

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6515

**Weiterentwicklung der Millimeterwellenradiometrie
stratosphärischer Spurengase in Emission und
Absorption^{*}**

Hermann Berg

Institut für Meteorologie und Klimaforschung

* Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)
genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe
2000

Kurzfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde das Millimeterwellenradiometer MIRA2 des *Instituts für Meteorologie und Klimaforschung* weiterentwickelt, sein Betrieb optimiert und während fünf Meßkampagnen an arktischen Standorten erfolgreich eingesetzt. Die gesammelten Höhenprofile der Volumenmischungsverhältnisse der Spurengase Ozon (O_3), Chlormonoxid (ClO), Salpetersäure (HNO_3) und Lachgas (N_2O) tragen dazu bei, die atmosphärischen Prozesse besser zu verstehen, die zum frühjährlichen Ozonabbau in der polaren Stratosphäre führen.

Im Folgenden wird das Meßsystem MIRA2 vorgestellt und wesentliche geräte-technische Neuerungen werden präsentiert. Hierunter fallen der Wechsel des Diplexerprinzips, eine erweiterte Empfangsantenne, eine Signalquelle für Testmessungen sowie die Realisierung eines quasioptischen Dämpfungsglieds. Ein neues Einstellverfahren für das Martin-Puplett-Seitenbandfilter wird beschrieben und es wird dargelegt, wie die Seitenbandunterdrückung maximiert werden konnte.

Trotz des fortgeschrittenen Entwicklungsstands von MIRA2 sind störende Einflüsse der Gerätebaseline auf das gemessene Helligkeitstemperaturspektrum nicht gänzlich zu vermeiden. Ein vertieftes Verständnis der zugrundeliegenden Mechanismen hilft Gegenmaßnahmen zu ergreifen bzw. nachträgliche Korrekturen der Spektren vorzunehmen. Diesbezüglich wird analysiert, wie sich das Seitenbandfilter und der Diplexer auf die Baseline auswirken. Des weiteren werden sogenannte *Stehwellen*, die durch parasitäre Mehrfachreflexionen im Signalweg entstehen, thematisiert und ihre Manifestation in den Messungen beleuchtet.

Eine Verbesserung der Meßergebnisse kann allerdings nicht nur durch Optimierung des Radiometersystems, sondern ebenfalls durch eine Abänderung der Meßmethode erreicht werden. Deshalb wird anhand von zahlreichen simulierten Spektren gezeigt, daß am Standort Kiruna (Schweden, $67,83^\circ N$, $20,42^\circ O$, 430 m) bei solaren Absorptions- anstatt der bisher ausschließlich angewandten Emissionsmessungen vor allem im Frühjahr mit stärkeren ClO- und O_3 -Signaturen zu rechnen ist, die eine genauere Auswertung ermöglichen. Bei Messung in Absorption werden die zu untersuchenden Luftmassen vor einer starken Strahlungsquelle wie der Sonne betrachtet und nicht wie bei der Emissionsgeometrie vor dem kalten kosmischen Hintergrund. Die hierzu notwendigen geräteseitigen Umbaumaßnahmen werden erörtert und eine Möglichkeit aufgezeigt, ohne tiefgreifende Modifikationen von MIRA2 auch bei hohen Signalintensitäten eine balancierte Kalibration zu realisieren. Erste Testmessungen runden die theoretischen Betrachtungen ab.

Abstract

Progresses in millimeter wave radiometry of stratospheric trace gases in emission and absorption

Within the scope of this treatise the millimeter wave radiometer MIRA2 of the *Institute for Meteorology and Climate Research* has been developed further, its operation has been optimized, and it has been successfully employed in a series of five measurement campaigns in arctic locations. The collected vertical profiles of volume mixing ratios of the trace gases ozone (O_3), chlorine monoxide (ClO), nitric acid (HNO_3) and laughing gas (N_2O) result in a better understanding of the atmospheric processes that lead to ozone depletion within the polar stratosphere in spring.

In the following, the measuring system MIRA2 will be introduced and essential instrumental improvements will be presented. This includes a change in the diplexer principle, an extended receiving antenna, a signal source for test measurements, as well as a quasi-optical damping device. Moreover, a new method for tuning the Martin-Puplett sidebandfilter will be described, and a successful means of maximizing sideband rejection will be depicted.

Despite the advanced stage of development of MIRA2, disturbing influences of the instrumental baseline on the measured spectrum of brightness-temperature cannot be completely avoided. A profound understanding of the underlying mechanisms, however, helps to take steps against this problem or to employ subsequent corrections of the spectra. Concerning this, the effects of the single sideband filter and the diplexer on the baseline will be object of some deeper analysis. Furthermore, so-called *standing waves* which are caused by parasitic multiple reflections in the signal path, will be object of some further investigation, whereby their manifestation in the measurement data will be put into focus.

An improvement of the accuracy of measurement data can not only be achieved by means of optimizing the radiometer system but also through changes in the method of measuring. By means of numerous simulated spectra it will therefore be shown that for the location Kiruna (Sweden, $67.83^\circ N$, $20.42^\circ E$, 430 m) stronger ClO- and O_3 -signatures that enable a more precise analysis can be expected especially in spring time in the case of solar absorption measurements rather than conventional emission measurements. For measuring in absorption air masses under investigation are observed in front of a source of strong radiation like the sun, instead of the cold cosmic background as is the case in emission geometry. The necessary changes in the construction of the measuring device will be discussed and a means of balanced calibration of high signal intensities will be presented, that can be implemented in MIRA2 without far-reaching modifications. First test measurements round off the theoretical considerations.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	iii
Abstract	iv
1. Einleitung	1
2. Grundlagen der Millimeterwellenradiometrie	4
2.1. Intensität und Helligkeitstemperatur	4
2.2. Strahlungstransfer durch die Atmosphäre	6
2.3. Linienspektrum atmosphärischer Gase	8
2.4. Berechnung von Spurengasprofilen aus gemessenen Spektren	10
2.5. Grundprinzip eines Heterodyn-Empfängers	12
2.6. Bestimmung von kalibrierten Intensitätsspektren	14
2.6.1. Empfängerrauschtemperatur, Zweipunktkalibrierung und Radiometerformel	14
2.6.2. Nichtlinearitäten und balancierte Kalibrierung	18
2.7. Gaußsche Strahlenoptik	20
3. Das Radiometersystem MIRA2	23
3.1. Radiometerentwicklung und -einsatz am IMK	23
3.2. Systembeschreibung	25
3.3. Das Periskop als Empfangsantenne	31
3.4. Martin-Puplett-Interferometer als Seitenbandfilter	34
3.4.1. Funktionsweise	35
3.4.2. Einstellung	37
3.4.3. Messung der Seitenbandunterdrückung	39
3.5. Diplexer	40
3.6. Signalquelle für Testmessungen	44
3.7. Das variable quasioptische Dämpfungsglied mit kalter Termination	44
3.7.1. Aufbau	45
3.7.2. Dämpfung und Rauschtemperatur	49
4. Betrachtungen zur Gerätebaseline	51
4.1. Einfluß des Seitenbandfilters und des Diplexers auf die Baseline	51
4.1.1. Martin-Puplett-Interferometer als Seitenbandfilter	51
4.1.2. Diplexer	55
4.2. Stehwellen	57
4.2.1. Entstehung durch Mehrfachreflexionen	57

4.2.2.	Stehwellen zwischen Mischer und Referenzlast	60
4.2.3.	Stehwellen durch Martin-Puplett- bzw. Fabry-Pérot-Interferometer	63
4.2.4.	Manifestation von Stehwellen in kalibrierten Spektren	67
4.2.5.	Meßtechnische Erfassung und Analyse von Stehwellen	69
4.2.6.	Stehwelle zwischen Mischer und Lokaloszillator	72
4.2.7.	Stehwellen von der internen variablen Referenzlast	74
4.2.8.	Berücksichtigung von Stehwellen bei der Inversionsrechnung	76
5.	Untersuchung zur Anwendbarkeit von Absorptionsmessungen	79
5.1.	Grundlegendes	79
5.2.	Die Bedeutung der Hintergrundstrahlung beim Strahlungstransfer	81
5.2.1.	Strahlungstransfer durch die Atmosphäre	81
5.2.2.	Der Signaturkontrast und seine Abhängigkeit von der Hintergrundstrahlung	83
5.2.3.	Stärke der Hintergrundstrahlung	84
5.3.	Absorptions- im Vergleich zu Emissionsmessungen	89
5.3.1.	Der Relative Signaturkontrast	89
5.3.2.	Die zur Simulation verwendeten Vorwärtsrechnungen	90
5.3.3.	Absorptionsmessungen gegen den Mond	93
5.3.4.	Absorptionsmessungen gegen die Sonne	93
5.4.	Simulierter Jahresgang des Relativen Signaturkontrasts für Kiruna	95
5.4.1.	Randbedingungen	95
5.4.2.	Jahresverlauf des Relativen Signaturkontrasts von Chlormonoxid und Ozon	98
5.5.	Technische Realisierung	100
5.5.1.	Auswirkung des Öffnungswinkels der Antennenkeule	100
5.5.2.	Balancierte Absorptionsmessungen	103
5.6.	Erste Absorptionsmessungen	105
5.7.	Zusammenfassung und Bewertung	108
6.	Schlußfolgerung und Ausblick	112
	Literaturverzeichnis	115
	Abbildungsverzeichnis	121
	Tabellenverzeichnis	125
	Symbolverzeichnis	127
	Liste der Abkürzungen	137
A.	Anleitung zur Eichung der Wegdifferenz des Einseitenbandfilters	139
	Danksagung	141

1. Einleitung

Ozon (O_3) ist ein atmosphärisches Spurengas, das zu 90% in der Stratosphäre, also in einem mittleren Höhenbereich der Atmosphäre zwischen 12 und 50 km lokalisiert ist. Es entsteht über die Photolyse des Sauerstoffs ($\lambda < 240$ nm) und wird ebenfalls durch Photolyse sowie eine Reihe katalytischer Prozesse abgebaut, bei denen vor allem Chlor, Brom, Stickstoffmonoxid und Wasserstoff eine wichtige Rolle spielen. Bei ungestörten Verhältnissen stellt sich ein dynamisches Gleichgewicht ein, bei dem bis zu 10^{13} Moleküle/cm³ (25 km) bzw. ein *Volumenmischungsverhältnis*¹ (*volume mixing ratio, vmr*) bis 8 ppmv (35 km) vorhanden sind. Würde sich sämtliches Ozon einer Luftsäule über dem Erdboden bei 0°C und 1013 mbar befinden, so würde es im Mittel lediglich 3 mm der Säule ausfüllen.

Trotz dieses geringen Vorkommens absorbiert das atmosphärische Ozon vollkommen die solare UV-c-Strahlung ($\lambda = 200$ –280 nm), große Teile der UV-b-Strahlung ($\lambda = 280$ –320 nm) und ca. 50% der UV-a-Strahlung ($\lambda = 320$ –400 nm). Wegen der zellschädigenden Wirkung des UV-Lichts sind diese 3 mm folglich für den Menschen und das gesamte Ökosystem von lebenswichtiger Bedeutung. Eine deutliche globale Erniedrigung des stratosphärischen Ozonvorkommens würde fatale Folgen nach sich ziehen, zumal ein 1%iger Ozonabbau zu einer Erhöhung der UV-b-Strahlung am Erdboden um 1–2% führt!

Die Verletzlichkeit des Ozongleichgewichts wurde in der Mitte der 80er Jahre durch die als *Ozonloch* bekannt gewordene Entdeckung eines dramatischen O_3 -Rückgangs (heute bis über 60% des Säulengehalts) über der Antarktis im September / Oktober offensichtlich. Die daraufhin entbrannten Forschungsaktivitäten konnten den grundsätzlichen Mechanismus entschlüsseln, der durch den anthropogenen Eintrag von Halogenen durch *Fluorchlorkohlenwasserstoffe (FCKW)* und *Halone*² in die Stratosphäre möglich wurde: Während der kalten Polarnacht bildet sich der *Polarwirbel (Polarer Vortex)* aus, in dem die Stratosphäre soweit abkühlen kann (unter -80°C), daß sich *Polare Stratosphärische Wolken (polar stratospheric clouds, PSCs)* ausbilden. An der Oberfläche der aus Wasser, Salpeter- und Schwefelsäure bestehenden Wolkenpartikel können *heterogene*³ chemische Reaktionen Chlor und Brom aus inaktiven Reservoirgasen in reaktive Verbindungen überführen. Diese zerstören unter Mitwirkung des im Frühjahr wieder vorhandenen Sonnenlichts Ozon katalytisch,

¹Das Volumenmischungsverhältnis gibt die relative Zahl von Molekülen einer bestimmten Spezies in einem Gasvolumen an. Die für atmosphärische Spurengase gebräuchlichen Einheiten sind *parts-per-million by volume* (ppmv), und *parts-per-billion by volume* (ppbv). Im Gegensatz zur *Konzentration* ist das vmr nicht vom Luftdruck und der Temperatur abhängig.

²*Halone* sind bromhaltige Verbindungen, die u. a. in Feuerlöschmitteln Verwendung finden.

³*Heterogene* chemische Reaktionen sind Reaktionen, bei denen die beteiligten Reaktionspartner in unterschiedlichen Phasen (gasförmig, flüssig, fest) vorliegen.

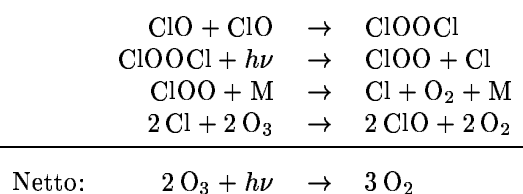
was binnen weniger Wochen in ca. 15–20 km Höhe zu einem beinahe vollständigen O₃-Verlust führen kann. Detaillierte Abhandlungen über die ozonzerstörenden Prozesse in der Stratosphäre sind z. B. in [51, 68, 74] oder dem sehr empfehlenswerten, über Internet verfügbaren Dokument [52] nachzulesen.

Obwohl mittlerweile weitgehend Einigkeit über die wesentlichen Prozesse des saisonalen Ozonverlusts über dem Südpol herrscht, besteht immer noch ein erheblicher Forschungsbedarf in wichtigen Detailfragen: So unterschätzen beispielsweise chemische Modelle oftmals noch den gemessenen Ozonverlust. Auch ist aufgrund unterschiedlicher meteorologischer Bedingungen in der Arktis, trotz vieler Parallelen, mit einer anderen Ausprägung der atmosphärenphysikalischen Prozesse als in der Antarktis zu rechnen. Dies gilt es genauso zu beleuchten wie die Frage, auf welche Weise der saisonale polare Ozonabbau mit dem O₃-Trend der mittleren Breiten gekoppelt ist. Zur Klärung müssen detaillierte Daten über den Zustand der Atmosphäre mit Methoden der Fernerkundung und durch In-Situ-Messungen gesammelt und mit Modellrechnungen verglichen werden.

Am *Institut für Meteorologie und Klimaforschung (IMK)* werden hierzu Infrarotspektrometer am Boden, auf Ballonen und auf Flugzeugen eingesetzt, die Stratosphäre mittels eines globalen Modells simuliert sowie Satellitendaten ausgewertet. Im niederfrequenteren Spektralbereich arbeitet das Millimeterwellenradiometer MIRA2. Es ist ein passiver, bodengestützter Heterodynempfänger, der in einem Frequenzbereich von 268 bis 280 GHz abgestimmt werden kann. Für ein jeweils 1,2 GHz breites Frequenzband können die durch thermisch angeregte Rotationsübergänge von Spurengasen verursachten Signaturen im Helligkeitstemperaturspektrum detektiert werden. Mittels geeigneter Inversionsalgorithmen kann dann aus der Form der druckverbreiterten Signatur auf die Höhenverteilung des Volumenmischungsverhältnisses des zugehörigen atmosphärischen Konstituenten geschlossen werden. Mit MIRA2 ist es so möglich, in einem Höhenbereich von ca. 17 bis 55 km Höhenprofile von Ozon, Chlormonoxid (ClO), Salpetersäure (HNO₃) und Lachgas (N₂O) zu bestimmen. ClO kommt hierbei eine zentrale Rolle zu, weil es über den katalytischen *Chlormonoxid-Dimer-Zyklus*⁴ sehr effektiv Ozon zerstört und mit anderen Meßmethoden nur schwer zu erfassen ist. Die Messungen sind bei günstigen meteorologischen Bedingungen Tag und Nacht möglich und können aufgrund der relativ großen Wellenlänge der detektierten Strahlung (~ 1 mm) sogar bei leichter Bewölkung vorgenommen werden.

Die seit 1996 im jährlichen Turnus durchgeführten Meßkampagnen an arktischen Standorten (Kiruna, Ny-Ålesund) stellten die Leistungsfähigkeit des im IMK entwickelten Meßsystems MIRA2, der angewandten intern balancierten Kalibrations-

⁴ Der *Chlormonoxid-Dimer-Zyklus* wird durch die folgenden chemischen Reaktionsgleichungen beschrieben, wobei M für ein beliebiges Molekül wie N₂ oder O₂ steht, das als Stoßpartner die Energie- und Impulserhaltung sicherstellt:



methode sowie der Inversionsalgorithmen unter Beweis. Während dieses Zeitraums war der Autor mitverantwortlich für die gerätetechnische Weiterentwicklung, die Programmierung der Meßsoftware und den Betrieb des Radiometers sowohl im Labor als auch während des Kampagneneinsatzes.

Ziel der Arbeit war es, das Radiometer MIRA2 fortzuentwickeln und noch besser für eine möglichst exakte Vermessung der sehr schwachen Spurengassignaturen anzupassen. Geräteseitige Einflüsse auf das gemessene Helligkeitstemperaturspektrum sollen analysiert und soweit möglich reduziert oder korrigiert werden. Darüberhinaus wird untersucht, welche Leistungssteigerung aus einer abgeänderten Meßmethode zu erreichen ist. Die gewonnenen Erkenntnisse werden im Rahmen dieser Arbeit wie folgt präsentiert:

Kapitel 2 vermittelt wichtige Grundlagen der Millimeterwellenradiometrie und führt Begriffe ein, die zum Verständnis des Weiteren wichtig sind.

Das Radiometersystem MIRA2 wird in Kapitel 3 detailliert vorgestellt. Wichtige Entwicklungsaspekte sowie Maßnahmen für einen optimierten Betrieb und eine erweiterte Gerätediagnostik erfahren eingehende Behandlung. Unter anderem werden Probleme im Zusammenhang mit dem Seitenbandfilter und dem Diplexer beleuchtet sowie eine Realisierung eines quasioptischen variablen Dämpfungsglieds vorgestellt.

Ein immer präsent Problem der sehr empfindlichen Messungen stellt die Gerätebaseline im detektierten Spektrum dar. Wie die beiden frequenzbestimmenden Elemente der Quasioptik, der Diplexer und das Seitenbandfilter, sich diesbezüglich bemerkbar machen und welche Korrektur gegebenenfalls möglich ist, wird im Kapitel 4 geklärt. Außerdem wird untersucht, wie sich sogenannte *Stehwellen* im quasioptischen Signalpfad von MIRA2 ausbilden und wie sie sich in den Messungen auswirken. Stehwellen entstehen durch unerwünschte Mehrfachreflexionen im Signalweg des Meßsystems und bewirken sinusförmige Undulationen im Helligkeitstemperaturspektrum. Es wird erörtert, wie eine Stehwelle zwischen Mischer und Lokaloszillator durch den Wechsel des Diplexertyps erfolgreich unterdrückt werden konnte.

Nachdem die Kapitel 2–4 darlegen, wie die Leistungsfähigkeit durch gerätetechnische Fortentwicklung gesteigert werden können, befaßt sich Kapitel 5 mit einer für MIRA2 und vergleichbaren Geräten neuartigen Meßart: der *Absorptionsmessung*. Anhand zahlreicher Vorwärtsrechnungen wird simuliert, unter welchen Umständen diese im Vergleich zu der bisher alleinig angewandten Emissionsmessung vorteilhaft zur Anwendung kommen kann. Problemlösungen im Zusammenhang mit ihrer technischen Realisierung werden ebenso präsentiert wie erste Testmessungen.

Kapitel 6 beschließt diese Arbeit mit einer Bewertung.

2. Grundlagen der Millimeterwellenradiometrie

2.1. Intensität und Helligkeitstemperatur

Die zentrale Größe in der Radiometrie ist die *spezifische Intensität*, im weiteren nur kurz *Intensität* genannt. Ihre quantitative Bestimmung macht den Zweck eines Radiometers aus. Zur Definition der Intensität I_ν eines Strahlungsfeldes wird die Energie dE betrachtet, die durch ein Flächenelement dA in Richtungen fließt, die von einem Raumwinkelement $d\Omega$ eingeschlossen werden (s. Abb. 2.1). Die Intensität ist dann die Leistung pro senkrecht zur Hauptrichtung projizierte Fläche, pro Frequenzintervall $[\nu, \nu + d\nu]$ und pro Raumwinkel:

$$I_\nu := \frac{dE}{\cos(\vartheta) dA d\nu d\Omega dt} \quad \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{Hz} \cdot \text{sr}} \right] \quad (2.1)$$

Im Falle eines Schwarzkörpers mit der thermodynamischen Temperatur T wird die emittierte Strahlungsintensität B_ν durch die *Planck-Funktion* beschrieben:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (2.2)$$

Hierbei ist h das Plancksche Wirkungsquantum, k die Boltzmann-Konstante, ν die Frequenz und c die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit. Der Faktor 2 berücksichtigt, daß Strahlungsanteile von zwei orthogonalen Polarisations Ebenen zur Gesamtintensität beitragen. Für niedrige Frequenzen bzw. hohe Temperaturen kann die Planck-Funktion durch Reihenentwicklung in die *Rayleigh-Jeans-Näherung*

$$B_\nu(T) \approx \frac{2\nu^2 kT}{c^2} = \frac{2kT}{\lambda^2} \quad h\nu \ll kT \quad (2.3)$$

überführt werden (λ ist die Wellenlänge). In vielen praktischen Anwendungsfällen, vor allem bei der niederfrequenten Strahlung wie sie zu Beginn der Mikrowellenradiometrie von Bedeutung war, führt diese Näherung zu brauchbaren Ergebnissen. Es hat sich deshalb in der Mikrowellentechnik eingebürgert, basierend auf dem linearen Zusammenhang zwischen thermodynamischer Temperatur und Strahlungsintensität, wie er in der Rayleigh-Jeans-Näherung (2.3) zum Ausdruck kommt, die Strahlungsintensität I_ν in Form der *Äquivalenten Helligkeitstemperatur*¹ T_b (im weiteren kurz:

¹Sie wird auch als *Rayleigh-Jeans Äquivalente Helligkeitstemperatur* bezeichnet und ist von der

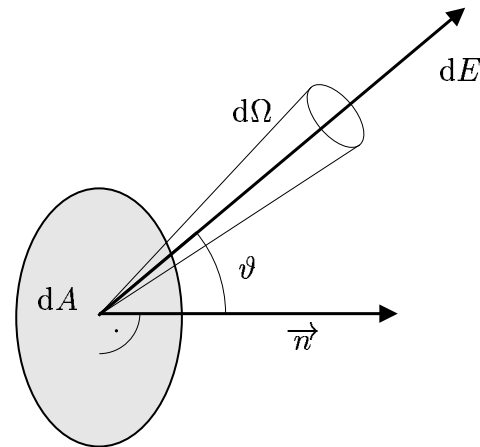


Abb. 2.1.: Zur Definition der Intensität: Die Energie dE fließt durch eine Fläche dA in Richtungen, die von einem Raumwinkelement $d\Omega$ umschlossen werden. Die Flächennormale \vec{n} schließt mit der Richtung des Raumwinkelements den Winkel ϑ ein.

(Helligkeitstemperatur) in Kelvin anzugeben. Die Umrechnung erfolgt nach folgender Formel:

$$\boxed{T_b(\nu) := \frac{\lambda^2}{2k} I_\nu} \quad (2.4)$$

Es wird betont, daß eine Intensitätsangabe mittels Helligkeitstemperatur keinesfalls die Gültigkeit der Rayleigh-Jeans-Näherung voraussetzt. Vielmehr handelt es sich um eine Umskalierung, die für alle Frequenzen und Temperaturbereiche definiert ist. Allerdings ist Vorsicht bei der Interpretation der Helligkeitstemperatur geboten. Keinesfalls darf sie generell mit der thermodynamischen Temperatur gleichgesetzt werden. Lediglich für den Fall, daß die Rayleigh-Jeans-Näherung tatsächlich Gültigkeit besitzt, ist die Helligkeitstemperatur gleich der thermodynamischen Temperatur, die ein Schwarzkörper haben müßte, damit die von ihm emittierte Strahlungsintensität gleich derjenigen ist, die durch die Helligkeitstemperatur beschrieben wird.

Abb. 2.2 zeigt die relative Abweichung der Helligkeitstemperatur von der thermodynamischen Temperatur, $\frac{T-T_b}{T}$, gültig für einen thermodynamischen Temperaturbereich bis 400 K. Exemplarisch wurden Kurvenverläufe für Frequenzen berechnet, bei denen vom IMK Radiometer betrieben wurden bzw. bei denen Messungen geplant sind. Bei einer Frequenz von 278 GHz und einer thermodynamischen Temperatur von 300 K, was beispielsweise den Verhältnissen bei einer Kalibrationsmessung auf eine warme Referenzstrahlungsquelle für eine CIO-Messung entspricht, ist die Helligkeitstemperatur immerhin um rund 6,6 K kleiner als die thermodynamische Temperatur. Noch deutlicher wird der Unterschied bei der kosmischen Hintergrundstrahlung, deren Helligkeitstemperatur sich unter der begründeten Annahme,

Thermodynamischen Helligkeitstemperatur zu unterscheiden, die im Infrarot-Bereich Verwendung findet. Letztere ist gleich der thermodynamischen Temperatur, die ein Schwarzkörper ohne Zugrundelegung der Rayleigh-Jeans-Näherung haben muß, um die gleiche Strahlungsintensität wie die zu beschreibende zu emittieren.

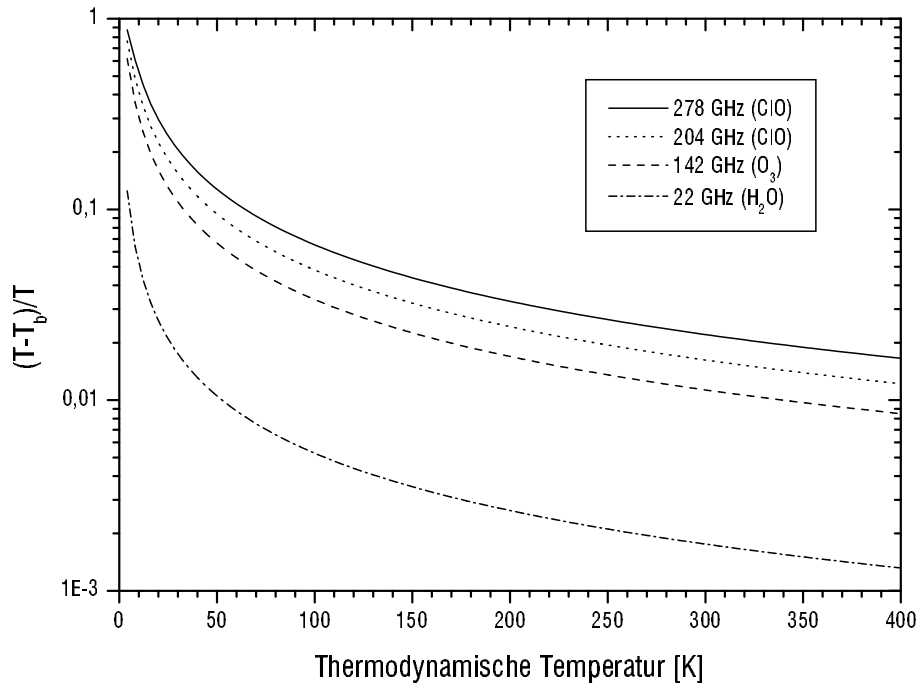


Abb. 2.2.: Relative Abweichung der Helligkeitstemperatur von der thermodynamischen Temperatur für verschiedene Frequenzen, bei denen sich wichtige Spurengas-signaturen (Gas jeweils in der Legende mit angegeben) befinden.

der Weltraum verhalte sich wie ein Schwarzkörper, mit einer thermodynamischen Temperatur von 2,7 K, zu 0,096 K berechnet. Dies entspricht lediglich 3,6% der thermodynamischen Temperatur.

2.2. Strahlungstransfer durch die Atmosphäre

Bei der Fernerkundung mittels Radiometrie steht die zu detektierende elektromagnetische Strahlung auf ihrem Weg zum Empfänger in charakteristischer Weise in Wechselwirkung mit den Konstituenten der Atmosphäre. Beim Durchdringen einer homogenen Luftschicht der Dicke dh ändert sich dabei die Intensität um einen Betrag $dI_\nu(h)$ (Abb. 2.3). Die Beeinflussung der Intensität erfolgt durch *Extinktion* und *Emission*. Die Extinktion umfaßt die Prozesse der *Absorption* und der *Streuung*. Letztere wird im weiteren vernachlässigt. Zwar stellen Hydrometeore Streuzentren für Millimeterwellen dar, doch ist ihre Wechselwirkung weniger bedeutsam als im Infraroten und im höherfrequenten Spektralbereich. So dominiert beispielsweise der Absorptionsquerschnitt bei einer Frequenz von 300 GHz und einem Wassertröpfchenradius von $30 \mu\text{m}$ (maximale Obergrenze für Wolken-tröpfchen: ca. $100 \mu\text{m}$) immer noch um fast zwei Größenordnungen über den Streuquerschnitt ([23], S. 12f). Dies deckt sich mit der Erfahrung, daß die Messungen für starke Ozonsignaturen teilweise auch bei Bewölkung und schwachem Niederschlag zu plausiblen Ergebnissen führen.

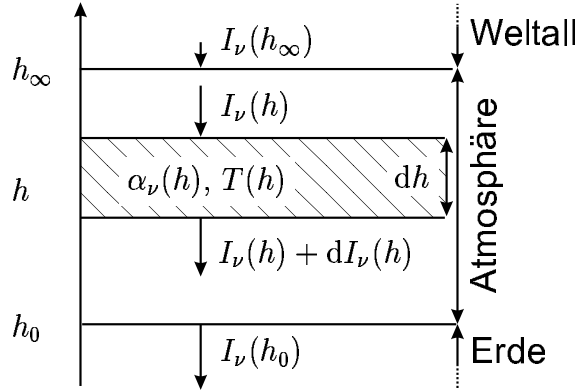


Abb. 2.3.: Strahlungstransfer durch die Atmosphäre bei bodengestützter Fernerkundung: Die Intensitätsänderung dI_ν bei Transmission durch eine infinitesimale Schicht der Dicke dh ist durch den Absorptionskoeffizienten $\alpha_\nu(h)$ und die thermodynamische Temperatur $T(h)$ bestimmt. Um die Intensität $I_\nu(h_0)$ am Beobachtungsort (h_0) zu bestimmen, sind alle Teilschichten bis zum Rand der Atmosphäre (h_∞) zu berücksichtigen. $I_\nu(h_\infty)$ ist die Hintergrundstrahlung.

Die Absorption wird dem *Lambert-Beerschen Gesetz*² zufolge durch

$$dI_\nu^{abs}(h) = -I_\nu(h) \alpha_\nu(h) dh \quad (2.5)$$

beschrieben.³ $\alpha_\nu(h)$ ist der frequenzabhängige *Absorptionskoeffizient*. Die Emission ergibt sich mittels des *Emissionskoeffizienten* $\epsilon_\nu(h)$ als:

$$dI_\nu^{emi}(h) = \epsilon_\nu(h) B_\nu(T(h)) dh = \alpha_\nu(h) B_\nu(T(h)) dh \quad (2.6)$$

Die Umformung spiegelt das *Kirchhoffsche Gesetz* ($\epsilon_\nu(h) = \alpha_\nu(h)$) wider, welches unter der Annahme eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichts Gültigkeit besitzt (dies wird im weiteren angenommen). Insgesamt wird also die Intensitätsänderung bei Durchlaufen einer homogenen Schicht unter Vernachlässigung der Streuung durch folgende *differentielle Strahlungstransfergleichung*⁴ beschrieben:

$$\boxed{\frac{dI_\nu(h)}{dh} = \alpha_\nu(h) (B_\nu(T(h)) - I_\nu(h))} \quad (2.7)$$

Zur Bestimmung der am Beobachtungsort (Erde bei bodengestützter Fernerkundung) eintreffenden Strahlung wird angenommen, daß die Atmosphäre aus vielen infinitesimal dünnen, horizontalen Schichten aufgebaut ist. Sie besitzen die Dicke dh und sind jeweils durch ihre Höhe h , dem dort vorherrschenden Absorptionskoeffizienten $\alpha_\nu(h)$ sowie der thermodynamischen Temperatur $T(h)$ charakterisiert. Formale Integration von (2.7), beginnend bei der Beobachterhöhe h_0 bis zur Obergrenze der Atmosphäre in der Höhe h_∞ führt zu:

$$I_\nu(h_0) = I_\nu(h_\infty) e^{-\int_{h_0}^{h_\infty} \alpha_\nu(h) dh} + \int_{h_0}^{h_\infty} \alpha_\nu(h) B_\nu(T, h) e^{-\int_{h_0}^h \alpha_\nu(h') dh'} dh \quad (2.8)$$

²Manchmal wird auch der Name *Bouguer* mit angeführt.

³Nichtlineare Effekte können ausgeklammert werden, weil die hierfür nötige Photonendichte in der Erdatmosphäre sicher nicht erreicht wird.

⁴Auch als Schwarzschild-Gleichung bekannt.

Unter Einbeziehung der Helligkeitstemperatur T_b ergibt sich die *integrale Strahlungstransfergleichung*:

$$T_b(\nu, h_0) = T_{b\infty}(\nu) e^{-\tau_\nu(h_\infty)} + \int_{h_0}^{h_\infty} T_b(\nu, h) e^{-\tau_\nu(h)} \alpha_\nu(h) dh \quad (2.9)$$

Hierbei wurde die Definition der Optischen Dicke oder auch Opazität $\tau_\nu(h)$ zugrundegelegt. Die Opazität ergibt sich aus dem Integral über den Absorptionskoeffizienten längs des Ausbreitungswegs der Strahlung von einem Punkt in der Höhe h zum Beobachter:

$$\tau_\nu(h) := \int_{h_0}^h \alpha_\nu(h') dh' \quad (2.10)$$

Im speziellen Falle einer vertikalen Strahlungsausbreitung wird $\tau_\perp := \tau_\nu(h_\infty)$ als *Zenitopazität* bezeichnet.

$T_{b\infty}(\nu)$ ist die *Hintergrundtemperatur*, also die Helligkeitstemperatur derjenigen Strahlungsbeiträge, deren Quellen außerhalb der Erdatmosphäre liegen. Je nach Meßkonfiguration handelt es sich dabei um die *kosmische Hintergrundstrahlung* oder die Helligkeitstemperatur eines Himmelskörpers (vgl. Kap. 5).

Zur Vertiefung der Theorie den atmosphärischen Strahlungstransfer betreffend, wird z. B. auf [5] und [16] verwiesen.

2.3. Linienspektrum atmosphärischer Gase

Um unter Zuhilfenahme der integralen Strahlungstransfergleichung (2.9) die nach Transmission durch die Atmosphäre am Meßort eintreffende Strahlungsintensität berechnen zu können, ist die Kenntnis des Absorptionskoeffizienten der Lufthülle $\alpha_\nu(h)$ unabdingbar.

Dabei wird von einem isotropen Gas ausgegangen, dessen Moleküle diskrete Energiezustände annehmen können, die entsprechend der Quantenmechanik durch eine Reihe von Quantenzahlen beschrieben werden. Die Quantenzahlen stellen hierbei den elektronischen, den Vibrations-, den Rotations- sowie den Spinzustand dar. Im Frequenzbereich der Mikrowellen ist aufgrund der energetischen Gegebenheiten ein Strahlungsübergang ausschließlich mit einer Änderung des Rotationszustandes des Moleküls verbunden. Deshalb sind hier deutlich weniger, jedoch besser voneinander separierte Spektrallinien anzutreffen, als beispielsweise in der Infrarotspektroskopie.

Bei einem Übergang zwischen den Zuständen a und b ist entsprechend der *Diracschen Störungstheorie* die Wechselwirkung mit dem elektromagnetischen Feld durch einen Operator beschrieben. Falls die Wellenlänge im Vergleich zur molekularen Ausdehnung sehr groß ist, handelt es sich hierbei um das Dipolmoment μ_{ab}^σ (σ indiziert eine der drei räumlichen Komponenten). Der diesem Übergang zugehörige Absorptionskoeffizient α_{ab} läßt sich bei Zugrundelegung des cgs-Systems⁵ ableiten

⁵Im SI-System ist zwischen einem elektrischen und magnetischen Dipolmoment zu unterscheiden. In (2.11) ist $|\mu_{ab}^\sigma|^2$ dann durch $|\mu_{ab}^\sigma|^2 / (4\pi\epsilon_0)$ bzw. $\mu_0 |\mu_{ab}^\sigma|^2$ zu ersetzen.

zu [23]:

$$\alpha_{ab} = \frac{8 \pi^3 N}{3 h c} \nu_{ab} (w_b - w_a) \sum_{\sigma} |\mu_{ab}^{\sigma}|^2 \quad (2.11)$$

$h \nu_{ab} = \mathcal{E}_a - \mathcal{E}_b$ beschreibt den Unterschied zwischen den beiden Energieniveaus. N ist die Anzahldichte und w_a bzw. w_b repräsentieren die thermodynamische Aufenthaltswahrscheinlichkeit für den jeweiligen Quantenzustand. Letztere sind über die *Boltzmann-Verteilung* mit g_i als Entartungsgrad und der Verteilungsfunktion Q gegeben als:

$$w_i = \frac{N_i}{N} = \frac{g_i e^{-\frac{\mathcal{E}_i}{kT}}}{Q} \quad \text{mit} \quad Q = \sum_j g_j e^{-\frac{\mathcal{E}_j}{kT}} \quad (2.12)$$

Bisher blieb unberücksichtigt, daß eine gemessene Absorptions- oder Emissionslinie sich keinesfalls monochromatisch darstellt sondern aufgrund verschiedener Linienverbreiterungsmechanismen spektrale Struktur besitzt, die durch die frequenzabhängige *Linienform* $S(\nu, \nu_{ab})$ erfaßt wird:

$$\alpha_{ab}(\nu) = \alpha_{ab} S(\nu, \nu_{ab}) \quad (2.13)$$

Aus der *Heisenbergschen Unschärferelation* läßt sich aufgrund der nicht verschwindenden Wahrscheinlichkeit, daß ein Molekül im freien Raum durch spontane Emission in einen energetisch niedrigeren Zustand übergeht, eine *Natürliche Linienbreite* ableiten. Diese ist allerdings vergleichsweise gering und spielt in diesem Zusammenhang keine Rolle.

Wesentlich stärker ist der Effekt, der aus Kollisionen der Moleküle untereinander resultiert und als *Druckverbreiterung* bekannt ist. Die in der klassischen Vorstellung durch die abrupte Unterbrechung der Wechselwirkung des Moleküls mit dem elektromagnetischen Feld verursachte Linienform wurde von *Van Vleck* und *Weisskopf* zu

$$S_p(\nu, \nu_{ab}) = \frac{\nu}{\pi \nu_{ab}} \left[\frac{\Delta \nu_p}{(\nu_{ab} - \nu)^2 + \Delta \nu_p^2} + \frac{\Delta \nu_p}{(\nu_{ab} + \nu)^2 + \Delta \nu_p^2} \right] \quad (2.14)$$

berechnet [72]. Die Halbwertsbreite der Linie $\Delta \nu_p$ ist über den *Druckverbreiterungsfaktor* $\gamma(T)$ abhängig von der Temperatur und überdies proportional zum Druck p :

$$\Delta \nu_p = \gamma(T) p \quad (2.15)$$

Die durch die *Maxwell-Verteilung* beschriebene thermische Bewegung der Moleküle relativ zum Beobachter führt über den *Doppler-Effekt* außerdem zu der sogenannten *Dopplerverbreiterung*

$$S_d(\nu, \nu_{ab}) = \sqrt{\frac{m c^2}{2 \pi k T}} e^{-\frac{m c^2}{2 k T} (\nu - \nu_{ab})^2} \quad (2.16)$$

mit der zugehörigen Linienbreite:

$$\Delta\nu_d = \nu \sqrt{\frac{2kT}{mc^2} \ln 2} \quad (2.17)$$

In der Erdatmosphäre dominiert bei Millimeterwellen die Druckverbreiterung bis in Höhen von etwa 50–60 km deutlich über die Dopplerverbreiterung (vgl. [38], S. 11). Ist letztere nicht mehr zu vernachlässigen, wird die Spektrallinie durch die *Voigt-Funktion*, eine Faltung beider angeführten Linienformen, beschrieben.

Bei Kenntnis aller relevanten Linienparameter, die entweder quantenmechanischen Berechnungen oder Labormessungen entstammen sowie der Höhenprofile von Druck, Temperatur und Volumenmischungsverhältnis (vmr) der atmosphärischen Konstituenten, gelingt es durch eine *Vorwärtsrechnung* nach (2.9), (2.11), (2.13) und (2.14) die spektrale Helligkeitstemperturverteilung am Meßort zu prognostizieren. Am IMK wird zu diesem Zweck ein Programm verwendet, das auf der HITRAN'96-Liniendatenbank⁶ basiert [65]. Abb. 2.4 zeigt ein damit für den Standort Kiruna synthetisiertes atmosphärisches Emissionsspektrum, unter Zugrundelegung von p -, T - und vmr-Profilen, die repräsentativ für Wintermessungen innerhalb des Polarwirbels sind. Der dargestellte Frequenzbereich entspricht dem Einstellbereich des Radiometers MIRA2. Vor allem das reichliche Vorkommen von Wasserdampf in der Troposphäre, welches je nach meteorologischen Verhältnissen starken Fluktuationen unterliegt, behindert wegen des dadurch bedingten ausgeprägten Emissionssockels (~ 150 K in Verbindung mit O_2 in Abb. 2.4) und der Dämpfung der stratosphärischen Leistungsbeiträge die Detektion der zu untersuchenden O_3 -, N_2O -, HNO_3 - und vor allem der extrem schwachen ($\sim 0,1$ K) ClO-Signatur.

2.4. Berechnung von Spurengasprofilen aus gemessenen Spektren

Als Pendant zum eben geschilderten *Vorwärtsproblem* gilt es beim *inversen Problem*, durch eine *Inversionsrechnung* oder kurz *Inversion*, aus einem gemessenen Intensitätsspektrum das vmr-Höhenprofil eines Spurengases abzuleiten. Weil das Volumenmischungsverhältnis über den Absorptionskoeffizienten $\alpha_\nu(h)$ in offensichtlich nichtlinearer Weise in Gleichung (2.9) mit der am Meßort eintreffenden Intensität $T_b(\nu, h_0)$ verknüpft ist, wird hierzu die Strahlungstransfergleichung durch Taylorreihenentwicklung linearisiert. In Matrixschreibweise ergibt sich dann das folgende Gleichungssystem [40] (S. 16):

$$\mathbf{b} - \mathbf{b}^0 = \mathbf{A}_T^0 \cdot (\mathbf{f}_T - \mathbf{f}_T^0) + \mathbf{A}_{c_v}^0 \cdot (\mathbf{f}_{c_v} - \mathbf{f}_{c_v}^0) + \dots \quad (2.18)$$

(Für jeden einzelnen atmosphärischen Konstituenten ist ein Term der Art $\mathbf{A}_x^0 \cdot (\mathbf{f}_x - \mathbf{f}_x^0)$ zu berücksichtigen, was durch \dots angedeutet ist.) Das gemessene Helligkeitstemperturspektrum wird dabei vom Vektor \mathbf{b} repräsentiert, \mathbf{b}^0 enthält das Spektrum, das sich nach Vorwärtsrechnung aus Startprofilen $\mathbf{f}_T^0, \mathbf{f}_{c_v}^0, \dots$ für Temperatur und den Volumenmischungsverhältnissen c_v der Spurengase ergibt. Die gesuchten

⁶Siehe auch <http://www.HITRAN.com/>.

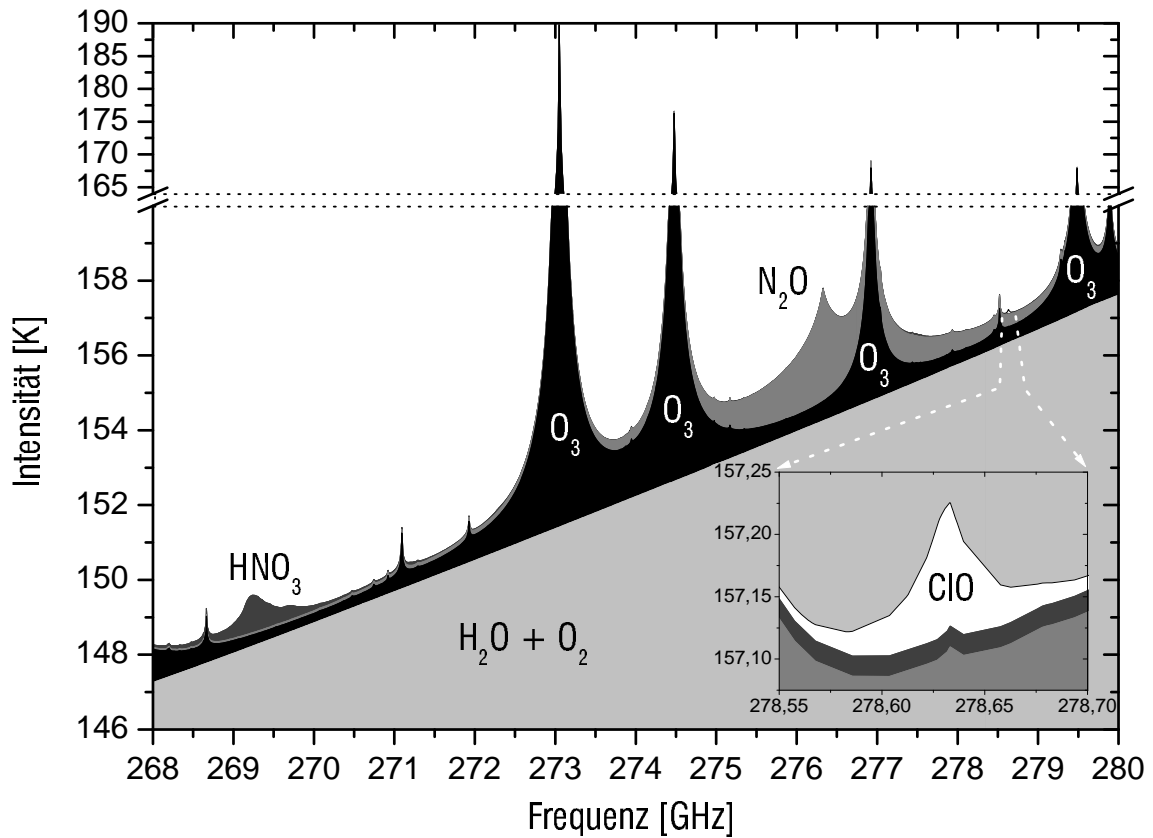


Abb. 2.4.: Berechnetes Emissionsspektrum der Atmosphäre für eine bodengebundene Messung in Kiruna, gültig für eine Messsituation innerhalb des winterlichen polaren Wirbels ohne Chloraktivierung (20° Elevationswinkel, 40% Standard- H_2O -Profil). Wie in der Ausschnittsvergrößerung zu erkennen, liegt unterhalb der sehr schwachen ClO -Signatur auch noch eine kleine Ozonlinie.

Höhenprofile sind mit $\mathbf{f}_T, \mathbf{f}_{c_v}, \dots$ symbolisiert. Die Matrizen $\mathbf{A}_T^0, \mathbf{A}_v^0, \dots$ beinhalten die *Sensitivitätsfunktionen* (partielle Ableitungen nach T und c_v des Beitrags einer bestimmten Höhengschicht zur Helligkeitstemperatur, die am Meßort detektiert wird).

Auf eine weitere Betrachtung des Lösungsverfahrens für das *schlecht gestellte* Gleichungssystem (2.18) wird hier verzichtet und auf [40] sowie die dort aufgeführten Referenzen verwiesen. Es sei jedoch erwähnt, daß am IMK zur Inversion der gemessenen Millimeterwellenspektren die *Tikhonov-Phillips Regularisierung* (*Constrained Linear Inversion*) und das *Verfahren der maximalen Wahrscheinlichkeit* (*Optimal Estimation Method*) zum Einsatz kommen. Diese Methoden werden allerdings in einer erweiterten Form angewandt, die eine Inversion für mehrere Spurengase gleichzeitig ermöglicht [43] und Stehwellen (vgl. Abschnitt 4.2) mit berücksichtigt [41, 42].

2.5. Grundprinzip eines Heterodyn-Empfängers

Zur Detektion der spektralen Signatur eines atmosphärischen Gases muß das äußerst schwache Signal ausreichend verstärkt werden (typ. 95 dB). Für Frequenzen über ~ 100 GHz stehen hierfür jedoch keine geeigneten Verstärker zur Verfügung. Im Millimeter- und Submillimeterwellenbereich kommt deshalb das (*Super*)*Heterodynprinzip* zur Anwendung, bei dem ein *Hochfrequenzsignalband HF* (zentriert um die Frequenz ν_{HF}) auf ein niedrigeres *Zwischenfrequenzband ZF* (zentriert um ν_{ZF}) transformiert wird, ohne dabei an spektraler Information einzubüßen. Kernstück bei diesem Prozeß ist der *Mischer*, der aus einem Bauteil mit stark nicht-linearer Strom-Spannungs-Kennlinie aufgebaut ist. Verwendung finden *Schottky-Dioden-Mischer* und *SIS-Mischer*⁷. SIS-Mischer arbeiten deutlich rauschärmer, müssen dafür jedoch auf etwa 4K gekühlt werden und bedingen damit einen technisch höheren Aufwand.

Wird das interessierende HF-Band im Mischer mit dem monofrequenten Signal ν_{LO} eines *Lokaloszillators (LO)* überlagert, so resultieren Mischprodukte in Bereichen um die Frequenzen:

$$\nu_{ZF}^{m,n} = |m \nu_{LO} \pm n \nu_{HF}| \quad \text{mit } m, n \in \mathbb{N} \quad (2.19)$$

Durch geeignete Bauweise des Mixers wird eine Dominanz des Terms

$$\nu_{ZF} = |\nu_{LO} - \nu_{HF}| \quad (2.20)$$

erreicht. Höhere Ordnungen können, falls sie genügend ausgeprägt sind, zu Störungen führen, werden hier aber nicht berücksichtigt. Bandpaßfilterung begrenzt das Zwischenfrequenzband auf den Frequenzbereich des Spektrometers. Offenbar erfüllen zwei HF-Bänder die Gleichung (2.20). Sie werden *Oberes Seitenband (OSB, bei $\nu_{HF,OSB} = \nu_{LO} + \nu_{ZF}$)* bzw. *Unteres Seitenband (USB, bei $\nu_{HF,USB} = \nu_{LO} - \nu_{ZF}$)* genannt. Abb. 2.5 veranschaulicht, wie die Seitenbänder, die beide einen mittleren Abstand ν_{ZF} von der LO-Frequenz haben, auf das ZF-Band um ν_{ZF} abgebildet werden und wie sich ihre Leistungsbeiträge überlagern. Aufgrund der Betragsbildung

⁷Der Name *SIS* verbildlicht den Aufbau des Mixersubstrats aus drei Schichten, die *Josephson-Übergänge* bilden: Supraleiter-Isolator-Supraleiter.

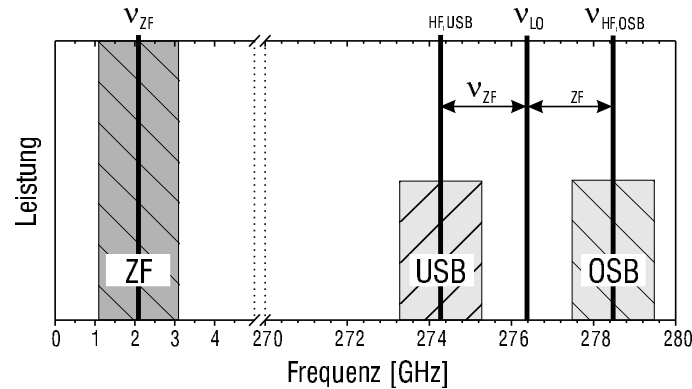


Abb. 2.5.: Lage der am Mischprozeß beteiligten Frequenzbänder. Das Obere Seitenband (OSB) und das Untere Seitenband (USB) werden überlagert und auf das niederfrequente Zwischenfrequenzband (ZF) abgebildet. Das USB wird dabei gespiegelt (durch Schraffur angedeutet) und die Leistungsbeiträge addieren sich. Die Frequenzangaben sind gültig für die CIO-Einstellung des Radiometers MIRA2.

in (2.20) wird das USB gespiegelt, ansonsten ändert sich die spektrale Leistungsverteilung der Seitenbänder nicht.⁸

Die Überlagerung von USB und OSB kann durch ein Seitenbandfilter verhindert werden, das vor dem Mischprozeß wirksam wird. Es besitzt eine hohe Transmission bei Frequenzen des *Signalbands* (HF-Band, das die zu detektierende Signatur beinhaltet) und unterdrückt das störende *Spiegelband*. Ein Heterodynempfänger, der so arbeitet, wird als *Einseitenbandempfänger* (*single side band, SSB*) bezeichnet, im Gegensatz zum *Doppelseitenbandempfänger* (*double side band, DSB*).

Als typische Realisierung eines auf dem beschriebenen Überlagerungsprinzip beruhenden *Total-Power-Radiometers*⁹ im Einseitenbandbetrieb kann der in Abb. 2.6 schematisierte Aufbau angesehen werden. Das ZF-Signal wird nach Verstärkung von einem Leistungsdetektor in einem definierten Frequenzbereich erfaßt und integriert, bevor es zur weiteren Datenanalyse zur Verfügung steht. Zur Erfassung von Spektrallinien erfolgt solch eine Verarbeitung in einem Spektrometer parallel in mehreren Kanälen.

⁸Diese Aussage ist gültig für einen idealen Empfänger, bei dem beide Seitenbänder bei der Überlagerung gleich gewichtet werden (Seitenbandverhältnis gleich Eins) und bei dem der Konversionsverlust unabhängig von der Frequenz ist. In [57] ist eine Methode beschrieben, wie das Seitenbandverhältnis eines realen Radiometers bestimmt werden kann.

⁹Der Ausdruck *Total-Power* besagt, wie im anschließenden Abschnitt näher erläutert, daß das Ausgangssignal des Radiometers proportional zur Summe aus Eingangs- und Eigenrauschleistung ist.

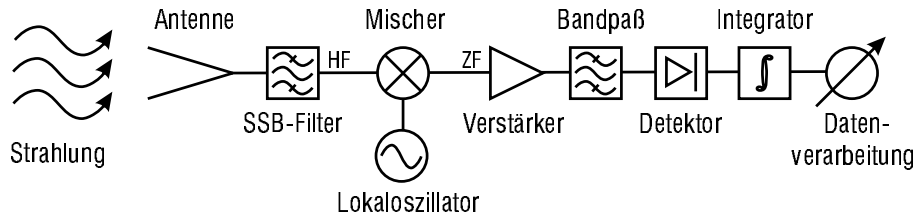


Abb. 2.6.: Prinzipieller Aufbau eines Total-Power-Radiometers im Einseitenbandbetrieb.

2.6. Bestimmung von kalibrierten Intensitätsspektren

2.6.1. Empfängerrauschtemperatur, Zweipunktkalibrierung und Radiometerformel

Das Resultat einer radiometrischen Messung, die Meßgröße M_{obj} (normalerweise der Spannungswert des Leistungsdetektors), steht in einem festen Zusammenhang mit der am Radiometereingang eintreffenden Intensität T_{obj} des Meßobjekts und ermöglicht somit dessen quantitative Erfassung. Neben der interessierenden Signalleistung¹⁰ trägt jedoch auch die Meßapparatur durch Eigenrauschen in erheblichem Maße zur Ausgangsleistung bei. Verursacht wird diese Eigenrauschleistung¹¹ durch thermisches Rauschen ohmscher Bauelemente sowie Halbleiter- und Schrotrauschen in aktiven elektronischen Bauteilen (detaillierte Abhandlungen zum Thema Rauschen finden sich z. B. in [53,61]). Dem wird durch die *Empfängerrauschtemperatur* T_{rec} Rechnung getragen. Sie ist definiert als diejenige Rauschleistung (ausgedrückt als äquivalente Helligkeitstemperatur), die ein Schwarzkörper am Eingang eines idealen, und somit rauschfreien Empfängers abgeben müßte, damit eine der zu beschreibenden Rauschleistung entsprechend große Ausgangsleistung generiert werden würde. Anhand der gemessenen Ausgangsleistung ist eine direkte Unterscheidung des Eigenrauschanteils und des Signals vom Meßobjekt jedoch nicht möglich. Dies führt zur Definition der frequenzabhängigen (*Eingangs-*) *Systemtemperatur* T_{sys} als Summe von beiden Anteilen:

$$T_{sys}(\nu) = T_{obj}(\nu) + T_{rec}(\nu) \quad (2.21)$$

Im Falle eines im Total-Power-Modus betriebenen Radiometers ergibt sich idealerweise ein linearer Zusammenhang zwischen M_{obj} und der vom Empfänger inner-

¹⁰Im Sinne der Nachrichtentechnik bezieht sich der Begriff *Signal* auf eine deterministische Informationsübertragung und wird deshalb üblicherweise nicht in Zusammenhang mit Rauschprozessen verwendet. Dieser Arbeit wird eine abgewandelte Definition zugrundegelegt: Als Signal wird jede elektromagnetische Welle verstanden, die, in Abgrenzung von Störeinflüssen, von einer interessierenden Quelle stammt. Dies umfaßt sehr wohl die Emissionen von Rauschquellen wie Schwarzkörper, die beispielsweise als Referenzlasten Verwendung finden. Auch das atmosphärische Signal ist verrauscht.

¹¹Das Rauschen wird durch die *Schwankungsgröße* $A(t)$ beschrieben. Ein Maß für die Rauschleistung ist die Varianz $\sigma^2(A)$ (vgl. [53], S. 20 ff). Die Begriffe *Rauschen* und *Rauschleistung* sind strikt auseinanderzuhalten.

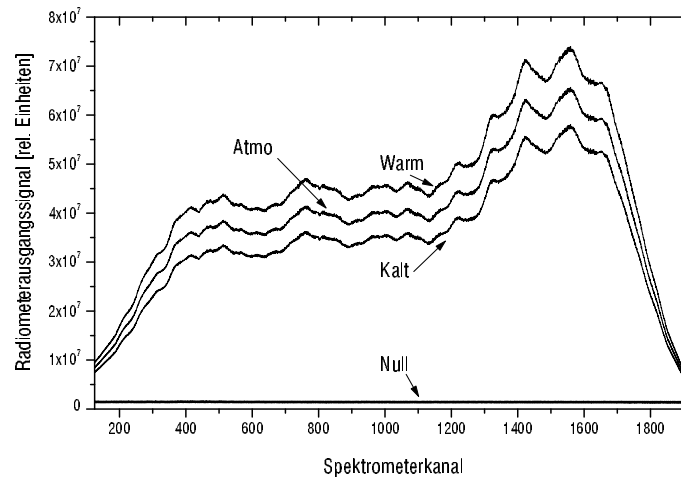


Abb. 2.7.: Rohspektren bei Messung auf verschiedene Meßobjekte (Atmosphärisches Signal: Atmo, warme Referenzlast: Warm, kalte Referenzlast: Kalt, Nullmessung, d.h. Terminationswiderstand am Spektrometereingang: Null).

halb einer Bandbreite B gesehenen Systemtemperatur [73]:

$$M_{obj}(\nu) = G(\nu) k B T_{sys}(\nu) = G(\nu) k B (T_{obj}(\nu) + T_{rec}(\nu)) \quad (2.22)$$

Als Proportionalitätsfaktoren gehen in obige Formel die *Boltzmann-Konstante* k und der *Gesamtgewinn* G ein. Dieser spiegelt das Übertragungsverhalten des Systems wider und zeigt einen starken Frequenzgang, was sich im spektralen Verlauf von M_{obj} , im weiteren als *Rohspektrum* bezeichnet, niederschlägt. Der charakteristische Bandpaß, der bei den in Abb. 2.7 exemplarisch für verschiedene Objektintensitäten gezeigten Rohspektren deutlich zu erkennen ist, wird zum Hauptteil durch die *Bragg-Zelle*¹² des *Akustooptischen Spektrometers* verursacht, die darauf modulierte wellige Struktur rührt von *Stehwellen* (vgl. Abschnitt 4.2) her.

Nicht mit aufgeführt in (2.22) ist die Eigenrauschleistung des Spektrometers, die auch bei $T_{sys} = 0$ zu einem von Null verschiedenen Meßwert führt. Ihre relative Größe wird mit Hilfe von *Nullmessungen* (Messungen, bei denen anstatt der Zwischenfrequenzleistung ein Terminationswiderstand am Spektrometereingang anliegt) bestimmt. Bei Differenzbildung von Rohspektren hebt sich dieser Beitrag auf, ansonsten ist vor Anwendung der folgenden Formeln das Nullspektrum von den Rohspektren abzuziehen¹³.

Die interessierende Information, der spektrale Verlauf der Objektintensität, muß aus dem Rohspektrum durch ein geeignetes Kalibrationsverfahren extrahiert werden. Der lineare Zusammenhang (2.22) zwischen der Meßgröße M_{obj} und der Helligkeitstemperatur des Meßobjekts T_{obj} legt eine *Zweipunktkalibration* (*Hot-Cold-Kalibration*) nahe, wie sie in Abb. 2.8 skizziert ist. Hierzu werden zusätzlich zwei

¹²Kristall in dem ein Hochfrequenzsignal mittels eines Piezo-Aktors Ultraschallwellen anregt und der als Deflektor für einen Laserstrahl dient.

¹³Das Rauschen des Spektrometers ist nicht mit dem Rauschen des zu vermessenden Signals korreliert. Die verrauschten Rohspektren und Nullspektren können deshalb einfach voneinander subtrahiert werden.

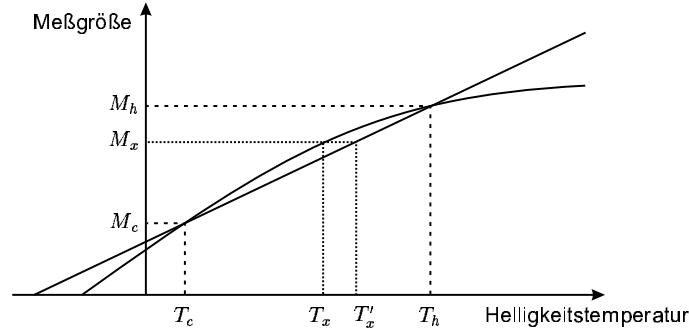


Abb. 2.8.: Prinzip der Zweipunkt-Kalibration: Der Meßgröße M_x wird eine Helligkeitstemperatur T'_x zugeordnet, die sich aus linearer Interpolation zweier Referenzmessungen M_c und M_h mit den bekannten Helligkeitstemperaturen T_c und T_h ergibt. Im Falle von Nichtlinearitäten der Radiometerübertragungsfunktion (gekrümmte Kurve) weicht T'_x jedoch vom tatsächlichen Wert T_x ab.

Rohspektren M_h bzw. M_c von Messungen auf¹⁴ je einen kalten und einen warmen Schwarzkörper mit bekannter Helligkeitstemperatur T_h bzw. T_c aufgenommen:¹⁵

$$\begin{aligned} M_c &= Gk_B(T_c + T_{rec}) \\ M_h &= Gk_B(T_h + T_{rec}) \end{aligned} \quad (2.23)$$

Hieraus können dann T_{rec} und G bestimmt werden:

$$\boxed{T'_{rec} = \frac{T_h - Y T_c}{Y - 1}} \quad \text{mit} \quad Y = \frac{M_h}{M_c}, \quad G = \frac{M_c - M_h}{B k (T_c - T_h)} \quad (2.24)$$

Die gestrichene Nomenklatur (z. B. T'_{rec}) unterstreicht im weiteren, daß es sich um eine aus Messungen abgeleitete Größe handelt, die in der Realität fehlerbehaftet sein wird und sich vom tatsächlichen Wert (z. B. T_{rec}) unterscheidet. Insgesamt stellt sich T'_{obj} nach (2.22) in Abhängigkeit von den Meßgrößen und bekannten Helligkeitstemperaturen der Referenzlasten¹⁶ dar zu:

$$\boxed{T'_{obj} = \frac{M_{obj} - M_c}{M_h - M_c} (T_h - T_c) + T_c} \quad (2.25)$$

Die nach (2.24) bestimmte Empfängerrauschtemperatur ist sehr gut geeignet, den ordnungsgemäßen Betrieb des Radiometersystems zu kontrollieren und wird dementsprechend während einer Messung in regelmäßigen Abständen überprüft. Abb. 2.9 zeigt exemplarisch den spektralen Verlauf von T'_{rec} für verschiedene Einstellungen des Radiometers MIRA2c¹⁷.

Es wird an dieser Stelle betont, daß im Falle des verwendeten Schottky-Mischers die Empfängerrauschtemperatur (ca. 800 K) die Signalhelligkeitstemperatur (ca.

¹⁴Die Ausdrucksweise *Messung auf ein Objekt* bedeutet, daß der Empfangsstrahl des Radiometers während der Messung auf das entsprechende Objekt ausgerichtet ist.

¹⁵Auf die explizite Ausschreibung der Frequenzabhängigkeit wird künftig verzichtet.

¹⁶Der in der Millimeterwellenradiometrie etablierte Begriff *Last* wird synonym zu *Strahlungsquelle* verwendet.

¹⁷Zur Nomenklatur der Radiometer des IMK s. Tabelle 3.1.

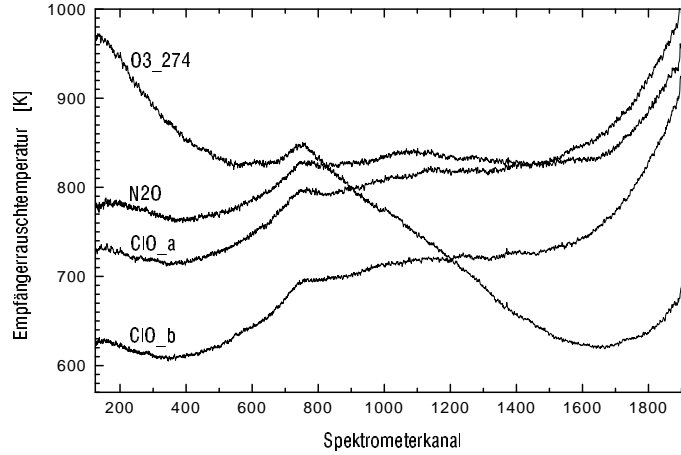


Abb. 2.9.: Typischer Verlauf der Empfängerrauschtemperatur für das Radiometer MIRA2c bei Messung mit verschiedenen Systemeinstellungen im Einseitenbandbetrieb, wie sie während der Meßkampagne 1998 in Kiruna vorgenommen wurden. Die Kürzel für die Einstellungen beinhalten jeweils den Namen des zu messenden Spurengases. Die im Bereich des Spektrometerkanals 750 in allen Kurven auszumachende Wölbung hat sich nach isolierter Vermessung der Zwischenfrequenzkette als ein in dieser hervorgerufenes Artefakt herausgestellt.

150 K bei typischen Messungen in die Atmosphäre) deutlich übersteigt. Bei Verwendung eines sehr rauscharmen SIS-Mischers kann T_{rec} zwar auf etwa 200 K gesenkt werden, dennoch wird deutlich, daß die Empfängerrauschtemperatur einen erheblichen Teil der Systemtemperatur T_{sys} ausmacht. Letztere bestimmt nach der *Radiometerformel*

$$\boxed{\Delta T = \frac{T_{sys}}{\sqrt{B t_{int}}}} \quad \text{bzw.} \quad \boxed{t_{int} = \frac{T_{sys}^2}{B \Delta T^2}} \quad (2.26)$$

das Rauschen ΔT der bei einer Bandbreite B mit der Integrationszeit t_{int} gemessenen Helligkeitstemperatur. Für eine genügend hohe Temperaturauflösung ist demzufolge eine Integration des Signals über einen angemessenen Zeitraum unvermeidbar. Beispielsweise ist die ClO-Signatur aus Abb. 2.4 bei typischen Meßbedingungen (20° Elevationswinkel, 40% Standard-H₂O-Profil, Vortexbedingungen) nur etwa 0,1 K groß. Falls eine Temperaturauflösung von $\Delta T = 0,01$ K gewünscht wird, ist bei $T_{sys} = 910$ K (Summe aus $T_{rec} = 750$ K und Helligkeitstemperatur der atmosphärischen Strahlung, ~ 160 K) und $B = 1,2$ MHz (*Fluktuationsbandbreite*¹⁸ des AOS) eine Signalintegrationszeit von mindestens 1,9 h erforderlich. Diese ist allerdings von der um den empirischen Faktor von ca. 2,2 größeren *Meßzeit* zu unterscheiden, während der das System in Betrieb ist. Hierbei wird berücksichtigt, daß bei dem verwendeten Kalibrationsverfahren nochmals die gleiche Zeit wie die Signalintegrationszeit für die Messung auf die Referenzlast benötigt wird und daß weitere Kalibrationsmessungen sowie das Verstellen von Spiegeln und des Drehgitters ebenfalls Zeit kosten.

¹⁸Die *Fluktuationsbandbreite* ist die Bandbreite eines hypothetischen Rechteckfilters, das an einem quadratischen Detektor die gleichen Schwankungen erzeugt wie das reale Filter.

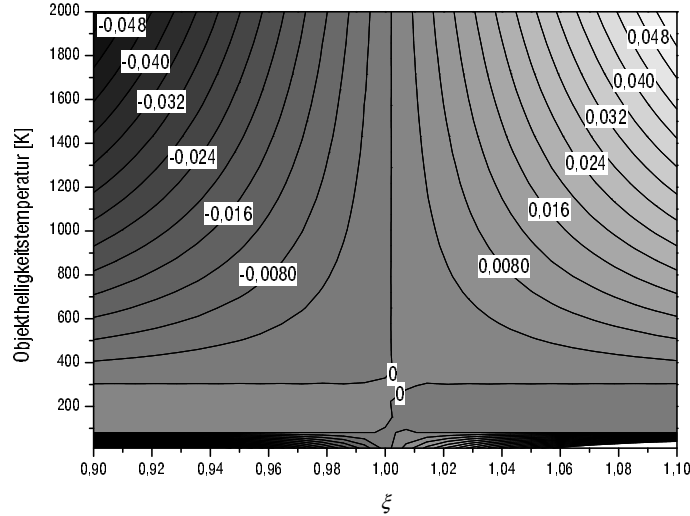


Abb. 2.10.: Relativer Helligkeitstemperaturfehler, der je nach Objektintensität bei zweipunktkalibrierter Messung von einer durch den Exponenten ξ gekennzeichneten Empfängernichtlinearität verursacht wird. Die Empfängerrauschtemperatur beträgt 750 K, die beiden Referenzintensitäten sind zu $T_c = 77$ K und $T_h = 300$ K angenommen. Eine Detailansicht für eine Objekthelligkeitstemperatur zwischen 50 und 350 K ist [38] (S. 46) zu entnehmen, der hier dargestellte Bereich ist relevant für solare Absorptionsmessungen (vgl. Kapitel 5).

2.6.2. Nichtlinearitäten und balancierte Kalibrierung

Ein reales Radiometer weicht ab von dem perfekt linearen Zusammenhang zwischen Meßgröße M_{obj} und Eingangsleistung T_{obj} , wie er durch (2.22) zum Ausdruck kommt. Durch Modifikation der Gleichung mittels des Parameters $\xi(\nu)$, der sich typischerweise nur geringfügig von 1 unterscheidet, wird dieser Abweichung Rechnung getragen:

$$M_{obj} = [G k B (T_{obj} + T_{rec})]^\xi \quad (2.27)$$

Eine Zweipunktkalibration wird dann, weil sie Linearität impliziert, zu einem fehlerhaften Meßergebnis führen (vgl. auch Abb. 2.8). Die Abweichung des errechneten vom tatsächlichen Intensitätswert ist nach [38] (S. 48):

$$\delta T_{obj} = T'_{obj} - T_{obj} = (1 - \xi) \frac{(T_{obj} - T_c)(T_h - T_{obj})}{2T_{rec} + (\xi - 1)(T_h + T_c)} \quad (2.28)$$

Abb. 2.10 verbildlicht diesen Zusammenhang. Je weiter T_{obj} von einem der Kalibrationspunkte T_h oder T_c entfernt liegt, desto größer wird δT_{obj} . Gelingt es andererseits, die Helligkeitstemperatur einer Referenzlast immer möglichst nahe an der Objekttemperatur zu halten, können Nichtlinearitätsfehler sehr wirksam vermieden werden. Dies legt die *balancierte Kalibration* nahe, bei der eine Eichung durch immer wiederkehrende vergleichende Messungen M_{ref} auf eine variable Referenzlast erfolgt, deren Strahlungsintensität T_{ref} der Objekttemperatur gegebenenfalls nachgeführt wird. Die am IMK entwickelte *intern balancierte Meßmethode* ist in [38] im

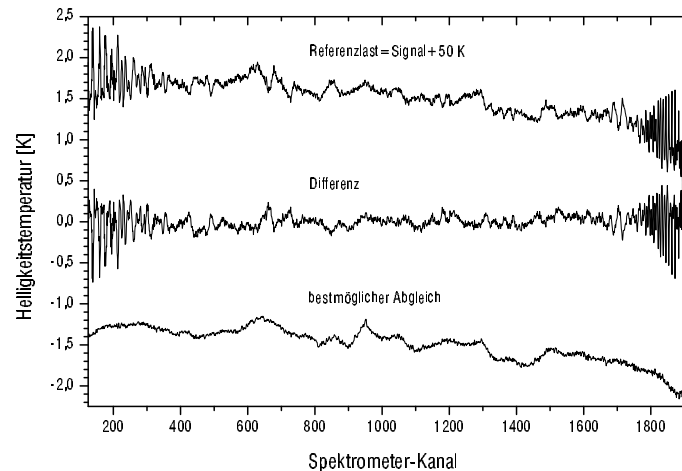


Abb. 2.11.: Auswirkung eines ungenügenden Abgleichs zwischen Signal und Referenz auf das kalibrierte Spektrum: Messung in die Atmosphäre mit bestmöglichem Abgleich (untere Kurve); Messung, bei der die mittlere Helligkeitstemperatur systematisch um 50 K höher ist als die des Signals (obere Kurve); Differenz zwischen beiden Messungen (mittlere Kurve). Zur besseren Darstellung sind die gemessenen Spektren von ihrem konstanten Sockel (~ 180 K) befreit und um 1,5 K nach unten bzw. oben verschoben. Die Beobachtung erfolgte bei CIO-Einstellung und 60° Elevation. Deutliche Spurengassignaturen zeichnen sich nicht ab, weil die troposphärische Dämpfung aufgrund ungünstiger Witterung hoch war.

Detail beschrieben. Hiernach wird T'_{obj} mit folgender Formel berechnet:

$$T'_{obj} = \frac{M_{obj} - M_{ref}}{M_{ref}} (\overline{T'_{ref}} + T'_{rec}) + \overline{T'_{ref}} \quad (2.29)$$

$\overline{T'_{ref}}$ bezeichnet den Mittelwert über alle Spektrometerkanäle der durch Zweipunkt-kalibrierung ermittelten Helligkeitstemperatur der Referenzlast.

Wie effektiv die bei MIRA2 angewandte intern balancierte Kalibrationsmethode arbeitet, ist durch Abb 2.11 belegt. Dort wird eine Messung mit bestmöglichem Abgleich zwischen atmosphärischem Signal und variabler Referenzquelle mit einer Messung verglichen, während der die Referenzlast systematisch um 50 K höhere Intensitäten lieferte. Obwohl die Integrationszeit jeweils die gleiche ist, zeigt das Spektrum bei ungenügender Balance deutlich mehr Artefakte. Es handelt sich hierbei keinesfalls um Rauschen sondern um Manifestationen der Nichtlinearitäten. Daß die Effekte zum Rand hin deutlicher werden, hängt mit der geringeren Aussteuerung des Analog-Digital-Wandlers (ADC) im Spektrometer zusammen, welche durch das in Abb. 2.7 sichtbare Bandpaßverhalten des Radiometersystems verursacht wird. Dadurch wird der Dynamikbereich eingeschränkt und die *differentiellen Wandler-nichtlinearitäten* wirken sich im Verhältnis zur Vollaussteuerung stärker aus (vgl. [38]).

2.7. Gaußsche Strahlenoptik

Die *Gaußsche Strahlenoptik* oder *Quasioptik*, beschreibt die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen für den Fall, daß die Wellenlänge einerseits gegenüber dem Strahldurchmesser nicht vernachlässigbar klein ist (aufgrund von Beugung ist die geometrische Optik deshalb nicht mehr gültig), andererseits die Beugungseffekte aber noch nicht so ausgeprägt sind, daß eine aufwendige numerische Feldberechnung nötig wäre.

Im Radiometer MIRA2 wird das zu untersuchende atmosphärische Signal wie auch die Strahlung sämtlicher Referenzlasten und des Lokaloszillators auf quasiopischem Weg in den Mischer eingespeist. Die Gaußsche Strahlenoptik besitzt somit Relevanz für alle Teilaspekte dieser Arbeit und es folgen deshalb skizzenhaft die wichtigsten Zusammenhänge. Für ein tiefergehendes Studium wird vor allem die sehr umfassende Darstellung [14], oder beispielsweise auch [46], [13] und [4] (in Teilen) empfohlen.

Ausgangspunkt der Quasioptik ist die *Paraxiale Wellengleichung*, die hier in Zylinderkoordinaten angegeben ist:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} - 2 i k \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (2.30)$$

Die Funktion u ergibt sich aus folgender Darstellung einer beliebigen Komponente des E -Feldes¹⁹:

$$E(r, \phi, z) = u(r, \phi, z) e^{-i k z} \quad (2.31)$$

Die Paraxiale Wellengleichung folgt aus der *Helmholtz-Gleichung* $(\nabla^2 + k^2) E = 0$, die die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle in einem homogenen Medium beschreibt, jedoch wird angenommen, daß es sich um einen paraxialen²⁰ Strahl handelt, der sich in z -Richtung ausbreitet.

Als eine mögliche Lösung, die als *Gaußsche Grundmode* oder *Gaußstrahl* bezeichnet wird, errechnet sich die Feldverteilung:

$$E(r, z) = \sqrt{\left(\frac{2}{\pi w^2}\right)} \exp\left(\frac{-r^2}{w^2} - i k z - \frac{i \pi r^2}{\lambda R} + i \Phi_0\right) \quad (2.32)$$

$$\text{Strahlradius} \quad w = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2} \quad (2.33)$$

$$\text{Krümmungsradius} \quad R = z + \frac{1}{z} \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda}\right)^2 \quad (2.34)$$

$$\text{Phasenverschiebung} \quad \Phi_0 = \arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right) \quad (2.35)$$

¹⁹Der zeitabhängige Term $e^{i \omega t}$ wird nicht explizit mitgeführt.

²⁰Mit paraxial ist gemeint, daß sich der Strahl im wesentlichen entlang einer Achse ausbreitet, Beugungseffekte jedoch eine gewisse Aufweitung bewirken. Es wird angenommen: $\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \ll \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$.

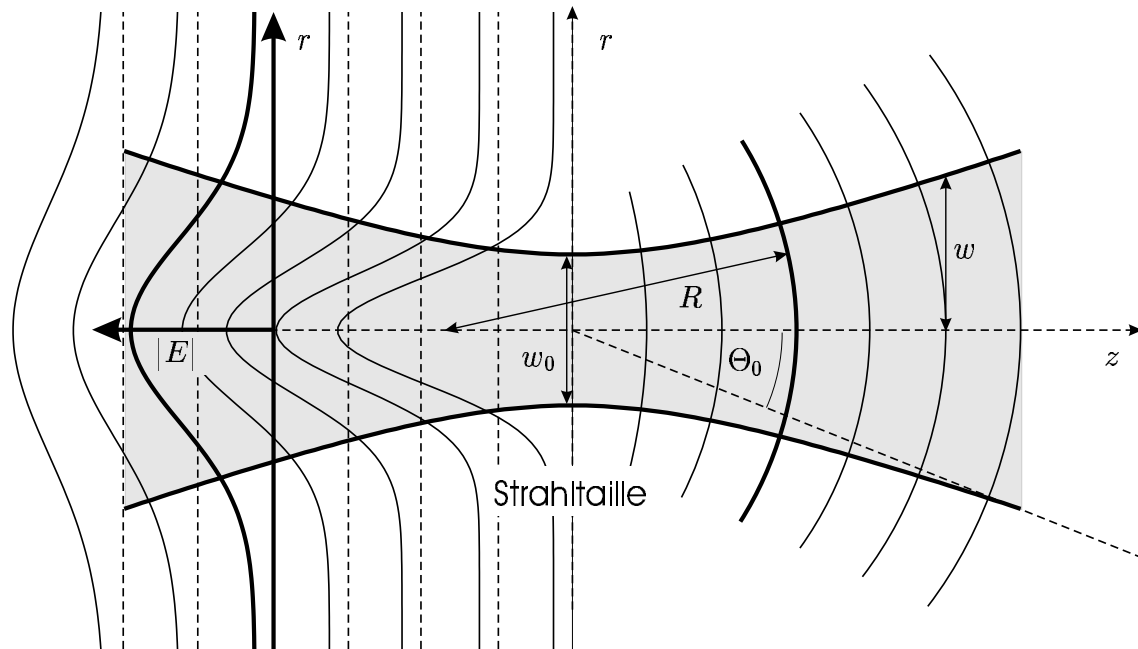


Abb. 2.12.: Schnitt durch einen Gaußstrahl zur Verbildlichung der ihn beschreibenden Parameter. Auf der rechten Seite sind die Schnittgeraden der Flächen gleicher Phase des E -Feldes (Kugelschalen) mit der Bildebene dargestellt. Links ist der Betrag des E -Feldes für unterschiedliche Abstände von der Strahltaille skizziert.

Aus (2.32) ist zu ersehen, daß E radialsymmetrisch zur Strahlachse ist und mit zunehmenden Abstand r exponentiell abfällt. Der Strahlradius w ist als derjenige Abstand zur Achse definiert, bei dem der Abfall gerade $1/e$ beträgt. Das Minimum von w , der sogenannte *Strahltaillenradius* w_0 , wird bei $z = 0$ erreicht. Die Flächen gleicher Phase sind Kugelflächen mit dem Krümmungsradius R . Dieser ist an der Taile unendlich, was einer ebenen Welle entspricht und variiert ansonsten in Abhängigkeit von z . Abbildung 2.12 verbildlicht die verschiedenen, einen Gaußstrahl charakterisierenden Parameter.

Ist der Abstand von der Strahltaille z groß im Vergleich zum *Konfokalen Parameter* $z_c = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$, wächst der Strahlradius proportional mit z . Im Fernfeld ergibt sich mittels (2.33) als asymptotischer Öffnungswinkel des Strahls dann:

$$\arctan\left(\frac{w}{z}\right) = \Theta_0 = \arctan\left(\frac{\lambda}{\pi w_0}\right) \approx \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (\text{für kleine } \Theta_0) \quad (2.36)$$

E ist so normalisiert, daß $\int_0^\infty |E|^2 2\pi r dr = 1$ gilt, d.h. der Strahl transportiert insgesamt genau die Einheitsleistung. Die Leistung in Abhängigkeit vom Abstand zur Strahlachse ist

$$P(r) = |E(r)|^2 = \frac{2}{\pi w^2} e^{-\frac{2r^2}{w^2}} \quad (2.37)$$

Die gesamte Strahlungsleistung, die eine zur Achse senkrecht stehende und zen-

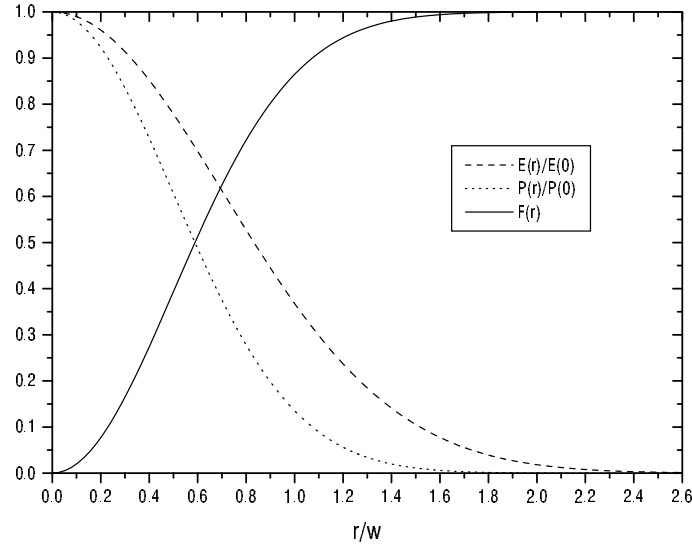


Abb. 2.13.: Elektrisches Feld $E(r)$ und Leistung $P(r)$ in Abhängigkeit von der relativen Entfernung r/w von der Strahlachse, bezogen auf das Feld / die Leistung an der Strahlachse ($r = 0$), sowie der Anteil $F(r)$ an der Gesamtleistung, der durch das Gebiet mit Radius $< r$ hindurchgeht.

trierte Kreisfläche mit dem Radius r passiert, errechnet sich zu

$$F(r) = \int_0^r P(r') 2\pi r' dr' = 1 - e^{-\frac{2r^2}{w^2}} \quad (2.38)$$

$E(r)$, $P(r)$ und $F(r)$ sind in Abb. 2.13 aufgetragen. Unabhängig von der Position z , dem Strahltaillenradius und der Wellenlänge erreicht der Betrag des E -Feldes beim Strahlradius definitionsgemäß $1/e \approx 0,37$ und die Leistung beträgt an der gleichen Stelle nur noch 14% ihres Maximalwerts. 86% der durch den Gaußstrahl transportierten Leistung sind von einem Segment umschlossen, das durch den einfachen Strahlradius begrenzt ist. Beim doppelten Strahlradius erhöht sich der Leistungsanteil auf 99,967%. Alle Aperturen des Radiometers MIRA2 besitzen einen Durchmesser von mindestens $4w_0$, Leistungsverluste, die durch Begrenzung der quasioptischen Strahlen hervorgerufen werden, liegen also unterhalb 1‰.

3. Das Radiometersystem MIRA2

3.1. Radiometerentwicklung und -einsatz am Institut für Meteorologie und Klimaforschung

Am IMK werden seit 1991 Millimeterwellenradiometer zur bodengestützten Detektion stratosphärischer Spurengase entwickelt und seit 1996 regelmäßig im Kampagnenbetrieb eingesetzt. In Tabelle 3.1 sind die verschiedenen Geräte und ihre Ausbaustufen in einer zeitlichen Übersicht zusammengestellt.

Erste Erfahrungen wurden ab 1993 mit dem O₃-Radiometer *MIRA1*, das in einem Frequenzband um 142 GHz arbeitete, im Laborbetrieb und bei Messungen auf der Hornisgrinde (Schwarzwald, 48,62°N, 8,20°O, 1122 m) gesammelt. Dieses Gerät ist heute nicht mehr operationell. Es wurde 1995 durch *MIRA2* abgelöst, einem Radiometersystem, das im Frequenzbereich 268 bis 280 GHz abgestimmt werden kann und zur Messung von ClO, O₃, HNO₃ und N₂O geeignet ist. *MIRA2*, um das es in dieser Arbeit ausschließlich gehen wird, wurde seitdem sukzessive weiterentwickelt (die einzelnen Ausbaustufen sind mit Buchstaben in aufsteigender Reihenfolge bezeichnet). Einzelne wichtige Entwicklungsaspekte werden in den folgenden Abschnitten im Detail aufgegriffen, hier soll lediglich ein Gesamtüberblick vermittelt werden.

Nach der Kampagne 1996 in Kiruna (Schweden, 67,83°N, 20,42°O, 430 m) wurden grundlegende Umbaumaßnahmen vorgenommen: Diese umfaßten eine Überarbeitung des quasioptischen Strahlwegs samt Installation eines *Periskops* zur einfachen Strahleinkopplung bei variablem Elevationswinkel. Außerdem wurde der Kryostat für einen kontinuierlichen Refrigeratorbetrieb umgerüstet und mit einer zusätzlichen kalten Referenzlast bestückt, die seitdem Langzeitmessungen ohne Versorgung mit flüssigem Stickstoff ermöglicht. Das derart umgerüstete System stellte u. a. im März 1997 seine Leistungsfähigkeit im Rahmen einer internationalen Vergleichskampagne von ClO-Radiometern in Ny-Ålesund (Spitzbergen, 78,92°N, 11,93°O, 20 m) unter Beweis. Hier kam auch erstmals die neu implementierte Meßsoftware zum Einsatz, die einen weitgehend automatisierten Betrieb der Meßapparatur gewährleistet. Anschließend durchgeführte Modifikationen umfaßten sowohl eine Thermostatisierung des Spektrometers, des Lokaloszillators sowie von Teilen der Quasioptik, als auch den Austausch des *Martin-Puplett-Diplexers* durch ein *Fabry-Pérot-Interferometer*. Letzteres in Verbindung mit der Verwendung eines rauschärmeren ersten Verstärkers (*Low Noise Amplifier, LNA*) und optimierter Anpassung des Mischers resultierte in einer niedrigeren Empfängerrauschtemperatur und einer glatteren Gerätebaseline. Die sich während der Kampagne Kiruna'98 als unbefriedigend abzeichnende Seitenbandunterdrückung konnte in der Folgezeit durch eine geeignete Meßmethodik und Überarbeitung des MPI-Seitenbandfilters mittels der neu geschaffenen Justiermö-

Bezeichnung	Einsatzort	Jahr	detektierbare Gase	Frequenz	Neuerungen / Bemerkungen
MIRA1	Hornisgrinde	1993/94	O ₃	142 GHz	
MIRA2a	Kiruna	1995/96	ClO, O ₃ , N ₂ O, HNO ₃	268-280 GHz	+ Balancierte Kalibration mittels variabler interner Referenzlast
MIRA2b	Ny-Ålesund	1997			+ Neue Meßsoftware + Überarbeiteter quasioptischer Strahlweg + Verbessertes Kryosystem mit interner kalter Referenzlast + Elevations-Periskop
MIRA2c	Kiruna	1998			+ Austausch Martin-Puplett- durch Fabry-Pérot-Diplexer + Thermostatisierung von AOS und Frontend + rauschärmerer LNA + neue Thermosensorik + überarbeitete Servosteuerung
MIRA2d	Kiruna	1999			+ optimierte Seitenbandunterdrückung + Azimut/Elevations-Periskop + Fest in Quasioptik implementierte Signalquelle für Testmessungen
MIRA2e	Kiruna	1999 / 2000			+ Überarbeitung des akusto-optischen Spektrometers + Okkultationsantenne ab Sommer 2000
MIRA3	Kiruna	2000	ClO, O ₃ , N ₂ O, HNO ₃	204 GHz	Kooperation mit IRF (Kiruna)
MIRA4	Kiruna	2001 ?	ClO, O ₃ , N ₂ O, HNO ₃	270-280 GHz	+ SIS-Mischer
MIRA5	Südamerika ?	2002 ?	H ₂ O	22 GHz	

Tab. 3.1.: Übersicht über die verschiedenen vom IMK eingesetzten Radiometer und deren Ausbaustufen.

lichkeiten optimiert werden. Erstmals während der Kampagne Kiruna'99 kam ein Periskop zum Einsatz, das nicht nur die freie Wahl des Elevations- sondern auch des Azimutwinkels der Empfangskeule ermöglicht und damit den Weg zur Untersuchung von räumlichen Effekten ebnete. Eine seitdem fest installierte, mittels Drehspiegel zuschaltbare monofrequente Signalquelle vereinfacht Testmessungen und die Kalibration des Seitenbandfilters. Für die jüngsten Messungen im Winter 1999 / 2000 ist das Spektrometer neben kleineren Modifikationen auf ein 16-Bit-ADC (vormalig 12 bzw. 14 Bit) umgerüstet worden, was sich in besserer Linearität niederschlägt [17]. Weitere Ergänzungen sind vorbereitet, die voraussichtlich im Sommer 2000 erstmals Messungen im Sonnenabsorptionsmodus erlauben werden. Dies umfaßt die Konstruktion einer Antenne mit stärker als bisher fokussierter Empfangskeule und die Option, die atmosphärische Strahlungsintensität über ein quasioptisches Dämpfungsglied auf einem gewünschten Pegel zu halten. Außerdem wird an der Modernisierung der zur Steuerung und Datenerfassung verwendeten Computerhardware und der damit verbundenen Umstellung der Meßsoftware gearbeitet.

Das Radiometer MIRA2 ist nach den bisherigen Erfahrungen in der vorliegenden Ausbaustufe 'e' soweit ausgereift, daß es ohne weitere grundlegende Modifikationen als zuverlässiges Meßgerät für kommende Kampagnen in Kiruna und andernorts fest eingeplant ist. Zukünftige Entwicklungsaktivitäten am IMK werden sich, neben den Abschlußarbeiten zu einem in Kooperation mit dem *Institutet för Rymdfysik (IRF)* in Kiruna gebauten 204-GHz-ClO-Radiometer, auf den Aufbau eines 278 GHz SIS-basierten Systems, sowie eines Wasserdampfadiometers bei 22 GHz konzentrieren.

Ab 1996 war der Autor an der Geräte- und Softwareentwicklung beteiligt und in maßgebender Weise für den Betrieb im Labor und während der Meßeinsätze mitverantwortlich. Im jährlichen Turnus wurden im Winter jeweils mehrwöchige Meßkampagnen an arktischen Standorten durchgeführt. Besonders hervorzuheben sind die Teilnahme an der internationalen Vergleichskampagne von vier ClO-Radiometern,

Zeitraum	Meßort	gemessene Gase	Bemerkungen
15.02.-01.04. 1996	Kiruna	ClO, O ₃ , N ₂ O, HNO ₃	
12.03.-30.03. 1997	Ny-Ålesund	ClO, O ₃	Internationale Vergleichskampagne für ClO-Radiometer
26.01.-03.04. 1998	Kiruna	ClO, O ₃ , N ₂ O	
24.02.-31.05. 1999	Kiruna	ClO, O ₃ , HNO ₃	
24.11.99-17.03.00	Kiruna	ClO, O ₃ , N ₂ O, HNO ₃	SOLVE / THESEO2000

Tab. 3.2.: Übersicht über die Meßkampagnen, an denen der Autor im Rahmen dieser Arbeit beteiligt war.

die mit dem Ziel einer Validierung für das *Network for the Detection of Stratospheric Change (NDSC)* im März 1997 in Ny-Ålesund stattgefunden hat [31], sowie die jüngsten Aktivitäten im Rahmen der amerikanisch-europäischen Kampagnen *SAGE III Ozone Loss and Validation Experiment (SOLVE)* bzw. *Third European Stratospheric Experiment on Ozone 2000 (THESEO2000)* im Winter 1999 / 2000 in Kiruna.

Tabelle 3.2 gibt eine Übersicht über die einzelnen Meßkampagnen der Radiometergruppe des IMK. Die dabei gewonnenen Daten haben dazu beigetragen, detaillierte Kenntnisse über die Prozesse des Ozonabbaus der mittleren Atmosphäre, insbesondere der stratosphärischen Chlorchemie, zu gewinnen. Auf eine systematische Präsentation und Diskussion der gewonnenen Spurengashöhenprofile wird hier verzichtet, weil sich *Kopp* [32] eingehend damit und mit der Methodik der Inversionsrechnung auseinandersetzt. Frühere Ergebnisse sind in [19, 20, 34, 35, 66] publiziert.

Exemplarisch werden mit Abb. 3.1 und Abb. 3.2 Ergebnisse gezeigt, die die Leistungsfähigkeit von MIRA2, der intern balancierten Kalibrationsmethode sowie der Inversionsalgorithmen belegen. Im ersten Fall handelt es sich um eine beinahe 12 Tage umfassende Zeitserie von in Ny-Ålesund im März 1997 gemessenen ClO-Profilen, die einer Simulationsrechnung mittels des ebenfalls am Institut entwickelten *Karlsruhe Simulation Model of the Middle Atmosphere (KASIMA)* gegenübergestellt sind. Abb. 3.2 präsentiert Zeitreihen von O₃-, N₂O- und HNO₃-Profilen, die zu Beginn des Jahres 2000 während der SOLVE / THESEO2000-Kampagne in Kiruna detektiert wurden.

3.2. Systembeschreibung

Der hier gegebene Überblick über den Aufbau des Radiometersystems MIRA2 ist, falls nicht explizit anders spezifiziert, gültig für alle Ausbaustufen ab einschließlich b. Die teilweise erheblich unterschiedlich gestaltete Ausbaustufe a wird hier nicht berücksichtigt.

Das Frontend¹ von MIRA2, das in Kooperation mit der Firma *Radiometer Physics GmbH, Meckenheim* entwickelt wurde, ist in Abb. 3.3 schematisiert. In ihm wird die zu detektierende atmosphärische Strahlung und das Lokaloszillatorsignal auf quasioptischem Weg (vgl. Abschnitt 2.7) zum Mischer geleitet. Hierzu werden

¹Das Frontend umfaßt alle quasioptischen Bauteile mit Ausnahme des Periskops, alle Referenzstrahlungsquellen, den Lokaloszillator und den Kryostaten mit Mischer und LNA. Alle diese Komponenten sind kompakt in einer Baueinheit integriert.

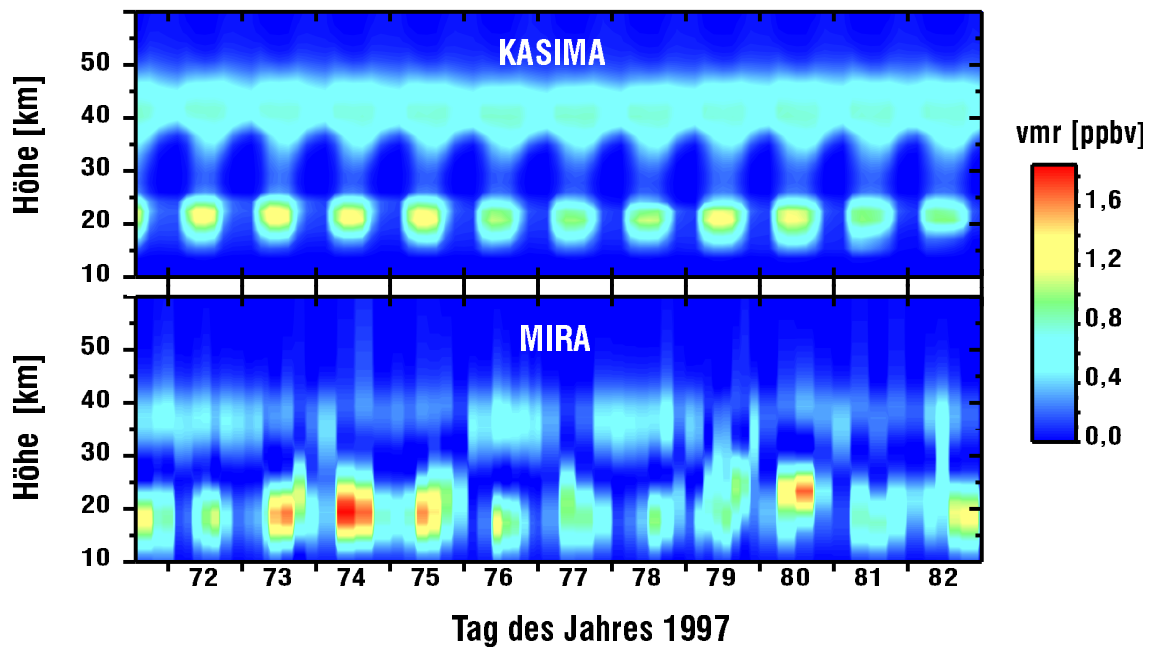
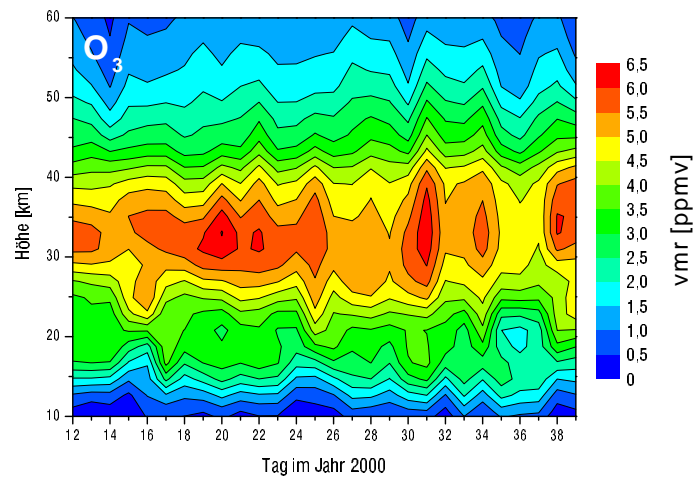
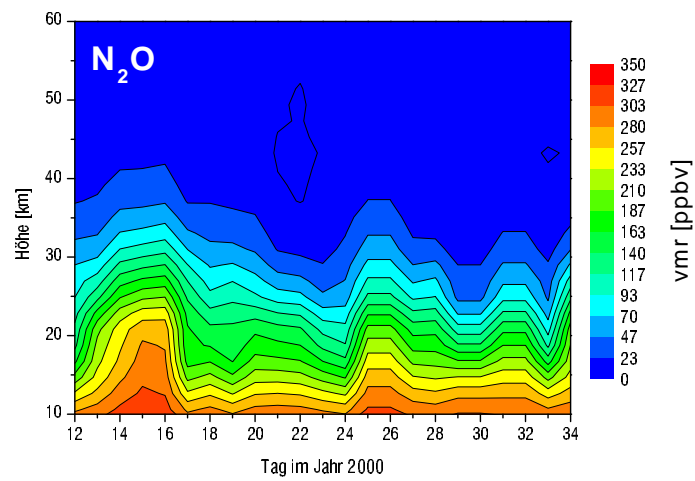


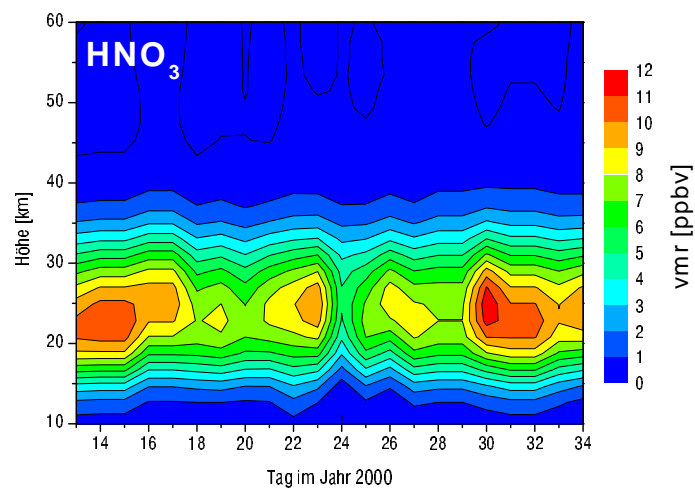
Abb. 3.1.: Vergleich der vom 12.03. bis 23.03.1997 in Ny-Ålesund (Svalbard) gemessenen ClO-Volumenmischungsverhältnis-Höhenprofile (MIRA) mit Berechnungen des *Karlsruhe Simulation Model of the Middle Atmosphere* (KASIMA) (vgl. [66]). In Übereinstimmung mit dem Modell zeigen die Messungen eine deutliche Doppelstruktur, wobei das untere Maximum (~ 20 km) einer signifikanten tageszeitlichen Variation unterliegt. Diese rührt daher, daß tagsüber ClO aus dem Dimer ClOClO photolysiert wird (vgl. Fußnote 4 zum katalytischen Chlormonoxid-Dimer-Zyklus auf S. 2).



(a)



(b)



(c)

Abb. 3.2.: Zeitliche Entwicklung der vmr-Höhenprofile von O_3 -, N_2O - und HNO_3 , wie sie in der zweiten Phase der SOLVE / THESEO2000-Kampagne im Januar / Februar 2000 in Kiruna gemessen wurden.

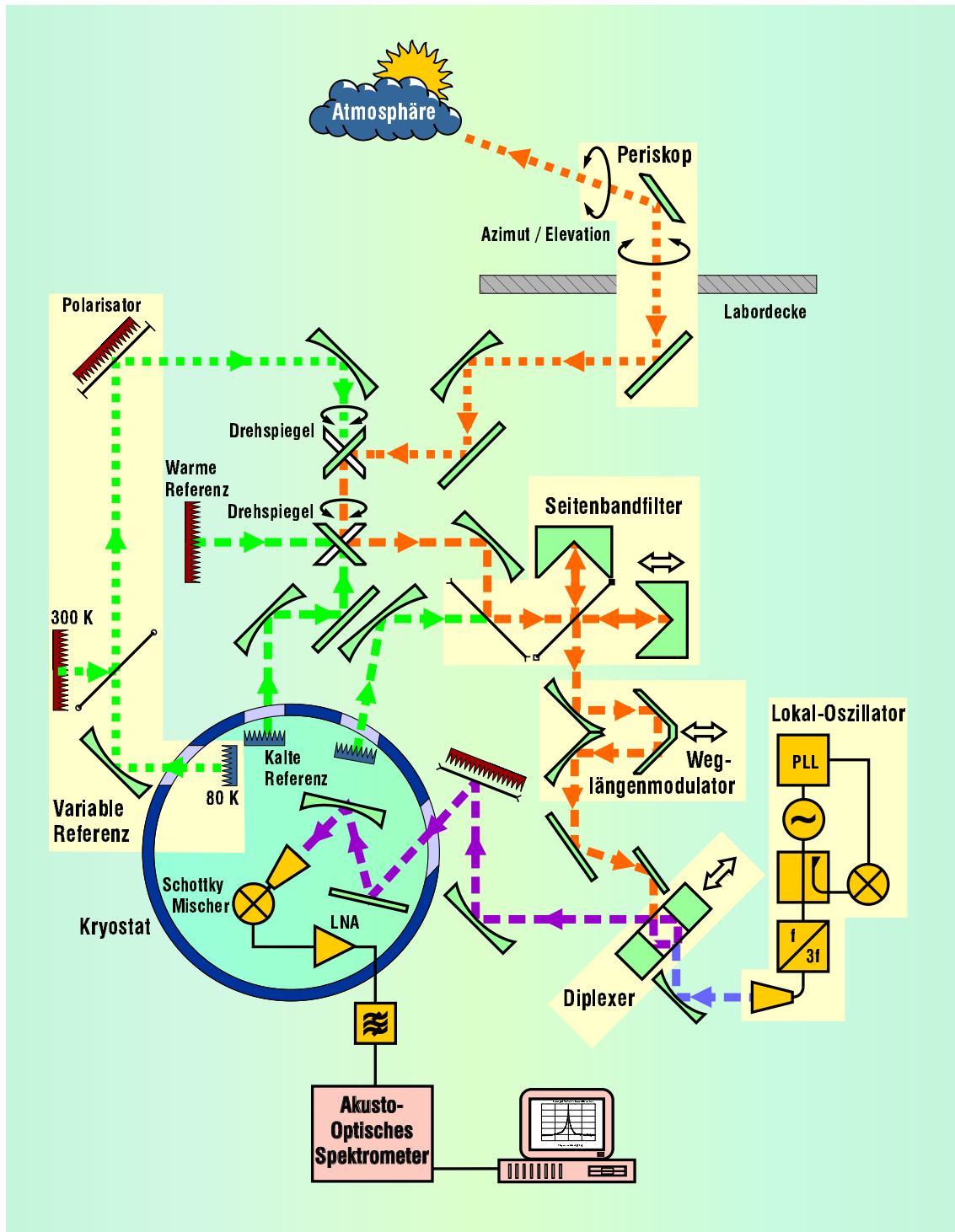


Abb. 3.3.: Schematische Darstellung des Radiometers MIRA2 (In Anlehnung an [38], S. 70), bestehend aus Periskop, Frontend und Akustooptischen Spektrometer. Die Strahlung der Atmosphäre, verschiedener Referenzquellen und des Lokaloszillators wird von Spiegeln und Polarisationsgitter auf quasioptischen Weg zum Mischer geführt. Die Darstellung ist gültig ab Ausbaustufe c, der Strahlweg des Periskops variiert je nach verwendetem Typ. Der gepunktete Strahlweg verläuft auf der oberen Ebene des Frontends (vgl. Abb. 3.4), der gestrichelte auf der unteren.

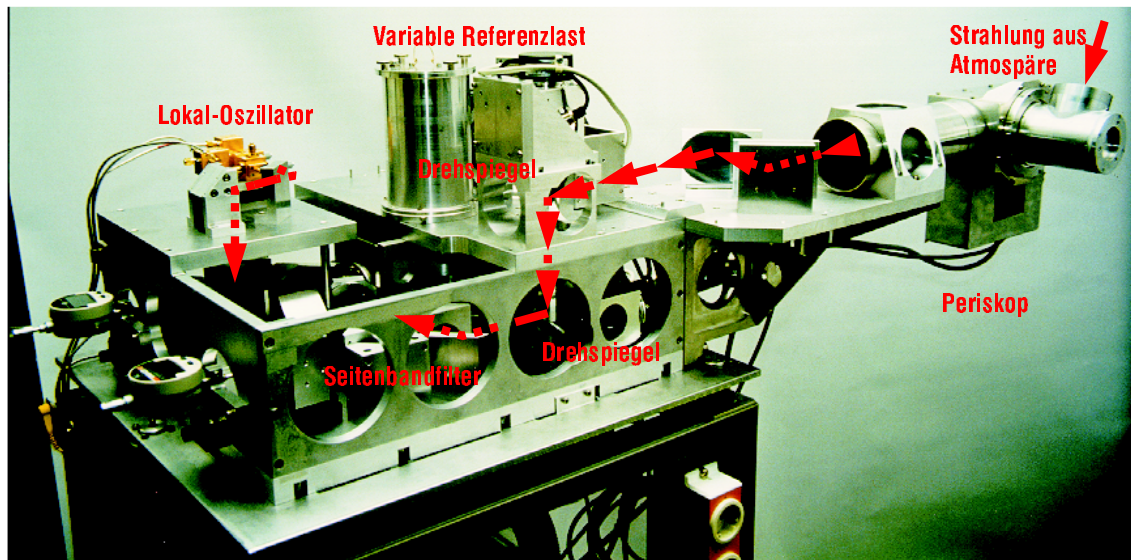


Abb. 3.4.: Fotografie des Frontends des Radiometers MIRA2b mit horizontalem Periskop zur Einstellung des Elevationswinkels der Empfangskeule.

eine Reihe von fokussierenden und Planspiegeln sowie Polarisationsgitter verwendet. Alle Aperturen sind auf den doppelten Strahlradius, der meist 10 mm beträgt, ausgelegt (Leistungsverluste $< 0,05\%$, vgl. Abschnitt 2.7). Die zur Strahlführung notwendigen Komponenten sind auf zwei Ebenen untergebracht und finden samt einer Reihe von Kontroll- und Steuergeräten auf bzw. in einem 19"-Rack Platz. Zwei servobetriebene und mittels Enkoder (Winkelauflösung: $0,018^\circ$) überwachte Drehspiegel sind übereinander auf je einer Ebene montiert und gestatten die Signaleinkopplung über sieben alternative Pfade. Dies ermöglicht neben dem Empfang des atmosphärischen Signals den Leistungseintrag von verschiedenen Kalibrationslasten und Testaufbauten.

Die aus der Atmosphäre einfallende elektromagnetische Strahlung gelangt über das sogenannte *Periskop* in das Frontend von MIRA2. Hier wird der Strahl über die beiden Drehspiegel auf die untere Ebene geleitet, wo er das Seitenbandfilter (*Martin-Puplett-Interferometer*) passiert. Der folgende *Weglängenmodulator* variiert elektromechanisch die Position eines Dachkantspiegels mit einer Amplitude von ca. 0,1 mm und einer Frequenz von 80 Hz. Die resultierende geringfügige Wegänderung des Signalpfads unterdrückt bei zeitlicher Mittelung sehr effektiv (~ 20 dB) die als *Stehwellen* bezeichneten parasitären Mehrfachreflexionen, welche zu sinusförmigen Artefakten in den gemessenen Spektren (Stehwellenundulationen) führen. Im Diplexer (ab MIRA2c *Fabry-Pérot-Interferometer*, zuvor *Martin-Puplett-Interferometer*) wird der zu detektierenden Strahlung das LO-Signal überlagert, um schließlich über einen Polarisator (unterdrückt Kreuzpolarisationsanteile) zum Mischer zu gelangen.

Das LO-Signal wird von einer Gunn-Diode generiert und mittels eines Multipliiers in seiner Frequenz verdreifacht. Ein Richtkoppler zweigt einen kleinen Teil der Oszillatorleistung zu einem harmonischen Mischer ab, dessen niederfrequentes Ausgangssignal in einer *Phase-Locked Loop (PLL)* mit einer hochstabilen 100-MHz-Quelle verglichen und zur Regelung der Speisespannung der Gunn-Diode herange-

zogen wird. Derart wird, bei einer Leistung von etwa 1 mW, eine hohe spektrale Reinheit und Langzeitfrequenzstabilität erreicht. Der Abstimmbereich des LO erstreckt sich in etwa von 271 bis 277 GHz, was einen spezifizierten Meßbereich von 268 bis 280 GHz für MIRA2 ermöglicht.

Der Mischer basiert auf einer *Whisker*-kontaktierten *Schottky-Diode*, deren Arbeitspunkt durch eine *Biasquelle* festgelegt ist. Sowohl der quasioptische Signal- als auch der LO-Strahl werden über eine zirkulare Hornantenne in den Rechteckhohlleiter des Mischers eingekoppelt. Die Strahlanpassung kann über einen *Kurzschlußschieber* im Hohlleiter optimiert werden. Der Mischer konvertiert das Signalband unter Erhaltung der spektralen Information auf das Zwischenfrequenzband um 2,1 GHz. Dieses wird von einem rauscharmen Verstärker (*Low Noise Amplifier, LNA*) auf *HEMT*-Basis (*High Electron Mobility Transistor*) verstärkt (35 dB). Es schließt sich eine Signalaufbereitungskette mit weiterer Verstärkung (70 dB) und Bandpaßfilterung an, die eine Pegelanpassung an das Spektrometer gewährleistet.

Zur Minimierung der Eigenrauschbeiträge sind Mischer und LNA in einem evakuierten ($p < 1 \cdot 10^{-7}$ mbar) Kryostaten untergebracht, der durch einen geschlossenen *Gifford-McMahon* Helium-Kreislauf auf ~ 30 K gekühlt wird. Er beinhaltet ebenfalls die interne kalte Kalibrationslast, die kalte Teillast der variablen Referenz und den Seitenbandabschluß des SSB-Filters. Die vier Signalpfade verlaufen jeweils durch *Mylar*-Folienfenster, die zur Vermeidung von Stehwellen so gut als möglich im *Brewsterwinkel* bzgl. der Strahlrichtung angeordnet sind.

Die Signalauswertung wird von einem an der *Universität zu Köln* entwickelten *Akustooptischen Spektrometer (AOS)* vorgenommen [67], das alle 10 ms für ein etwa 1,2 GHz breites Frequenzband ein Leistungsspektrum mit einer Frequenzauflösung von 1,2 MHz und einer wirksamen Empfangsbandbreite von 1,8 MHz pro Kanal bereitstellt. Herzstück des AOS ist eine *Bragg-Zelle* aus Lithiumniobat (LiNbO_3). Die HF-Leistung regt in ihr über einen Piezo-Aktor Ultraschallwellen an, welche für einen durchlaufenden Laserstrahl als Phasengitter wirken und ihn abbeugen (*Akustooptischer Effekt*). Der Beugungswinkel und die Intensität des deflektierten Laserlichts sind hierbei proportional zur Frequenz respektive zur Leistung des zu untersuchenden HF-Signals. Diese Transformation vom Frequenz- in den Ortsraum bewirkt nach anschließender Detektion der gebeugten Strahlung durch eine Photodiodenzeile (CCD) mit 2048 Kanälen die gewünschte Fourier-Zerlegung. Ein 16-Bit-ADC digitalisiert das analoge Ausgangssignal des CCD. Eine Frequenz-Kanal-Eichung erfolgt durch regelmäßige Messungen eines Frequenzkamms (100 MHz Abstand der Zacken), während für die Nullmessung, die den durch den Dunkelstrom im CCD hervorgerufenen Untergrund bestimmt, der Spektrometereingang auf einen 50- Ω -Terminationswiderstand geschaltet wird.

Zur weiteren Datenverarbeitung werden die einzelnen Spektren von einem *Digitalen Signalprozessor (DSP)* für typischerweise einige Sekunden integriert und stehen dann zur Analyse mittels PC bereit. Dieser übernimmt ebenfalls die Steuerung des AOS sowie aller Servoantriebe (2 Drehspiegel, Elevation, Azimut, Drehgitter der variablen Referenzlast, Seitenbandfilter) und gewährleistet den automatischen Meßbetrieb einschließlich der notwendigen Kalibrationsabläufe, der Datenaufbereitung, -visualisierung und -sicherung.

Eine Besonderheit stellt die variable interne Referenzlast [37] dar. Sie überlagert mittels eines unter 45° im Strahlweg stehenden Drehgitters Emissionen von einem

warmen (Raumtemperatur) und einem kalten (~ 100 K) Schwarzkörper. Eine Wichtung der Beiträge erfolgt je nach Stellung der Gitterdrähte, so daß nach Reflexion an einem weiteren, als Analysator wirkenden Gitter hiermit eine linear polarisierte quasioptische Signalquelle zur Verfügung steht. Deren Intensität kann frei zwischen der warmen und kalten Last eingestellt werden. Das Ausgangssignal ist spektral glatt, abgesehen von kleinen Artefakten aufgrund von geringer Abweichungen des Emissionsgrades der Teillasten von Eins. Diese Mischlast ermöglicht den in [38] erörterten intern balancierten Meßmodus, der bei MIRA2 anstatt der sonst häufig benutzten *externen Referenzstrahlmethode (external beam switching)* [59] erfolgreich angewendet wird.

Als weitere Kalibrationslasten stehen neben der schon erwähnten variablen und internen kalten Referenzlast eine warme (Raumtemperatur) und eine externe kalte Last zur Verfügung. Bei letzterer ist eine Absorberplatte in einem mit flüssigen Stickstoff gefüllten Vorratsbehälter getaucht (thermodynamische Temperatur ~ 77 K). Etwa alle 10 h wird eine neue Befüllung nötig, weshalb die LN₂-Last üblicherweise nur für Tests und zur Vermessung der internen kalten Last, nicht aber für den Standardmeßbetrieb eingesetzt wird. Die warme Referenzlast, die im wesentlichen baugleich zur warmen Teillast der variablen Referenz ist, besteht aus einem mit Absorber ausgekleideten, geschlossenen Hohlzylinder, aus dem die im Innern emittierte Strahlung über einen Planspiegel und eine kreisrunde Öffnung ausgekoppelt werden. Als Prototyp für zukünftige temperaturgeregelter Ausführungen ist eine Warmlast mit einem Peltier-Element versehen, und deckt so einen Temperaturbereich (thermodynamisch) zwischen etwa 280 K und 350 K ab. Für sämtliche Lasten wird das Absorbermaterial *Tessalating TeraHertz RAM²* von *Thomas Keating Ltd.* verwendet.

Der LO, das AOS und Teile der Quasioptik sind über Wärmetauscher an zwei Wasserbadthermostate gekoppelt. Temperaturdaten von Sensoren (Si-Dioden, PT100 Kohleschichtwiderstände) im Kryostaten, im Spektrometer, und an den Referenzlasten werden von einem Datenlogger erfaßt und abgespeichert.

Weitere Informationen zum Radiometersystem sind den Publikationen [2,19–21] zu entnehmen.

3.3. Das Periskop als Empfangsantenne

Das Periskop hat die Aufgabe, die zu analysierende atmosphärische Strahlung in das Radiometerfrontend einzukoppeln und dient somit als Antenne. Es besteht aus einer doppelt geknickten Röhre, durch welche mit Hilfe zweier an den Biegungen befindlicher Spiegel der Empfangsstrahl geleitet wird. Weil bei der von MIRA2 angewandten intern balancierten Kalibrationsmethode, anders als bei der externen Referenzstrahlmethode, keine weiteren Strahlgänge zur Atmosphäre nötig sind, stellt es die einzige Verbindung zwischen Labor- und Außenraum dar. Das Einströmen kalter Luft auf das Radiometersystem, das zu Spannungsdriften in den elektronischen Komponenten führen würde, wird durch eine im *Brewsterwinkel* angebrachte Mylar-Folie unterbunden. Ein beheizter Luftstrom durch den Außenteil des Periskops schützt dieses vor Betauung, Vereisung und Eindringen von Schneeflocken

²Spezifikationen unter <http://qmciworks.ph.qmw.ac.uk/TKI/RAM/ram.htm>.

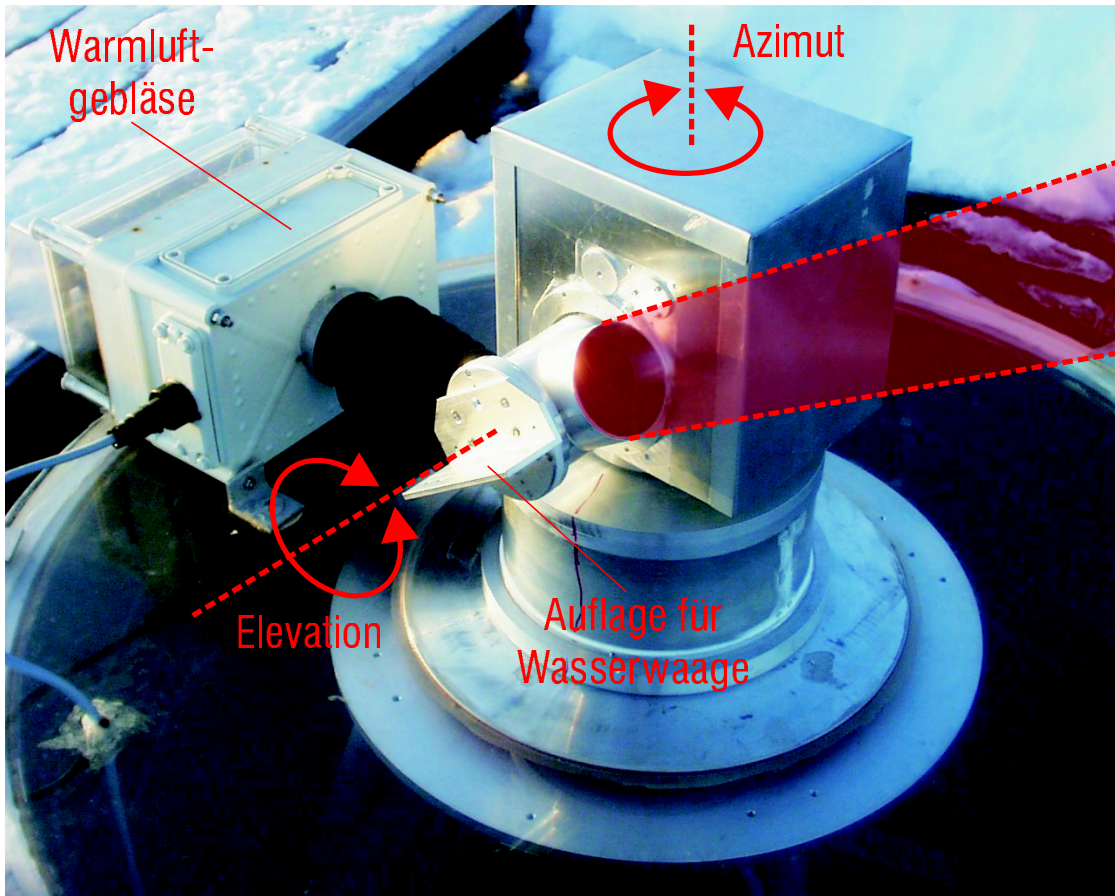


Abb. 3.5.: Das *Periskop* (ab MIRA2d) ermöglicht die Einkopplung der zu detektierenden atmosphärischen Strahlung unter einem beliebigen Elevations- und Azimutwinkel. Der Empfangsstrahl wird über zwei Spiegel quasioptisch durch eine doppelt geknickte Röhre geleitet und vertikal durch die Labordecke zum Radiometer geführt. Ein Brewsterfenster aus Mylar-Folie trennt den Innenraum ab. Das äußere Ende des Periskops wird mittels eines Gebläses mit aufgewärmter Luft durchströmt. Dies verhindert Betauung und das Eindringen von Niederschlag. Seitlich der Eintrittsöffnung ist eine Auflagefläche für eine Präzisionswasserwaage zur Festlegung der Horizontalrichtung angebracht.

bzw. Regentropfen.

In der Ausbaustufe b und c des Radiometers MIRA2 wurde ein waagrechtes Periskop verwendet (gut in Abb. 3.4 zu erkennen), das durch die Laborwand reichte und eine Verstellmöglichkeit des Elevationswinkels der Antennenkeule bot. Ab MIRA2d erfolgt die Strahleinkopplung vertikal durch die Decke mittels eines Periskops, das erstmals auch die freie Wahl des Azimutwinkels gestattet (s. Abb. 3.5). Dies gestattet die gezielte Untersuchung lokaler Effekte, die beispielsweise in Verbindung mit *PSCs* (*polar stratospheric clouds*) stehen, welche gerade über Kiruna aufgrund von *Leewellen*³ häufig vorkommen.

³*Leewellen* sind atmosphärische Schwerewellen, die durch orographische Gegebenheiten (Gebirgsketten) angeregt werden.

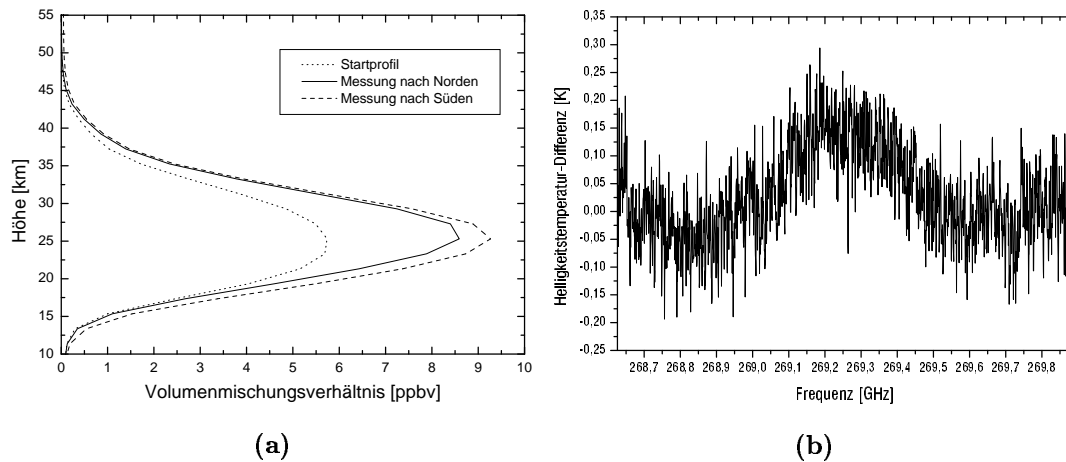


Abb. 3.6.: HNO₃-Messungen am 26.01.2000, 15:00-22:00 Uhr in Kiruna. Die Blickrichtung wechselt jede halbe Stunde zwischen Nord und Süd. (a) zeigt die resultierenden Höhenprofile bei getrennter Integration für beide Richtungen [33]. (b) ist die Differenz der integrierten Spektren für die Süd- und Nordrichtung. Ein Unterschied im Spektralbereich 269,0 bis 269,5 GHz, in dem viele der HNO₃-Linien lokalisiert sind, ist deutlich zu erkennen.

Als Indiz dafür, daß räumliche Unterschiede der Spurengasverteilung tatsächlich erfaßt werden können, sind die in Abb. 3.6 gezeigten Ergebnisse einer HNO₃-Meßserie vom 26. Januar 2000 in Kiruna anzusehen. An diesem Tag waren zahlreiche PSCs sichtbar und es wurde zwischen 15:00 und 22:00 Uhr im halbstündigen Wechsel jeweils in Blickrichtung Norden bzw. Süden mit einem konstanten Elevationswinkel von 30° gemessen. Die aus den für beide Richtungen getrennt integrierten Spektren berechneten Profile offenbarten eine Abweichung der maximalen vmr-Werte von mehr als 8%. Es ist nicht anzunehmen, daß dies allein durch differierende troposphärische Bedingungen hervorgerufen wird, weil sich die Skalierungsfaktoren der Troposphärenkorrektur lediglich um 4‰ unterscheiden, die HNO₃-Signaturen in den Spektren jedoch um über $\sim 15\%$ voneinander abweichen.

Außerdem eröffnet das neue Periskop die Möglichkeit, Absorptionsmessungen gegen die Sonne und den Mond, wie sie ausführlich in Kapitel 5 diskutiert werden, durchzuführen. Jedoch zeigen die dort angestellten Überlegungen, daß der Öffnungswinkel nach (2.36) des in die Atmosphäre weisenden Gaußstrahls beim vorhandenen Strahltaillenradius $w_0 = 13$ mm mit $\Theta \approx 3^\circ$ zu groß ist, als daß ein verbessertes Signal / Rausch-Verhältnis bei der Absorptions- im Vergleich zur Emissionsmessung zu erwarten wäre (s. Abschnitt 5.5.1). Aus diesem Grund wurde eine Antenne für Absorptionsmessungen mit einem Öffnungswinkel der Empfangskeule von $\Theta = 0, 25^\circ$ bei $w_0 = 78, 5$ mm entwickelt. Sie wird voraussichtlich im Sommer 2000 für erste Messungen eingesetzt. Eine automatisierte Sonnen- bzw. Mondnachführung der Antennenkeule soll mittels einer Quadrantenphotodiode erfolgen.

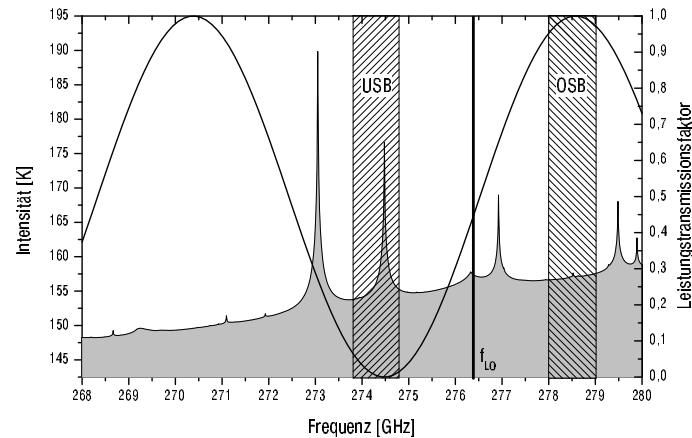


Abb. 3.7.: Unterdrückung des unerwünschten Seitenbandes (hier Unteres Seitenband, USB), respektive der starken Ozon-Signatur bei 274 GHz bei CIO-Systemeinstellung von MIRA2, mittels eines Seitenbandfilters mit dargestellter Leistungstransmissionskurve (rechte Achse).

3.4. Martin-Puplett-Interferometer als Seitenbandfilter

Beim Heruntermischen des Hochfrequenzsignals auf die niedrigere Zwischenfrequenz (ZF) mittels des Heterodyn-Prinzips wird, falls keine Vorkehrungen getroffen sind, neben dem Signalband auch das Spiegelband auf das ZF-Band abgebildet (vgl. Abschnitt 2.5). Für eine Messung der 278 GHz CIO-Signatur ergibt sich beispielsweise bei der vom AOS vorgegebenen ZF von 2,1 GHz die in Abb. 3.7 eingezeichnete Lage von Lokaloszillatorfrequenz und den Seitenbändern. Offensichtlich befindet sich im Spiegelband (hier Unteres Seitenband, USB) in der Nähe von 274 GHz eine starke Ozon-Linie, die im ZF-Band die schwache CIO Signatur überdecken würde. Um dies zu vermeiden, wird ein sogenannter *Einseitenbandfilter* (*SSB-Filter*) vor dem Mischer eingesetzt, der nur die Strahlungsleistung des gewünschten Seitenbandes passieren läßt, das Spiegelband jedoch unterdrückt.⁴

Es wird nun beschrieben, wie das *Martin-Puplett-Interferometer* (*MPI*), das als SSB-Filter verwendet wird, funktioniert, wie eine exakte Einstellung des spektralen Verlaufs seiner Leistungstransmission vorzunehmen ist und wie die Seitenbandunterdrückung maximiert wurde. Die genaue Justierung ist Voraussetzung für einen optimalen Betrieb und vor allem für eine korrekte Berücksichtigung bei der Inversion. Wie sich das MPI auf kalibrierte Helligkeitstemperaturspektren und die Empfängerrauschtemperatur auswirkt, wird eingehend in Abschnitt 4.1 behandelt.

⁴Prinzipiell wäre auch eine Einstellung denkbar, bei der sich die CIO-Signatur im USB befindet. Allerdings würde dann im Spiegelband die Ozonlinie bei 282,8 GHz zu liegen kommen, die eine der 274 GHz O₃-Signatur vergleichbare Intensität besitzt. Außerdem ist die hierzu notwendige LO-Frequenz schon jenseits des Einstellbereichs des Gunn-Oszillators.

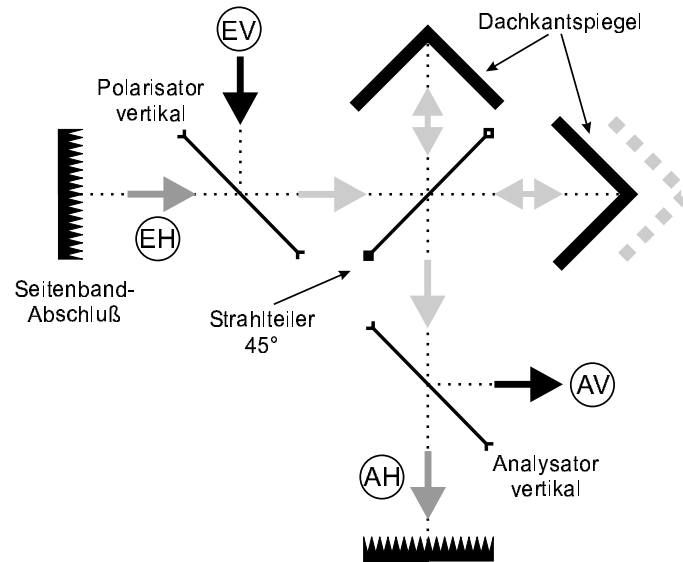


Abb. 3.8.: Das Martin-Puplett-Interferometer als Seitenbandfilter.

3.4.1. Funktionsweise

MIRA2 verwendet als SSB-Filter ein *Martin-Puplett-Interferometer (MPI)*; das ist ein quasioptisches Zweistrahlinterferometer mit kosinusförmiger Leistungstransmissionskurve. Sein Aufbau wurde erstmals von den Namensgebern beschrieben [50] und ist in Abb. 3.8 skizziert. Es handelt sich hierbei um ein Viertor für linear polarisierte Strahlung, mit den beiden Eingängen EV bzw. EH und den Ausgängen AV bzw. AH, die jeweils die vertikal, respektive horizontal polarisierte Komponente passieren lassen. Ein Gaußscher Strahl, der an EV in das MPI eintritt, trifft zuerst auf das Eingangsgitter, dessen Drähte vertikal orientiert sind und das als Polarisator wirkt. Der reflektierte, vertikal polarisierte Strahlungsanteil wird dann vom Strahlteiler, dessen Gitterdrähte unter 45° zur Vertikalen erscheinen⁵, halbiert und auf zwei Dachkantspiegel geleitet. Die Teilstrahlen werden dort reflektiert, erfahren dabei eine Polarisationsdrehung um 90° und vereinen sich wieder am Strahlteiler. Aufgrund der Polarisationsdrehung wird die Teilstrahlung, die den Strahlteiler vorher passierte, jetzt reflektiert, und umgekehrt. Einer der Dachkantspiegel kann in Strahlrichtung verschoben werden, so daß sich zwischen den Teilstrahlen eine Wegdifferenz Δ ergibt. Deswegen resultiert ein elliptisch polarisierter Strahl, welcher mittels des Analysators (vertikale Drähte) wieder in eine horizontale und eine vertikale Komponente aufgespalten wird. Eine analoge Überlegung ist gültig für Strahlung über den Eingang EH.

Für die quantitative Bestimmung der Ausgangsintensität werden die Einheitsvektoren \vec{e}_{vert} , \vec{e}_{hor} , \vec{e}_{\parallel} und \vec{e}_{\perp} eingeführt. Ihre Ausrichtung ist vertikal bzw. horizontal bezüglich der Grundplatte des MPI sowie parallel bzw. senkrecht zu den Gitterdrähten des Strahlteilers. Weil die Drähte unter einem Winkel von 45° erscheinen,

⁵Weil der Strahlteiler unter einem Winkel von 45° zur Strahlachse ausgerichtet ist, sind die Drähte tatsächlich unter $54,7^\circ$ zur Vertikalen im Gitter eingebaut. In Projektion erscheinen sie dann unter 45° .

besteht der Zusammenhang:

$$\begin{aligned}\vec{e}_{\parallel} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{e}_{vert} + \vec{e}_{hor}) \\ \vec{e}_{\perp} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{e}_{vert} - \vec{e}_{hor})\end{aligned}\quad (3.1)$$

Wenn die vertikal bzw. horizontal polarisierte Eingangsstrahlung die Amplitude E_0 besitzt und durch die Kreisfrequenz ω in ihrem Zeitverhalten charakterisiert ist, stellt sich \vec{E}_{zusam} , der E -Vektor nach Wiedervereinigung der beiden Teilstrahlen, die bis dahin die Strecken l_1 und l_2 zurückgelegt haben, dar zu:

$$\vec{E}_{zusam} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \left(\vec{e}_{\perp} e^{-i \frac{2\pi l_1}{\lambda}} \pm \vec{e}_{\parallel} e^{-i \frac{2\pi l_2}{\lambda}} \right) e^{i\omega t} \quad (3.2)$$

Oder unter Einbeziehung von (3.1), mit $\Delta = l_2 - l_1$:

$$\vec{E}_{zusam} = \frac{E_0}{2} \left[\vec{e}_{vert} \left(1 \pm e^{-i \frac{2\pi \Delta}{\lambda}} \right) - \vec{e}_{hor} \left(1 \mp e^{-i \frac{2\pi \Delta}{\lambda}} \right) \right] e^{i(\omega t - \frac{2\pi l_1}{\lambda})} \quad (3.3)$$

Für das gesamte MPI ergibt sich hieraus schließlich als Leistungsübertragungsfunktion, also dem Quotienten aus austretender zu eingehender Strahlleistung:

$$\boxed{\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} \left(1 \pm \cos \left(\frac{2\pi \nu \Delta}{c} \right) \right)} \quad (3.4)$$

Das Vorzeichen des Kosinustermes ist abhängig vom gewählten Ein- und Ausgang: Das Plus-Zeichen ist gültig für eine Eingangs-Ausgangs-Kombination mit gleicher Polarisation, also für die Pfade EV→AV und EH→AH. Für die Wege EV→AH und EH→AV ist das Minus-Zeichen zu verwenden.

Neben dem beschriebenen Leistungsanteil am Filterausgang ist stets noch der Beitrag T_{term}^{MPI} zu berücksichtigen, der über den zweiten Eingang in das MPI eintritt. Die zugehörige Leistungstransmission ist ebenfalls durch (3.4) beschrieben, jedoch mit umgekehrten Vorzeichen des Kosinustermes (im Vergleich zum Signalweg der zu (3.4) führt wechselt die Eingangspolarisation bei gleichbleibender Ausgangspolarisation). Um T_{term}^{MPI} gering zu halten, wird der entsprechende Eingang durch einen gekühlten Absorber, dem sogenannten *Seitenbandabschluß*, terminiert. Repräsentiert die Helligkeitstemperatur T_{term} die vom Seitenbandabschluß emittierte Strahlungsintensität, dann gilt:

$$T_{term}^{MPI} = T_{term} \frac{1}{2} \left(1 \mp \cos \left(\frac{2\pi \nu \Delta}{c} \right) \right) \quad (3.5)$$

Bei MIRA2 nimmt das zu detektierende atmosphärische Signal den Weg EV→AV. Im Gegensatz zu Abb. 3.8 ist der Analysator nicht direkt an der MPI-Baugruppe lokalisiert, sondern befindet sich nahe dem Kryostaten und erübrigt damit einen sonst notwendigen weiteren Planspiegel. Das MPI kann sehr einfach aus dem Strahlweg entfernt und dieser mittels zweier Planspiegel wieder passend geschlossen werden. Dies ermöglicht den Betrieb als DSB-Empfänger, was sich für Testmessungen als sehr vorteilhaft erwiesen hat.

3.4.2. Einstellung

Der für die jeweilige Messung einzustellende Wert für Δ ergibt sich aus der Notwendigkeit, maximale Transmission der interessierenden Signatur bei gleichzeitig maximaler Unterdrückung störender Signaturen im Spiegelband zu erreichen. Außerdem sollen zwischen USB und OSB keine weiteren Maxima bzw. Minima der Leistungstransmissionskurve liegen, weil sich sonst deren Krümmung vergrößern und bei den Randfrequenzen der Seitenbänder die Abweichung vom idealen Wert wachsen würde. Für MIRA2 soll also beispielsweise bei CIO-Detektion ($\nu_{CIO} = 278,631$ GHz) die O₃-Linie bei $\nu_{O_3} = 274,48$ GHz bestmöglich gedämpft werden, woraus sich nach (3.4) die folgende Bedingung ableitet:

$$o \stackrel{!}{=} \frac{\nu_{O_3} \Delta}{c} \quad o \in \frac{1}{2}; \frac{3}{2}; \frac{5}{2}; \dots \quad (3.6)$$

Die *Periodenzahl* o gibt an, wieviele Perioden die kosinusförmige Transmissionskurve im Frequenzraum, ausgehend von 0 Hz bis zu einer bestimmten Frequenz, in diesem Fall ν_{O_3} , durchlaufen hat. Welche der vielen nach (3.6) zulässigen Periodenzahlen die passende für die gewünschte Einstellung ist, folgt aus der Forderung nach gleichzeitig möglichst hoher Signaltransmission bei ν_{CIO} eine halbe Periode weiter im Frequenzraum:

$$\left(o + \frac{1}{2}\right) \stackrel{!}{\approx} \frac{\nu_{CIO} \Delta}{c} \quad (3.7)$$

Aus den beiden Forderungen (3.6) und (3.7) leitet sich o ab als

$$o \approx \frac{\nu_{O_3}}{2(\nu_{CIO} - \nu_{O_3})} \approx 33,07 \quad (3.8)$$

Weil Bedingung (3.6) aber exakt erfüllt sein soll, ist o auf den naheliegendsten zulässigen Wert zu runden, also: $o = 33,5$. Mit dieser Periodenzahl folgt aus (3.6) eine Wegdifferenz $\Delta = 36,590$ mm. Die zugehörige Leistungstransmission ist zusammen mit einem synthetischen Helligkeitstemperaturspektrum in Abb. 3.7 eingetragen. Die optimalen Wegdifferenzen zur Messung der anderen Spurengase sind Tab. 3.3 zu entnehmen.

Für eine erfolgreiche Messung gilt es, den berechneten Weglängenunterschied exakt am MPI einzustellen. Hierzu ist ein Dachkantspiegel auf einem Translationstisch montiert, der mittels Hand- bzw. Servosteuerung auf einige μm genau positioniert werden kann. Die Lagekontrolle erfolgt über die Enkodersignale des Schlittenmotors und zusätzlich mit einer digitalen Meßuhr, die Bewegungen des Dachkantspiegels mit einem Stempel mechanisch erfaßt. So können zwar Relativänderungen jederzeit mit genügender Genauigkeit kontrolliert werden, doch besteht das Problem, nach Demontage des Systems zu Transportzwecken oder wegen Umbaumaßnahmen eine Referenzposition festzulegen. Immerhin bedeutet eine Änderung der Wegdifferenz um eine halbe Wellenlänge des Signals ($\approx 0,5$ mm), daß statt Transmission Unterdrückung eingestellt ist und umgekehrt. Des weiteren wirkt sich aufgrund des Hin- und Rücklaufs eines auf den Dachkantspiegel auftreffenden Strahls eine Positionsänderung des Reflektors doppelt in der Wegdifferenz aus. Es ist deshalb eine absolute Einstellgenauigkeit im Mikrometerbereich vonnöten.

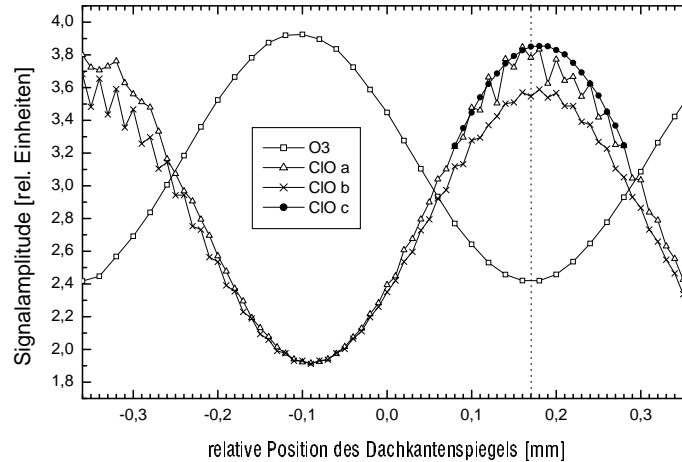


Abb. 3.9.: Messung der Leistungstransmission des Seitenbandfilters bei Änderung der Position des Dachkantenspiegels. Bei den Messungen CIO a-c betrug die Signalfrequenz 278,631 GHz, bei Messung O3 274,478 GHz. Die für eine CIO-Messung einzustellende Spiegelstellung, die der berechneten Weglängendifferenz $\Delta = 36,590$ mm entspricht, liegt bei 0,17 mm. Die Zickzackstruktur, die im Bereich maximaler Transmission bei den Messungen CIO a und b auszumachen ist, rührt von Driften des Radiometersystems im Verlauf der Messung her, die wegen der besonderen Meßabfolge augenfällig werden: Der Translationschlitten wurde erst in eine Richtung verstellt und dabei nur jeder zweite Meßpunkt aufgenommen. Anschließend sind die restlichen Werte in Gegenrichtung erfaßt worden.

Zur Justierung des MPI wird üblicherweise die Amplitude eines monofrequenten Signals bei sukzessiver Veränderung von Δ erfaßt. Geschieht dies sowohl für die zu transmittierende als auch für die zu unterdrückende Frequenz im Spiegelband, kann die optimale Einstellung ermittelt werden. Dieses Verfahren ist z. B. in [54] (S. 36 ff) beschrieben und Abb. 3.9 zeigt Meßergebnisse, die derart an MIRA2 gewonnen wurden. Ein Nachteil dieses Verfahrens ist, daß sehr viele Meßwerte aufgenommen werden müssen und Fluktuationen der Signalintensität, die auf Driften und Stehwellen (s. Abschnitt 4.2) zurückzuführen sind, die Interpretation erschweren. Zwar konnte das Stehwellenproblem, wie in Abschnitt 3.6 näher erörtert, durch genügende Dämpfung entschärft werden, dennoch ist vor allem die genaue Bestimmung der Spiegelposition für maximale Signaltransmission schwierig.

Die Erfahrung zeigt allerdings, daß dagegen die Stellung für höchste Unterdrückung äußerst genau (Reproduzierbarkeit auf wenige μm !) und bei Kontrolle des gemessenen Spektrums am Oszilloskop ohne weitere Datenauswertung direkt am Radiometer eingestellt werden kann. Aufbauend auf dieser Erkenntnis wurde eine alternative Justiermethode ausgearbeitet, bei der lediglich zwei Minima der Leistungstransmissionskurve des MPI zu bestimmen sind:

Hierzu wird der verstellbare Dachkantenspiegel des MPI nach grober Voreinstellung so positioniert, daß sich bei der Frequenz ν_{1Min} ein Transmissionsminimum ergibt. Die vorliegende Periodenzahl entscheidet dann, wie in Abb. 3.10 verdeutlicht ist, über die Lage des nächsten Transmissionsminimums im Frequenzraum (ν_{2Min}). Durch Bestimmung von ν_{2Min} kann deshalb auf die Periodenzahl o und somit auf

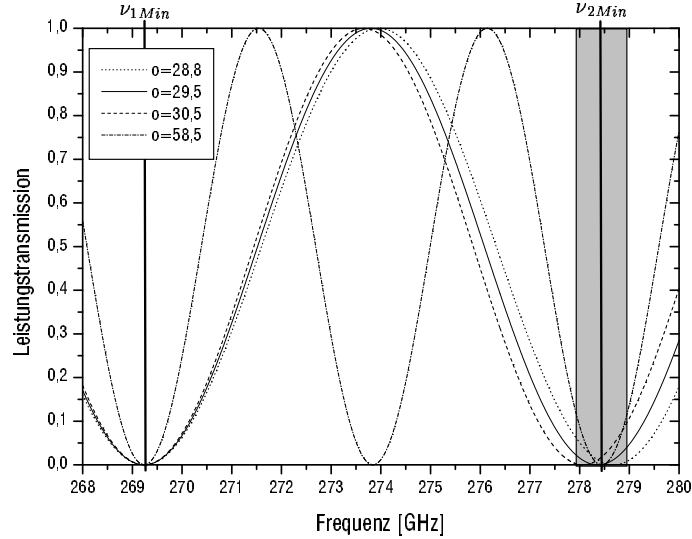


Abb. 3.10.: Veranschaulichung des neuen Einstellverfahrens für das Seitenbandfilter: Dargestellt sind die Leistungstransmissionskurven im Abstimmbereich von MIRA2 für unterschiedliche Periodenzahlen o . Das Martin-Puplett-Interferometer wird auf minimale Transmission bei ν_{1Min} eingestellt. Welche Periodenzahl vorliegt, kann aus der Position des folgenden Minimums ν_{2Min} ermittelt werden. Dabei ist durch genügend genaue Vorjustage sicherzustellen, daß keine Mehrdeutigkeiten (wie hier z. B. mit $o = 58,5$) auftreten.

die Wegdifferenz Δ geschlossen werden.

Prinzipiell ist eine Verwechslung von o mit einer Periodenzahl, die ein weiteres Transmissionsminimum zwischen ν_{1Min} und ν_{2Min} bedingt, denkbar (vgl. $o = 58,5$ in Abb. 3.10). In Anhang A, der eine detaillierte Anleitung zur Eichung der Wegdifferenz des SSB-Filters von MIRA2 gibt, wird jedoch aufgezeigt, warum dies auszuschließen ist: Die Voreinstellung erfolgt bei MIRA2 genügend genau um Zweideutigkeiten zu vermeiden.

Die vorgestellte Prozedur gewährleistet eine vergleichsweise rasche Kalibrierung der Wegdifferenz Δ des als SSB-Filter eingesetzten MPI. Nötig ist diese nicht nur, um mangelhafte Unterdrückung des Spiegelseitenbandes oder zu starke Dämpfung des Signals zu vermeiden, sondern auch um eine fehlerhafte *Seitenbandkorrektur* (s. Abschnitt 4.1.1) auszuschließen.

3.4.3. Messung der Seitenbandunterdrückung

In der Praxis wird selbst bei optimaler Einstellung der Wegdifferenz des SSB-Filters die zu unterdrückende Leistung nicht vollkommen verschwinden. Um dem Rechnung zu tragen, wird der Kosinusterm der Leistungstransmissionsformel des MPI (3.4) mit einem Faktor $0 \leq \kappa \leq 1$ multipliziert, so daß sich die realistischere Darstellung

$$\boxed{\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} \left(1 \pm \kappa \cos \left(\frac{2\pi\nu\Delta}{c} \right) \right)} \quad (3.9)$$

ergibt.

Für das unerwünschte Seitenband wird ein möglichst hoher Dämpfungswert angestrebt. Bestimmt werden kann dieser, analog zur Vermessung der Transmissionskurve in Abb. 3.9, mit einer monofrequenten Signalquelle bei der Frequenz ν_s . Aus vier⁶ Rohspektren ($M_{min/max}^{mit/ohne}$; mit/ohne: Signalquelle angeschaltet / ausgeschaltet, min/max: SSB-Filter ist auf minimale / maximale Transmission eingestellt) ergibt sich mit der Identität (vgl. 2.22)

$$\mathcal{L}_{SSB} [\text{dB}] = 10 \log \left(\frac{M_{min}^{mit}(\nu_s) - M_{min}^{ohne}(\nu_s)}{M_{max}^{mit}(\nu_s) - M_{max}^{ohne}(\nu_s)} \right) = 10 \log \left(\frac{T_s^{max}}{T_s^{min}} \right) \quad (3.10)$$

die maximale Unterdrückung \mathcal{L}_{SSB} , also das Verhältnis von maximaler (T_s^{max}) zu minimaler transmittierter Signalintensität (T_s^{min}), in Dezibel-Einheiten. Zwischen \mathcal{L}_{SSB} und dem Faktor κ aus (3.9) besteht folgender Zusammenhang:

$$\kappa = \frac{\mathcal{L}_{SSB} - 1}{\mathcal{L}_{SSB} + 1} \quad (3.11)$$

Während der Meßkampagne 1998 in Kiruna, der umfangreiche Systemmodifikationen vorausgingen, zeigte sich in den gemessenen CIO-Spektren eine ungewöhnlich starke Ozonsignatur aus dem Spiegelseitenband (s. 3.11). Eine quantitative Bestimmung der Seitenbandunterdrückung nach obiger Methode erbrachte einen Wert von lediglich $\mathcal{L}_{SSB} = 15 \text{ dB}$ ($\kappa = 0,9387$) und bestätigte damit den Verdacht einer verminderten Funktion des SSB-Filters.

Weitere Erkenntnis brachte folgendes Diagnoseverfahren: Das MPI wird bei Beobachtung des transmittierten Testsignals auf größtmögliche Dämpfung eingestellt. Wird nun ein absorbierendes Medium nur geringfügig in den Strahlengang eines Teillastes zwischen Strahlteiler und einem Dachkantspiegel positioniert, so ist bei ordnungsgemäßer Funktion des SSB-Filters eine Verringerung der Unterdrückung zu erwarten. Dies erklärt sich aus der Abschwächung, die einer der Teilstrahlen vor der Wiedervereinigung erfährt, so daß eine gegenseitige Auslöschung der beiden Strahlungsanteile unvollständiger als zuvor möglich ist. Tatsächlich war jedoch eine Erhöhung der Amplitude des detektierten Testsignals nur bei Begrenzung des einen Strahlenastes zu beobachten, Manipulation am anderen Ast führte überraschenderweise zum Gegenteil. Verständlich wird diese Beobachtung, falls der Strahlteiler die eintreffende Leistung nicht exakt halbiert: Durch den Eingriff kann dann das stärkere Teilsignal auf die gleiche Leistung wie die des anderen erniedrigt werden. Damit wird die vollständige Auslöschung ermöglicht und die Dämpfung steigt.

Eine Überarbeitung der Gitterhalter des MPI, sowie eine exakte Justierung der Dachkantspiegel führte schließlich zu einer deutlich günstigeren Seitenbandunterdrückung von $\mathcal{L}_{SSB} = 35 \text{ dB}$ ($\kappa = 0,9994$).

3.5. Diplexer

Der *Diplexer* hat die Aufgabe, die Strahlung des Lokaloszillators und des zu untersuchenden Signals für den anschließenden Mischprozeß zusammenzuführen und zu

⁶Es genügen bereits zwei Messungen, falls die Sockelwerte $M_{min/max}^{ohne}(\nu_s)$ aus den Rohspektren mit angeschalteter monofrequenter Signalquelle durch Interpolation der Nachbarkanäle ermittelt werden.

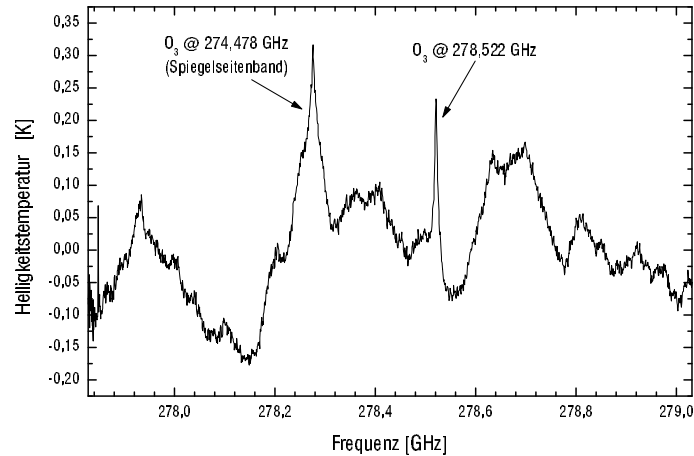


Abb. 3.11.: Während der Kampagne 1998 in Kiruna gemessenes Spektrum (ohne troposphärischen Emissionssockel), das die ungenügende Seitenbandunterdrückung dokumentiert. Messung vom 31.01.98 von 05:42 bis 19:03 in Standard CIO-Einstellung und mit einem Elevationswinkel von 25° .

überlagern. Hierzu können quasioptische Bauelemente zum Einsatz kommen. Ab der Ausbaustufe MIRA2b wird anstatt des bis dahin verwendeten Martin-Puplett-Interferometers ein Fabry-Pérot-Interferometer benutzt.

Das im vorigen Abschnitt als Seitenbandfilter eingeführte MPI kann ebenfalls als Diplexer verwendet werden: Anstatt auf den Seitenbandabschluß zu blicken, wird EH aus Abb.3.8 beispielsweise als Eingang des atmosphärischen Signals herangezogen und die LO-Leistung über EV eingekoppelt. Am Ausgang AV liegen dann Beiträge aus beiden Eingängen vor, wobei die unterschiedlichen Leistungstransmissionsfunktionen, die durch (3.9) gegeben sind und sich durch das Vorzeichen des Kosinusters unterscheiden, zu berücksichtigen sind. Bei passender Wahl des Weglängenunterschieds Δ zwischen den Teilpfaden des MPI wird maximale Transmission für die Eingangs- / Ausgangskombination EH \rightarrow AV im Bereich beider Seitenbänder und gleichzeitig für EV \rightarrow AV bei der LO-Frequenz erreicht (s. Abb. 3.12).

Vor der Meßkampagne Kiruna'98 wurde der MPI-Diplexer durch ein *Fabry-Pérot-Interferometer (FPI)* ersetzt. Letzteres ist in der Millimeter- und Submillimeterwellentechnik unter anderem auch für den Einsatz als Diplexer etabliert [1, 6, 8, 62], weshalb seine Funktionsweise nur skizziert wird:

Zwei planparallele Maschengitter, die auf sie treffende Millimeterwellen teilweise reflektieren und teilweise transmittieren lassen, führen Abb. 3.13 entsprechend zu Mehrfachreflexionen. Hierbei kommt es zu einer kohärenten Überlagerung mehrerer Teilstrahlen, die sich jeweils um eine Wegdifferenz Δ voneinander unterscheiden. Δ kann durch Verschieben einer der Spiegel, die für einen gefalteten Strahlengang sorgen, variiert und das FPI somit auf eine gewünschte Filtercharakteristik eingestellt werden. Obige Konstellation ist in wesentlichen Zügen analog den Betrachtungen über Mehrfachreflexionen in Abschnitt 4.2.1 und führt zu folgender Leistungstransmissionsfunktion $P_{FPI}^{trans}(\nu)$ des FPI (passend für die Eingangs-

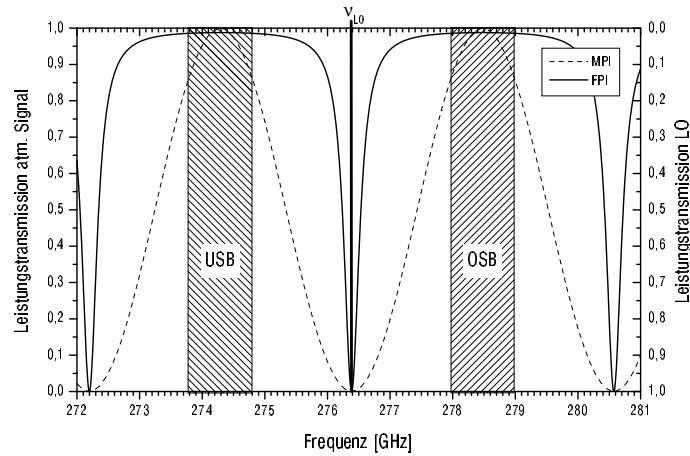


Abb. 3.12.: Leistungstransmissionsfunktion für LO- (rechte Achse) und atmosphärisches Signal (linke Achse) bei Einsatz eines Martin-Puplett- bzw. Fabry-Pérot-Interferometers als Diplexer. Die Wegdifferenz beträgt jeweils $\Delta = 71,590$ mm und ist die Standardeinstellung für CIO-Messungen. Sowohl beide Signalbänder (USB, OSB) als auch die LO-Frequenz ($\nu_{LO} = 276,377$ GHz) werden maximal weitergeleitet. Beim FPI, das hier als verlustfrei betrachtet wird, ist für die Maschengitter ein Leistungsreflexionskoeffizient von $r_{FPI} = 0,8$ und ein Leistungstransmissionskoeffizient von $t_{FPI} = 0,2$ angesetzt.

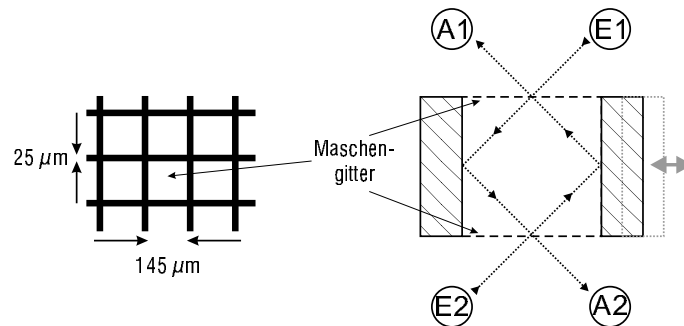


Abb. 3.13.: Schematischer Aufbau des Fabry-Pérot-Interferometers, das als Diplexer Verwendung findet sowie Geometrie der verwendeten Maschengitter.

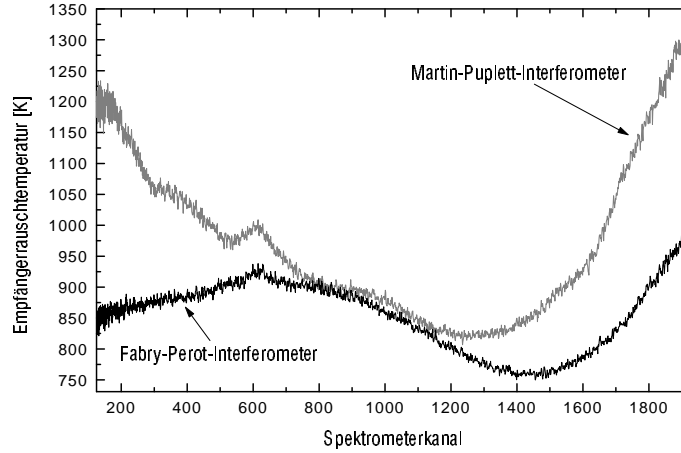


Abb. 3.14.: Vergleich der Empfängerrauschtemperatur bei Verwendung eines MPI bzw. FPI als Diplexer. Das Radiometer befindet sich im Einseitenbandbetrieb mit der Standard-CIO-Einstellung.

/ Ausgangskombinationen E1→A2 bzw. E2→A1 [1]:

$$P_{FPI}^{trans}(\nu) = \left(1 - \frac{\alpha_{FPI}}{1 - r_{FPI}}\right)^2 \left(1 + \frac{4r_{FPI}}{(1 - r_{FPI})^2} \sin^2(\delta')\right)^{-1} \quad (3.12)$$

α_{FPI} und r_{FPI} sind der Absorptionskoeffizient (inklusive Streuverluste) bzw. der Reflexionskoeffizient bei Wechselwirkung mit einem der beiden Maschengitter des FPI. Des weiteren gilt $\delta' = \pi \Delta \nu / c + \varphi$, wobei φ die Phasenänderung bei Reflexion angibt.

Im Falle eines verlustfreien FPI ($\alpha_{FPI} = 0$) kann (3.12) in den vereinfachten Ausdruck (4.11), überführt werden, der bei der Betrachtung der Stehwellen in Abschnitt 4.2.1 hergeleitet wird. Die Übertragungsfunktion für den reflektierten Strahlungsanteil (passend für die Eingangs- / Ausgangskombinationen E1→A1 bzw. E2→A2) ergibt sich dann zu $P_{FPI}^{refl}(\nu) = 1 - P_{FPI}^{trans}(\nu)$. Diese Leistungstransmissionsfunktionen sind ebenfalls in Abb. 3.12 eingezeichnet. Für die Verwendung des FPI als Diplexer werden ab MIRA2b die Eingänge E1 und E2 mit der Strahlung des atmosphärischen Signals und des Lokaloszillators belegt und die am Ausgang A1 austretende Leistung wird weiter zum Mischer geleitet. A2 bleibt ungenutzt.

Im Gegensatz zum MPI, das ein Zweistrahlinterferometer ist, handelt es sich beim FPI um ein Vielstrahlinterferometer. Dies schlägt sich in der deutlich unterschiedlichen Filtercharakteristik nieder, die sich durch Glattheit im Bereich der Seitenbänder und einem sehr schmalbandigen Durchlassbereich für das LO-Signal auszeichnet. Ersterem Charakteristikum ist zuzuschreiben, daß die Empfängerrauschtemperatur in den Randbereichen des ZF-Bandes, wie in Abb. 3.14 dokumentiert, aufgrund geringerer Verluste beim FPI niedrigere Werte erreicht als beim MPI. Die zweite Eigenschaft, das schmale und dadurch sehr gut zu lokalisierende Transmissionsmaximum für die LO-Leistung, ermöglicht eine sehr einfache und exakte Einstellung der korrekten Wegdifferenz Δ : Anhand einer Mikrometerschraube ist Δ solange zu variieren, bis eine größtmögliche Ausgangsleistung des Mixers bei sonst unveränderten Systemeinstellungen erzielt ist.⁷ Anders als beim SSB-Filter,

spielt die Kenntnis der exakten Periodenzahl keine Rolle. Solange die Transmissionskurve spiegelsymmetrisch zur LO-Frequenz liegt, ist keine Korrektur der kalibrierten Spektren und damit auch kein Wissen über die vorhandene Periodenzahl nötig (vgl. Abschnitt 4.1.2). Ein Verstellen der Wegdifferenz Δ führt zu einem Versatz der interferierenden, quasioptischen Teilstrahlen und beeinflusst über die damit verbundene Änderung des *Koppelgrads*⁸ die Höhe des Transmissionsmaximums. Es wird deshalb aus den benachbarten Transmissionsmaxima für die LO-Leistung dasjenige gewählt, bei dem die Empfängerrauschtemperatur minimal ist.

3.6. Signalquelle für Testmessungen

Für Testmessungen und Justierarbeiten, wie beispielsweise die angesprochene Kalibration der Wegdifferenz des Seitenbandfilters oder die Vermessung seiner Dämpfung, wird eine monochromatische Signalquelle herangezogen. Realisiert wurde sie aus einem als Vervielfacher betriebenen harmonischen Mischer. Ein *CW-Generator* (*Continuous-Wave-Generator*) erzeugt ein Signal, dessen 18. Harmonische im für MIRA2 relevanten Frequenzbereich liegt. Die Signalintensität kann sowohl über die Ausgangsleistung des CW-Generators, als auch über die Bias-Spannung des harmonischen Mischers reguliert werden. Seit MIRA2d ist die Signalquelle fest in die Quasioptik integriert und kann jederzeit durch entsprechende Positionierung des oberen Drehspiegels in den Strahlweg eingekoppelt werden.

Wie erste Messungen zeigten, bildet sich zwischen den Hornantennen von Mischer und Signalgenerator eine starke Stehwelle aus, die schon bei geringsten Änderungen des quasioptischen Pfades aufgrund der damit verbundenen Phasenverschiebung die Signalintensität stark fluktuieren läßt. Aus diesem Grund werden Messungen, die mit einer Verstellung des Seitenbandfilters und damit auch der Weglänge einhergehen, deutlich verfälscht. Abhilfe schaffte eine Dämpfung mittels einer Schaumabsorberplatte, die vor das Signalgeneratorhorn plaziert wurde. Sie unterdrückt die Stehwelle, läßt aber noch einen hinreichend hohen Signalpegel passieren.

In Tab. 3.3 sind die Frequenzen zusammengetragen, bei denen der CW-Generator zu betreiben ist, um ein Testsignal an der spektralen Position wichtiger Spurengassignaturen zu erzeugen. Darüberhinaus sind alle wesentlichen Systemparameter dokumentiert, die für die während der letzten Kampagnen angewandten Standardeinstellungen des Radiometers MIRA2 vorliegen.

3.7. Das variable quasioptische Dämpfungsglied mit kalter Termination

Seit einigen Jahren wird am IMK die variable Referenzlast, die den intern balancierten Meßmodus ermöglicht, erfolgreich verwendet. Ihr Aufbau wurde in Abschnitt 3.2 kurz skizziert. Zentrale Komponente ist ein drehbares Drahtgitter. Dieser Aufbau

⁷Dies kann entweder durch Beobachtung des Monitorsignals des AOS oder des Bias-Stroms des Mischers kontrolliert werden.

⁸Der *Koppelgrad* ist ein Maß für die Leistungsüberkopplung zwischen zwei Gaußstrahlen (vgl. [14], S. 59 ff).

Kürzel	Bemerkung	f_{Sig} [GHz]	f_{CWGen} [GHz]	f_{Mirr} [GHz]	f_{CWGen} [GHz]	f_{LO} [GHz]	f_{Synth} [GHz]	Δ_{SSB} [mm]	Diplex
CIO		278.632	15.479556	274.47802	15.248779	276.37700	10.225074	36.58962	2.24
O3SB	Spiegelband zu CIO	274.47802	15.248779	278.52222	15.473457	276.37700	10.225074	37.13470	2.24
O3	stärkste O3-Linie	273.05101	15.169501	276.92432	15.384684	275.15101	10.179667	38.43156	2.46
HNO3		269.237	14.957611	273.05100	15.169500	271.33711	10.038411	38.97672	2.39
N2O		276.32756	15.351531	273.05100	15.169500	274.52595	10.156517	45.56433	2.58

Tab. 3.3.: Die Standardsystemeinstellungen von MIRA2. Im Kürzel ist das Spurengas enthalten, das mit der jeweiligen Einstellung gemessen werden soll. ν_{Sig} und ν_{Mirr} repräsentieren die Frequenzen der zu messenden bzw. der störenden Signaturen im Spiegelband, die maximal unterdrückt werden sollen. ν_{CWGen} gibt die Frequenzeinstellung des CW-Generators der Signalquelle (18. Harmonische) für die zugehörigen ν_{Sig} - bzw. ν_{Mirr} -Werte an. ν_{LO} ist die Lokaloszillatorfrequenz und ν_{Synth} die Frequenz des Synthesizers, der das Eingangssignal für die PLL liefert. Δ_{SSB} stellt die Wegdifferenz des Seitenbandfilters dar.

wurde durch geringe Modifikation des Strahlwegs derart erweitert, daß er zukünftig zusätzlich als quasioptisches Dämpfungsglied mit kalter Termination eingesetzt werden kann. Zum Wechsel von der einen zur anderen Anwendungsart sind lediglich zwei Planspiegel umzusetzen.

Das Dämpfungsglied erweitert das Anwendungsgebiet von MIRA2 auf Signalintensitäten, die bisher zur Übersteuerung des Radiometersystems geführt hätten. Dies ist vor allem in Hinblick auf die geplanten solaren Absorptionsmessungen von Relevanz, die, wie in Abschnitt 5.5.2 diskutiert wird, dann balanciert vorgenommen werden können. Des weiteren gestattet der erweiterte Dynamikbereich beispielsweise eine exaktere Analyse der Dämpfungseigenschaft des Seitenbandfilters.

3.7.1. Aufbau

Das quasioptische Dämpfungsglied, dessen Aufbau in Abb. 3.15(a) schematisch wiedergegeben ist, besteht aus einem drehbaren Drahtgitter, dessen Gitterebene einen Winkel von 45° mit der Einfallrichtung des zu dämpfenden Eingangssignal einschließt. Der reflektierte Signalanteil trifft ebenfalls unter 45° auf ein zweites Gitter, dessen Drähte in fester horizontaler Ausrichtung montiert sind und dementsprechend nur den Signalanteil mit dieser Polarisation zum Ausgang des Dämpfungsgliedes reflektieren. Ein zweiter, parasitärer Eingangspfad, der das Drehgitter in Transmission durchläuft, ist mittels eines gekühlten Absorbers (ca. 100 K Helligkeitstemperatur) terminiert. Strahlungsanteile, die an einem der beiden Gitter den regulären Signalpfad verlassen, werden durch Absorber (in Abb. 3.15(a) nicht eingezeichnet) eliminiert, was Störungen aufgrund von Kreuzpolarisation verhindert.

Die Helligkeitstemperatur am Ausgang des Dämpfungsglieds T_{Aus} setzt sich also aus zwei Anteilen zusammen (vgl. auch Abb. 3.15(b)): Zum einen transmittiert die von der kalten Terminationslast ausgehende und senkrecht zu den Drähten des Drehgitters polarisierte Strahlung mit der Intensität T_{Term}^\perp das Gitter, zum anderen wird der parallel zu den Drähten polarisierte, in das Dämpfungsglied eingespeiste Signalanteil der Intensität T_{Sig}^\parallel am Gitter reflektiert. Von beiden Anteilen können jedoch nur die jeweils horizontal polarisierten Komponenten mit den Intensitäten

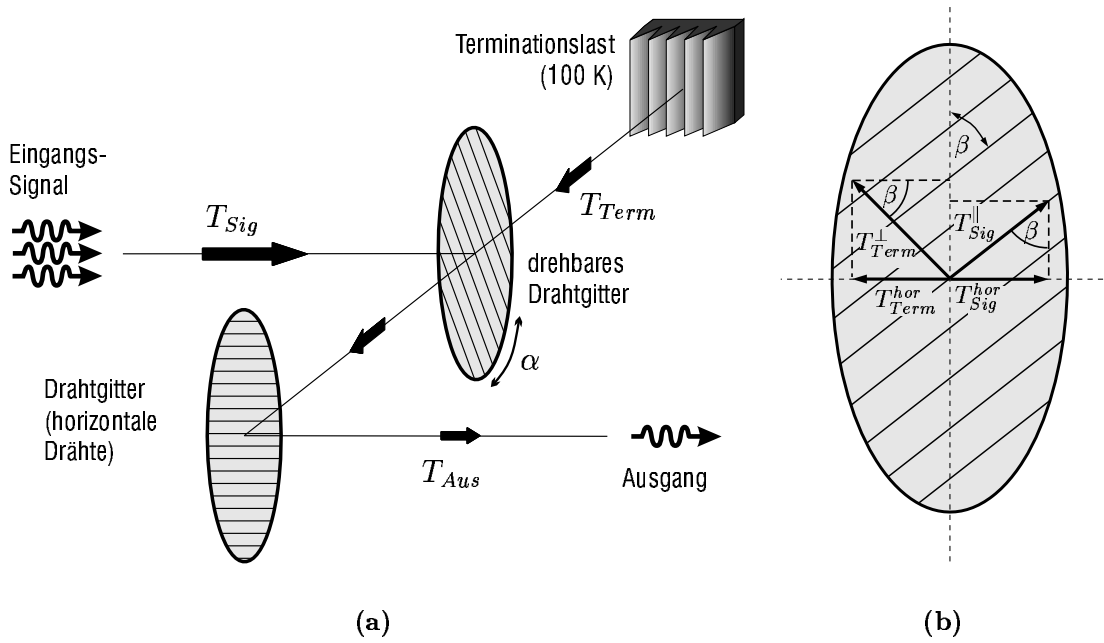


Abb. 3.15.: a) Skizze des variablen quasi-optischen Dämpfungsglieds. b) E -Feld Vektoren am Drahtgitter sowie die Nomenklatur der sich aus ihnen ergebenden Strahlungsintensitäten.

T_{Sig}^{hor} und T_{Term}^{hor} das Ausgangsgitter passieren. Demzufolge gilt:⁹

$$T_{Aus} = \underbrace{T_{Sig}^{\parallel} \sin^2(\beta)}_{T_{Sig}^{hor}} + \underbrace{T_{Term} \cos^2(\beta)}_{T_{Term}^{hor}} \quad (3.13)$$

Hierbei wurde berücksichtigt, daß die Terminationslast unpolarisierte Strahlung emittiert und somit $T_{Term}^{\perp} = T_{Term}$ angesetzt werden kann. β ist der aus Richtung der Eingangsintensität bzw. der aus Richtung der Terminationslast *gesehene Winkel* zwischen den Gitterdrähten und der Vertikalen. Dieser unterscheidet sich aufgrund der Schrägstellung der Gitterebene bzgl. der Strahlwege (Winkel γ zwischen Gitterebene und Einfallrichtung von der Terminationslast) vom *tatsächlichen Winkel* α , den die Drähte des Drehgitters mit der Vertikalen einschließen. Er berechnet sich nach fundamentalgeometrischen Überlegungen wie folgt:

$$\tan(\beta) = \sin(\gamma) \tan(\alpha) \quad \left(= \frac{1}{\sqrt{2}} \tan(\alpha) \quad \text{für } \gamma = 45^\circ \right) \quad (3.14)$$

Mit den Gleichungen

$$\cos^2(\beta) = \frac{1}{\tan^2(\beta) + 1} \quad \text{und} \quad \sin^2(\beta) = \frac{\tan^2(\beta)}{\tan^2(\beta) + 1} \quad (3.15)$$

⁹Es ist zu beachten, daß es sich bei T_x um Intensitäten handelt, die proportional zum Quadrat der Amplitude des zugehörigen elektrischen Feldvektors sind.

ergibt (3.13) unter Berücksichtigung von (3.14):

$$T_{Aus} = T_{Sig}^{\parallel} + \frac{T_{Term} - T_{Sig}^{\parallel}}{1 + \sin^2(\gamma) \tan^2(\alpha)} \quad (3.16)$$

Insbesondere errechnet sich T_{Aus} im vorliegenden Fall, bei dem das Drehgitter unter $\gamma = 45^\circ$ im Eingangsstrahlweg steht, zu:

$$T_{Aus} = \frac{T_{Sig}^{\parallel} \tan^2(\alpha) + 2 T_{Term}}{2 + \tan^2(\alpha)} \quad (3.17)$$

Es ist zu beachten, daß in 3.17 durch T_{Sig}^{\parallel} definitionsgemäß nur der parallel zu den Gitterdrähten polarisierte Signalanteil repräsentiert wird. Bei einem isotropen Schwarzkörper ist dies nicht relevant, weil die Strahlungsemission in jeder denkbaren Polarisationssebene mit gleicher Intensität erfolgt und somit die Gitterstellung keine Rolle spielt. Anders jedoch bei einer polarisierten Signalquelle, bei der sich T_{Sig}^{\parallel} auch bei konstanter Quelle, aufgrund der sich verändernden Projektion auf die Gitterdrähte, mit dem gesehenen Gitterwinkel β verändert.

Zur Überprüfung des hergeleiteten Zusammenhangs wurden zweipunktkalibrierte Messungen auf den Ausgang des quasioptischen Dämpfungsglieds vorgenommen, wobei der Winkel des Drehgitters kontinuierlich variiert wurde. Zur Generierung des Eingangssignals wurde die Quelle aus Abschnitt 3.6 herangezogen, wobei sich vor deren Antennenhorn Absorbermaterial zur Unterdrückung von Stehwellen befand. Für diese Konstellation ergibt sich die Eingangsentensität $T_{Sig,Quelle}^{\parallel}$ aus einem sehr schmalbandigen Anteil, der sich aus dem horizontal polarisiertem Quellensignal T_{Pol}^{hor} durch Projektion auf die Gitterdrähte berechnet, sowie einem breitbandigen Anteil T_{Abs} , der bedingt wird durch die unpolarisierte Emission vom Absorber:

$$T_{Sig,Quelle}^{\parallel} = T_{Pol}^{hor} \sin^2(\beta) + T_{Abs} \quad (3.18)$$

Abb. 3.16 zeigt das Ergebnis dieser Messung sowie die Abweichung vom theoretisch hergeleiteten Kurvenverlauf. Für die Auswertung des breitbandigen Signalanteils vom Absorber wurde über alle AOS-Kanäle mit Ausnahme eines kleinen Bereichs um das Quellensignal gemittelt. Offensichtlich können alle Helligkeitstemperaturwerte zwischen der Helligkeitstemperatur des Absorbers bei Raumtemperatur und der der kalten Terminationslast mit einem entsprechenden Gitterwinkel eingestellt werden. Das Residuum zum theoretischen Wert bleibt unter 2%. Für die Auswertung des schmalbandigen Quellensignals steht nur ein einzelner AOS-Kanal zur Verfügung was zu höheren Rauschamplituden im Vergleich zur eben erwähnten, gemittelten Messung führt. Inklusive des Absorberbeitrags erreicht das Quellensignal eine Helligkeitstemperatur von bis zu 3600 K. Das Residuum zum berechneten Kurvenverlauf offenbart einen Fehler von bis zu 5%, der jedoch hauptsächlich durch Driften des Ausgangspegels der Signalquelle zu erklären ist (dies bestätigen mehrstündige, kontinuierliche Messungen auf die Signalquelle). Für den Fall einer gleichstarken, jedoch unpolarisierten Signalquelle, würde sich ein deutlich anderer Kurvenverlauf ergeben; es ist also stets auf eine etwaige Polarisation des Eingangssignals zu achten.

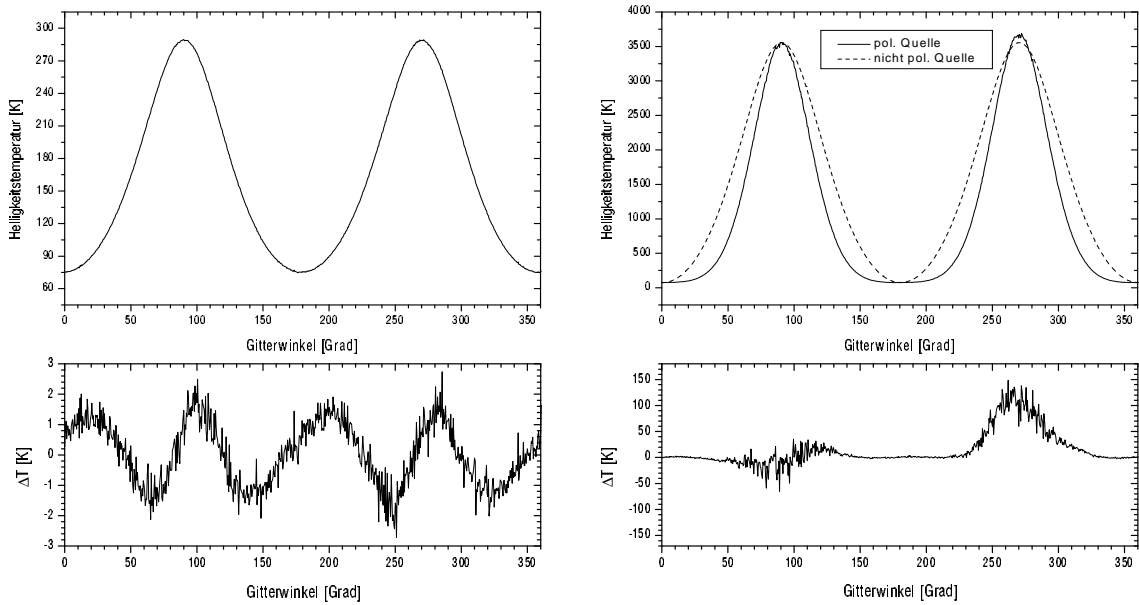


Abb. 3.16.: Oben links: Gemessene Gitterwinkelabhängigkeit der über viele AOS-Kanäle gemittelten, breitbandigen Ausgangsintensität, die vom Absorber vor der Signalquelle herrührt. Unten links: Residuum zum theoretischen Wert. Oben rechts: gemessene Ausgangsintensität für die Frequenz des polarisierten monochromatischen Signals (durchgezogene Linie) und berechneter Verlauf für den Fall eines unpolarisierten Signals (punktirierte Linie). Unten rechts: Residuum zwischen gemessenen und theoretischen Wert für eine polarisierte Signalquelle.

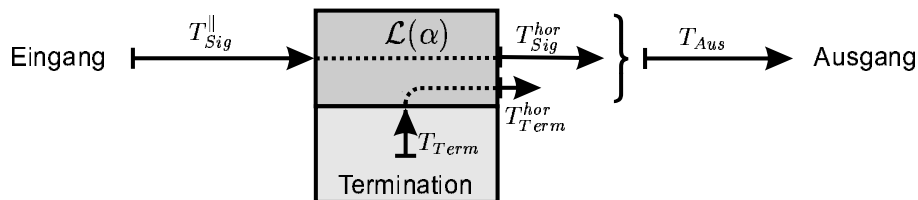


Abb. 3.17.: Veranschaulichung der Beiträge, aus denen sich die aus dem Dämpfungsglied austretende Intensität zusammensetzt.

3.7.2. Dämpfung und Rauschtemperatur

Wie oben ausgeführt und in Abb. 3.17 skizziert, bewirkt das Dämpfungsglied aufgrund seines spezifischen Aufbaus zwei Effekte: Ein eingehendes Signal T_{Sig}^{\parallel} erfährt in seiner gesamten spektralen Breite eine Abschwächung, die allein durch den Gitterwinkel α bestimmt ist und verläßt das Dämpfungsglied mit der Stärke T_{Sig}^{hor} . Als unvermeidbarer Nebeneffekt ist im Ausgangssignal T_{Aus} jedoch zusätzlich ein Anteil T_{Term}^{hor} enthalten, der von der Terminationslast herrührt und ebenfalls von der Einstellung des Drehgitters abhängt. Dieser Beitrag ist im gesamten beobachtbaren Spektralbereich gleich und bewirkt somit im Ausgangssignal einen Sockel unter dem zu dämpfenden Signalspektrum. Die Dämpfung bzw. der Verlustfaktor \mathcal{L} des quasioptischen Dämpfungsglieds wird deshalb, unabhängig von T_{Term}^{hor} , als Quotient zwischen dem eingangs anliegenden Signal und dessen austretendem Anteil definiert:

$$\mathcal{L} := \frac{T_{Sig}^{\parallel}}{T_{Sig}^{hor}} = \frac{T_{Sig}^{\parallel}}{T_{Aus} - T_{Term}^{hor}} \quad (3.19)$$

Mit 3.13, 3.14 und 3.15 vereinfacht sich dies für den konkreten Fall zu:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{\sin^2(\beta)} = 1 + \frac{2}{\tan^2(\alpha)} \quad (3.20)$$

Der ebenfalls vom Gitterwinkel abhängige Beitrag der Terminationslast ist:

$$T_{Term}^{hor} = \frac{2 T_{Term}}{2 + \tan^2(\alpha)} \quad (3.21)$$

Dies ist die Eigenrauschleistung des Dämpfungsglieds und kann in die äquivalente Eingangsrauschtemperatur T_{Rausch}^{Daemp} umgerechnet werden. Diese ist gleich der thermodynamischen Temperatur, die ein optimal angepaßter Absorber am Eingang eines idealen, also rauschfreien Dämpfungsglieds besitzen müßte, um die gleiche Rauschleistung am Ausgang zu erzeugen, wie sie durch Eigenrauschen verursacht beim realen Dämpfungsglied auftritt. Es ergibt sich:

$$T_{Rausch}^{Daemp} = T_{Term}^{hor} \mathcal{L} = 2 T_{Term} \cot^2 \alpha \quad (3.22)$$

Oder ausgedrückt in Abhängigkeit von der Dämpfung \mathcal{L} :

$$T_{Rausch}^{Daemp} = (\mathcal{L} - 1) T_{Term} \quad (3.23)$$

Ist die Terminationslast nicht gekühlt, sondern befindet sie sich im thermodynamischen Gleichgewicht mit der Umgebung und emittiert die Helligkeitstemperatur T_{Amb} , geht (3.23) in den allgemein bekannten Ausdruck $T_{Rausch}^{Daemp} = (\mathcal{L} - 1) T_{Amb}$ über. Die Kühlung der Terminationslast ist offensichtlich ein ganz wesentlicher Faktor, um die Rauschtemperatur so klein als möglich zu halten, und verbessert die Rauscheigenschaften ganz entscheidend.

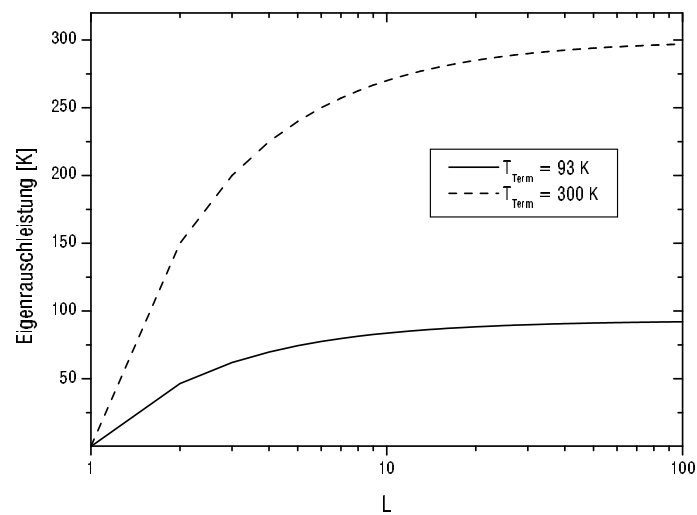


Abb. 3.18.: Eigenrauschleistung des Dämpfungsglieds in Abhängigkeit von der Dämpfung \mathcal{L} . Die durchgezogene Linie ist gültig für eine Helligkeitstemperatur der Terminationslast von 93 K (entspricht den Verhältnissen bei MIRA2). Die gestrichelte Linie bezieht sich auf eine Helligkeitstemperatur von 300 K und spiegelt den Grenzfall eines Dämpfungsglieds wieder, das sich im thermodynamischen Gleichgewicht mit seiner Umgebung befindet. Die kalte Terminierung führt zu einer deutlich niedrigeren Rauschtemperatur.

4. Betrachtungen zur Gerätebaseline

Unter *Gerätebaseline*, oder kurz *Baseline*, wird in diesem Kontext jede Abweichung der detektierten spektralen Strahldichte von der tatsächlich am Meßort vorhandenen verstanden. In diesem Sinne umfaßt die Baseline alle durch die Meßapparatur und die angewandten Kalibrationsroutinen verursachten Artefakte, die sich im gemessenen Spektrum niederschlagen.

Wird die Baseline nicht als solche erkannt und das Helligkeitstemperaturspektrum nicht entsprechend korrigiert, führt dies zu Fehlern bei der Inversionsrechnung. Spektrale Beiträge, die dann irrtümlich als zu Spurengassignaturen gehörig interpretiert werden, ziehen letztendlich inkorrekte Höhenprofile der Volumenmischungsverhältnisse nach sich. Eine ausgereifte Meßapparatur ist die Voraussetzung für eine Baseline mit geringem Betrag, ganz zu vermeiden wird diese jedoch nicht sein. Vor allem bei der Detektion der nur etwa 0,1 K schwachen ClO-Signatur wirkt sich, wie aus Abb. 4.1(b) hervorgeht, die Baseline besonders störend aus. Für Messungen der starken Ozonlinien bei 274 und 273 GHz ist die Gerätebaseline relativ klein, so daß die Auswertung in deutlich geringerem Maße beeinträchtigt wird (s. Abb. 4.1(a)).

Die folgenden Betrachtungen sollen erläutern, welche Prozesse auf die Baseline einwirken und auf welche Art sie sich in ihr niederschlagen. Es können dann gegebenenfalls gerätetechnische Gegenmaßnahmen ergriffen, oder, wo das nicht möglich ist, gezielte Korrekturrechnungen vorgenommen werden. Zwei Themenkomplexe werden in diesem Zusammenhang bearbeitet: Seitenbandfilter sowie Diplexer wirken aufgrund ihrer charakteristischen Transmissionskurven auf das Leistungsspektrum der beiden relevanten Seitenbänder ein. Außerdem führen Mehrfachreflexionen im Signalpfad des Radiometersystems zu sogenannten Stehwellen. Beide Arten von Störungen der Rohspektren manifestieren sich je nach Kalibrationsmethode auch im auszuwertenden Spektrum. Für Baselinebeiträge, die auf Nichtlinearitäten von Systemkomponenten zurückzuführen sind, wird auf [38] verwiesen, wo dieser Aspekt eingehende Behandlung erfährt.

4.1. Einfluß des Seitenbandfilters und des Diplexers auf die Baseline

4.1.1. Martin-Puplett-Interferometer als Seitenbandfilter

Obwohl das Martin-Puplett-Interferometer beim Einseitenbandbetrieb von MIRA2 das unerwünschte Spiegelband dämpft, wurde schon bei den Betrachtungen in Ab-

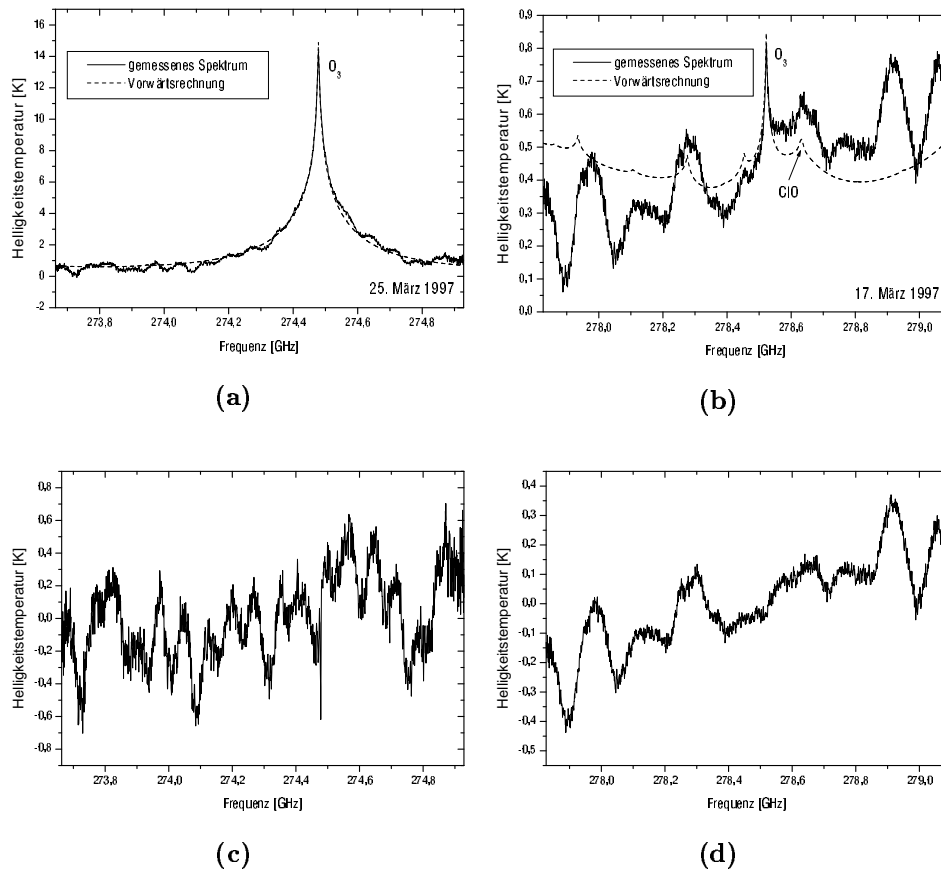


Abb. 4.1.: Zur Veranschaulichung der Gerätebaseline bei MIRA2b: Exemplarisch dargestellt sind in Ny-Ålesund gemessene Spektren der starken Ozonlinie bei 273 GHz (a) und der ClO-Signatur (b) sowie der nach Inversions- und Vorwärtsrechnung zu erwartenden Helligkeitstemperaturverläufe. Der Wasserdampfemissionssockel wurde entfernt. Die Differenz aus beiden Spektren ((c) und (d)) gibt eine Abschätzung der tatsächlich vorhandenen Baseline. Während die O₃-Signatur so stark ist, daß die gerätebedingten spektralen Artefakte vergleichsweise klein und wenig störend sind, erschwert die Baseline bei Chlormonoxid die Auswertung erheblich. Da alle Geräteoptimierungen für die ClO-Messung vorgenommen wurden, ist die geringere Baseline bei dieser Einstellung verständlich.

schnitt 3.4 klar, daß der Spiegelfrequenzbereich nicht generell vernachlässigt werden kann. Außerdem beeinflussen Leistungsbeiträge vom Seitenbandabschluß die Messung. Daher soll hier näher betrachtet werden, in welcher Art sich die Leistungstransmissionskurve des SSB-Filters unter Berücksichtigung beider Seitenbänder im kalibrierten Spektrum bemerkbar macht.

Einfluß auf das kalibrierte Helligkeitstemperaturspektrum

Die durch das MPI transmittierte Strahlung T_{obj}^{MPI} setzt sich aus den Signalanteilen des oberen und unteren Seitenbands ($T_{obj,u}$ bzw. $T_{obj,o}$), sowie den beiden Beiträgen des Seitenbandabschlusses ($T_{term,u}$ und $T_{term,o}$) zusammen:¹

$$T_{obj}^{MPI} = t_u T_{obj,u} + t_o T_{obj,o} + t_{term,u} T_{term,u} + t_{term,o} T_{term,o} \quad (4.1)$$

Die Faktoren t bezeichnen die Leistungstransmissionskoeffizienten bei den durch die Indizes festgelegten Frequenzen und sind durch (3.4) bzw. (3.9) bestimmt. Analoge Ausdrücke erhält man für die Intensitäten, die von Messungen auf die verschiedenen Kalibrationslasten herrühren. Durch Ersetzen von T_{obj} durch T_{obj}^{MPI} in (2.22) kann dann, mit (2.25) oder (2.29) ein kalibriertes Spektrum, nun unter Berücksichtigung des Seitenbandeinflusses, berechnet werden.

Eine Vereinfachung ergibt sich, wenn angenommen wird, daß $T_{term,u} = T_{term,o}$ gilt. Dies liegt nahe aufgrund der spektralen Glattheit der vom Seitenbandabschluß emittierten Strahlung und der vernachlässigbar kleinen Intensitätsvariation, die durch den geringen Frequenzunterschied der Seitenbänder verursacht wird.² Gleichheit der Strahlungsbeiträge aus beiden Seitenbändern soll aus den gleichen Gründen auch für die Kalibrationslasten vorausgesetzt sein. Unabhängig davon, ob die intern balancierte oder die Zweipunktkalibrierung zugrundegelegt wird, reduziert sich die Formel für die nach Kalibrierung bestimmte Objekthelligkeitstemperatur dann auf:³

$$T_{obj}^{MPI'} = \frac{t_u T_{obj,u} + t_o T_{obj,o}}{t_u + t_o} \quad (4.2)$$

Ist das SSB-Filter im Spezialfall außerdem so eingestellt, daß die Extrema der MPI-Transmissionskurve exakt auf den jeweiligen Mittenfrequenzen der Seitenbänder zu liegen kommen, resultiert aus Symmetriegründen und (3.4) $t_u = 1 - t_o$. Dies vereinfacht (4.2) weiter:

$$T_{obj}^{MPI'} = t_o (T_{obj,o} - T_{obj,u}) + T_{obj,u} \quad (4.3)$$

¹Die Indizes u und o sind dabei so zu verstehen, daß die indizierte Größe bei der Frequenz $\nu_{LO} - \nu_{ZF}$ bzw. $\nu_{LO} + \nu_{ZF}$ betrachtet wird. Diese Größen sind also keinesfalls zwingenderweise für das jeweilige Frequenzband konstant. Zu jeder Zwischenfrequenz ν_{ZF} gibt es den zugehörigen Frequenzwert im oberen und unteren Seitenband. Die explizite Darstellung von (4.1) würde folglich so aussehen: $T_{obj}^{MPI}(\nu_{ZF}) = t(\nu_{LO} - \nu_{ZF}) T_{obj}(\nu_{LO} - \nu_{ZF}) + t(\nu_{LO} + \nu_{ZF}) T_{obj}(\nu_{LO} + \nu_{ZF}) + \dots$

²Bei CIO-Einstellung von MIRA2 beträgt die durch den Verlauf der Planck-Kurve verursachte maximale relative Abweichung zwischen der Helligkeitstemperatur im oberen und unteren Seitenband bei einem idealen Schwarzkörper der thermodynamischen Temperatur 300 K (77 K) nur 0,042% (0,167%).

³Es sei daran erinnert, daß der Strich bei $T_{obj}^{MPI'}$ diese Größe als eine aus Messungen abgeleitete markiert, die vom tatsächlichen T_{obj}^{MPI} abweichen kann.

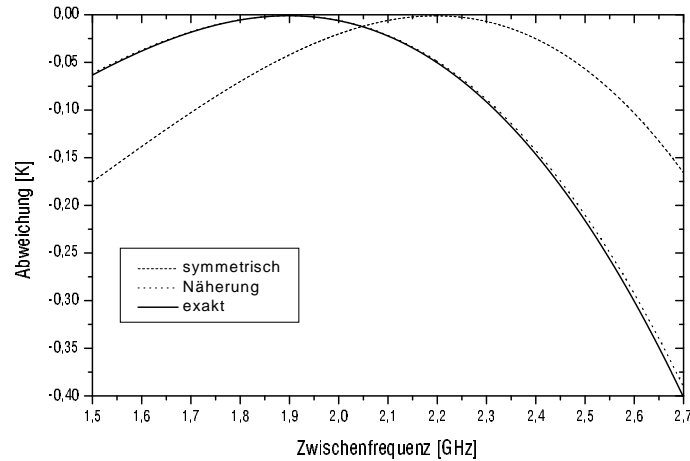


Abb. 4.2.: Durch das MPI als SSB-Filter bedingte Abweichung eines kalibrierten Spektrums von einer Rampe, die einen typischen spektralen Verlauf des troposphärischen Sockels simuliert. Die Berechnungen beziehen sich auf die Standardeinstellung von MIRA2 für CIO bei 278 GHz ($\nu_{LO} = 276,377$ GHz, $\Delta = 36,590$ mm, $\mathcal{L}_{SSB} = 35$ dB) und wurden nach Gleichung (4.3), die eine symmetrische Lage der Leistungstransmissionsfunktion voraussetzt (symmetrisch), nach (4.2), die Gleichheit der Emission in beiden Seitenbändern annimmt (Näherung) und ohne diese Annahmen (exakt) durchgeführt.

Um den Einfluß des Spiegelbandes und der Filtercharakteristik des MPI auf das kalibrierte Spektrum aufzuzeigen, wurde der spektrale Verlauf der Eingangsintensität als Rampe mit einer Steigung von 0,833 K/GHz und einer Helligkeitstemperatur bei der LO-Frequenz $\nu_{LO} = 276,377$ GHz von 155,7 K angenommen. Dies simuliert den troposphärischen Emissionssockel einer typischen 278-GHz-CIO-Sondierung in Kiruna mit 25° Elevationswinkel und 3,7 mm Wasserdampfsäule. Abb. 4.2 zeigt die Abweichung des sich daraus ergebenden kalibrierten Spektrums von der Rampe im Signalseitenband. Weil die MPI-Transmissionskurve bei der gewählten CIO-Einstellung nicht spiegelsymmetrisch zur LO-Frequenz liegt, gibt eine Berechnung nach (4.3) die tatsächlichen Verhältnisse nur ungenügend wieder, die Form wird aber offensichtlich dennoch richtig beschrieben und ist demzufolge im wesentlichen durch den Faktor t_o bestimmt.

Auf den ersten Blick erscheinen die Abweichungen vernachlässigbar im Vergleich zur Signalintensität von etwa 157 K. Es darf jedoch nicht außer acht gelassen werden, daß die gemessenen Spektren vor der weiteren Analyse im Rahmen einer *Troposphärenkorrektur* von ihrem Sockel befreit werden. Die Differenz zwischen gemessener und tatsächlicher Helligkeitstemperatur, die Werte bis zu 0,4 K erreicht, ist dann in Relation zur CIO-Signatur ($\approx 0,1$ K) zu sehen. Deswegen wird bei der Troposphärenkorrektur und Inversionsrechnung eine *Seitenbandkorrektur* entsprechend (4.2) vorgenommen. Eine Nichtbeachtung würde zu Fehlern bei den resultierenden CIO-Profilen führen, die sich, wie in [32] belegt, vor allem in niedrigen Höhen auswirken und dort bis zu 20% (in ca. 20 km) erreichen. Vor allem bei Radiometern mit niedriger ZF und großer Bandbreite ist wegen der stärkeren Krümmung der Leistungstransmissionskurve des SSB-Filters eine Seitenbandkorrektur notwendig.

Einfluß auf die Empfängerrauschtemperatur

Auf das kalibrierte Spektrum hat, wie gezeigt, der Leistungseintrag von der Terminationslast des MPI nach (4.1) keinerlei Einfluß. Weil es sich um einen konstanten Beitrag handelt, der unabhängig von der Objekttemperatur T_{obj} ist, muß allerdings von einer Erhöhung der Empfängerrauschtemperatur ausgegangen werden. Um diese zu bestimmen wird (2.22) entsprechend (4.1) modifiziert, wobei wiederum $T_{x,u} = T_{x,o}$ für die Terminations- und Kalibrationslasten vorausgesetzt ist und die aus (3.4) bzw. (3.5) abzulesende Identität $t_{term,u/o} = 1 - t_{u/o}$ Anwendung findet:

$$M_{h/c}^{MPI} = G k B (t_u + t_o) \left(T_{h/c} - T_{term} + \frac{2T_{term} + T_{rec}}{(t_u + t_o)} \right) \quad (4.4)$$

Wird nun die Empfängerrauschtemperatur bei Verwendung des MPI als Seitenbandfilter nach (2.24) ermittelt, so ergibt sich:

$$T_{rec}^{MPI'} = \frac{2T_{term} + T_{rec}}{(t_u + t_o)} - T_{term} \quad (4.5)$$

T_{rec} bezeichnet hierbei die Empfängerrauschtemperatur ohne Beiträge vom MPI.

Für ein ideales Seitenbandfilter, dessen Leistungstransmission für das Signalband gleich 1 und für das Spiegelband gleich Null ist, und auch für den Fall eines MPI mit symmetrischer Einstellung (vgl. oben), folgt wegen $t_u + t_o = 1$ aus (4.5) $T_{rec}^{MPI'} = T_{term} + T_{rec}$. Die Erhöhung der gesamten Empfängerrauschtemperatur, die durch das MPI hervorgerufen wird, ist folglich gleich der vom Seitenbandabschluß stammenden Strahlungsleistung. Dies unterstreicht die Notwendigkeit einer Kühlung des zur Terminierung verwendeten Absorbers.

Die über die Koeffizienten $t_{u/o}$ in (4.5) eingebrachte Abhängigkeit von der am MPI eingestellten Wegdifferenz Δ äußert sich bei Positionsänderung eines Dachkantspiegels durch Verkippen der $T_{rec}^{MPI'}$ -Kurve, wie in Abb. 4.3 verdeutlicht. Insofern könnte theoretisch eine korrekte Einstellung des SSB-Filters auch mittels der Empfängerrauschtemperatur vorgenommen werden. In der Praxis ist wegen der Abhängigkeit von T_{rec} von weiteren Systemkomponenten und der dadurch bedingten spektralen Artefakte auf diese Weise keine hohe Genauigkeit zu erzielen und lediglich eine grobe Kontrolle möglich.

4.1.2. Diplexer

Der aufgezeigte, nicht zu vernachlässigende Einfluß des Seitenbandfilters auf das kalibrierte Spektrum legt die Frage nahe, ob der Diplexer, der ebenfalls eine charakteristische Leistungstransmissionskurve besitzt, nicht noch eine weitere Abweichung zwischen gemessenem und tatsächlichem Spektrum bewirkt. Wie im Folgenden aufgezeigt wird, ist das bei idealen Bedingungen für das Helligkeitstemperaturspektrum nicht der Fall. Eine Diplexerkorrektur ist somit nicht nötig.

Einfluß auf das kalibrierte Helligkeitstemperaturspektrum

Wird angenommen, daß, wie dies beim Diplexer der Fall ist, weitere Bauteile in Serie zum SSB-Filter angeordnet sind und diese mit den Leistungstransmissionsfaktoren

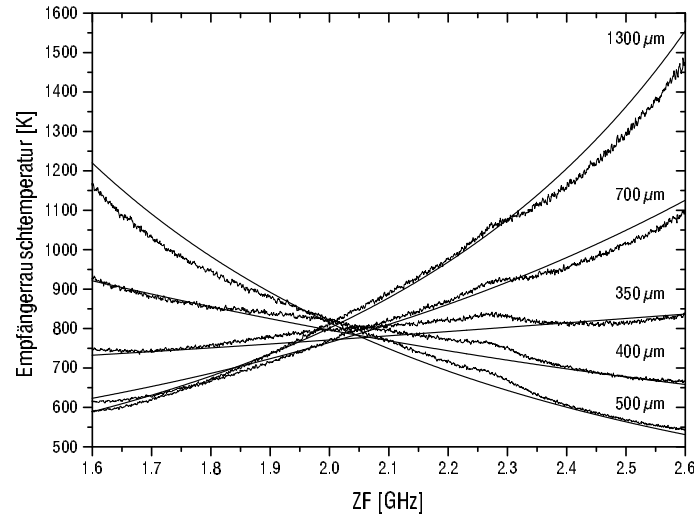


Abb. 4.3.: Gemessener und theoretischer spektraler Verlauf der Empfängerrauschtemperatur $T_{rec}^{MPI'}$ bei unterschiedlichen relativen Positionen des verstellbaren Dachkantspiegels des MPI (Die Wegdifferenz ist doppelt so groß wie der Positionsunterschied des Dachkantspiegels!). Ausgangsposition ist wiederum die Standard-CIO-Einstellung.

t'_u und t'_o auf die beiden Seitenbänder wirken, ist (4.2) zu modifizieren:

$$T_{obj}^{MPI'} = \frac{t'_u t_u T_{obj,u} + t'_o t_o T_{obj,o}}{t'_u t_u + t'_o t_o} \quad (4.6)$$

Wie hieraus ersichtlich wird, hat allerdings eine im Frequenzraum zur LO-Frequenz symmetrische Leistungstransmissionskurve ($t'_u = t'_o$) keinerlei zusätzliche Auswirkung auf das kalibrierte Spektrum, weil sich die Faktoren herauskürzen. Der Diplexer, unabhängig davon, ob ein FPI oder ein MPI eingesetzt wird, besitzt bei korrekter Einstellung gerade diese Symmetrie (vgl. Abb. 3.12). Eine Korrektur des Spektrums bzgl. des Diplexers ist dann nicht notwendig. Bei Fehleinstellung kommt es allerdings zu einer durch (4.6) wiedergegebenen spektralen Deformation, die aufgrund der stärker gekrümmten Transmissionskurve des MPI bei diesem Diplexertyp größer ist als beim Fabry-Pérot-Diplexer.

Einfluß auf die Empfängerrauschtemperatur

Die geringfügige Signaldämpfung $\mathcal{L} = 1 - t$, die durch den Diplexer verursacht wird, führt zu einer erhöhten Empfängerrauschtemperatur T'_{rec} entsprechend [70] (S. 350 ff)

$$T'_{rec} = (\mathcal{L} - 1) T_{LO} + \mathcal{L} T_{rec} \quad (4.7)$$

wobei T_{LO} die Helligkeitstemperatur symbolisiert, die vom Pfad zum Lokalszillator in den Diplexer einstrahlt.

Die Transmissionskurve des FPI verläuft in den Seitenbändern flacher als die des MPI, was sich direkt auf die Empfängerrauschtemperatur überträgt. Dieser Effekt ist in Abb. 3.14 gut zu erkennen und belegt die diesbezügliche Überlegenheit des FPI.

4.2. Stehwellen

Als *Stehwelle*⁴ wird eine räumliche Strahldichtevertelung bezeichnet, die sich aufgrund von Mehrfachreflexionen zwischen zwei Reflektoren, ausbildet. Je nach Wellenlänge interferieren die Teilstrahlen konstruktiv oder destruktiv, so daß sich eine Stehwelle als sinusförmige Undulation im Intensitätsspektrums (*Stehwellenundulation*) auswirkt. Unter der Amplitude, der Periode und der Phase einer Stehwelle werden die entsprechenden Größen der zugehörigen Stehwellenundulation verstanden. Der Begriff der Stärke einer Stehwelle bezieht sich auf die Stehwellenamplitude.

In der Millimeterwellenradiometrie bilden sich Stehwellen aufgrund von unerwünschten Reflexionen im Signalweg aus. Ursache dafür sind Diskontinuitäten des Wellenwiderstands, die von fehlerhafter Impedanzanpassung der HF-Bauteile, Aperturbegrenzungen oder Dejustage des Gaußschen Strahls und dem Einsatz nicht perfekter Schwarzkörper als Kalibrationslasten herrühren. Wengleich die Amplitude von Stehwellen durch sorgfältige Auslegung des quasioptischen Signalwegs und durch den Einsatz eines Weglängenmodulators verkleinert werden kann, wird eine vollkommene Unterdrückung nicht gelingen. Wegen der Intensitätsschwäche der CIO-Signatur, in deren Relation alle Baselineeffekte zu sehen sind, stellen Stehwellen für alle bekannten CIO-Radiometer ein Problem dar, das die Auswertung der gemessenen Spektren stark erschwert und z. T. unmöglich macht.

Zur Verdeutlichung der Stehwellenproblematik halte man sich vor Augen, daß beispielsweise das in den Referenzstrahlungsquellen verwendete Absorbermaterial lediglich eine Reflektivität von ca. -40 dB aufweist [55]. Trotz dieses geringen Werts können bei Messungen auf den Absorber Stehwellen auftreten, deren Amplituden einige Kelvin erreichen (s. Abb. 4.7) und somit deutlich größer sind als die etwa $0,1$ K starke CIO-Signatur.

Der Weglängenmodulator bewirkt durch schnelle periodische Variation der Länge des Signalwegs eine deutliche Reduktion der Stehwellenamplitude im integrierten Spektrum (mindestens Faktor 100) und stellt somit ein Bauteil dar, das in entscheidender Weise eine Reduktion der Baseline bewirkt. Weil er jedoch in Ausführlichkeit schon in [38] (S. 75 ff) Berücksichtigung fand, wird auf eine Behandlung in diesem Kapitel verzichtet.

4.2.1. Entstehung durch Mehrfachreflexionen

Zum Verständnis des Entstehungsmechanismus einer Stehwelle durch Mehrfachreflexionen an Diskontinuitäten des Wellenwiderstands wird angenommen, daß zwei Reflexionsflächen, die durch ihren jeweiligen *Leistungsreflexions-* und *Leistungs-transmissionskoeffizienten* $r_{1/2}^2$ und $t_{1/2}^2$ charakterisiert sind, einen Resonator mit der Länge L aufspannen. Dies entspricht der Grundgeometrie eines Fabry-Pérot-Interferometers. Stehwellen, die ihren Ursprung in dieser Art idealisiertem Resonator haben, werden im Weiteren deshalb als Stehwelle vom Fabry-Pérot-Typ bezeichnet. Ein wichtiger Unterschied zwischen FPI und der Stehwellen verursachenden Anordnung ist der, daß im ersteren Fall die Reflexionskoeffizienten möglichst nahe an Eins liegen, während sie im letzteren Fall meist sehr klein sind. Ein Stehwellenresonator besitzt also ein eine geringe Güte.

⁴Manchmal ist auch der Ausdruck *Stehende Welle* gebräuchlich.

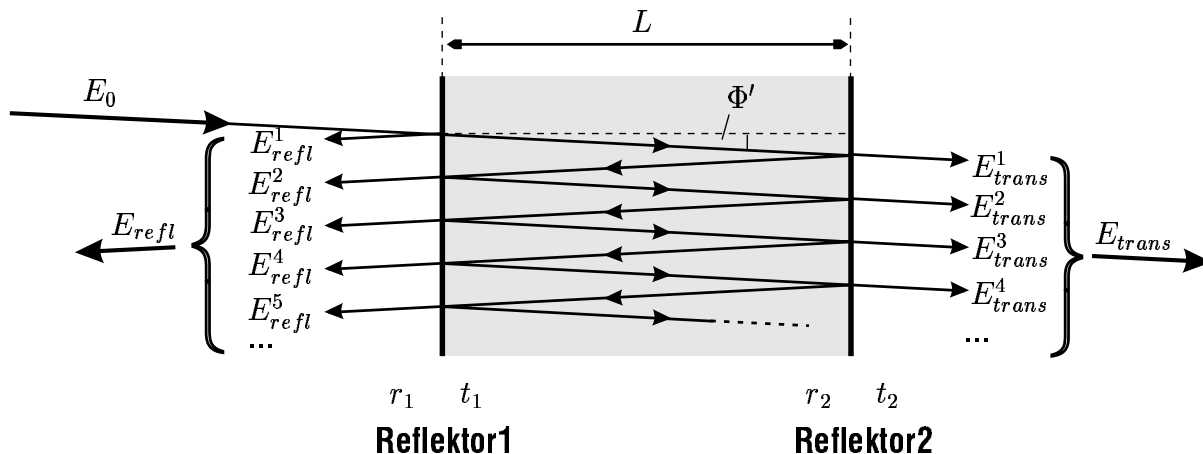


Abb. 4.4.: Strahlverlauf bei Mehrfachreflexionen zwischen zwei teildurchlässigen Reflektoren, die einen Resonator (grau unterlegt) mit einer Resonatorlänge L bilden. Die Amplitude der transmittierten E_{trans} und reflektierten Strahlung E_{refl} ergibt sich jeweils aus Summierung aller Teilstrahlen unter Berücksichtigung der durch differierende Wege bedingten unterschiedlichen Phasenlage.

Trifft ein elektromagnetischer Strahl (E -Feld-Amplitude E_0) auf eine der beiden Diskontinuitäten, durchdringt er diese jeweils teilweise. Er wird aber auch partiell an ihnen reflektiert, wobei die Amplitude des elektrischen Feldes bei jeder Wechselwirkung um den Faktor $t_{1/2}$ (Amplitudentransmissionskoeffizient), respektive $r_{1/2}$ (Amplitudenreflexionskoeffizient), abgeschwächt wird. Bei Reflexion wird von einem Phasensprung um π ausgegangen⁵, die Phasenänderung bei einfachem Durchlauf des Resonatorinneren betrage δ . Es ergeben sich eine Reihe von Teilstrahlen, wie in Abb. 4.4 angedeutet ist, die sich mit um ganzzahlige Vielfache von 2δ unterscheidenden Phasen kohärent überlagern. Die resultierende Gesamtamplitude der transmittierten Strahlung stellt sich dann unter Verwendung der Formel für geometrische Reihen dar als:⁶

$$\begin{aligned}
 E_{trans} &= E_{trans}^1 + E_{trans}^2 + E_{trans}^3 + \dots \\
 &= E_0 t_1 t_2 e^{-i\delta} + E_0 t_1 r_2 r_1 t_2 e^{-i(3\delta+2\pi)} + E_0 t_1 r_2 r_1 r_2 r_1 t_2 e^{-i(5\delta+4\pi)} + \dots \\
 &= E_0 t_1 t_2 \sum_{k=0}^{\infty} r_1^k r_2^k e^{-i(2k+1)\delta} \\
 &= \frac{E_0 t_1 t_2 e^{-i\delta}}{1 - r_1 r_2 e^{-i2\delta}}
 \end{aligned} \tag{4.8}$$

⁵Dieser Phasensprung tritt nur bei einem Übergang von einem optisch dünneren in ein optisch dichteres Medium auf. Für Mehrfachreflexionen, die beispielsweise im Inneren einer Platte aus Dielektrikum an planparallelen Grenzflächen stattfinden, ist dies nicht zutreffend. Das Fehlen eines Phasensprungs bewirkt aber letztendlich kein anderes Ergebnis, als in (4.8) angegeben.

⁶Die Phase wird so gewählt, daß sie für den eintreffenden Strahl an der ersten Diskontinuität gleich Null ist. Diese Vereinfachung bedeutet keine Einschränkung für die folgenden Betrachtungen, weil eine beliebige konstante Phasenänderung, die alle Teilstrahlen gleichermaßen betrifft, bei Berechnung der Intensität irrelevant ist.

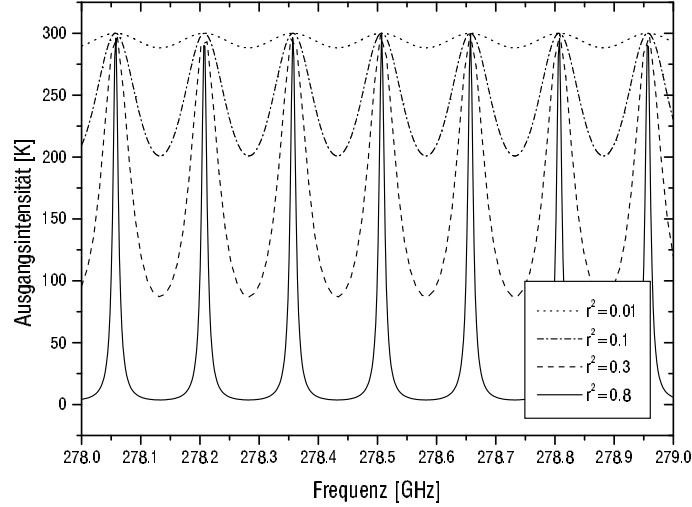


Abb. 4.5.: Simulierte Stehwellen vom Fabry-Pérot-Typ: Dargestellt ist der spektrale Verlauf der nach Mehrfachreflexionen zwischen zwei teildurchlässigen Reflektoren transmittierten Intensität in einem für MIRA2 typischen Frequenzbereich. Die Kurven unterscheiden sich im Leistungsreflexionskoeffizienten r^2 . Es wird ein verlustfreier ($t_{1/2}^2 = 1 - r_{1/2}^2$), symmetrischer ($r_1 = r_2$) Resonator mit der Resonatorlänge $L = 1$ m angenommen, in den Strahlung mit der Intensität 300 K einläuft. Im Grenzfall kleiner r^2 ergibt sich ein kosinusförmiger Verlauf, für r^2 nahe an 1 resultiert die für Fabry-Pérot-Interferometer typische Transmissionskurve.

Daraus ergibt sich nach Bildung des Betragsquadrats die transmittierte Intensität:

$$\frac{I_{trans}}{I_0} = \frac{|E_{trans}|^2}{E_0^2} = \frac{t_1^2 t_2^2}{1 - 2 r_1 r_2 \cos(2\delta) + r_1^2 r_2^2} = \frac{t_1^2 t_2^2}{1 - 2 r^2 \cos(2\delta) + r^4} \quad (4.9)$$

I_0 bezeichnet die in den Resonator einlaufende Intensität, außerdem wurde $r := \sqrt{r_1 r_2}$ definiert. Abb. 4.5 stellt exemplarisch den spektralen Verlauf von I_{trans} für verschiedene r dar.

Im Falle kleiner Reflexionskoeffizienten, die $r \ll 1$ bedingen, kann 4.9 durch Taylorreihenentwicklung bis zur zweiten Ordnung in den Ausdruck

$$\frac{I_{trans}}{I_0} = t_1^2 t_2^2 (1 + 2 r^2 \cos(2\delta)) + \mathcal{O}(r^3) \quad (4.10)$$

überführt werden, oder, falls zusätzlich Verlustfreiheit angenommen wird ($t_{1/2}^2 = 1 - r_{1/2}^2$), entwickelt werden zu:

$$\boxed{\frac{I_{trans}}{I_0} = 1 - r_1^2 - r_2^2 + 2 r_1 r_2 \cos(2\delta) + \mathcal{O}(r_{1/2}^3)} \quad (4.11)$$

Die für den Näherungsfall abgeleitete kosinusförmige Leistungstransmission ist auch aus Abb. 4.5 zu ersehen.

Die vorgenommenen Approximationen sind identisch mit der Annahme, daß sich nur die ersten beiden transmittierten Teilstrahlen E_{trans}^1 und E_{trans}^2 überlagern. Weil

die Amplituden der folgenden Teilstrahlen jeweils um den Faktor r^2 kleiner werden, nimmt deren Bedeutung rasch ab. Insbesondere ist dieser Ansatz bei geringen Reflexionskoeffizienten, wie sie bei parasitären Stehwellen zu erwarten sind, gerechtfertigt. Bei einem quasioptischen Strahl werden Teilstrahlen höherer Ordnung außerdem durch die zunehmende Änderung des Strahlradius, die zu einem reduzierten *Koppelgrad* bei der Überlagerung führt (vgl. beispielsweise [14] (S. 59 ff)), zusätzlich in ihrer Auswirkung gemindert.

Der Phasenunterschied 2δ zwischen aufeinanderfolgenden Teilstrahlen ergibt sich für einen aus planparallelen Reflektoren aufgespannten Resonator aufgrund fundamentalgeometrischer Überlegungen als (Details in [24] (S. 265)):

$$2\delta = \frac{4\pi L n \cos(\Phi')}{\lambda} \stackrel{\pm}{=} \frac{4\pi \nu L}{c} \quad (4.12)$$

Der Brechungsindex des Mediums, das den Resonator erfüllt, ist mit n bezeichnet. Der Winkel Φ' (s. Abb. 4.4) leitet sich gemäß des *Snelliusschen Brechungsgesetzes* aus dem Einfallswinkel ab und wird bei senkrechtem Strahlungseinfall gleich Null. Dies wird bei der letzten Transformation in (4.12) und den folgenden Betrachtungen ebenso angenommen, wie ein luftgefüllter Zwischenraum, für den $n \approx 1$ gilt. Eine prinzipielle Einschränkung stellt dies nicht dar, denn jeder von diesen Bedingungen abweichende Resonator kann durch einen idealisierten Resonator mit modifizierter effektiver Resonatorlänge ersetzt werden.

Ein typisches Beispiel für einen Resonator, der eine Stehwelle vom Fabry-Pérot-Typ provoziert, ist eine Plexiglasplatte. Eine diese durchdringende Strahlung erfährt jeweils Reflexionen an den planparallelen Grenzflächen.

4.2.2. Stehwellen zwischen Mischer und Referenzlast

Der eben betrachtete Fabry-Pérot-Resonator veranschaulicht zwar gut den prinzipiellen Entstehungsmechanismus von Stehwellen, beschreibt allerdings den in der Praxis wichtigsten Fall nur unvollständig: Zwangsläufig stellt der Mischer, als Endpunkt des quasioptischen Signalpfades, eine Diskontinuität des Wellenwiderstands dar und führt deshalb zu Reflexionen. Für eine Absorberplatte gilt dies ebenfalls, so daß bei Messung auf eine Referenzlast durch diese beiden Elemente ein Resonator gebildet wird. Allerdings, und das ist ein wesentlicher Unterschied, sind die 'Reflektoren' nicht nur durch ihre Amplitudenreflexions- und -transmissionskoeffizienten ($r_{M/A}$, $t_{M/A}$) in ihrer Wirkung auf den Strahlverlauf gekennzeichnet, sie stellen auch gleichzeitig Signalquellen dar, die in den Resonator emittieren.

Für solch eine Meßkonfiguration, bei der der Strahlweg zwischen Mischer und senkrecht zum Signalweg stehenden Absorber die Länge L habe, werden wiederum alle Teilamplituden (vgl. Abb. 4.6) aufsummiert. Hieraus ergibt sich die vom Mischer gesehene Signalintensität T_{trans} , der eine Stehwellenundulation aufgeprägt ist.

T_{trans} setzt sich aus einem Signalanteil T_{trans}^A zusammen, der vom Absorber emittiert wird, und einem Anteil T_{trans}^M , der vom Mischer stammt und in Richtung Absorber abstrahlt:

$$T_{trans} = T_{trans}^A + T_{trans}^M \quad (4.13)$$

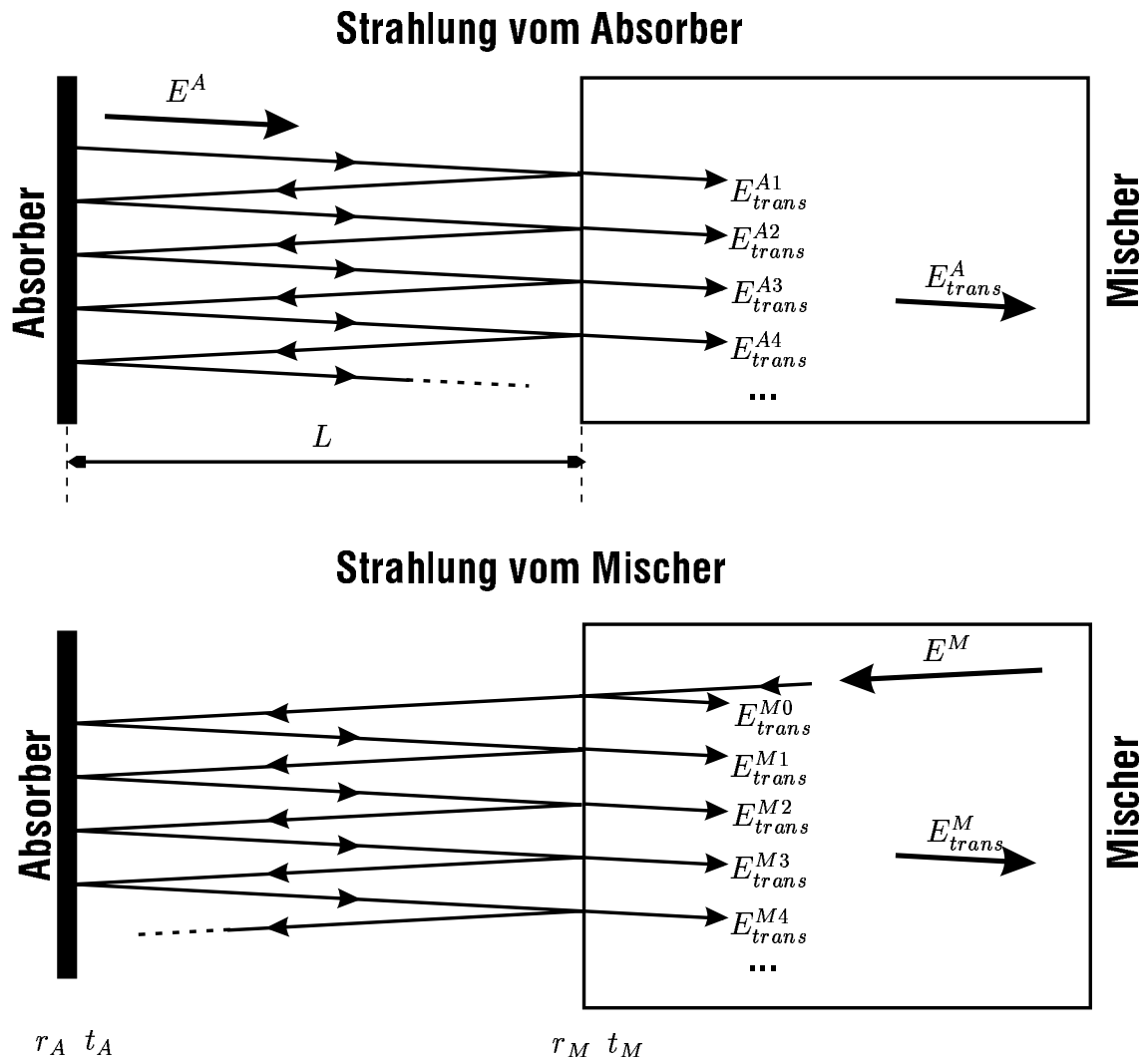


Abb. 4.6.: Bei Mehrfachreflexionen zwischen Absorber und Mischer setzt sich die insgesamt in Richtung Mischer transmittierte Strahlungsintensität aus zwei Beiträgen zusammen: Ein Teil, E_{trans}^A , ist durch die Emission des Absorbers, der andere, E_{trans}^M , durch die des Mixers verursacht.

Die Quellen für beide Anteile, der Absorber und der Mischer, sind voneinander unabhängig und emittieren deshalb inkohärent, so daß eine getrennte Betrachtung möglich ist.

Die Berechnung von T_{trans}^A und T_{trans}^M erfolgt jeweils durch Addition aller transmittierter Teilamplituden unter Berücksichtigung ihrer Phasenlage (s. Abb. 4.6). Zwischen zwei benachbarten Teilamplituden liegt aufgrund des Wegunterschieds eine Phasendifferenz $2kL$ (k bezeichnet die Wellenzahl) vor.

Strahlung vom Absorber

Ein Signal, das vom Absorber mit einer Amplitude E^A emittiert wird, führt insgesamt zu folgender transmittierten komplexen Amplitude E_{trans}^A :

$$\begin{aligned}
 E_{trans}^A &= E_{trans}^{A1} + E_{trans}^{A2} + E_{trans}^{A3} + \dots \\
 &= E^A t_M e^{-ikL} + E^A r_M r_A t_M e^{-i(3kL+2\pi)} + E^A r_M^2 r_A^2 t_M e^{i(5kL+4\pi)} + \dots \\
 &= E^A t_M \sum_{m=0}^{\infty} r_M^m r_A^m e^{-i(2m+1)kL} \\
 &= \frac{E^A t_M e^{-ikL}}{1 - r_A r_M e^{-i2kL}}
 \end{aligned} \tag{4.14}$$

Hierbei wurde berücksichtigt, daß bei Reflexionen an optisch dichteren Medien ein Phasensprung von π stattfindet.

Für die transmittierte Intensität I_{trans}^A , die proportional zum Amplitudenbetragsquadrat ist, folgt:

$$\frac{I_{trans}^A}{I^A} = \frac{|E_{trans}^A|^2}{(E^A)^2} = \frac{t_M^2}{1 - 2r_A r_M \cos(2kL) + r_A^2 r_M^2} \tag{4.15}$$

Strahlung vom Mischer

Eine analoge Betrachtung ergibt für die transmittierte komplexe Amplitude E_{trans}^M , die von einer Emission mit Amplitude E^M vom Mischer in den Resonator verursacht ist:

$$\begin{aligned}
 E_{trans}^M &= E_{trans}^{M0} + E_{trans}^{M1} + E_{trans}^{M2} + \dots \\
 &= E^M r_{M'} + E^M t_{M'} r_A t_M e^{-i(2kL+\pi)} + E^M t_{M'} r_A^2 r_M t_M e^{-i(4kL+3\pi)} + \dots
 \end{aligned} \tag{4.16}$$

$$\begin{aligned}
 &= E^M \left(r_{M'} - t_{M'} t_M \sum_{m=0}^{\infty} r_A^{m+1} r_M^m e^{-i(m+1)2kL} \right) \\
 &= E^M \left(r_{M'} - \frac{t_{M'} t_M r_A}{e^{i2kL} - r_A r_M} \right)
 \end{aligned} \tag{4.17}$$

Die Größen mit Index M' verdeutlichen, daß die Strahlung von der Seite des Mischers, und nicht wie sonst von der Seite des Absorbers, auf die Mischerdiskontinuität einfällt. Wiederum wird bei den Reflexionen ein Phasensprung von π berücksichtigt, außer für die interne erste Reflexion im Mischersubstrat, die an einem Übergang von

einem optisch dichteren zu einem optisch dünneren Medium stattfindet und deshalb keinen Phasensprung aufweist [29].

Die Intensität berechnet sich zu:

$$\frac{I_{trans}^M}{I^M} = \frac{|E_{trans}^M|^2}{(E^M)^2} = \left(r_{M'} + \frac{r_A t_M t_{M'}}{r_A r_M - e^{-i2kL}} \right) \left(r_{M'} + \frac{r_A t_M t_{M'}}{r_A r_M - e^{i2kL}} \right) \quad (4.18)$$

Gesamte, in den Mischer transmittierte Leistung

Die gesamte in den Mischer transmittierte Leistung berechnet sich entsprechend (4.13), (4.15) und (4.18). Wird wie schon im Falle einer Stehwelle vom Fabry-Pérot-Typ $t_{A/M}^2 = 1 - r_{A/M}^2$ angenommen sowie vorausgesetzt, daß die Transmissions- und Reflexionskoeffizienten des Mischers unabhängig davon sind, von welcher Seite die Diskontinuität bestrahlt wird ($t_{M'} = t_M, r_{M'} = r_M$), so ergibt sich im Grenzfall kleiner $r_{A/M}$:

$$\begin{aligned} I_{trans} &= I_{trans}^A + I_{trans}^M \\ &= I^A (1 - r_M^2) + I^M (r_A^2 + r_M^2) + 2 (I^A - I^M) r_A r_M \cos(2kL) + \mathcal{O}(r_{A/M}^3) \end{aligned} \quad (4.19)$$

Keen [28] gelangt mittels einer vergleichbaren Betrachtung zu einem ähnlichen Ergebnis, das im entscheidenden, die spektralen Undulationen beschreibenden Kosinusterm mit (4.19) übereinstimmt. Er berücksichtigt jeweils nur die ersten beiden Teilstrahlen ($E_{trans}^{A1}, E_{trans}^{A2}$ bzw. $E_{trans}^{M0}, E_{trans}^{M1}$), wobei angenommen wird, daß in den Teilstrahlen E_{trans}^{A1} bzw. E_{trans}^{M0} die Beiträge $E^A r_M$ bzw. $E^M r_{M'}$ zu vernachlässigen sind [29].

Es wird darauf hingewiesen, daß unabhängig, ob es sich um eine Stehwelle vom Fabry-Pérot-Typ oder eine zwischen Mischer und Absorber handelt, die spektrale Intensitätsvariation durch den gleichen Kosinusfaktor beschrieben wird.

Ein Beispiel einer sich zwischen Mischer und Absorber ausbildenden Stehwelle ist in Abb. 4.7 aufgeführt. Diese wurde durch eine im Strahlweg senkrecht stehende Absorberplatte generiert und mittels Zweipunktkalibrierung gemessen.

4.2.3. Stehwellen durch Martin-Puplett- bzw. Fabry-Pérot-Interferometer

Im Folgenden wird, wie schon aus der Überschrift ersichtlich, die bildhafte Ausdrucksweise verwendet, eine Stehwelle durchlaufe einen bestimmten Pfad. Dies ist so zu interpretieren, daß die Teilstrahlen der Mehrfachreflexionen, die zu einer Stehwelle führen, den mit Pfad bezeichneten Weg verfolgen.

Der Einfluß von Martin-Puplett- und Fabry-Pérot-Interferometer, den zentralen Bauteilen des quasioptischen Frontends von MIRA2, auf die diese durchlaufende Strahlung ist durch die schon beschriebenen jeweiligen Leistungstransmissionsfunktionen (3.4) bzw. (3.12) festgelegt. Bei Aneinanderreihen mehrerer auf die Strahlung einwirkender Elemente, und dies kann auch ein Stehwellen verursachender Resonator nach Abschnitt 4.2 sein, ergibt sich die Gesamtwirkung durch Multiplikation der einzelnen Leistungstransmissionsfunktionen.

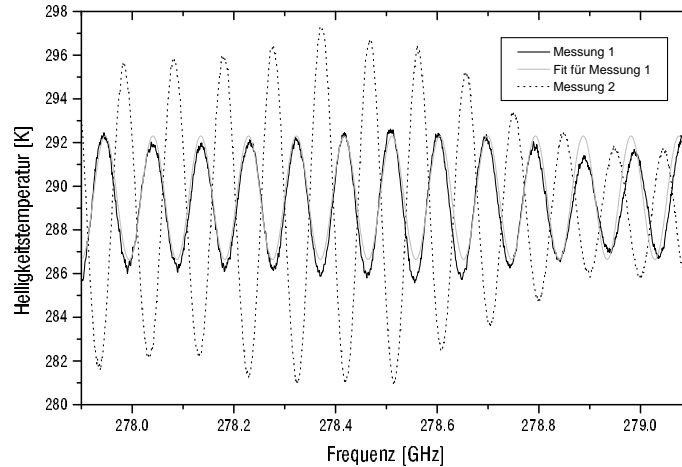


Abb. 4.7.: Mittels Zweipunktkalibrierung gemessene Stehwellenundulation, die von einer Stehwelle zwischen Mischer und einer senkrecht zum Strahlweg stehenden Absorberplatte herrührt. Bei Messung 2 wurde die Position des Absorbers um $\lambda/4 = 0,269$ mm geändert. Die sich ergebende Phasenverschiebung belegt, daß tatsächlich Reflexionen am Absorber für die Ausbildung der Stehwelle verantwortlich sind. Die Länge des Stehwellenresonators beträgt 1,6 m. Der Weglängenmodulator war während der Messungen ausgeschaltet.

Anders liegen die Verhältnisse jedoch, wenn sich der Resonator nicht komplett vor oder hinter einem Interferometer befindet, sondern dieses umschließt, was z. B. für die zwischen Mischer und Kalibrationslasten vorhandenen Reflexionen gültig ist. Im Folgenden wird deshalb der Fall betrachtet, daß sich in einem Resonator nach Abb. 4.4 ein Bauteil befindet, das auf Amplitude und Phasenlage der es durchlaufenden Teilstrahlen in einer durch die Amplitudenübertragungsfunktion J beschriebenen Art und Weise Einfluß nimmt und dadurch zu einer im Vergleich zu (4.9) modifizierten transmittierten Ausgangsleistung führt. Hierzu wird angenommen, daß jeweils eine der beiden Reflexionsflächen vor dem Eingang bzw. hinter dem Ausgang des Interferometers plziert und wiederum durch die Parameter $t_{1/2}$ und $r_{1/2}$ charakterisiert ist. Die Resonatorlänge ohne den Pfad l , der im Interferometer zurückgelegt wird, betrage L' ($L = L' + l$). Ganz allgemein berechnet sich dann das E -Feld in Anlehnung an (4.8) zu:

$$\frac{E_{trans}}{E_0} = \frac{t_1 t_2 J e^{-i k L'}}{1 - J^2 r_1 r_2 e^{-i 2 k L'}} \quad (4.20)$$

Martin-Puplett-Interferometer

Im Falle des MPI ist J beispielsweise für eine nicht polarisationsdrehende Eingangs-/Ausgangskombination nach (3.3):

$$J = \frac{1}{2} (e^{-i k l} + e^{-i k (l + \Delta)}) \quad (4.21)$$

Hiermit errechnet sich die Leistungstransmission nach Bildung des Betragsquadrats von (4.20) zu:⁷

$$\frac{I_{trans}}{I_0} = \frac{t_1^2 t_2^2 [1 + \cos(k\Delta)]}{2 - r_1 r_2 \{ \cos(2kL) + \cos[2k(L + \Delta)] + 2 \cos[k(2L + \Delta)] \} + \frac{1}{2} r_1^2 r_2^2 [1 + \cos(k\Delta)]^2} \quad (4.23)$$

In Abb. 4.8(a) ist der spektrale Verlauf dieser Leistungstransmission exemplarisch unter Annahme typischer Verhältnisse für MIRA2 dargestellt.

Vergleicht man dies mit der Leistungstransmission eines idealen Martin-Puplett-Interferometers ohne Stehwellen (3.4), so kann der Einfluß des realen MPI mit durchlaufender Stehwelle modellhaft beschrieben werden durch ein ideales MPI, das von einer mit dem *Stehwellenfaktor*

$$F_{sw}^{MPI} := \frac{t_1^2 t_2^2}{1 - \frac{1}{2} r_1 r_2 \{ \cos(2kL) + \cos[2k(L + \Delta)] + 2 \cos[k(2L + \Delta)] \} + \frac{1}{4} r_1^2 r_2^2 [1 + \cos(k\Delta)]^2} \quad (4.24)$$

modulierten einfallenden Intensität durchlaufen wird.

Wird angenommen, daß die Transmissionskoeffizienten mit den Reflexionskoeffizienten folgendermaßen verknüpft sind (Verlustfreiheit)

$$t_{1,2} = \sqrt{1 - r_{1,2}^2} \quad (4.25)$$

führt eine Taylorreihenentwicklung für kleine $r_{1,2}$ zu:

$$F_{sw}^{MPI} \approx 1 - r_1^2 - r_2^2 + \frac{1}{2} r_1 r_2 \{ \cos(2kL) + 2 \cos[k(2L + \Delta)] + \cos[2k(L + \Delta)] \} \quad (4.26)$$

Hierbei handelt es sich um eine Überlagerung dreier Kosinus-Terme, die eine Schwebung ergeben, wie auch in Abb. 4.8(b) zu sehen ist.

⁷Zu dem gleichen Ergebnis gelangt man, wenn zu Beginn der Berechnung explizit die Amplituden aller Teilstrahlen im Resonator aufaddiert werden, wie in folgender Summendarstellung verdeutlicht:

$$E_{trans} = E_0 t_1 t_2 \sum_{m=1,3,5,\dots}^{\infty} (r_1 r_2)^{\frac{m-1}{2}} \left(\frac{1}{2}\right)^m \left(e^{-ikL} + e^{-ik(L+\Delta)}\right)^m \quad (4.22)$$

Nach Modifikation des Summationsindex und Anwendung der Formel für eine geometrische Reihe wird die Identität zu (4.21) und (4.20) offensichtlich. Daraus wird deutlich, daß sich für jeden Durchlauf eines Teilstrahls durch das MPI, aufgrund des Strahlteilers jeweils zwei mögliche Pfade ergeben. Wegen des symmetrischen Aufbaus des MPI ist dies unabhängig von der Richtung in der der Teilstrahl das MPI durchläuft, gültig. [45], die einzige dem Autor bekannte Publikation, die sich mit Stehwellen durch ein MPI auseinandersetzt, legt prinzipiell ähnliche Überlegungen zugrunde. Es wird aber implizit angenommen, daß die Strahlung bei Hin- und Rücklauf durch das MPI jeweils über den identischen Pfad läuft.

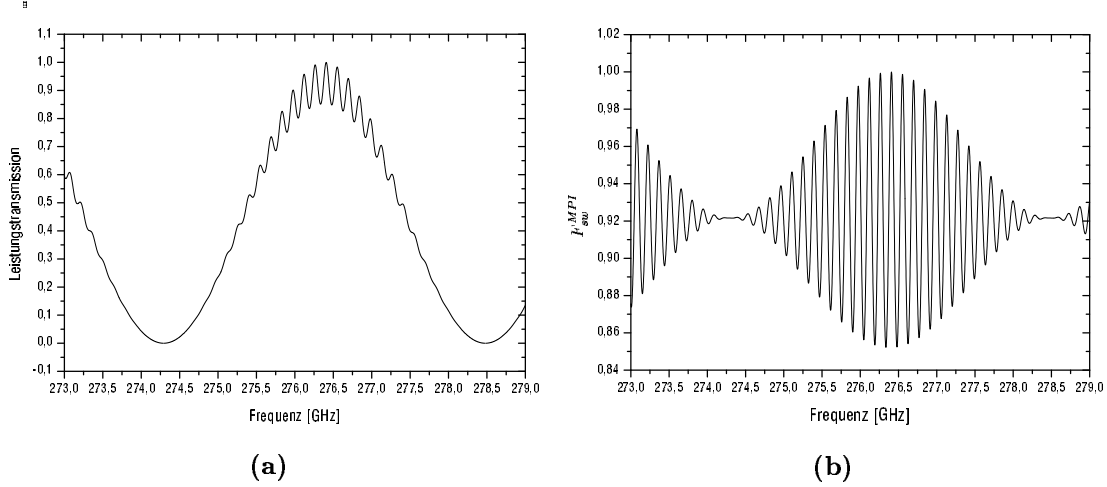


Abb. 4.8.: Leistungstransmission im Falle einer ein ideales Martin-Puplett-Interferometer durchlaufenden Stehwelle vom Fabry-Pérot-Typ (a) und Faktor F_{sw}^{MPI} , mit dem diese sich von der Leistungstransmission eines MPI ohne Stehwellen unterscheidet (b). Das MPI besitzt eine Wegdifferenz seiner beiden Teilpfade von $\Delta = 71,59$ mm (StandardEinstellung für CIO). Außerdem wurde für die Amplitudenreflexions- und -transmissionskoeffizienten $r_1 = r_2 = 0,2$ und $t_1 = t_2 = 0,8$ angenommen. Die zur Stehwelle zugehörige Resonatorlänge ohne den Weg durch den Diplexer beträgt 1 m.

Fabry-Pérot-Interferometer

Für das Fabry-Pérot-Interferometer ist J aus (4.20) durch (4.8) gegeben:

$$J = \frac{t'_1 t'_2 e^{-ikl}}{1 - r'_1 r'_2 e^{-i2kl}} \quad (4.27)$$

Die gestrichenen Größen r' und t' stehen für die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten der Maschengitter des FPI und sind von den zugehörigen ungestrichenen Größen zu unterscheiden, die sich auf den Stehwellenresonator beziehen.

Die Leistungstransmission folgt hieraus zu

$$\frac{I_{trans}}{I_0} = \frac{e^{i2kl} (e^{i2kl} - r'_1 r'_2) (1 - e^{i2kl} r'_1 r'_2) t_1^2 t_1'^2 t_2^2 t_2'^2}{\left((e^{i2kl} - r'_1 r'_2)^2 - e^{i2k(l-L')} r_1 r_2 t_1'^2 t_2'^2 \right) \left((e^{i2kl} r'_1 r'_2 - 1)^2 - e^{i2k(l+L')} r_1 r_2 t_1'^2 t_2'^2 \right)} \quad (4.28)$$

womit sich der Stehwellenfaktor F_{sw}^{FPI} , der sich analog zu den Betrachtungen für das Martin-Puplett-Interferometer ergibt, darstellt als:

$$F_{sw}^{FPI} := \frac{(e^{i2kl} - r'_1 r'_2)^2 (e^{i2kl} r'_1 r'_2 - 1)^2 t_1^2 t_2^2}{\left((e^{i2kl} - r'_1 r'_2)^2 - e^{i2k(l-L')} r_1 r_2 t_1'^2 t_2'^2 \right) \left((e^{i2kl} r'_1 r'_2 - 1)^2 - e^{i2k(l+L')} r_1 r_2 t_1'^2 t_2'^2 \right)} \quad (4.29)$$

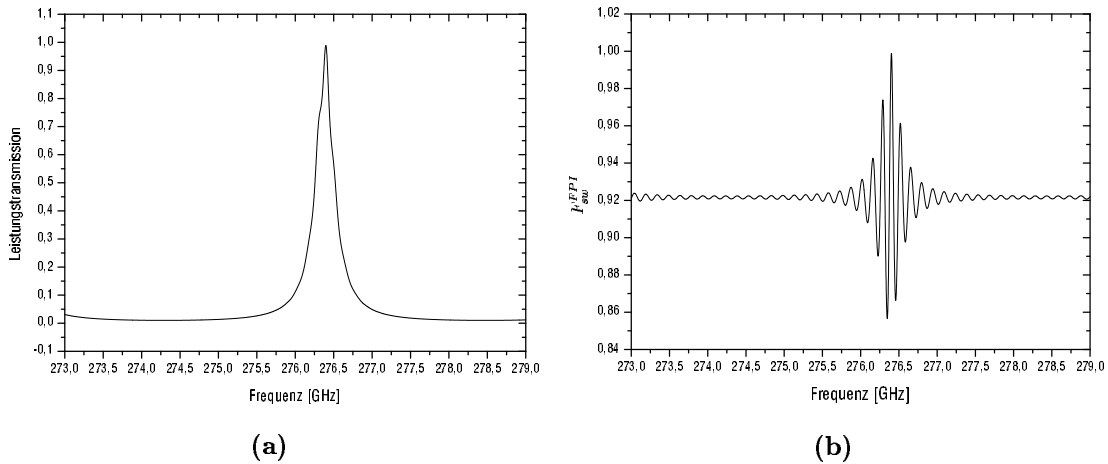


Abb. 4.9.: Leistungstransmission im Falle einer ein Fabry-Pérot-Interferometer durchlaufenden Stehwelle vom Fabry-Pérot-Typ (a) und Faktor F_{sw}^{FPI} , mit dem diese sich von der Leistungstransmission eines FPI ohne Stehwellen unterscheidet (b). Das FPI bedingt die gleiche Wegdifferenz der interferierenden Teilstrahlen wie in Abb. 4.8 ($\Delta = 71,59$ mm), der Amplitudenreflexionskoeffizient seiner als verlustfrei betrachteten Maschengitter wird als $r'_1 = r'_2 = 0,9$ angenommen. Die Amplitudenkoeffizienten des Stehwellenresonators sind $r_1 = r_2 = 0,2$ und $t_1 = t_2 = 0,8$. Die zur Stehwelle zugehörige Resonatorlänge ohne den Weg durch den Diplexer beträgt 1 m.

Für einen beispielhaft berechneten Verlauf der Leistungstransmission nach (4.28) sowie des Stehwellenfaktors (4.29) ist Abb. 4.9 heranzuziehen.

Auf eine Dokumentation des Ausdrucks für kleine Reflexionskoeffizienten des Resonators, wie für das MPI angegeben, wird verzichtet, weil das Ergebnis wenig instruktiv ist.

4.2.4. Manifestation von Stehwellen in kalibrierten Spektren

Zur Generierung eines kalibrierten Spektrums sind mehrere Meßphasen auf unterschiedliche Meßobjekte nötig, bei denen prinzipiell jeweils andere Stehwellen präsent sein können. Um zu beleuchten, wie sich diese Stehwellen im berechneten Endergebnis als Stehwellenundulationen darstellen, wird die Meßgröße M_X aus (2.22) derart modifiziert, daß sich die jeweilige Helligkeitstemperatur des Meßobjekts aus dem idealen, ungestörten Anteil T_X und einem die Baseline beschreibenden Term ΔT_X zusammensetzt. Der Index X repräsentiert die verschiedenen Meßziele (h: warme Referenzlast; c: kalte Referenzlast; obj: zu vermessendes Objekt, in der Regel die atmosphärische Strahlung; ref: variable Referenzlast):

$$M_X = G k B (T_X + \Delta T_X + T_{rec}) \quad \text{mit } X = h, c, obj, ref \quad (4.30)$$

Es wird daran erinnert, daß M_X nicht nur einen Wert, sondern ein gesamtes Rohspektrum repräsentiert, wenngleich auf die explizite Ausschreibung der Frequenzabhängigkeit der Einfachheit halber verzichtet wird.

Dieser Ansatz ist generell für jede Art von Baseline gültig, so auch für Stehwellenundulationen, unabhängig davon, ob es sich um solche des Fabry-Pérot-Typs nach Abschnitt 4.2.1 handelt, um Stehwellenundulationen, die sich nach Abschnitt 4.2.2 zwischen Mischer und Absorber ausbilden, oder um Stehwellenundulationen, die wie in Abschnitt 4.2.3 besprochen, durch MPI bzw. FPI laufen.

Wird (4.30) bei der Berechnung von kalibrierten Spektren nach (2.24), (2.25) und (2.29) herangezogen, resultiert für die gemessene Empfängerrauschtemperatur:

$$T'_{rec} = \frac{T_h \Delta T_c - T_c \Delta T_h + T_{rec} (T_h - T_c)}{T_h + \Delta T_h - T_c - \Delta T_c} \quad (4.31)$$

sowie für die Objekthelligkeitstemperatur mittels Zweipunktkalibration:

$$T'_{obj,hc} = \frac{T_{obj} + \Delta T_{obj} - T_c - \Delta T_c}{T_h + \Delta T_h - T_c - \Delta T_c} (T_h - T_c) + T_c \quad (4.32)$$

und für die Objekthelligkeitstemperatur mittels intern balancierter Kalibration:⁸

$$T'_{obj,bal} = \frac{T_{obj} + \Delta T_{obj} - T_{ref} - \Delta T_{ref}}{T_{ref} + \Delta T_{ref} + T_{rec}} (T_{ref} + T'_{rec}) + T_{ref} \quad (4.33)$$

Dabei ist zu unterscheiden zwischen der tatsächlichen Empfängerrauschtemperatur T_{rec} und der gemessenen T'_{rec} , für welche die Identität (4.31) anzuwenden ist.

Bemerkenswert ist die Tatsache, daß eine ideale Stehwelle nach dem Fabry-Pérot-Typ, die nach (4.11) direkt proportional zur einfallenden Intensität ist ($\Delta T_X = T_X \delta_X$), für den Fall, daß sie in allen Teilästen gleichermaßen vorhanden ist ($\delta = \delta_h = \delta_c = \delta_{obj} = \delta_{ref}$), nach obigen Gleichungen nur in der Empfängerrauschtemperatur festzustellen ist. In diesem Spezialfall gilt:

$$T'_{rec} = \frac{T_{rec}}{1 - \delta} \quad (4.34)$$

Nach Taylorreihenentwicklung der Ausdrücke (4.31), (4.32) und (4.33) bis zur ersten Ordnung in den ΔT_X (die Stehwellenamplituden sind klein) erhält man:

$$T'_{rec} \approx T_{rec} + \Delta T_c \frac{T_h + T_{rec}}{T_h - T_c} - \Delta T_h \frac{T_c + T_{rec}}{T_h - T_c} \quad (4.35)$$

$$T'_{obj,hc} \approx T_{obj} + \Delta T_{obj} - \Delta T_h \frac{T_{obj} - T_c}{T_h - T_c} - \Delta T_c \frac{T_h - T_{obj}}{T_h - T_c} \quad (4.36)$$

$$T'_{obj,bal} \approx T_{obj} + \Delta T_{obj} - \Delta T_{ref} \frac{T_{obj} + T_{rec}}{T_{ref} + T_{rec}} - \Delta T_h \frac{(T_{obj} - T_{ref})(T_c + T_{rec})}{(T_{ref} + T_{rec})(T_h - T_c)} + \Delta T_c \frac{(T_{obj} - T_{ref})(T_h + T_{rec})}{(T_{ref} + T_{rec})(T_h - T_c)} \quad (4.37)$$

⁸Es ist dabei vorausgesetzt, daß die Baseline der variablen internen Referenzquellen bei der Mittelwertbildung ihrer Helligkeitstemperatur ($\overline{T'_{ref}}$), wie sie nach (2.29) vorzunehmen ist, verschwindet. Zwar ist dies bei langperiodischen Stehwellen und Baselineanteilen, die nicht auf Stehwellen zurückzuführen sind nicht generell der Fall, doch führt dies gegebenenfalls nur zu einer vernachlässigbar kleinen Skalierung und nicht zu spektralen Artefakten, wie sie im Folgenden im Mittelpunkt des Interesses stehen.

Hieraus wird deutlich, daß in T'_{rec} Stehwellenundulationen von beiden Meßästen zu den Referenzlasten enthalten sind, wobei die Stehwellenundulation des Astes zur kalten Last stärker gewichtet ist ($(T_h + T_{rec}) > (T_c + T_{rec})$). Diese beiden Stehwellenundulationen sind ebenfalls im zweipunktkalibrierten Spektrum $T_{obj,hc}$ auszumachen, ihre Wichtung ist jedoch von der Helligkeitstemperatur des Meßobjekts T_{obj} abhängig. Je nachdem, ob T_{obj} näher an der Referenztemperatur T_h oder T_c liegt, wird eine potentielle Stehwellenundulation des zugehörigen Astes stärker betont und geht im Extremfall genauso stark in das Spektrum ein wie die Stehwellenundulation ΔT_{obj} des Astes des Meßobjekts. Bei der balancierten Kalibrierung wird $T_{obj,bal}$ gegebenenfalls zusätzlich noch von einer vierten Stehwellenundulation aus dem Ast zur variablen Referenzlast beeinträchtigt. Wird jedoch ein guter Abgleich zwischen T_{obj} und T_{ref} erzielt, wovon beim regulären Meßbetrieb ausgegangen werden kann, spielen die Beiträge ΔT_h und ΔT_c keine Rolle (wegen $T_{obj} - T_{ref} \approx 0$). ΔT_{ref} wird dann genauso gewichtet wie ΔT_{obj} .

4.2.5. Meßtechnische Erfassung und Analyse von Stehwellen

Die Voraussetzung zur gezielten Bekämpfung von Stehwellen ist zuerst ihre Erkennung. Stehwellen, das wurde in Abschnitt 4.2.4 belegt, schlagen sich sowohl in den Spektren der Empfängerrauschtemperatur als auch in denen der zweipunkt- oder balanciert kalibrierten Helligkeitstemperaturen nieder, weshalb zu ihrer meßtechnischen Erfassung alle diese Spektren in Frage kommen.

Das Empfängerrauschtemperaturspektrum wird durch zwei Messungen auf die warme bzw. kalte Referenzlast ermittelt und kann Stehwellen in diesen beiden Pfaden aufdecken. Es ist als einziges der erwähnten Spektren sensitiv für Stehwellen vom Fabry-Pérot-Typ, die allen Meßästen in identischer Weise gemein sind. Ihr ungestörter Frequenzgang ist jedoch nichtlinear und kann aufgrund ungenügender Kenntnis des Eigenrauschverhaltens aller verwendeter Bauteile theoretisch nur ungenügend vorhergesagt werden. Das gestaltet die Extraktion der aufmodulierten Stehwellenundulation schwierig.

Bei Helligkeitstemperaturmessungen auf einen Schwarzkörper ist der ideale spektrale Verlauf im Meßbereich linear und offenbart somit direkt jegliches Artefakt. Die Zweipunktkalibration kommt gegenüber der balancierten Kalibration ohne den Meßzyklus auf die variable Referenzlast aus und wurde bei den meisten Testmessungen angewandt, die Aufschluß über Stehwellen im Ast zur warmen bzw. kalten Referenzlast oder einem beliebigen Signal-Ast geben sollten. Für den letzteren Pfad kommt hierbei auch die Mischlast in Frage, so daß diese auch mittels Zweipunktkalibration untersucht werden kann. Es ist jedoch im Einzelfall sicherzustellen, daß bei derartigen Messungen Unregelmäßigkeiten im Spektrum, die durch Nichtlinearitäten verursacht sind, nicht als Stehwellenundulationen interpretiert werden.

Liegt bei zweipunktkalibrierten Messungen die Objektintensität sehr nahe bei der einer der Kalibrationslasten, spielen Nichtlinearitäten keine Rolle und Stehwellenundulationen aus dem Ast der jeweils anderen Referenz treten nicht in Erscheinung (vgl. (4.36)). Dies gestattet die isolierte Vermessung der beiden Referenzlasten, wenn spektrale Artefakte im Signalast bekannt oder besser nicht vorhanden sind.

Realisiert wurden derartige Messungen dadurch, daß als Meßobjekt die unter einem sehr flachen Elevationswinkel ($\approx 0^\circ$) gesehene Atmosphäre herangezogen wird.

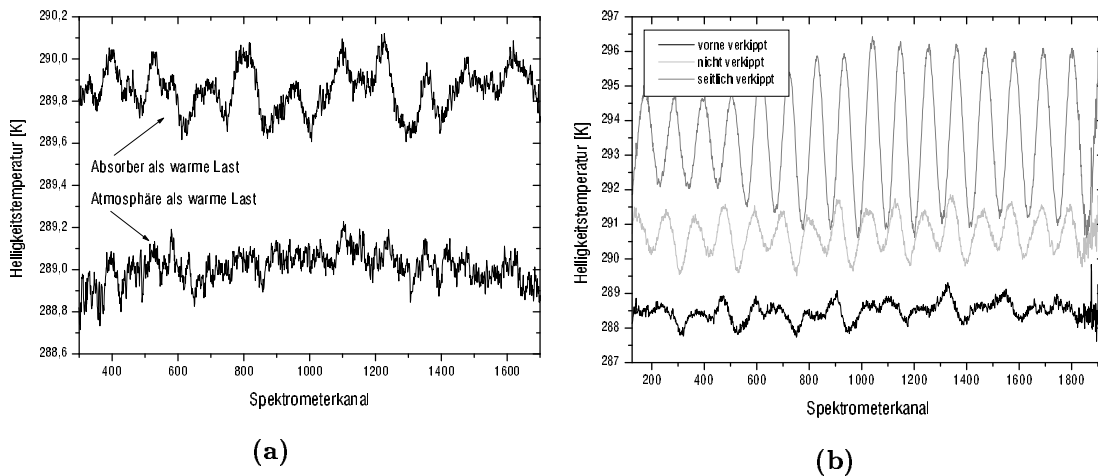


Abb. 4.10.: Spektrale Vermessung der warmen Mischteillast unter Verwendung der in horizontaler Richtung (0° Elevation) gesehenen Atmosphäre als warme Referenz für die Zweipunktkalibrierung. (a) Nur bei Verwendung der Atmosphäre als Referenz sind die spektralen Artefakte der warmen Mischteillast zu separieren. Wird mittels einer internen warmen Last kalibriert (Kurve um 1 K nach oben verschoben), überlagern sich deren Stehwellenundulationen zusätzlich mit den anderen Artefakten im gemessenen Spektrum. (Weglängenmodulator angeschaltet). (b) Durch Verkippen der Absorberplatte kann die Stehwellenamplitude reduziert werden (Weglängenmodulator ist ausgeschaltet, Integrationszeit ~ 250 s, die oberen Kurven sind um 3 bzw. 6 K nach oben verschoben).

Als Helligkeitstemperaturspektrum ist dann vor allem der troposphärische Wasserdampfsockel zu sehen, der aufgrund der ausgeprägten Druckverbreiterung im Meßbereich als ebene Rampe in Erscheinung tritt. Signaturen stratosphärischer Spurengase durchdringen die in diesem Fall optisch dichte Troposphäre nicht. Die spektrale Glattheit dieser atmosphärischen 'Referenzlast' ist deutlich ausgeprägter, als sie mit jedem bekannten Absorbermaterial erreicht werden könnte. Die Helligkeitstemperatur ist durch den Zustand der Troposphäre bestimmt und liegt nur einige Kelvin unterhalb der internen warmen Referenzlast. Diese kann somit sehr gut vermessen werden. Es muß sich hierbei nicht zwingenderweise um die reguläre Warm-Last handeln, sondern es können auch andere, wie beispielsweise die warme Teillast der variablen Referenz, eingesetzt werden (s. Abb. 4.10(a)).

Mittels dieser Methode konnte beispielsweise eine Stehwelle im warmen Teilast der Mischlast nachgewiesen und anschließend durch Abwinkeln der Absorberplatte deutlich reduziert werden (Abb. 4.10(b)). Helligkeitstemperaturen, die näher an der kalten Last liegen, können mittels Zenitobservationen erreicht werden. Die Troposphäre ist in dieser Beobachtungsgeometrie jedoch nicht optisch dicht, so daß Spurengassignaturen erst durch Strahlungstransferrechnungen vom Spektrum extrahiert werden müssen, um die zu untersuchenden Stehwellenundulationen offenzulegen.

Aufgrund des folgenden Zusammenhangs zwischen der Periode der Stehwellen-

	Mira2b (1997)		Mira2c (1998)		Mira2d/e (1999)	
	[mm]	[MHz]	[mm]	[MHz]	[mm]	[MHz]
Kryostatfenster	167	897,79	167	897,79	167	897,79
Diplexer	382	392,13	409	366,26	409	366,26
LO	921	162,74	507	295,61	507	295,61
Weglängenmodulator	850	176,34	828	181,02	828	181,02
SSB-Filter (Strahlteiler)	1099	136,39	1077	139,17	1077	139,17
Kryostatfenster zur SSB-Filterterminierung	1462	102,50	1440	104,07	1440	104,07
SSB-Filterterminierung	1533	97,80	1511	99,22	1511	99,22
Kryostatfenster zur internen Kalt-Last	1703	88,00	1681	89,15	1681	89,15
interne Kalt-Last	1769	84,74	1747	85,81	1747	85,81
Warm-Last	1709	87,69	1687	88,83	1687	88,83
externe Kalt-Last	1901	78,84	1879	79,76	1879	79,76
Drehgitter	1873	80,02	1851	80,96	1851	80,96
Kryostatfenster zur kalten Misch-Last	2070	72,40	2048	73,18	2048	73,18
kalte Misch-Last	2109	71,08	2087	71,83	2087	71,83
warme Misch-Last	2093	71,61	2071	72,37	2156	69,51
Brewsterfenster des Periskops	2233	67,12	2211	67,78	4380	34,22
Elevationsspiegel des Periskops	2498	60,00	2476	60,53	4810	31,16

Tab. 4.1.: Weglängen [mm] zwischen Mischer und verschiedenen Bauteilen, die in den quasioptischen Signalweg von MIRA2 potentiell Reflexionen verursachen, sowie die sich ergebenden Stehwellenperioden [MHz].

undulation im Frequenzraum (Stehwellenperiode) $\Delta\nu$ und der Resonatorlänge L

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \quad (4.38)$$

der aus (4.12) und (4.11) abzuleiten ist, kann von gemessenen spektralen Undulationen auf den Abstand der reflektierenden Diskontinuitäten geschlossen werden. Wie schon erwähnt, ist ein Reflektor typischerweise der Mischer, so daß nach Bestimmung von L durch Ausmessen des Strahlwegs gezielt nach dem potentiellen zweiten Reflektor gefahndet werden kann. Ist dieser erkannt, können eventuell Gegenmaßnahmen zur Verringerung der Reflektivität ergriffen werden. Tabelle 4.1 gibt einen systematischen Überblick über Resonatorlängen und Stehwellenperioden, die sich bei Reflexionen an wichtigen quasioptischen Komponenten ergeben.

Oftmals ist es für eine Analyse, in welchen Bereichen Stehwellen im Radiometersystem auftreten und wie sie sich im gemessenen Spektrum auswirken, hilfreich, Reflexionen zu provozieren. Für diesbezügliche Untersuchungen des quasioptischen Signalwegs wurde eine Irisblende aus Metall bereitgestellt, die an den meisten Stellen des Strahlwegs positioniert werden kann. Ihre maximale Apertur ist mit 6 cm größer als der doppelte Strahlradius an den meisten Stellen der Quasioptik. Durch Verengung ihrer Öffnung kann durch sukzessive Abdeckung des Gaußschen Strahls eine beliebige Reflektivität erzielt und somit die Stehwellenamplitude auf ein gewünschtes Maß eingestellt werden. Mittels einer dermaßen gezielt einstellbaren Stehwelle wird beispielsweise auch die optimale Auslenkung des Weglängenmodulators ausfindig gemacht.

Der Weglängenmodulator selbst ist ebenfalls ein hervorragendes Instrumentarium zur Analyse: Nach Differenzbildung von Spektren, die mit und ohne eingeschaltetem Weglängenmodulator aufgenommen wurden, treten Stehwellenundulationen von Stehwellen, die den Modulator durchlaufen, meist deutlich hervor. Wird der

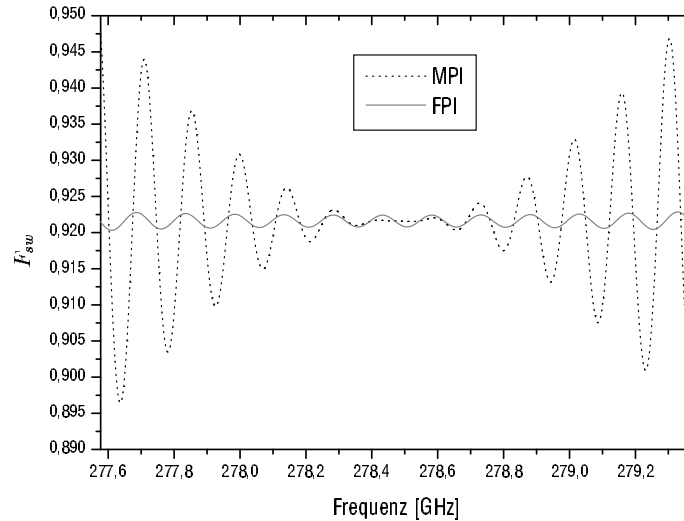


Abb. 4.11.: Gegenüberstellung der Stehwellenfaktoren F_{sw}^{MPI} und F_{sw}^{FPI} aus Abb. 4.8(b) und Abb. 4.9(b) für einen Martin-Puplett- bzw. Fabry-Pérot-Diplexer. Die für die Simulation gewählten Parameter sind typisch für eine Standard-CIO-Messung mittels MIRA2 (weitere Angaben bei den genannten Abbildungen). Aus der Abbildung geht klar hervor, daß eine Stehwelle zwischen Mischer und LO bei Verwendung eines Fabry-Pérot-Interferometers als Diplexer vor allem im Randbereich des Spektralbereichs weniger stark ausgeprägt ist.

Weglängenmodulator mit einer konstanten anstatt der üblichen sinusförmigen Erregerspannung betrieben, bietet er die Möglichkeit, die Weglänge des über ihn führenden Signalpfads sehr exakt um bis zu einige Millimeter zu variieren. Die Phase einer Stehwelle kann damit präzise manipuliert werden, eine elegante Methode, die in [55] zur Bestimmung der Reflexionskoeffizienten verschiedener Absorber angewandt wurde.

4.2.6. Stehwelle zwischen Mischer und Lokalszillator

Die in Abschnitt 4.2.3 hergeleiteten Beziehungen, welche die Leistungstransmission durch MPI und FPI im Falle von diese durchlaufende Stehwellen beschreiben, haben meßbare Konsequenzen für einen Teilpfad des Signals, dem bisher in Bezug auf Mehrfachreflexionen in der einschlägigen Literatur kaum Beachtung geschenkt worden ist: Im Folgenden geht es um Stehwellen, die sich zwischen Mischer und LO ausbilden und zwangsläufig den Diplexer passieren.

Auf den ersten Blick scheinen sie keine Relevanz für eine Messung zu besitzen, ist doch die Transmissionskurve eines Diplexers für den Einkoppelast der LO-Leistung gerade so gewählt, daß für Frequenzen im Bereich des oberen und unteren Seitenbandes maximale Unterdrückung erreicht wird (vgl. Abb. 3.12). Dennoch verschwindet selbst beim idealen Diplexer im Signalband die spektrale Welligkeit nicht vollständig, wenngleich sie nicht so ausgeprägt ist wie in der Nähe der LO-Frequenz. Belegt wird dies durch Abb. 4.11, die eine Ausschnittsvergrößerung von Abb. 4.8(b) und Abb. 4.9(b) für das Signalband bei Standard-CIO-Einstellung darstellt. Offensichtlich wird auch, daß der Fabry-Pérot-Diplexer, die Glattheit des

Spektrums betreffend, vor allem im Randbereich des Signalbandes dem MPI überlegen ist.

Sowohl Mischer als auch LO sind bzgl. ihres Wellenwiderstands nur begrenzt an den restlichen Strahlweg anzupassen. Ein typischer Wert für den Amplitudenreflexionskoeffizienten ist 0,2, was einer Leistungsreflexion von -14 dB entspricht. Wird einmal die Transmissionskurve des Diplexers außer acht gelassen, bedingt dies eine deutlich stärkere Stehwelle, als sie sich zwischen Mischer und Absorbermaterial einer Referenzlast (Reflektivität ca. -40 dB, vgl. [55]) ausbilden kann. Im Gegensatz zum letzteren Typ passiert eine Stehwelle zwischen LO und Mischer außerdem nicht den Weglängenmodulator, der Stehwellenamplituden um einen Faktor von ca. 100 reduziert.

Die Leistungseinkopplung des Lokaloszillators in den durch LO und Mischer aufgespannten Resonator erfolgt aufgrund der Monochromasie des LO-Signals nur bei der Frequenz ν_{LO} . Für den restlichen spektralen Bereich sind Leistungseinträge vorhanden, die durch elektronisches Rauschen sowie thermische Emission von Mischer und LO verursacht werden. Außerdem wird Strahlung des Meßobjekts am Mischer in den Resonator reflektiert. Das bewirkt eine von der Intensität des Meßobjekts abhängige Stehwellenamplitude, was die Voraussetzung ist für eine Manifestation der Stehwelle im kalibrierten Spektrum.

Im Radiometersystem MIRA2b konnte die zur eben beschriebenen Stehwellenart gehörige Stehwellenundulation eindeutig in den gemessenen kalibrierten Spektren (vgl. Abb. 4.1(b)) und der Empfängerrauschtemperatur ausgemacht werden. Indizien, die für Reflexionen zwischen Mischer und LO sprechen, waren neben der aus den spektralen Undulationen abgeleiteten passenden Resonatorlänge und der Unabhängigkeit gegenüber Änderung der Amplitude des Weglängenmodulators vor allem die Beeinflussbarkeit der Stehwellenphase durch geringfügige Variation der LO-Position. Durch den Austausch des MPI-Diplexers mit einem FPI in der Ausbaustufe MIRA2c wurde die spektrale Glattheit merklich erhöht. Deutlich ist das in Abb 4.12 zu erkennen. In Übereinstimmung mit den theoretischen Betrachtungen tritt die Überlegenheit des FPI-Diplexers umso deutlicher in Erscheinung, je weiter die Frequenz vom Punkt maximaler Unterdrückung für den LO-Mischer Pfad (hier 278,5 GHz) entfernt liegt.

Es sei an dieser Stelle noch auf eine weitere Konsequenz der bisherigen Überlegungen hingewiesen: Aufgrund der Leistungstransmissionskurve des Diplexers sind die stärksten Stehwellenamplituden bei Reflexionen zwischen Mischer und LO bei der LO-Frequenz präsent. Wird die Phasenlage der Stehwelle durch geringfügige Änderungen des Resonators (z. B. thermische Ausdehnung) variiert, ist mit deutlichen Fluktuationen der LO-Leistung zu rechnen, die die Systemstabilität negativ beeinflussen. Wird der Lokaloszillator auf einem Translationsschlitten angebracht, besteht die Möglichkeit, die Stehwellenphase derart zu wählen, daß die LO-Leistung einen minimalen Gradienten aufweist und somit unempfindlicher gegenüber thermischen Einflüssen ist.

Weil der Mischer sensitiv für Beiträge aus beiden Seitenbändern ist und das Seitenbandfilter im Strahlweg *vor* dem Diplexer liegt, setzt sich eine detektierte Stehwelle zwischen Mischer und LO aus der Überlagerung der Stehwellenbeiträge aus beiden Seitenbändern zusammen. Die Periodenlänge der gemessenen spektralen Undulation im Frequenzraum entspricht aber trotzdem der Stehwellenperiode,

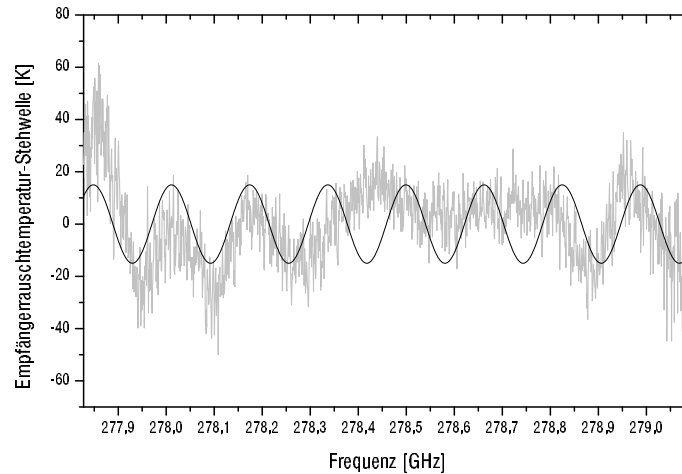


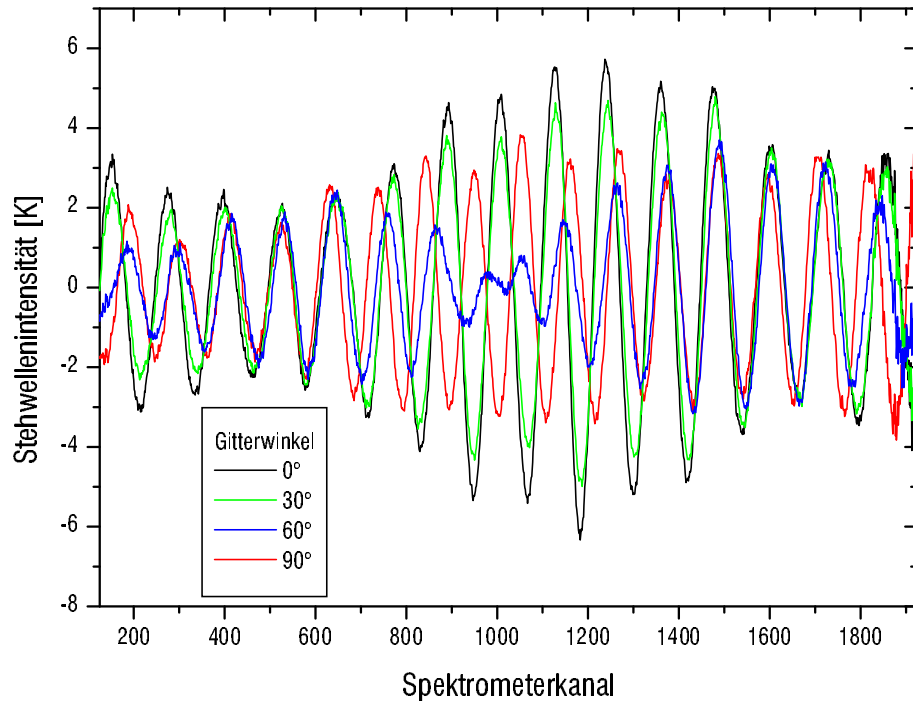
Abb. 4.12.: Stehwelle zwischen LO und Mischer: Gezeigt wird die Differenz der Empfängerrauschtemperaturkurven mit MPI- bzw. FPI-Diplexer aus Abb.3.14 abzüglich eines angefitteten parabelförmigen Grundverlaufs. Es wird so der Baselineanteil sichtbar, der beim MPI vorhanden ist, bei Einsatz des FPI jedoch verschwindet. Zur besseren Beurteilung der Periodenlänge der in der Messung auszumachenden Stehwellenundulation ist eine Stehwellenundulation eingezeichnet (Amplitude willkürlich), die sich bei einer Resonatorlänge, die genau dem Abstand zwischen Mischer und LO bei MIRA2b entspricht, ausbilden würde (bei dieser ist allerdings der Einfluß des Diplexers nicht berücksichtigt).

allerdings ist die Amplitude abhängig von der Frequenzlage des LO-Signals und der Seitenbänder.

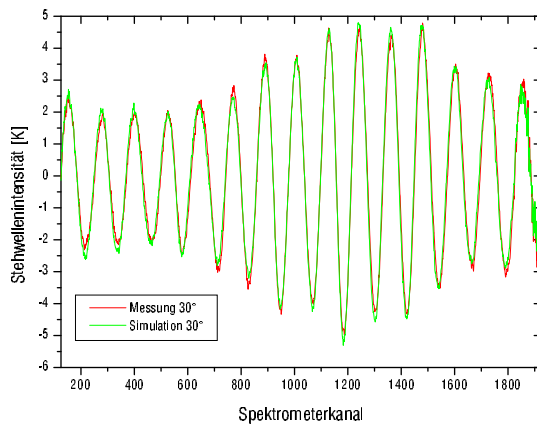
4.2.7. Stehwellen von der internen variablen Referenzlast

Die von MIRA2 für die balancierte Messung verwendete interne variable Referenzlast mischt die Strahlungsbeiträge eines warmen und eines kalten Schwarzkörpers mittels eines Drehgitters. Gleichzeitig werden hierbei jedoch auch die Stehwellen überlagert, die durch die Absorber der Teillasten verursacht werden. Je nach Gitterstellung ergibt sich deshalb eine unterschiedliche Baseline.

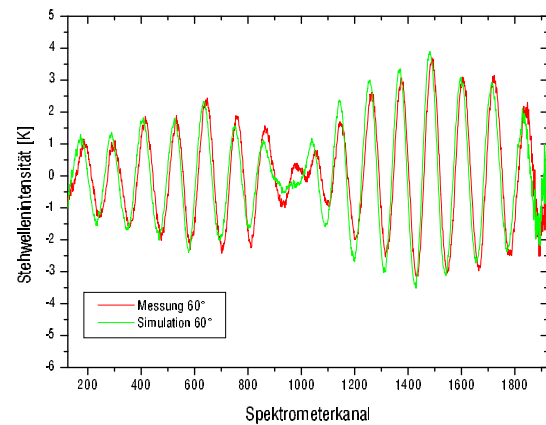
Um diesen Mechanismus zu verifizieren, wurden zweipunktkalibrierte Messungen auf die Mischlast vorgenommen, wiederum mit der Atmosphäre als spektral glatte, warme Referenz. Bei Änderung des Gitterwinkels variiert jedoch die Helligkeitstemperatur der Mischlast, so daß bei zunehmender Abweichung von der Intensität der Atmosphäre der Einfluß der kalten Kalibrationslast mitsamt ihrer Stehwellen im gemessenen Spektrum stärker wird. Die Stehwellenundulation der kalten Referenzlast überlagern dann zunehmend die Baseline der Mischlast. Um dem entgegenzuwirken, wurde das Kryostatfenster der kalten Mischteillast mit warmem Absorber verdeckt. Das Drehgitter mischt somit die Intensitäten zweier gleichartiger Teillasten und die mittlere Ausgangsleistung ist unabhängig vom Gitterwinkel. Lediglich die Baseline wird modifiziert und kann somit gezielt untersucht werden. Demgemäß ist die Baseline dann nicht mehr identisch mit der der Originalkonfiguration, der Mechanismus der Überlagerung bleibt allerdings erhalten.



(a)



(b)



(c)

Abb. 4.13.: Stehwellen von der internen variablen Referenzlast: (a) Mittels Zweipunkt- kalibrierung bei Verwendung der Atmosphäre als spektral glatte warme Referenz gemessene Helligkeitstemperaturspektren der Mischlast bei verschiedenen Drehgitterwinkeln. (b) und (c) stellen die Messungen für einen Gitterwinkel von 30° bzw. 60° den simulierten Spektren gegenüber, welche sich aus Überlagerung der passend gewichteten Spektren der Teillasten (0° bzw. 90°) ergeben. Der Weglängenmodulator ist bei allen Messungen ausgeschaltet.

Abb. 4.13 zeigt, wie sich die Baseline bei Variation des Gitterwinkels ändert, wobei die Messungen sehr gut mit dem simulierten Spektrum übereinstimmen. Die theoretischen Kurven errechnen sich unter Berücksichtigung eines zu (3.17) analogen Gewichtungsfaktors aus den beiden Spektren der Teillasten, die bei einem Gitterwinkel von 90° bzw. 0° erfaßt wurden.

4.2.8. Berücksichtigung von Stehwellen bei der Inversionsrechnung

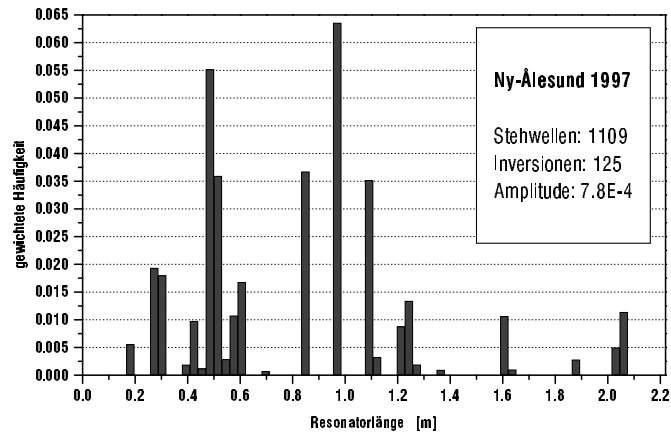
Als Besonderheit der am IMK angewandten Auswertalgorithmen können Stehwellenundulationen während der Inversionsrechnung mit berücksichtigt und die gemessenen Spektren entsprechend korrigiert werden [42]. Der Auswerter entscheidet individuell für jedes Spektrum, in Abhängigkeit von der jeweiligen Baseline, welche und wieviele (typisch 0–10) Stehwellen berücksichtigt werden. Hierzu gibt er die Stehwellenperioden im Frequenzraum vor. Die Amplituden und Phasen werden dann automatisch so bestimmt, daß das Residuum zwischen Messung und synthetisiertem Spektrum minimal wird. Zur Ermittlung der Perioden wird in der Regel das Residuum einer Inversion ohne Stehwellenfit sukzessive mehreren Fourieranalysen unterworfen, wobei jeweils die stärkste spektrale Komponente erfaßt und vor dem nächsten Schritt eliminiert wird [32].

Es war zu erwarten, daß diese bei der Inversion anfallenden Informationen einen Überblick bzgl. der für MIRA2 charakteristischen Stehwellen geben. Deshalb wurden alle Parameter der bei den Kampagnenauswertungen gefitteten Stehwellen zusammengetragen und in Abb. 4.14 als Histogramme dargestellt. Damit die Stehwellen entsprechend ihrer Stärke angemessen bewertet werden, erfolgte eine Wichtung mit der jeweiligen Amplitude. Die als *gewichtete Häufigkeit* bezeichneten Ordinatenwerte sind mit der Gesamtzahl der berücksichtigten Inversionsrechnungen⁹ normiert, so daß sie die mittlere Amplitude in K eines Stehwellenbeitrags repräsentiert, dessen assoziierte Resonatorlänge in dem durch die Balkenbreite gegebenen Bereich liegt.

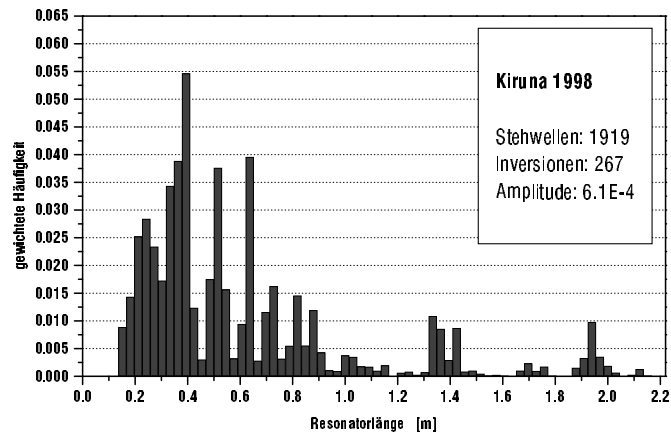
Es ist zu bemerken, daß bei der Kampagnenauswertung Kiruna '98 zusätzlich zu den im Histogramm dargestellten Stehwellen teilweise noch solche mit einer zugehörigen Resonatorlänge um 2,95 m angefittet wurden. Weil diese lediglich eine gewichtete Häufigkeit von 0,005 erreichen und die Resonatorlänge größer als der maximal mögliche quasioptische Signalweg durch Frontend und Periskop ist, sind sie nicht mit abgebildet.

Die Baseline variiert in charakteristischer Weise in Abhängigkeit von den jeweiligen Systemeinstellungen und gestaltet sich somit für jede Spurengassignatur unterschiedlich. Der Signalweg ändern sich allerdings nur minimal, so daß von gleichbleibenden Stehwellenperioden ausgegangen werden kann. Dies wurde durch eine für jede einzelne Systemeinstellung getrennt vorgenommene Analyse der Stehwellenperioden verifiziert. Abb. 4.14 umfaßt deshalb alle Messungen, unabhängig davon welches Spurengas detektiert wurde.

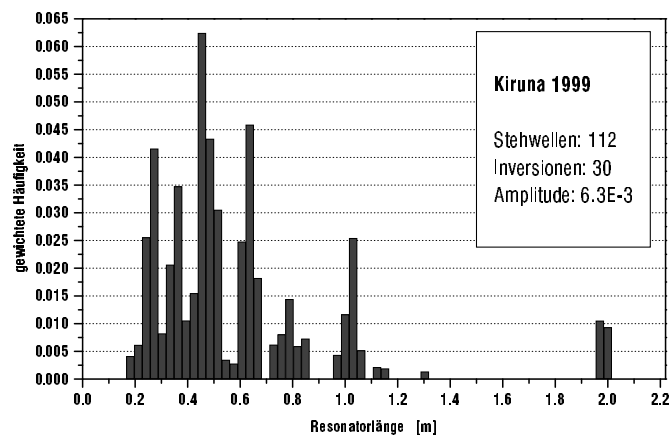
⁹Bei einer Inversion können gleichzeitig mehrere Stehwellen berücksichtigt werden. Würde mit der Gesamtzahl aller Stehwellen anstatt der Anzahl der Inversionen normiert werden, würde das Ergebnis von der Anzahl der je Inversionsrechnung gefitteten Stehwellen, welche vom Auswerter variabel nach Ermessen festgelegt werden, abhängig sein. Die Histogramme verschiedener Kampagnen wären dann nicht vergleichbar.



(a)



(b)



(c)

Abb. 4.14.: Statistische Auswertung der bei den Inversionsrechnungen der drei Kampagnen von 1997–1999 gefitteten Stehwellen. Die *gewichtete Häufigkeit* (Erläuterung im Text) ist gegenüber der Resonatorlänge aufgetragen, die sich aus der Periodenlänge im Frequenzraum bei Annahme eines Fabry-Pérot-Resonators ergibt. Außerdem sind die Gesamtzahl der berücksichtigten Stehwellen, die Anzahl der Inversionen und die mittlere Amplitude [K] der jeweils stärksten Stehwelle je Inversion angegeben.

Die durchschnittliche Anzahl der gefitteten Stehwellen pro Inversionsrechnung (9,7 und 4), die sich aus den in Abb. 4.14 angegebenen Werten errechnet, nimmt Jahr für Jahr ab. Neben einer fortschreitenden Reduktion parasitärer Reflexionen im Signalweg spiegelt dies auch die wechselnden Häufigkeiten für Messungen der einzelnen Gase wider. Während eine Inversion für die starke 273-GHz-Ozonlinie gegebenenfalls ganz ohne Stehwellenfit zu einem befriedigendem Ergebnis führt, sind für die Auswertung der extrem schwachen ClO-Signatur bis zu zehn Stehwellen zu berücksichtigen. Die Ny-Ålesund-Kampagne zeichnet sich durch die vielen ClO-Messungen aus, insofern überrascht die hohe Anzahl der Stehwellen pro Inversion hier nicht.

Die erfolgreiche Bekämpfung der im Abschnitt 4.2.6 eingehend besprochenen Stehwelle zwischen Mischer und Lokaloszillator, welche durch den Wechsel des Duplexertyps zwischen den Ausbaustufen MIRA2b und MIRA2c erzielt wurde, schlägt sich auch in den entsprechenden Histogrammen nieder: Der bei der Kampagne 1997 deutlich bei rund 1 m Resonatorlänge auszumachende Histogrammbalken tritt bei den folgenden Darstellungen nicht mehr auf bzw. ist merklich schwächer.

Der Anteil der Stehwellen mit kurzer Resonatorlänge scheint mit der Zeit zugenommen zu haben. Diese Stehwellen besitzen große Periodenlängen (z. B.: 370 MHz bei 40 mm Resonatorlänge) und sind wegen der begrenzten Beobachtungsbandbreite (1,2 GHz) schlechter auszumachen als Stehwellen mit vielen Schwingungsperioden innerhalb des gemessenen Spektrums. Ob es sich also tatsächlich um vermehrte Stehwellen oder Artefakte handelt ist fraglich. Ein direkter Vergleich der Histogramme wird auch dadurch erschwert, daß vor jeder Kampagne, z. T. erhebliche Umbauarbeiten am Radiometersystem vorgenommen wurden (vgl. 3.1). Dennoch sind gewisse Häufungspunkte zu erkennen, die Hinweise für eine gezielte Lokalisierung ungewollter Stehwellenresonatoren geben.

5. Untersuchung zur Erweiterung des Einsatzgebiets des Radiometers MIRA2 durch Absorptionsmessungen

Während die bisherige Abhandlung verschiedene für das Radiometer MIRA2 spezifische gerätetechnische Aspekte beleuchtet hat, Fehlerquellen für Messungen aufzeigte und Hinweise zu deren Vermeidung bzw. Korrektur gab, führt dieses Kapitel einen Schritt weiter: Eine für MIRA2 neuartige Meßmethode, die *Absorptionsmessung*, wird eingeführt, die unabhängig von einer fortgeführten Systemoptimierung unter bestimmten Voraussetzungen einen deutlichen Qualitätszuwachs für die Spurengassondierung erwarten läßt.

Ziel dieses Kapitels ist es, mittels einer systematischen Untersuchung die potentiellen Vorteile von bodengestützten *Absorptionsmessungen* gegenüber den *Emissionsmessungen* herauszuarbeiten und die Anwendbarkeit der Ergebnisse auf das in Kiruna betriebene Radiometer MIRA2 zu überprüfen. Die folgenden Betrachtungen beschränken sich auf die meßtechnischen Aspekte. Konsequenzen und Probleme, die sich bei der Inversion von in Absorptionsgeometrie gewonnenen Spektren ergeben, waren nicht Gegenstand dieser Arbeit.

5.1. Grundlegendes

Mikrowellenradiometer, die ausschließlich zur Detektion atmosphärischer Konstituenten betrieben werden, betrachten die zu untersuchenden Luftmassen in aller Regel vor dem schwachen kosmischen Hintergrund. Hierbei wird im wesentlichen die *emittierte* Intensität des interessierenden Rotationsübergangs empfangen (vgl. Abb. 5.1(a)). Ausschließlich diese Meßkonfiguration, die im weiteren als *Emissionsmessung* bezeichnet wird, wurde bisher für die vom IMK eingesetzten Geräte und für vergleichbare Radiometer anderer Gruppen angewandt.

Es ist jedoch möglich, die atmosphärischen Messungen mit einer intensiveren Hintergrundstrahlungsquelle, als dies der kalte Kosmos darstellt, durchzuführen (vgl. Abb. 5.1(b)). Als Strahlungsquellen kommen prinzipiell alle Himmelskörper in Frage. Derartige Messungen, *Absorptionsmessung*¹ genannt, setzen jedoch voraus, daß

¹Der Begriff *Absorptionsmessung* bezeichnet eine Meßgeometrie, bei der die zu untersuchende Atmosphäre vor einem Himmelskörper betrachtet wird. Er sagt nichts über die erhaltenen Spektren aus. So kann im Falle einer breiten Antennenkeule durchaus ein Emissionsspektrum

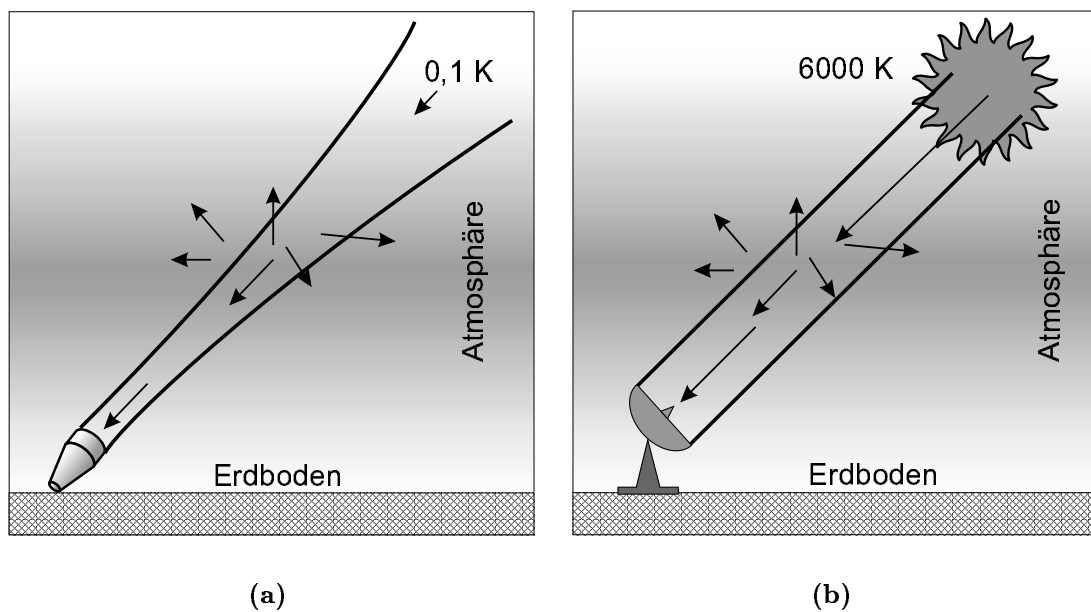


Abb. 5.1.: Meßgeometrie für Emissions- (a) und Absorptionsmessung (b). Die zu untersuchenden Luftmassen werden vor dem intensitätsschwachen kosmischen Hintergrund bzw. einem Himmelskörper betrachtet. Bei Messung in Absorption muß die Antennenkeule genügend schmal sein, um hauptsächlich auf den Himmelskörper zu blicken. Außerdem ist eine exakte Ausrichtung und Nachführung notwendig.

die Empfangskeule der Radiometerantenne schmal genug ist und exakt dem sich über das Firmament bewegenden Himmelsobjekt nachgeführt werden kann. Diese Anforderungen werden von Teleskopen, wie sie in der Radioastronomie eingesetzt werden, naturgemäß erfüllt und Atmosphärensondierungen in Absorptionsgeometrie sind mit solchen Geräten belegt (z. B.: [58]) Weil Radioteleskope jedoch Großanlagen sind, deren primäres Ziel nicht in der Untersuchung der Erdatmosphäre liegt, handelt es sich typischerweise um Einzelmessungen.

Die im Laufe der Zeit, stimuliert durch fortschreitende technische Entwicklung auf dem Gebiet der Radioastronomie, speziell für die atmosphärische Sondierung entwickelten Radiometer sind im Vergleich zu Radioteleskopen deutlich kompakter und somit auf einen Kampagnenbetrieb in meist sehr abgelegenen Regionen, oder auch für den Einsatz auf Flugzeugen, Ballonen oder Satelliten zugeschnitten. Sie besitzen typischerweise weder eine hoch winkelauflösende Empfangsantenne noch eine Einstellmöglichkeit für den Azimutwinkel und sind somit konstruktionsbedingt auf Emissionsmessungen festgelegt. Als aktuelle Ausnahme ist das 200/270-GHz-Radiometer des *Communications Research Laboratory* (CRL), Japan, erwähnenswert, das die technischen Voraussetzungen zur beliebigen Ausrichtung der Antennenkeule besitzt [56]. Es sind jedoch keinerlei Absorptionsmessungen bekannt, die mit diesem Gerät ausgeführt wurden. Auch ist das *Solar Submm-Wave Telescope* (SST), ein Gemeinschaftsprojekt von Wissenschaftlern aus Argentinien, Brasilien und der Schweiz, zu nennen, welches mit einem 1,5 m Reflektor ausgestattet ist und neben dem primären Forschungsziel der Sonnenobservation auch solare Absorptionsmessungen von ClO bei 390 GHz durchführen soll [27].

5.2. Die Bedeutung der Hintergrundstrahlung beim Strahlungstransfer

5.2.1. Strahlungstransfer durch die Atmosphäre

Es wird an dieser Stelle an die schon in Kapitel 2.2 eingeführte Strahlungstransfergleichung (2.9) erinnert, welche die am Meßort eintreffende Helligkeitstemperatur $T_b(\nu, h_0)$ beschreibt:

$$T_b(\nu, h_0) = \underbrace{T_{b\infty}(\nu) e^{-\tau_\nu(h_\infty)}}_{T_{Abs}} + \underbrace{\int_{h_0}^{h_\infty} T_b(\nu, h) e^{-\tau_\nu(h)} \alpha_\nu(h) dh}_{T_{Emi}} \quad (5.1)$$

Wie hieraus ersichtlich, setzt sich $T_b(\nu, h_0)$ aus zwei Summanden zusammen. Der Absorptionsanteil T_{Abs} ist die entsprechend dem *Lambert-Beer'schen Gesetz* (vgl. 2.5) durch Absorptionsprozesse gedämpfte Hintergrundstrahlung, die durch die Helligkeitstemperatur $T_{b\infty}(\nu)$ charakterisiert ist und deren Quelle außerhalb der Atmosphäre liegt. Der Emissionsanteil T_{Emi} umfaßt die Strahlung, die innerhalb der

(die Spektrallinien besitzen eine höhere Intensität als das Kontinuum) resultieren, obwohl in Absorption gemessen wird (vgl. Abschnitt 5.5.1).

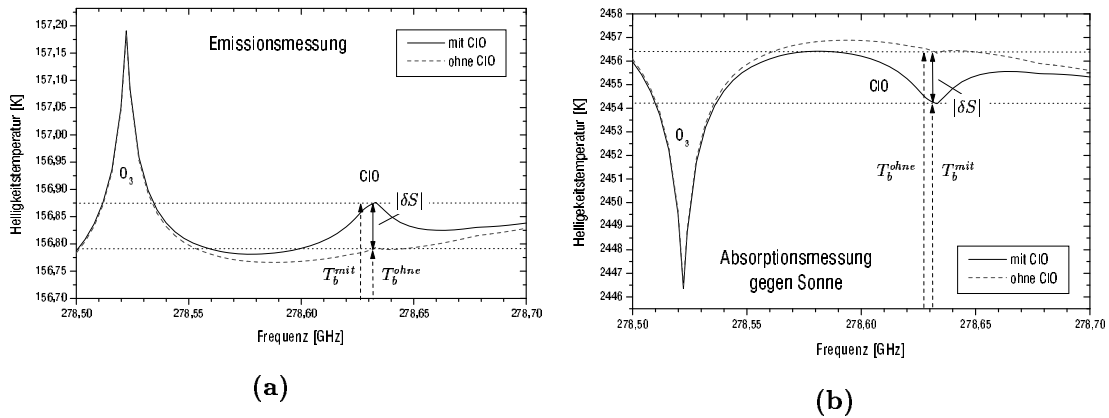


Abb. 5.2.: Vorwärtsrechnungen (jeweils mit und ohne ClO) eines Emissions- (a) und Absorptionsspektrums (b) für den Frequenzbereich einer Standard-ClO-Messung mit MIRA2 unter einem Elevationswinkel von 25° und für 50% eines H_2O -Standardprofils. Es wurden Spurengashöhenprofile für typische Bedingungen innerhalb des polaren Wirbels angenommen. Die kleine Unregelmäßigkeit, die beim berechneten Spektrum ohne ClO bei etwa 278,63 GHz auszumachen ist, stammt von einer schwachen Ozonsignatur.

Atmosphäre emittiert wird und im folgenden durch Absorption teilweise wieder eine Abschwächung erfährt.

Für Emissionsmessungen ist $T_{b\infty}$ gleich der Helligkeitstemperatur der *kosmischen Hintergrundstrahlung*. Sie beträgt bei einer Frequenz von 278 GHz lediglich rund 0,1 K (s. Abschnitt 5.2.3). Für alle praktischen Anwendungsfälle spielt der Absorptionsanteil von (5.1) somit eine sehr untergeordnete Rolle (typischer Wert für T_{Emi} : ~ 150 K), was die Bezeichnung *Emissionsmessung* rechtfertigt.

Anders sind die Verhältnisse bei der Absorptionsmessung: Hier ist die Hintergrundtemperatur $T_{b\infty}$ gleich der Helligkeitstemperatur des Himmelskörpers, der vom Radiometer durch die Atmosphäre gesehen wird. Sie kann recht hohe Werte annehmen (z. B. $T_{b\infty} = 11200$ K für Sonnenabsorptionsmessung bei der 22-GHz- H_2O -Signatur; s. Abschnitt 5.2.3), was zu einer Dominanz des Absorptions- gegenüber dem Emissionsanteil führt und die Bezeichnung *Absorptionsmessung* nahelegt.²

In Abb. 5.2 werden exemplarisch zwei Spektren im Frequenzbereich der 278-GHz-ClO-Signatur gezeigt, die nach (5.1) mittels des Vorwärtprogramms sowohl für den Fall einer Emissions- als auch für den Fall einer Absorptionsmessung gegen die Sonne gerechnet wurden. Die Unterschiede der Signaturformen und der mittleren Helligkeitstemperaturen sind offensichtlich.

² T_{Emi} ist gegenüber T_{Abs} nicht in jedem Fall zu vernachlässigen. So werden durchaus Situationen betrachtet, bei denen zwar in Absorption gemessen wird, der Emissionsstrahlungsbeitrag aber aufgrund einer stark aufgeweiteten Antennenkeule, die auch am Himmelsobjekt vorbeireicht, sehr ausgeprägt ist. Deshalb wird in dieser Arbeit der Begriff *Absorptionsmessung* bevorzugt Verwendung finden.

5.2.2. Der Signaturkontrast und seine Abhängigkeit von der Hintergrundstrahlung

Als Maß für die Größe einer spektralen Signatur eines bestimmten Gases wird hier der *Signaturkontrast* δS ³ eingeführt. Definiert ist er als Differenz der Helligkeitstemperaturen im Zentrum der Signatur (bei der Frequenz ν_{sz}) zwischen dem Spektrum, wie es sich bei Berücksichtigung aller atmosphärischen Konstituenten am Meßort ergibt ($T_b^{mit}(\nu_{sz})$) und einem Spektrum, bei dem das interessierende Gas ausgeklammert wird ($T_b^{ohne}(\nu_{sz})$):

$$\delta S := T_b^{mit}(\nu_{sz}) - T_b^{ohne}(\nu_{sz}) \quad (5.2)$$

Das Zentrum der Signatur befindet sich bei derjenigen Frequenz, bei der der Helligkeitstemperaturbeitrag des interessierenden Konstituenten extremal ist, im Falle einer isolierten Linie ist es identisch mit dem Linienzentrum. Aus Abb. 5.2, welche die eben eingeführten Begriffe veranschaulicht, ist zu entnehmen, daß Absorptionsmessungen negative Signaturkontraste nach sich ziehen. Der Signaturkontrast ist abhängig von der Beobachtungsgeometrie und den atmosphärischen Meßbedingungen.

Der Emissionsanteil T_{Emi} von (5.1) ist über den Absorptionskoeffizienten ausschließlich durch den Zustand der Atmosphäre bzw. dem Elevationswinkel der Antennenkeule bestimmt und ist demzufolge bei Emissions- und Absorptionsmessung, oder allgemeiner, unabhängig von der Hintergrundtemperatur, identisch. Im Falle gleichen Elevationswinkels und identischer Atmosphäre unterscheiden sich verschiedene Spektren nur durch ihren Absorptionsanteil T_{Abs} .

Mittels (5.1) läßt sich (5.2) umformulieren zu:

$$\delta S = T_{b\infty}(\nu_{sz}) \underbrace{\left(e^{-\tau_{\nu_{sz}}^{mit}(h_\infty)} - e^{-\tau_{\nu_{sz}}^{ohne}(h_\infty)} \right)}_{T_{Abs}^*} + \underbrace{T_{Emi}^{mit} - T_{Emi}^{ohne}}_{T_{Emi}^*} \quad (5.3)$$

Dies zeigt den linearen Zusammenhang zwischen Signaturkontrast und Hintergrundtemperatur $T_{b\infty}$, wie er in den Abbildungen 5.3(a) und 5.3(b) visualisiert ist. Dargestellt sind darin die Signaturkontraste für die 278-GHz-CIO-Signatur in Abhängigkeit von der Hintergrundtemperatur und bei unterschiedlichen Elevationswinkeln sowie Wasserdampfgehalten. Die Opazitäten $\tau_{\nu_{sz}}^{mit}$ und $\tau_{\nu_{sz}}^{ohne}$, welche zur Berechnung der Geraden notwendig sind, wurden durch Vorwärtsrechnungen mit bzw. ohne Berücksichtigung des interessierenden Spurengases (im vorliegenden Fall CIO) bestimmt.

Weil $\tau_{\nu_{sz}}^{mit}$ stets größer ist als $\tau_{\nu_{sz}}^{ohne}$ (mehr Gas bewirkt zwingenderweise eine höhere Absorption), gilt $T_{Abs}^* < 0$, während $T_{Emi}^* > 0$. Ausgehend von einem positiven Signaturkontrast bei Emissionsmessung ($T_{b\infty} = 0,1$ K) wird δS mit zunehmender Hintergrundtemperatur immer kleiner, um schließlich negative Werte anzunehmen. Es gibt also ein bestimmtes $T_{b\infty}^{cancel}$, bei dem sich Emission und Absorption bei der Frequenz ν_{sz} exakt aufheben und der Signaturkontrast 0 ist. Für die hier untersuchte CIO- und O₃-Signatur ist in Abb. 5.4(a) $T_{b\infty}^{cancel}$ bei variierendem Elevationswinkel

³Der Signaturkontrast ist nicht zu verwechseln mit der Linienstärke bzw. -intensität, die definiert ist als das Integral im Frequenzraum über den Absorptionskoeffizienten: $\int_{-\infty}^{+\infty} \alpha_\nu d\nu$.

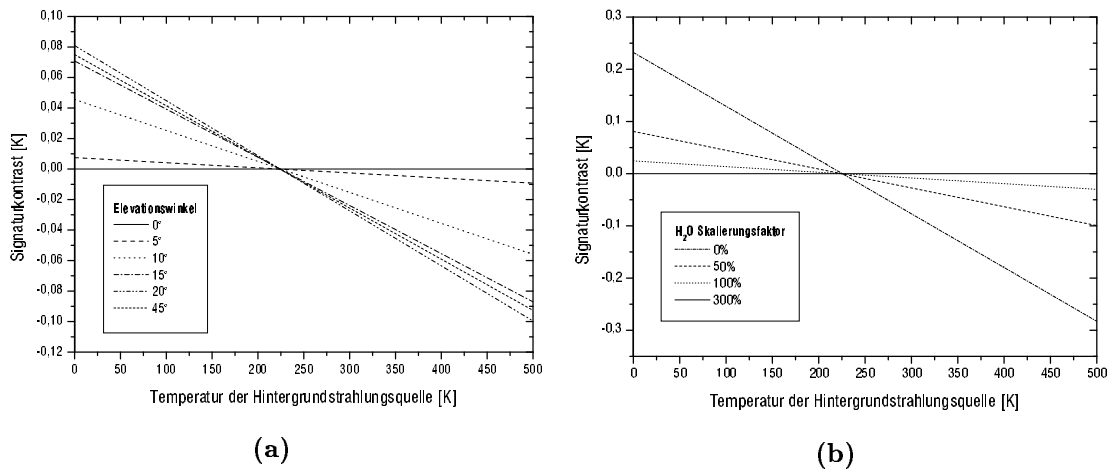


Abb. 5.3.: Signaturkontrast der ClO-Signatur in Abhängigkeit von der Helligkeitstemperatur der Hintergrundstrahlungsquelle. (a) Bei unterschiedlichen Elevationswinkeln aber konstantem Wasserdampfprofil (50% Standard-H₂O-Profil). (b) Bei unterschiedlicher Skalierung des Standardwasserdampfprofils jedoch gleichbleibender Elevation (20°).

aufgetragen. Die Darstellung ist unabhängig vom troposphärischen Wasserdampfgehalt gültig, weil sich dieser auf T_b^{mit} und T_b^{ohne} durch den gleichen Dämpfungsfaktor und Emissionssockel auswirkt (s. auch gemeinsamer Schnittpunkt aller Geraden in Abb. 5.3(b)). Der Emissionssockel verschwindet bei der Differenzbildung in (5.2) und der gemeinsame Faktor ändert nichts an der Auslöschung von T_{abs}^* und T_{emi}^* . Für Hintergrundtemperaturen, die nahe bei T_b^{cancel} liegen, ergeben sich dann außergewöhnliche Spektren, wie in Abb. 5.4(b) anhand der starken Ozon-Linie bei 273 GHz dokumentiert ist.

Wird die Hintergrundtemperatur über T_b^{cancel} hinaus größer, so bedingt dies wieder ein lineares Anwachsen des Betrags des Signaturkontrasts. Die Signatur des zu beobachtenden Gases wird entsprechend deutlicher. Ausgehend von dieser Überlegung sind folglich Absorptionsmessungen gegen einen möglichst intensiven Hintergrund äußerst attraktiv, weil δS dann Betragswerte annehmen kann, die deutlich größer sind, als sie bei Emissionsmessungen erreicht werden können. Es wird aber auch klar, daß für einen höheren Signaturkontrast die Hintergrundtemperatur bei einer Absorptionsmessung einen größeren Abstand zu T_b^{cancel} besitzen muß als bei der Emissionsmessung. Weil die Hintergrundtemperatur der Emissionsmessung, die kosmische Hintergrundstrahlung, lediglich 0,1 K beträgt, entspricht dies etwa einem doppelten T_b^{cancel} und liegt somit für Absorptionsmessungen der ClO- und O₃-Signatur in der Größenordnung von 450 K.

5.2.3. Stärke der Hintergrundstrahlung

Die Hintergrundtemperatur kann im Anwendungsfall nicht beliebig gewählt werden. Für Emissionsmessungen ist die kosmische Hintergrundstrahlung vorgegeben, für Absorptionsmessungen kommen aus praktischen Gesichtspunkten als Strahlungs-

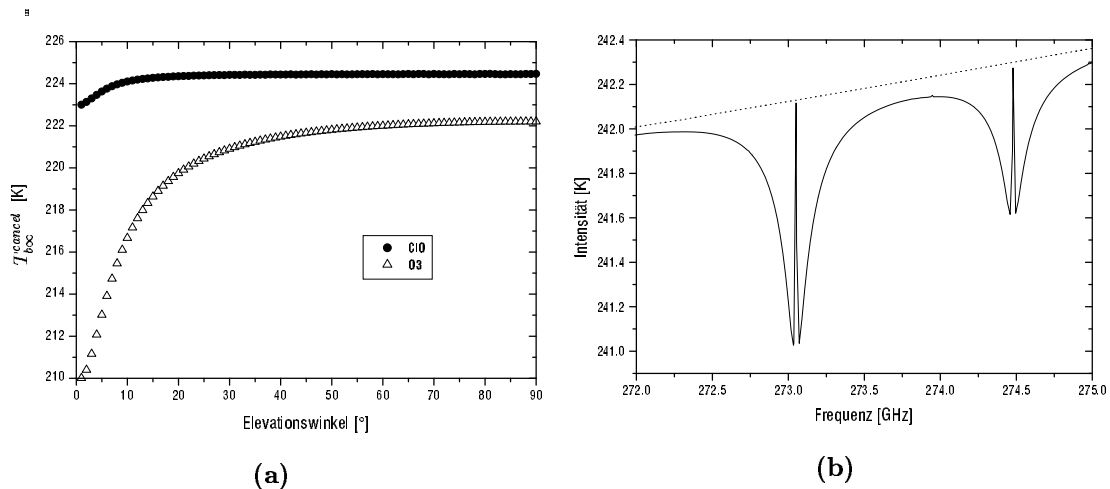


Abb. 5.4.: (a) Hintergrundtemperatur, bei der sich Absorptions- und Emissionsanteil der ClO- und O₃-Signatur im Linienzentrum genau aufheben. (b) Synthetisiertes Spektrum, bei dem diese Bedingung für die 273-GHz-Ozonlinie erfüllt ist (20° Elevation, 50% des Standard-Wasserdampfprofils, $T_{b\infty}^{cancel} = 220$ K, Vortex-Bedingungen) Die gepunktete Linie gibt die Intensität ohne Vorhandensein von Ozon wieder. Bei der Signatur um 274,5 GHz handelt es sich ebenfalls um O₃.

quellen lediglich die Sonne und der Mond in Frage. Weitere kosmische Strahler, wie beispielsweise die Planeten, werden aufgrund ihres kleinen scheinbaren Durchmessers bei erdgebundener Beobachtung und der dadurch bedingten Notwendigkeit von großen Antennenaperturen im weiteren nicht berücksichtigt. Für die Bestimmung von $T_b(\nu, h_0)$ im Rahmen einer Vorwärtsrechnung, die auch die Voraussetzung für eine erfolgreiche Inversion von gemessenen Spektren darstellt, stellt sich die Frage nach der korrekten Größe der Hintergrundtemperatur $T_{b\infty}$. Im folgenden wird deshalb untersucht, welche Werte $T_{b\infty}$ bei Emissionsmessungen sowie bei Absorptionsmessungen gegen die Sonne und den Mond annimmt.

Die extraterrestrische Hintergrundstrahlung

1965 kamen Penzias und Wilson zu dem Schluß, daß es sich bei dem Hintergrundrauschen, das ihren Mikrowellenmessungen mittels einer riesigen Antenne der Bell Laboratories in Holmdel, New Jersey, stets überlagert war, keinesfalls um vermeintliche Störungen, sondern vielmehr um eine reale Strahlung extraterrestrischen Ursprungs handelt [60]. Seit dieser mit dem Nobelpreis geehrten Entdeckung ist die *kosmische Hintergrundstrahlung* T_{cos} bekannt. Als Relikt des Urknalls erfüllt diese das Weltall und zeigt eine spektrale Zusammensetzung, die der eines Schwarzkörpers mit der thermodynamischen Temperatur $2,728 \pm 0,004$ K sehr genau entspricht, wie neuere Messungen mittels des Satelliten *Cosmic Background Explorer* (COBE) belegen [10].⁴ Sie ist erstaunlich isotrop: So beträgt der RMS-Wert der Fluktuationen bei

⁴Die kosmische Hintergrundstrahlung wird derzeit mit mehreren Instrumenten erforscht. Informationen im Internet sind beispielsweise zu erhalten unter:

Messungen in verschiedene Richtungen mit einer Winkelauflösung von 7° lediglich $31 \mu\text{K}$ [11].

Stark richtungsabhängig ist hingegen die *galaktische Hintergrundstrahlung* T_{gal} , die maximal wird in Richtung des Zentrums der Galaxis und minimale Werte bei Blickrichtung zu den galaktischen Polen erreicht. Je nach Region nimmt ihre Intensität rasch mit $\nu^{-2.5}$ bis ν^{-3} ab [70](S. 285). Während sie bei 1 GHz noch Werte bis etwa 50 K besitzt, ist ihr Einfluß deshalb bei den hier interessierenden Frequenzen (rund 300 GHz) völlig vernachlässigbar. Die gesamte extraterrestrische Hintergrundstrahlung, welche allgemein die Summe von T_{cos} und T_{gal} ist, reduziert sich somit auf die kosmische Hintergrundstrahlung.

Die für eine Emissionsmessung als $T_{b\infty}$ zu berücksichtigende Helligkeitstemperatur ist mit einem Wert von ca. $T_{cos} = 0,1 \text{ K}$ bei der ClO-Beobachtung (vgl. Abschnitt 2.1) daher recht gering.

Die Helligkeitstemperatur der Sonne

Linsky [48] beschreibt den spektralen Verlauf der von der Sonne emittierten Helligkeitstemperatur für Wellenlängen λ zwischen 1 und 20 mm durch eine sehr flache Parabel der Form

$$\log_{10}(T_{Sonne}) = b_2 u^2 + b_1 u + b_0 \quad \text{mit} \quad u = \log_{10}(\lambda[\text{mm}]) \quad (5.4)$$

Die Wellenlänge ist in mm-Einheiten einzusetzen. Mittels einer Neukalibrierung einer Reihe von Messungen verschiedener Autoren und unter Zuhilfenahme der Emission des Mondes, bestimmt er die Koeffizienten zu

$$b_0 = 3,78015$$

$$b_1 = 0,13109$$

$$b_2 = 0,09330$$

Hierfür gibt *Linsky* einen Fehler von 6,9% an, was für die hier vorgenommenen prinzipiellen Betrachtungen von genügend hoher Genauigkeit ist. Abb. 5.5(a) zeigt den approximierten Verlauf der Helligkeitstemperatur sowie einige Meßwerte. Es ist bemerkenswert, daß T_{Sonne} bei 278,631 GHz, der Frequenz der ClO-Signatur, 6087 K beträgt, zu niedrigeren Frequenzen hin deutlich ansteigt und bei 22,235 GHz, der Frequenz einer Wasserdampflinie, einen Wert von immerhin 11152 K erreicht.

Diese Angaben, die für die weiteren Betrachtungen ausschließlich herangezogen werden, besitzen strenggenommen nur Gültigkeit für den Mittelpunkt der ruhigen Sonnenscheibe. In der Praxis ist deshalb zu beachten, daß je nach Größe und Position des beobachteten Ausschnitts der Sonnenscheibe z. T. deutliche Abweichungen zu erwarten sind. Deshalb werden exemplarisch einige Effekte, die möglicherweise eine Variabilität der solaren Helligkeitstemperatur bedingen, kurz aufgezeigt. Betont wird, daß nicht der Versuch unternommen wird, einen vollständigen Überblick

PLANCK: <http://astro.estec.esa.nl/SA-general/Projects/Planck/>

COBE: http://www.gsfc.nasa.gov/astro/cobe/cobe_home.html

PYTHON: <http://cmbr.phys.cmu.edu/pyth.html>

MAP: <http://map.gsfc.nasa.gov/>

VIPER: <http://cmbr.phys.cmu.edu/viper.html>.

über den aktuellen Stand der Sonnenforschung zu geben. Es sollen jedoch die Größenordnungen und die Ursachen von Fluktuationen, die bei zukünftigen Absorptionsmessungen eine Rolle spielen könnten, abgeschätzt werden.⁵

Horne et. al. [22] präsentieren räumlich hochaufgelöste (28" HPBW) Messungen mittels des 10 m Owens Valley Radio Observatoriums bei einer Wellenlänge von 1,3 mm. Diese legen eine Erhöhung der Helligkeitstemperatur zum Rand der Sonnenscheibe hin nahe, die als *Limb Brightening* bezeichnet wird und die beschrieben wird durch:

$$T_{\text{Sonne}}(\rho) = T_0 (1 + \sigma - \sigma \cos(\theta)) \quad (5.5)$$

Hierbei ist $\rho = R_{\odot} \sin(\theta)$ der senkrechte Abstand vom Zentrum der Sonnenscheibe und $T_0 = 6100 \text{ K}$ die angenommene Helligkeitstemperatur im Scheibenmittelpunkt. Der *Limb Parameter* σ ist demzufolge gleich dem Bruchteil, um den die Helligkeitstemperatur am Rand der Sonnenscheibe gegenüber derjenigen im Mittelpunkt überhöht ist. Er wird als $\sigma = 10\% \pm 0,05\%$ angegeben. Der Effekt des Limb Brightening wird gestützt durch die Beobachtungen, die andere Autoren im Millimeter- und Submillimeterwellenbereich vorgenommen haben, wobei die räumliche Verteilung unterschiedlich angegeben und σ teils als kleiner bestimmt wird (z. B.: [15, 44, 47, 69]).

Solare Flares sind gewaltige Eruptionen der Photosphäre, die Sonnenmaterie innerhalb weniger Minuten auf 10-100 Millionen Grad aufheizen und eine Energiemenge freisetzen können, die vergleichbar einer Milliarde Tonnen TNT ist. Sie entstehen in der Nachbarschaft von Sonnenflecken, üblicherweise entlang der Trennlinie zwischen entgegengesetzt ausgerichteten Magnetfeldbereichen. Elektronen und Ionen werden in 1–2 s auf 10–100 MeV beschleunigt. Hierbei wird Strahlung im gesamten spektralen Bereich (Radiowellen bis Gammastrahlung) freigesetzt.

Bisher ist jedoch sehr wenig bekannt über die Emissionen von Millimeterwellen über 100 GHz, Submillimeterwellen und Infrarotstrahlung [25]. Die dadurch bedingte Variationsbreite der solaren Helligkeitstemperatur dürfte jedoch sehr groß sein. Sie erstreckt sich von der Größenordnung 100 K (beobachtet bei 250 GHz in aktiven Sonnengebieten, jedoch ohne Flare im sichtbaren Bereich [7]) bis hin zu über 10^6 K (räumlich hoch aufgelöste interferometrische Beobachtung eines Flares bei 89 GHz [39]). Die typischen Zeitskalen reichen von einigen Sekunden bis fast eine Stunde. Für die nahe Zukunft ist zu erwarten, daß das Solar Submm-Wave Telescope (SST) wichtige Fragen die Häufigkeit, Zeitdauer und Intensität von Flares im Millimeter- und Submillimeterbereich betreffend, aufhellen wird [26].

Mit weiteren Inhomogenitäten der Strahlungsintensität ist zu rechnen, doch ist eine Quantifizierung für 300 GHz wegen fehlender Messungen schwierig. So wird beispielsweise bei 36 GHz an den Polkappen eine Intensitätserhöhung um 3-7% und im Bereich von *koronalen Löchern* um $\sim 5\%$ festgestellt. Bei 98 GHz ist dieser Effekt jedoch nicht nachzuweisen [36]. Und auch auf der ruhigen Sonne werden bei 35,1-GHz-Beobachtungen kreisförmige Strukturen mit einem maximalen Durchmesser von 3' ausgemacht, die eine Helligkeitstemperatur von $3 \cdot 10^4 \text{ K}$ besitzen [3]. In [71] wurden in der Korona, 50000 bis 120000 km oberhalb der Photosphäre, sporadische

⁵Eine Reihe aktueller Ergebnisse zur Sonnenforschung und vor allem zahlreiche exzellente Bilder sind auf der Homepage des satellitengetragenen Solar and Heliospheric Observatory (SOHO) lokalisiert: <http://sohowww.estec.esa.nl>. Einen guten Überblick über die vorhandenen Ressourcen von SOHO gibt die Übersicht von Rainer Schwenn: <http://star.mpae.gwdg.de/SuW.html>.

Quellen mit Helligkeitstemperaturen der Größenordnung 10^4 K lokalisiert (37, 32, und 22 GHz).

Messungen, die wie im Falle von MIRA2 mit einer die gesamte Sonnenscheibe abdeckenden Beobachtungskeule durchgeführt werden, sind aufgrund der räumlich integrierenden Wirkung naturgemäß von kleinskaligen Effekten weniger betroffen. Dennoch kann eine Auswertung von solaren Messungen bei starken Störungen der Hintergrundtemperatur zu Fehlern führen. Vor allem im Maximum des etwa elfjährigen Sonnenfleckenzykluses der Sonne ist bei Absorptionsmessungen mit MIRA2 also sicherzustellen, daß im Beobachtungszeitraum keine Beeinträchtigung durch Flares oder andersgeartete Sonnenaktivität vorliegt. Weil das SST bisher nicht im Dauerbetrieb eingesetzt wird, sind hierzu gegebenenfalls auch andere Datenquellen, die im Zusammenhang mit dem 'Weltraumwetter' (*Space Weather*) stehen, zu konsultieren⁶.

Mit deutlichen *Fraunhofer-Linien* ist hingegen nicht zu rechnen: Die einzigen Signaturen im solaren Millimeter- / Submillimeterspektrum könnten *Stark-verbreiterte* Rekombinationslinien von Wasserstoff und teilweise ionisierten Schwermetallen sein. Die wenige hierzu vorhandene Theorie sagt voraus, daß die Linien sehr breit (ca. 100 MHz) und nur sehr schwierig nachzuweisen sind [49].

Die Helligkeitstemperatur des Mondes

Die Helligkeitstemperatur des Mondes variiert im Verlauf einer *Lunation*⁷ in Abhängigkeit von seiner Phase. In [48] sind, gültig für den Mittelpunkt der Mondscheibe, Helligkeitstemperaturen für den Neumond ($T_{Neumond}$) und gemittelt über eine Lunation ($\langle T_{Mond} \rangle$) dokumentiert. Wie in Abb. 5.5(b) dargestellt, werden die Meßwerte, analog zu (5.4), durch je ein Regressionspolynom zweiten Grades approximiert. Die zugehörigen Parameter berechnen sich zu

Neumond	Lunationsmittel
$b_0 = 2,04731$	$b_0 = 2,3378$
$b_1 = 0,42324$	$b_1 = 0,05353$
$b_2 = -0,14412$	$b_2 = -0,01731$

Die Standardabweichungen betragen 0,03764 K bzw. 0,00347 K. Bei der oben angeführten Frequenz der ClO-Signatur (H₂O-Signatur) ist beispielsweise $T_{Neumond} = 115$ K ($T_{Neumond} = 220$ K) und $\langle T_{Mond} \rangle = 219$ K ($\langle T_{Mond} \rangle = 237$ K).

Um basierend auf diesen Angaben eine Abschätzung über die Helligkeitstemperatur des Vollmonds zu erhalten, werden die folgenden Annahmen getroffen: Im Verlauf einer Lunation ist der Mittelpunkt der Mondscheibe während der Hälfte der Zeit von der Sonne beleuchtet und liegt während der anderen Hälfte im Erdschatten. $\langle T_{Mond} \rangle$, die über eine Lunation zeitlich gemittelte Helligkeitstemperatur des Mondscheibenmittelpunkts, soll dem Wert einer räumlichen Mittelung der Helligkeitstemperatur über eine zu 50% beleuchteten Mondscheibe entsprechen. Des

⁶Einen hervorragenden Einstiegspunkt diesbezüglich bietet die Internetadresse <http://www.spaceweather.com>.

⁷Die *Lunation* ist die Zeitspanne zwischen zwei aufeinanderfolgenden Neumondphasen. Sie entspricht dem *Synodischen Monat* und beträgt 29d 12h 44min.

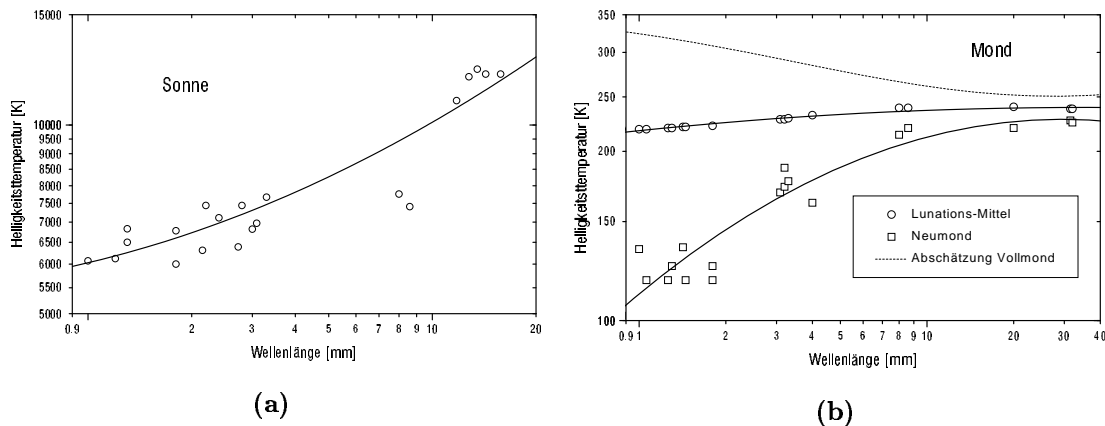


Abb. 5.5.: Doppellogarithmische Darstellung einiger in [48] zusammengetragener Meßwerte der Helligkeitstemperaturen von Sonne (a) und Mond (b) sowie deren Fit mit einem Polynom zweiten Grades. Für den Mond sind Messungen lediglich für die Neumond-Phase und gemittelt über eine Lunation angeführt. Eine Abschätzung für Werte bei Vollmond erfolgt durch lineare Extrapolation

weiteren sei die mittlere Helligkeitstemperatur der gesamten Mondscheibe bei Neumond (0% Illumination) gleich $T_{Neumond}$, also der bei Neumond gemessenen Helligkeitstemperatur im Scheibenmittelpunkt. Es werden also wiederum räumliche Inhomogenitäten vernachlässigt. Für alle anderen Illuminationsbruchteile, insbesondere 100% bei Vollmond, werden die Werte für 0% und 50% linear interpoliert.

Die so ermittelte Helligkeitstemperatur des Vollmonds ist ebenfalls in Abb. 5.5(b) eingetragen und bewegt sich im interessierenden Wellenlängenbereich zwischen etwa 250 und 350 K. Die zu erwartende Genauigkeit wird als nicht sehr hoch eingestuft, für die folgende Überprüfung, ob der Mond als Hintergrundstrahler nutzbringend für Absorptionsmessungen verwendet werden kann, ist sie jedoch sicherlich ausreichend.

5.3. Absorptions- im Vergleich zu Emissionsmessungen

5.3.1. Der Relative Signaturkontrast

Für eine gute Auswertbarkeit einer spektralen Messung ist nicht der Betrag des Signaturkontrasts allein ausschlaggebend. Zwar wird mit zunehmendem $|\delta S|$ die Signatur prinzipiell deutlicher im Spektrum hervortreten, doch kann dieser Vorteil durch ein gleichzeitig vermindertes Auflösungsvermögen aufgrund stärkeren Rauschens zunichte gemacht werden. Um verschiedene Meßgeometrien miteinander vergleichen zu können, ist letztendlich also das Signal / Rauschverhältnis entscheidend.

Entsprechend der *Radiometerformel* (2.26) ist der Temperaturmeßfehler proportional zur Systemrauschktemperatur $T_{sys} = T_{obj} + T_{rec}$ und wird demzufolge nicht nur mit wachsender Empfängerrauschktemperatur, sondern auch mit zunehmender

Objekttemperatur größer. Eine bestimmte Variation der Meßmethode kann somit, wenn sich die Systemrauschtemperatur ändert, zu schlechter auswertbaren Spektren führen, obwohl sie einen Zuwachs der Linienstärke bewirkt. Um dem Rechnung zu tragen, ist der Signaturkontrast mit T_{sys} zu wichten. Als T_{obj} könnte in diesem Zusammenhang die Helligkeitstemperatur der Signatur $T_b^{mit}(\nu_{sz})$ angesehen werden. Weil jedoch das gemessene Spektrum typischerweise so breitbandig ist, daß es sich weit in die Flanken der Signatur erstreckt und der Arbeitspunkt des Radiometers sich weniger am Maximum der Signatur sondern eher am Sockel T_b^{Sockel} orientiert auf dem diese aufsetzt, wird hier T_b^{Sockel} verwendet.⁸ Im weiteren wird der Einfachheit halber angenommen $T_b^{Sockel} = T_b^{ohne}(\nu_{sz})$. Andere Definitionen für T_b^{Sockel} sind denkbar, sie führen jedoch zu keinem wesentlich anderen Ergebnis. Der hier eingeführte *Relative Signaturkontrast* Σ sei deshalb wie folgt definiert:

$$\Sigma := \frac{|\delta S|}{T_{sys}} = \frac{|\delta S|}{T_b^{Sockel} + T_{rec}} \quad (5.6)$$

Falls der Signaturkontrast als Signal, im Sinne von interessierender Größe, aufgefaßt wird, kann also nach (5.6) und (2.26) das Signal/ Rauschverhältnis für ein ideales Total-Power-Radiometer aus dem Relativen Signaturkontrast durch Multiplikation mit dem Faktor $\sqrt{B t_{int}}$ bestimmt werden. Eine Meßmethode, die zu einem doppelten Relativen Signaturkontrast führt, verbessert das Signal/ Rauschverhältnis also im gleichen Maße, wie eine Erhöhung der Integrationszeit t_{int} um den Faktor vier!

Als einziger, jedoch nicht verzichtbarer Geräteparameter geht die Empfängerauschauschtertemperatur T_{rec} in die Definition von Σ ein. Sie wird für die kommenden Berechnungen zu $T_{rec} = 750$ K angenommen, was einen repräsentativen Wert für das Radiometer MIRA2 darstellt. Im Falle von abweichenden T_{rec} ergibt sich der korrekte Wert für Σ durch Multiplikation mit $(T_b^{Sockel} + 750)/(T_b^{Sockel} + T_{rec})$. Dieser Faktor ist in Abb. 5.6 für einige Empfängerauschauschtertemperaturen in Abhängigkeit von der Sockeltemperatur aufgetragen.

Ein größeres Σ bedeutet theoretisch immer auch eine besser auszuwertende Signatur. Diese Aussage ist korrekt, wenn sich der Einfluß des Radiometers bezüglich des gemessenen Spektrums auf statistisches Rauschen beschränkt, das sich streng nach der Radiometerformel verhält. Spektrale Artefakte wie Stehwellenundulationen, die sich bei unterschiedlichem Σ verschieden stark im Spektrum manifestieren können und eine Auswertung erheblich stören, sind hierbei nicht erfaßt.

5.3.2. Die zur Simulation verwendeten Vorwärtsrechnungen

Für den Vergleich zwischen Emissions- und Absorptionsmessung wurden einige tausend Spektren mittels des in der Gruppe zur Vorwärtsrechnung herangezogenen Computerprogramms synthetisiert. Die Berechnungen wurden für die Spektralbereiche um die starke Ozonlinie bei 273,051 GHz, sowie die sehr schwache CIO-Signatur

⁸Die Verwendung von T_b^{Sockel} anstatt $T_b^{mit}(\nu_{sz})$ führt bei Absorptionssignaturen im übrigen zu einem kleineren Relativen Signaturkontrast. Eine später abgeleitete Überlegenheit der Absorptions- gegenüber der Emissionskonfiguration ist somit auf alle Fälle gültig. Bei einer sehr schwachen Signatur wie CIO ist der Unterschied ohnehin nicht von Bedeutung.

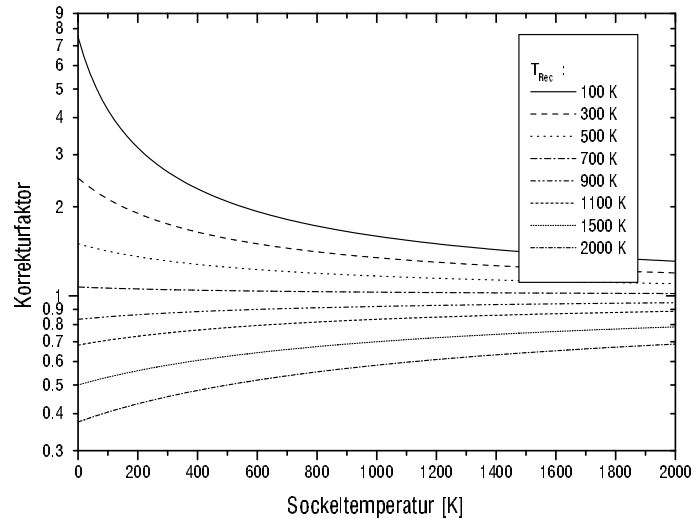


Abb. 5.6.: Faktor, mit dem die im folgenden berechneten Werte des Relativen Signaturkontrasts multipliziert werden müssen, falls die Empfängerrauschtemperatur von 750 K verschieden ist. Die Darstellung erstreckt sich über alle Sockeltemperaturen T_b^{Sockel} , die für bodengestützte solare Absorptionsmessungen in Kiruna von Relevanz sind.

bei 278,631 GHz durchgeführt. Sie sind gültig für den Meßstandort Kiruna (67.84°N, 20.41°E, 430 müNN).

Als Berechnungsgrundlage wird eine durchschnittliche Höhenverteilung der Volumenmischungsverhältnisse der atmosphärischen Konstituenten angenommen, wie sie im Winter für nördliche Breiten, also dem bisherigen Schwerpunkt der Meßaktivitäten des IMK, typisch sind. Die zugrundeliegenden Profile von Ozon und Chlormonoxid sind in Abb. 5.7 dargestellt. Wie am Fehlen eines zweiten Maximums im Höhenbereich um 15 bis 20 km im ClO-Profil zu erkennen ist, geht die Simulation nicht von einer Chloraktivierung aus, was den Signaturkontrast von ClO tagsüber im Winter / Frühjahr eventuell unterschätzt. Da der troposphärische Wasserdampfgehalt starken Fluktuationen unterliegt und einen ganz entscheidenden Einfluß auf eine Millimeterwellenmessung hat, wurde das H₂O-Profil in 10% Schritten von 0 bis zum Dreifachen des Standardprofils (s. Abb. 5.7(c)) skaliert, um möglichst viele Witterungsbedingungen abzudecken.

Diese freie Skalierbarkeit ist für das Druck- und Temperaturprofil im Vorwärtsprogramm nicht vorgesehen. Um dennoch eine Abschätzung über die Variationsbreite zu erhalten, die beim Wechsel der Jahreszeit zu erwarten ist, wurden neben mittleren p-T-Profilen für den nördlichen Winter auch je ein typisches Sommerprofil verwendet (s. Abb. 5.8).

Der angenommene Elevationswinkel variierte in 1°-Schritten. Als Hintergrundtemperaturen wurden die Werte eingesetzt, die Abschnitt 5.2.3 zufolge idealerweise für eine Emissions- bzw. Sonnenabsorptionsmessung zu erwarten sind.⁹ Zur Bestimmung des Relativen Signaturkontrasts nach (5.2) und (5.6) sind jeweils zwei Programmdurchläufe nötig: einer unter Einbeziehung aller atmosphärischen Gase

⁹Den Vorwärtsrechnungen für die 278-GHz-ClO- bzw. 273-GHz-O₃-Signatur liegen folgende Hintergrundhelligkeitstemperaturen [K] zugrunde:

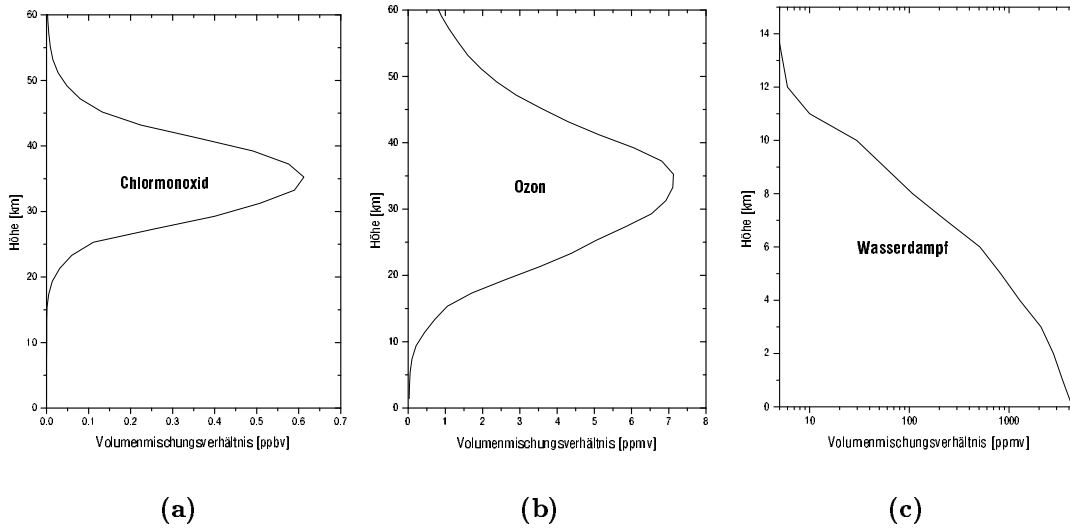


Abb. 5.7.: Die in den Vorwärtsrechnungen verwendeten vmr-Standardprofile, die für winterliche Bedingungen innerhalb des polaren Wirbels, jedoch ohne Chloraktivierung, gültig sind. Von links nach rechts: Chlormonoxid, Ozon und troposphärischer Wasserdampf (H_2O -Standardprofil wird gegebenenfalls skaliert).

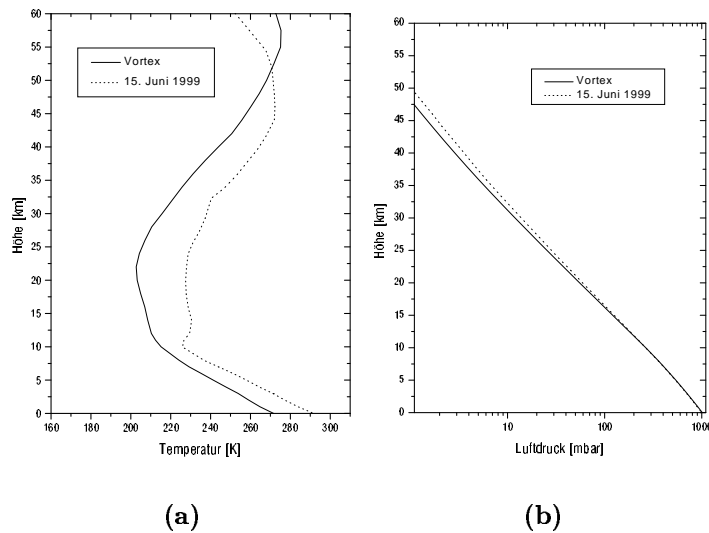


Abb. 5.8.: Temperatur- und Druckprofile für die Vorwärtsrechnungen. Die durchgezogenen Linien repräsentieren die winterlichen Durchschnittsbedingungen innerhalb des Polarwirbels, die gepunkteten Kurven stellen Profile vom 15. Juni 1999 dar.

und einer ohne Berücksichtigung des interessierenden Konstituenten.

5.3.3. Absorptionsmessungen gegen den Mond

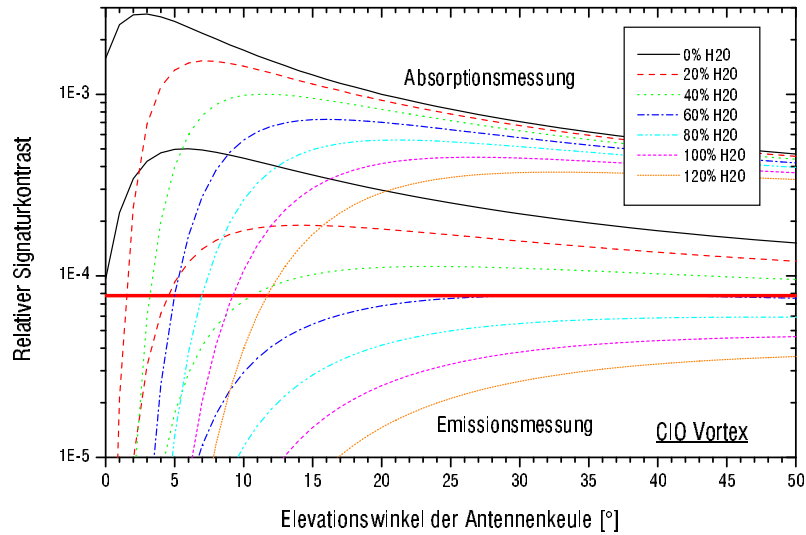
In Abschnitt 5.2.3 wurde gezeigt, daß die Helligkeitstemperatur des Mondes im Frequenzbereich von MIRA2 unterhalb rund 350 K liegt. Somit wird die in Abschnitt 5.2.2 hergeleitete Schwelle der Hintergrundtemperatur von 450 K nicht erreicht, ab welcher der Signaturkontrast bei Absorptionsmessung den der Emissionsmessung übersteigt. Erst recht sind deshalb die in Absorption gegen den Mond zu detektierenden Relativen Signaturkontraste zu gering, als daß sich ein Gewinn gegenüber der herkömmlichen Meßmethodik erzielen ließe. Lediglich für Test- und Kalibrationsmessungen könnten lunare Absorptionsmessungen von Interesse sein.

5.3.4. Absorptionsmessungen gegen die Sonne

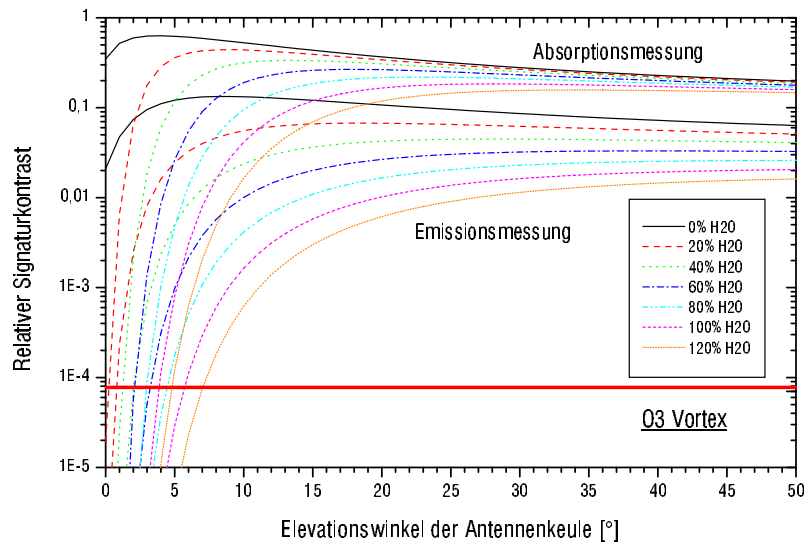
In Abb. 5.9 ist der Relative Signaturkontrast in Abhängigkeit vom Elevationswinkel der Empfangskeule dargestellt, wie sie sich für Sonnenabsorptions- und Emissionsmessungen aus den synthetisierten Daten für die 278-GHz-ClO- und die 273-GHz-O₃-Signatur ergeben. Für die Vorwärtsrechnungen wurden die Winter-Vortex-Profile für Druck und Temperatur herangezogen. Um die zu beiden Meßgeometrien gehörigen Kurvenscharen besser auseinanderhalten zu können, geht der Wasserdampf-Skalierungsfaktor in der Darstellung nicht über 120% des Standardprofils hinaus. Wie zu erwarten, sind die Relativen Signaturkontraste der ausgeprägten Ozon-Signatur um mehr als zwei Größenordnungen höher als die der ClO-Signatur und liegen für die meisten Beobachtungsbedingungen oberhalb der Auswertbarkeitsschwelle, die in 5.4.1 eingehender erläutert wird. Dies deckt sich mit der Erfahrung, daß sich die kräftige Ozon-Signatur auch bei schlechten Meßbedingungen und sogar bei leichtem Schneefall noch deutlich im Spektrum abzeichnet. Eine ClO-Emissionsmessung wird allerdings schon bei einem H₂O-Skalierungsfaktor von ca. 60% kaum noch möglich sein. In Absorption kann in diesem Fall dagegen bei Elevationswinkeln über 5° noch sehr gut observiert werden.

Bei einem Vergleich beider Methoden ist bei der Interpretation der Σ -Kurven ein wesentlicher Unterschied zu beachten: während der in Absorption gesehene Himmelskörper den Elevationswinkel zwingend vorgibt, kann eine Emissionsmessung unter einem beliebigen, insbesondere demjenigen Beobachtungswinkel erfolgen, der für die jeweiligen Meßbedingungen das maximale Signal / Rausch-Verhältnis erwarten läßt. In Abb. 5.10 ist dies berücksichtigt und der Faktor aufgetragen, um den Σ bei einer Sonnenabsorptions- einer optimalen Emissionsmessung überlegen ist. Für beide Gase zeichnet sich über weite Bereiche eine z. T. erhebliche Überlegenheit der Absorptionsmessung ab.

	ClO	O ₃
Absorptionsmessung	6087	6104
Emissionsmessung	0,095	0,103



(a)



(b)

Abb. 5.9.: Vergleich des Relativen Signaturkontrasts der 278-GHz-CIO-Signatur (a) und der 273-GHz-O₃-Signatur (b) für Emissions- und Sonnenabsorptionsmessungen bei verschiedenen Elevationswinkeln und unterschiedlichen Wasserdampfgehalten (gültig für Vortex-Bedingungen). Die eingezeichnete Schwelle, unterhalb derer keine Auswertung mehr möglich ist, liegt bei etwa $8 \cdot 10^{-5}$ (s. Abschnitt 5.4.1).

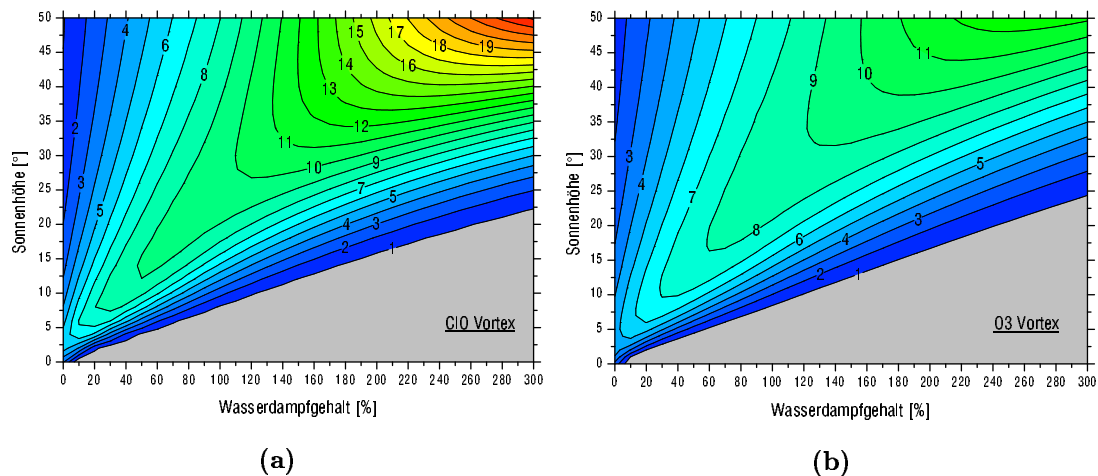


Abb. 5.10.: Faktor, um den die Sonnenabsorptionsmessung bezüglich des Relativen Signaturkontrasts einer Emissionsmessung überlegen ist, in Abhängigkeit von der Sonnenhöhe (entspricht dem Elevationswinkel der Antennenkeule bei der Absorptionsmessung) und dem Wasserdampfskalierungsfaktor ((a) für die 278-GHz-ClO-Signatur, (b) für die 273-GHz-O₃-Signatur). Die Berechnungen sind gültig für Vortexbedingungen ohne Chloraktivierung.

5.4. Simulierter Jahresgang des Relativen Signaturkontrasts für Kiruna

Nach den Ergebnissen des vorherigen Abschnitts stellt sich die Frage, welcher konkrete Nutzen bei Anwendung der Sonnenabsorptionsmessung in Kiruna erwartet werden kann. Zu diesem Zweck werden die dortigen Meßbedingungen möglichst realistisch für ein Jahr simuliert und die sich im Verlauf der Zeit bei Emissions- und Absorptionsmessung ergebenden Relativen Signaturkontraste ermittelt.

5.4.1. Randbedingungen

Eine Definition *möglichst realistische Meßbedingungen* erfolgt durch Festlegung wichtiger Randbedingungen, die im folgenden beleuchtet werden.

Elevationswinkel der Sonne

Der scheinbare Elevationswinkel der Sonne im Verlauf des Jahres 2000 am Standort Kiruna, wurde mit dem *JPL Horizons On-Line Ephemeris System*¹⁰ bestimmt [12]. Die Werte basieren auf einem 15-Minuten-Zeitraaster und berücksichtigen die atmosphärische Refraktion. Der komplette Datensatz ist in Abb. 5.11 dargestellt. Die Zeitangabe erfolgt in UT. Die Ortszeit errechnet sich, wie aus der Lage des maximalen Elevationswinkels abzulesen ist, zu UT+1h. Entsprechend seiner Lage nördlich des Polarkreises (geographische Breite: $\vartheta = 67,84^\circ \text{ N}$) herrscht in Kiruna

¹⁰Zugang via WWW: <http://ssd.jpl.nasa.gov/horizons.html>

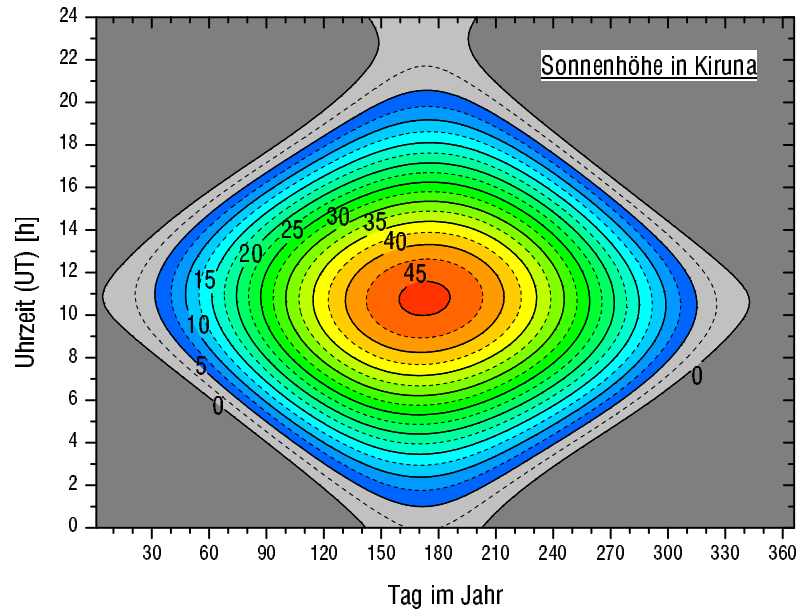


Abb. 5.11.: Scheinbarer Elevationswinkel der Sonne für den Standort Kiruna, gültig für das Jahr 2000. Der Zeitbereich, während dem die Sonne nicht sichtbar ist, wurde dunkelgrau unterlegt. Werte zwischen 0° und 5° sind aufgrund der Geländestruktur des Meßstandorts teilweise nicht zugänglich und sind deshalb hellgrau markiert.

während rund eines Monats im Winter Polarnacht, während der die Sonne ganz-tägig unterhalb des Horizonts bleibt. Sonnenabsorptionsmessungen sind dann von vornherein ausgeschlossen. Andererseits sind theoretisch im Sommer während der Mitternachtssonne ununterbrochen Beobachtungen denkbar.

Der höchste Sonnenstand beträgt $90^\circ - (\vartheta - 23,45^\circ) = 45,61^\circ$. Als niedrigster, für Absorptionsmessungen noch brauchbarer Elevationswinkel wird 5° angenommen. Dies berücksichtigt die Geländestruktur um den Standort des *Institutet för Rymdfysik (IRF)* sowie die beugungsbedingte Aufweitung der Beobachtungskeule.

Wasserdampfsäulengehalt über Kiruna

Bei bodengebundener Fernerkundung legt der troposphärische Wasserdampf aufgrund seines Emissionsbeitrags sowie seines äußerst hohen Absorptionsvermögens in entscheidendem Maße die Beobachtungsbedingungen fest. Die Simulationsrechnungen basieren deshalb auf einem für Kiruna typischen Jahresgang des Wasserdampfsäulengehalts. Der Wasserdampfsäulengehalt wird auch als niederschlagbarer Wasserdampf bzw. Flüssigwasser-Äquivalent¹¹ bezeichnet. Er ist definiert als die Höhe einer Säule flüssigen Wassers, welche sich ergeben würde, falls aller in der Säule über dem Meßort befindliche atmosphärische Wasserdampf verflüssigt werden würde. Das Winterstandardprofil aus Abb. 5.7(c) besitzt beispielsweise ein Flüssigwasser-Äquivalent von 7,34 mm. Verglichen mit einem globalen und jährlichen Mittelwert von 24,5 mm [63], dokumentiert dieser niedrige Wert das *Ausfrieren* des atmosphärischen Wasserdampfs während des polaren Winters. Jahreszeitliche

¹¹Nicht zu verwechseln mit dem Flüssigwasser, das sich auf Wasserpartikel der Wolken bezieht.

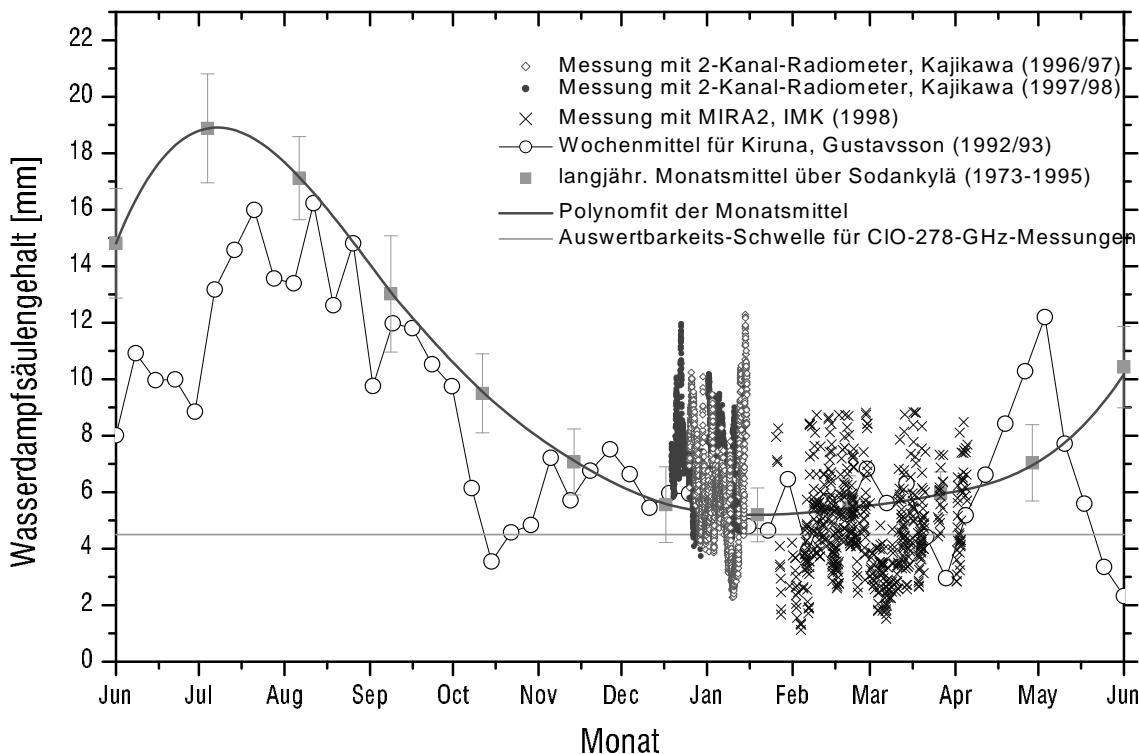


Abb. 5.12.: Wasserdampfsäulengehalt für den Standort Kiruna im Verlauf des Jahres nach verschiedenen Quellen. Weitere Erläuterung im Text.

Variationen werden durch Skalierung des Standardprofils nachgebildet, wobei der Wasserdampfsäulengehalt des skalierten Profils einer nun zu bestimmenden Kurve folgt.

Zur sinnvollen Modellierung dieser Kurve wurden mehrere Quellen zusammengetragen und in Abb. 5.12 dargestellt.

Der Wasserdampfsäulengehalt über Sodankylä ($67,42^{\circ}\text{N}$, $26,60^{\circ}\text{O}$), dem Kiruna nächstgelegenen Ort mit regelmäßigen Aufstiegen ballongetragener Radiosonden, wurde der globalen Klimatologie des niederschlagbaren Wasserdampfes der National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) entnommen [64]. Diese basiert auf langjährigen (1973-1995) Monatsmittelwerten.

Gustavsson führt wöchentliche Mittelwerte für ein Jahr (1992 / 93) an, die sich nach linearer Interpolation auf den Standort Kiruna aus täglichen Radiosondenmessungen der Orte Bodö ($65,83^{\circ}\text{N}$, $21,70^{\circ}\text{O}$) und Luleå ($65,58^{\circ}\text{N}$, $22,15^{\circ}\text{O}$) ergeben [18].

Kajikawa et. al. sammelten während zweier Kampagnen im Dezember und Januar 1996 / 97 bzw. 1997 / 98 Wasserdampfdaten mittels des WVR-1100 der Firma Radiometrics, einem bodengestützten Zweikanal-Total-Power-Radiometer, das bei 23,8 GHz und 31,4 GHz betrieben wird [30]. Diese am IRF durchgeführten Messungen besitzen eine sehr hohe zeitliche Auflösung von etwa 1 min.

Schließlich wurden auch die während der Meßkampagne 1998 mit dem Radiometer MIRA2 in Kiruna bestimmten Zenitopazitätswerte, die bei der Bestimmung des optimalen Elevationswinkels anfallen (Methode beschrieben in [38], S. 98 ff), in korrespondierende Wasserdampfsäulengehalte umgerechnet. Hierbei wurde aus Vorwärtsrechnungen mit einem Elevationswinkel von 90° und in 10%-Schritten ska-

lierten Standard H₂O-Profilen durch Interpolation der funktionelle Zusammenhang zwischen Zenitopazität und Wasserdampf ermittelt. Opazitätswerte fallen lediglich dann an, wenn in der Meßroutine die automatische Wahl des geeigneten Elevationswinkels aktiviert ist. Dies ist typischerweise nur bei günstigen Meßbedingungen der Fall, so daß hohe Säulengehalte im vorgestellten Datensatz systematisch fehlen!

Alle präsentierten Daten ergeben ein konsistentes Bild, wobei die starke Variabilität des Wasserdampfes durch die zeitlich hochaufgelösten Messungen deutlich hervortritt. Sicherlich ist es nicht sinnvoll, diese ohne Regelmäßigkeit auftretenden Fluktuationen in einer prinzipiellen Betrachtung zu berücksichtigen, verdecken sie doch letztendlich die systematischen Effekte. Als repräsentativer Verlauf des Wasserdampfsäulengehalts wird deshalb ein Polynomfit des langjährigen Monatsmittels der Sondendaten für Sodankylä angesehen, dessen Aussagekraft für den Standort Kiruna hinreichend durch die anderen Daten untermauert ist.

Bemerkenswert ist auch, daß sich die während der Meßkampagne 1998 vom IMK gesammelten Daten erstaunlich gut einfügen, obwohl sie eigentlich ein Nebenprodukt darstellen.

Auswertbarkeitsschwelle

Die auf den bisherigen Kampagnen gesammelte Erfahrung zeigt, daß die Signatur der ClO-Emissions-Messungen bei Zenitopazitäten $\tau_{\perp} > 0,5$ zu klein wird, um ausgewertet werden zu können. Dieser Opazitätswert korrespondiert mit 4,5 mm Wasserdampfsäule oder rund 60% des für alle Vorwärtsrechnungen verwendeten Wasserdampfprofils. Aus den synthetischen Spektren läßt sich für diese Bedingung ein Relativer Signaturkontrast von $\Sigma = 7,8 \cdot 10^{-5}$ ableiten, was im Rahmen dieser Arbeit ganz allgemein als Grenze für eine auswertbare Messung angesehen wird. Sicherlich ist solch eine Verallgemeinerung, die ausschließlich auf ClO-Emissionsmessungen und der Subjektivität des Auswerters basiert, nicht unproblematisch. Keinesfalls darf der angeführte Grenzwert deshalb als zwingend präzise und scharf angesehen werden. Er soll und kann jedoch helfen, die abstrakte Größe Σ besser einzuordnen.

5.4.2. Jahresverlauf des Relativen Signaturkontrasts von Chlormonoxid und Ozon

Basierend auf obigen Randbedingungen werden nun die Jahresverläufe der Relativen Signaturkontraste von 278-GHz-ClO und 273-GHz-Ozon evaluiert. Die Profile für Druck und Temperatur können nicht einem Jahresgang folgend bei der Vorwärtsrechnung skaliert werden (s. Abschnitt 5.3.2). Zur Abschätzung einer Variationsbreite sind die Berechnungen deshalb neben den mittleren Winter-Vortex Profilen auch für eine exemplarische Sommer-Höhenverteilung von Druck und Temperatur vorgenommen worden. Je nach Jahreszeit liegt der zu erwartende Σ -Wert näher an der einen oder der anderen Kurve. Die Emissionsmessung ist nicht an den Sonnenstand gebunden und unterliegt deshalb auch keiner tageszeitlichen Variation.

Abb. 5.14 führt die zugehörigen Sockeltemperaturen auf und bei den Emissionsmessungen zusätzlich den zugrundegelegten optimalen Elevationswinkel. Dieser kann naturgemäß nicht größer als 90° werden. Bei hohen Wasserdampfsäulengehalten, wie sie im Sommer zu erwarten sind, und damit verbundenen äußerst schlechten

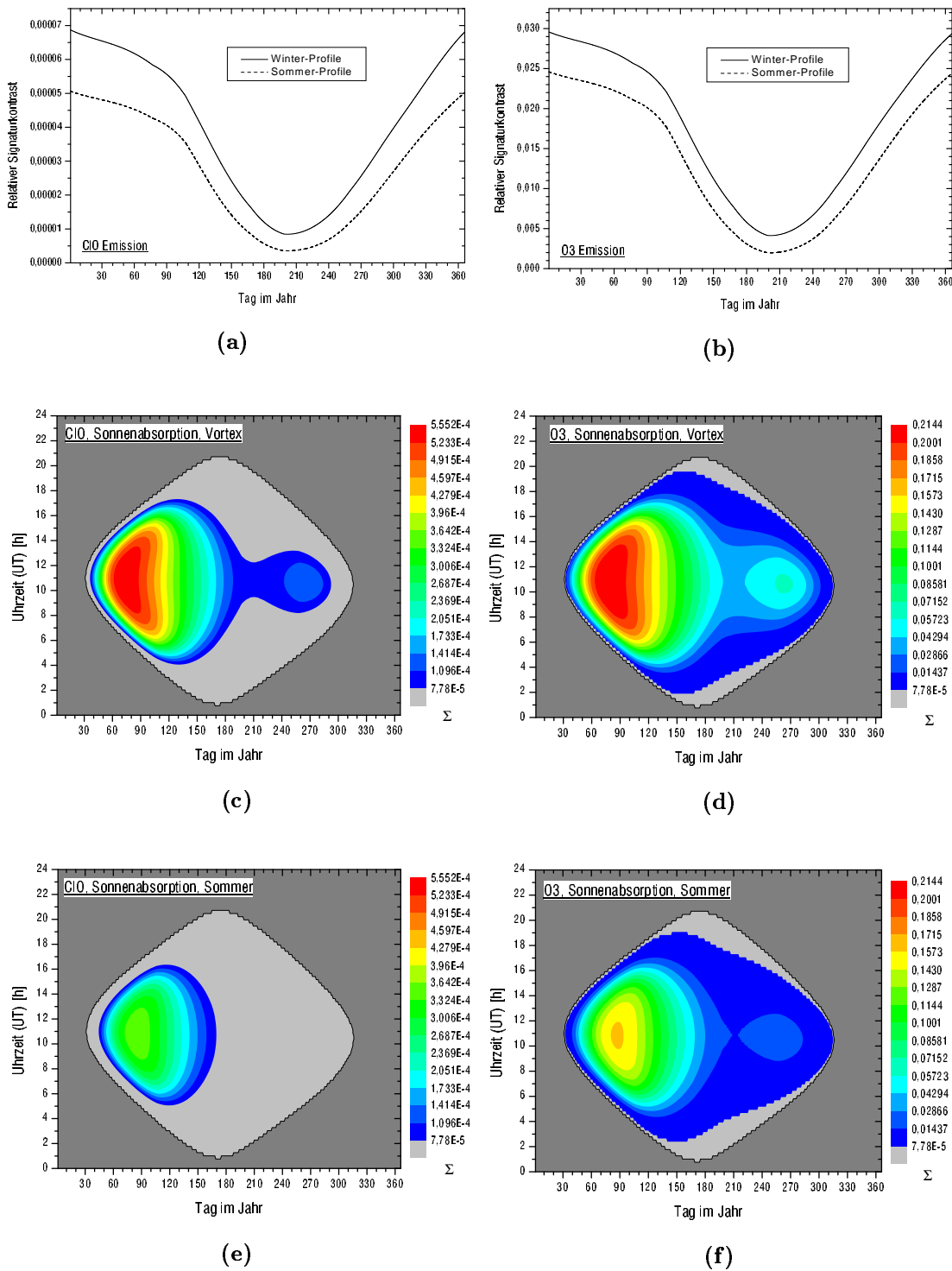


Abb. 5.13.: Simulierter Jahresverlauf des Relativen Signaturkontrasts für ClO (a) und Ozon (b). Von oben nach unten: (Emissionsmessung, Absorptionsmessung mit Vortexbedingungen, Absorptionsmessung mit p-T-Profilen für Sommer. In (c)-(f) steht während der durch dunkelgraue Farbe markierten Zeiten die Sonne für Messungen nicht zur Verfügung (Sonnenhöhe < 5°), der hellgraue Bereich bezeichnet Perioden, in denen die Auswertbarkeitsschwelle unterschritten wird.

Meßbedingungen wird dieser Grenzwinkel erreicht.

Die Auswertbarkeitsgrenze von $\Sigma = 7,8 \cdot 10^{-5}$ wird bei den simulierten Jahresverläufen des Relativen Signaturkontrasts für ClO-Emissionsmessung jederzeit unterschritten. Dies heißt allerdings nicht, wie durch erfolgreiche Meßkampagnen erwiesen, daß eine Beobachtung der 278-GHz-ClO-Signatur generell nicht möglich sei. Die Begründung für dieses Ergebnis liegt in der zeitlichen Mittelung der Wasserdampfsäulengehalte, welche die Variabilität verdeckt. Tatsächlich werden im Winter auch Meßbedingungen angetroffen, die Σ -Werte oberhalb der Schwelle zulassen. Andererseits bedeutet ein großes Σ in der Simulation natürlich nicht zwingenderweise, daß in der Realität gute Spektren gemessen werden können. Insbesondere sind starke Bewölkung und Niederschlag in keinster Weise in den Berechnungen berücksichtigt. Die Ozon-Emissionsmessungen sind offensichtlich, auch bei Zugrundelegung mittlerer H₂O-Profile, ganzjährig möglich. In den Darstellungen der Absorptionsmessungen sind die Bereiche, bei denen die Auswertbarkeitsschwelle nicht erreicht wird, hellgrau unterlegt.

5.5. Technische Realisierung

Für eine Anwendung der Absorptionsmessung durch das Radiometer MIRA2 sind praktische Aspekte zu berücksichtigen, die im Folgenden erörtert werden.

5.5.1. Auswirkung des Öffnungswinkels der Antennenkeule

Bei den oben angeführten Betrachtungen zur Absorptionsmessung wurde bisher davon ausgegangen, daß die Empfangskeule vollständig von der Strahlungsquelle ausgefüllt wird. Diese Voraussetzung ist, wie sich im folgenden zeigen wird, bei den kleinen Antennenaperturen der bisher vom IMK betriebenen Radiometer nicht erfüllt. Vielmehr sieht das Gerät neben dem Himmelskörper selbst auch noch um diesen herum einen Anteil des kosmischen Hintergrundes. Die so gemessenen Spektren stellen ein Mischprodukt zwischen einer Absorptions- und einer Emissionsmessung dar. Die hieraus resultierenden Konsequenzen werden im Folgenden betrachtet.

Der von der Erde zu beobachtende *scheinbare Durchmesser* der Sonne variiert aufgrund der ellipsenförmigen Umlaufbahn der Erde zwischen 31,5 und 32,5 Bogenminuten.¹² Der Mond Durchmesser ist ebenfalls nicht konstant und beträgt zwischen 29,3 und 33,5 Bogenminuten. Beide Himmelskörper erscheinen demnach mit einer Ausdehnung von rund 0,5°. ¹³ Dem gegenübergestellt ist eine Antennencharakteristik in Form einer Gaußschen Grundmode, die nach der Fernfeldnäherung (2.36) für eine bestimmte Wellenlänge einen Öffnungswinkel aufweist, der allein durch

¹²Der scheinbare Sonnendurchmesser im Millimeterwellenbereich unterscheidet sich geringfügig von dem im sichtbaren Wellenlängenbereich. So gibt [9] an, daß der Sonnenhorizont bei einer Wellenlänge $\lambda = 0,85$ mm um 3380 ± 140 km oberhalb dem im sichtbaren Bereich liegt. Bei einem Sonnenradius am Äquator von 695000 km ist dieser Effekt für die hier angestellten Überlegungen aber irrelevant.

¹³Die scheinbar gleiche Größe, die eine totale Sonnenfinsternis ermöglicht, ist einer bemerkenswerten Koinzidenz zu verdanken: Der Mond besitzt mit 3500 km zwar einen deutlich geringeren Durchmesser als die Sonne ($1,4 \cdot 10^6$ km), doch ist seine Entfernung zur Erde im Vergleich zur Sonne dafür um das gleiche Verhältnis (400) kleiner.

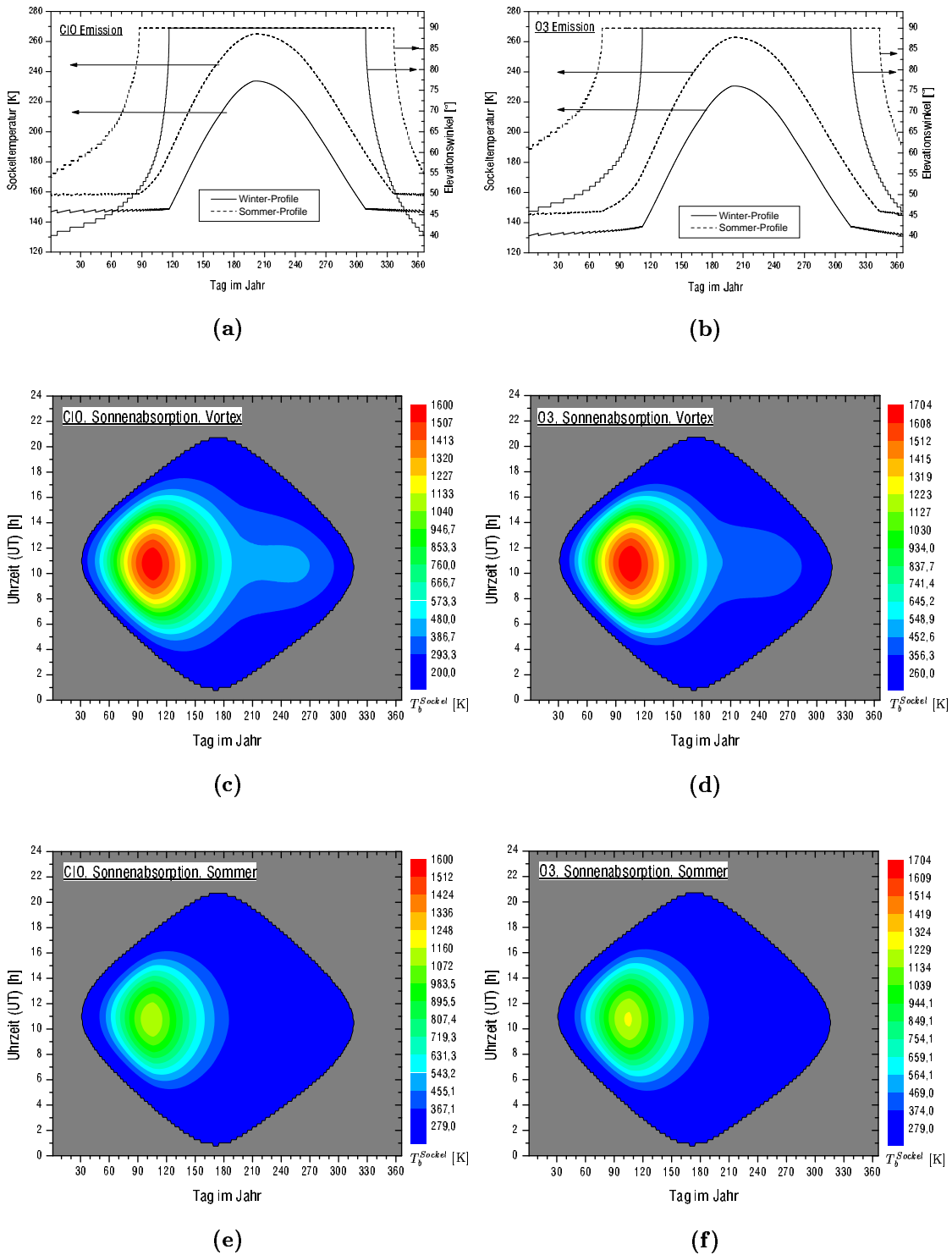


Abb. 5.14.: Die zu den in 5.13 abgebildeten Simulationsergebnissen korrespondierenden Sockeltemperaturen (und optimalen Elevationswinkel der Emissionsmessung) für CIO (links) und Ozon (rechts). Von oben nach unten: (Emissionsmessung, Absorptionsmessung mit p-T-Profilen für Winter, Absorptionsmessung mit p-T-Profilen für Sommer.

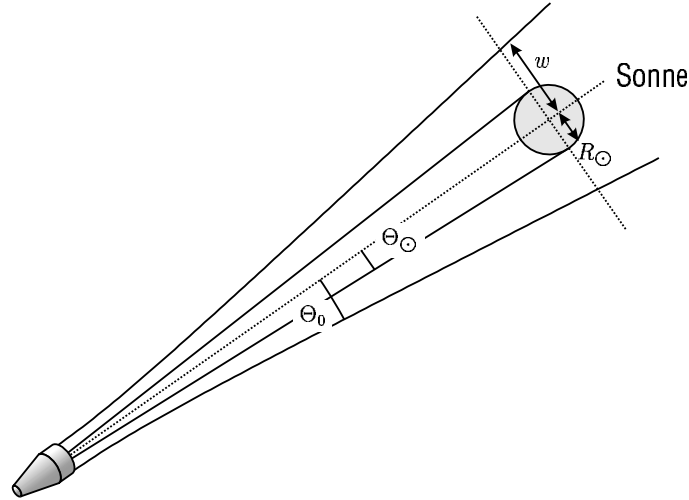


Abb. 5.15.: Die Antennenkeule bei Absorptionsmessung.

den Strahltaillen-Radius w_0 festgelegt ist. Für MIRA2d, bei dem der Empfangsstrahl $w_0=13$ mm ist, ergibt dies für die CIO-Frequenz einen Öffnungswinkel (halber Durchmesser des Gaußstrahls) von $\Theta_0 = 1,51^\circ$. Die Sonnenscheibe füllt die Empfangskeule folglich nur zu einem kleinen Teil aus. Die vom Empfänger detektierte Leistung T_b^{detekt} setzt sich deshalb aus zwei Anteilen zusammen: der Helligkeitstemperatur T_b^{abs} , die durch Messung auf die Sonnenscheibe zustande kommt, und die Helligkeitstemperatur T_b^{emis} , welche durch den Blick auf den kosmischen Hintergrund verursacht ist. Die Anteile werden durch die Faktoren F bzw. $1 - F$ gewichtet.

$$T_b^{detekt} = F T_b^{abs} + (1 - F) T_b^{emis} \quad (5.7)$$

T_b^{abs} und T_b^{emis} können in der Form von (5.1) dargestellt werden, wobei sie sich lediglich in ihrer Hintergrundtemperatur T_{Sonne} bzw. T_{cos} unterscheiden. Es folgt:

$$T_b^{detekt} = \underbrace{[F T_{Sonne} + (1 - F) T_{cos}]}_{:=T_{b\infty}^{eff}} e^{-\tau_\nu(h_\infty)} + T_{Emi} \quad (5.8)$$

Das zusammengesetzte Spektrum T_b^{detekt} kann somit ebenfalls in Form von (5.1) geschrieben werden, falls eine effektive Hintergrundtemperatur $T_{b\infty}^{eff}$ in obiger Weise definiert wird. $T_{b\infty}^{eff}$ ist demnach diejenige Hintergrundtemperatur, welche eine Strahlungsquelle im Falle einer von dieser gänzlich ausgefüllten Empfangskeule haben müßte, um am Boden das gleiche T_b^{detekt} zu messen, wie bei der nicht vollkommen abgedeckten Keule.

Der Faktor F , der nicht nur den Grad der Strahlabdeckung, sondern auch die variierende Wichtung, je nach Position im Strahl, berücksichtigt, ist identisch mit $F(R)$ aus (2.38). Der Sonnenradius R_\odot relativ zum Strahlradius w , ergibt sich (vgl. Abb. 5.15) zu:

$$\frac{R_\odot}{w} = \frac{\tan(\Theta_\odot)}{\tan(\Theta_0)} \quad (5.9)$$

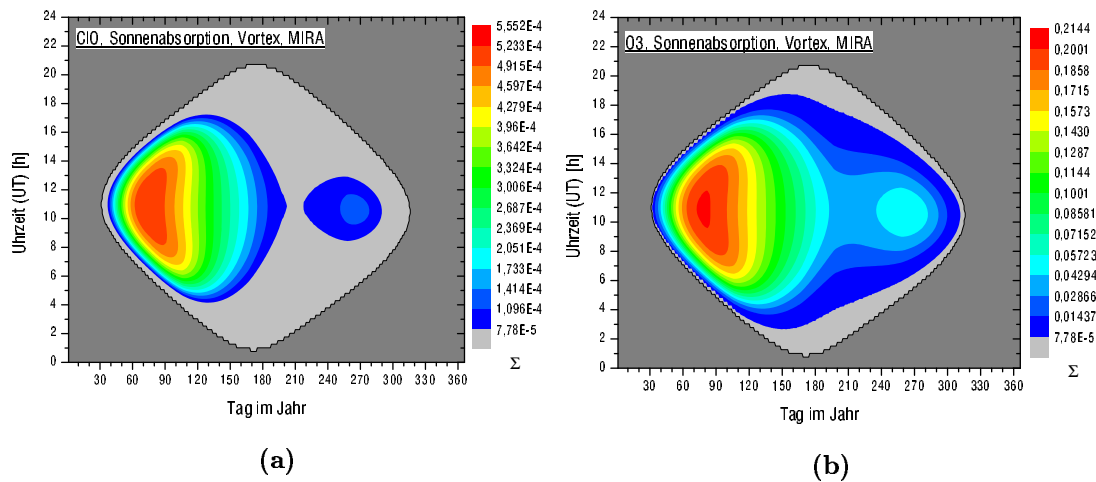


Abb. 5.16.: Simulierter Jahresverlauf des Relativen Signaturkontrasts für CIO- (a) und Ozon-Absorptionsmessung (b) mit der MIRA-Absorptionsantenne bei Vortexbedingungen. Während der durch dunkelgraue Farbe markierten Zeiten steht die Sonne für Messungen nicht zur Verfügung (Sonnenhöhe $< 5^\circ$), der hellgraue Bereich bezeichnet Perioden, in denen die Auswertbarkeitsschwelle unterschritten wird.

Im Falle eines Sonnendurchmessers von $\Theta_{\odot}/2 = 0,53^\circ$ ist der Sonnenradius nur etwa 18% des Strahlradius und die effektive Hintergrundtemperatur für eine Frequenz von 278 GHz berechnet sich nach (5.8) zu lediglich $T_{b\infty}^{eff} = 368 K$ und ist damit nur geringfügig höher als die Helligkeitstemperatur des Vollmondes (s. Abschnitt 5.2.3). Aus dem schon bei der Besprechung von Absorptionsmessungen gegen den Mond genannten Grund ist diese Hintergrundtemperatur zu gering, als daß sich im Vergleich zur Emissionsmessung ein größerer Relativer Signaturkontrast ergeben würde.

Um tatsächlich von den Absorptionsmessungen profitieren zu können, wurde ein neues Periskop entwickelt, dessen Antennenkeule eine Strahltaile von 78,5 mm und einen Öffnungswinkel von $\Theta = 0,25^\circ$ (bei 278 GHz) aufweist. $T_{b\infty}^{eff}$ wird bei einer solaren Absorptionsmessung dann 5462 K und erreicht damit 90% der Hintergrundtemperatur der Sonne. Diese Werte sind ein Kompromiß zwischen genügend schmaler Empfangskeule einerseits und einer noch handhabbaren mechanischen Dimensionierung andererseits. Der letzte fokussierende Spiegel der Antenne für Absorptionsmessungen besitzt bereits einen Durchmesser von rund 32 cm. Abb. 5.16 zeigt den simulierten Jahresverlauf des Relativen Signaturkontrasts bei Verwendung dieser Antenne. Der Unterschied zu Abb. 5.13, bei der davon ausgegangen wurde, daß nur der Himmelskörper und keine Teile des kosmischen Hintergrundes für das Meßgerät sichtbar sind, ist erwartungsgemäß nicht gravierend.

5.5.2. Balancierte Absorptionsmessungen

Die bisherigen Ausführungen sind von zweipunktkalibrierten Messungen ausgegangen. Diese sind jedoch, wie schon in Abschnitt 2.6.2 dargelegt, mit Nichtlinearitäts-

fehlern behaftet, die umso größer werden, je weiter die Intensität des Meßobjekts von der der Kalibrationslasten entfernt ist. Ein Blick auf die Sockeltemperaturen, die bei Absorptionsmessungen gegen die Sonne anzunehmen sind (s. Abb. 5.13) und Werte bis 1700 K erreichen, läßt erhebliche Abweichungen erwarten.

Ein balancierter Arbeitsmodus mittels der variablen internen Kalibrationslast, wie er bisher erfolgreich bei Emissionsmessungen zur Anwendung kam, ist für eine Sonnenabsorptionsmessung nicht geeignet: Die höchste noch einzustellende Helligkeitstemperatur der Referenz wird durch die warme Mischlast (ca. 300 K) festgelegt. Ein erweiterter Einsatzbereich ergäbe sich bei Erhöhung dieser Temperatur, doch stellt sich die Frage nach einer geeigneten Referenzquelle. Bei Realisierung mittels eines Schwarzkörpers ist ein Absorbermaterial zu finden, das genügende spektrale Glattheit bei gleichzeitiger Beständigkeit gegenüber hohen Temperaturen aufweist. Zusätzlich muß die aufgrund von Heizung und Isolierung wachsende Dimensionierung handhabbar bleiben. Denkbar ist auch der Betrieb einer aktiven Rauschquelle wie beispielsweise einer Rauschdiode. Hierbei ist allerdings mit einer schlechten Strahlanpassung zu rechnen, die zu unerwünschten spektralen Artefakten führen würde. Gelänge es, eine geeignete Referenzlast mit genügend hoher Ausgangsintensität bereitzustellen, dann wäre das Prinzip der Balancierung mit einer durch ein Drehgitter realisierten Mischlast auch bei Absorptionsmessungen anwendbar. Eine solche Last konnte jedoch im Rahmen der Arbeit nicht beigelegt werden.

Es soll deshalb ein alternativer Weg beschrieben werden, der eine balancierte Absorptionsmessung mittels der schon für die Mischlast vorhandenen Komponenten ermöglicht und ganz allgemein bei der präzisen Bestimmung sehr hoher Strahlungsintensitäten von großer Bedeutung sein könnte: Anstatt die Intensität der Referenzlast durch Erhöhung auf den Wert des Signals anzupassen, kann ein Abgleich auch durch Dämpfung der atmosphärischen Strahlung auf eine niedrigere Referenzgröße erzielt werden. Zu diesem Zwecke soll das in Abschnitt 3.7 vorgestellte quasioptische Dämpfungsglied Verwendung finden.

Weil dieses Element eine Eigenrauschleistung T_{Rausch}^{Daemp} , wie sie durch (3.23) beschrieben wird, aufweist, führt dessen Einfügen in den Strahlengang zu einer Erhöhung der gesamten Empfängerrauschtemperatur vom ursprünglichen Wert T_{rec} auf T_{rec}^* :

$$T_{rec}^* = T_{Rausch}^{Daemp} + \mathcal{L} T_{rec} = (\mathcal{L} - 1) T_{Term} + \mathcal{L} T_{rec} \quad (5.10)$$

T_{Term} ist die Helligkeitstemperatur der Terminationslast des quasioptischen Dämpfungsglieds. Die erste Identität repräsentiert ganz allgemein die Rauschtemperaturänderung bei Vorschaltung eines Abschwächers mit dem Dämpfungsfaktor \mathcal{L} (vgl. [70], S. 350 ff). \mathcal{L} ist im Falle einer Balance stets so zu wählen, daß das Ausgangssignal T_{Aus} des quasioptischen Dämpfungsglieds der Helligkeitstemperatur T_{ref} der Referenzlast gleicht ($T_{Aus} = T_{ref}$). Ausgehend von (3.19) und unter Anwendung der Identität $T_{Term}^{hor} = T_{Term}(1 - 1/\mathcal{L})$, welche sich aus (3.20) und der Definition von T_{Term}^{hor} in (3.13) ableitet, ergibt sich dann die Abgleichbedingung

$$\mathcal{L} \stackrel{!}{=} \frac{T_b^{Sockel} + T_{Term}}{T_{Ref} - T_{Term}} \quad (5.11)$$

Es ist klar, daß ein Abgleich zwischen dem mit Signaturen versehenen Spektrum und dem spektral glatten Referenzsignal nicht gleichzeitig bei allen Frequenzen be-

liebzig genau möglich ist. In (5.11) wird deshalb die Sockeltemperatur T_b^{Socket} als zu balancierende Größe angenommen.

Die erhöhte Empfängerrauschtemperatur T_{rec}^* schlägt sich in einer Verringerung des Signal/Rauschverhältnisses und definitionsgemäß auch in einer Verringerung des Relativen Signaturkontrasts nieder. Letztere ist für $T_{Term} = 93$ K und $T_{Ref} = 300$ K in Abb. 5.17, analog zu Abb. 5.13, für verschiedene Meßbedingungen aufgetragen. Dennoch bleibt eine mittels Dämpfungsglied balancierte Sonnenabsorptionsmessung offensichtlich in vielen Fällen einer Emissionsmessung überlegen.

Wie schon für eine zweipunktkalibrierte Messung (Abbildung 5.13) kann der Jahresverlauf von Σ auch für eine balancierte Sonnenabsorptionsmessung berechnet werden (s. Abbildung 5.19). Zumindest im Frühjahr zeichnet sich eine Zeitspanne ab, während der gute Messungen zu erwarten sind. Dies macht es wahrscheinlich, daß zukünftige Winter/Frühjahr-Meßkampagnen bei Einsatz dieser neuen, obig geschilderten Methode, deutlich in Richtung Sommer ausgedehnt werden können.

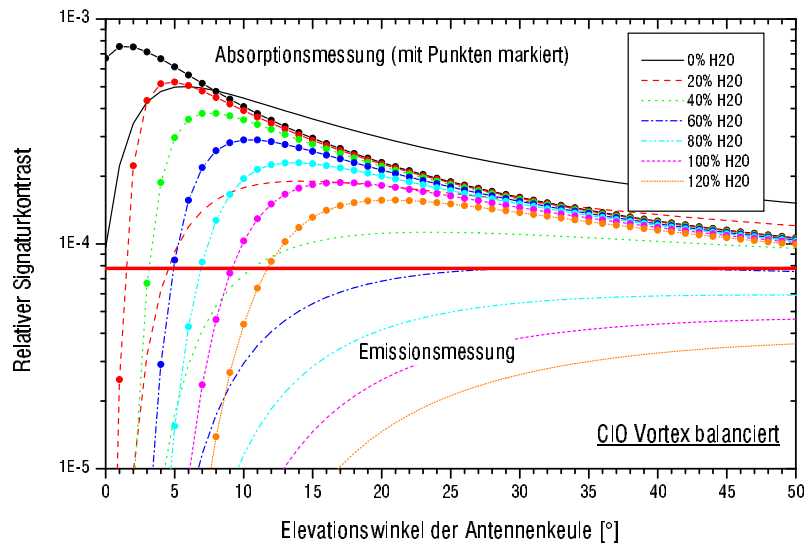
5.6. Erste Absorptionsmessungen

In Abschnitt 5.5.1 konnte deutlich gemacht werden, daß das Azimut-Elevations-Periskop von MIRA2d/e mit einer Strahltaile des aus der Atmosphäre einkoppelnden Gaußstrahls von $w_0 = 13$ mm eine zu breite Antennenkeule bedingt, als daß eine Absorptions- der entsprechenden Emissionsmessung überlegen wäre. Dennoch wurden, weil die stärker fokussierende Antenne für Absorptionsmessungen noch nicht zur Verfügung stand, erste Tests in Absorptionsgeometrie im Januar/Februar 2000 am Rande der Kampagnenaktivitäten in Kiruna mit diesem Periskoptyp improvisiert. Ziel dieser Messungen war, die bisher angestellten grundsätzlichen Überlegungen zu überprüfen.

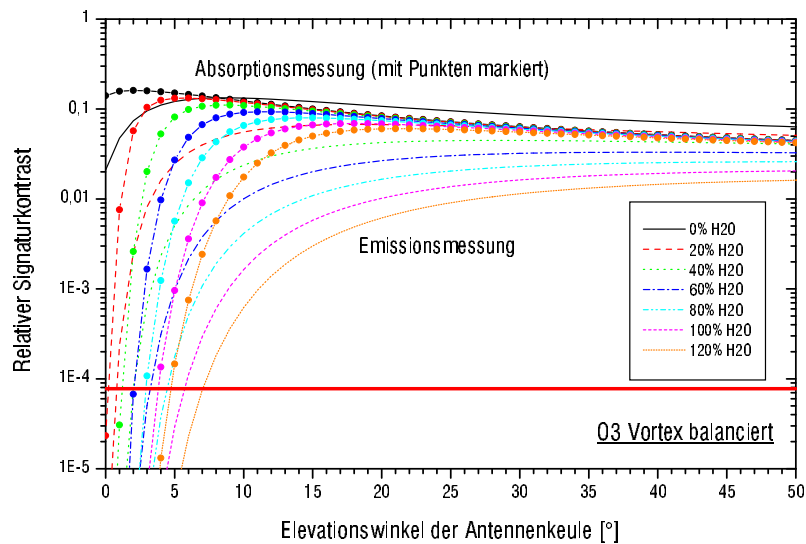
Um das Periskop auf den Himmelskörper ausrichten zu können, wurde mittels einer etwa 50 cm langen Papprohre, durch die hindurch von der Seite über einen Umlenkspiegel geblickt werden konnte, eine Visiereinrichtung parallel zur Antennenkeule am Periskopkopf montiert. Nach Deaktivierung der Servosteuerung wurde so eine manuelle Nachführung des Periskops ermöglicht. Für die blendfreie Beobachtung der Sonne standen *Graufilter* zur Verfügung.

Während je etwa zehnminütiger Zeitintervalle erfolgten zweipunktkalibrierte Messungen auf den Mond bzw. auf die Sonne sowie Emissionsmessungen unter gleichem Elevations- jedoch genügend unterschiedlichem Azimutwinkel, um eine Einflußnahme durch die Strahlung des Himmelskörpers auszuschließen. Anschließend wurde die Differenz zwischen den in Absorption und Emission gemessenen Spektren gebildet. Das System war auf die stärkste von MIRA2 detektierbare Ozonlinie bei 273 GHz eingestellt.

Die Mondmessung erfolgte am 20.01.2000 um etwa 19:30 Uhr Lokalzeit (UT+1). Es herrschte zu diesem Zeitpunkt Vollmond (Illumination 99,8%), der bei aufgelockerter Bewölkung unter einem Elevationswinkel von 30° zu beobachten war. Abb. 5.20 (a) und (b) zeigen ein in Absorption gemessenes Spektrum, ein Emissionsspektrum bei gleichem Elevationswinkel sowie die Differenz beider Spektren. Durch Vorwärtsrechnungen, denen p-, T- und O₃-Profile vom Observationstag zugrunde liegen, wurden außerdem die theoretisch zu erwartenden spektralen Helligkeitstem-



(a)



(b)

Abb. 5.17.: Vergleich des Relativen Signaturkontrasts der 278-GHz-C10- (a) und 273-GHz-O₃-Signatur (b) für Emissions- und balancierte Sonnenabsorptionsmessungen (zur besseren Unterscheidbarkeit mit Punkten markiert) bei verschiedenen Elevationswinkeln und unterschiedlichen Wasserdampfgehalten, gültig für Vortex-Bedingungen. Ebenfalls eingezeichnet ist die Auswertbarkeitschwelle bei $8 \cdot 10^{-5}$.

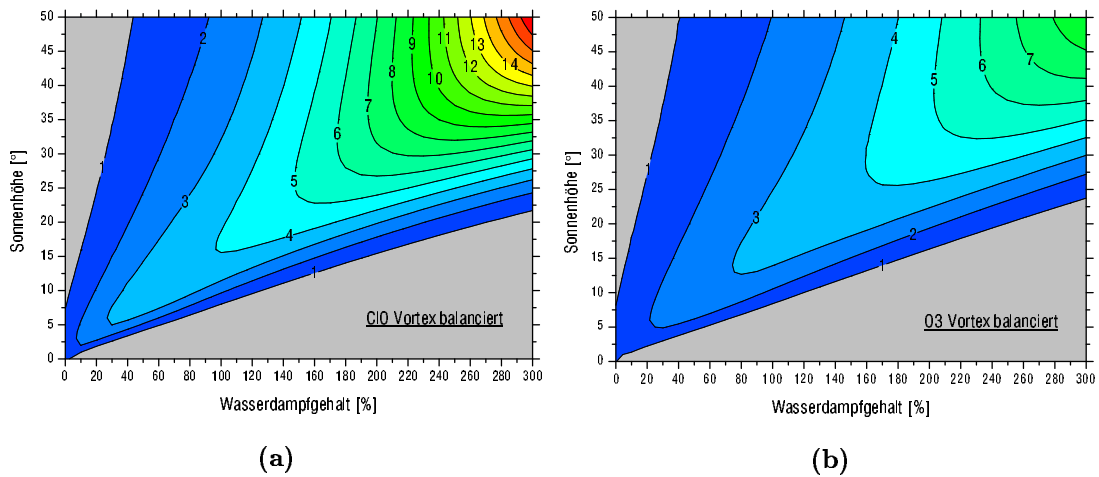


Abb. 5.18.: Faktor, um den die balancierte Sonnenabsorptionsmessung mittels Dämpfungsglied bezüglich des Relativen Signaturkontrasts einer Emissionsmessung überlegen ist, in Abhängigkeit von der Sonnenhöhe (entspricht dem Elevationswinkel der Antennenkeule bei der Absorptionsmessung) und dem Wasserdampfskalierungsfaktor ((a) ClO, (b) O₃). Die Berechnungen sind gültig für Vortexbedingungen ohne Chloraktivierung.

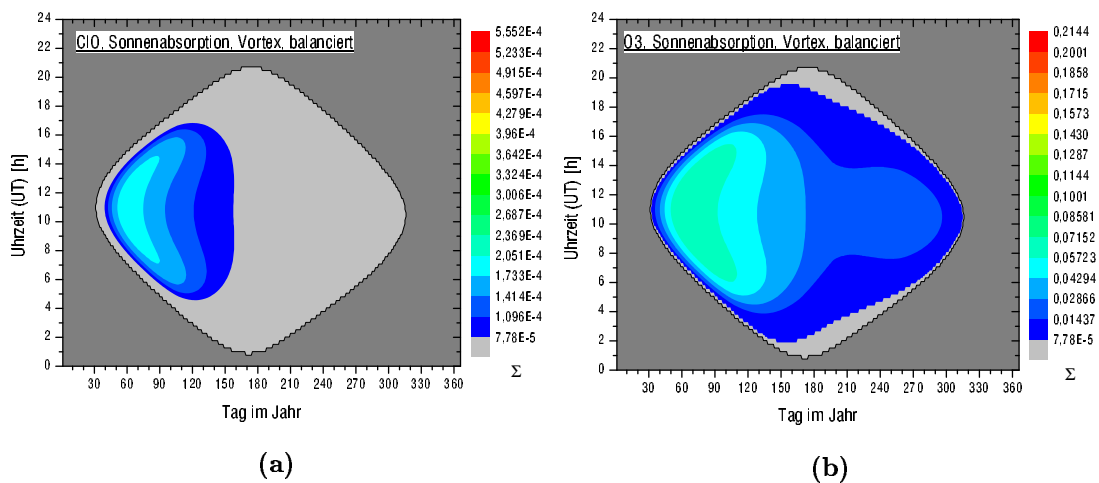


Abb. 5.19.: Simulierter Jahresverlauf des Relativen Signaturkontrasts für balancierte ClO- (a) und Ozon-Sonnenabsorptionsmessungen (b) bei Vortex-Bedingungen. Während der mit dunkelgrauer Farbe markierten Zeiten steht die Sonne für Messungen nicht zur Verfügung (Sonnenhöhe < 5°), der hellgraue Bereich bezeichnet Perioden, in denen die Auswertbarkeitsschwelle unterschritten wird.

peraturverläufe bestimmt. Ausgehend von einer gaußförmigen Antennenkeule mit $w_0 = 13$ mm und einer Helligkeitstemperatur des Mondes nach Abschnitt 5.2.3 wurde hierbei die effektive Hintergrundtemperatur als $T_{b\infty}^{eff} = 26,4$ K angenommen. Ein passender Skalierungsfaktor für das Standard-H₂O-Profil ergibt sich aus der geforderten Übereinstimmung des theoretischen und gemessenen Helligkeitstemperatursockels am Rand der Signatur bei Emissionskonfiguration.

Abb. 5.20 (c) und (d) zeigen die entsprechenden Spektren einer Sonnenabsorptionsmessung vom 02.02.2000 (Beginn: 12:19 Uhr Lokalzeit). Die Sonnenhöhe betrug lediglich 5,4°. Das Beobachtungsgebiet war wolkenlos. Als effektive Hintergrundtemperatur wurde für die Vorwärtsrechnungen $T_{b\infty}^{eff} = 368$ K angesetzt. Wiederum wurden aktuelle Höhenprofile für Ozon, Druck und Temperatur bei der Simulation verwendet.

Es ist augenfällig, daß die in Absorption gemessenen Spektren einen geringeren Absorptionsanteil aufweisen, als dies theoretisch zu erwarten wäre. Im Falle der Sonnenmessung wird sogar anstatt der berechneten Absorptions- nur eine Emissionslinie empfangen. Gerade letzterer Effekt ist ausschließlich durch einen Unterschied in der effektiven Hintergrundtemperatur zu erklären. Um im simulierten Spektrum eine ähnliche Signatur wie die detektierte zu erhalten, müßte $T_{b\infty}^{eff}$ anstatt der angenommenen 368 K auf etwa 130 K reduziert werden. Als Ursache der Diskrepanz ist vor allem die mangelhafte Zentrierung des Himmelsobjekts bezüglich der Antennenkeule anzusehen (ungenügende Präzision bei der manuellen Periskopnachsführung und eventuell unterschiedliche Meß- und Visierichtung). Außerdem ist die bisher als gaußförmig angenommene Antennenkeule noch nicht ausgemessen worden. Abweichungen von dieser Form würden ebenfalls ein modifiziertes $T_{b\infty}^{eff}$ nach sich ziehen. Denkbare Änderungen des typischerweise sehr variablen troposphärischen Wasserdampfgehalts, die sich zwischen Absorptions- und Emissionsmessung ergeben, wirken sich nur durch eine Skalierung der spektralen Signatur sowie einen unterschiedlichen breitbandigen Emissionssockel aus und erklären insbesondere die beobachtete Abweichung zwischen der solaren Absorptionsmessung und dem berechneten Spektrum nicht.

Die präsentierten Ergebnisse bestätigen die Größenordnung der bei Absorptionsmessung vorhergesagten Effekte, führen aber auch die dringende Notwendigkeit einer automatischen Himmelskörperrachsführung der Antennenkeule vor Augen. Deren Realisierung mit einer Quadrantenphotodiode ist in Vorbereitung und wird noch im Sommer 2000 in Testbetrieb gehen. Erst dann ist eine tiefere Untersuchung einer eventuell verbleibenden Abweichung zwischen Theorie und Messung möglich. Aufschlußreich wird zukünftig vor allem der Einsatz der momentan noch im Bau befindlichen Antenne für Absorptionsmessungen sein.

5.7. Zusammenfassung und Bewertung

Abschließend werden die wichtigsten Ergebnisse der Untersuchung bzgl. ClO- und O₃-Absorptionsmessungen zusammengefaßt und eine Bewertung ihrer Relevanz für Messungen mittels MIRA2 gegeben.

- Als Maß, wie deutlich sich eine Signatur über den verrauschten Untergrund im zu messenden Spektrum erhebt, wurde der Relative Signaturkontrast Σ einge-

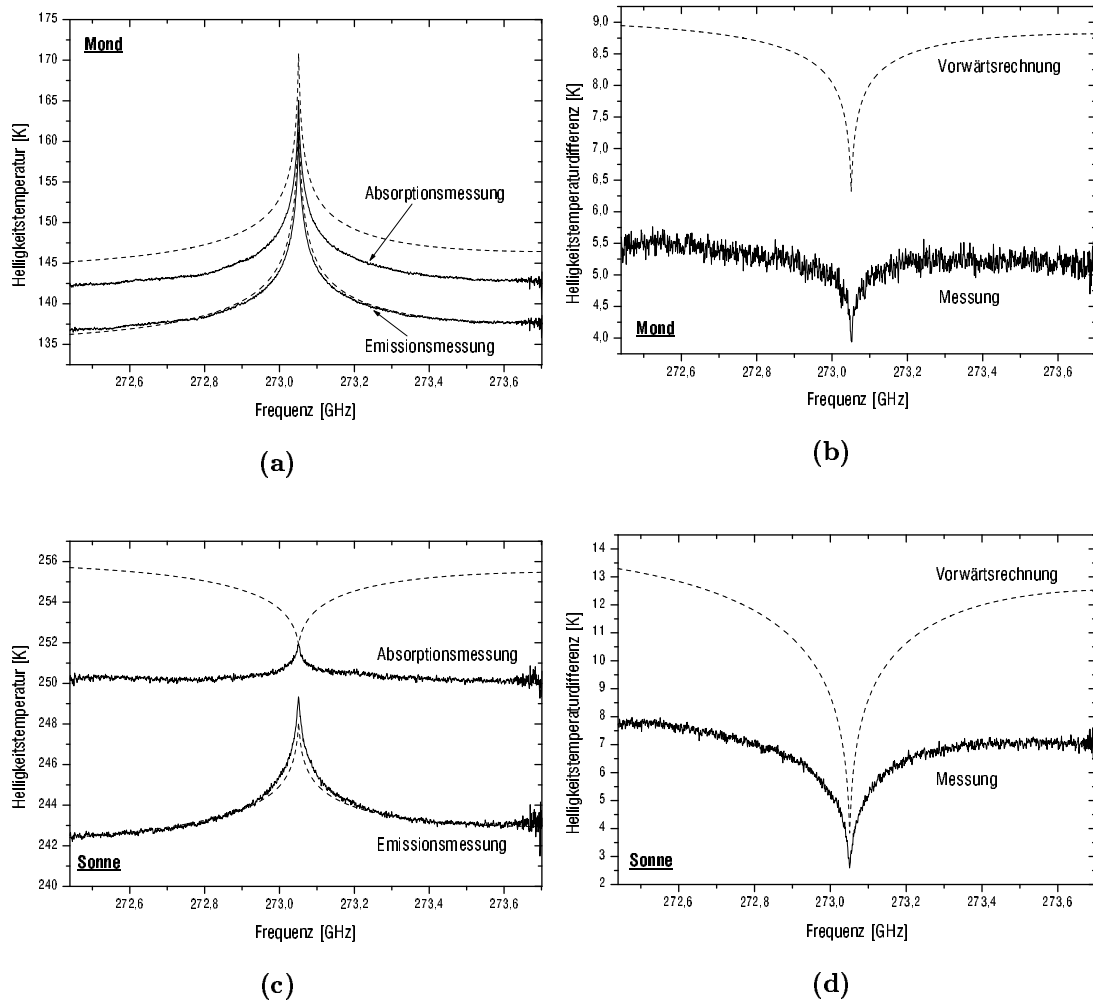


Abb. 5.20.: Erste improvisierte Absorptionsmessungen in Kiruna mit MIRA2e und vergleichende Emissionsmessungen unter jeweils gleichem Elevationswinkel. Als spektrale Signatur wurde die starke Ozonlinie bei 273 GHz gewählt, die Messzeit beträgt jeweils ca. 10 min. (a): Vollmondmessung vom 20.01.2000, 19:30 Lokalzeit, mit 30° Elevationswinkel. (c) Solare Messung vom 02.02.2000, 12:19, mit $5,4^\circ$ Sonnenhöhe. (b) und (d) stellen die zugehörigen Differenzspektren zwischen Absorptions- und Emissionsmessung dar. Durchgezogene Linien repräsentieren die Messungen, gestrichelte Linien kennzeichnen die durch Vorwärtsrechnung prognostizierten Spektren. Weitere Erläuterung im Text.

führt. Er ist proportional zum Signal / Rausch-Verhältnis, berücksichtigt die Eigenrauschleistung des Empfängers, die je nach Detektionsmodus variieren kann und eignet sich somit für einen Vergleich verschiedener Meßkonfigurationen. Anhand einer Vielzahl synthetisierter Spektren, die mit dem am IMK für Millimeterwellen verwendeten Vorwärtsmodell berechnet wurden, ließen sich für den Standort Kiruna typische atmosphärische Zustände und Meßgeometrien simulieren. Dies ermöglicht einen Vergleich zwischen Absorptions- und Emissionsmessungen der 278-GHz-ClO-Signatur und der 273-GHz-O₃-Linie.

- Mit einer Überlegenheit der Absorptions- gegenüber der Emissionsmessung ist nur zu rechnen, wenn die Hintergrundstrahlungsquelle eine Helligkeitstemperatur $T_{b\infty}$ größer als 450 K besitzt. Absorptionsmessungen gegen den Mond ($T_{b\infty} < 350$ K) erfüllen dieses Kriterium im Gegensatz zu Sonnenabsorptionsmessungen ($T_{b\infty} \sim 6100$ K) nicht.
- Zweipunktkalibrierte Sonnenabsorptionsmessungen in Kiruna sind für Elevationswinkel größer rund 20° einer Emissionsmessung immer überlegen (vgl. Abb. 5.10). Mit abnehmendem Wasserdampfgehalt der Atmosphäre verschiebt sich der Grenzwinkel bis hin zu 0°. Bei höchstmöglichem Sonnenstand in Kiruna und sehr hohen Wasserdampfgehalten kann der Relative Signaturkontrast der Absorptionsmessung im Falle von ClO bis zu einem Faktor 20 höher sein als der der Detektion in Emission. Dieser Wert ist sogar zu quadrieren, sollen die Integrationszeiten zum Erzielen einer bestimmten Intensitätsauflösung verglichen werden. Ähnliche Aussagen treffen für die balancierte Sonnenabsorptionsmessung zu, jedoch ist die Überlegenheit der der Absorptionsmessung weniger stark ausgeprägt und bei Wasserdampfgehalten unter 40% des Standardprofils kann ev. die Emissionsmessung vorteilhafter sein (vgl. Abb. 5.18).
- Für den Standort Kiruna wurde der Jahresverlauf des Relativen Signaturkontrasts unter Berücksichtigung des Sonnenstands und der Variation des mittleren Wasserdampfsäulengehalts der Atmosphäre für zweipunktkalibrierte Absorptions- und Emissionsmessungen simuliert. Um die durch Abweichung von den Standardprofilen für Druck und Temperatur zu erwartende Schwankungsbreite abzuschätzen, wurden die Berechnungen sowohl für Winter-Vortex- als auch für typische Sommerbedingungen durchgeführt. Für ClO sind vor allem im Frühjahr, bei günstigen Bedingungen zur Mittagszeit eventuell auch im Sommer und Herbst auswertbare Absorptionsmessungen zu erwarten. Eine Überlegenheit gegenüber der Emissionsgeometrie wird in diesen Zeiträumen offensichtlich. Ozon kann praktisch immer wenn die Sonne sichtbar ist detektiert werden.
- Es wurde gezeigt, daß Absorptionsmessungen mit dem Radiometer MIRA2 nur erfolgversprechend sind, falls die Empfangskeule genügend schmal ist. Um dieses Kriterium bei gleichzeitiger Sonnenverfolgung zu erfüllen, wurde eine neue Antenne entwickelt.
- Die Sockeltemperatur kann bei Messung in Absorption Werte bis 1700 K erreichen. Es wurde erkannt, daß bei solch hohen Intensitäten eine balancierte Kalibration mit herkömmlichen Verfahren nicht realisierbar ist. Um dennoch

die anderenfalls erheblichen, durch Nichtlinearitäten entstehenden Fehler zu vermeiden, wurde ein Balancierungskonzept vorgestellt, welches auf einem quasioptischen Dämpfungsglied basiert. Trotz Anwachsens der Empfänger-rauschktemperatur und einhergehender Verschlechterung des Signal / Rausch-Verhältnisses sind in dieser Konfiguration im Frühjahr gute Messungen zu erwarten. MIRA2 wurde so umgerüstet, daß es künftig auch in diesem Meßmodus eingesetzt werden kann.

- Insgesamt lassen die in diesem Kapitel durchgeführten Untersuchungen erwarten, daß Absorptionsmessungen gegen die Sonne eine attraktive Ergänzung zur jetzigen Emissionskonfiguration darstellen. Zukünftige CIO-Wintermeßkampagnen könnten hierdurch ein bis zwei Monate in Richtung Sommer verlängert werden. MIRA2 wurde für den Betrieb in beiden Meßgeometrien ausgebaut; ein Wechsel ist mit dem manuellen Umsetzen eines Planspiegels zu bewerkstelligen. Der praktische Meßeinsatz in Absorptionskonfiguration ist ab Sommer 2000 vorgesehen.
- Erste solare und lunare Testmessungen in Absorptionsgeometrie konnten Ende Januar bzw. Anfang Februar 2000 in Kiruna durchgeführt werden. Die Größenordnung der erwarteten Effekte wurde validiert, jedoch belegen die in Absorptionsgeometrie detektierten Spektren eine kleinere effektive Hintergrundtemperatur als simuliert. Zurückgeführt wird dies vor allem auf mangelhafte Ausrichtung der Antennenkeule, was die Notwendigkeit einer automatischen Nachführung unterstreicht. Aber auch eine Abweichung des Empfangsstrahls von der angenommenen Gaußform ist als Ursache in Betracht zu ziehen.

6. Schlußfolgerung und Ausblick

Die in Kapitel 3 dargestellten Entwicklungsaspekte haben zu einer Steigerung der Zuverlässigkeit des Radiometers MIRA2 geführt und ein erweitertes Einsatzspektrum eröffnet. Letzteres trifft besonders für den neuen Periskoptyp zu, der durch freie Positionierbarkeit der Antennenkeule die Untersuchung lokaler atmosphärischer Phänomene ermöglicht. In der erweiterten Ausführung mit schmaler Antennenkeule eröffnet es die Möglichkeit von Absorptionsmessungen gegen die Sonne. Das Seitenbandfilter ist ein wichtiges Bauteil im quasioptischen Signalweg, dessen genaue Justage eine kritische Voraussetzung für eine präzise Messung und Inversionsrechnung ist. Das vorgestellte Einstellungsverfahren und die durchgeführte Optimierung der Seitenbandunterdrückung, die auf eine fest installierte Signalquelle zurückgreifen, gewährleisten bestmögliche Funktionalität. Durch den Tausch des Martin-Puplett-Diplexers mit einem Fabry-Pérot-Interferometer konnte eine niedrigere und flachere Empfängerrauschtemperaturkurve erzielt sowie eine dominante Stehwelle beseitigt werden. Das vorgestellte quasioptische Dämpfungsglied ist aufgrund des einfachen zugrundeliegenden Funktionsprinzips sehr linear und stellt somit ein ideales Werkzeug zur exakten Abschwächung eines Signals dar. Diese Eigenschaft ist nicht nur bei Messungen zur Gerätediagnostik vorteilhaft, sondern ermöglicht auch eine balancierte Kalibrierung von Signalen mit hoher Intensität, wie sie bei Absorptionsmessungen anzutreffen sind.

Aufgrund der äußerst hohen Empfindlichkeit, die einem bodengestützten CIO-Millimeterwellenradiometer abzuverlangen ist, sind gerätebedingte Einflüsse auf das gemessene Spektrum bei allen bekannten Apparaten dieser Art nicht zu vernachlässigen. Für MIRA2 wurde deshalb eine detaillierte Analyse der Gerätebaseline vorgenommen. Die Auswirkungen von Diplexer und Seitenbandfilter in diesem Zusammenhang konnten erfaßt und eine rechnerische Korrektur angegeben werden. Ebenfalls wurden Stehwellen untersucht. Ihr Entstehungsmechanismus, ihre Wechselwirkung mit Diplexer und Seitenbandfilter sowie ihre Manifestation im kalibrierten Spektrum wurden dargelegt. Es gelang, für MIRA2 mögliche Resonatoren zu lokalisieren und im speziellen Fall einer Stehwelle zwischen Mischer und Lokaloszillator durch den Wechsel des Diplexertyps diese zu unterdrücken. Als besonders bedeutungsvoll sind die erschlossenen Methoden zur meßtechnischen Erfassung von Stehwellen im Hinblick auf zukünftige Entwicklungsarbeiten anzusehen, denn Stehwellen stellen ein fortwährendes Problem dar und ihre Reduzierung ist nur mit einer ausgereiften Analytik erfolgsversprechend.

Die im Kapitel 5 durchgeführten Simulationsrechnungen offenbaren, daß die Absorptions- im Vergleich zur Emissionskonfiguration unter bestimmten Voraussetzungen vorteilhaft ist. Insbesondere ist für MIRA2 am Standort Kiruna in den Monaten März, April und Mai bei der CIO-Sondierung mit einer deutlichen Überlegen-

heit (Relativer Signaturkontrast bis zu einem Faktor ~ 10 größer) zu rechnen. Dieser Zeitraum ist aus atmosphärenphysikalischer Sicht interessant, weil gegen Ende des arktischen Winters und im Frühjahr durch Photolyse ausgelöste katalytische Reaktionen in der während der Polarnacht entsprechend konditionierten Stratosphäre zu einem starken Ozonabbau führen können. ClO kommt hierbei eine Schlüsselrolle zu. Der polare Vortex, innerhalb dem sich, wie in einem abgeschlossenen chemischen Reaktionsbehältnis, der O_3 -Abbau vollzieht, kann bis in den April hinein existent sein. In dieser Zeit ist die ClO-Signatur durch steigenden Wasserdampfgehalt der Troposphäre bei Emissionsmessungen allerdings oftmals schon zu stark gedämpft, als daß sie erfolgreich ausgewertet werden könnte. Mit Hilfe der Absorptionsmethode wird es möglich sein, die Meßperiode weiter auszudehnen.

Allgemein kann bei der Mehrzahl der Absorptionsmessungen von einer deutlicheren Spurengassignatur (gekennzeichnet durch einen größeren Relativen Signaturkontrast) und somit von einer z. T. erheblichen Reduzierung der für eine bestimmte Helligkeitstemperaturauflösung nötigen Integrationszeit ausgegangen werden (vgl. Abb. 5.10 bzw. Abb. 5.18). Ähnliche Verbesserungen wären sonst nur mit einer aufwendigen Umrüstung des Radiometers auf SIS-Technologie möglich. Bei genügend hohem Elevationswinkel der Sonne ist die Absorptionsgeometrie somit als gewinnbringende Ergänzung zum bisherigen Meßverfahren anzusehen. Darüberhinaus bieten Absorptionsmessungen eine gute Vergleichsmöglichkeit zu den in Emission detektierten Höhenprofilen und geben so Gelegenheit zu einer besseren Diagnose von gerätebedingten Störeinflüssen. Des weiteren wird der notwendige Antennenumbau bisher ungeklärte Fragen in Bezug auf den Einfluß der Empfangskeule auf die Messung erhellen.

Insgesamt haben die präsentierten Ergebnisse klargemacht, daß die mit vertretbarem Aufwand durchgeführte Umrüstung von MIRA2 für den Absorptionsmodus zukünftig zu einer interessanten Erweiterung des Einsatzgebiets führen kann. Die für den Sommer 2000 vorgesehene praktische Anwendung wird zeigen, in welchem Umfang sich diese Meßmethode durchsetzt.

Nach einer sukzessiven Weiterentwicklung und regelmäßigem Einsatz bei Meßkampagnen ist das Radiometer MIRA2 heute in einem technisch ausgereiften Zustand. Es stellt damit ein zuverlässiges Instrumentarium für weitere Spurengassondierungen dar, die an den Standorten Kiruna und Merida (Venezuela) vorgesehen sind. Für eine noch weitreichende Autonomie des Meßbetriebs sind Hard- und Softwaremodifikationen vorgesehen, die zukünftig einen automatischen Wechsel der zu detektierenden Spurengassignaturen erlauben und eine Fernbedienung über Datenleitung ermöglichen. Eine neue Herausforderung stellt außerdem die Entwicklung eines ClO-Radiometers dar, das auf SIS-Technologie basiert. Die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Erfahrungen werden hierfür von großem Nutzen sein.

Literaturverzeichnis

- [1] Baker E. A. M. , B. Walker *Fabry-Perot interferometers for use at submillimetre wavelengths*, J. Phys. E: Sci. Instrum. **15**, 25–32, 1982.
- [2] Berg H. et al., *Millimeter wave radiometer with adjustable internal calibration load for high resolution measurements of stratospheric constituents*, Proceedings of 2nd ESA Workshop on Millimetre Wave Technology and Applications: Antennas, Circuits and Systems, Espoo, May 27–29, 1998, 372–377, 1998.
- [3] Bocchia R., F. Poumeyrol, *Solar millimetric bright sources on the quiet sun*, The Astrophysical Journal **204**, L107–L110, 1976.
- [4] Brune J., *Polarimetrische Reflektrometrie*, Dissertation, Universität Erlangen, 1995.
- [5] Chandrasekhar S., *Radiative Transfer*, Dover Publications, Inc., New York, 1960.
- [6] Chantry G. W., *The use of Fabry-Perot interferometers, etalons and resonators at infrared and longer wavelengths – an overview*, J. Phys. E: Sci. Instrum. **15**, 3–8, 1982.
- [7] Clark C. D., W. M. Park, *Localized Solar Enhancement at 1.2 mm Wavelength*, Nature **219**, 922–924, 1968.
- [8] Clarke R. N., C. B. Rosenberg, *Fabry-Perot and open resonators at microwave and millimetre wave frequencies, 2-300 GHz*, J. Phys. E: Sci. Instrum. **15**), 9–24, 1982.
- [9] Ewell M. W. et al., *Submillimeter observations of the 1991 July 11 total solar eclipse*, Astrophysical Journal, Part 1 **403**, no. 1, 426–433, 1993.
- [10] Fixen D. J. et al., *The cosmic microwave background spectrum from the full COBE FIRAS data set*, The Astrophysical Journal, no. 473, 576–587, 1996.
- [11] Fixen D. J. et al., *The spectrum of the cosmic microwave background anisotropy from the combined COBE FIRAS and DMR observations*, The Astrophysical Journal, no. 486, 623–628, 1997.
- [12] Giorgini J. D. et al., *JPL's On-Line Solar System Data Service*, Bulletin of the American Astronomical Society **28**, no. 3, 1158, 1996.

- [13] Goldsmith P. F., *Quasi-Optical Techniques*, Proceedings of the IEEE **80**, no. 11, 1729–1747, 1992.
- [14] Goldsmith P. F., *Gaussian Beam Quasioptical Propagation and Applications*, IEEE Press, New York, 1997.
- [15] Gómez-González J. et al., *Solar limb brightening measurements at 3.4 mm wavelength*, Astron. Astrophys. **122**, 219–224, 1983.
- [16] Goody R. M., Y. L. Yung, *Atmospheric Radiation: Theoretical Basis*, Oxford University Press, New York, 1989.
- [17] Gräßle S., *Untersuchungen der Einflüsse eines A/D-Wandlers auf Linearität und Signalrauschabstand in einem Akusto-Optischen-Spektrometer*, Diplomarbeit, Fachbereich Nachrichtentechnik der Fachhochschule Karlsruhe, 1999.
- [18] Gustavsson B., *A preliminary investigation of local variations in water vapour content for seven stations in Northern Scandinavia*, IRF Internal Note 025, Institutet för Rymdfysik, Kiruna, 1994.
- [19] Hochschild G., *Advanced ground-based monitoring of stratospheric trace gas profiles: calibration, data analysis and results*, Proceedings of SPIE: Microwave Remote Sensing of the Atmosphere and Environment, Beijing **3503**, 192–201, 1998.
- [20] Hochschild G., *Profiles of Stratospheric ClO and O₃ Simultaneously retrieved from Millimeter Wave Radiometry at Ny-Ålesund (Svalbard) during March 1997*, IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium Proceedings, Seattle, July 6–10, 1998, proc. vol. **V**, 2618–2620, 1998.
- [21] Hochschild G. et al., *High Resolution Radiometer Measurements of Chlorine Monoxide and Ozone in the Polar Stratosphere*, Proceedings of the fourth European symposium on stratospheric ozone research, Schliersee, Sept. 22–26, 1997, Luxembourg: EUR-18032EN, 347–349, 1997.
- [22] Horne K. et al., *Solar limb brightening at 1.3 millimeters*, The Astrophysical Journal **244**, 340–344, 1981.
- [23] Janssen M. A., *Atmospheric remote sensing by microwave radiometry*, John Wiley & Sons, New York, 1993.
- [24] Jenkins F. A., H. E. White, *Fundamentals of optics*, third edition ed., McGraw-Hill Book Company, New York, 1957.
- [25] Kaufmann P. et al., *Multiple High Energy Injections at the Origin of Solar Flares*, High Energy Solar Physics: Anticipating HESSI, ASP Conference Series, 5pp, 2000.
- [26] Kaufmann P., Instituto Presbiteriano Mackenzie São Paulo , CRAAM, *Private Mitteilung*, 2000.

- [27] Kaufmann P. et al., *Progress Report of the New Solar Submm-Wave Telescope (SST) Installation*, Solar Physics with Radio Observations, Proceedings of Nobeyama Symposium, NRO Report, 5pp, 1998.
- [28] Keen N. J., *Broad-band microwave measurements of receiver noise temperature and antenna temperature*, Proc. German URSI Conference, Kleinheubach (1973), 485–495.
- [29] Keen N. J., THz Consultants, Rheinbach *Private Mitteilung*, 1999.
- [30] Kikuchi K., Y. Asuma (Ed.), *Studies on the Water Vapor, Aerosols and Nuclei Transportation and the Snow Crystals of Low Temperature Types in the Arctic Regions (WANTS-Arctic)*, Hokkaido Univ., 1999.
- [31] Klein U. et al., *Chlorine Monoxide Radiometer Intercomparison in Ny-Ålesund, 1997*, Proceedings of the fourth European symposium on stratospheric ozone research, Schliersee, 21, 1997.
- [32] Kopp G., Dissertation in Vorbereitung, Fakultät für Physik der Universität (TH) Karlsruhe, 2000.
- [33] Kopp G., Forschungszentrum Karlsruhe, IMK, Persönliche Mitteilung, 2000.
- [34] Kopp G., *Profiles of Stratospheric Trace Gases Retrieved from Ground-Based Millimeter Wave Radiometry at Ny-Ålesund 1997 and Kiruna 1998*, IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium Proceedings, Hamburg, June 28 – July 2, 1999, **IV**, 2293–2295, 1999.
- [35] Kopp G. et al., *Millimeter Wave Observations of Stratospheric Trace Gases at Kiruna during Spring 1996*, Proceedings of the fourth European symposium on stratospheric ozone research, Schliersee, 21, 1997.
- [36] Kosugi T., M. Ishiguro, K. Shibasaki, *Polar-Cap and Coronal-Hole-Associated Brightenings of the Sun at Millimeter Wavelengths*, Publ. Astron. Soc. Japan **38**, 1–11, 1986.
- [37] Krupa R., G. Hochschild, *A Variable Reference Load for Advanced Millimeter-wave Radiometry*, Proceedings of the 4th International Workshop on Terahertz Electronics, Erlangen, Sept. 5–6, 1996, 4 S, 1996.
- [38] Krupa R., *Millimeterwellen-Radiometrie stratosphärischer Spurengase unter Anwendung balancierter Kalibrierung*, Dissertation, Fakultät für Elektrotechnik der Universität Fridericiana Karlsruhe, 1997.
- [39] Kundu M. R. et al., *First high spatial resolution interferometric observations of solar flares at millimeter wavelengths*, The Astrophysical Journal **358**, L69–L73, 1990.
- [40] Kuntz M., *Bestimmung der Höhenverteilung stratosphärischer Spurengase aus Emissionsspektren eines bodengebundenen Millimeterwellen-Radiometers*, Ph.D. thesis, Fakultät für Physik der Universität Fridericiana Karlsruhe, 1997.

- [41] Kuntz M., *New Procedures for the Retrieval of Stratospheric Trace Gases from Spectra of a Ground-Based Millimeter Wave Radiometer*, Proceedings of IGARSS'96, Lincoln, Neb., May 27–31, 1996, 433–435, 1996.
- [42] Kuntz M., G. Hochschild, R. Krupa, *Retrieval of ozone mixing ratio profiles from ground-based millimeter wave measurements disturbed by standing waves*, Journal of Geophysical Research **102**, no. D18, 21,965–21,975, 1997.
- [43] Kuntz M. et al., *Joint retrieval of atmospheric constituent profiles from ground-based millimeterwave measurements: ClO, HNO₃, N₂O, and O₃*, Journal of Geophysical Research **104**, no. D11, 13,981–13,992, 1999.
- [44] Labrum N. R., *Evidence on Chromospheric Structure from Observations of Solar Brightness Distribution at Millimetre Wavelengths*, Proc. ASA **3**, no. 4, 256–259, 1978.
- [45] Langer J., *Charakterisierung eines Radiometers für atmosphärenphysikalische Messungen*, Master's thesis, Institut für Umweltphysik der Universität Bremen, 1995.
- [46] Lesurf J. C. G., *Millimetre-wave optics, devices and systems*, IOP Publishing Ltd, Bristol, 1990.
- [47] Lindsey C., H. S. Hudson, *Solar limb brightening in submillimeter wavelengths*, The Astrophysical Journal **203**, 753–759, 1976.
- [48] Linsky J. L., *A recalibration of the quiet sun millimeter spectrum based on the moon as an absolute radiometric standard*, Solar Physics **28**, 409–418, 1973.
- [49] Magun A., Universität Bern, IAP, Persönliche Mitteilung, 2000.
- [50] Martin D. H., E. Puplett, *Polarised interferometric spectrometry for the millimeter and submillimetre spectrum*, Infrared Physics **10**, 105–109, 1969.
- [51] Mégie G., *Ozon: Atmosphäre aus dem Gleichgewicht*, Springer-Verlag, Heidelberg, 1991.
- [52] Morris G., P. Newman (Manager), *The Stratospheric Ozone Electronic Textbook*, Internetadresse:
http://see.gsfc.nasa.gov/education/SEES/strat/class/S_class.htm, 2000.
- [53] Müller R., *Rauschen*, Zweite Auflage, Springer-Verlag, Berlin, 1990.
- [54] Murk A., *Aufbau und Einsatz eines flugzeuggetragenen Submillimeter-Empfängers für die Bestimmung von stratosphärischem ClO, HCl und O₃*, Inauguraldissertation, Institut für Angewandte Physik der Universität Bern, 1999.
- [55] Murk A., N. Kämpfer, N. Keen, *Baseline measurements with a 650 GHz radiometer*, Proceedings of 2nd ESA Workshop on Millimetre Wave Technology and Applications: antennas, circuits and systems, Espoo, May 27–29, 1998, 121–126, 1998.

- [56] Ochiai S., Y. Irimajiri, H. Masuko, *Ground based millimeter wave system for ClO and other minor constituents observation developed in CRL, IGARSS'94 Digest*, Caltech, Pasadena, 1994.
- [57] Oldfield M. L. et al., *Measurements of the sideband conversion gain ratio of a millimeter-wave heterodyne sub-harmonic mixer using a fourier transform spectrometer*, International Journal of Infrared and Millimeter Waves **18**, no. 8, 1547–1563, 1997.
- [58] Olivero J. J. et al., *Solar absorption microwave measurement of upper atmosphere water vapor*, Geophysical Research Letters **13**, no. 3, 197–200, 1986.
- [59] Parrish A. et al., *A ground-based technique for millimeter wave spectroscopic observations of stratospheric trace constituents*, Radio Science **23**, no. 2, 106–118, 1988.
- [60] Penzias A. A., R. W. Wilson, *A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s*, The Astrophysical Journal **142**, no. 1, 419–421, 1965.
- [61] Pettai R., *Noise in receiving systems*, John Wiley & sons, New York, 1984.
- [62] Pickett H. M., A. E. T. Chiou, *Folded Fabry-Perot Quasi-Optical Ring Resonator Diplexer: Theory and Experiment*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques **MTT-31**, no. 5, 373–380, 1983.
- [63] Randel D. L. et al., *A New Global Water Vapor Dataset*, Bulletin of the American Meteorological Society **77**, no. 6, 1233–1246, 1996.
- [64] Ross R. J., W. P. Elliott, *Tropospheric precipitable water: A radiosonde-based climatology*, NOAA Technical Memorandum ERL ARL-219, National Oceanic and Atmospheric Administration, Air Resources Laboratory, Silver Spring, Maryland, 1996.
- [65] Rothmann L. S. et al., *The HITRAN molecular spectroscopic database and HAWKS (HITRAN atmospheric workstation): 1996 edition*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **60**, no. 5, 665–710, 1998.
- [66] Ruhnke R. et al., *Model calculations of the vertical ClO distribution at Ny-Ålesund during March 1997*, Geophysical Research Letters **26**, 839–842, 1999.
- [67] Schieder R., V. Tolls, G. Winnewisser, *The Cologne Acousto Optical Spectrometers*, Experimental Astronomy **1**, 101–121, 1989.
- [68] Sonnemann G., *Ozon: natürliche Schwankungen und anthropogene Einflüsse*, Akademie Verlag, Berlin, 1992.
- [69] Swanson P. N. et al., *Further evidence for a complex limb structure in the solar radial brightness distribution at mm wavelengths*, Solar Physics, 419–424, 1973.
- [70] Ulaby F. T., R. K. Moore, A. K. Fung, *Microwave remote sensing, active and passive*, Vol. 1, Artech House, Norwood, 1981.

- [71] Urpo S., A. Krüger, J. Hildebrandt, *Millimetre wave sources in the solar corona*, *Astron. Astrophys.* **163**, 340–342, 1986.
- [72] Van Vleck J. H., V. F. Weisskopf, *On the Shape of Collision-Broadened Lines*, *Reviews of Modern Physics* **17**, no. 2+3, 227–236, 1945.
- [73] Vohwinkel B., *Passive Mikrowellenradiometrie*, Vieweg, Braunschweig, 1988.
- [74] Wayne R. P., *Chemistry of atmospheres*, 2nd edition ed., Oxford Science Publications, Oxford, 1991.

Abbildungsverzeichnis

2.1. Definition der Intensität	5
2.2. Abweichung der Helligkeitstemperatur von der thermodynamischen Temperatur	6
2.3. Strahlungstransfer durch die Atmosphäre	7
2.4. Emissionsspektrum der Atmosphäre	11
2.5. Frequenzbänder beim Mischprozeß nach dem Heterodynprinzip	13
2.6. Schema eines Total-Power-Radiometers	14
2.7. Rohspektren	15
2.8. Zweipunktkalibration	16
2.9. Empfängerrauschtemperaturen von MIRA2c	17
2.10. Helligkeitstemperaturfehler durch Nichtlinearitäten bei Zweipunktka- librierung	18
2.11. Unterdrückung spektraler Artefakte durch balancierte Kalibrierung .	19
2.12. Gaußstrahl	21
2.13. Verlauf von E -Feld und Leistung in einem Gaußstrahl	22
3.1. Vergleich gemessener (März 1997, Ny-Ålesund) und simulierter ClO- Höhenprofile	26
3.2. Zeitreihen von O ₃ -, N ₂ O- und HNO ₃ -Höhenprofilen (Dezember 1999, Kiruna)	27
3.3. Schematische Darstellung des Radiometers MIRA2	28
3.4. Fotografie des Frontends von MIRA2b	29
3.5. Periskop ab MIRA2d	32
3.6. Abwechselnde HNO ₃ -Messungen in Nord- und Südrichtung	33
3.7. Seitenbandfilterung	34
3.8. Martin-Puplett-Interferometer als Seitenbandfilter	35
3.9. Messung der Leistungstransmission des Seitenbandfilters	38
3.10. Justierung des Weglängenunterschieds des Seitenbandfilters mittels Vermessen zweier Transmissionsminima	39
3.11. Beispielspektrum mit mangelnder Seitenbandunterdrückung	41
3.12. Leistungstransmission von Martin-Puplett- und Fabry-Pérot-Interfe- rometer bei Verwendung als Diplexer	42
3.13. Aufbau des Fabry-Pérot-Interferometers	42
3.14. Empfängerrauschtemperatur bei Verwendung eines MPI- bzw. FPI- Diplexers	43
3.15. Aufbau des quasioptischen Dämpfungsglieds und Bezeichnung von Vektoren am Drehgitter	46

3.16. Ausgangsintensität des Dämpfungsglieds in Abhängigkeit vom Gitterwinkel	48
3.17. Beiträge zur Ausgangsintensität des Dämpfungsglieds	48
3.18. Eigenrauschleistung des Dämpfungsglieds bei warmer und kalter Terminierung	50
4.1. Gerätebaseline für Messung von ClO und O ₃ bei 273 GHz	52
4.2. Einfluß des Seitenbandfilters auf das kalibrierte Helligkeitstemperaturspektrum	54
4.3. Einfluß des Seitenbandfilters auf die Empfängerrauschtemperatur	56
4.4. Teilstrahlen bei Mehrfachreflexionen zwischen zwei teildurchlässigen Reflektoren, die zu Stehwellen des Fabry-Pérot-Typs führen	58
4.5. Simulierte Stehwellen vom Fabry-Pérot-Typ bei unterschiedlichen Leistungsreflexionskoeffizienten der Reflektoren	59
4.6. Teilstrahlen bei Mehrfachreflexionen zwischen Absorber und Mischer	61
4.7. Gemessene Stehwellenundulation zwischen Mischer und Absorberplatte	64
4.8. Leistungstransmission im Falle einer ein ideales Martin-Puplett-Interferometer durchlaufenden Stehwelle vom Fabry-Pérot-Typ	66
4.9. Leistungstransmission im Falle einer ein Fabry-Pérot-Interferometer durchlaufenden Stehwelle vom Fabry-Pérot-Typ	67
4.10. Spektrale Vermessung von Lasten durch Verwendung der Atmosphäre als Referenz	70
4.11. Vergleich der Stehwellenfaktoren von Fabry-Pérot- und Martin-Puplett-Diplexer	72
4.12. Stehwelle zwischen LO und Mischer, sichtbar im Empfänger-rauschtemperaturspektrum	74
4.13. Stehwellen von der internen variablen Referenzlast	75
4.14. Statistische Auswertung der bei den Inversionsrechnungen gefitteten Stehwellen.	77
5.1. Meßgeometrie für Emissions- und Absorptionsmessung	80
5.2. Vorwärtsrechnung eines Emissions- bzw. eines Absorptionsspektrums und Erläuterung des Signaturkontrasts	82
5.3. Signaturkontrast der ClO-Signatur in Abhängigkeit von der Helligkeitstemperatur der Hintergrundstrahlungsquelle, des Elevationswinkels und des Wasserdampfprofils	84
5.4. Hintergrundtemperatur $T_{b\infty}^{cancel}$, bei der sich Absorptions- und Emissionsanteil aufheben und synthetisiertes Beispielspektrum für diese Bedingung	85
5.5. Helligkeitstemperatur von Sonne und Mond	89
5.6. Korrekturfaktor für den Relativen Signaturkontrast falls die Empfängerrauschtemperatur von 750 K abweicht.	91
5.7. Zur Simulation verwendete Höhenprofile von ClO, O ₃ und H ₂ O	92
5.8. Zur Simulation verwendete Höhenprofile von Druck und Temperatur	92
5.9. Vergleich des Relativen Signaturkontrasts bei Emissions- bzw. Absorptionsmessung der ClO- und O ₃ -Signatur für unterschiedliche Meßgeometrien und atmosphärische Zustände.	94

5.10. Faktor, um den die Sonnenabsorptionsmessung von ClO und O ₃ einer Emissionsmessung überlegen ist, bei verschiedenen Meßgeometrien und Sonnenhöhen	95
5.11. Scheinbarer Elevationswinkel der Sonne über Kiruna	96
5.12. Wasserdampfsäulengehalt für den Standort Kiruna im Verlauf des Jahres nach verschiedenen Quellen	97
5.13. Jahresverlauf des Relativen Signaturkontrasts für ClO- und O ₃ -Emissions- bzw. Absorptionsmessungen	99
5.14. Jahresverlauf der Sockeltemperaturen für ClO- und O ₃ -Emissions- bzw. Absorptionsmessungen	101
5.15. Antennenkeule bei Absorptionsmessung	102
5.16. Jahresverlauf des Relativen Signaturkontrasts für ClO- und O ₃ -Absorptionsmessungen mit MIRA-Absorptionsantenne	103
5.17. Vergleich des Relativen Signaturkontrasts bei Emissions- bzw. balancierter Absorptionsmessung der ClO- und O ₃ -Signatur.	106
5.18. Faktor, um den die balancierte Sonnenabsorptionsmessung von ClO und O ₃ einer Emissionsmessung überlegen ist	107
5.19. Jahresverlauf des Relativen Signaturkontrasts für balancierte ClO- und O ₃ -Sonnenabsorptionsmessungen	107
5.20. Erste improvisierte Absorptionsmessungen gegen Mond und Sonne . .	109
A.1. Identisch mit Abb. 3.10	140

Tabellenverzeichnis

3.1. Mikrowellenradiometer des IMK	24
3.2. Meßkampagnen	25
3.3. Standardsystemeinstellungen von MIRA2	45
4.1. Resonatorlängen von potentiellen Stehwellen in der Quasioptik von MIRA2	71
A.1. Parameter zur absoluten Kalibration des Weglängenunterschieds beim Seitenbandfilter	140

Symbolverzeichnis

α	Winkel der Drähte des Drehgitters zur Vertikalen, S. 46
$\alpha_\nu(h)$	Absorptionskoeffizient in der Höhe h und bei der Frequenz ν , (2.5)
α_{ab}	Leistungsabsorptionskoeffizient eines Gases beim Übergang vom Quantenzustand a nach b , (2.11)
α_{FPI}	Leistungsabsorptionsfaktor (inklusive Streuverluste) eines Maschengitters des Fabry-Pérot-Interferometers, (3.12)
β	scheinbarer Winkel der Drähte des Drehgitters zur Vertikalen, S. 46
$\Delta\nu$	Stehwellenperiode im Frequenzraum, (4.38)
$\Delta\nu_d$	Halbwertsbreite einer dopplerverbreiterten Linie, (2.17)
δS	Signaturkontrast, (5.2)
ΔT	Helligkeitstemperaturauflösung, Rauschamplitude, (2.26)
$\Delta T_h, \Delta T_c, \Delta T_{obj}, \Delta T_{ref}$	Gerätebaseline des Helligkeitstemperaturspektrums bei Messung auf die warme Referenzquelle, die kalte Referenzquelle, das Meßobjekts bzw. die variablen Referenzquelle, S. 67
δT_{obj}	Fehler bei der Bestimmung der Objekttemperatur aufgrund von Nichtlinearität des Radiometers, (2.28)
Δ	Weglängenunterschied der beiden Teilstrahlen im Martin-Puplett-Interferometer, (3.3)
δ	Phasenänderung einer elektromagnetischen Welle bei Durchlauf eines Resonators, S. 58
$\Delta\nu_p$	Halbwertsbreite einer druckverbreiterten Linie, (2.15)
$\epsilon_\nu(h)$	Emissionskoeffizient in der Höhe h und bei der Frequenz ν , (2.6)

γ	Winkel der Drehgitterebenen zur Strahlrichtung, S. 46
$\gamma(T)$	temperaturabhängiger Druckverbreiterungsfaktor, (2.15)
κ	Korrekturfaktor bei Formel für die Leistungstransmission eines realen Martin-Puplett-Interferometers, (3.9)
λ	Wellenlänge
μ_{ab}^σ	Dipolmoment der räumlichen Komponente σ für den Übergang vom Quantenzustand a nach b , (2.11)
ν	Frequenz
ν_{1Min}, ν_{2Min}	Frequenzen mit benachbarten Minima der Transmissionskurve des Seitenbandfilters, S. 38
ν_{ab}	Frequenz der emittierten bzw. absorbierten elektromagnetischen Strahlung beim Übergang vom Quantenzustand a nach b , (2.11)
ν_{ClO}, ν_{O_3}	Frequenz der ClO-Signatur (278,631 GHz) bzw. O ₃ -Linie (274,48 GHz), S. 37
$\nu_{HF}, \nu_{ZF}, \nu_{LO}$	Hochfrequenz, Zwischenfrequenz, Frequenz des Lokaloszillators, (2.19)
ν_{sz}	Frequenz des Signaturzentrums, S. 83
ν_s	Frequenz der Signalquelle, (3.10)
ω	$= 2\pi\nu$, Kreisfrequenz
Φ_0	Phasenverschiebung eines Gaußschen Strahls, (2.35)
ρ	senkrechter Abstand vom Zentrum der Sonnenscheibe, S. 87
Σ	Relativer Signaturkontrast, (5.6)
σ	Limb Parameter, (5.5)
$\tau_{\nu_{sz}}^{mit}, \tau_{\nu_{sz}}^{ohne}$	Opazität im Signaturzentrum mit bzw. ohne Berücksichtigung des interessierenden Gases, (5.3)
τ_\perp	Zenitopazität, S. 8
$\tau_\nu(h)$	Opazität der Atmosphäre bis zur Höhe h , (2.10)
ϑ	Winkel zwischen Raumwinkel- und Flächenelement, (2.1)

Θ_0	asymptotischer Öffnungswinkel eines Gaußschen Strahls, (2.36)
ξ	Parameter, der Nichtlinearität des Radiometers beschreibt, (2.27)
$\mathbf{A}_T^0, \mathbf{A}_v^0$	$m \times n$ -Matrix mit partiellen Ableitungen nach der Temperatur bzw. dem Volumenmischungsverhältnis, <i>Jakobimatrix</i> , (2.18)
B	Bandbreite, (2.22)
\mathbf{b}	an m spektralen Stützstellen gemessenes Spektrum (m -dim. Vektor), (2.18)
\mathbf{b}^0	Anfangsschätzung für den Vektor \mathbf{b} , (2.18)
b_0, b_1, b_2	Koeffizienten bei Polynomfit, S. 86
$B_\nu(T)$	Planck-Funktion für die Frequenz ν und die thermodynamische Temperatur T , (2.2)
c	Vakuumlichtgeschwindigkeit, $c = 299792458$ m/s
$d\nu$	Frequenzintervall, (2.1)
$d\Omega$	Raumwinkelement, (2.1)
dA	Flächenelement, (2.1)
dE	Energie, (2.1)
dh	Schichtdicke, (2.5)
$dI_\nu^{abs}(h), dI_\nu^{emi}(h)$	Intensitätsänderung durch Absorption bzw. Emission in der Höhe h und bei der Frequenz ν , S. 7
dt	Zeitintervall, (2.1)
E	Elektrisches Feld, (2.31)
E^A, E^M	Amplitude des vom Absorber bzw. Mischer in den Resonator einlaufenden E -Felds, S. 62
E_{trans}^A, E_{trans}^M	Amplitude der Gesamtstrahlung vom Absorber bzw. Mischer, die den Resonator transmittiert, S. 62
$E_{trans}^1, E_{trans}^2, E_{trans}^3$	Amplituden der Teilstrahlungen, die den Resonator transmittieren, (4.8)
$E_{trans}^{A1}, E_{trans}^{A2}, E_{trans}^{A3}$	Amplituden der Teilstrahlungen vom Absorber, die den Resonator transmittieren, (4.14)

$E_{trans}^{M1}, E_{trans}^{M2}, E_{trans}^{M3}$	Amplituden der Teilstrahlungen vom Mischer, die den Resonator transmittieren, (4.17)
E_0	Eingangsamplitude des E -Feldes, (3.2)
\mathcal{E}_a	Energieniveau des Quantenzustands a , (2.11)
$\vec{e}_{hor}, \vec{e}_{vert}$	horizontaler bzw. vertikaler Einheitsvektor, (3.1)
E_{trans}	Amplitude der Gesamtstrahlung, die den Resonator transmittiert, (4.8)
\vec{E}_{zusam}	E -Vektor beim Martin-Puplett-Interferometer nach Wiedervereinigung beider Teilstrahlen, (3.2)
$F(r)$	gesamte Leistung, die in einem Gaußschen Strahl eine Kreisfläche mit Radius r passiert, (2.38)
$\mathbf{f}_T, \mathbf{f}_v$	Temperaturprofil bzw. gesuchtes Volumenmischungsverhältnisprofil mit n Höhenstützstellen (n -dim. Vektor), (2.18)
$\mathbf{f}_T^0, \mathbf{f}_v^0$	Anfangsschätzung für den Vektor \mathbf{f}_T bzw. \mathbf{f}_v , (2.18)
$F_{sw}^{MPI}, F_{sw}^{FPI}$	Stehwellenfaktor für Martin-Puplett- bzw. Fabry-Pérot-Interferometer, S. 65
G	Gesamtgewinn des Radiometersystems, (2.22)
g_i	Entartungszustand des Quantenzustands i , (2.12)
h	Höhe, S. 7
h	Plancksches Wirkungsquantum, $h = 6,6260755 \cdot 10^{-34}$ J s
h_0	Beobachtungshöhe, (2.8)
h_∞	Höhe der Obergrenze der Atmosphäre, (2.8)
I^A, I^M	Intensität der vom Absorber bzw. Mischer in den Resonator einlaufenden Strahlung, S. 62
I_{trans}^A, I_{trans}^M	Intensität der Gesamtstrahlung vom Absorber bzw. Mischer, die den Resonator transmittiert, S. 62
I_0	Intensität der in den Resonator einlaufenden Strahlung, (4.9)
I_ν	(spezifische) Intensität, (2.1)
I_{trans}	Intensität der Gesamtstrahlung, die den Resonator transmittiert, (4.9)

J	Amplitudenübertragungsfunktion für Interferometer, S. 64
k	Wellenzahl, S. 62
k	Boltzmann-Konstante, $k = 1,380658 \cdot 10^{-23}$ J/K
L	Resonatorlänge, S. 57
l	Weglänge durch Interferometer, S. 64
\mathcal{L}	Dämpfung, Verlustfaktor, S. 49
L'	$= L' + l$, Resonatorlänge ohne Weglänge durch Interferometer, S. 64
l_1, l_2	Weglänge des Teilstrahls 1 bzw. 2 im Martin-Puplett-Interferometer, (3.2)
\mathcal{L}_{SSB}	maximale Leistungsunterdrückung des Seitenbandfilters, (3.10)
m	Masse eines Gasmoleküls, (2.16)
$M_c, M_h, M_{obj}, M_{ref}$	Rohspektrum bei Messung auf eine kalte Referenzquelle, warme Referenzquelle, das Meßobjekt, bzw. die variable interne Referenzquelle, (2.22)
$M_{h/c}^{MPI}$	Rohspektrum bei Messung auf eine warme bzw. kalte Referenzquelle bei Verwendung eines Martin-Puplett-Interferometers als Seitenbandfilter, (4.4)
$M_{max}^{mit}, M_{min}^{mit}, M_{max}^{ohne}, M_{min}^{ohne}$	Gemessenes Rohspektrum mit bzw. ohne angeschalteter Signalquelle bei Einstellung des Seitenbandfilters auf minimale bzw. maximale Leistungstransmission, (3.10)
N	Anzahldichte, (2.11)
n	Brechungsindex, (4.12)
o	Periodenzahl der Transmissionskurve des Martin-Puplett-Interferometers, S. 37
p	Druck, (2.15)
$P(r)$	Leistung in Abhängigkeit vom Abstand von der Strahlachse eines Gaußschen Strahls, (2.37)
$P_{FPI}^{trans}(\nu)$	Leistungstransmissions- bzw. Leistungsreflexionsfunktion des Fabry-Pérot-Interferometers, (3.12)
Q	Verteilungsfunktion, (2.12)

R	Krümmungsradius eines Gaußschen Strahls, (2.35)
r	$:= \sqrt{r_1 r_2}$, S. 59
r_1, r_2, r_A, r_M	Amplitudenreflexionskoeffizient einer Reflexionsstelle 1/2, des Absorbers bzw. des Mischers, S. 57
R_\odot	Sonnenradius, S. 87
r_{FPI}	Leistungsreflexionskoeffizient eines Maschengitters des Fabry-Pérot-Interferometers, (3.12)
$S(\nu, \nu_{ab})$	frequenzabhängige Linienform für den Übergang vom Quantenzustand a nach b , (2.13)
$S_p(\nu, \nu_{ab}), S_d(\nu, \nu_{ab})$	Durch Druck- bzw. Dopplerverbreiterung verursachte Linienform, S. 9
T	Leistungstransmissionskoeffizient, (3.12)
T	thermodynamische Temperatur
T_{Abs}^*, T_{Emi}^*	Helligkeitstemperatur des Absorptions- bzw. Emissionsanteils bei Berechnung des Signaturkontrasts, (5.3)
T_{trans}^A, T_{trans}^M	Helligkeitstemperatur der Strahlung vom Absorber bzw. Mischer, die den Resonator transmittiert, S. 60
T_s^{min}, T_s^{max}	Minimale bzw. maximale transmittierte Signalintensität, (3.10)
T_0	Helligkeitstemperatur im Mittelpunkt der Sonnenscheibe, (5.5)
$T_b(\nu)$	(Äquivalente) Helligkeitstemperatur bei der Frequenz ν , (2.4)
$T_b(\nu, h)$	Helligkeitstemperatur in der Höhe h und bei der Frequenz ν , (2.9)
T_b^{detekt}	vom Empfänger detektierte Helligkeitstemperatur, S. 102
T_b^{emis}, T_b^{abs}	Helligkeitstemperatur des Strahlungsanteils, der in Emissions- bzw. Absorptionsgeometrie gemessen wird, S. 102
T_b^{Sockel}	Sockelhelligkeitstemperatur, S. 90
T_c, T_h	Helligkeitstemperatur der kalten bzw. der warmen Referenzquelle, (2.23)

$t_u, t_o, t_{term,u}, t_{term,o}$	Leistungs-transmissionsfaktor des Seitenbandfilters für das obere bzw. untere Seitenband für den Signal bzw. den Terminierungspfad, S. 53
t_1, t_2, t_A, t_M	Amplitudentransmissionskoeffizient einer Reflexionsstelle 1/2, des Absorbers bzw. des Mischers, S. 57
T_{Abs}	Helligkeitstemperatur des Absorbers, (3.18)
T_{Amb}	Helligkeitstemperatur eines Schwarzkörpers mit Umgebungstemperatur, S. 49
T_{Aus}	Helligkeitstemperatur am Ausgang des Dämpfungsglieds, S. 45
$T_{b\infty}(\nu)$	= $T_b(\nu, h_\infty)$, Hintergrund(helligkeits)temperatur, (2.9)
$T_{b\infty}^{cancel}$	Hintergrundtemperatur, bei der sich Emission und Absorption exakt aufheben, S. 83
$T_{b\infty}^{eff}$	Effektive Hintergrundhelligkeitstemperatur, (5.8)
$T_b^{mit}(\nu_{sz}), T_b^{ohne}(\nu_{sz})$	Helligkeitstemperatur eines simulierten Spektrums im Signaturzentrum mit bzw. ohne Berücksichtigung des interessierenden Gases, (5.2)
T_{cos}	Kosmische Hintergrundtemperatur, S. 85
T_{Emi}, T_{Abs}	Emissions- bzw. Absorptionsanteil der Strahlungsübertragungsgleichung, (5.1)
T_{gal}	Galaktische Hintergrundtemperatur, S. 86
t_{int}	Integrationszeit, (2.26)
$\langle T_{Mond} \rangle$	über eine Lunation gemittelte Helligkeitstemperatur des Mittelpunkts der Mondscheibe, S. 88
$T'_{obj,hc}, T'_{obj,bal}$	mittels Zweipunktkalibrierung bzw. balancierter Kalibrierung bestimmte Helligkeitstemperatur des Meßobjekts, S. 68
$T_{obj,u}, T_{obj,o}, T_{term,o}, T_{term,o}$	Helligkeitstemperaturbeitrag des Meßobjekts bzw. des Seitenbandabschlusses im oberen bzw. unteren Seitenband, S. 53
T_{obj}	Objekt(helligkeits)temperatur, die am Radiometereingang eintrifft, (2.21)
T_{obj}^{MPI}	Helligkeitstemperatur des Meßobjekts, die das Martin-Puplett-Interferometer transmittiert, S. 53

T_{Pol}^{hor}	Helligkeitstemperatur des horizontal polarisierten Quellsignals, (3.18)
$T_{Rausch}^{Daempfung}$	Äquivalente Eingangsrauschtemperatur des Dämpfungsglieds, S. 49
T_{rec}	Empfängerrauschtemperatur, (2.21)
T_{rec}^{MPI}	gemessene Empfängerrauschtemperatur bei Verwendung eines Martin-Puplett-Interferometers als Seitenbandfilter, (4.5)
$\overline{T'_{ref}}$	über alle Spektrometerkanäle gemittelter Wert der gemessenen Helligkeitstemperatur der variablen Referenzquelle, (2.29)
$T_{Sig,Quelle}^{\parallel}$	Helligkeitstemperatur des Eingangssignals des Dämpfungsglieds von einer durch Absorber teilweise verdeckten Signalquelle mit Polarisation parallel zu den Gitterdrähten, (3.18)
$T_{Sig}^{hor}, T_{Term}^{hor}$	Helligkeitstemperatur der Strahlung vom Eingang bzw. von der Terminationslast des Dämpfungsglieds mit horizontaler Polarisation, S. 46
$T_{Sonne}, T_{Neumond}$	Helligkeitstemperatur von Sonne bzw. Neumond, S. 86
$T_{Sonne}(\rho)$	Verlauf der Helligkeitstemperatur der Sonnenscheibe entsprechend dem <i>Limb Brightening</i> , (5.5)
T_{sys}	Systemtemperatur, (2.21)
T_{term}	Helligkeitstemperatur des Seitenbandabschlusses, (3.5)
T_{Term}^{\perp}	Helligkeitstemperatur der Strahlung von der Termination des Dämpfungsglieds mit Polarisation senkrecht zu den Gitterdrähten, S. 45
T_{term}^{MPI}	Helligkeitstemperaturbeitrag des Seitenbandabschlusses zur Ausgangsleistung eines Martin-Puplett-Interferometers, (3.5)
T_{trans}	Helligkeitstemperatur der Strahlung, die den Resonator transmittiert, S. 60
$u(r, \phi, z)$	Funktion der Paraxialen Wellengleichung in Zylinderkoordinaten, (2.31)
w	Strahlradius eines Gaußschen Strahls, (2.35)
w_0	Strahltaillenradius eines Gaußschen Strahls, (2.35)

w_a	Thermodynamische Aufenthaltswahrscheinlichkeit für den Quantenzustand a , (2.11)
z	Entfernung von der Strahltaile in Strahlrichtung, (2.35)

Liste der Abkürzungen

ADC Analog Digital Converter

AOS Akustooptisches Spektrometer

CCD Charge-Coupled Device

cgs Centimeter-Gram-Second

ClO Chlormonoxid

COBE Cosmic Background Explorer

CRL Communications Research Laboratory

CW Continuous Wave

DSB Double Side Band

DSP Digital Signal Processor

FPI Fabry-Pérot-Interferometer

HEMT High Electron Mobility Transistor

HF Hochfrequenz

HITRAN High Resolution Transmission Molecular Absorption Database

HNO₃ Salpetersäure

HPBW Half Power Beam Width

IRF Institutet för Rymdfysik

IMK Institut für Meteorologie und Klimaforschung

JPL Jet Propulsion Laboratories

KASIMA Karlsruhe Simulation Model of the Middle Atmosphere

LiNbO₃ Lithiumniobat

LN₂ Liquid Nitrogen

LNA Low Noise Amplifier

- LO** Lokaloszillator
- MIRA2** Millimeterwellen Radiometer 2
- MPI** Martin-Puplett-Interferometer
- N₂O** Distickstoffoxid bzw. Lachgas
- NDSC** Network for the Detection of Stratospheric Change
- O₃** Ozon
- OSB** Oberes Seitenband
- PC** Personal Computer
- PSC** Polar Stratospheric Cloud
- PLL** Phase-Locked Loop
- RMS** Root Mean Square
- SI** Système International
- SIS** Superconductor-Insulator-Superconductor
- SOLVE SAGE** (Stratospheric Aerosol and Gas Experiment) III Ozone Loss and Validation Experiment
- SSB** Single Side Band
- SST** Solar Submm-Wave Telescope
- THESEO2000** Third European Stratospheric Experiment on Ozone 2000
- TNT** Trinitrotoluen
- USB** Unteres Seitenband
- UT** Universal Time
- UV** Ultraviolett
- vmr** volume mixing ratio
- VSWR** Voltage Standing Wave Ratio
- ZF** Zwischenfrequenz

A. Anleitung zur Eichung der Wegdifferenz des Einseitenbandfilters

Im Folgenden wird eine praktische Anleitung gegeben zur Einstellung des Martin-Puplett-Einseitenbandfilters entsprechend des in Abschnitt 3.4.2 vorgestellten neuen Verfahrens. Die in den einzelnen Schritten aufgeführten Frequenz- und Wegdifferenzwerte sind natürlich nicht zwingend. Sie haben sich jedoch als besonders praktikabel erwiesen.¹

- Zuerst wird der Dachkantspiegel durch Vermessung mit einem Lineal oder mittels eines bekannten Referenzquaders, der zwischen Spiegel und Gitterhalter zu plazieren ist, auf eine Wegdifferenz $\Delta \approx 33$ mm gebracht (Das entspricht einem Unterschied zwischen den Abständen der Dachkantspiegel vom Strahlteilermittelpunkt von $33/2$ mm!). Hierbei kann von einer Genauigkeit von etwa ± 2 mm ausgegangen werden.
- Das Radiometer wird auf den Empfang der HNO_3 -Linie bei 269,23711 GHz eingestellt und die Signalquelle bei eben dieser Frequenz ν_{1Min} in Betrieb genommen.
- Der Dachkantspiegel wird auf die nächstgelegene Position gefahren, bei der das Signal maximal unterdrückt ist. Die zugehörige Periodenzahl liegt dann etwa bei $o \approx 29,5$ und die Transmissionskurve besitzt einen Verlauf, wie in Abb. A.1 skizziert.
- o wird eindeutig durch das im Frequenzraum nächsthöhere Transmissionsminimum bei ν_{2Min} festgelegt. Um dessen Lage auszumessen, ist die Signalquelle und das Radiometer auf ClO -Messung bei 278,631 GHz umzustellen.
- Durch Verstellen der Frequenz der Signalquelle (Position des Dachkantspiegels bleibt unverändert) wird ν_{2Min} ermittelt. Anhand Tab. A.1 kann dann schließlich die tatsächliche Periodenzahl und das zugehörige Δ abgelesen werden, das SSB-Filter ist geeicht und ausgehend von dieser Referenzstellung kann jede andere benötigte Wegdifferenz mit dem Translationsschlitten sehr exakt angefahren werden.

¹Insbesondere hängt die Wahl der HNO_3 -Frequenz als ν_{1Min} damit zusammen, daß hierfür alle nötigen Systemeinstellungen bereits dokumentiert sind und ein Meßbereichswechsel deshalb zügig vorzunehmen ist.

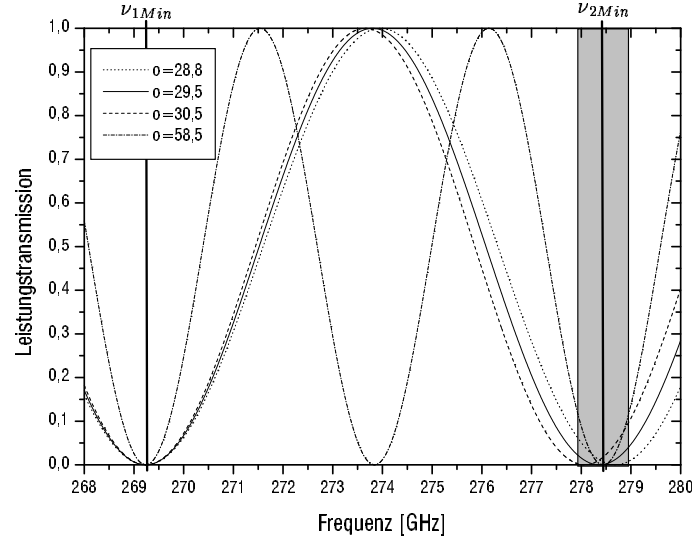


Abb. A.1.: Identisch mit Abb. 3.10. Veranschaulichung des neuen Einstellverfahrens für das Seitenbandfilter: Dargestellt sind die Leistungstransmissionskurven im Abstimmbereich von MIRA2 für unterschiedliche Periodenzahlen o . Das Martin-Puplett-Interferometer wird auf minimale Transmission bei ν_{1Min} eingestellt. Welche Periodenzahl vorliegt, kann aus der Position des folgenden Minimums ν_{2Min} ermittelt werden. Dabei ist durch genügend genaue Vorjustage sicherzustellen, daß keine Mehrdeutigkeiten (wie hier z. B. mit $o = 58,5$ auftreten).

o	Δ [mm]	ν_{2Min} [GHz]
26,5	29,507	279,39700
27,5	30,621	279,02755
28,5	31,734	278,68403
29,5	32,848	278,36379
30,5	33,961	278,06456
31,5	35,075	277,78432
32,5	36,188	277,52133

Tab. A.1.: Zur absoluten Kalibration des Seitenbandfilters: Weglängenunterschied Δ und Frequenz maximaler Signalunterdrückung ν_{2Min} des Martin-Puplett-Interferometers in Abhängigkeit von der Periodenzahl o (bzgl. der Frequenz ν_{1Min}).

Der Frequenzabstand $d\nu_{2Min}$ zweier zu benachbarten Periodenzahlen gehörigen ν_{2Min} ist mit etwa 0,3 GHz genügend groß, um unterschiedliche o eindeutig separieren zu können. Wie in Abb. 3.10 aufgezeigt, ist prinzipiell eine Verwechslung mit einer sehr viel größeren Periodenzahl, die mindestens ein weiteres Minimum zwischen ν_{1Min} und ν_{2Min} bedingt, denkbar. Dies würde jedoch erst bei einer Wegdifferenz, die etwa dem doppelten nominellen Wert für Δ (33 mm) entspricht, also bei rund 66 mm, geschehen und ist wegen der deutlich exakteren Voreinstellung des Dachkantspiegels auszuschließen.

Danksagung

Während meiner Tätigkeit als Doktorand wurde mir in vielfältiger Weise innerhalb und außerhalb des Instituts Hilfsbereitschaft entgegengebracht. An dieser Stelle bedanke ich mich bei all denen, die mich unterstützten. Mein besonderer Dank gilt:

- *Dr. Gerd Hochschild*, der mich in einer angenehm offenen Art und sehr kompetent betreute, stets bei allen Fragen zur Verfügung stand und mir innerhalb der Arbeitsgruppe den nötigen Freiraum zur Entfaltung der eigenen Kreativität gewährte,
- *Prof. Herbert Fischer*, der das Hauptreferat übernahm, mir als Institutsleiter die Durchführung der Arbeit erst ermöglichte und nützliche Verbesserungsvorschläge für die Dissertation machte,
- *Prof. Klaus Künzi* für die bereitwillige Übernahme des Korreferats,
- *Dr. Richard Krupa*, der mich mit viel Geduld in das Arbeitsgebiet der Millimeterwellenradiometrie einarbeitete und mich mit allen Aspekten des Radiometersystems MIRA2 vertraut machte,
- *Gerhard Kopp*, der sich um die Auswertung der während der Meßkampagnen gesammelten Daten kümmerte und nicht nur zu Fragen der Inversionsrechnung aufschlußreiche Antworten hatte,
- *Rüdiger Lehm*, der mit viel Geschick die zahlreichen Arbeiten im Bereich Mechanik und Elektronik erledigte,
- *Dr. Nigel J. Keen*, der mir wichtige Tips die Thematik Mehrfachreflexionen betreffend mitteilte,
- *Prof. Andreas Magun* und *Prof. Pierre Kaufmann*, die mir wertvolle Literaturzitate und Hinweise bezüglich der solaren Helligkeitstemperatur gaben,
- *Prof. Masahiro Kajikawa* und seiner Arbeitsgruppe, die ihre Meßdaten zum Wasserdampfsäulengehalt über Kiruna zur Verfügung stellten,
- *Frank Hase*, der mich bei der Durchführung der Absorptionsmessungen mit Improvisationstalent und einer ruhigen Hand unterstützte,
- *Dr. Ursula Geister*, *Thilo Kutt*, *Dr. Axel Murk*, und *Peter Oettinger*, die mir neben schon genannten Gruppenmitgliedern bei der Durchsicht der Dissertation behilflich waren,

- all denen, die zum Gelingen der Meßkampagnen und dazu beigetragen haben, daß meine Aufenthalte in Kiruna und Ny-Ålesund zu unvergeßlichen Erlebnissen geworden sind.