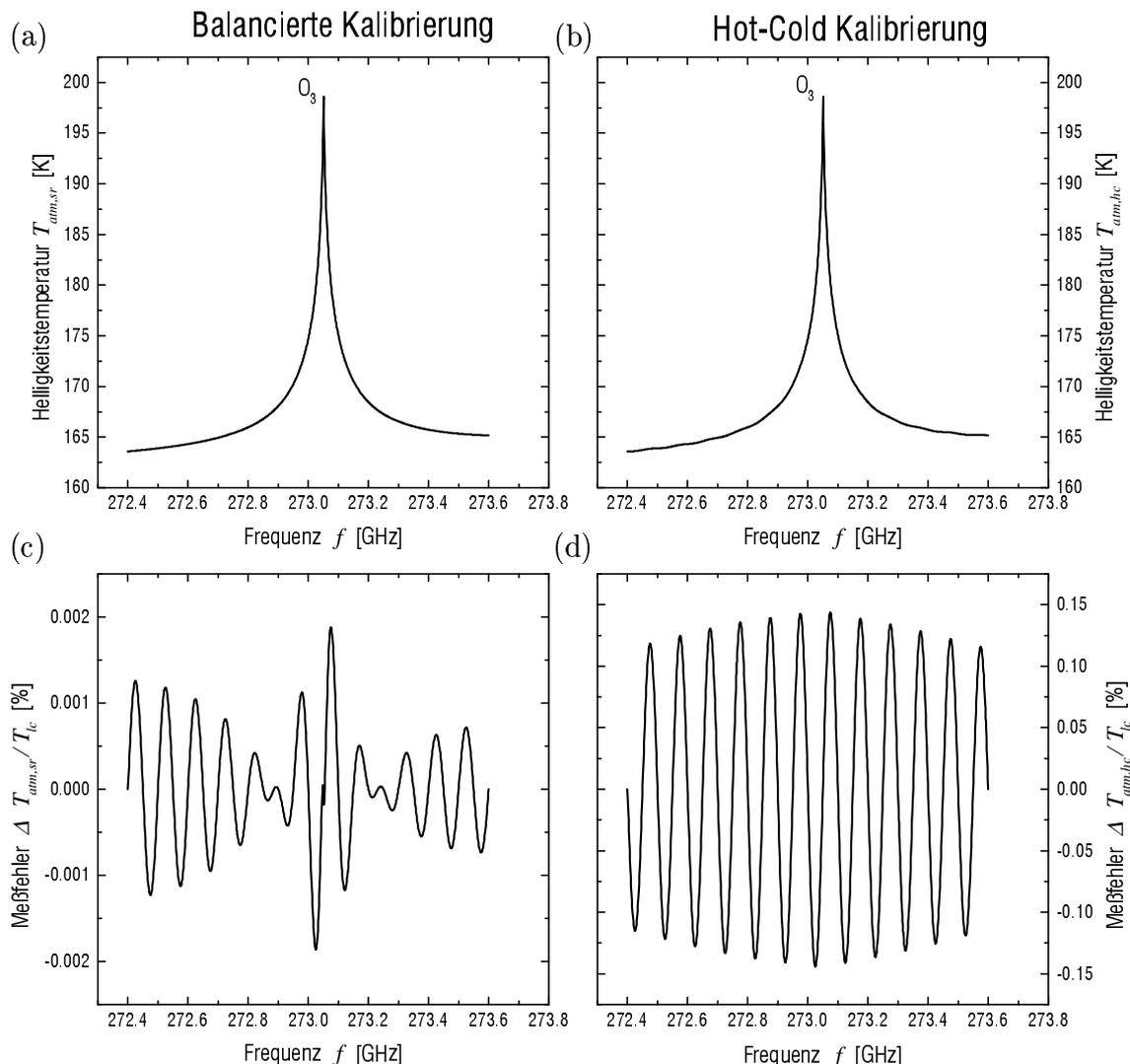


Abbildung 3.15.: Ergebnisse der Simulationsrechnungen für balancierte und Hot-Cold-Kalibrierung bei der Erfassung starker Spektrallinien. Gemessene Helligkeitstemperatur der Atmosphäre a) der balancierten bzw. b) mit der Hot-Cold-Methode. Zugehörige Meßfehler c) für die balancierte und d) für die Hot-Cold-Methode. Zu beachten ist auch hier die unterschiedliche Skalierung in c) und d).

im Signal- und im Referenzpfad zu rechnen ist, insbesondere in der Linienmitte. Zweifellos führen gemäß (3.39) größere Differenzen  $M_s - M_r$  zu größeren absoluten Fehlern  $\Delta T_{atm,sr}$ . Wird jedoch berücksichtigt, daß das Meßziel, die Spektrallinie, deutlich stärker ist, bleibt der relative Fehler nach (3.28) klein. Abbildung 3.15 faßt die Ergebnisse einer Simulationsrechnung für die Erfassung starker Spektrallinien zusammen. Die ermittelten Helligkeitstemperaturen zeigen sowohl bei der balancierten

als auch bei der Hot-Cold-Kalibrierung eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Signal aus der Atmosphäre. Der Unterschied zwischen beiden Ergebnissen wird erst im relativen Fehler sichtbar. Demzufolge ist es auch bei der Messung starker Spektrallinien vorteilhaft, die balancierte Methode anzuwenden.

Im Zusammenhang mit Messungen von Spektrallinien hoher Intensität unter Anwendung der balancierten Kalibrieremethode stellt sich häufig die Frage nach der Wahl einer optimalen Temperatur für die einstellbare Referenzquelle  $T_r$ . Hierzu wurden einige Simulationsrechnungen durchgeführt, bei denen als Qualitätsmerkmal der absolute Fehler  $\Delta T_{arm, sr}$  bezogen auf die Linienintensität bei der jeweiligen Frequenz und nicht, wie in (3.28), auf die Intensität in der Linienmitte diente. Die Ergebnisse zeigen, daß für Referenztemperaturen die unterhalb des spektralen Mittelwertes des gemessenen Spektrums gewählt wurden, der angesprochene Fehler gleichmäßiger über die beobachtete Bandbreite verläuft. Die Unterschiede sind jedoch nicht sehr stark ausgeprägt und sind daher für praktische Anwendungen nur von untergeordneter Bedeutung.

Analog zu (3.6) läßt sich das Rauschen, das den mit der balancierten Methode kalibrierten Spektren überlagert ist, bestimmen zu

$$\Delta T_{obj, sr} = \sqrt{2\Delta T_r^2 \left(\frac{T_s + T_{rec}}{T_r + T_{rec}}\right)^2 + \Delta T_{rec, hc}^2 \left(\frac{T_s - T_r}{T_r + T_{rec}}\right)^2} \approx \Delta T_r \sqrt{2} \quad . \quad (3.40)$$

Diese Näherung trifft umso besser zu, je genauer der Abgleich zwischen dem Signal- und dem Referenzspektrum ist. Beim Vergleich von (3.40) mit (3.6) muß berücksichtigt werden, daß bei der Bestimmung des Rauschens für die Hot-Cold-Methode von drei gleich langen Meßphasen auf den Referenzquellen und dem Meßobjekt ausgegangen wurde. Diese Aufteilung der Gesamtmeßzeit ist nicht besonders effizient. Abhängig von der Helligkeitstemperatur des Meßobjektes läßt sich eine optimale Aufteilung der Gesamtzeit finden, die zu einem minimalen Rauschen der ermittelten Helligkeitstemperatur führt. Sind die Gesamtzeiten bei der Messung mit der Hot-Cold- und der balancierten Kalibrierung gleich groß, so ergeben sich annähernd gleiche Werte für das jeweils resultierende Rauschen nach (3.40) bzw. (3.6).

Als Resümee dieses Kapitels sollen noch einige relevante Folgerungen aus den angesprochenen Aspekten gezogen werden: Für die Messungen schwacher Spektrallinien ist in Anbetracht der vorhandenen Nichtlinearitäten die Hot-Cold-Kalibrierung eine denkbar ungeeignete Methode. Hier bietet die balancierte Methode entscheidende Vorteile. Messungen von Resonanzlinien hoher Intensität können zufriedenstellend mit beiden Methoden durchgeführt werden, wobei immer dann, wenn eine geeignete einstellbare Referenzlast zu Verfügung steht, der balancierten Kalibrierung Vorrang gegeben werden sollte. Für die Auswahl der Systemkomponenten muß Linearität ein wichtiges Kriterium darstellen. Beim Entwurf und Betrieb des Systems ist die Langzeitstabilität, trotz der periodischen Kalibrierung, ein wichtiger, die Meßqualität bestimmender Faktor. Schließlich sind hohe Maßstäbe an die spektrale Unabhängigkeit der einstellbaren Referenz im betrachteten Frequenzbereich zu legen.

## 4. Balance zwischen Signal und Referenz

In den vorausgehenden Abschnitten wurde gezeigt, daß es zur Unterdrückung der Gewinnschwankungen bei der Erfassung von Spektrallinien niedriger Intensität notwendig ist, die balancierte Kalibrierung einzusetzen. Im vorliegenden Kapitel werden einige Möglichkeiten für die Herstellung des Abgleiches zwischen den im Signal- und im Referenzpfad des Radiometers beobachteten Intensitäten erörtert. Im weiteren wird eine im Rahmen dieser Arbeit entwickelte einstellbare Referenzquelle vorgestellt, die eine schnelle Durchführung des angesprochenen Abgleiches ermöglicht. Abschließend werden einige Meßbeispiele vorgeführt, die weitere Einsatzmöglichkeiten für die einstellbare Referenzlast aufzeigen.

### 4.1. Abgleichsmethoden

Für die Durchführung von Messungen unter Anwendung der balancierten Kalibrierung ist eine Referenzstrahlungsquelle erforderlich, die die Möglichkeit bietet, ihre Helligkeitstemperatur in einem größeren Wertebereich einstellen zu können. Es ist technisch nicht realisierbar, einen Schwarzkörper durch Heizen bzw. Kühlen innerhalb einer für die Messung akzeptablen Zeit auf eine gewünschte Temperatur zu bringen. Somit ist es notwendig, einen anderen Weg zu finden. Im folgenden werden zwei Verfahren<sup>1</sup> vorgestellt, die, ausgehend von unterschiedlichen Ansätzen, balancierte Messungen ermöglichen.

#### 4.1.1. Referenzstrahlmethode

Im Abschnitt über den Strahlungstransfer in der Atmosphäre wurde gezeigt, daß die am Boden detektierbare Helligkeitstemperatur vom Beobachtungswinkel abhängig ist, weil sich die Länge des Weges eines gedachten Strahls durch die emittierenden bzw. die absorbierenden Schichten mit dem Winkel ändert. Damit bietet sich die Atmosphäre selbst als eine Strahlungsquelle an, deren Strahlungsintensität über den Beobachtungswinkel einstellbar ist. Diese Eigenschaft wird beim Abgleich nach

---

<sup>1</sup>Auf das Frequenzumschalt-Verfahren [3, 14] wird hier nicht näher eingegangen. Die Gründe hierfür sind das auf schmale Spektrallinien eingeschränkte Einsatzgebiet und die Tatsache, daß bei diesem Verfahren kein aktiver Abgleich im Sinne der hier angesprochenen Methoden stattfindet.

der sog. *Referenzstrahlmethode* (*beam switching*) benutzt, die ausführlich in [43] beschrieben ist. Bei dieser Abgleichsmethode wird die Atmosphäre unter zwei deutlich unterschiedlichen Elevationswinkeln betrachtet. Das unter dem flacheren Winkel, künftig als Signalstrahl bezeichnet, detektierte Spektrum beinhaltet auf Grund des längeren Weges durch die atmosphärischen Schichten sowohl einen höheren Beitrag des troposphärischen Kontinuums als auch eine stärkere Signatur des beobachteten Gases<sup>2</sup> als im Fall des steileren Beobachtungswinkels, künftig als Referenzstrahl bezeichnet.

Um die in beiden Strahlrichtungen gemessenen Intensitäten anzugleichen, wird ein geeigneter Graukörper in Form eines verlustbehafteten, dielektrischen Plättchens der Dicke  $d$  in den Referenzstrahl eingefügt. Das Plättchen liefert infolge seiner thermischen Emission einen zusätzlichen Strahlungsbeitrag und schwächt gleichzeitig das transmittierte Signal. Da das so aufbereitete Referenzspektrum frequenzabhängige Anteile enthält, unterscheidet sich die Auswertung von der durch (3.38) gegebenen. Die nach (3.20) gebildete normierte Differenz enthält bei der Referenzstrahlmethode eine Netto-Spektrallinie, die aus der Differenz der im Signalpfad beobachteten Linie und der im Referenzpfad durch das Plättchen gedämpften Linie, hervorgeht.

Wie im Abschnitt über den Strahlungstransfer beschrieben, läßt sich eine unter einem gegebenen Elevationswinkel gemessene Spektrallinie mit Hilfe des Air-Mass-Faktors  $A$ , gemäß Abbildung 2.5, ausdrücken. Bezeichnet  $T_{lz}$  eine oberhalb der Troposphäre in Zenitrichtung zu beobachtende Linie, so können die im Signal- bzw. Referenzpfad gemessenen Helligkeitstemperaturen, ausgehend von einem Zweischichten-Modell, wie folgt beschrieben werden

$$\begin{aligned} T_s &= \underbrace{T_{lz} A_{ss} e^{-A_{ts} \tau_z}}_{\text{Linie}} + \underbrace{(1 - e^{-A_{ts} \tau_z}) T_t}_{\text{Kontinuum}} \\ T_r &= \underbrace{T_{lz} A_{sr} e^{-A_{tr} \tau_z} e^{-\tau_d}}_{\text{Linie}} + \underbrace{(1 - e^{-A_{tr} \tau_z}) T_t e^{-\tau_d} + (1 - e^{-\tau_d}) T_d}_{\text{Kontinuum}} \end{aligned} \quad (4.1)$$

Darin sind  $A_{ss}$  bzw.  $A_{sr}$  die Air-Mass-Faktoren der Stratosphäre für den Signal- bzw. den Referenzstrahl und entsprechend  $A_{ts}$  und  $A_{tr}$  die Air-Mass-Faktoren der Troposphäre,  $\tau_z$  steht für die Opazität der Troposphäre betrachtet in Zenitrichtung,  $\tau_d$  ist die Opazität des Dielektrikums und  $T_t$  bzw.  $T_d$  sind die aus effektiven physikalischen Temperaturen der Troposphäre bzw. des Dielektrikums für die Beobachtungsfrequenz ermittelten äquivalenten Helligkeitstemperaturen.

Beim Abgleich zwischen Signal und Referenz wird stets dafür gesorgt, daß die als Kontinuum bezeichneten Beiträge gleich groß sind. Das wird grob durch die geeignete Wahl der Dicke des Dielektrikums erreicht. Für den Feinabgleich der im Verlauf einer Messung vorhandenen Fluktuationen des Kontinuums werden die Beobachtungswinkel leicht variiert. Aus (4.1) folgt für die mit der Referenzstrahlmethode gemessene Linienintensität

$$T'_{lz} = \Delta M_{sr} (T'_r + T'_{rec}) \frac{1}{A_{ss} e^{-A_{ts} \tau_z} - A_{sr} e^{-A_{tr} \tau_z} e^{-\tau_d}} \quad (4.2)$$

<sup>2</sup>Es wird vorausgesetzt, daß dieser Winkel geeignet gewählt ist, d. h. gemäß den Ausführungen auf Seite 15.

Wie auch im vorangehenden Kapitel, kennzeichnen die gestrichelten Symbole wieder die aus Messungen gewonnenen Größen. Im Unterschied zu (3.38) ist das Meßergebnis einer mit der Referenzstrahlmethode durchgeführten Messung eine troposphären- und winkelkorrigierte Linie, d. h. eine Linie, wie sie oberhalb der Troposphäre in Zenitrichtung zu beobachten wäre.

#### 4.1.2. Einstellbare Referenzquelle

Ein anderer Ansatz, die Balance zwischen den Strahlungsintensitäten im Signal- und im Referenzpfad herzustellen, ist die Verwendung einer internen Eichreferenz. Diese kann beispielsweise in Form eines relativ kalten (77 K) Schwarzkörpers realisiert werden, der durch ein verlustbehaftetes Dielektrikum einstellbarer Dicke betrachtet wird.

Im Fall der vorliegenden Arbeit wurde eine einstellbare Kalibrierlast, beschrieben im Abschnitt 4.2, entwickelt, die auf einer Überlagerung der Strahlungsintensitäten eines kalten und eines warmen Schwarzkörpers an einem drehbaren Polarisationsgitter basiert. Durch die Wahl eines entsprechenden Gitterwinkels läßt sich die resultierende Helligkeitstemperatur im Bereich zwischen den Temperaturen der kalten und der warmen Last einstellen.

Beiden Verfahren ist gemeinsam, daß ihre Leistungsfähigkeit stark von der Qualität der eingesetzten Schwarzkörper abhängt. Eine wichtige Voraussetzung, die sie für den Einsatz als Eichquelle zu erfüllen haben, ist daher, daß die Referenzspektren keine frequenzabhängigen Komponenten beinhalten und damit eine Auswertung gemäß (3.38) möglich ist.

#### 4.1.3. Gegenüberstellung beider Abgleichsmethoden

Die wohl zur Zeit am häufigsten angewendete Abgleichstechnik ist die Referenzstrahlmethode. Im folgenden soll sie mit dem neu entwickelten, auf einer internen einstellbaren Referenz basierenden Verfahren verglichen werden.

##### Kontrast

Bei der Bestimmung der Höhenprofile aus gemessenen Spektren entscheidet das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) maßgeblich über die erreichbare Höhenauflösung. Im Zusammenhang mit Millimeterwellen-Radiometrie zur Erfassung von Spektrallinien atmosphärischer Gase ist mit dem SNR das Verhältnis zwischen der Stärke der gemessenen Linie und dem, dem Spektrum überlagerten Rauschen zu assoziieren. Als ein geeignetes Maß für die Linienstärke wird der Kontrast eingeführt. Darunter ist die Differenz zwischen der in der Linienmitte gemessenen Intensität und dem Untergrund, also der Intensität weitab von der Linienmitte, zu verstehen.

Aus (4.2) geht hervor, daß sich im Referenzspektrum beim Abgleich mit dem Referenzstrahl immer ein Beitrag der zu messenden Spektrallinie befindet. Bei der

Bildung der normierten Differenz  $\Delta M_{sr}$  wird daher der im Signalspektrum vorhandene Kontrast gemindert. Bei Messungen mit der internen Referenz bleibt der Signalkontrast erhalten.

Für den direkten Vergleich zwischen beiden Abgleichstechniken, und zwar unabhängig von der Wahl der zu messenden Spektrallinie, wird der auf die Linienintensität  $T_{lt}$  bezogene Kontrast verwendet

$$\gamma = \frac{T_s - T_r}{T_{lz}} \quad . \quad (4.3)$$

Zur Kennzeichnung der Referenzstrahlmethode soll nun der Index *bs* (*beam switching*), für das Verfahren mit einstellbaren Referenzquelle der Index *vl* (*variable load*) benutzt werden. Für einen erfolgreichen Abgleich gilt mit (4.1) bei der Referenzstrahlmethode

$$(1 - e^{-A_{ts}\tau_z}) T_t = (1 - e^{-A_{tr}\tau_z}) T_t e^{-\tau_d} + (1 - e^{-\tau_d}) T_d \quad (4.4)$$

bzw. bei der Abgleichstechnik mit einstellbarer Referenz

$$(1 - e^{-A_{ts}\tau_z}) T_t = T_r \quad . \quad (4.5)$$

Damit folgt für den linienbezogenen Kontrast der jeweiligen Methode

$$\gamma_{bs} = A_{ss} e^{-A_{ts}\tau_z} - A_{sr} e^{-A_{tr}\tau_z} e^{-\tau_d} \quad (4.6)$$

und

$$\gamma_{vl} = A_{ss} e^{-A_{ts}\tau_z} \quad . \quad (4.7)$$

Dieser Vergleich belegt, daß das auf der einstellbaren internen Referenz basierende Verfahren immer über einen höheren Kontrast als die Referenzstrahlmethode verfügt.

Abbildung 4.1 zeigt die Rechenergebnisse für die Faktoren  $\gamma$ , ermittelt für unterschiedliche Beobachtungsbedingungen, in Abhängigkeit vom Elevationswinkel des Signalstrahls. Bei der Berechnung wurde die Referenzstrahlmethode dahingehend idealisiert, daß für den Elevationswinkel des Referenzstrahls ein fester Winkel von  $90^\circ$  angesetzt und der Abgleich durch ein stets optimal gewähltes Plättchen gewährleistet wurde. Damit fallen die Ergebnisse ein wenig besser aus, als es bei praktischen Messungen tatsächlich der Fall ist. Die unterschiedlichen Beobachtungsbedingungen wurden durch verschiedene Wasserdampfsäulengehalte repräsentiert. Ausgehend von einem Standard-Winterprofil für mittlere Breiten, das in der Abbildung 4.1 dem Wert von 100% entspricht, wurde durch eine Skalierung in 10%-Schritten der Wasserdampfgehalt stufenweise reduziert. Meßbedingungen, die bei durchgeführten Meßkampagnen für ClO-Beobachtungen als sehr gut geeignet eingestuft wurden, liegen bei etwa 30% bzw. 2.1 mm ausfällbarer Wassersäule. Bei Werten, die höher als 40% liegen, gestaltet sich die Höhenprofilauswertung der ClO-Spektren zunehmend schwieriger. Diese Angaben beziehen sich auf ein System mit 950 K Rauschtemperatur, das im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt wurde. Für die Auswertung von Ozon-Spektren eignen sich selbst Bedingungen jenseits der 100% Marke.

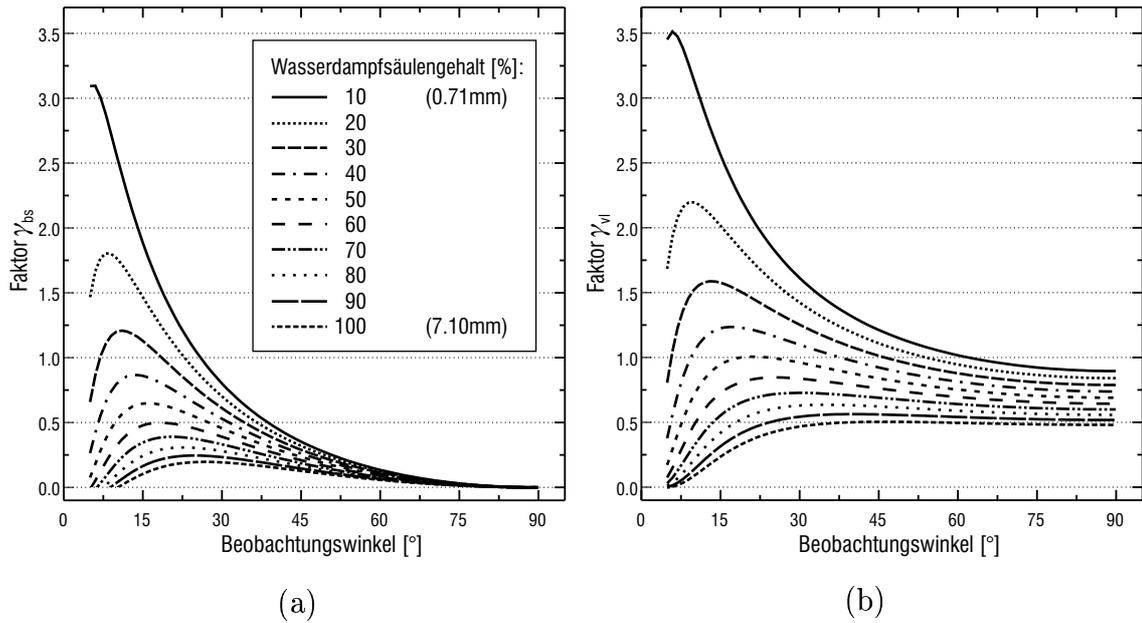


Abbildung 4.1.: Kontrastvergleich zwischen a) der Referenzstrahlmethode und b) der Methode mit einstellbarer Referenz, ermittelt jeweils für unterschiedliche Wasserdampfsäulengehalte.

Im Gegensatz zum Faktor  $\gamma_{vl}$  ist  $\gamma_{bs}$  indirekt auch von der effektiven physikalischen Temperatur der Troposphäre abhängig. Dieser Einfluß bewirkt, daß bei niedrigen Troposphärentemperaturen etwas kleinere Werte für  $\gamma_{bs}$  erreicht werden.<sup>3</sup> Für die in der Abbildung 4.1(a) dargestellten Kurven wurde bei der Berechnung von  $\gamma_{bs}$  die Troposphärentemperatur  $T_t = 260$  K (d. h.  $T_{t,phys} \approx 267$  K für  $f = 278$  GHz) gesetzt. An Hand (4.4) ist auch eine Abhängigkeit von der Temperatur des Dielektrikums zu erwarten. Für niedrigere Temperaturwerte können Plättchen mit höherer Opazität verwendet werden, was nach (4.6) zu einem geringfügig höheren Faktor  $\gamma_{bs}$  führt. Bei der Berechnung der Ergebnisse der Abbildung 4.1(a) wurde angenommen, daß sich das Plättchen auf Umgebungstemperatur (293 K) befindet, was bei einer Frequenz von  $f = 278$  GHz der äquivalenten Helligkeitstemperatur  $T_d = 286$  K entspricht.

Aus den Verläufen der  $\gamma$ -Faktoren lassen sich auch die für die jeweilige Methode und Beobachtungsbedingungen optimalen Elevationswinkel ablesen. Hier zeigt sich, daß diese Winkel bei der Referenzstrahlmethode etwas niedriger sind. Bei einem Wasserdampfsäulengehalt von 30% liegt der optimale Winkel für die Referenzstrahlmethode bei etwa  $14^\circ$ , während er für die Methode mit interner Referenz bei etwa  $17^\circ$  liegt. Für die im Signalpfad gemessenen Helligkeitstemperaturen bedeu-

<sup>3</sup>Bei gegebenen Werten für  $\tau_z$  und  $T_d$  muß nach (4.4) bei fallenden Troposphärentemperaturen  $T_t$  die Dämpfung des Dielektrikums (repräsentiert durch  $\tau_d$ ) niedriger gewählt werden, was letztlich nach (4.6) zu einem verminderten Kontrast führt.

tet dies, daß sie im Fall der Referenzstrahlmethode höher liegen. Das ist sicher für Meßsysteme mit relativ hoher Empfänger-Rauschtemperatur von sehr geringer Bedeutung. Bei extrem rauscharmen Systemen, z. B. mit einem SIS-Mischer, nimmt gemäß der Radiometerformel die Helligkeitstemperatur des zu messenden Objektes einen immer stärkeren Einfluß auf die erreichbare Auflösung. Diese Tatsache sollte auch bei der Bestimmung der optimalen Elevationswinkel mitberücksichtigt werden, und ggf. muß ein geringerer Kontrast zugunsten eines geringeren Rauschens in Kauf genommen werden. Hier ist in Anbetracht der relativ geringen Abnahme des Kontrastes mit wachsendem Elevationswinkel bei der Methode mit interner Last viel Spielraum gegeben. Der steile Abfall der Kontrastwerte rechts vom Optimum in der Abbildung 4.1(a) zeigt dagegen, daß die Wahl des Beobachtungswinkels bei der Referenzstrahlmethode deutlich kritischer ist.

### Auswertung

Bei der Auswertung der mit der Referenzstrahlmethode gemessenen Spektren, gemäß (4.2), wird zwangsläufig eine Troposphären- und Winkelkorrektur mit durchgeführt. Speziell bei der zweiten Korrektur stellt die Krümmung der Atmosphäre ein Problem dar, das sich in den Air-Mass-Faktoren widerspiegelt. Diese sind nach Abbildung 2.5 von der Höhe der betrachteten Atmosphärenschicht abhängig. Die häufig verwendete Näherung  $A_x \approx 1/\sin \alpha_x$  versagt zunehmend bei flachen Beobachtungswinkeln und für große Höhen der emittierenden Schichten. In der Praxis werden daher, ausgehend von einem Zweischichten-Modell, stellvertretend Air-Mass-Faktoren für eine mittlere Höhe der jeweiligen Schicht in (4.2) eingesetzt. Es ist aber zu erwarten, daß diese Näherung zu Auswertefehlern führt.

Bei der Methode mit interner Referenz ist eine Winkelkorrektur nicht unbedingt erforderlich. Sie wird nur dann durchgeführt, wenn Spektren, die unter verschiedenen Beobachtungswinkeln aufgenommen worden sind, integriert werden sollen. In solchen Fällen aber wird die Korrektur auf einen mittleren Elevationswinkel durchgeführt, wodurch die entstehenden Fehler sehr klein gehalten werden [28]. Die anschließende Inversion wird für diesen mittleren Beobachtungswinkel durchgeführt, wobei ein Mehrschichten-Modell der Atmosphäre angewendet wird [33].

### Zwei Strahlen aus der Atmosphäre

Einer möglichst fehlerfreien Auswertung für die Referenzstrahlmethode liegt die Annahme zugrunde, daß die in beiden Strahlwegen beobachtete Atmosphäre homogen ist. Unter der Annahme, daß der Referenzstrahl senkrecht nach oben ausgerichtet ist, kann der horizontale Abstand  $x$  zwischen beiden Meßstrahlen in Abhängigkeit von der Höhe  $h$  über dem Meßstandort und dem Elevationswinkel  $\alpha_s$  des Signalstrahls mit  $x = h/\tan \alpha_s$  angegeben werden. Aus dieser einfachen Beziehung wird deutlich, daß, abhängig von den Beobachtungsbedingungen und damit der Winkeldifferenz zwischen Signal und Referenz, eine Homogenität über einige Kilometer

vorausgesetzt wird. Diese Bedingung ist nicht immer gleich gut erfüllt, was zu Kalibrierfehlern führen kann.

### Stabilität

Neben der angesprochenen Forderung nach der horizontalen Homogenität der Atmosphäre ist bei der Referenzstrahlmethode auch ihre zeitliche Konstanz im Rahmen des Signal-Referenz-Zyklus von Bedeutung. Eine Änderung der Untergrundtemperatur zwischen der Signal- und der Referenzphase führt daher zu Kalibrierfehlern. Damit nimmt die Stabilität der atmosphärischen Bedingungen Einfluß auf die Periodendauer des Kalibrierzyklus.

### Einfluß des Beobachtungsfensters

Aus rein betriebstechnischen Gründen (Temperaturstabilität, Niederschläge) muß das Meßsystem von den Außenbedingungen entkoppelt werden. Das macht den Einsatz eines verlustarmen Fensters für die zu messende Strahlung erforderlich. Bei der Referenzstrahlmethode passieren, abhängig von der Implementierung der jeweiligen Radiometerpfade, beide Strahlen dasselbe Fenster, dessen Einfluß damit leicht herauskalibriert werden kann. Das ist auch beim Einsatz von häufig verwendeten Styroporfenstern erforderlich.

Bei Messungen mit einer einstellbaren Referenzlast kann die Fensterkorrektur häufig nur an Hand ungenau bekannter Parameter erfolgen, da nur ein Strahl das Fenster passiert. Diese Korrekturmaßnahme kann aber durch den Einsatz extrem verlust- und reflexionsarmer Fenster überflüssig werden. In dem im Rahmen der vorliegenden Dissertation entwickelten Meßsystem wurde daher ein geeignetes Foli fenster implementiert. Es besteht aus einer 10  $\mu\text{m}$  dicken Mylar-Folie, die unter Brewsterwinkel im Strahlengang angeordnet ist. Ein Beschlagen des Fensters, auf Grund des bei der Abkühlung der Raumluft kondensierenden Wasserdampfes, wurde durch einen Warmluftstrom auf der Außenseite der Folie verhindert. Mit einem Verlustfaktor  $\tan \delta$  von  $100 \cdot 10^{-4}$  und dem Brechungsindex  $n$  von etwa 1.8 [12, 55] beträgt die Dämpfung der Folie ca. 0.0025 dB und ihre Eigenemission, ausgehend von 300 K für die Temperatur der Folie, liegt bei etwa 0.17 K. Diese Zahlen belegen, daß der Einfluß des Foli fensters vernachlässigt werden kann.

### Frequenzabhängigkeit der Referenzlast

Bei der Bestimmung der Helligkeitstemperatur der Atmosphäre nach (3.39) spielt die spektrale Qualität der verwendeten einstellbaren Referenzlast eine entscheidende Rolle. Wie bereits auf Seite 49 angesprochen, bilden sich etwaige Abweichungen dieser Referenz von dem Verhalten eines Schwarzkörpers direkt im Meßergebnis ab. Das am häufigsten anzutreffende Problem sind Stehende Wellen, die durch Restreflexionen an den verwendeten Absorbern entstehen. Durch eine entsprechende Korrektur, wie in [34] beschrieben, werden stehende Wellen bei der Inversion gemessener Spektren mitberücksichtigt.

Der Vergleich beider Methoden zeigt, daß die im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelte, auf einer einstellbaren Referenzquelle basierende Kalibriermethode, eine sehr attraktive Alternative zu der etablierten Referenzstrahlmethode darstellt und insbesondere bei nicht ganz optimalen Beobachtungsbedingungen eindeutige Vorteile bietet.

## 4.2. Variable Referenzquelle mit einem Polarisationsgitter

Die Grundidee der hier beschriebenen Referenzquelle beruht auf einem quasioptischen Strahlteiler, über den man in einem frei einstellbaren Teilungsverhältnis gleichzeitig zwei unterschiedliche Meßobjekte betrachten kann. Mit Hilfe eines unter  $45^\circ$  im Strahlweg angeordneten Polarisationsgitters, das zudem in der Gitterebene drehbar gelagert ist, läßt sich ein derartiger Strahlteiler realisieren [31].

### 4.2.1. Eigenschaften quasioptischer Drahtgitter

Drahtgitter gehören mit zu den ältesten Komponenten, die für Forschungsarbeiten an elektromagnetischen Wellen benutzt wurden. Schon 1889 hat Heinrich Hertz die Bedeutung ihres Einflusses auf die Wellenausbreitung erkannt. Im Gegensatz zu Anwendungen im Umfeld der Optik, wo die Beugung an Gittern eine dominierende Rolle spielt, ist für die Elektrotechnik meist der Bereich interessant, in dem die Wellenlänge groß gegenüber der Gitterkonstanten ist und Beugungseffekte von untergeordneter Bedeutung sind. Ein umfassender Überblick über die Theorie quasioptischer Drahtgitter ist in [37] gegeben.

Für die hier beschriebene Anwendung als Strahlteiler ist die Eigenschaft der Gitter entscheidend, einfallende Wellen, die parallel zu den Gitterdrähten polarisiert sind, zu reflektieren und die senkrecht polarisierten nahezu ungehindert zu transmittieren.

Ausgehend von der in der Abbildung 4.2 dargestellten Geometrie, hat Wait in [63] den Reflexionskoeffizienten für die parallel zu den Gitterdrähten liegende Feldkomponente einer unter den Winkeln  $\varphi$  und  $\theta$  mit einer beliebigen Polarisation einfallenden Welle ermittelt. Hiernach ist

$$r_{v\parallel} = \frac{-1}{1 + 2\frac{Z_g}{Z_0}} \quad \text{mit} \quad (4.8)$$

$$\frac{Z_g}{Z_0} = j\frac{d}{\lambda} \cos\theta \cos\varphi \left[ \ln \frac{d}{2\pi a} + F\left(\frac{d \cos\theta}{\lambda}, \varphi\right) \right] + \frac{\cos\varphi Z_i d}{\cos\varphi \zeta_0} \quad (4.9)$$

Dieses Ergebnis entspricht dem für eine äquivalente Übertragungsleitung mit der charakteristischen Impedanz  $Z_0 = \zeta_0 \cos\theta / \cos\varphi$  (hierbei ist  $\zeta_0$  der Wellenwiderstand

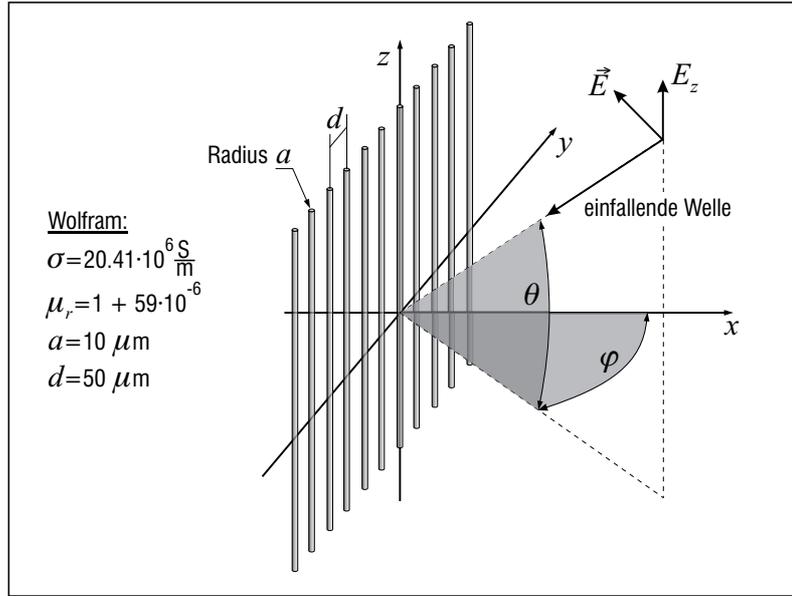


Abbildung 4.2.: Einfall einer linear polarisierten Welle auf ein quasioptisches Drahtgitter [63].

des Freiraumes) und einer dazu quer liegenden wirksamen Impedanz  $Z_g$  ermittelten Reflexionskoeffizienten. Die Variable  $Z_i$  beschreibt die interne Impedanz des Gitters, die aus den Eigenschaften des verwendeten Drahtmaterials resultiert und für die unter Vernachlässigung des Verschiebungsstromes gilt

$$Z_i \approx \frac{1 + j}{2\pi a} \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r \pi f}{\sigma}} \quad (4.10)$$

Der Korrekturfaktor  $F$  ist gegeben durch

$$F\left(\frac{d \cos \theta}{\lambda}, \varphi\right) = \frac{1}{2} \sum_{m=1}^{\infty} \left[ \frac{1}{\sqrt{\left(m + \frac{d \cos \theta \sin \varphi}{\lambda}\right)^2 - \left(\frac{d \cos \theta}{\lambda}\right)^2}} + \frac{1}{\sqrt{\left(m - \frac{d \cos \theta \sin \varphi}{\lambda}\right)^2 - \left(\frac{d \cos \theta}{\lambda}\right)^2}} - \frac{2}{m} \right] \quad (4.11)$$

Die eingesetzten Gitter bestehen aus Wolframdrähten mit dem Radius  $a = 10 \mu\text{m}$  im Abstand  $d = 50 \mu\text{m}$  zwischen den Drahtmitten. Die Permeabilitätszahl von Wolfram beträgt  $\mu_r = 1 + 59 \cdot 10^{-6}$  und die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma = 20.41 \cdot 10^6 \text{ Sm}^{-2}$ . Diese Werte ergeben für die interne Gitterimpedanz bei der Frequenz von 280 GHz  $Z_i \approx 3.7(1 + j) \text{ k}\Omega$ .

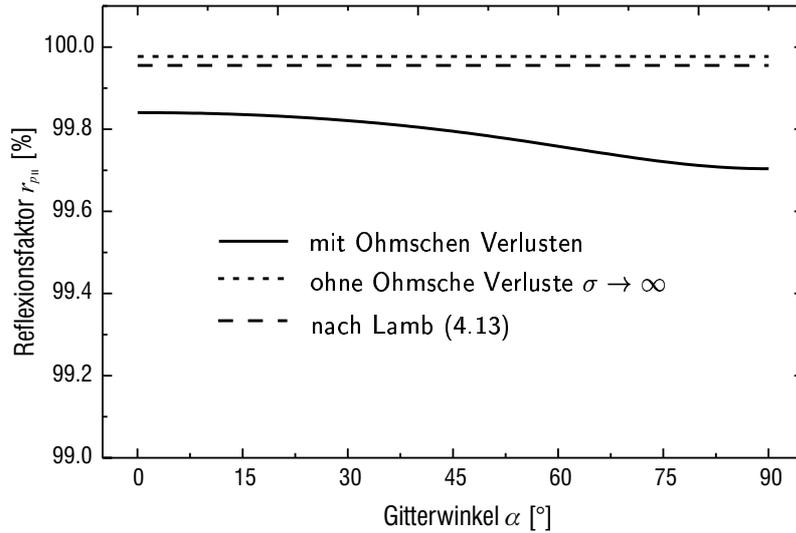


Abbildung 4.3.: Leistungsreflexionskoeffizient des Strahlungsteilers für die zu den Gitterdrähten parallele Feldkomponente einer einfallenden Welle in Abhängigkeit vom Einstellwinkel der Drähte.

Im Fall des betrachteten Strahlteilers steht die Gitterebene unter  $45^\circ$  relativ zur Richtung der optischen Strahlachse. Der Winkel, den die Gitterdrähte mit der Vertikalen einschließen, wird mit  $\alpha$  bezeichnet. Einer Umrechnung auf die in der Abbildung 4.2 definierten Winkel  $\theta$  und  $\varphi$  ergibt

$$\theta = \arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{2}} \sin \alpha\right) \quad \text{und} \quad \varphi = \arctan(\cos \alpha) \quad . \quad (4.12)$$

Hiermit lassen sich die Werte der Funktion  $F\left(\frac{d \cos \theta}{\lambda}, \varphi\right)$  für Winkel  $\alpha$  zwischen  $0^\circ$  und  $90^\circ$  ermitteln. Eine numerische Auswertung zeigt, daß die Größe dieser Werte gegenüber dem Ausdruck  $\ln \frac{d}{2\pi a}$  in (4.9) vernachlässigbar klein ist.

In der Abbildung 4.3 sind die Reflexionskoeffizienten für den Strahlungsteiler berechnet, und zwar einmal mit und einmal ohne Ohmsche Verluste auf Grund der endlichen Leitfähigkeit der Drähte zu berücksichtigen. In beiden Fällen liegen die Werte weit über 99%.

Wird für  $\theta$  und  $\varphi$  der Winkel  $0^\circ$  eingesetzt, d. h. wird eine senkrecht einfallende Welle betrachtet, so folgt für den Leistungsreflexionskoeffizienten einer parallel zu den Gitterdrähten polarisierten Welle

$$r_{p\parallel} = |r_{v\parallel}|^2 = \frac{1}{1 + \left(\frac{2d}{\lambda} \ln \frac{d}{2\pi a}\right)^2} \quad . \quad (4.13)$$

Dieser Ausdruck stimmt mit dem von Lamb bereits 1898 in [36] formulierten Reflexionskoeffizienten überein. Lamb ermittelte auch den Reflexionskoeffizienten für die

zu den Gitterdrähten orthogonale Polarisierung

$$r_{p\perp} = \frac{\left(\frac{2\pi^2 a^2}{\lambda d}\right)^2}{1 + \left(\frac{2\pi^2 a^2}{\lambda d}\right)^2} \quad . \quad (4.14)$$

Für das hier betrachtete Gitter bei einer Frequenz von 280 GHz ergibt dieser Ausdruck  $r_{p\perp} = 0.136\%$ . Aus obigen Betrachtungen folgt, daß man für die Ermittlung der Teilungsverhältnisse des Strahlungsteilers in guter Näherung ein ideales Gitter d. h. mit

$$r_{p\parallel} = 1 \quad ; \quad t_{p\parallel} = 0 \quad \text{und} \quad r_{p\perp} = 0 \quad ; \quad t_{p\perp} = 1 \quad , \quad (4.15)$$

ansetzen kann.

#### 4.2.2. Funktionsprinzip der einstellbaren Referenzlast

Abbildung 4.4 zeigt die geometrische Anordnung der Teilkomponenten der variablen Eichquelle. Danach wird der kalte Schwarzkörper in Transmission durch das quasi-optische Drahtgitter beobachtet, während der warme in Reflexion gesehen wird.

Die von den Lasten in Strahlrichtung emittierten Strahlungsintensitäten sind im zeitlichen Mittel gleichmäßig auf alle Polarisationsrichtungen verteilt. Man kann alle diese Beiträge der jeweiligen Referenzlast in zwei zueinander senkrecht polarisierte Anteile zusammenfassen. Die Polarisationsrichtungen werden dabei so gewählt, daß eine der beiden parallel zu der Projektion der Gitterdrähte in Strahlrichtung liegt. Unter der Annahme eines idealen Drahtgitters wird damit der senkrecht polarisierte Anteil der Strahlung der jeweiligen Referenz vollständig transmittiert, während der dazu orthogonal polarisierte Anteil vollständig reflektiert wird. Der Empfänger des Radiometers, in der Abbildung 4.4(a) symbolisiert durch eine Antenne, kann nur Strahlung in einer Polarisationsrichtung wahrnehmen. Ist  $\alpha$  der Winkel, den die Gitterdrähte mit der vertikalen Achse einschließen und  $\beta$  eine Projektion dieses Winkels in Strahlrichtung, so folgt aus einfachen geometrischen Überlegungen für die gesamte in vertikaler Polarisierung wahrnehmbare Helligkeitstemperatur

$$T_r = T_{cold} \sin^2 \beta + T_{hot} \cos^2 \beta \quad , \quad (4.16)$$

oder alternativ ausgedrückt in Abhängigkeit vom Winkel  $\alpha$

$$T_r = \frac{1}{1 + \tan^2 \alpha} (2T_{hot} + T_{cold} \tan^2 \alpha) \quad . \quad (4.17)$$

Das Polarisierungsgitter ist weitgehend spielfrei gelagert und wird über einen Zahnriemen von einem Gleichstrom-Servomotor angetrieben. Der verwendete Encoder erlaubt bei der hier gewählten 1:4-Übersetzung eine Auflösung von 2000 Positionen pro  $90^\circ$  des Gitterwinkels, also  $0.045^\circ$ . Testmessungen mit einem Laserstrahl haben

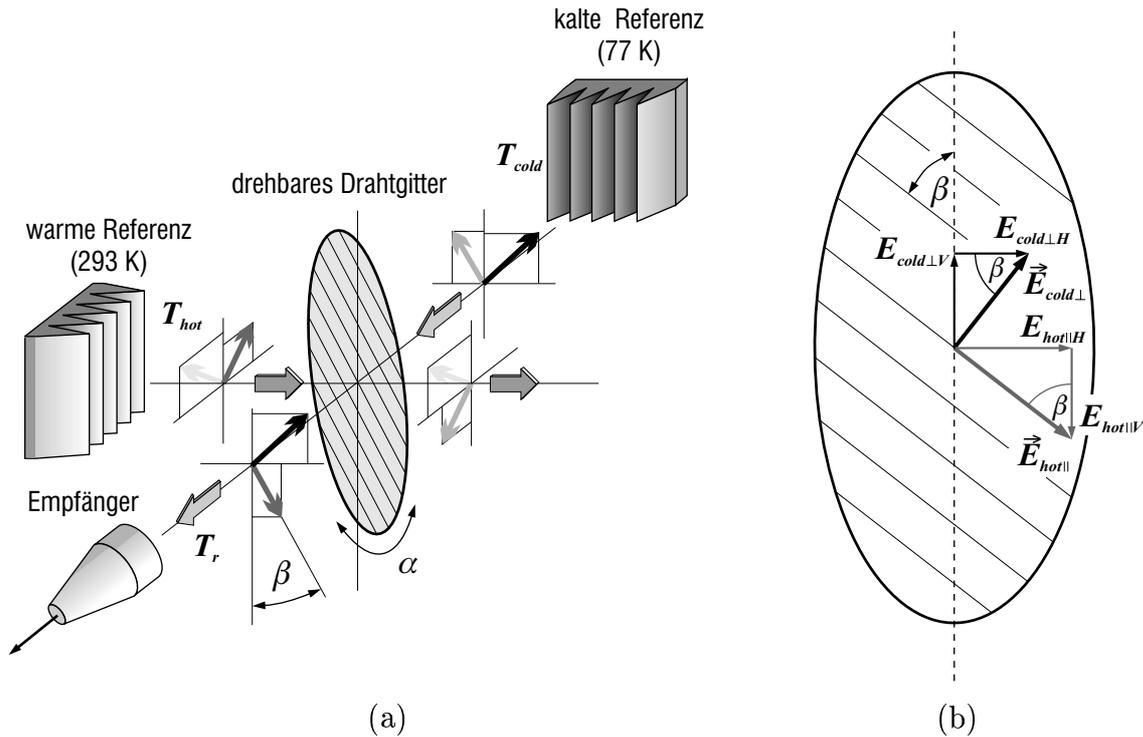


Abbildung 4.4.: a) Anordnung der Komponenten der einstellbaren Referenzlast  
 b) Überlagerung der Beiträge des kalten und des warmen Schwarzkörpers

gezeigt, daß eine Wiederholgenauigkeit von mindestens  $\pm 0.036^\circ$  und eine absolute Abweichung von maximal  $\pm 0.054^\circ$  erreicht wird.

Aus der Ableitung von (4.17) nach dem Winkel  $\alpha$  läßt sich die stärkste Variation der Helligkeitstemperatur  $T_r$  für eine Änderung von  $\alpha$  um einen Einheitswinkel ermitteln. Hieraus resultiert, daß für  $\alpha_{max} = 62.08^\circ$  die Steigung von  $T_r$  am größten ist und beträgt z. B. für  $T_{cold} = 77$  K und  $T_{hot} = 293$  K etwa  $-4.2$  K/°. Aus der Encoderauflösung folgt damit, daß in der Nähe des Winkels  $\alpha_{max}$  die Helligkeitstemperatur  $T_r$  in 0.2 K großen Schritten verändert werden kann. Wird die maximale absolute Abweichung des Antriebes berücksichtigt, so läßt sich ermitteln, daß  $T_r$  mit einer Genauigkeit von  $\pm 0.23$  K eingestellt werden kann, wenn die Helligkeitstemperaturen der Teilreferenzen exakt bekannt sind.

### 4.2.3. Experimentelle Überprüfung der abgeleiteten Zusammenhänge

Zur Überprüfung der in (4.16) bzw. (4.17) angegebenen Abhängigkeit der am Strahlteiler überlagerten Helligkeitstemperatur von dem Anstellwinkel der Gitterdrähte wurde eine Reihe hot-cold kalibrierter Messungen durchgeführt. Bei der anschließenden

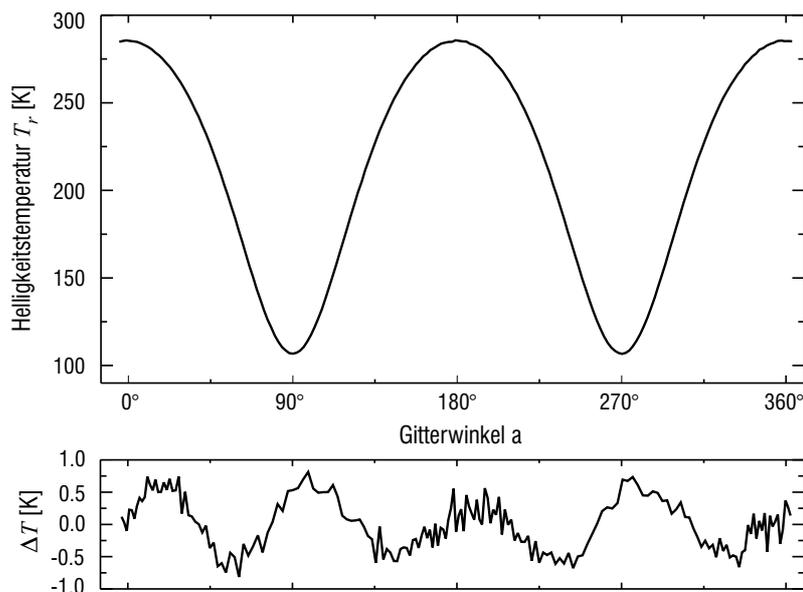


Abbildung 4.5.: Überprüfung der Winkelabhängigkeit der resultierenden Helligkeitstemperatur für die einstellbare Referenzlast. Spektrale Mittelwerte hot-cold kalibrierter Messungen für unterschiedliche Gitterwinkel, oberes Plotfenster; Differenz zum Modell nach (4.17), unteres Plotfenster.

den Auswertung wurden die für unterschiedliche Gitterwinkel gemessenen Spektren jeweils über die gesamte beobachtete Bandbreite gemittelt. Die Ergebnisse einer solchen Meßreihe, aufgenommen für annähernd eine volle Gitterumdrehung, sind in der Abbildung 4.5 zusammengetragen. Für die Mittenfrequenz wurde hierbei ein Wert von etwa 278.6 GHz gewählt. Ein Absorber bei Raumtemperatur wurde bei dieser Messung als der warme Schwarzkörper verwendet. Als kalter Schwarzkörper fungierte ein weiterer Absorber bei etwa 112 K.

In der Abbildung sind Helligkeitstemperaturen eingetragen und weil das Emissionsvermögen der Referenz  $< 1$  ist, liegen die Werte etwa 6-7 K unterhalb der entsprechenden physikalischen Temperaturen. Die Winkelauflösung wurde mit  $2^\circ$  gewählt, um die Gesamtzeit der Messung nicht unnötig lang andauern zu lassen und damit den Einfluß eventuell vorhandener Temperaturdriften beider Schwarzkörper zu minimieren.

Im unteren Teilbild ist die Differenz der Meßergebnisse zu einem nach (4.17) angeftteten Ergebnis dargestellt. Diese zeigt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen dem Modell und der Messung. Die verbleibende Differenz resultiert unter anderem aus Nichtlinearitäten, die bei der Hot-Cold-Kalibrierung unberücksichtigt bleiben. Ein weiterer Fehler ergibt sich aus den Positionierungsgenauigkeiten des Antriebes und aus leichten Driften der Referenzlasten während der Messung, sowie geringfügigen winkelabhängigen spektralen Schwankungen der gemessenen Helligkeitstemperatu-

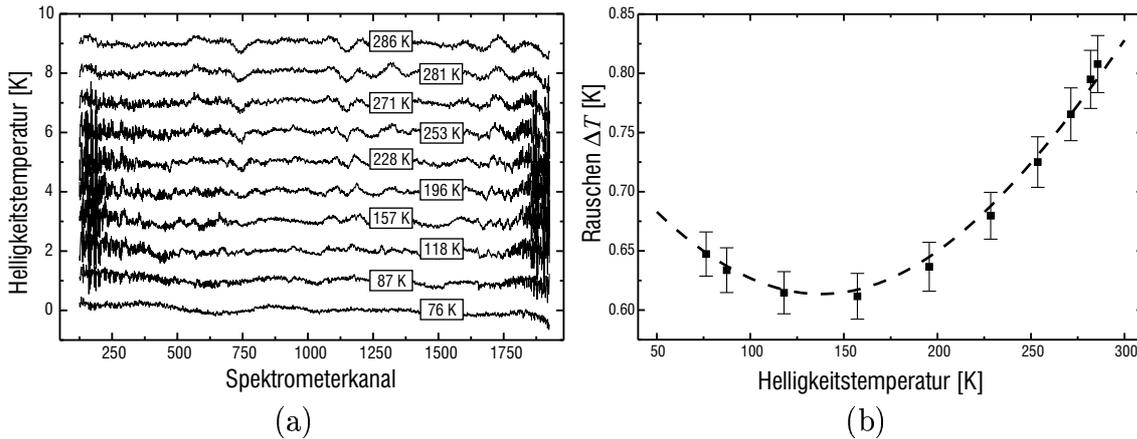


Abbildung 4.6.: Ergänzende Messungen durchgeführt mit Hilfe der einstellbaren Referenzlast: a) Abhängigkeit der Nichtlinearitätsfehler von der Helligkeitstemperatur der zu messenden Objekte bei hot-cold kalibrierten Messungen; b) Überprüfung des Zusammenhanges zwischen dem einer hot-cold kalibrierten Messung überlagerten Rauschen und der Helligkeitstemperatur des Meßobjektes entsprechend (3.6)

ren. Da, wie noch später bei der Beschreibung des Meßablaufes erläutert wird, für die balancierte Kalibrierung eine exakte absolute Zuordnung von Helligkeitstemperaturen zu den eingestellten Gitterwinkeln über den gesamten Winkelbereich nicht zwingend notwendig ist, spielen diese kleinen Abweichungen für die Meßgenauigkeit praktisch keine Rolle.

#### 4.2.4. Erweiterte Einsatzgebiete

Die hier vorgestellte einstellbare Referenzlast hat sich neben ihrer eigentlichen Aufgabe zur Herstellung des Abgleiches bei Atmosphärenmessungen mit balancierter Kalibrierung auch als ein leistungsfähiges Hilfsmittel für weiterführende Untersuchungen am Meßsystem bestens bewährt.

Ein eindrucksvolles Beispiel hierfür gibt eine Meßreihe, bei der die Abhängigkeit der durch differentielle Nichtlinearitäten verursachten Störungen in hot-cold kalibrierten Spektren von der Helligkeitstemperatur der Meßobjekte untersucht worden ist. Die entsprechenden Ergebnisse sind in der Abbildung 4.6 zusammengetragen. Bei dieser Messung waren die Temperaturen der Schwarzkörper der einstellbaren Referenz etwa gleich den Temperaturen der für die Hot-Cold-Kalibrierung verwendeten Referenzquellen. Damit wurde erreicht, daß die einstellbare Referenz im gesamten Wertebereich zwischen der kalten und der warmen Last abgestimmt werden konnte. Für einen übersichtlichen Vergleich wurden die Spektren mit geeigneten vertikalen Offsets versehen, wobei die jeweiligen absoluten Helligkeitstemperaturen mit

eingetragen worden sind. Deutlich zu erkennen ist, daß in der Nähe der Kalibrierpunkte (die oberste und unterste Kurven) die Nichtlinearitätsfehler verschwinden. Das ist insbesondere an den Rändern der Spektren gut sichtbar. Diese Beobachtung entspricht damit den Erwartungen, die aus den im Abschnitt 3.4.4 auf Seite 40 angestellten Überlegungen resultieren.

Ein weiteres Beispiel für einen hilfreichen Einsatz der variablen Last bietet die Überprüfung des im Abschnitt 3.2 hergeleiteten Ausdruckes (3.6) für die Berechnung des den hot-cold kalibrierten Messungen überlagerten Rauschens. Zu sehen ist eine gute Übereinstimmung zwischen den aus Messungen ermittelten Rauschwerten und den nach (3.6) berechneten Ergebnissen.

Nicht zuletzt eignet sich die einstellbare Referenzlast für eine Reihe von Testmessungen zur Optimierung der Meßprozeduren wie z. B. des Abgleichsalgorithmus, ohne auf die Atmosphäre angewiesen zu sein. Diese Unabhängigkeit ist insbesondere dann von großer Bedeutung, wenn die vorherrschenden atmosphärischen Bedingungen solche Untersuchungen erst gar nicht zulassen, was in der Praxis häufig auftritt.

## 5. Das 270-280-GHz-Radiometer

Im Fokus dieses Kapitels steht eine Systembeschreibung des 270-280-GHz-Radiometers, das mit dem Hauptziel der Erfassung von Chlormonoxid-Spektren entwickelt wurde [30]. Im Zuge der bei Meßkampagnen gewonnenen Erfahrungen unterliegt dieses System einer permanenten Weiterentwicklung. Die nachfolgende Beschreibung bezieht sich auf den Stand vom Mai 1997.

### 5.1. Der Empfänger

Die spektrale Auswertung der atmosphärischen Strahlung im Millimeterwellen-Bereich mit einer für die Höhenprofilauswertung ausreichenden Intensitätsauflösung ist zur Zeit nur mit Hilfe einer Umsetzung in einen deutlich niedrigeren Frequenzbereich durchführbar. Für diese Frequenzumsetzung aus dem Millimeterwellen- in den sog. Zwischenfrequenzbereich wird bei dem hier beschriebenen Radiometer ein Heterodyn-Empfänger mit quasioptischer Strahlführung verwendet. Dieses System wurde in Kooperation mit der Firma Radiometer Physics GmbH in Meckenheim entwickelt. Abbildung 5.1 zeigt ein Schaubild des Empfangssystems. Die quasioptischen Komponenten sind für den Gaußschen TEM<sub>00</sub> Grundmode ausgelegt. Sie sind im realen Aufbau im wesentlichen auf zwei übereinander liegenden Ebenen plaziert, wogegen sie im Schaubild zu Darstellungszwecken in einer einzigen Ebene angeordnet wurden.

Das Radiometer ist für den Betrieb in geschlossenen, beheizten Räumen ( $\sim 20^\circ\text{C}$ ) ausgelegt. Die zu messende Strahlung wird über ein nach dem Prinzip eines Periskops angeordnetes Spiegelsystem und ein Folienfenster in den Meßraum geleitet. Die 3-dB-Breite des Empfangsstrahls beträgt etwa  $2.3^\circ$ . Dieser Wert wurde aus der Strahltaile des Eingangstrahls von  $w_0 = 10$  mm rechnerisch ermittelt.

Der um eine horizontale Achse drehbar gelagerte Außenspiegel des Periskops erlaubt über einen sehr präzisen Servoantrieb die Wahl eines entsprechenden Beobachtungswinkels mit einer absoluten Genauigkeit von mindestens  $\pm 0.05^\circ$ . Eine genaue Kenntnis des Beobachtungswinkels ist für eine fehlerfreie Auswertung erforderlich. Nach [33] wirkt sich bei einer Messung unter dem Elevationswinkel von  $15^\circ$  eine Abweichung von dem für die Auswertung verwendeten Wert um  $+0.5^\circ$  in einem relativen Fehler der invertierten Volumenmischungsverhältnis-Profile von  $+3\%$  aus. Dieses Zahlenbeispiel begründet die hohen Ansprüche an die absolute Genauigkeit des Beobachtungswinkels.

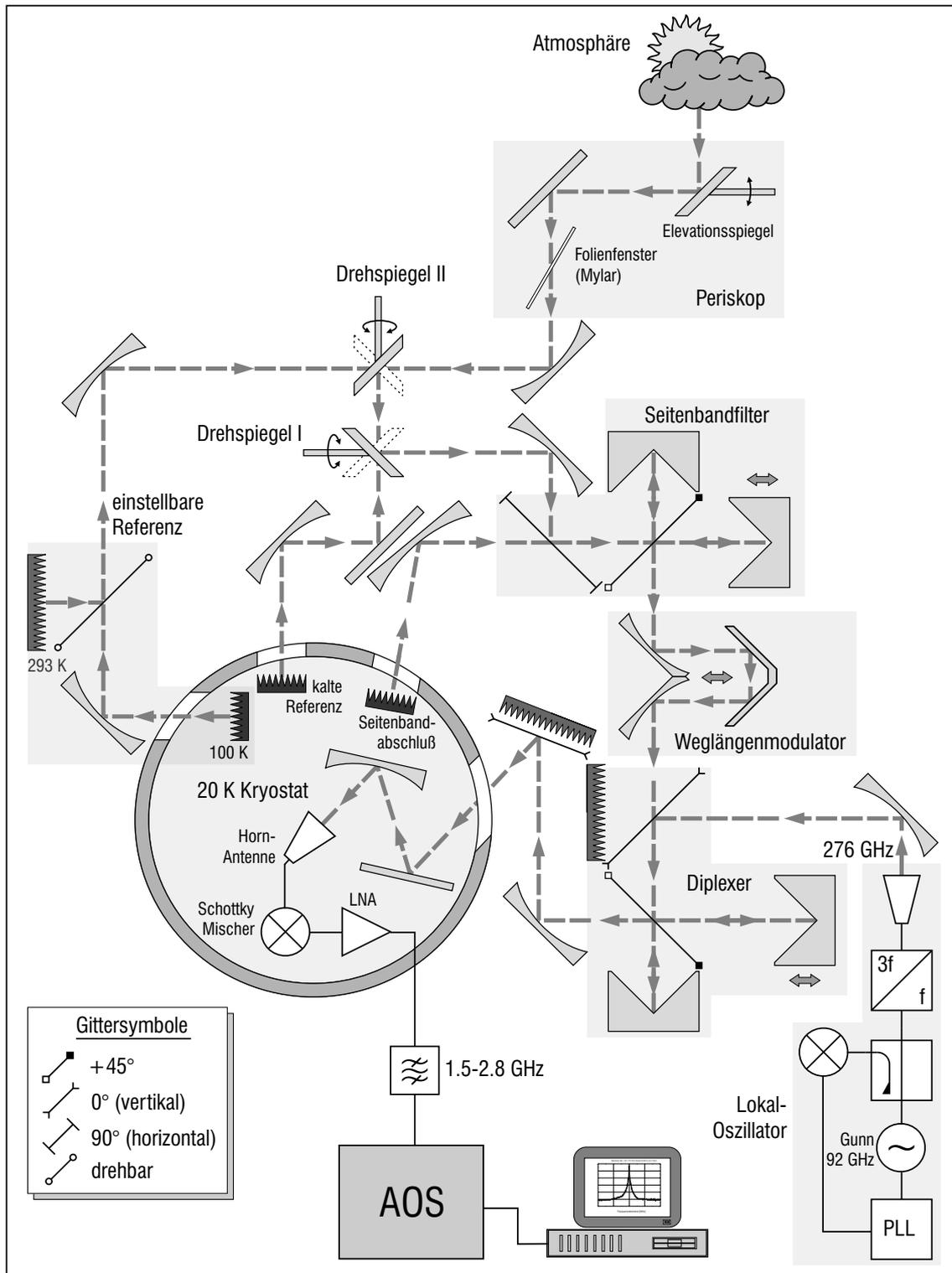


Abbildung 5.1.: Schaubild des 270-280-GHz-Empfängers. Das reale System ist im wesentlichen auf zwei horizontalen Ebenen aufgebaut. Um eine übersichtliche Darstellung zu erreichen, wurden alle Komponenten in einer einzigen Ebene angeordnet. Die Gittersymbole wurden in Anlehnung an [39] gewählt.

Das unter dem Brewsterwinkel angeordnete Folienfenster stellt einen festen Bestandteil des Periskops dar und wurde bereits auf Seite 60 beschrieben. Im Meßbetrieb ist das Periskop starr mit dem restlichen System verbunden, was die Einhaltung hoher Positioniergenauigkeit über die gesamte Meßperiode erleichtert und dabei ohne aufwendige Justageprozeduren auskommt. Beim Aufbau des Systems am Meßort muß lediglich der Bezug zur Horizontalen hergestellt werden, was mit Hilfe einer Präzisionswasserwaage auf  $0.02^\circ$  genau möglich ist. Für künftige Ausbaustufen dieses Systems ist ein zusätzlicher Neigungswinkel-Sensor vorgesehen, der über den ansteuernden Rechner eine permanente Überwachung der Horizontallage des quasioptischen Frontends erlaubt.

Über zwei  $45^\circ$ -Drehspiegel wird das Meßsignal zum Seitenbandfilter geleitet. Der erste der beiden Spiegel dient der Umschaltung zwischen dem Signal- und dem Referenzpfad, d. h. zwischen der Atmosphäre und der einstellbaren Kalibrierquelle. Mit dem zweiten Drehspiegel wird bei der Hot-Cold-Kalibrierung zwischen der kalten Referenz im Kryostat und der warmen unterhalb des Drehspiegels (im Schaubild der besserer Übersichtlichkeit wegen nicht miteingezeichnet) umgeschaltet.

Die Helligkeitstemperatur der kalten Referenz sowie des in unmittelbarer Nachbarschaft plazierten Seitenbandabschlusses und der kalten Teillast der einstellbaren Referenzquelle beträgt jeweils etwa 100 K. Dieser Wert resultiert aus der relativ niedrigen Wärmeleitfähigkeit des verwendeten Absorbermaterials (Tera Hertz Radar Absorbing Material RAM, Thomas Keating Ltd). Die auf Polypropylen-Basis hergestellten Absorberkörper sind zwar rückseitig thermisch mit der 25 K-Stufe der Kältemaschine verbunden, jedoch wird die von außen eingestrahlte Wärme nicht ausreichend gut abgeführt, was zu einer merklichen Erhöhung der Temperatur vorwiegend des oberflächennahen Bereiches führt. Auf Grund der sehr hohen spezifischen Dämpfungswerte des Absorbermaterials trägt aber gerade die oberste Schicht am meisten zu der vom Radiometer „wahrnehmbaren“ Helligkeitstemperatur bei. Die Reflektivität des Absorbers ist im Bereich 0.1-1 THz mit kleiner -30 dB spezifiziert. Messungen bei 475 und 570 GHz ergaben Werte kleiner -55 dB [66] für Einfallswinkel von bis zu  $\pm 15^\circ$ . Die warme Last besteht aus dem gleichen Absorbermaterial. Sie befindet sich auf Umgebungstemperatur und ist in einem thermisch isolierten Behälter auf einem massiven Kupferträger montiert. Dadurch werden kurzzeitige Schwankungen der Raumtemperatur wirksam unterdrückt.

Um die verfügbare Meßzeit möglichst gut nutzen zu können, werden beide Drehspiegel mit sehr schnellen Servosystemen angetrieben. Mit einer Umschaltzeit zwischen den jeweiligen Signalquellen von weniger als 150 ms und einer Integrationszeit von 5 s pro Signalquelle wurde eine sehr zufriedenstellende Zeiteffizienz erreicht.

Als Seitenbandfilter dient ein Martin-Puplett-Interferometer [38, 41]. Der Abschluß des unerwünschten Seitenbandes erfolgt mit Hilfe eines gekühlten Absorbers, der sich im Kryostat befindet und eine Helligkeitstemperatur von ca. 100 K erreicht. Nach der Vorselektion passiert das Signal einen Weglängenmodulator, der zur Unterdrückung von Stehwellen dient. Diese Komponente wird in einem der folgenden Abschnitte genauer beschrieben. An einem weiteren Martin-Puplett-Interferometer, das als Diplexer abgestimmt ist, erfolgt die Überlagerung mit dem Signal des Loka-

loszillators (LO). Das LO-Signal bei etwa 276 GHz wird von einem phasengeregelten 92-GHz-Gunn-Oszillator mit anschließendem Verdreifacher (Tripler) erzeugt. Die Frequenz des Gunn-Oszillators läßt sich durch Variation der Versorgungsspannung und durch eine mechanische Abstimmung in einem Bereich zwischen 90.3-92.6 GHz einstellen. Die LO-Ausgangsleistung beträgt typischerweise etwa 0.5 mW und kann über die Anpassung am Verdreifacher variiert werden. Als Referenz für die PLL dient ein stabiler 100 MHz-Quarzoszillator. Das ausgekoppelte Signal des Gunn-Oszillators wird über einen harmonischen Mischer (9. Harmonische) und mit Hilfe eines HP 83620 Synthesizers auf die Referenzfrequenz konvertiert.

Dem Diplexer folgt ein Polarisationsfilter, das die unerwünschten horizontal polarisierten Signalanteile auskoppelt. Durch ein Folienfenster gelangen beide Signale (das zu messende und LO) in den Kryostaten, wo sich der Mischer und der rauscharme Vorverstärker (LNA) befinden. Beide Komponenten sind thermisch an die kalte Stufe eines zweistufigen Kühlsystems mit geschlossenem Heliumkreislauf gebunden und werden bei etwa 25 K betrieben. Für die Umsetzung des Gaußschen Grundmodes in einen Hohlleitermode im Mischer wird eine konische Hornantenne – ein Dual-Mode-Horn nach [44] – verwendet. Auf den Einsatz eines Rillenhorns wurde auf Grund der extrem schwierigen Herstellung zunächst verzichtet.

Bei dem eingesetzten Mischer handelt es sich um einen rauscharmen Ein-Tor- (single-ended) Schottky-Dioden-Mischer, der im gekühlten Betrieb einen Beitrag zur Empfänger-Rauschtemperatur von etwa 350 K (DSB) liefert. Bedingt durch die Mittenfrequenz des verwendeten Spektrometers liegt der Zwischenfrequenzbereich bei 2.1 GHz, bei einer Gesamtbandbreite von 1 GHz. Die Konversionsverluste des Mixers betragen etwa 6 dB. Ein verschiebbarer Hohlleiterkurzschluß mit Vakuumdurchführung ermöglicht eine Optimierung der Anpassung vor allem beim Frequenzwechsel. Der Arbeitspunkt wird zusätzlich zur LO-Leistung über eine Vorspannung eingestellt. Der rauscharme dreistufige HEMT-Vorverstärker hat einen Gewinn von 32 dB und im gekühlten Betrieb eine Rauschtemperatur von etwa 25 K, was einer Rauschzahl von 0.36 dB entspricht.

Die Rauschtemperatur des gesamten Systems beträgt annähernd 950 K (SSB). Bei einer effektiven Rausch-Kanalbandbreite für weißes Rauschen von 1.8 MHz<sup>1</sup> und einer Sekunde Integrationszeit beträgt die Auflösung für ein Meßobjekt mit der Helligkeitstemperatur von 150 K ca. 0.82 K. Für eine Mindestauflösung von 0.01 K, die für Messungen von Chlormonoxid angestrebt wird, ist mit diesem System eine Integrationszeit von 1.87 Stunden bzw. eine Meßzeit von 4.1 Stunden erforderlich.

## 5.2. Die ZF-Signalaufbereitung

Für einen optimalen Betrieb des Spektrometers muß das im Mischer gebildete Zwischenfrequenzsignal anschließend um annähernd 95 dB verstärkt werden. Bei dieser

---

<sup>1</sup>Die Filterfunktion der AOS-Kanäle ist annähernd Gaußförmig. Der Abstand der Kanäle beträgt etwa 0.7 MHz und die Auflösung (ermittelt aus der Halbwertsbreite der Filterfunktion) liegt bei 1.2 MHz.

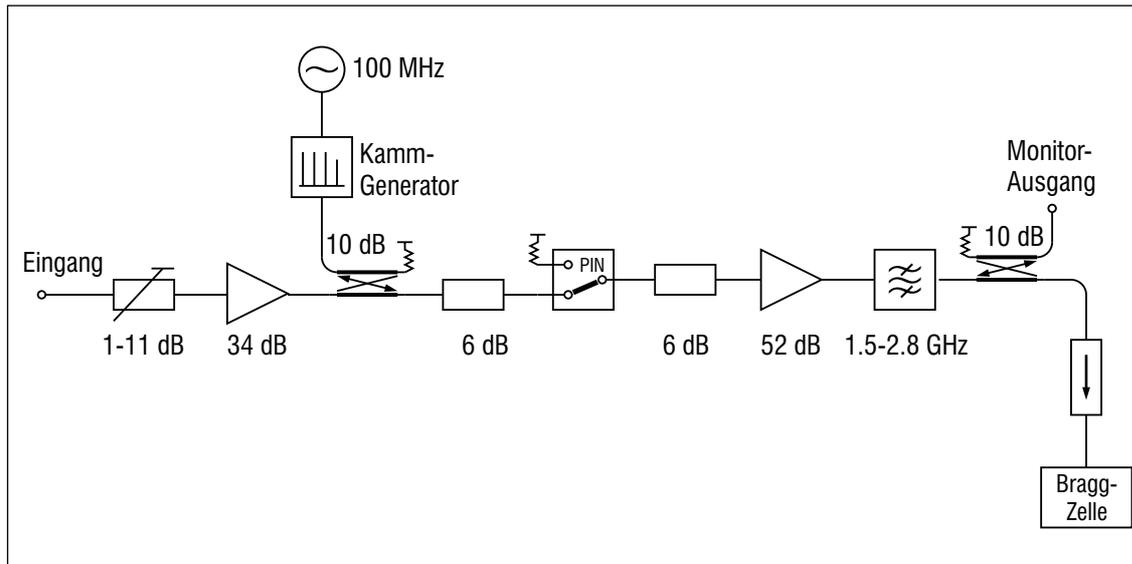


Abbildung 5.2.: Schaltbild der ZF-Signalaufbereitung.

recht hohen Geradeausverstärkung spielt ein hinsichtlich der EMV-Aspekte sorgfältiger Aufbau eine entscheidende Rolle. Schwingneigung und Einstreuungen von Fremdsignalen könnten die Folgen eines unzureichend abgeschirmtes Systems sein. In dem hier vorgestellten System wurden die ZF-Komponenten in einem eigens dafür angefertigten Aluminium-Gehäusesystem bestehend aus mehreren Einzelkammern eingebaut, um die Verstärkungsstufen außerhalb der vorgesehenen Signalwege möglichst effektiv voneinander zu entkoppeln. An montagebedingten Trennstellen des Kammersystems wurden geeignete HF-Dichtungen eingesetzt. Der Anschluß der Versorgungsspannungen erfolgt über zusätzliche Durchführungstiefpässe. Für die ZF-Verbindungen wurden ausschließlich Festmantel-Leitungen mit hohem Schirmmaß verwendet. Das gesamte Kammersystem wird über einen Wasserkreislauf thermostatisiert, um die Stabilität des Systems (Gewinnschwankungen) zu erhöhen.

Abbildung 5.2 zeigt ein vereinfachtes Schaltbild der ZF-Signalaufbereitung. Das einstellbare Dämpfungsglied am Eingang erlaubt eine Feineinstellung des ZF-Pegels, um das Spektrometer optimal ansteuern zu können. Einem relativ rauscharmen 34-dB-Verstärker folgt ein 10-dB-Richtkoppler, über den bei Bedarf ein Kammspektrum eingespeist werden kann. Dieses Spektrum besteht aus den Harmonischen eines sehr stabilen 100-MHz-Quarzoszillators. Es wird für die Frequenzkalibrierung des Spektrometers benötigt. Der nachfolgende PIN-Schalter ist für die Bestimmung des Nullspektrums des AOS erforderlich. Für diese Messung wird die ZF-Kette unterbrochen und der Eingang des nachfolgenden Verstärkers mit dem 50-Ohm-Abschlußwiderstand verbunden. Bei diesem Verstärker handelt es sich um einen Hochleistungsverstärker, der weit unterhalb von seinem 1-dB-Kompressionspunkt (1 W) betrieben wird, um ein möglichst lineares Verhalten zu gewährleisten. Nach einer Bandbegrenzung, die unerwünschte Spektralanteile von dem AOS fernhalten

soll, wird das ZF-Signal über eine Richtungsleitung der Bragg-Zelle zugeführt. Der zusätzliche Monitorausgang wird hauptsächlich zur Kontrolle des ZF-Pegels sowie für breitbandige Messungen verwendet.

### 5.3. Das Spektrometer

In dem hier vorgestellten Radiometer wurde ein akusto-optisches Spektrometer eingesetzt, das am I. Physikalischen Institut der Universität Köln entwickelt wurde [51]. Das Funktionsprinzip wurde in einem der früheren Abschnitte bereits vorgestellt. Das zu untersuchende ZF-Spektrum mit einer Mittenfrequenz von 2.1 GHz wird in 2048 Einzelkanäle aufgespalten, die im Mittel um 700 kHz voneinander entfernt sind. Die Filterkurven der einzelnen Kanäle sind in sehr guter Näherung gaußförmig. Ihre Halbwertsbreite und damit auch die Frequenzauflösung des Systems beträgt etwa 1.2 MHz. Die wirksame Empfangsbandbreite liegt bei 1.8 MHz. Bedingt durch eine ausgeprägte Bandpaßcharakteristik der Bragg-Zelle liegen lediglich 1400 Kanäle innerhalb der 3-dB-Bandbreite. Damit beträgt die Gesamtbandbreite ca. 1 GHz. Für zahlreiche Anwendungen ist aber ein 1.2 GHz breiter Bereich nutzbar, etwa bei der Bestimmung der Perioden langperiodischer Stehwellen in gemessenen Spektren.

Da der Beugungswinkel der Bragg-Zelle stark temperaturabhängig ist, wird das Spektrometer, ähnlich wie die ZF-Signalaufbereitung, thermostatisiert. Hiermit wird gleichzeitig ein stabiler Betrieb der Laserdiode gewährleistet, die sonst bei starken Temperaturänderungen (ca. 5 K) zu einem anderen Longitudinalmode wechselt, was eine Änderung der Frequenzzuordnung zur Folge hätte. Neben der hohen spektralen Auflösung und der großen Bandbreite zeichnet sich das Spektrometer durch eine exzellente Stabilität, Langlebigkeit und Wartungsfreiheit aus.

### 5.4. Unterdrückung stehender Wellen

Ein häufig auftretendes Problem in Radiometersystemen sind stehende Wellen, die vorwiegend durch Fehlanpassungen an Komponenten, aber auch durch nicht perfekte Referenzquellen verursacht werden. Oft wirken sich auch infolge Aperturbegrenzungen parasitär schwach angekoppelte Fabry-Perot-Resonatoren störend auf die gemessenen Spektren aus. Durch die extrem hohe Intensitätsauflösung eines Radiometers werden solche zunächst als vernachlässigbar angenommene Effekte deutlich sichtbar. An der Entstehung solcher parasitären Resonatoren sind vielfach nicht nur Bestandteile des Systems, sondern auch Gegenstände in seinem Umfeld beteiligt. Es ist daher vorteilhaft, das System mit Absorbermaterial von seiner Umgebung abzukoppeln, was zusätzlich zur Verbesserung der Stabilität der Gerätebaseline beiträgt. Nach [24] führen die Mehrfachinterferenzen beim Durchgang eines Strahls durch einen verlustlosen Fabry-Perot Resonator zu einer Intensitätsfunktion

$$I_t = I_0 \frac{(1 - r^2)^2}{1 - 2r^2 \cos \delta + r^4} \quad \text{mit} \quad \delta = \frac{4\pi}{\lambda} nl \quad . \quad (5.1)$$

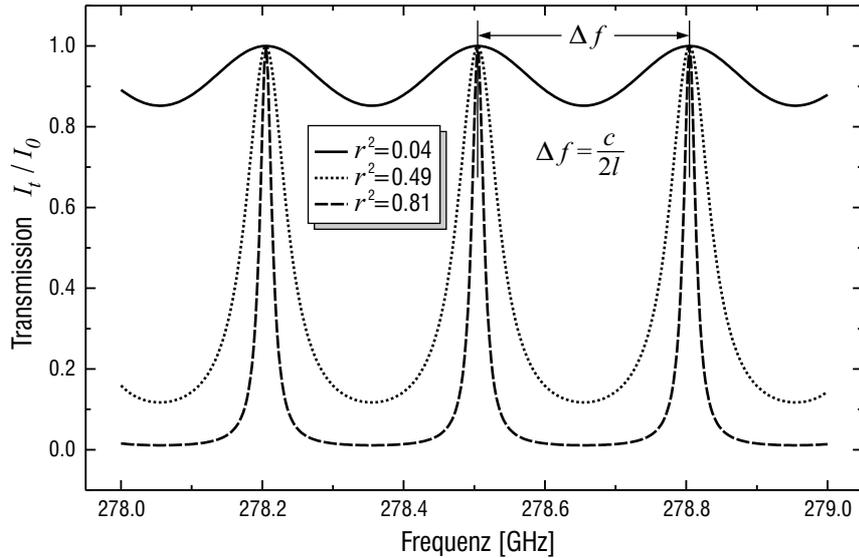


Abbildung 5.3.: Transmission durch einen verlustfreien, luftgefüllten Fabry-Perot-Resonator der Länge 0.5 m für unterschiedliche Reflexionsfaktoren der begrenzenden Flächen.

Darin ist  $I_t$  die Intensität des transmittierten bzw.  $I_0$  des einfallenden Strahls,  $r^2$  ist der Leistungsreflexionsfaktor der Begrenzungsflächen,  $n$  und  $l$  sind der Brechungsindex bzw. die Länge des Resonators.

In der Abbildung 5.3 ist die Transmission eines 0.5 m langen luftgefüllten Fabry-Perot Resonators in Abhängigkeit von der Frequenz für unterschiedliche Reflexionsfaktoren gezeigt. Hieraus wird erkennbar, daß für kleine Werte des Reflexionsfaktors die Funktion einen annähernd kosinusförmigen Verlauf annimmt. Eine Taylorentwicklung nach  $r$  an der Stelle null ergibt

$$I_t = I_0 (1 - 2r^2 + 2r^2 \cos \delta + \dots) \quad . \quad (5.2)$$

Im Zusammenhang mit den hier angesprochenen stehenden Wellen ist eher von sehr kleinen Reflexionsfaktoren auszugehen, so daß ein reiner Kosinusverlauf angenommen werden darf. Aus 5.1 geht hervor, daß die Lage der lokalen Maxima, bezogen auf die Frequenzachse, von der Länge und dem Brechungsindex des wirksamen Resonators abhängig ist. Damit kann aus dem Frequenzabstand  $\Delta f$  benachbarter lokaler Maxima auf die Resonatorlänge  $l$  geschlossen werden. Im Umkehrschluß läßt sich durch eine Variation der Resonatorlänge die Lage der Maxima verändern. Durch eine geeignete periodische Variation der Länge  $l$ , kann daher erreicht werden, daß sich im zeitlichen Mittel die stehenden Wellen gegenseitig nahezu vollständig aufheben. Dieser Effekt läßt sich mit Hilfe eines Weglängenmodulators erzielen, wie er z.B. in dem hier vorgestellten Aufbau eingesetzt worden ist. Er besteht aus vier Spiegeln, die, wie in der Abbildung 5.4 dargestellt, paarweise v-förmig angeordnet sind. Die Lage des unteren Spiegelpaares kann zudem entlang des markierten Pfei-

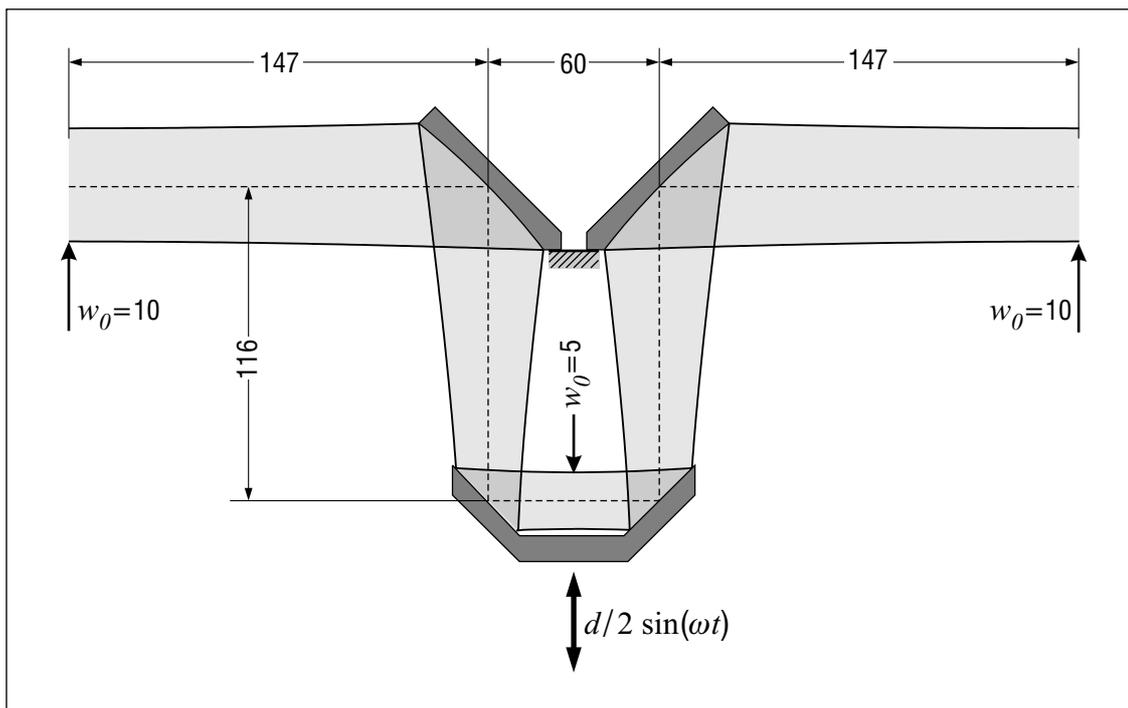


Abbildung 5.4.: Weglängenmodulator zur Unterdrückung von stehenden Wellen im 270-280-GHz-Meßsystem.

les variiert werden. Bei einer Verschiebung des beweglichen Spiegelpaares um den Betrag  $d$  ändert sich die optische Weglänge um  $2d$ .

Die erforderliche Weglängenänderung kann wie folgt ermittelt werden [17]: Es wird angenommen, daß die Lage des beweglichen Spiegelpaares sinusförmig mit der Amplitude  $d/2$  variiert wird und, daß der Resonator luftgefüllt ist. Damit ändert sich die Länge  $l$  des Fabry-Perot-Resonators wie folgt

$$l(t) = l_0 + d \sin(\omega t) \quad , \quad (5.3)$$

wobei  $\omega$  die Kreisfrequenz der Bewegung beschreibt und  $l_0$  die Resonatorlänge in der Ruhelage ist.

Aus (5.2) geht hervor, daß die stehende Welle durch den Kosinusterm beschrieben wird. Dieser Term ändert sich beim Einsatz des Weglängenmodulators mit der Zeit gemäß (5.3), und für seinen zeitlichen Mittelwert, gebildet über mehrere Perioden der Spiegelbewegung, folgt

$$\overline{2r^2 \cos \frac{4\pi fl(t)}{c}} = 2r^2 \cos \frac{4\pi fl_0}{c} \cdot J_0\left(\frac{4\pi fd}{c}\right) \quad . \quad (5.4)$$

Darin kennzeichnet  $J_0$  die Besselfunktion nullter Ordnung. Für eine erfolgreiche Unterdrückung der stehenden Wellen muß dieser Ausdruck möglichst breitbandig

| Nullstelle<br>der Bessel-<br>funktion<br>nullter<br>Ordnung | Amplitude<br>des<br>Weglängen-<br>modulators | Steigung<br>an der<br>Nullstelle | Unterdrückung stehender Wellen<br>an Rändern des<br>ZF-Bereiches |                             |                              | Koppelgrad<br>des<br>Gaußschen<br>Grundmodes |
|---|--|----------------------------------|--|-----------------------------|------------------------------|--|
|   |  |                                  | $J_0(x_n + \frac{4\pi\Delta f}{c} d)$                            |                             |                              |  |
|   | für $f =$<br>278.6 GHz                       |                                  | für $\Delta f =$<br>-0.5 GHz                                     | für $\Delta f =$<br>0.5 GHz | für $\Delta f =$<br>-4.2 GHz | für $f =$<br>278.6 GHz                       |
| $x_n = \frac{4\pi f}{c} d$                                  | $d/2$ [mm]                                   | $-J_1(x_n)$                      | $J_0/10^{-3}$  | $J_0/10^{-3}$               | $J_0/10^{-3}$                | $K_{00}(\Delta z = d)$                       |
| 2.405   | 0.103  | -0.5191                          | +2.2   | -2.3                        | +18.9                        | 99.9998 %                                    |
| 5.520   | 0.236  | +0.3403                          | -3.4   | +3.3                        | -28.5                        | 99.9990 %                                    |
| 8.654   | 0.371  | -0.2715                          | +4.2   | -4.2                        | +35.6                        | 99.9974 %                                    |

Tabelle 5.1.: Auswahl der Amplitude für den Weglängenmodulator

annähernd den Wert 0 ergeben. Für die Amplitude der Weglängenänderung  $d$  müssen also Werte gewählt werden, für die das Argument der Besselfunktion in (5.4) ihren Nullstellen entspricht. Im Normalfall ist  $d \ll l_0$  und damit liegen zwischen zwei Nullstellen der Besselfunktion sehr viele Perioden des Kosinusters. Das bedeutet, daß in der Nähe einer Nullstelle der Besselfunktion der zeitliche Mittelwert nach (5.4) über mehrere Perioden der stehenden Welle sehr klein wird.

Tabelle 5.1 beinhaltet die ersten drei Nullstellen der Besselfunktion nullter Ordnung und die dazugehörigen Amplituden  $d/2$ , mit denen der bewegliche Spiegel hin und her schwingen soll, ermittelt für eine Frequenz von 278.6 GHz. Die Wahl der Nullstelle ist nicht beliebig. Für eine möglichst breitbandige Unterdrückung der stehenden Wellen ist die erste Nullstelle am besten geeignet. Zwar wird die Steigung der Besselfunktion an Nullstellen höherer Ordnung immer niedriger, jedoch ein fester auf die Abszisse abgebildeter Frequenzbereich  $\Delta f$  wird mit wachsendem  $d$  immer breiter und damit die Funktionswerte an den Rändern dieses Bereiches immer höher. Die Tabelle 5.1 belegt zahlenmäßig diese Feststellung. Hier sind die Werte der Besselfunktion und damit gemäß (5.4) der Unterdrückungsfaktor der stehenden Wellen an den Rändern eines 1 GHz breiten ZF-Bereiches für die drei ersten Nullstellen eingetragen. An Hand der ansteigenden Absolutwerte ist die zuvor beschriebene Tendenz leicht nachzuvollziehen. Wird überdies die Wirksamkeit des Weglängenmodulators auch im Spiegelseitenband gefordert, so macht sich die Wahl der Nullstelle noch deutlicher bemerkbar, wie es aus der vorletzten Spalte der Tabelle 5.1 hervorgeht. Aus diesem Zusammenhang werden auch die Grenzen der Unterdrückung der stehenden Wellen mit Hilfe eines einzigen Weglängenmodulators erkennbar. Für Meßsysteme mit einem deutlich höher gewählten ZF-Bereich liegen beide Seitenbänder noch weiter auseinander, woraus eine stark reduzierte Wirksamkeit des Modulators im Spiegelfrequenzband zu erwarten ist. Unter rein mechanischen (kinetischen) Gesichtspunkten ist die erste Nullstelle, verbunden mit der geringsten Amplitude  $d$ , technisch am leichtesten zu realisieren.

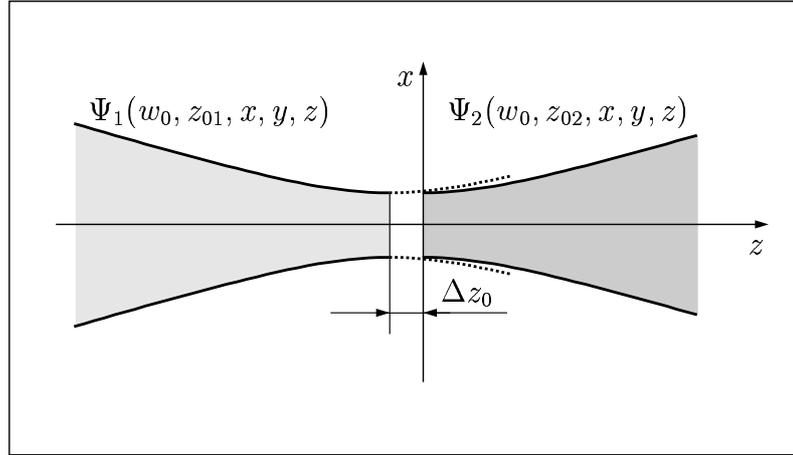


Abbildung 5.5.: Transversalversatz zweier Gaußscher Strahlen.

Die Wahl der Kreisfrequenz  $\omega$  in (5.3) ist abhängig von der Dauer einer Einzelmessphase des Radiometers. Bei der Bestimmung des zeitlichen Mittelwertes in (5.4) wurden mehrere Perioden der Modulatorschwingung vorausgesetzt. Es ist auch leicht einzusehen, daß im Idealfall die Dauer einer Meßphase einem ganzzahligen Vielfachen der Modulatorperiode entsprechen sollte. Der im hier vorgestellten System eingesetzte Weglängenmodulator wird bei einer Meßphasendauer von 1-5 s mit 80 Hz betrieben.

Durch die Weglängenänderung des Strahlenganges, entsteht eine geringfügige Fehljustage, dargestellt schematisch in der Abbildung 5.5. Nach [27] gilt für den Koppelgrad  $K_{00}$  des Gaußschen Grundmodes, in dem hier betrachteten Fall von Strahlen auf einer gemeinsamen optischen Achse,

$$K_{00} = \frac{4}{|w_1 w_2 q|} \quad , \quad \text{mit} \quad q = \frac{1}{w_1^2} + \frac{1}{w_2^2} + \frac{jk}{2} \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad . \quad (5.5)$$

Darin sind  $w_1, w_2$  die Strahlradien bzw.  $R_1, R_2$  die Krümmungsradien der Phasenfronten an der Stelle der Referenzebene. Damit gilt nach [5]

$$K_{00} = \frac{4}{\left( \frac{w_{02}}{w_{01}} + \frac{w_{01}}{w_{02}} \right)^2 + \left( \frac{\lambda}{\pi w_{01} w_{02}} \right)^2 \Delta z_0^2} \quad , \quad (5.6)$$

mit den Strahltaillen  $w_{01}$  und  $w_{02}$ . In dem hier betrachteten Fall ist  $w_{01} = w_{02} = w_0$  und damit vereinfacht sich (5.6) zu

$$K_{00} = \frac{4}{4 + \left( \frac{\lambda \Delta z_0}{\pi w_0^2} \right)^2} \quad (5.7)$$

In der letzten Spalte der Tabelle 5.1 sind die nach (5.7) ermittelten Koppelfaktoren für die jeweiligen Schwingungsamplituden  $d/2$ , d. h.  $\Delta z_0 = d$ , ausgehend von einem

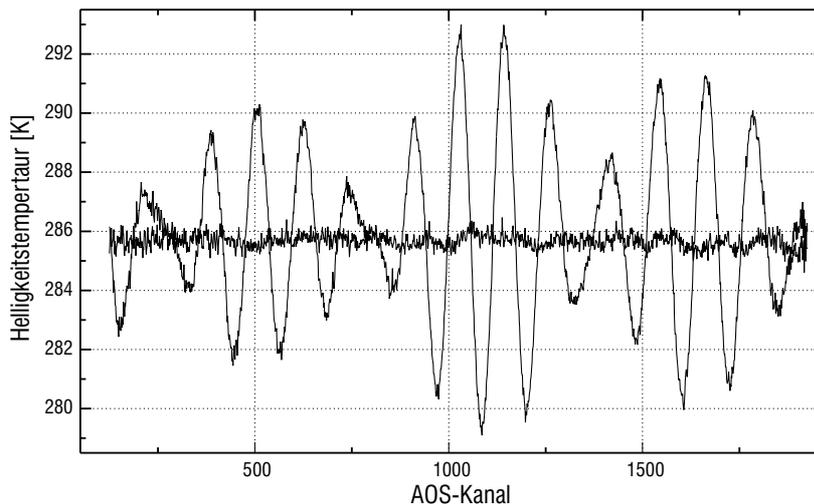


Abbildung 5.6.: Wirksamkeit des Weglängenmodulators, demonstriert an Hand zweier hot-cold kalibrierter Messungen an einem reflektierenden Meßobjekt, aufgenommen mit und ohne aktivierten Weglängenmodulator.

Gaußschen Strahl mit  $w_0 = 5$  mm und für eine Frequenz von 278.6 GHz, eingetragen. Hieraus geht deutlich hervor, daß der Einsatz des Weglängenmodulators praktisch keine Fehljustage des Strahlenganges verursacht.

Der eingesetzte Modulator besteht aus einem präzisen, extrem leichten (25 g) v-förmigen Spiegel, der über einen starken Elektromagneten mit sehr hoher Linearität bewegt wird. Dieser wird von einem Funktionsgenerator angetrieben, der eine exakte Einstellung der Parameter – Amplitude und Frequenz – erlaubt. Mit dem Modulator lassen sich Amplituden bis zu 1 mm und Frequenzen bis in den kHz-Bereich erreichen (selbstverständlich nicht gleichzeitig). Die Auslenkung aus der Ruhelage wird über einen induktiven Weglängensensor kontrolliert, der auch für eine Amplituden-Regelschleife vorgesehen ist. Im Meßbetrieb erfolgt die Feinjustage der Schwingungsamplitude mit Hilfe einer hot-cold kalibrierten Messung an einem stark reflektierenden Meßobjekt. In Abhängigkeit von der Amplitude der den Elektromagneten ansteuernden Spannung wird die mittlere absolute Abweichung des Spektrums aufgezeichnet, die ihr Minimum bei der optimalen Einstellung erreicht.

Abbildung 5.6 zeigt zwei Spektren, die mit Hilfe der Hot-Cold-Kalibrierung an einem auf Umgebungstemperatur befindlichen Meßobjekt aufgenommen wurden. Es ist leicht zu erkennen, daß bei einer der beiden Messungen der Weglängenmodulator entweder nicht im Betrieb war oder zumindest mit einer falschen Amplitude angesteuert wurde.

Die Wirkung des Modulators ist verständlicherweise nur auf die parasitären Resonatoren beschränkt, deren wirksame Längen sich über den Modulator hinweg erstrecken. Daher finden sich in den beobachteten Spektren immer noch, wenngleich deutliche schwächere, stehende Wellen, die in Teilstrecken des Systems entstehen,

deren optische Weglänge nicht moduliert wird. Diese müssen nachträglich bei der Auswertung mitberücksichtigt werden. Das entsprechende Auswerteverfahren ist in [33, 34] beschrieben.

## 5.5. Der Meßablauf

Einer der wesentlichen Vorzüge der bodengebundenen Radiometer ist die Möglichkeit der Langzeitbeobachtungen mit einer hohen zeitlichen Auflösung und Kontinuität. Die einzige Einschränkung sind hierbei die wetterabhängigen Beobachtungsbedingungen. Unter sehr günstigen Umständen sind daher Meßperioden zu erwarten, die sich über mehrere Tag-Nacht-Zyklen erstrecken, an denen ununterbrochen auswertbare Meßdaten gesammelt werden können.

Für eine optimale Nutzung der zur Verfügung stehenden Meßzeit ist deshalb ein weitgehend autark funktionierendes Meßsystem erforderlich, bei dem sich Eingriffe des Operateurs lediglich auf Störfälle und Kontrollaufgaben beschränken. Rechnergestützte Systeme bieten hierfür eine sehr leistungsfähige Basis, die, ergänzt durch eine intelligent agierende Software, alle notwendigen Forderungen erfüllt. Aufgaben, die das Steuersystem zu bewältigen hat, lassen sich in folgende Bereiche gliedern:

- Initialisierung und Beginn des Meßprozesses
- Steuerung des Meßablaufes
- Auslesen unterschiedlicher Meßdaten
- Verarbeitung der Meßdaten und On-line-Darstellung der Zwischenergebnisse
- Protokollierung der Meßergebnisse
- Kommunikation mit dem Anwender

Im folgenden werden einige der wichtigsten Teilaufgaben näher erläutert, die das Meßsystem beim Ablauf einer Serie von Messungen durchzuführen hat.

### 5.5.1. Einstellung des optimalen Beobachtungswinkels

Am Anfang einer Meßserie bestimmt das System aus der am Meßort (im Freien) ermittelten Temperatur  $T_e$  den optimalen Elevationswinkel  $\varphi_{opt}$  und stellt ihn ein. Dieser Winkel läßt sich aus (4.7) herleiten. Dazu wird ein vereinfachtes Zweischichten-Modell angenommen und die Air-Mass-Faktoren  $A_{s_s}$  und  $A_{t_s}$  durch  $1/\sin\varphi$  ersetzt. Hierbei ist zu beachten, daß diese Näherung bei flachen Beobachtungswinkeln, d. h. kleiner  $15^\circ$ , zunehmend ungenau wird. Nach [28] betragen die relativen Fehler dieser Näherung bei  $15^\circ$  in dem für die Messungen relevanten Höhenbereich bis zu 12%. In diesem Winkelbereich, also  $< 15^\circ$ , ist die Abnahme des Kontrastes bei

kleiner werdenden Winkeln deutlich stärker, als es die Näherung vorgibt. Aus der Ableitung von (4.7) nach  $\varphi$  folgt für den optimalen Elevationswinkel

$$\sin \varphi_{opt} = \tau_z \quad . \quad (5.8)$$

Der unter diesem Winkel gemessene Beitrag des troposphärischen Kontinuums  $T_{cont}$  ist gegeben durch

$$T_{cont}(\varphi_{opt}) = T_t (1 - e^{-1}) \quad . \quad (5.9)$$

Die Troposphärentemperatur  $T_t$  in dem hier angenommenen Zweischichten-Modell wird aus der Temperatur am Meßort  $T_e$  mit Hilfe von (2.7) und (2.28) ermittelt

$$T_t = \frac{hf}{k} \frac{1}{e^{\frac{hf}{k(T_e - 10 \text{ K})}} - 1} \quad . \quad (5.10)$$

Der Wert von 10 K ist empirisch ermittelt und erlaubt mit einer ausreichenden Genauigkeit die Temperatur der Troposphäre aus  $T_e$  abzuschätzen. Je nach Standort und Beobachtungsbedingungen, z.B. ob sich der Meßort innerhalb oder außerhalb der polaren Vortex befindet, kann dieser Wert um etwa 10 K schwanken. Wie jedoch anschließend gezeigt wird, sind Fehler in der Troposphärentemperatur in dieser Größenordnung für die Ermittlung des optimalen Elevationswinkels unkritisch.

Aus einem zusätzlich, unter einem nicht zu flachen Elevationswinkel  $\varphi_1$  aufgenommenen Spektrum, läßt sich dann der Winkel  $\varphi_{opt}$  aus

$$\sin \varphi_{opt} = \sin \varphi_1 \ln \frac{T_t}{T_t - T_{cont}(\varphi_1)} \quad (5.11)$$

ermitteln. Dieser Wert wird anschließend eingestellt und kann bei Bedarf geringfügig korrigiert werden, bis die Messung den nach (5.9) ermittelten Kontinuumsbeitrag liefert.

Wie bereits angesprochen ist anzunehmen, daß die Troposphärentemperatur nach (5.10) nicht exakt die tatsächlich vorhandenen Verhältnisse wiedergibt. Als Konsequenz wird der Elevationswinkel nicht ganz optimal eingestellt sein und die Messung wird mit einem etwas niedrigeren Kontrastfaktor  $\gamma_{vl}$  nach (4.7) erfolgen. Ist  $\Delta T_t$  der bei der Bestimmung der Troposphärentemperatur entstandene Fehler, so folgt für die relative Einbuße beim Kontrastfaktor

$$\Delta \gamma_{vl,rel} = \frac{\gamma_{vl}(\varphi_{opt}) - \gamma_{vl}(\varphi'_{opt})}{\gamma_{vl}(\varphi_{opt})} = 1 + \left[ 1 + \frac{\Delta T_t}{T_t} (1 - e) \right] \cdot \ln \left[ e^{-1} + \frac{\Delta T_t}{T_t} (e^{-1} - 1) \right] \quad . \quad (5.12)$$

Abbildung 5.7 zeigt die Ergebnisse für  $\Delta \gamma_{vl,rel}$  ermittelt für unterschiedliche Werte der Troposphärentemperaturen in Abhängigkeit von  $\Delta T_t$ . Hieraus wird deutlich, daß die Einbuße beim Kontrastfaktor für die zu erwartenden Fehler vernachlässigbar gering ist.

Im Verlauf der Messung wird der Beitrag des Kontinuums fortwährend kontrolliert und bei einer stärkeren, beständigen Änderung, die auf eine Veränderung des

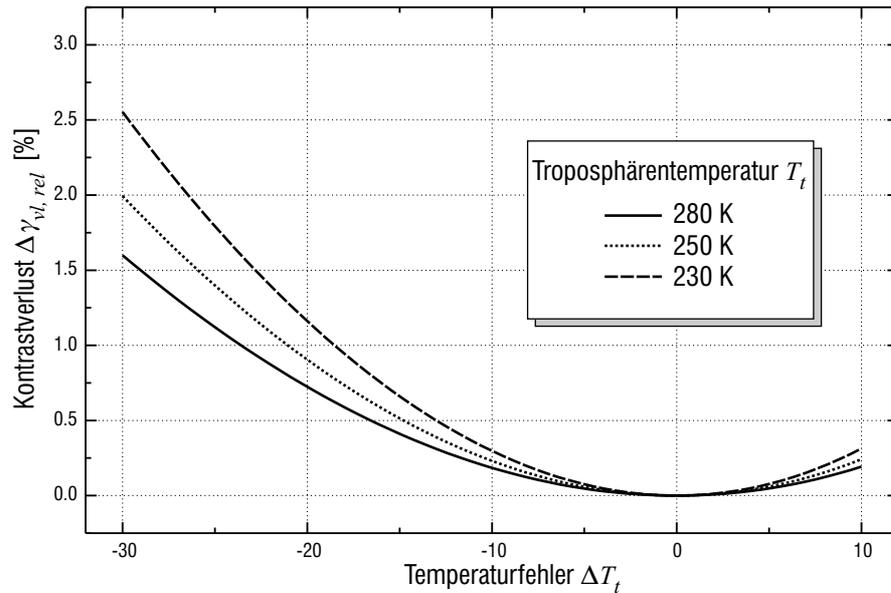


Abbildung 5.7.: Kontrastverluste bei der Wahl des optimalen Beobachtungswinkels mit einer falsch angenommenen Troposphärentemperatur.

Wasserdampfgehaltes der Troposphäre schließen läßt, kann ein neuer optimaler Beobachtungswinkel eingestellt und eine neue Meßserie gestartet werden.

In diesem Kontext sind aber folgende Zusammenhänge zu beachten: Bei Messungen sehr schwacher Signaturen, wie das z. B. für die ClO-Liniengruppe zutrifft, ist für das Erreichen einer Mindestauflösung, die bei der Inversion noch zu aussagekräftigen Profilen führt, eine relativ lange Integrationszeit erforderlich. Bevor die nach (3.38) ermittelten Helligkeitstemperaturen integriert werden können, muß eine Troposphärenkorrektur vorgenommen werden, da sich die Beobachtungsbedingungen während dieser langen Integrationszeit i. allg. ändern. Das bedeutet aber nicht, daß die Ergebnisse jeder einzelnen Fünf-Sekunden-Phase korrigiert werden müssen, sondern nur, daß entsprechend den zeitlichen Schwankungen der Beobachtungsbedingungen eine Aufteilung der Meßdaten in größere vorintegrierte Blöcke durchgeführt werden muß.

Die verwendete Korrekturroutine berücksichtigt mehrere Schichten in der Troposphäre und ist daher relativ genau [28,33]. Hierbei erfolgt im wesentlichen ein Abzug des Beitrages des Kontinuums und eine Skalierung entsprechend der Dämpfung der Troposphäre. Es ist auch zu beachten, daß bei dieser Operation das Rauschen mit-skaliert wird. Diese Tatsache muß bei der Aufintegration der korrigierten Spektren durch entsprechende Gewichtungsfaktoren berücksichtigt werden.

Wurde während der Integrationszeit der Beobachtungswinkel verändert, so muß zusätzlich zu der Troposphärenkorrektur eine Winkelkorrektur vorgenommen werden. Diese ist nur näherungsweise mit einem Einschichten-Modell für die emittierende Schicht möglich und führt daher zur Fehlern, die sich insbesondere bei sehr

flachen Beobachtungswinkeln stark bemerkbar machen. Ist der Elevationswinkel dagegen unverändert geblieben, so können alle troposphärenkorrigierten Datenblöcke aufintegriert werden. Das im Forschungszentrum entwickelte und für die Auswertung eingesetzte Inversionsprogramm [33] berücksichtigt die Winkelabhängigkeit und ermittelt die Höhenprofile unter Einbeziehung der höhenabhängigen Air-Mass-Faktoren. Die durch eine Winkelkorrektur verursachten Fehler entfallen deshalb.

Werden die oben angesprochenen Aspekte berücksichtigt, so lassen sich folgende Regeln für die Wahl des Elevationswinkels aufstellen:

- Der Beobachtungswinkel sollte eher etwas steiler gewählt werden, da sich gemäß der Abbildung 4.1(b) in unmittelbarer Nähe des Optimums der Kontrast nicht mehr deutlich verbessern läßt. Statt dessen droht die Gefahr, bei einer Verschlechterung der Beobachtungsbedingungen in dem steil abfallenden Abschnitt der Kontrastkurven zu messen, zumal dieser Abfall auf Grund des Air-Mass-Faktors noch etwas stärker als der hier mit  $1/\sin \varphi$  berechnete verläuft.
- Nach Möglichkeit sollte der Beobachtungswinkel nur selten verändert werden, um die Notwendigkeit der Winkelkorrektur zu vermeiden.

### 5.5.2. Der Abgleichsalgorithmus

Bevor die eigentliche Messung beginnt, muß die variable Referenzquelle kalibriert und auf einen Anfangswert gesetzt werden, der aus dem eingestellten Beobachtungswinkel resultiert und durch (5.9) gegeben ist. Dazu werden zwei hot-cold kalibrierte Messungen für die Gitterwinkel  $\alpha = 0^\circ$  und  $\alpha = 90^\circ$  durchgeführt, um hieraus  $T_{hot}$  bzw.  $T_{cold}$  entsprechend (4.17) zu bestimmen. Die Temperaturen der Schwarzkörper werden permanent kontrolliert. Bei eventuell auftretenden größeren Änderungen wird die hier beschriebene Kalibrierung erneut durchgeführt. Der für den optimalen Beobachtungswinkel einzustellende Gitterwinkel ist gegeben durch

$$\tan \alpha = \sqrt{2 \frac{T_{hot} - T_{cont}(\varphi_{opt})}{T_{cont}(\varphi_{opt}) - T_{cold}}} \quad (5.13)$$

Für die Überprüfung des Abgleiches werden die Signal- und die Referenzmessung nach der Hot-Cold-Methode kalibriert. Aus der Differenz  $\Delta T_{sr}$  der spektralen Mittelwerte beider Helligkeitstemperaturen wird die notwendige Korrektur  $\Delta \alpha$  des Gitterwinkels ermittelt. Bei Messungen sehr starker Signaturen werden für die Berechnung der Mittelwerte lediglich Bereiche weitab von der Linienmitte berücksichtigt. Für die Winkelkorrektur gilt

$$\Delta \alpha = \Delta T_{sr} \frac{4 \tan \alpha (T_{cold} - T_{hot})}{(2 \cos \alpha + \tan \alpha \sin \alpha)^2} \quad (5.14)$$

Im praktischen Einsatz erweist sich ein zusätzlicher Skalierungsfaktor für die Winkelkorrektur  $\Delta \alpha$  als sehr nützlich. Damit verursachen sporadisch auftretende Ausreißer

in den Messungen keine unnötig großen Gitterwinkel-Korrekturen. Für eine optimale Nutzung der verfügbaren Meßzeit würde auch eine Mindestgröße für  $\Delta T_{sr}$  festgelegt, die erst überschritten werden muß, bevor der Abgleichsvorgang aktiviert wird.

### 5.5.3. Hot-Cold-Kalibrierung

Aus (3.38) folgt, daß für die Berechnung der Helligkeitstemperatur der Troposphäre die Kenntnis der Empfänger-Rauschtemperatur und der Helligkeitstemperatur der Referenz benötigt werden. Beide Größen werden in festgelegten zeitlichen Abständen mit Hilfe der Hot-Cold-Kalibrierung bestimmt. Die Häufigkeit ist von der Systemstabilität und auch der Beständigkeit der Beobachtungsbedingungen abhängig. Im Abschnitt 4.2.3 wurde bei der Erläuterung der Meßergebnisse auf Seite 67 argumentiert, daß eine exakte Kenntnis der Gitterwinkel-Helligkeitstemperatur-Zuordnung über den gesamten Winkelbereich nicht zwingend erforderlich ist. Durch die in regelmäßigen Abständen (5-10 min) durchgeführte Hot-Cold-Kalibrierung stehen aktuelle Helligkeitstemperaturwerte der einstellbaren Referenz zur Verfügung. Zwischen den Kalibrierpunkten werden die Hot- bzw. Cold-Spektren für die Ermittlung der Differenz  $\Delta T_{sr}$  in (5.14) und damit der Überprüfung des Abgleiches weiterverwendet. Sie sind dann zwar nicht ganz aktuell, jedoch sind die für das Signal- und das Referenzspektrum entstehenden Fehler gleich und beeinflussen daher nicht die für den Abgleich ermittelte Differenz  $\Delta T_{sr}$ . Die Schwankungen der Untergrundtemperatur  $T_{cont}$  und damit der eingestellten Referenzwerte  $T_r$  sind in der Zeitskala der Hot-Cold-Kalibrierung eher gering. Aus den für die Kalibrierpunkte ermittelten Helligkeitstemperaturen der einstellbaren Referenz und den zwischen den Kalibrierpunkten eingestellten Gitterwinkeln  $\alpha$  lassen sich die zugehörigen Werte für  $T_r$  mit ausreichender Genauigkeit bestimmen.

### 5.5.4. Frequenz-Kalibrierung

Die Frequenzkalibrierung des Spektrometers wird mit Hilfe eines Kammgenerators in regelmäßigen zeitlichen Abständen durchgeführt. Neben den Modensprüngen der Laserdiode ist die Temperaturabhängigkeit des Ablenkwinkels der Bragg-Zelle eine weitere Quelle für eventuelle Fluktuationen der Frequenzskala. Eine Temperaturstabilisierung zeigt hier lediglich eine begrenzte Wirkung, da die Leistung des zu messenden Signals bereits den Deflektor erwärmt und damit starke Leistungsfluktuationen des zu analysierenden Signals sich auf die geringfügige Frequenzzuordnung der Kanäle auswirken können. Neben den in früheren Kapiteln angesprochenen Nichtlinearitäten des A/D-Wandlers ist das ein weiterer Grund, den Arbeitspunkt möglichst konstant zu halten.

Der Frequenzkamm besteht aus höheren Harmonischen eines präzisen 100-MHz-Quarzoszillators. Unter der Annahme einer gaußförmigen Filterfunktion der AOS-Kanäle (im hohen Maße zutreffend) werden an den Stellen des Auftretens der Harmonischen im Spektrum aus den Amplitudenwerten dreier benachbarter Kanäle (der

mit der lokal höchsten Amplitude und sein linker und rechter Nachbarkanal) die zugehörigen Frequenzwerte berechnet. Auf Grund leicht unterschiedlicher Offsets gerader und ungerader AOS-Kanäle ist es daher wichtig, das gemessene Kammspektrum um das Nullspektrum zu korrigieren. Zwischen den aus Harmonischen ermittelten Stützstellen wird linear interpoliert.

Da die erforderliche Meßprozedur relativ kurz ist und damit nicht wesentlich zur Verlängerung der Gesamtmeßdauer beiträgt, wird sie im Zeitraster der Hot-Cold-Kalibrierung durchgeführt. Langzeitbeobachtungen zeigen, daß die Stabilität der Frequenzkalibrierung über längere Zeiträume (mehrere Tage) besser als  $\pm 0.1$  Kanalabstände, d. h. etwa 70 kHz, ist.

### 5.5.5. Zwischenergebnisse und Protokollierung der Meßdaten

Für eine schnelle Kontrolle der laufenden Meßserie sind unter anderem möglichst aussagekräftige On-line-Spektren erforderlich. Damit können Fehleinstellungen und Ausfälle rechtzeitig erkannt werden und die verfügbare Meßzeit geht nicht für unbrauchbare Messungen verloren. Es erweist sich daher als sehr hilfreich, neben den für die nachträgliche Auswertung bestimmten Meßdaten Zwischenergebnisse zu ermitteln und sie on line darzustellen.

Eine endgültige Auswertung gemessener Spektren läßt sich häufig erst nach dem Ende einer Meßserie effizient gestalten. Aus zeitlichen Verläufen einer Meßserie lassen sich häufig weitere Informationen gewinnen, die während der Integrationszeit noch nicht zur Verfügung stehen. Dazu zählt z.B. die zeitliche Entwicklung der Beobachtungsbedingungen, die die Vorintegration vor der Troposphären- und ggf. der Winkelkorrektur bestimmt.

Die inzwischen preiswert verfügbaren großen und schnellen Massenspeicher erlauben es, neben den Zwischenergebnissen auch sämtliche Rohspektren mitzuprotokollieren. Das erweist sich auch bei der Suche nach Ursachen für sporadisch auftretende systematische Effekte als sehr vorteilhaft. Darüber hinaus ist es möglich, nachträglich unter Anwendung unterschiedlicher Auswertalgorithmen aus den Rohdaten integrierte Spektren für die Inversion zu berechnen.

### 5.5.6. Zeitoptimierung

Angesichts der für eine ausreichende Intensitätsauflösung häufig erforderlichen langen Integrationszeiten ist es notwendig, die verfügbare Meßzeit möglichst optimal zu nutzen. Aus der Tatsache, daß für die Unterdrückung der Gewinnschwankungen eine permanente Kalibrierung erforderlich ist, resultiert eine Verlängerung der Meß- gegenüber der Integrationszeit um den Faktor 0.5. Zusätzlich müssen Totzeiten berücksichtigt werden, die bei der Umschaltung zwischen dem Signal- und dem Referenzpfad entstehen. Diese reduzieren den Nutzungsfaktor weiter. Aus diesem Grund ist es nötig für die Drehspiegel besonders schnelle Antriebe zu verwenden

und die Anzahl der Umschaltvorgänge durch eine möglichst lange Dauer der einzelnen Meßphasen klein zu halten.

Zusätzlich zu diesen Totzeiten sind noch die oben angesprochenen Kalibrier Routinen und der Abgleich zwischen Signal und Referenz zu berücksichtigen. Diese sollten ebenfalls auf ein notwendiges Minimum reduziert werden. Hierbei helfen Erfahrungswerte, die entsprechenden Meßparameter wie z. B. die Häufigkeit der Frequenz- oder Hot-Cold-Kalibrierung oder auch die maximale zulässige Abweichung zwischen Signal und Referenz zu bestimmen. Um die Meßzeit nicht unnötig zu verlängern, sollten auch alle notwendigen Auswertalgorithmen und Protokolliervorgänge während der Integrationsphasen durchgeführt werden. Positiv wirken sich in diesem Zusammenhang mit Multitasking arbeitende Rechnersysteme aus, die z. B. die Datensicherung im Hintergrund durchführen.

Abschließend zeigt ein stark vereinfachtes Flußdiagramm in der Abbildung 5.5.6 den gesamten Meßablauf. Ergänzend ist hinzuzufügen, daß wichtige Systemparameter, die den zeitlichen Ablauf einer Meßserie wesentlich bestimmen, sowie für die Auswertung erforderliche Angaben beinhalten, in Initialisierungsdateien zusammengehalten werden. Sie werden vor dem Beginn einer Meßserie eingelesen und stellen einen Bestandteil des Protokolls dar. Diese Vorgehensweise ermöglicht es häufig verwendbare Parametersätze zu erstellen, die in Abhängigkeit von dem Meßziel und den Beobachtungsbedingungen gewählt werden können. Die Hauptmeßschleife wird nur für den Beginn einer neuen Meßserie oder auf Anforderung des Operateurs verlassen. Das ist zu jedem Zeitpunkt möglich, im Diagramm jedoch nicht explizit eingezeichnet.

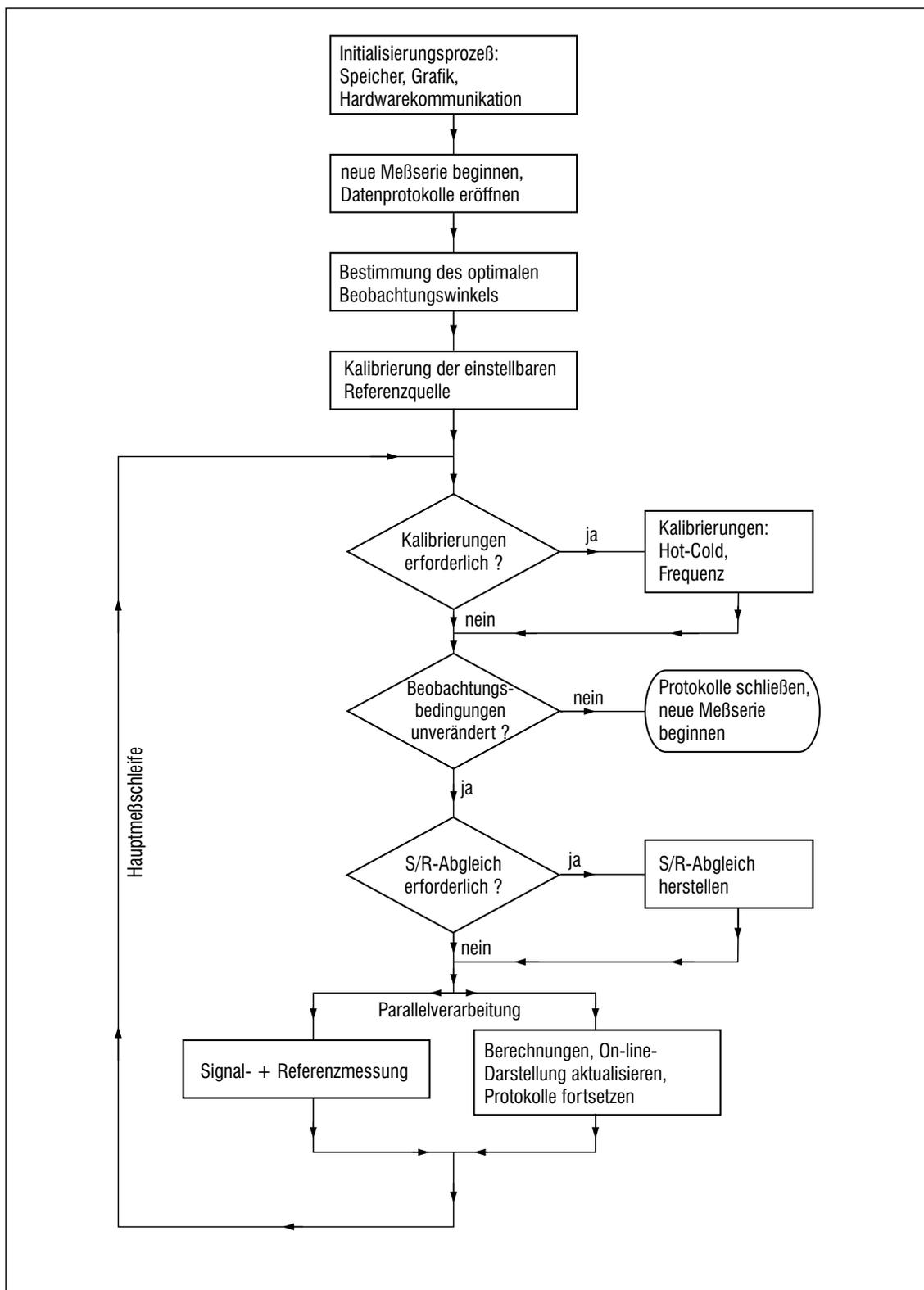


Abbildung 5.8.: Programmablauf für Langzeitmeßbetrieb mit balancierter Kalibrierung.

## 6. Messungen zur Erfassung atmosphärischer Gase

Das im Rahmen der vorliegenden Dissertation entwickelte 270-280-GHz-Radiometersystem wurde bereits bei zwei polaren Meßkampagnen eingesetzt. Die erste fand von Mitte Februar bis Anfang April 1996 in Kiruna ( $67.8^{\circ}\text{N}$ ,  $20.4^{\circ}\text{O}$ ) statt, die zweite im März 1997 auf Spitzbergen in Ny-Ålesund ( $78.9^{\circ}\text{N}$ ,  $11.9^{\circ}\text{O}$ ). In diesem Kapitel werden die wichtigsten Ergebnisse dieser Meßkampagnen zusammengetragen.

Die Hauptziele der Messungen in Kiruna waren die Erfassung der Emissionsspektren von Chlormonoxid und die Systemerprobung im praktischen Einsatz. Es wurden daher neben ClO-Spektren auch die weiteren Spurengase wie  $\text{O}_3$ ,  $\text{N}_2\text{O}$  und  $\text{HNO}_3$  gemessen. An Hand der in Kiruna gewonnen Erkenntnisse über das Meßsystem und im Hinblick auf die (damals) bevorstehende Meßkampagne in Ny-Ålesund wurde das Radiometer weiterentwickelt, was sich in einer verbesserten Qualität der aufgenommenen Spektren widerspiegelt.

Die Messungen auf Spitzbergen dienten einem internationalen Vergleich mehrerer bodengebundener ClO-Radiometersysteme, daher wurden nahezu ausschließlich ClO-Spektren gemessen. An dem Vergleich nahmen Forschungsgruppen aus den USA, Japan und Deutschland teil [26].

Abbildung 6.1 zeigt ein mit Hilfe einer Vorwärtsrechnung ermitteltes Spektrum für den Frequenzbereich, in dem das Radiometersystem bei den Messungen in Kiruna abgestimmt werden konnte. Für diese Berechnung wurden sehr gute Beobachtungsbedingungen angenommen, d. h. 30% des Wasserdampfsäulengehaltes des Standard-Winterprofils für mittlere Breiten.

Das Spektrum wird von zahlreichen starken Ozonsignaturen dominiert, die sich insbesondere bei Messungen schwacher Spektrallinien im Spiegelseitenband dieser Linien störend bemerkbar machen. Bei der Bestimmung des Frequenzbereiches für die Messungen eines gewählten Spurengases muß diese Tatsache mitberücksichtigt werden, da das Seitenbandfilter den Spiegelfrequenzbereich nicht in seiner gesamten Breite vollständig unterdrückt.

### 6.1. Chlormonoxid

Bei der Abstimmung des Empfängers auf die zu messende Spektrallinie wird die Frequenz des lokalen Oszillators häufig so gewählt, daß sich diese Signatur in der

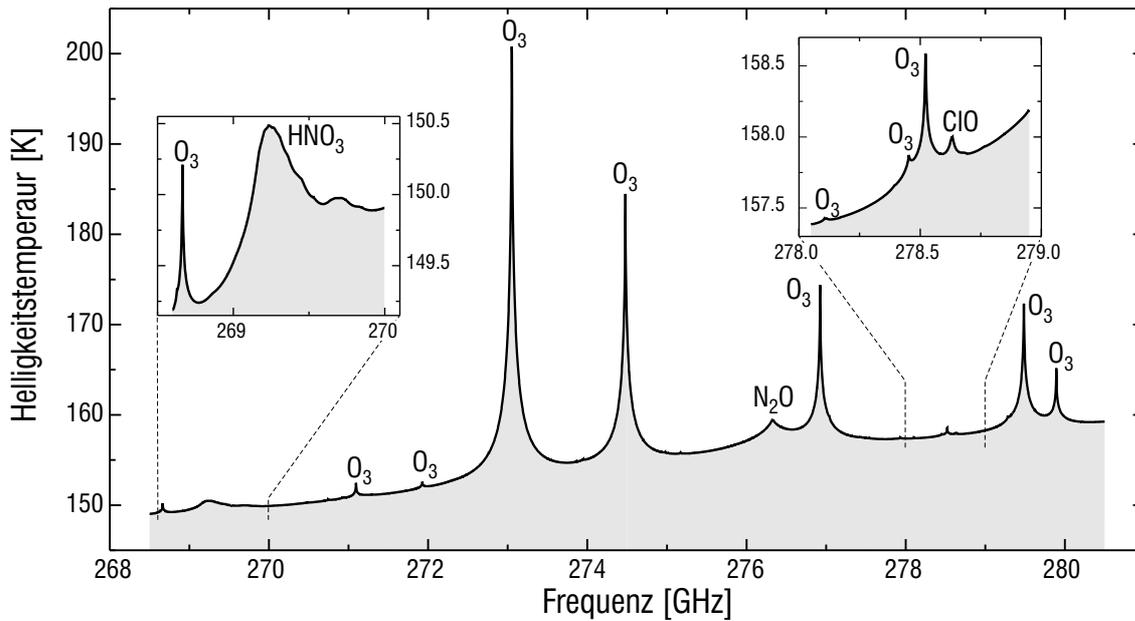


Abbildung 6.1.: Rechnerisch ermitteltes Spektrum für den Abstimmbereich des 270-280-GHz-Radiometers. Auf Grund der geringen Intensitäten wurden die Frequenzbereiche in der Umgebung der ClO- und der HNO<sub>3</sub>-Liniengruppe vergrößert dargestellt.

Mitte des Zwischenfrequenzbereiches befindet. Für den Fall der ClO-Liniengruppe bei 278.631 GHz ergibt sich mit der Mittenfrequenz des AOS von 2.1 GHz und beim Empfang im oberen Seitenband eine LO-Frequenz von 276.531 GHz.

In der Abbildung 6.2(a) sind ausgehend von dieser Frequenzlage synthetische ClO-Spektren für unterschiedliche und unterschiedlich eingestellte Seitenbandfilter zusammengetragen. Das durchgezogene dargestellte Spektrum stellt den Idealfall dar, d. h. es wurde ausgehend von einem Filter, das das gesamte Spiegelseitenband vollständig unterdrückt und das Empfangsseitenband verlustfrei transmittiert, berechnet. Das gepunktete und das gestrichelte Spektrum wurden für ein unterschiedlich abgestimmtes Martin-Pupplet-Interferometer ermittelt. Die entsprechenden Filtereinstellungen sind der Abbildung 6.2(c) zu entnehmen. Im Fall des gepunktet dargestellten Spektrums wurde das Seitenbandfilter so eingestellt, daß die 274.478-GHz-Linie von Ozon im Spiegelseitenband maximal unterdrückt wird. Da der Frequenzgang des Filters bereits auf geringe Änderungen der Wegdifferenz  $\Delta x$  sehr empfindlich reagiert, wurde zusätzlich noch ein weiterer Fall berechnet. Hierbei wurde eine Abweichung von etwa +0.03 mm von der für die optimale Unterdrückung der 278.478-GHz-Linie gewählten Einstellung angenommen. Das für diesen Fall berechnete Spektrum ist gestrichelt dargestellt. Es zeigt, daß infolge der zu geringen Dämpfung des Filters (20.54 dB) die Ozonsignatur aus dem unteren Seitenband im Spektrum erscheint. Auf Grund ihrer relativ hohen Intensität beeinflusst sie stark

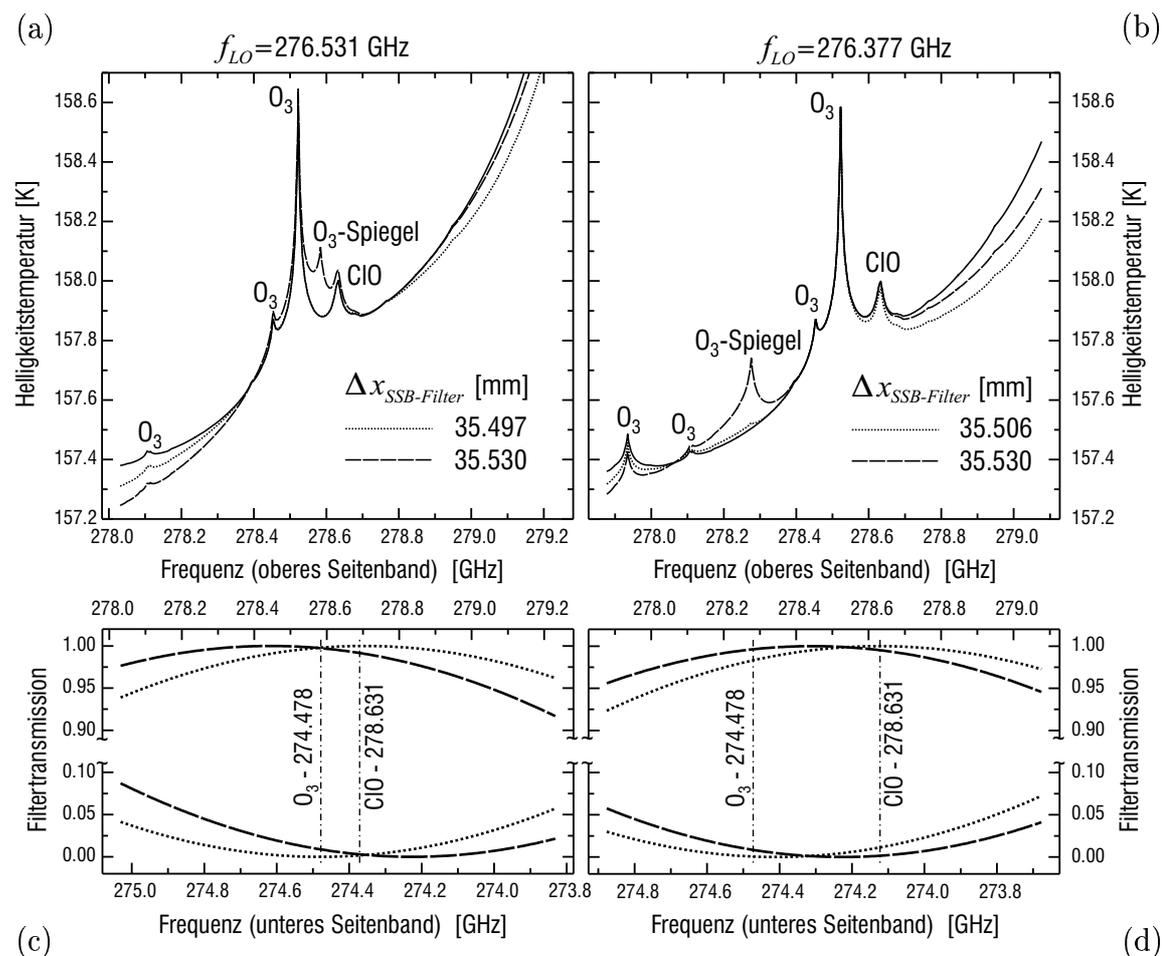


Abbildung 6.2.: Unterschiedliche Empfängerabstimmungen für ClO-Messungen. a) Spektren berechnet für den Fall, daß die ClO-Signatur exakt in der Mitte des Empfangsbereiches liegt. Die Berechnung erfolgte für verschiedene Einstellungen des Seitenbandfilters, dargestellt als Transmissionsfrequenzgang in c). b) und d) ist analog zu a) und c) jedoch berechnet für den Fall, daß die ClO-Signatur bei einer um 154 MHz höheren Zwischenfrequenz empfangen wird.

die benachbarte ClO-Signatur. Bei der Inversion gemessener Spektren wird zwar der Einfluß des Spiegelseitenbandes mitberücksichtigt, jedoch ist hierfür eine sehr exakte Angabe über die Seitenbandunterdrückung und die Mischerkonversionsverluste erforderlich. Diese steht i. allg. nur mit unzureichender Genauigkeit zur Verfügung, wodurch eine zusätzliche Fehlerquelle entsteht. Im übrigen ist eine Abweichung von 0.03 mm nicht als außergewöhnlich groß anzusehen, wenn berücksichtigt wird, daß die Längendifferenz beider Interferometerarme doppelt gerechnet werden muß, d. h. die hier angenommene Abweichung würde bereits bei einer Änderung der Lage des beweglichen Spiegels um lediglich 15  $\mu\text{m}$  erreicht. In diesem Kontext

ist zu berücksichtigen, daß sich Schwankungen der Umgebungstemperatur ebenfalls auf die geometrische Anordnung der Komponenten auswirken. Ausgehend von einem Temperatur-Ausdehnungskoeffizienten für Aluminium von  $23.58 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  und einer Temperaturdifferenz von 10 K, sowie der geometrischen Längendifferenz von 18 mm folgt eine wirksame Änderung der Wegdifferenz  $\Delta x_{SSB\text{-}Filter}$  von  $8.4 \mu\text{m}$ . Hinzu kommt, daß die dargestellten Berechnungen von idealisierten Interferometern ausgehen, d. h. sie wurden ohne die Kreuzpolarisationseffekte zu berücksichtigen durchgeführt. Damit ist zu erwarten, daß die Seitenbandunterdrückung auch bei einer perfekten geometrischen Ausrichtung endlich bleibt und ein Bruchteil der unerwünschten Ozonlinie trotzdem sichtbar wird.

Für die hier beschriebene CIO-Messung ist es daher günstiger, die LO-Frequenz so zu wählen, daß der Abstand der CIO-Signatur zu der 274.478 GHz-Linie im ZF-Bereich größer wird. In der Abbildung 6.2(b) wurden Spektren für eine Lokaloszillator-Frequenz von 276.377 GHz berechnet. Analog zu dem bereits besprochenen Fall mit  $f_{LO} = 276.531 \text{ GHz}$  wurden, neben der Berechnung für ein ideales Seitenbandfilter, zwei weitere für ein unterschiedlich abgestimmtes Martin-Pupplet-Interferometer durchgeführt. Bei dem gepunktet dargestellten Spektrum wurde das Seitenbandfilter auf eine maximale Transmission bei der Mittenfrequenz der CIO-Signatur eingestellt. Das gestrichelte Spektrum wurde für eine leichte Fehleinstellung, entsprechend dem Fall aus der Abbildung 6.2(a), ermittelt. Auch hier ist die Ozonlinie aus dem unteren Seitenband gut sichtbar, allerdings ist ihr Einfluß auf die CIO-Liniengruppe deutlich geringer, da beide Signaturen um ca. 350 MHz voneinander entfernt sind gegenüber den 50 MHz im Fall  $f_{LO} = 276.531 \text{ GHz}$ . Damit kann sich lediglich der niederfrequente Linienflügel der Ozonlinie, mit bereits stark abnehmenden Intensitäten, der CIO-Signatur überlagern.

Die im folgenden dargestellten Messungen wurden daher mit der zuletzt besprochenen Einstellung durchgeführt. Abbildung 6.3(a) zeigt CIO-Spektren, die am 01. und am 02. März 1996 in Kiruna aufgenommen wurden. Um einen besseren Vergleich zu ermöglichen, wurde eine der Kurven vertikal verschoben. Während das untere Spektrum vorwiegend während der Nachtstunden gemessen worden ist, umfaßt die Meßzeit des oberen Spektrums den darauffolgenden Tag. Vor der Integration wurden die gemessenen Spektren troposphären- und winkelkorrigiert. Die Beobachtungswinkel lagen zwischen  $18\text{-}25^\circ$ , daher wirken sich die im vorangehenden Kapitel angesprochenen Fehler bei der Winkelkorrektur nicht besonders stark aus. Das Nachtspektrum hat eine Integrationszeit von etwa 5 Stunden, das Tagesspektrum lediglich 3.5 Stunden, da eine drastische Verschlechterung der Beobachtungsbedingungen weitere Messungen verhinderte.

Beiden Spektren sind noch starke stehende Wellen überlagert, aus denen sich nur die der CIO-Liniengruppe benachbarte Ozonlinie bei 278.522 GHz als eine deutliche Signatur hervorhebt. Die CIO-Signatur ist zunächst lediglich im Tagesspektrum als eine sehr schwache Spektrallinie wahrnehmbar. Beim genaueren Hinsehen fällt jedoch auf, daß die Ränder beider Spektren leicht zur Deckung gebracht werden können, während der mittlere Frequenzbereich des Tagesspektrums, deutlich höher liegt.

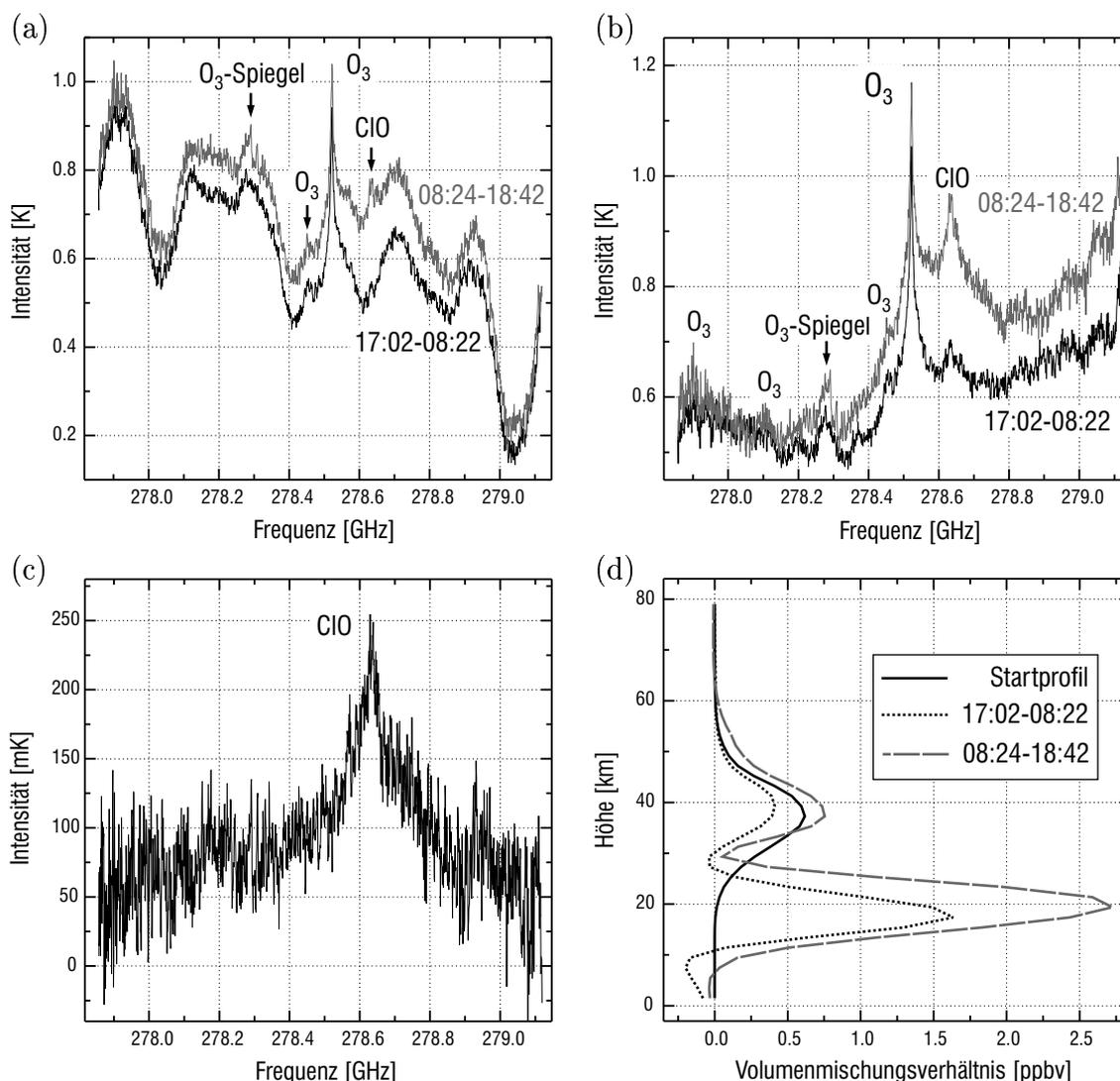


Abbildung 6.3.: CIO-Messungen aufgenommen in Kiruna am 01./02. März 1996. a) integrierte Rohspektren für eine Nacht- und eine Tagesmessserie. b) dieselben Spektren, jedoch stehwellenkorrigiert. c) Tag-Nacht-Differenz der Rohspektren aus (a) – die stehenden Wellen kompensieren sich größtenteils. d) Höhenprofile, ermittelt aus den gemessenen Spektren.

Da alle Messungen unter relativ gleichbleibenden Bedingungen aufgenommen wurden, d. h. sowohl die gemessene mittlere Untergrundtemperatur als auch die Umgebungsparameter des Radiometers blieben unverändert, ist die Gerätebaseline sehr stabil geblieben. Damit kann eine Differenz beider Spektren gebildet werden, um die Systemeinflüsse zu eliminieren. Sie ist in der Abbildung 6.3(c) dargestellt. Deutlich

zu erkennen ist, daß die stehenden Wellen zum größten Teil beseitigt wurden. Auch die benachbarte Ozonlinie ist verschwunden, da offenbar keine gravierende Änderung des Ozonprofils in dem Beobachtungszeitraum stattgefunden hat. Dagegen ist die ClO-Liniengruppe als eine klare Signatur sichtbar. Die hohe Intensität der Differenzlinie von etwa 170 mK deutet auf einen starken Tag-Nacht-Unterschied in der ClO-Konzentration hin. Das deckt sich mit Erfahrungen bereits bekannter Beobachtungen und den entwickelten Atmosphärenmodellen. Denen zufolge unterbleibt nachts mangels fehlender Sonneneinstrahlung die Photolyse des ClO-Dimers ( $\text{Cl}_2\text{O}_2$ ) und der katalytische Chlorzyklus bricht ab [42]. Das erklärt die im Vergleich zu Tageswerten deutlich niedrigeren ClO-Konzentrationen, die nachts im polaren Frühjahr zu beobachten sind.

Abbildung 6.3(b) zeigt noch einmal beide Spektren, jedoch diesmal um den Beitrag der stehenden Wellen korrigiert. Hieraus wird sichtbar, daß auch das Nachtspektrum eine ClO-Signatur beinhaltet, die jedoch sehr schwach ausgeprägt ist und auf der steilen Flanke der stehenden Welle in der Abbildung 6.3(a) nicht zu sehen ist. Nach der Korrektur wird eine weitere Spektrallinie bei 278.276 GHz sichtbar, die der starken Ozonlinie bei 274.478 GHz aus dem unteren Seitenband entspricht. Aus der Intensität dieser Linie läßt sich eine Seitenbandunterdrückung bei 274.478 GHz von ca. 18 dB ermitteln, die auf eine nicht ganz optimale Einstellung des Seitenbandfilters zurückschließen läßt.

Aus den Spektren wurden ClO-Höhenprofile ermittelt. Sie sind in der Abbildung 6.3(d) im Vergleich zum Standard-Winterprofil für mittlere Breiten, das bei der Inversion als Startprofil verwendet wurde, dargestellt. Sowohl das Nacht- als auch das Tagesprofil weichen stark von dieser Anfangsschätzung ab. Im Unterschied zum Standardprofil besitzen sie zwei lokale Maxima von denen das erste bei etwa 38 km, das zweite bei 19 km liegt. Diese Ausbildung des weiteren Maximum im unteren Bereich der Stratosphäre ist typisch für atmosphärische Frühjahrsbedingungen in hohen Breiten. Sie wurde bereits vom Boden als auch vom Weltraum aus beobachtet [11, 64]. Wie es schon an Hand des Differenzspektrums absehbar war, unterscheiden sich die Konzentrationen der Tages- und Nachtprofile erheblich voneinander.

Bei der Betrachtung und insbesondere bei der Interpretation so gewonnener Höhenprofile darf jedoch nicht außer acht gelassen werden, daß die Höhenauflösung hier lediglich drei unabhängige Schichten ergibt und daß, bedingt durch das Meßverfahren, die Höhenauflösung unterhalb etwa 15 km und oberhalb von 55 km sehr gering ist.

Durch die zum Erreichen einer ausreichenden Intensitätsauflösung erforderliche lange Meßzeit wird lediglich ein mittleres Höhenprofil für die betreffende Zeitspanne ermittelt. Der in der Abbildung 6.3 gezeigte Tagesgang erscheint daher deutlich schwächer, als er in Wirklichkeit vorlag. Die wahre Dynamik des Tagesganges kann (auf bodengebundene Radiometrie bezogen) nur mit Hilfe eines besonders rauscharmen Systems erfaßt werden, das die erforderliche Intensitätsauflösung in deutlich kürzerer Meßzeit erreicht.

Das in Kiruna eingesetzte System wurde vor dem Einsatz in Ny-Ålesund weiterentwickelt, wodurch eine Reduktion der Empfänger-Rauschtemperatur von 1300 auf

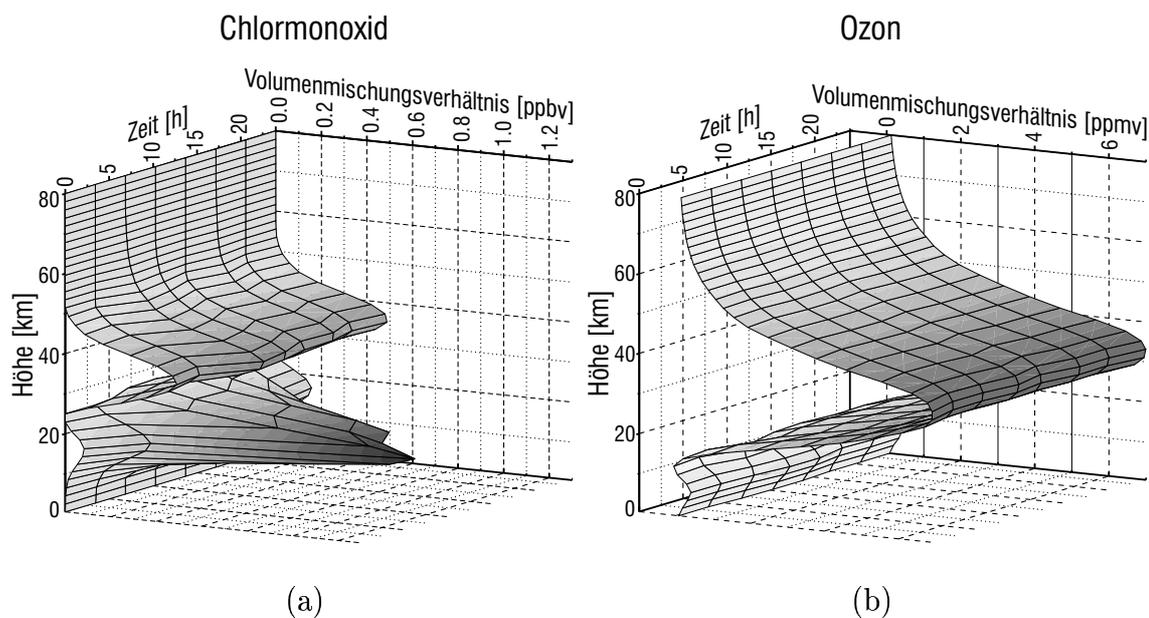


Abbildung 6.4.: Tagesgänge von a) Chlormonoxid und b) Ozon ermittelt jeweils aus in Ny-Ålesund am 17. März 1997 gemessenen Spektren.

950 K erreicht wurde. Begleitet von sehr günstigen Beobachtungsbedingungen konnten bis zu acht, anstatt wie bisher zwei, Höhenprofile binnen 24 Stunden ermittelt werden.

In der Abbildung 6.4 sind Tagesgänge der Höhenprofile von Chlormonoxid und Ozon, aufgenommen am 17. März 1997 in Ny-Ålesund, dargestellt. Das Ozonprofil wurde aus der benachbarten 278.522-GHz-Linie ermittelt.<sup>1</sup> Während das Höhenprofil von Ozon im Tagesverlauf nahezu konstant bleibt, kann ein sehr starker Tagesgang, insbesondere in der unteren ClO-Schicht, in den Vormittagsstunden beobachtet werden. Innerhalb der Meßperiode vom 12. bis zum 31. März 1997 konnten insgesamt 100 ClO-Höhenprofile ermittelt werden.

## 6.2. Ozon

Eine starke Ozonlinie im Spiegelseitenband des Empfängers bringt zwar einerseits Probleme bei der Seitenbandunterdrückung, andererseits eignet sie sich aber hervorragend für ergänzende Ozonmessungen. Des weiteren enthalten die im vorangehenden Abschnitt gezeigten Spektren neben der ClO-Signatur auch einige schwache Ozonlinien. Die stärkste davon bei 278.522 GHz liegt in unmittelbarer Nachbarschaft der ClO-Liniengruppe. Bei der Inversion solcher Spektren muß daher nicht nur das ClO- sondern auch das Ozonprofil simultan bestimmt werden. Dank eines

<sup>1</sup>Zu dem berechneten Profil tragen selbstverständlich auch die 274.478-GHz-Linie aus dem Spiegelseitenband und sämtliche benachbarte Ozonlinien Linien bei.

fortschrittlichen Inversionsalgorithmus [33] stellt das prinzipiell kein Problem dar, allerdings ist in Anbetracht der relativ geringen Intensität der Ozonlinie die zu erwartende Höhenauflösung einer solchen Auswertung nicht besonders groß. Es ist auch unmittelbar einleuchtend, daß genauere Informationen über den Ozongehalt die Qualität der ermittelten ClO-Profile steigern können. Nicht zuletzt bietet eine zusätzliche Ozonmessung bei einer anderen Empfangsfrequenz eine gute Kontrollmöglichkeit der ermittelten Ergebnisse.

Im Abstimmbereich des 270-280-GHz-Radiometers befinden sich einige deutlich stärkere Ozonsignaturen als die 278.522 GHz-Linie, jedoch wirkt sich eine routinemäßige Änderung der Empfangsfrequenz für die Ozonmessung negativ auf die Stabilität der Gerätebaseline aus, da mehrere Systemkomponenten abgestimmt werden müssen. Unter diesen Umständen bietet eine relativ starke Ozonlinie (die zweitstärkste im Abstimmbereich) im Spiegelfrequenzband den großen Vorteil, daß sie durch das Verstimmen einer einzigen Komponente – des Seitenbandfilters – gemessen werden kann.

Der Tagesgang des Ozonprofils ist meist bei weitem nicht so stark ausgeprägt, wie der des Chlormonoxids, daher genügen bereits wenige Messungen pro Tag, um aussagekräftige Ergebnisse über Ozonkonzentrationen zu erhalten. Dank der hohen Intensität der Ozonlinie reichen bei guten Beobachtungsbedingungen, die eine Voraussetzung für ClO-Detektion sind, annähernd 100 s Integrationszeit aus, um Profile mit fünf bis sechs Höhenschichten zu ermitteln. Damit wird die für ClO-Messungen verfügbare Gesamtmeßzeit nur unwesentlich reduziert, dafür aber wird eine zusätzliche Information gewonnen, die die Sicherheit des Ergebnisses erhöht.

Stehen ausschließlich Ozon-Messungen im Mittelpunkt des Interesses, so wird die Entscheidung sicher auf die stärkste erreichbare Ozonsignatur – die 273.051-GHz-Linie – fallen. Mit ihrer um mehr als einen Faktor zwei gegenüber der 274.478-GHz-Linie höheren Intensität ist sie sogar für Ganzjahresmessungen von Ozon gut geeignet.

Wird diese Spektrallinie in der Mitte des ZF-Bereiches bei 2.1 GHz im unteren Seitenband empfangen, so liegt eine etwa um den Faktor vier schwächere Ozonlinie im Spiegelfrequenzbereich. Sie ist um 330 MHz im ZF-Spektrum von der starken Ozonlinie entfernt, somit ist ihr Einfluß eher als sehr schwach einzustufen.

Abbildung 6.5(a) zeigt ein am 29. März 1996 in Kiruna aufgenommenes Spektrum der 273.051-GHz-Linie. Die Messung erfolgte unter einem gleichbleibenden Elevationswinkel von 28°. Auf Grund signifikanter Schwankungen der Hintergrundtemperatur wurden die Rohspektren vor der Integration einer Troposphärenkorrektur unterzogen. Die Integrationszeit liegt bei 6600 s, das verbleibende Rauschen beträgt etwa 0.02 K und ist bei der hier gewählten Skalierung nur schwer erkennbar. Auf Grund der extrem hohen Linienintensität ist auch die dem Spektrum überlagerte Gerätebaseline kaum wahrnehmbar. Sie ist jedoch präsent und ihre Welligkeit ist vergleichbar mit der aus den bereits vorgestellten ClO-Messungen. Am höherfrequenten Linienflügel bei 273.478 GHz ist die angesprochene 276.924-GHz-Linie von Ozon aus dem Spiegelseitenband als eine winzige Signatur sichtbar.

Das aus dem Spektrum invertierte Höhenprofil ist im Vergleich zu dem Standard-

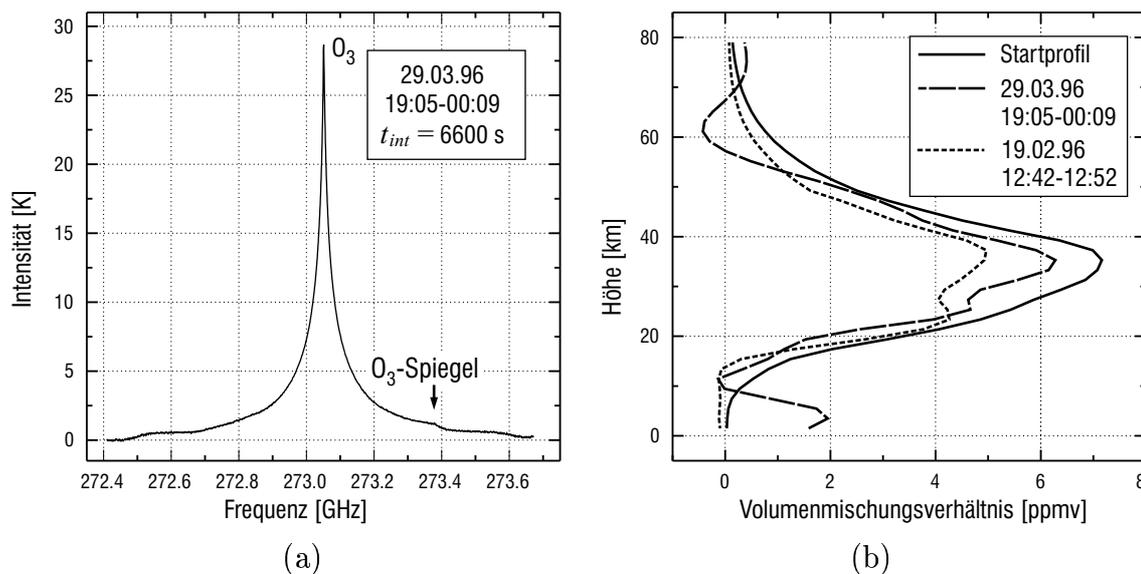


Abbildung 6.5.: Messungen der 273.051-GHz-Ozonlinie: a) Rohspektrum; b) ermittelte Ozon-Höhenprofile.

Winterprofil, das hier als a priori-Information verwendet wurde, und einem aus früheren Messungen der 274.478-GHz-Linie stammenden Profil in der Abbildung 6.5(b) gegenübergestellt. Die Volumenmischungsverhältnisse ermittelt aus der Messung vom 29.03. liegen zwar etwas unterhalb der Standardwerte, es muß hier jedoch noch nicht von Ozonlochbedingungen ausgegangen werden. Eine Auswertung der vertikalen Auflösungsmatrix ergibt mindestens sieben unabhängige Höhenschichten, wozu das besonders hohe Signal-Rausch-Verhältnis beigetragen hat.

Das dritte Profil, das aus Messungen vom 19.02.96 ermittelt wurde, zeigt eine noch etwas geringere Ozonkonzentration. Ein weiterer Unterschied ist in den obersten und in den untersten Höhenschichten, also in den außerhalb des eigentlichen Meßbereiches des Radiometers liegenden Zonen, erkennbar. Es entsteht der Eindruck, als ob die Februar-Messung hier deutlich näher an den realistischen Werten läge. Die Ursache für diese Unterschiede ist in der Größe des Regularisierungsparameters bei der Inversion der Spektren zu finden. Auf Grund des sehr hohen Signal-Rausch-Verhältnisses des März-Spektrums wurde bei der Ermittlung des Profils lediglich ein relativ kleiner Regularisierungsparameter verwendet. Damit ist der Einfluß des a priori-Profiles nicht stark. In den Randzonen des hier betrachteten Atmosphärenbereichs, von denen nur ein sehr geringer Informationsanteil in den Spektren enthalten ist, entstehen daher verhältnismäßig große Fehler. Das Februar-Spektrum dagegen weist auf Grund der deutlich kürzeren Integrationszeit (lediglich 400 s) und der niedrigeren Linienintensität ein wesentlich niedrigeres Signal-Rausch-Verhältnis auf. Daher mußte bei der Inversion erheblich stärker regularisiert werden und das Ergebnisprofil ist damit mehr an die a priori-Werte angepaßt. Aus dem vorgeführten Vergleich wird ersichtlich, daß die außerhalb des Meßbereiches des Radiometers (für

Ozon etwa 12-55 km) liegenden Ergebnisse nur mit großer Skepsis zu interpretieren sind.

### 6.3. Ergänzende Messungen

Neben Ozon und Chlormonoxid haben noch weitere atmosphärische Gase Spektrallinien innerhalb des Abstimmereiches des Empfängers. Darunter u. a.  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{HNO}_3$ ,  $\text{NO}_2$ ,  $\text{SO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{CO}$  und  $\text{OCS}$  von denen jedoch lediglich die beiden erstgenannten für die Detektion ausreichende Intensitäten aufweisen.

#### $\text{N}_2\text{O}$

Das Distickstoffoxid ( $\text{N}_2\text{O}$ ), auf Grund seiner Auswirkung auf Menschen auch als Lachgas bezeichnet, besitzt hauptsächlich terrestrische Quellen und wird während seiner langen Lebensdauer in der Troposphäre von mehr als 100 Jahren durch Transportvorgänge in den Tropen in die Stratosphäre befördert. Seine Konzentration in einer Höhenschicht nimmt daher in Polrichtung merklich ab. Durch Photolyse wird das  $\text{N}_2\text{O}$  in der Stratosphäre stetig abgebaut. Das führt zu einem starken Abfall des Volumenmischungsverhältnisses oberhalb von 15-20 km [9,67]. Während des polaren Winters, wenn der Austausch mit Luftmassen aus niedrigen Breiten auf ein Minimum fällt, findet ein deutliches Absinken des  $\text{N}_2\text{O}$ -Profils statt. Diese Eigenschaft des  $\text{N}_2\text{O}$ -Profils wird für Beobachtungen der Bewegungen des polaren Wirbels genutzt.

Abbildung 6.6(a) zeigt ein stehwellenkorrigiertes  $\text{N}_2\text{O}$  Spektrum, das am 31. März 1996 in Kiruna aufgenommen wurde. Zum Vergleich ist ein für das Standard-Winterprofil von  $\text{N}_2\text{O}$  berechnete Spektrum mit eingezeichnet. Neben der  $\text{N}_2\text{O}$ -Signatur sind zwei weitere Ozonlinien bei 276.924 und bei 277.038 GHz sichtbar. Die kaum ausgeprägte Linienspitze des gemessenen  $\text{N}_2\text{O}$ -Spektrums und die im Vergleich zum Standardprofil wesentlich niedrigere Intensität lassen bereits auf ein deutlich abgesunkenes Profil schließen. Diese Tatsache bereitet einige Probleme bei der Detektion der  $\text{N}_2\text{O}$ -Linie unter Frühjahrsbedingungen. Mit ihrer großen Halbwertsbreite und einer sehr niedrigen Intensität ist diese Linie, insbesondere in mit stehenden Wellen überlagerten Spektren, verhältnismäßig schwer auszumachen.

#### $\text{HNO}_3$

Während der Meßkampagne in Kiruna wurden auch Messungen der gasförmigen Salpetersäure-Spektren ( $\text{HNO}_3$ ) durchgeführt. Das  $\text{HNO}_3$  spielt eine wichtige Rolle im Prozeß der Ozonerstörung. Es ist wesentlich an der Entstehung der polaren stratosphärischen Wolken (PSC) vom Typ I beteiligt. Das Spektrum besteht aus zahlreichen Spektrallinien, die durch Druckverbreiterung zu einer einzigen Signatur zusammenfließen, und lediglich unter Extrembedingungen – Denitrifizierung mit gleichzeitig stark erhöhten Konzentrationen in mittlerer und oberer Stratosphäre –

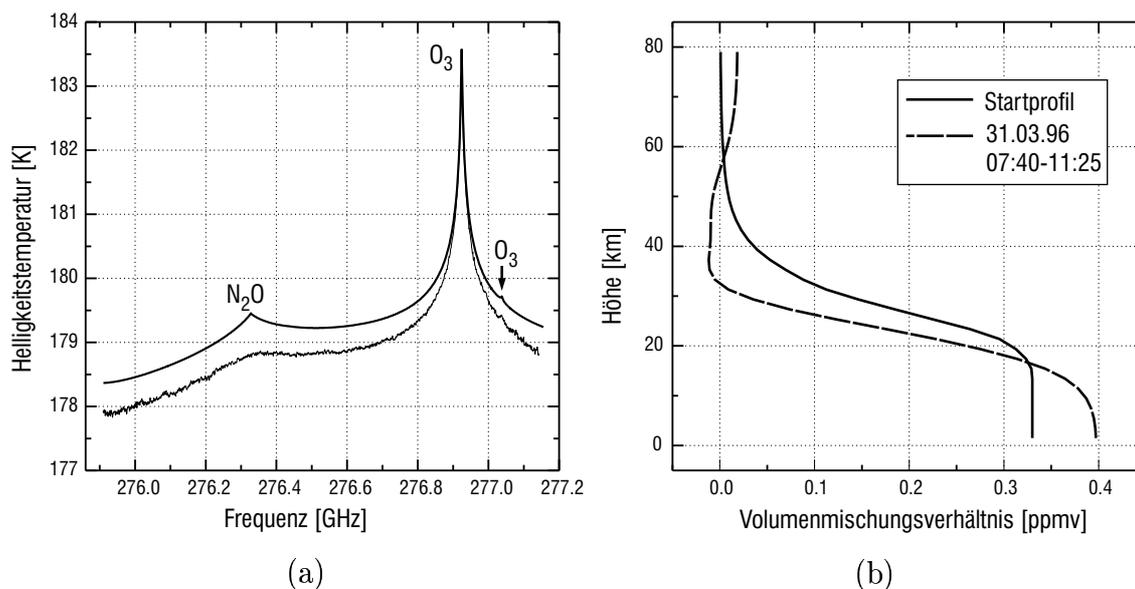


Abbildung 6.6.: Messungen der 276.328-GHz- $N_2O$ -Linie. a) stehwellenkorrigiertes Spektrum im Vergleich zu einem mit dem Startprofil berechneten; b) Höhenprofil, ermittelt aus dem gemessenen Spektrum.

können einzelne Linien aufgelöst werden [67]. Abbildung 6.7(a) zeigt ein stehwellenkorrigiertes Spektrum, das am 20. März 1996 in Kiruna aufgenommen wurde im Vergleich zu einem synthetisch berechneten. Für die Berechnung des synthetischen Spektrums wurde das in der Abbildung 6.7(b) gepunktet dargestellte Profil zugrundegelegt. Es wurde so konstruiert, daß das hieraus mit Hilfe einer Vorwärtsrechnung ermittelte Spektrum einige der stärksten Einzellinien deutlich auflöst.

Das aus dem gemessenen Spektrum ermittelte Höhenprofil ist in der Abbildung 6.7(b) gestrichelt dargestellt. Es zeigt gegenüber dem Standardprofil leicht verminderte Konzentrationen. Eine Verschiebung des Maximums in größere Höhen und eine starke Absenkung der Volumenmischungsverhältnisse in den unteren Schichten, wie in der Antarktis beobachtet [67], hat offenbar in der Umgebung Kirunas nicht stattgefunden oder es trat bereits eine Erholung ein. Letzteres ist eher unwahrscheinlich, da sich der Erholungsprozeß deutlich langsamer als die Denitrifizierung vollzieht.

### Messungen der Opazität

Mit Hilfe des rechnergesteuerten Einkoppelspiegels können routinemäßig unterschiedliche Beobachtungswinkel eingestellt werden, um die Messungen mit einem möglichst hohem Kontrast durchzuführen. Darüber hinaus lassen sich sogenannte vertikale Scans der Atmosphäre aufnehmen. Dabei werden hot-cold kalibrierte Messungen, mit einer meist sehr kurzen Integrationszeit, unter verschiedenen Elevationswinkeln durchgeführt. Befinden sich in dem betrachteten Signalseitenband keine starken Spektrallinien, wie z. B. bei der im Abschnitt über die ClO-Messungen beschriebene-

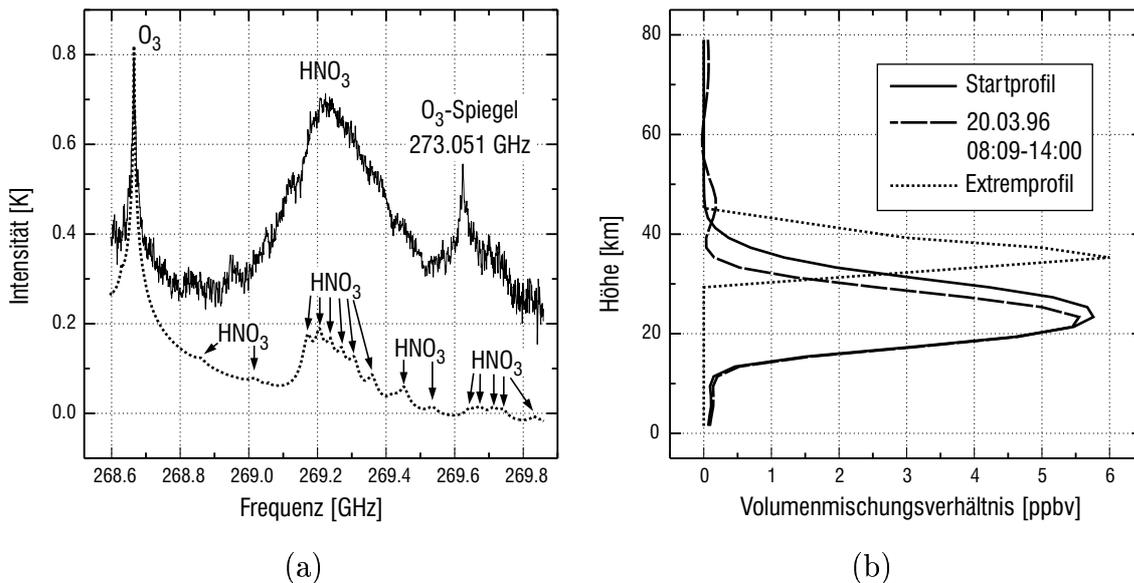


Abbildung 6.7.: Messungen der  $HNO_3$ -Linien-Gruppe um 269.3 GHz. a) stehwellenkorrigiertes Spektrum im Vergleich zu einem mit dem Extremprofil berechneten; b) Höhenprofil, ermittelt aus dem gemessenen Spektrum (gestrichelt dargestellt).

nen Empfängereinstellung, so ergibt der arithmetische Mittelwert über das gesamte Spektrum in guter Näherung die Untergrundtemperatur  $T_{cont}$ . Durch die Mittelwertbildung wird der Rauschbeitrag erheblich reduziert, was bereits bei sehr kurzen Integrationszeiten zu hohen Helligkeitstemperatur-Auflösungen führt.

Abbildung 6.8(a) zeigt Ergebnisse zweier Messungen, die an unterschiedlichen Tagen während der Meßkampagne in Ny-Ålesund aufgenommen wurden. Hierbei wurde der Elevationswinkel zwischen  $5^\circ$  und  $80^\circ$  in  $5^\circ$ -Schritten verändert. Mit einer Integrationszeit von 2 s pro Meßpunkt wurde gemäß der Radiometerformel eine Auflösung von 0.04 K erreicht. An diese Messungen wurde, ausgehend von einem Einschichten-Modell für die Troposphäre, jeweils die Untergrundtemperatur angefitet. Erwartungsgemäß ist die Übereinstimmung der Messung mit dem Modell bei sehr flachen Beobachtungswinkeln nicht gegeben. Die Gründe hierfür liegen vor allem in dem angenommenen vereinfachten Modell sowie einer von null verschiedenen Keulbreite des Beobachtungsstrahls. Wie die Abbildungen 6.8(a) und (b) belegen, ist die Übereinstimmung im übrigen Winkelbereich, dank der guten räumlichen Homogenität der Atmosphäre zum Zeitpunkt der Messung, sehr zufriedenstellend. Messungen unter Winkeln größer  $80^\circ$  wurden nicht durchgeführt, da auf Grund der Beobachtungsgeometrie der Meßstrahl das Gebäude, von dem aus gemessen wurde, tangierte. Nicht zu vernachlässigen sind auch breitbandige Nichtlinearitäten, die sich angesichts des großen Wertebereiches der gemessenen Helligkeitstemperaturen bemerkbar machen. Anders als bei der Höhenprofilbestimmung wirken sich hierbei

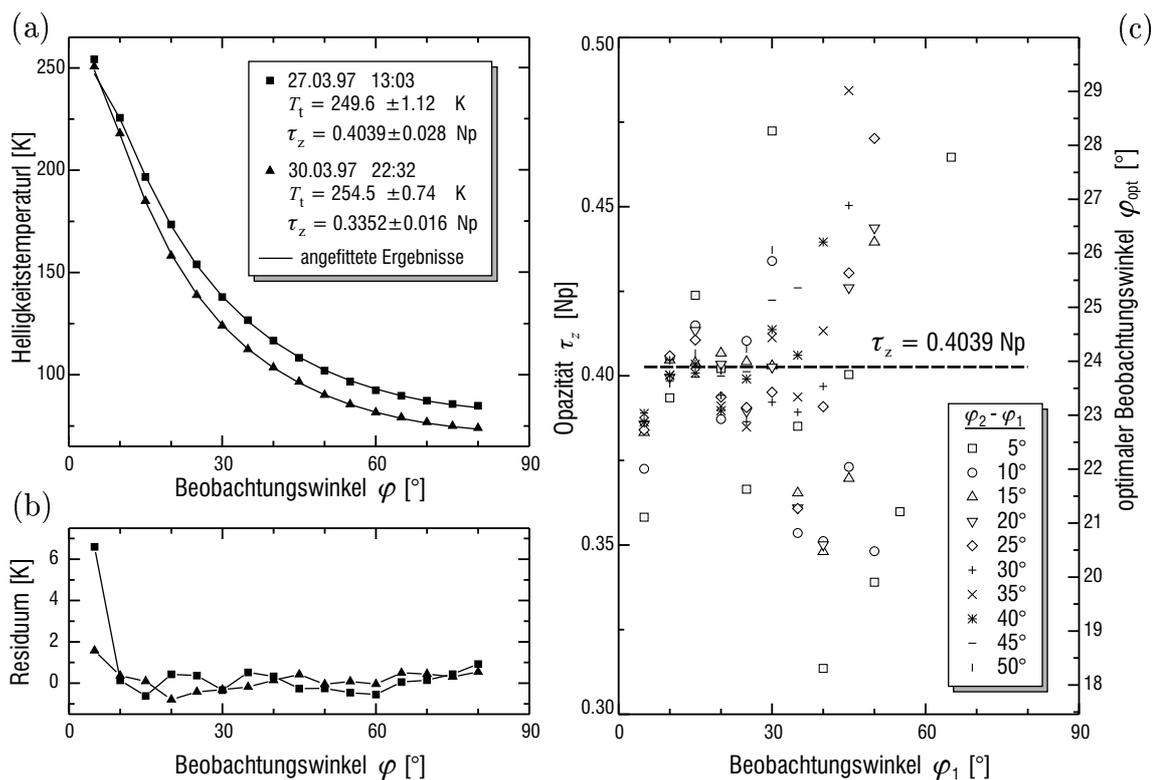


Abbildung 6.8.: Meßergebnisse aus Vertikalscans der Atmosphäre, durchgeführt in Ny-Ålesund an unterschiedlichen Meßtagen. a) spektrale Mittelwerte der Helligkeitstemperatur für unterschiedliche Beobachtungswinkel; b) Differenzen zwischen Messungen und angefitzten Modellrechnungen; c) Opazität, bestimmt jeweils aus zwei Meßpunkten der Ergebnisse aus a)

kleine absolute Fehler bei der Ermittlung der Helligkeitstemperatur stark auf die angefitzten Ergebnisse aus.

Aus dem Einschichten-Modell für die Troposphäre und für nicht allzuflache Elevationswinkel  $\varphi$  gilt

$$T_{cont}(\varphi) = T_t \left( 1 - e^{-\frac{1}{\sin \varphi} \tau_z} \right) \quad (6.1)$$

Dieser Ausdruck macht deutlich, daß sich bereits aus jeweils zwei Messungen für unterschiedliche Beobachtungswinkel  $\varphi_1$  und  $\varphi_2$  die Opazität der Troposphäre in Zenitrichtung  $\tau_z$  numerisch annähern läßt, um hieraus z. B. den optimalen Elevationswinkel zu bestimmen. Abbildung 6.8(c) zeigt am Beispiel der Messung vom 27.03.97 die Ergebnisse der Näherungsrechnungen zur Bestimmung der Opazität aus zwei Einzelmessungen, durchgeführt für unterschiedliche Meßpunkte-Paare. Zum Vergleich wurde die aus der angefitzten Lösung ermittelte Opazität eingezeichnet. Hieraus wird deutlich, daß für steilere Elevationswinkel die Fehler deutlich größer

werden, da sich hier die absoluten Meßfehler stärker bemerkbar machen. Wie die Ergebnisse weiter zeigen, darf auch die Winkeldifferenz zwischen den zwei Meßpunkten nicht zu gering sein. Als Quintessenz kann für den Routineeinsatz bei vergleichbaren Beobachtungsbedingungen ein Winkelpaar von z. B.  $15^\circ$  und  $50^\circ$  als geeignet für die Abschätzung der Opazität angesehen werden. Diese Methode wird bei künftigen Meßkampagnen für die Bestimmung des optimalen Elevationswinkels  $\varphi_{opt}$  eingesetzt.

Aus dem vereinfachten Modell ist ersichtlich, daß für sehr niedrige Elevationswinkel die gemessene Helligkeitstemperatur mit flacher werdenden Beobachtungswinkeln gegen die Troposphärentemperatur  $T_r$  konvergiert. Zu berücksichtigen ist jedoch, daß bei sehr niedrigen Elevationswinkeln die Sättigung bereits in den unteren Troposphärenschichten erfolgt, die etwas wärmer als  $T_r$  sind und daher die ermittelten Werte meist etwas zu hoch sein werden. Eine Alternative hierfür bietet die Berechnung der Troposphärentemperatur aus der oben beschriebenen Zweipunktmessung oder aus dem Fit, wie in der Abbildung 6.8(a).

Eine weitere potentielle Anwendung der Meßergebnisse eines Vertikalscans resultiert aus der Tatsache, daß bei der Inversion der Spektren zur Bestimmung der Höhenprofile die Wasserdampf- und die Temperaturprofile vorgegeben werden müssen. Häufig stehen diese Daten nicht zur Verfügung und es werden Meßwerte aus räumlich und zeitlich benachbarten Gebieten oder auch geeignet skalierte Standardprofile verwendet. Die Abweichungen von den tatsächlich vorliegenden Bedingungen führen dann zu Auswertefehlern. Mit Hilfe der Vertikalscans kann eine einfache Plausibilitätskontrolle durchgeführt werden, indem die experimentell ermittelten Opazitäten mit denen aus den angenommenen Profilen verglichen werden. Ein Auswertalgorithmus zur Bestimmung von Wasserdampfprofilen aus Vertikalscans wird zur Zeit entwickelt [28].

## 7. Zusammenfassung

Die bodengebundene Millimeterwellen-Radiometrie stellt prinzipiell eine leistungsfähige Meßmethode zur Erfassung der Emissionsspektren zahlreicher atmosphärischer Spurengase dar. Aus der spektral hoch aufgelösten Linienform lassen sich mit Hilfe geeigneter Inversionsalgorithmen die Höhenprofile dieser Gase bestimmen. Insbesondere bei der Erfassung von Spektrallinien schwacher Intensität wirken sich nichtlineare Effekte in der Gesamtverstärkung sehr störend auf die Qualität der Meßergebnisse aus. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde daher eine neue balancierte Kalibriermethode eingesetzt, die auf einer eigens dafür entwickelten einstellbaren quasioptischen Referenzquelle basiert.

Die Auswahl einer für Messungen atmosphärischer Chlormonoxid-Spektren geeigneten Signatur fiel zunächst auf den  $J_{15/2} \rightarrow J_{13/2}$  Übergang<sup>1</sup> bei 278.631 GHz. Für diesen Frequenzbereich wurde ein entsprechendes Radiometersystem entwickelt und aufgebaut. Das inzwischen weiterentwickelte System verfügt über eine quasioptische Strahlführung mit Seitenbandunterdrückung und LO-Signaleinkopplung. Für die Frequenzkonversion wird ein gekühlter Heterodynempfänger auf Basis eines Schottky-Dioden-Mischers und eines phasengeregelten Gunn-Oszillators, der über einen Verdreifacher die erforderliche LO-Frequenz liefert, eingesetzt. Dieser Empfänger läßt sich im Bereich zwischen 260 und 281 GHz abstimmen.<sup>2</sup> Das mit einem geschlossenen Kühlkreislauf bei 25 K arbeitende System erreicht im Einseitenbandbetrieb eine Rauschtemperatur von knapp unter 1000 K. Die Spektralanalyse wird mit Hilfe eines akusto-optischen Spektrometers durchgeführt, das Messungen mit einer Gesamtbandbreite von über 1 GHz bei einer Frequenzauflösung von 1.2 MHz ermöglicht. Unter Ausnutzung des großen Abstimmbereichs des Radiometers konnten neben ClO-Spektren auch die von weiteren Spurengasen wie Ozon ( $O_3$ ), Distickstoffoxid ( $N_2O$ ) und Salpetersäure ( $HNO_3$ ) beobachtet werden.

Für die Durchführung der Messungen wurden geeignete Softwareroutinen entwickelt, die mit hoher zeitlicher Effizienz den Meßablauf steuern und die gewonnenen Meßdaten protokollieren. Sowohl die Hard- als auch die Software wurden im Hinblick auf lang andauernde kontinuierliche Meßperioden ausgelegt, in denen die Aufgabe des Operateurs lediglich auf die Kontrolle und die Behebung eventueller Störfälle beschränkt ist. Ein weiteres Merkmal des Systems ist die Möglichkeit ei-

---

<sup>1</sup>Ein weiteres System für den  $J_{11/2} \rightarrow J_{9/2}$  Übergang bei 204.35 GHz befindet sich zur Zeit im Aufbau.

<sup>2</sup>Die bei der Meßkampagne in Kiruna verwendete Ausbaustufe des Radiometers ließ sich im Bereich 268.5-280.5 GHz abstimmen.

ner begrenzten ferngesteuerten Abstimmung, die für den routinemäßigen Wechsel zu anderen Spektrallinien genutzt werden kann. Ein Beispiel hierfür bietet die 274.478-GHz-Linie von Ozon, die sich im Spiegelseitenband der für Chlormonoxid-Messungen gewählten Frequenzeinstellung befindet und daher für zusätzliche Kontrollmessungen bestens geeignet ist.

Mit Hilfe der im Rahmen dieser Arbeit neuentwickelten quasioptischen Referenzquelle, bei der die Helligkeitstemperatur über einen weiten Wertebereich eingestellt werden kann, konnte eine vereinfachte Kalibrierprozedur realisiert werden, die in vielerlei Hinsicht der bisher häufig angewendeten Referenzstrahlmethode überlegen ist. Zu den Vorzügen dieses Verfahrens zählt vor allem der höhere Kontrast und eine deutlich einfachere und flexiblere Auswertung. Der Hauptvorteil bzgl. der Auswertung liegt in der Vermeidung von Fehlern, die bei der Winkel- und Troposphärenkorrektur entstehen, sowie von Unsicherheiten durch einen zweiten Beobachtungsweg in die Atmosphäre. Die bei der Meßkampagne in Kiruna und dem internationalen Radiometervergleich in Ny-Ålesund erreichten Ergebnisse belegen in eindrucksvoller Weise die Leistungsfähigkeit dieser Kalibriermethode. Darüber hinaus erwies sich die einstellbare Referenzquelle als ein hervorragendes Hilfswerkzeug für Systemstudien. So konnte beispielsweise der Einfluß differentieller Nichtlinearitäten des A/D-Wandlers auf gemessene Spektren eindeutig und reproduzierbar aufgezeigt werden. An Hand einer Fehleranalyse wurde entgegen der bisherigen Meinung gezeigt, daß die balancierte Kalibrierung auch für Messungen starker Resonanzlinien, wie z. B. der Ozonlinie bei 273.051 GHz gut geeignet ist, was auch in Form durchgeführter Messungen aufgezeigt werden konnte.

Wie die im vorangehenden Kapitel gezeigten Ergebnisse verdeutlichen, wurde das übergeordnete Ziel der vorliegenden Arbeit – die Entwicklung eines Instruments zur routinemäßigen Erfassung der atmosphärischen Chlormonoxid-Emissionsspektren – erreicht. Bei der in Ny-Ålesund durchgeführten polaren Meßkampagne wurden ClO-Spektren erfaßt, aus denen bei der Auswertung bis zu acht Höhenprofile innerhalb von 24 Stunden gewonnen werden konnten.

Für ein künftiges Meßsystem mit einer deutlich gesteigerten zeitlichen und vertikalen Auflösung muß die Empfänger-Rauschtemperatur noch weiter reduziert werden. Ausgehend von dem momentanen Entwicklungsstand der Mischertechnologie erscheint hierfür der Einsatz eines auf einem supraleitenden Mischer basierenden Empfängers als eine sehr erfolgversprechende Maßnahme. Mit einem derartigen System sind Rauschtemperaturen von 250-300 K und damit eine um den Faktor 10-16 höhere zeitliche Auflösung zu erwarten. Einen weiteren Aspekt für die Weiterentwicklung stellt in diesem Zusammenhang eine glattere und vor allem noch stabilere Gerätebaseline, die zur Zeit den Aufwand bei Auswertungen und auch die Qualität der erzielten Ergebnisse maßgeblich bestimmt. Hierzu sollen zum einen die Temperaturstabilisierung und Kapselung des quasioptischen Frontends, sowie eine vertiefte Studie der Ursachen der stehenden Wellen im Meßsystem beitragen. Im Hinblick auf eine Reduktion der differentiellen Nichtlinearitäten, die, wie gezeigt, gerade bei extrem rauscharmen Systemen zunehmend störend wirken, soll zudem die Auflösung der A/D-Wandlung erhöht werden.

# Literaturverzeichnis

- [1] Allan, D. W., *Statistics of Atomic Frequency Standards*, Proc. IEEE, Vol. 54, No. 2, pp. 221-230, 1966
- [2] Barnes, J. A. et al., *Characterization of Frequency Stability*, IEEE Trans. on Instrumentation and Measurements, Vol. IM-20, No. 2, pp. 105-120, 1971
- [3] Brillet, J., *A Theoretical Study of Ozone Measurements Made with Ground-Based Microwave Sensors*, Journal of Geophysical Research, Vol. 94, No. 10, pp. 12,833-12,850, 1989
- [4] Bronstein, I. N., K. A. Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*, Verlag Harri Deutsch Thun und Frankfurt / Main, 1985
- [5] Brune, J., *Polarimetrische Reflektrometrie im Terahertzbereich*, Dissertation an der Universität Erlangen, VDI Fortschrittberichte, Reihe 21: Elektrotechnik, Nr. 190, 1995
- [6] Carrington, A., *Microwave Spectroscopy of Free Radicals*, Academic Press, London, 1974
- [7] Chandrasekhar, S., *Radiative Transfer*, Dover Publications, Inc., New York, 1960
- [8] Crewell, S., K. Künzi, H. Nett, T. Wehr, P. Hartogh, *Aircraft measurements of ClO and HCl during EASOE 1991/92*, Geophys. Res. Letters, Vol. 21, No. 13, pp. 1267-1270, 1994
- [9] Crewell, S., D. Cheng, R.L. de Zafra, and C. Trimble, *Millimeter wave spectroscopic measurements over the South Pole, 1. A study of stratospheric dynamics using N<sub>2</sub>O observations*, Journal of Geophysical Research, Vol. 100, No. D10, pp. 20,839-20,844, 1995
- [10] DATEL GmbH, *Handbuch der Datenwandlung*, Datel GmbH, München, 1990
- [11] Emmons, L. K., D. T. Schindel, J. M. Reeves, and R. L. de Zafra, *Stratospheric ClO Profiles from McMurdo Station Antarctica, Spring 1992*, Journal of Geophysical Research, Vol. 100, No. D2, pp. 3049-3055, 1995

- [12] Erickson, N. R., *A directional filter diplexer using optical techniques for millimeter to submillimeter wavelengths*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-25. No. 10, 1977
- [13] Gasiewski, A. J. and D. B. Kunkee, *Polarized microwave emission from water waves*, Radio Science, Vol. 29, No. 6, pp. 1449-1466, 1994
- [14] Gerber, L., N. Kämpfer, *High Resolution Multichannel MM-Wave Radiometer for the Detection of Stratospheric ClO*, IGARSS'91 Conference Digest, Espoo, Finland, 1991
- [15] Gordy, W., W. V. Smith, R. F. Trambarulo, *Microwave Spectroscopy*, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1953
- [16] Gordy, W., R. L. Cook, *Microwave Molecular Spectra*, John Wiley & Sons, New York, 1969
- [17] Gustincic, J. J., *A Quasi-Optical Receiver Design*, Proc. IEEE Conf. MTT pp. 99-101, San Diego, 1977
- [18] Hadamard, J., *Lectures on the Cauchy Problem in Linear Partial Differential Equations*, Yale University Press, New Haven, 1923
- [19] Hering, E., R. Martin, M. Stohrer, *Physik für Ingenieure*, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf, 1988
- [20] Hochschild, G., R. Krupa, *A New 278 GHz Ground-Based Radiometer for Vertical Profile Sounding of ClO and O<sub>3</sub> in the Upper Atmosphere*, Proc. of IGARSS'96, ISBN 0-7803-3068-4, pp. 436-438, 1996
- [21] Hollas, J. M., *High Resolution Spectroscopy*, Butterworths, London, 1982
- [22] Ingram, D. J. E., *Spectroscopy at Radio and Microwave Frequencies*, Butterworths, London, 1967
- [23] Janssen, A., *Atmospheric Remote Sensing by Microwave Radiometry*, John Wiley & Sons, Inc. New York, 1993
- [24] Jenkins, F. A., H. E. White, *Fundamentals of Optics*, McGraw-Hill Book Company, Auckland, 1985
- [25] Klein, U., *Aufbau und Betrieb eines breitbandigen, bodengestützten Millimeterwellen-Radiometers zur Messung atmosphärischer Spurenstoffe*, Dissertation am Institut für Fernerkundung der Universität Bremen, 1993
- [26] Klein, U. et. al., *Intercomparison of four ground-based chlorine monoxide radiometers at Spitsbergen in Spring 1997*, Proc. of Fourth European Symposium on Ozone Research, Schliersee (FRG), 1997

- [27] Kogelnik, H., *Coupling and Conversion Coefficients for Optical Modes*, Proceedings of the Symposium on Quasi-Optics, Polytechnic Institute of Brooklyn, Polytechnic Press, Brooklyn, 1964
- [28] Kopp, G., *private Mitteilungen*, Forschungszentrum Karlsruhe, 1997
- [29] Kraus, J. D., *Radio Astronomy*, McGraw-Hill Book Company, New York, 1966
- [30] Krupa, R., G. Hochschild, *A 278 GHz Radiometer with Advanced Calibration for Monitoring of Stratospheric Trace Gases*, Proc. of 21st International Conference on Infrared and Millimeter Waves, ISBN 3-00-000800-4, pp. BM4, 1996
- [31] Krupa, R., G. Hochschild, *A Variable Reference Load for Advanced Millimeterwave Radiometry*, Workshop digest of the 4th International Workshop on Terahertz Electronics, Erlangen, 1996
- [32] Kuntz, M., *Inversion schlecht gestellter Probleme am Beispiel der bodengebundenen, passiven Millimeterwellenradiometrie*, KfK-Bericht Nr. 5421, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1993
- [33] Kuntz, M., *Bestimmung der Höhenverteilung stratosphärischer Spurengase aus Emissionsspektren eines bodengebundenen Millimeterwellen-Radiometers*, Dissertation, genehmigt von der Fakultät für Physik der Universität (T.H.) Karlsruhe, 1995
- [34] Kuntz, M., *New Procedures for the Retrieval of Stratospheric Trace Gases from Spectra of a Ground-Based Millimeter Wave Radiometer*, Proc. of IGARSS'96, ISBN 0-7803-3068-4, pp. 433-435, 1996
- [35] Kuntz, M., G. Hochschild, R. Krupa, *Retrieval of ozone mixing ratio profiles from ground-based millimeter wave measurements disturbed by standing waves*, Angenommen als Publikation für das Journal of Geophysical Research, 1997
- [36] Lamb, H., *On the diffraction in transmission of electric waves by a metallic grating*, Proc. London Math. Soc., Vol. 29, pp. 523-544, 1898
- [37] Larsen, T., *A Survey of the Theory of Wire Grids*, IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-10, pp. 191-201, 1962
- [38] Lesurf, J. C. G., *Gaussian optics and the design of Martin-Puplett Diplexers*, Infrared Physics, Vol. 21, pp. 383-390, 1981
- [39] Lesurf, J. C. G., *Millimetre-wave optics, devices and systems*, IOP Publishing Ltd, 1990
- [40] Louis, A. K., *Inverse und schlecht gestellte Probleme*, Teubner Studienbücher, 1989

- [41] Martin, D. H. and E. Puplett, *Polarized Interferometric Spectrometry for the Millimetre and Submillimetre Spectrum*, Infrared Physics, Vol. 10, pp. 105-109, 1969
- [42] Molina, L. T., and M. J. Molina,, *Production of Cl<sub>2</sub>O<sub>2</sub> from the self-reaction of the ClO radical*, J. Phys. Chem. Vol. 91,pp. 433-436, 1987
- [43] Parrish, A., R. L. de Zafra, P. M. Solomon and J. W. Barrett, *A ground-based technique for millimeter wave spectroscopic observations of stratospheric trace constituents.*, Radio Science, No. 23, pp. 106-118, 1988
- [44] Potter, P. D., *A New Horn Antenna with Suppressed Sidelobes and Equal Beamwidth*, Microwave Journal, June, pp. 71-78, 1963
- [45] Puliafito, S. E., *Bestimmung von Wasserdampf- und Ozonprofilen in der mittleren Atmosphäre durch Millimeterwellenspektroskopie*, Dissertation, genehmigt von der Fakultät für Maschinenbau und Elektrotechnik der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 1989
- [46] Rosenkranz, P. W. and D. H. Staelin, *Polarized thermal microwave emission from oxygen in the mesosphere*, Radio science, Vol. 23, No. 5, pp. 721-729, 1988
- [47] Rosenkranz, P. W., *Absorption of Microwaves by Atmospheric Gases*, in Atmospheric Sensing by Microwave Radiometry, Ed.: M. A. Jansen, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1993
- [48] Rothman, L. S. et al., *The HITRAN database: 1986 edition*, Applied Optics, Vol. 26, No. 19, pp. 4058-4097, 1986
- [49] Schieder, R., G. Rau, B. Vowinkel, *Characterization and Measurement of Radiometer Stability*, Proc. 14th European Microwave Conference, pp. 248-253, 1984
- [50] Schieder, R., G. Rau, B. Vowinkel, *Characterization of Measurement Stability*, SPIE, Vol. 598 Instrumentation for Submillimeter Spectroscopy, pp. 189-192, 1985
- [51] Schieder, R., V. Tolls, and G. Winnewisser, *The Cologne Acousto Optical Spectrometers*, Experimental Astronomy 1, pp. 101-121, 1989
- [52] Schloeder, F., *Untersuchung der Eigenschaften von CCD Zeilensensoren*, Diplomarbeit ausgeführt am I. Physikalischen Institut der Universität Köln, 1994
- [53] Siebertz, O., *Realisierung eines akusto-optischen Kontinuumdetektors mit variabler Bandbreite*, Diplomarbeit ausgeführt am I. Physikalischen Institut der Universität Köln, 1997

- [54] Siebertz, O., *Private Mitteilungen*, I. Physikalisches Institut der Universität zu Köln, 1997
- [55] Sobel, F., and F. L. Wentworth, *Quasi-optical surface waveguide and other components for 100 to 300 Gc region*, IRE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. MTT-9, pp. 512-518, 1961
- [56] Sugden, T. M., C. N. Kenney, *Microwave Spectroscopy of Gases*, D. Van Nostrand Company Ltd, London, 1965
- [57] Tolls, V., *Höchststabile akusto-optische Spektrometer für Interstellare Spektroskopie*, Diplomarbeit ausgeführt am I. Physikalisches Institut der Universität Köln, 1988
- [58] Townes, C. H., A. L. Schawlow, *Microwave Spectroscopy*, Dover Publications, Inc., New York, 1975
- [59] Ulaby, F. T., R. K. Moore and A. K. Fung, *Microwave Remote Sensing, Active and Passive*, Addison-Wesley, 1981
- [60] Varma, R., L. W. Hrubesh, *Chemical Analysis by Microwave Rotational Spectroscopy*, Chemical Analysis: A Series of Monographs on Analytical Chemistry and its Applications, Ed.: P. J. Elving et al., Vol. 52, John Wiley & Sons, New York, 1979
- [61] Van Vleck, J. H., V. F. Weisskopf, *On the Shape of Collision-Broadened Lines*, Reviews of Modern Physics, Vol. 17, No. 2 and 3, pp. 227-236, 1945
- [62] Vowinkel, B., *Passive Mikrowellenradiometrie*, Vieweg, Braunschweig, 1988
- [63] Wait, J. R., *Reflection at Arbitrary Incidence from a Parallel Wire Grid*, Appl. Sci. Res., Sec. B, Vol. 4, pp. 393-400, 1955
- [64] Waters, J. W. et al., *Stratospheric ClO and Ozone from the Microwave Limb Sounder on the Upper Atmosphere Research Satellite*, Nature, Vol. 362 pp. 597-602, 15 April, 1993
- [65] Waters, W., D. A. Flower, L. Froidevaux, R. F. Jarnot, W. G. Read, *UARS Microwave Limb Sounder Observations of Upper Atmosphere Ozone and Chlorine Monoxide*, Proc. IGARRS'94, Pasadena, 1994
- [66] Wylde, R., *private Mitteilungen*, Thomas Keating Ltd, 1996
- [67] de Zafra, R. L., C. Trimble, J. M. Reeves, D. Cheng, and D. Shindell, *mm-Wave Spectroscopy of Stratospheric Trace Gases at the South Pole over an 11-Month Cycle: O<sub>3</sub>, N<sub>2</sub>O, HNO<sub>3</sub>, NO<sub>2</sub> and ClO*, Proc. IGARRS'94, Pasadena, 1994

# A. Liste der Symbole und Variablen

## *Römische Buchstaben*

|  |  |
|--|--|
| $a$  | Drahtradius eines Polarisationsgitters, (4.9)  |
| $A$  | Air-Mass-Faktor, S. 15   |
| $\mathbf{A}_T^0$                                       | $m \times n$ -Matrix mit partiellen Ableitungen nach der Temperatur aus (2.31), (2.33)                 |
| $\mathbf{A}_v^0$                                       | $m \times n$ -Matrix mit partiellen Ableitungen nach dem Volumenmischungsverhältnis aus (2.31), (2.33) |
| $A_{nm}$   | Einstein-Koeffizient für spontane Emission $n \rightarrow m$ , S. 7                                    |
| $A_{ss}, A_{sr}$                                       | Air-Mass-Faktor der Stratosphäre für den Signal- bzw. Referenzstrahl, (4.1)                            |
| $A_{ts}, A_{ts}$                                       | Air-Mass-Faktor der Troposphäre für den Signal- bzw. Referenzstrahl, (4.1)                             |
| $B$  | Bandbreite, (2.34)   |
| $B$  | Rotationskonstante eines Moleküls, (2.4)   |
| $\mathbf{b}$   | an $m$ spektralen Stützstellen gemessenes Spektrum ( $m$ -dim. Vektor), (2.33)                         |
| $B(f_{mn}, T)$   | Planck-Funktion für die Frequenz $f_{mn}$ und die Temperatur $T$ , (2.6)                               |
| $\mathbf{b}^0$   | Anfangsschätzung für den Vektor $\mathbf{b}$ , (2.33)  |
| $B_f$  | Planck-Funktion für die Frequenz $f$ , (2.25)  |
| $B_{mn}$   | Einstein-Koeffizient für induzierte Absorption $m \rightarrow n$ , S. 7                                |
| $B_{nm}$   | Einstein-Koeffizient für induzierte Emission $n \rightarrow m$ , S. 7                                  |
| $c$  | Lichtgeschwindigkeit im Vakuum; $c = 2.99792458$ m/s   |
| $d$  | Amplitude der sinusförmigen Längenänderung bewirkt durch den Weglängenmodulator, (5.3)                 |
| $d$  | Drahtabstand in einem Polarisationsgitter, (4.9)   |
| $E_m, E_n$   | Energiezustände eines Moleküls, (2.1)  |
| $f$  | Frequenz   |
| $F$  | Gesamtdrehimpulsquantenzahl einschließlich des Kernspins, S. 5   |
| $F\left(\frac{d \cos \theta}{\lambda}, \varphi\right)$ | Korrekturfaktor bei der Berechnung des Reflexionskoeffizienten eines Polarisationsgitters, (4.12)      |
| $\mathbf{f}_T$   | Temperaturprofil mit $n$ Höhenstützstellen ( $n$ -dim. Vektor), (2.33)                                 |
| $\mathbf{f}_T^0$                                       | Anfangsschätzung für den Vektor $\mathbf{f}_T$ , (2.33)  |

|                     |   |
|---------------------|---|
| $\mathbf{f}_v$      | gesuchtes Volumenmischungsverhältnis-Profil mit $n$ Höhenstützstellen ( $n$ -dim. Vektor), (2.33)   |
| $\mathbf{f}_v^0$    | Anfangsschätzung für den Vektor $\mathbf{f}_v$ , (2.33)   |
| $G$                 | Gesamtgewinn des Radiometersystems, (3.2)   |
| $g_i, g_n$          | Entartungsgrade der Energieniveaus, (2.16)  |
| $G_{obj}, G_c, G_h$ | Gesamtgewinn bei der Objekt-Messung, der Cold-Messung bzw. der Hot-Messung, (3.17)  |
| $h$                 | Höhe in der Atmosphäre, (2.25)  |
| $H$                 | Hamilton-Operator, (2.3)  |
| $h_0$               | Höhe am Meßort, (2.32)  |
| $\hbar$             | Plancksches Wirkungsquantum; $\hbar = h/(2\pi) = 1.054589 \cdot 10^{-34}$ Js  |
| $I$                 | Trägheitsmoment eines Moleküls, (2.4)   |
| $I_0, I_t$          | Intensität vor bzw. nach der Transmission durch einen Fabry-Perot-Resonator, (5.1)  |
| $I_a, I_b, I_c$     | Trägheitsmomente bezüglich der drei Hauptachsen $a, b, c$ eines Moleküls, S. 6  |
| $I_f$               | spezifische Intensität, (2.25)  |
| $J$                 | Drehimpulsquantenzahl, (2.4)  |
| $J_0$               | Besselfunktion nullter Ordnung, (5.4)   |
| $k$                 | Wellenzahl, (5.5)   |
| $K$                 | Quantenzahl der Komponente des Drehmomentes entlang der Molekülachse, S. 6  |
| $K_{-1}, K_1$       | Quantenzahl zur Beschreibung asymmetrischer Rotoren, entsprechend der Quantenzahl $K$ des zugehörigen angrenzenden prolaten bzw. oblaten Moleküls, S. 6 |
| $K_{00}$            | Koppelgrad des Gaußschen Grundmodes, (5.5)  |
| $l$                 | geometrische Resonatorlänge, (5.1)  |
| $m$                 | Molekülmasse, (2.23)  |
| $M_s, M_r$          | Radiometer-Meßwerte für Signal bzw. Referenz bei der balancierten Kalibrierung, (3.21)  |
| $M_{obj}, M_c, M_h$ | Radiometer-Meßwerte für ein unbekanntes Meßobjekt, für die kalte bzw. die warme Referenzquelle, (3.4)   |
| $n$                 | Brechungsindex, (5.1)   |
| $N$                 | Anzahldichte der Energieniveaus, (2.16)   |
| $n_i$               | Anzahl der Moleküle der Sorte $i$ , (2.18)  |
| $N_i$               | Anzahldichte der Molekülsorte $i$ , (2.19)  |
| $N_n, N_m$          | Besetzungszahlen der Zustände $n$ und $m$   |
| $p$                 | Druck, (2.18)   |
| $P_n$               | Rauschleistung an einem Widerstand, (3.1)   |
| $Q$                 | Verteilungsfunktion, (2.16)   |
| $q_i$               | elektrische Ladungen im Molekül, (2.15)   |
| $r^2$               | Leistungsreflexionsfaktor der Begrenzungsflächen eines Fabry-Perot-Resonators, (5.1)  |
| $R_1, R_2$          | Krümmungsradien der Phasenfronten der TEM <sub>00</sub> -Welle, (5.5)   |

|                              |  |
|------------------------------|--|
| $\mathbf{r}_i$               | Positionsvektoren der Ladungen im Molekül, (2.15)  |
| $r_{p\parallel}, r_{p\perp}$ | Leistungsreflexionskoeffizient eines Polarisationsgitters für die zu den Gitterdrähten parallele bzw. senkrechte Feldkomponente einer einfallenden Welle, (4.13) |
| $r_{v\parallel}$             | komplexer Reflexionskoeffizient eines Polarisationsgitters für die zu den Gitterdrähten parallele Feldkomponente, (4.9)  |
| $S(f, f_{mn})$               | Formfaktor der Spektrallinien, (2.20)  |
| $S_d(f, f_{mn})$             | Linienform infolge der Dopplerverbreiterung, (2.23)  |
| $S_p(f, f_{mn})$             | Linienform infolge der Druckverbreiterung, nach Van Vleck und Weisskopf, (2.21)  |
| $S_v(f, f_{mn})$             | Voigt-Funktion, Linienform infolge der Druck- und Dopplerverbreiterung, (2.24)   |
| $S_{Tj}$                     | Sensitivitätsfunktion der $j$ -ten atmosphärischen Schicht für die Temperatur, (2.32)  |
| $S_{vj}$                     | Sensitivitätsfunktion der $j$ -ten atmosphärischen Schicht für das Volumenmischungsverhältnis, (2.32)  |
| $t$                          | Zeit   |
| $T$                          | Temperatur   |
| $T(h)$                       | Temperatur-Höhenprofil, (2.32)   |
| $T_b$                        | Helligkeitstemperatur, (2.29)  |
| $T_{atm}$                    | Helligkeitstemperatur der Atmosphäre, (3.23)   |
| $T_{cold}, T_{hot}$          | Helligkeitstemperaturen des kalten bzw. des warmen Schwarzkörpers der einstellbaren Referenzquelle, (4.16)   |
| $T_{cont}$                   | Beitrag des troposphärischen Kontinuums und der kosmischen Hintergrundstrahlung zur Helligkeitstemperatur der Atmosphäre, (3.23)                                 |
| $T_{cosm}$                   | kosmische Hintergrundstrahlung, S. 42  |
| $T_d$                        | Äquivalente Temperatur des Dielektrikums, (4.1)  |
| $t_{int}$                    | Integrationszeit, (2.34)   |
| $T_{lc}$                     | Beobachtete Linienintensität in der Linienmitte ausgedrückt als Helligkeitstemperatur, (3.28)  |
| $T_{line}$                   | Beitrag der beobachteten Spektrallinie zur Helligkeitstemperatur der Atmosphäre, (3.23)  |
| $T_{obj}, T_c, T_h$          | Helligkeitstemperatur eines unbekanntes Meßobjektes, der kalten bzw. der warmen Referenzquelle, (3.4)  |
| $T_{rec}$                    | Empfänger-Rauschtemperatur, (2.34)   |
| $T_{sys}$                    | Systemtemperatur, (3.3)  |
| $T_t$                        | Äquivalente Temperatur der Troposphäre, (4.1)  |
| $T_z$                        | Linienintensität (ausgedrückt als Helligkeitstemperatur) einer troposphärenkorr. Spektrallinie beobachtet in Zenit-Richtung, (4.1)                               |
| $V$                          | Volumen, (2.18)  |
| $v(h)$                       | Höhenprofil des Volumenmischungsverhältnisses, (2.32)  |
| $v_i$                        | Volumenmischungsverhältnis, (2.19)   |
| $w_1, w_2$                   | Strahlradien des Gaußschen Grundmodes, (5.5)   |
| $w_0, w_{01}, w_{02}$        | Strahltaillen des Gaußschen Grundmodes, (5.6)  |

|                    |  |
|--------------------|--|
| $X_{A,i}, X_{B,i}$ | der $i$ -te Meßwert der Kanäle $A$ bzw. $B$ bei der Bestimmung der relativen Radiometerstabilität, (3.12)  |
| $X_{AB,i}$         | der $i$ -te Meßwert eines virtuellen differentiellen Kanals ermittelt aus den Meßwerten der Kanäle $A$ und $B$ bei der Bestimmung der relativen Radiometerstabilität, (3.12) |
| $Y$                | Quotient aus $M_h$ und $M_c$ verwendet bei der Bestimmung der Empfänger-Rauschtemperatur, (3.5)  |
| $Y_{i,k}$          | das $i$ -te Datenmittelwert bestehend aus $k$ Einzelmessungen bei der Bestimmung der Allan-Varianz, (3.11)   |
| $\overline{Y}_k$   | Mittelwert aller Datenmittelwert-Differenzen bei der Bestimmung der Allan-Varianz, (3.11)  |
| $Z_0$              | charakteristische Impedanz der einfallenden Welle in Richtung normal zum Polarisationsgitter, (4.9)  |
| $Z_g$              | wirksame oberflächen Impedanz eines Polarisationsgitters, (4.9)  |
| $Z_i$              | interne Impedanz der Gitterdrähte eines Polarisationsgitters, (4.9)  |

#### Griechische Buchstaben

|                         |  |
|-------------------------|--|
| $\alpha$                | Drehgitterwinkel der einstellbaren Referenz, (4.17)  |
| $\alpha(h)$             | Höhenprofil des Absorptionskoeffizienten, (2.25)   |
| $\alpha_{mn}$           | Leistungsabsorptionskoeffizient, (2.5)   |
| $\beta$                 | Projektion des Drehgitterwinkels $\alpha$ in Richtung der optischen Strahlachse, (4.16)                            |
| $\beta(f)$              | Nichtlinearer Exponent Radiometer-Übertragungsfunktion, (3.15)   |
| $\delta$                | Phasendifferenz erzeugt in einem Fabry-Perot-Resonator, (5.1)  |
| $\Delta\alpha$          | Winkelkorrektur des Drehgitters erforderlich für den Abgleich zwischen Signal und Referenz, (5.14)                 |
| $\Delta\gamma_{vl,rel}$ | relative Einbuße beim Kontrastfaktor $\gamma_{vl}$ infolge der ungenau ermittelten Troposphärentemperatur, (5.12)  |
| $\Delta f$              | Abstand der Spektrallinien-Gruppen, S. 5   |
| $\Delta f_d$            | Linienbreite infolge der Dopplerverbreiterung, (2.23)  |
| $\Delta f_p$            | Linienbreite infolge der Druckverbreiterung, (2.21)  |
| $\Delta G$              | Gewinnänderung, (3.9)  |
| $\Delta h_j$            | Dicke der $j$ -ten atmosphärischen Schicht, (2.32)   |
| $\Delta M_{sr}$         | normierte Differenz der Signal- und der Referenzmessung, (3.20)  |
| $\Delta P$              | Leistungsabsorption, (2.5)   |
| $\Delta s$              | Weglängenelement, (2.5)  |
| $\Delta t$              | Zeitintervall  |
| $\Delta T_b$            | Radiometer-Auflösung, (2.34)   |
| $\Delta T_G$            | Änderung der Systemtemperatur infolge der Gewinnschwankungen, (3.9)  |
| $\Delta T_{atm,sr}$     | Fehler bei der Bestimmung der Helligkeitstemperatur der Atmosphäre mit Hilfe der balancierten Kalibrierung, (3.39) |
| $\Delta T_{atm}$        | Fehler bei der Bestimmung der Helligkeitstemperatur der Atmosphäre, (3.28)   |

|                            |   |
|----------------------------|---|
| $\Delta T_{obj,\Delta G}$  | Fehler infolge der Gewinnschwankungen bei der Bestimmung der Helligkeitstemperatur eines Meßobjektes, (3.14)  |
| $\Delta T_{obj,comp}$      | Fehler bei der Bestimmung der Helligkeitstemperatur mit Hilfe der hot-cold Kalibrierung bei Vernachlässigung der Kompression, (3.19)                      |
| $\Delta T_{obj,hc}$        | Auflösung einer hot-cold-kalibrierten Messung, (3.7)  |
| $\Delta T_{obj,sr}$        | Auflösung einer mit balancierten Kalibrierung durchgeführten Messung, (3.40)  |
| $\Delta T_{rec,\Delta G}$  | Fehler infolge der Gewinnschwankungen bei der Bestimmung der Empfänger-Rauschtemperatur, (3.13)   |
| $\Delta T_{rec,comp}$      | Fehler bei der Bestimmung der Empfänger-Rauschtemperatur mit Hilfe der hot-cold Kalibrierung bei Vernachlässigung der Kompression, (3.18)                 |
| $\Delta T_{rec,hc}$        | Auflösung einer hot-cold kalibrierten Empfänger-Rauschtemperatur-Messung, (3.8)   |
| $\Delta T_{rec}$           | Absoluter Fehler infolge der Vernachlässigung der Nichtlinearitäten bei der Bestimmung der Empfänger-Rauschtemperatur, (3.34)                             |
| $\Delta T_r$               | Absoluter Fehler infolge der Vernachlässigung der Nichtlinearitäten bei der Bestimmung der Helligkeitstemperatur der einstellbaren Referenzquelle, (3.37) |
| $\Delta V$                 | Volumenelement, (2.12)  |
| $\Delta z_0$               | axialer Versatz zweier Gaußscher Strahlen, (5.6)  |
| $\epsilon_{mn}$            | Emissionskoeffizient, (2.6)   |
| $\gamma(T)$                | temperaturabhängiger Druckverbreiterungsfaktor, (2.22)  |
| $\gamma_{bs}, \gamma_{bl}$ | linienbezogener Kontrast bei der Messung nach der Referenzstrahlmethode bzw. Methode mit interner Referenz, (4.7)   |
| $\lambda$                  | Wellenlänge   |
| $\boldsymbol{\mu}$         | elektrisches Dipolmoment-Operator, (2.15)   |
| $\mu_{mn}$                 | Dipolmatrixelement für den Übergang vom Zustand $m$ nach $n$ , (2.14)   |
| $\omega$                   | Kreisfrequenz des Weglängenmodulators, (5.3)  |
| $\psi$                     | zeitunabhängige Wellenfunktion, (2.2)   |
| $\Psi$                     | zeitabhängige Wellenfunktion, (2.2)   |
| $\rho$                     | Strahlungsdichte, (2.8)   |
| $\sigma_{A,k}^2$           | Allan-Varianz für aus $k$ Einzelmessungen bestehenden Datenmittelergebnisse, (3.11)   |
| $\tau$                     | mittlere Zeitperiode zwischen Kollisionen der Moleküle, (2.22)  |
| $\tau_f$                   | optische Dicke bei der Frequenz $f$ , (2.27)  |
| $\tau_d$                   | Opazität des Dielektrikums bei der Referenzstrahlmethode, (4.1)   |
| $\tau_z$                   | Opazität der Troposphäre in Zenit-Richtung, (4.1)   |
| $\theta$                   | Einfallswinkel der Welle auf ein Polarisationsgitter, (4.9)   |
| $\varphi$                  | Einfallswinkel der Welle auf ein Polarisationsgitter, (4.9)   |
| $\varphi_1$                | Beobachtungswinkel, (5.11)  |
| $\varphi_{opt}$            | optimaler Beobachtungswinkel, (5.8)   |
| $\zeta_0$                  | Wellenwiderstand des Freiraumes, (4.9)  |

## B. Liste der Abkürzungen

**AOS** akusto-optisches Spektrometer

**CCD** Charge-Coupled Device

**DLE** Differential Linearity Error

**EMV** Elektromagnetische Verträglichkeit

**HEMT** High Electron Mobility Transistor

**HF** Hochfrequenz

**IMK** Institut für Meteorologie und Klimaforschung

**ILE** Integral Linearity Error

**FSR** Full Scale Range

**LED** Light-Emitting Diode

**LNA** Low Noise Amplifier

**LO** Lokaloszillator

**LSB** Least Significant Bit

**PLL** Phase-Locked Loop

**PSC** Polar Stratospheric Clouds

**RMS** Root Mean Square

**SSB** Single Side Band

**SNR** Signal-to-Noise Ratio

**STG** Strahlungstransfer-Gleichung

**ZF** Zwischenfrequenz

# Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand neben meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Meteorologie und Klimaforschung (IMK) des Forschungszentrums Karlsruhe und der Universität (TH) Karlsruhe.

Mein erster Dank gilt Herrn Dr.-Ing. Gerd Hochschild, der mich vom Beginn an während meiner Tätigkeit im Forschungszentrum stets betreut, unterstützt und gefördert hat.

Dem Institutsleiter des IMK Herrn Prof. Dr. rer. nat. Herbert Fischer danke ich für seine Unterstützung, die mir die Durchführung der Arbeit erst ermöglicht hat und für die freundliche Übernahme des Korreferats.

Dem Leiter des Institutes für Hochfrequenztechnik und Elektronik der Universität (TH) Karlsruhe Herrn Prof. Dr.-Ing. Werner Wiesbeck danke ich für das Interesse an meiner Arbeit und die bereitwillige und freundliche Übernahme des Hauptreferats.

Herrn Rüdiger Lehm danke ich sehr herzlich für seine tatkräftige Unterstützung beim Aufbau der Meßsysteme und für wertvolle Hinweise zur Lösung vieler technischer Probleme.

Herrn Dipl.-Phys. Hermann Berg gilt mein Dank für vorbildliche Zusammenarbeit insbesondere bei der Vorbereitung und der Durchführung der Meßkampagnen und für zahlreiche Anregungen und Diskussionen.

Bei Herrn Dr. rer. nat. Martin Kuntz und Herrn Dipl.-Phys. Gerhard Kopp bedanke ich mich für ihr Engagement bei der Auswertung der Meßdaten und wertvolle Hinweise bei der Erstellung der Dissertation.

Den Angehörigen des I. Physikalischen Institutes der Universität Köln Herrn Prof. Dr. rer. nat. Rudolf Schieder, Herrn Dipl.-Phys. Jochen Horn und Herrn Dipl.-Phys. Oliver Siebertz danke ich für ihre Hilfe und Anregungen im Zusammenhang mit dem akusto-optischen Spektrometer.

Herrn Dr. Åke Steen vom Institutet för Rymdfysik in Kiruna (Schweden) danke ich für die Bereitstellung der Laborräume und seine Unterstützung bei der Durchführung der Meßkampagne in Kiruna.

Beim Herrn Dr. rer. nat. Peter Zimmermann von der Radiometer Physics GmbH bedanke ich mich für die erfolgreiche Zusammenarbeit beim Aufbau der Meßsysteme.

Abschließend danke ich meiner Ehefrau Irene für ihre Unterstützung und Rücksichtnahme während der Durchführung dieser Arbeit.

# Lebenslauf

- Persönliche Daten:** Richard Krupa  
Wallonenstr. 10  
76297 Stutensee  
geb. am 20.04.64 in Beuthen (OS)  
verheiratet, 2 Kinder
- Schulbildung:** 09/70 - 06/78 Volksschule in Mysłowice (OS)  
09/78 - 06/81 Technikum für Elektrotechnik  
in Sosnowiec (Polen)  
09/81 - 05/82 Deutsch-Intensivkurs in Stuttgart  
08/82 - 06/85 Städtisches Gymnasium in Rüthen
- Praktika:** 06/85 - 07/85 Dreherei und Maschinenbau Courtehoue in  
Siersburg  
07/85 - 08/85 KOMEG in Heusweiler
- Hochschulausbildung:** 10/85 - 01/91 Elektrotechnikstudium an der Universität  
Karlsruhe  
Schwerpunkte: optische Nachrichtentechnik  
Hochfrequenztechnik  
Thema der Diplomarbeit: „Untersuchung der  
Meßmethoden für die Transmissionsmessung  
der 142-GHz-Resonanzlinie von Ozon in der  
unteren Atmosphäre“  
WS 89/90 Urlaubssemester:  
Fachpraktikum bei der Siemens AG  
in Karlsruhe
- Berufstätigkeit:** seit 05/91 Wissenschaftlicher Mitarbeiter  
am Forschungszentrum Karlsruhe  
Arbeitsgebiet: Millimeterwellen-Radiometrie