

Abbildendes Mikrowellen-Spektrometer mit Apertursynthese

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS

von der Fakultät für
Elektrotechnik und Informationstechnik,
des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Ing. Matthias Jiroušek

geb. in: Gernsbach

Tag der mündlichen Prüfung:

22. Juli 2011

Hauptreferent:

Prof. Dr.-Ing. Dr.h.c. Dr.-Ing. E.h.mult. Werner Wiesbeck

Korreferent:

Hon.-Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Süß

Übersicht

Radiometrie, Apertursynthese, multifrequent, spektral, Spektrometer, Abbildungssystem

Abbildendes Mikrowellen-Spektrometer mit Apertursynthese

In dieser Arbeit wird die neuartige Kombination des hochauflösenden radiometrischen Abbildungsverfahrens Apertursynthese mit einer spektralen Messung untersucht. Diese Verknüpfung ermöglicht insbesondere in der Fernerkundung eine umfangreichere Erdbeobachtung zur genaueren Erfassung geophysikalischer Parameter. Die hierfür erforderlichen theoretischen Grundlagen werden insbesondere für die spezielle polare Aufnahmegeometrie des entworfenen und aufgebauten ANSAS-Instruments diskutiert, welches im Frequenzbereich zwischen 1 – 8 GHz arbeitet. Ein besonderes Augenmerk wurde auf die Analyse und die Auswirkungen von Systemfehlern gelegt, um auch zukünftige Systeme effizient auslegen zu können. Der Aufbau des experimentellen ANSAS-Instruments wird detailliert beschrieben und auf die Besonderheiten der frequenzselektiven Abtastung wird eingegangen. Die Kalibration sowie die messtechnische Verifikation des Systems wurde anhand verschiedener Abbildungsszenarien untersucht und damit die Machbarkeit eines solchen Systemkonzepts demonstriert.

Radiometry, aperture synthesis, multi frequency, spectral, spectrometer, imaging system

Microwave imaging spectrometer using aperture synthesis

The main objective of this work is research on the innovative combination of high resolution radiometric imaging using aperture synthesis and spectral measurement. This combination allows a more extensive Earth observation for an accurate acquisition of geophysical parameters. The theoretical fundamentals are particularly discussed for a polar geometry of the developed and construction ANSAS instrument operating in a frequency range of 1 - 8 GHz. Special attention is paid to the analysis and the consequences of system errors in order to assist future system developments. The construction of the experimental ANSAS-instrument is discussed in detail and the peculiarity of frequency-selective sampling is addressed. The calibration as well as the verification of the system by measurements is performed using different scenarios in order to demonstrate the feasibility of such a system concept.

Meiner Familie und meinen Eltern gewidmet.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand in der Abteilung Aufklärung und Sicherheit am Institut für Hochfrequenztechnik und Radarsysteme des Deutschen Zentrums für Luft und Raumfahrt.

Für die Unterstützung meiner Forschungstätigkeit und die Übernahme des Korreferats möchte ich mich an erster Stelle bei Herrn Hon.-Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Süß herzlich bedanken. Ebenfalls gilt mein Dank Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr.h.c. Dr.-Ing. E.h.mult. Werner Wiesbeck für die Übernahme des Hauptreferats.

Die angenehme Arbeitsatmosphäre und der freundschaftliche Umgang unter den Kollegen am Institut und besonders der Abteilung führte zu zahlreichen konstruktiven Diskussionen und Anregungen, für die ich allen Kollegen ein herzliches Dankeschön schuldig bin. Ein besonderer Dank gilt meinem Gruppenleiter Dr.-Ing. Markus Peichl für die tatkräftige und fachliche Unterstützung sowie für die kritische und konstruktive Durchsicht des Manuskripts. Für die vielen angenehm inspirierenden Diskussionen möchte ich meinem ehemaligen Zimmerkollegen Dipl.-Ing. Erik Schreiber danken.

Darüber hinaus bedanke ich mich bei Dipl.-Ing. Andreas Vögele, Dipl.-Ing. (FH) Thomas Gress und Dipl.-Ing. Philippe de Limburg Stirum für die Unterstützungen im Rahmen ihrer Diplom- und Praktikumsarbeiten und Dipl.-Ing. agr. Katharina Reif für die sprachliche Korrektur der Arbeit.

Der weitaus größte Dank geht an meine Eltern und an meine Frau, die mich in meinem Tun unterstützt und mir den notwendigen Rückhalt gegeben haben. Ebenso möchte ich meinen Kindern Johanna und Lukas für ihre verständnisvolle Unterstützung meiner Arbeit danken.

Matthias Jiroušek

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen der Mikrowellen-Radiometrie	7
2.1	Ursache der Wärmestrahlung.....	7
2.2	Schwarzkörper-Strahlung und Helligkeit.....	8
2.3	Der reale Körper: Emission, Reflexion und Transmission.....	11
2.4	Polarimetrische Beschreibung der elektromagnetischen Welle	13
2.5	Reflexion einer Welle an einer Zweischichten-Anordnung	14
2.6	Dämpfung und Eindringtiefe in dielektrische Materialien.....	17
2.7	Ausbreitung einer Welle in einem Mehrschichtenmodell.....	19
2.8	Anwendungsgebiete der spektralen Messung bei tiefen Mikrowellenfrequenzen.....	22
3	Aufbau und Eigenschaften von abbildenden Mikrowellen-Radiometern	25
3.1	Aufbau von Radiometersystemen.....	25
3.2	Antennentemperatur, räumliche Auflösung und minimale Abtastung	27
3.3	Empfängerrauschtemperatur	29
3.4	Radiometrische Auflösung.....	30
3.5	Einfluss der Erdatmosphäre auf radiometrische Abbildungen.....	31
3.6	Bildgebende Verfahren in der Mikrowellen-Radiometrie	35
4	Das Verfahren der Apertursynthese in der Mikrowellen-Radiometrie	45
4.1	Grundlegender Systementwurf des ANSAS-Instruments.....	49
4.2	Das Van-Cittert-Zernike-Theorem als Grundprinzip der Apertursynthese	50
4.3	Interpretation und Invertierung der Visibility-Funktion	61
4.4	Beschreibung des Van-Cittert-Zernike-Theorems in Polarkoordinaten.....	64
4.5	Rekonstruktionsmethode für ein polares Abtastraster.....	84
4.6	Radiometrische Auflösung eines Apertursynthese-Radiometers	89
4.7	Digitales Korrelationsprinzip	95

5	Fehleranalyse des Apertursynthese-Radiometers	107
5.1	Fehler verursacht durch nichtideale Richtcharakteristiken der Antennen	107
5.2	Fehler der nichtidealen Übertragungseigenschaften der Empfänger	116
5.3	Fehler im Korrelator durch die endliche Quantisierung	118
5.4	Effekte durch veränderliche Empfangspolarisation während einer Abbildung	120
5.5	Auswirkungen von Einseitenband- und Zweiseitenbandfrequenzumsetzung	123
6	Der experimentelle Aufbau von ANSAS	127
6.1	Messprozedur und Aufnahmegeometrie	128
6.2	Anordnung der Einzelantennen	131
6.3	Breitbandige Vivaldi-Antennen	132
6.4	Aufbau der Empfänger	137
6.5	Signalverarbeitung	144
6.6	Beschreibung des Messablaufs	150
6.7	Phasenkalibration	152
6.8	Bestimmung der radiometrischen Empfindlichkeit	155
7	Experimentelle Verifikation des Abbildungssystems ANSAS	159
7.1	Messungen mit einer Zwei-Elemente-Interferometer-Anordnung	161
7.2	Messung mit vollständiger ANSAS-Konfiguration	175
7.3	Analyse und Schlussfolgerungen aus dem ANSAS-System	197
8	Zusammenfassung und Ausblick	200
9	Anhang	I
9.1	Herleitung des Reflexionsfaktors eines geschichteten Mediums	I
9.2	Herleitung der „Fringe-Washing“-Funktion	II
9.3	Berechnung der statistischen Messunsicherheit in den Visibility-Werten	III
9.4	FIR-Filter-Implementierung	VIII
10	Literatur	XI

Verzeichnis verwendeter Symbole und Formelzeichen

Großbuchstaben

A	(Ober-) Fläche; Antennenwirkfläche
B	Helligkeit
D	Dämpfung; Richtwirkung einer Antenne; Aperturdurchmesser
E	elektrische Feldstärke; Erwartungswert
F	Feldstärkenrichtdiagramm
G	Gewinn
ΔG	Gewinnschwankung
H	magnetisches Feld; Übertragungsfunktion Frequenzbereich
I	Inphase-Komponente
J	Besselfunktion
N	Abtastwerte
P	Leistung; Strahlungsleistung; normiertes Leistungsrichtdiagramm; Projektion
Q	Quadratur-Komponente
R	Reflexionsfaktor; Korrelationsfunktion
S	Strahlungsflussdichte; Fläche; Fourier-Transformierte der Projektion P; S-Parameter
ΔS	virtuelle Fehlerhalbwertsbreite
T	Absolute Temperatur; Rauschtemperatur; Transmissionsfaktor; Antennentemperatur; Strahlungstemperatur
ΔT	Temperaturauflösung
U	Spannungsspektrum
V	Visibility-Funktion
W	Gewichtungsfunktion
Z	Feldwellenwiderstand; Wellenwiderstand
\mathcal{O}	Rechenaufwand

Kleinbuchstaben

c	Lichtgeschwindigkeit (Vakuum $c \approx 3 \cdot 10^8$ m/s)
e	Emissionskoeffizient; Euler'sche Zahl ($e \approx 2,7182$); Fehlerterm
exp	Euler'sche Zahl mit Exponent
f	Frequenz

Δf	Bandbreite
h	Plank'sches Wirkungsquantum ($h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Js); Amplitude der Übertragungsfunktion Zeitbereich
j	$\sqrt{-1}$
k	Boltzmann-Konstante ($k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K)
k	Wellenzahl
l	Richtungscoordinate
Δl	Auflösung in l -Richtung
m	Richtungscoordinate
Δm	Auflösung in l -Richtung
p	Polarisation
r	Abstand
r	Reflexionskoeffizient
s	Projektions-Koordinate
t	Transmissionskoeffizient; Zeit; Projektions-Koordinate
Δt	Korrelationszeit
u	Spannung; kartesische Basislänge
v	kartesische Basislänge
w	kartesische Basislänge
x	kartesische Koordinate
y	kartesische Koordinate
z	kartesische Koordinate

Griechische Buchstaben

Φ	Winkel in Kugelkoordinaten
Θ	Winkel in Kugelkoordinaten; Halbwertsbreite einer Antenne
$\Delta\Theta$	räumliche Auflösung
Ω	Raumwinkel
Ω_A	effektive Raumwinkel
Ψ	Orientierungswinkel der Polarisation; Zylindercoordinate
$\Delta\Psi$	Abtastinkrement in Ψ -Richtung
χ	Elliptizitätswinkel der Polarisation
δ	Phasenterm der Welle; Dirac-Impuls
ε	Permittivität

ϕ	Winkel bei Reflexionsbetrachtungen
φ	Phase der Übertragungsfunktion
$\Delta\varphi$	Differenzphasengang
κ	Leitfähigkeit
λ	Wellenlänge
μ	Permeabilität; Antennenwirkungsgrad
π	3,1415
ρ	Zylinderkoordinate
$\Delta\rho$	Auflösung in ρ -Richtung
σ	Varianz
τ	Integrationszeit, Zeitunterschied
ω	Kreisfrequenz

Allgemeine Definitionen

$x(t)$	Zeitfunktion
$X(f)$	Frequenzfunktion
\underline{x}	komplexe Größe
$ x , X $	Betrag
\vec{x}, \vec{X}	Vektor
X_f	Spektrale Größe
\bar{x}, \bar{X}	Zeitlicher Mittelwert
$\text{Re}\{x\}$	Realteil
$\text{Im}\{x\}$	Imaginärteil
δx	Standartabweichung
$x[n]$	Zeitfolge
$E[x]$	Erwartungswert

Abkürzungen

2D-STAR	2D Steerable Thinned Array Radiometer
A/D	Analog-Digital-Wandler
ABOSCA	Abbildender Bodenscanner
AGC	Automatische Verstärkungsregelung

AKF	A uto k orrelationsfunktion
ALMA	Atacama Large Millimeter Array
AMIRAS	Airborne MIRAS
ANSAS	Abbildendes Niederfrequenz-Spektrometer mit Apertursynthese
APMIR	Airborne Polarimetric Microwave Imaging Radiometer
ASR	Apertursynthese-Radiometer
BNC	Bayonet Neill Concelman
CCD	optischer Sensor (Charge-coupled Device-Technologie)
DC	Gleichstrom (Direct Current)
DLR	D eutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
D-SUB	Steckverbindertyp
DERA	Defense Evaluation and Research Agency
ESA	Europäische Weltraumorganisation (E uropean S pace A gency)
E-STAR	Electronically Steerable Thinned Array Radiometer
EU	Europäische Union
exp	Euler'sche Zahl mit Exponent
FFT	Schnelle Fourier-Transformation (F ast F ourier T ransformation)
\mathcal{FT}	Fourier-Transformation
FPGA	Field Programmable Gate Array
GAS	Geostationary Atmospheric Sounder
GeoSTAR	Microwave Sounder for Geostationary Satellites
GPIB	General Purpose Instrumentation Bus
HF	Hochfrequenzsignal
HiRAD	Hurricane Imaging Radiometer
HOPE	H andheld O perational D emining
HUT-2D	Airborne L-band Two-Dimensional Interferometric Radiometer by Aperture Synthesis
I2P	Inter-Integrated Circuit
Im	Imaginärteil
IRM	Einseitenbandmischer
Jinc	$2J_1(x)/x$
JPL	Jet Propulsion Laboratory
KKF	Kreuzkorrelationsfunktion
LNA	Rauscharmer Verstärker

LO	Mischoszillatorsignal
LPAS	Laborsystem zur Personen-Abbildung mit Scanner
LRR-X	Lightweight Rainfall Radiometer X band
MERIT	Passive Millimetre-Wave Imager
MIRAS	Microwave Imaging Radiometer using Aperture Synthesis (Nutzlast von SMOS)
NASA	National Aeronautics and Space Administration
PET	Polyethylenterephthalat
Re	Realteil
rect	Rechteckfunktion
sinc	$\sin(x)/x$
SMOS	Soil Moisture and Ocean Salinity Satellitenmission
SNR	Signal-zu-Rausch-Abstand
SPI	Serial Peripheral Interface
SSM/I	Special Sensor Microwave/Imager
TMI	TRMM Microwave Imager (Nutzlast auf TRMM)
TRMM	Tropical Rainfall Measuring Mission
UPC	Universitat Politècnica de Catalunya
USB	Universal Serial Bus
VLBI	Very Long Baseline Interferometry
W-LAN	Wireless Local Area Network
YIG	Yttrium-Eisen-Granat
ZF	Zwischenfrequenzsignal

1 Einleitung

In den letzten Jahrzehnten wurde es immer wichtiger, die Klimaprozesse besser zu verstehen. Hierfür werden eine globale Betrachtung zur Erfassung des Gesamtzusammenhangs zwischen z.B. Wasserkreislauf und Klimaänderungen sowie In-Situ-Messungen zur genauen lokalen Bestimmung der geophysikalischen Größen wie z.B. Meeressalzgehalt, Bodenfeuchte oder Temperatur benötigt. Die meisten erforderlichen physikalischen Größen können durch berührungslose Messprinzipien, meist durch Rückgewinnung aus mehreren verschiedenen messbaren Größen, bestimmt werden. Die Messmethoden sind dabei sehr unterschiedlich, wie z.B. die Messung des Erdmagnetfelds, des Luftdrucks, der Molekülkonzentrationen, der Feuchtigkeit etc. Die meisten Satelliten in der Fernerkundung sind mit bildgebenden, elektromagnetischen Sensoren zur Messung vieler geophysikalischer Parameter ausgestattet. Der Frequenzbereich reicht dabei von einigen MHz bis zur Röntgenstrahlung ($10^6 - 10^{21}$ Hz) [1].

Die zur Bestimmung der Eigenschaften der Atmosphäre (z.B. Gaskonzentrationen), Kryosphäre (z.B. Eisdicke), Ozeane (z.B. Salzgehalt) und Landflächen (z.B. Biomasse) erforderlichen Größen lassen sich durch Wechselwirkung der elektromagnetischen Wellen mit der Materie und insbesondere der Umgebung und Objekte ableiten. Die Strahlungseigenschaften der Materie, die im Wesentlichen durch physikalische und chemische Größen wie z.B. Dichte, Dielektrizitätszahl, Aggregatzustand,... bestimmt sind, werden durch das Absorptions-, Reflexions- und Transmissionsverhalten charakterisiert. Durch deren Messung, beziehungsweise durch eine Rückgewinnung aus den Messdaten, kann auf die jeweiligen gewünschten Größen geschlossen werden. Dabei ist die Messfrequenz von entscheidender Bedeutung. Mit optischen oder hyperspektralen Sensoren ist es möglich, sehr hohe räumliche Auflösungen zu erreichen und durch den spektralen Charakter viele Informationen über die Materialien zu gewinnen. Mikrowellensensoren, die einen Frequenzbereich von 1 - 300 GHz abdecken, besitzen ein schlechteres räumliches Auflösungsverhalten, bedingt durch den für die Auflösung verantwortlichen Zusammenhang von Wellenlänge λ zu Aperturdurchmesser D . Sie sind aber in vielen Frequenzbereichen weitgehend unabhängig von Witterungs- sowie Tag- und Nachtzeiteinflüssen. Außerdem beeinflussen viele geophysikalische Eigenschaften das elektromagnetische Feld eher im Mikrowellen- und weniger im optischen Frequenzbereich (z.B. in der Atmosphärenforschung).

Eine weitere Unterteilung der Sensoren kann hinsichtlich aktiver und passiver Messverfahren gemacht werden. Während bei aktiven Sensoren die zu messende Szene fremdbeleuchtet wird, empfangen passive Sensoren die natürlich erzeugte Strahlung der Szene. Die am meisten bekannten Bauformen der aktiven Sensoren sind Radarsensoren im Mikrowellenbereich bzw. LIDAR (Light Detection and Ranging) im optischen Frequenzbereich. Bekannte passive Sensoren sind Kameras im sichtbaren und infraroten Bereich sowie Mikrowellen-Radiometer.

Mikrowellen-Radiometer messen die natürliche Strahlungsleistung, die von Materie mit einer Temperatur oberhalb des absoluten Nullpunkts in einem bestimmten Frequenzband ausgesendet wird. Zur Bildgebung einer Szene werden klassischerweise Abtastverfahren verwendet, die die Strahlungsintensität aus einer bestimmten Raumrichtung einem Empfänger zuführen. Da die Dimensionen des Sensors im Mikrowellenbereich, zur Erzielung der gleichen räumlichen Auflösung wie im optischen Bereich, einige Zehnerpotenzen größer ist, wird die Größe durch die Dimension der zu schwenkenden Empfangsantenne limitiert. Zur Vermeidung von mechanisch bewegten Teilen, wie dies bei Abtastern der Fall ist, wird im optischen Bereich meist das Prinzip der sogenannten Fokalebene-Kamera verwendet. Da dies im Mikrowellenbereich sehr aufwendig und teuer ist, bietet das aus der Radioastronomie bekannte Verfahren der Apertursynthese eine innovative Alternative. Hierbei werden im Gegensatz zur Fokalebene-Kamera nicht die Leistungswerte einzelner Raumrichtungen gemessen, sondern die Signale vieler Empfänger paarweise korreliert. Mit dem aus der Optik bekannten Zusammenhang des Van-Cittert-Zernike-Theorems kann eine Beziehung zwischen den gemessenen Korrelationswerten, welche die Raumfrequenzen darstellen, und der Abbildung der Szene angegeben werden. Der Vorteil dieses Verfahrens ist die Verwendung einer statischen Antennenanordnung, wodurch eine große Antennenstruktur aufgebaut werden kann. Gegenüber einer Fokalebene-Kamera oder einer phasengesteuerten Antennengruppe kann beim Apertursynthese-Verfahren eine ausgedünnte Struktur verwendet und damit ein großer Aufwand und Kosten eingespart werden. Erstmals wurde ein solches System in der Erdbeobachtung als eindimensionale Anordnung beim ESTAR [65] eingesetzt. Erste Untersuchungen zu zweidimensionalen Strukturen wurden beim DLR [3] und der ESA/UPC [91] Mitte der 90er Jahre durchgeführt. Aus Letzterem ist das Satellitensystem SMOS [67] entstanden, welches als ein zweidimensionales Apertursynthese-Radiometer in einer Y-Anordnung der Antennen zur Vermessung der Bodenfeuchte und des Salzgehaltes der Ozeane konzipiert wurde. Es wird bei einer Frequenz von ca. 1,42 GHz gearbeitet. Mit diesem ersten Satelliten sollen die Leistungsfähigkeit eines solchen Verfahrens demonstriert und gleichzeitig wichtige Daten für die Klimaforschung gewonnen werden.

Die Messung der Strahlungsintensität in einem einzigen Frequenzbereich ermöglicht jedoch nicht immer die Bestimmung der gewünschten geophysikalischen Größen mit der gewünschten Genauigkeit, da zu viele Freiheitsgrade existieren. Aus diesem Grund werden in der Fernerkundung häufig Systeme mit mehreren Messfrequenzbereichen eingesetzt. Meist sind diese Frequenzen über das gesamte Mikrowellenspektrum in geschützten Bändern angeordnet ([6] S.14) und befinden sich, insbesondere bei der Erdbeobachtung, in den atmosphärischen Fenstern. Durch die Bestimmung der Strahlungsintensität bei unterschiedlichen Frequenzen können die zu bestimmenden geophysikalischen Parameter von sonstigen Einflüssen getrennt werden und eine Rückrechnung eindeutig ermöglicht werden. Ein Beispiel für eine schmalbandige Anwendung ist die exakte Vermessung der Wasserdampflinie bei 22 GHz oder bei 183 GHz zur Bestimmung der Wasserdampfverteilung in der Atmosphäre.

In einem anderen Einsatzgebiet der Radiometrie, der Landminendetektion, wurde Ende der 90er Jahre ein spektrales Radiometersystem im Rahmen des HOPE-Projekts [47] aufgebaut, mit dem es möglich ist, verborgene Objekte im Erdboden zu detektieren. Eine spektrale Aufnahme mit geringer relativer Bandbreite im Frequenzbereich von 1 - 6 GHz lässt eine genügend große Eindringtiefe zur Landminendetektion zu. Aufgrund der geschichteten Anordnung des Systems Mine - umgebendes Erdreich ergeben sich Resonanzen, die konstruktive und destruktive Interferenzen verursachen, wodurch Kontraständerungen der Strahlungsintensität auftreten. Durch die spektrale Aufzeichnung lassen sich Rückschlüsse auf die Verteilung und Dicken der Schichten schließen und signifikante Spektren können bestimmten Minentypen zugeordnet werden.

Die Motivation zu dieser Arbeit bildete die Verknüpfung aus einem hochauflösenden Abbildungssystem mit einem multispektralen Empfangsaufbau. Wie in Abbildung 1.1 gezeigt, vereint das Abbildende Niederfrequenz-Spektrometer mit AperturSynthese (ANSAS) die hochauflösenden Eigenschaften eines Apertursynthese-Instruments, wie bei SMOS, mit denen eines multispektralen Einkanal-Systems, wie bei HOPE.

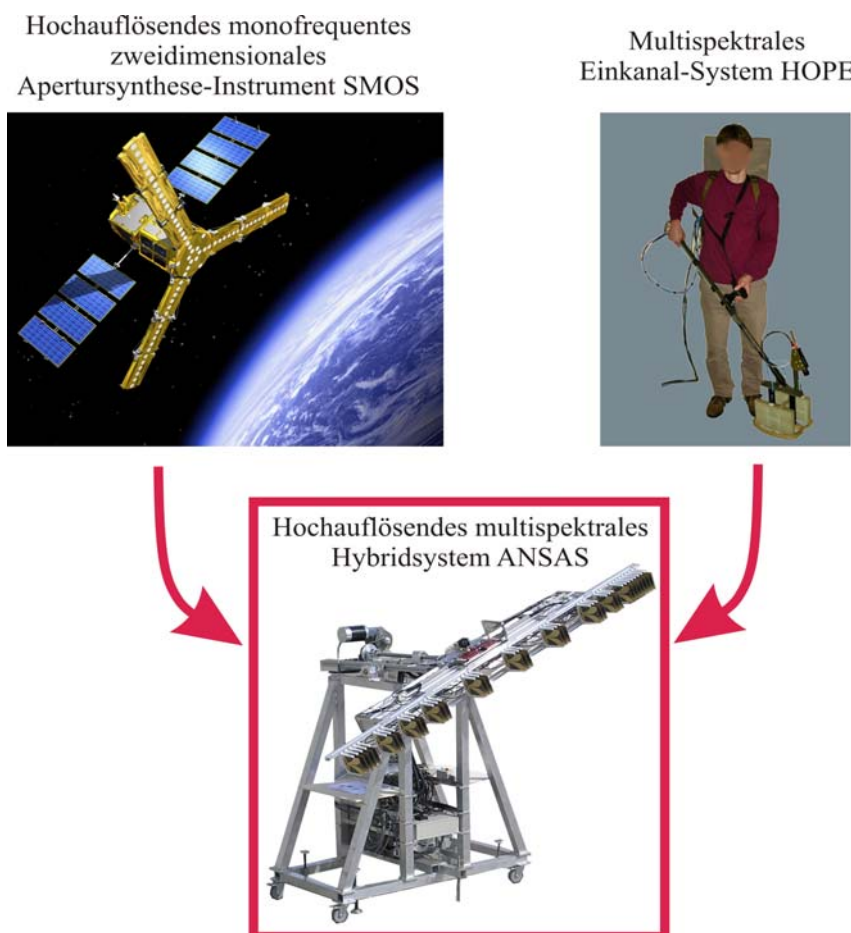


Abbildung 1.1: Hochauflösendes multispektrales Apertursynthese-Instrument ANSAS als Hybridsystem des zweidimensionalen Apertursynthese-Systems SMOS und des multispektralen Element-Systems HOPE.

Ein solches neuartiges System ermöglicht dabei viele zukunftsweisende Möglichkeiten. Die in Anlehnung an SMOS naheliegendste ist ein Einsatz zur effizienteren Erdbeobachtung. So können durch die hochauflösende spektrale Aufnahme genauere Modelle der geophysikalischen Parameter erstellt werden, da Informationen verschiedener Frequenzen eine genauere Rückrechnung erlauben. Die ersten Messergebnisse der SMOS-Mission zeigten starke Interferenzquellen in einem eigentlich geschützten Frequenzband. Die Quellen konnten auf den Bildern eindeutig bestimmten Regionen zugeordnet werden, wodurch es ermöglicht wurde, diese ausfindig zu machen und abzuschalten. Wird nun die Beobachtung auf eine spektrale Analyse ausgedehnt, so lassen sich in einem großen Frequenzbereich solche Störer identifizieren, was einer großflächigen präzisen „Radio Frequency Interference“ (RFI) Detektion entspricht. Eine weitere Anwendung in einem militärischen Satellitensystem wäre das Abhören von Funksignalen, welche durch die Apertursynthese einem genauen Ort und Frequenzbereich zugewiesen werden können (SIGINT). Im Bereich der Sicherheitsanwendungen würde ein Instrument, basierend auf dem beschriebenen Ansatz, die Möglichkeit bieten, in bedingtem Maße durch dielektrische Wände zu sehen, ohne dass dies auf der anderen Seite bemerkt würde. Die Liste der vielen Einsatzbereiche, die sicher noch weitergeführt werden kann, war die Motivation, ein wie in Abbildung 1.1 dargestelltes Experimentalsystem aufzubauen. Zur kosteneffizienten Auslegung wurde eine rotierbare, eindimensionale Anordnung gewählt, die eine Weiterentwicklung des beim DLR gebauten Zwei-Elemente-Interferometers auf mehrere Kanäle mit spektraler Aufnahmefähigkeit darstellt [3].

In der vorliegenden Arbeit werden zur Demonstration der Leistungsfähigkeit eines solchen Hybridsystems, bestehend aus Apertursynthese und multifrequenter Abtastung, die notwendigen theoretischen Untersuchungen durchgeführt und mit verschiedenen Simulationen zur Modellierung der realen Verhältnisse untermauert. Die einzelnen Fehlerquellen werden identifiziert und deren Auswirkung auf die Abbildung untersucht. Ein speziell auf die Aufnahmegeometrie abgestimmter, bedingt durch das Apertursynthese-Verfahren benötigter, Rekonstruktionsalgorithmus wird untersucht. Die instrumentenspezifische Verarbeitung der Messdaten sowie die Verringerung der Fehlereinflüsse durch die Kombination der Messwerte aller spektralen Messungen werden erörtert. Um auch praktische Erfahrungen zu sammeln und um die Machbarkeit eines solchen Systems zu untersuchen, wurde das experimentelle Instrument ANSAS entwickelt und aufgebaut.

Zum besseren Verständnis der beiden Verfahren spektrale Aufnahme und Apertursynthese werden in Kapitel 2 dieser Arbeit die allgemeinen Grundlagen der Mikrowellen-Radiometrie behandelt sowie eine Einführung zur Polarimetrie in der Mikrowellen-Radiometrie gegeben. Eine genauere Betrachtung der Dämpfung und Eindringtiefe und eine Modellrechnung für eine Mehrschichtenanordnung werden beispielhaft behandelt.

In Kapitel 3 werden systemspezifische Radiometergrößen, wie die Empfängerrauschtemperatur, die Abtastung der Szene, die räumliche und radiometrische Auflösung

sowie der Einfluss der Atmosphäre auf den Bildkontrast und mögliche Anwendungsgebiete der niederfrequenten, spektralen Messung anhand eines „Total-Power“-Radiometers untersucht.

In Kapitel 4 wird das Apertursynthese-Verfahren auf der Basis des Van-Cittert-Zernike-Theorems abgeleitet, um die Grundlagen zur Bildrekonstruktion mit den Beschränkungen durch die Diskretisierung zu untersuchen. Insbesondere wird auf die polare Abtastgeometrie und der damit einhergehenden Beschränkungen des Gesichtsfeldes und der räumlichen Auflösung eingegangen. Die radiometrische Auflösung wird speziell für die polare Geometrie abgeleitet. Besonders wird auf das zentrale Element eines Apertursynthese-Instruments, den Korrelator, eingegangen. Der Korrelator wird in digitaler Bauweise umgesetzt. Hierfür werden die Grundlagen zusammengefasst und besonders die Implementierung der Hilbert-Transformation in digitaler Form und die dadurch möglichen Fehlerquellen näher betrachtet.

In Kapitel 5 werden die Systemfehler durch Antenne, Empfänger, Korrelatoren und der Polarisationsänderung beschrieben. Ebenso wird die Notwendigkeit eines Einseitenbandmischbetriebs aufgrund der spektralen Ausführung des Apertursynthese-Instruments erörtert.

Der Aufbau des experimentellen spektralen Apertursynthese-Instruments ANSAS wird in Kapitel 6 beschrieben. Nach einer Vorstellung des Gesamtaufbaus des Messsystems wird auf die einzelnen Teilbereiche näher eingegangen. Es werden die ausgedünnte eindimensionale Antennenanordnung und die Auswirkungen der frequenzselektiven Abtastung der Raumfrequenzen diskutiert sowie der Systementwurf mit den Einzelkomponenten Antennen, Empfänger und Signalverarbeitung näher beschrieben. Besonders werden die Entwicklungen des digitalen komplexen Korrelators und die Leistungs- und Temperaturerfassungseinheit dargestellt, die aufgrund der Vielzahl von Empfängern nicht kommerziell erhältlich sind. Anschließend werden der entwickelte Messablauf und die Benutzeroberfläche sowie die Kalibration beschrieben.

In Kapitel 7 wird die messtechnische Verifikation des Instruments in Teilbereiche untergliedert. Die primäre Überprüfung der Empfänger und Korrelatoren auf die gewünschte Funktionsfähigkeit wurde mit einem Zwei-Elemente-System durchgeführt. Anhand von spektralen Messungen realer Szenarien wurden die Merkmale und Vorteile eines spektralen Apertursynthese-Instruments und zwei verschiedene Kombinationsmöglichkeiten der Einzelfrequenzaufnahmen gezeigt. Die Charakterisierung des gesamten ANSAS-Instruments wurde zunächst mit einer künstlich erzeugten Punktquelle und dann mit Aufnahmen verschiedener natürlicher Szenarien durchgeführt. Die Diskussion der Ergebnisse zeigt das Potential einer hochaufgelösten spektralen Aufnahme, wobei insbesondere die Verknüpfung mit einem Apertursynthese-Verfahren viele neue Möglichkeiten für die Fernerkundung mit Mikrowellen-Radiometrie bietet.

Die in der Arbeit gelernten Lektionen sind in Kapitel 7.3 beschrieben. Eine Zusammenfassung der Arbeit und ein Ausblick auf mögliche Folgeprojekte werden in Kapitel 8 gegeben.

2 Physikalische Grundlagen der Mikrowellen-Radiometrie

Unter dem Begriff der Mikrowellen-Radiometrie ist die Messung der natürlichen elektromagnetischen Strahlungsleistung von Materie zu verstehen. Es handelt sich um die rein passive Messung von ungeordneter Strahlungsleistung in einem Frequenzbereich von 1-300 GHz. Ganz im Gegensatz zur Kommunikation oder Radartechnik, in der künstliche Strahlung ausgesendet wird, welche von Objekten gewollt (Radar) oder ungewollt (Kommunikation) absorbiert, transmittiert oder reflektiert und wieder empfangen wird. Der Charakter der Strahlung in der Mikrowellen-Radiometrie gehorcht einer zufälligen Verteilung in Frequenz, Phase und Amplitude. In Anlehnung an die Akustik wird ein solches Spektrum auch als thermische „Rausch“-Strahlung oder Wärmestrahlung bezeichnet.

2.1 Ursache der Wärmestrahlung

Alle Objekte die eine Temperatur oberhalb des absoluten Nullpunkts von 0 K haben emittieren elektromagnetische Strahlung. Bei atomaren Gasen bildet diese Emission Linienspektren, bedingt durch den Übergang von Elektronen zwischen diskrete Energieniveaus. Die emittierte Strahlung beim Übergang von Energieniveau E_1 zu E_2 hat nach dem 2. Bohr'schen Postulat die Frequenz f :

$$f = \frac{E_1 - E_2}{h} \quad (2.1)$$

wobei $h = 6.634 \cdot 10^{-34}$ Js das Plank'sche Wirkungsquantum ist ([4] S. 527). Die Anregung zur Emission findet durch Zusammenstöße einzelner Atome oder durch die Absorption von Strahlung und die dadurch verursachte Anhebung von Elektronen auf höhere Energieniveaus und anschließender spontaner Emission statt. Die Anzahl der Zusammenstöße ist wiederum an die kinetische Energie gekoppelt, was zu einer Erhöhung der Emission bei erhöhter absoluter Temperatur führt. Da die Energieniveaus dem diskreten Schalenmodell folgen, müssten auch die Emissionslinien nur bei diskreten Frequenzen vorhanden sein. Allerdings ergibt sich durch die variablen Geschwindigkeiten der Atome eine variable Dopplerverschiebung, welche zu einer variablen Verbreiterung der Linien führt. Bei Molekülen ergeben sich durch die Bindungen und dadurch verursachten Rotationen und Schwingungen weitere Energieniveaus. Für komplexer aufgebaute Materialien wie Flüssigkeiten und Festkörper, steigt die Zahl an Freiheitsgraden und damit Energieniveaus, was ein kontinuierliches Spektrum an emittierter Strahlung ergibt. Die nahezu unbegrenzten Freiheitsgrade und die statistischen Zusammenstöße der Teilchen ergeben ein

kontinuierlich verteiltes Strahlungsspektrum. Dieses Prinzip der Strahlungsentstehung wurde 1901 durch Planck's Quantentheorie beschrieben [2].

2.2 Schwarzkörper-Strahlung und Helligkeit

Die fundamentale Größe in der Mikrowellen-Radiometrie zur Beschreibung der Strahlungsleistung ist die Helligkeit von Objekten auch spezifische Intensität genannt. Diese spezifische Intensität oder Helligkeit lässt sich anhand von Abbildung 2.1 definieren. Betrachtet wird ein Körper, welcher sich auf einer Temperatur oberhalb des absoluten Nullpunkts befindet. Aus dem Körperinneren tritt die Rauschstrahlungsleistung dP über das Flächenelement dA , abhängig von den Raumrichtungen Θ und Φ (im einfachsten Fall wäre dies eine Gewichtung mit dem Richtungskosinus, also mit $\cos \Theta$ ([5] S. 8)), in den Raumwinkel $d\Omega$ nach außen.

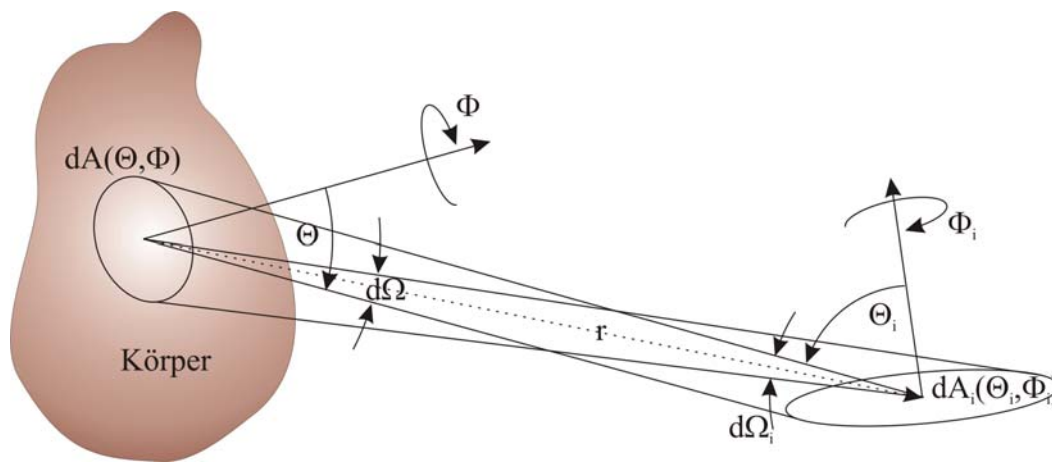


Abbildung 2.1: Definition der Helligkeit.

Die spektrale Helligkeit B_f des Frequenzintervalls df um die Mittenfrequenz f wird als eine spektrale Strahlungsleistung definiert, welche auf das effektive Flächenelement $dA(\Theta, \Phi)$ bezogen, in den Raumwinkel $d\Omega$ in die Raumrichtung Θ und Φ strahlt:

$$B_f(\Theta, \Phi) = \frac{dP_f(\Theta, \Phi)}{dA(\Theta, \Phi) d\Omega df} \quad (2.2)$$

Die abgestrahlte Leistung unter Berücksichtigung des Abstrahlwinkels Θ ergibt sich zu:

$$dP_f(\Theta, \Phi) = B_f(\Theta, \Phi) dA(\Theta, \Phi) \cos \Theta d\Omega df \quad (2.3)$$

Wird nun die Beziehung für den Raumwinkel $d\Omega = dA_i(\Theta_i, \Phi_i) \cos \Theta_i / r^2$ sowie reziprok $d\Omega_i = dA(\Theta, \Phi) \cos \Theta / r^2$ angewendet, so ergibt sich die empfangene spektrale Strahlungsleistung dP_{f_i} im effektiven Flächenelement $dA_i(\Theta_i, \Phi_i)$ des Raumwinkels $d\Omega_i$ aus den Raumrichtungen Θ_i und Φ_i zu:

$$dP_{f_i}(\Theta, \Phi) = B_f(\Theta, \Phi) dA_i(\Theta_i, \Phi_i) \cos \Theta_i d\Omega_i df \quad (2.4)$$

Aus Gleichung (2.4) ist erkennbar, dass die Helligkeit eine von der Entfernung unabhängige Größe darstellt. Zur Quantifizierung der spektralen Strahlungsleistung realer Körper wird als Grundlage ein theoretisches Modell verwendet, der Schwarze Körper. Dieser Körper hat die ideale Eigenschaft, dass er die Strahlungsleistung bei allen Frequenzen aus jeder Raumrichtung vollständig absorbiert. Aus Gründen der Energieerhaltung muss er, im thermodynamischen Gleichgewicht, die gleiche Menge an Energie wieder emittieren ([6] S. 192, [5] S. 7, [8] S. 3-19). In der Praxis stellt z.B. ein Mikrowellenabsorber eine gute Approximation des Schwarzen Körpers dar.

Die Beschreibung des Zusammenhangs zwischen der Temperatur T und der Helligkeit B wurde 1914 von Max Planck im sogenannten Planck'schen Strahlungsgesetz veröffentlicht [2]. Die richtungsunabhängige, schmalbandige Beschreibung der Helligkeit eines Schwarzen Körpers B_f in Abhängigkeit von der Frequenz ergibt sich aus:

$$B_f(T) = \frac{2hf^3}{c^2} \frac{1}{e^{hf/kT} - 1} \quad (2.5)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K die Boltzmann-Konstante ist. Die Helligkeit über der Frequenz ist für einige in der Mikrowellen-Radiometrie relevante Temperaturen in Abbildung 2.2 dargestellt.

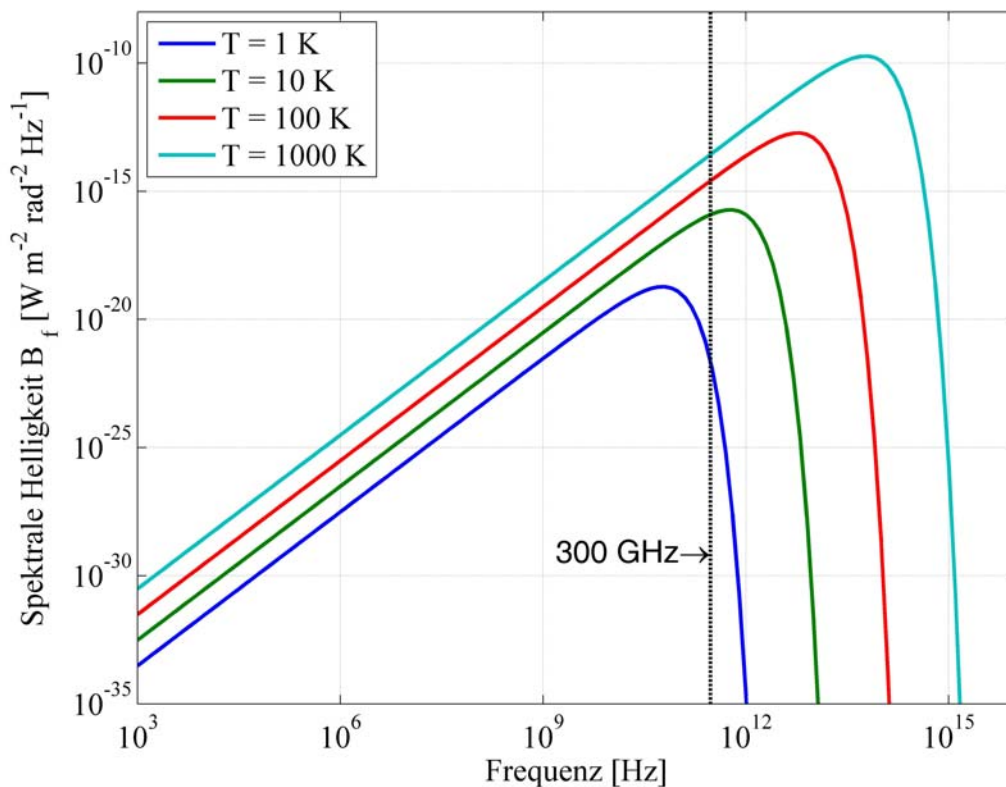


Abbildung 2.2: Spektrale Helligkeit eines Schwarzen Körpers nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz.

Für den in der Mikrowellen-Radiometrie verwendeten Frequenzbereich und unter der Voraussetzung $hf/kT \ll 1$, was für Temperaturen größer 10 K gegeben ist, lässt sich der Exponentialteil in Gleichung (2.5) linearisieren und es ergibt sich das Rayleigh-Jeans-Strahlungsgesetz, für die Frequenz f oder die Wellenlänge λ :

$$B_f = \frac{2kTf^2}{c^2} = \frac{2kT}{\lambda^2} \quad (2.6)$$

was jedoch nicht der Helligkeit über der Wellenlänge B_λ entspricht. Dieser vereinfachte lineare Zusammenhang zwischen der Temperatur und der Helligkeit im Mikrowellenbereich liefert mit der Gleichung (2.4) eine proportionale Beziehung zwischen der Helligkeit bzw. der Temperatur und der empfangenen spektralen Strahlungsleistung P_{fi} :

$$\begin{aligned} dP_{fi}(\Theta, \Phi) &= B_f(\Theta, \Phi) dA_i(\Theta_i, \Phi_i) \cos \Theta_i d\Omega_i df \\ &= \frac{2kT}{\lambda^2} dA_i(\Theta_i, \Phi_i) \cos \Theta_i d\Omega_i df \end{aligned} \quad (2.7)$$

Anhand Gleichung (2.7) lässt sich eine wichtige Analogie zur Rauschleistung eines rein Ohm'schen Widerstands herleiten. Angenommen eine ideale Antenne befinde sich in einem vollständig absorbierenden Raum, dann ist die empfangene Leistung in einer kleinen Relativbandbreite Δf durch Integration von Gleichung (2.7) über den Raumwinkel gegeben durch:

$$P_{fi} = \frac{2kT\Delta f}{\lambda^2} \iint_{4\pi} dA_i(\Theta_i, \Phi_i) d\Omega_i = 2kT\Delta f \frac{A_{i, \text{eff}}}{\lambda^2} \iint_{4\pi} P_{ni}(\Theta_i, \Phi_i) d\Omega_i \quad (2.8)$$

$A_{i, \text{eff}}$ ist dabei die effektive Antennenwirkfläche und $P_{ni}(\Theta_i, \Phi_i)$ die normierte Richtcharakteristik. Mit dem Zusammenhang für den effektiven Raumwinkel Ω_A ([28] S.55):

$$\Omega_A = \frac{\lambda^2}{A_{\text{eff}}} = \iint_{4\pi} P_n(\Theta, \Phi) d\Omega \quad (2.9)$$

ergibt sich:

$$P_{fi} = 2kT\Delta f \frac{A_{i, \text{eff}}}{\lambda^2} \Omega_A = 2kT\Delta f \quad (2.10)$$

Dieser Zusammenhang ist als Nyquist-Beziehung bekannt und stellt im Allgemeinen die Beziehung zwischen der Rauschleistung eines Ohm'schen Widerstandes und dessen absoluter Temperatur her. Damit lassen sich in der Radiometrie alle gemessenen Strahlungsleistungen einer sogenannten scheinbaren Strahlungs- oder Helligkeitstemperatur T_S zuordnen.

2.3 Der reale Körper: Emission, Reflexion und Transmission

Die Annahme eines idealen Schwarzen Körpers trifft in der Realität nur bei sehr wenigen Materialien näherungsweise zu (idealer Absorber). Ein realer Körper auch grauer Körper genannt hat im Gegensatz zu einem Schwarzen Körper ein endliches Absorptionsvermögen und damit auch eine endliche Emissionsfähigkeit. Die Emissivität eines grauen Körpers wird nach dem Kirchhoff'schen Strahlungsgesetz aus dem Quotienten der Helligkeit des grauen Körpers zu der des Schwarzen Körpers bei gleicher absoluter Temperatur und gleicher Frequenz ([7], [6] S. 201, [5] S. 8) gebildet. Dagegen ist die Helligkeit des realen Körpers B_{fR} im Gegensatz zum Schwarzen Körper B_{fS} richtungsabhängig, d.h. es ergibt sich eine Emissivität bzw. ein Emissionskoeffizient, welcher die gleichen Abhängigkeiten wie die Helligkeit aufweist:

$$e_f(\Theta, \Phi) = \frac{B_{fR}(\Theta, \Phi)}{B_{fS}} = \frac{T_{fS}(\Theta, \Phi)}{T} \quad (2.11)$$

Hierbei kann mit Gleichung (2.6) die sogenannte Strahlungs- oder Helligkeitstemperatur T_{fS} definiert werden¹. Der Emissionskoeffizient ist eine dimensionslose Größe im Bereich zwischen 0 und 1, da es keinen Körper gibt, der eine größere Helligkeit als der ideale Schwarze Körper besitzt. Der Fall, dass $e_f(\Theta; \Phi)$ den Wert 1 annimmt, entspricht also dem Schwarzen Körper. Für den Wert $e_f(\Theta; \Phi) = 0$ ergibt sich eine Mischergebnis aus totaler Reflexion am oder totaler Transmission durch den Körper. Dies ist im Mikrowellenbereich annähernd gegeben bei glatten Metalloberflächen bezüglich totaler Reflexion, und z.B. im optischen Bereich für Glas bezüglich der totalen Transmission. Aus Gründen der Energieerhaltung ergibt sich als verallgemeinertes Kirchhoff'sches Gesetz:

$$1 = e_f(\Theta, \Phi) + r_f(\Theta, \Phi) + t_f(\Theta, \Phi) \quad (2.12)$$

mit $r_f(\Theta; \Phi)$ als Reflektionskoeffizient und $t_f(\Theta; \Phi)$ als Transmissionskoeffizient.

Bisher wurde der Körper getrennt von seiner Umgebung betrachtet. Wird nun allerdings die reflektierte und transmittierte Strahlungsleistung berücksichtigt, so ergibt sich die beobachtbare spektrale Helligkeit zu:

$$B_{fR}(\Theta, \Phi) = e_f(\Theta, \Phi) \frac{2kT}{\lambda^2} + \iint_{\Omega^*} r_f(\Theta^*, \Phi^*, \Theta, \Phi) B_{fU}(\Theta^*, \Phi^*) d\Omega^* + \iint_{\Omega^+} t_f(\Theta^+, \Phi^+, \Theta, \Phi) B_{fH}(\Theta^+, \Phi^+) d\Omega^+ \quad (2.13)$$

wobei der erste Summand den Anteil der Eigenemission beschreibt. Der zweite Summand gibt den Helligkeitsanteil an, welcher durch die Summe aller Reflexionen der Helligkeitsstrahlung der Umgebung B_{fU} aus den Raumrichtungen Θ^* und Φ^* am Körper, bedingt durch seine Oberflächenbeschaffenheit, in die Empfangsrichtungen Θ und Φ

¹ Der Index S bezieht sich dabei auf die Strahlungstemperatur T_{fS}

entsteht. Analoges gilt für den dritten Summand, der die Summe aller transmittierten Helligkeiten vom Hintergrund B_{fH} aus den Raumrichtungen Θ^+ und Φ^+ repräsentiert. Im Allgemeinen sind der Transmissions- und Reflexionskoeffizient zusätzlich noch von der Polarisation der Strahlung abhängig ([6] S. 231).

Mit Gleichung (2.6) und T_{fU} als spektrale Strahlungstemperatur der Umgebung sowie T_{fH} als spektrale Strahlungstemperatur des Hintergrunds kann die spektrale Strahlungstemperatur für die Raumrichtungen Θ und Φ angegeben werden zu:

$$T_{fS}(\Theta, \Phi) = e_f(\Theta, \Phi)T + \iint_{\Omega^*} r_f(\Theta^*, \Phi^*, \Theta, \Phi) T_{fU}(\Theta^*, \Phi^*) d\Omega^* + \iint_{\Omega^+} t_f(\Theta^+, \Phi^+, \Theta, \Phi) T_{fH}(\Theta^+, \Phi^+) d\Omega^+ \quad (2.14)$$

Aus Gleichung (2.13) und (2.14) wird ersichtlich, dass die Helligkeitstemperatur stark von dem beobachteten Körper sowie dessen Emissions-, Reflexions- und Transmissionsverhalten abhängig ist. Weitere wichtige Einflussgrößen sind die Helligkeitstemperatur des Hintergrunds und der Umgebung. Anschaulich lässt sich Gleichung (2.14) vereinfacht anhand von Abbildung 2.3 beschreiben.

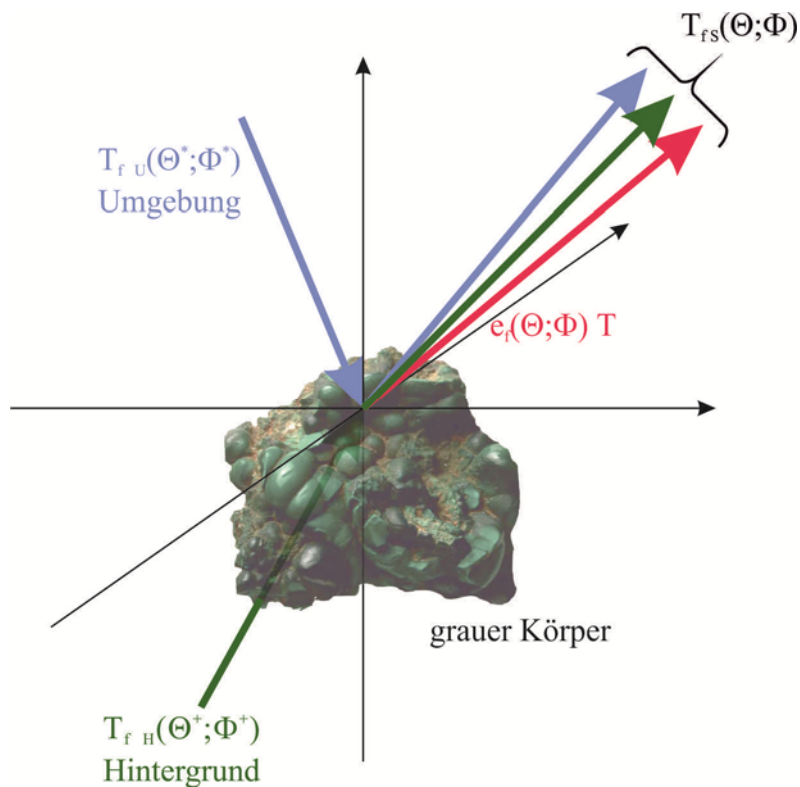


Abbildung 2.3: Beiträge zur beobachtbaren Strahlungsleistung eines realen grauen Körpers.

2.4 Polarimetrische Beschreibung der elektromagnetischen Welle

Die vollständige Beschreibung der Ausbreitung der elektromagnetischen Strahlung beruht auf den Maxwell'schen Gleichungen für die Randbedingungen eines homogenen, unendlich ausgedehnten, ladungsfreien Raums ([9] S. 110, [10] S. 33). Mit der Voraussetzung, dass die Feldkomponenten nur eine Funktion der kartesischen Koordinate z sind, ergibt sich für das zeitlich veränderliche elektrische Feld \vec{E}_ω die folgende Lösung ([10] S. 24, [15] S. 20):

$$\vec{E}_\omega(t, z) = \begin{pmatrix} E_{x\omega}(t, z) \\ E_{y\omega}(t, z) \end{pmatrix} = \text{Re} \left\{ \underbrace{\begin{pmatrix} |E_x| e^{j\delta_x} \\ |E_y| e^{j\delta_y} \end{pmatrix}}_{\text{Jones - Vektor } \vec{E}_0} e^{j(kz - \omega t)} \right\} \quad (2.15)$$

Es ist ersichtlich, dass die Lösung nur eine x und y Komponente besitzt und deshalb als transversale elektromagnetische Welle (TEM) bezeichnet wird. In Gleichung (2.15) bedeutet $\omega = 2\pi f = 2\pi c/\lambda$ die Kreisfrequenz und $k = 2\pi f \sqrt{\epsilon\mu}$ die Wellenzahl mit den Materialeigenschaften Permittivität ϵ und Permeabilität μ . Das magnetische Feld ist über den Feldwellenwiderstand Z (s. Abschnitt 2.5) mit dem elektrischen Feld direkt verbunden ([10] S. 28).

Für monochromatische Wellen beschreibt der Jones-Vektor in Gleichung (2.15) eindeutig die Polarisation und die Feldstärke der Welle. Aufgrund des Phasenunterschiedes $\delta_p = \delta_x - \delta_y$ und der unterschiedlichen Amplituden der beiden Teilwellen ergeben sich verschiedene Polarisationszustände. In einer anschaulichen Darstellung ist dies anhand der Projektionsspur des elektrischen Feldvektors auf einer Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung z in Abbildung 2.4 dargestellt. Allgemein betrachtet ergibt sich eine Polarisationsellipse, welche sich üblicherweise durch den Orientierungswinkel Ψ und den Elliptizitätswinkel χ beschreiben lässt, wobei der Zusammenhang zu Gleichung (2.15) in den folgenden zwei Gleichungen besteht:

$$\tan 2\Psi = \frac{2|E_x||E_y|}{|E_x|^2 - |E_y|^2} \cos \delta \quad (2.16)$$

$$\tan 2\chi = \frac{2|E_x||E_y|}{|E_x|^2 + |E_y|^2} \sin \delta \quad (2.17)$$

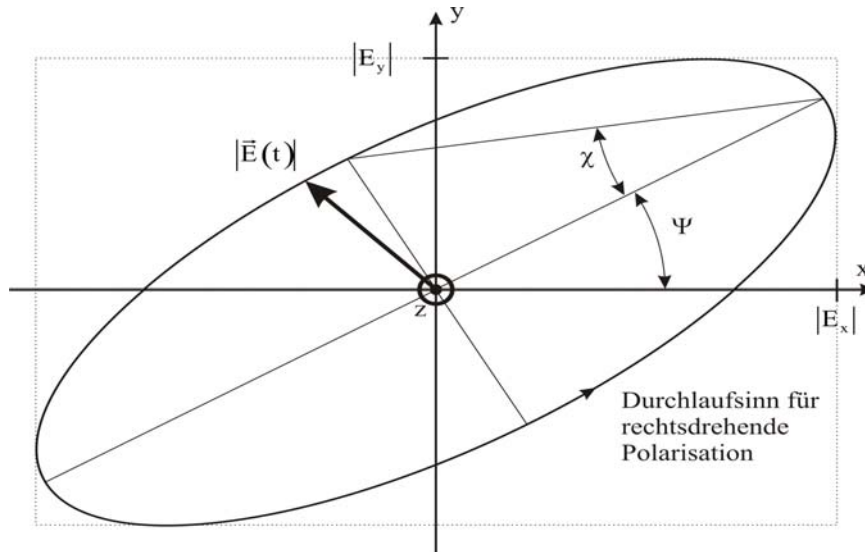


Abbildung 2.4: Polarisationsellipse eines Feldwellenvektors für die Ausbreitungsrichtung z .

Weitere Beschreibungen der Polarisationszustände sind in verschiedenen Schreibweisen durch den Stockes-Vektor möglich, der für ein vollpolarimetrisches Radiometersystem gebräuchlich ist ([15], [11]). Für die weiteren Betrachtungen der Reflexion ist hier allerdings der Jones-Vektor die einfachste Darstellung.

2.5 Reflexion einer Welle an einer Zweischichten-Anordnung

Alle Materialien lassen sich durch die komplexen Materialkonstanten Permittivität $\epsilon = \epsilon' + j\epsilon''$, Permeabilität $\mu = \mu' + j\mu''$ und die Leitfähigkeit κ beschreiben ([9] S. 132, [12] S. 24). Hiermit lässt sich der Feldwellenwiderstand für dielektrische Materialien angeben:

$$Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad (2.18)$$

Das Reflexions- und das Transmissionsverhalten elektromagnetischer Wellen soll anhand der Anordnung in Abbildung 2.5 beschrieben werden. Aus den Stetigkeitsbedingungen der Tangentialkomponenten aller Felder lässt sich der Reflexionsfaktor R einer unendlich ausgedehnten Zweischichtanordnung berechnen. Für den Einfallswinkel ϕ_e und den Brechungswinkel ϕ_t , der berechnet und für verlustbehaftete Medien komplex werden kann, ergibt sich das Brechungsgesetz von Snellius ([13] S 136):

$$\sin \phi_e = \sqrt{\frac{\epsilon_2 \mu_2}{\epsilon_1 \mu_1}} \sin \phi_t \quad (2.19)$$

und:

$$\cos \phi_t = \sqrt{1 - \sin^2 \phi_t} = \sqrt{1 - \frac{\epsilon_2 \mu_2}{\epsilon_1 \mu_1} \sin^2 \phi_e} \quad (2.20)$$

Definiert wird der Reflektionsfaktor als Verhältnis von reflektiertem (Index r) zu einfallendem (Index e) elektrischen Feld für beide Polarisierungen h und v zu:

$$\begin{aligned}
 R_h &= \frac{\vec{E}_{hr}}{\vec{E}_{he}} = \frac{\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}} \cos \phi_e - \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}} \cos \phi_t}{\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}} \cos \phi_e + \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}} \cos \phi_t} = \frac{\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}} \cos \phi_e - \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2} - \frac{\epsilon_2^2}{\mu_1 \epsilon_1} \sin^2 \phi_e}}{\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}} \cos \phi_e + \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2} - \frac{\epsilon_2^2}{\mu_1 \epsilon_1} \sin^2 \phi_e}} \\
 R_h &= \frac{Z_1 \cos \phi_e - Z_2 \cos \phi_t}{Z_1 \cos \phi_e + Z_2 \cos \phi_t} \\
 R_v &= \frac{\vec{E}_{vr}}{\vec{E}_{ve}} = \frac{\sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}} \cos \phi_e - \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}} \cos \phi_t}{\sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}} \cos \phi_e + \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}} \cos \phi_t} = \frac{\sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}} \cos \phi_e - \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1} - \frac{\epsilon_2 \eta_2}{\mu_1^2} \sin^2 \phi_e}}{\sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}} \cos \phi_e + \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1} - \frac{\epsilon_2 \eta_2}{\mu_1^2} \sin^2 \phi_e}} \\
 R_v &= \frac{Z_2 \cos \phi_e - Z_1 \cos \phi_t}{Z_2 \cos \phi_e + Z_1 \cos \phi_t}
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

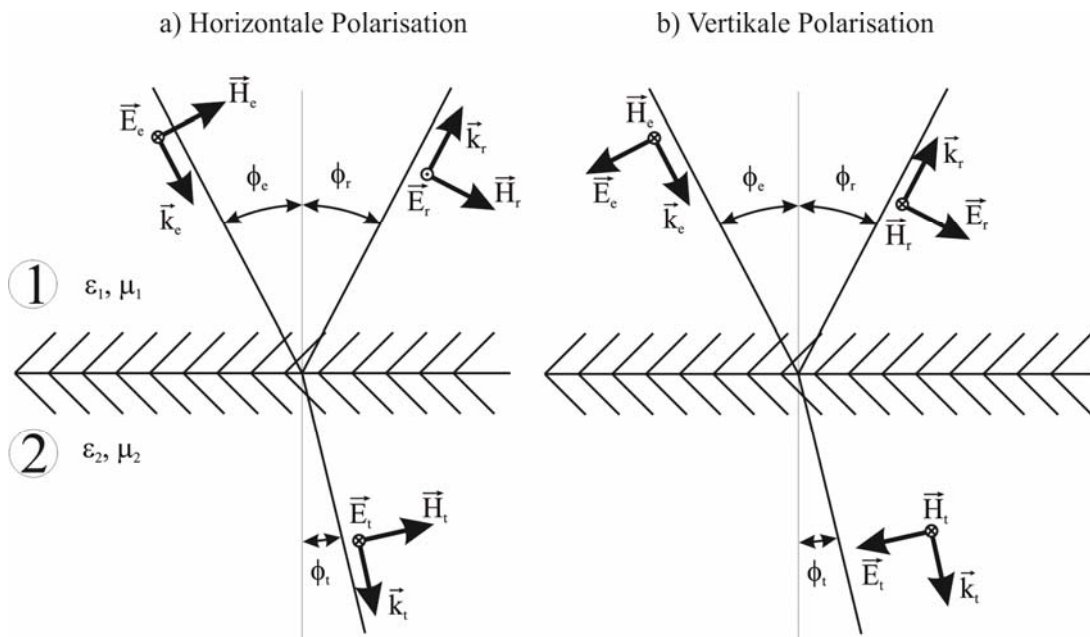


Abbildung 2.5: Brechung und Reflexion einer ebenen Welle an einem Zweischichtenübergang für a) eine horizontal polarisierte Welle und b) eine vertikal polarisierte Welle.

Aus den so erhaltenen Reflexionsfaktoren lassen sich die Reflexionskoeffizienten $r = |R|^2$ für die horizontale und vertikale Polarisation und damit das Verhältnis von einfallender zu reflektierter elektromagnetischer Leistung bestimmen. Bei nicht senkrechtem oder waagrechtem Einfall eines Feldvektors müssen die Einzelkomponenten der reflektierten elektromagnetischen Felder vektoriell addiert werden, um die

Polarisation und Intensität des reflektierten Feldes berechnen zu können. Ein Beispiel für eine solche Zweischichtenanordnung ist in Abbildung 2.6 für die Reflexion an Wasser einer Welle bei 3 GHz gezeigt.

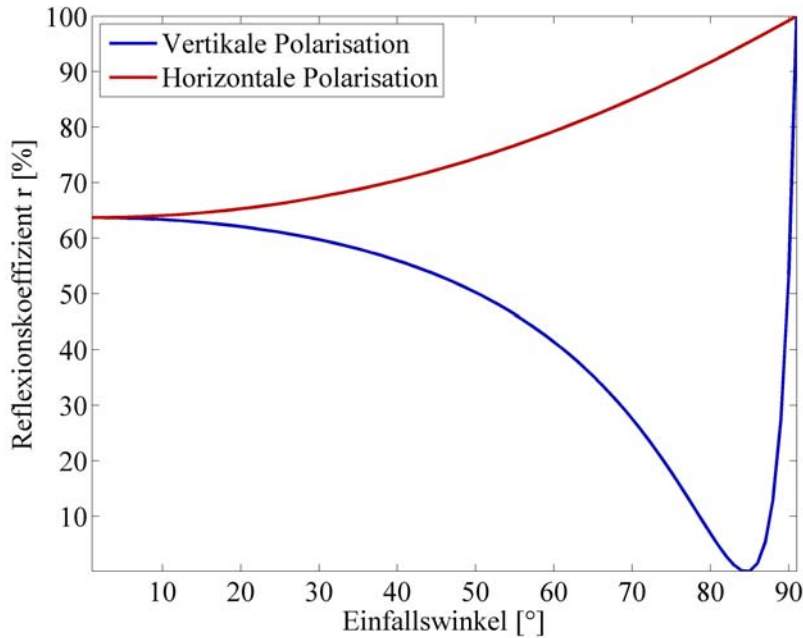


Abbildung 2.6: Reflexionsfaktor an einer Grenzschicht zwischen Luft und Wasser.

Beim Messen von elektromagnetischer Strahlung muss jedoch auch die Polarisation der Empfangsantenne berücksichtigt werden. Unabhängig von deren Gewinn ergibt sich aus dem elektrischen Feld E und der Polarisation p der Antenne, welche die normierten Einheitsvektoren des Jones-Vektors darstellen sollen ([15] S. 26), die empfangene Strahlungsflussleistung \vec{S} bzw. der Pointing-Vektor ([17] S. 14) an der Antenne zu:

$$\vec{S} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left(\frac{1}{\sqrt{\mu/\varepsilon}} \right) \left\langle \left| p_x E_x + p_y E_y \right|^2 \right\rangle \quad (2.22)$$

Hieraus lässt sich für beliebige Empfangspolarisationen die empfangbare Leistung einer z.B. an einer Zweischichtenanordnung reflektierten Welle berechnen. Für diese Arbeit von besonderem Interesse ist die lineare Polarisation mit beliebigem Orientierungswinkels wodurch die Terme $p_x p_y^*$ sowie $p_y p_x^*$ verschwinden ([15] S. 27). Unter diesen Voraussetzungen wird aus Gleichung (2.22):

$$\vec{S} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left(\frac{1}{\sqrt{\mu/\varepsilon}} \right) \left(\left| p_x \right|^2 \langle E_x E_x^* \rangle + \left| p_y \right|^2 \langle E_y E_y^* \rangle \right) \quad (2.23)$$

Für einige relevante Materialien lässt sich mit Gleichung (2.20) und bekanntem ε das Emissionsvermögen bei angenommener unendlicher Schichtdicke angeben. Hierbei sei zur Vereinfachung ein senkrechter Einfall angenommen, was einem ϕ_e von 0

entspricht. Die Transmission nimmt für diese Parameter bei unendlich dicken Materialien den Wert 0 an und alle nichtreflektierte Energie wird im Medium absorbiert. Das Medium 1 aus Gleichung (2.20) sei Luft.

Tabelle 2.1: Materialparameter bei 3 GHz.

Material	Dielektrizitätszahl $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$ (bei 3 GHz)	Emissivität e (bei 3 GHz)
Polyethylene D-3401 ([16] S. 327)	$\epsilon_r = 2,26 + j \cdot 8,1 \cdot 10^{-4}$	0,96
Metall	$\epsilon_r \approx j \cdot 2 \cdot 10^9$	~ 0
Beton [18]	$\epsilon_r = 7 + j \cdot 2,5$	0,78
Reines Wasser bei 20°C [19]	$\epsilon_r = 77 + j \cdot 10$	0,36
Gras [20]	$\epsilon_r = \text{ca. } 20 + j \cdot 7$	0,58
Trockener Boden ([21] S. 2090)	$\epsilon_r = 2 - 3$	0,97 - 0,92

Anhand der Polarimetrie lassen sich viele Phänomene eines radiometrischen Bildes erklären und interpretieren. Im Gegensatz zu einer optischen Aufnahme haben Mikrowellen die Eigenschaft, dielektrische Materialien bis zu einer bestimmten Eindringtiefe zu durchdringen. Die Eindringtiefe und die Modellvorstellungen eines Mehrschichtenmodells sollen daher näher diskutiert werden.

2.6 Dämpfung und Eindringtiefe in dielektrische Materialien

In vielen Bereichen ist es von Interesse, durch bestimmte nicht leitende dielektrische Materialien hindurch erkunden zu können, um Informationen über den Hintergrund zu erhalten. Von entscheidendem Faktor ist hierbei die Eindringtiefe der elektromagnetischen Welle in das Material. Diese leitet sich aus der Dämpfung der elektromagnetischen Welle in verlustbehafteten Medien mit Hilfe des Pointing-Vektors \vec{S} ab, der allgemein das Kreuzprodukt aus dem elektrischen und magnetischen Feldvektor darstellt und immer in Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle zeigt:

$$\vec{S} = \frac{1}{2} \text{Re}\{\vec{E} \times \vec{H}\} \quad (2.24)$$

Die auf die Ausbreitungsrichtung z bezogene Intensität kann durch zeitliche Mittelwertbildung berechnet werden, wobei Z der Feldwellenwiderstand (vgl. Abschnitt 9.1) ist:

$$\overline{\vec{S}(t,z)} = \text{Re}\{\vec{S}(z)\} = \overline{E^2(t,z)} \frac{\text{Re}\{Z\}}{|Z|^2} \quad (2.25)$$

Die Dämpfung $D(z_0)$ ist nun das Verhältnis aus der Intensität eines bestimmten Ortes z_0 , bezogen auf die Intensität des Ortes $z=0$. Somit kann die Dämpfung für einen beliebigen Abstand z_0 angegeben werden:

$$D(z_0) = \operatorname{Re} \left\{ \frac{\vec{S}(z_0)}{\vec{S}(0)} \right\} = \operatorname{Re} \left\{ \frac{E^2(t, z_0)}{E^2(t, 0)} \right\} \quad (2.26)$$

Mit Gleichung (2.15) lässt sich das elektrische Feld schreiben als:

$$\vec{E}(t, z) = \vec{E}_0 e^{-j\omega t} e^{j2\pi f \sqrt{\epsilon\mu} z} \quad (2.27)$$

Eine Dämpfung in Ausbreitungsrichtung z besteht, wenn der Term $\sqrt{\mu\epsilon}$ einen Imaginärteil ungleich Null hat. Hieraus ergibt sich die Dämpfung zu:

$$\begin{aligned} D(z_0) &= \operatorname{Re} \left\{ \frac{e^{j4\pi f \sqrt{\epsilon\mu} z_0}}{e^{j4\pi f \sqrt{\epsilon\mu} 0}} \right\} \\ &= \operatorname{Re} \left\{ e^{j4\pi f \sqrt{\epsilon\mu} z_0} \right\} \\ &= e^{-4\pi f \operatorname{Im} \{ \sqrt{\epsilon\mu} \} z_0} \end{aligned} \quad (2.28)$$

und dadurch der Absorptionskoeffizient α zu:

$$\alpha = 2\pi f \operatorname{Im} \{ \sqrt{\epsilon\mu} \} \quad (2.29)$$

Die Eindringtiefe δ in ein Material wird im Allgemeinen bei einem Abfall der Intensität auf den Wert $1/e$ definiert:

$$\delta = \frac{1}{2\alpha} = \frac{1}{4\pi f \operatorname{Im} \{ \sqrt{\epsilon\mu} \}} \quad (2.30)$$

Die Eindringtiefe ist somit reziprok von der Frequenz und den Materialparametern abhängig. Dies hatte einen besonderen Einfluss bei der Wahl des Frequenzbereichs des in dieser Arbeit vorgestellten Systems. In Abbildung 2.7 sind drei Beispiele für die Eindringtiefe über der Frequenz aufgetragen. Es wird deutlich, dass bei niedrigeren Frequenzen die Eindringtiefe steigt und damit die Dämpfung im Boden oder in Wasser erheblich kleiner wird. Ebenso ist der Einfluss von Wasser im Boden und die damit geringere Eindringtiefe erkennbar. Um überhaupt eine angemessene Eindringtiefe z.B. für die Landminendetektion zu erreichen, sind nur Frequenzen unterhalb von 10 GHz sinnvoll.

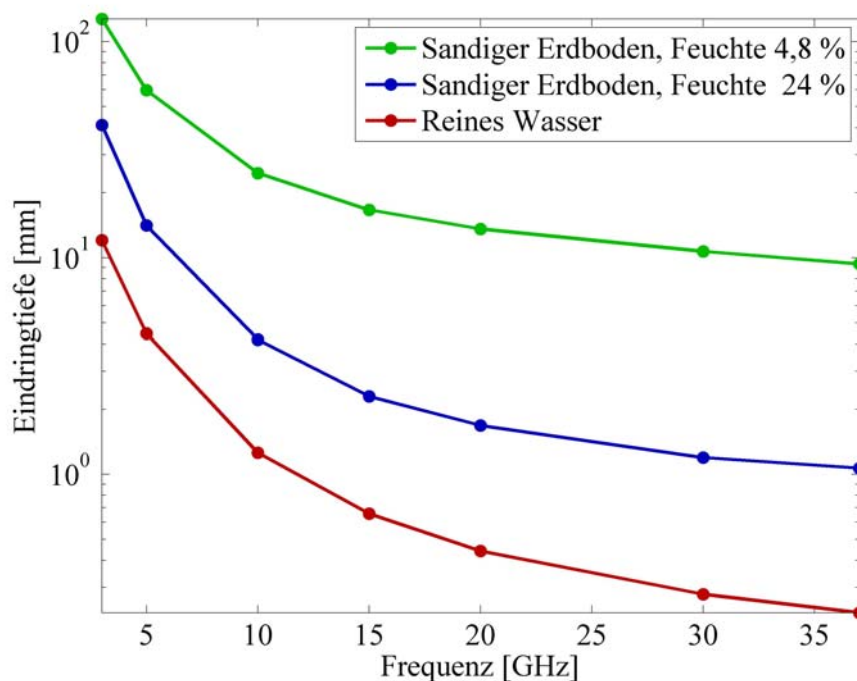


Abbildung 2.7: Eindringtiefe als Funktion der Frequenz für sandigen Erdboden mit einer Bodenfeuchte von 4,8 % und 24 % und für reines Wasser, jeweils bei einer Temperatur von 23°C (Quelle [21] S. 2100).

2.7 Ausbreitung einer Welle in einem Mehrschichtenmodell

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde von einer Zweischichtanordnung ausgegangen. Insbesondere in der Minendetektion bzw. auch dem sogenannten „Durch-Wände-Sehen“ muss und kann das Szenario aber in erster Näherung als eine Mehrschichtanordnung nachgebildet werden.

Das Modell für ein geschichtetes Medium ist in Abbildung 2.8 abgebildet. Eine Welle fällt aus dem Medium 0 auf N planar angeordnete Schichten (Index n) der Dicke $d^{(n)}$, denen sich der unendlich ausgedehnte Halbraum mit dem Medium $N+1$ anschließt. Für eine solche Anordnung soll der Reflexionsfaktor $R^{(0)}$ an der obersten Schicht und der Transmissionsfaktor $T^{(N+1)}$ an der untersten Schicht berechnet werden. Die Schichten werden als nicht leitende, homogene und isotrope Materialien mit den Stoffparametern $\epsilon^{(n)}$ und $\mu^{(n)}$ angenommen. Die gesuchten Faktoren ergeben sich aus den Summen aller Strahlengänge. In jeder Schicht werden nach ([14] S. 56, [5] S. 26, [23] S. 42, [24] S. 15) die Beiträge aller Strahlengänge zu einer hin- und rücklaufenden Welle zusammengefasst. Eine ähnliche Aufgabenstellung ergibt sich bei der Betrachtung einer Kettenschaltung von N unterschiedlichen Leitungen. Der Lösungsansatz für dieses Problem beruht auf einem rekursiven Algorithmus. Das Schema ist ebenfalls in Abbildung 2.8 dargestellt.

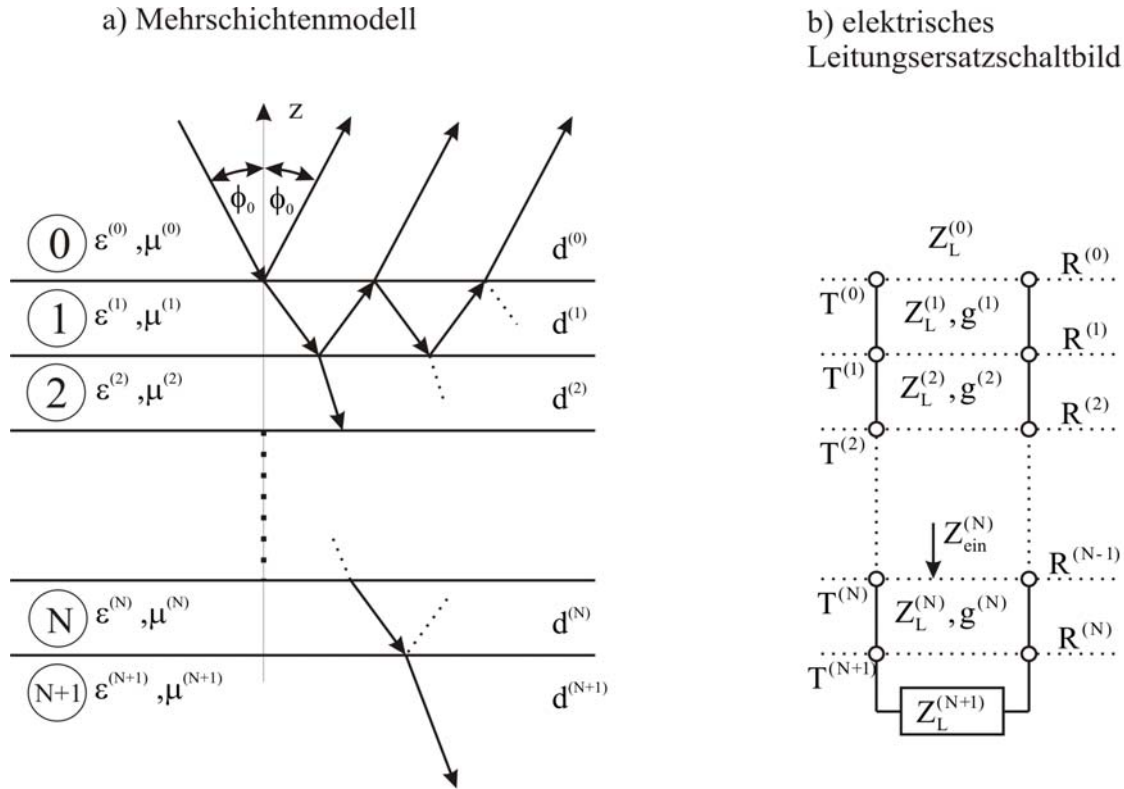


Abbildung 2.8: a) Strahlengänge in geschichteten Medien, b) elektrisches Leitungersatzschaltbild.

Wie in Anhang 9.1 gezeigt, ergibt sich der Reflexionsfaktor geschichteter Medien für die vertikale Polarisation zu:

$$R_v^{(n-1)} = \frac{\sqrt{\frac{\eta^{(n-1)}}{\varepsilon^{(n-1)}}} \cos \phi^{(n-1)} (1 - R^{(n)} e^{-2g^{(n)}}) - \sqrt{\frac{\eta^{(n)}}{\varepsilon^{(n)}}} \cos \phi^{(n)} (1 + R^{(n)} e^{-2g^{(n)}})}{\sqrt{\frac{\eta^{(n)}}{\varepsilon^{(n)}}} \cos \phi^{(n)} (1 - R^{(n)} e^{-2g^{(n)}}) + \sqrt{\frac{\eta^{(n-1)}}{\varepsilon^{(n-1)}}} \cos \phi^{(n-1)} (1 - R^{(n)} e^{-2g^{(n)}})} \quad (2.31)$$

und für die horizontale Polarisation zu:

$$R_h^{(n-1)} = \frac{\sqrt{\frac{\eta^{(n)}}{\varepsilon^{(n)}}} \cos \phi^{(n-1)} (1 + R^{(n)} e^{-2g^{(n)}}) - \sqrt{\frac{\eta^{(n-1)}}{\varepsilon^{(n-1)}}} \cos \phi^{(n)} (1 - R^{(n)} e^{-2g^{(n)}})}{\sqrt{\frac{\eta^{(n)}}{\varepsilon^{(n)}}} \cos \phi^{(n-1)} (1 - R^{(n)} e^{-2g^{(n)}}) + \sqrt{\frac{\eta^{(n-1)}}{\varepsilon^{(n-1)}}} \cos \phi^{(n)} (1 - R^{(n)} e^{-2g^{(n)}})} \quad (2.32)$$

wobei $g^{(n)} = j2\pi f \sqrt{\varepsilon^{(n)} \mu^{(n)}} d^{(n)} \cos \phi^{(n)}$ gilt. Für den Fall $n=1$ ergibt sich der Eingangsreflexionsfaktor der Mehrschichtenanordnung. Der Transmissionsfaktor am Ausgang der Kettenschaltung ist das Produkt der Transmission aller Übergänge und lässt sich anhand des Reflexionsfaktors berechnen. Für die vertikale und horizontale Polarisation ergibt dies ([23] S. 45):

$$T_v^{(n)} = \left(1 + R_v^{(n)}\right) \prod_{n=1}^N \frac{1 + R_v^{(n-1)}}{1 + R_v^{(n)}} e^{-g^{(n)}} \quad (2.33)$$

$$T_h^{(n)} = \left(1 + R_h^{(n)}\right) \prod_{n=1}^N \frac{1 + R_h^{(n-1)}}{1 + R_h^{(n)}} e^{-g^{(n)}}$$

Aus Gleichung (9.7) und (9.8) wird deutlich, dass bedingt durch die komplexe Dämpfung, der Eingangsreflexionsfaktor einer Mehrschichtenanordnung frequenzabhängig ist. Die periodische Änderung über der Frequenz lässt sich anschaulich durch Resonanzschichten erklären, welche bei verschiedenen Frequenzen konstruktiv und destruktiv zum Gesamtreflexionsfaktor beitragen.

Ein Beispiel einer Mehrschichtenanordnung ist in Abbildung 2.9 links gezeigt. Es wurde dabei von einem Fall des senkrechten Einfalls ausgegangen. Die Schichtenanordnung ist in Abbildung 2.9 rechts dargestellt. Es handelt sich um eine Anordnung, wie man sie als vereinfachtes Modell für das Szenario einer vergrabenen Landmine verwenden kann. Hierzu wird die Mine als Teflonschicht angenähert, die in einem geschichteten Boden vergraben ist.

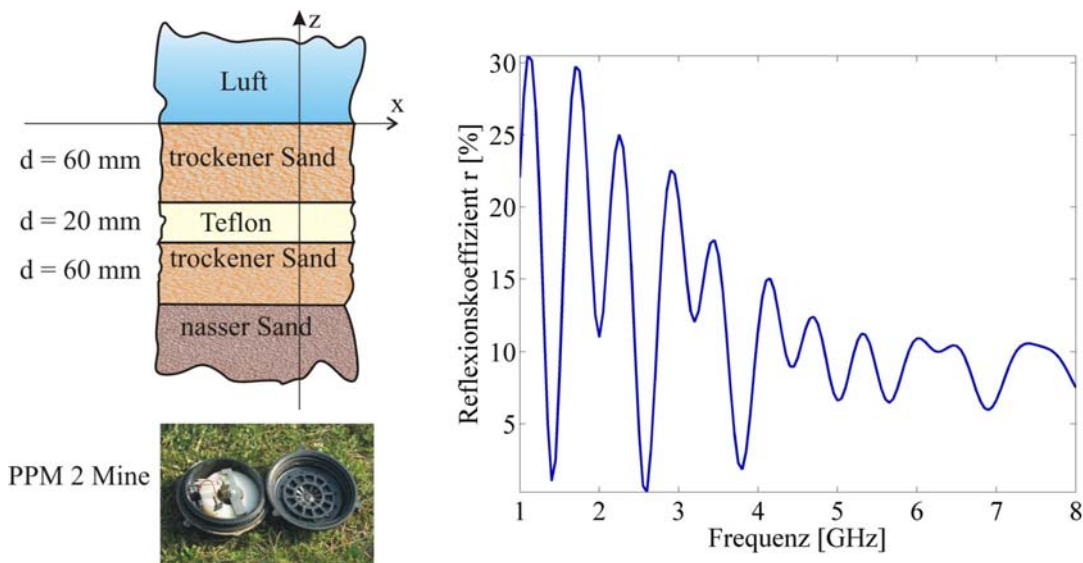


Abbildung 2.9: Beispiel einer Mehrschichtenanordnung, welche einem Szenario mit einer vergrabenen Mine entsprechen kann. Links: Schichtenanordnung, rechts: Berechnete Variation des Reflexionskoeffizienten mit der Frequenz.

Aus Abbildung 2.9 ist zu erkennen, dass eine Schichtenanordnung eine signifikante Änderung des Reflexionskoeffizienten hervorruft, welche auch als charakteristischer „Fingerabdruck“ (Signatur) des Szenarios gespeichert und daraus eventuell eine definierte Signatur eines Gegenstandes aus dem Frequenzprofil einer Aufnahme gewonnen werden kann. Eine Voraussetzung dafür ist aber eine frequenzselektive radiometrische Messung. Wie schon in Abschnitt 2.6 erwähnt, kann auch aus diesem Beispiel die geeignete Wahl des Frequenzbereichs auf kleiner 10 GHz eingeschränkt

werden. Bereits bei 8 GHz nämlich entspricht der Reflexionskoeffizient nahezu der obersten Schicht einer Zweischichtanordnung. Im Frequenzbereich 1 - 6 GHz ist im Gegensatz dazu eine signifikante Änderung zwischen dem größten und kleinsten Reflexionskoeffizient der Schichtanordnung zu erkennen. Die Extremwerte des Reflexionskoeffizienten in Abbildung 2.9 von 31 % und 9 % entsprechen einem Reflexionskoeffizienten einer Zweischichtenanordnung von Luft und nassem Sand (unterste Grenzschicht) bzw. der Anordnung Luft-trockener Sand (oberste Grenzschicht). Mit Gleichung (2.14) kann die Helligkeitstemperatur der Anordnung bestimmt werden, da der Transmissionskoeffizient, der in z-Richtung unendlich ausgedehnten Anordnung Null ist. Das Ergebnis der Strahlungstemperatur für die Anordnung aus Abbildung 2.9 ist in Abbildung 2.10 dargestellt. Es wurde hierfür eine konstante Himmelstemperatur von 5 K angenommen und eine Minen- bzw. Bodentemperatur von 293 K. Die simulierte Messung der Helligkeitstemperatur kann z.B. mit einem Radiometer erfolgen, wie es im folgenden Kapitel näher beschrieben wird.

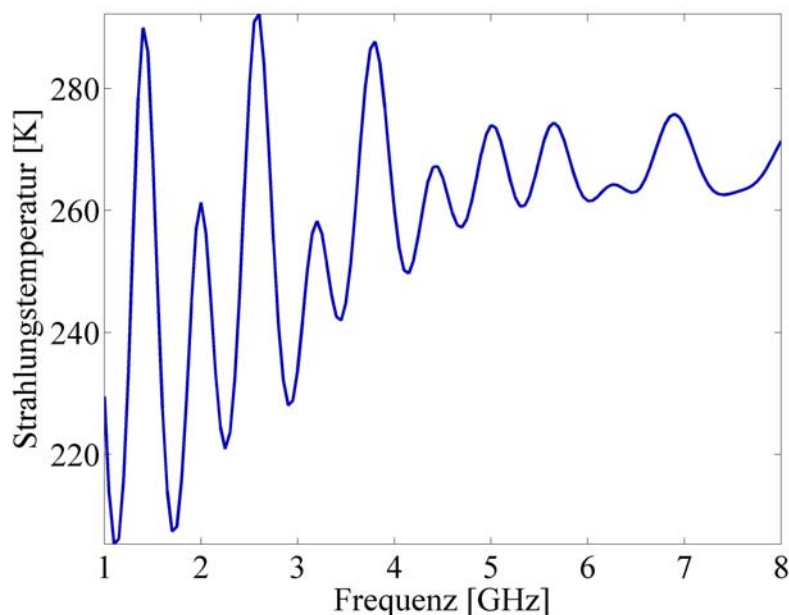


Abbildung 2.10: Simulierter Strahlungstemperaturverlauf eines Landminenszenarios bei angenommenem senkrechtem Beobachtungswinkel und einer Himmelstemperatur von 5 K sowie einer Boden- und Minentemperatur von 293 K (Schichtung gemäß Abbildung 2.9).

2.8 Anwendungsgebiete der spektralen Messung bei tiefen Mikrowellenfrequenzen

Eine Intention zur Aufnahme dieser Arbeit war die Forschung auf dem Gebiet der Detektion verborgener Objekte, insbesondere die Detektion von Minen mit einem Radiometer. Im Rahmen des Projekts „Handheld OPERational dEmining“-System (HOPE) der Europäischen Union wurde ein Multisensorsystem auf Basis eines

weiterentwickelten Metalldetektors, eines Bodenradars und eines Radiometers entwickelt ([47], [48]). In Folgearbeiten wurden beim DLR auch Untersuchungen zu radiometrischen Signaturen von verborgenen Objekten, insbesondere Minen, simulationstechnisch, wie auch messtechnisch durchgeführt ([50], [51]).

Im Rahmen des EU-Projektes wurde festgestellt, dass es vorteilhaft ist, vergrabene Objekte mit einem niederfrequenten spektralen Radiometer zu detektieren. Ein Beispiel einer solchen Aufnahme von verschiedenen vergrabenen Objekten, Minenattrappen und Falschzielen, ist in Abbildung 2.11 gezeigt. Es lässt sich leicht feststellen, dass sich die Strahlungstemperatur an den Orten der vergrabenen Objekte mit der Frequenz ändert. Diese Strahlungstemperaturänderungen können als Interferenzen der einzelnen Schichten interpretiert werden, welche sich durch die unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten und damit verbundenen Grenzschichten zu einer Mehrschichtenanordnung zusammensetzen.

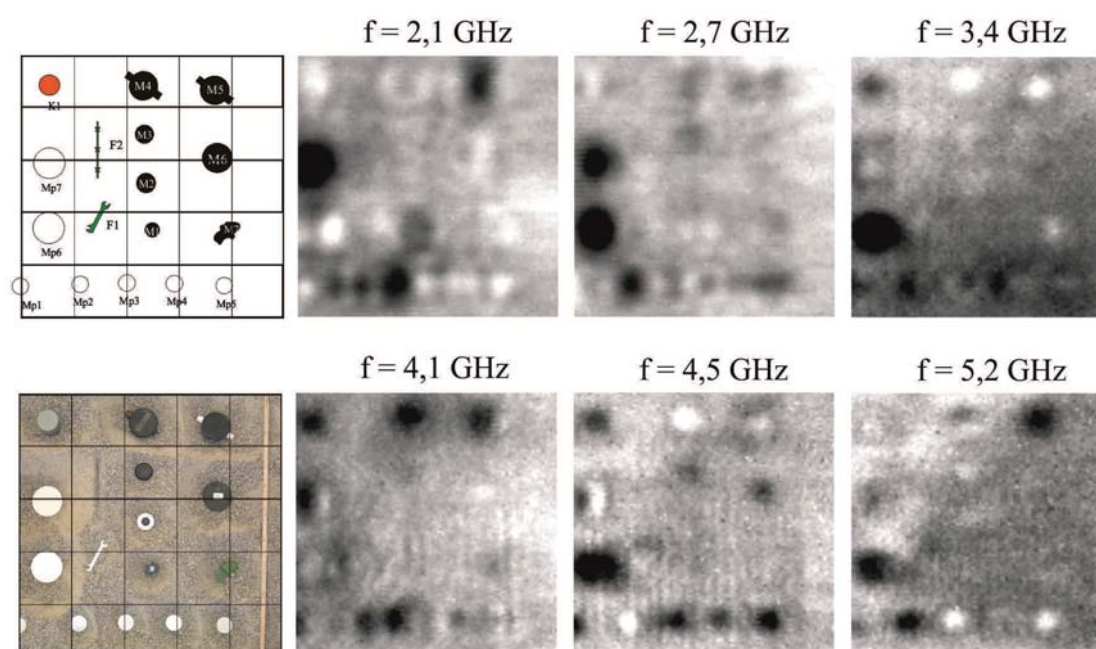


Abbildung 2.11: Lageplan und optische sowie radiometrische Aufnahme eines Testszenarios von vergrabenen Gegenständen bei unterschiedlichen Frequenzen [47].

Die Anordnung von mehreren elektrisch unterschiedlichen Schichten wurde bereits in Abschnitt 2.7 theoretisch diskutiert und eine starke frequenzabhängige Strahlungstemperaturänderung festgestellt. Die Messergebnisse hier zeigen, dass verborgene Objekte mit einem niederfrequenten, spektralen Radiometer verlässlicher detektiert werden können. Das System, welches im Rahmen des HOPE-Projekts für solche Messungen entwickelt wurde, ist in Abbildung 1.1 illustriert.

Eine weitere Anwendung, welche bereits mit einem multifrequenten System getestet wurde, ist die radiometrische Aufnahme von Wirbelstürmen. Mit dem Radiometersystem HiRAD der NASA sollen Meereswindgeschwindigkeit, Regenrate sowie die Stärke

von Wirbelstürmen bestimmt werden [87]. Weitere Anwendungen in verschiedenen Gebieten der Umweltbeobachtung sind denkbar. Auch im Bereich der Sicherheitsanwendungen können multispektrale Systeme angewendet werden, so z.B. dem „Durch-Wände-Sehen“, also dem Sichtbarmachen von verborgenen Objekten hinter optisch dichten Materialien. In der beim DLR durchgeführten Radiometrieaufnahme bei 37 GHz in Abbildung 2.12 kann die Person im optisch undurchlässigen, und nicht für Mikrowellen optimierten Radom deutlich erkannt werden, wobei aufgrund der Eindringtiefe mit niedrigeren Frequenzen weitaus dickere Materialien durchdrungen werden können, z.B. Holztüren oder dünne Wände.

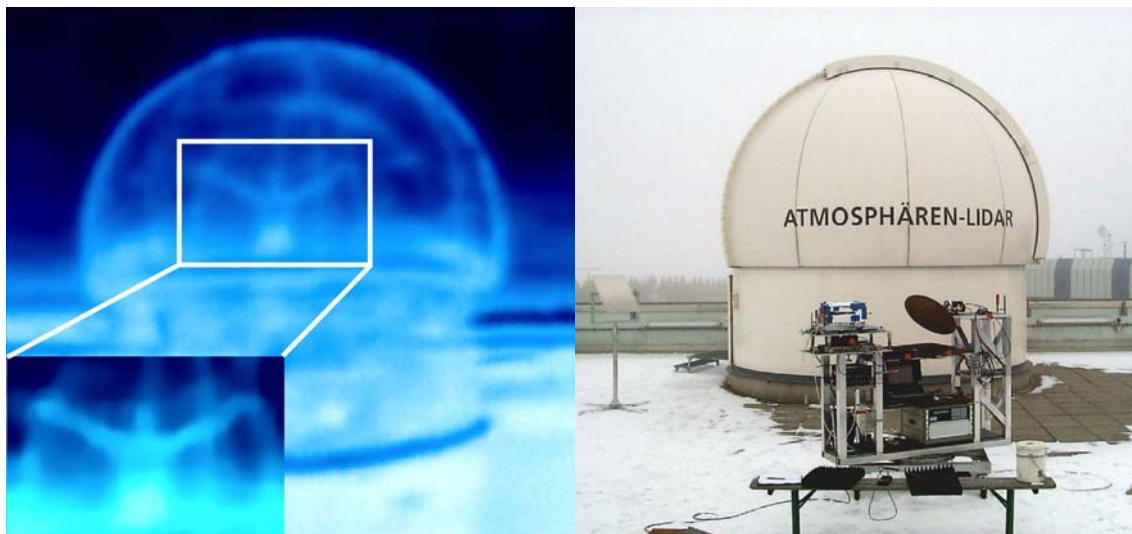


Abbildung 2.12: Beispiel zur Detektion verborgener Objekte: links Radiometer-Aufnahme bei 37 GHz von einer Person hinter einer nicht für Mikrowellen optimierten Radomwand; rechts optische Aufnahme des Messaufbaus vor dem Szenario[49].

3 Aufbau und Eigenschaften von abbildenden Mikrowellen-Radiometern

Ein Radiometer ist ein Instrument zur passiven Messung von elektromagnetischer Strahlungsleistung, vorzugsweise von sogenannter Wärmestrahlung. Wie in Kapitel 2.1 diskutiert, ist die zu messende Strahlung ein statistisches Signal sehr geringer Leistung, (vgl. Abbildung 2.2), welches neben den Materialeigenschaften von der Beobachtungsrichtung, der Polarisation und der Frequenz abhängt. Die verwendeten Radiometerempfänger sollten deshalb hoch verstärkend, frequenz- und polarisationssensitiv sein ([26] S. 83, [6] S. 358).

3.1 Aufbau von Radiometersystemen

Der einfachste Radiometerempfängertyp ist das sogenannte Total-Power-Radiometer, welches im Folgenden beschrieben ist. Die von einer Antenne empfangene Strahlungsleistung wird hierbei verstärkt, optional frequenzumgesetzt, bandpassgefiltert und dann einem Detektor mit anschließender Tiefpassfilterung zugeführt. Ein Blockschaltbild mit den exemplarischen Spannungen U bzw. den Leistungsspektren P ist in Abbildung 3.1 gezeigt.

Die thermische Strahlungsleistung wird über die Antenne empfangen. Nach Gleichung (2.10) wird die Antenne mit einer Antennenwirkfläche $A_{i\text{eff}}$ beschrieben ([28] S. 81, [42]), woraus sich die empfangene Leistung berechnet. Da die empfangene Leistung im Bereich von wenigen Pico-Watt bis einigen Nano-Watt liegt und damit die gleiche Größenordnung wie die der Eigenrauschanteile des Empfängers besitzt, müssen die ersten Komponenten nach der Antenne sehr rauscharme Elemente sein. Mit den heutigen Techniken ist es möglich, ausreichend temperaturstabile rauscharme Verstärker bis in den Millimeterwellenbereich zu bauen [29], wodurch es möglich ist, auch rauscharme Direktempfänger zu verwenden.

Für die vorliegende Arbeit wird allerdings ein Empfänger nach dem Prinzip des Heterodynempfängers eingesetzt. Als erste Komponente wird auch hier meist ein rauscharmer Vorverstärker verwendet. Das empfangene hochfrequente Signal um die Mischoszillatorfrequenz f_{LO} wird mit einem Frequenzumsetzer in eine tiefere Frequenzlage um die Zwischenfrequenz f_{ZF} konvertiert. Hierbei gibt es zwei verschiedene Möglichkeiten der Frequenzumsetzung. Die in der Radiometrie gebräuchlichste ist die Zwei-Seitenband-Umsetzung. Bei dieser Methode werden die Frequenzbereiche $f = f_{LO} \pm \Delta f$ in den Zwischenfrequenzbereich um f_{ZF} umgesetzt. Die zweite Methode ist die der Ein-Seitenband-Umsetzung, die durch die einseitige Filterung des hochfrequenten Signals eine Seitenbandunterdrückung, oder durch die sogenannte „Phasing-Methode“ ([30] S. 31, [31] S. 207), bei der durch zwei

Frequenzumsetzer und einer 90°-Phasenverschiebung eine Unterdrückung der Spiegelfrequenz erreicht wird (vgl. Abschnitt 5.5). Hierdurch wird zwar eine verringerte Empfängerbandbreite und damit reduzierte Empfindlichkeit (s. Abschnitt 3.3) erzielt, jedoch ist es gerade bei der Apertursynthese zur optimalen Signalkorrelation unabdingbar, eine genügend hohe Spiegelfrequenzunterdrückung zu erzielen (vgl. Abschnitt 5) ([31]. S. 150, [32] S. 48, [33]). Das umgesetzte Signal wird im Zwischenfrequenzbereich weiter verstärkt, um einen genügend hohen Signalpegel für den Detektor zu erreichen. Zur Beschränkung auf einen definierten Frequenzbereich wird das Signal zusätzlich bandpassgefiltert.

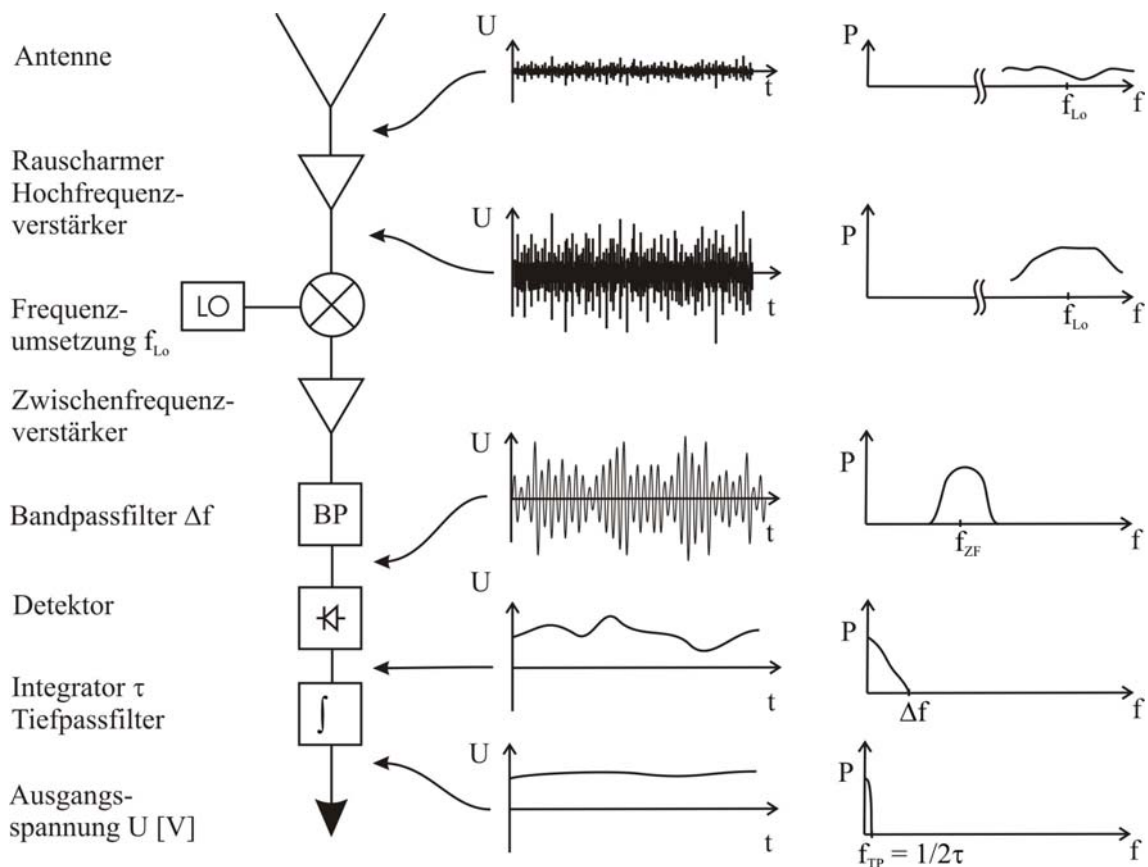


Abbildung 3.1: Blockschaltbild und Signaldiagramme eines Total-Power-Radiometers ([6] S. 362).

Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, werden in der Radiometrie Leistungen oder Helligkeitstemperaturen gemessen. Das Messsignal hat aber bis nach dem Bandpassfilter die Form einer zeitvarianten, hochfrequenten Spannung. Dieses Rauschsignal wird deshalb einem Detektor zugeführt, der eine im Idealfall quadratische Kennlinie besitzt ([27] S. 47) und daher eine der Eingangsleistung proportionale Spannung ausgibt. Da diese aber noch die Bandbreite Δf des Bandpassfilters hat und die zeitliche Varianz des Signals nur für langsame Änderungen von Interesse ist, wird eine Mittelwertbildung durch einen Tiefpassfilter mit einer Integrationszeit von $\tau \approx 1/2f_{TP}$ durchgeführt. Die so

erhaltene Gleichspannung U kann mit einem Anzeigeinstrument abgelesen oder mit einer Datenerfassungskarte aufgezeichnet und weiterverarbeitet werden.

Der Detektor erzeugt also eine seiner Eingangsleistung proportionale Gleichspannung. Die Eingangsleistung am Detektor setzt sich aus der über die Antenne empfangenen Rauschleistung und dem Eigenrauschanteil der Empfängerbauteile zusammen, welche im nachfolgenden Abschnitt kurz beschrieben werden.

3.2 Antennentemperatur, räumliche Auflösung und minimale Abtastung

Zur Beschreibung der von der Antenne empfangenen und umgesetzten Strahlungsleistung muss die Antenne und deren Richtcharakteristik näher betrachtet werden. Die Strahlungsleistung P , welche von der richtungsabhängigen effektiven Antennenwirkfläche $A_{\text{eff}}(\Theta, \Phi)$ dem Strahlungsfeld der Flussdichte S entnommen wird, berechnet sich zu ([3] S. 34):

$$P = S A_{\text{eff}}(\Theta, \Phi) \quad (3.1)$$

Wobei sich die Antennenwirkfläche aus der Richtwirkung $D(\Theta, \Phi)$ der Antenne bei gleichförmiger Strombelegung berechnen lässt zu:

$$D(\Theta, \Phi) = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_{\text{eff}}(\Theta, \Phi) \quad (3.2)$$

Da eine Antenne wie jedes andere reelle Bauelement mit Verlust behaftet ist, wird der Gewinn einer Antenne zu $G_i(\Theta, \Phi) = \eta D_i(\Theta, \Phi)$ definiert mit dem Wirkungsgrad η . Für die weiteren Betrachtungen dieser Arbeit wird das normierte Leistungsrichtdiagramm $P_n(\Theta, \Phi)$ benötigt, welches sich durch Normierung der Antennenwirkfläche, der Richtwirkung oder des Gewinns auf den jeweiligen Maximalwert ergibt. Außerdem ist der effektive Raumwinkel Ω_A von Interesse, der eine integrale Aussage über die Richtwirkung der Antenne angibt:

$$\Omega_A = \iint_{\Omega} P_n(\Theta, \Phi) d\Omega \quad (3.3)$$

Aus Gleichung (2.7) lässt sich die empfangene spektrale Leistung P_f in Abhängigkeit von der spektralen Helligkeitstemperatur und dem normierten Richtdiagramm ableiten:

$$P_f = \frac{2k}{\Omega_A} \int T_{fs}(\Theta, \Phi) P_n(\Theta, \Phi) d\Omega \quad (3.4)$$

Mit der Nyquist-Beziehung kann nun die von der Antenne aufgenommene Leistung in eine Helligkeitstemperatur, die sogenannte Antennentemperatur T_A , für eine bestimmte Bandbreite und bei Empfang einer Polarisation berechnet werden:

$$T_A = \frac{1}{\Omega_A} \int T_s(\Theta, \Phi) P_n(\Theta, \Phi) d\Omega \quad (3.5)$$

Für die Abbildung einer Szene wird nun die Antenne und damit das Antennendiagramm über die Helligkeitstemperturverteilung geschwenkt, und es resultiert eine von den Schwenkwinkeln Θ^* und Φ^* abhängige Antennentemperatur:

$$T_A(\Theta^*, \Phi^*) = \frac{1}{\Omega_A} \int T_S(\Theta, \Phi) P_n(\Theta - \Theta^*, \Phi - \Phi^*) d\Omega \quad (3.6)$$

Die Güte einer Abbildung ist neben dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis hauptsächlich vom Antennendiagramm und der Abtastung der Szene bestimmt. Das Antennendiagramm bestimmt den Raumwinkel, aus dem das Mikrowellen-Radiometer die Strahlungsleistung empfängt. Wird nun von einer Antenne eine ideale Punktquelle abgetastet, welche einen Dirac-Impuls in der Helligkeitsverteilung darstellt, so ergibt sich die Antennentemperatur nach Gleichung (3.6) durch Faltung der Helligkeitstemperturverteilung mit dem normierten Richtdiagramm. Die Antenne bewirkt also eine Degradierung der originalen Helligkeitstemperturverteilung. Ein Maß dafür ist die räumliche Auflösung, welche die Fähigkeit eines Radiometersensors angibt, räumliche Veränderungen im Helligkeitstemperturverlauf zu detektieren. Hierfür gibt es mehrere Definitionen. Die gebräuchlichste beruht auf der Halbwertsbreite Θ_{HWB} der Antenne ([6] S.101, [28] S. 62, [37] S. 25). Hierzu wird der minimale Winkel zwischen zwei Objekten, die mit einer Antenne detektiert werden können gleich der Halbwertsbreite der Antenne gesetzt. Dies ist zwar eine willkürliche, aber in der Hochfrequenztechnik und insbesondere in der Mikrowellen-Radiometrie oft verwendete Größe. Die räumliche Auflösung $\Delta\Theta$ kann näherungsweise durch:

$$\Delta\Theta = \Theta_{\text{HWB}} = \frac{2}{\sin(1,39\lambda/\pi a)} \approx 0,88 \frac{\lambda}{a} \quad [\text{rad}] \quad (3.7)$$

abgeschätzt werden, wobei a die Kantenlänge einer quadratischen Antennenapertur mit konstant angenommener Strombelegung darstellt ([6] S.125).

Ein weiterer wichtiger Parameter ist das minimale Abtastintervall, mit dem eine Helligkeitsverteilung aufgenommen werden muss. Gleichung (3.6) beschreibt eine Faltung im Ortsbereich, was einer Multiplikation im Raumfrequenzbereich entspricht. Die Wirkung des Antennendiagramms entspricht dabei einer zweidimensionalen Tiefpassfilterung der Raumfrequenzen. Bei einer angenommenen gleichförmigen Belegung der Antenne ergibt dies ein Richtdiagramm der Form $\sin(x)/x$ (sinc). Die Form des räumlichen Tiefpassfilters einer solchen Antenne ist eine Rechteckfunktion mit der maximalen Raumgrenzfrequenz u_{Raum} ([43] S. 232). Die Ausdehnung der sinc-Funktion ist durch die Halbwertsbreite bestimmt, wodurch sich aus dem Fourier-Zusammenhang die maximale Raumgrenzfrequenz ergibt:

$$u_{\text{Raum}} = 0,44 \frac{\pi}{\sin(\Theta_{\text{HWB}}/2)} \quad (3.8)$$

Aus der Signaltheorie ist bekannt, dass sich ein Signal nur dann eindeutig rekonstruieren lässt, wenn es mindestens mit der doppelten im Signal vorkommenden Frequenz

abgetastet wird, der sogenannten Nyquist-Frequenz ([38], [39] S. 103, [40] S. 111). Analog hierzu ist die räumliche Abtastfrequenz u_A , mit der eine Helligkeitstemperverteilung mit einer Antenne mindestens abgetastet werden muss:

$$u_A \geq 2 u_{\text{Raum}} \quad (3.9)$$

Damit ergibt sich ein Winkelschritt Δl , wobei l der Richtungskosinus der Raumkoordinate Θ , mit $l = \sin(\Theta)$, ist zu:

$$\Delta l = \sin(\Theta_A) = \frac{1}{u_A} \leq \sin(\Theta_{\text{HWB}}) \frac{1}{0,88\pi} = 0,36 \sin(\Theta_{\text{HWB}}) \quad (3.10)$$

Eine eindeutige Darstellung einer Helligkeitsverteilung mit einer gegebenen, gleichförmig strombelegten, quadratischen Apertur erfordert demnach mindestens einen in Gleichung (3.10) hergeleiteten Abtastwinkel Θ_A . Für stark fokussierende Antennen, was einem kleinen Θ_A entspricht, kann der Abtastwinkel zu $0,36 \Theta_{\text{HWB}}$ abgeschätzt werden.

3.3 Empfängerrauschtemperatur

Die in einem Radiometer eingebauten Bauelemente bestehen im Wesentlichen aus komplexen Anordnungen von Widerständen, Kondensatoren, Spulen und Halbleiterbauelementen. Diese Bauelemente erzeugen verschiedene Arten von Rauschen ([41] S. 497, [34] S. 147), so auch das thermische Rauschen, welches seine Ursache in der absoluten Temperatur eines Widerstandes hat und den gleichen statistischen Charakter wie die thermische Strahlungsleistung besitzt. Das Schrotrauschen ist eine weitere Form eines statistischen Signals, hervorgerufen durch einen Stromfluss über eine elektrische Potentialbarriere an Kontaktflächen verschiedener Materialien, wie dies bei Halbleiterbauelementen der Fall ist. Ein vor allem im unteren Frequenzbereich auftretender Rauschanteil ist das Funkelrauschen, welches mit zunehmender Frequenz quadratisch abnimmt. Ein mit der Frequenz ebenfalls abnehmender Rauschprozess ist das $1/f$ -Rauschen. Es tritt insbesondere in Feldeffekttransistoren auf.

Der Störanteil in der Mikrowellen-Radiometrie beruht, bei genügend großem Abstand der Eingangsfrequenz zum Träger bzw. Mischoszillatorsignal und damit verbunden zum Gleichanteil der Frequenzumsetzung, vor allem auf dem weißen thermischen Rauschen und dem Schrotrauschen. Die Rauschleistung für den thermischen Rauschanteil eines rein Ohm'schen Widerstands berechnet sich nach der Nyquist-Beziehung zu:

$$P = kT\Delta f \quad (3.11)$$

Um jedoch die Rauschtemperatur der gesamten Schaltung angeben zu können, wird nach der Theorie der rauschenden Vierpole das betrachtete Bauteil als ideal angenommen und die erzeugte Rauschleistung mit dem Übertragungsgewinn an den Eingang transformiert ([41] S. 511, [8] S. 7-23). Bei der Reihenschaltung mehrerer Bauteile ergibt sich demnach die Kettenrauschtemperatur T_E zu:

$$T_E = T_1 + \sum_{i=2}^N \frac{T_i}{\prod_{k=1}^{i-1} G_k} \quad (3.12)$$

T_E wird auch als die Empfängerrauschtemperatur bezeichnet, welche aus den Rauschtemperaturen T_i und den Übertragungsgewinnen G_k der einzelnen Vierpole errechnet wird. Hierbei sei erwähnt, dass zur exakten Berechnung die Reflexionsfaktoren der Vierpole und die Abhängigkeit des Gewinns und der Rauschtemperatur vom Reflexionsfaktor mit berücksichtigt werden müssen ([41] S. 512). Es sei angemerkt, dass die Größe der Empfängerrauschtemperatur bei einem Heterodynempfänger mit Zwei-Seitenbandbetrieb etwa die Hälfte der Größe des Einseitenbandbetriebs ist ([6] S. 428), was direkt die radiometrische Auflösung verbessert (vgl. Abschnitt 3.4).

3.4 Radiometrische Auflösung

Ein Radiometer sollte im Idealfall eine dem Eingangssignal proportionale Gleichspannung erzeugen. Wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, wird die Leistung an der quadratischen Kennlinie des Detektors in eine proportionale Gleichspannung konvertiert. Es entstehen jedoch neben der erwünschten Gleichspannung auch Wechselspannungen, da das Eingangssignal ein Rauschsignal der Bandbreite Δf ist und deshalb Eigenmischprodukte des Eingangssignals entstehen. Durch die Tiefpassfilterung wird dieses Spektrum näherungsweise auf eine maximale Frequenz, der Grenzfrequenz des Tiefpasses f_{TP} begrenzt, welche auch eine äquivalente Integrationszeit τ darstellt. Dies ergibt einen Gleichspannungsanteil mit einem überlagerten Rauschanteil, welcher eine Messunsicherheit verursacht. Die Größe dieser Messunsicherheit wird definiert als das Verhältnis des Rauschleistungsanteils P_{Rausch} zur Gleichleistung P_{Gleich} . Nach ([3] S. 47) ergibt sich dieses Verhältnis aus der Integration der Übertragungsfunktionen der Empfängerschaltung $G(f)$ zu der des Tiefpasses $G_{TP}(f)$ wie folgt:

$$\frac{P_{Rausch}}{P_{Gleich}} = 2 \frac{\int G^2(f) df}{\underbrace{\left(\int G(f) df \right)^2}_{1/\Delta f}} \frac{\int G_{TP}(f) df}{\underbrace{G_{TP}(0)}_{\tau}} \quad (3.13)$$

In Gleichung (3.13) können die beiden Faktoren zur Definition der Bandbreite des Bandpassfilters und der Integrationszeit herangezogen werden. Von Interesse ist nun aber die Unsicherheit, die sich in den gemessenen Spannungen ergibt. Aus Gleichung (3.13) lässt sich diese mittlere Abweichung δU bezogen auf die Gleichspannung U_{Gleich} bestimmen:

$$\frac{\delta U}{U_{Gleich}} = \sqrt{\frac{1}{\Delta f \tau}} = \frac{\delta T}{T_{Sys}} \quad (3.14)$$

Die Standardabweichung der Spannung entspricht der Standardabweichung der zu messenden Helligkeitstemperatur δT und der Gleichspannungsanteil entspricht der

Systemrauschtemperatur. Diese setzt sich aus der Antennentemperatur und der Empfängerrauschtemperatur zusammen, da beide Rauschspannungen an verschiedenen physikalischen Orten erzeugt wurden und damit unkorreliert sind:

$$T_{\text{Sys}} = T_A + T_E \quad (3.15)$$

Ähnlich der räumlichen Auflösung wird ein subjektiver häufig verwendeter Wert für die minimale Differenz zweier Helligkeitstemperaturwerte, die gerade noch unterschieden werden können, zu $\Delta T = \delta T$ angegeben. Damit ist die radiometrische Auflösung oder Empfindlichkeit definiert als:

$$\Delta T = \frac{T_A + T_E}{\sqrt{\Delta f \tau}} \quad (3.16)$$

Aus Gleichung (3.16) ist ersichtlich, dass ein möglichst genaues Messergebnis von den Empfängerparametern Empfängerrauschtemperatur T_E , Bandbreite Δf und Integrationszeit τ abhängt. Eine weitere mögliche Messunsicherheit liegt in der Schwankung der Gewinne der einzelnen Bauteile. Die Ursachen hierfür sind bei den meisten Bauteilen die Temperaturdrift und mögliche Schwankungen in der Spannungszuführung. Die Auswirkungen der Gewinnschwankungen mit einer Standardabweichung von ΔG erweitern die Beziehung für die radiometrische Empfindlichkeit zu:

$$\Delta T = (T_A + T_E) \sqrt{\frac{1}{\Delta f \tau} + \frac{\Delta G}{G}} \quad (3.17)$$

Die Gewinnschwankungen können ein Änderungsspektrum von Millisekunden bis zu Stunden aufweisen. Zur Minimierung des Einflusses der niederfrequenten Schwankungen kann eine Kalibrierung oder Messung mit Referenzquellen oder bekannten Helligkeitstemperaturen durchgeführt werden. Um höherfrequente Störungen zu minimieren, wurden verschiedene Arten von Radiometern entwickelt, welche je nach Anwendungsbereich eingesetzt werden können.

3.5 Einfluss der Erdatmosphäre auf radiometrische Abbildungen

Eine radiometrisches Abbildung verkörpert eine Messung der räumlichen Strahlungstemperaturverteilung. Im Gegensatz zum optischen Farbbild, bei dem außer der Intensität, also der Strahlungsleistung, zusätzlich ein frequenzselektives Verfahren angewendet wird, ist die gängige Praxis in der Mikrowellen-Radiometrie mit der Schwarz-Weiß-Fotografie zu vergleichen, bei der rein die Intensitätsunterschiede mit einer eventuellen frequenzabhängigen Gewichtung durch das Aufnahmesystem aufgezeichnet werden. Ein wichtiges Kriterium bei solch einer Aufnahme ist der erzielbare Kontrastumfang. Er ist bestimmt durch den größten und den kleinsten Helligkeitwert der Szene. Ein Beispiel für eine radiometrische Aufnahme um 90 GHz ist in Abbildung 3.2 unten dargestellt. Die optische Aufnahme des gleichen Szenarios

zeigt Abbildung 3.2 oben. Die Abbildung wurde mit dem DLR-Zeilenabtastsystem ABOSCA [56] aufgenommen.



Abbildung 3.2: Beispiel einer radiometrischen Aufnahme bei 90 GHz unten im Vergleich zu einer optischen Aufnahme des gleichen Szenarios oben [56].

Die Strahlungstemperaturwerte werden in einer Falschfarbendarstellung gezeigt. Dabei stehen in Anlehnung an die Optik dunkle Farben für radiometrisch kalte Bereiche, also wenig Strahlungsleistung, und helle Farben für radiometrische warme Bereiche, also viel Strahlungsleistung. Der Farbverlauf kann dabei an die physikalischen Gegebenheiten und an die Szene durch verschiedene Algorithmen angepasst werden, um ein für den Betrachter bzw. Auswerter optimales Ergebnis zu erzielen. Hierdurch ist es jedoch nicht möglich, ein größeres Maß an Information aus den radiometrischen Daten zu erhalten. Die ablesbare Information ist durch die geometrischen Parameter sowie durch die

radiometrische Auflösung des Systems bestimmt. Ein weiteres Bewertungskriterium ist wie oben erwähnt der Kontrastumfang, der den Wertebereich festlegt. In einer natürlichen Szene wie der in Abbildung 3.2 ist der mögliche Wertebereich beschränkt durch die maximal in der Szene vorkommende Temperatur, die im Fall ohne direkte Betrachtung der Sonne die absolute Temperatur von ca. 293 K widerspiegelt. Die minimale Strahlungsleistung ist durch die Himmelsstrahlung von minimal 2,7 K gegeben.

Die Strahlungstemperatur des Himmels ist durch die kosmische Hintergrundstrahlung gegeben, welche nach heutigem Stand der Physik auf den Urknall zurückgeführt wird. Diese Strahlungsleistung liegt je nach Himmelsregion zwischen ca. 2,7 K und ca. 50 K im Zentrum der Milchstraße. Durch den Einfluss der Erdatmosphäre wird auf der Erde, abhängig von der Meereshöhe, den meteorologischen Gegebenheiten, wie Luftdruck, Luftfeuchtigkeit sowie Wolken und Nebel, nicht die vom Weltall verursachte Strahlungsleistung empfangen, sondern bedingt durch die Strahlungstransfergleichung ([46] S. 68) eine höhere Leistung. Dies entspricht einer Überlagerung der Strahlungsanteile der Atmosphäre und der kosmischen Hintergrundstrahlung. Ab einer Frequenz von ca. 10 GHz überwiegt dabei der Strahlungsanteil der Atmosphäre, der stetig mit der Frequenz ansteigt. In Abbildung 3.3 ist eine Simulation der Strahlungstemperatur, berechnet nach dem US-Standardatmosphärenmodell für verschiedene Beobachtungswinkel über der Frequenz bei klarer Atmosphäre abgebildet.

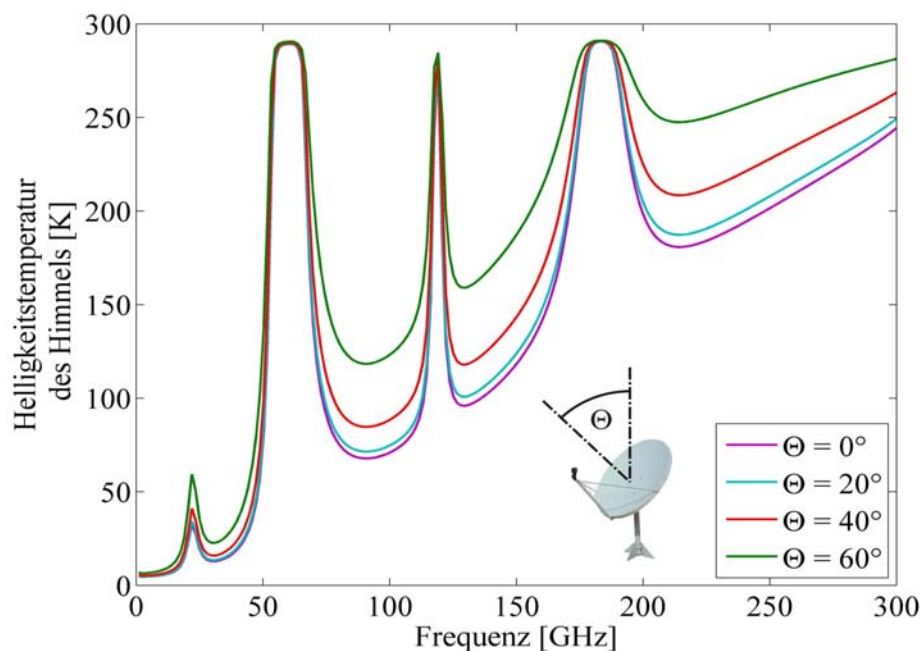


Abbildung 3.3: Einfluss der Atmosphäre auf die Helligkeitstemperatur bei verschiedenen Beobachtungswinkeln bezüglich des Zenits [22].

Eine starke Abhängigkeit von der Frequenz ist besonders in den starken Dämpfungsmaxima bei 22, 60, 120 und 183 GHz zu erkennen, welche eine erhöhte Strahlungstemperatur ergeben. Bei diesen Frequenzen haben die Sauerstoff- und Wasserdampfmoleküle eine Resonanzfrequenz, die eine starke Absorption der Strahlung der gesamten Umgebung bewirkt, also auch solcher Strahlung, die ihren Ursprung auf der Erde oder in der umgebenden Atmosphäre hat. Aus diesem Grund wird bei der Erdbeobachtung meist in den sogenannten atmosphärischen Fenstern zwischen den Maxima gemessen. Beim Frequenzbereich des ANSAS-Instruments von kleiner 7 GHz ergeben sich nur sehr geringe Absorptionsraten, was zu einer Himmelstemperatur von kleiner 10 K führt [21].

Aus Abbildung 3.3 und für Dämpfungswerte von Nebel und Regen nach [21] kann für verschiedenste Wetter- und Umgebungssituationen eine Größe für die Himmelstemperatur abgeleitet werden und aus der Differenz der maximalen und minimalen Temperatur ergibt sich damit der maximal verfügbare Kontrast in einem Radiometerbild. Exemplarisch ist dies in Abbildung 3.4 für die in der Radiometrie interessanten Frequenzpunkte 10, 30, 90, 140, 220 und 300 GHz und für fünf verschiedene Wetterbedingungen dargestellt. In dem für das ANSAS-Instrument verwendeten Frequenzbereich kleiner 7 GHz ergeben sich, nahezu unabhängig von den meteorologischen Gegebenheiten, gleichbleibende Bedingungen von annähernd maximal möglichem Kontrast.

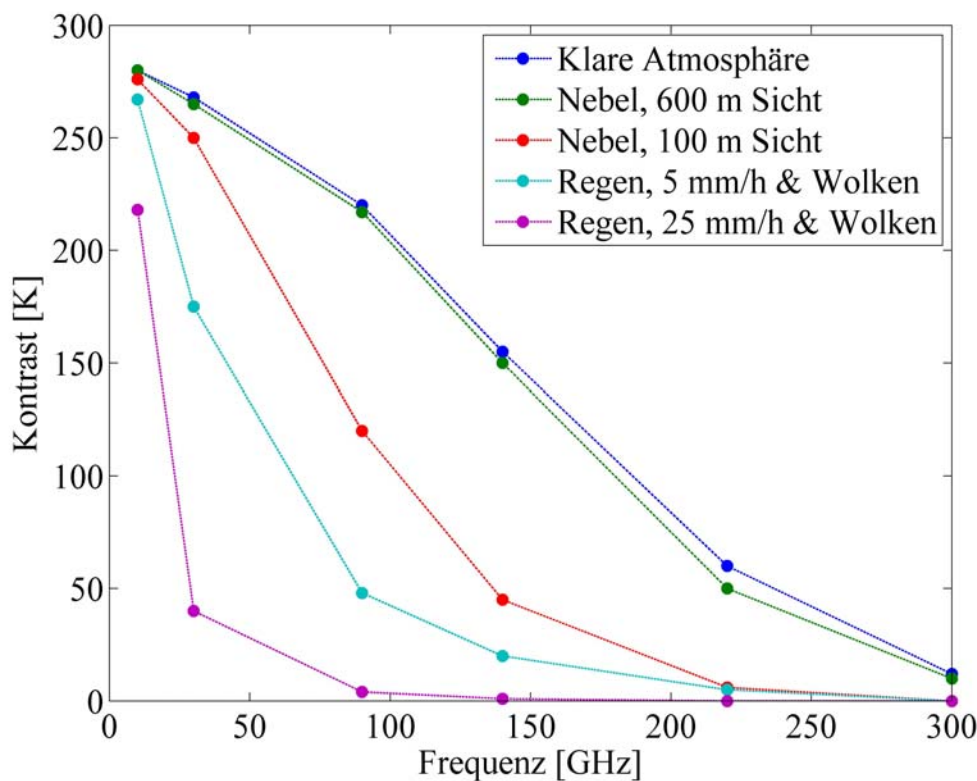


Abbildung 3.4: Kontrast von Himmelsstrahlung im Zenit zu einer Umgebungstemperatur von 280 K für radiometrisch interessante Frequenzpunkte [45].

3.6 Bildgebende Verfahren in der Mikrowellen-Radiometrie

Im folgenden Abschnitt werden verschiedene Verfahren beschrieben, wie eine Strahlungstemperaturverteilung zweidimensional gemessen werden kann. Da in der Radiometrie im Allgemeinen keine Entfernungsinformationen gemessen werden können, lässt sich die Temperaturverteilung auf zwei Dimension beschränken, welche mit den Kugelkoordinaten Θ und Φ gegeben sind. Zur Generierung einer zweidimensionalen Abbildung der Helligkeitstemperatur wurden verschiedene Verfahren entwickelt. Allen gemein ist das Grundprinzip, dass eine Bewegung der Antennencharakteristik über das zu beobachtende Gebiet durchgeführt wird. Daraus ergibt sich eine, von der räumlichen Auflösung der Antenne abhängige, zweidimensionale Helligkeitstemperaturverteilung, welche ähnlich wie ein optisches Bild dargestellt werden kann (vgl. Abschnitt 3.2, 3.5 und 3.6).

Prinzipiell lassen sich die Abbildungsverfahren nach ([52] S. 14) in drei Hauptgruppen unterteilen: mechanische Abtastsysteme, elektronische Abtastsysteme und Fokalebenekameras. Im folgenden Abschnitt werden die einzelnen Verfahren vorgestellt und Vor- bzw. Nachteile aufgezeigt.

3.6.1 Mechanische Abtaster - Linescanner

Das intuitivste Abbildungsverfahren ist das der Zeilenabtastung (Linescanner), wobei das gesamte Radiometer oder zumindest die Antennen, bzw. Teile der Antenne [60] bewegt werden und damit die Antennenhauptkeule in die gewünschte Richtung gelenkt wird.

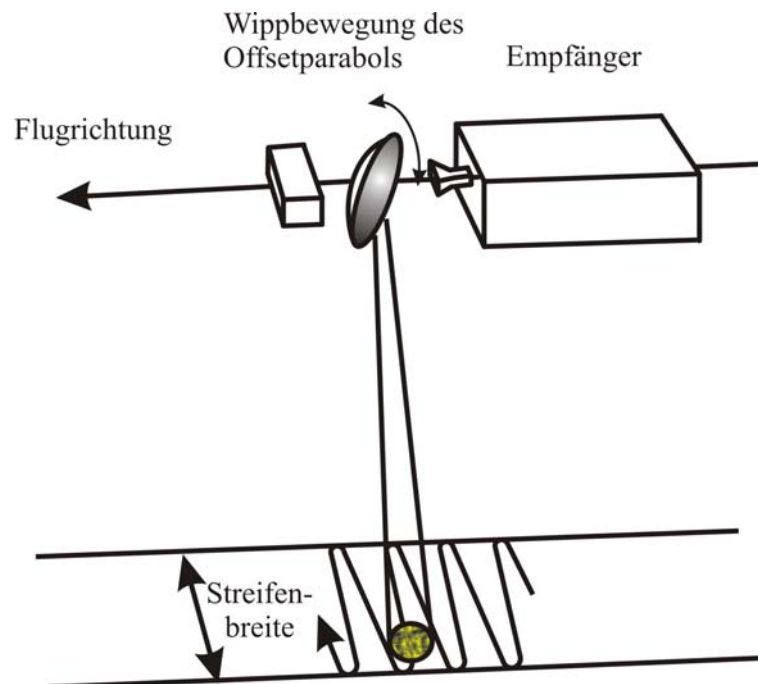


Abbildung 3.5: Illustration des Linescanner-Verfahrens für eine Flugzeuganwendung.

Dieses Abtastverfahren wird beispielsweise bei den folgenden Systemen eingesetzt: beim „Airborne Line Scanner“ (ALS) des DLR's ([53], [54], s. Abbildung 3.6), bei dem der Spiegel eine Wippbewegung ausführt und dadurch die Antennenkeule eine Zeile senkrecht zur Flugbewegung aufzeichnet, beim „Airborne Polarimetric Microwave Imaging Radiometer (APMIR, s. Abbildung 3.6) des U.S. Naval Research Laboratory [55], bei den Satelliten-Missionen: „Special Sensor Microwave Imager“ (SSM/I, s. Abbildung 3.6) [1], Advanced Microwave Scanning Radiometer (AMSR-E, s. Abbildung 3.6) [1], Tropical Rainfall Measuring Mission's (TRMM, s. Abbildung 3.6) [1]. Das Problem bei einem solchen Aufbau ist die Geschwindigkeit, mit der das Abbildungssystem bei gegebener Antennengröße bewegt werden kann. Beim SSM/I wird eine konische Abtastung durchgeführt, was einer Rotation des Radiometers entspricht, wodurch alle Daten und Stromverbindungen über ein Ringabgreifersystem zu bzw. abgeführt werden müssen. Ein weiterer mechanischer Abtaster ist ein starrer Radiometerempfänger, der mit seiner Speiseantenne einen beweglichen Offset-Reflektor ausleuchtet. Der Spiegel kann entweder eine rotierende Bewegung durchführen, wodurch z.B. bei einem bodengestützten System die Abtastung einer gesamten Hemisphäre wie beim Weitbereichsabbildungssystem „Abbildender Bodenscanner“ (ABOSCA, s. Abbildung 3.7) des DLR [56] erzielt wird. Oder der Spiegel führt eine zeilenförmige Abtastung einer Person wie beim „Laborsystem zur Personen-Abbildung mit Scanner“ (LPAS, s. Abbildung 3.7) des DLR durch [57].

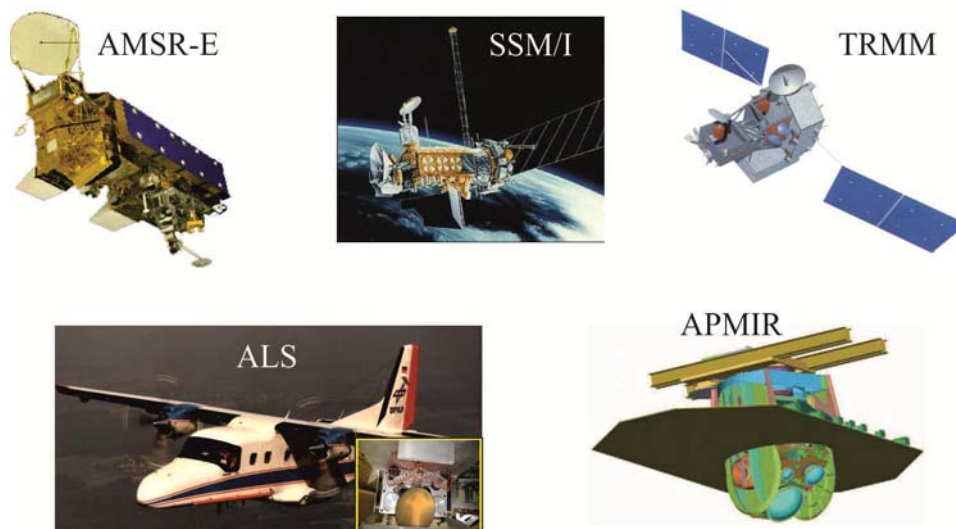


Abbildung 3.6: Beispiele für satelliten- und flugzeuggetragene radiometrische Zeilenabtaster.



Abbildung 3.7: Beispiele für bodengebundene radiometrische Zeilenabtaster.

Eine weitere Art des mechanischen Abtastens mit einem Empfänger ist die „One Second Camera“ oder „ROSCAM“ der Firma Millitech (s. Abbildung 3.8), welche über einen halb-durchlässigen und einen beweglichen Reflektor die einfallende Strahlung in einen Empfänger umlenkt [58]. Vorteil dieser Anordnung ist eine kompakte Bauweise und eine schnelle zweidimensionale Abbildung. Jedoch wird durch die Polarisationsdrehung am Twist-Reflektor je eine zusätzliche Dämpfung eingefügt, was eine Verschlechterung der radiometrischen Empfindlichkeit zur Folge hat.

Zur Abtastung in quasi Echtzeit einer Szene werden bei neueren Systemen mit einem mechanischen Abtastverfahren mehrere Empfänger eingesetzt, die z.B. ganze Zeilen oder Bereiche der Szene abtasten. Ein Beispiel hierfür ist der MERIT-Imager der DERA [59] (s. Abbildung 3.8), der ebenfalls mit einem Polarisationsgitter und einer Polarisationsdrehung arbeitet und eine Speiseantennengruppe von 32 Empfängern besitzt, womit eine Bildrate von 25 Hz erreicht wird. Ein System, welches ohne Polarisationsgitter und damit ohne Dämpfung im Strahlengang konzipiert wurde, ist das Cassegrain-System „NIJ MMW camera“ von Lockheed Martin mit 34 Kanälen [52] (s. Abbildung 3.8), bei dem jedoch die Speiseantennen räumlich sehr eng aneinander angeordnet werden müssen, was zum einen mechanisch anspruchsvoll ist, zum anderen aber auch eine Herausforderung an das thermische Konzept darstellt.

Der MERIT-Imager und das Cassegrain-System stellen Hybridlösungen/-systeme zwischen einem rein mechanischen und einer Fokalebene-kamera dar und werden als „Pushbroom“-System bezeichnet. Bei einem Abbildungssystem auf einer Flugzeug- oder Satellitenplattform wird gewöhnlich simultan eine Bildzeile aufgenommen und durch die Bewegung der Plattform sukzessiv die Abbildung vollzogen.

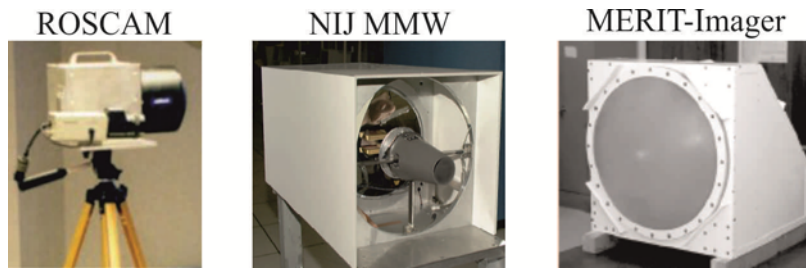


Abbildung 3.8: Beispiele für Millimeterwellenkameras mit mechanisch abtastenden Verfahren.

Die Vorteile bei rein mechanisch abtastenden Verfahren mit wenigen Empfangskanälen liegen im relativ einfachen Aufbau, was auch zu einer geringen Fehleranfälligkeit führt. Das Problem solcher Systeme ist jedoch die Größe des Hauptreflektors, der zur Bildgenerierung bewegt werden muss. Damit verbunden ist eine Begrenzung der räumlichen Auflösung. Eine Konstruktion, um die Bewegung der Antenne zu verlangsamen, wurde in den beiden Hybridverfahren vorgestellt. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, die bewegte Masse zu verkleinern. Ein solches Verfahren wurde in einem Patententwurf [60] vorgestellt, bei dem nicht das ganze System oder der große Hauptreflektor rotiert oder bewegt wird, sondern nur der Subreflektor eines Cassegrain-Systems wie dies schematisch in Abbildung 3.9 dargestellt ist. Hierbei wird zwar die ausgeleuchtete Fläche des Hauptreflektors kleiner, jedoch kann der um Größenordnungen kleinere und damit leichtere Subreflektor bedeutend schneller rotiert werden als bei einer vergleichbaren Anordnung mit bewegtem Hauptreflektor.

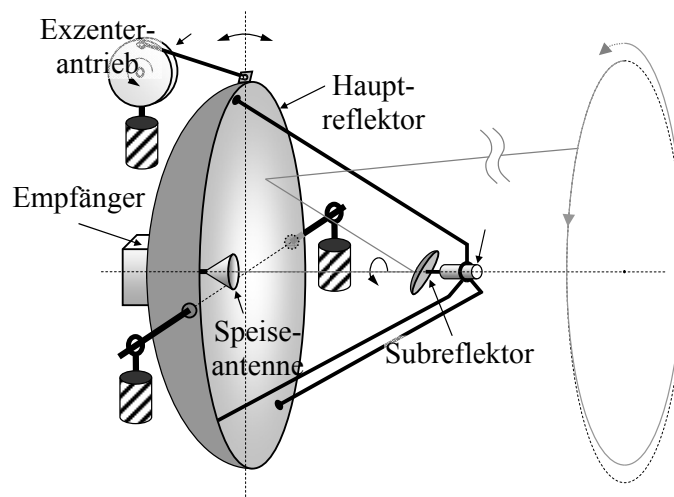


Abbildung 3.9: Prinzipschaltbild des patentierten Cassegrain-System zur optimierten Abbildung mittels Zeilenabtasters.

3.6.2 Abtastsysteme mit elektronischer Strahlschwenkung

Um noch schnellere Abbildungssysteme zu entwickeln, die auch keine mechanischen Bewegungen und damit Verschleißteile besitzen, werden immer mehr Anordnungen mit

einem elektronischen Schwenkmechanismus betrieben. Allen Verfahren ist hierbei gemein, dass über die Phasensteuerung einzelner Antennenelemente ein Schwenk der Antennenkeule erreicht wird.

Die erste Anlage dieser Art war ein Radargerät mit Phasenschieber im Zweiten Weltkrieg, welches den Ärmelkanal überwachte, eine sogenannte Phasengesteuerte Antennengruppe oder „Phased Array“. Die physikalische Grundlage bildet die phasenrichtige Überlagerung der elektromagnetischen Felder im Fernfeld einer Antennenanordnung, weshalb dem Signal jeder Antenne oder Antennengruppe eine bestimmte Phasenverschiebung beaufschlagt werden muss. Die Herausforderung bei einem solchen System ist die Fertigung von Phasenschiebern mit einer relativ großen Bandbreite, welche für eine radiometrische Aufnahme benötigt wird. Die Umsetzung eines solchen Systems wurde von der Firma Trex-Enterprises verwirklicht. In einem ersten Entwurf wurde das Signal in den optischen Bereich auf einen Laser mittels Braggzelle aufmoduliert und mit einem Videodetektor aufgezeichnet [62]. Aufgrund der Bandbegrenzung der Braggzelle wurde in einem neueren System [63] eine sogenannte Rotman-Linse verwendet. Sie erzeugt durch phasenrichtige Überlagerung aller Signale in einer Linse ein richtungsabhängiges Signal basierend auf Interferenzerscheinungen an den einzelnen Ausgängen.

Ein weiterer elektronischer Schwenkmechanismus ist der Frequenzschwenk. Bei diesem Verfahren wird die frequenzabhängige Phase in einer Leitung oder einem Hohlleiter als Phasenschieber verwendet. Wird an einer Leitung an verschiedenen Stellen Leistung ausgekoppelt, so ist die Phasendifferenz der ausgekoppelten Signale von der Frequenz abhängig, und es ergibt sich wie bei der Phasengesteuerten Antennengruppe eine phasenrichtige Überlagerung im Fernfeld, abhängig von der Frequenz in einer bestimmten Richtung. In den beiden oben beschriebenen Systemen der Firma Trex-Enterprises wird zur Generierung der zweiten Bilddimension neben der Anwendung der Phasengesteuerten Antennengruppe der Frequenzschwenkmechanismus angewendet. Ein neuer Personenabtaster, der beim DLR entwickelt wird [64], beruht ebenfalls auf einem Frequenzschwenkverfahren, jedoch in Verbindung mit dem Apertursynthese-Verfahren.

Aus der Optik und der Radioastronomie ist ein weiteres elektronisches Schwenkverfahren bekannt, das auch in dem in dieser Arbeit vorgestellten System verwendet wird, dem Apertursynthese-Verfahren. Im Gegensatz zur Phasengesteuerten Antennengruppe werden hier die Signale der einzelnen Antennen nicht im gesamten miteinander interferiert, sondern paarweise korreliert (siehe Abbildung 3.10). Die so erhaltenen Werte ergeben die Visibility-Funktion in Abhängigkeit der vektoriellen Basislänge und stellen das Raumfrequenzspektrum der Abbildung dar. Im Idealfall kann die Abbildung der Szene durch eine Fourier-Rücktransformation dieses Spektrums gewonnen werden. Beispiele solcher Systeme finden sich in Kapitel 4. Der Vorteil eines Apertursynthese-Radiometers (ASR) ist die Abbildung ohne sukzessives Abtasten, also im sogenannten „Snap-Shot“-Modus, mit einer weitaus geringeren Anzahl an Empfängerelementen als

bei der Phasengesteuerten Antennengruppe oder der Fokalebene-Kamera, da eine ausgedünnte Antennenanordnung verwendet werden kann. Dies ist aufgrund der Messung im Raumfrequenzbereich möglich, indem verschiedenste Abtastgeometrien verwendet werden können, die auch an die Form z.B. eines Flugzeuges anpassbar sind [61]. Die Ausdünnung der Apertur lässt sich anschaulich am Beispiel des ASR demonstrieren, bei dem sukzessiv Antennenpositionen entlang zweier senkrecht zueinander stehender Achsen angefahren werden, was ein zweidimensionales ASR-Instrument in einer T- oder U-Anordnung erzeugt. Schematisch dargestellt ist ein solches Instrument in Abbildung 3.10 oben. Die ausgedünnte Antennenanordnung in Abbildung 3.10 unten links, die sich nach einer Aufnahme der Korrelationswerte an allen Antennenpositionen ergibt, würde mit einer Phasengesteuerten Antennengruppe oder einer Fokalebene-Kamera (vgl. Abschnitt 3.6.3) die Anzahl an Antennen der in Abbildung 3.10 unten rechts gezeigten Struktur ergeben. Schon für diese sehr kleine Anordnung ergibt sich ein Ausdünnungsfaktor von $10/28$ (Antennenpositionen / Basislängen, wobei die Basislängen den Bildpunkten zugeordnet werden können).

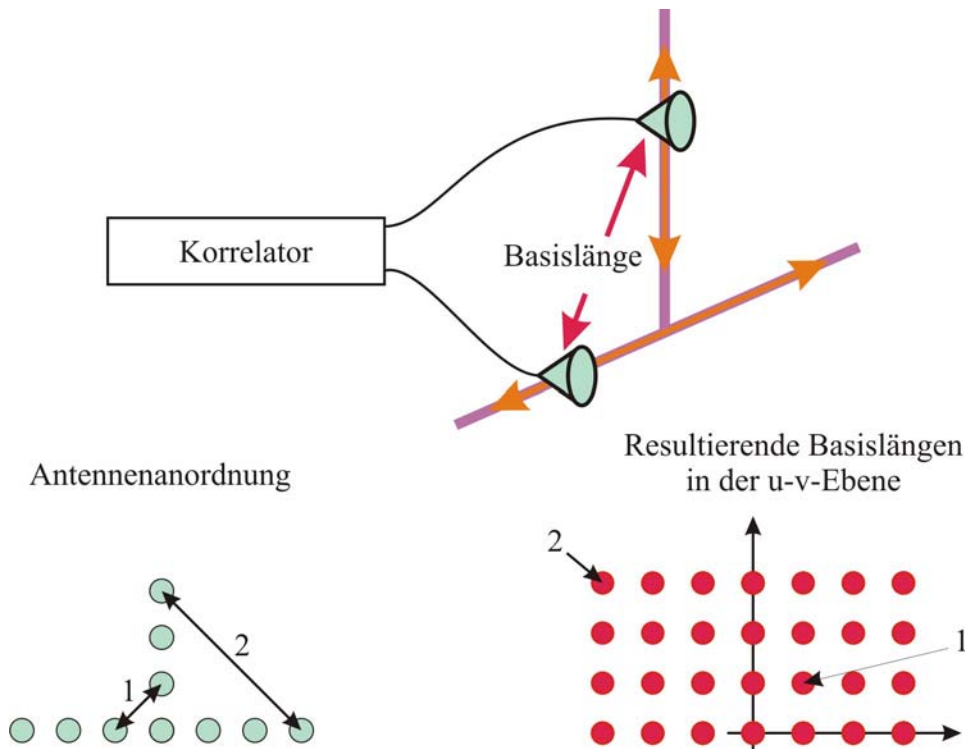


Abbildung 3.10: Oben: Beispiel für ein Zweielemente System eines ASR. Illustriert sind die beiden in einer T-Konfiguration verfahrbaren Antennen. Unten: die sich ergebende Antennenanordnung und daraus resultierenden Basislängen.

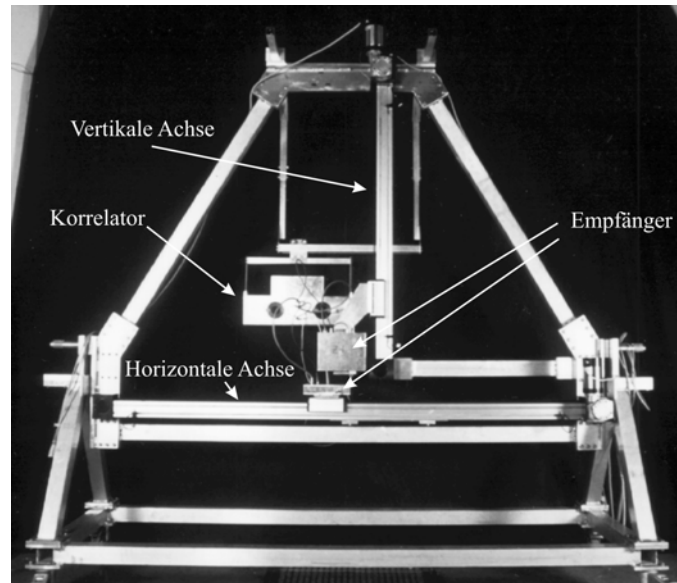


Abbildung 3.11: Fotografie des beim DLR entwickelten Zwei-Elemente-Apertursynthese-Radiometers.

Ein Instrument, das die in Abbildung 3.10 gezeigte Antennenstruktur mit zwei Elementen nachbildet, indem sukzessiv die einzelnen Antennenpositionen angefahren werden und damit die resultierenden Basislängen vermessen werden, wurde 1995 beim DLR entwickelt und bildet die grundlegenden Erkenntnisse im Bereich der Apertursynthese für diese Arbeit [3].

Für ein Instrument, welches eine ausgedünnte lineare Antennengruppe rotiert, kann die in Abbildung 3.12 gezeigte Antennenanordnung verwendet und die daraus resultierenden Basislängen berechnet werden. Es ist deutlich ersichtlich, dass mit nur sehr wenigen Antennen bzw. Empfängern große synthetische Aperturen aufgespannt werden können, wobei das Ausdünnungsverhältnis mit zunehmender Aperturgröße wächst. Auf diesem Grundprinzip ist das in dieser Arbeit vorgestellte ANSAS-Instrument aufgebaut.

Gegenwärtige Nachteile eines Apertursynthese-Radiometers sind noch die geringe Bandbreite der heutigen Korrelatoren, sowie die geringere radiometrische Empfindlichkeit aufgrund der ausgedünnten Antennenstrukturen. Eine weiterführende Beschreibung des in dieser Arbeit verwendeten Apertursynthese-Verfahrens sowie ausgewählter Beispiele wird in Kapitel 4 vorgestellt.

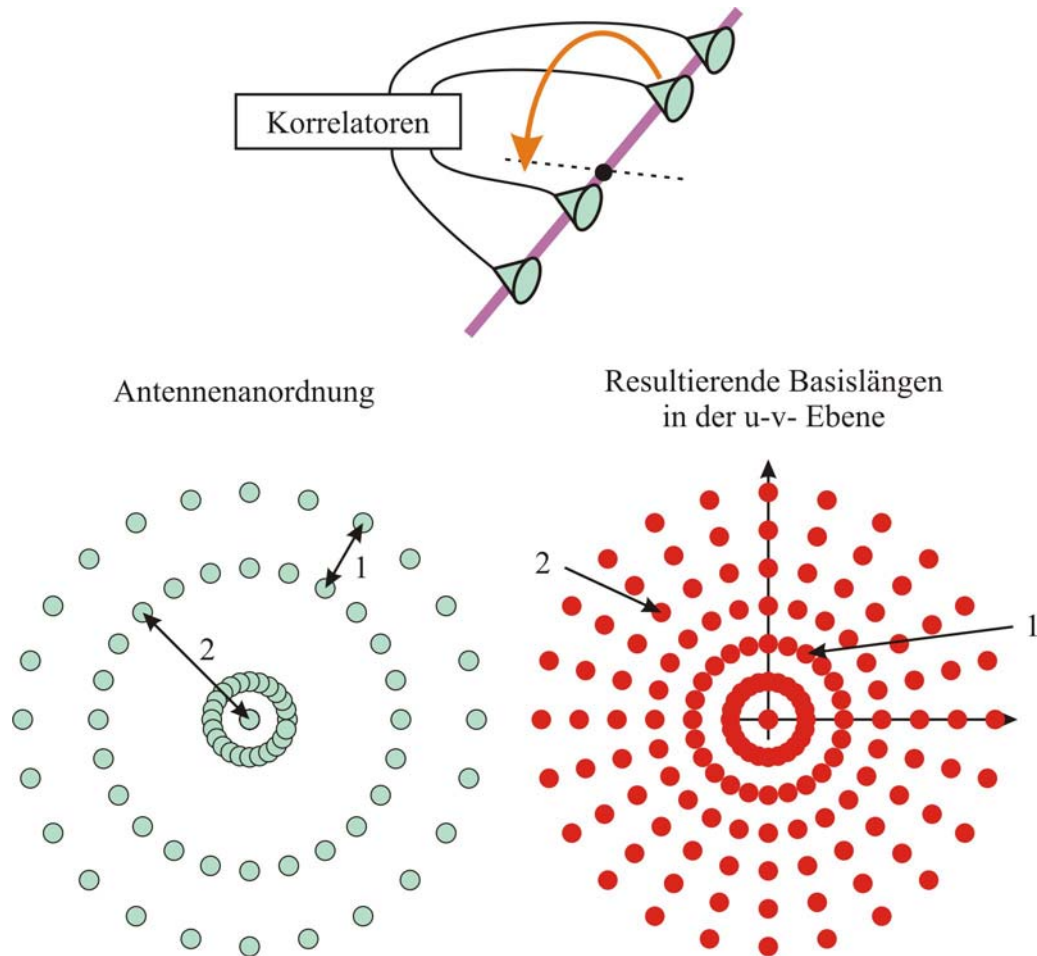


Abbildung 3.12: Oben: Beispiel eines Apertursynthese-Systems mit einer ausgedünnten linearen Anordnung die um den zentralen Punkt gedreht wird. Dieses Verfahren wird beim ANSAS-Instrument angewandt. Unten: die sich ergebende Antennenanordnung und daraus resultierenden Basislängen.

3.6.3 Fokalebenekamera

Ein heute besonders in der Optik häufig eingesetztes Prinzip ist die Fokalebenekamera. Bei heutigen Kameras wird eine Bündelung der einfallenden Welle mit einer Linse erreicht und diese dann auf einen „CCD-Sensor“ geleitet. Hierbei entspricht jeder Detektor des CCD-Sensors einem Abbildungspunkt. Durch die unterschiedliche Lage der Detektoren in Bezug auf den Fokus der Linse oder eines Spiegels ergeben sich unterschiedliche Antennenkeulen-/Strahlbündelungsrichtungen wie in Abbildung 3.13 schematisch gezeigt. Da im Mikrowellenbereich die geometrischen Dimensionen um einige Zehnerpotenzen größer sind als im optischen ist eine Miniaturisierung auf einen einzigen Chip kaum möglich, jedoch müssen, um genügend Empfänger nahe dem Fokus anordnen zu können, die Einzelelemente miniaturisiert sein. Hieraus ergeben sich weitere Probleme. Zum einen muss die Abwärme der einzelnen Detektoren berücksichtigt werden, zum anderen ergeben sich wie bei den Hybridverfahren Unterschiede im Gewinn und Offset der Einzelsensoren, welche auch während der Messung schwanken

können. Dies führt zu Unterschieden in den Abbildungswerten und dadurch zu zusätzlichen Bildfehlern.

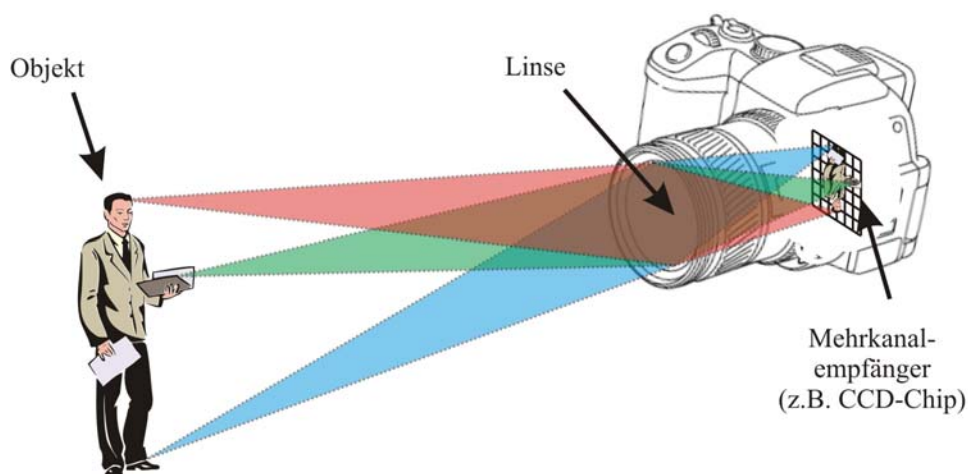


Abbildung 3.13: Prinzipschaltbild einer Fokalebenekamera anhand eines modernen Fotoapparats.

Bisher sind drei solcher Systeme im Mikrowellenbereich gebaut worden. Die Systeme der Firma TRW [71] und der Firma Millivision [72] (s. Abbildung 3.14) arbeiten nach dem in Abbildung 3.13 dargestellten Verfahren. Eine weitere Kamera, die sowohl dem elektronischen Schwenk als auch der Fokalebenekamera zugeordnet werden kann, ist das in Abschnitt 3.6.2 besprochene System der Firma Trex-Enterprises [62], welches durch die Umsetzung in den optischen Bereich mittels Braggzelle ein optisches Fokalebene System, nämlich die Videokamera, verwendet. In naher Zukunft werden die Empfängerelemente jedoch noch zu teuer sind, um damit wirtschaftlich rentable Fokalebenekameras bauen zu können.

Trex Enterpirce Kamera



TRW Kamera

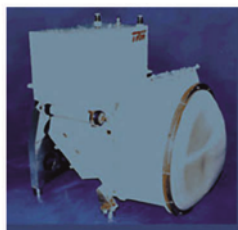


Abbildung 3.14: Beispiele für radiometrische Fokalebenekameras.

Wie in den letzten drei Abschnitten gezeigt wurde, so existieren für alle Abbildungsverfahren prinzipielle Einschränkungen in der Aufnahmezeit, der Auflösung oder der Komplexität und damit den Kosten. Für diese Arbeit soll als Abbildungsprinzip das Apertursynthese-Verfahren und insbesondere die Verknüpfung mit einer spektralen Empfangstechnik untersucht werden. Da Frequenzen unterhalb von 10 GHz verwendet werden, wird für eine genügend große räumliche Auflösung eine dementsprechend

große Antenne benötigt. Da ein Parabolspiegel von 3 m Durchmesser für eine Bodenanwendung schwer zu bewegen ist, und um die Anzahl der Empfänger so gering wie möglich zu halten, wurde das Apertursynthese-Verfahren als effektivste Möglichkeit für einen derartigen Anwendungsfall gewählt. Im folgenden Kapitel werden das Prinzip der Apertursynthese und die Herleitung der Messgeometrie näher erläutert.

4 Das Verfahren der Apertursynthese in der Mikrowellen-Radiometrie

Bei den meisten bildgebenden Verfahren ist die räumliche Auflösung ein entscheidender Faktor für die Systemauslegung. Da in der Mikrowellen-Radiometrie die Wellenlänge im Vergleich zur Optik um ca. vier bis sechs Zehnerpotenzen größer ist, muss auch die verwendete Apertur nach Gleichung (3.7) um denselben Betrag vergrößert werden, damit die gleiche räumliche Auflösung erreicht werden kann. Der Zusammenhang zwischen räumlicher Auflösung und Größe der Apertur auf einen Fernerkundungssatelliten bei einer Orbithöhe von 800 km bei verschiedenen Frequenzen ist anschaulich in Tabelle 4.2 dargestellt. In Grün unterlegt ist die geforderte räumliche Auflösung am Boden, Rot unterlegt die Mittenfrequenz des Messsystems. Ab einer Aperturgröße von 30 m kann davon ausgegangen werden, dass eine synthetische Apertur verwendet werden muss, da eine Realapertur dieser Größe nicht bewegt werden kann. Dieser Sachverhalt ist mit der gelben und blauen farblichen Unterlegung gekennzeichnet.

Tabelle 4.2: Antennengröße eines Mikrowellensensors zur Erdbeobachtung bei einer Orbithöhe von 800 km in Abhängigkeit von der Mittenfrequenz und geforderten Auflösung des Sensors. Farbliche Unterteilung in synthetische (gelb) und reale Apertur (blau) [68].

Mitten- frequenz \ räumliche Auflösung	räumliche Auflösung				
	1 m	10 m	100 m	1 km	10 km
140 GHz	2 km	200 m	20 m	2 m	20 cm
94 GHz	3 km	300 m	30 m	3 m	30 cm
35 GHz	8 km	800 m	80 m	8 m	80 cm
9,6 GHz	30 km	3 km	300 m	30 m	3 m
5,3 GHz	54 km	5,4 km	540 m	54 m	5,4 m
1,4GHz	160 km	16 km	1,6 km	160 m	16 m
synthetische Apertur					

reale Apertur

Es ist ersichtlich, dass gerade in der passiven Fernerkundung mit realer Apertur die machbaren Grenzen der Aperturgröße schnell erreicht werden. In der Radioastronomie werden weit entfernte Galaxien und Sonnensysteme untersucht, die äußerst kleine räumliche Ziele darstellen. Um genauere Beobachtungen über unser Universum durchzuführen, wurde deshalb schon früh nach Verfahren gesucht, die eine hinreichende räumliche Auflösung erzielen, ohne eine reale Apertur zu verwenden. Das erste System, das in der Mikrowellen-Radiometrie eine synthetische Apertur verwendete, war

1947 in Sydney, Australien, ein Radiometer auf einer Klippe, welches wie das Lloyd's Spiegel-Interferometer ([73] S. 262) Spiegelungseffekte an der Meeresoberfläche ausnutzte, um die genaue Herkunft der Mikrowellenstrahlung der Sonne zu untersuchen ([74], [75]). Aufgrund dieser neuartigen Möglichkeiten der genauen Vermessung des Durchmessers von Himmelsobjekten folgten weitere Interferometer mit zwei Empfängern und einer einfachen Additionsschaltung der Signale, welche nach dem aus der Optik bekannten Michelson-Interferometer arbeiten. Dieses Verfahren wurde erstmals 1946 von Ryle und Vonberg für passive Mikrowellenaufnahmen entwickelt. 1952 wurde ein neues Verfahren, das „phase-switching“ Interferometer vorgestellt [76], das eine deutlich bessere Abgrenzung bezüglich Hintergrund- und Empfängerrauschen ermöglichte. Dieses Abbildungskonzept wurde in vielen Interferometern in den 1950er und 1960er Jahren verwendet, unter anderem im „One-Mile Radio Telescope“ in Cambridge, England [77] (s. Abbildung 4.1). Für eine zweidimensionale Messung der Himmelsstrahlung waren Interferometeranordnungen mit zwei Dimensionen, mehreren Empfängern und Korrelatoren für jede Basislänge erforderlich (vgl. Abschnitt 4.2). Erstmals wurde dies mit dem „Mills Cross Radio Telescope“ (s. Abbildung 4.1) in Australien verwirklicht und aufbauend auf den Erfolgen wurden weitere große Antennenanordnungen verwirklicht, die alle die Rotation der Erde ausnutzen, um mittels Nachführung auf das Zielgebiet mit den Antennen möglichst viele unabhängige Messungen und damit Basislängen zu erhalten (vgl. Abschnitt 4.2). Die berühmtesten Vertreter sind die eindimensionale Ost-West-Antennenanordnung „Westerbork Synthesis Radio Telescope“ in den Niederlanden [79] und die zweidimensionale Y-Anordnung „Very Large Array“ (VLA) in New Mexico, USA [80], die in Abbildung 4.1 dargestellt sind. Eine Erweiterung dieser Anordnungen stellt die „Very Long Baseline Interferometry“ (VLBI) dar, welche über die ganze Erde verteilte Empfangsstationen zu großen Antennenanordnungen zusammenschaltet [81]. Um noch bessere räumliche Auflösungen zu erzielen, wurden beim sogenannten „Orbiting VLBI“ 1986 erstmals zusätzlich noch Radioteleskopsatelliten in das Verbundnetzwerk mit aufgenommen (s. Abbildung 4.1). Zurzeit befindet sich das „Atacama Large Millimeter Array“ (ALMA) im Bau, welches im Frequenzbereich bis 950 GHz aus 54 einzelnen Teleskopen besteht und eine maximalen Basislänge von 18 km besitzt (s. Abbildung 4.1).

Eine ähnliche Problematik wie in der Radioastronomie stellt sich in der Fernerkundung der Erde mit Mikrowellen. Bei steigenden Systemanforderungen in Bezug auf räumliche Auflösung wurde nach neuen Methoden geforscht, um große unbewegte Aperturen zu erreichen. Das erste System, welches auf dem Prinzip der Apertursynthese beruhte, war das „Electronically Steerable Thinned Array Radiometer“ (E-STAR) [65] (s. Abbildung 4.2), als eindimensionales flugzeuggetragenes Instrument der Universität von Massachusetts und NASA-JPL. Ein zweidimensionales Demonstratorsystem wurde Anfang der 1990-Jahre beim DLR gebaut. Dieses Ka-Band Apertursynthese-Radiometer (ASR) [3] (s. Abbildung 3.11) war als bodengebundenes System entwickelt worden, um möglichst flexibel grundlegende Untersuchungen durchführen zu können.

Das erste satellitengetragene L-Band-Instrument mit dem Missionsnamen SMOS wurde im November 2009 gestartet, um die Bodenfeuchte über Land und den Salzgehalt der Ozeane zu messen [67]. Dieses Instrument ist als Kunstzeichnung im Orbit in seiner Y-Anordnung mit einer Armlänge von 4 m in Abbildung 4.3 dargestellt. Während dessen Entwicklungsphase wurden zusätzlich zwei zweidimensionale flugzeuggetragene Instrumente entwickelt. Das HUT-2D der Universität von Helsinki (Finnland) besitzt eine U-Konfiguration ([82], [82] s. Abbildung 4.2) und der 13-Elemente-Demonstrator der ESA, AMIRAS, hat wie der SMOS-Satellit ebenfalls eine Y-Konfiguration [84].

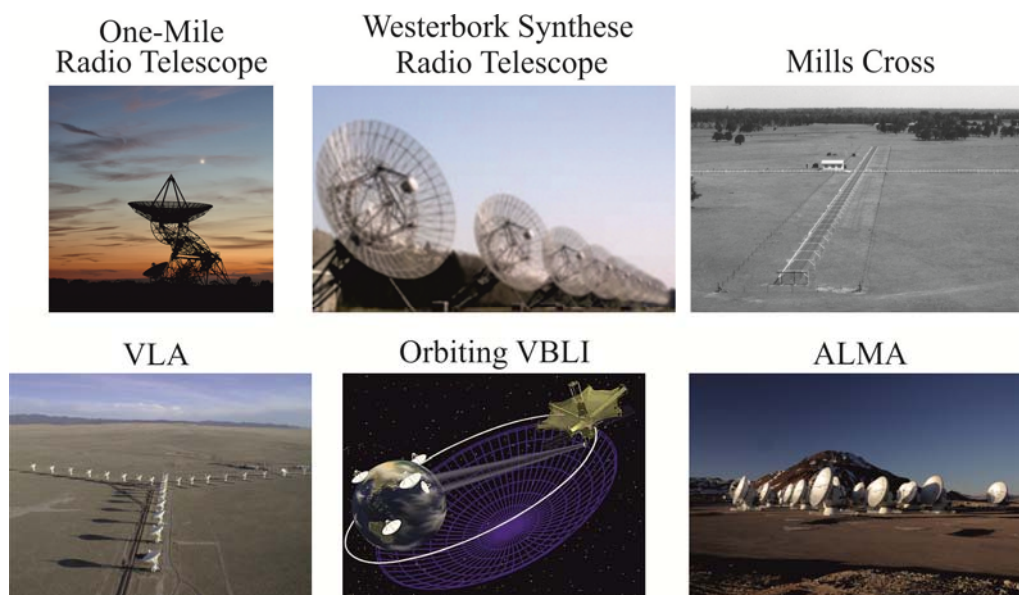


Abbildung 4.1: Beispiele für interferometrisch arbeitenden Radioteleskopen.

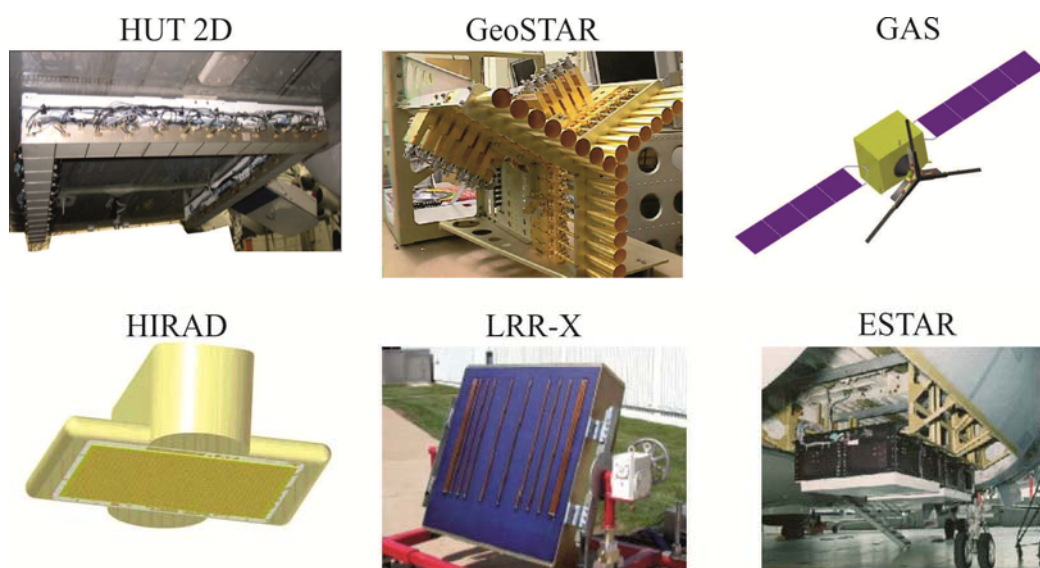


Abbildung 4.2: Beispiele für radiometrische Erdbeobachtungsinstrumente mit Apertursynthese.

In den USA sind in den letzten zehn Jahren weitere Instrumente auf Grundlage der Apertursynthese aufgebaut worden. Die NASA und das JPL entwickelten 2003 eine zweidimensionale Antennenanordnung im L-Band, das „2D Steerable Thinned Array Radiometer“ (2D-STAR), mit einer Apertur von $1 \times 1 \text{ m}^2$ [85]. Außerdem wurde ein eindimensionales flugzeuggetragenes Instrument im X-Band zur Regenratenbestimmung mit 14 Elementen in Zusammenarbeit der NASA mit der Uni Michigan, das „Lightweight Rainfall Radiometer X band“ LRR-X (s. Abbildung 4.2), gebaut [86]. Eine Weiterentwicklung stellt das Hurricane Imaging Radiometer HiRAD dar, das ähnlich wie das in dieser Arbeit vorgestellte System bei mehreren Frequenzen arbeitet. Es ist ein eindimensionales Zehn-Elemente-System, das simultan bei den Mittenfrequenzen 4, 5, 6 und 7 GHz arbeitet [87] (s. Abbildung 4.2).



Abbildung 4.3: *Kunstdarstellung des ersten satellitengetragenen Apertursynthese-Radiometers SMOS zur Messung der Bodenfeuchte über Land und des Salzgehalts der Ozeane.*

Außerdem existiert mittlerweile auch ein Prototyp für das geplante Satelliten-Projekt „Geostationary Steerable Thinned Array Radiometer“ (GeoSTAR) [69] (s. Abbildung 4.2), welches auf einem geostationären Orbit bei 50 GHz und 183 GHz für die Wetterbeobachtung eingesetzt werden soll. Das Instrument ist als eine vollbesetzte Y-Anordnung ausgelegt. Im Gegensatz dazu wird von der ESA ebenfalls eine Studie für ein geostationäres System durchgeführt, dem „Geostationary Atmospheric Sounder“ (GAS) [70] (s. Abbildung 4.2), das als eine extrem ausgedünnte Y-Anordnung durch zusätzliches Drehen des Systems eine Aufnahme erreicht, ähnlich dem Verfahren, welches in dieser Arbeit vorgestellt wird. Das GAS-Instrument soll festfrequent bei 53 GHz, 118 GHz, 183 GHz und 380 GHz arbeiten was den wesentlichen Unterschied zum ANSAS-Instrument darstellt.

Wie aus den hier aufgeführten Messsystemen schon ersichtlich ist, so nimmt die Anzahl der Apertursynthese-Instrumente für verschiedenste Anwendungen sowohl auf flugzeuggetragenen als auch auf satellitengetragenen Plattformen im geostationären,

oder aber auch im erdnahen Orbit in den letzten Jahren zu. Die Notwendigkeit von großen Aperturen für eine hohe räumliche Auflösung ohne mechanisch bewegliche Teile steigt, und damit der Bedarf an elektronischen Schwenkverfahren. Das Prinzip der Apertursynthese bietet einen fortschrittlichen Ansatz, der mit einer minimalen Anzahl an Empfängern auskommt. Im Folgenden wird der hier als Demonstratorsystem realisierte neuartige Systemvorschlag beschrieben.

4.1 Grundlegender Systementwurf des ANSAS-Instruments

Um die in den folgenden Abschnitten gezeigten Grundlagen und mathematischen Vereinfachungen in den Kontext des entwickelten Systems einzuordnen, soll im Folgenden das ANSAS-Instrument kurz skizziert und auf die Besonderheiten eingegangen werden. Wie bereits in der Einleitung erwähnt basiert, das ANSAS-System auf dem Apertursynthese-Verfahren, welches im nachfolgenden Abschnitt erklärt wird. Hierfür werden mindestens zwei Empfängereinheiten benötigt, wie dies z.B. im ASR des DLR [3] realisiert ist. Aufbauend auf den hieraus erarbeiteten Erkenntnissen wurde ein Mehrelemente-System aufgebaut. Hierbei wurde das Hauptaugenmerk auf die Verknüpfung von spektraler, radiometrischer Aufnahme mit dem hochauflösenden Apertursynthese-Verfahren gelegt. Um die Kosten und den Aufwand für dieses Experimentalsystem in einem vertretbaren Umfang zu halten, wurde ein Instrument mit einem eindimensionalen Antennenträger entworfen. Um eine zweidimensionale Abbildung zu erzielen, wird der Antennenträger um den Mittelpunkt der Antennenanordnung mechanisch gedreht. In der Konzeptzeichnung in Abbildung 4.4 ist diese Bewegung schematisch angedeutet. Die gelb gezeichneten Einzelantennenelemente sind dabei in einer ausgedünnten Anordnung auf dem Träger angebracht. Durch die Rotation ergibt sich die in Abbildung 3.12 dargestellte Abtastung des Raumfrequenzspektrums. Hierbei wird eine sich während der Rotation zeitlich unveränderliche Szene angenommen. Aufgrund des im Vergleich zu anderen Apertursynthese-Instrumenten (SMOS, HIRAD, ESTAR) unterschiedlichen Abtastrasters ergeben sich andere Randbedingungen, denen in den mathematischen Beschreibungen in den folgenden Abschnitten Rechnung getragen wird.

Außerdem ergeben sich durch die Kombination aus spektraler Aufnahme mit dem Apertursynthese-Verfahren neue Möglichkeiten der Kombination dieser Aufnahmen sowie frequenzabhängige Systemparameter. Hierbei spiegelt sich die Mittenfrequenz der Aufnahme in den Radien der Abtastkreise wider. Im Folgenden soll die Herleitung des Apertursynthese-Prinzips allgemein erfolgen und in Kapitel 4.4 auf die speziellen Anforderungen der rotatorischen Aufnahmegeometrie adaptiert werden.

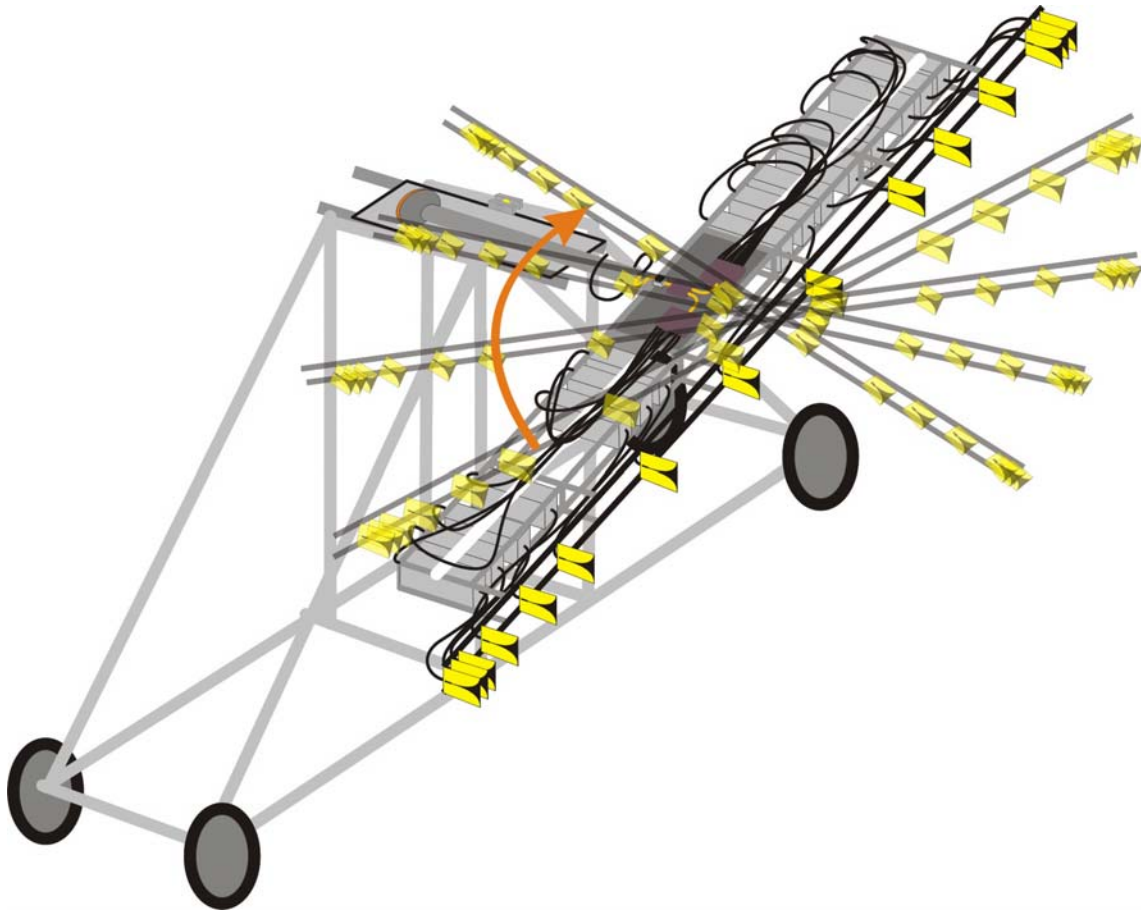


Abbildung 4.4: Konzeptzeichnung des ANSAS-Instruments mit schematischer Darstellung der Rotation des Antennenträgers.

4.2 Das Van-Cittert-Zernike-Theorem als Grundprinzip der Apertursynthese

Die Grundlage des Abbildungsverfahrens der Apertursynthese stellt das Van-Cittert-Zernike-Theorem dar, welches ursprünglich für die Optik hergeleitet wurde. Es wurde erstmals 1934 von Van Cittert [88] vorgestellt und 1938 von Zernike vereinfacht [89], weshalb es als Van-Cittert-Zernike-Theorem bekannt ist. Es beruht auf der Korrelation zweier Signale, welche den Ähnlichkeitsgrad angibt. Diese Ähnlichkeit wird auch als Kohärenz zweier Signale verstanden, wobei beim Apertursynthese-Verfahren die laterale Kohärenz, was der räumlichen Querdimension entspricht, ausgewertet wird [3]. Die folgende Herleitung soll anhand der in Abbildung 4.3 verwendeten Anordnung erfolgen. Ausgegangen wird von einer Szene mit einer Helligkeitstemperturverteilung, welche nach Kapitel 3 elektromagnetische Strahlungsleistung abstrahlt, die von den Empfängern A und B (im Folgenden als Index verwendet) an den kartesischen Koordinaten x_A, y_A, z_A , und x_B, y_B, z_B , empfangen wird. Die Leistungsverteilung wird dabei in den Kugelkoordinaten r, Φ, Θ angegeben. Eine Voraussetzung für die weitere Herleitung ist die Annahme eines Vakuums zwischen den Antennen und der

Helligkeitstemperaturverteilung $T_B(\vec{r}, \Phi, \Theta)$ mit einer Dielektrizitätszahl $\varepsilon_r = 1$, was einem ungedämpften Raum entspricht. Dies kann auch als gute Näherung für Luft angenommen werden, wenn die Beobachtungsfrequenz nicht zu groß gewählt wird (Dämpfung der Atmosphäre unterhalb von 10 GHz $< 0,01$ dB/km ([6] S. 1304)).

Ausgehend von einer Helligkeitsverteilung endlicher Ausdehnung wird von einem infinitesimalen Flächenelement $dS = r^2 \sin\Theta d\Theta d\Phi$ an der Position \vec{r}, Φ, Θ Strahlung mit der elektrischen Feldstärke \vec{E} ausgesendet. Die elektrische Feldstärke an den beiden Antennen kann aus Gründen der Unpolarisiertheit der thermischen Rauschstrahlung in einer skalaren Darstellung betrachtet werden. Aus Gründen der einfacheren Betrachtungsweise für die folgenden Schritte wird die Fourier-Transformierte des zeitlichen Feldes, das Spektrum, verwendet. Das Feldspektrum $\underline{E}_{A/B}$ an den Antennen ergibt sich aus dem komplexen Amplitudenspektrum \underline{E}_{dS} des Felds der Quelle und der Übertragungsfunktion des Freiraums ([73] S. 371) zu:

$$\underline{E}_{A/B}(\vec{r}_{A/B}, f) = \underline{E}_{dS}(\vec{r}_{A/B}, f) \frac{e^{-j2\pi f |\vec{r}_{A/B}|/c}}{|\vec{r}_{A/B}|} \quad (4.1)$$

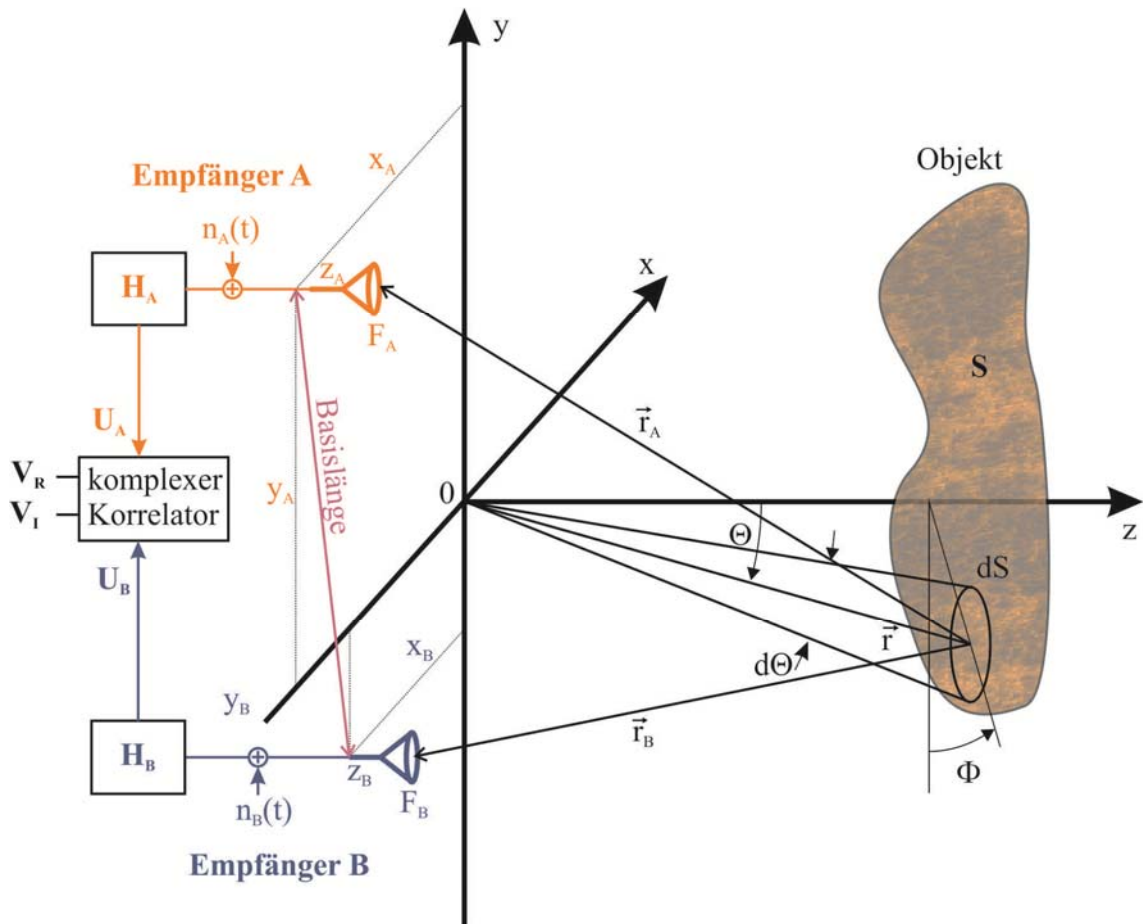


Abbildung 4.5: Anordnung der Messempfänger in einer interferometrischen Aufnahmegeometrie.

Angemerkt sei, dass sich das Quellenfeldspektrum je nach Beobachtungsrichtung ändern kann. Der Zusammenhang zwischen der Helligkeitsverteilung und dem elektrischen Feld ist durch die Intensität, also dem quadratischen zeitlichen Mittel der Feldstärke (Gleichung (2.25)), gegeben, da die Helligkeit zur Intensität pro Fläche proportional ist. Damit ergibt sich der proportionale Zusammenhang mit der Rayleigh-Jeans-Näherung nach Gleichung (2.6) zu:

$$\overline{E_{\text{dS}}(\vec{r}_{A/B}, f)}^2 \sim B_f = \frac{2kT_s(\vec{r}_{A/B}, f)}{\lambda^2} \quad (4.2)$$

und somit der Zusammenhang zwischen beobachtbarer Helligkeitstemperatur und strahlendem Quellenspektrum. Die für die Herleitung verwendete Form des Feldstärke-diagramms $F(\vec{r}_{A/B}, f)$ kann auch in einer anderen häufiger gebrauchten Form dargestellt werden:

$$F_{A/B}(\vec{r}_{A/B}, f) \sim \sqrt{\frac{\lambda^2}{\Omega_{A/B}}} P_{nA/B}(\vec{r}_{A/B}, f) \quad (4.3)$$

$P_{nA/B}(\vec{r}_{A/B}, f)$ ist hier das normierte frequenzabhängige Leistungsrichtdiagramm und $\Omega_{A/B}$ der effektive Raumwinkel nach Gleichung (2.5). Ein Phasenterm wird aufgrund der Annahme, dass sich die Position der Antenne im Phasenzentrum der Antenne befindet, nicht eingeführt. Zur weiteren Beschreibung des Signals wird das komplexe analytische Signalspektrum am Antennenausgang $\underline{U}_{A/B}(\vec{r}_{A/B}, f)$ eingeführt. Dies entspricht der Multiplikation der Feldstärke-richtcharakteristik mit dem einfallenden elektrischen Feld an der Antenne:

$$\underline{U}_{A/B}(\vec{r}_{A/B}, f) = F_{A/B}(\vec{r}_{A/B}, f) \underline{E}_{\text{dS}}(\vec{r}_{A/B}, f) \frac{e^{-j2\pi f |\vec{r}_{A/B}|/c}}{|\vec{r}_{A/B}|} \quad (4.4)$$

Jedes Empfangssystem hat eine eigene Übertragungsfunktion $H_{A/B}(f)$, welche die Eigenschaften des Systems wiedergibt. Wie bei einem einfachen Direkt-Radiometer besteht das Empfangsmodul eines Apertursynthese-Radiometers aus einem Filter- und einem Verstärkungsanteil, die auch eine Phasenbeeinflussung des Signals verursachen. Die Übertragungsfunktion $H_{A/B}(f)$ kann in folgender Weise geschrieben werden:

$$\underline{H}_{A/B}(f) = h_{A/B}(f) e^{j\varphi_{A/B}(f)} = \sqrt{G_{A/B}(f)} e^{j\varphi_{A/B}(f)} \quad (4.5)$$

wobei $h_{A/B}(f)$ bzw. $G_{A/B}(f)$ die frequenzabhängige Amplituden- bzw. Leistungsbeeinflussung und $e^{j\varphi_{A/B}(f)}$ die Phasenbeeinflussung des analytischen Signals sind. Oft beinhaltet der Empfänger auch eine Frequenzumsetzung, welche bei einem Einseitenbandbetrieb keinen weiteren Einfluss auf die Übertragung hat. Der Fall des Zweiseitenbandbetriebs und der Einfluss auf das Messergebnis wird in Abschnitt 5.5 näher

untersucht. Mit Gleichung (4.5) ergibt sich die Übertragungsfunktion des gesamten Empfängers als Signalspektrum $\underline{U}_{A/B}$:

$$\begin{aligned}
& \underline{U}_{A/B}(\vec{r}_{A/B}, f) \\
&= \underline{H}_{A/B}(f) \underline{E}_{A/B}(\vec{r}_{A/B}, f) \underline{E}_{ds}(\vec{r}_{A/B}, f) \frac{e^{-j2\pi f |\vec{r}_{A/B}|/c}}{|\vec{r}_{A/B}|} \\
&= \sqrt{G_{A/B}(f)} e^{j\varphi_{A/B}(f)} \sqrt{\frac{\lambda^2}{\Omega_{AA/B}} P_{nA/B}(\vec{r}_{A/B}, f)} \underline{E}_{ds}(\vec{r}_{A/B}, f) \frac{e^{-j2\pi f |\vec{r}_{A/B}|/c}}{|\vec{r}_{A/B}|} \quad (4.6) \\
&= \sqrt{\frac{\lambda^2 P_{nA/B}(\vec{r}_{A/B}, f) G_{A/B}(f)}{\Omega_{AA/B}}} \underline{E}_{ds}(\vec{r}_{A/B}, f) \frac{e^{j\varphi_{A/B}(f)} e^{-j2\pi f |\vec{r}_{A/B}|/c}}{|\vec{r}_{A/B}|}
\end{aligned}$$

Eine der fundamentalen Funktionseinheit eines Interferometers ist der Korrelator. Die Korrelation verkörpert die Messung der Kohärenzfunktion zweier Zeitsignale und gibt den Verwandtschafts-, oder Ähnlichkeitsgrad der Signale an. Die Kohärenzfunktion wird daher auch als Korrelationsfunktion bezeichnet; d.h. bei zwei gleichen Signalen als Autokorrelationsfunktion und bei zwei unterschiedlichen Signalen als Kreuzkorrelationsfunktion. Die Kohärenz- oder Korrelationsfunktion $\underline{R}_{ik}(t_i, t_k)$ zweier komplexer Signale $u_i(t_i)$, $u_k(t_k)$ ist definiert als komplexe skalare Funktion ([93] S. 79, [90] S. 79):

$$\underline{R}_{ik}(t_i, t_k) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \underline{u}_i(t_i) \underline{u}_k^*(t_k) dt \quad (4.7)$$

Da es sich bei den betrachteten Signalen um ein bandbegrenzt thermisches Rauschsignal handelt, kann von einem ergodischen Prozess ausgegangen werden, was bedeutet, dass der Zeitmittelwert dem Scharmittelwert entspricht ([97] S.175). Damit kann der Prozess als stationär angenommen und auch der Zeitunterschied $\tau_v = t_i - t_k$ als Variable eingeführt werden:

$$\underline{R}_{ik}(\tau_v) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \underline{u}_i(t + \tau_v) \underline{u}_k^*(t) dt = \overline{\underline{u}_i(t + \tau_v) \underline{u}_k^*(t)} \quad (4.8)$$

Zusätzlich zu den eigentlich gewünschten Empfangssignalen müssen noch zusätzlich die Eigenrauschanteile des Empfängers berücksichtigt werden. Bei diesen Rauschanteilen wird von einer statistischen Unabhängigkeit zwischen den einzelnen Kanälen und auch zum Eingangssignal ausgegangen sowie von einem additiven Charakter aufgrund der überwiegend thermischen Natur des Rauschens. Damit ergibt sich die Kohärenzfunktion zu:

$$\begin{aligned}
\underline{R}_{ik}(\tau_v) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T (\underline{u}_i(t + \tau_v) + \underline{n}_i(t)) (\underline{u}_k^*(t) + \underline{n}_k(t)) dt \\
&= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \underline{u}_i(t + \tau_v) \underline{u}_k^*(t) dt
\end{aligned} \tag{4.9}$$

Aufgrund des als ideal angenommen Korrelators und des Grenzwertes der Integrationszeit wird der statistisch unabhängige Eigenrauschanteil der einzelnen Kanäle herausgemittelt. In Abschnitt 4.6 werden die Einschränkung auf eine endliche Integrationszeit τ und Auswirkungen auf die Rekonstruktion näher untersucht.

Außerdem lässt sich auf Grund der Ergodizität der Signale das Wiener-Chintschin-Theorem, welches einen Zusammenhang zwischen dem Leistungsdichtespektrum und der Autokorrelation über die Fourier-Transformation an gibt, auf zwei unterschiedliche Signale und damit auf das Kreuzleistungsdichtespektrum:

$$\underline{U}_{AB}(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} (\underline{U}_A(f) \cdot \underline{U}_B^*(f)) \tag{4.10}$$

und die Kreuzkorrelationsfunktion, ausweiten:

$$\underline{R}(t_A, t_B) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} \underline{U}_A(f) e^{-j2\pi f t_A} \underline{U}_B(f) e^{j2\pi f t_B} df \tag{4.11}$$

Wie ersichtlich ist, entspricht die Korrelation der zeitlichen Mittelung der konjugiert komplexen multiplizierten analytischen Signalspektren. Ausgehend von einer sich im Vakuum ausbreitenden elektromagnetischen Welle kann die Zeit auch durch eine Weglänge ausgedrückt werden. Die Wellen in Abbildung 4.5, welche von einem Flächenelement dS ausgehen, erzeugen nach Gleichung (4.6) ein Signalspektrum $\underline{U}_{A/B}(\vec{r}_{A/B})$ am Eingang des Korrelators. Diese Korrelation wird auch als Visibility-Funktion \underline{V}_{ds} bezeichnet ([92], [31] S. 594, [8] S. 6-20):

$$\begin{aligned}
\underline{R}_{AB}(t_A, t_B) &= \underline{R}_{AB}(\vec{r}_A, \vec{r}_B) = \underline{V}_{ds}(\vec{r}_A, \vec{r}_B) \\
&= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} \underline{U}_A(f) e^{-j2\pi f |\vec{r}_A|/c} \underline{U}_B(f) e^{j2\pi f |\vec{r}_B|/c} df
\end{aligned} \tag{4.12}$$

Da die Helligkeitsverteilung sowie das Antennenrichtdiagramm richtungsabhängig sind, ergibt sich für die Visibility-Funktion folgender Zusammenhang:

$$\underline{V}_{ds}(\vec{r}_A, \vec{r}_B) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} \underline{U}_A(\vec{r}_A, f) e^{-j2\pi f |\vec{r}_A|/c} \underline{U}_B(\vec{r}_B, f) e^{j2\pi f |\vec{r}_B|/c} df \tag{4.13}$$

Werden nun die zwei komplexen Signalspektren durch Verwendung von Gleichung (4.6) und (4.2) ausgedrückt, so ergibt sich:

$$\underline{V}_{dS}(\vec{r}_A, \vec{r}_B) = \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{\frac{2kT_S(\vec{r}_A, f) P_{nA}(\vec{r}_A, f) G_A(f)}{\Omega_{AA}}} \frac{e^{j\varphi_A(f)} e^{-j2\pi f |\vec{r}_A|/c}}{|\vec{r}_A|} \sqrt{\frac{2kT_S(\vec{r}_B, f) P_{nB}(\vec{r}_B, f) G_B(f)}{\Omega_{AB}}} \frac{e^{-j\varphi_B(f)} e^{j2\pi f |\vec{r}_B|/c}}{|\vec{r}_B|} df \quad (4.14)$$

Dies ist die allgemeine Form der Visibility-Funktion für ein Flächenelement dS einer ausgedehnten Quelle. Da jedoch die Strahlung von ausgedehnten Objekten, genauer die Strahlung über die gesamte Richtcharakteristik der Antenne, empfangen wird, muss zur Bestimmung der gemessenen Visibility-Funktion eine Integration über die gesamte Quellenfläche S ausgeführt werden:

$$\underline{V}(\vec{r}_A, \vec{r}_B) = \iint_S \underline{V}_{dS}(\vec{r}_A, \vec{r}_B) dS \quad (4.15)$$

Aus Gleichung (4.7) und daraus folgend aus Gleichung (4.15) ist ersichtlich, dass die Visibility-Funktion komplex vermessen werden muss (Amplitude und Phase). Zur Messung des imaginären Anteils der Visibility-Funktion wird eines der Eingangssignale ([92] S. 218, [94]) Hilbert-transformiert, was eine ideale Phasenverschiebung φ_{90° um 90° bedeutet. Es ergibt sich damit für den reellen bzw. den imaginären Anteil der Visibility-Funktion:

$$\begin{aligned} V_R(\vec{r}_A, \vec{r}_B) &= \operatorname{Re}\{\underline{V}(\vec{r}_A, \vec{r}_B)\} \\ V_I(\vec{r}_A, \vec{r}_B) &= \operatorname{Re}\{\underline{V}(\vec{r}_A, \vec{r}_B) \cdot e^{j\varphi_{90^\circ}}\} \end{aligned} \quad (4.16)$$

In der Mikrowellen-Radiometrie wird gemäß Kapitel 2 die Strahlungstemperaturverteilung der Szene vermessen. Beim Apertursynthese-Verfahren wird jedoch wie in der Herleitung gezeigt die Visibility-Funktion, bzw. wie in Abschnitt 4.3 erklärt, das Raumfrequenzspektrum erfasst. Um nun aus den gemessenen Funktionswerten die gesuchte Strahlungstemperaturverteilung zu erhalten, muss die Gleichung (4.15) mit Gleichung (4.14) invertiert werden.

Die Inversion der Strahlungstemperaturverteilung aus den komplexen Visibility-Werten ist anhand von Gleichung (4.14) mit (4.15) jedoch nicht trivial, da die empfangene Strahlungstemperaturverteilung an den beiden Antennen abhängig von der Richtung ist. Die genaue Vermessung der Übertragungsfunktionen der Empfangszweige ist prinzipiell möglich, wenn auch mit großem Aufwand verbunden. Es wird im Weiteren davon ausgegangen, dass die Distanz zwischen Messszene und Antennen viel größer ist als der Abstand zwischen den Antennen, wodurch der Winkel zwischen den Ausbreitungs koordinaten klein wird und somit das Antennendiagramm und die Strahlungsverteilung jeweils mit der gleichen Richtung \vec{r} beschrieben werden können. Dies entspricht einer Einschränkung auf das Fernfeld. Eine Nahfeldfokussierung wurde in [66] beschrieben. Eine weitere Folgerung aus dieser Annahme ist, dass die Weglän-

gendifferenz sich nur unmerklich auf den Amplitudenterm der Freiraumausbreitung auswirkt. Damit lassen sich die Abstandsterme durch die Weglänge $|\vec{r}|$ zwischen Ursprung der Messebene und dem Flächenelement folgendermaßen ausdrücken:

$$\underline{V}(\vec{r}_A, \vec{r}_B, \vec{r}) = \frac{2k}{\sqrt{\Omega_{AA}\Omega_{AB}}} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{G_A(f) G_B(f)} e^{j(\varphi_A(f) - \varphi_B(f))} \iint_S T_S(\vec{r}, f) \sqrt{P_{nA}(\vec{r}, f) P_{nB}(\vec{r}, f)} \frac{e^{-j2\pi f(|\vec{r}_A| - |\vec{r}_B|)/c}}{|\vec{r}|^2} df dS \quad (4.17)$$

Für die weiteren Berechnungen werden die Koordinaten der Quellen in kartesischen Koordinaten x, y, z betrachtet, wobei folgende Zusammenhänge gelten:

$$\begin{aligned} x &= |\vec{r}| \sin \Theta \cos \Phi \\ y &= |\vec{r}| \sin \Theta \sin \Phi \\ z &= |\vec{r}| \cos \Theta \end{aligned} \quad (4.18)$$

Damit gelten für das Flächenelement dS :

$$dS = |\vec{r}|^2 \sin \Theta d\Theta d\Phi \quad (4.19)$$

Der Abstand zwischen den Antennen und der Quelle lässt sich dann umschreiben zu:

$$|\vec{r}_{A/B}| = \sqrt{(x - x_{A/B})^2 + (y - y_{A/B})^2 + (z - z_{A/B})^2} \quad (4.20)$$

Mit dem Zusammenhang von Gleichung (4.18) ergibt sich für den Abstand:

$$\begin{aligned} |\vec{r}_{A/B}| &= |\vec{r}| \left[1 - \frac{2}{|\vec{r}|} (x_{A/B} \sin \Theta \cos \Phi + y_{A/B} \sin \Theta \sin \Phi + z_{A/B} \cos \Theta) \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{x_{A/B}}{|\vec{r}|} \right)^2 + \left(\frac{y_{A/B}}{|\vec{r}|} \right)^2 + \left(\frac{z_{A/B}}{|\vec{r}|} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (4.21)$$

Die Visibility-Werte sind im Phasenterm von der Differenz des Abstandes abhängig. Werden die Wurzelterme in Gleichung (4.21) in eine Reihe entwickelt und diese nach dem linearen Term abgebrochen ($\sqrt{1+\zeta} \approx 1+1/2\zeta$), so entspricht dies der Fresnel-Kirchhoff Näherung ([73] S. 382) und es ergibt sich der Differenzterm zu:

$$\begin{aligned} \frac{f}{c} \left(\left| \vec{r}_A \right| - \left| \vec{r}_B \right| \right) &= \frac{f}{f_0} \frac{\left(\left| \vec{r}_A \right| - \left| \vec{r}_B \right| \right)}{\lambda_0} = \\ &= \frac{f}{f_0} \left(\frac{\delta_{AB}}{\lambda_0} + \frac{x_A - x_B}{\lambda_0} \sin \Theta \cos \Phi + \frac{y_A - y_B}{\lambda_0} \sin \Theta \sin \Phi + \frac{z_A - z_B}{\lambda_0} \cos \Theta \right) \end{aligned} \quad (4.22)$$

mit f_0 als der Mittenfrequenz des Systems und der damit verbunden Wellenlänge λ_0 . Der Faktor δ_{AB} steht für die Zusammenfassung der Terme:

$$\delta_{AB} = \frac{1}{2 \left| \vec{r} \right|} \left(x_A^2 - x_B^2 + y_A^2 - y_B^2 + z_A^2 - z_B^2 \right) \quad (4.23)$$

Da wie schon zuvor keine Nahfeldbedingung angenommen wird, kann auch die Fraunhofer-Näherung ([73] S. 383) verwendet werden, womit auch der Faktor δ_{AB} gegen Null strebt.

Im Folgenden wird zusätzlich eine Koordinatentransformation beschrieben, welche eine erhebliche Vereinfachung der Visibility-Funktion und zusätzlich für ein ideales Empfangssystem eine einfache Inversion ermöglicht. Anschaulich ist die Projektion der Hemisphäre auf eine Kreisfläche in Abbildung 4.6 gezeigt. Die Koordinaten werden als Richtungskosinus bezeichnet. Eine Voraussetzung dieser Transformation ist, dass nur ein Halbraum, also die obere Hemisphäre aus Abbildung 4.6 betrachtet wird. Dies setzt praktischerweise eine Richtcharakteristik mit starker Unterdrückung der rückwärtig gerichteten Nebenmaxima voraus. Eine genauere Betrachtung und die Auswirkungen bei Nichteinhaltung dieser Bedingung werden in Abschnitt 5.1.3 gegeben.

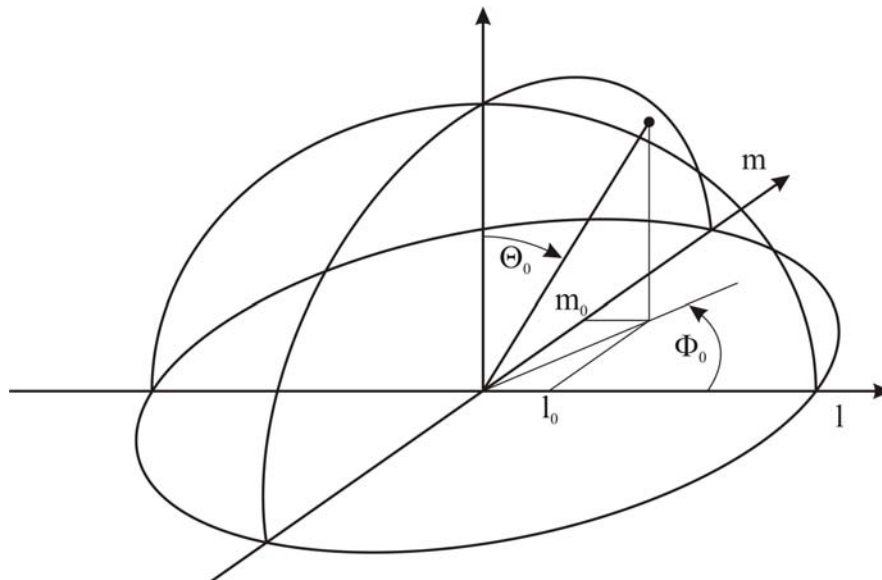


Abbildung 4.6: Transformation von Winkelkoordinaten in Richtungskosinus-Koordinaten

Die mathematischen Zusammenhänge dieser neuen Koordinaten sind gegeben durch:

$$\begin{aligned} l &= \sin \Theta \cos \Phi \\ m &= \sin \Theta \sin \Phi \end{aligned} \quad (4.24)$$

Die Rückrechnung kann mit einfachen trigonometrischen Umformungen berechnet werden und ergibt:

$$\begin{aligned} \Theta &= \arcsin \sqrt{l^2 + m^2} \quad \text{für } \sqrt{l^2 + m^2} \leq 1 \\ \Phi &= \tan^{-1} \left(\frac{m}{l} \right) \end{aligned} \quad (4.25)$$

Mit Hilfe der Jakobi-Determinante lässt sich das Raumwinkelelement bestimmen und durch trigonometrische Umformungen die später benötigte Größe $\cos \Theta$:

$$\begin{aligned} \frac{dS}{|\vec{r}|} &= d\Omega = \sin \Theta d\Theta d\Phi = \frac{dl dm}{\sqrt{1-l^2-m^2}} \\ \cos \Theta &= \sqrt{1-l^2-m^2} \end{aligned} \quad (4.26)$$

Aufgrund der Beschränkung auf die obere Hemisphäre ergeben sich die Integrationsgrenzen des Raumes zu:

$$\begin{aligned} \Theta &= [0 .. \pi/2] & \Phi &= [0 .. 2\pi] \\ l &= [-1 .. 1] & m &= [-1 .. 1] \end{aligned} \quad (4.27)$$

Aufgrund der Beschränkung auf das Fernfeld und der damit verbundenen Fraunhofer-Näherung wird eine weitere Vereinfachung ermöglicht:

$$u_\lambda = \frac{x_A - x_B}{\lambda_0} \quad v_\lambda = \frac{y_A - y_B}{\lambda_0} \quad w_\lambda = \frac{z_A - z_B}{\lambda_0} \quad (4.28)$$

Diese Substitution hat eine enorme Auswirkung auf die Umsetzung in ein reales Instrument, da die Koordinaten der Antennen nur von den Differenzen, den sogenannten Basislängen, und nicht von den jeweiligen Antennenpositionen abhängen. Somit können Antennenstrukturen mit extrem ausgedünnten Antennenanordnungen verwendet werden, ohne eine räumliche Degradierung der Abbildung zu erhalten. Die Auswirkungen auf die radiometrische Auflösung werden in Abschnitt 4.6 behandelt. Mit den Gleichungen (4.24) bis (4.28) kann nun die Visibility-Funktion umgeschrieben werden und mit der Differenzphase $\Delta\varphi_{AB}(f)$ der beiden Übertragungskanäle ergibt sich:

$$\begin{aligned} \underline{V}(u_\lambda, v_\lambda) &= \frac{2k}{\sqrt{\Omega_{AA}\Omega_{BB}}} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{G_A(f) G_B(f)} e^{j\Delta\varphi_{AB}(f)} \\ &\quad \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 T_S(l, m, f) \sqrt{P_{nA}(l, m, f) P_{nB}(l, m, f)} \\ &\quad e^{-j2\pi \frac{f}{f_0} (u_\lambda l + v_\lambda m + w_\lambda \sqrt{1-l^2-m^2})} df \frac{dl dm}{\sqrt{1-l^2-m^2}} \end{aligned} \quad (4.29)$$

Wird nun die Übertragungsfunktion von Apertursynthese-Empfängern betrachtet, so können weitere Vereinfachungen gemacht werden. In Abbildung 4.7 ist eine exemplarische Übertragungsfunktion des Zwischenfrequenzbereichs ZF des in dieser Arbeit vorgestellten Systems abgebildet. Die Übertragungsfunktion lässt sich durch einen rechteckförmigen Bandpass mit der Einfügedämpfung G annähern. Die Bandgrenzen sind durch $f_0 \pm \Delta f/2$ festgelegt, wobei f_0 die Bandmitte ist. Ebenso lässt sich aus der exemplarischen Differenzphase zwischen zwei Übertragungskanälen eine Näherung des Phaseverlaufs beschreiben. Die an den Bandgrenzen auftretenden Verzerrungen sind durch eine etwas unterschiedliche Filterkurve erklärbar. Aus der Kenntnis dieser Messung lässt sich ein vereinfachter Phasenverlauf festlegen. Hierfür wird ein linearer Differenzphasengang über der Frequenz angenommen, welcher in Rot in die Messung eingezeichnet ist. Die Funktion eines solchen angenäherten Differenzphasengangs lässt sich in folgendem Zusammenhang schreiben:

$$\Delta\varphi_{AB} \approx \frac{\Delta\varphi}{\Delta f}(f - f_0) + \varphi_0 \quad (4.30)$$

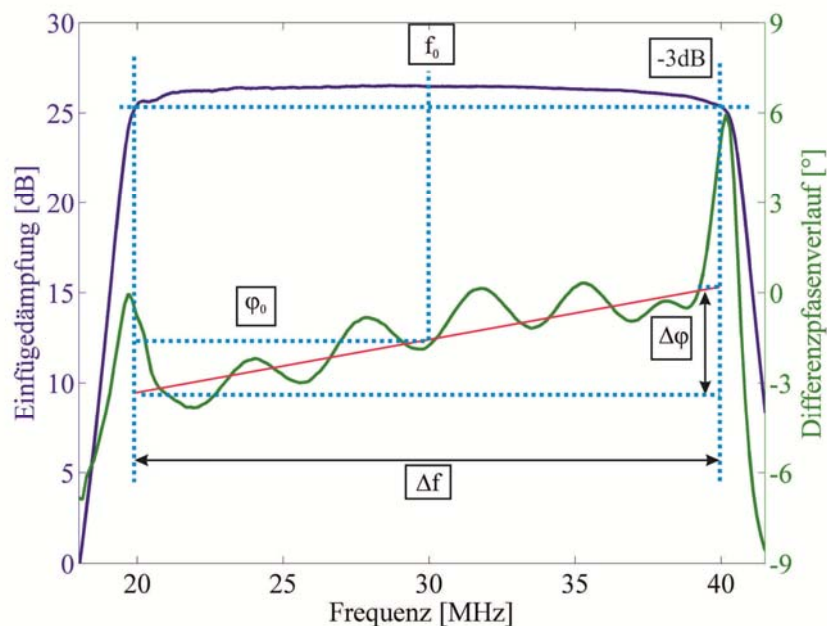


Abbildung 4.7: Messung der Übertragungskennlinie eines ANSAS-ZF-Pfads (blau). In Grün dargestellt ist der Differenzphasengang zweier Empfänger. In Hellblau können die relevanten Werte aus der Messung extrahiert werden. Rot dargestellt ist der linearisierte Phasenverlauf.

Bei den meisten Apertursynthese-Verfahren wird das System schmalbandig ausgelegt, da der Korrelator technisch bedingt nur mit sehr großem Aufwand für eine Bandbreite größer als 500 MHz ausgelegt werden kann, vor allem wenn ein Mehrkanalsystem betrachtet wird. Außerdem ist der Einfluss der „Fringe-Washing“-Funktion dadurch geringer (siehe unten). Bei dem in dieser Arbeit vorgestellten System im unteren

Mikrowellenbereich wird das Eingangssignal durch die Übertragungsfunktion auf eine Bandbreite von ca. 20 MHz gefiltert, da dies die maximale Frequenzbandbreite des Korrelators ist. Die Strahlungstemperatur ist im Mikrowellenbereich innerhalb dieser Frequenzbandbreiten nur sehr gering von der Frequenz abhängig. Ebenso ändern sich die Antennendiagramme in kleinen Frequenzbereichen meist nur unwesentlich, wodurch auch bei dem Richtdiagrammterm die Frequenzabhängigkeit vernachlässigt werden kann.

Durch diese Vereinfachungen ist es möglich, in Gleichung (4.29) eine Integration über der Frequenz durchzuführen, welche in Anhang 9.2 beschrieben ist. Somit ergibt sich die Visibility-Funktion zu:

$$\underline{V}(u_\lambda, v_\lambda) = \frac{2k\Delta f}{\sqrt{\Omega_{AA}\Omega_{AB}}} \sqrt{G_A G_B} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 T_s(l, m) \sqrt{\frac{P_{nA}(l, m) P_{nB}(l, m)}{1-l^2-m^2}} \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta\varphi}{2} - \pi \frac{\Delta f}{f_0} (u_\lambda l + v_\lambda m + w_\lambda \sqrt{1-l^2-m^2})\right) e^{j\left(\varphi_0 - 2\pi(u_\lambda l + v_\lambda m + w_\lambda \sqrt{1-l^2-m^2})\right)} dl dm \quad (4.31)$$

mit der Notation sinc für den Ausdruck $\sin(x)/x$, welcher den Term der sogenannten „Fringe-Washing“-Funktion repräsentiert ([80] S. 55, [104] S. 21). Dieser Anteil hat einen wesentlichen Einfluss auf die räumliche Auflösung, welche damit abhängig von der örtlichen Position l, m und der Bandbreite Δf ist. Die Auswirkungen der "Fringe-Washing"-Funktion lassen sich nach ([91] S. 22) bei der Rekonstruktion einer Punktquelle, also der Punktquellenantwort erklären. Es ergibt sich durch den sinc-Charakter und den Fourier-Zusammenhang eine rechteckförmige Verbreiterung der Punktquelle, welche von der relativen Bandbreite $\Delta f/f_0$ und den Koordinaten der Punktquelle abhängt. Die Auswirkungen auf ein komplexes Szenario können damit durch eine gewichtete, gemittelte Strahlungstemperaturverteilung ausgedrückt werden ([91] S. 37). Da jedoch die Bandbreite des ANSAS-Instruments von 20 MHz im Verhältnis zu 1,4 - 7 GHz einer sehr geringen relativen Bandbreite von 0,2 %- 1,4 % entspricht, ist der Einfluss auf die rekonstruierte Strahlungstemperaturverteilung gering, müssen jedoch für eine exakte absolute Strahlungstemperaturrekonstruktion berücksichtigt werden.

Gleichung (4.31) gibt eine allgemeine Darstellung der gemessenen Visibility-Werte im Fernfeld mit einer Annäherung der Übertragungsfunktion wieder. Bei neueren Untersuchungen im Rahmen der SMOS-Satellitenmission wurde diese Form um einen weiteren Einfluss erweitert. Im Gegensatz zur Apertursynthese in der Radioastronomie, bei der die Antennen im Vergleich zur Wellenlänge sehr weit voneinander entfernt stehen und nur ein sehr kleines Gesichtsfeld beobachtet wird, ist das Gesichtsfeld in der Erdbeobachtung deutlich größer. Insbesondere bei dem in dieser Arbeit vorgestellten System ANSAS sind die Abstände zwischen den Antennen je nach Wellenlänge kleiner

als $\lambda/2$. Dies führt zu einer starken Verkopplung der Antennen und damit zu einem zusätzlichen Term der Visibility-Funktion. Diese Gleichung wurde erstmals 2004 in [95] vorgestellt und in [96] 2007 experimentell nachgewiesen. Der wesentliche Unterschied zur radioastronomischen Form ist, dass von der Helligkeitstemperatur $T_S(l,m)$ noch die Empfängertemperatur T_E subtrahiert werden muss, d.h. in Gleichung (4.31) muss T_S durch $T_S - T_E$ ersetzt werden. Ausgegangen wird dabei von einer Empfängerschaltung mit Isolator am Eingang, wodurch die durch die Antennen abgestrahlte Rauschleistung der Temperatur der Empfänger oder genauer derjenigen der Isolatoren entspricht. Da jedoch Isolatoren nur verhältnismäßig schmalbandig (maximal ca. 1 Oktave) bei gleichzeitig geringem Eigenrauschbeitrag hergestellt werden können, muss ein System mit breitbandiger Hochfrequenzauslegung ohne Isolator aufgebaut werden und die Rauschtemperatur ohne Eingangsanpassung angegeben werden. Die rückwärtige Rauschtemperatur ist abhängig von dem Eingangsverstärker und den Bauteilen davor, was in einer Temperatur von einigen wenigen Kelvin (< 70 K), für einen sehr rauscharmen Verstärker, bis zu einigen hundert Kelvin reichen kann und sehr stark von der Anpassung der Bauteile abhängt. Die genaue Bestimmung dieser Größe ist jedoch sehr aufwändig und ungenau. Aus diesem Grund wird im Weiteren die ursprüngliche Gleichung verwendet, wodurch ein gewisser Fehler insbesondere in der radiometrischen Genauigkeit in Kauf genommen wird.

Werden nun einige weitere Vereinfachungen durchgeführt, so führt dies zu einer zweidimensionalen Fourier-Transformation. Diese Vereinfachungen sind: es wird eine quasi monofrequente Quelle mit $\Delta f \ll f_0$ angenommen und ein Empfangssystem mit identischen Antennendiagrammen und identischen Übertragungsfunktionen, was zu $G = G_A = G_B$ und $P_n = P_{nA} = P_{nB}$ sowie zu dem Phasenunterschied $\varphi_0 = 0$ führt. Des Weiteren werden die Antennen in einer Ebene angeordnet angenommen, was w_λ zu Null werden lässt. Damit ergibt die Visibility-Funktion nach Gleichung (4.31):

$$\underline{V}(u_\lambda, v_\lambda) = \frac{2k\Delta f G}{\Omega_A} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \frac{T_S(l, m) P_n(l, m)}{\sqrt{1-l^2-m^2}} e^{-j2\pi(u_\lambda l + v_\lambda m)} dl dm \quad (4.32)$$

Diese sehr vereinfachte theoretische Beschreibung eines Apertursynthese-Systems entspricht einer zweidimensionalen Fourier-Transformation und kann damit sehr einfach auf bekannte Weise invertiert werden.

4.3 Interpretation und Invertierung der Visibility-Funktion

Durch diese vereinfachte Beschreibung und den damit resultierenden Fourier-Zusammenhang des Apertursynthese-Systems können die gemessenen Werte als sogenannte Raumfrequenzen und die Visibility-Funktion als das Raumfrequenzspektrum interpretiert werden. Anhand einer einfachen Simulation für eine zweidimensionale Szene sowie einer Hoch- bzw. Tiefpassfilterung des korrespondierenden Spektrums, können die Eigenschaften des Raumfrequenzspektrums und damit der Visibility-Funktion anschaulich beschrieben werden. In Abbildung 4.8 ist ein optisches Bild,

stellvertretend für ein Mikrowellenbild aufgrund des leichteren Verständnisses, sowie dessen Raumfrequenzspektrum dargestellt. Zusätzlich wurde das Raumfrequenzspektrum durch Hoch- und Tiefpassfilterung modifiziert und die daraus rekonstruierten Bilder berechnet. Das ungefilterte Raumfrequenzspektrum zeigt hauptsächlich Anteile im zentralen Bereich, also niederfrequente Anteile, sowie in vertikaler Richtung. Dies beruht auf der Strukturänderung des Bildes, die im Wesentlichen horizontal verläuft. Weiterhin ist zu erkennen, dass eine ideale Hochpassfilterung, also eine Eliminierung der zentralen Raumfrequenzen, den Helligkeitsübergang zwischen der oberen und unteren Bildhälfte nahezu komplett unterdrückt. Eine ideale Tiefpassfilterung, also eine Elimination des äußeren Bereichs, verringert die räumliche Auflösung des Bildes. Übertragen auf das Apertursynthese-Verfahren entsprechen große Basislängen dem hochfrequenten äußeren Bereich der Visibility-Funktion bzw. des Raumfrequenzspektrums und sind für die räumliche Auflösung verantwortlich. Kleine Basislängen können dem Zentralbereich zugeordnet werden und beschreiben damit großflächige, allmähliche Änderungen in der beobachteten Helligkeitstemperaturverteilung.

Die Strahlungstemperaturverteilung kann aus den Visibility-Werten durch die Inversion von Gleichung (4.32), der Fourier-Rücktransformation, rekonstruiert werden:

$$T_s(l, m) = \frac{\Omega_\lambda \sqrt{1-l^2-m^2}}{P_n(l, m) 2k\Delta f G} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \underline{V}(u_\lambda, v_\lambda) e^{j2\pi(u_\lambda l + v_\lambda m)} du dv \quad (4.33)$$

Die Strahlungstemperatur ist eine reelle Größe. Mit Hilfe der Theorie der Fourier-Transformation ergibt sich damit die Notwendigkeit der Messung komplexer Visibility-Werte, um die Strahlungstemperatur eindeutig aus den gemessenen Werten rekonstruieren zu können. Die Strahlungstemperaturverteilung ist weder gerade noch ungerade bezüglich der l-m-Koordinaten, woraus sich eine komplexe Raumfrequenz-Funktion mit hermitesche Anordnung ergibt ([43] S. 227, [98] S. 14, [99] S. 20). Dies bedeutet, dass

$$\underline{V}(u_\lambda, v_\lambda) = \underline{V}^*(-u_\lambda, -v_\lambda) \quad \underline{V}(-u_\lambda, v_\lambda) = \underline{V}^*(u_\lambda, -v_\lambda) \quad (4.34)$$

ist und somit lediglich die halbe Messebene aufgezeichnet werden muss. Eine anschauliche Erklärung wird in [3] S.65 gegeben.

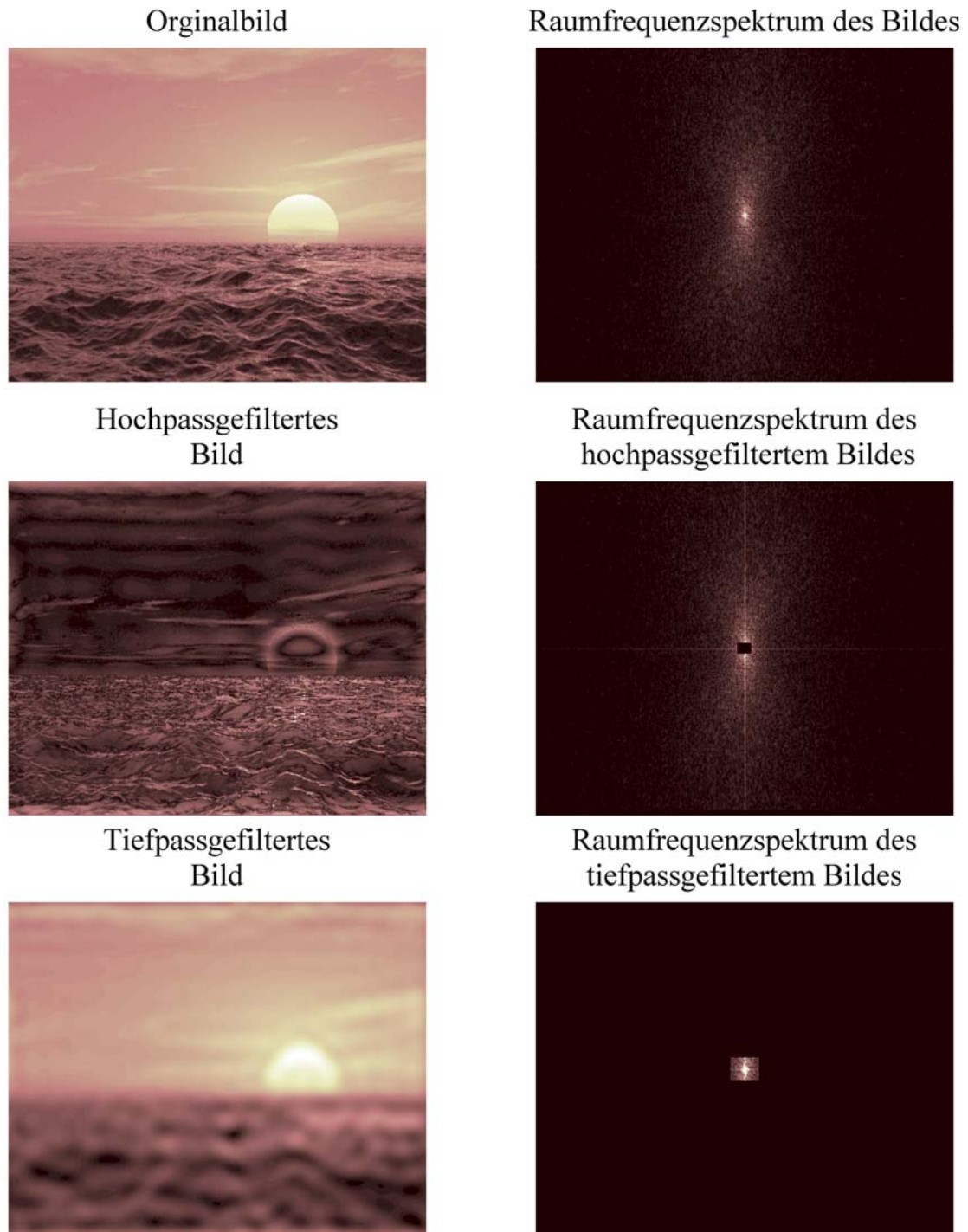


Abbildung 4.8: Beispiel für ein Raumfrequenzspektrum einer optischen Aufnahme und die Auswirkungen einer räumlichen Tiefpass- sowie Hochpassfilterung im Raumfrequenzbereich sowie im Bildbereich

4.4 Beschreibung des Van-Cittert-Zernike-Theorems in Polarkoordinaten

In Kapitel 4.1 wurde auf die Aufnahmegeometrie und das Gesamtsystem eingegangen. Aus Kostengründen wird eine lineare Antennenanordnung verwendet, die um ihren Mittelpunkt gedreht wird. Hieraus ergibt sich, wie bereits in Abbildung 3.12 schematisch dargestellt, eine polare Geometrie, in der die Visibility-Funktion gemessen wird. Aus diesem Grund soll nun Gleichung (4.31) an die Aufnahmegeometrie des ANSAS-Systems angepasst werden. Da sich die Antennen auf einer Achse befinden und in einem Kreisbogen um den Ursprung bewegt werden, ist eine Koordinatentransformation in Zylinderkoordinaten hilfreich. Eine Annahme, die in der hier verwendeten Anordnung wie schon für Gleichung (4.33) getroffen werden kann, ist die Reduktion auf eine Messebene, da die Antennen sich auf einer geradlinigen Achse befinden. Dies setzt die Koordinate w_λ zu Null, wodurch mit den Koordinaten ρ_λ , ψ und den Koordinatenbeziehungen:

$$u_\lambda = \rho_\lambda \cos \psi \quad v_\lambda = \rho_\lambda \sin \psi \quad (4.35)$$

die Gleichung (4.31) in der Zylinderkoordinatendarstellung angegeben werden kann:

$$\begin{aligned} \underline{V}(\rho_\lambda, \psi) = & \frac{2k\Delta f}{\sqrt{\Omega_{AA}\Omega_{BB}}} \sqrt{G_A G_B} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 T_s(l, m) \sqrt{\frac{P_{nA}(l, m) P_{nB}(l, m)}{1-l^2-m^2}} \\ & \operatorname{sinc} \left(\frac{\Delta\varphi}{2} - \pi \frac{\Delta f}{f_0} (l \rho_\lambda \cos \psi + m \rho_\lambda \sin \psi) \right) \\ & e^{j(\varphi_0 - 2\pi(l \rho_\lambda \cos \psi + m \rho_\lambda \sin \psi))} dl dm \end{aligned} \quad (4.36)$$

Die Inversion dieser Gleichung ist aufgrund der angenommenen Unterschiede in den Empfangskanälen und Antennendiagrammen nicht eindeutig lösbar, d.h. die Fourier-Transformation ist wie im kartesischen Fall nicht anwendbar, sondern erfordert eine genaue Charakterisierung des Systems. Ist es nun möglich, die Antennendiagramme genügend genau in der Anordnung auch im Nahfeld zu vermessen, so kann als Rekonstruktion eine Punkt-für-Punkt-Rückrechnung des Integrals erfolgen. Ein Lösungsansatz, der die Verkopplungen der Antennen berücksichtigt und die Punkt-für-Punkt-Rückrechnung ergänzt, ist als „Flat Target Transformation“ bekannt [102]. Die Verkopplung wird durch die Vermessung einer konstanten Helligkeitsverteilung, wie dies ansatzweise in einer Absorberkammer oder durch Vermessen des Himmels gegeben ist, berechnet. Neben der Annahme, dass die von einer Nachbarantenne abgestrahlte Leistung proportional der Empfängertemperatur, oder genauer der Isolortemperatur ist, wird weiterhin davon ausgegangen, dass die rückwärtigen Einflüsse des Antennenrichtdiagramms vernachlässigbar sind. Da dies bei den in dieser Arbeit verwendeten Antennen nicht gegeben ist, kann die Methode auch nach Aussage von Manuel Martin-Niera nicht angewendet werden [103].

Ein weiterer Ansatz zur Rekonstruktion von fehlerbehafteten Systemen ist das Verfahren der „G-Matrix“-Methode. Diese Methode wurde erstmals beim ESTAR des JPL angewendet [100] und auch für das SMOS-System als alternative Rekonstruktionsmethode vorgeschlagen [101]. Das Verfahren hat einen großen Vorteil gegenüber anderen Rekonstruktionsmethoden, da es alle sich nicht verändernden Fehlerquellen direkt im Rekonstruktionsalgorithmus beinhaltet und diese korrigiert. Hierfür muss aber mindestens eine bekannte Szene pro Auflösungszelle vermessen werden, um eine Inversionsmatrix aus den Übertragungsfunktionen zu errechnen. Es wird dann davon ausgegangen, dass sich das System zeitlich nicht verändert, da die Inversionsmatrix keine Möglichkeit zur Anpassung an veränderte Umgebungsbedingungen, wie z.B. Temperaturdrift, bietet, außer bei einer Neuerstellung der G-Matrix.

4.4.1 Diskretisierung des Van-Cittert-Zernike-Theorems

Bisher wurde bei der Herleitung des Zusammenhangs der Strahlungstemperaturverteilung mit den gemessenen Visibility-Werten davon ausgegangen, dass die Messwerte für alle beliebigen Basislängen bis ins Unendliche aufgenommen werden können. Bei einem realen System ist dies jedoch aus verschiedenen Gründen nicht erfüllbar. Zum einen können Antennen mit einer physikalischen Ausdehnung nicht beliebig nahe aneinander gesetzt werden, zum anderen ist die Dimension des Gesamtsystems immer auf eine maximale Größe begrenzt, die jedoch z.B. in der Radioastronomie, wie in der Einleitung zu Kapitel 4 beschrieben, sich bis auf den Durchmesser der Erdumlaufbahn ausdehnen kann. Ein weiteres Problem bei einer zu großen Apertur ist die Kohärenzlänge eines Signals, da bei zu großen Zeitdifferenzen τ die Ähnlichkeit eines nicht monochromatischen Signals nicht mehr gegeben ist. Die zeitliche Kohärenzlänge ist von der Übertragungsfunktion des Empfangssystems abhängig. Wie in Abschnitt 4.2 kann auch in diesem Fall eine rechteckförmige Übertragungsfunktion der Bandbreite Δf angenommen werden. Nach ([81] S. 319) ergibt sich eine maximale zeitliche Kohärenzlänge aus der Fourier-Transformierten der Übertragungsfunktion zu:

$$\Delta t \leq \frac{1}{4\pi\Delta f} \quad (4.37)$$

was mit dem maximal aufzunehmenden Gesichtsfeld durch Umrechnung auf die Laufzeitunterschiede der Signale an den Antennen die maximal mögliche Größe des Apertursynthese-Systems angibt. Es wird hier von einem System ohne Phasenanpassung zwischen den Kanälen ausgegangen, im Gegensatz zum VLBI-System, bei dem nur ein sehr kleines Gesichtsfeld betrachtet wird und somit die Phasen- bzw. Laufzeitunterschiede angeglichen werden können.

Für die Geometrie des ANSAS-System wird im Zylinderkoordinatensystem nach Gleichung (4.35) gemessen, wobei das Raumfrequenzintervall „ $du dv$ “ durch „ $\rho_\lambda d\rho_\lambda d\psi$ “ ersetzt wird. Damit ergibt sich aus Gleichung (4.33) für die rekonstruierte Helligkeitstemperaturverteilung:

$$T_s(l, m) = \frac{\Omega_A \sqrt{1-l^2-m^2}}{P_n(l, m) 2k\Delta f G} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \underline{V}(\rho_\lambda, \psi) e^{j2\pi(l\rho_\lambda \cos\psi + m\rho_\lambda \sin\psi)} \rho_\lambda d\rho_\lambda d\psi \quad (4.38)$$

was der Fourier-Transformation in polaren Koordinaten entspricht. Wird nun ein Messaufbau mit begrenzter Anzahl von Antennen angenommen, so entspricht dies einer Abtastung der Visibility-Funktion für diskrete Basislängen. Die Abtastung erfolgt in $\Delta\rho_\lambda$ -Schritten in radialer Richtung und in $\Delta\psi$ -Schritten in azimuthaler Richtung. In Gleichung (4.38) kann somit das Integral in eine Summe überführt werden:

$$T_s(l, m) = \frac{\Omega_A \sqrt{1-l^2-m^2}}{P_n(l, m) 2k\Delta f G} \sum_{a=0}^I \sum_{b=0}^J \underline{V}(a \Delta\rho_\lambda, b \Delta\psi) e^{j2\pi(l a \Delta\rho_\lambda \cos(b \Delta\psi) + m a \Delta\rho_\lambda \sin(b \Delta\psi))} a (\Delta\rho_\lambda)^2 \Delta\psi \quad (4.39)$$

wobei $I \cdot \Delta\rho_\lambda$ der maximalen radialen Basislänge $\rho_{\lambda \max}$ entspricht und $J \cdot \Delta\psi = 2\pi - \Delta\psi$ die Summationsgrenze für den Azimutwinkel ist. Das sich damit ergebende Raster, welches auch dem grundlegenden Raster des ANSAS-Instruments entspricht, ist in Abbildung 4.9 exemplarisch für eine maximale Basislänge von $\rho_{\lambda \max} = 10$ und eine Diskretisierung von $\Delta\rho_\lambda = 0,5$ sowie einem Winkelinkrement von $\Delta\psi = 5^\circ$ analog zu Abbildung 3.12 dargestellt.

Die maximale Basislänge eines Instruments entspricht einer Bandbegrenzung im Raumfrequenzspektrum und führt daher zu einer minimalen räumlichen Auflösungszelle, innerhalb der eine Änderung der Strahlungstemperaturverteilung nicht mehr detektiert werden kann. Dieser Sachverhalt wird in Abschnitt 4.4.3 weiter untersucht.

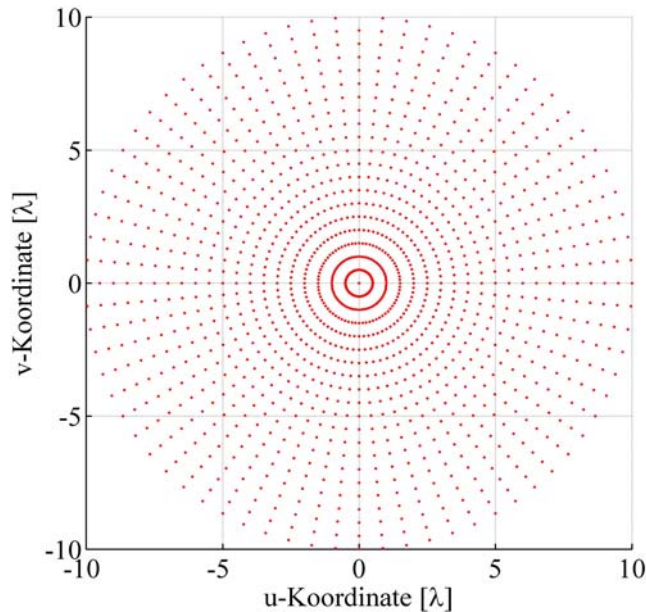


Abbildung 4.9: Polares Abstraster der u - v -Ebene mit einer maximalen Basislänge $\rho_{\lambda \max} = 10$ und einer azimuthalen Diskretisierung von $\Delta\psi = 5^\circ$ sowie einer radialen Diskretisierung von $\Delta\rho_\lambda = 0,5$.

4.4.2 Simulationsergebnisse künstlicher Szenarien

Um für die weiteren Betrachtungen einen Eindruck der mit einem polaren Abtastraster idealerweise zu erzielenden Ergebnisse zu erhalten, sollen im Folgenden drei künstliche Szenen näher betrachtet werden. In der Ersten wird eine Punktquelle an der Stelle $l_\lambda = -0,1$ und $m_\lambda = 0,1$ betrachtet. Aufgrund des Fourier-Zusammenhangs ergibt sich für den Realteil der abgetasteten Visibility-Werte eine zweidimensionale Kosinus- oder „wellenförmige“-Verteilung, welche in Abbildung 4.10 als dreidimensionale- und Aufsicht-Darstellung gezeigt wird. Für den Imaginärteil ergibt sich eine Sinusverteilung gleicher Intensität mit der gleichen Richtungsabhängigkeit. Da die Punktquelle im zweiten Quadrant der l-m-Ebene positioniert wurde, verlaufen die Wellenberge und -täler vom vierten Richtung ersten Quadrant. In der Aufsicht ist die kreisförmige Struktur, bedingt durch das polare Abtastraster, gut zu erkennen. Die Rekonstruktion in Abbildung 4.11 ist zum einen als Amplitudenverteilung dreidimensional in linearer Skala sowie aufgrund des besseren Kontrasts in Aufsicht mit logarithmischer Skala gezeigt. Besonders in der dreidimensionalen Darstellung ist die ringförmige Struktur der Rekonstruktion der Punktquelle zu erkennen, die für die polare Abtastung spezifisch ist. Durch die Darstellung in einem kartesischen l-m-Koordinatensystem sind in der logarithmischen Darstellung weitere sternförmige Strukturen erkennbar, wobei die Anzahl der „Strahlen“ abhängig von der azimuthalen Diskretisierung ist.

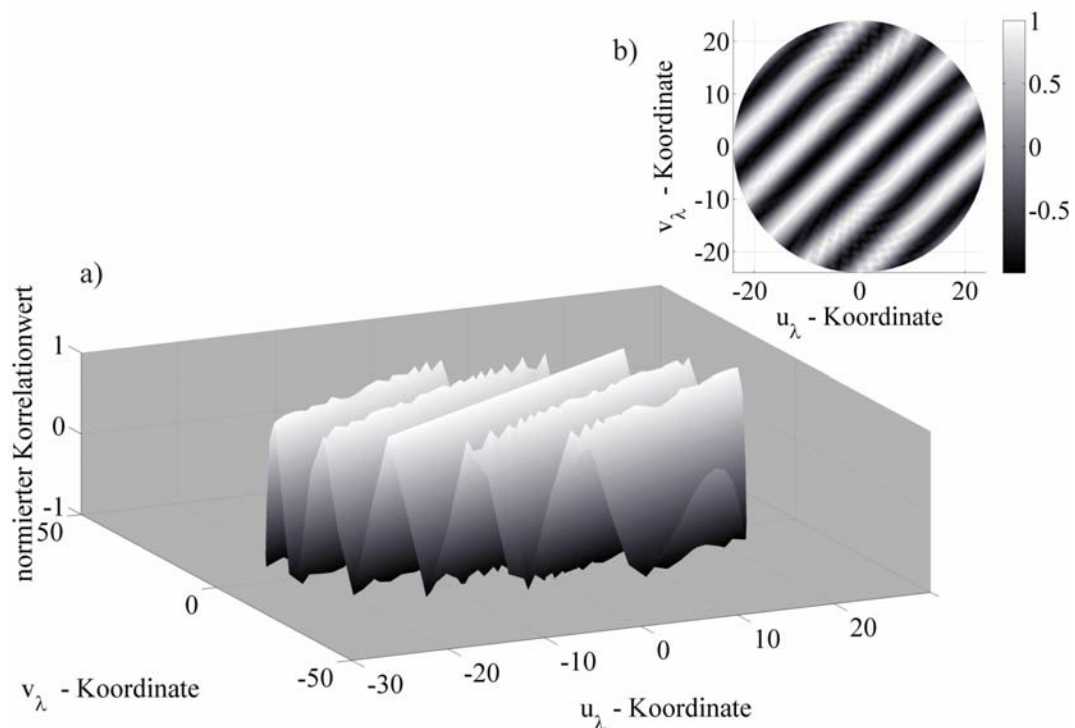


Abbildung 4.10: Normierter Realteil der Visibility-Funktion einer Punktquelle bei $l = -0,1$ und $m = 0,1$ in a) dreidimensionaler- und in b) Aufsicht-Darstellung in einem polaren Raster.

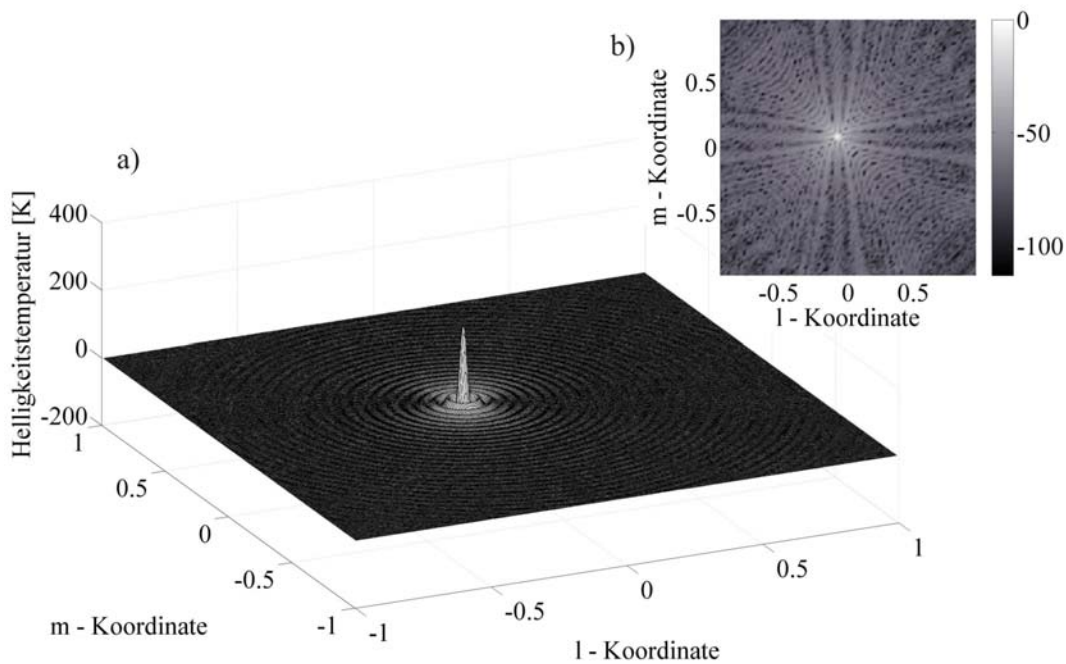


Abbildung 4.11: Rekonstruktion einer Punktquelle bei $l = -0,1$ und $m = 0,1$ in a) dreidimensionaler- und in b) normalisierter logarithmischer Aufsicht-Darstellung.

Eine weitere wichtige Szene ist die eines konstanten Temperaturverlaufs, beschränkt auf $l = m = 0$. In Abbildung 4.12 ist hierzu der Realteil der Visibility-Funktion abgebildet. Aufgrund der Fourier-Beziehung ergibt sich eine Dirac-Funktion bei $u_\lambda = 0$ und $v_\lambda = 0$. Der Imaginärteil dieser Temperaturverteilung ist annähernd Null und aus diesem Grund nicht gezeigt. Die Rekonstruktion in Abbildung 4.13 zeigt deutlich den konstanten Verlauf, jedoch auch eine gewisse Welligkeit, insbesondere am Rand. Diese Über- und Unterschwinger beruhen auf der Bandbegrenzung des Raumfrequenzspektrums (vgl. Abschnitt 4.4.3), wodurch das sogenannte Gibbs'sche Phänomen auftritt.

Als letzte künstliche Szene soll ein Temperatursprung beschrieben werden, wie er beispielsweise beim Übergang zwischen konstant warmer Landfläche und Himmel am Horizont auftritt. Für dieses Beispiel sind in Abbildung 4.14 der Realteil und in Abbildung 4.15 der für diese Szene nicht vernachlässigbare Imaginärteil der Visibility-Funktion dargestellt. Die Rekonstruktion in Abbildung 4.16 zeigt wieder den jeweils konstanten Verlauf von 293 K und 10 K sowie die oben beschriebenen Über- bzw. Unterschwinger, besonders an der Sprungstelle.

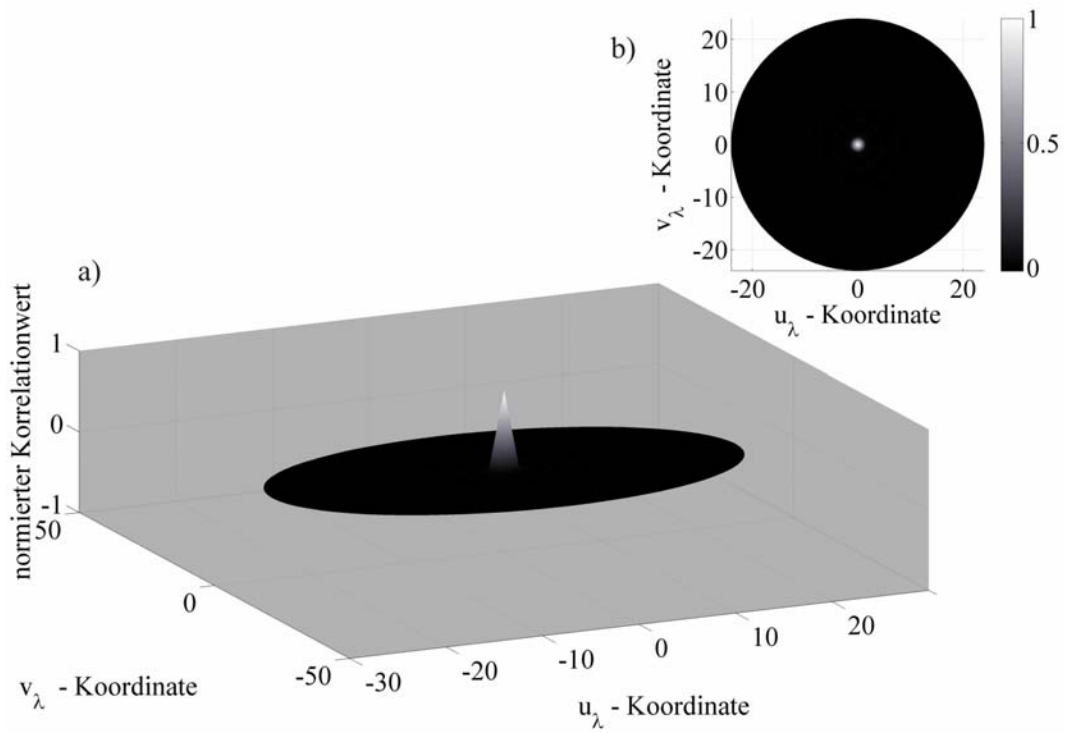


Abbildung 4.12: Normierter Realteil der Visibility-Funktion einer konstanten Szene in a) dreidimensionaler- und in b) Aufsicht-Darstellung in einem polaren Raster.

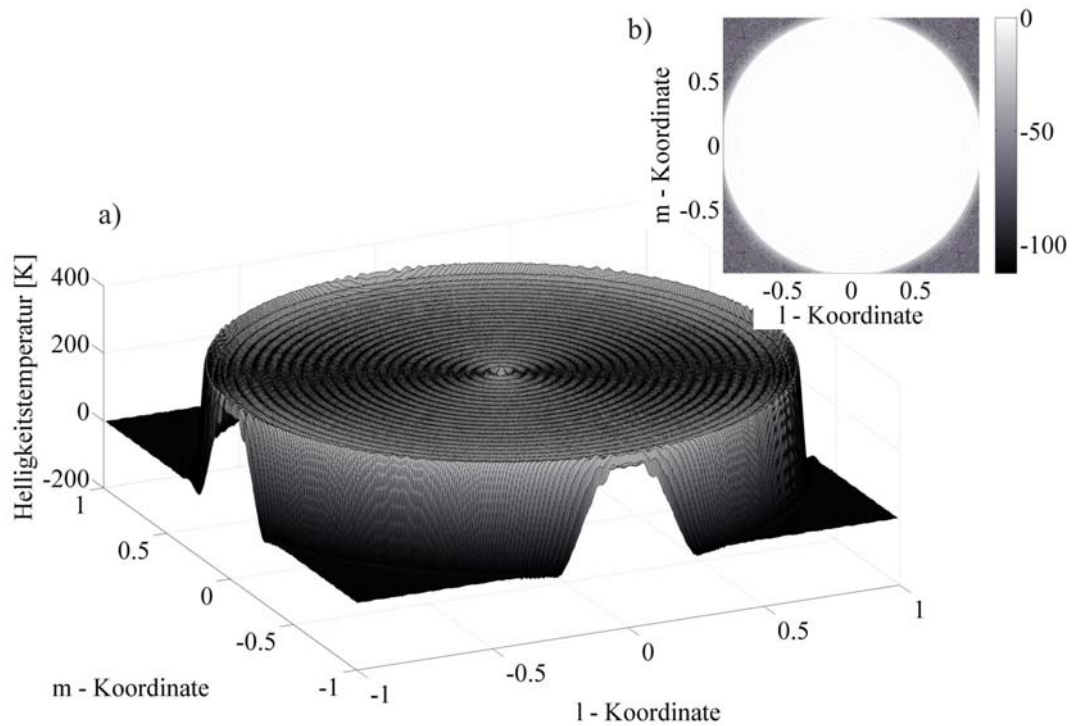


Abbildung 4.13: Rekonstruktion einer konstanten Szene in a) dreidimensionaler- und in b) normalisierter logarithmischer Aufsicht-Darstellung.

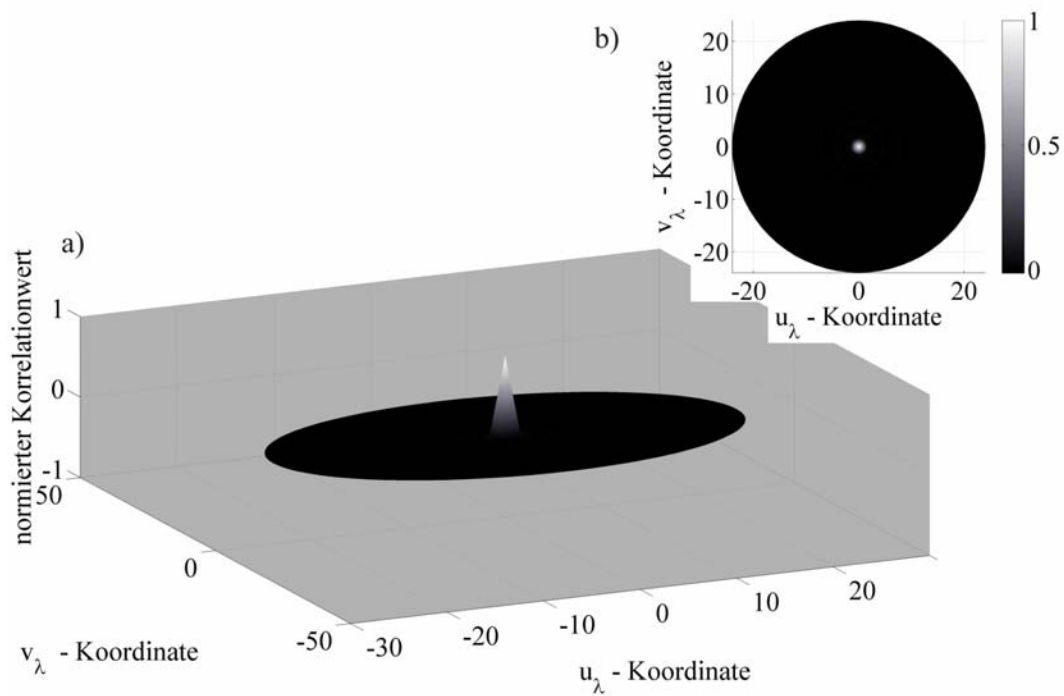


Abbildung 4.14: Normierter Realteil der Visibility-Funktion einer Szene mit Temperatursprung in a) dreidimensionaler- und in b) Aufsicht-Darstellung in einem polaren Raster.

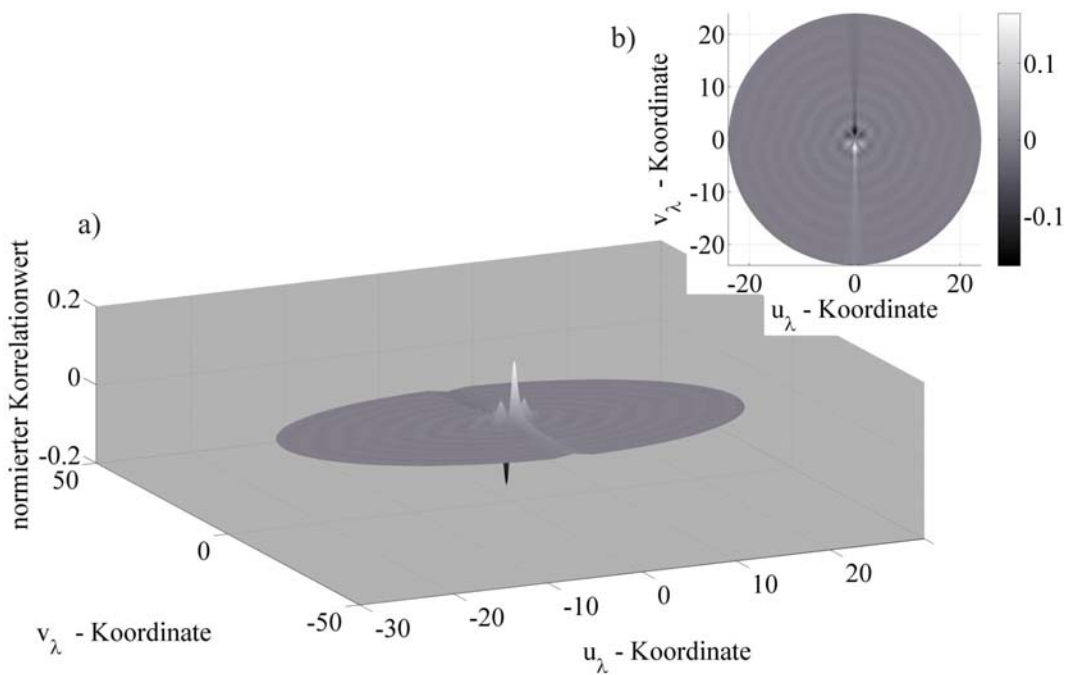


Abbildung 4.15: Normierter Imaginärteil der Visibility-Funktion einer Szene mit Temperatursprung in a) dreidimensionaler- und in b) Aufsicht-Darstellung in einem polaren Raster.

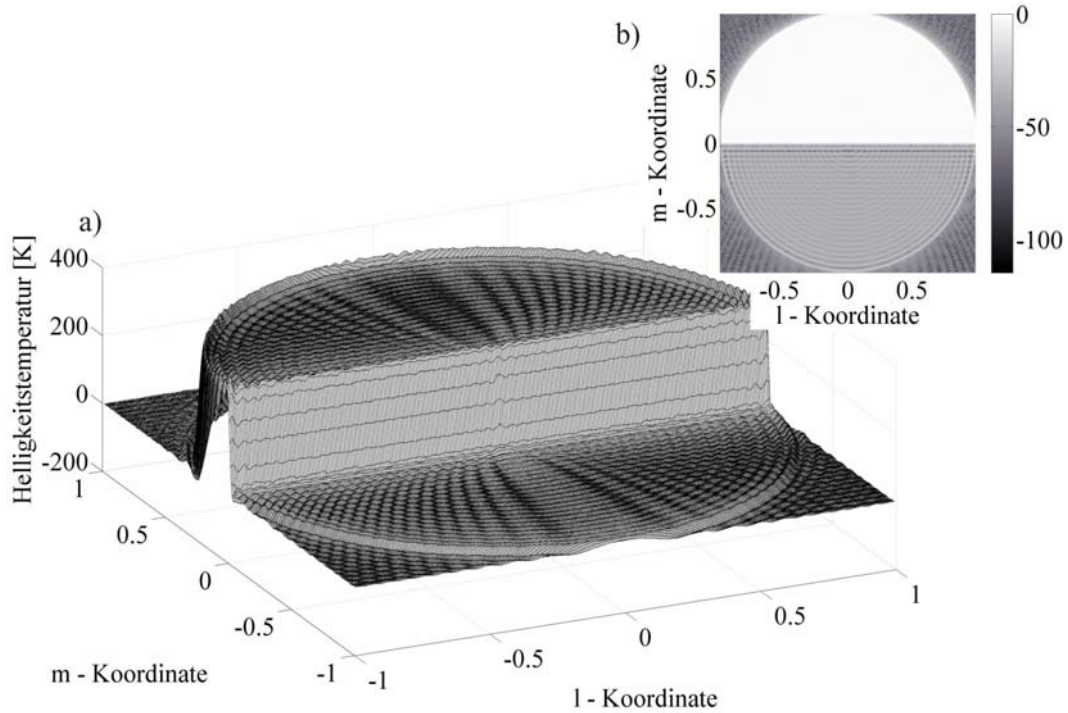


Abbildung 4.16: Rekonstruktion einer Szene mit Temperatursprung in a) dreidimensionaler- und in b) normalisierter logarithmischer Aufsicht-Darstellung.

4.4.3 Das räumliche Auflösungsvermögen beim Apertursynthese-Verfahren

Durch die Beschränkung auf eine maximale Basislänge ergibt sich eine Bandbegrenzung des Raumfrequenzspektrums auf die maximale Frequenz $\rho_{\lambda, \max}$, was einer Tiefpassfilterung und damit einer Auflösungsbegrenzung entspricht (vgl. Abschnitt 4.3). Somit kann aus der Bandbegrenzung des Raumfrequenzspektrums eine minimale räumliche Auflösungszelle $\Delta l_{\text{theoretisch}}$ und $\Delta m_{\text{theoretisch}}$, innerhalb welcher es keine weiteren Informationen über den Strahlungstemperaturverlauf gibt, angegeben werden. Die theoretische Größe dieser Auflösungszelle ist durch die reziproke maximale Raumfrequenz gegeben und bei rotationssymmetrischer Abtastung in jede Raumrichtung identisch [3]:

$$\Delta l_{\text{theoretisch}} = \Delta m_{\text{theoretisch}} = \frac{1}{\rho_{\lambda, \max}} \quad (4.40)$$

Ähnlich zur räumlichen Auflösung von realen Aperturen (vergleiche Abschnitt 3.2) lässt sich die Auflösung auch über die Halbwertsbreite der synthetischen Richtcharakteristik der Gesamtanordnung bestimmen. Die Herleitung dieser Charakteristik kann wie in der Signaltheorie über die Impulsantwort erfolgen. Dies entspricht der Rekonstruktion einer idealen Punktquelle an der Position $l = 0$ und $m = 0$. Die theoretische Fourier-Transformierte davon ist eine konstante Funktion im Raumfrequenzbereich, die auf die maximale Basislänge $\rho_{\lambda, \max}$ begrenzt wird und deshalb auch Hut-Funktion genannt wird.

Aufgrund der rotationssymmetrischen Eigenschaft dieser Funktion kann die Rücktransformation analytisch durch die Fourier-Bessel- oder Hankel-Transformation angegeben werden [105]. Die Symmetrieeigenschaften im Frequenzbereich ergeben aufgrund der Linearität der Fourier-Transformation einen rotationssymmetrischen Strahlungstemperaturverlauf, der lediglich vom Abstand r_{lm} zum Ursprung abhängig ist. Für diese Hutfunktion ergibt sich für die Integration in azimuthaler Richtung die Besselfunktion 0-ter Ordnung J_0 ([106]) und mit der Besselfunktion 1-ster Ordnung J_1 ([109] S. 88, [107]) folgender Ausdruck:

$$\begin{aligned}
 T_S(r_{lm}) &= 2\pi \int_0^{\infty} \underline{V}(\rho_\lambda) \rho_\lambda J_0(2\pi\rho_\lambda r_{lm}) d\rho_\lambda \\
 &= 2\pi \int_0^{\rho_{\lambda \max}} \rho_\lambda J_0(2\pi\rho_\lambda r_{lm}) d\rho_\lambda \\
 &= \pi \rho_{\lambda \max}^2 \frac{2J_1(2\pi\rho_{\lambda \max} r_{lm})}{2\pi\rho_{\lambda \max} r_{lm}} \quad (4.41) \\
 &= \pi \rho_{\lambda \max}^2 \text{Jinc}(2\pi\rho_{\lambda \max} r_{lm}) \quad \text{mit } \text{Jinc}(x) = \frac{2J_1(x)}{x}
 \end{aligned}$$

Das somit erhaltene synthetische Richtdiagramm eines idealen Apertursynthese-Radiometers mit rotationssymmetrischer Bandbegrenzung im Raumfrequenzspektrum und kontinuierlicher Abtastung ergibt das in Abbildung 4.17 und Abbildung 4.18 dargestellte simulierte Richtdiagramm. Im Gegensatz zu einem Realapertur-Richtdiagramm sind hier auch negative Werte enthalten, was den synthetischen Charakter unterstreicht.

Wird nun, wie in Kapitel 3.2 beschrieben, die Halbwertsbreite als Kriterium für die räumliche Auflösung verwendet, so ergibt sich ein minimales Δl und Δm von:

$$\Delta l = \Delta m = \frac{1}{\sqrt{2} \rho_{\lambda \max}} \quad (4.42)$$

Für die räumliche Auflösung im Bogenmaß erhält man für $l = m = 0$:

$$\Delta\Theta = 2 \arcsin\left(\frac{1}{2\sqrt{2} \rho_{\lambda \max}}\right) = 2 \arcsin\left(\frac{\lambda_0}{2\sqrt{2} \rho_{\max}}\right) \quad (4.43)$$

mit der unnormierten maximalen Basislänge ρ_{\max} . Soll nun abseits des Ortes $l = m = 0$ die Auflösung bestimmt werden, so ergibt sich aus der Koordinatentransformation, welche eine Projektion darstellt, eine Verschlechterung zum Bildrand hin. Diese kann für einen Beobachtungswinkel $\Theta \hat{=} \arcsin(r_{lm})$ mit $r_{lm} = \sqrt{l^2 + m^2}$ und $\Delta r_{lm} = \Delta l = \Delta m$ berechnet werden zu:

$$\begin{aligned}\Delta\Theta(\Theta) &= \Delta\Theta(r_{\text{lm}}) = \arcsin(r_{\text{lm}} + \Delta r_{\text{lm}}/2) - \arcsin(r_{\text{lm}} - \Delta r_{\text{lm}}/2) \\ &\approx \frac{2 \arcsin(\Delta r_{\text{lm}}/2)}{\sqrt{1-r_{\text{lm}}^2}} = \frac{2 \arcsin(1/2\sqrt{2} \rho_{\lambda, \text{max}})}{\sqrt{1-l^2-m^2}}\end{aligned}\quad (4.44)$$

Da ein Grund für die Verwendung des Apertursynthese-Verfahrens das synthetische Generieren einer großen Apertur ist, kann die maximale Basislänge als groß gegenüber der Wellenlänge angenommen werden, so dass folgt:

$$\frac{\lambda_0}{\sqrt{2} \rho_{\text{max}}} \approx 40 \frac{\lambda_0}{\rho_{\text{max}}} [\text{°}] \quad \Delta\Theta(\Theta) \approx \frac{\lambda_0}{\sqrt{2} \rho_{\text{max}} \sqrt{1-l^2-m^2}} \quad (4.45)$$

Bei realen Aperturen kann die Richtcharakteristik aus der Fourier-Transformierten der Stromverteilung auf der Apertur berechnet werden. Da mit einer Gleichverteilung eine sinc-förmige Richtcharakteristik entsteht, welche zwar die kleinste Halbwertsbreite, jedoch nur um 13 dB geringere Nebenkeulen im Vergleich zur Hauptkeule aufweist, wird meist eine Gewichtung der Strombelegung durchgeführt. Ähnliches gilt für die Apertursynthese, jedoch wird durch den synthetischen Charakter eine geringfügig kleinere Halbwertsbreite erreicht, was zwar ein besser aufgelöstes Bild bedingt, welches aber lediglich eine Nebenkeulenunterdrückung von 8,8 dB bei einer rotationssymmetrischen Anordnung und nur 6,6 dB bei einer orthogonalen Anordnung bedeutet. Dies würde insbesondere bei starken Intensitätsunterschieden ein Wellenmuster ähnlich dem in Abbildung 4.18 ergeben. Zur Verringerung dieses unerwünschten Effekts kann auch beim Apertursynthese-Verfahren das Raumfrequenzspektrum mit einer Gewichtung versehen werden. Bei realen Aperturen muss hierfür eine veränderte Strombelegung generiert werden, was ein sehr aufwendiger Prozess sein kann und außerdem wird nicht jede beliebige Funktion erreicht. Bei der Apertursynthese hingegen kann dieser Vorgang mathematisch durch Gewichten der gemessenen Raumfrequenzen erfolgen. Häufig verwendete Funktionen sind hierbei: Rechteck-, Barlett-, Hamming-, Hanning- und Blackmann-Filter ([91] S. 34, [108] S. 5). Hierbei verschlechtert sich zwar die räumliche Auflösung in der angegebenen Reihenfolge der Fensterfunktionen, wohingegen die Nebenkeulenunterdrückung aber verbessert wird.

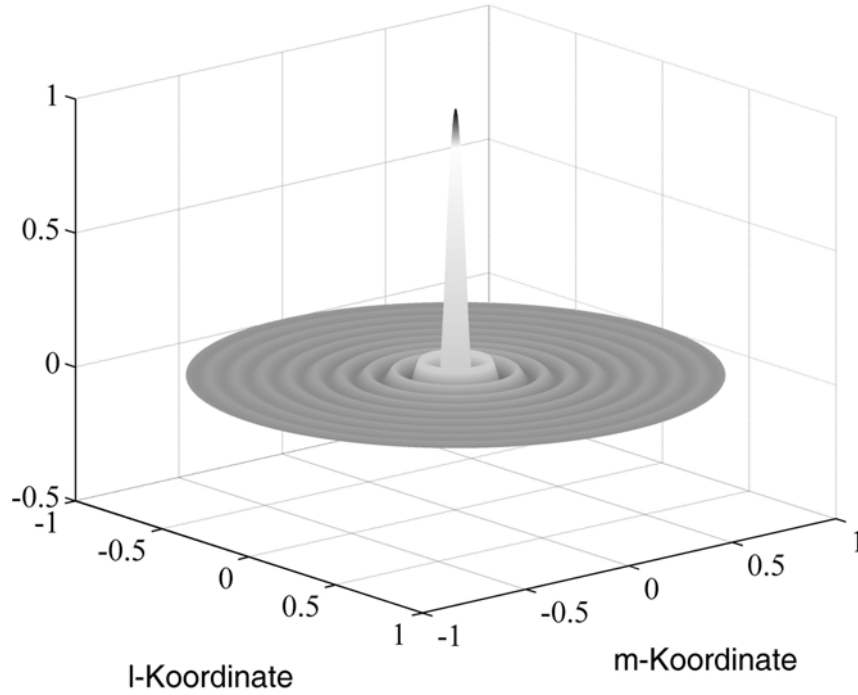


Abbildung 4.17: Dreidimensionale Ansicht des normierten synthetischen Leistungsrichtdiagramms eines idealen im Raumfrequenzspektrum rotationssymmetrisch bandbegrenzten Apertursynthese-Radiometers mit der maximalen Basislänge $\rho_{\lambda, \text{max}} = 10$.

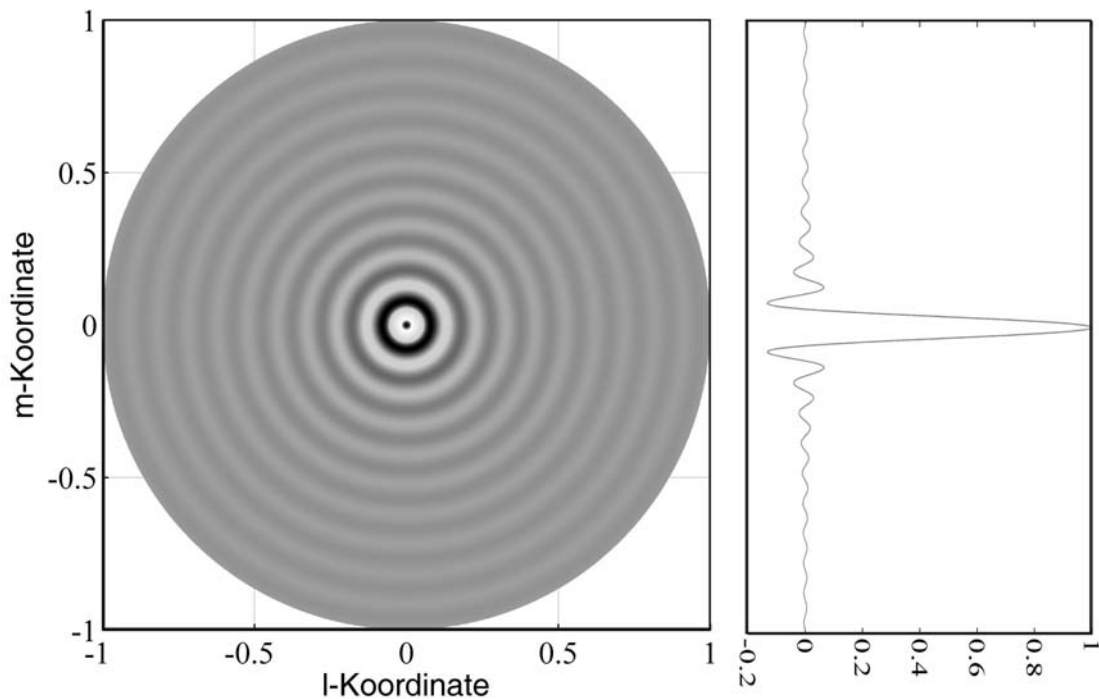


Abbildung 4.18: Zweidimensionale Ansicht des normierten synthetischen Leistungsrichtdiagramms eines idealen im Raumfrequenzspektrum rotationssymmetrisch bandbegrenzten Apertursynthese-Radiometers mit der maximalen Basislänge $\rho_{\lambda, \text{max}} = 10$. Die rechte Grafik zeigt eine Schnittdarstellung bei $l = 0$.

Eine weitere Besonderheit der Apertursynthese ist die Verbreiterung der Auflösungszone für vom Bildmittelpunkt abweichende Koordinatenpositionen. Die Verschlechterung ist dabei von der Signalbandbreite bzw. genauer von der Übertragungsfunktion abhängig, was in Abschnitt 4.2 mit der „Fringe-Washing“-Funktion beschrieben wurde.

Bisher wurde nur die Beschränkung auf eine maximale Basislänge untersucht. Im Weiteren werden die Abtastung des Raumfrequenzspektrums an diskreten Punkten und die Auswirkung auf die Rekonstruktion, insbesondere bei einem polaren Abtastraster, betrachtet.

4.4.4 Abbildungseffekte bei Verwendung eines polares Abtastraster

Die Abtastung des Raumfrequenzspektrums an diskreten Punkten in einem polaren Raster hat die im Folgenden beschriebenen Auswirkungen auf das rekonstruierte Bild. Zur fehlerfreien Rekonstruktion der Strahlungstemperaturverteilung müssen bestimmte Anforderungen an die Diskretisierung gestellt werden die im Weiteren näher betrachtet werden.

Wird nun, wie in Abschnitt 4.4.3 für die Punktquellenantwort des Apertursynthese-Systems nur eine Diskretisierung in radialer Richtung angenommen, so kann die Lösung der Fourier-Integralgleichung analytisch über die Hankel-Transformation berechnet werden ([109] S. 89). Voraussetzung hierfür ist allerdings eine in azimutaler Richtung konstante Funktion. Die Abtastringe, welche im Abstand von $\Delta\rho_\lambda$ angenommen werden, können mathematisch durch die Funktion:

$$\underline{V}(\rho_\lambda) = \sum_{a=1}^I \underline{V}(a\Delta\rho_\lambda) \delta(\rho_\lambda - a\Delta\rho_\lambda) \Delta\rho_\lambda \quad (4.46)$$

beschrieben werden. Die Anzahl der Ringe ist mit I als Summationsgrenze angegeben. Die Hankel-Transformation einer Ringfunktion mit Radius $a\Delta\rho_\lambda$ lässt sich berechnen zu ([109], S.89):

$$\begin{aligned} T_S(r_{lm}) &= 2\pi V(a\Delta\rho_\lambda) \int_0^\infty \rho_\lambda \delta(\rho_\lambda - a\Delta\rho_\lambda) J_0(2\pi\rho_\lambda r_{lm}) d\rho_\lambda \\ &= 2\pi V(a\Delta\rho_\lambda) a\Delta\rho_\lambda J_0(2\pi a\Delta\rho_\lambda r_{lm}) \end{aligned} \quad (4.47)$$

Der Term ρ_λ im Integral kann als Wichtungsfunktion des Flächenelements $d\rho_\lambda d\Psi$ interpretiert werden. Für eine diskrete Abtastung ist das Flächenelement im Ursprung gegeben mit $\pi(\Delta\rho_\lambda/2)^2$. Anschaulich sind die Flächenelemente in Abbildung 4.19 gezeigt.

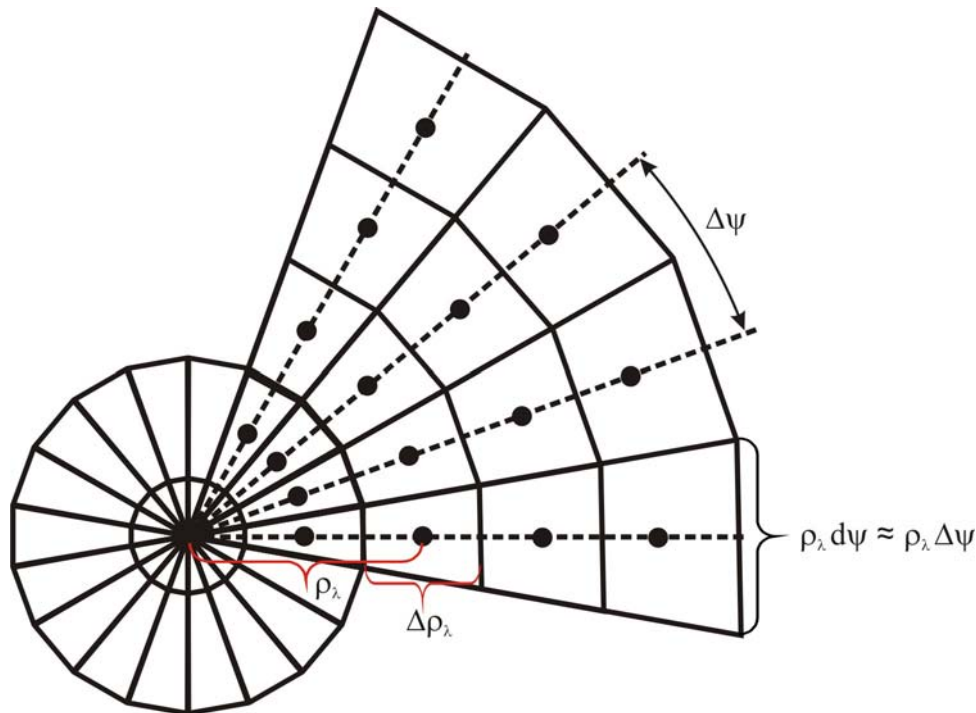


Abbildung 4.19: Flächenelemente der rotationssymmetrischen Diskretisierung

Die Fourier-Transformation der gewichteten Dirac-Funktion im Ursprung ist eine konstante Funktion im Raumfrequenzspektrum. Diese kann in einzelne Ringfunktionen mit Radius a $\Delta\rho_\lambda$ zerlegt werden. Die Fourier-Transformation ist eine lineare Operation, wodurch eine Superposition von einzelnen Rekonstruktionen möglich ist. Werden nun, wie in Gleichung (4.46) beschrieben, mehrere Ringfunktionen rekonstruiert, so ergibt die Summe der Einzelfunktionen mit Gleichung (4.47) ([106], [107]):

$$\begin{aligned}
 T_S(r_{lm}) &= \frac{\pi(\Delta\rho_\lambda)^2 V(0)}{4} + 2\pi(\Delta\rho_\lambda)^2 \sum_{a=1}^I aV(a\Delta\rho_\lambda) J_0(2\pi a\Delta\rho_\lambda r_{lm}) \\
 &= V \left(\frac{\pi(\Delta\rho_\lambda)^2}{4} + 2\pi(\Delta\rho_\lambda)^2 \sum_{a=1}^I a J_0(2\pi a\Delta\rho_\lambda r_{lm}) \right) \Bigg|_{V(a\Delta\rho_\lambda) = \text{konst.} = V}
 \end{aligned} \tag{4.48}$$

Dies entspricht der diskreten Punktquellenantwort des Apertursynthese-Systems und ist grundlegend verschieden zu einem System mit orthogonalem kartesischem [106] oder hexagonalem Raster ([108]). Die Rekonstruktionsfunktion oder Impulsantwort des rotationssymmetrischen ASR-Systems ist in Abbildung 4.20 und Abbildung 4.21 bis zu der Fünffachen des möglichen Koordinatensystems dargestellt (vgl. Gleichung (4.25)). Gut zu erkennen sind die mit zunehmendem Radius schwächer werdenden Ringfunktionen der Sekundärkeulen außerhalb des Einheitskreisbereichs von $(l^2 + m^2)^{1/2} \leq 1$. Grund dafür ist die Verteilung der Leistung auf einem Ring, wohingegen im kartesischen Fall eine periodische Reproduktion des zentralen Bereichs an Vielfachen von $l = \frac{1}{2}\Delta u_\lambda$ und $m = \frac{1}{2}\Delta v_\lambda$ auftritt.

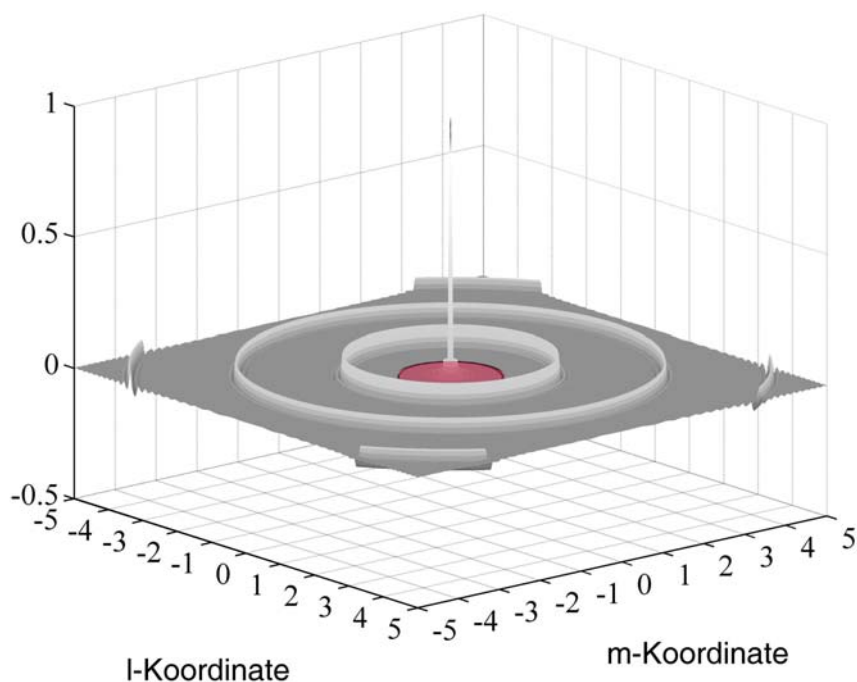


Abbildung 4.20: Dreidimensionale Ansicht der Punktquellenantwort eines ASRs mit polarem Abstraster und infinitesimalen Winkelschritten für $\rho_{\lambda, \max} = 10$ und $\Delta\rho_{\lambda} = 0.5$. Rot markiert ist der Bereich für $\rho_{\lambda} \leq 1$.

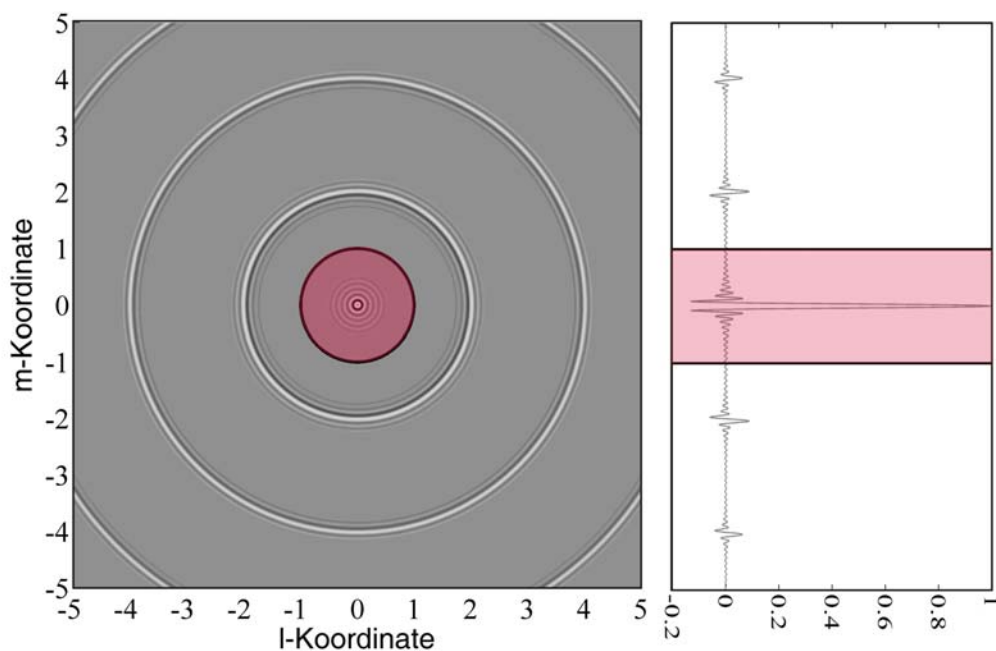


Abbildung 4.21: Zweidimensionale Ansicht der Punktquellenantwort eines ASRs mit polarem Abstraster und infinitesimalen Winkelschritten für $\rho_{\lambda, \max} = 10$ und $\Delta\rho_{\lambda} = 0.5$. Rot markiert ist der Bereich $\rho_{\lambda} \leq 1$. Die rechte Grafik zeigt eine Schnittdarstellung bei $l = 0$.

Im kartesischen und hexagonalen Fall ist die Impulsantwort eine sich entlang der Hauptachsen periodisch fortsetzende Funktion, da die bandlimitierende Fläche in die zwei Hauptrichtungen periodisch fortgesetzt werden kann, was die Voraussetzung für das allgemeine Shannon-Theorem ist ([110] S. 54, [111], [114]). Anschaulich ist die Fortsetzung der bandlimitierenden Flächen für ein kartesisches, hexagonales und polares Raster in Abbildung 4.22 dargestellt.

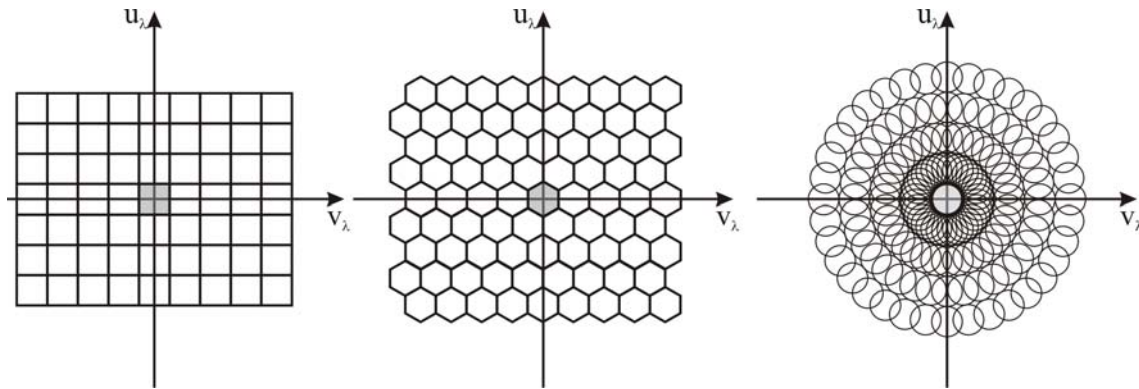


Abbildung 4.22: Periodische Fortsetzung einer bandlimitierten Funktion mit a) kartesischem, b) hexagonalem und c) polarem Abtaster.

Zu erkennen ist, dass sich das polar abgetastete Raster nicht periodisch fortsetzen lässt, sondern nur überlappend fortgesetzt werden kann, wodurch auch das Shannon-Theorem keine Grenze für den Aliasing-freien Bereich der rekonstruierten Strahlungstemperatur liefert. Bedingt durch ein zu grobes Abtasteraster würden sich Teile einer Szene mehrfach im Bildbereich widerspiegeln, was im Folgenden näher diskutiert wird.

Die Auswirkung des nicht periodischen Abtastmusters lässt sich am besten anhand der Rekonstruktion einer konstanten Szene der Strahlungstemperatur 1 K mit der Ausdehnung $r_{lm} = 1$, d.h. ebenfalls einer Hut-Funktion, verdeutlichen. Die Szene ist mit einer simulierten polaren Abtastung mit dem radialen Inkrement $\Delta\rho_\lambda = 0,5$ abgetastet worden, was bei kartesischer Abtastung dem Shannon-Theorem entsprechen würde. In azimuthaler Richtung wurde mit einem Zehntel der nötigen Rasterung abgetastet. Das Ergebnis der Bildrekonstruktion aus diesen Abtastwerten ist in Abbildung 4.23 zu sehen. Durch die polare Abtastung und die damit verbundene Punktquellenantwort, mit der die beobachtete Szene gefaltet wird, ergibt sich eine starke Verformung der ursprünglich konstanten Strahlungstemperatur auch innerhalb des eigentlich Aliasing-freien Bereichs. Außerhalb eines Radius von $r_{lm} = 1$ wird die Szene ringförmig fortgesetzt.

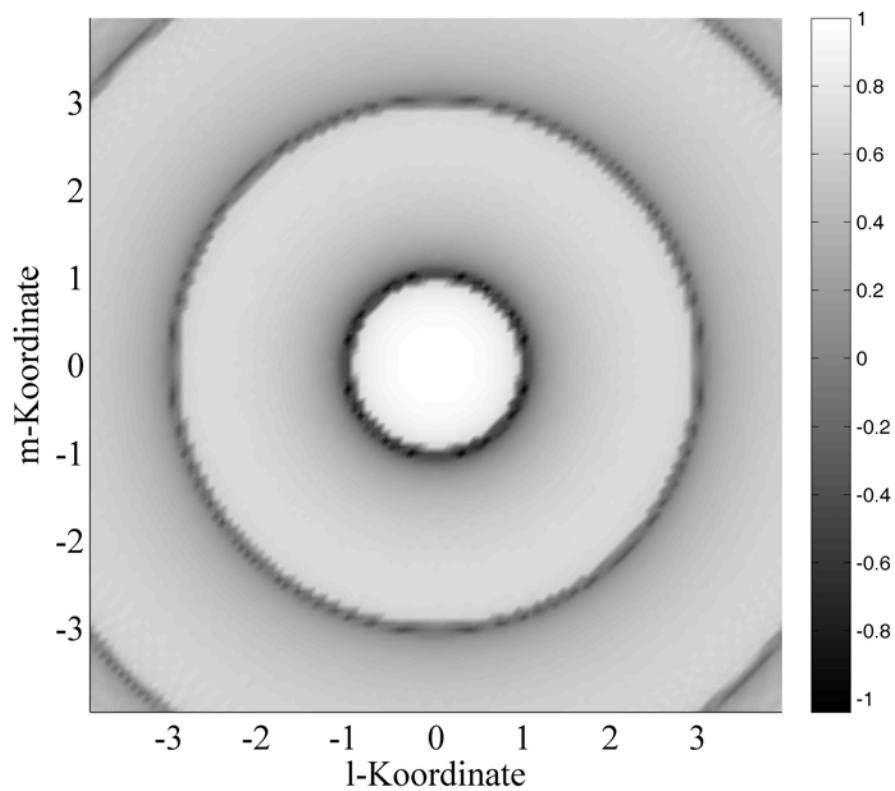
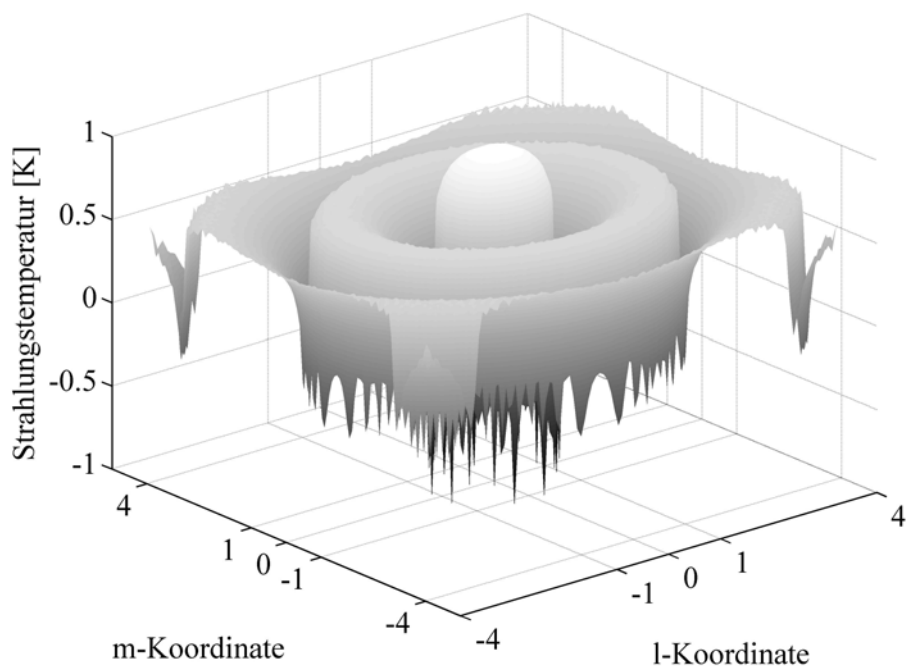


Abbildung 4.23: Rekonstruktion einer konstanten Helligkeitsverteilung der Strahlungstemperatur 1 K, mit polarer Abtastung, bei Einhaltung des Shannon-Theorems für kartesische Abtastung (oben: 3D-Darstellung, unten: Aufsicht).

Eine anschauliche Erklärung hierfür liefert die Aufnahme einer Rechteckfunktion mit einem synthetischen Antennendiagramm einer kartesischen und einer polaren Anordnung. Dies entspricht nach Gleichung (3.6) einer Faltung der Rechteckfunktion mit dem Antennendiagramm, also der Punktquellenantwort eines orthogonal abgetasteten und eines polar abgetasteten Raumfrequenzspektrums. In Abbildung 4.24 schematisch erklärt ist die Faltung dargestellt, also die sukzessive Verschiebung der Rechteckfunktion über die Punktquellenantwort. In Abbildung 4.24 (a) ist die Punktquellenantwort aus Gleichung (4.48) gezeigt. Rot markiert ist der Bereich, der für die Faltung mit der Hut-Funktion maßgeblich ist. Graphisch betrachtet ist die Faltung die Multiplikation der Fläche der beiden Funktionen. Dies ist für vier Verschiebungszustände farblich markiert in Abbildung 4.24 (b) gezeigt. Hieraus kann die jeweilige Strahlungstemperatur an der markierten Koordinate in Abbildung 4.24 (c) bestimmt werden. Zu erkennen ist, dass sich im polaren Fall z.B. für die blau markierte Fläche ein anderer Wert als für die rot markierte Fläche ergibt. Hingegen sind im kartesischen Fall, aufgrund der Periodizität der Punktquellenantwort (Richtdiagramm), die Flächen nahezu gleich. Anders ausgedrückt: Während die Verschiebung des Rechtecks im kartesischen Fall mit der exakten periodischen Fortsetzung gefaltet wird, ist die Punktquellenantwort des polaren Rasters nicht periodisch und dadurch der integrale Wert nach der Faltung mit der Rechteckfunktion abhängig vom Verschiebungsort. Die Parameter entsprechen dabei dem Shannon-Theorem für den kartesischen Fall: $\Delta\rho_\lambda = 0,5$ und $r_{1m} = 1$ für das maximale Gesichtsfeld.

Der oben beschriebene Effekt wird als Aliasing bezeichnet, wodurch bei Nichteinhaltung des Abtasttheorems nach Shannon Rekonstruktionsbereiche von Bereichen außerhalb des Gesichtsfeldes beeinflusst werden. Aus den obigen Darstellungen kann abgeleitet werden, dass falls der erste Ring der Punktquellenantwort und dessen Nebenmaxima nicht mit der zu messenden Szene gefaltet werden, eine Aliasing-freie Rekonstruktion durchgeführt werden kann. Somit wird das Gesichtsfeld auf die Hälfte eines kartesischen Systems beschränkt, und es ergibt sich:

$$\Delta\rho_\lambda = \frac{1}{4 l_{\max}} = \frac{1}{4 m_{\max}} \quad (4.49)$$

Eine Verringerung des Aliasing-Effekts lässt sich durch eine Interpolation erzielen. Insbesondere in der computertomographischen Literatur werden hierfür verschiedene Interpolationsarten beschrieben, welche in Abschnitt 4.5 näher diskutiert werden.

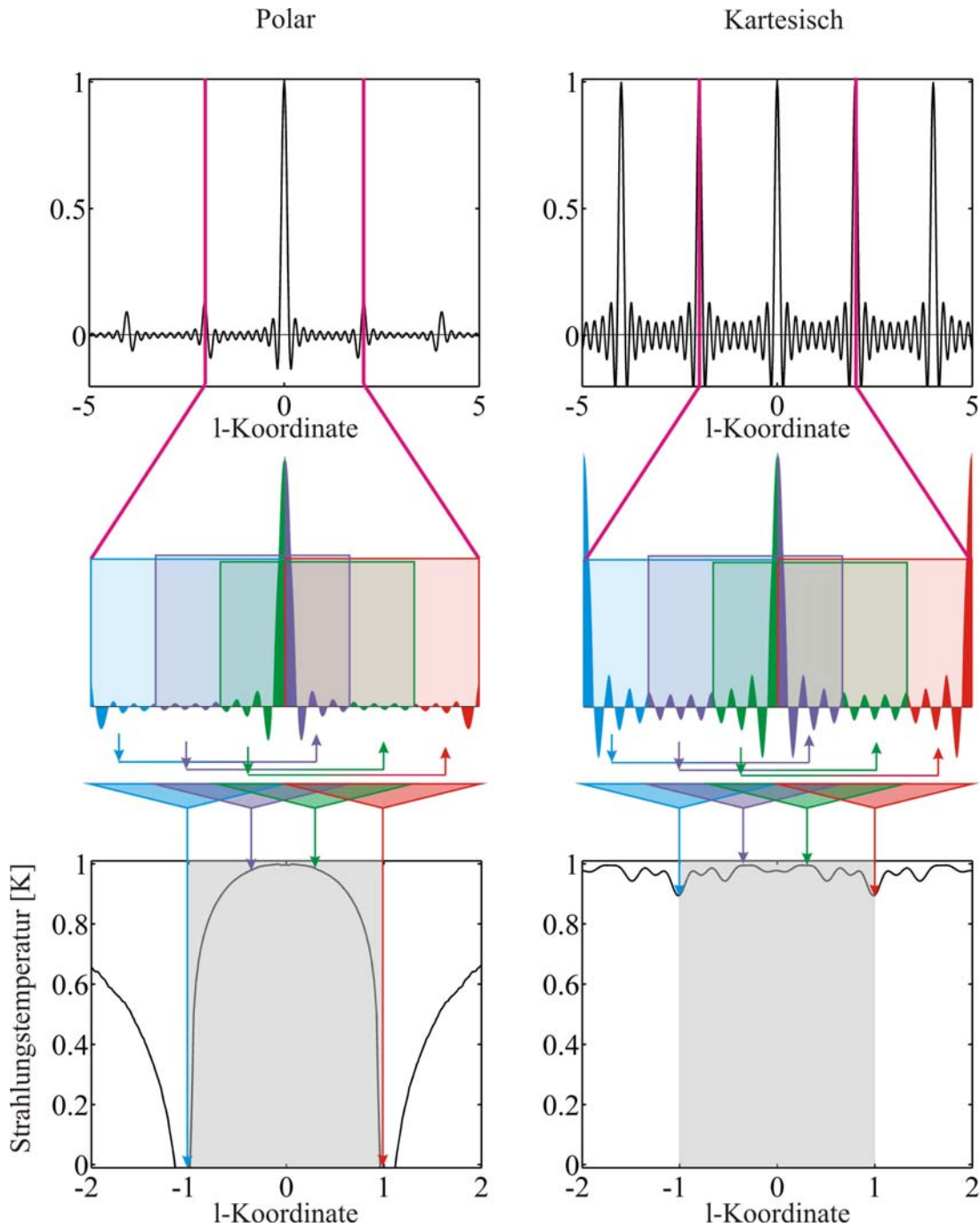


Abbildung 4.24: Schnittdarstellung der Faltung einer "Hut-Funktion" mit der Punktquellenantwort eines orthogonalen (rechts) und eines polaren (links) Abstrasters. Dargestellt sind oben die Punktquellenantwort, in der Mitte die schematische Darstellung der Faltung der Punktquellenantwort mit der Hut-Funktion und unten die Ergebnisse der Faltung mit einem Vergleich zur Ursprungsfunktion, in transparent Grau dargestellt.

In den bisherigen Betrachtungen der Diskretisierung wurde das axiale Inkrement als infinitesimal angenommen. Da dies bei einem realen System in endlicher Zeit nicht durchführbar ist, wird das Raumfrequenzspektrum auch hier in diskreten Winkelinkrementen $\Delta\psi$ analog zu Gleichung (4.39) abgetastet, so dass Visibility-Werte an J

Winkelschritten aufgenommen werden. Wird von einer bandbegrenzten Funktion mit der maximalen Raumfrequenz $\rho_{\lambda \max}$ und dem maximalen Blickfeld $l_{\max} = m_{\max}$ ausgegangen, so kann mit Hilfe des Shannon-Theorems die minimale Abtastung in azimuthaler Richtung angegeben werden. In diesem Fall ist die Voraussetzung des Shannon-Theorems erfüllt, da in azimuthaler Richtung das Raumfrequenzspektrum periodisch in 2π fortgesetzt werden kann. Entsprechende Formulierungen sind in der Radioastronomie und der Computertomographie beschrieben ([112] S. 186, [113], [115]) und es gilt:

$$\Delta\psi \leq \frac{1}{2l_{\max} \rho_{\lambda \max}} \quad (4.50)$$

Unter diesen Randbedingungen für die Abtastung in radialer und azimuthaler Richtung lässt sich eine im Raumfrequenzbereich bandbegrenzte Strahlungstemperaturverteilung ohne Informationsverlust rekonstruieren. Die Rekonstruktion sollte im Idealfall alle Ungenauigkeiten und Systemfehler kompensieren und somit eine optimale Wiedergabe der originalen Strahlungstemperaturverteilung wiedergeben. Da dies annähernd, wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, nur durch exaktes Vermessen der Antennendiagramme und des gesamten Systems mit der „Flat Target-Transformation“ oder mit dem „G-Matrix-Verfahren“ möglich ist, dies aber für das gegebene System einen zu großen finanziellen und personellen Aufwand ergibt, wird in Abschnitt 4.5 ein schneller Algorithmus vorgestellt, welcher zumindest das Abtastraster und die Drehung der Antennendiagramme berücksichtigt.

4.4.5 Frequenzselektive Abtastung

Wie in der Einleitung beschrieben, soll das ANSAS-Instrument die Verknüpfung des Apertursynthese-Verfahrens mit einer multispektralen Messfähigkeit bilden und die Möglichkeiten eines solchen hybriden Ansatzes aufzeigen. Für ein System, das bei unterschiedlichen Mittenfrequenzen arbeitet, sind die bisher abgeleiteten Eigenschaften, wie räumliche Auflösung und Gesichtsfeld, abhängig von der Mittenfrequenz. Der plausible Grund hierfür liegt in der festen Anordnung der Antennen, die natürlich nicht bei jedem Mittenfrequenzwechsel neu angeordnet werden können. Da das Instrument eine Szene bei vielen Mittenfrequenzen gleichzeitig aufnehmen soll, ist eine Verschiebung der Antennen nicht möglich. Dies bedeutet aber, dass die Abtastung der Visibility-Funktion aufgrund von Gleichung (4.28) von der Mittenfrequenz abhängig ist, und dass bei unterschiedlichen Wellenlängen eine Abtastung auf unterschiedlichen konzentrischen Kreisen stattfindet. Gleichzeitig ändert sich damit jedoch auch die Größe der synthetischen Apertur in Bezug auf die Wellenlänge, was zu einer Änderung der räumlichen Auflösung führt, wie Gleichung (4.45) zeigt. Im Gegensatz dazu vergrößert sich der Aliasing-freie Bereich in reziproker Weise, da das auf die Wellenlänge bezogene Abtastinkrement kleiner wird. Dies bedeutet:

- Mit zunehmender Wellenlänge verschlechtert sich die räumliche Auflösung.

- Mit zunehmender Wellenlänge vergrößern sich der Aliasing-freie Bereich und damit das Gesichtsfeld.

Ein Beispiel für eine berechnete Abtastung der u - v -Ebenen ist in Abbildung 4.25 dargestellt, wobei eine Anordnung aus vier Antennen sechs nicht-redundante Basislängen generiert. Die azimuthale Schrittweite wurde zu 10° gesetzt, und es wurden die drei Mittenfrequenzen von 1,5 GHz, 4 GHz und 6,5 GHz gewählt. Der minimale Abstand der Antennen ist zu 35 mm festgelegt worden, was einer Apertur von 175 mm entspricht.

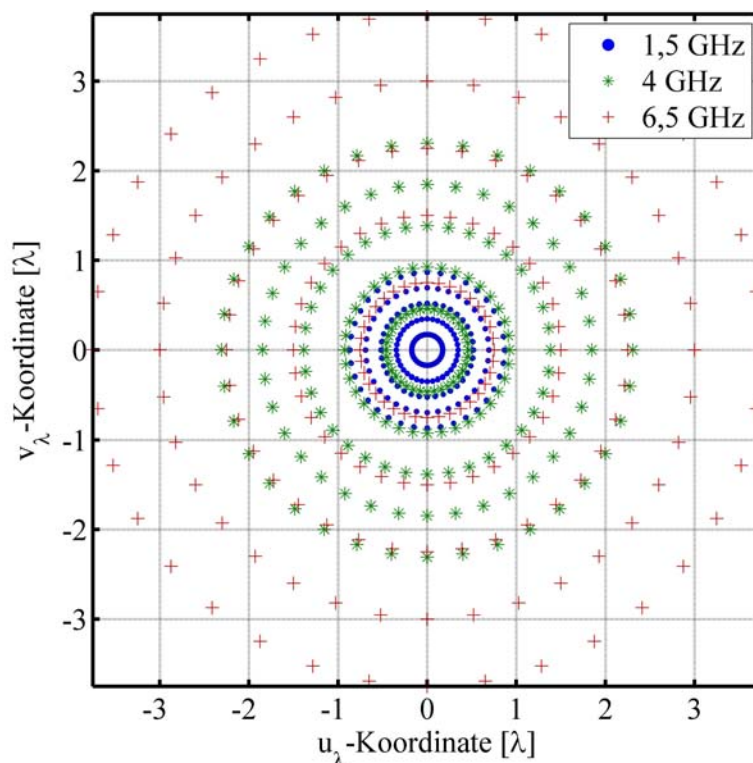


Abbildung 4.25: Abtastwerteverteilung in der u - v -Ebene für eine Anordnung aus vier Antennen, welche sechs nicht-redundante Basislängen erzeugen. Die azimuthale Schrittweite wurde zu 10° und es wurden die drei Mittenfrequenzen von 1,5 GHz, 4 GHz und 6,5 GHz gewählt.

Es ist leicht zu erkennen, dass mit größeren Wellenlängen (kleineren Frequenzen) nur ein kleinerer Raumfrequenzbereich abgetastet werden kann, wohingegen mit kleineren Wellenlängen (größeren Frequenzen) größere Raumfrequenzbereiche bei gleicher Antennenanordnung aufgenommen werden. Außerdem haben, wie bereits angedeutet, unterschiedliche Wellenlängen unterschiedliche radiale Abtastwerte. Für die Rücktransformation der so abgetasteten Visibility-Werte gibt es für solch eine Verteilung verschiedene Strategien [140]:

1. Für jede Mittenfrequenz wird eine separate Strahlungstemperaturverteilung aus den jeweiligen Visibility-Funktionen berechnet. Dadurch werden genau so viele Abbildungen wie Mittenfrequenzen rekonstruiert, wovon jede ihre spezifische

Mittelfrequenzcharakteristik aufweist. Diese Rekonstruktionsstrategie ist z.B. hilfreich zur Detektion von verborgenen Objekten, um eine spektrale Analyse an jedem Ort zu ermöglichen.

2. Visibility-Werte unterschiedlicher Wellenlänge werden adäquat, unter Beachtung der normierten Visibility-Koordinaten, miteinander kombiniert und zusammen zur Rekonstruktion verwendet. Diese Methode ermöglicht teilweise eine Vergrößerung des Gesichtsfeldes, welches durch das Abtastraster der u-v-Ebene gegeben ist. Zusätzlich kann durch die Wahl geeigneter Parameter und Funktionen, wie z.B. die Interpolationsmethode auf ein entsprechendes Raster oder spezielle Gewichtungsfunktionen, die Rekonstruktion auf verschiedenste Arten verbessert werden. Es können somit die Vorteile eines größeren Gesichtsfeldes und eine feinere Abtastung der kleinen Basislängen, was z.B. eine bessere radiometrische Genauigkeit bedingt, mit einer höheren räumlichen Auflösung kombiniert werden.
3. Eine alternative Methode ist die Kombination der rekonstruierten Strahlungstemperaturverteilungen im Ortsbereich, also der mit der Methode 1 gewonnenen Abbildungen. Hierbei können ebenfalls wie im Frequenzbereich Parameter und Funktionen variiert werden, um eine optimale Rekonstruktion zu erzielen.

Die jeweilige Wahl der Strategie für die Rücktransformation hängt natürlich von der Anwendung und der verfügbaren Anzahl der Messungen ab.

4.5 Rekonstruktionsmethode für ein polares Abtastraster

Beim Apertursynthese-Verfahren werden die Bildinformationen des Szenarios im Raumfrequenzspektrum gemessen. Zur Rückgewinnung der Strahlungstemperaturverteilung ist eine rechnerische Bildrekonstruktion notwendig, welche im Idealfall einer Fourier-Transformation entspricht. Die Abtastgeometrie des ANSAS-Instruments erzeugt ein polares Raster. Eine Rekonstruktion mittels schneller diskreter Fourier-Transformation (FFT) ([99] S. 100, [39] S. 704)), wie sie für ein kartesisches Raster erstmals 1960 von Cooley und Tukey [116] entwickelt wurde, ist für das polare Raster aber nicht bekannt [117]. Es wurden aber im Laufe der letzten Jahrzehnte verschiedene Verfahren zur Rücktransformation mittels Interpolation entwickelt. Das Hauptanwendungsgebiet war dabei die Computertomographie (CT), bei der die Aufnahme der Messwerte im Ortsbereich stattfindet. Es werden dabei für verschiedene Winkelstellungen Projektionsaufnahmen des zu untersuchenden Objekts durchgeführt. Die Projektionsaufnahmen werden dabei eindimensional Fourier-transformiert und liegen damit im Raumfrequenzbereich in einem polaren Raster vor. Dies entspricht genau der Geometrie der vom ANSAS-Instrument gemessenen Korrelationswerte.

Die bei der Computertomographie für ein polares Raster entwickelten schnellen Rücktransformationmethoden lassen sich prinzipiell in zwei Kategorien untergliedern: zum einen in eine Interpolation im Raumfrequenzbereich auf ein Raster mit bekannter

schneller zweidimensionaler Fourier-Transformation; zum andern in eine eindimensionale Rücktransformationen in radialer Richtung und eine nachfolgende Interpolation im Ortsbereich. Im Raumfrequenzbereich können die Abtastwerte auf ein kartesisches Raster mittels verschiedener Interpolationsmethoden ([118] S. 36) umgerechnet werden, um dann mit der schnellen zweidimensionalen Fourier-Transformation als eigentliche Bildrekonstruktion in den Ortsbereich transformiert zu werden. Diese Verfahren haben den Nachteil, dass sich durch die Interpolation Artefakte im rekonstruierten Bild ergeben können, die nicht korrigierbar sind ([119] S. 70)). Aus diesem Grund wurden verschiedene Algorithmen entwickelt, welche insbesondere Fourier-Transformationen auf nichtäquidistanten Rastern im eindimensionalen sowie zweidimensionale Transformationen auf pseudopolaren Rastern [120] behandeln.

Aufgrund der physikalischen und technischen Gegebenheiten des ANSAS-Instruments wird aber eine andere Methode als Rekonstruktionsalgorithmus gewählt, die auf dem sogenannten Fourier-Schnitt-Theorem beruht [118]. Das Verfahren separiert die zweidimensionale Transformation in eine eindimensionale Transformation in radialer Richtung, was dem Schnitt entspricht, und eine Summation über den Winkelbereich. Im Folgenden wird die Herleitung dieser Separation beschrieben, die durch die Linearität der Fourier-Transformation mathematisch möglich ist ([112] S. 56). Ausgehend von Gleichung (4.38) und der Zusammenfassung der Vorfaktoren zu:

$$T_{SG}(l, m) = T_S(l, m) \frac{P_n(l, m) \cdot 2k\Delta f G}{\Omega_A \sqrt{1-l^2-m^2}} \quad (4.51)$$

lässt sich die Gleichung umschreiben zu:

$$T_{SG}(l, m) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \underline{V}(\rho_\lambda, \psi) e^{j2\pi(\rho_\lambda(l\cos\psi+m\sin\psi))} \rho_\lambda d\rho_\lambda d\psi \quad (4.52)$$

Das Integral über Ψ kann aufgrund der Linearität der Fourier-Transformation in zwei Teile aufgesplittet werden:

$$\begin{aligned} T_{SG}(l, m) = & \int_0^{\pi} \int_0^{\infty} \underline{V}(\rho_\lambda, \psi) e^{j2\pi(\rho_\lambda(l\cos\psi+m\sin\psi))} \rho_\lambda d\rho_\lambda d\psi \\ & + \int_0^{\pi} \int_0^{\infty} \underline{V}(\rho_\lambda, \psi + \pi) e^{j2\pi(\rho_\lambda(l\cos[\psi+\pi]+m\sin[\psi+\pi]))} \rho_\lambda d\rho_\lambda d\psi \end{aligned} \quad (4.53)$$

Mit dem Zusammenhang, dass:

$$\underline{V}(\rho_\lambda, \psi + \pi) = \underline{V}(-\rho_\lambda, \psi) \quad (4.54)$$

und durch Substitution des Phasenterms:

$$t = l \cdot \cos\psi + m \cdot \sin\psi \quad (4.55)$$

kann Gleichung (4.52) geschrieben werden als:

$$T_{SG}(l, m) = \int_0^\pi \left[\int_{-\infty}^{\infty} \underline{V}(\rho_\lambda, \psi) e^{j2\pi\rho_\lambda t} |\rho_\lambda| d\rho_\lambda \right] d\psi \quad (4.56)$$

wobei die Betragsbildung des Gewichtungsterms ρ_λ beachtet werden muss. Durch die rechteckigen Klammern soll die Separation der Integrationen angedeutet werden. Die Substitution der in Klammern geschriebenen eindimensionalen Fourier-Transformation durch $\underline{Q}_\psi(t)$ ergibt:

$$T_{SG}(l, m) = \int_0^\pi \underline{Q}_\psi(t) d\psi \quad (4.57)$$

mit

$$\underline{Q}_\psi(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \underline{V}(\rho_\lambda, \psi) e^{j2\pi\rho_\lambda t} |\rho_\lambda| d\rho_\lambda \quad (4.58)$$

Dabei kann $\underline{Q}_\psi(t)$ in Anlehnung an die Computertomographie als gewichtete Rücktransformierte der Projektion angesehen werden. Aus den Gleichungen (4.57) und (4.58) werden die zwei bei diesem Verfahren nötigen Prozessierungsschritte deutlich, eindimensionale Fourier-Transformation und Integration über den Winkel.

In Abbildung 4.26 ist die Separation von Gleichung (4.56) anschaulich illustriert. Exemplarisch wird für zwei Winkel Ψ die Fourier-Transformierte dargestellt und anschließend über die einzelnen Rücktransformationen (blau und rot) summiert (angedeutet durch die Strichpunkt-Linie). Dabei trägt $\underline{Q}_\psi(t)$ zu jedem Punkt in der l-m-Ebene entlang der gestrichelten Linie den gleichen Beitrag bei. Aufgrund der gewichteten Rücktransformation wird diese Methode in der Literatur auch als „Filtered Back Projektion“ beschrieben ([110] S. 102).

Da im Gegensatz zur Computertomographie bei der Apertursynthese jedoch im Raumfrequenzbereich gemessen wird, liegt in radialer Richtung nur eine begrenzte Anzahl von Messwerten vor, was zu den in Abschnitt 4.4.4 erwähnten Aliasing-Effekten führt. Eine Methode zur Unterdrückung von Aliasing ist die radiale Interpolation auf ein feineres Raster. Dies ist auch durch eine Fourier-Interpolation am einfachsten zu implementieren, sie kommt den physikalischen Gegebenheiten darüber hinaus am nächsten. Durch eine Transformation und anschließende Rücktransformation der mit Nullen erweiterten ungewichteten Funktion („Zero-Padding“) lassen sich Zwischenwerte in einem feineren Raster $\Delta\rho_\lambda$ erzeugen.

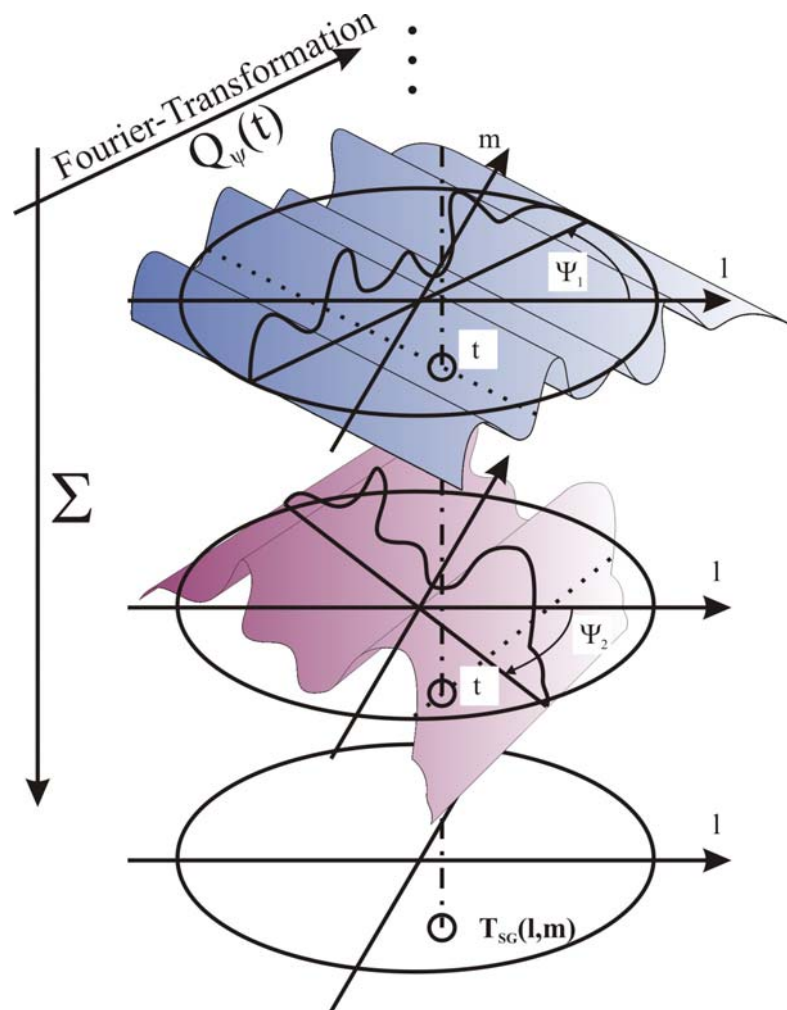


Abbildung 4.26: Veranschaulichung der Separation der Rücktransformation in eine eindimensionale Fourier-Rücktransformation und der Summation über den Winkel.

Da wie oben beschrieben für jede Bildkoordinate l und m ein rücktransformierter Projektionswert $Q_\psi(t)$ von jeder Projektion benötigt wird, ist eine Interpolation von $Q_\psi(t)$ auf die jeweilige entsprechende t -Koordinate nötig. Durch Zero-Padding im Raumfrequenzbereich wird eine sehr feine Unterteilung der t -Koordinate erreicht, wodurch eine einfache und schnelle Nächsten-Nachbar-Interpolation (nearest neighbour) möglich ist. Durch die Implementierung schneller FFT-Algorithmen ist eine um ein Vielfaches verfeinerte Diskretisierung in beiden beschriebenen Transformationsrichtungen möglich. Der Rechenaufwand der „Gefilterten Rücktransformation“ gegenüber der direkten diskreten Fourier-Transformation mit einer Komplexität von $\mathcal{O}(M^2 \cdot I \cdot J)$ soll im Folgenden anlehnend an ([121] S. 116, [122]) abgeschätzt werden. Hierbei wird \mathcal{O} als das Landau-Symbol bezeichnet, das in der Mathematik und Informatik zur Abschätzung des Rechenaufwandes verwendet wird, also ein Maß für die Anzahl der Elementarschritte in Abhängigkeit von der Größe der Eingangsvariablen darstellt. Die Parameter der Abschätzung sind: radiale Anzahl der Abtastpunkte I ; azimuthale Anzahl der Abtastpunkte J ; M ist die Anzahl der Bildpunkte einer Dimension

für eine quadratische Rekonstruktion; K ist der Überabtastungsfaktor durch Zero-Padding bei der FFT-Interpolation und L ist der Überabtastungsfaktor durch Zero-Padding im Frequenzbereich. Damit ergeben sich die Komplexitäten der Einzelschritte zu:

$$\begin{aligned}\mathcal{O}_{\text{FFT-Interpolation}} &= \mathcal{O}(J I \log(I) + J K I \log(K I)) = \mathcal{O}(J K I \log(K I)) \\ \mathcal{O}_{\text{FFT-Rücktransformation}} &= \mathcal{O}(J L K I \log(L K I)) \\ \mathcal{O}_{\text{Summation aller Beiträge}} &= \mathcal{O}(M^2 L K J) \\ \mathcal{O}_{\text{gesamte Rücktransformation}} &= \mathcal{O}(M^2 L K J + J L K I \log(L K I) + J K I \log(K I)) \\ &= \mathcal{O}(M^2 L K J)\end{aligned}$$

Für den Rechenaufwand des ANSAS-Instruments lässt sich eine weitere Abschätzung bezüglich der Überabtastungsfaktoren durchführen. Es werden 79 unabhängige Basislängen in radialer Richtung angenommen. Auch Simulationen dazu erhalten praktikable Werte von $K=2$ und $L=5$. Damit lässt sich der Rechenaufwand auf $\mathcal{O}(M^2 J)$ gegenüber $\mathcal{O}(M^2 I J)$ des Rechenaufwands der direkten Rücktransformation vereinfachen, was bei zunehmender Anzahl von Mittenfrequenzen einen Rechenvorteil bedeutet, insbesondere weil die FFT-Interpolation bei der direkten Rücktransformation auch angewendet werden muss.

Ein weiterer wesentlicher Vorteil für das ANSAS-Instrument bei dieser Vorgehensweise unter Ausnutzung des Fourier-Schnitt-Theorems ist die Möglichkeit der einfachen Berücksichtigung der Unterschiede des Empfangssystems bei verschiedenen Winkelstellungen. Insbesondere werden durch die Drehung der Antennenzeile (vgl. Kapitel 6) die Richtdiagramme der Einzelelemente mitgedreht. Für einen beobachteten Punkt in der Strahlungstemperaturverteilung ergibt sich dadurch bei einem unsymmetrischen Antennendiagramm eine unterschiedliche Gewichtung der Visibility-Werte entlang einer Kreisbahn des Radius ρ_λ . Durch die Rücktransformation mit den gewichteten Schnitten kann nun für jede Winkelstellung ein um den Winkel ψ gedrehtes Antennendiagramm $P_{n\psi}(l,m)$ für die Koordinaten l und m berücksichtigt werden. Mathematisch lässt sich dies durch Umformen der Gleichungen (4.51) bis (4.58) beschreiben:

$$\begin{aligned}T_{SG}(l,m) &= T_s(l,m) \frac{2k\Delta f G}{\Omega_A \sqrt{1-l^2-m^2}} \\ &= \int_0^\pi \frac{1}{P_{n\psi}(l,m)} \left[\int_{-\infty}^\infty \underline{V}(\rho_\lambda, \psi) e^{j2\pi\rho_\lambda t} |\rho_\lambda| d\rho_\lambda \right] d\psi \\ &= \int_0^\pi \frac{Q_\psi(t)}{P_{n\psi}(l,m)} d\psi\end{aligned}\tag{4.59}$$

Somit kann mit einem einfachen Algorithmus die Aufnahmegeometrie des ANSAS-Instruments berücksichtigt werden.

4.6 Radiometrische Auflösung eines Apertursynthese-Radiometers

In Abschnitt 4.2 wurde als Voraussetzung für die Herleitung der Visibility-Funktion eine ideale Korrelation angenommen. In einem realen System ist dies jedoch in zweifacher Hinsicht nicht erfüllt. Zum einen können die Rauschbeiträge in Gleichung (4.9) nicht in jedem Fall als vollständig unabhängig angesehen werden, zum anderen ist eine unendlich lange Integrationszeit, wie sie die Voraussetzung für die ideale Kohärenzfunktion ist, in der Realität nicht möglich. Die Ursache von korrelierten Anteilen der Rauschbeiträge der einzelnen Kanäle eines Apertursynthese-Radiometers, nach Abbildung 4.27, ergibt sich hauptsächlich durch das thermische Rauschen \underline{n}_{LO} des Mischoszillators, welches beim Heterodyn-Prinzip kohärent für alle Zweige mit eingeht. Eine Ausnahme hiervon bildet ein System mit verteilten Oszillatoren, die über eine Phasenregelschleife synchronisiert werden. Da aber das ANSAS-Instrument nur einen gemeinsamen Oszillator besitzt, wird anhand der in Abbildung 4.27 verwendeten Nomenklatur die Auswirkung auf die Visibility-Funktion durch kohärentes vom Mischoszillator und Empfängerzweig erzeugtes Rauschen untersucht. Die Eingangssignale des Korrelators sind für diese Betrachtung dann aus drei Komponenten zusammengesetzt: nämlich aus dem Nutzsignal, welches über die Antenne empfangen wird sowie aus den beiden Störsignalen, die durch die Empfänger und den Mischoszillator verursacht werden. Die Kohärenzfunktion am Korrelatorausgang ist nach Gleichung (4.7) gegeben durch:

$$R_{AB}(0) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \left(\underline{u}_A(t) + \underline{n}_A(t) + \underline{n}_{ALO}(t) \right) \left(\underline{u}_B(t) + \underline{n}_B(t) + \underline{n}_{BLO}(t) \right)^* dt \quad (4.60)$$

Die jeweiligen Mischprodukte aus Nutzsignalanteilen und Eigenrauschanteilen sowie Mischoszillatorrauschanteilen, welche bei der Ausmultiplikation entstehen würden, ergeben bei unendlicher Integration keinen störenden Beitrag zum Korrelationswert, da auch sie als statistisch unabhängig betrachtet werden können.

Auch die beiden Störsignale durch das Empfängerrauschen $\underline{n}_{A/B}$ können als statistisch unabhängig betrachtet werden, da sie an unterschiedlichen Orten entstehen. Der Einfluss bei unendlich langer Integrationszeit ist vernachlässigbar. Dagegen ergibt der Rauschanteil des Mischoszillators einen Gleichanteil, weil der Entstehungsort derselbe ist und damit die Signale statistisch voneinander abhängig sind. Die Rauschbeiträge \underline{n}_{ALO} und \underline{n}_{BLO} sind dabei jedoch mit unterschiedlichen Übertragungsfunktionen gewichtet. Damit folgt aus Gleichung (4.60):

$$R_{AB}(0) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \underline{u}_A(t) \underline{u}_B^*(t) dt + \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \underline{n}_{A\text{LO}}(t) \underline{n}_{B\text{LO}}^*(t) dt \quad (4.61)$$

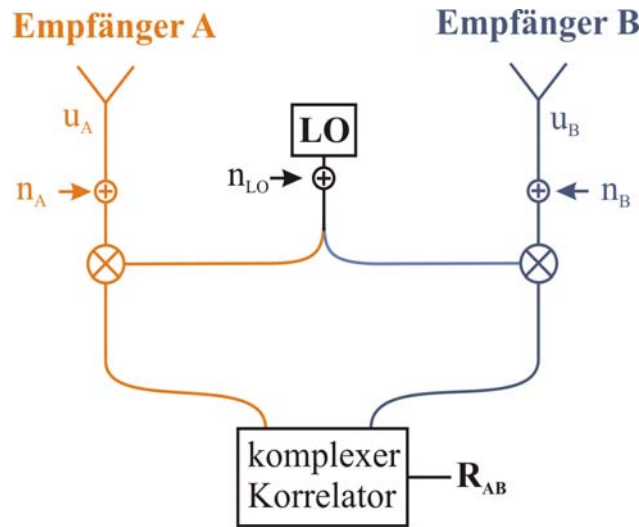


Abbildung 4.27: Prinzipschaltbild zur Beschreibung des thermisch verursachten Mischoszillatorrauschens und dessen Eintrag in die Empfangskanäle.

Im Folgenden soll nun aber der Einfluss der endlichen Integrationszeit untersucht werden. Die Spannungsspektren der beiden Kanäle werden im Korrelator miteinander multipliziert. Obwohl die Nutzsignalspannungen und die Rauschspannungen des Mischoszillators und des Empfängers statistisch unabhängig sind, so ergeben sich doch kurzzeitige Übereinstimmungen. Diese führen zu einer Abweichung vom erwarteten Korrelationswert, der durch die Korrelation der zwei Nutzsignalanteile u_A und u_B gegeben ist, sowie vom ungewollten konstanten Offset durch das Mischoszillatorrauschen der als zweiter Summand in Gleichung (4.61) gegeben ist. Diese kurzzeitigen Abweichungen ergeben im Mittel zwar Null, weshalb sie bei unendlicher Integrationszeit nicht berücksichtigt werden müssen. Bei endlicher Integrationszeit jedoch ist die maximale Frequenz dieser Abweichungen durch einen Tiefpassfilter mit äquivalenter Integrationszeit, die bei einem Tiefpass mit rechteckförmigem Frequenzspektrum zu $\tau \approx \frac{1}{2}f_{\text{TP}}$ berechnet wird, beschränkt. Ein Maß für diese Abweichung lässt sich aus der Autokorrelationsfunktion $R_{aa}(\tau)$ des Korrelatorausgangssignals ermitteln:

$$R_{aa}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \left(\underline{u}_A(t) + \underline{n}_A(t) + \underline{n}_{A\text{LO}}(t) \right) \left(\underline{u}_B(t) + \underline{n}_B(t) + \underline{n}_{B\text{LO}}(t) \right) \left(\underline{u}_A(t-\tau) + \underline{n}_A(t-\tau) + \underline{n}_{A\text{LO}}(t-\tau) \right) \left(\underline{u}_B(t-\tau) + \underline{n}_B(t-\tau) + \underline{n}_{B\text{LO}}(t-\tau) \right) dt \quad (4.62)$$

Die Berechnung dieses Ausdrucks kann mit der in [27] S. 107 vorgestellten Vereinfachung für normalverteilte Variablen berechnet werden. Der Mittelwert des Produkts $a \cdot b \cdot c \cdot d$ vereinfacht sich zu:

$$\overline{a b c d} = \overline{a} \overline{b} \overline{c} \overline{d} + \overline{a c} \overline{b d} + \overline{a d} \overline{b c} \quad (4.63)$$

Die Ausmultiplikation der Terme ist durch die Vielzahl an Summanden ein langer Ausdruck, der bereits für die Betrachtung ohne thermischen Rauschanteil des Mischoszillators in ([65], [3] S. 104, [91] S. 279) hergeleitet wurde. In Anhang 9.3 wird die Messunsicherheit in den Visibility-Werten für die Einseitenbandverarbeitung berechnet. Das Ergebnis lautet:

$$\delta V_{R/I}(u_\lambda, v_\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\Delta f\tau}} \left[(T_A + T_E)^2 + V_{R/I}^2(u_\lambda, v_\lambda) - V_{I/R}^2(u_\lambda, v_\lambda) + 2 T_E T_{LO} + 2 T_A T_{LO} + 2 T_{LO}^2 + V_{R/I}(u_\lambda, v_\lambda) T_{LO} \right]^{1/2} \quad (4.64)$$

Zur Abschätzung der Einflüsse der Mischoszillatorbeiträge auf die Unsicherheit der Messung der Visibility-Werte werden nun folgende Rauschtemperaturen $T = T_A = T_E = 10 T_{LO}$ angenommen, was in etwa den ANSAS-Gegebenheiten entspricht. Damit ergibt Gleichung (4.64):

$$\delta V_{R/I}(u_\lambda, v_\lambda) = \frac{\sqrt{4,4 T^2 + V_{R/I}^2(u_\lambda, v_\lambda) - V_{I/R}^2(u_\lambda, v_\lambda) + V_{R/I}(u_\lambda, v_\lambda) T}}{\sqrt{2\Delta f\tau}} \quad (4.65)$$

was etwa einen Faktor im Nennerterm von 4,4, abhängig von $V_{R/I}$ ergibt. Im Vergleich zu einem Faktor 4 ohne Mischoszillatorrauschen entspricht dies ein um etwa 10 % höheren Anteil des Systemrauschens. Wird also wie hier die Rauschtemperatur des Mischoszillators als vergleichsweise gering gegenüber der Systemrauschtemperatur angenommen, so kann auch der in ([65], [3] S. 104, [91] S. 279) berechnete Ausdruck verwendet werden:

$$\delta V_{R/I}(u_\lambda, v_\lambda) = \frac{\sqrt{(T_A + T_E)^2 + V_{R/I}^2(u_\lambda, v_\lambda) - V_{I/R}^2(u_\lambda, v_\lambda)}}{\sqrt{2\Delta f\tau}} \quad (4.66)$$

Es ist jedoch meist von größerem Interesse, wie sich diese Messunsicherheit tatsächlich auf das rekonstruierte Bild auswirkt, hier besonders bei dem Abtastraster in Polarkoordinaten. Ausgehend von Gleichung (4.39) wird anlehnend an [91] und [123] zusätzlich eine Gewichtungsfunktion W zur Unterdrückung der Nebenkeulen, wie in Abschnitt 4.4.3 beschrieben, eingeführt und die gemessene Visibility-Funktion \underline{V}_F als fehlerbehaftet beschrieben:

$$\underline{V}_F(u_\lambda, v_\lambda) = \underline{V}(u_\lambda, v_\lambda) + \delta V_R(u_\lambda, v_\lambda) + j\delta V_I(u_\lambda, v_\lambda) \quad (4.67)$$

Somit ergibt sich die gewichtete, mit Fehlern behaftete Strahlungstemperatur zu:

$$\begin{aligned}
T_{\text{SF}}(l, m) &= \frac{P(l, m)}{\Omega_A \sqrt{1-l^2-m^2}} \\
&= \sum_a \sum_b W(\rho_{\lambda_a}, \psi_b) \underline{V}_F(\rho_{\lambda_a}, \psi_b) e^{j2\pi\rho_{\lambda_a}(l\cos\psi_b+m\sin\psi_b)} a(\Delta\rho_\lambda)^2 \Delta\psi
\end{aligned} \tag{4.68}$$

Als Abschätzung des Fehlers wird eine nahezu konstante Szene angenommen. Damit ist der die Visibility-Funktion beherrschende Anteil im zentralen Bereich der u-v-Ebene zu erwarten, wodurch in Gleichung (4.66) die Terme $V_{R/I}^2$ für die meisten Visibility-Werte gegenüber $(T_A+T_E)^2$ klein ist. Somit kann die Fehlerfunktion als eine Dirac-Funktion im Ursprung angenähert werden. Dies wäre z.B. für eine Punktquelle nicht möglich. Damit lässt sich Gleichung (4.66) vereinfachen zu:

$$\delta V_{R/I}(u_\lambda, v_\lambda) = \delta V_{R/I}(\rho_\lambda, \psi) \approx \frac{(T_A + T_R)}{\sqrt{2\Delta f\tau}} \tag{4.69}$$

Die radiometrische Empfindlichkeit entspricht der Standardabweichung σ , also der Wurzel der Varianz VAR der rekonstruierten, fehlerbehafteten Temperaturverteilung T_{SF} und kann geschrieben werden als:

$$\begin{aligned}
\sigma(l, m) &= \sqrt{\text{VAR}(T_{\text{SF}}(l, m))} \\
&= \sqrt{\text{VAR}\left(\underbrace{\sum_a \sum_b W(\rho_{\lambda_a}, \psi_b) e^{j2\pi\rho_{\lambda_a}(l\cos\psi_b+m\sin\psi_b)} a(\Delta\rho_\lambda)^2 \Delta\psi}_{\text{K}} \underline{V}_F(\rho_{\lambda_a}, \psi_b)\right)} \tag{4.70}
\end{aligned}$$

Gleichung (4.70) lässt sich mit Hilfe der Rechenregeln der Stochastik mit den Konstanten $K_{1/2}$ in folgende Form überführen:

$$\begin{aligned}
\text{VAR}(T_{\text{SF}}(l, m)) &= \\
&= \sum_a \sum_b K^2 \text{VAR}(\underline{V}_F(\rho_{\lambda_a}, \psi_b)) \\
&\quad + 2 \sum_{a1} \sum_{b1} \sum_{a2} \sum_{b2} K_1 K_2 \text{COV}(\underline{V}_F(\rho_{\lambda_{a1}}, \psi_{b2}) \underline{V}_F(\rho_{\lambda_{a2}}, \psi_{b1}))
\end{aligned} \tag{4.71}$$

In ([91] S. 283) wurde die Kovarianz COV zweier Visibility-Werte berechnet zu:

$$\text{COV}(\underline{V}_1 \underline{V}_2) = \underline{V}_1 \underline{V}_2^* + \frac{\underline{V}_{12} \underline{V}_{21}^*}{\Delta f\tau} \tag{4.72}$$

wobei \underline{V}_{12} \underline{V}_{21} die Korrelationswerte der in den Visibility-Werten \underline{V}_1 und \underline{V}_2 nicht korrelierten Antennen darstellen. Da jedoch das Produkt aus Bandbreite und Integrationszeit meist groß ist (z.B. $20 \text{ MHz} \cdot 1 \text{ s} = 2 \cdot 10^6$), kann der zweite Term in Gleichung (4.72) vernachlässigt werden. Wird nun, wie oben beschrieben, eine nahezu konstante Temperaturverteilung angenommen, was einer Dirac-Funktion des Raumfrequenzspektrums bei $u_\lambda = v_\lambda = 0$ entspricht, so reduziert sich der zweite Teil in

Gleichung (4.71) auf einen Wert. Durch die Gewichtung mit dem Flächenelement $\pi\Delta\rho^2/4$ ist somit der gesamt zweite Summand vernachlässigbar und es folgt:

$$\begin{aligned}
\Delta T_{SG}(l, m) &= \sqrt{\text{VAR}(T_{SF})} \\
&\approx \sqrt{\sum_a \sum_b K^2 \text{VAR}(\underline{V}_F(\rho_{\lambda a}, \Psi_b))} \\
&= \sqrt{\sum_a \sum_b (W(a\Delta\rho_\lambda, b\Delta\Psi))^2 (a(\Delta\rho_\lambda)^2 \Delta\Psi)^2} \sqrt{\text{VAR}(\underline{V}_F(\rho_{\lambda a}, \Psi_b))} \quad (4.73) \\
&\approx \sqrt{\sum_a \sum_b (W(a\Delta\rho_\lambda, b\Delta\Psi))^2 (a(\Delta\rho_\lambda)^2 \Delta\Psi)^2} \frac{(T_A + T_E)}{\sqrt{2\Delta ft}}
\end{aligned}$$

mit der Vereinfachung aus Gleichung (4.69). Die Gewichtungsfunktion W zur Unterdrückung der Nebenkeulen wird als rotationssymmetrisch angenommen, so dass sich die Abweichung für ein Raster mit N_ψ Winkelschritten zu:

$$\Delta T_{SG}(l, m) \approx \frac{(T_A + T_E)}{\sqrt{2\Delta ft}} \sqrt{\sum_a \left(W(a\Delta\rho_\lambda) a(\Delta\rho_\lambda)^2 \frac{\pi}{N_\psi} \right)^2} \quad (4.74)$$

berechnet. Hierbei ist $2a\pi(\Delta\rho_\lambda)^2$ die Fläche s_a des a -ten Rings. Die Abweichung bei der Strahlungstemperatur lässt sich mit Gleichung (4.59) sowie der effektiven Antennenwirkfläche des Einzelements A_e durch die Beziehung in Gleichung (2.9) beschreiben:

$$\begin{aligned}
\Delta T_S(l, m) &= \Delta T_{SG}(l, m) \frac{\Omega_A \sqrt{1-l^2-m^2}}{P(l, m)} \\
&= \frac{\lambda_0^2 (T_A + T_E) \sqrt{1-l^2-m^2}}{A_e P(l, m) \sqrt{2\Delta ft} N_\psi} \sqrt{\sum_a \left(W(a\Delta\rho_\lambda) \frac{s_a}{2} \right)^2} \quad (4.75)
\end{aligned}$$

Aus Gleichung (4.75) ist der Zusammenhang zwischen Gewichtungsfunktion und der radiometrischen Auflösung ersichtlich. Werden die Visibility-Werte nun konstant mit eins gewichtet, so ergibt der Wurzelterm der Gewichtung eine Aufsummierung der Ringe und somit die Fläche der synthetischen Apertur A_{syn} :

$$\begin{aligned}
\sqrt{\sum_a \left(\frac{s_a}{2} \right)^2} &= \sqrt{\sum_a \left(a\pi(\Delta\rho_\lambda)^2 \right)^2} = \sqrt{\pi^2 (\Delta\rho_\lambda)^4 \frac{(2N_p^3 + 3N_p^2 + N_p)}{6}} \\
&\approx \sqrt{\frac{1}{3N_p} \pi^2 (\Delta\rho_\lambda)^4 (N_p^4)} = \sqrt{\frac{1}{3N_p} \frac{A_{syn}}{\lambda_0^2}} \quad (4.76)
\end{aligned}$$

Bei einer Hamming- oder Hanning-Filterung führt dies, unter Annahme der Näherung der Filterfunktion durch den Filterkoeffizienten $0,5 \approx 0,54 \approx 0,46$, auf eine verringerte Fläche der synthetischen Apertur:

$$\sqrt{\sum_a \left(\frac{1}{2} \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi a}{N_p} \right) \right) \cdot \frac{s_a}{2} \right)^2} = \sqrt{\sum_a \left[\left(\cos^2 \left(\frac{\pi a}{N_p} \right) \right) \cdot \frac{s_a}{2} \right]^2} \approx \sqrt{\frac{3}{16 N_p}} \frac{A_{\text{syn}}}{\lambda_0^2} \quad (4.77)$$

Für die konstant-gefilterte oder ungefilterte Funktion ergibt sich:

$$\Delta T_s(l, m) = \frac{(T_A + T_E) \sqrt{1-l^2-m^2}}{P(l, m) \sqrt{2\Delta f\tau}} \frac{1}{\sqrt{N_p} 3N_\psi} \frac{A_{\text{syn}}}{A_e} \quad (4.78)$$

Wird eine auf eine Hemisphäre beschränkte omnidirektionale Antenne angenommen, so folgt aus Gleichung (4.78), dass sich durch den Wurzelterm der Koordinaten l und m die radiometrische Auflösung zum Hemisphärenrand hin verbessert. In den meisten Apertursynthese-Instrumenten wird eine Antennencharakteristik verwendet, die die rückwärtigen Antennenkeulen unterdrückt, und damit auch einen Abfall zum Hemisphärenrand bewirkt. Dieser Faktor des Antennendiagramms bewirkt eine Verschlechterung der radiometrischen Auflösung zum Rand hin, wie dies simulativ in [3] gezeigt wurde.

Die Auswirkungen durch eine Filterung der Visibility-Werte mit einem Hanning- oder Hamming-Fenster, die zwar nach Gleichung (4.77) eine Verbesserung der radiometrischen Auflösung ergeben, erzeugen jedoch negative Auswirkungen auf die räumliche Auflösung. Die Erhöhung der Empfindlichkeit kann anschaulich durch die erhöhte Verweildauer während der Messung auf einem Bildpunkt und die dadurch geringere räumliche Auflösung erklärt werden. In [126] wird das Produkt aus radiometrischer Auflösung und räumlicher Auflösung für ein hexagonales Apertursynthese-Radiometer in Anlehnung an die Betrachtungen in ([6] S. 427) zur Bewertung eines radiometrischen Bildes mit einem Total-Power-Radiometer beschrieben. Für die polare Geometrie ist das Ergebnis ähnlich zu dem in [126] erzielten Zusammenhang. Diese Unschärfebeziehung im polaren Raster ergibt sich mit der maximalen unnormierten Ausdehnung ρ_{max} [m] der Antennenanordnung zu:

$$\begin{aligned} \Delta T_s \Delta\Theta &= \frac{\Omega_{\text{Ant}} \sqrt{1-l^2-m^2} (T_A + T_E)}{P(l, m) \sqrt{2\Delta f\tau}} \frac{\lambda_0}{\sqrt{2} \rho_{\text{max}}} \frac{1}{\sqrt{1-l^2-m^2}} \\ &= \frac{\Omega_{\text{Ant}} (T_A + T_E)}{P(l, m) \sqrt{2\Delta f\tau}} \frac{1}{\sqrt{2} \rho_{\lambda \text{max}}} \end{aligned} \quad (4.79)$$

Die Messunschärfe nach Gleichung (4.79) ist konstant über die gesamte Messebene nur von den Empfängereigenschaften und den Einzelantennendiagrammen sowie der normierten maximalen Ausdehnung der Antennenanordnung abhängig. Dies erscheint plausibel, da eine schlechtere räumliche Auflösung aufgrund der höheren punktuellen Verweildauer eine bessere radiometrische Auflösung ergibt.

Die bisher beschriebene Messunschärfe in der räumlichen und radiometrischen Messung wurde unter der Voraussetzung eines idealen Systems bestimmter Bandbreite

gemacht. Im Folgenden soll nun der Einfluss von nicht idealen Bauteilen, wie Antennen, Übertragungskomponenten und Korrelatoren, sowie der nicht exakten Anordnung der Antennen untersucht werden.

4.7 Digitales Korrelationsprinzip

Das wichtigste Modul eines Apertursynthese-Radiometers ist der Korrelator. Wie zu Beginn von Kapitel 4 beschrieben, hat der Korrelator die Aufgabe, die beiden Eingangssignale miteinander zu multiplizieren und den zeitlichen Mittelwert des Produkts zu bilden. Für ein Apertursynthese-Instrument müssen alle Eingangssignale paarweise miteinander multipliziert werden. Dies ergibt beim ANSAS-Instrument mit einer Anzahl von $n = 15$ Empfängern eine Korrelatorenanzahl N_{Korr} von:

$$N_{\text{Korr}} = \frac{n(n-1)}{2} = 105 \quad (4.80)$$

Zu Kontrollzwecken werden noch die Autokorrelationswerte berücksichtigt, so dass 120 Korrelatoren zu implementieren sind. Dies bedeutet bei einem analogen Aufbau einen enormen Schaltungsaufwand, bei dem insbesondere die Verteilung des Signals auf die einzelnen Korrelatoren eine große Herausforderung bedeutet. Im Detail werden für eine solche Verkabelung bis zu 420 Kabel sowie 30 Leistungsteiler mit einem Eingang und 14 Ausgängen benötigt. Ein großes Problem bei analogen Bauteilen sind physikalisch bedingte Schwankungen in der Übertragungsfunktion. Um diesen hohen Schaltungsaufwand an analogen Bauteilen und die damit verbundenen Problemen zu umgehen, wird hier ein digitales Schaltungsprinzip angewendet.

Wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, wird zur fehlerfreien und eindeutigen Bildrekonstruktion die Messung der komplexen Visibility-Funktion, d.h. in Amplitude und Phase, vorausgesetzt. Da das empfangene Signal nach der Antenne jedoch nur als reelles Zeitsignal zur Verfügung steht, muss der Imaginärteil des Signals erzeugt werden, um ein sogenanntes analytisches Signal zu erhalten. In der Signaltheorie kann unter der Voraussetzung eines kausalen Signals, was bei allen reellen Signalen gegeben ist, die Erzeugung durch die Hilbert-Transformation hergestellt werden ([39] S. 805). Dies lässt sich auch aus Gleichung (4.8) ableiten:

$$\begin{aligned} \underline{R}_{AB}(\tau) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \underline{u}_A(t) (\underline{u}_B(t-\tau))^* \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T |u_A(t)| |u_B(t-\tau)| \cos(\varphi_A - \varphi_B) \\ &\quad + j \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T |u_A(t)| |u_B(t-\tau)| \sin(\varphi_A - \varphi_B) \\ &= \text{Re}\{\underline{R}_{AB}(\tau)\} + j \text{Im}\{\underline{R}_{AB}(\tau)\} \end{aligned} \quad (4.81)$$

Die Hilbert-Transformation ist eine akausale Transformation, die in der Realität als kausales Filter nachgebildet werden kann, jedoch aufgrund des Grenzübergangs nie exakt hergestellt werden kann ([93] S. 214). Die mathematische Übertragungsfunktion des Filters im Frequenzbereich lautet:

$$H_F(f) = \begin{cases} -j & , f > 0 \\ 0 & , f = 0 \\ j & , f < 0 \end{cases} \quad (4.82)$$

was im Zeitbereich die folgende Form hat:

$$h_F(t) = \begin{cases} \frac{1}{\pi t} & , t \neq 0 \\ 0 & , t = 0 \end{cases} \quad (4.83)$$

Dies entspricht einer Phasenverschiebung des reellen Signals um $\pi/2$. Die komplexe Visibility-Funktion wird durch die Multiplikation der reellen Funktion des Kanals A mit der reellen Funktion des Kanals B für den Realteil Re und durch Multiplikation der reellen Funktion des Kanals A mit dem um $\pi/2$ phasenverschobenen Signal B für den Imaginärteil Im erzielt. Der Schaltungsaufbau für die praktische Erzeugung der komplexen Visibility-Funktion ist in Abbildung 4.28 gezeigt.

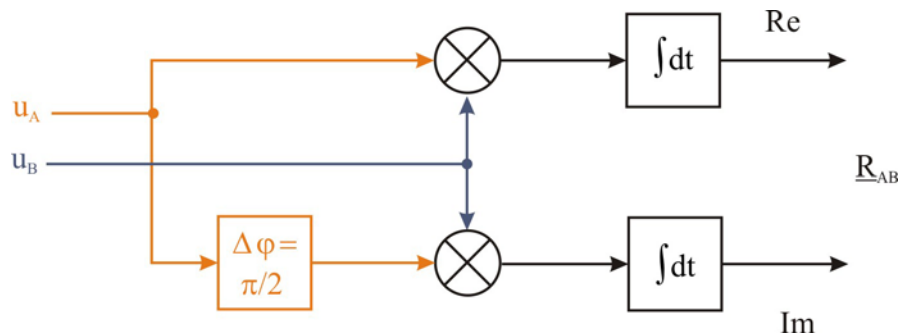


Abbildung 4.28: Schaltbild zur praktischen Realisierung eines komplexen Korrelators.

Die schaltungstechnische Umsetzung der Phasenverschiebung lässt sich im analogen Fall am einfachsten durch einen Inphase-Quadratur (IQ)-Demodulator erzeugen. Aufgrund des breitbandigen Aufbaus im Hochfrequenzmodul des ANSAS-Instruments ist die Hauptverstärkung im Zwischenfrequenzbereich erforderlich. Somit ist eine IQ-Demodulation durch einen Mischer nicht möglich, weil damit die Übertragungsfunktion der beiden Pfade zu unterschiedlich wäre und ein großer Fehler in den Visibility-Werten erzeugt würde. Hingegen ist eine Lösung mit einem 90° -Hybrid in den Signalwegen zwar mit einem größeren Fehler in der Phase des Hybrids gegenüber einem Hybrid im Mischoszillatorzweig beaufschlagt, dafür können aber die Signale des Hybridausgangs direkt dem Korrelator zugeführt werden. Dieses Verfahren resultiert in einem geringeren Schaltungsaufwand sowie einem genaueren Ergebnis. Eine weitere Lösung, welche ohne analogen Schaltungsaufwand erzielt werden kann, ist die Implementierung

der Hilbert-Transformation in einer digitalen Schaltung. Die Vorteile einer digitalen Implementierung sind:

- Geringe Empfindlichkeit gegenüber Bandbreitentoleranzen und hohe Reproduzierbarkeit, da digitale Schaltungen kaum durch Alterung, Fertigungstoleranzen sowie Temperaturschwankungen beeinflusst werden.
- Integrierbarkeit: Schaltungen lassen sich z.B. vollständig auf einem EPLD (Erasable Programmable Logic Device) speichern.
- Flexibilität und Genauigkeit, da sich das Filter auf einem EPLD beliebig verändern und anpassen lässt und die Genauigkeit nur von der Wortlänge und der Diskretisierung der Filterkoeffizienten abhängt (vgl. Kapitel 4.7.1).

Beide Lösungen des Hilbert-Transformators, die digitale und die analoge, wurden beim ANSAS-System implementiert und angewendet. Im Weiteren werden aber nur der Gesamtaufbau des Korrelators sowie die Umsetzung des 90° -Filters in eine digitale Schaltung und die dadurch bedingten Fehler näher betrachtet.

4.7.1 Digitale Korrelatorschaltung

Im digitalen Korrelator soll die Funktion der idealen Korrelation nach Gleichung (4.81) umgesetzt werden. Allgemein gibt es zwei verschiedene Möglichkeiten einer Implementierung: zum einen kann das Signal zuerst abgetastet und danach quantisiert werden oder, wie in dieser Arbeit und den beiden für diese Arbeit relevanten Voruntersuchungen in [125] und [124] verwirklicht, zuerst quantisiert und anschließend mit der Frequenz f_A abgetastet werden. Theoretisch gibt es keinen Unterschied im Ergebnis, jedoch ist die reale Umsetzung der Reihenfolge, zuerst Quantisierung und anschließende Abtastung, mit geringerem Aufwand möglich. Die Schaltung dazu ist in Abbildung 4.29 in einem Blockschaltbild gezeigt.

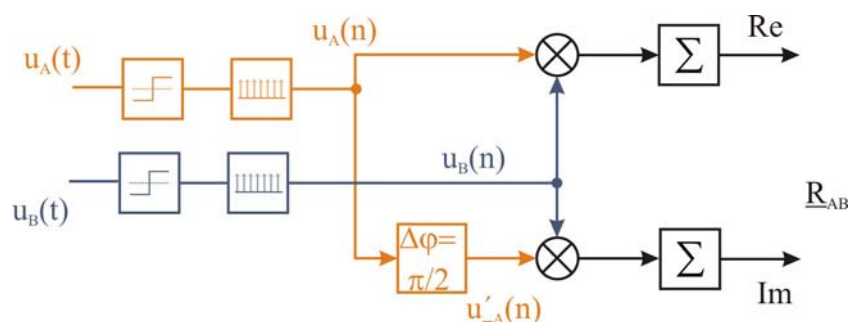


Abbildung 4.29: Prinzipschaltbild des komplexen digitalen Korrelators.

Die Umsetzung der Multiplikations- und Integrationsschaltung in einen digitalen Schaltungsentwurf, kann bei einer 1-bit-Quantisierung, also 2-Wertigkeit, mit einem „XNOR-Gatter“ umgesetzt werden. Die Korrelation entspricht dabei einem Vergleich der beiden Eingangssignale auf deren Ähnlichkeit. Im digitalen Fall entspricht dies

einem Vergleich der Wertigkeit zum Abtastzeitpunkt. Durch die Quantisierung ergeben sich zwei Zustände, '0' oder „LOW“ für einen negativen analogen Signalwert und '1' oder „HIGH“ für einen positiven analogen Signalwert. Die Logiktablette für ein XNOR-Gatter, welches im Fall des gleichen Zustandes der beiden Eingangskanäle eine '1' erzeugt, ist in Tabelle 4.3 gezeigt.

Tabelle 4.3: Logiktablette eines XNOR-Gatters.

Eingang 1	Eingang 2	Ausgang
0	0	1
0	1	0
1	0	0
1	1	1

Das Ausgangssignal des XNOR-Gatters wird dann einem Summierer zugeführt, der die Anzahl der „HIGH“-Zustände aufsummiert und das Ergebnis abspeichert. Durch anschließende Division mit der Anzahl N an aufgenommenen Abtastpunkten wird dann eine Mittelwertbildung erzielt. Die Integrationszeit τ ergibt sich damit zu $\tau = N / f_A$.

Die durch die extrem reduzierte Quantisierung auf 1-bit bedingten Fehlereinflüsse in der Multiplikation und deren Beseitigung werden in Kapitel 5.3 behandelt. Im Falle eines analogen 90°-Hybrids befindet sich der Phasenschieber vor der Digitalisierung und es müssen somit minimal drei Eingänge u_A , u_B und u'_A quantisiert und abgetastet werden. Im folgenden Abschnitt wird nun die primär beim ANSAS-Instrument verwendete digitale Filterimplementierung untersucht.

4.7.2 Implementierung der Hilbert-Transformation als digitales Filter

Die Umsetzung eines komplexen Korrelators in digitaler Form erfordert die Umsetzung des Hilbert-Transformators in eine digitale Schaltung. Hierfür müssen die Übertragungsfunktion des Filters bestimmt und daraus die Filterkoeffizienten abgeleitet werden. Grundsätzlich teilen sich die digitalen Filterentwurfsarten in zwei Verfahren auf: Filter mit endlicher und solche mit nicht endlicher Impulsantwort. Die „Infinite Impulse Response“- oder IIR-Filter mit unendlicher Impulsantwort sind in Anlehnung an analoge Filter aufgebaut. Sie besitzen eine hohe Effizienz bezogen auf die Filterordnung, können allerdings instabil sein. Beim ANSAS-System wurde das beim DLR entwickelte „Finite Impulse Response“- oder FIR-Filter verwendet [124].

Das FIR-Filter hat gegenüber dem IIR-Filter den Vorteil, dass es eine lineare Phase und eine konstante Gruppenlaufzeit aufweist sowie absolut stabil ist und eine relativ

einfache Entwicklung ermöglicht. Außerdem sind FIR-Filter toleranter gegenüber Quantisierungseffekten als IIR-Filter. Als Realisierung des Filters wird eine sogenannte transponierte Filterstruktur gewählt, welche einen reaktiv einfachen Aufbau und eine schnelle Verarbeitung der Signale gewährleistet. Dies ist insbesondere für hohe Abstraten und damit verbundene hohe Eingangsbandbreiten von Bedeutung. Wie bereits in Abschnitt 4.7 erwähnt, wird die Hilbert-Transformation in einem kausales Filter abgebildet, welches demzufolge nur Nullstellen und keine Pole besitzt ([39] S. 377). Die transponierte Struktur ist in Abbildung 4.30 für M Nullstellen dargestellt. Die Filterkoeffizienten b_x sind die Gewichtungen der zeitverzögerten Signale, welche bei jeder Additionsstelle um ein Abtastintervall z^{-1} verzögert werden, mit z als Variable der z -Transformation ([39] S. 179).

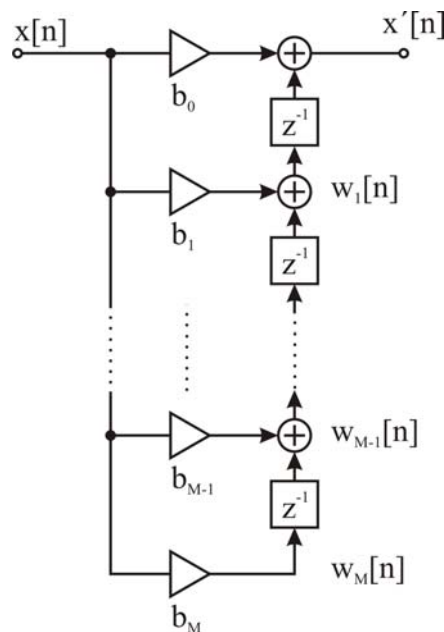


Abbildung 4.30: FIR-Filter der Ordnung M in transponierter Struktur.

Die Filterkoeffizienten können über verschiedene Verfahren berechnet werden: a) mit der Fenstermethode und unterschiedlichen Fensterarten (Rechteck, Bartlett, Blackman oder Hanning) ([39] S. 534), b) mit dem Frequenzabtastverfahren und der direkten Approximation im z -Bereich, z.B. nach der Methode von Parks Mc Clellan oder c) mit dem Remez-Austauschalgorithmus ([39] S. 577). Bei der Frequenzabtastung wird die gewünschte Übertragungsfunktion abgetastet und anhand dieser Stützwerte gewinnt man mit Hilfe der inversen digitalen Fourier-Transformation (IDFT) die Einheitsimpulsantwort und damit die Koeffizienten des digitalen Filters.

Das in dieser Arbeit vorgestellte Filter wird nach der Fenstermethode mit einer rechteckigen Fensterfunktion entwickelt. Diese Methode beruht auf der Berechnung der Impulsantwort für die gewünschte Übertragungsfunktion. Da die Übertragungsfunktion im Allgemeinen nur stückweise konstant ist bzw. Unstetigkeiten an den Bereichsgrenzen der abschnittsweise definierten Funktionen existieren, ist die Impulsantwort im

Allgemeinen nicht kausal und unendlich lang. Die digitale Realisierung in einem kausalen FIR-Filter erfordert daher eine Approximation durch ein Begrenzen der Impulsantwort. Den Zusammenhang zwischen der Übertragungsfunktion und der Impulsantwortfolge h_{dH} stellt die z -Transformation ([39] S. 179) dar, welche folgendermaßen definiert ist:

$$H_F(e^{j\omega_n}) = H_F(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} h_{dF}[n]e^{-j\omega_n n} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} h_{dF}[n]z^{-n} \quad (4.84)$$

Die Kreisfrequenz ω_n

$$\omega_n = 2\pi \frac{f_n}{f_A} \quad \text{mit} \quad -\frac{f_A}{2} \leq f_n \leq \frac{f_A}{2} \quad (4.85)$$

ist dabei auf die Abtastfrequenz f_A , welche der Kehrwert der Abtastperiode ist, normiert. Sie ist deshalb nur im Bereich $[-\pi, \pi]$ eindeutig definiert, außerhalb jedoch periodisch fortsetzbar. Die Variable n ist die Laufvariable der Zeitfunktion. Die Rücktransformation einer auf das Konvergenzgebiet innerhalb des Einheitskreises beschränkten Übertragungsfunktion, was bei der Hilbert-Funktion gegeben ist, ergibt die Impulsantwort ([39] S. 218):

$$h_{dF}[n] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} H_F(e^{j\omega_n}) e^{j\omega_n n} d\omega_n \quad (4.86)$$

Die Beschränkung der Impulsantwort auf eine endliche Länge entspricht einer Faltung im Frequenzbereich mit einer Fensterfunktion, wodurch das sogenannte Gibbs'sche Phänomen auftritt. Zur Unterdrückung der vom Gibbs'schen Phänomen verursachten Überschwinger können verschiedene der oben angesprochenen Fensterfunktionen verwendet werden. Jedoch ist dafür eine ausreichend genaue Quantisierung der Filterkoeffizienten nötig (größer 6-bit), was im hier vorgestellten Filter nicht der Fall ist. Daher wird hier eine Fensterung mit einem Rechteckfilter verwendet, also eine Begrenzung der Koeffizienten auf eine maximale Anzahl mit gleichförmiger Gewichtung.

Das Eingangssignal am Korrelator ist ein bandbegrenztetes Signal und kann somit mit einer Abtastfrequenz f_A , welche nach dem Nyquist-Kriterium mindestens der doppelten im Signal maximal vorhandenen Frequenz f_{\max} entspricht, ohne Informationsverlust abgetastet werden:

$$\frac{1}{n} = f_A \geq 2f_{\max} \quad (4.87)$$

Aufgrund der Bandbegrenzung auf die maximale Frequenz f_{\max} kann die Übertragungsfunktion des Hilbert-Transformations-Filters mit der rect -Funktion der Breite π , was einer Rechteckfunktion entspricht, mathematisch im Frequenz- und Zeitbereich beschrieben werden ([43] S. 232):

$$H_F(e^{j\omega_n}) = j \operatorname{rect}_\pi\left(\omega_n - \frac{\pi}{2}\right) - j \operatorname{rect}_\pi\left(\omega_n + \frac{\pi}{2}\right) \quad (4.88)$$

$$h_{dF}(n) = \frac{2 \sin^2(\pi n/2)}{\pi n}$$

Die Graphische Darstellung in Abbildung 4.31 zeigt den Zusammenhang zwischen Übertragungsfunktion und ihrer Impulsantwort. Die Impulsantwort ist in den Abständen der Abtastintervalle markiert, wobei ebenfalls der kontinuierliche Verlauf der Fourier-Transformierten angedeutet ist. Die Übertragungsfunktion wurde zwischen $-\pi$ bis π dargestellt, welche die Eindeutigkeitsgrenzen der Kreisfrequenz ω_n sind.

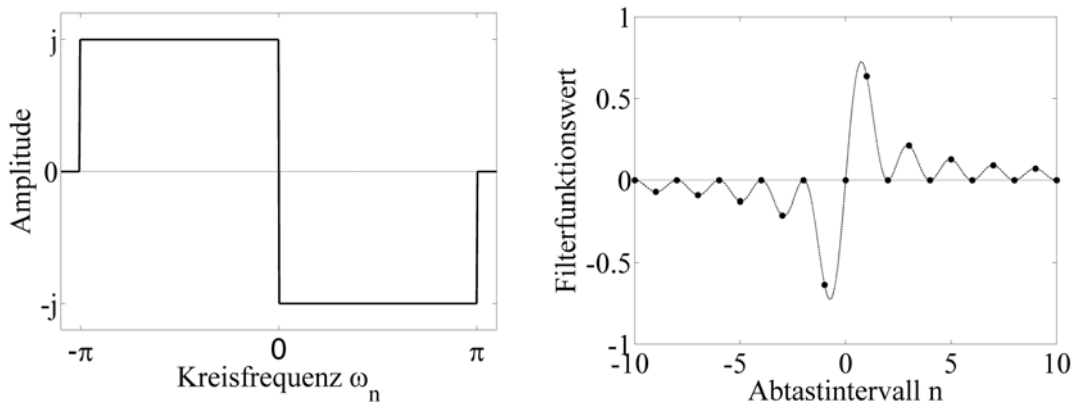


Abbildung 4.31: Übertragungsfunktion und Impulsantwort eines Hilbert-Transformators der Wortlänge $M=20$.

Die Fensterung der Impulsantwort bedeutet eine Beschränkung der Wortlänge des Filters auf eine maximale Anzahl M . Um zusätzlich aus der Impulsantwort, die ja negative Abtastzeitpunkte enthält, ein kausales Filter zu erzeugen, wird ein neues Filter definiert, welches um $+M/2$ Abtastwerte verschoben ist. Damit sind die neuen Filterkoeffizienten gegen durch:

$$h_F[n] = \begin{cases} h_{dF}[n] & , 0 \leq n \leq M \\ 0 & , \text{sonst} \end{cases} \quad (4.89)$$

Das Filter ist in Abbildung 4.32 für eine Wortlänge von $M = 20$ gezeigt. Dieses Filter ist eine mit Null erweiterte Funktion des Filters der Wortlänge $M = 18$, da die zwei zusätzlichen Stützstellen nicht im Filterentwurf implementiert werden.

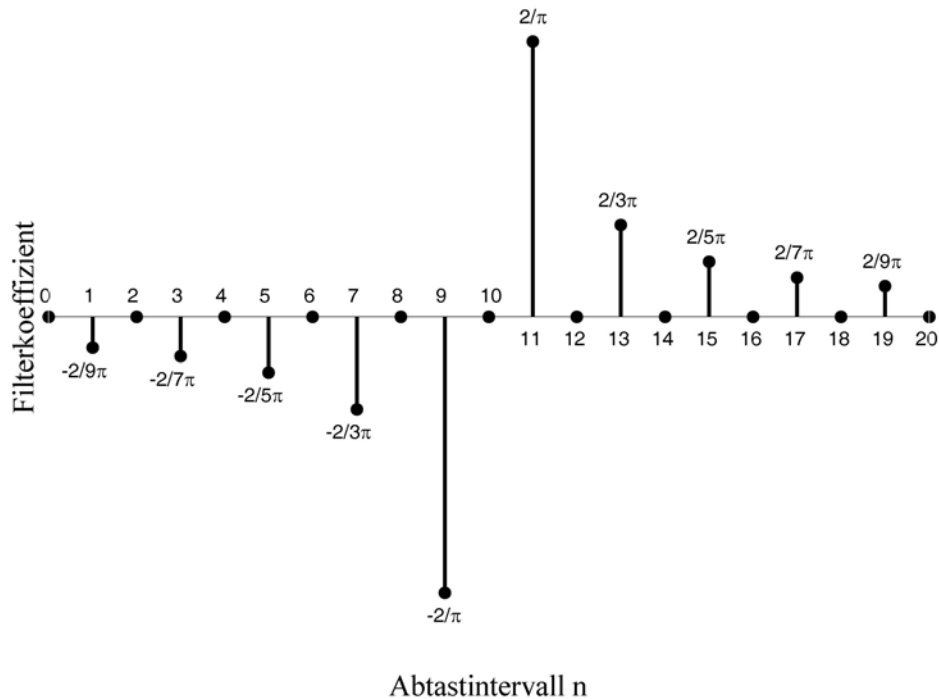


Abbildung 4.32: Filterkoeffizienten eines Hilbert-Transformators der Wortlänge $M=20$.

Die Beschränkung der Impulsantwort auf eine endliche Länge führt zu Verfälschungen der Übertragungsfunktion. Für verschiedene Wortlängen zwischen $M = 2$ bis $M = 18$ ist die Übertragungsfunktion in Abbildung 4.33 dargestellt. Die Berechnung erfolgt mit Gleichung (4.84) und den Koeffizienten aus Abbildung 4.32. Wie zu erwarten, ergibt eine längere Wortlänge eine geringere Abweichung zur idealen rechteckigen Übertragungsfunktion. Bei einer Implementierung in einem EPLD-Baustein werden die Filterkoeffizienten auch nur mit einer endlichen Genauigkeit abgebildet. Die hierdurch entstehenden Quantisierungsfehler wirken sich auf die Lage der Nullstellen der Systemfunktion in der z -Ebene und somit auf die Impulsantwort aus. Dennoch ist in einem ersten Ansatz eine einfache Filterimplementierung mit grober Quantisierung gewählt worden, die einen geringeren Platzbedarf auf dem später verwendeten programmierbaren Baustein benötigt.

Es wurde eine Quantisierung der Filterkoeffizienten mit 2-bit implementiert. Um die Unterschiede zu einer idealen Übertragungsfunktion zu verdeutlichen, sind in Abbildung 4.34 zwei Filter mit einer 1-bit- und einer 2-bit-Filterkoeffizientenquantisierung der Übertragungsfunktion mit exakten Koeffizienten gegenübergestellt. Es ist insbesondere beim Filter mit einer Wortlänge von 6 eine große Verbesserung bei der Implementierung mit 2-bit zu sehen. Trotz der sehr starken Approximation der idealen Übertragungsfunktion wurde ein Filter der Wortlänge $M=6$ mit einer 2-bit-Filterkoeffizientenquantisierung gewählt. In einer nächsten Generation von Korrelator sind eine höhere Quantisierung sowie eine längere Wortlänge denkbar. Die Wortlänge kann bei einem Korrelator für die Radiometrie sehr groß sein, da über viele tausend Abtastwerte gemittelt werden kann und dadurch sehr steile Flanken der

Übertragungsfunktion und damit eine bezogen auf die Abtastfrequenz, große Bandbreite mit geringen Abweichungen erreicht werden kann.

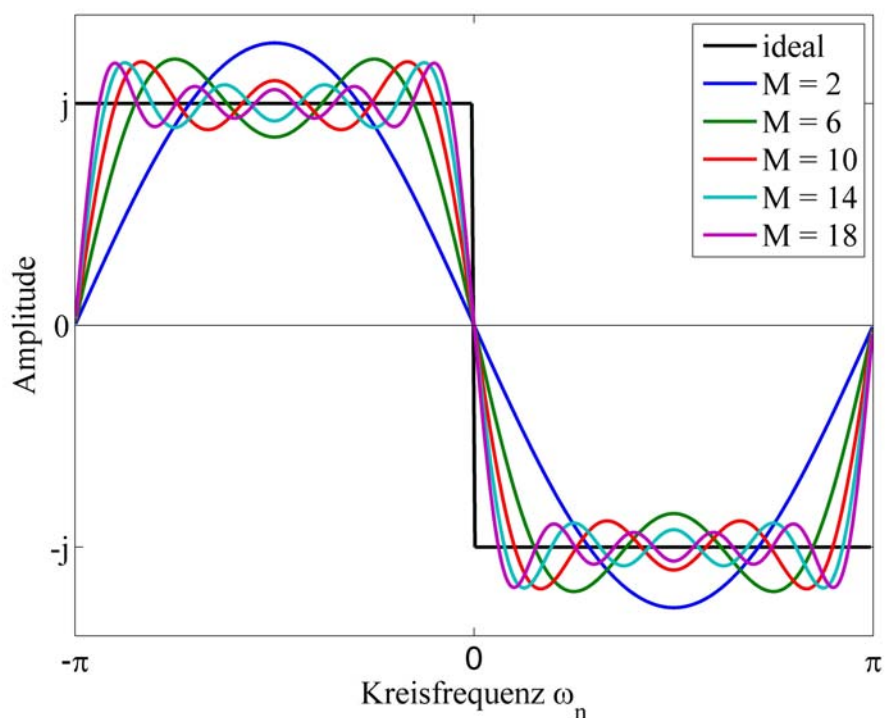


Abbildung 4.33: Gefensterter Übertragungsfunktion im Frequenzbereich für verschiedene Wortlängen.

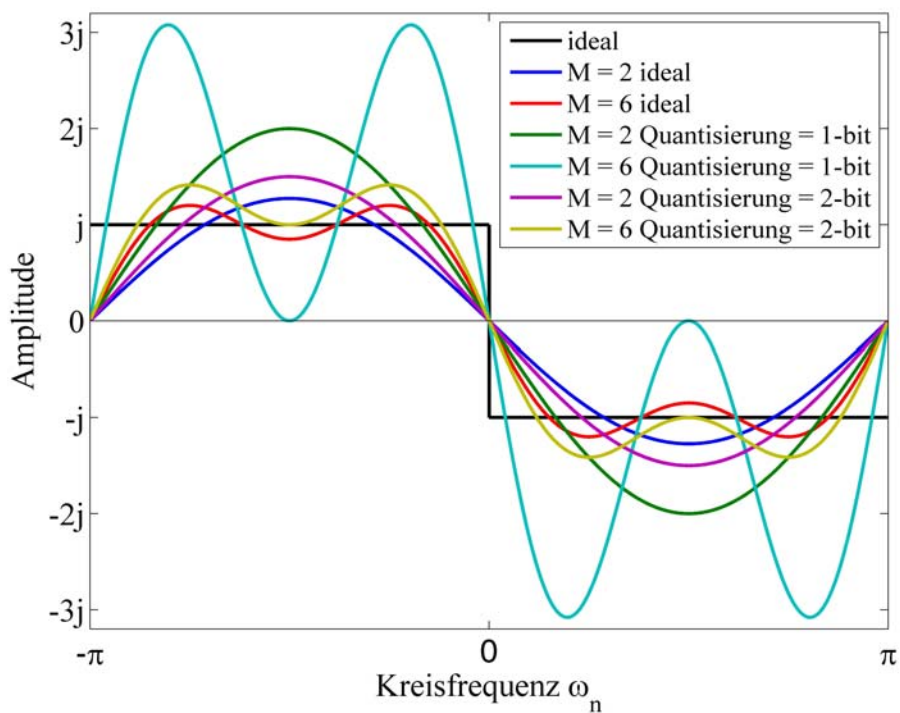


Abbildung 4.34: Einfluss der Quantisierung der Filterkoeffizienten auf die Übertragungsfunktion.

Die durch die grobe Quantisierung und geringe Filterlänge entstehenden Fehler sind in Abbildung 4.35 und Abbildung 4.36 anhand eines Vergleichs des Korrelationskoeffizienten gezeigt. Dabei wird der Korrelationskoeffizient zwischen einem ideal Hilbert-transformierten Signals mit einem 90° -phasenverschobenen Signals mittels eines 2-bit-quantisierten Filters der Filterlängen $M = 2$ und $M = 8$ gezeigt [125]. In Abbildung 4.35 wird der Fehlereinfluss auf ein monofrequentes Signal der Frequenz ω_n untersucht, wodurch die in Abbildung 4.34 gezeigten Unterschiede im Vergleich zur idealen Implementierung deutlich werden. Es ist ersichtlich, dass ein Bandpassfilter mit der Mittenfrequenz $\pi/2$ die geringste Abweichung vom idealen 90° phasenverschobenen Signal aufweist, was einem Korrelationswert von eins entspricht und damit den geringsten Korrelationsfehler liefert. Der Einfluss der Bandbreite auf das Korrelationsergebnis kann mit der Simulation in Abbildung 4.36 illustriert werden. Für kleine relative Bandbreiten verhalten sich die beiden Filter ähnlich, jedoch ist für relative Bandbreiten größer als $\pi/2$ eine deutliche Abweichung zwischen den beiden Filtern zu erkennen.

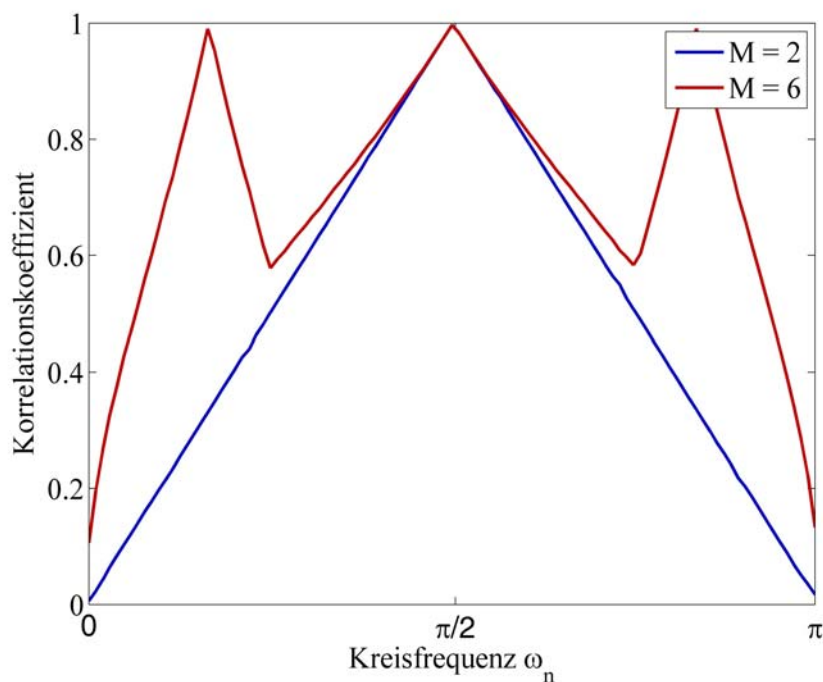


Abbildung 4.35: Korrelationskoeffizient zwischen einem ideal Hilbert-transformierten monofrequenten Signal der Frequenz ω_n und einem mit einem 2-bit quantisierten Filter der Filterlängen $M = 2$ und $M = 6$ 90° phasenverschobenen Signal.

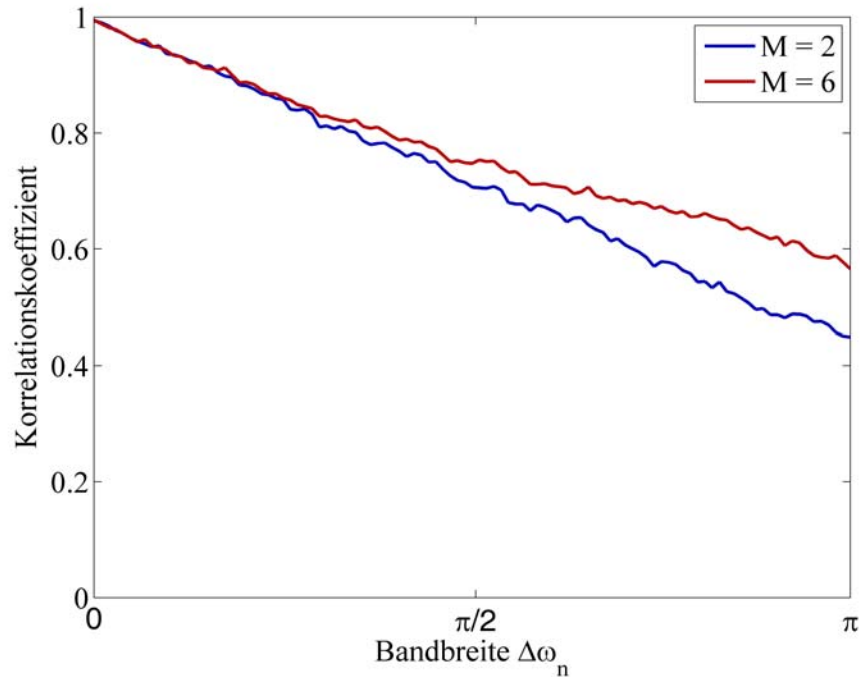


Abbildung 4.36: Korrelationskoeffizient zwischen einem ideal Hilbert-transformierten bandbegrenzten weißen Rauschsignal mit der Mittenfrequenz $\pi/2$ und der Bandbreite $\Delta\omega_n$ und einem mit einem 2-bit-Filter der Filterlängen $M = 2$ und $M = 6$ 90° phasenverschobenen Rauschsignal.

Zur Untersuchung des interessantesten Einflusses auf die Korrelation wurde der digitale Zweig des Korrelators für verschiedene relative Bandbreiten mit der Mittenfrequenz $\pi/2$ simuliert und für verschiedene Verschiebungszeitpunkte der Korrelationswert berechnet, was der Autokorrelationsfunktion des Signals entspricht und in Abbildung 4.37 dargestellt ist. Der mittlere Graph b) ist die Differenz zu einer fehlerfreien idealen Korrelation und der untere Graph c) stellt den relativen Fehler dar. Die mathematische Beschreibung der Autokorrelationsfunktion eines bandbegrenzten Signals mit der minimalen Kreisfrequenz ω_{\min} bzw. der maximalen Kreisfrequenz ω_{\max} lautet:

$$j \operatorname{Im}\{\underline{R}_{AB}(\tau)\} = j \frac{1}{\pi\tau} (\cos(\omega_{\min}\tau) - \cos(\omega_{\max}\tau)) \quad (4.90)$$

Für Bandbreitenwerte kleiner $\frac{2}{3}\pi$ ergeben sich nach Abbildung 4.37 insbesondere für kleine Zeitverzögerungen Abweichungen von kleiner 15 %. Die Umsetzung des Filters in eine digitale Schaltung ist im Anhang 9.4 gezeigt.

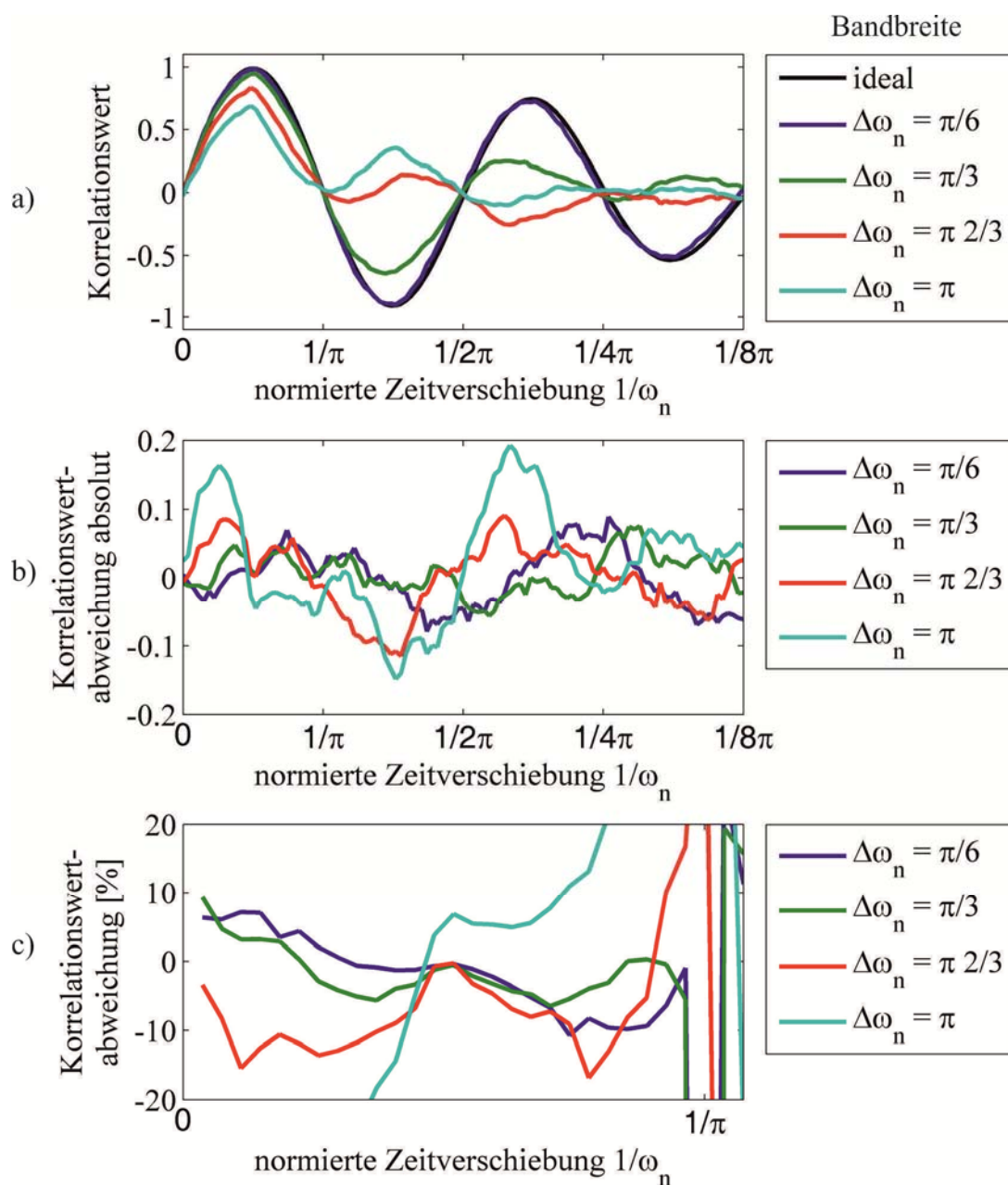


Abbildung 4.37: Simulation des Fehlereinflusses der relativen Bandbreite auf den imaginären Korrelationswert: a) Korrelationsfunktion bei unterschiedlicher Bandbreite, b) absoluter und c) relativer Fehler bezogen auf die ideale Korrelationsfunktion.

5 Fehleranalyse des Apertursynthese-Radiometers

Eine wichtige Untersuchung bei einem Radiometersystem ist die Betrachtung der Fehler, welche das Messergebnis und damit die rekonstruierte Strahlungstemperaturverteilung verfälschen können. In Abschnitt 4.4.3 und 4.4.4 wurde bereits der Einfluss der Abtastung auf die Auflösung und die Aliasing-Effekte untersucht. In Abschnitt 4.6 wird beschrieben, dass die endliche Integrationszeit eine Degradierung der Visibility-Werte ergibt, was zu einer radiometrischen Unsicherheit im rekonstruierten Bild führt. Die bisher betrachteten Systemfehler sind abhängig von Systemparametern, die durch die Anwendung vorgegeben werden, wie z.B. das maximale Gesichtsfeld, die maximale Dimension der Apertur oder die maximale Bildaufnahmedauer sowie die Bandbreite des Empfangssystems. Für die Güte der radiometrischen Auflösung liefert die Systemrauschtemperatur, welche ja die Empfängerrauschtemperatur beinhaltet, einen wesentlichen degradierenden Beitrag, der bei einem idealen System mit einer Empfängerrauschtemperatur von Null nur von der Antennentemperatur abhängig wäre (vgl. Gleichung (4.78)). Es wurde somit der Einfluss von vorgegeben Systemeigenschaften auf das Ergebnis betrachtet. In einem realen Instrument sind jedoch die Empfänger und die Antennen nicht vollkommen identisch, was eine Voraussetzung für die vereinfachte Rekonstruktion in Gleichung (4.33) war. Im Folgenden werden einzelne solcher Faktoren und deren Beitrag zur Verfälschung des Messergebnisses und damit der idealen Rekonstruktion betrachtet. Hierbei wird insbesondere die Auswirkung auf die radiometrische Genauigkeit untersucht.

Im ersten Abschnitt werden die Einflüsse des Antennendiagramms betrachtet. Gerade bei Breitbandantennen ist eine wohlgeformte Richtcharakteristik meist nicht erreichbar, wenn zusätzlich sehr schmale Antennenstrukturen gefordert werden. Des Weiteren sind die Einflüsse der unterschiedlichen Übertragungsfunktion der Empfangszweige und des digitalen Korrelators sowie die Auswirkung der sich durch die Winkelstellung des Antennenträgers verändernden Polarisation von Interesse.

5.1 Fehler verursacht durch nichtideale Richtcharakteristiken der Antennen

Das maßgebliche Element für den Empfang der breitbandigen spektralen Strahlungstemperatur sind die Antennen. Das ANSAS-Instrument ist für einen Frequenzbereich von etwa 1,4 bis 7 GHz ausgelegt. Ein wichtiges Kriterium für die eindeutige Rekonstruktion eines Aliasing-freien Beobachtungsbereichs ist die Anordnung der Elemente. Sie muss so erfolgen, dass ein minimaler Basislängenabstand von maximal $\Delta\rho_\lambda$ zur Abbildung eines bestimmten Gesichtsfeldes möglich ist. Bei einem Frequenzbereich von über zwei Oktaven bedeutet dies, dass für die höchste Frequenz ein sehr

kleiner Abstand notwendig wird, während für die niedrigste Frequenz eine gewisse Antennengröße nicht unterschritten werden kann. Beim ANSAS-System wurde deshalb eine breitbandige Vivaldi-Antenne verwendet, welche in einer Ausführung als gedruckte Struktur in einer Dimension mit sehr geringem Abstand angeordnet werden kann. Der Nachteil einer solchen Antenne und dieser Anordnung ist ein sehr unsymmetrisches Richtdiagramm sowie die starke Verkopplung der eng benachbarten Antennen. Ein weiterer Effekt beim ANSAS-Prinzip ist die winkelabhängige Änderung der Polarisierung durch die Rotation der gesamten linearen Antennenzeile.

5.1.1 Phasen- und Amplitudenfehler

Der Einfluss der Phasen- und Amplitudenverläufe der Antennen $P_{n\ 0i}$ soll über eine Differenz der einzelnen Antennen $\Delta P_{n\ 0i}$ zu einer angenommenen Referenzantenne, die aus der Mittelung aller Antennendiagramme zu $P_{n\ 0}$ gewonnen wird, berechnet werden:

$$P_{n\ 0i}(l, m) = P_{n\ 0}(l, m) \left[1 + \Delta P_{n\ 0i}(l, m) \right] e^{j\Delta\phi_{0i}(l, m)} \quad (5.1)$$

Die elektrischen und mechanischen Unterschiede der Antennen stecken damit in der Amplitude $\Delta P_{n\ 0i}$ und in der Phase $\Delta\phi_{0i}$. Durch die Betrachtung der Fourier-Transformierten E_{AB} des Fehlerterms e_{AB} , der sich aus dem Produktterm für beliebige Antennendiagramme A und B aus Gleichung (4.31) ergibt, und für die Annahme relativ kleiner Fehlerterme gilt dann:

$$e_{AB}(l, m) \approx \frac{1}{2} \left(\Delta P_{n\ 0A}(l, m) + \Delta P_{n\ 0B}(l, m) + j(\Delta\phi_{0A}(l, m) - \Delta\phi_{0B}(l, m)) \right) \quad (5.2)$$

Daraus kann eine Abweichung der Visibility-Funktion abgeleitet werden ([91] S. 287):

$$\Delta V_{AB}(u_\lambda, v_\lambda) = \iint E_{AB}(u'_\lambda, v'_\lambda) V_{AB}(u_\lambda - u'_\lambda, v_\lambda - v'_\lambda) du'_\lambda dv'_\lambda \quad (5.3)$$

Mit der Annahme, dass eine ausgedehnte Szene mit nahezu konstantem Temperaturverlauf und ohne Punktquelle betrachtet wird, ist die Hauptenergie der Visibility-Funktion im zentralen Bereich, also dem Bereich der kleinen Basislängen gegeben. Der Fehler der Visibility-Werte kann mit einer virtuellen Fehlerhalbwidthbreite $\Delta S_{3dB} = 1/(\sqrt{2} \rho_{\lambda\ max})$ der idealen Visibility-Funktion abgeschätzt werden:

$$\Delta V_{AB}(u_{\lambda\ AB}, v_{\lambda\ AB}) \approx \Delta S_{-3dB} T_A E_{AB}(u_{\lambda\ AB}, v_{\lambda\ AB}) \quad (5.4)$$

Da der Fehler keinen statistischen Ursprung hat, sondern durch Fertigungstoleranzen und den Aufbau bedingt ist, spiegeln sich die Auswirkungen in der radiometrischen Genauigkeit, das heißt der absoluten Helligkeitstemperatur, und nicht in der radiometrischen Empfindlichkeit wider. Das bedeutet, dass sie durch Mittelung über eine Reihe von Aufnahmen bei gleichbleibenden Instrumentenbedingungen, nicht zu verringern sind. Da jedoch die Messung bei verschiedenen Frequenzen unterschiedliche Fehlerterme verursacht, kann eine Mittelung über verschiedene Frequenzen eine Verbesserung der rekonstruierten Strahlungstemperaturverteilung ergeben, wenn

sowohl diese als auch die Fehlergröße selbst als bedingt frequenzunabhängig angenommen werden.

Der Temperaturfehler ΔT_{SG} lässt sich mit den Gleichungen (4.39), (4.51) und (5.3), unter der Annahme, dass die Visibility-Fehler untereinander unkorreliert sind, abschätzen:

$$\Delta T_{SG}(l, m) = \sum_a \sum_b \Delta V_{ab}(\rho_{\lambda AB}, \psi_{AB}) e^{j2\pi(\rho_{\lambda}(1\cos(\psi_{ab})+m\sin(\psi_{ab})))} \rho_{\lambda} \Delta\rho_{\lambda} \Delta\psi \quad (5.5)$$

Die radiometrische Genauigkeit berechnet sich damit zu:

$$\sigma_{\Delta T} = \sqrt{E[|\Delta T|^2]} \approx \sum_a \sum_b E[|\Delta V_{ab}(\rho_{\lambda AB}, \psi)|]^2 (\rho_{\lambda} \Delta\rho_{\lambda} \Delta\psi)^2 \quad (5.6)$$

Diese Gleichung lässt sich nicht weiter analytisch auswerten, daher sind Computersimulationen hilfreich, um eine Größenabschätzung für die Fehler zu bekommen. Diese ergaben bei einer angenommenen kosinusförmigen Abweichung der Antennendiagramme von 10 % in der Amplitude und 10° in der Phase vom Ideal eine beste radiometrische Genauigkeit von 23 K unter der Annahme einer konstanten Strahlungstemperatur der Szene von 200 K. Wird nun jedoch angenommen, dass die Visibility-Werte in einem polaren Raster abgetastet sind, was einer höheren Dichte an Abtastwerten im Zentralbereich entspricht (vgl. Abbildung 3.12), so ist die Mittelung der Fehler im zentralen Bereich größer als im äußeren Bereich. Somit werden leicht variierende Änderungen im Antennendiagramm besser unterdrückt, und es ergibt sich nach Gleichung (5.5) eine kleinere Temperaturabweichung als beim kartesischen oder beim hexagonalen Raster. Die Änderung im Winkelinkrement korreliert dabei mit der ermittelten Temperaturabweichung in einem wurzelabhängigen Zusammenhang, der in Abbildung 5.1 anhand von Simulationen ermittelt wurde.

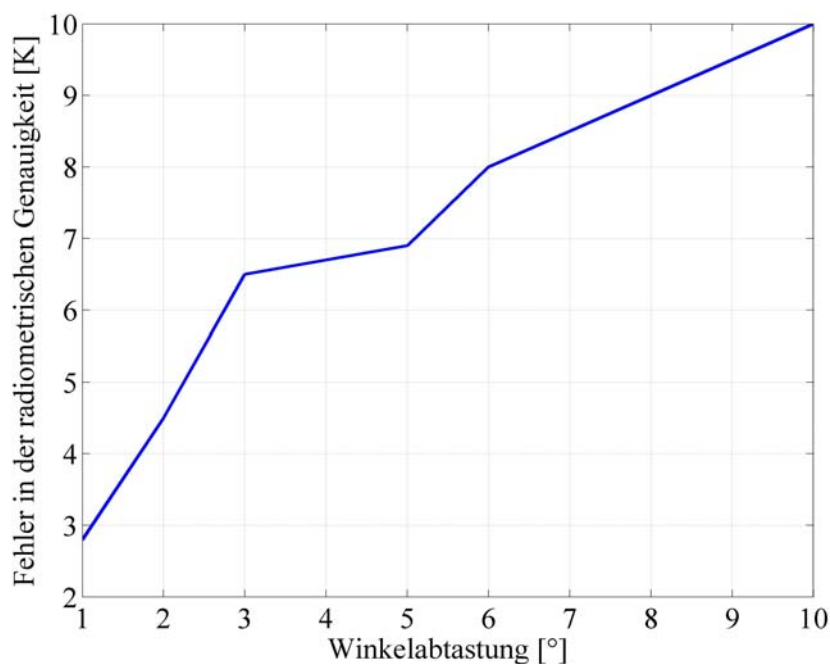


Abbildung 5.1: Simulierter Einfluss der Dichte in der azimutalen Winkelabtastung für ein polares Raster auf die radiometrische Genauigkeit.

5.1.2 Fehler durch Verkopplung

Da die Vivaldi-Antennen in der Antennenanordnung sehr eng, d.h. mit bis zu $0,16 \lambda$ bei der minimalen Frequenz, angebracht sind, ergibt sich zwangsläufig eine merkliche Verkopplung der Antennen. Dies führt zu einem veränderten Richtdiagramm des Einzelelements und dadurch zu den in Abschnitt 5.1.1 besprochenen Auswirkungen auf die radiometrische Genauigkeit.

In diesem Abschnitt soll nun die Auswirkung der Verkopplung der Antennen auf die Visibility-Werte und damit auf die Rekonstruktion untersucht werden. Die Untersuchung basiert auf der Theorie der Netzwerkanalyse und soll analog zu [128] und [127] dargestellt werden. Weitere Beschreibungen dieser Problematik finden sich in [129], in der die Korrelation der beeinflussten Eingangsspannungen beschrieben wird.

Ein System mit mehreren Eingängen kann durch das Ersatzschaltbild in Abbildung 5.2 beschrieben werden. Die Spannung, welche durch die Antenne i in jede andere Empfängerschaltung induziert wird, setzt sich aus der idealen Spannung U_i^0 durch die einfallende Welle und die Summe der Spannungen $Z_{in} I_i$, die durch die Verkopplung induziert werden, zusammen. Z_{ii} ist der Eingangswiderstand der Antenne und Z_{Li} der Lastwiderstand der Empfängerschaltung, die beide durch eine Messung des jeweiligen Reflexionskoeffizienten S_{11} der Schaltung, der Antenne in der Gesamtkonfiguration S_{22} und der jeweiligen Übertragungskoeffizienten S_{21} und S_{12} (in Anlehnung an die Netzwerktheorie mit ([130] S. 187)) berechnet werden:

$$Z_{L_i(ii)} = \frac{(1+S_{11})(1-S_{22})+S_{21}S_{12}}{(1-S_{11})(1-S_{22})-S_{21}S_{12}} Z_0 \approx \frac{1+S_{11}}{1-S_{11}} Z_0 \quad (5.7)$$

wobei Z_0 der Feldwellenwiderstand der Leitung darstellt. Dabei müssen aber die anderen Antennen mit einem Leerlauf abgeschlossen werden, damit nach Abbildung 5.2 $I_n = 0$ gilt. Die Berechnung der Vekopplungsimpedanz Z_{in} der Antenne i mit Antenne n lässt sich durch eine Messung des Reflexionsparameter S_{ii} , S_{nn} sowie der Überkoeffizienten S_{in} und S_{ni} berechnen:

$$Z_{in(ni)} = \frac{2 \cdot S_{in(ni)}}{(1-S_{ii})(1-S_{nn})-S_{ni}S_{in}} Z_0 \quad (5.8)$$

Die Spannung U_{Li} lässt sich aus der Matrixschreibweise aller Spannungen und Ströme mit den gemessenen Impedanzen berechnen. Die Visibility-Werte lassen sich nach Abschnitt 4.2 als Korrelation der empfangenen Eingangsspannungen bestimmen. Eine Beschränkung auf zwei Elemente ergibt mit [128]² die gemessenen Visibility-Werte V_{K12} , wobei V_{12} den idealen Visibility-Wert darstellt sowie die Voraussetzung eines symmetrischen Systems gilt, was bedeutet dass $Z_{11} = Z_{22}$, $Z_{12} = Z_{21}$ und $Z_{L1} = Z_{L2} = Z_L$ ist:

$$V_{K12} = \frac{1}{\left| \left(1 + \frac{Z_{11}}{Z_L} \right) - \frac{Z_{12}}{Z_L} \right|^2} \left\{ \left| \frac{Z_{12}}{Z_L} \right|^2 V_{12}^* + \left| 1 + \frac{Z_{11}}{Z_L} \right|^2 V_{12} - 2 \operatorname{Re} \left\{ \left(1 + \frac{Z_{11}}{Z_L} \right) \frac{Z_{12}^*}{Z_L} \right\} T_A \right\} \quad (5.9)$$

Wird nun ein ideales System ohne Verkopplung betrachtet, so ist die Verkopplung der Antennen $Z_{12} = Z_{21} = 0$ und die Eingangsimpedanz der Antennen gleich dem Leitungswellenwiderstand $Z_{11} = Z_{22} = Z_L$, wodurch Gleichung (5.9) in die Identität $V_{K12} = V_{12}$ übergeht. Es ist zu beachten, dass die Antennenverkopplung eine multiplikative Größe ist und sich auch auf die nullte Basislänge, den Gleichanteil, auswirkt.

Zur Untersuchung des Verkopplungseinflusses wurden die Impedanzwerte für das ANSAS-Instrument für die verschiedenen Basislängen bei unterschiedlichen Frequenzen gemessen. Die Verkopplung nach Abbildung 5.3 zeigt den erwarteten abfallenden Verlauf für zunehmende Basislängen und zunehmende Frequenz. Die starke Verkopplung für kleine Basislängen wirkt sich natürlich negativ auf die Rekonstruktion aus, wie auch die durch die Antennenanordnung verschlechterte Anpassung S_{11} und damit Z_{11} . Für eine bei ANSAS verwendete Vivaldi-Antenne ist eine solche Anpassung in Abbildung 6.6 dargestellt.

² Die Formel im referierten Dokument enthält einen Schreibfehler, welcher nach Rücksprache mit dem Autor in der angegebenen Gleichung verbessert wurde.

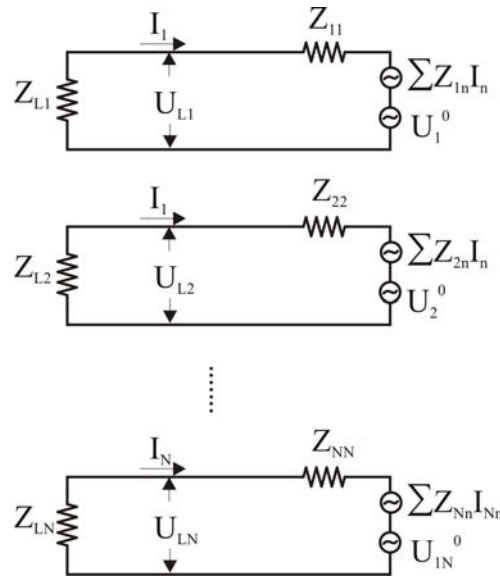


Abbildung 5.2: Ersatzschaltbild auf Basis der Netzwerktheorie zur Beschreibung von Antennenverkopplung. Die Strom- und Spannungsquellen verkörpern die Summe der Kopplungseinflüsse, Z_{22} die Antenne und $Z_{L,i}$ die Empfängerschaltung.

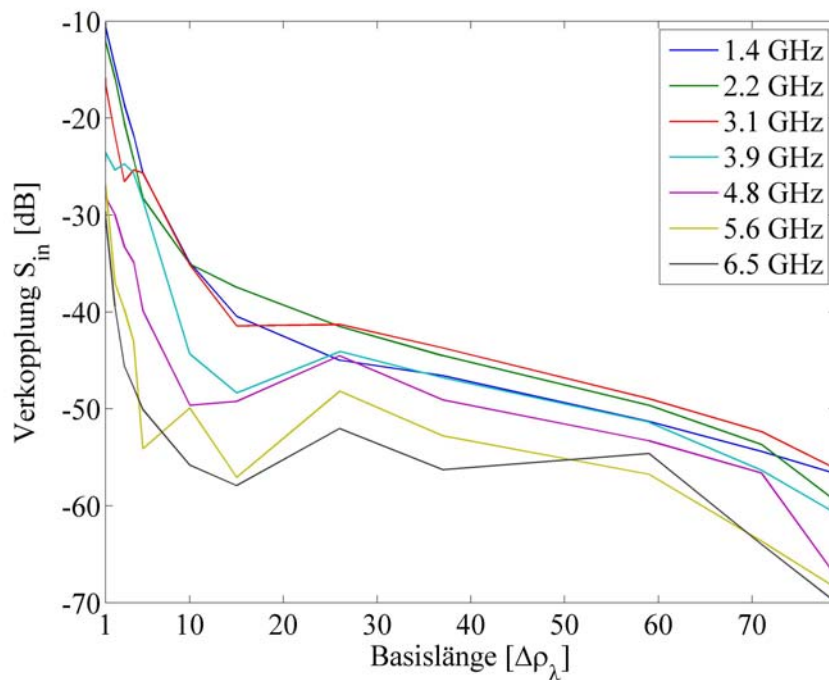


Abbildung 5.3: Verkopplung der Antennen in der Antennenanordnung für verschiedene Frequenzen.

Die Abweichung der fehlerhaften Visibility-Werte für zwei verschiedenen angenommenen Visibility-Werte V_{12} sind in Abbildung 5.4 dargestellt. Es wurden dabei die gemessenen Einfügedämpfungen S_{ii} und Verkopplungskoeffizienten S_{in} berücksichtigt.

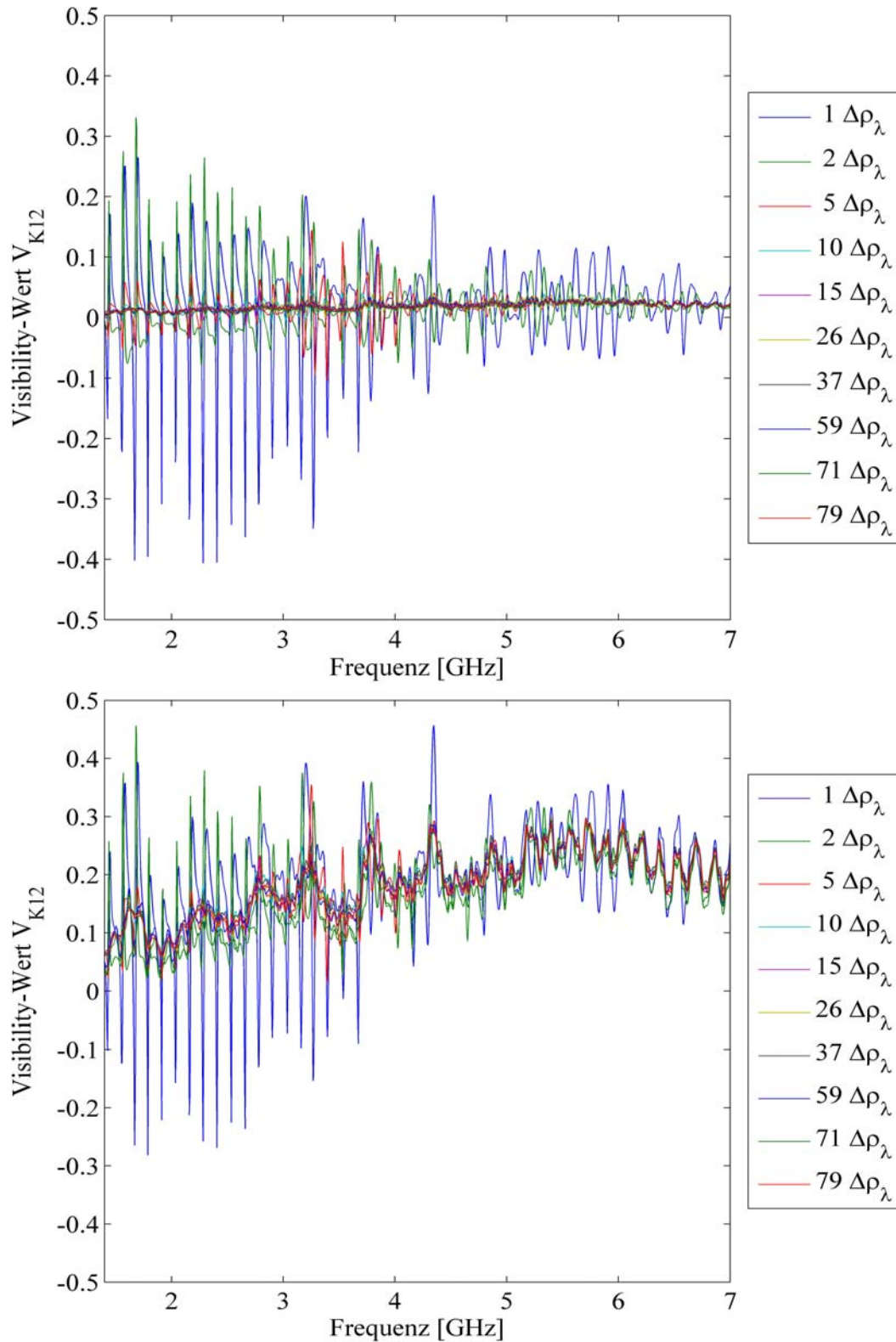


Abbildung 5.4: Einfluss von Antennenverkopplung und mangelnder Anpassung der Antennen auf die Visibility-Werte einer Anordnung mit zwei Antennen bei unterschiedlichem Antennenabstand als Funktion der Frequenz. Folgende idealen Visibility-Werte wurden für alle Frequenzen angenommen: oben 0,3 und unten 0,03, mit $T_A = 1$ K.

Die Visibility-Werte wurden für den gesamten Frequenzbereich und verschiedene Basislängen, was eine unterschiedliche Verkopplung zur Folge hat, berechnet. Als Ausgangswerte wurde eine fiktive Antennentemperatur von 1 K und ein Visibility-Wert von $V_{12} = 0,3$ in Abbildung 5.4 oben und $V_{12} = 0,03$ in Abbildung 5.4 unten angenommen. Die Abweichungen können dabei getrennt nach Anpassungsfehlern, die im Wesentlichen die mittlere Abweichung über der Frequenz vom Idealwert beeinflussen, und Verkopplungsfehlern, die die hohen Spitzen insbesondere bei kleinen Basislängen und niedrigen Frequenzen erklären, beurteilt werden. Für größere Basislängen sind die Verkopplungseinflüsse nach Abbildung 5.3 geringer und damit der Einfluss auf die Visibility-Werte kleiner.

Bezüglich der Überkopplung der Antennen muss als Fazit festgestellt werden, dass die Anpassung und Verkopplung der Antennen von entscheidendem degradierendem Einfluss für die Messung mit einem ASR sind und daher diese Faktoren so klein wie möglich zu halten sind. Da jedoch zurzeit kein vergleichbares breitbandiges Antennenkonzept bekannt ist, wurde das System mit den vorgestellten Vivaldi-Antennen aufgebaut. Vorgreifend angemerkt, ist für ein zukünftiges Instrument vor allem die Entwicklung von deutlich besser angepassten und verkopplungsärmeren Antennen von entscheidender Bedeutung. Einfache Verbesserungsversuche mit Absorber- und Metalltrennwänden zwischen den Antennen ergaben keine signifikante Verbesserung.

5.1.3 Einfluss von rückwärtigen Antennenkeulen auf die radiometrische Empfindlichkeit

Ein weiterer Bildfehler, der durch nicht ideale Antennen entsteht, ist die Überlagerung der rekonstruierten Szene durch Beiträge aus der zweiten, rückwärtigen Hemisphäre. Bei der Herleitung der Visibility-Funktion wurde von einer Antennencharakteristik ausgegangen, die keine Temperaturstrahlung aus der rückwärtigen Seite empfängt, was einer Erweiterung der Integrationsgrenzen in Gleichung (4.27) bedeuten würde. Dies würde einer Überlagerung der Strahlungstemperatur mit einer Störstrahlung aus den Koordinatenbereich l' und m' entsprechen. Die Korrelationsfunktion beruht auf der Zeitverzögerung der Signale, die für einen an der l-m-Ebene gespiegelten Punkt identisch ist. Dies bedeutet, dass der Winkelzusammenhang der beiden Punkte mit gleichem Weglängenunterschied gegeben ist durch:

$$\begin{aligned}\Theta' &= \pi - \Theta \\ \Phi' &= \Phi\end{aligned}\tag{5.10}$$

und somit:

$$\begin{aligned}l' &= \sin \Theta' \cos \Phi' = \sin \Theta \cos \Phi = l \\ m' &= \sin \Theta' \sin \Phi' = \sin \Theta \sin \Phi = m\end{aligned}\tag{5.11}$$

Die gemessene fehlerbehaftete Temperatur T_{BF} kann damit angegeben werden:

$$T_{BF}(l, m) = \frac{T_S(l, m)P(l, m) - T'_S(l', m')P'(l', m')}{P(l, m) + P'(l, m)} \quad (5.12)$$

woraus sich die Temperaturabweichung errechnet:

$$\Delta T_S(l, m) = |T_S(l, m) - T_{BF}(l, m)|$$

$$\Delta T_S(l, m) = T_S(l, m) \left| \frac{P'(l', m') \left(1 - \frac{T'_S(l', m')}{T_S(l, m)} \right)}{P(l, m) + P'(l, m)} \right| \quad (5.13)$$

Wird nun eine konstante rückwärtige Hemisphäre mit der Strahlungstemperatur $T_S = 300$ K, was z.B. einer Absorberwand entsprechen könnte, sowie einer mittleren Mindestdämpfung des Pegels der rückwärtigen Antennenkeulen von 10 dB angenommen, so kann dies nach Gleichung (5.13) bei einer vorderseitigen Strahlungstemperatur der Szene von 20 K zu einer Abweichung ΔT_S von 26 K führen, was dem Extremfall für das ANSAS- System entspricht.

5.1.4 Antennenpositionierungsfehler

Eine weitere Größe, die zur fehlerhaften Beeinflussung der rekonstruierten Strahlungstemperatur beitragen kann, ist eine Ungenauigkeit in der Positionierung der Antenne und damit eine korrekte Zuordnung der Basislängen. Bei ANSAS sind die Positionierungen der Antennen entlang der Achse exakt eingemessen worden (Toleranz von ca. ± 1 mm) und können sich nicht verändern. Durch die Länge von ca. 3 m wird die Antennenzeile des ANSAS-Instruments jedoch leicht verkrümmt, was an der waagrechten Stellung maximal ist. Messungen ergaben eine Auslenkung an den Enden der Achse von ca. 2 cm. Bei einer über die Achse gleichverteilt angenommenen Last ergibt sich die Auslenkung abhängig von der Achsmitte $\rho_{\lambda, \text{Mitte}}$ zu ([131] S. 108):

$$h(\rho_{\lambda, \text{Mitte}}) = -1.32 \cdot 10^{-3} \left(6|\rho_{\lambda, \text{Mitte}}|^3 - |\rho_{\lambda, \text{Mitte}}|^4 - 13.5|\rho_{\lambda, \text{Mitte}}|^2 \right) [\text{m}], \quad (5.14)$$

was in etwa der gemessenen Biegelinie entspricht. Auswirkungen dieser Ungenauigkeit auf die Rekonstruktion können durch die Einbeziehung von Gleichung (5.14) bei der Rekonstruktion minimiert werden. Die Größe des Fehlers ohne Korrektur wurde mit der Simulation einer Szene berechnet, die den Horizont zwischen dem Himmelsmodell und einer Grasfläche bei 300 K bei $m = 0$ darstellt. Für dieses spezielle Szenario ergab sich ein durchschnittlicher Fehlerwert von 2,3 % bezogen auf T_B . Bei einer Szene mit gleichverteilten Strahlungstemperaturwerten ergibt sich eine Abweichung von 2,45 %. Es wurden bei allen Simulationen die Maße und die Antennenanordnung des ANSAS-Systems berücksichtigt.

Da sich die Antenneneigenschaften wie Phase- und Amplitudenfehler sowie Verkoppung nur mit sehr großem Aufwand in der endgültigen Konfiguration der Antennen-

gruppenanordnung messtechnisch verifizieren lassen, müssen die oben beschriebenen Ungenauigkeiten vereinfacht als eine Rauschgröße betrachtet werden, die somit direkte Auswirkungen auf die radiometrische Auflösung haben. Lediglich die Antennenposition kann mit einfachen Annahmen gut approximiert und herauskalibriert werden.

5.2 Fehler der nichtidealen Übertragungseigenschaften der Empfänger

Neben der Antenne wird die Genauigkeit in der rekonstruierten Strahlungstemperatur auch noch von den verwendeten Empfängern beeinflusst. Die Empfänger lassen sich jeweils mit einer eigenen Übertragungsfunktion charakterisieren. Dabei haben folgende drei Parameter direkte Auswirkung auf die radiometrische Genauigkeit: Die Phasendifferenz zwischen den Kanälen, die Amplitudendifferenz und die Gruppenlaufzeitdifferenz.

Nach ([91] S. 94) beeinflusst die Amplitude der Empfangszweige die Messung der jeweiligen nullten Basislänge bzw. der Gesamtleistungsmessung einer Szene, die zur Kalibrierung der Korrelationswerte gemessen werden muss (vgl. Abschnitt 5.3). Der Korrelationswert selbst wird durch die Amplitudendifferenz aufgrund der digitalen Korrelation nicht verändert. Wird jedoch angenommen, dass allgemein die Amplituden der Visibility-Funktion mit einem Fehler behaftet sind, so ergibt sich nach Abbildung 5.5 eine Abhängigkeit der radiometrischen Genauigkeit vom prozentualen normalverteilten angenommenen Amplitudenfehler. Es sei angemerkt, dass eine Änderung von 10 % einen sehr großen Wert darstellt und dabei ein durchschnittlicher Genauigkeitsfehler von etwa 2,5 % auftritt.

Das Verfahren der Apertursynthese beruht hauptsächlich auf der Messung der Laufzeitunterschiede zweier Signale, was sich direkt in eine Phasenbeziehung umrechnen lässt. Aus diesem Grund ist die exakte Kenntnis der Phasenbeziehungen der einzelnen Empfangskanäle von großer Bedeutung. Beim ANSAS-Instrument wird die Korrektur bzw. die Kalibration über die Messung einer Punktquelle erreicht, mit der die Phasenbeziehungen der einzelnen Empfangskanäle bestimmt werden können. Diese Kalibrierung wird jedoch nicht bei jeder Messung durchgeführt, sondern stellt eine gesonderte Prozedur dar. Es wird also davon ausgegangen, dass die Phasenbeziehungen gegenüber der Referenzmessung über eine längere Zeit (z.B. Tage) erhalten bleiben, was jedoch bei merklichen Temperaturänderungen der Empfänger und einer damit verbunden zeitlichen Drift nur bedingt gegeben ist. Die Auswirkung auf die radiometrische Genauigkeit ist in Abbildung 5.6 für eine konstante Szene simuliert. Der tendenzielle lineare Zusammenhang ergibt bei einer normalverteilten Phasenabweichung mit der Standardabweichung von 10° eine Abweichung in der rekonstruierten Strahlungstemperatur von kleiner als 5 %. Bei einer, wie in Abschnitt 5.1.1 beschriebenen konstanten Testszene mit 200 K Durchschnittstemperatur, muss im Mittel mit einer Abweichung von 10 K gerechnet werden. Durch das Vermessen einer monofrequenten Punktquelle während jeder Messung lassen sich die Driften für alle aufgenommenen

Einzelfrequenzen anpassen, wenn von einem linearen Zusammenhang der Phase über der Frequenz ausgegangen wird.

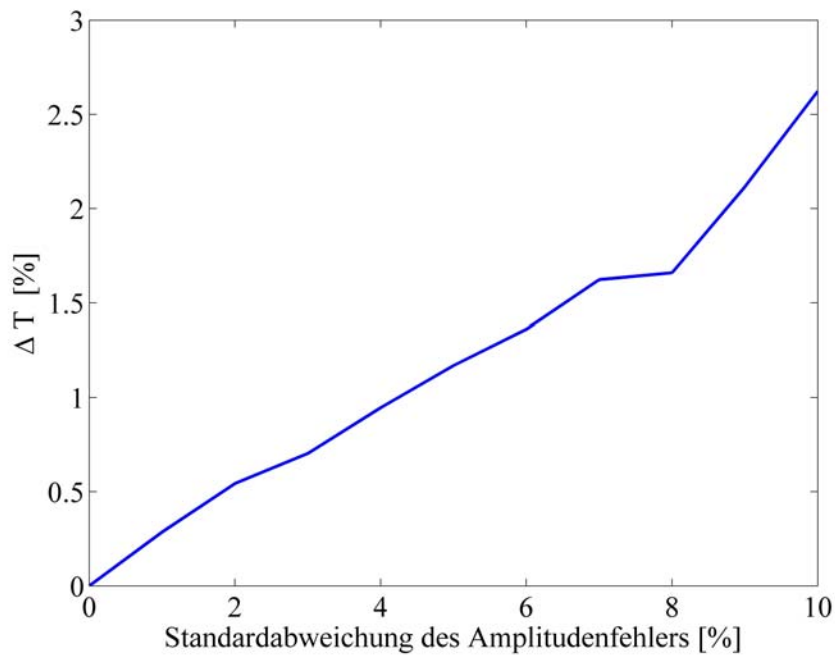


Abbildung 5.5: Simulation des radiometrischen Genauigkeitsfehlers als Funktion eines mittleren Amplitudenfehlers in der Visibility-Funktion bei einer als konstant angenommenen Szene von 200 K.

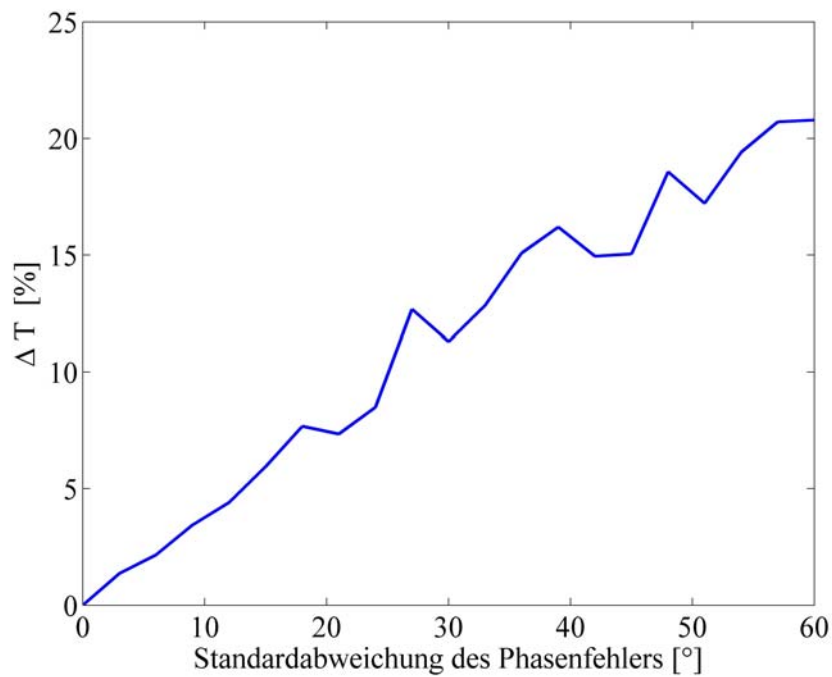


Abbildung 5.6: Simulation des radiometrischen Genauigkeitsfehlers als Funktion eines statistischen Phasenfehlers der Empfänger für eine als konstant angenommene Szene von 200 K.

5.3 Fehler im Korrelator durch die endliche Quantisierung

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde ein idealer Korrelator angenommen, der nach Gleichung (4.8) die beiden Eingangssignale fehlerfrei multipliziert und das Produkt mittelt. Wird nun dem eigentlichen Nutzsignal $\underline{u}_{A/B}$ ein Rauschsignal $\underline{n}_{A/B}$ nach Abbildung 4.27 und Gleichung (4.60) überlagert, so ergibt sich ein normierter Korrelationswert R_{nAB} der Eingangssignale mit Empfängerrauschen $u_{A(B)r}$ zu:

$$\begin{aligned}
 R_{nAB}(\tau) &= \frac{E[u_{Ar}, u_{Br}]}{\sqrt{E[(u_{Ar})^2]E[(u_{Br})^2]}} \\
 &= \frac{E[u_A, u_B]}{\sqrt{(E[(u_A)^2] + E[(n_A)^2])(E[(u_B)^2] + E[(n_B)^2])}} \quad (5.15) \\
 &= \frac{E[u_A, u_B]}{k\Delta f \sqrt{(T_A + T_{RA})(T_A + T_{RB})}}
 \end{aligned}$$

Der normierte Korrelationswert ist abhängig von den unkorrelierten Empfängerrauschtemperaturen $T_{RA} = E[(\underline{n}_A)^2]$ und $T_{RB} = E[(\underline{n}_B)^2]$ sowie der jeweiligen Antennentemperatur, welche für beide Kanäle als identisch angenommen wird. Der digitale Korrelator, wie er beim ANSAS-Instrument eingesetzt wird, quantisiert das Signal und tastet es dann ab. Da die Quantisierung eine nichtlineare Operation darstellt, ist auch der Zusammenhang zwischen gemessenem Korrelationswert R_{mAB} und dem tatsächlichen Korrelationswert ein nichtlinearer Zusammenhang. Beim ANSAS-Instrument wurde ein so genannter 1-bit-Korrelator implementiert (vgl. Abschnitt 6.5.1). Der Zusammenhang zwischen dem quantisierten und dem nicht quantisierten Korrelationswert wurde erstmals von Van Vleck beschrieben [132]. Bei einem 1-bit-/2-Werte-Korrelator, der mit der Nyquist-Frequenz N quantisierte Werte abtastet, kann der Korrelationswert angegeben werden zu:

$$R_{mAB} = 2 \frac{N_{++} - N_{+-}}{N} \quad (5.16)$$

wobei N_{++} alle Abtastungen mit gleichem Wert 0 oder 1 und N_{+-} alle Abtastungen mit unterschiedlichem Wert sind. N_{++} und N_{+-} können aus der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der nicht quantisierten Signale berechnet werden. Die zweidimensionale Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der beiden Eingangssignale ist dabei aufgrund des thermischen Rauschcharakters eine Gauß-Funktion. Die Wahrscheinlichkeit, dass beide Signale gleichzeitig größer Null bzw. kleiner Null sind, ist dabei mit der Standardabweichung σ der beiden unquantisierten Signale gegeben:

$$N_{++(+)} = \frac{N}{2\pi\sigma^2 \sqrt{1 - R_{AB}^2}} \int_0^{(\infty)} \int_0^{(\infty)} \exp\left(\frac{2R_{AB} u_A u_B - u_A^2 - u_B^2}{2\sigma^2(1 - R_{AB}^2)}\right) du_A du_B \quad (5.17)$$

Bei Werten mit entgegengesetzten Vorzeichen N_+ sind die Integrationsgrenzen geändert. Nach ([31] S. 299) lässt sich Gleichung (5.17) analytisch berechnen und Gleichung (5.16) ergibt die Van-Vleck-Beziehung zwischen der quantisierten und der unquantisierten Korrelation und damit dem Visibility-Wert:

$$R_{mAB} = \frac{2}{\pi} \arcsin(R_{AB}) = \frac{2}{\pi} \arcsin(V_{AB}) \quad (5.18)$$

Mit Gleichung (5.18) lässt sich nun auf den Quantisierungsfehler des Korrelators rückrechnen. Anhand von Gleichung (5.17) folgt, dass der Einfluss eines Gleichspannungsanteils bzw. derjenige einer Schwankung der gemeinsamen Masse der Eingangssignale (Bezugspotential) eine große Auswirkung auf den Korrelationswert hat, da die Integrationsgrenzen verschoben werden und der Hauptanteil der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung im Zentralbereich zentriert ist.

Durch die Quantisierung wird das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) geringer als bei demselben unquantisierten Signal ([31] S. 264). Bei einem 1-bit-Korrelator lässt sich das Verhältnis zu $2/\pi = 0.636$ berechnen bei Abtastung mit der Nyquist-Frequenz und zu 0,744 bzw. 0,773 für Abtastung bei zwei- bzw. dreifacher Nyquist-Frequenz. Diese Unterschiede im SNR kann in eine notwendige erhöhte Integrationszeit des Tiefpasses umgerechnet werden. Dieser Zusammenhang zwischen der effektiv notwendigen Integrationszeit τ_{eff} und dem SNR berechnet sich zu:

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{1}{\text{SNR}^2} \tau \quad (5.19)$$

Bei der Betrachtung der radiometrischen Auflösung bzw. Genauigkeit muss somit bei der Verwendung eines digitalen Korrelators mit zwei Stufen eine erhöhte Integrationszeit verwendet werden [134], wenn die identische Empfindlichkeit wie bei nicht quantisierter Korrelation gewünscht wird. Bei dem im ANSAS-Instrument verwendeten Korrelator wird mit der dreifachen Nyquist-Abtastrate gearbeitet, was eine effektive Integrationszeit von:

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{1}{0,773^2} \tau = 1,67 \tau \quad (5.20)$$

ergibt. Durch die Digitalisierung der zu verarbeitenden Signale entstehen noch weitere Fehlerquellen, welche durch Schaltverzögerungen in den einzelnen Komparatoren sowie Schaltschwellenunterschiede verursacht werden. Untersuchungen hierzu wurden in ([133], [91] S. 101) theoretisch und auch messtechnisch durchgeführt. Die Fehler durch Schaltschwellenunterschiede sind dabei als eher gering einzustufen. Der Fehler durch Schaltzeitunterschiede entspricht hauptsächlich einem zusätzlichen Laufzeitunterschied und ist damit durch die Punktquellenkalibration korrigierbar. Der Effekt von Jitter, d.h. Variation der Schaltzeitpunkte, kann bei hochwertigen Komparatoren ebenfalls vernachlässigt werden.

5.4 Effekte durch veränderliche Empfangspolarisation während einer Abbildung

Ein wichtiger Parameter zur Beschreibung von Helligkeitstemperaturverteilungen ist die Angabe der Polarisation, bei der die Beobachtung stattfindet. Häufig wird mit einer linearen Empfängerpolarisation gearbeitet. Insbesondere bei Satelliteninstrumenten werden oft auch beide Polarisationskomponenten H und V separat empfangen, um z.B. die Polarisationsdrehung, die eine Welle in der Atmosphäre erfahren kann, herauskalibrieren zu können. Insbesondere bei Atmosphärenbeobachtungen oder beim Satellitensystem SMOS ist die Information in beiden Polarisierungen von entscheidender Bedeutung, um bei der Rückrechnung auf die exakte physikalische Größe, wie der Salzgehalt im Meer, die Bodenfeuchte, die Regenraten, die Meerestemperatur oder die Windgeschwindigkeit Fehler zu minimieren.

Beim ANSAS-Instrument wird, wie in Kapitel 4.1 beschrieben, die Antennenzeile mit den fest montierten Antennen rotiert und somit auch die lineare Polarisation der einzelnen Antennen mitgedreht. Da die dadurch verursachten Veränderungen des Bildes aufgrund der Rekonstruktion der Messwerte sehr stark von dem zu beobachtenden Szenario abhängen, wurden Simulationen ausgewählter Szenarien durchgeführt. Zur Charakterisierung des Ausmaßes wurde das Szenario eines Übergangs Wasserfläche Himmel gewählt, welches eine sehr starke Abhängigkeit der Strahlungstemperatur von der Polarisation aufweist (vgl. Abbildung 2.6). Die schematische Darstellung der Szene ist in Abbildung 5.7 gezeigt. Es ist zunächst auffällig, dass der Horizont keine gerade Linie in der Mitte der Szene bildet, sondern gekrümmt und nach unten verschoben ist. Dies beruht auf einer angenommenen Verkippung des Instruments in Bezug auf die Waagrechte. In der rechten oberen Bildebene ist die Polarisationsdrehung bedingt durch die Rotation der Antennenzeile angedeutet. In Abbildung 5.8 sind die berechneten radiometrischen Eingangsszenen für die horizontale und die vertikale Polarisation abgebildet. Sehr deutlich sind darin die Unterschiede zwischen den beiden Polarisierungen an der Wasseroberfläche, also im unteren Bildteil zu erkennen. Da nach Abbildung 2.5 der Reflexionsfaktor erst nahe dem Horizont einen ähnlichen Wert für horizontale und vertikale Polarisation ergibt, nämlich fast Totalreflexion, unterscheiden sich die Temperaturverteilungen darunter sehr stark. Der größte Unterschied ist beim sogenannten Brewster-Winkel bei der Koordinate von ca. $m = -0,3$ zu erkennen, für den bei vertikaler Polarisation die elektromagnetischen Wellen überhaupt nicht reflektiert werden. Im Bereich des Horizonts, der durch die Verkippung des Sensors um 10° aus der Bildmitte nach unten verschoben ist, wird durch den längeren Weg durch die Atmosphäre die Dämpfung sehr groß, so dass in erster Näherung die Strahlungstemperatur des Bodens von ca. 293 K angenommen werden kann. Der Himmel erscheint für beide Polarisierungen identisch, da die Hintergrundstrahlung als unpolarisiert angenommen werden kann. Die Strahlungsverteilungen für mögliche weitere Polarisationszustände setzen sich aus den zwei abgebildeten Verteilungen zusammen. Für jede Winkelstellung des ANSAS-Instruments werden mit einer anderen Polarisation die Visibility-Werte erfasst. Die Werte der beobachteten Strahlungstemperatur variieren

dabei im Bereich zwischen denjenigen der vertikalen und der horizontalen Polarisation. Die dazu rekonstruierte Strahlungstemperaturverteilung ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Die Szene scheint eine Art Mittelwert der beiden einzelnen Polarisationsbilder wiederzugeben. Der Horizont sowie die Änderung der Strahlungstemperatur im Bereich des Wassers sind deutlich zu erkennen. Einen genaueren Vergleich liefern die Schnittdarstellungen von Abbildung 5.10 für den Wert $l = 0$.

Aus Abbildung 5.10 wird deutlich, dass der Verlauf eben nicht einem Mittelwert der beiden Einzelpolarisationen, sondern eher einer Verschiebung zu niedrigeren Strahlungstemperaturwerten bis zu negativen Werten hin entspricht. Der Grund hierfür ist durch die Überlagerung der einzelnen Polarisationen im Frequenzbereich zu erklären, da von jeder Polarisation nur bestimmte Raumfrequenzen der jeweiligen Achsstellung zum gesamten Raumfrequenzspektrum beitragen. Da jedoch der prinzipielle Temperaturverlauf erhalten bleibt, ist eine Bildinterpretation noch möglich. Eine genaue Zuordnung der so beobachteten Strahlungstemperatur mit Hilfe einer geeigneten Kalibration ist aber eher schwierig. Es sollte aber beachtet werden, dass dieser Effekt für ein zukünftiges System mit einer zweidimensionalen Anordnung der Antennen mit identischer Polarisation für alle Visibility-Werte nicht auftreten würde.

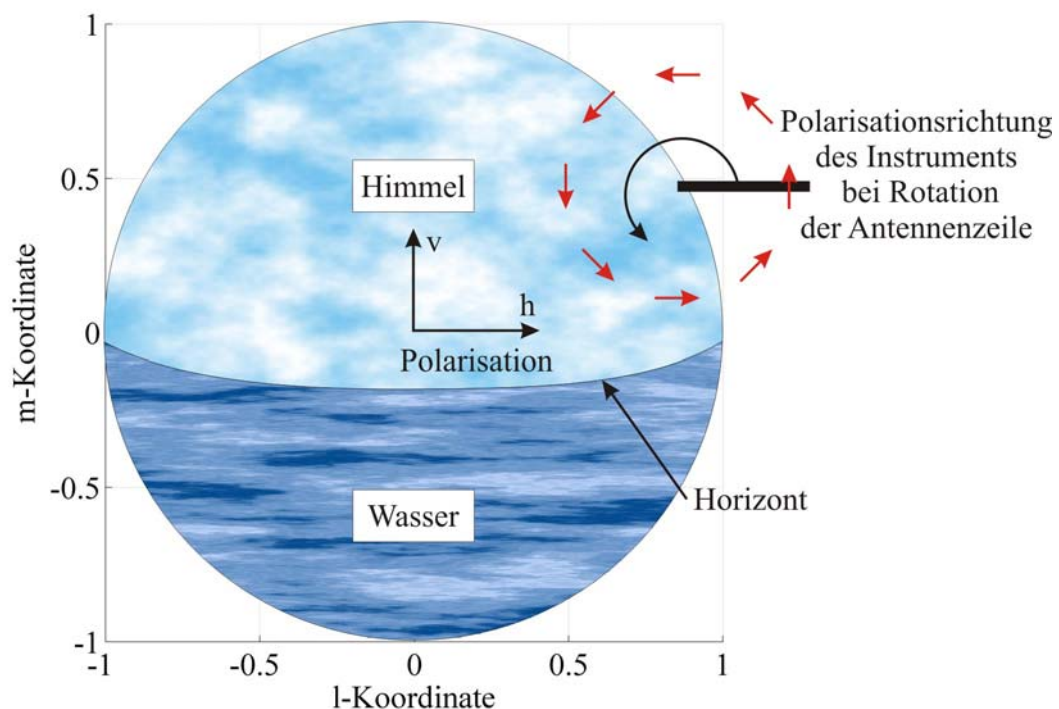


Abbildung 5.7: Schematische Darstellung eines zur Simulation verwendeten ausgewählten Szenarios von Wasser und Himmel. Rechts oben ist die Polarisationsdrehung bei Rotation der Antennenzeile angedeutet. Es wurde dabei angenommen, dass die Szene mit einem um 10° bzgl. der Horizontalen nach oben geneigten Instrument beobachtet wird.

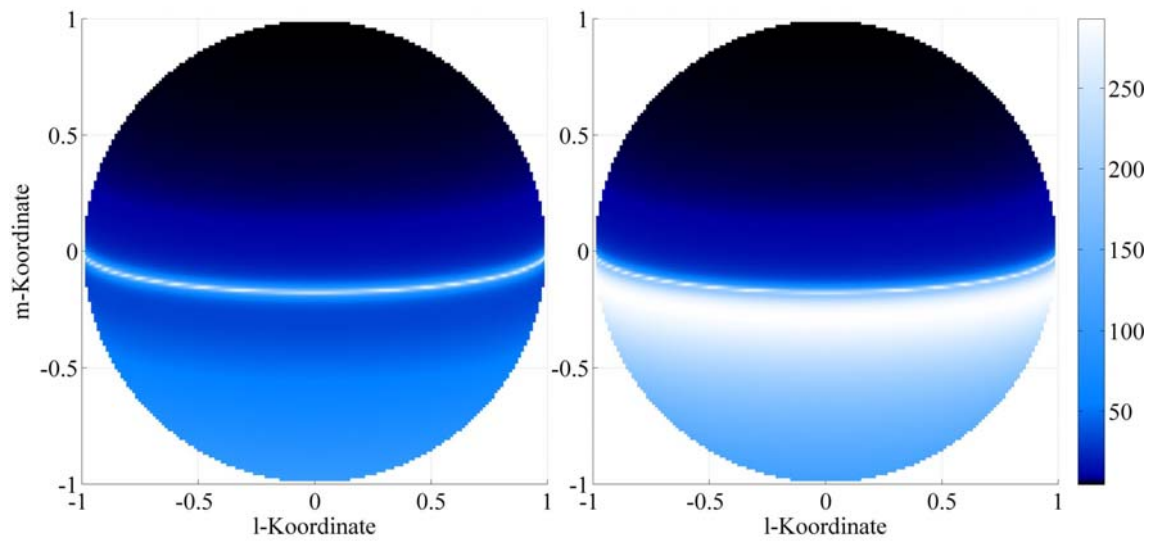


Abbildung 5.8: Simulierte Strahlungstemperaturverteilung für links horizontale und rechts vertikale Polarisation der Szene aus Abbildung 5.7.

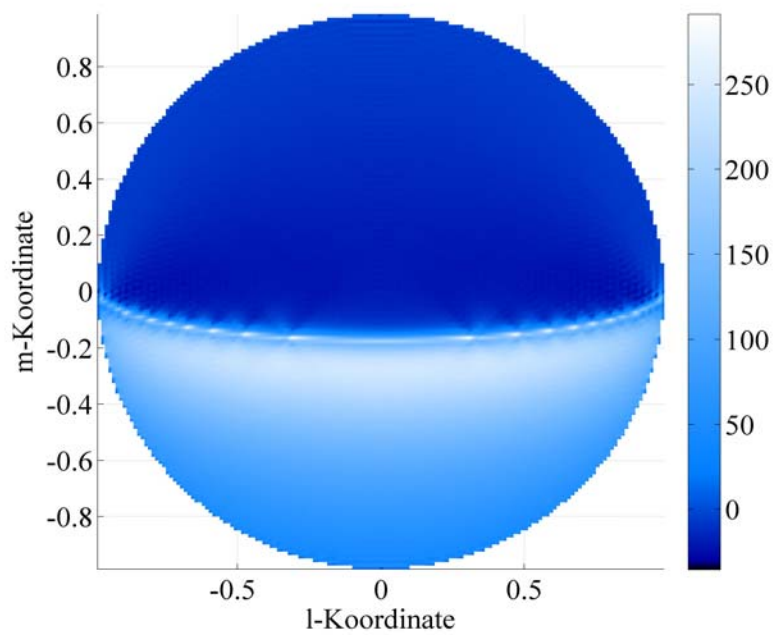


Abbildung 5.9: Rekonstruierte Strahlungstemperaturverteilung der Szene aus Abbildung 5.7, wobei eine Polarisationsdrehung gemäß der ANSAS-Aufnahmegeometrie simuliert wurde.

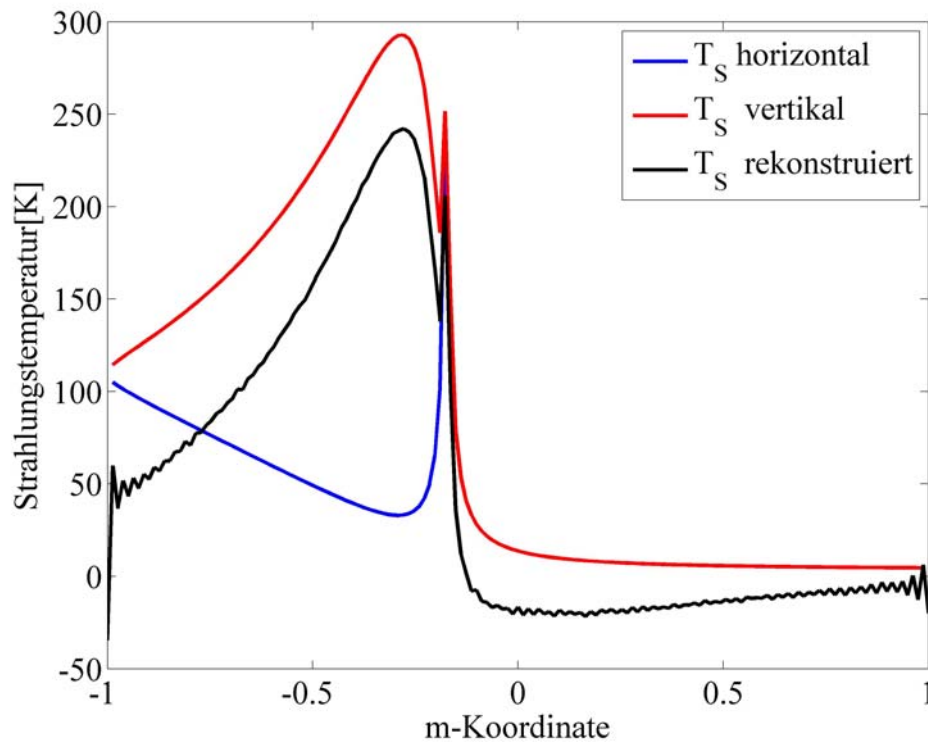


Abbildung 5.10: Schnitt durch die rekonstruierte Strahlungstemperaturverteilung von Abbildung 5.8 und Abbildung 5.9 bei $l = 0$.

5.5 Auswirkungen von Einseitenband- und Zweiseitenbandfrequenzumsetzung

Das ANSAS-System wurde nach dem Heterodyn-Empfängerkonzept aufgebaut. Bei einem Radiometer, welches zur direkten Leistungsdetektion in einem mechanischen Abtaster oder einer Fokalebene-Kamera eingesetzt wird, ist, sofern die Frequenzumsetzung einen Vorteil mit sich bringt, meist ein Zweiseitenbandbetrieb realisiert, um die Bandbreite zu erhöhen und damit die radiometrische Empfindlichkeit zu verbessern (vgl. Gleichung (3.16)). Aufgrund der komplexeren Verarbeitungsmethode der Signale in einem Korrelator ist aber eine detaillierte Betrachtung der Auswirkungen der Frequenzumsetzung der beiden Hochfrequenzbänder in einen gemeinsamen Basisbandbereich notwendig. Die folgenden Berechnungen werden anhand eines idealen Systems mit identischer Übertragungsfunktion durchgeführt. Es wird dabei die Unterscheidung der Seitenbänder mit dem Index o für das obere und dem Index u für das untere Band gekennzeichnet. Die Herleitung erfolgt anhand eines monofrequenten Signals, sie kann jedoch durch eine Superposition auf beliebige Signale erweitert werden. Damit ergeben sich nach Gleichung (4.8) die vier Basisbandsignalterme zu:

$$\begin{aligned}
\underline{u}_{Au}(t_A) &= A \exp(-j2\pi[f_{Lo}t - (f_{Lo} - f_{ZF})(t - t_A)]) \\
\underline{u}_{Bu}(t_B) &= A \exp(-j2\pi[f_{Lo}t - (f_{Lo} - f_{ZF})(t - t_B)]) \\
\underline{u}_{Ao}(t_A) &= A \exp(-j2\pi[(f_{Lo} + f_{ZF})(t - t_A) - f_{Lo}t]) \\
\underline{u}_{Bo}(t_B) &= A \exp(-j2\pi[(f_{Lo} + f_{ZF})(t - t_B) - f_{Lo}t])
\end{aligned} \tag{5.21}$$

Die Korrelation kann separat, mit der Zeitverschiebung $\tau_{AB} = t_A - t_B$ zwischen den beiden Eingangssignalen für das obere und untere Seitenband berechnet werden, da der Korrelationswert zwischen Signalen aus unterschiedlichen Bändern zu Null angenommen werden kann, sofern ein Rauschprozess oder ein monofrequentes Signal vorausgesetzt wird. Der Realteil der Korrelation ergibt sich damit zu:

$$\begin{aligned}
\operatorname{Re}\{\underline{R}_{AB}(\tau_{AB})\} &= \operatorname{Re}\{\underline{R}_{ABu}(\tau_{AB})\} + \operatorname{Re}\{\underline{R}_{ABo}(\tau_{AB})\} \\
&= \operatorname{Re}\{A^2 \exp(-j2\pi(f_{Lo} - f_{ZF})\tau_{AB})\} \\
&\quad + \operatorname{Re}\{A^2 \exp(-j2\pi(f_{Lo} + f_{ZF})\tau_{AB})\} \\
&= \underbrace{A^2 \cos(2\pi(f_{Lo} - f_{ZF})\tau_{AB})}_{\text{Korrelation des unteren Seitenbands}} + \underbrace{A^2 \cos(2\pi(f_{Lo} + f_{ZF})\tau_{AB})}_{\text{Korrelation des oberen Seitenbands}} \\
&= 2A^2 \cos(2\pi f_{ZF}\tau_{AB}) \cos(2\pi f_{Lo}\tau_{AB})
\end{aligned} \tag{5.22}$$

Im Gegensatz zum Einseitenbandbetrieb ist der zweite Kosinusterm, der maßgeblich die Phase der Visibility-Funktion bestimmt, beim Zweiseitenbandbetrieb unabhängig von der Zwischenfrequenz. Hingegen ist der erste Kosinusterm von der Zwischenfrequenz abhängig. Ein Simulationsbeispiel für eine LO-Mischfrequenz von 3 GHz und eine Zwischenfrequenz von 100 MHz ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Es ist ersichtlich, dass für große Laufzeitunterschiede der Korrelationswert beeinträchtigt wird.

Bei der Betrachtung des Imaginärteils der Korrelation ergibt sich ein weit gravierendes Problem, das sich für die eindeutige Rekonstruktion der Strahlungstemperaturverteilung negativ auswirkt. Der Imaginärteil wird nach Gleichung (4.90) durch eine 90°-Phasenschiebung in einem der beiden Zweige A und B erreicht. Analog zum Realteil wird die Korrelation berechnet zu:

$$\begin{aligned}
& \operatorname{Im}\{\underline{R}_{AB}(\tau_{AB})\} \\
&= \operatorname{Re}\left\{A^2 \exp\left(-j2\pi(f_{Lo} - f_{ZF})\tau_{AB} + j\frac{\pi}{2}\right)\right\} \\
&\quad + \operatorname{Re}\left\{A^2 \exp\left(-j2\pi(f_{Lo} + f_{ZF})\tau_{AB} - j\frac{\pi}{2}\right)\right\} \\
&= A^2 \cos\left(2\pi(f_{Lo} - f_{ZF})\tau_{AB} + j\frac{\pi}{2}\right) + A^2 \cos\left(2\pi(f_{Lo} + f_{ZF})\tau_{AB} - j\frac{\pi}{2}\right) \\
&= \underbrace{A^2 \sin\left(2\pi(f_{ZF} - f_{Lo})\tau_{AB}\right)}_{\text{Korrelation des unteren Seitenbands}} + \underbrace{A^2 \sin\left(2\pi(f_{Lo} + f_{ZF})\tau_{AB}\right)}_{\text{Korrelations de oberen Seitenbands}} \\
&= 2A^2 \sin(2\pi f_{ZF} \tau_{AB}) \cos(2\pi f_{Lo} \tau_{AB})
\end{aligned} \tag{5.23}$$

Ähnlich wie beim Realteil ist der zweite Kosinusterm nicht von der Zwischenfrequenz abhängig. Im Unterschied zum Realteil ist jedoch eine deutliche Beeinträchtigung des Korrelationswerts für kleine Zeitverschiebungen feststellbar, wie aus Abbildung 5.12 ersichtlich wird. In dieser Konfiguration ist somit keine sinnvolle Messung im Zweiseitenbandbetrieb möglich [32].

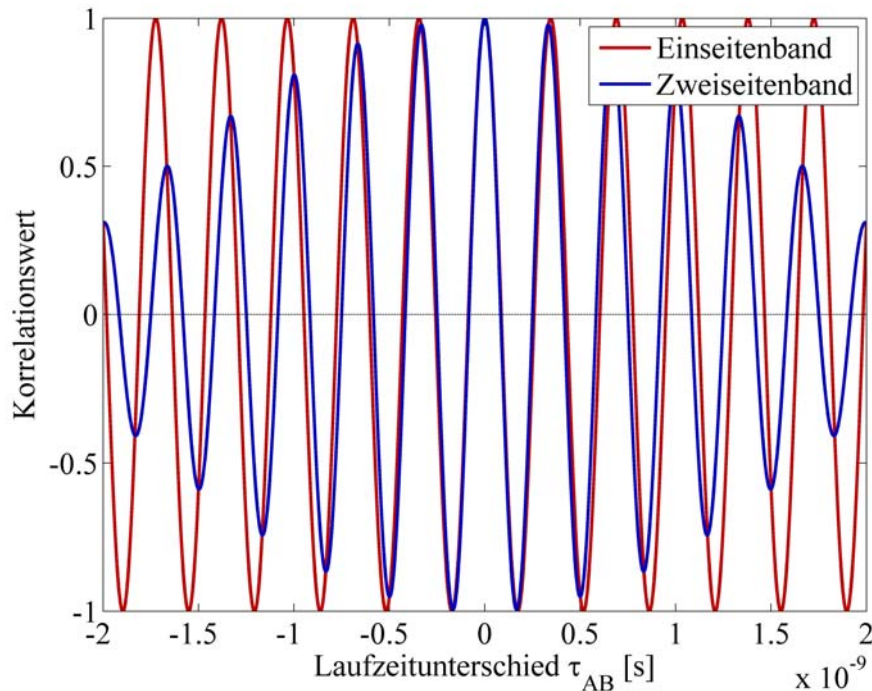


Abbildung 5.11: Realteil der Korrelationsfunktion eines monofrequenten Signals der Frequenz 3,1 GHz für eine Einseitenband- und eine Zweiseitenbandumsetzung bei einer LO-Frequenz von 3 GHz.

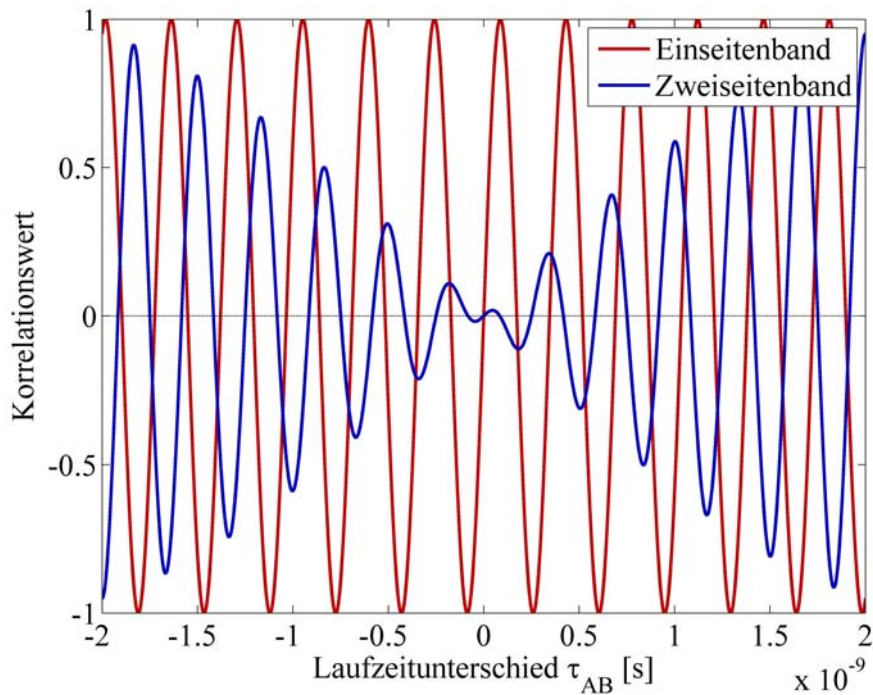


Abbildung 5.12: Imaginärteil der Korrelationsfunktion eines monofrequenten Signals der Frequenz 3,1 GHz für eine Einseitenband- und eine Zweiseitenbandumsetzung bei einer LO-Frequenz von 3 GHz.

In der Radioastronomie werden Verfahren verwendet, die ohne Eingangsfiler dennoch den Zweiseitenbandbetrieb erlauben, was insbesondere bei Frequenzen oberhalb 100 GHz aufgrund der noch nicht verfügbaren rauscharmen Verstärker erwünscht ist [134]. Das Verfahren zur Separation der beiden Seitenbänder beruht auf der periodischen Zuschaltung einer Phasenverschiebung von $\pi/2$ in einem Mischoszillatorzweig und der periodischen Summen- und Differenzbildung der Korrelatorausgänge ([31] S. 182). Beim ANSAS-System soll aber über einen weiten Frequenzbereich selektiv gemessen werden. Aus diesem Grund ist ein festes Eingangsfiler nach einem rauscharmen Vorverstärker nicht möglich. Eine mögliche Realisierung wäre mit einem durchstimmbaren YIG-Bandpass möglich, jedoch ist der Aufwand zur Temperaturstabilisierung und zum Abgleich zwischen den einzelnen Kanälen sehr groß. Die oben beschriebene Methode der Seitenbandseparierung durch periodisches Schalten ist in der Radioastronomie bei einem Zwei-Elemente-Interferometer ohne größeren Aufwand realisierbar, jedoch ab einer Anordnung von drei Kanälen ergeben sich bereits Schwierigkeiten, dem Mischoszillatorsignal die Phasendifferenz von $\pi/2$ gegenüber den anderen Kanälen zu beaufschlagen. In dieser Arbeit wurde daher eine Separation durch einen Einseitenbandmischer verwendet. Der maximale Fehler, welcher durch die nicht vollständige Unterdrückung des zweiten Seitenbandes dem Korrelationswert beaufschlagt wird, verringert sich proportional mit der Größe der Unterdrückung. Beim ANSAS-System mit einer Seitenbandunterdrückung von mehr als 20 dB ergibt sich daher eine Degradation von kleiner 1 %.

6 Der experimentelle Aufbau von ANSAS

Die in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen Ausführungen waren theoretischer Natur. Ein Schwerpunkt dieser Arbeit war jedoch die Entwicklung und der Aufbau eines experimentellen, spektralen Apertursynthese-Instruments zur Demonstration der Machbarkeit von spektraler Messung in Verbindung mit hoher räumlicher Auflösung ohne bewegliche Apertur. Die bisher weltweit verfügbaren hochauflösenden Abbildungssysteme im Mikrowellenbereich sind auf einen relativ schmalbandigen Bereich von wenigen MHz eingeschränkt (z.B. SMOS, ESTAR, GeoSTAR), welcher sich nicht ohne vollständige Neugestaltung des Aufbaus auf andere Frequenzen ausdehnen lässt. Ein Ansatz zu einem Mehrfrequenz-System ist das HiRAD-Instrument, das allerdings bei festen unveränderlichen Frequenzen arbeitet und damit unflexibel und anfällig gegenüber latenten Interferenzstörungen ist. Im Gegensatz dazu gibt es Instrumente (z.B. HOPE-Radiometer), welche nur ein sehr ungenügendes Verhältnis von Gesichtsfeldgröße zu Auflösung und Aufnahmezeit bieten, jedoch eine flexible Einstellung der Mittenfrequenz und damit eine spektrale Messung über einen weiten Frequenzbereich von mehreren Oktaven erlauben. Insbesondere im Frequenzbereich unterhalb 10 GHz können aus spektralen Radiometerdaten verschiedene physikalische Kenngrößen, wie z.B. die Windgeschwindigkeit, der Meeressalzgehalt oder die Regenrate berechnet werden. Im Boden vergrabene Gegenstände sowie hinter optisch dichten Wänden verborgene Objekte, wie in Abschnitt 2.7 beschrieben, können mit einem frequenzselektiven Verfahren bei niedrigen Frequenzen überhaupt erst aufgespürt werden.

Die Anforderungen an ein solches frequenzselektives, hochauflösendes System können mit Hilfe der theoretischen Überlegungen der vorangegangenen Kapitel bestimmt werden. Aufgrund der in Abschnitt 2.6 und 2.7 hergeleiteten Zusammenhänge für die Eindringtiefe wurde wie schon beim HOPE-Projekt ein Frequenzbereich von etwa 1,4 - 7 GHz gewählt, der spektral mit einer Bandbreite von 20 MHz abgetastet werden kann. Als Abbildungsmethode wurde nach Abschnitt 3.6 das Verfahren der Apertursynthese gewählt, da hiermit eine hohe räumliche Auflösung mit einer geringen Anzahl an Empfängern ohne mechanisch bewegte Elemente realisiert werden kann. Diese Kombination von Abbildungsmethode und spektraler Messung kann auch als ein Demonstrator für zukünftige Satellitenmissionen dienen, bei denen immer höhere räumliche Auflösungen gefordert werden und eine spektrale Aufnahme viele Vorteile für die Rückgewinnungsalgorithmen bieten kann.

Als Lösungsansatz wurde in dieser Arbeit ein Instrument entwickelt, welches ein Kompromiss zwischen der gesamten Messzeit und dem verwendeten Hardwareaufwand darstellt. Eine zweidimensionale ausgedünnte Apertur, die ohne Bewegung der Antennen alle zur Rekonstruktion benötigten Raumfrequenzen misst, erfordert trotz einer Ausdünnung eine hohe Anzahl an Empfängern und Korrelatoren, um ein

akzeptables Verhältnis von Auflösung und Gesichtsfeld zu erzielen. Jedoch ist die Aufnahmezeit lediglich durch die erforderliche Integrationszeit, also die zeitliche Mittelung des Korrelators bestimmt. Andererseits benötigt ein Zwei-Elemente-System, wie es in früheren Arbeiten aufgebaut wurde [3], trotz automatischer Positionierung der Antennen durch das sukzessive Messen der Basislängen eine lange Aufnahmezeit.

In den folgenden Abschnitten soll nun das entwickelte und aufgebaute Gesamtsystem mit den einzelnen Komponenten vorgestellt werden. Weiterhin werden Grenzen und Verfahren zur Anpassung des Instruments an die speziellen breitbandigen Anforderungen aufgezeigt.

6.1 Messprozedur und Aufnahmegeometrie

Ein Apertursynthese-Instrument erfordert im Vergleich zu einem Zeilenabtaster eine vielfache Anzahl an einzelnen Empfängermodulen, obwohl prinzipiell eine stark ausgedünnte Antennenanordnung verwendet werden kann. Daher wird hier aus Kostengründen eine eindimensionale ausgedünnte Antennenstruktur auf einer linearen Achse verwendet, die durch zusätzliche Rotation um mindestens 180° eine vollständige Abtastung der Raumfrequenzebene erlaubt. In Abbildung 6.1 ist eine konzeptionelle Zeichnung des Systems zur Verdeutlichung der Anordnung einzelner Teilkomponenten gezeigt.

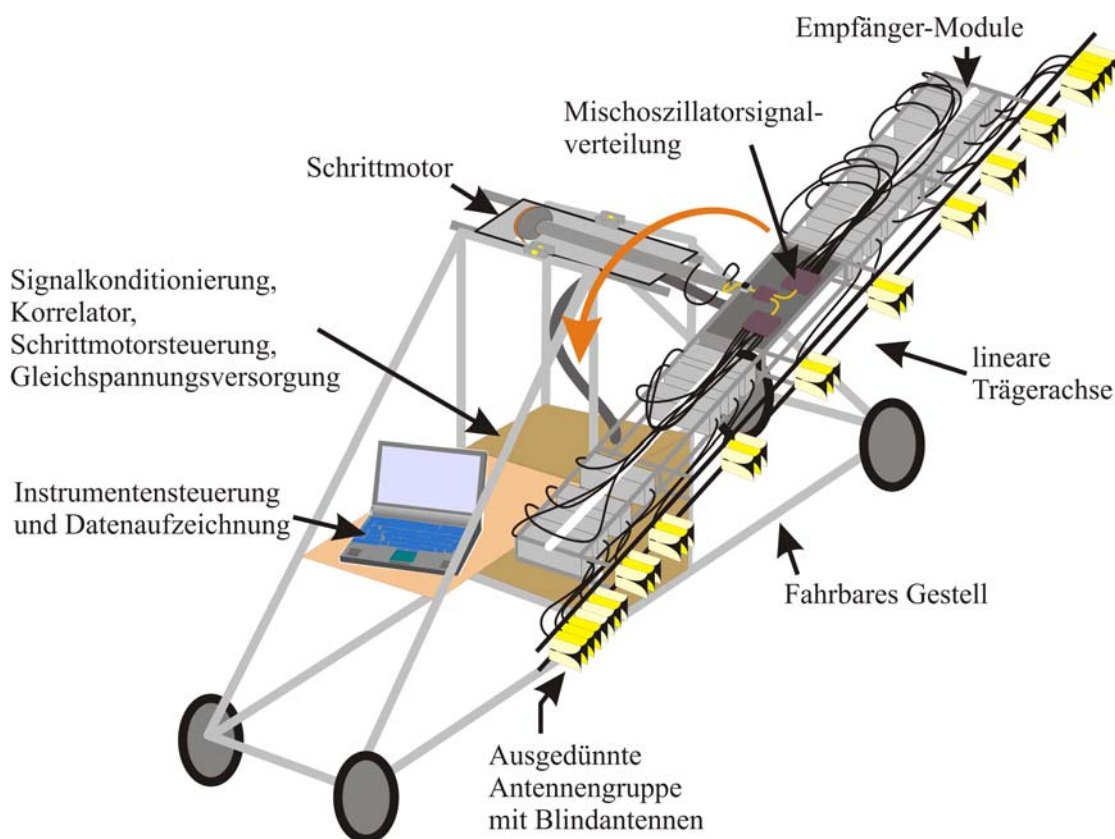


Abbildung 6.1: Konzeptzeichnung des ANSAS-Instruments.

Die Antennen sind auf einer 3 m langen linearen Achse in einer festen, aber frei wählbaren Anordnung auf verschiebbaren Halterungen angebracht. Hierdurch lassen sich verschiedene Abtastraster der Raumfrequenzebene in radialer Richtung erzielen. Außerdem ist es möglich, durch die flexible Anbindung der Antennen an die Empfänger mit einem Koaxialkabel verschiedene Antennentypen, welche die erforderlichen technischen Spezifikationen aufweisen, durch Adapter an der Achse anzubringen. In der dargestellten Konfiguration befinden sich zusätzlich mit 50Ω abgeschlossene Antennen neben jeder betriebenen Antenne, die keine direkte Nachbarantenne hätte, um für jede Antenne in der ausgedünnten Anordnung ähnliche elektromagnetische Umgebungsbedingungen und damit ähnliche Antennendiagramme zu erreichen. Die Empfängermodule sind ebenfalls auf der Achse angebracht, um eine möglichst kurze Anbindung der Antenne zu erreichen. Ein weiterer Vorteil dieser Anbringung ist die durch starre Kabelanbindung erzielte Phasenstabilität, welche bei der Drehung der Achse und den damit verbundenen kanalabhängig unterschiedlichen Verformungen eines Kabels zu einer unterschiedlichen Phasenänderung der einzelnen Kanäle führen könnte. Aus diesem Grund ist die kohärente Verteilung des Mischoszillatorsignals ebenso auf der Achse angebracht. Die Verbindung zum Mischoszillator selbst mit einem koaxialen Kabel hat damit auf die Visibility-Werte keinen Einfluss, da sich eine Änderung der Phase auf dem Verbindungskabel auf alle Kanäle gleich auswirkt und damit zu keiner ungewollten Phasendifferenz führt. Jedes Empfängersignal wird dann über eine BNC-Leitung zur weiteren Verarbeitung den Signalkonditionierungsmodulen zugeführt, welche sich im nicht zu rotierenden, aber fahrbaren Rahmen befinden. Da die Signale dort bereits auf eine Zwischenfrequenz umgesetzt wurden, ist eine Verformung des Kabels mit nur sehr geringen Phasenänderungen $< 1^\circ$ beaufschlagt. Durch die zusätzliche Verlegung der Kabel in einen gemeinsamen Kabelstrang sind die Phasendifferenzwerte vernachlässigbar. Die daran anschließende Verarbeitung der Signale wird dann im Korrelator- sowie der Leistungsmesseinheit durchgeführt. Die Anbindung an den Mess- und Steuerrechner erfolgt über eine USB-Verbindung. Insbesondere wird die in Abbildung 6.1 mit dem orangenen Pfeil angedeutete Rotation der linearen Achse mittels Schrittmotor durch eine separate vom Rechner kontrollierte Steuerung betrieben. Außerdem werden die Frequenzeinstellungen und die frequenzabhängige Leistungseinstellung des Mischoszillators durch den Steuerrechner auf die Korrelator- und Leistungsmesseinheit abgestimmt.

Die Winkelgenauigkeit der Motorsteuerung beträgt 0.03° , was jedoch nicht genau dem Drehwinkelfehler der Antennen entspricht, da sich durch das Metallgewicht der Empfangszweige auf der linearen Achse eine Biegung desselben von ca. 2 cm bei horizontaler Stellung ergibt. Die Auswirkungen dieses Effekts auf die Bildrekonstruktion wurden bereits in Abschnitt 5.1.4 untersucht. Da die Biegung jedoch eindeutig den Gesetzen der Mechanik folgt und bei bekannter Achsstellung nach Gleichung (5.14) sehr exakt angenähert werden kann, lässt sich der entsprechende Fehler korrigieren.

Die Drehachse für die Antennenzeile ist auf einer schwenkbaren Platte montiert, welche es ermöglicht die zentrale Blickrichtung des Instruments in einem Bereich von $+90^\circ$ bis

-15° unterhalb des Horizonts zu verstellen. Dies ist insbesondere zur Abbildung des Himmels unablässig, da ein Kippen des gesamten Aufbaus nahezu unmöglich wäre.

Ein weiterer Vorteil bietet die Messung mit zentralem Blickwinkel unterhalb des Horizonts bei Messungen von erhöhten Positionen. Der interessante Bereich bei einer solchen Aufnahme befindet sich meist unterhalb des Horizonts. Da die Auflösung eines Apertursynthese-Radiometers in den äußeren Bildbereichen schlechter wird und die Auswirkungen der rückgerechneten Antennendiagramme verstärkt werden, ist die Hauptblickrichtung möglichst nahe dem interessierenden Abbildungsbereich zu wählen.

Das aufgebaute ANSAS-Instrument ist in einer Fotografie in Abbildung 6.2 dargestellt. Zur Demonstration der Größenverhältnisse ist eine Person mit abgebildet. Zu erkennen ist die Antennenzeile in einer 45°-Stellung bzgl. der Waagrechten. Auf der Oberseite der linearen Achse ist das Verteilnetzwerk für den Mischoszillator zu erkennen und hinter der Achse waagrecht stehend ein Schrittmotor mit Untersetzung und Anbindung an die Welle für die Rotationsbewegung.



Abbildung 6.2: Fotografie des ANSAS-Instruments mit einer Person zum Größenvergleich.

Im unteren Teil des Gestells, hinter Kabeln verdeckt, sind die Signalkonditionierungs- und die Korrelatoreinheit sowie der Mischoszillator als 19"-Einschübe angebracht. Davor befindet sich die Gleichspannungsversorgung des gesamten Instruments. Trotz des massiv scheinenden Aufbaus wurde auf eine kompakte und flexible Bauweise geachtet, was durch die Frequenzwahl von < 10 GHz und der damit verbundenen Aperturgröße für eine bestimmte räumliche Auflösung nur bedingt möglich war. In einem flugzeug- oder satellitengetragenen Aufbau wäre es zweckmäßig, die Empfänger und die Signalkonditionierung in integrierter Bauweise (MMIC-Technologie) umzusetzen.

6.2 Anordnung der Einzelantennen

Die Positionierung der einzelnen Antennen kann bei einem Apertursynthese-Verfahren in einer ausgedünnten Anordnung erfolgen. Wie in Kapitel 4 gezeigt, entspricht eine Abtastung des Raumfrequenzspektrums einer Messung der Korrelation der Empfangssignale zweier Antennen, welche sich in einem bestimmten räumlichen Abstand befinden, unabhängig von der absoluten Position. Zur Minimierung der Empfängeranzahl und damit der Kosten wird eine lineare Antennenkonfiguration mit kleinster Redundanz der Basislängen und maximaler Apertur angestrebt. Das Abtasttheorem erfordert eine minimale Diskretisierung der Raumfrequenz und damit eine lückenlose Anordnung aller Basislängen als Vielfache dieses kleinsten Abtastintervalls. In der Literatur sind viele Optimierungsansätze hierzu beschrieben, wovon die meisten zwar das Kriterium der kleinsten Redundanz verfolgen, jedoch dabei keine lückenlose Abtastung gemäß Abtasttheorem ermöglichen [135]. Die Optimierung der Antennenanordnung ist ein sehr rechenaufwändiges Verfahren, das überproportional und nichtlinear mit der Anzahl der Antennen wächst. In [136] sind lückenlose Antennengruppen bis zu einer Größe von 11 Elementen und einer maximalen Basislänge des 43fachen des minimalen Abtastintervalls $\Delta\rho_\lambda$ beschrieben. Eine Erweiterung auf 20 Antennen und eine maximale Basislänge von $125 \Delta\rho_\lambda$ ist in [137] vorgestellt, wobei hier Kombinationen aus kürzeren optimalen Antennenanordnungen miteinander kombiniert wurden. Eine neue Berechnung für Antennenanordnungen mit bis zu 30 Antennen wurde mit Hilfe eines heuristischen Optimierungsverfahrens, des „simulierten Ausglühens“ oder „simulated annealing“ [138], durchgeführt und damit optimale, also lückenlose, Antennengruppen mit minimaler Redundanz berechnet.

Aus den möglichen Antennenkonfigurationen wurde für das ANSAS-Instrument aufgrund einer Abschätzung von Kosten, zu erzielender Auflösung und Instrumentgröße eine Anordnung mit 15 Empfänger gewählt. In Abbildung 6.3 sind die Antennenpositionen im Positionsvektor d_{79} in Vielfachen des kleinsten Abtastintervalls angegeben und die schematische Ansicht der Antennenanordnung dazu ist dargestellt. Exemplarisch wurde hier die Basislänge zwischen der vierten und achten Antenne eingezeichnet.

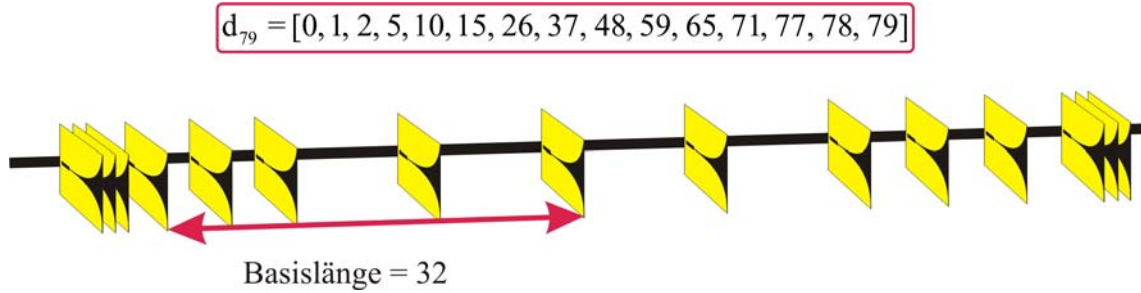


Abbildung 6.3: Positionierungsvektor d_{79} und schematische Darstellung der verwendeten Antennenanordnung.

Eine weitere wichtige Größe, welche die Leistungsfähigkeit des Instruments bestimmt, ist das kleinste Abtastintervall. Durch die Abschätzung des maximalen Gesichtsfeldes aus den Antennendiagrammen der Einzelemente (vgl. Abschnitt 6.3) wird ein mittleres Gesichtsfeld von 80° für die höheren Frequenzen von 5 – 7 GHz angenommen. Dies entspricht dann einem maximalen Gesichtsfeld von $I_{\max} = m_{\max} = 0,65$ und damit einem minimalen Abtastintervall von $\Delta\rho_\lambda = 0,75$, was einer physikalischen Länge von 35 mm für eine Frequenz von 6,5 GHz gleichkommt. Daraus lässt sich dann eine vollständige Systemauslegung berechnen. Die so ermittelten Werte sind in Tabelle 6.4 zusammengefasst.

Tabelle 6.4: Wichtige Systemparameter des ANSAS-Instruments.

Antennenanzahl	15
Frequenzbereich [GHz]	1,4 - 6,5
Abtastintervall [m]	0,035
Abtastintervall [λ]	0,16 – 0,75
Maximale Basislänge [m]	2,76
Theoretische räumliche Auflösung [$^\circ$]	3 – 0,7
Genutztes Gesichtsfeld [$^\circ$]	~ 80
Azimutales Abtastintervall [$^\circ$]	$< 0,74$

Aufgrund der frequenzselektiven Messung des ANSAS-Instruments über mehrere Oktaven ergeben sich einige frequenzabhängige Parameter. Diese werden durch die Abtastung der Raumfrequenzebene bezogen auf die Wellenlänge beeinflusst.

6.3 Breitbandige Vivaldi-Antennen

Die Forderung nach einem Eingangsfrequenzbereich über mehrere Oktaven stellt eine große Herausforderung an die Entwicklung einer Antenne dar, wenn die weitere Voraussetzung der Positionierung im Abstand von $0,75 \lambda$ für die höchste Frequenz

beachtet werden muss. Die einzige in der Literatur bekannte Antenne, welche die sich daraus ergebenden Abmessungen bei dem geforderten Frequenzbereich einhalten kann, ist eine planare Vivaldi-Antenne. Beim Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik (IHE) der Universität Karlsruhe wurden verschiedene Formen und Ankopplungen bezüglich der Breitbandigkeit und Richtdiagrammform in mehreren Iterationsschritten untersucht.

Die nach dieser Optimierung gefertigte Antenne ist eine aperturgekoppelte Vivaldi-Antenne auf einem Arlon-Trägersubstrat der Dicke 1,57 mm mit einer Größe von 186 x 129 mm². Zum Schutz vor Umwelteinflüssen wurden die Kupferflächen zusätzlich vergoldet. In Abbildung 6.4 ist die Vorder- und Rückseite der Antenne mit und ohne Antennenhalterung abgebildet. Bei der Fertigung der Antennenhalterung wurde speziell auf die Verwendung elektrisch nicht leitender Materialien geachtet. Zusätzlich fungiert die Halterung als Stabilisierung für das mechanisch eher instabile Antennensubstrat.

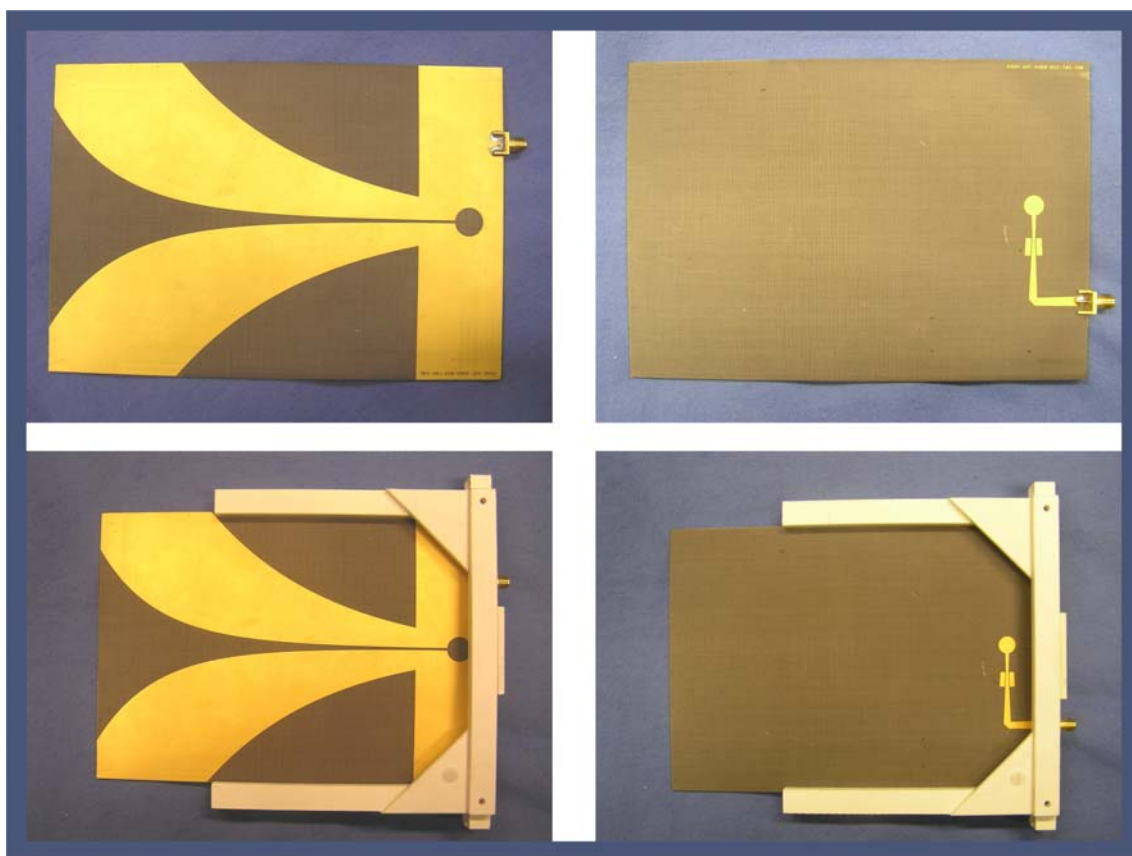


Abbildung 6.4: Fotografie der ANSAS-Vivaldi-Antennen. Darstellung der Vorder- und Rückseite (links und rechts), ohne und mit Halterung (oben und unten).

Die Vermessung der Antennendiagramme erfolgte für verschiedene Frequenzen im spezifizierten Bereich. Die Antennencharakteristik für ausgewählte Frequenzen ist in Abbildung 6.5 für die E-Ebene, die parallel zur Substratebene, und für die H-Ebene, die

senkrecht zur Substratebene definiert ist, gezeigt. Die Antennen wurden dabei in einer Dreier-Formation vermessen, was die spätere Anordnung in der Antennengruppe approximieren soll. Zu erkennen ist, dass besonders für hohe Frequenzen ein Abfall von bis zu 10 dB zu den äußeren Bereichen, mit schwarzen, gestrichelten, senkrechten Linien gekennzeichnet, in Kauf genommen werden muss, während bei tiefen Frequenzen Nebenmaxima von nur etwa -4 dB auftreten.

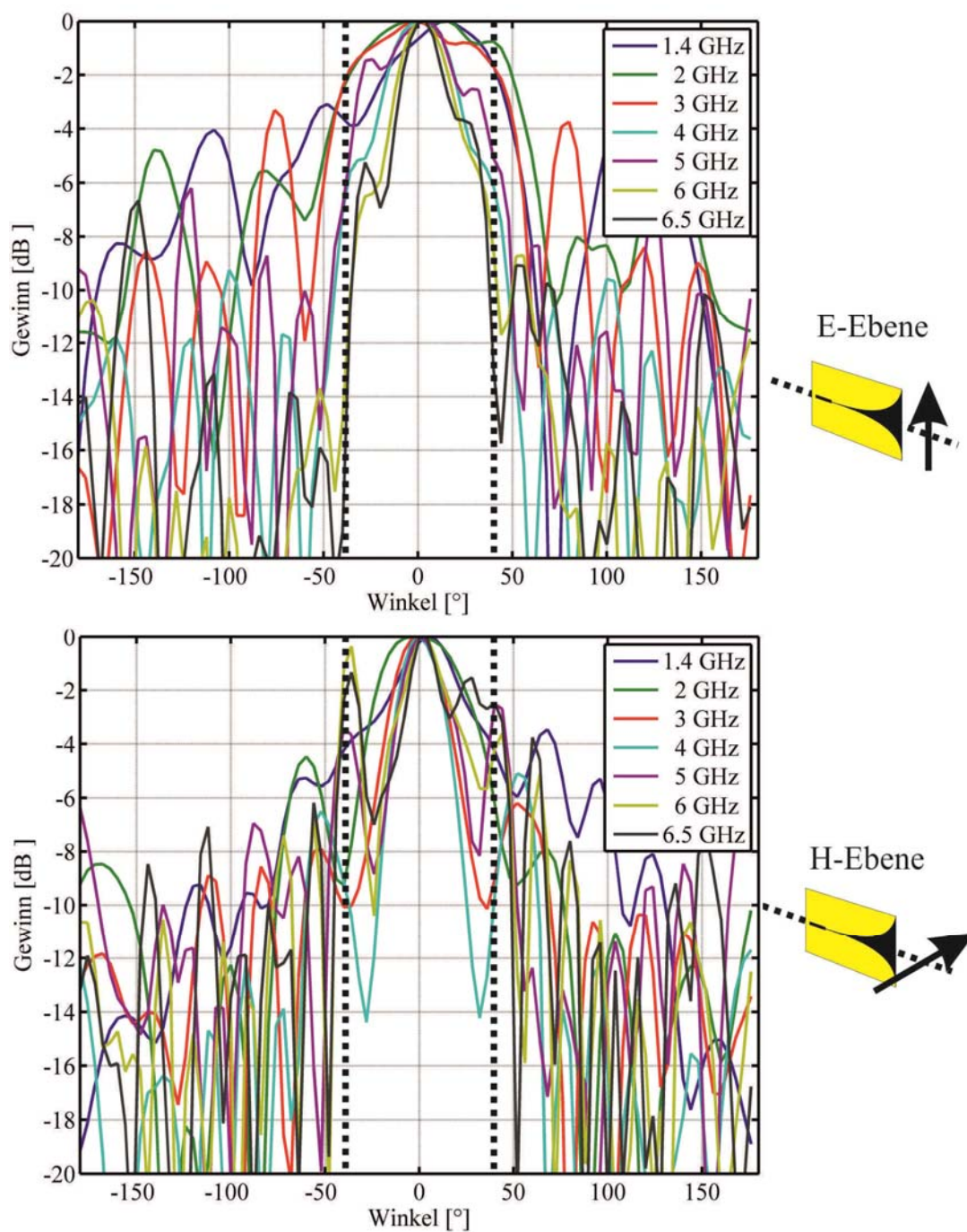


Abbildung 6.5: Gemessenes normiertes Leistungsrichtdiagramm der Vivaldi-Antennen für ausgewählte Frequenzen. Oben: Messwerte E-Ebene, unten: Messwerte H-Ebene.

Das vollständig vermessene Leistungsrichtdiagramm ist in sphärischer Darstellung in Abbildung 6.7 für fünf repräsentative Frequenzen gezeigt. Der Eingangsreflexionsfaktor der Vivaldi-Antennen als Einzelement und in einer Gruppenanordnung ist in Abbildung 6.6 gezeigt. Der Einfluss der Anordnung ist deutlich zu erkennen. Zur Unterdrückung der rückwärtigen Antennenkeulen wurde an die Antennenzeile Absorber angebracht, der als blau-schwarze Umrahmung der Antennenzeile in Abbildung 6.8 abgebildet ist.

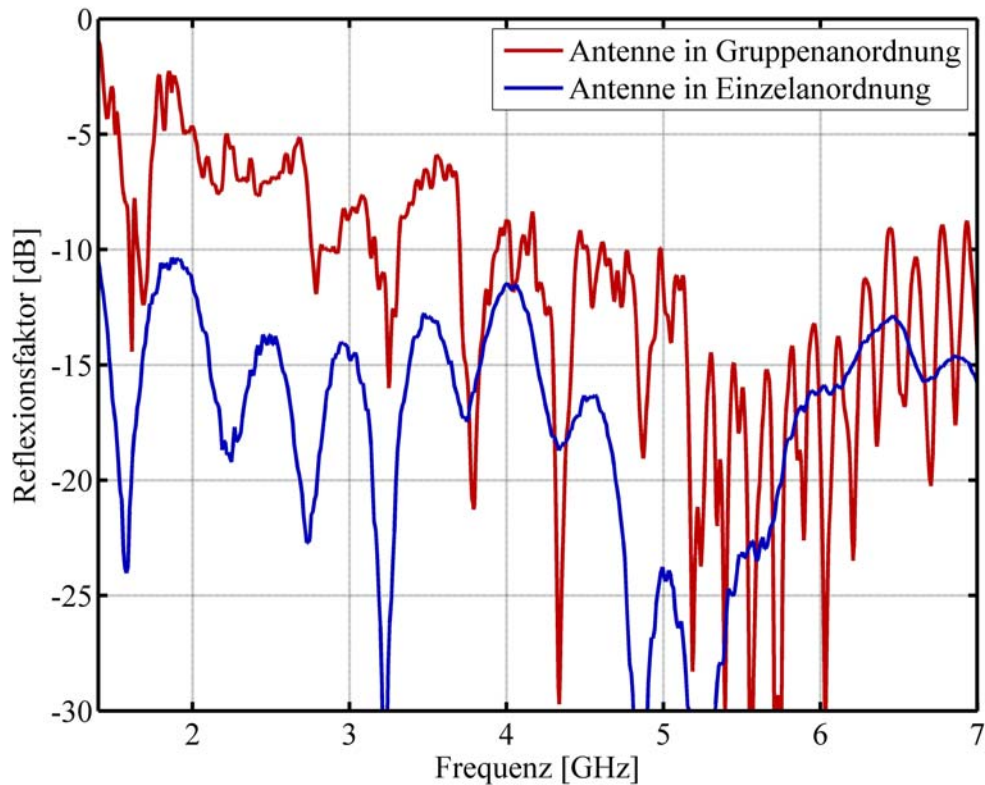


Abbildung 6.6: Gemessener Eingangsreflexionsfaktor einer Vivaldi-Antenne als Einzelement und in einer Gruppenanordnung mit zwei benachbarten Antennen.

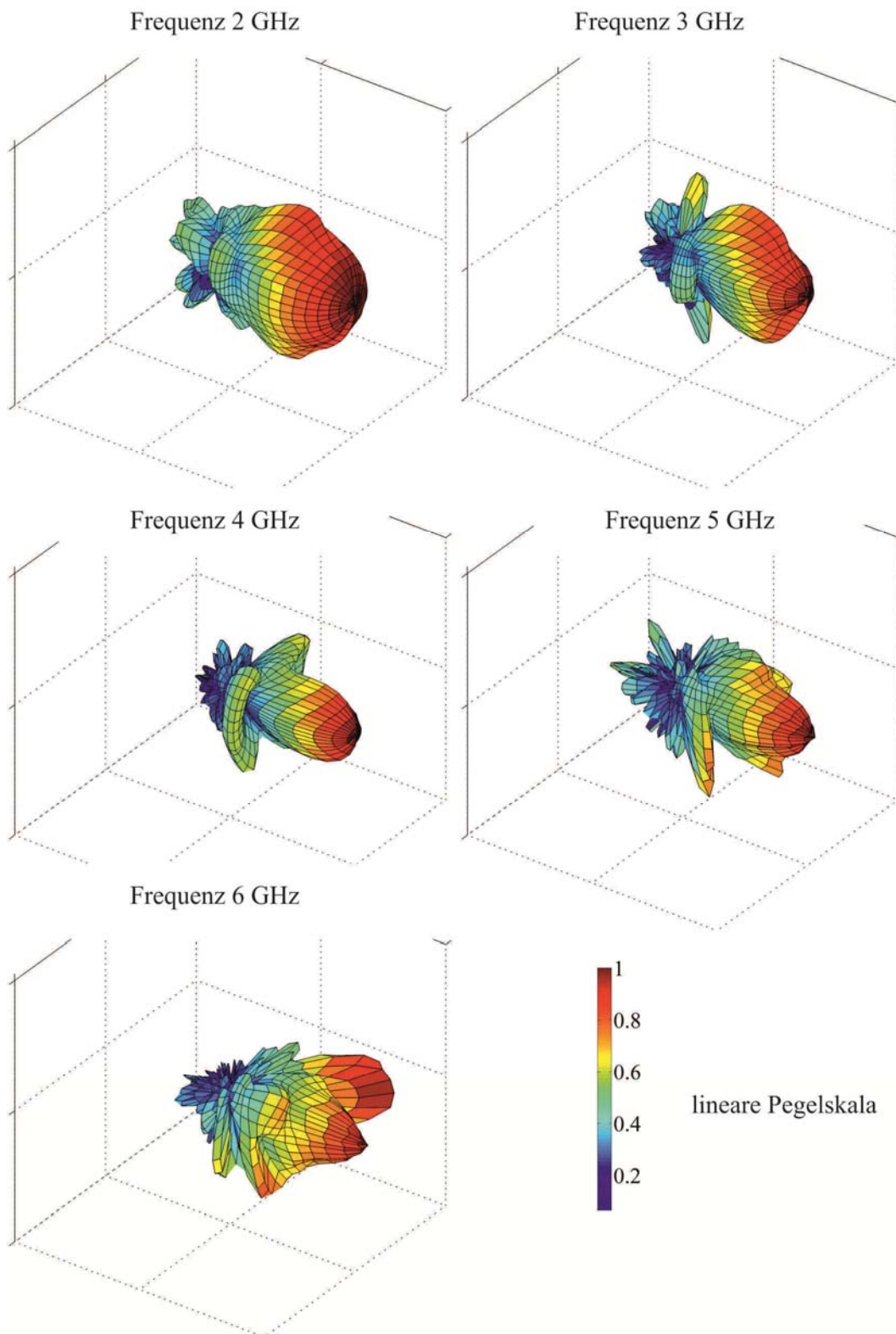


Abbildung 6.7: Normierte Leistungsrichtdiagramme der Vivaldi-Antennen bei verschiedenen Frequenzen in einer dreidimensionalen Darstellung.



Abbildung 6.8: Fotografie des ANSAS-Instruments mit absorbierender Abschirmung der Antennenrückseiten.

6.4 Aufbau der Empfänger

In Abschnitt 6.1 wurde bereits das Gesamtsystem beschrieben und die Aufteilung in einzelne Module auf dem Antennenträger und im fahrbaren Gestell angesprochen. Im Folgenden sollen nun die in dieser Arbeit entworfenen und aufgebauten einzelnen Empfängermodule näher beschrieben werden, welche die Signale der Antennen weiter verarbeiten. In Abbildung 6.9 ist das Blockschaltbild eines vollständigen Empfängerzweiges mit zugehörigen Bauteilspezifikationen gezeigt. Abbildung 6.10 zeigt dies schematisch für alle Zweige. Alle Einheiten sind bis zur Korrelator- und zur Leistungsmessschaltung modular aufgebaut. Dies hat den Vorteil, dass einzelne Kanäle gesondert untersucht bzw. betrieben und insbesondere die Empfängermodule verteilt auf dem Antennenträger angebracht werden können. Außerdem ist die Trennung zwischen hochfrequentem und niederfrequentem Bereich durch eine gestrichelte Linie markiert. Im Folgenden werden nun die einzelnen, farblich unterlegten Blöcke in Abbildung 6.9 nacheinander beschrieben. Dies teilt sich in die auf dem Antennenträger befestigten Empfängermodule, das Mischoszillatormodul sowie die im fahrbaren Gestell montierte Signalkonditionierung auf.

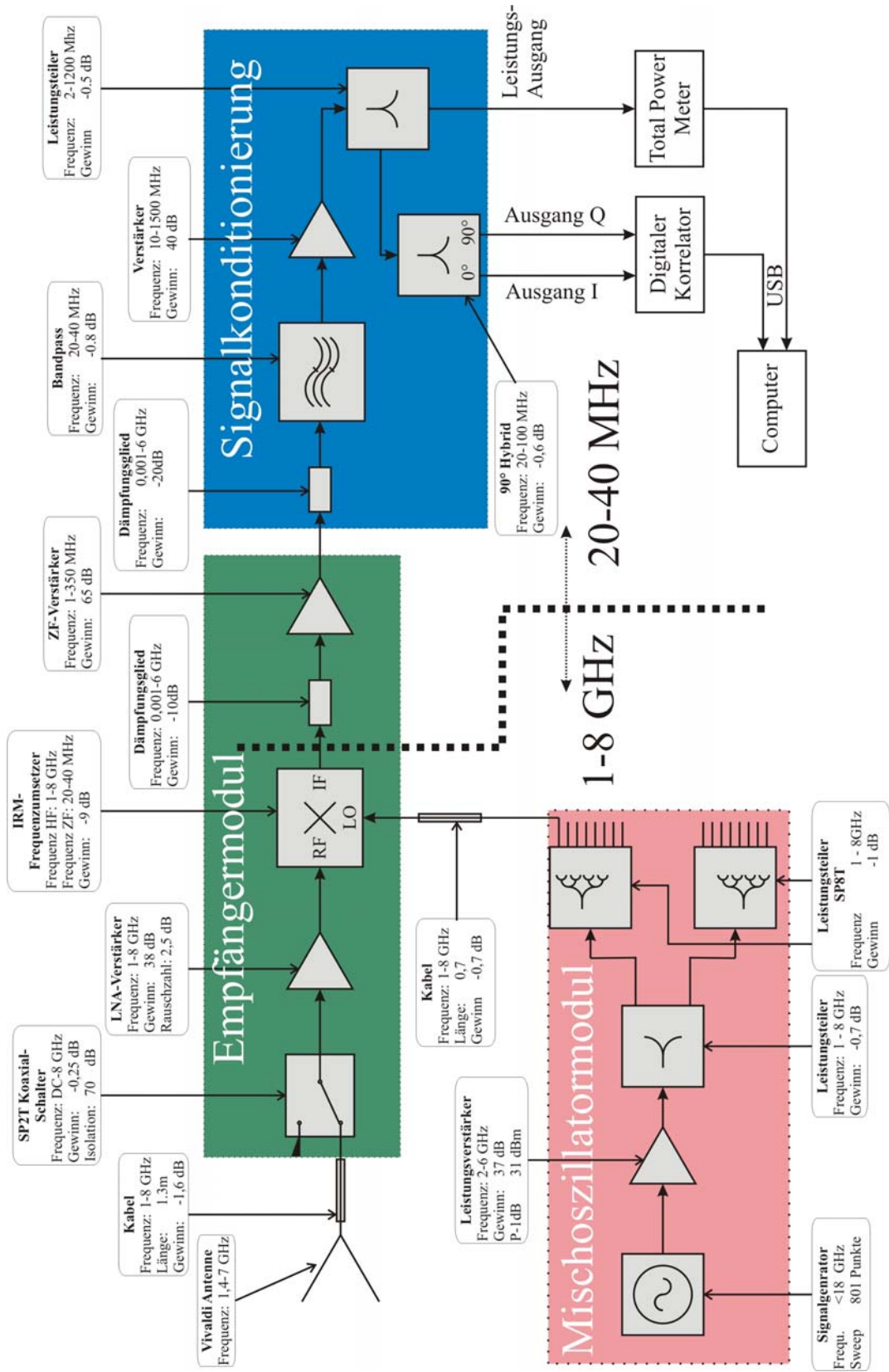


Abbildung 6.9: Blockschaltbild eines einzelnen ANSAS-Empfangszweigs mit zugehörigen Bauteilspezifikationen.

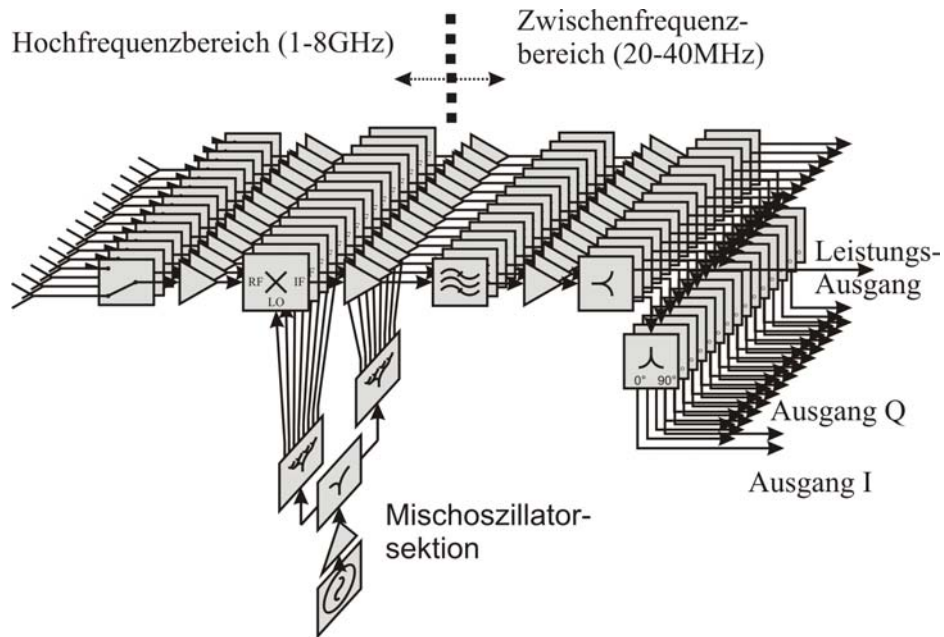


Abbildung 6.10: Blockschaltbild des ANSAS-Empfängeraufbaus für alle Empfängerzweige.

6.4.1 Empfängermodul

Neben dem Korrelator und den Antennen sind maßgeblich an den Gesamteigenschaften des Systems die Hochfrequenzbauteile der Empfängereinheit beteiligt, die in Abbildung 6.11 in der aufgebauten Version dargestellt ist. Der Aufbau ist als 19"-Einschub umgesetzt, der im Antennenträger nahezu beliebig befestigt werden kann. Einige Voraussetzungen für dieses Konzept wurden bereits im Theorieteil dieser Arbeit behandelt. Antennenseitig ist als erstes Bauteil ein Koaxialschalter zur Umschaltung auf einen angepassten Kalibrationsabschluss eingebaut. Diese Kalibrationseinrichtung ist für eine Beobachtung der Verstärkungsdrift des Empfängers über der Zeit sowie für die Einspeisung von unkorreliertem Rauschen in die einzelnen Kanäle vorgesehen. Der Abschluss ist mit einem Temperaturfühler ausgestattet, um die genaue Temperatur und damit die Rauschleistung des Widerstandes zu ermitteln.

Die Empfängerrauschtemperatur wird nach Gleichung (3.12) im Wesentlichen durch die ersten eingangsseitigen Komponenten einer Schaltung beeinflusst. Es wurde deshalb darauf geachtet, dass ein rauscharmer Verstärker (LNA) so nah wie möglich am Antennenausgang angebracht wird. Der verwendete Verstärker hat eine Bandbreite von 1 – 8 GHz und einen Gewinn von 38 dB mit einer Variation von 2 dB über der Frequenz. Die Rauschzahl für diesen so breitbandigen Verstärker ist vom Hersteller mit maximal 2,5 dB spezifiziert. Die messtechnische Bestimmung der Gesamtrauschzahl ist in Abschnitt 6.4.4 beschrieben.

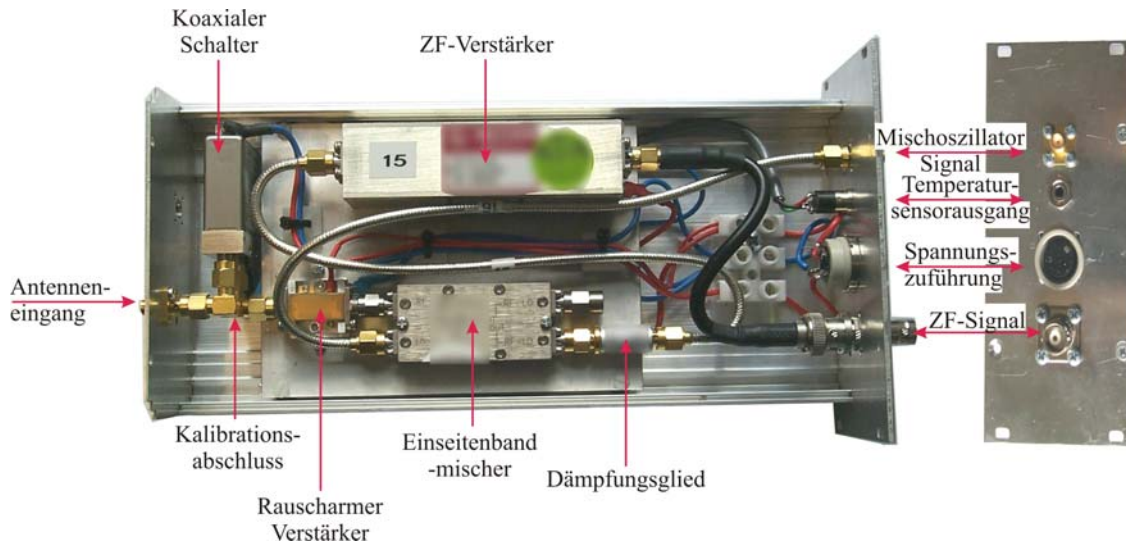


Abbildung 6.11: Fotografie des Empfängermoduls mit einer Seitenansicht der externen Anschlüsse.

Ein für die Apertursynthese und die spektrale Betrachtung wichtiges Bauteil ist der Einseitenbandmischer (IRM). Wie in Abschnitt 5.5 beschrieben, verschwindet der Imaginärteil der Korrelation, wenn im Zweiseitenbandbetrieb gemessen wird. Damit ist keine eindeutige Rekonstruktion der Helligkeitstemperturverteilung möglich. Die Spiegelfrequenzunterdrückung beim IRM basiert auf der Hybridbildung des LO-Signals sowie des ZF-Ausgangssignals, wie dies in Abbildung 6.12 dargestellt ist. Bei einer Eingangsbandbreite von 1 – 8 GHz ist eine Unterdrückung von 20 dB in einem ZF-Frequenzbereich von 20 – 40 MHz ein ausreichender Wert.

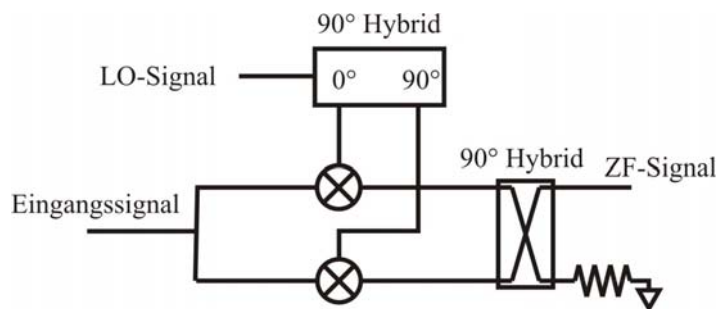


Abbildung 6.12: Prinzipschaltbild eines Einseitenband-Frequenzumsetzers.

Aufgrund der unerwartet hohen Gewinnwerte der Verstärkerbauteile von teilweise mehr als 10 dB über der Spezifikation wurden zur Unterdrückung von Schwingneigungen und zur Beschränkung des Pegels bezüglich der Sättigung Dämpfungsglieder eingesetzt. Da der erste ZF-Verstärker eine Verstärkung von 65 dB über einen Frequenzbereich von 1 - 350 MHz aufweist, wurde das Signal vor dem Verstärker um 10 dB gedämpft. Das Ausgangssignal wird dann in den Signalkonditionierungsmodulen weiterverarbeitet.

6.4.2 Signalkonditionierung

Wie die Empfängermodule, so ist auch die Signalkonditionierungseinheit modular aufgebaut. Um in dem beschränkten Raumangebot eines drei Höheneinheiten großen 19"-Einschubs alle 15 Empfänger leicht zugänglich unterzubringen, wurde ein Steckkartensystem entworfen, wobei auf jeder Karte zwei Signalfade aufgebaut sind. Der gesamte Einschub und die Einzelpfade sind in Abbildung 6.13 gezeigt. Das Signal wird für jeden Kanal individuell bedämpft, um eine ähnliche Ausgangsleistung zu erreichen.

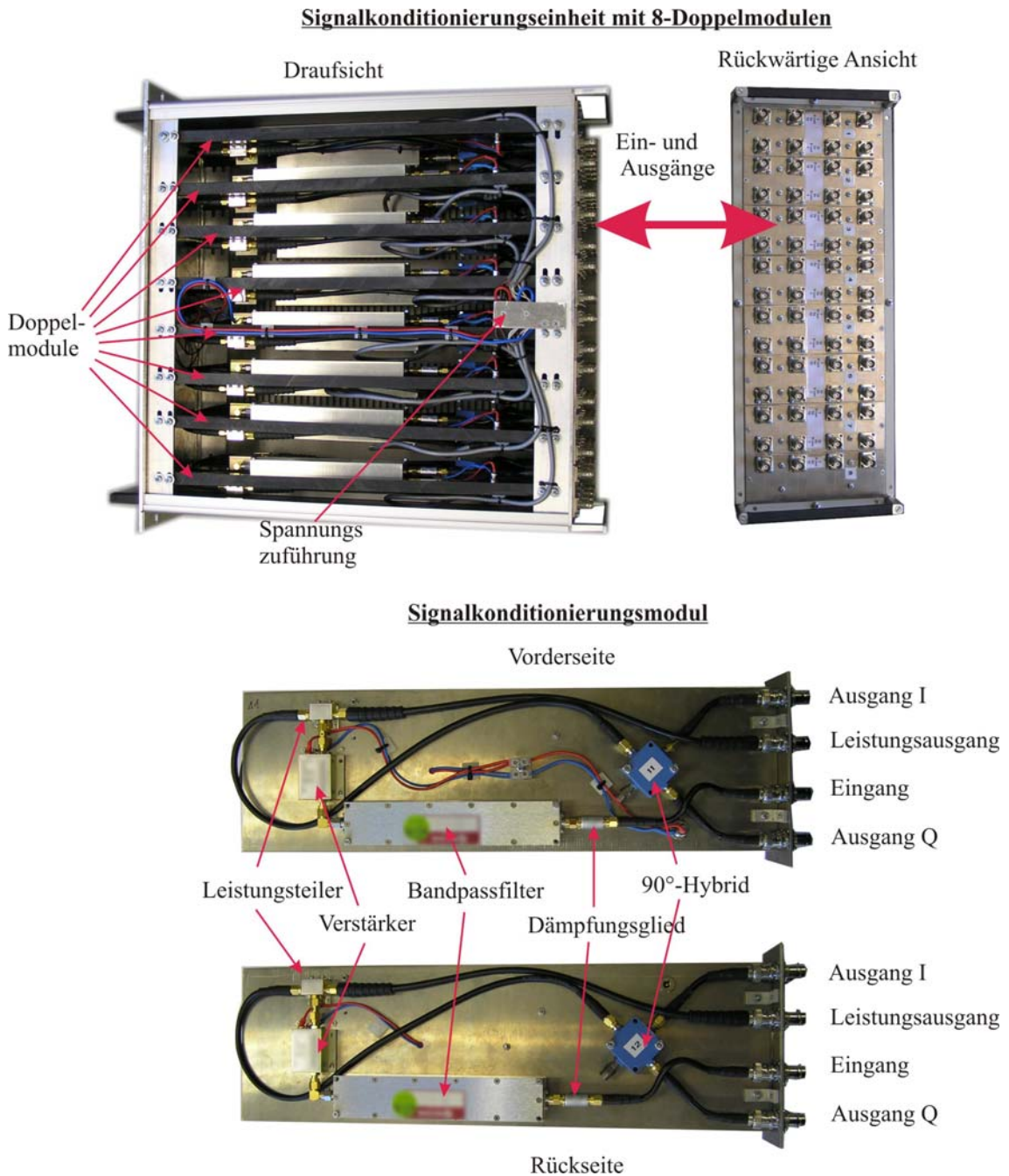


Abbildung 6.13: Fotografie zum Aufbau der Signalkonditionierung für das ANSAS-Instrument.

Der Dämpfung nachgeschaltet ist ein 10-poliges Filter mit einer Flankensteilheit von 6 dB/MHz, dessen Charakteristik als maßgebliche Komponente bereits in Abbildung 4.7 diskutiert wurde. Eine maximale Abweichung von 1 dB zwischen einzelnen Filtern tritt dabei hauptsächlich in den Übergängen zwischen Durchlass- und Sperrbereich auf. Eine letzte Verstärkereinheit hat die Aufgabe, das Signal auf die erforderliche Ausgangsleistung von ca. 0 dBm anzuheben, bevor das Signal für die Leistungsmessung aufgeteilt und einem 90°-Hybrid zugeführt wird. Die Ausgangssignale werden dann schließlich per BNC-Leitung dem Korrelator und der Leistungsmesseinheit weitergeleitet.

6.4.3 Mischoszillator mit Signalverteilung

Die Zuführung des Mischoszillatorsignals erfolgt aus Gründen der Phasenstabilität des Signals durch eine einzige Leitung, welche dann auf dem Antennenträger auf einen Pegel von ca. 26 dBm verstärkt wird, um jeweils einen Eingangspegel von +13 dBm am Mischereingang zu erhalten. Der 1-Watt-Leistungsverstärker und die Signalaufteilung sind in Abbildung 6.14 gezeigt. Die Signalgenerierung erfolgt dabei mit einem programmierbaren Signalgenerator, der über den GPIB-Bus angesprochen werden kann. Dessen Signale können individuell in Frequenz und Amplitude in einer Liste einprogrammiert werden, was eine schnelle und exakte Pegeleinstellung am Mischoszillator ermöglicht. Zur Verringerung der unvermeidbaren, aber zusätzlichen Rauschleistung des Signalgenerators wurde der Nutzsignalpegel auf das Maximum gestellt und in der nachfolgenden Schaltung wieder gedämpft. Hierdurch wurde eine bestmögliche Einstellung gefunden, die einen Offset von weniger als 1‰ des Nutzsignals am Korrelatorausgang ergibt.

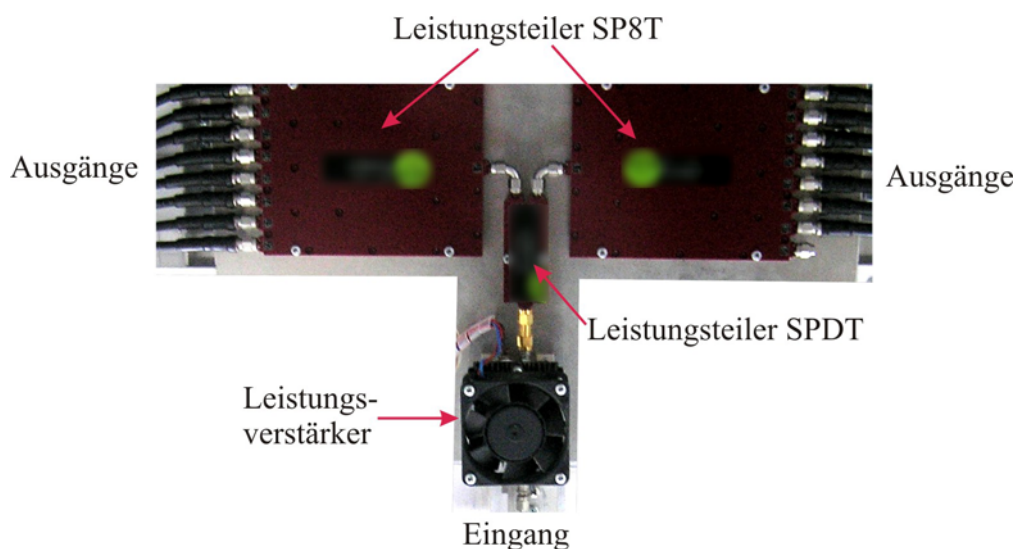


Abbildung 6.14: Mischoszillatorsignalverteilung und -verstärkung.

6.4.4 Messtechnische Bestimmung der Empfängerrauschtemperatur

Da die Bestimmung der Rauschtemperatur des gesamten Systems von entscheidendem Interesse ist, die Antenne jedoch Strahlung nahezu omnidirektional empfängt, wurde die Kalibriereinrichtung nach Abbildung 6.15 mit einem Kalibriergefäß zur Beschränkung des Blickfelds aufgebaut. Die Rauschtemperatur wurde dabei nach dem „Hot-Cold“-Verfahren bestimmt, das auch häufig zur Kalibration eines Radiometers verwendet wird ([46] S. 85). Durch die Bestimmung der beiden Koeffizienten einer Geradengleichung als Approximation der Temperatur-Spannungs-Kennlinie können durch die Vermessung zweier bekannter Strahlungstemperaturwerte die beiden unbekanntenen Größen (Empfängerrauschtemperatur und Steigung) berechnet werden. Da die Strahlungstemperatur des Himmels bei klarer Atmosphäre in diesem Frequenzbereich nahezu der kosmischen Hintergrundstrahlung entspricht und damit exakt bekannt ist, wird diese Kalibrierquelle gegenüber dem sonst üblichen mit Stickstoff gekühlten Absorber bevorzugt. Der warme Temperaturwert wird durch die Messung eines Mikrowellenabsorbers bei bekannter Umgebungstemperatur ermittelt.

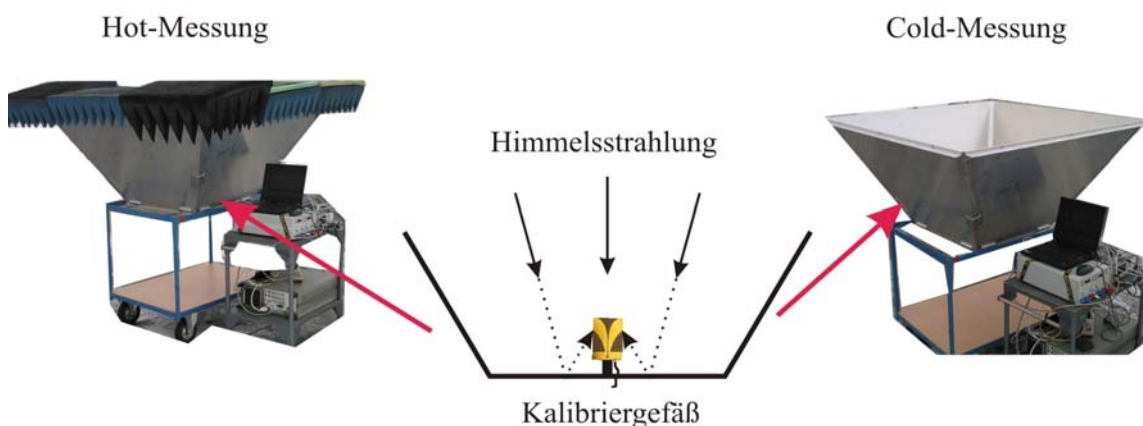


Abbildung 6.15: Hot-Cold-Messung zur Bestimmung der Rauschtemperatur mit Hilfe eines Kalibriergefäßes.

Das so erzielte Messergebnis der Einseitenband-Empfängerrauschtemperatur ist in Abbildung 6.16 gezeigt. Der Mittelwert der Empfängerrauschtemperatur befindet sich trotz der Kabel- und Schalterverluste bei ca. 350 K, was ausreichend niedrig ist. Es fällt dennoch auf, dass bei einer Frequenz von etwa 4,3 GHz starke Abweichungen vom Mittelwert auftreten. Bei dieser Frequenz treten zeitweise Interferenzstörungen auf, die hauptsächlich durch Richtfunk und Flugnavigation erzeugt werden.

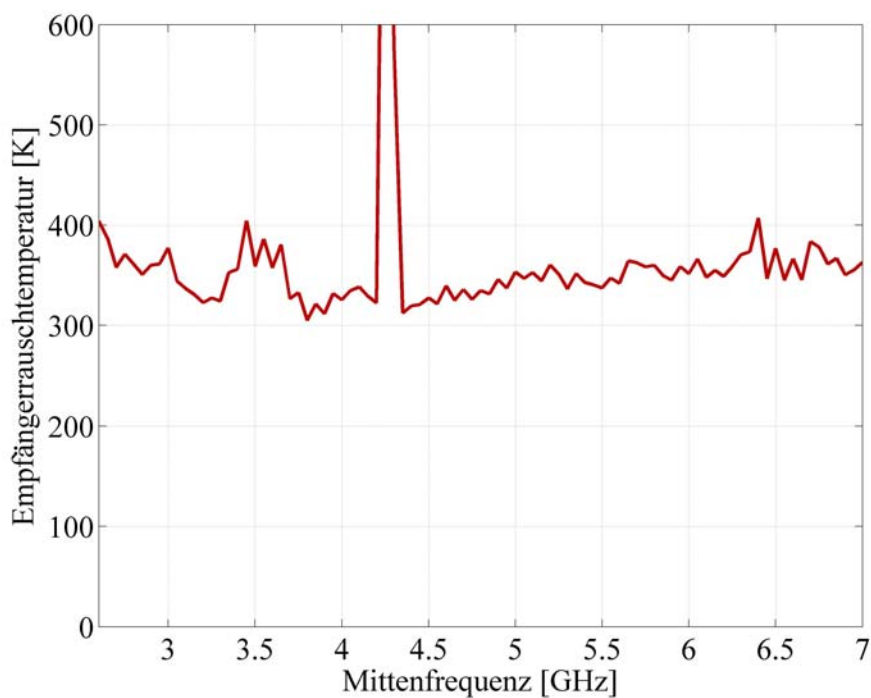


Abbildung 6.16: Typische Empfängerrauschtemperatur der ANSAS-Empfänger inklusive der Vivaldi-Antenne.

6.5 Signalverarbeitung

Die Signale der Empfänger werden auf verschiedene Weise in zwei unabhängigen Schaltungen weiterverarbeitet. Zum einen werden die Signale in einer digitalen Korrelatorschaltung ausgewertet (vgl. Abschnitt 6.5.1), und in einer zweiten Schaltung werden die Leistungspegel mit einem Detektorbaustein in einen Spannungswert umgesetzt. Des Weiteren befindet sich die Auswertung und Ansteuerung der Temperatursensoren auf einer Platine, die in Abschnitt 6.5.2 näher beschrieben wird. Die gesamte Signalverarbeitungseinheit ist in Abbildung 6.17 mit Signalführung auf der Rückseite sowie Spannungszuführung und USB-Anbindung auf der Vorderseite abgebildet. In den folgenden zwei Abschnitten werden nun die im Rahmen dieser Arbeit speziell entwickelten Einheiten näher beschrieben.

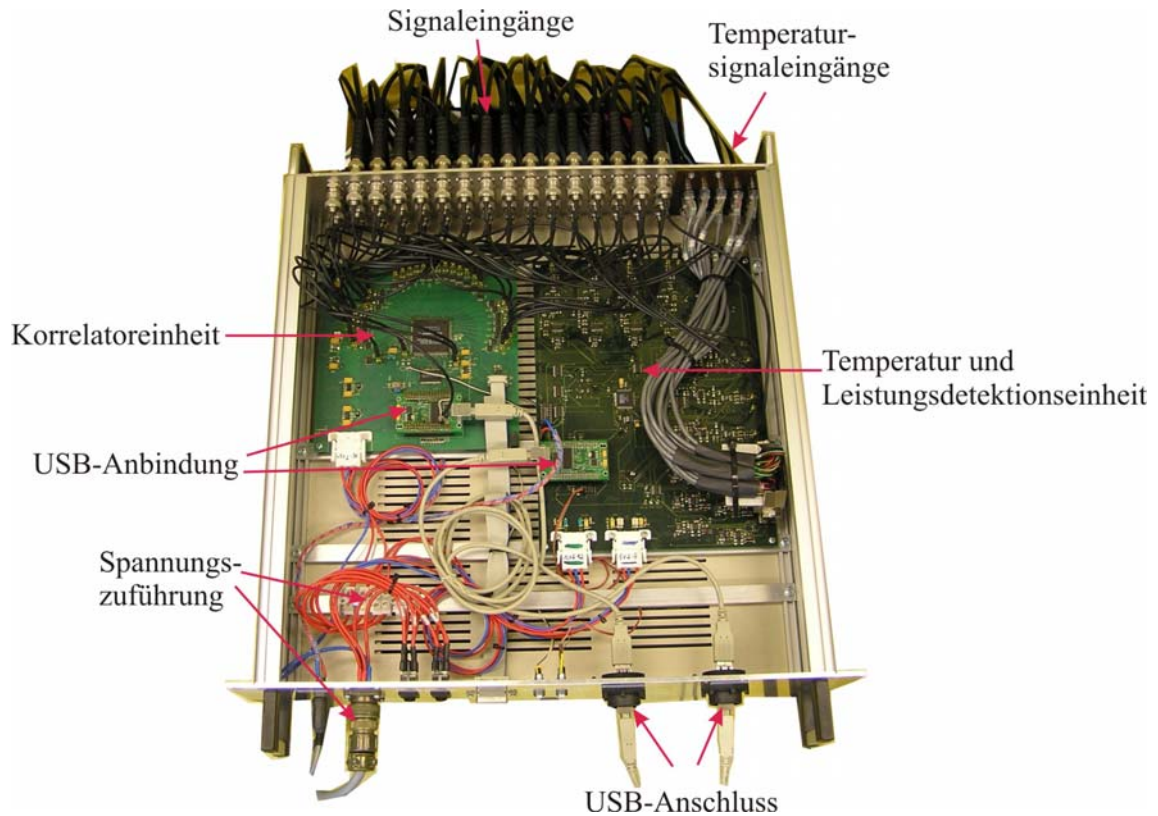


Abbildung 6.17: Fotografie des Signalverarbeitungseinschubs mit Korrelator-, Leistungsmess- und Temperaturmesseinheit.

6.5.1 Digitaler Korrelator

Wie bereits beschrieben, wird beim ANSAS-Instrument ein 1-bit-Korrelator mit integriertem 90° -Phasenschieber eingesetzt. Die gefertigte Platine mit Funktionsdarstellung ist in Abbildung 6.18 gezeigt. Die Signale werden mit MMCX-Kabeln auf die Platine geführt und dort zur Entkopplung gleichförmig um den „Field Programmable Gate Array“-Baustein (FPGA) angeordnet. Der mit 120 MHz getaktete FPGA übernimmt die Abtastung des Signals und die weitere Verarbeitung bis zum Schreiben auf einen 1 GB großen externen Speicher. Die während eines Messzyklus notwendigen Steuersignale des gesamten ANSAS-Instruments werden vom FPGA generiert. Durch die Kommunikation über eine USB-Anbindung können die Parameter für eine Messung an den Baustein übergeben und das Auslesen aus dem Speicher koordiniert werden.

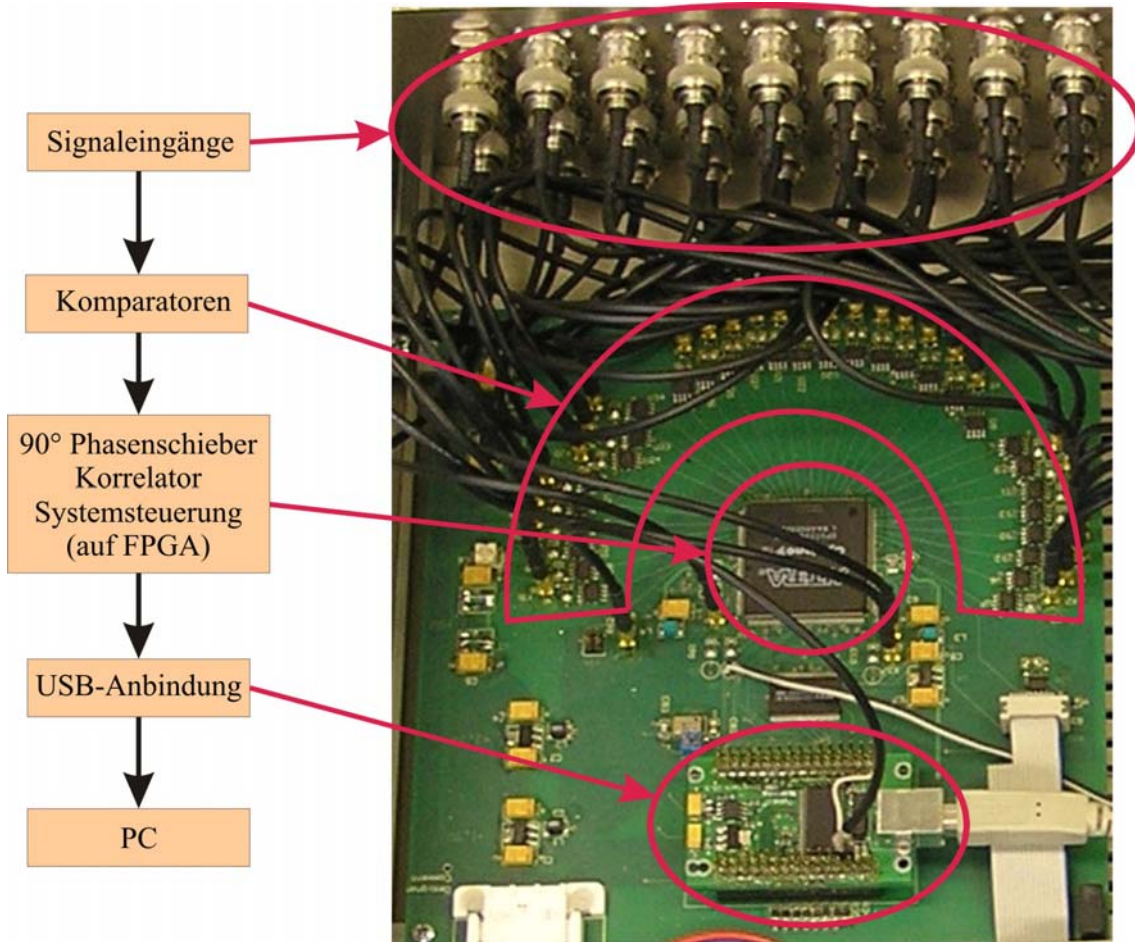


Abbildung 6.18: Schaltungsaufbau und Funktionsdarstellung der digitalen Korrelatorschaltung.

Zur Verifikation des Korrelators wurden zwei verschiedene Messungen durchgeführt. Zum einen wurde die Autokorrelationsfunktion eines bandbegrenzten Rauschsignals im ZF-Bereich gemessen. Hierzu wurde ein Rauschsignal mit einem Arbiträrgenerator erzeugt und zeitlich definiert verschoben auf die zwei Eingänge gegeben. Die so ermittelte Funktion ist für 14 Korrelatoren exemplarisch in Abbildung 6.19 aufgetragen. Hierbei wurde Kanal 1 mit allen anderen Kanälen korreliert. Die gestrichelte Linie zeigt dabei eine simulierte Autokorrelationsfunktion für die Übertragungsfunktion der ZF-Komponenten. Es ist zu erkennen, dass es insbesondere für den relevanten Bereich von maximal ± 10 ns eine gute Übereinstimmung gibt. Die Abweichungen für größere Zeitverschiebungen sind mit Ungenauigkeiten der Signalteilung und Ermittlung der Übertragungsfunktion zu begründen. Sie haben für das ANSAS-System jedoch keine Auswirkungen, da die maximale Verschiebung im Hochfrequenzbereich maximal ± 10 ns beträgt.

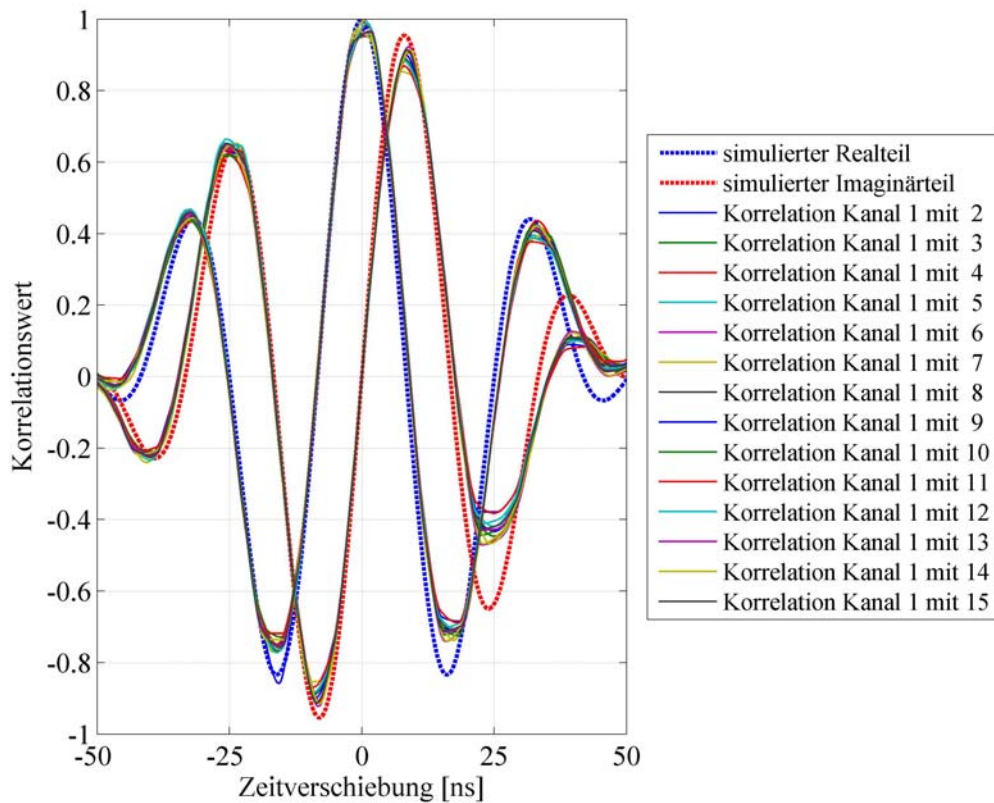


Abbildung 6.19: Verifikation der Korrelatoren durch Vergleich der gemessenen Autokorrelationsfunktion eines bandbegrenzten Rauschsignals mit einer Simulation dazu.

Eine weitere Charakterisierung lässt sich mit einem monofrequenten Signal angeben, welches in der Phase definiert verschoben wurde. Eine anschauliche Auswertung kann durch eine zweidimensionale Darstellung des Imaginärteils als Funktion des Realteils gegeben werden. Eine normierte ideale Autokorrelationsfunktion eines monofrequenten Signals würde einen Kreis mit einem Radius vom Betrag Eins ergeben. Da in einem realen System jedoch immer auch das Empfängerrauschen mitkorreliert wird, ist zur Vermessung des Korrelators zu dem monofrequenten Signal ein unkorreliertes Rauschsignal gleicher Leistung in den beiden Signalpfaden addiert worden, so dass nur ein maximaler Korrelationswert von ca. 0,5 erreicht werden kann. In Abbildung 6.20, Abbildung 6.21 und Abbildung 6.22 sind die Ergebnisse für drei Frequenzen exemplarisch dargestellt. Die Abweichung vom idealen Korrelationskreis für die Mittenfrequenz 21 MHz und 39 MHz ergibt sich aus dem Verhalten des digital implementierten Hilbert-Transformators, der für die Mittenfrequenz des ZF-Bandes von 30 MHz ausgelegt wurde und daher zu den Bandgrenzen hin leichte Abweichungen von der Idealität aufweist. Durch diese frequenzabhängige Quadraturbildung ergibt sich eine Beeinträchtigung des Korrelationswertes von ca. 5 % - 12 % Abweichung. Dies kann insbesondere bei der Vermessung der radiometrischen Empfindlichkeit beobachtet werden, die in Abschnitt 6.8 beschrieben ist.

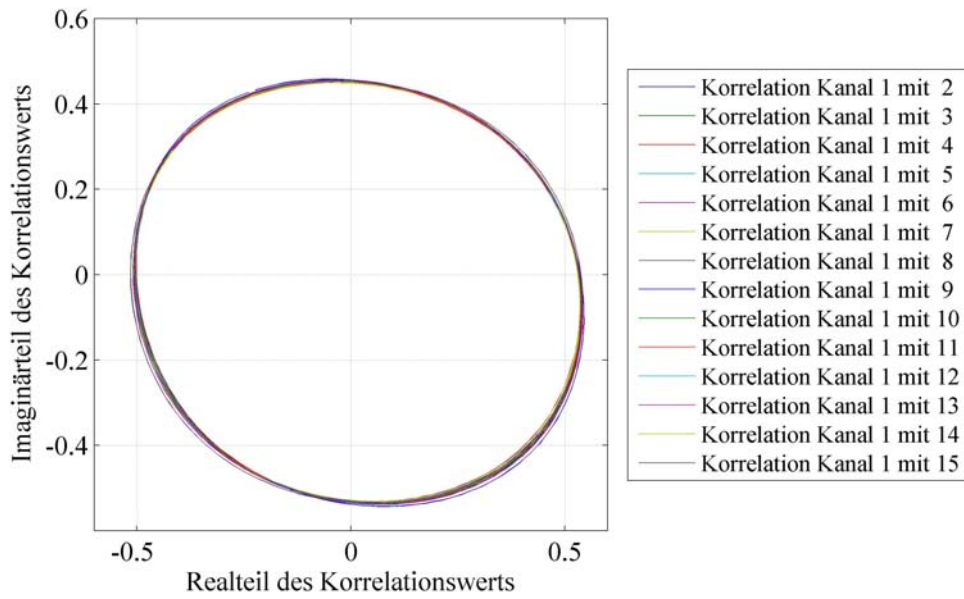


Abbildung 6.20: Verifikation der Korrelatoren durch Vermessung der Autokorrelationsfunktion eines monofrequenten Signals bei 21 MHz.

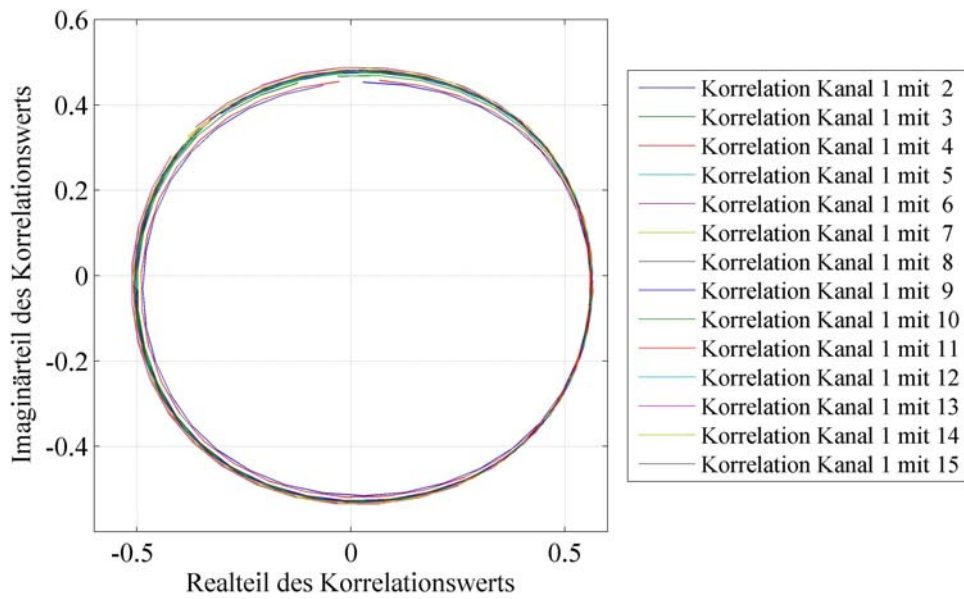


Abbildung 6.21: Verifikation der Korrelatoren durch Vermessung der Autokorrelationsfunktion eines monofrequenten Signals bei 30 MHz.

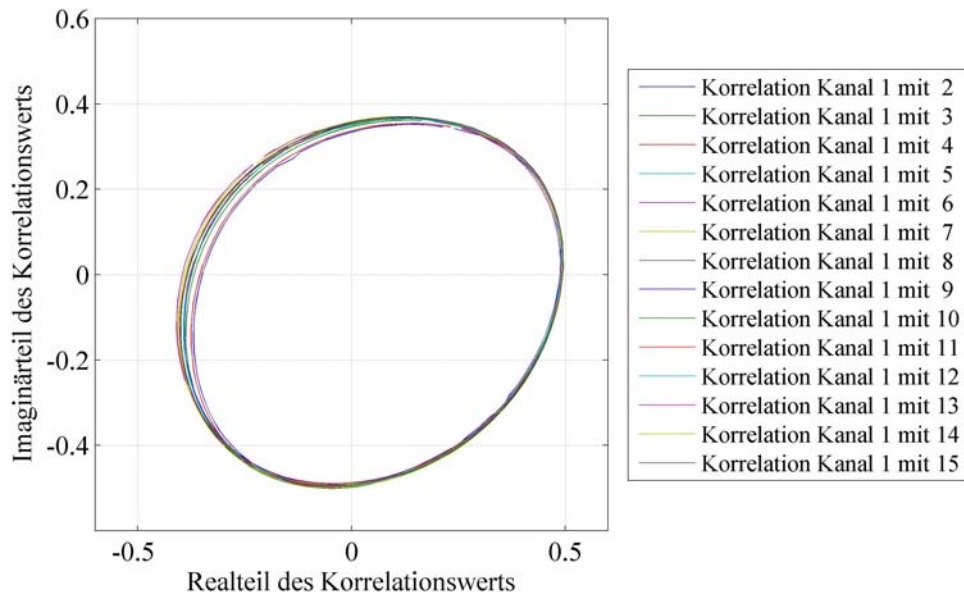


Abbildung 6.22: Verifikation der Korrelatoren durch Vermessung der Autokorrelationsfunktion eines monofrequenten Signals bei 39 MHz.

6.5.2 Leistungs- und Temperaturerfassung

Um die Basislänge der Länge Null, d.h. die Messung der Gesamtleistung der Szene, einer Temperatur zuordnen zu können, muss die Leistung kalibriert und daraus die aktuelle Antennentemperatur bestimmt werden. Hierfür wurde eine gesonderte Schaltung entworfen, mit der sukzessiv über eine USB-Schnittstelle die Ausgangsspannungen jedes Detektors digital mit einem Analog/Digital-Wandler (A/D-Wandler) gemessen werden kann. Hierdurch lassen sich Unterschiede zwischen den einzelnen Kanälen feststellen. Diese Möglichkeit der mittleren Strahlungstemperaturerfassung einer Szene wurde aus Gründen der schwierigen Kalibrierung bisher jedoch noch nicht angewendet.

Eine weitere Funktion, die zur Pegelüberwachung der Empfänger dienen soll, bietet die Messung der tatsächlichen Temperatur am Kalibrationswiderstand in der zweiten Schaltungseinheit auf der Platine, der Temperatursignalkonditionierung. Die Messspannungen werden dazu über separate Leitungen auf einen D-SUB-Stecker geführt und über den identischen A/D-Wandler wie in der Leistungsmesseinrichtung mittels USB-Anbindung ausgelesen.

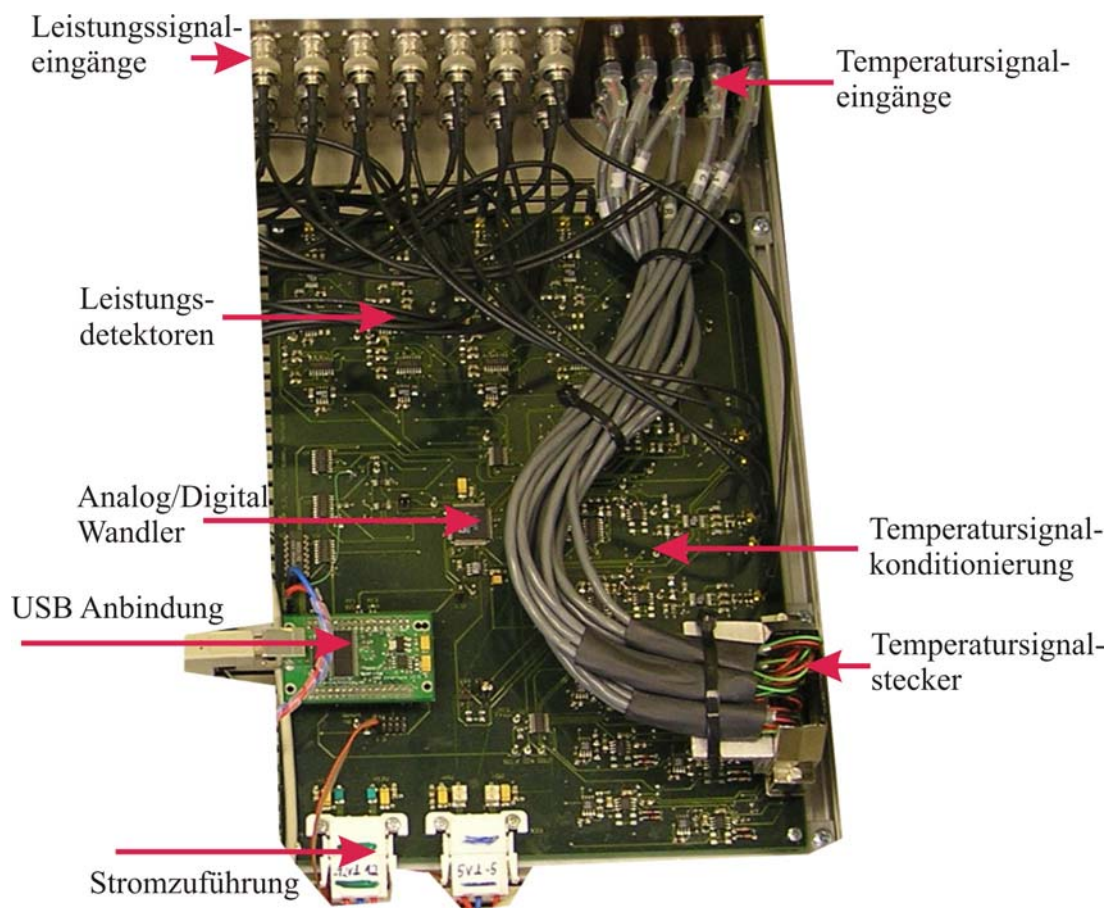


Abbildung 6.23: Fotografie der Leistungs- und Temperaturmesseinheit.

6.6 Beschreibung des Messablaufs

Die spektrale Messung einer Szene erfordert einen speziellen Messablauf. Nützlicherweise sollte vor jeder Messung eine Kalibration der Phase durchgeführt werden. Da diese Messung, wie in Abschnitt 6.7 beschrieben, eine Punktquelle erfordert, wird durch eine Überprüfung verifiziert, dass das System keine unakzeptable Phasendrift aufweist. Durch die Messung einer monofrequenten Punktquelle kann eine Referenzphasenanpassung bei allen Frequenzen vorgenommen werden. Die Kalibrationsmessung zur Bestimmung der absoluten Temperatur einer Szene wurde bisher noch nicht durchgeführt, da die Abbildung auch in einer relativen Darstellung interpretiert und analysiert werden kann.

Der Ablauf einer Messung ist in Abbildung 6.24 als Flussdiagramm dargestellt. Die Mess- sowie auch die Auswertesoftware sind in Matlab[®] geschrieben, da hier bereits vorgefertigte Routinen, insbesondere zur Kommunikation von Mess- und Steuergeräten über definierte Schnittstellen, vorhanden sind. Zur USB-Anbindung musste ein Zwischenprogramm in Microsoft[®] Visual C++ erstellt werden.

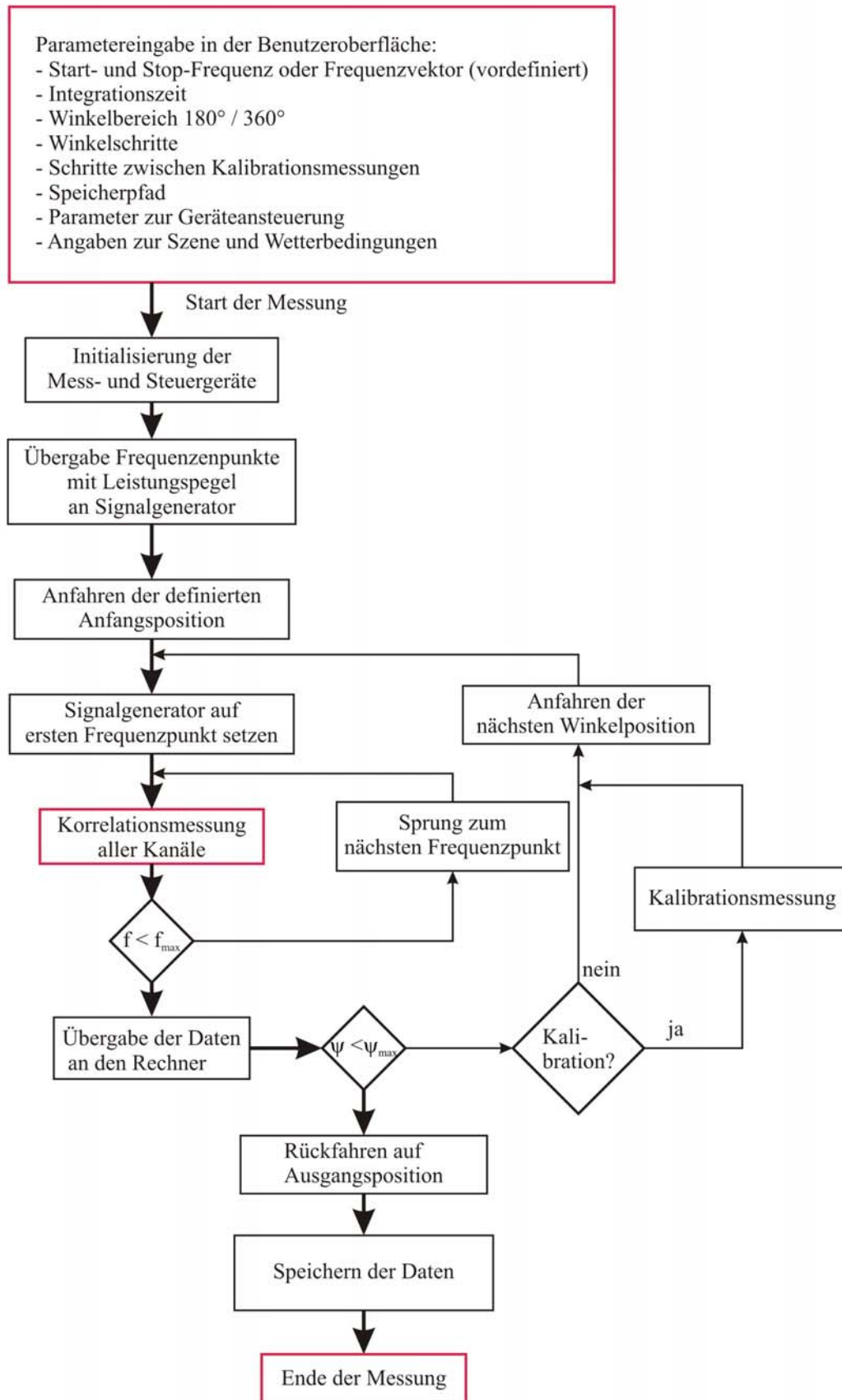


Abbildung 6.24: Messablaufdiagramm zur Steuerung und Messdatenerfassung des ANSAS-Instruments.

Zu Beginn einer jeden Messung müssen die erforderlichen Parameter übergeben werden, wobei eine Auswahl an Standardparametern in einer Benutzeroberfläche bereits vorgegeben ist. Aus den Parametern werden die erforderlichen Einstellungen der Subsysteme, wie Motorsteuerung, Korrelator und Signalgenerator, berechnet. Nach der Initialisierung der einzelnen Geräte werden die Einstellungen in die internen Speicher übergeben und die Geräte damit in einen definierten Anfangszustand versetzt. Der Antennenträger wird dann durch Anfahren eines Endschalters auf die gewünschte Anfangsposition bewegt, wo die Messung der Visibility-Werte startet.

Die Messsequenz wird nun von der im FPGA implementierten Schaltung der Korrelatoreinheit gesteuert. Sukzessive wird ein Taktsignal zur Umschaltung der Frequenzliste auf den nächst folgenden Frequenzpunkt mit PegelEinstellung an den Signalgenerator gesendet. Nach einer gewissen Wartezeit der Einschwingzeit des Signalgenerators wird eine Messung aller Korrelationswerte zu einer Winkelstellung und bei einer Mittenfrequenz für alle Basislängen aufgenommen. Nach Abarbeitung aller Frequenzen wird der Antennenträger um ein azimutales Winkelinkrement weitergefahren. An bestimmten vordefinierten Winkelstellungen kann zudem eine Kalibration durch Umschalten auf den Kalibrationswiderstand durchgeführt werden.

Nach Beendigung der Messung wird der Antennenträger auf die Ausgangsposition zurückgefahren und die Daten aus dem Speicher an den PC zur Datensicherung und zur weiteren Verarbeitung übergeben. Damit eine einfache Verarbeitung möglich ist, müssen die Korrelationswerte in einer dreidimensionalen Matrix nach der Basislänge sortiert und für jede Winkelstellung und Frequenz abgespeichert werden. Die Korrektur des unvermeidbaren Korrelationsoffsets, die Anwendung des Van-Vleck-Theorems und die Korrektur der Phase (siehe Abschnitt 6.7) werden in einem gesonderten Programm ausgeführt, welches auch die Bildrekonstruktion nach Abschnitt 4.5 durchführt.

6.7 Phasenkalibration

Eine sehr wichtige Kalibration für die Apertursynthese ist der Abgleich der Phasen der Einzelpfade. Ohne diesen Abgleich ist eine fehlerfreie Rekonstruktion nicht möglich, da die interferometrische Radiometrie im Wesentlichen auf der Messung der Zeitverzögerung und damit dem Phasenunterschied der Signale einer Quelle beruht. Die Kalibration mittels eines Phasenschiebers, wie dies bei einem Zwei-Elemente-System praktiziert wird ([3] S. 139), ist aufgrund der Vielzahl von Kanälen nicht praktikabel. Beim Satelliteninstrument MIRAS der SMOS-Mission wird ein aufwändiges Netzwerk zur Einspeisung eines Rauschsignals definierter Amplitude und Phase verwendet. Beim ANSAS-System in der ersten Ausbaustufe ist solch ein Aufwand nicht geplant, da für Temperaturstabilität gesorgt werden und ein hochpräzises Vermessen stattfinden müsste.

Zur vereinfachten Phasenkalibration wird beim ANSAS-Instrument daher eine definierte künstliche Szene vermessen, deren Visibility-Funktion theoretisch bekannt

ist. Die einfachste Szene stellt eine Punktquelle dar, welche die Strahlungsgesamtleistung der Hintergrundszene um ein Vielfaches übertrifft. Für eine solche Szene ergibt sich eine zweidimensionale Sinusfunktion als Visibility-Funktion, deren Ausrichtung abhängig vom Ort der Punktquelle ist.

Da die exakte Ausrichtung der Punktquelle relativ zum ANSAS-Instrument mit einer Genauigkeit besser als die räumliche Auflösung des Systems ($<0.7^\circ$) im Fernfeld sehr schwierig ist, wurde folgende Vorgehensweise entwickelt. Die Punktquelle mit einem monofrequenten Signal wird für eine beliebige Raumrichtung abgebildet. Im Speziellen wurde auf einem Turm in ca. 300 m Entfernung eine zirkular polarisiert betriebene Breitbandantenne von einem Signalgenerator gespeist. Durch die zirkulare Polarisation wird über die gesamte Drehung des Antennenträgers ein nahezu konstanter Pegel am Empfänger sichergestellt. Der Signalpegel wurde dabei so gewählt, dass die zugehörige Visibility-Funktion im Wesentlichen die Fourier-Transformierte einer Punktquelle darstellt. Die Einstellung der jeweiligen Messfrequenz wurde über eine W-LAN-Verbindung getätigt, was eine flexible und effiziente Möglichkeit der Kalibration bietet.

Der Abgleich beruht auf der Tatsache, dass der Imaginärteil der Visibility-Funktion einer Punktquellenabbildung in einer Richtung konstant Null und der Realteil Eins ist (vgl. Simulation einer Punktquelle in Abbildung 4.10). Ein Abgleich eines beliebigen komplexen Korrelationswerts des Betrages Eins auf den oben beschriebenen Wert wird durch Subtraktion der Phase des jeweiligen Korrelationswerts erreicht. Beim ANSAS kann eine konstante Phasendifferenz der Empfangskanäle über der Drehung für jede radiale Basislänge angenommen werden. Damit muss für jede Basislänge nur ein Phasenterm pro Frequenz gemessen werden, der dann mit allen Korrelationswerten einer Basislänge verrechnet wird. Wird nun eine Antennenträgerstellung als Referenzwinkelstellung betrachtet und die Phasenterme aus den Korrelationswerten bestimmt, so nehmen nach einer Verrechnung mit allen Visibility-Werten eines Kreisbogens mit dem jeweiligen Referenzphasenterm die Visibility-Werte des Referenzwinkels im Imaginärteil den Wert Null an. Durch die spezielle Form der Visibility-Funktion einer Punktquelle sollte sich eine regelmäßige zweidimensionale Sinusfunktion bzw. Kosinusfunktion ergeben. Durch die Messung der oberen beiden Quadranten und hermitesche Erweiterung auf alle vier Quadranten der u - v -Ebene, sind Sprünge an der $v_\lambda = 0$ Koordinate sowie Verzerrungen erkennbar, falls der Referenzwinkel und damit die Referenzphase falsch gewählt wurden. Somit muss eine andere Stellung gewählt werden, bis die gewünschte regelmäßige Funktion erreicht wird. Durch diese Methode lassen sich, bei genügend feiner azimuthaler Winkelabtastung die Phasenkorrekturterme visuell bestimmen. Zur Überprüfung der richtigen Wahl des Winkels können die Visibility-Funktionen der anderen Messfrequenzen nach der Korrektur mit der Referenzphase, die sich aus dem Referenzwinkel für die jeweilige Frequenz ergibt, betrachtet werden. Ein Beispiel für eine solche Messung und deren Auswertung ist in Abbildung 6.25 exemplarisch dargestellt.

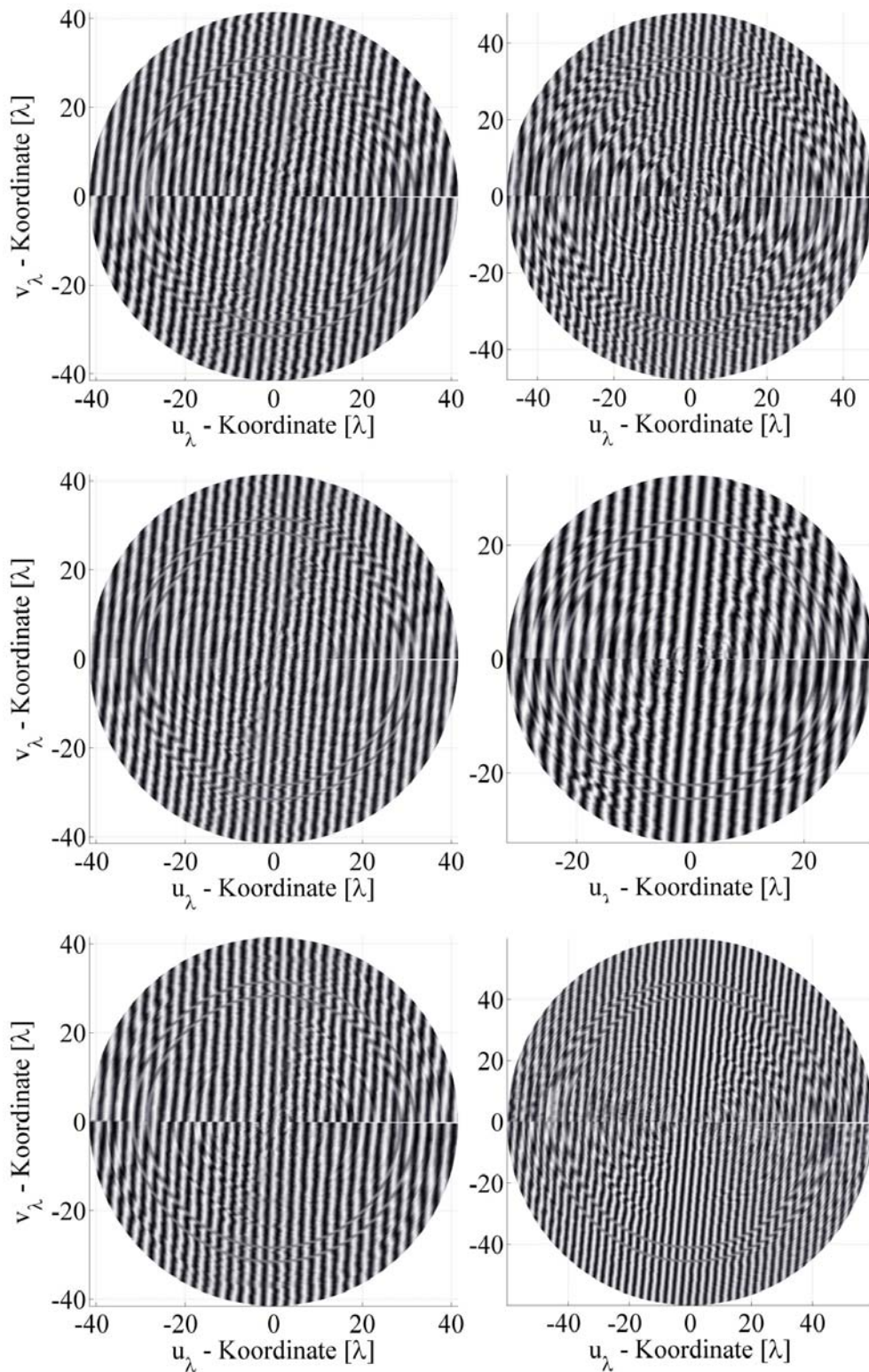


Abbildung 6.25: Phasenkalibration anhand von Visibility-Funktionen einer Punktquelle.
 Oben: Verwendung falscher Phasenterme zur Kalibration der Visibility-Funktion bei der Mittenfrequenz 4,5 GHz. Mitte und unten: Kalibrierte Visibility-Funktionen bei folgenden Frequenzen: Mitte links 4,5 GHz, Mitte rechts 3 GHz, unten links 5,2 GHz, unten rechts 6,5 GHz.

In Abbildung 6.25 weisen die beiden oberen Visibility-Funktionen Phasensprünge an der Linie für $v_\lambda = 0$ auf, die in der linken mittleren Funktion nahezu verschwunden sind, was auf die Verwendung der korrekten Phasenkorrekturfaktoren schließen lässt. In den weiteren Abbildungen sind Beispiele anderer Mittenfrequenzen derselben Messung gezeigt. Die noch vorhandenen Unregelmäßigkeiten könnten durch eine Messung mit kleineren Winkelschritten zusätzlich verringert werden. Die in jeder Messung vorhandenen konstanten Kreise sind zu Null gesetzte Visibility-Werte zweier Korrelatoren, die Fehlfunktionen aufweisen.

6.8 Bestimmung der radiometrischen Empfindlichkeit

Insbesondere für große Basislängen sind die Visibility-Werte bei natürlichen Szenarien im Vergleich zu kleinen Basislängen um Größenordnungen geringer. Da jedoch für eine hohe räumliche Auflösung Visibility-Werte großer Basislängen gemessen werden müssen, ist die Bestimmung der radiometrischen Empfindlichkeit des ANSAS-Instruments von entscheidender Bedeutung. Hierzu wurde der in Abbildung 6.26 gezeigte Messaufbau verwendet. Am Eingang zweier Empfänger wird eine Rauschquelle mit 20 dB ENR (Equivalent Noise Ratio) angeschlossen, die über ein Dämpfungsglied um 14 dB bedämpft wird. Mit der Dämpfung und Leistungsaufteilung des nachgeschalteten Teilers ergibt sich ein Rauschwert von ca. 1 dB ENR an jedem Empfängereingang, was einer Rauschtemperatur von ca. 370 K entspricht. Dieser Wert entspricht der mittleren Empfängerrauschtemperatur nach Abschnitt 6.4.4 wodurch sich betragsmäßig ein Korrelationswert von 0,5 ergeben muss. Angemerkt sei hierbei, dass bei einer Beschaltung mit einem angepassten Abschlusswiderstand, mit identischer absoluter Temperatur wie die Empfängerrauschtemperatur, nach [139] S. 43 ein Korrelationswert von Null gemessen werden würde.

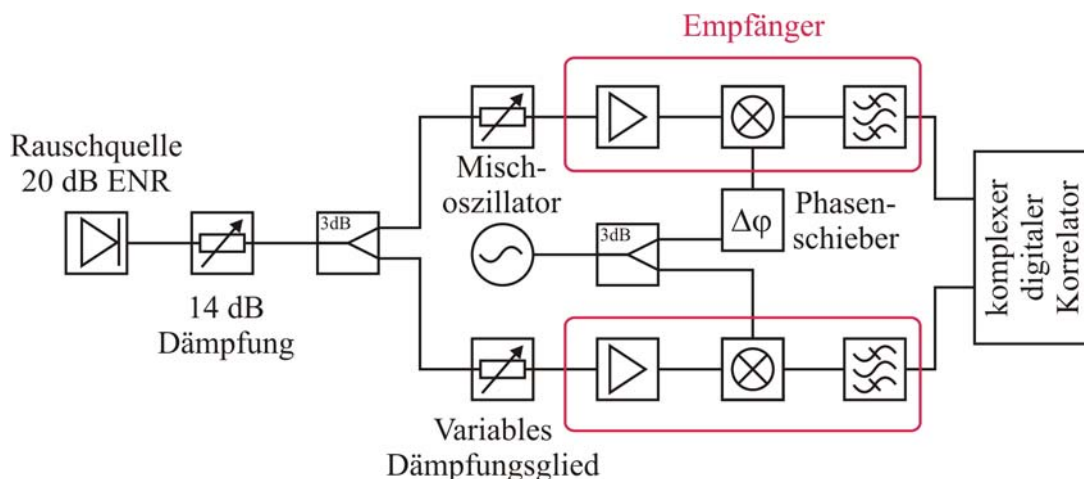


Abbildung 6.26: Messaufbau zur Bestimmung der radiometrischen Empfindlichkeit.

Durch die Verwendung eines variablen Dämpfungsgliedes am Eingang jedes Empfängers kann eine Verringerung des korrelierten Signals und eine Zunahme der

unkorrelierten Signalanteile simuliert werden. Dadurch kann die radiometrische Empfindlichkeit des Instruments bestimmt werden. Die Ergebnisse der Korrelation der Signale von Empfänger 1 mit Empfänger 2 sind in Abbildung 6.27 für die Dämpfungswerte 0, 10, 20, und 30 dB für drei Frequenzen exemplarisch dargestellt.

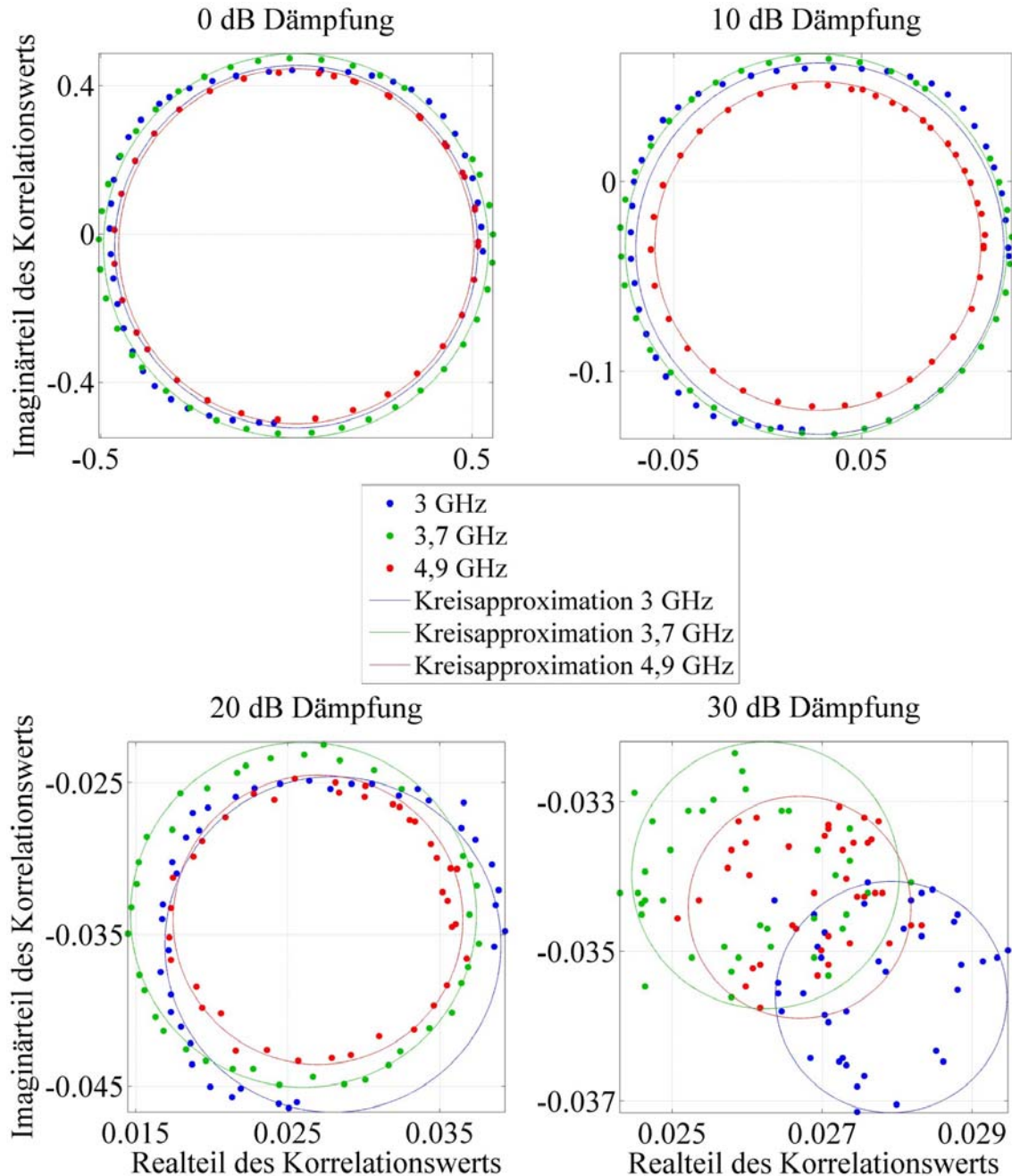


Abbildung 6.27: Bestimmung der radiometrischen Empfindlichkeit durch kohärentes Einspeisen von Rauschsignalen und verschiedenen unkorrelierten Rauschanteilen, bestimmt durch die eingangsseitige Dämpfung der Empfänger. Dargestellt sind die Korrelationswerte bei verschiedenen Phaseneinstellungen des Mischoszillatorsignals und für verschiedene Mittenfrequenzen. Außerdem ist ein approximierter Korrelationskreis für die jeweiligen Mittenfrequenzen eingezeichnet.

Durch die Änderung der Phase des Mischoszillatorsignals ergibt sich ein Korrelationskreis, wie dies in Abschnitt 6.5.1 schon für die Vermessung des Korrelators beschrieben wurde. Zu erkennen ist, dass selbst bis zu einer Dämpfung von 30 dB immer noch eine Kreisstruktur zu erkennen ist, welche bei höheren Dämpfungen wie z.B. 40 dB in einer undefinierten Anordnung verschwinden würde. Aus dem approximierten Kreis lässt sich eine Korrelationsverschiebung in Real- sowie Imaginärteil von ca. 0,026 bzw. -0.035 errechnen sowie eine Standardabweichung der Messwerte von ca. 0.02-0.039. Insbesondere mit der Messung des 30 dB gedämpften Rauschsignals kann eine minimale Korrelation von ca. $1 \cdot 10^{-3}$ angegeben werden. Dies entspricht etwa dem theoretisch normierten Wert nach Gleichung (4.66). Hieraus lässt sich mit Gleichung (4.78) für das ANSAS Instrument die Temperaturlösung in der Bildmitte für $N_p = 79$, $N_\psi = 720$ sowie $A_{syn} = 26$ und $A_e = 0.01$, bei einer Szenemitteltemperatur von $T_A = 300$ K und $T_E = 300$ K, einer Bandbreite von 20 MHz und einer Integrationszeit von 300 ms zu ca. 3 K berechnen.

7 Experimentelle Verifikation des Abbildungssystems ANSAS

Ein abbildendes System im Mikrowellenbereich hat im Vergleich zu einem optischen System mit gleicher Apertur eine deutlich geringere räumliche Auflösung, da die Wellenlänge etwa um einen Faktor $10^4 - 10^5$ größer ist. Jedoch besitzt gerade dieser Unterschied in der Wellenlänge für die Bestimmung vieler physikalischer Parameter, wie Salzgehalt des Meeres, Bodenfeuchte, Windgeschwindigkeiten und vieles mehr, eine entscheidende Bedeutung. So ist z.B. eine präzise Wettervorhersage anhand eines optischen oder infraroten Bildes kaum möglich, da z.B. in vielen Fällen aufgrund der Eindringtiefe lediglich die oberste Schicht der Wolkendecke betrachtet werden kann. Eine Abbildung mit Mikrowellen-Radiometrie ermöglicht je nach Frequenzwahl ein nahezu ungestörtes Durchdringen der Atmosphäre. Insbesondere bei der Erstellung von Modellen für Klimaforschung und Wettervorhersage ist eine globale Beobachtung vieler physikalischer Größen unabdingbar. Ein weiterer Vorteil der Abbildung mit Mikrowellen ist die Unabhängigkeit von einer punktuellen Beleuchtungsquelle wie der Sonne, was bei raumgestützten Systemen einen nahezu beliebigen Orbit zulässt und Aufnahmen bei Tag und Nacht ermöglicht. Die Herausforderung beim SMOS-Projekt war die erstmalige Umsetzung des Apertursynthese-Verfahrens in einem Erdbeobachtungssatelliten. Ein Grund hierfür war die benötigte hohe geometrische Auflösung von kleiner 3° bei einem Gesichtsfeld von ca. 30° . Die Messfrequenz liegt dabei in einem geschützten Frequenzbereich für radioastronomische Beobachtungen bei der Wasserstofflinie von etwa 1,42 GHz, woraus eine Dimension der Apertur von ca. 7 m in einer Y-Anordnung resultiert, was ein konisches oder zeilenförmiges Abtasten nahezu unmöglich macht. Zur Verdeutlichung der Wahl der Parameter für ein erdbeobachtendes System wurde eine exemplarische Simulation mit der durch die ESA verfügbaren Simulationssoftware des SMOS-Instruments durchgeführt. Die Werte entsprachen dabei den Standardwerten des Instruments für eine Integrationszeit von 1,2 s, was der Mittelung der Empfangssignale über die Beobachtungszeit während eines Überflugs für einen Punkt am Boden entspricht. Zur einfacheren Interpretation wurde ein Kippwinkel des Satelliten von 0° bezüglich dem Nadir angenommen und eine einfach zu identifizierende Szene gewählt. Die Ergebnisse, wie sie direkt dem Simulator entnommen werden können, sind in Abbildung 7.1 dargestellt. Die oberen beiden Bilder repräsentieren die Eingangsszenarien mit hoher Auflösung. Links ist die gesamte Szene und rechts der vom SMOS aufgenommene Bildausschnitt dargestellt. Die rekonstruierte Strahlungstemperaturverteilung ist für eine Rekonstruktion per FFT und mit einem erweiterten Clean-Algorithmus, d.h. einem von der Radioastronomie abgewandelten rekursiven Rekonstruktionsverfahren, welcher in ähnlicher Form auch beim DLR entwickelt wurde [141], abgebildet.

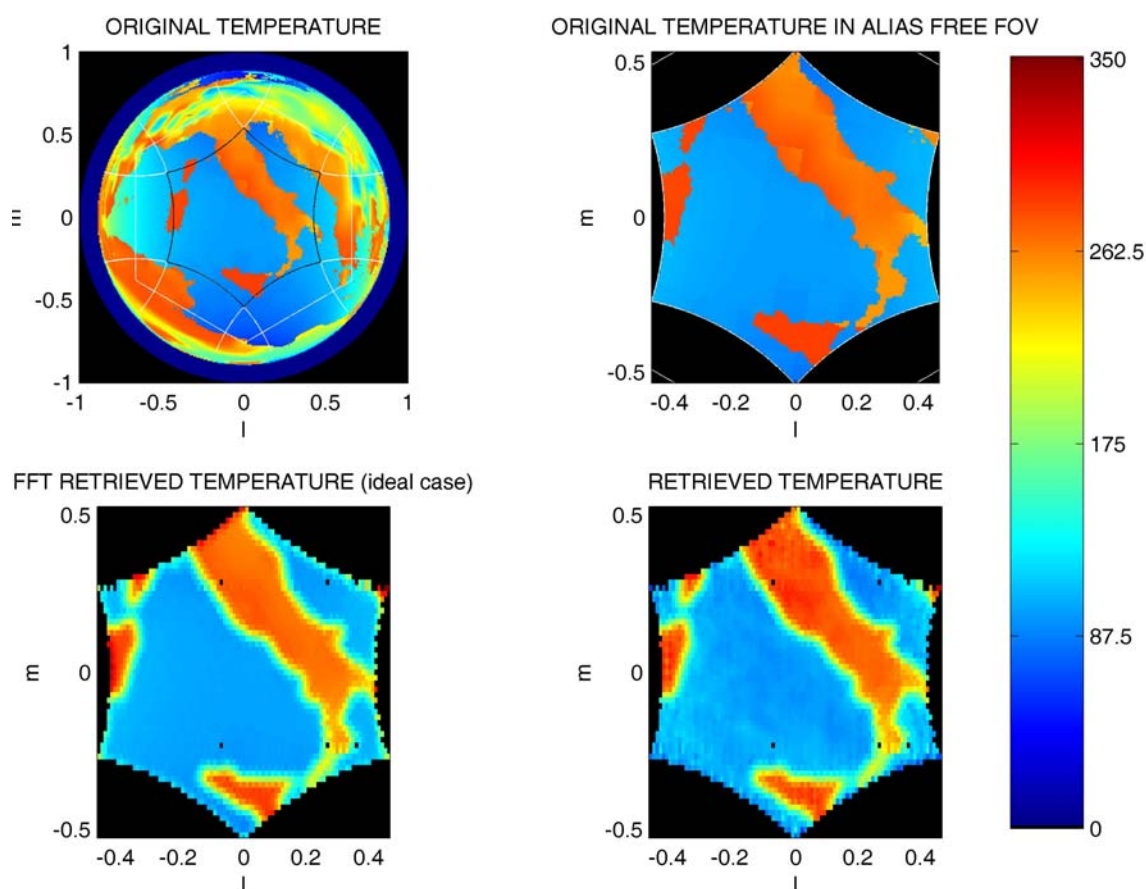


Abbildung 7.1: Simulationsergebnis einer charakteristischen Szene, welches mit der SMOS-Simulationssoftware SEPS erstellt wurde.

Der Vergleich zu einer optischen Satellitenaufnahme in Abbildung 7.2 links zeigt eine deutlich höhere Auflösung, was im Gegensatz zum Radiometriebild einen deutlichen Informationsmehrwert erbringen könnte. Wie jedoch zuvor beschrieben, wäre eine solch hohe geometrische Auflösung zwar nützlich, sie ist jedoch für viele Anwendungen nicht unbedingt notwendig. Der Vergleich zu einer in der Auflösung degradierten optischen Aufnahme in Abbildung 7.2 rechts zeigt ein ähnliches Erscheinungsbild wie die radiometrische Abbildung.

Zur Verknüpfung eines spektralen Mikrowellen-Radiometers mit einem hochauflösenden Abbildungsprinzip, dem Apertursynthese-Verfahren, wurde in den vorangehenden Kapiteln ein Instrumentenaufbau beschrieben, mit dem nun die theoretischen Überlegungen und Simulationen verifiziert werden können. Die theoretische Auflösungsfähigkeit des SMOS-Instruments entspricht ungefähr der Auflösung des ANSAS-Instruments bei 3,6 GHz. Die in den folgenden Abschnitten gezeigten Messergebnisse müssen auf der Basis eines möglichen Satelliteneinsatzes eines ANSAS-ähnlichen Fernerkundungssystems betrachtet werden. Im Gegensatz zum SMOS-Instrument können jedoch aus den spektralen Messfähigkeiten weitaus mehr

Informationen gewonnen werden, was einer genaueren Bestimmung von z.B. geophysikalischen Parametern entspricht. Es ist durch die bodengebundene Demonstration jedoch schwierig, diese Vorteile adäquat messtechnisch zu verdeutlichen, da hierfür ein Flugzeugeinbau notwendig wäre, um eine ähnliche Aufnahmegeometrie und ähnliche Beobachtungsszenarien nachzubilden. Bodennahe Messungen, wie sie im Folgenden vorgestellt werden, liefern aufgrund des geringen Abstands und des unvorteilhaften Szeneninhalts (Horizont, Himmel, Grasfläche, Objekte in der Größenordnung der räumlichen Auflösung im Fernfeld) im verwendbaren Gesichtsfeld nur eine ungenügende Möglichkeit zur Demonstration der möglichen Leistungsfähigkeit des Systems.

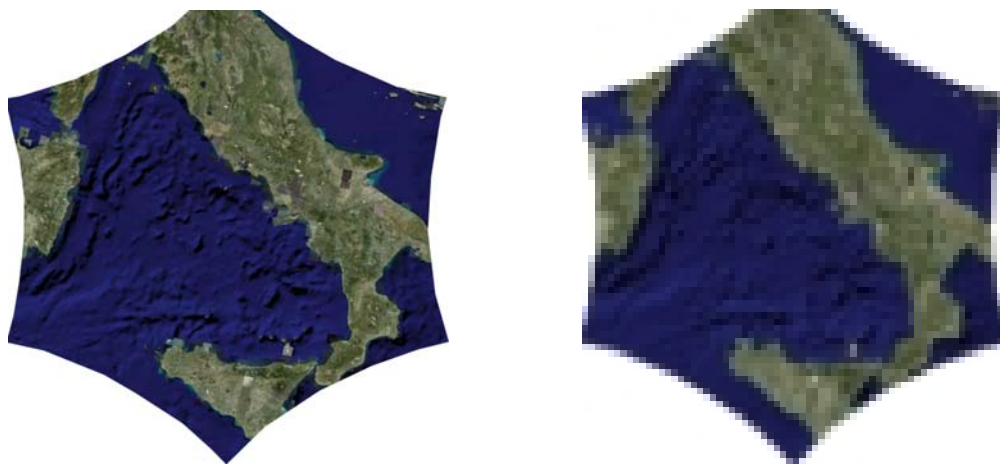


Abbildung 7.2: Optische Satellitenaufnahme des Simulationsgebiets von Abbildung 7.1 aus „Google™ Maps“ in hochaufgelöster (links) und auflösungsreduzierter Darstellung (rechts).

Da das gesamte System einen recht komplexen Aufbau darstellt, welcher viele Fehlerquellen beinhalten kann, wurde zunächst ein Zwei-Elemente-Interferometer aufgebaut und so die entwickelte Hardware mit der Korrelationseinheit und den Antennen auf ihre Funktionsfähigkeit in Bezug auf radiometrische Abbildungen überprüft. Anschließend wurde dann die endgültige Konfiguration des ANSAS-Instruments aufgebaut und erste Testmessungen an künstlichen Szenen, die auch zur Kalibration verwendet wurden, sowie weitere Messungen an verschiedenen realen Szenarien durchgeführt.

7.1 Messungen mit einer Zwei-Elemente-Interferometer-Anordnung

Im ersten Schritt der Systemverifikation wurden zwei Empfängereinheiten mit der Korrelatoreinheit auf ein beim DLR entworfenes Zwei-Elemente-Positioniersystem angepasst [3]. Die Messungen, die in dieser Vorstufe unternommen wurden, sollen die grundsätzliche Leistungsfähigkeit des spektralen Apertursynthese-Verfahrens

demonstrieren. Es wird dabei auf unterschiedliche Rekonstruktionsarten sowie auf die spektralen Einzelabbildungen eingegangen.

7.1.1 Messaufbau

Die Messung einer zweidimensionalen Visibility-Funktion erfordert die Abtastung des Raumfrequenzspektrums in einem Abtastraster, welches die Bedingungen des Abtasttheorems erfüllt. Beim ANSAS-System sind Abtastwerte auf konzentrischen Kreisen angeordnet. Ein für die Rekonstruktion einfacheres Raster ist durch eine kartesische Rasterung gegeben, welches mit einer T-Anordnung der einzelnen Antennen erreicht wird. Die sukzessive Messung der bei dieser Anordnung auftretenden einzelnen Basislängen erlaubt das in Abbildung 7.3 gezeigte Positioniersystem, bei dem die Antennen auf zwei Achsen, vertikal und horizontal beliebig verfahren werden können. Lediglich der innerste Bereich der Visibility-Funktion kann, bedingt durch die Antennenapertur, nicht vollständig gemessen werden.

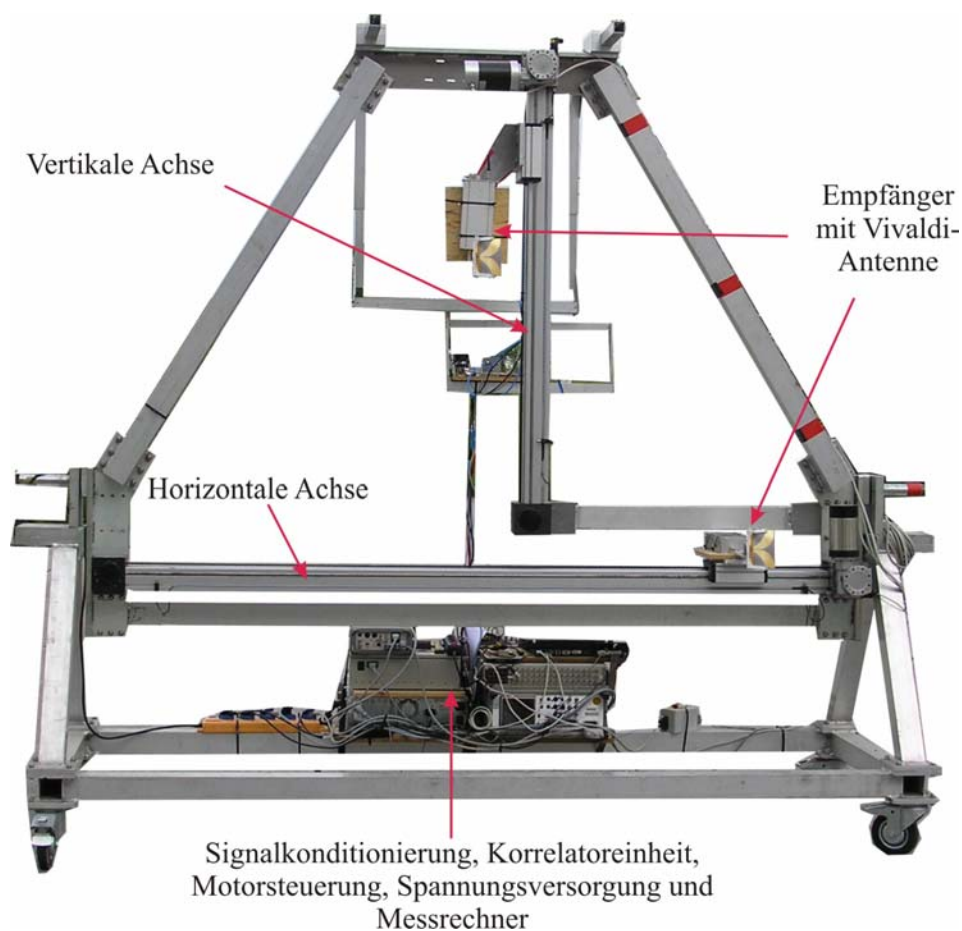


Abbildung 7.3: Anordnung eines Zwei-Elemente-Interferometer-Systems, welches aus ANSAS-Komponenten aufgebaut wurde (Antennen, Empfänger, Korrelator).

Eine wesentliche Vereinfachung gegenüber einer rotierenden Antennenanordnung ist die Reduktion auf nur einen Korrelator und zwei Antennen, die dabei konstant in ihrer

räumlichen Ausrichtung verwendet werden. Somit sind keine Effekte der Polarisation sowie Änderungen des Antennendiagramms durch die Drehung zu erwarten.

Auf dem fahrbaren Gestell wurden die Signalkonditionierung, die Korrelatoreinheit, die Motorsteuerung, die Spannungsversorgung und der Steuerrechner untergebracht. Die Empfängermodule mit den verwendeten Vivaldi-Antennen sind auf den verfahrbaren Achsschlitten montiert. Hierbei wurden im Vergleich zum ANSAS-Instrument kurze Kabel als Anbindung an die Antennen verwendet, was den einzigen wesentlichen Unterschied in der verwendeten Hardware darstellt. Die Messabläufe sind ähnlich denen in ([3] S. 138), die Programmierung wurde jedoch in Matlab[®] implementiert. Außerdem wurde bei jeder Stellung der Schlitten eine spektrale Messung nach Abbildung 6.24 ausgeführt. Die Messung für alle Basislängen und sieben Frequenzpunkte erfordert eine gesamte Messzeit von 2,15 h, wobei die reine Integrationszeit für alle Basislängen und Frequenzpunkte eine Messdauer von nur 48 min ergibt und die restliche Zeit für Fahroperationen, Datentransfer und Steuerungsbefehle gebraucht wurde.

7.1.2 Vorstellung und Diskussion der Messergebnisse

Zur Verifikation des spektralen Apertursynthese-Ansatzes wurden mit dem oben beschriebenen Zwei-Elemente-System zwei unterschiedliche Szenarien vermessen. Zum einen wurde eine Aufnahme von einem Gebäudekomplex bei sieben Frequenzpunkten durchgeführt, anhand dessen die Leistungsfähigkeit der Verknüpfung der verschiedenen Rekonstruktionsmethoden gezeigt werden soll. In einer zweiten Messung wurde eine Freifläche mit Bäumen und verschiedenen Objekten in der Szene vermessen, wodurch die Veränderungen in einem Szenario sowie die spektralen Unterschiede der Einzelaufnahmen näher erläutert werden können.

Um jedoch die Aufnahmen richtig einordnen zu können, soll zuvor noch der bedeutende Unterschied der Wellenlängen zwischen optischer und radiometrischer Aufnahme verdeutlicht werden. Trotz der ähnlichen Aufnahmeprinzipien kann anhand der Histogramme der optischen und radiometrischen Aufnahme aus Abbildung 3.2 gezeigt werden, dass sich die Wellenlänge beträchtlich auf die Aufnahme auswirkt. Die gravierenden Unterschiede der Histogramme der identischen Szene erfordern eine gewisse Vorsicht bei der visuellen Begutachtung der radiometrischen Aufnahmen im Mikrowellenbereich, da sich selbst bei identischer räumlicher Auflösung die Erscheinung des Bildes gravierend unterscheiden kann. Angemerkt sei noch, dass im unteren Mikrowellenbereich die Differenzen zum optischen Bild noch stärker sein können und somit bei ANSAS die visuelle Interpretation nicht intuitiv möglich ist.

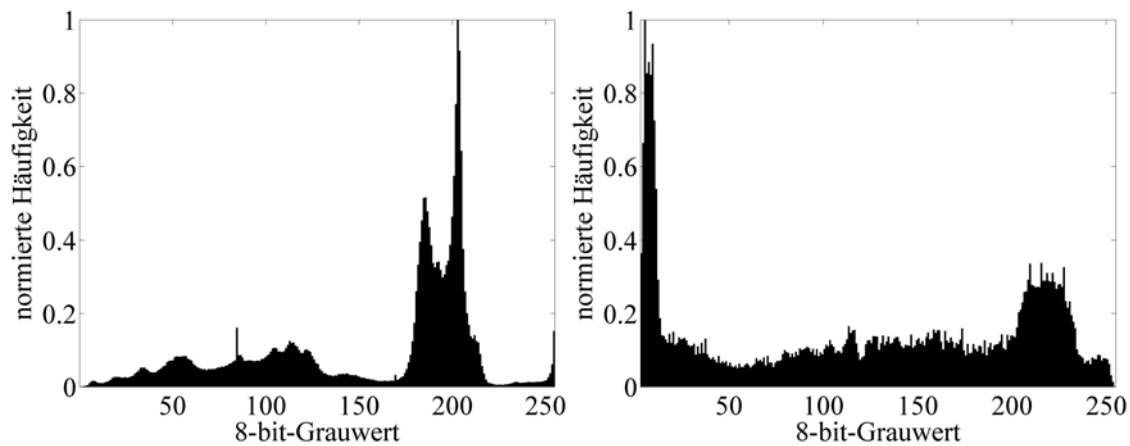


Abbildung 7.4: Vergleich der Grauwert-Histogramme eines optischen Bildes (links) und eines radiometrischen Bildes (rechts) der identischen Szene.

Ein Szenario, welches die Fähigkeiten der Beurteilung der räumlichen Auflösung der Apertursynthese bietet und auch die frequenzbedingten Unterschiede in den einzelnen spektralen Teilbildern erkennen lässt, bietet ein Gebäudekomplex mit vielen feinen Strukturen. Aufgrund der Richtcharakteristiken der Antennen und der zum Bildrand hin verschlechterten räumlichen Auflösung wird bei allen Messungen nur ein rechteckförmiger Ausschnitt der Größe $l_{\max} = m_{\max} = 0,6$ gewählt, was einem Gesichtsfeld von 74° in den Kardinalrichtungen und 116° in den Diagonalrichtungen entspricht. Die Fotografie der Szene ist in Abbildung 7.5 gezeigt. Abgebildet wurde die Rückseite eines Gebäudes mit einem rechts anschließenden Flugzeughangar. Auf dem betonierten Vorplatz sind verschiedene Objekte wie ein Kleintransporter und diverse Radarreflektoren für die Kalibrierung von Radarsystemen zu erkennen.

Der Mittelwert aller radiometrischen Aufnahmen dazu ist in Abbildung 7.6 dargestellt. Hierfür wurden alle spektralen Einzelaufnahmen zu einer Abbildung gemittelt. Die maximale Basislänge in u- als auch v-Richtung betrug dabei 91 cm. Zur Darstellung wurde eine Grauwerteskala verwendet. Bereiche geringer Empfangsleistung, d.h. geringer Strahlungstemperaturen, sind in dunklen Tönen und Bereiche hoher Empfangsleistung, d.h. hohe Strahlungstemperaturen, in hellen Tönen dargestellt. Zusätzlich wurde eine Normierung der einzelnen Bilder für einen optimalen Kontrast durchgeführt, da eine Kalibrierung für die Darstellung und die Demonstration der Funktionsfähigkeit des Instruments keine Relevanz haben.

Die Aufnahme ist auf den ersten Blick schwer mit der optischen Aufnahme zu vergleichen, da diese im Original eine weitaus höhere Auflösung besitzt und frequenzbedingt auch andere physikalische Eigenschaften dominieren. Aufgrund des im Mikrowellenbereich stark spiegelnden betonierten Vorplatzes sind alle Objekte in leicht abgeschwächtem Kontrast auch gespiegelt zu sehen. Diese Eigenschaft kann z.B. bei Personenannäherungen zur erhöhten Detektionswahrscheinlichkeit verwendet werden [56]. Wird die Abbildung oberhalb einer Linie $m = 0$ betrachtet, so können viele

Einzelheiten im radiometrischen Bild erkannt werden. Insbesondere sei auf den kalten Himmel hingewiesen, der durch die Verwendung der schmalen Vivaldi-Antennen und der damit verbundenen Erfassung auch sehr kleiner Basislängen korrekt rekonstruiert werden kann. Deutlich sind die einzelnen Gebäudeabschnitte, der Hangar mit halboffenem Tor, sogar einzelne Fenster sowie die Kleintransporter auszumachen. Objekte, die sich im äußeren Bildbereich befinden, werden dabei aber kontrastärmer dargestellt, da eine Korrektur für den Einfluss der Richtdiagramme nicht durchgeführt wurde. Durch die Variation der Basislängen und damit der Änderung des Antennenfeldes ist für jede Basislänge ein anderes Antennendiagramm anzunehmen, was eine saubere Korrektur nahezu unmöglich macht.

Ein weiterer Unterschied zum optischen Bild ist dessen Darstellung in Farbe, was hier einer spektralen Messung entspricht. Da die frequenzbedingten Unterschiede im optischen Bereich groß sind (weiß, grün, Graustufen, blau), ergeben sich hier neben der Intensität zusätzliche Informationsgewinne. Ähnliches soll aber auch beim ANSAS-Instrument genutzt werden, jedoch treten hier die frequenzbedingten Unterschiede bei anderen Materialien und Strukturen auf, wie z.B. bei der Messung an verborgenen Objekten.

Die Einzelbilder der spektralen ANSAS-Aufnahme sind in Abbildung 7.7 veranschaulicht. Es wurden dazu Frequenzen ausgewählt, bei denen geringe Interferenzen mit externen künstlichen Störquellen auftraten, was durch die flexible Einstellmöglichkeit der Mischoszillatorfrequenz machbar ist. Insbesondere im Frequenzbereich von 3,5 bis 4,3 GHz treten durch geostationäre Satelliten starke Punktquellenziele auf, welche die gesamte Szene überstrahlen, so dass der dargestellte Kontrast der Restszene ohne Punktquelle stark reduziert wird. Zur besseren Orientierung und Auswertung wurde der optische Szenenausschnitt in der räumlichen Auflösung so degradiert, dass er der räumlichen Auflösung der jeweiligen radiometrischen Aufnahme entspricht.



Abbildung 7.5: Panoramabild der Szene 1.

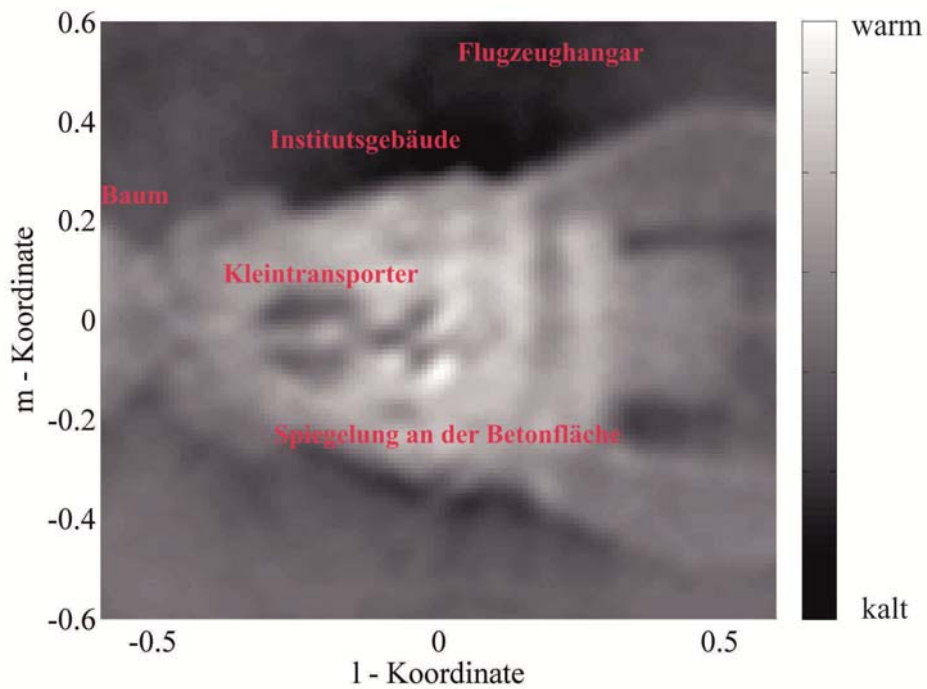
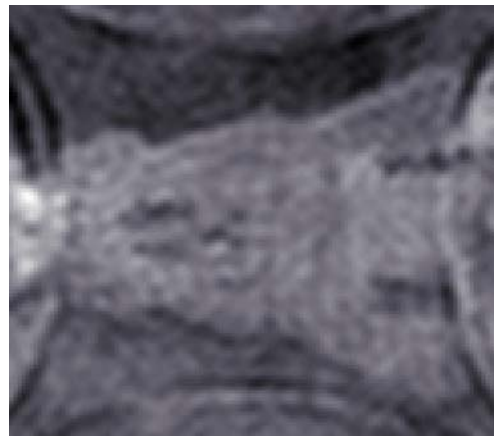


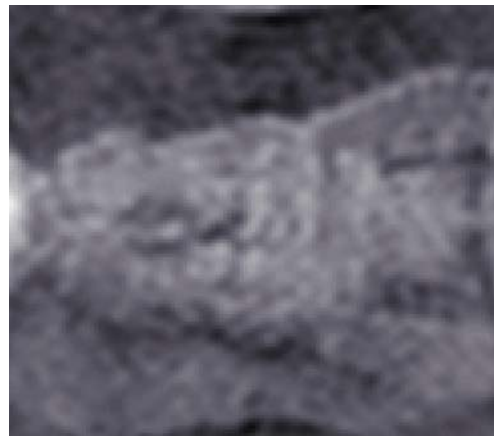
Abbildung 7.6: Spektraler Mittelwert der sieben aufgenommenen Frequenzen zwischen 2,6 GHz bis 5,8 GHz der rekonstruierten Strahlungstemperaturverteilungen der Szene 1.



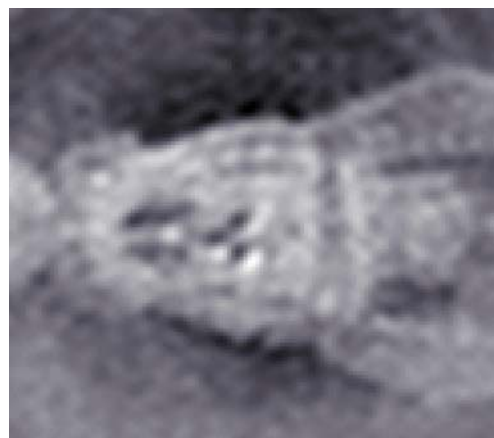
5,8 GHz



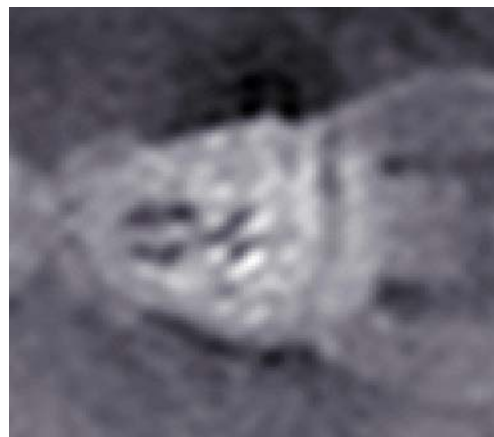
5,4 GHz



5,0 GHz



4,4 GHz



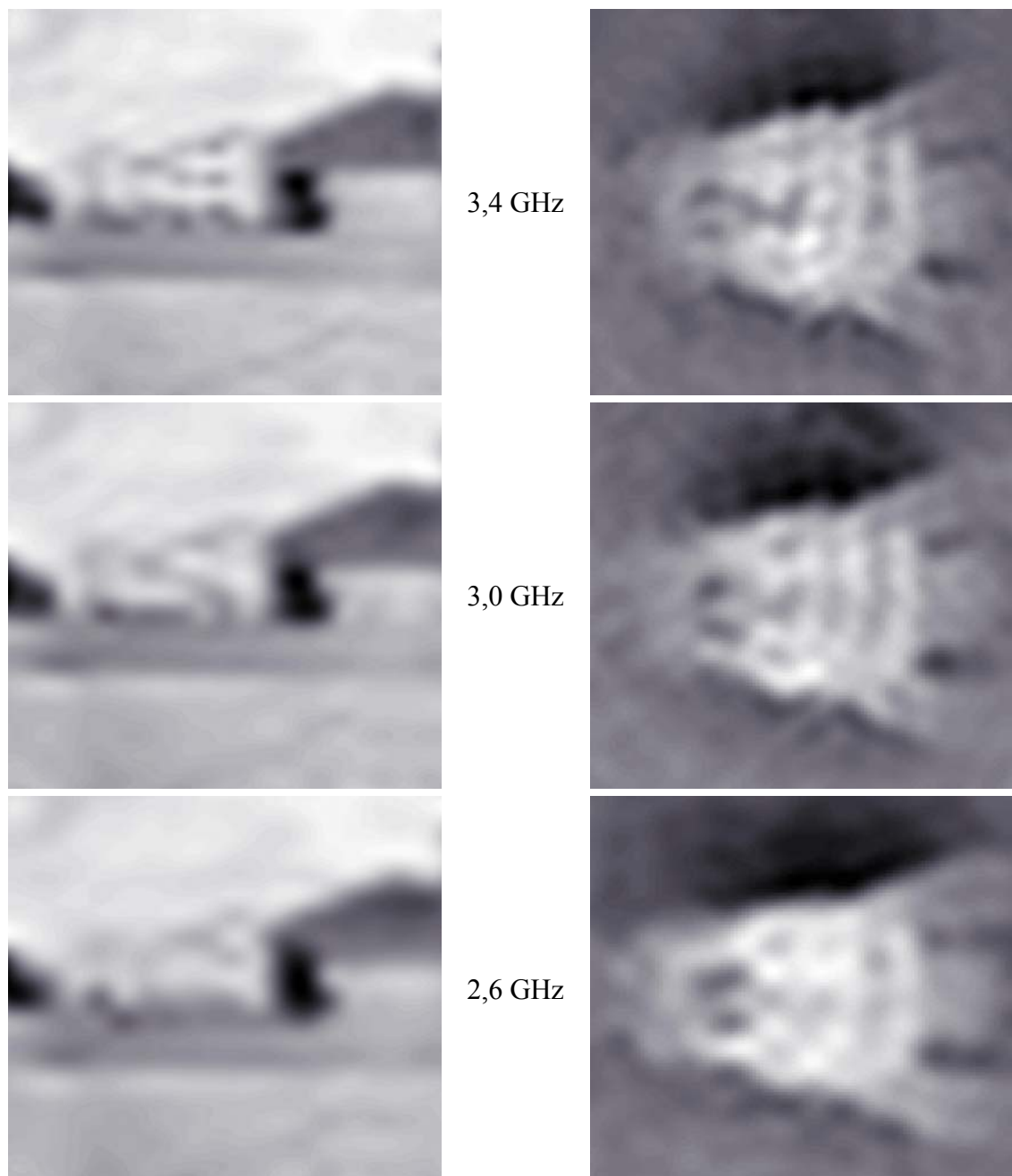


Abbildung 7.7: Spektrale Bildfolge der rekonstruierten Helligkeitstemperaturverteilung zu Szene 1 (rechts). Links sind die dazu korrespondierenden optischen Bilder dargestellt, deren räumliche Auflösung den jeweiligen Radiometerbildern angeglichen wurde.

Die Änderung der räumlichen Auflösung mit der Frequenz, welche durch die feststehende Aperturgröße gegeben ist, kann anhand der Bildsequenz eindeutig erkannt werden. Bei der höchsten Frequenz treten aufgrund des größeren Basislängeninkrements $\Delta u_\lambda = \Delta v_\lambda = \Delta d/\lambda$ Aliasingeffekte im äußeren Bildbereich in Form von Kreissegmenten auf, jedoch sind einzelnen Strukturen der Gebäude, abgesehen von kleineren Störeinflüssen bei dieser Frequenz, am besten aufgelöst. Dahingegen ist der Kontrast zwischen Himmel und Erde, welcher wesentlich durch sehr kleine Basislängen

repräsentiert wird, weniger deutlich zu erkennen, da in diesem Bereich die Effekte durch Unterabtastung mehr Einfluss gewinnen. Dieser Kontrast ist hingegen bei niedrigen Mittenfrequenzen deutlich stärker ausgeprägt, da hier sogar eine Überabtastung der Basislängen erfolgt. Es erscheint daher zweckmäßig, die Vorteile der einzelnen Spektralbereiche auch zu kombinieren (vgl. Abschnitt 4.4.5). Dies kann zum einen im Ortsbereich durch eine Mittelung oder aber im Frequenzbereich durch eine kombinierte gleichzeitige Rekonstruktion aller gemessenen Basislängen und aller Frequenzen in einer Abbildung erfolgen. Eine Gegenüberstellung der beiden Ergebnisse zeigt Abbildung 7.8. Es sind dabei nur geringfügige Unterschiede zu erkennen, was auch im Einklang mit der Theorie der Fourier-Transformation steht, die eine lineare Operation ist und daher eine Summation in beiden Bereichen zulässt.

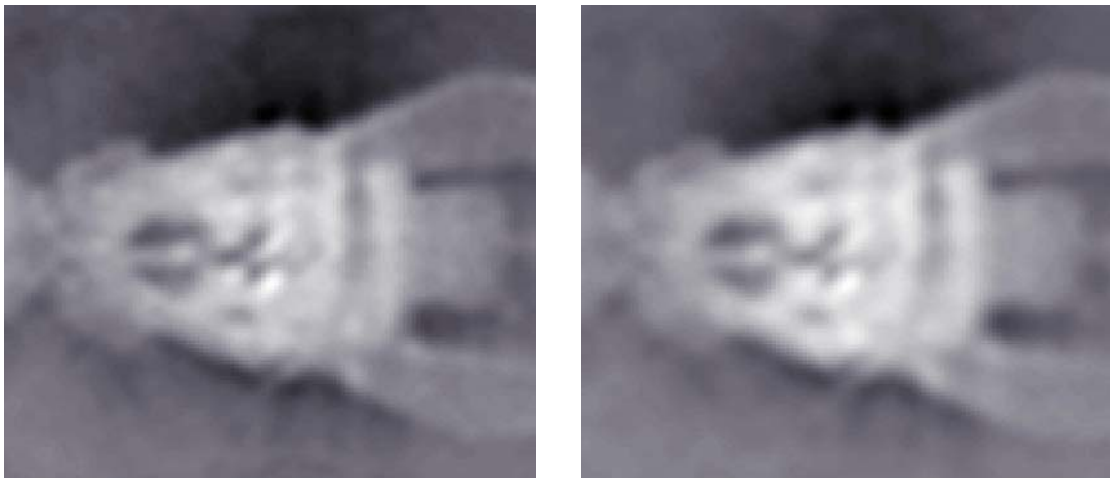


Abbildung 7.8: Vergleich verschiedener Rekonstruktionsstrategien: Links: Mittelung im Ortsbereich nach der Rekonstruktion, rechts: Kombination der Visibility-Funktionen aller Frequenzen vor der Rekonstruktion.

In einer zweiten Szene wurde eine betonierte Freifläche als Szenario gewählt, welche mit natürlichen Objekten gesäumt ist und in der künstliche Objekte an geänderten Positionen positioniert wurden. Die nachfolgend dargestellten Bildfolgen sind identisch zu den zuvor gezeigten Ergebnissen aufbereitet worden. In Abbildung 7.9 sind im optischen Bild im Wesentlichen eine Baum- und Buschgruppe sowie eine unter 45° Neigung an einen Container angelehnte $2\text{ m} \times 4\text{ m}$ große Metallplatte und ein Auto zu erkennen. Die Objekte lassen sich in der radiometrischen Aufnahme in Abbildung 7.10 eindeutig zuordnen, wobei auch hier zuvor genannte Spiegelungseffekte im Beton auftreten. Im Bereich der Metallplatte führt dies sogar zu einer dreifachen Reflexion (Beton vor der Metallplatte, Metallplatte und senkrecht stehender Container) des auf der Rückseite des Instruments befindlichen radiometrisch warmen Gebäudes, wodurch vor der Metallplatte ein warmer Bereich zu sehen ist. Deutlich sind auch das Auto und seine Spiegelung im Beton zu registrieren, wobei Teile des Autos je nach Orientierung den kalten Himmel und andere die warme Umgebung reflektieren. An dieser Stelle soll auch auf Nahfeldeffekte, welche durch die synthetische Apertur des Systems entstehen,

hingewiesen werden. Für eine Aperturgröße von 1,82 m ergibt sich für die höchste Frequenz ein Mindestabstand für das Fernfeld von:

$$r_{\text{Fern}} > \frac{2(\rho_{\text{max}})^2}{\lambda} = \frac{2(1,82 \text{ m})^2}{0,052 \text{ m}} = 127 \text{ m} \quad (7.1)$$

In den einzelnen spektralen Aufnahmen in Abbildung 7.11 lassen sich ähnliche Grundeigenschaften wie schon in Szene 1 erkennen. Auch hier ist eine grundsätzliche Ähnlichkeit zum jeweilig auflösungsreduzierten optischen Bild erkennbar, wobei jedoch nochmals auf das unterschiedliche Zustandekommen der empfangenen Strahlung durch stark unterschiedliche Wechselwirkungen der elektromagnetischen Strahlung mit der Materie hingewiesen werden soll.

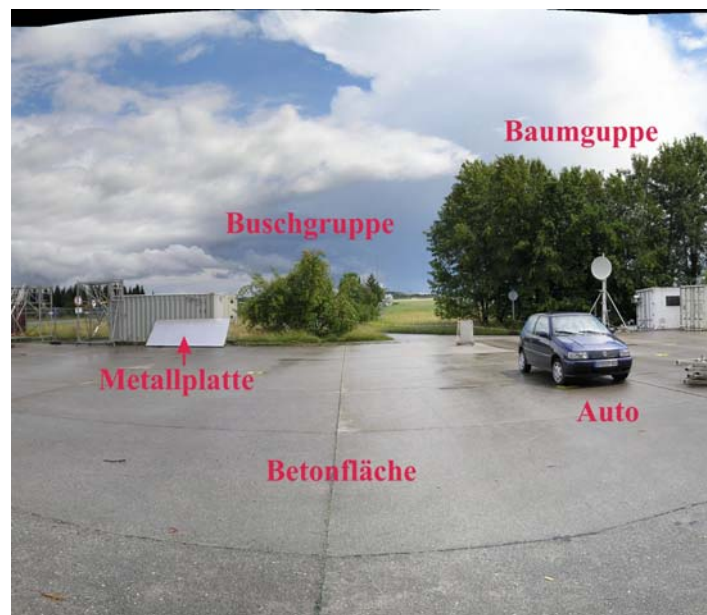


Abbildung 7.9: Panoramabild der Szene 2.

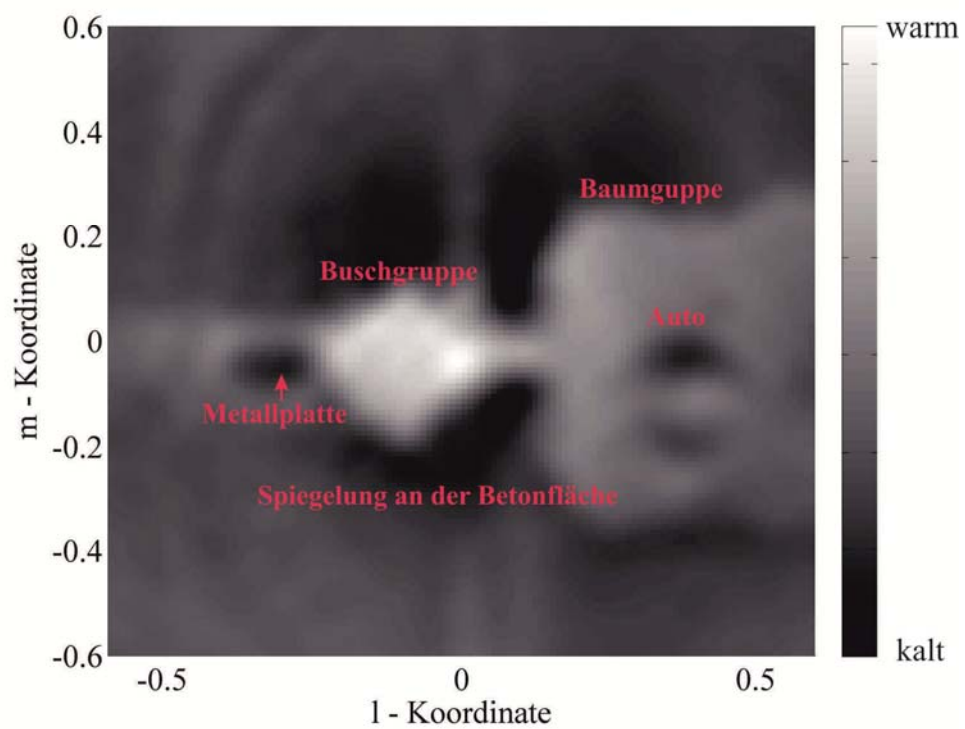
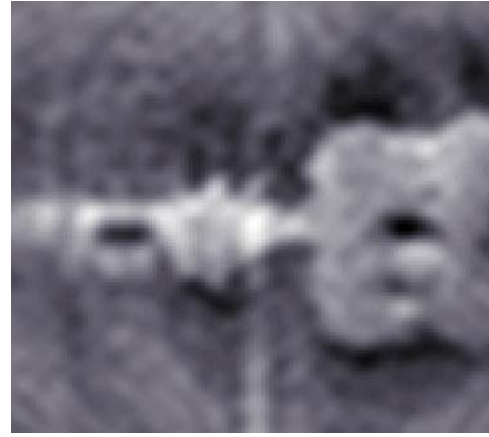


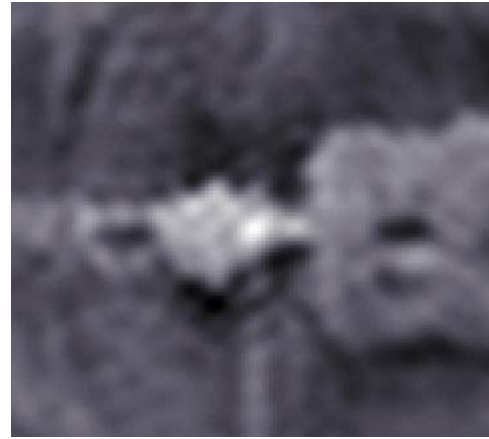
Abbildung 7.10: Spektraler Mittelwert der sieben aufgenommenen Frequenzen zwischen 2,6 GHz bis 5,8 GHz der rekonstruierten Strahlungstemperaturverteilungen der Szene 2.



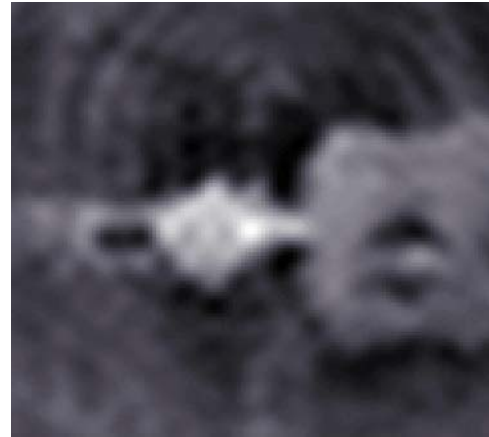
5,8 GHz



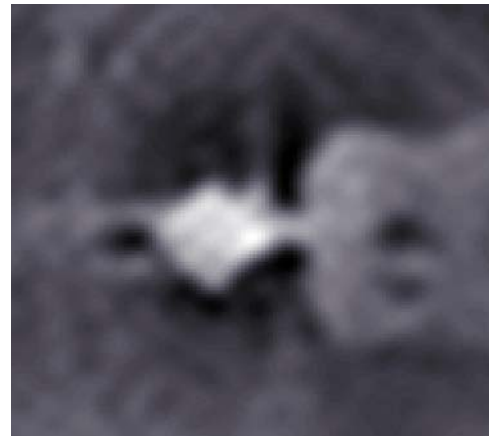
5,4 GHz



5,0 GHz



4,4 GHz



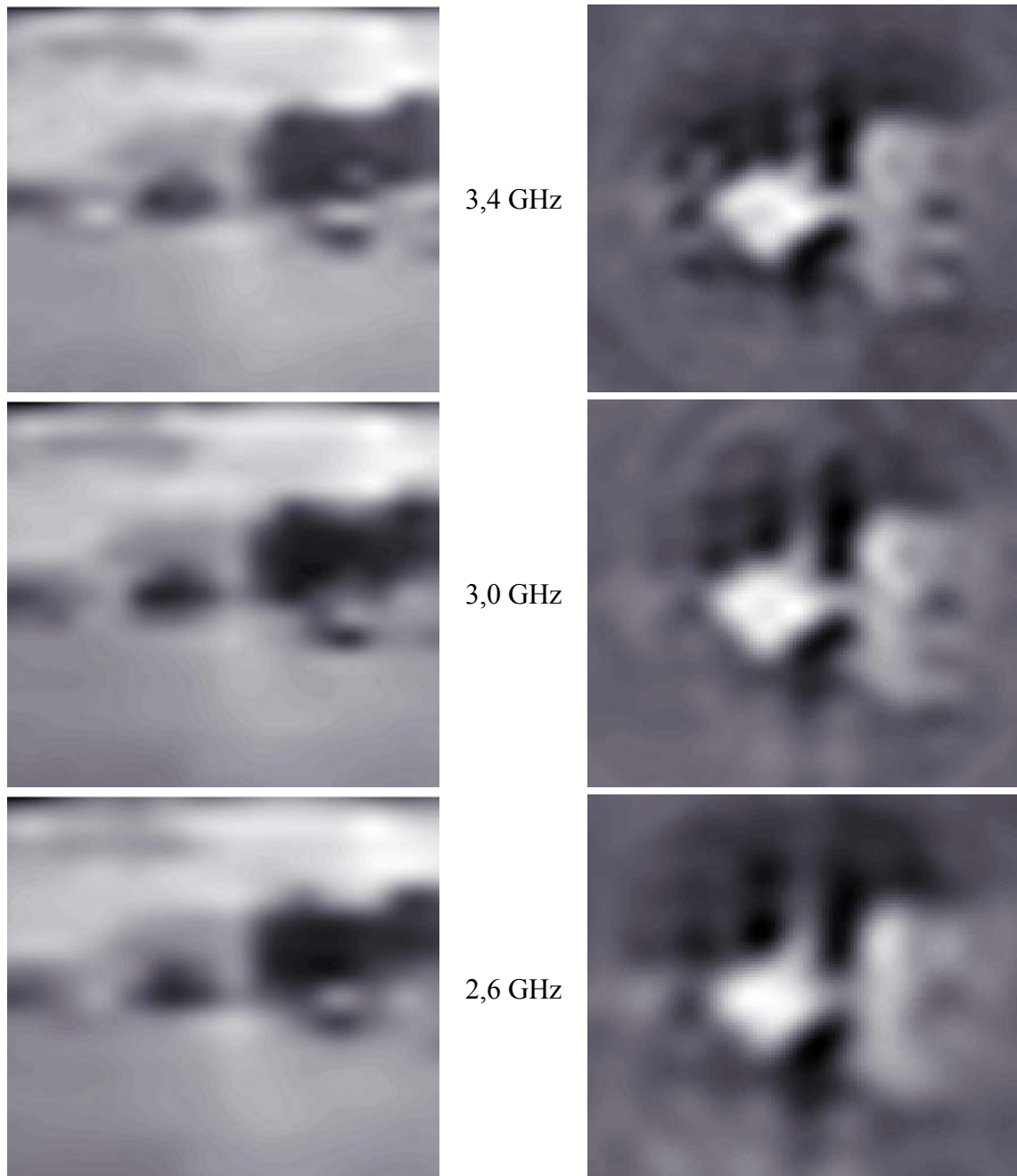


Abbildung 7.11: Spektrale Bildfolge der rekonstruierten Helligkeitstemperaturverteilung zu Szene 2 (rechts). Links sind die dazu korrespondierenden optischen Bilder dargestellt, deren räumliche Auflösung den jeweiligen Radiometerbildern angeglichen wurde.

Diese Szene wurde nochmals mit veränderter Position und Orientierung des Autos aufgenommen. Die Ergebnisse mit den korrespondierenden optischen Aufnahmen zeigt Abbildung 7.12. Eindeutig kann die geänderte Position des Autos festgestellt werden, wobei die letzte Konstellation aufgrund der größeren Entfernung und auch der geänderten Orientierung des Autos dieses sowohl in der optischen als auch in der radiometrischen Aufnahme schwerer lokalisierbar machen. Die vorletzte Aufnahme zeigt den Einfluss von zeitlicher Interferenz durch externe Störer.



Abbildung 7.12: Vergleich verschiedener Variationen der Szene 2. Dargestellt sind die jeweiligen spektralen Mittelwerte der sieben aufgenommenen Frequenzen zwischen 2,6 GHz bis 5,8 GHz der rekonstruierten Strahlungstemperaturverteilungen (rechts) und die Fotografie der Szene (links).

7.2 Messung mit vollständiger ANSAS-Konfiguration

Mit den bisher vorgestellten Messergebnissen wurde die Funktionsfähigkeit der ANSAS-Hardware messtechnisch verifiziert. Das Ziel dieser Arbeit war jedoch der Aufbau eines rotierenden eindimensionalen Apertursynthese-Instruments, das im Vergleich zu einem Zwei-Elemente-System eine schnellere Aufnahmezeit bei größerer synthetischer Apertur erreicht. Es sollten dabei die auftretenden Fehler und Einflüsse der Gesamtanordnung untersucht werden, um für ein zukünftiges zweidimensionales System mit einer vielfachen Anzahl von Empfängern eine optimale Auslegung erzielen und die hierfür grundlegenden Betrachtungen durchführen zu können. Aufgrund der Größe des Antennenträgers konnten keine brauchbaren vergleichbaren Messungen zum Zwei-Elemente-System durchgeführt werden, da bei einer vertikalen Trägerstellung die Einflüsse des Erdbodens, der sich damit im extremen Nahfeld befindet, sehr starke Auswirkungen auf das Messergebnis haben. Aus diesem Grund und für einen möglichst praxishen Einsatz wurde das ANSAS-Instrument auf einen Turm gehoben, um von dieser erhöhten Position Aufnahmen machen zu können. In Abbildung 7.13 ist die Messposition des Instruments in einer Höhe von 8 m in einem Raum mit einer $4\text{ m} \times 5\text{ m}$ großen Öffnung gezeigt. Zur Messung wurde das fahrbare Gestell an die vordere Kante gefahren, um so den Antennenarm außerhalb des Torbereichs zu drehen und damit auch einen Neigungswinkel von bis zu -15° erzielen zu können. Wie bereits in Abschnitt 6.3 erwähnt, wurde zur Unterdrückung der rückwärtigen Antennenkeulen an die Antennenzeile Absorber angebracht, der als blau-schwarze Umrahmung der Antennenzeile zu erkennen ist.

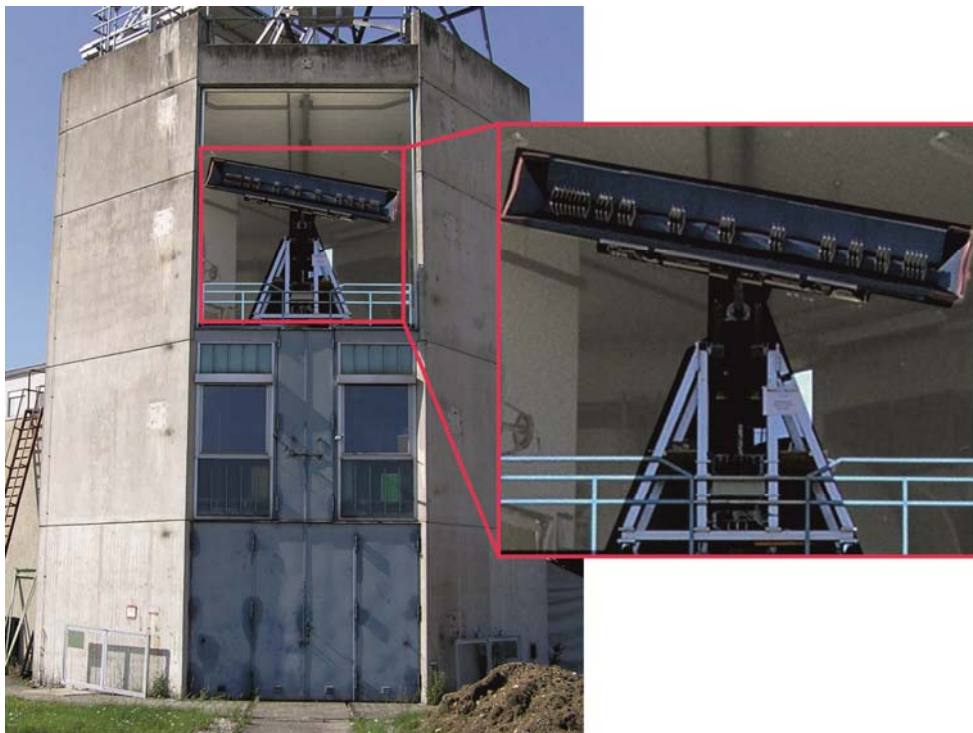


Abbildung 7.13: Fotografie des ANSAS-Instruments auf dem Antennenmessturm.

Das Gelände vor dem Turm zeigt in Abbildung 7.14 mit Szene 3 betitelt, eine Freifläche mit einigen Bauaktivitäten, welche in Szene 4 in Abbildung 7.25 durch das Aufstellen von Containern und einem Kran noch ausgeweitet wurden. Die Freifläche ist in Abbildung 7.14 in der in Abschnitt 4.2 beschriebenen l-m-Koordinaten-Darstellung gezeigt. Wie zu erkennen ist, so sind die äußeren Bereiche stark verzerrt, was auch zu der verringerten Auflösung in den Randbereichen führt. Der interessierende Bildausschnitt, der auch schon beim Zwei-Elemente-Instrument für die Szenen 1 und 2 verwendet wurde, ist rot gekennzeichnet. In diesem Bereich ist mittig eine Schienenstrecke zu erkennen, die zum Zweck der Antennenvermessung, der eigentlichen Bestimmung des Turms, verlegt wurde.

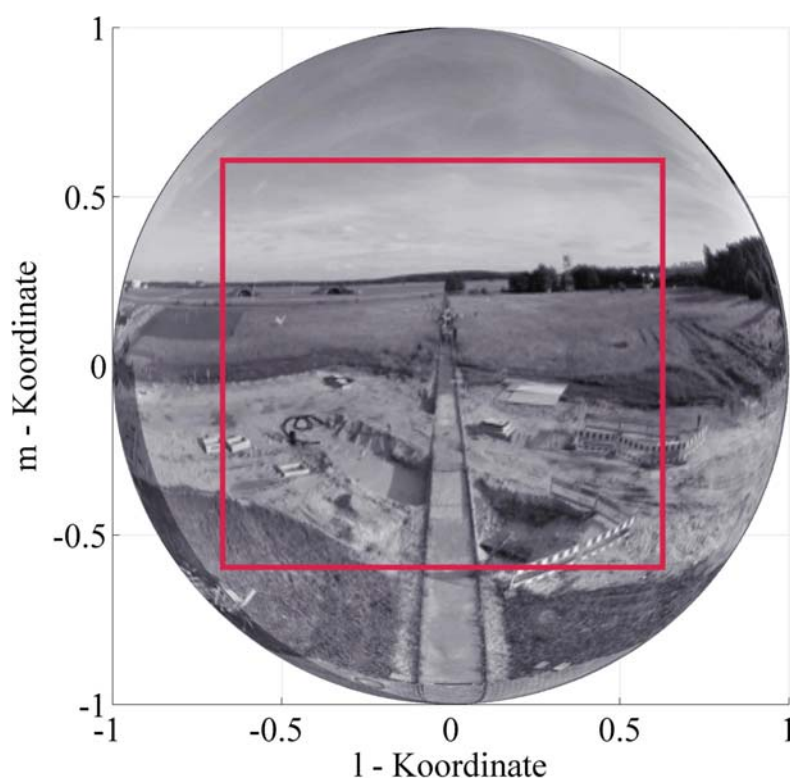


Abbildung 7.14: Fotografie der Szene 3, welche in l-m-Koordinaten transformiert wurde. Das rote Rechteck zeigt den für die Rekonstruktion der Helligkeitstemperverteilung verwendeten Bildausschnitt.

7.2.1 Vermessung einer künstlichen Punktquelle

Zur Charakterisierung des Gesamtsystems wurde eine Punktquelle mit monofrequentem Signal abgebildet. Für diese Aufnahme wurde ein Signalgenerator mit Antenne auf dem in Abbildung 7.15 gezeigten Turm am Rand der Freifläche in 220 m Entfernung aufgebaut. Die Punktquelle wurde über eine W-LAN-Verbindung angesteuert, um eine Anpassung der Frequenz und der Leistung, auf ca. 8 dB über dem Rauschleistungspe-

gel der Szene zu erreichen. Durch solch eine Messung, die zu verschiedenen Zeitpunkten und bei unterschiedlichen Außentemperaturen durchgeführt wurde, erfolgt auch die Phasenkalibration nach Abschnitt 6.7. Das Ergebnis der Rekonstruktion ist in Abbildung 7.16 in einer logarithmischen Darstellung abgebildet. Aufgrund der örtlichen Gegebenheiten befand sich die Punktquelle bei einer Ablage in horizontaler Richtung von ca. 22° und in vertikaler Richtung von ca. 0° , was einer l-Koordinate von 0,4 und m-Koordinate von 0 entspricht. Die Abbildung zeigt die typische Struktur der konzentrischen Kreise der Nebenkeulen um das Hauptmaximum, die mit der Besselfunktion nach Abschnitt 4.4.3 bestimmt werden können. Die vertikal verlaufende Streifenstruktur ist wie in der ideal simulierten Punktzielantwort in Abschnitt 4.4.2 hauptsächlich bedingt durch das kartesische Raster der l-m-Ebene. In Abbildung 7.17 sind der Real- und Imaginärteil der gemessenen Visibility-Funktion für eine Mittenfrequenz von 3.7 GHz gezeigt. Die zweidimensionale Sinus- bzw. Kosinusfunktion kann wie in den Simulationen deutlich erkannt werden (vgl. Abbildung 4.10). Die Schnittdarstellungen durch das Maximum in vertikaler und horizontaler Richtung in Abbildung 7.18 belegen die in Abschnitt 4.4.3 theoretisch berechneten Werte der Nebenmaxima von minimal -6 bis -8 dB. In der vergrößerten Darstellung darunter sind die Richtdiagramme und damit die Halbwertsbreiten aus den gemessenen Punktquellenantworten für die entsprechende räumliche Position abzulesen. Die Halbwertsbreitenwerte von $1,2^\circ$ für eine Mittenfrequenz von 6 GHz bis $2,25^\circ$ für eine Mittenfrequenz von 3 GHz entsprechen annähernd den theoretisch berechneten Werten, wenn eine Rechteckfensterung für die Visibility-Amplituden verwendet wird.



Abbildung 7.15: Panoramabild der Freifläche mit Punktquelle auf dem Messturm.

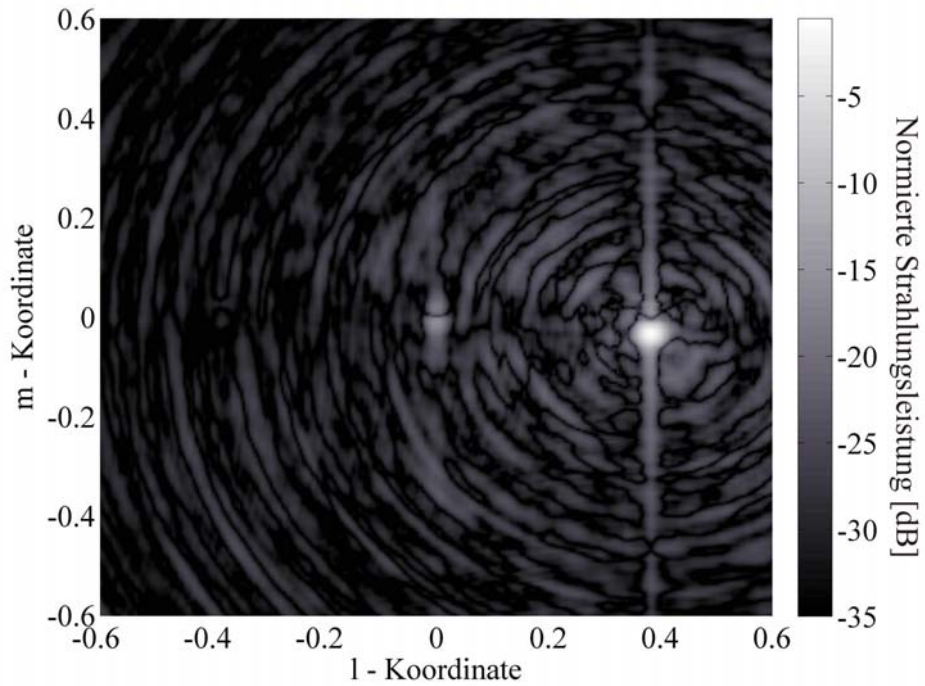


Abbildung 7.16: Spektraler Mittelwert der rekonstruierten Strahlungstemperaturverteilungen einer künstlichen Punktquelle.

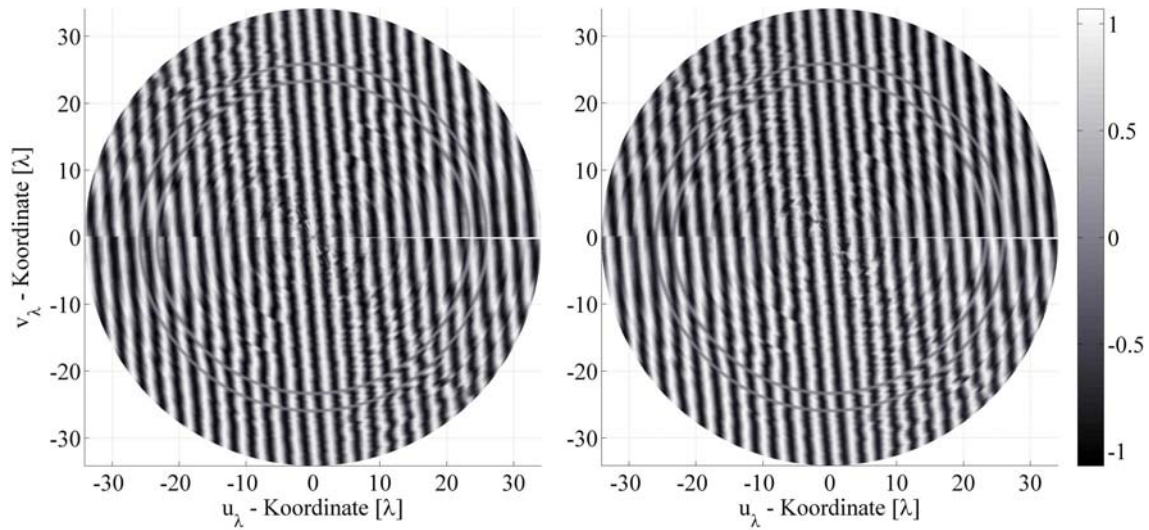


Abbildung 7.17: Gemessene Visibility-Funktion der Punktquellenaufnahme bei 3,7 GHz, links: Realteil, rechts: Imaginärteil.

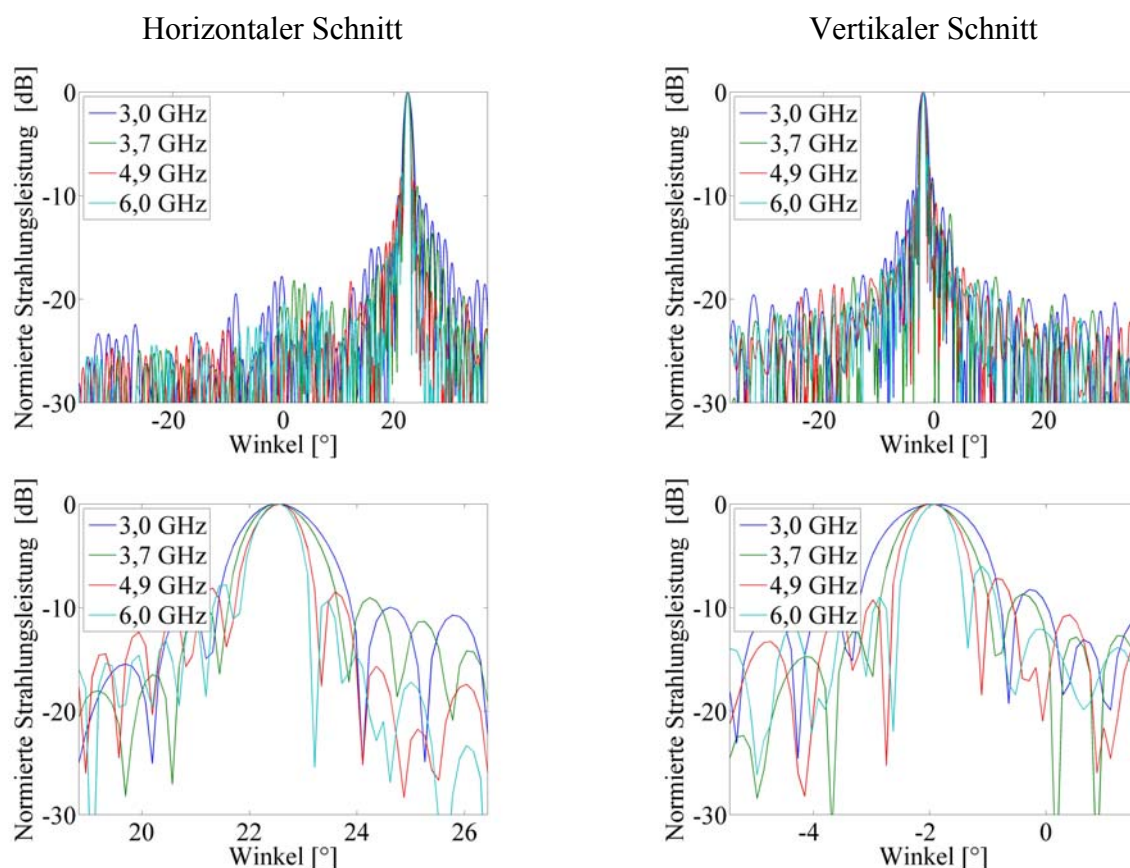


Abbildung 7.18: Schnittdarstellungen durch die Punktquellenmaxima verschiedener Frequenzen.

7.2.2 Vermessung einer realen Strahlungstemperaturszene

Anhand der Punktquellenantwort kann verifiziert werden, ob das Instrument die berechnete Spezifikation bzgl. der räumlichen Auflösung erfüllt. Jedoch sind die in den theoretischen Abhandlungen zur radiometrischen Auflösung und Genauigkeit besprochenen Einflüsse bei der Vermessung einer künstlichen Punktquelle nicht oder nur in geringem Maße erkennbar. In der zuvor beschriebenen Position des Instruments wurden daher verschiedene Aufnahmen realer Szenarien gemacht, von denen exemplarisch zwei Fälle näher beschrieben werden. Diese Messungen wurden für 11 verschiedene Frequenzpunkte durchgeführt, was einer gesamten Messdauer von ca. 55 min entspricht, wobei die reine Integrationszeit ca. 39 min beträgt und die reinen Fahraktionen damit 16 min in Anspruch nehmen. Hierbei wurde aber die Vermessung der gesamten Visibility-Funktion angestrebt, wobei eine Halbierung der Messzeit bei Anwendung der hermiteschen Symmetrieeigenschaften möglich wäre. Auf eine solche Verkürzung der Messzeit wurde jedoch verzichtet, um weiterführende Untersuchungen anhand der Visibility-Funktion durchführen zu können [142].

Das Strahlungstemperaturszenario der Szene 3 ist als optische Aufnahme in Abbildung 7.19 gezeigt. Da die vor dem Messturm liegende Freifläche radiometrisch bis auf den

Verlauf des Horizonts kaum interessante Objekte bietet, wurden Metallplatten zu einer zusammenhängenden Fläche von $5\text{ m} \times 5\text{ m}$ ausgelegt. Des Weiteren besteht das Gebiet vor der Grasfläche im Wesentlichen aus Schotter, der zum Zweck eines Straßenbaus von der Grasnarbe befreit wurde, und einer Grube zur Verlegung von Rohrleitungen.

Die gemessenen Visibility-Werte sind in Abbildung 7.20 als Realteil und Imaginärteil dargestellt. Wie im optischen Beispiel in Abbildung 4.8 sind auch bei dieser Szene die Hauptanteile in senkrechter Richtung zu erkennen, was insbesondere durch den Kontrastwechsel zwischen Himmel und Erde hervorgerufen wird. Außerdem ist deutlich der hermitesche Charakter erkennbar, eine konjugiert-komplexe Spiegelung an u_λ -Achse.

Die korrespondierende radiometrische Aufnahme in Abbildung 7.21 ist durch eine Mittelung im Ortsbereich über 11 verschiedene Frequenzen entstanden. Zunächst ist klar die Abgrenzung zwischen radiometrisch kaltem Himmel und warmer Erde zu erkennen. Ferner stellt die Spiegelung des Himmels in der Metallfläche eine deutliche Abgrenzung zu ihrer Umgebung dar. Die Größe der Metallfläche entspricht durch die Projektion aber lediglich ca. $1,7\text{ m} \times 4\text{ m}$, was im Winkelmaß ca. $6^\circ \times 17^\circ$ entspricht. Die Fläche nahe der Metallfläche spiegelt aufgrund der Schotterstruktur den Himmel stärker als die Grasfläche dahinter. Außerdem sind die beiden Gleise der Schienenstrecke schwach zu erkennen, obwohl die räumliche Auflösung des Systems zahlenmäßig dies nicht zulassen würde. Außerdem können durch genaueres Betrachten weitere Details erkannt werden. Unterhalb des Horizonts für negative l -Koordinaten ist ein schmaler dunkler Streifen zu erkennen. In diesem Bereich kann der Rollweg des angrenzenden Flughafens sowie eine geänderte Vegetation lokalisiert werden, welche die kalte Himmelsstrahlung stärker reflektiert als der Großteil der Grasfläche. Daran angrenzend, in Verlängerung der Schienenstrecke, ist ein radiometrisch warm erscheinender Busch zu erkennen, der in das dahinter liegende ebenfalls warm erscheinende Waldstück übergeht, das sich über einen weiten Bildausschnitt erstreckt. Im rechten Teil des Horizonts kann die sich in der Höhe abhebende Baumstruktur sowie der erhöhte Messturm erkannt werden. Direkt vor der Metallplatte und etwas weiter links ist eine dunklere Färbung auszumachen, welche den Schachtöffnungen der Versorgungsleitungen zuzuordnen ist. Die auf der linken Seite in Verlängerung des Schotterbereichs bei ca. $l = -0,4$ und $m = -0,1$ leichte Dunkelfärbung ist bereits stark verdichteter Schotter, welcher die Himmelsstrahlung besser reflektiert als die raue Oberfläche von losem Schotter. Bei dieser rekonstruieren Strahlungstemperaturverteilung wurden die gedrehten Antennendiagramme im Rekonstruktionsalgorithmus mitberücksichtigt, wie dies in Abschnitt 4.5 beschrieben wurde. Ein Ergebnis der Rekonstruktion ohne Korrektur zeigt Abbildung 7.22, hier sind dem ganzen Bild Kreisstrukturen überlagert.

Aber selbst mit der Korrektur der gedrehten Antennendiagramme sind noch leichte Kreisstrukturen zu erkennen. Gründe für Unterschiede zwischen den gemessenen und den tatsächlichen Antennendiagrammen sind in der Gesamtanordnung der Antennen-

gruppe zu sehen, da die Antennen lediglich in einer Dreier-Anordnung vermessen wurden (vgl. Kapitel 6.3). Durch die verwendete Absorberfläche auf der Rückseite des Antennenträgers und die Gesamtintegration der Antennen in die Trägerstruktur sind trotz ähnlicher Verhältnisse bei der Antennencharakterisierung aufgrund der Nachbarantennen veränderte Richtcharakteristiken gegeben. Eine Korrektur dazu wäre durch das bereits angesprochene G-Matrix-Verfahren zur Kalibrierung und Rekonstruktion möglich oder es müsste wie beim SMOS-Instrument eine genaue Bestimmung der Antennencharakteristiken in der Trägerstruktur durch eine zweidimensionale Nahfeldabtastung der einzelnen Diagramme durchgeführt und anschließend eine Nahfeld-Fernfeldtransformation angewendet werden.

Zusätzlich mögliche Beeinträchtigungen des radiometrischen Bildes sind in Abschnitt 7.2.3 mit Hilfe von Simulationen näher untersucht worden. Es konnte dabei nachgewiesen werden, dass eine ungenügende Phasenkorrektur und vor allem die Verkopplung der Antennen ähnliche Artefakte erzeugen, wie sie in den radiometrischen Bildern zu sehen sind. Daher ist anzunehmen, dass, bei einer nahezu idealen Phasenkorrektur sowie einer besseren Entkopplung der Antennen, bessere Ergebnisse ohne die angesprochenen Artefakte erzielt werden würden.

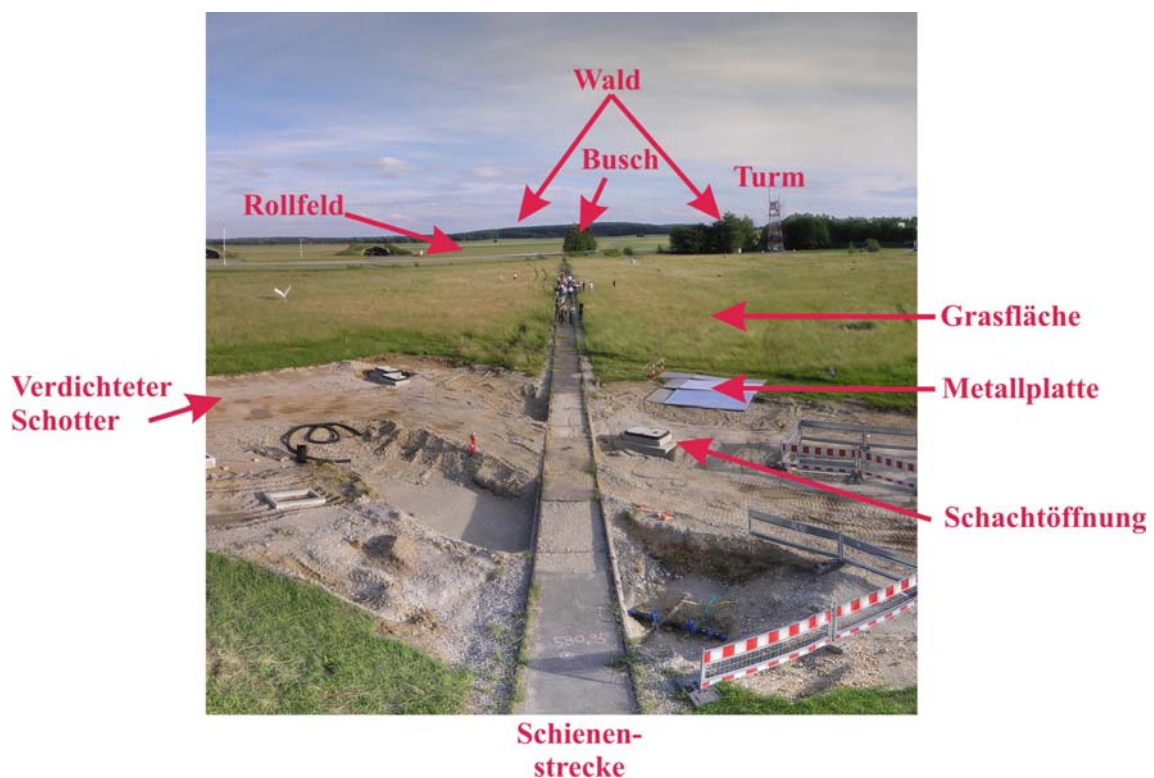


Abbildung 7.19: Panoramabild der Szene 3.

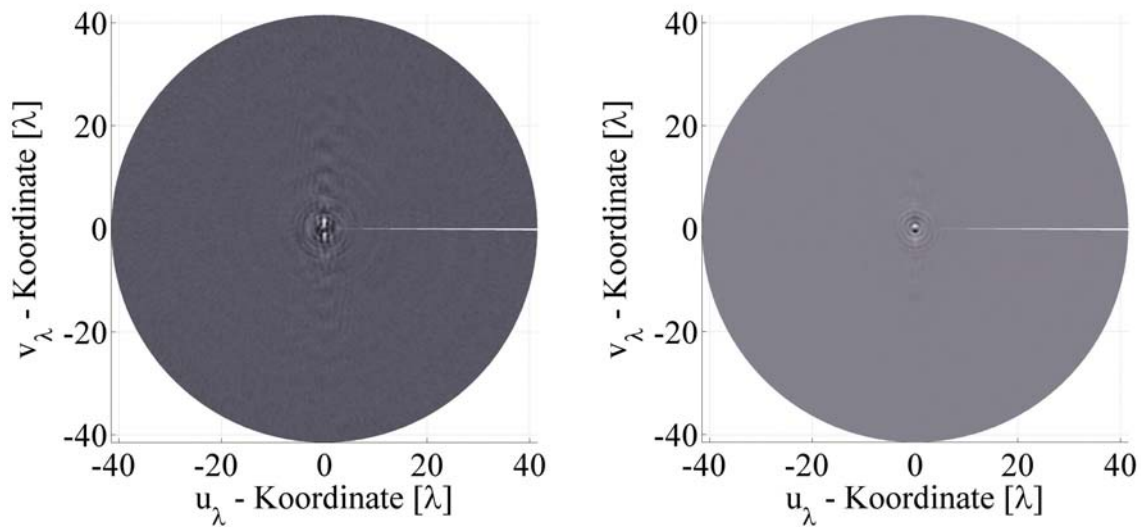


Abbildung 7.20: Realteil (rechts) und Imaginärteil (links) der gemessenen Visibility-Funktion der Szene 3 für 4,5 GHz.

Die einzelnen spektralen Aufnahmen der Szene sind in Abbildung 7.23 zusammen mit einer Gegenüberstellung der auflösungsreduzierten optischen Aufnahmen dargestellt. In allen Rekonstruktionen sind die meisten oben besprochenen Details erkennbar. Bei einigen Abbildungen, insbesondere bei höheren Frequenzen, sind jedoch größere Rauschanteile in der Rekonstruktion zu sehen. Diese treten z.B. bei 3,2 und bei 3,5 GHz nicht auf, wodurch dort besonders die Schienenstrecke besser detektiert werden kann. Eine Erklärung könnte auch hier die ungenügend genaue Phasenkalibrierung sowie Interferenzen von externen elektromagnetischen Stören darstellen. Bei der spektralen Abbildung bei 5,5 GHz kann eine Richtfunkstrecke, welche auf dem Turm angebracht ist, als Punktquelle ausgemacht werden. Weitere leicht erklärbare Artefakte sind bei den Frequenzen 3,7 und 4 GHz zu sehen, welche in Abbildung 7.24 für die gleiche Szene, nur mit geändertem Neigungswinkel des Instruments, gezeigt sind. Der Horizont ist in dieser Abbildung nur sehr schwer zu erkennen, da der hauptsächliche Bildkontrast durch die Abbildung von punktförmigen geostationären Satelliten gebildet wird, die in diesem Frequenzbereich künstliche Strahlung erzeugen. Die Satelliten befinden sich bei Abbildung 7.23 außerhalb des gewählten Gesichtsfeldes und haben deshalb einen geringeren Einfluss auf die restliche Szene.

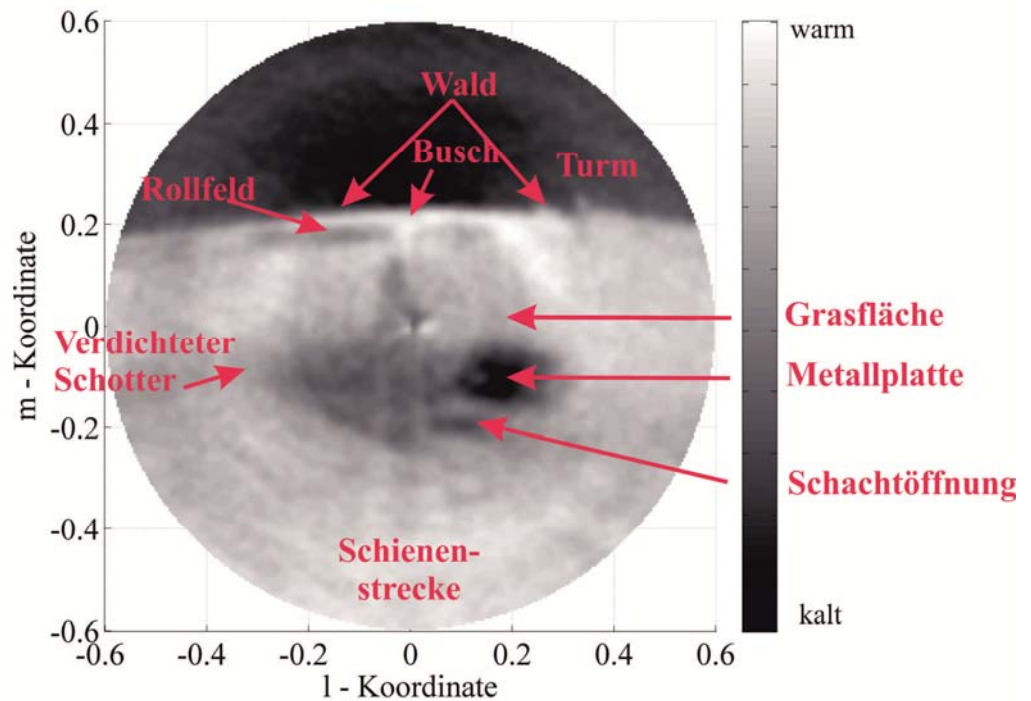


Abbildung 7.21: Spektraler Mittelwert der 11 aufgenommenen Frequenzen zwischen 3 GHz bis 6,5 GHz der rekonstruierten Strahlungstemperaturverteilungen der Szene 3.

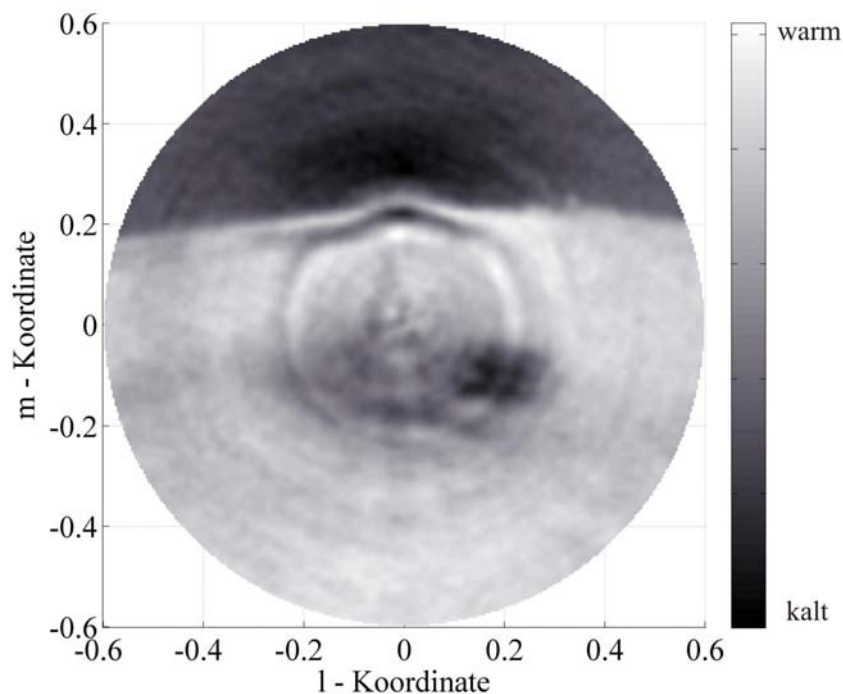
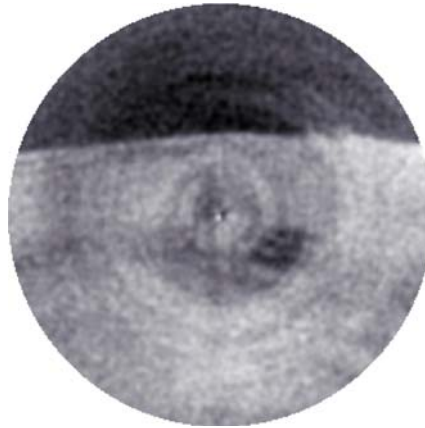


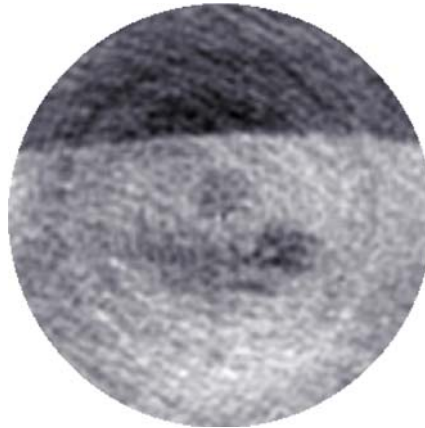
Abbildung 7.22: Spektraler Mittelwert der 11 aufgenommenen Frequenzen zwischen 3 GHz bis 6,5 GHz der rekonstruierten Strahlungstemperaturverteilungen der Szene 3 ohne Korrektur der gedrehten Antennendiagramme.



6,5 GHz



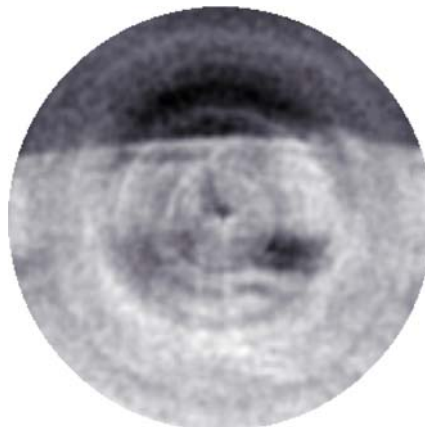
6,0 GHz



5,5 GHz

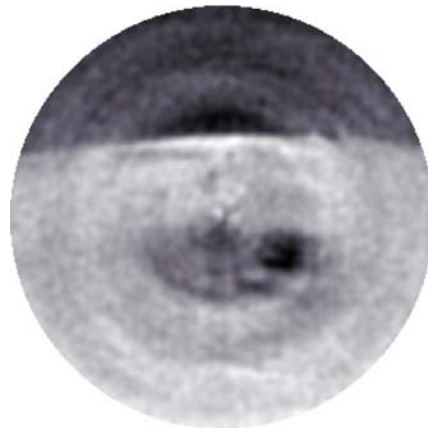


5,2 GHz

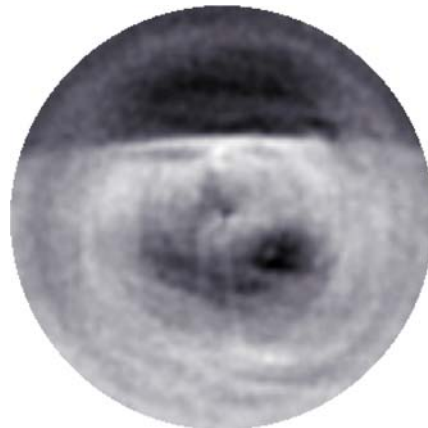




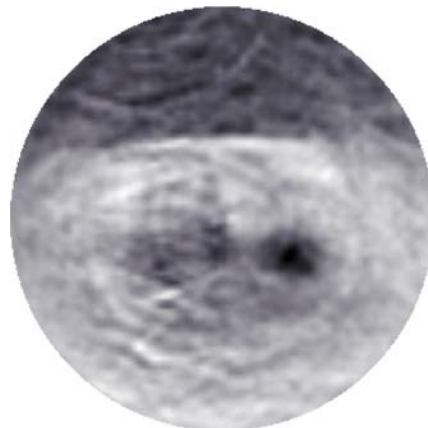
4,9 GHz



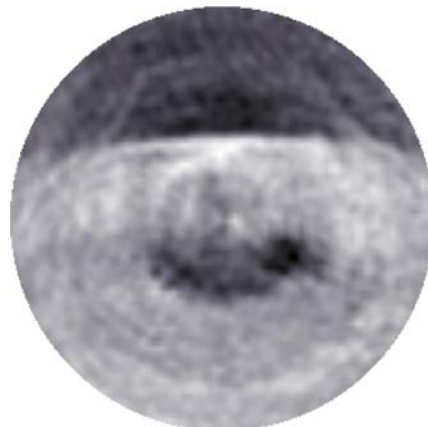
4,5 GHz



4,0 GHz



3,7 GHz



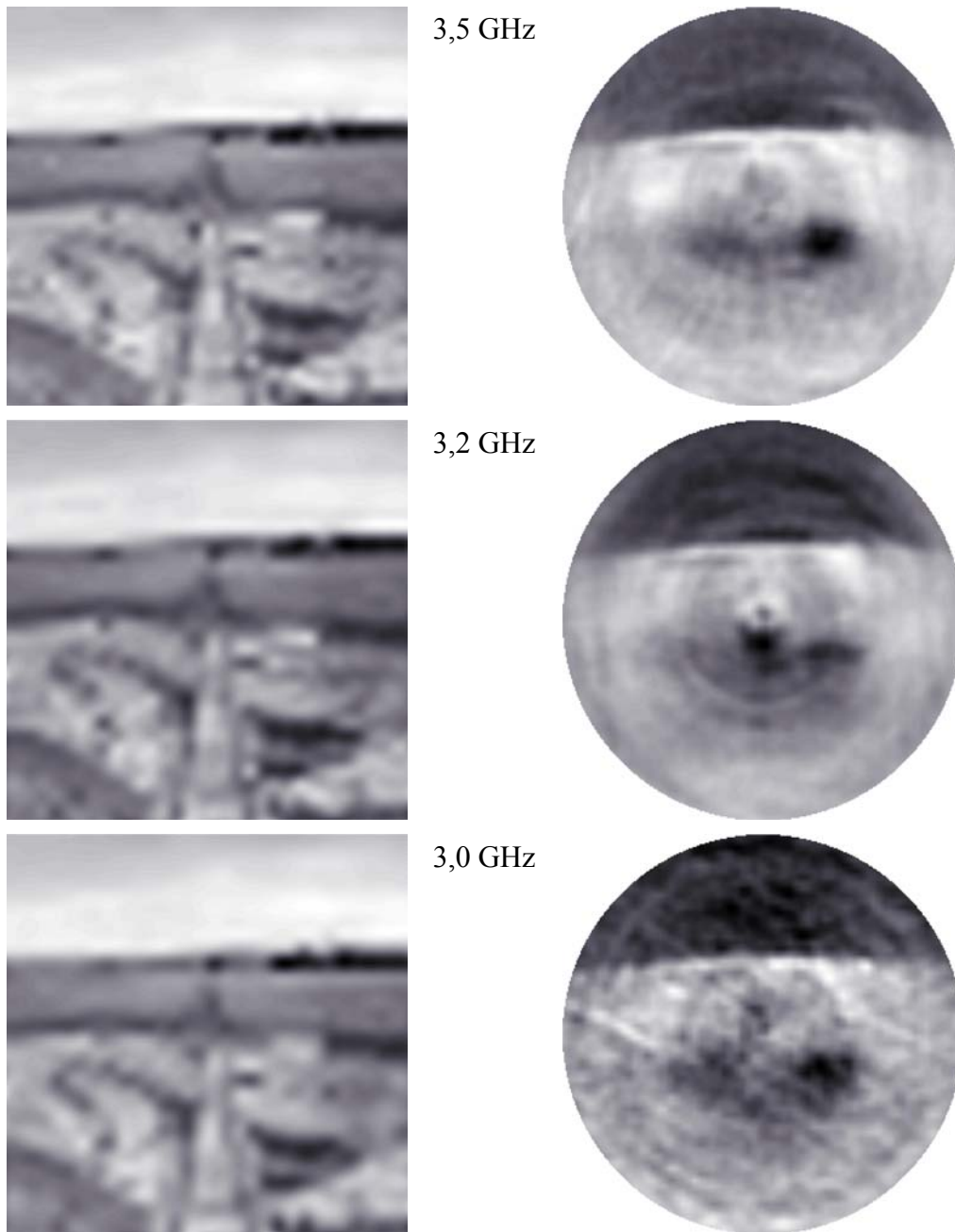


Abbildung 7.23: Spektrale Bildfolge der rekonstruierten Helligkeitstemperturverteilung zu Szene 3 (rechts). Links sind die dazu korrespondierenden optischen Bilder dargestellt, deren räumliche Auflösung den jeweiligen Radiometerbildern angeglichen wurde.

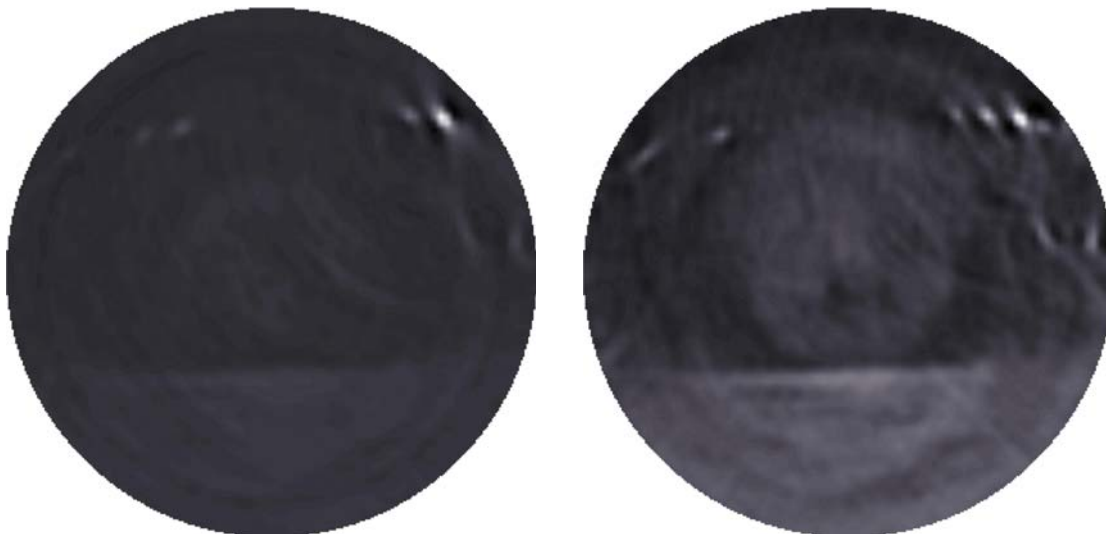


Abbildung 7.24: Beispielabbildungen von deutlichen Interferenzerscheinungen, die durch die Abwärtsstrecke von geostationären Satelliten bei 3,7 GHz und 4 GHz hervorgerufen werden.

Das Szenario 4, welches nur als Mittelwertabbildung für alle Frequenzen im Folgenden vorgestellt werden soll, ist in Abbildung 7.25 illustriert. Hierbei wurden die bereits zuvor erwähnten Straßenbaumaßnahmen fertig gestellt, die Baustelle jedoch erweitert, so dass im interessierenden Gesichtsfeld mehrere Container, ein Baukran sowie verschiedene Baumaterialien zu erkennen sind. Des Weiteren sind die Flächen der Szene mit Schnee bedeckt und Teile der Schotterstraße vereist. Auf der Straße befindet sich in ca. 12 m Entfernung vom System ein parkendes Auto auf der Schienenstrecke. Die Darstellung im l-m-Koordinatensystem und der damit verbundenen Verzerrung, welche insbesondere am Baukran erkennbar ist, zeigt Abbildung 7.26 mit Kennzeichnung des interessanten Szenenausschnitts. Die Interpretation der radiometrischen Aufnahme in Abbildung 7.27 ist wesentlich schwieriger, da hier aus technischen Gründen die unbenutzten mit einer angepassten Last abgeschlossenen Antennen entfernt werden mussten. Hierdurch ergeben sich für jede Antenne unterschiedliche Diagramme, die stark von den gemessenen Diagrammen abweichen können. Deshalb sind im Zentralbereich ein warmer und ein kalter Punkt erkennbar, welcher ein Rekonstruktionsartefakt ist. Dennoch sind im zentralen Vordergrund trotz der extremen Nahfeldbedingung bei $m = -0,2$ bis $m = -0,45$ die verzerrten Konturen des Autos zu erkennen, welche im Dachbereich bei $m = -0,3$ den radiometrisch kalten Himmel reflektieren und im Seitenbereich bei $m = -0,45$ warm die Umgebung und den Turm reflektieren. Die Container und Baumaterialien sind aufgrund der Antenneneinflüsse eher schwer auszumachen, jedoch kann die vereiste Schotterstraße, die mehr Himmelsstrahlung reflektiert, vage erkannt werden. Damit konnte der Einfluss der Antennendiagramme und deren exakte Vermessung gezeigt werden.



Abbildung 7.25: Panoramabild der Szene 4.

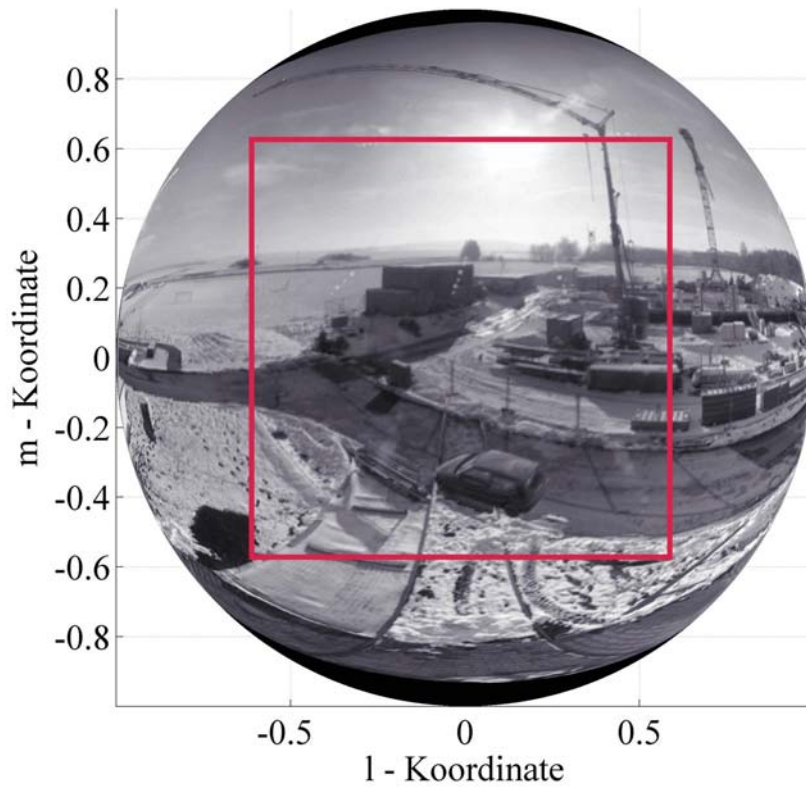


Abbildung 7.26: Gesamtbild und Bildausschnitt der Szene 4 in der l - m -Ebene.

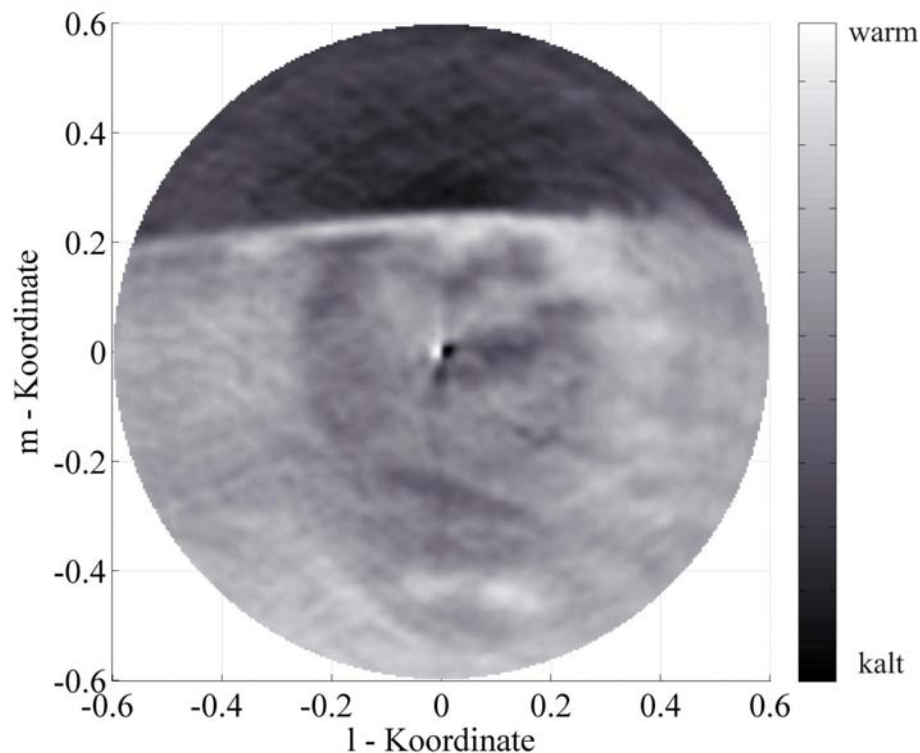


Abbildung 7.27: Spektraler Mittelwert der 11 aufgenommenen Frequenzen zwischen 3 GHz bis 6,5 GHz der rekonstruierten Strahlungstemperaturverteilungen der Szene 4 ohne Verwendung der unbenutzten Antennen.

Eine weitere Besonderheit, die durch die Aufnahmedauer des Instruments in Erscheinung tritt, ist die Abbildung eines sich während der Aufnahme bewegten Objekts. Eine einfache und eindrucksvolle Quelle hierzu stellt die Bewegung der Sonne im erdfesten Koordinatensystem dar. Aufgrund der Aufnahmedauer von ca. einer Stunde hat die Sonne im Messzeitraum ihre Position um 15° geändert. Dies ist anhand von drei Aufnahmen der Szene 4 gezeigt. Die drei Messungen in Abbildung 7.28 sind über einen Zeitraum von 4 Stunden aufgenommen worden, was einer Positionsänderung der Sonne von insgesamt 60° entspricht. Bei der ersten Messung, die unter einem Neigungswinkel des Instruments von 15° aufgenommen wurde, sind am oberen Rand etwa mittig zwei Halbkreise zu erkennen. Diese Halbkreise entsprechen der durch die Überlagerung der einzelnen Raumfrequenzen entstehenden Ortskurve der Sonne. Das Auftreten von zwei Halbkreisen beruht auf der zusätzlichen Messung der zweiten hermiteschen Halbebene. Die weitere Wanderung der Sonne ist in den beiden weiteren Messungen dokumentiert, die aber jeweils mit einem anderen Neigungswinkel aufgenommen wurden. Durch den Punktquellencharakter der Sonne mit einer Strahlungstemperatur von ca. 6000 K, jedoch mit nur einer räumlichen Ausdehnung von ca. $0,5^\circ$ im Durchmesser, überstrahlt die Sonne die restlichen Szeneninhalte nicht. Insbesondere da eine Fokussierung der Sonne durch ihre Lageänderung nicht erfolgt, ist der Unterschied zum Hintergrund und den Objekten der Szene geringer als erwartet.

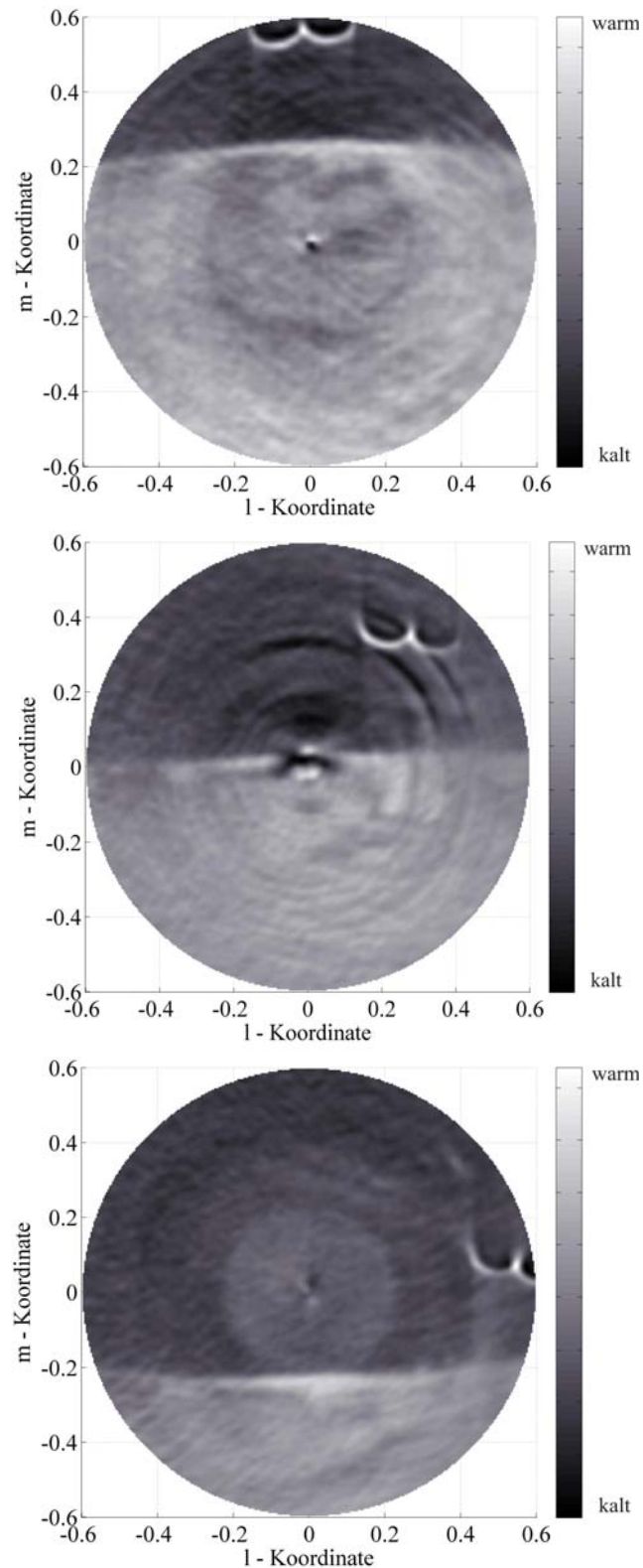


Abbildung 7.28: Spektraler Mittelwert der 11 aufgenommenen Frequenzen zwischen 3 GHz bis 6,5 GHz der rekonstruierten Strahlungstemperaturverteilungen der Szene 4 mit wandernder Sonne, Messuhrzeit: Oben 12:11 Uhr, Mitte 13:22 Uhr, Unten 14:44 Uhr

7.2.3 Simulation relevanter Fehlerquellen zur Beurteilung der Messergebnisse

Die Ergebnisse aus Abschnitt 7.1 und 7.2 zeigen, dass die grundlegende Funktion der Abbildung für das System nachgewiesen werden konnte. Dennoch sind aufgrund der Komplexität eines solchen spektralen mehrkanaligen Apertursynthese-Instruments noch viele spezielle Fehlerquellen zu identifizieren, zu beseitigen und die entsprechenden Anpassungen zu tätigen. In Abschnitt 5 wurden die vorstellbaren Fehlerquellen untersucht und eine Abschätzung über den maximal zu erwartenden Fehler gegeben.

Um die Einflüsse der Fehlerquellen auf ein spezielles Szenario, wie z.B. die Szene 3 aus Abschnitt 7.2.2 abschätzen zu können, wurde der Einfluss dreier wesentlicher Fehlerquellen mit einem Simulator untersucht. Der Aufbau des ANSAS-Simulators ist schematisch in einem Blockschaltbild in Abbildung 7.29 dargestellt. Aus einem synthetisierten Eingabebild wird zunächst eine Helligkeitstemperaturverteilung berechnet sowie eine Koordinatentransformation in das l-m-Koordinatensystem durchgeführt. Im Weiteren können dann verschiedene Fehler entweder simuliert oder aus Messdaten berechnete Werte herangezogen werden. Diese Daten können schließlich bei der Generierung der Visibility-Funktion an den entscheidenden Stellen degradiert werden. Insbesondere wird die gleiche Struktur an Daten wie bei einer Messung erzeugt. Die simulierten Daten können daher mit dem identischen Rekonstruktionsalgorithmus wie die Messdaten zu einem Bild prozessiert werden.

In Abbildung 7.30 ist eine Strahlungstemperaturverteilung, welche Szene 3 grob modelliert, dargestellt. Die mit einem idealen Apertursynthese-Instrument mit polarem Abtastraster und identischer ANSAS-Geometrie rekonstruierte Szene ist für eine Mittenfrequenz von ca. 4,2 GHz in Abbildung 7.31 gezeigt. Durch die Bandbegrenzung des Raumfrequenzspektrums auf $39,5 \lambda$, aufgrund der endlichen Dimension des Antennenträgers, ist die Verschlechterung der räumlichen Auflösung gegenüber der Ausgangsszene deutlich zu erkennen.

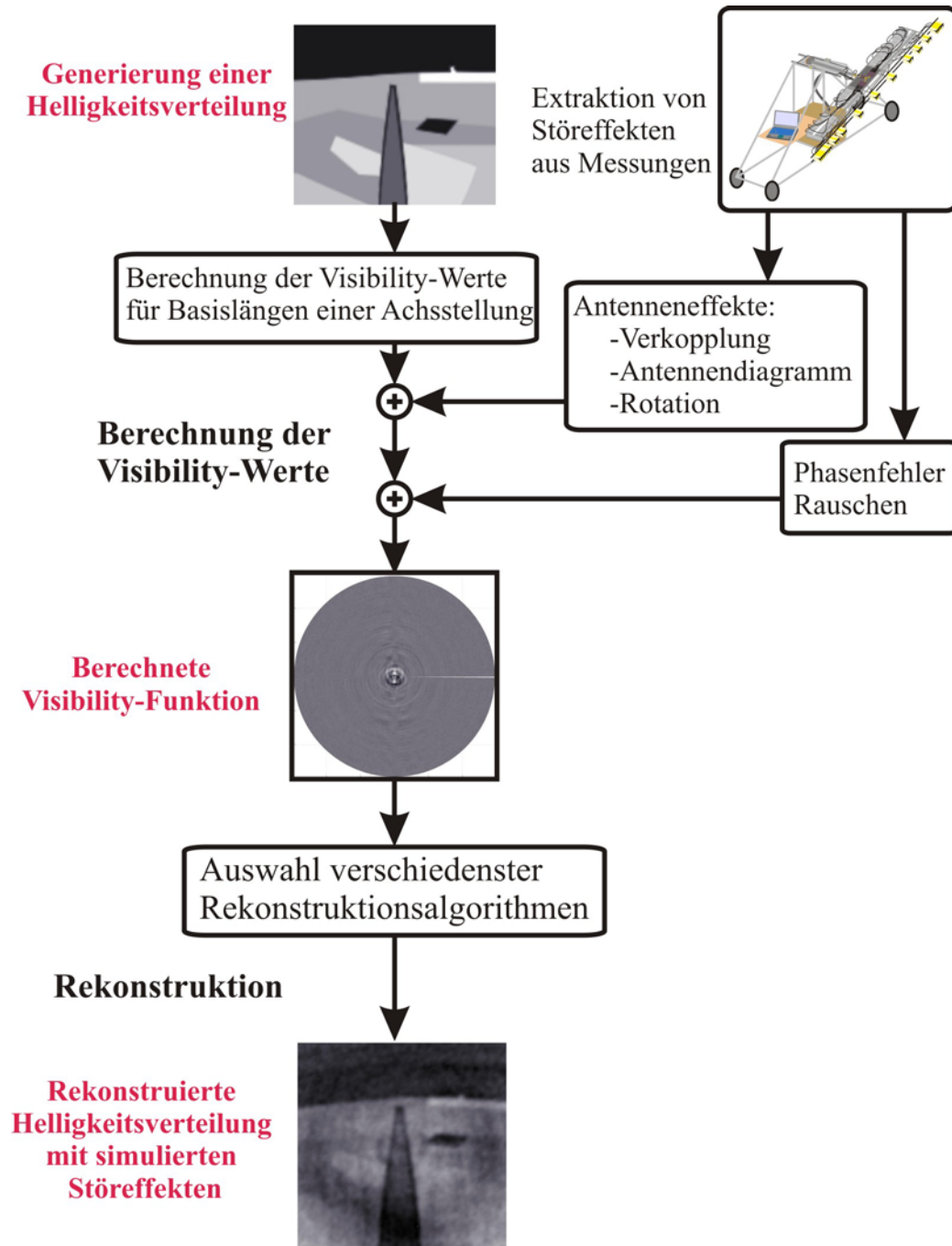


Abbildung 7.29: Blockschaltbild des ANSAS-Simulators.

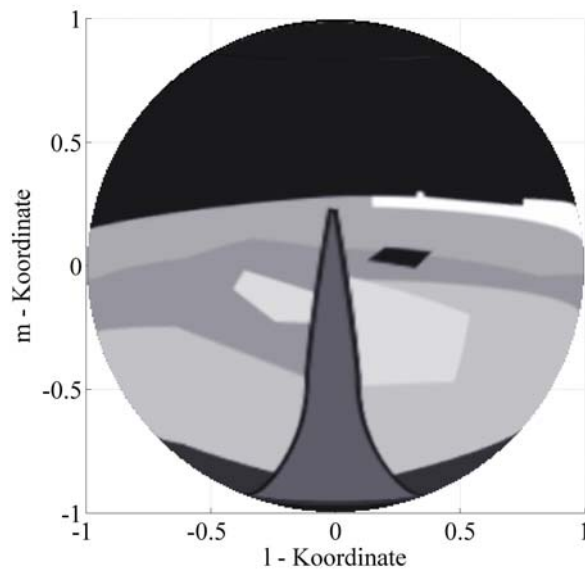


Abbildung 7.30: Simulation einer Strahlungstemperaturverteilung, welche Szene 3 nachempfunden ist (vgl. Abbildung 7.19).

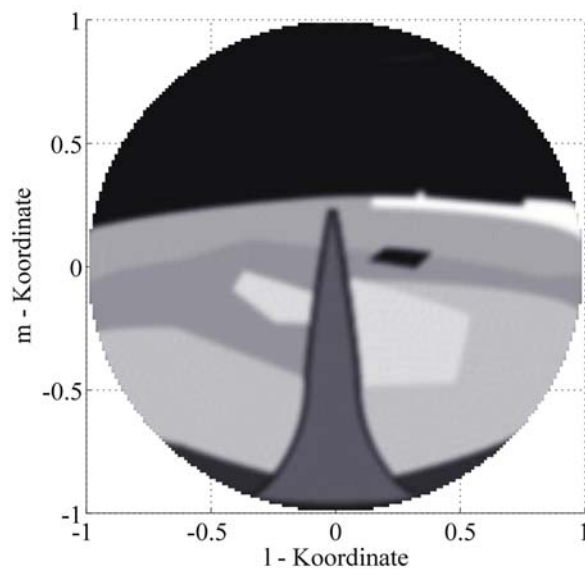


Abbildung 7.31: Rekonstruierte Szene aus Abbildung 7.30 bei einer Mittenfrequenz von ca. 4,2 GHz für ein ideales Apertursynthese-Instrument.

In Abschnitt 5.2 wurde der Einfluss eines nicht korrigierten Phasenfehlers auf die radiometrische Auflösung untersucht. Durch die Vermessung einer bekannten Szene können diese Phasenfehler korrigiert werden. Dieses Vorgehen für das ANSAS-System wurde in Abschnitt 6.7 gezeigt. Im Betrieb des Instruments hat sich jedoch gezeigt, dass durch die unterschiedlichen Umgebungsverhältnisse, insbesondere Außentemperatur und Sonneneinstrahlung, die ermittelten Phasenkalibrierwinkel stark von den aktuell

vorliegenden Phasen abweichen können. Da jedoch durch die Kommunikation mit der zur Kalibrierung verwendete Punktquelle der Messzyklus mehrere Stunden in Anspruch nimmt, konnte eine solche Messung nur für einige wenige Fälle durchgeführt werden. Die Unterschiede zwischen den gemessenen Kalibrationswerten von zwei Messungen an unterschiedlichen Tagen mit einer Außentemperaturdifferenz von 30°C sind in Abbildung 7.32 für alle Korrelatoren bei unterschiedlichen Mittenfrequenzen dargestellt. Aus den Messungen ergibt sich eine Standardabweichung der Kalibrationswinkel von maximal 25° , wobei einzelne Maxima jedoch bis 80° betragen können.

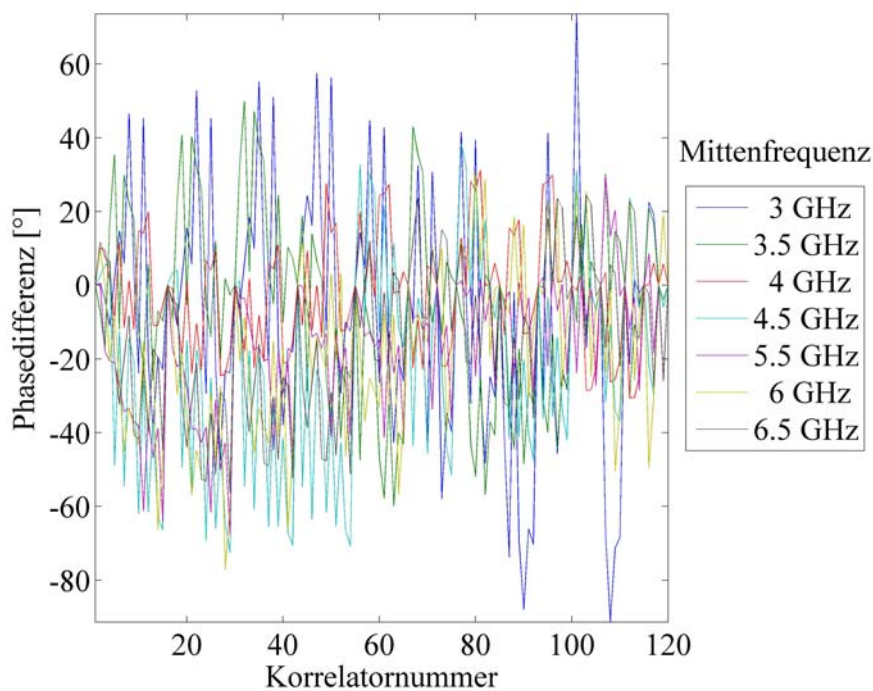


Abbildung 7.32: Differenz zweier Phasenkalibrationsvektoren bei verschiedenen Frequenzen für alle ANSAS-Korrelatoren.

Da sich der ermittelte Kalibrationsphasenwert während einer Drehung nicht verändert, also der Fehler keine azimutale Komponente besitzt, wurde zur Bildrekonstruktion der verbleibende Restfehler als konstant für eine Basislänge angenommen. Das Ergebnis hierzu ist in Abbildung 7.33 dargestellt. In geringem Maße sind Ringstrukturen wie in den realen Messungen zu sehen. Da jedoch die Kalibrationsphasenwerte den äußeren Gegebenheiten entsprechend verwendet werden, ist eine Standardabweichung von maximal 25° als obere Grenze zu betrachten. Werden nun zu den Visibility-Werten noch die durch die Empfänger und die Apertursynthese bedingte radiometrische Unsicherheit von ca. 2 K hinzuaddiert und die gedrehten, aber nicht korrigierten Antennendiagramme berücksichtigt, so ergibt sich die in Abbildung 7.34 gezeigte Rekonstruktion. Das breite dunkle kreisförmige Band wird dabei wesentlich durch die Antennendiagramme bzw. speziell den ersten Nullstellenbereich erzeugt. Die

Auswirkungen in der Messung sind jedoch deutlicher zu erkennen gewesen (vgl. Abbildung 7.21 und Abbildung 7.22).

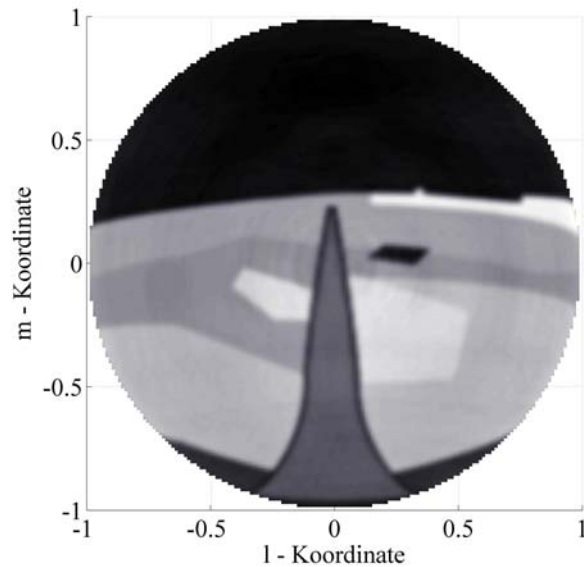


Abbildung 7.33: Rekonstruierte Simulation mit einem Phasenfehler von 25° Standardabweichung bei den Visibility-Werten für unterschiedliche Basislängen in radialer Richtung. In azimuthaler Richtung wurden dabei durchweg diese Fehler konstant gehalten.

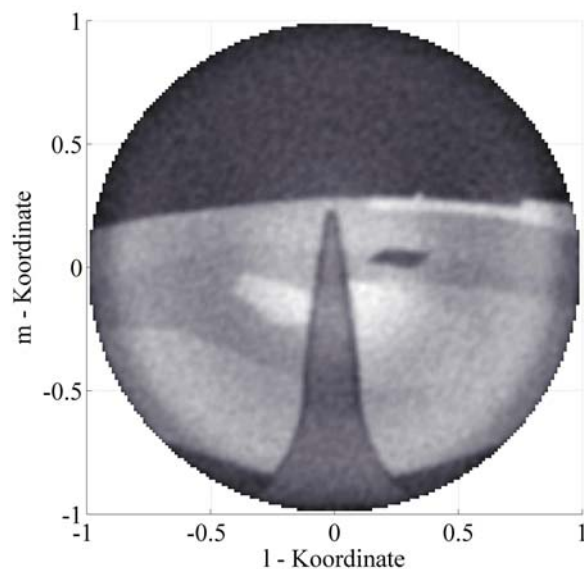


Abbildung 7.34: Rekonstruierte Simulation mit einem Phasenfehler von 25° Standardabweichung bei den Visibility-Werten für unterschiedliche Basislängen in radialer Richtung. In azimuthaler Richtung wurden dabei durchweg diese Fehler konstant gehalten. Ferner wurden die gemessenen Antennendiagramme und eine Unsicherheit der Visibility-Werte von $\Delta V = 2 K$ berücksichtigt.

Eine weitere mögliche Fehlerquelle ist die Verkopplung der Antennen. In Abschnitt 5.1.2 wurden bereits anhand der Messungen der Antennen in der Gruppenanordnung die Auswirkungen auf die Visibility-Funktion untersucht. Aus diesen Messungen kann ein multiplikativer Faktor bestimmt werden, mit dem die Visibility-Werte frequenzabhängig gewichtet werden können. Der Faktor setzt sich aus einem relativen Mittelwert von $0,4 - 0,7$ und einer Standardabweichung von ca. 20 % zusammen. Der Multiplikationsfaktor variiert damit zwischen ca. $-0,1$ und $1,0$. Die Auswirkungen auf die Rekonstruktion sind in Abbildung 7.35 simuliert. Deutlich sind Kreisstrukturen sowie ein Verschmierungseffekt der Szene zu erkennen, wie dies auch in den Einzelaufnahmen in Abbildung 7.23 zu erkennen ist. Dieses Ergebnis zeigt eindeutig, dass die Auswirkungen der Verkopplung der Antennen in der Simulation die Realität sehr gut widerspiegeln und somit als Hauptfehlerursache der in den Messungen verbliebenen Restfehler anzusehen sind.

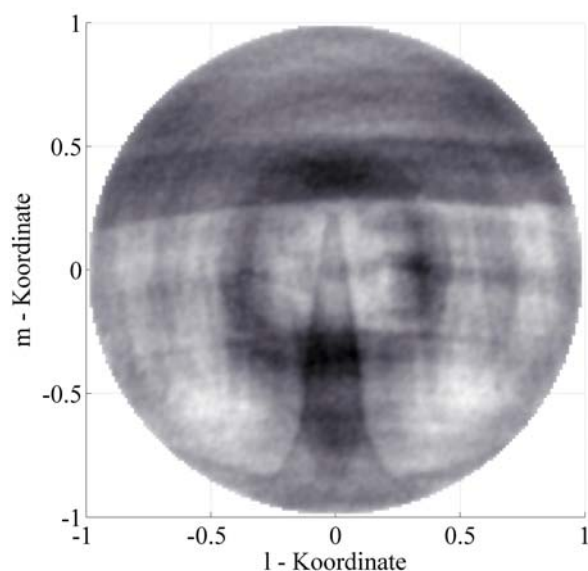


Abbildung 7.35: Rekonstruierte Simulation mit einem Phasenfehler von 25° Standardabweichung bei den Visibility-Werten für unterschiedliche Basislängen in radialer Richtung. In azimuthaler Richtung wurden dabei durchweg diese Fehler konstant gehalten. Ferner wurden die gemessenen Antennendiagramme, eine Unsicherheit der Visibility-Werte von $\Delta V = 2 K$ und der Verkopplungseffekt berücksichtigt.

7.3 Analyse und Schlussfolgerungen aus dem ANSAS-System

Aufgrund des vollkommen neuartigen Aufbaus des ANSAS-Instruments waren unerwartet auftretende Problemstellungen nicht auszuschließen. Hierbei soll nicht auf kleinere mechanische Herausforderungen eingegangen werden, sondern lediglich eine Hilfestellung für zukünftige Systeme gegeben werden, um konzeptionell einen funktionierenden Sensor bauen zu können. Insbesondere die in dieser Arbeit schon häufig angesprochene Problematik der Antennenverkopplung und des Reflexionskoeffizienten soll hier noch einmal behandelt werden.

Die in dieser Arbeit verwendeten Antennen haben, wenn sie in die Gesamtanordnung integriert werden, einen modifizierten Eingangsreflexionsfaktor, der in Abbildung 6.6 abgebildet ist und im Vergleich zur Antenne in idealer Umgebung eine um ca. 5 dB schlechtere Anpassung besitzt. Dies hat, wie in Kapitel 5 bereits diskutiert, eine Verschlechterung der radiometrischen Genauigkeit zur Folge. Außerdem bedingt die parallele Anordnung der Antennen eine starke Verkopplung. Diese Eigenschaften haben aufgrund der Bilddegradation negative Auswirkungen auf die Gesamtleistungsfähigkeit des Instruments, weshalb über eine Neuentwicklung mit spezieller Anpassung an die Antennenanordnung in einer Weiterentwicklung des Systems nachgedacht werden muss.

Durch die Gruppenanordnung verändert sich auch das Richtdiagramm, welches relativ detailliert zur eindeutigen Rekonstruktion benötigt wird. Es war jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich, alle Antennen in der endgültigen Konfiguration dreidimensional zu vermessen, so dass die gemessenen Antennendiagramme des Einzelelements zur Rekonstruktion verwendet werden. Dies erhöht jedoch die Unsicherheit, mit der die Helligkeitstemperraturverteilung rekonstruiert werden kann. Denn werden die Antennendiagramme nicht in den Rekonstruktionsalgorithmus mit eingebunden, dann sind in den Bildprodukten die Nebenkeulen als Ringstrukturen zu erkennen. Durch die Drehung des Arms liefert das nicht-rotationssymmetrische Diagramm unterschiedliche Beiträge zu den Visibility-Werten der einzelnen Winkelstellungen liefert.

Ein weiteres Problem ist aus dem vollständig vermessenen Leistungsrichtdiagramm in sphärischer Darstellung in Abbildung 6.7 ersichtlich. Es wird deutlich, dass die Nebenkeulen auch in rückwärtiger Richtung ein Maß erreichen, welches ein Geisterbild der rückwärtigen Instrumentenseite dem eigentlichen Bild überlagern. Damit diese Fehlerquellen sich nicht mit der Drehung der Antennenzeile verändern, wurde eine absorbierende Schirmung auf der Rückseite angebracht.

Im Laufe dieser Arbeit ist eine Studie für ein neues Apertursynthese-System der ESA bearbeitet worden, in der auf einem geostationären Orbit ein Sensor installiert werden soll, der durch Drehung der Anordnung die Visibility-Funktion misst, der

„Geostationary Atmospheric Sounder GAS“. Dies entspricht exakt dem ANSAS-Ansatz, jedoch wird bei dieser Studie eine Anordnung in einer Y-Geometrie verwendet. Im Vergleich zum SMOS-Instrument sind dabei jedoch die Antennen entlang der Träger in einer speziell ausgedünnten Anordnung platziert [143]. Dadurch ist es möglich, weniger Elemente als in einer linearen Anordnung zu verwenden und außerdem kann bereits vor der Vollendung der Drehung ein vorläufiges Bild erstellt werden, da die u-v-Ebene zwar dann nicht vollständig, jedoch großflächig aufgenommen wurde.

Neben den Antennen stellten sich auch die breitbandigen Empfänger als eine Herausforderung dar. Durch die breitbandige Auslegung der Eingangsstufe ergaben sich Gleichumrichtungseffekte des Eingangssignals, hervorgerufen durch die hohen Pegel von Mobilfunksignalen, die bei ca. 900 MHz und 1800 MHz auftreten. Trotz versuchsweise ausgeschaltetem Mischoszillator sind deutliche Signalpegel im Bereich des erwarteten Nutzsignals aufgetreten, was eine brauchbare Messung unmöglich macht. Es musste aus diesem Grund ein zusätzlicher Hochpassfilter am Empfängereingang angebracht werden, was zu einer Einschränkung des nutzbaren Frequenzbereichs unterhalb 2,6 GHz ergab. Durch diese Maßnahme konnten die starken Interferenzsignale jedoch auf Kosten der Breitbandigkeit eliminiert werden. Für eine Weiterentwicklung ist es daher notwendig, ein geeignetes Sperrfilter zu entwerfen.

Ebenfalls Probleme ergaben sich durch ein zu starkes Grundrauschen des Lokaloszillators, das zu einer Beeinträchtigung der radiometrischen Empfindlichkeit führt, wie dies in Abschnitt 4.6 theoretisch behandelt und in Abschnitt 6.4.3 in der praktischen Anwendung berücksichtigt wurde. Deshalb musste der Pegel und damit der Signal-zu-Rausch-Abstand entsprechend berücksichtigt werden. Um bessere Werte als die bei ANSAS erreichten Pegel zu erhalten, müsste ein rauschärmerer Signalgenerator verwendet werden, der bestenfalls sogar ein mitlaufendes YIG-Filter zur Dämpfung des Rauschsignals besitzt. Alternativ könnte auch ein Mischer mit größerer LO-ZF-Isolation verwendet werden.

Durch die sehr geringe empfangene Leistung eines Radiometers von meist nur wenigen Pico-Watt können Schwankungen in der Spannungszuführung oder auch Masseschleifen einen starken Einfluss auf das Radiometerausgangssignal haben, die nicht simuliert werden können. Bei der Vermessung des Gesamtsystems wurde eine durch den Schaltstrom verursachte Änderung des Massepotentials und damit der Empfängerausgangsspannung festgestellt. Hierdurch war es nicht möglich, eine exakte Zuordnung der Ausgangsspannung zu einer Strahlungstemperatur mit Hilfe des Kalibrationswiderstandes zu gewährleisten. Eine Möglichkeit für eine Weiterentwicklung wäre die Verwendung eines optischen Übertragers von der Empfänger- zur Signalkonditionierungseinheit oder eines Optokopplers am Korrelatoreingang zur galvanischen Trennung von Korrelator und Hoch- bzw. Zwischenfrequenzkomponenten.

In der jetzigen Version des ANSAS-Instruments ist die Gesamtverstärkung fest eingestellt, wodurch eine veränderte Szene, wie z.B. eine künstliche Punktquelle, eine Erhöhung des Ausgangssignals bewirkt, welches bei zu extremen Abweichungen auch

eine Übersteuerung bewirken kann. In einem weiteren Ausbau könnte deshalb auch eine automatische Signalpegelsteuerung (AGC) dem Inphase- und Quadraturausgang vorgeschaltet werden, um den optimalen Ausgangspegel zu erreichen. Der Leistungsausgang darf davon jedoch nicht betroffen sein, da sonst keine Leistungsmessung möglich wäre.

Um mit dem ANSAS-Instrument auch eine Zuordnung der rekonstruierten Werte zu realen Helligkeitstemperaturen zu erzielen, wäre eine einfache Kalibrierung hilfreich. Hierfür ist eine kohärente Einspeisung eines Testsignals in alle Empfänger (vgl. Abschnitt 6.4) geplant, die anstelle des Kalibrationswiderstands angebracht wird und eine Überwachung der Kalibrationswerte ermöglichen würde, wozu allerdings ein Umbau des Systems notwendig wäre.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Um die stetig wachsenden Umweltprobleme besser verstehen zu können, müssen sie genau beschrieben werden. Das gelingt nur, wenn deren chemische, biologische und physikalische Vorgänge und Zusammenhänge bekannt sind. Diese müssen darüber hinaus global betrachtet werden, um passende Lösungsansätze für die komplexen Zusammenhänge von sich weltweit beeinflussenden Vorgängen erarbeiten zu können.

Um das Verständnis von Umweltproblemen voranzubringen, sind in den letzten Jahrzehnten schon viele Sensoren auf unterschiedlichsten Plattformen entwickelt worden. Einen wichtigen Beitrag darunter leisten Mikrowellensensoren, die sowohl in aktiver als auch in passiver Ausführung zum Einsatz kommen. Zur Beurteilung von Strahlungseigenschaften der Materie sowie vieler daraus abgeleiteter Parameter eignet sich insbesondere die Mikrowellen-Radiometrie, aufgrund der nahezu Allwetterfähigkeit und Sensitivität für diverse physikalische Parameter.

Strahlungseigenschaften werden durch zahlreiche Parameter beeinflusst. Darüber hinaus können sowohl die Strahlung der Umgebung als auch des Hintergrund auf die Messergebnisse einwirken. Deshalb lassen sich viele geophysikalische Größen nicht durch die Messung bei nur einer einzigen Frequenz erschließen. Freiheitsgrade in den Strahlungseigenschaften müssen durch mehrere Messungen mit unterschiedlichen Sensoren bestimmt werden. Oder sie können durch eine spektrale Analyse erfasst werden, wie sie zum Beispiel das Auge bzw. das Gehirn durch eine Farbbildauswertung durchführt. Großes Potenzial zur Bestimmung geophysikalischer Größen haben vor allem Messungen im unteren Mikrowellenbereich (< 10 GHz). Spektrale Analysen in diesem Frequenzbereich können einen beträchtlichen Zugewinn an Informationen leisten.

Mikrowellen-Radiometersensoren sind aufgrund ihrer endlichen Apertur in ihrer räumlichen Auflösung begrenzt. Eine Lösung dafür bietet das in der Erdbeobachtung neuartige Verfahren der Apertursynthese. Es kann eine hohe Auflösung erzielen, ohne die Einschränkung herkömmlicher Abtastsysteme durch die Größe des mechanisch bewegten Hauptreflektors. Der Nachteil dieses Instruments liegt aber im erhöhten Bedarf an Hardware-Komponenten. Deshalb wurde in dieser Arbeit zur Machbarkeitsdemonstration eine kostengünstige Alternative zur zweidimensionalen Antennengruppe eingesetzt. Eine eindimensionale Antennenanordnung, welche die zur Rekonstruktion erforderlichen Messpunkte durch Drehung erfasst, stellt einen Kompromiss zwischen Messdauer und Aufwand bzw. Kosten dar.

In den Kapiteln 2 bis 3 wurden die Grundlagen der Mikrowellen-Radiometrie sowie der Radiometer vorgestellt. Darauf aufbauend leitet Kapitel 4 das Grundprinzip der Apertursynthese auf Basis des Van-Cittert-Zernike-Theorems her. Beim Apertursynthese-Verfahren werden Raumfrequenzen durch die paarweise Korrelation der Empfangs-

signale aus den einzelnen Antennen gemessen. Dadurch lassen sich die Empfänger der eindimensionalen Antennengruppe bei dem in dieser Arbeit beschriebenen ANSAS-Instrument um das Fünffache reduzieren. Die sich daraus ergebende räumliche Auflösung und das verfügbare Gesichtsfeld müssen bei der Abtastung auf dem entstehenden polaren Raster genau betrachtet werden.

Prinzipiell ist eine einfache Rekonstruktion der Messdaten mit einer diskreten Fourier-Transformation möglich, was jedoch sehr rechenintensiv ist. Deshalb wurde für die polare Abtaststruktur ein Rekonstruktionsalgorithmus entwickelt, der sich an die Rekonstruktion in der Computertomographie anlehnt. Er berücksichtigt die besondere Aufnahmegeometrie und die sich damit bei der Rotation verändernden Empfangsparameter. Anhand theoretischer Untersuchungen, die auf den Zusammenhängen der Apertursynthese beruhen (siehe Kapitel 5), wurden mögliche Systemfehler analysiert und simulationstechnisch untermauert. Besonderes Augenmerk wurde dabei auf die Antennen gelegt, die in einem Apertursynthese-Instrument den größten Fehlereinfluss haben können. Die Ergebnisse zeigen, dass die Richtcharakteristika und Reflexionsfaktoren aufgrund der Breitbandigkeit und der systembedingten Größe der Antennen nicht ideal sind. Dies bestätigen auch die experimentellen Untersuchungen.

Die Abbildungsvorschrift zur paarweisen Korrelation der Empfangssignale ergibt eine große Anzahl von Korrelatoren und eine damit verbundene aufwändige Verschaltungsmatrix. Eine praktikable Umsetzung kann mit einem digitalen Korrelator erreicht werden, der vollständig in einem programmierbaren Baustein implementiert wurde. Dadurch lässt sich ein weiterer wichtiger Schaltungsteil, die 90° -Phasenverschiebung, welche für eine komplexe Korrelation erforderlich ist, implementieren. Die Schaltung wurde als digitales Filter aufgebaut und zusammen mit der Verschaltungsmatrix und den Korrelatoren auf einem einzigen FPGA umgesetzt.

Zur Untersuchung der Vorteile und Schwierigkeiten bei der Verknüpfung eines hochauflösenden Apertursynthese-Radiometers mit einem spektralen Empfangskonzept wurde ein Experimentalsystem entworfen, mit dem ein genügend großes Gesichtsfeld in einer akzeptablen Aufnahmedauer vermessen werden kann. Hierzu wurde eine eindimensionale ausgedünnte lineare Antennenanordnung entworfen, die platzsparend um den Mittelpunkt gedreht werden kann, wodurch ein polares Abtastraster für die Raumfrequenzen entsteht. Durch die flexible Anordnung auf einer linearen Achse können unterschiedliche Positionen der Antennen sowie verschiedene Antennentypen verwendet werden. Diese Flexibilität setzt sich auch in der fahrbaren Rahmenstruktur fort, welche eine Messung unterschiedlichster Blickrichtungen in horizontaler und vertikaler Richtung und somit auch eine Vermessung des Himmels erlaubt.

Die Verknüpfung von Apertursynthese-Radiometer und frequenzselektiver Messung ergibt eine Besonderheit bei der Abtastung des Raumfrequenzspektrums. Durch die unterschiedlichen Mittenfrequenzen ergeben sich bei konstantem Antennenabstand unterschiedliche Raumfrequenzen, da diese auf die Wellenlänge bezogen sind. Somit können die Vorteile der feineren Vermessung bei kleineren Raumfrequenzen und die

höhere räumliche Auflösung durch die größere wellenlängenbezogene Apertur miteinander kombiniert werden. Außerdem bewirkt die Kombination der einzelnen Teilbilder eine Mittelung über statistisch weitgehend unabhängige Messfehler, was die radiometrische Empfindlichkeit verbessert.

Als Empfängerkonzept wurde ein breitbandiges Heterodyn-Konzept gewählt, da eine digitale Korrelation derzeit nicht in dem gewünschten Frequenzbereich bis etwa 7 GHz zu verwirklichen ist. Aufgrund der spektralen Analyse ist entweder eine Filterung auf den gewünschten Frequenzbereich oder eine Fourier-Transformation des gesamten Eingangsfrequenzbereichs nötig. Die Empfangssignale werden über eine Vivaldi-Antenne empfangen, die als einzige Antenne gleichzeitig die notwendige Breitbandigkeit besitzt und in einer flachen Bauform zu fertigen ist. Dadurch entstehende Nachteile, wie der schlechte Reflexionsfaktor und die hohe Verkopplung in der Antennenanordnung sowie eine geringe Unterdrückung der Nebenkeulen sind jedoch unvermeidbar und wirken sich auch auf das rekonstruierte Bild aus. Bestimmte Kalibrationsansätze, wie das G-Matrix-Verfahren [67], könnten jedoch die meisten dadurch entstehenden Bildfehler minimieren.

Aufgrund des komplexen Aufbaus mussten verschiedene Fehlerquellen, welche nicht simuliert werden konnten, sukzessiv identifiziert und, wo dringend machbar, behoben werden. So hat z.B. das thermische Rauschen des Mischoszillators einen starken Einfluss auf den Korrelationswert. Dies gilt auch für die durch die hohe Verstärkung entstehenden Rückkopplungen sowie durch Schaltströme entstehende Verschiebungen des gemeinsamen Bezugspotentials. Zur Erfassung der Messwerte wurden ferner USB-angebundene Platinen entworfen, die zum einen die FPGA-basierte Korrelations- und Phasenverschiebungsschaltung und zum anderen eine Schaltung zur Messung der Empfangsleistung und der Temperatur der Empfängermodule beinhalten.

Zur Beurteilung der Empfängereigenschaften und zur Identifizierung der Fehlerquellen wurden zunächst Messungen auf einem Zwei-Elemente-Interferometer durchgeführt, welches aus den Hardwarekomponenten des ANSAS-Instruments aufgebaut wurde. Die Einzelbilder der Aufnahmen verschiedener Aufnahmeszenarien wurden analysiert und eine Kombination der Spektralbilder ermöglichte eine erste Aussage über die Vorteile des spektralen Ansatzes. In einem letzten Schritt wurden dann verschiedenste Messungen mit dem vollständigen ANSAS-Instrument in der eindimensional rotierenden Geometrie durchgeführt. Ein Ergebnis dieser Messungen ist noch einmal in Abbildung 8.1 gezeigt. Trotz der starker Verkopplungen der Antennen zeigen die Ergebnisse deutlich, dass mit solch einem System grundlegende, gut interpretierbare Abbildungen mit vielen Details erzeugt werden können. Auch die Abbildung einer künstlichen Punktquelle zur Charakterisierung der Systemantwort ergab den erwarteten Verlauf der Punktquellenantwort.

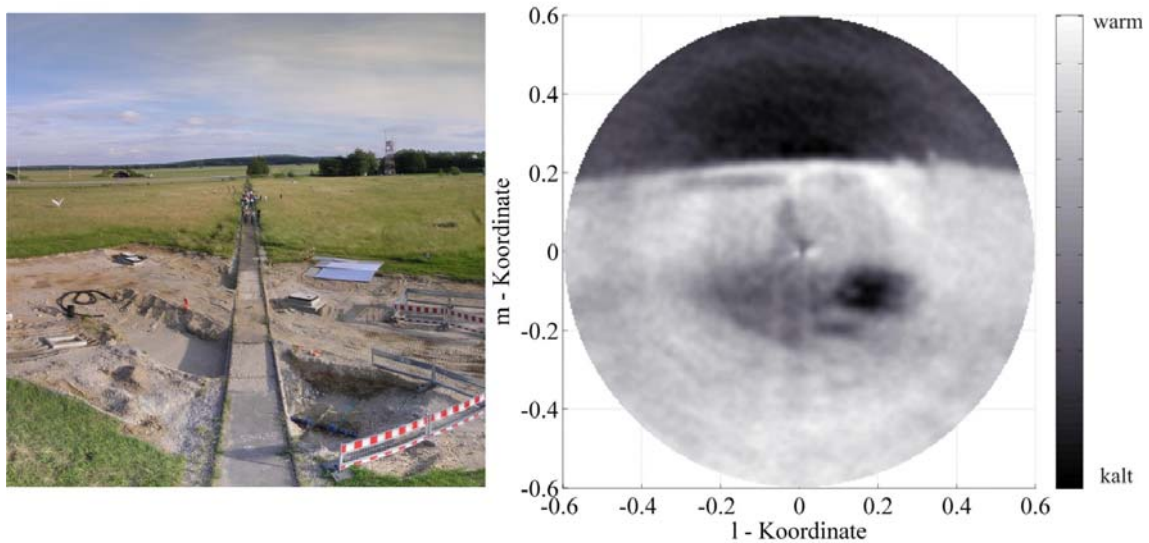


Abbildung 8.1: Optische und radiometrische Abbildung der Szene 3.

In dieser Arbeit wurde die Machbarkeit eines hochauflösenden multispektralen Apertursynthese-Radiometers anhand theoretischer und experimenteller Analysen mit Hilfe des ANSAS-Instruments erstmals demonstriert. Die Vorteile dieser Verknüpfung für die Fernerkundung und insbesondere für die Rückrechenalgorithmen zur Bestimmung von wichtigen Parametern in der Umwelt- und Klimaforschung können mit einem weiterentwickelten ANSAS-Instrument genauer ausgelotet werden. Hier wurde speziell auf Systemfehler und deren Auswirkungen auf die Abbildung sowie die Kalibration eingegangen. Als ein niederfrequentes System ist der Einsatzbereich auch für viele Sicherheitsanwendungen denkbar, wobei sich auch die Möglichkeit der elektronischen Fokussierung beim Apertursynthese-Verfahren im Nahfeld positiv auswirken würde [66]. Als flugzeug- oder satellitengetragenes Instrument könnte ein solcher Sensor auch zur globalen Lokalisierung von Interferenzquellen eingesetzt werden, wie dies z.B. mit der exakten Orts- und Frequenzbestimmung der geostationären Satelliten in Abschnitt 7.2.2 sowie einer Richtfunkstation auf einem Turm in mehreren hundert Metern Entfernung gezeigt wurde.

In Kapitel 7.3 wurden schließlich die in dieser Arbeit gesammelten Erkenntnisse aufgegriffen und Vorschläge für zukünftige Systeme gemacht. Im Speziellen wurde dabei auf die Problematik der Antennen und deren Verkopplung eingegangen. Aber auch deren Anordnung könnte in einem zukünftigen Instrument optimiert werden. Der breitbandige Aufbau im unteren Mikrowellenbereich warf außerdem besondere schaltungstechnische Fragestellungen auf, die größtenteils behoben wurden. Dabei sind zum einen die Eingangsfiler zur Unterdrückung der Mobilfunkfrequenzen oder die Kalibrationsschalter, aber auch der Rauschanteil des Oszillators zu nennen. Durch die Kenntnisse dieser Arbeit ist damit eine Grundlage für ein operationelleres Instrument gelegt worden.

9 Anhang

9.1 Herleitung des Reflexionsfaktors eines geschichteten Mediums

In Abbildung 2.8 wird die Herleitung des Reflexionsfaktors eines geschichteten Mediums, basierend auf einem rekursiven Algorithmus gezeigt. Zur analogen Betrachtung müssen das komplexe Dämpfungsmaß $g^{(n)}$ und der Wellenwiderstand $Z_L^{(n)}$ der n-ten Schicht berechnet werden. Das komplexe Dämpfungsmaß errechnet sich aus der Wellenzahl und der Dicke $d^{(n)}$ in Normalenrichtung, was einer Anpassung der Leitungslängen an die Schichtdicke entspricht:

$$g^{(n)} = j\omega\sqrt{\varepsilon^{(n)}\mu^{(n)}} d^{(n)} \cos\phi^{(n)} = j2\pi f\sqrt{\varepsilon^{(n)}\mu^{(n)}} d^{(n)} \cos\phi^{(n)} \quad (9.1)$$

Ebenso entspricht der Wellenwiderstand $Z_L^{(n)}$ in z-Richtung dem Feldwellenwiderstand in Normalenrichtung unter Berücksichtigung der Polarisation. Für die vertikale Polarisation ergibt sich nach ([17] S. 119):

$$Z_{L,v}^{(n)} = \frac{E_x^{(n)}}{H_y^{(n)}} = -\sqrt{\frac{\mu^{(n)}}{\varepsilon^{(n)}}} \cos\phi^{(n)} \quad (9.2)$$

und für die horizontale Polarisation:

$$Z_{L,h}^{(n)} = \frac{E_y^{(n)}}{H_x^{(n)}} = \sqrt{\frac{\mu^{(n)}}{\varepsilon^{(n)}}} \frac{1}{\cos\phi^{(n)}} \quad (9.3)$$

Die Berechnung des Reflexionsfaktors erfolgt durch die Transformation der Oberflächenimpedanz oder, analog zum Reflexionsfaktor, auf die darüberliegende Oberfläche. Der Reflexionsfaktor der letzten Grenzschicht (N nach N+1) berechnet sich aus Gleichung (2.21). Jeder weitere errechnet sich sukzessiv nach der Leitungstheorie ([25] S. 404). Hiernach gilt am Eingang der n-ten Leitung für die Reflexion:

$$R^{(n)} e^{-2g^{(n)}} = \frac{Z_{\text{ein}}^{(n)} - Z_L^{(n)}}{Z_{\text{ein}}^{(n)} + Z_L^{(n)}} \quad (9.4)$$

wobei $Z_{\text{ein}}^{(n)}$ die Eingangsimpedanz der n-ten Leitung und damit der Wellenwiderstand der (n-1)-ten Leitung ist. Aufgelöst nach der Eingangsimpedanz ergibt sich:

$$Z_{\text{ein}}^{(n)} = \frac{1 + R^{(n)} e^{-2g^{(n)}}}{1 - R^{(n)} e^{-2g^{(n)}}} Z_L^{(n)} \quad (9.5)$$

Aus der Leitungstheorie ergibt sich der Reflexionsfaktor am Ausgang der (n-1)-ten Leitung zu:

$$R^{(n-1)} = \frac{Z_{\text{ein}}^{(n)} - Z_L^{(n-1)}}{Z_{\text{ein}}^{(n)} + Z_L^{(n-1)}} = \frac{Z_L^{(n)} \left(1 + R^{(n)} e^{-2g^{(n)}}\right) - Z_L^{(n-1)} \left(1 - R^{(n)} e^{-2g^{(n)}}\right)}{Z_L^{(n)} \left(1 - R^{(n)} e^{-2g^{(n)}}\right) + Z_L^{(n-1)} \left(1 - R^{(n)} e^{-2g^{(n)}}\right)} \quad (9.6)$$

und durch Einsetzen des Wellenwiderstands erhält man für die vertikale Polarisation:

$$R_v^{(n-1)} = \frac{\sqrt{\frac{\eta^{(n-1)}}{\varepsilon^{(n-1)}}} \cos \phi^{(n-1)} \left(1 - R^{(n)} e^{-2g^{(n)}}\right) - \sqrt{\frac{\eta^{(n)}}{\varepsilon^{(n)}}} \cos \phi^{(n)} \left(1 + R^{(n)} e^{-2g^{(n)}}\right)}{\sqrt{\frac{\eta^{(n)}}{\varepsilon^{(n)}}} \cos \phi^{(n)} \left(1 - R^{(n)} e^{-2g^{(n)}}\right) + \sqrt{\frac{\eta^{(n-1)}}{\varepsilon^{(n-1)}}} \cos \phi^{(n-1)} \left(1 - R^{(n)} e^{-2g^{(n)}}\right)} \quad (9.7)$$

und für die horizontale Polarisation:

$$R_h^{(n-1)} = \frac{\sqrt{\frac{\eta^{(n)}}{\varepsilon^{(n)}}} \cos \phi^{(n-1)} \left(1 + R^{(n)} e^{-2g^{(n)}}\right) - \sqrt{\frac{\eta^{(n-1)}}{\varepsilon^{(n-1)}}} \cos \phi^{(n)} \left(1 - R^{(n)} e^{-2g^{(n)}}\right)}{\sqrt{\frac{\eta^{(n)}}{\varepsilon^{(n)}}} \cos \phi^{(n-1)} \left(1 - R^{(n)} e^{-2g^{(n)}}\right) + \sqrt{\frac{\eta^{(n-1)}}{\varepsilon^{(n-1)}}} \cos \phi^{(n)} \left(1 - R^{(n)} e^{-2g^{(n)}}\right)} \quad (9.8)$$

9.2 Herleitung der „Fringe-Washing“-Funktion

Die Vereinfachungen der Visibility-Funktion aus Gleichung (4.29) durch eine Übertragungsfunktion mit einem rechteckförmigen Amplitudenverlauf und einem Phasenverlauf lassen eine analytische Integration zu, die im Folgenden ausgeführt wurde:

$$\int_{f_0 - \Delta f / 2}^{f_0 + \Delta f / 2} e^{j \frac{\Delta \varphi}{\Delta f} (f - f_0) + j \varphi_0 - j 2 \pi \frac{f}{f_0} a} df = e^{-j \frac{\Delta \varphi}{\Delta f} f_0 + j \varphi_0} \left[\frac{e^{j \frac{\Delta \varphi}{\Delta f} f - j 2 \pi \frac{f}{f_0} a}}{j \frac{\Delta \varphi}{\Delta f} - j 2 \pi \frac{a}{f_0}} \right]_{f_0 - \Delta f / 2}^{f_0 + \Delta f / 2} \quad (9.9)$$

$$\text{mit } a = \left(u_\lambda l + v_\lambda m + w_\lambda \sqrt{1 - l^2 - m^2} \right)$$

Durch Einsetzen der Integrationsgrenzen erhält man:

$$\begin{aligned}
& \int_{f_0-\Delta f/2}^{f_0+\Delta f/2} e^{j\frac{\Delta\varphi}{\Delta f}(f-f_0)+j\varphi_0-j2\pi\frac{f}{f_0}a} df \\
&= e^{-j\frac{\Delta\varphi}{\Delta f}f_0+\varphi_0} \left[\frac{e^{j\frac{\Delta\varphi}{\Delta f}f_0+j\frac{\Delta\varphi}{2}-j2\pi\left(1+\frac{\Delta f}{2f_0}\right)a}}{j\frac{\Delta\varphi}{\Delta f}-j2\pi\frac{a}{f_0}} - \frac{e^{j\frac{\Delta\varphi}{\Delta f}f_0-j\frac{\Delta\varphi}{2}-j2\pi\left(1-\frac{\Delta f}{2f_0}\right)a}}{j\frac{\Delta\varphi}{\Delta f}-j2\pi\frac{a}{f_0}} \right] \\
&= \frac{e^{-j\frac{\Delta\varphi}{\Delta f}f_0+j\varphi_0+j\frac{\Delta\varphi}{\Delta f}f_0-j2\pi a}}{j\frac{\Delta\varphi}{\Delta f}-j2\pi\frac{a}{f_0}} \left[e^{j\frac{\Delta\varphi}{2}-j2\pi\frac{\Delta f}{2f_0}a} - e^{-j\frac{\Delta\varphi}{2}+j2\pi\frac{\Delta f}{2f_0}a} \right]
\end{aligned} \tag{9.10}$$

Dies kann durch eine Sinus-Funktion beschrieben werden:

$$\begin{aligned}
& \int_{f_0-\Delta f/2}^{f_0+\Delta f/2} e^{j\frac{\Delta\varphi}{\Delta f}(f-f_0)+j\varphi_0-j2\pi\frac{f}{f_0}a} df \\
&= e^{-j\frac{\Delta\varphi}{\Delta f}f_0+j\varphi_0+j\frac{\Delta\varphi}{\Delta f}f_0-j2\pi a} \frac{2j \sin\left(\frac{\Delta\varphi}{2}-2\pi\frac{\Delta f}{2f_0}a\right)}{j\frac{\Delta\varphi}{\Delta f}-j2\pi\frac{a}{f_0}} \\
&= e^{j(\varphi_0-2\pi a)} \frac{2\Delta f \sin\left(\frac{\Delta\varphi}{2}-\pi\frac{\Delta f}{f_0}a\right)}{2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}-\pi\frac{\Delta f}{f_0}a\right)}
\end{aligned} \tag{9.11}$$

und somit ergibt sich die als "Fringe-Washing" bekannte Funktion:

$$\int_{f_0-\Delta f/2}^{f_0+\Delta f/2} e^{j\frac{\Delta\varphi}{\Delta f}(f-f_0)+j\varphi_0-j2\pi\frac{f}{f_0}a} df = \Delta f \cdot e^{j(\varphi_0-2\pi a)} \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta\varphi}{2}-\pi\frac{\Delta f}{f_0}a\right) \tag{9.12}$$

9.3 Berechnung der statistischen Messunsicherheit in den Visibility-Werten

Die Einzelterme aus Gleichung (4.62) sind nachfolgend neben einer vereinfachten Darstellung als Autokorrelationsfunktion $\text{AKF}_{ii}(t)$ und Kreuzkorrelationsfunktion $\text{KKF}_{ik}(t)$ der Signale u und des Rauschens n für die Kanäle A und B:

$$\begin{aligned}
& \overline{\underline{u}_A(t)\underline{u}_B(t)}^2 &= \text{KKF}_{SA/SB}^2(0) \\
& \overline{\underline{u}_A(t)\underline{u}_A(t-\tau)} \overline{\underline{u}_B(t)\underline{u}_B(t-\tau)} &= \text{AKF}_{SA}(\tau) \text{AKF}_{SA}(\tau) \\
& \overline{\underline{u}_A(t)\underline{u}_A(t-\tau)} \overline{\underline{n}_B(t)\underline{n}_B(t-\tau)} &= \text{AKF}_{SA}(\tau) \text{AKF}_{NB}(\tau) \\
& \overline{\underline{u}_B(t)\underline{u}_B(t-\tau)} \overline{\underline{n}_A(t)\underline{n}_A(t-\tau)} &= \text{AKF}_{SB}(\tau) \text{AKF}_{NA}(\tau) \\
& \overline{\underline{n}_A(t)\underline{n}_A(t-\tau)} \overline{\underline{n}_B(t)\underline{n}_B(t-\tau)} &= \text{AKF}_{NA}(\tau) \text{AKF}_{NB}(\tau) \\
& \overline{\underline{u}_A(t)\underline{u}_B(t-\tau)} \overline{\underline{u}_B(t)\underline{u}_A(t-\tau)} &= \text{KKF}_{SA/SB}(\tau) \text{KKF}_{SB/SA}(\tau)
\end{aligned} \tag{9.13}$$

Die sich zusätzlich ergebenden Ausdrücke sind:

$$\begin{aligned}
& 2 \cdot \overline{\underline{u}_A(t)\underline{u}_B(t)} \cdot \overline{\underline{n}_{ALO}(t)\underline{n}_{BLO}(t)} &= 2 \cdot \text{KKF}_{SA/SB}(0) \cdot \text{KKF}_{LOA/LOB}(0) \\
& \overline{\underline{n}_{ALO}(t)\underline{n}_{BLO}(t)}^2 &= \text{KKF}_{LOA/LOB}^2(0) \\
& \overline{\underline{u}_A(t)\underline{u}_A(t-\tau)} \cdot \overline{\underline{n}_{BLO}(t)\underline{n}_{BLO}(t-\tau)} &= \text{AKF}_{SA}(\tau) \cdot \text{AKF}_{LOB}(\tau) \\
& \overline{\underline{n}_A(t)\underline{n}_A(t-\tau)} \cdot \overline{\underline{n}_{BLO}(t)\underline{n}_{BLO}(t-\tau)} &= \text{AKF}_{NA}(\tau) \cdot \text{AKF}_{LOB}(\tau) \\
& \overline{\underline{u}_B(t)\underline{u}_B(t-\tau)} \cdot \overline{\underline{n}_{ALO}(t)\underline{n}_{ALO}(t-\tau)} &= \text{AKF}_{SB}(\tau) \cdot \text{AKF}_{LOA}(\tau) \\
& \overline{\underline{n}_B(t)\underline{n}_B(t-\tau)} \cdot \overline{\underline{n}_{ALO}(t)\underline{n}_{ALO}(t-\tau)} &= \text{AKF}_{NB}(\tau) \cdot \text{AKF}_{LOA}(\tau) \\
& \overline{\underline{n}_{ALO}(t)\underline{n}_{ALO}(t-\tau)} \cdot \overline{\underline{n}_{BLO}(t)\underline{n}_{BLO}(t-\tau)} &= \text{AKF}_{LOB}(\tau) \cdot \text{AKF}_{LOB}(\tau) \\
& \overline{\underline{u}_A(t)\underline{u}_B(t-\tau)} \cdot \overline{\underline{n}_{BLO}(t)\underline{n}_{ALO}(t-\tau)} &= \text{KKF}_{SA/SB}(\tau) \cdot \text{KKF}_{LOB/LOA}(\tau) \\
& \overline{\underline{u}_B(t)\underline{u}_A(t-\tau)} \cdot \overline{\underline{n}_{ALO}(t)\underline{n}_{BLO}(t-\tau)} &= \text{KKF}_{SB/SA}(\tau) \cdot \text{KKF}_{LOA/LOB}(\tau) \\
& \overline{\underline{n}_{ALO}(t)\underline{n}_{BLO}(t-\tau)} \cdot \overline{\underline{n}_{BLO}(t)\underline{n}_{ALO}(t-\tau)} &= \text{KKF}_{LOA/LOB}(\tau) \cdot \text{KKF}_{LOB/LOA}(\tau)
\end{aligned} \tag{9.14}$$

Es sei angemerkt, dass die Korrelationsausdrücke von Signalen, welche an einem unterschiedlichen Ort entstehen, vernachlässigt werden, da sie als unkorreliert angenommen werden können. Im Folgenden werden analog zu [65], ([3] S. 105) und ([91] S. 280) die Einzelausdrücke und daraus die Standardabweichung der Visibility-Werte berechnet. Es wird dabei, wie in Abschnitt 4.2, von einem rechteckförmigen Bandpass ausgegangen, was die Übertragungsfunktion des ANSAS-Instruments auch sehr gut annähert. Damit ergeben sich Terme wie in [65] und ([3] S. 105). In ([91] S. 280) wird von einem Gauß-förmigen Filter ausgegangen. Des Weiteren werden die Übertragungsfunktionen der Empfangskanäle A und B als identisch vorausgesetzt, wodurch die Kreuzkorrelation des thermischen Rauschens des Mischoszillators durch die Autokorrelationsfunktion ausgedrückt werden kann. Es wird wie bei ([91] S. 279) eine Mischung mit einem Mischsignal der Frequenz f_{LO} betrachtet, was zu einer Differenzfrequenz von $\Delta P_{HD} = f_0 - f_{LO}$ führt. Unter diesen Voraussetzungen können die Einzeltermine aus Gleichung (9.14) bestimmt werden zu:

$$\begin{aligned}
\text{KKF}_{\text{SA/SB}}(0) &= \underline{V}(\mathbf{u}_\lambda, \mathbf{v}_\lambda) \\
\text{AKF}_{\text{SA,SB,NA,NB,LOA,LOB}}(\tau) &= \text{sinc}(\pi\Delta f\tau) T_{\text{A,E,LO}} \cos(2\pi\Delta f_v\tau) \\
\text{KKF}_{\text{SA/SB(SB/SA)}}(\tau) &= \text{sinc}(\pi\Delta f\tau) \left[V_{\text{R}}(\mathbf{u}_\lambda, \mathbf{v}_\lambda) \cos(2\pi\Delta f_v\tau) \right. \\
&\quad \left. \pm V_{\text{I}}(\mathbf{u}_\lambda, \mathbf{v}_\lambda) \sin(2\pi\Delta f_v\tau) \right] \\
\text{KKF}_{\text{LOA/LOB}}(\tau) = \text{KKF}_{\text{LOB/LOA}}(\tau) &= \text{AKF}_{\text{LO}}(\tau) \\
\text{KKF}_{\text{LOA/LOB}}(0) &= T_{\text{LO}} \cos(2\pi\Delta f_v\tau),
\end{aligned} \tag{9.15}$$

mit der Antennen-, Empfänger- und Mischoszillatorrauschtemperatur T_{A} , T_{E} und T_{LO} . Mit diesen Berechnungen lässt sich Gleichung (4.62) in folgender Weise darstellen:

$$\begin{aligned}
R_{\text{aa}}(\tau) = & \\
& V_{\text{R}}^2(\mathbf{u}_\lambda, \mathbf{v}_\lambda) \\
& + \text{sinc}^2(\pi\Delta f\tau) \cos^2(2\pi\Delta f_v\tau) (T_{\text{A}} T_{\text{A}} + T_{\text{A}} T_{\text{E}} + T_{\text{A}} T_{\text{E}} + T_{\text{E}} T_{\text{E}} +) \\
& + \text{sinc}^2(\pi\Delta f\tau) \left(\left[V_{\text{R}}(\mathbf{u}_\lambda, \mathbf{v}_\lambda) \cos(2\pi\Delta f_v\tau) + V_{\text{I}}(\mathbf{u}_\lambda, \mathbf{v}_\lambda) \sin(2\pi\Delta f_v\tau) \right] \right. \\
& \quad \left. \left[V_{\text{R}}(\mathbf{u}_\lambda, \mathbf{v}_\lambda) \cos(2\pi\Delta f_v\tau) - V_{\text{I}}(\mathbf{u}_\lambda, \mathbf{v}_\lambda) \sin(2\pi\Delta f_v\tau) \right] \right) \\
& + (V_{\text{R}}(\mathbf{u}_\lambda, \mathbf{v}_\lambda) T_{\text{LO}} \cos(2\pi\Delta f_v\tau)) \\
& + T_{\text{LO}}^2 \cos^2(2\pi\Delta f_v\tau) \\
& + \text{sinc}^2(\pi\Delta f\tau) \cos^2(2\pi\Delta f_v\tau) T_{\text{A}} T_{\text{LO}} \\
& + \text{sinc}^2(\pi\Delta f\tau) \cos^2(2\pi\Delta f_v\tau) (T_{\text{E}} T_{\text{LO}} + T_{\text{A}} T_{\text{LO}} + T_{\text{E}} T_{\text{LO}} + T_{\text{LO}} T_{\text{LO}}) \\
& + \text{sinc}^2(\pi\Delta f\tau) T_{\text{LO}} \cos(2\pi\Delta f_v\tau) \\
& \quad \left(\left[V_{\text{R}}(\mathbf{u}_\lambda, \mathbf{v}_\lambda) \cos(2\pi\Delta f_v\tau) + V_{\text{I}}(\mathbf{u}_\lambda, \mathbf{v}_\lambda) \sin(2\pi\Delta f_v\tau) \right] \right. \\
& \quad \left. \left[V_{\text{R}}(\mathbf{u}_\lambda, \mathbf{v}_\lambda) \cos(2\pi\Delta f_v\tau) - V_{\text{I}}(\mathbf{u}_\lambda, \mathbf{v}_\lambda) \sin(2\pi\Delta f_v\tau) \right] \right) \\
& + \text{sinc}^2(\pi\Delta f\tau) \cos^2(2\pi\Delta f_v\tau) (T_{\text{LO}} T_{\text{LO}})
\end{aligned} \tag{9.16}$$

Eine trigonometrische Vereinfachung ergibt den folgenden Ausdruck:

$$\begin{aligned}
R_{\text{aa}}(\tau) = & \\
& V_{\text{R}}^2(\mathbf{u}_\lambda, \mathbf{v}_\lambda) + \text{sinc}^2(\pi\Delta f\tau) \cos^2(2\pi\Delta f_v\tau) (T_{\text{A}} + T_{\text{E}})^2 \\
& + \text{sinc}^2(\pi\Delta f\tau) \left(\left[V_{\text{R}}^2(\mathbf{u}_\lambda, \mathbf{v}_\lambda) \cos^2(2\pi\Delta f_v\tau) - V_{\text{I}}^2(\mathbf{u}_\lambda, \mathbf{v}_\lambda) \sin^2(2\pi\Delta f_v\tau) \right] \right) \\
& + (V_{\text{R}}(\mathbf{u}_\lambda, \mathbf{v}_\lambda) T_{\text{LO}} \cos(2\pi\Delta f_v\tau)) \\
& + T_{\text{LO}}^2 \cos^2(2\pi\Delta f_v\tau) \\
& + \text{sinc}^2(\pi\Delta f\tau) \cos^2(2\pi\Delta f_v\tau) (2T_{\text{E}} T_{\text{LO}} + 2T_{\text{A}} T_{\text{LO}} + T_{\text{LO}}^2) \\
& + \text{sinc}^2(\pi\Delta f\tau) \left[V_{\text{R}}(\mathbf{u}_\lambda, \mathbf{v}_\lambda) \cos(2\pi\Delta f_v\tau) \right] T_{\text{LO}} \cos(2\pi\Delta f_v\tau) \\
& + \text{sinc}^2(\pi\Delta f\tau) \cos^2(2\pi\Delta f_v\tau) T_{\text{LO}}^2
\end{aligned} \tag{9.17}$$

Zusammengefasst ergibt sich:

$$\begin{aligned}
R_{aa}(\tau) = & \\
& V_R^2(u_\lambda, v_\lambda) + T_{LO}^2 \frac{1}{2} (1 + \cos(4\pi\Delta f_v \tau)) + V_R(u_\lambda, v_\lambda) T_{LO} \cos(2\pi\Delta f_v \tau) \\
& + \text{sinc}^2(\pi\Delta f \tau) \frac{1}{2} (1 + \cos(4\pi\Delta f_v \tau)) \\
& \left((T_A + T_E)^2 + (2T_E T_{LO} + 2T_A T_{LO} + T_{LO}^2) + V_R(u_\lambda, v_\lambda) T_{LO} + T_{LO}^2 \right) \quad (9.18) \\
& + \text{sinc}^2(\pi\Delta f \tau) \cdot \left(V_R^2(u_\lambda, v_\lambda) \frac{1}{2} (1 + \cos(4\pi\Delta f_v \tau)) \right. \\
& \quad \left. - V_I^2(u_\lambda, v_\lambda) \frac{1}{2} (1 - \sin(4\pi\Delta f_v \tau)) \right)
\end{aligned}$$

Mit der Fourier-Transformation von R_{aa} erhält man das Leistungsdichtespektrum S_{aa} für den Einseitenbandbetrieb:

$$\begin{aligned}
S_{aa}(f) = & \\
& V_R^2(u_\lambda, v_\lambda) \delta(f) + T_{LO}^2 \frac{1}{2} \left(\delta(f) + \frac{1}{2} \delta(f - 2\Delta f_v) + \frac{1}{2} \delta(f + 2\Delta f_v) \right) \\
& + V_R(u_\lambda, v_\lambda) T_{LO} \left(\frac{1}{2} \delta(f - \Delta f_v) + \frac{1}{2} \delta(f + \Delta f_v) \right) \\
& + \frac{1}{2\Delta f} \left(1 - \left| \frac{f}{\Delta f} \right| \right) * \left(\delta(f) + \frac{1}{2} \delta(f - 2\Delta f_v) + \frac{1}{2} \delta(f + 2\Delta f_v) \right) \quad (9.19) \\
& \left((T_A + T_E)^2 + (2T_E T_{LO} + 2T_A T_{LO} + T_{LO}^2) + V_R(u_\lambda, v_\lambda) T_{LO} + T_{LO}^2 \right) \\
& + \frac{1}{2\Delta f} \left(1 - \left| \frac{f}{\Delta f} \right| \right) \left(V_R^2(u_\lambda, v_\lambda) * \left(\delta(f) + \frac{1}{2} \delta(f - 2\Delta f_v) + \frac{1}{2} \delta(f + 2\Delta f_v) \right) \right. \\
& \quad \left. - V_I^2(u_\lambda, v_\lambda) * \left(\delta(f) + \frac{1}{2} j \delta(f - 2\Delta f_v) + \frac{1}{2} j \delta(f + 2\Delta f_v) \right) \right)
\end{aligned}$$

wobei * eine Faltung bedeutet. Die Tiefpassfilterung mit der Übertragungsfunktion $H_{LP}(f)$ mit $|H_{LP}(f)|^2 = 1$ für $|f| < \frac{1}{2}\tau$ und $\frac{1}{2}\tau \ll \Delta f \approx \Delta f_v$ entspricht der Spektralen Leistungsdichte $S_V = S_{aa}(f)|H_{LP}(f)|^2$:

$$\begin{aligned}
S_V(f) = & \\
& V_R^2(u_\lambda, v_\lambda) \delta(f) |H_{LP}(f)|^2 + \frac{T_{LO}^2}{2} \delta(f) |H_{LP}(f)|^2 \\
& + \frac{1}{2\Delta f} \left((T_A + T_E)^2 + (2T_E T_{LO} + 2T_A T_{LO} + T_{LO}^2) + V_R(u_\lambda, v_\lambda) T_{LO} + T_{LO}^2 \right) |H_{LP}(f)|^2 \quad (9.20) \\
& + \frac{1}{2\Delta f} \left(V_R^2(u_\lambda, v_\lambda) - V_I^2(u_\lambda, v_\lambda) \right) |H_{LP}(f)|^2
\end{aligned}$$

Die Gleichleistung $P_{S\ DC}$ am Ausgang berechnet sich aus Gleichung (9.20) zu:

$$P_{S\ DC} = S_V(f)|_{f=0} = V_R^2(u_\lambda, v_\lambda) + \frac{T_{LO}^2}{2} \quad (9.21)$$

und die Wechselleistung $P_{S\ AC}$ ergibt:

$$\begin{aligned}
P_{S\ AC} = \int_{-\infty}^{\infty} S_V(f) df = & \\
& \frac{1}{2\Delta f\tau} \left((T_A + T_E)^2 + (2T_E T_{LO} + 2T_A T_{LO} + T_{LO}^2) + V_R(u_\lambda, v_\lambda) T_{LO} + T_{LO}^2 \right) \quad (9.22) \\
& + \frac{1}{2\Delta f\tau} \left(V_R^2(u_\lambda, v_\lambda) - V_I^2(u_\lambda, v_\lambda) \right)
\end{aligned}$$

Da die Visibility-Werte allerdings die Raumfrequenzen der Strahlungstemperatur in Spannungen repräsentieren, kann nach ([27] S. 111) die mittlere Messunsicherheit δV angegeben werden durch:

$$\sqrt{\frac{P_{S\ AC}}{P_{S\ DC}}} = \frac{\delta V_R(u_\lambda, v_\lambda)}{V_R(u_\lambda, v_\lambda)} \quad (9.23)$$

woraus die Messunsicherheit berechnet werden kann. Es wird angenommen, dass sich der Offset, bedingt durch die Korrelation des Mischoszillatorrauschens, zeitlich nicht verändert, und somit bestimmt werden kann. Damit ergibt sich:

$$\begin{aligned}
\delta V_R(u_\lambda, v_\lambda) = & \\
& \frac{1}{\sqrt{2\Delta f\tau}} \left((T_A + T_E)^2 + V_I^2(u_\lambda, v_\lambda) - V_R^2(u_\lambda, v_\lambda) \right. \\
& \left. + 2T_E T_{LO} + 2T_A T_{LO} + 2T_{LO}^2 + V_R(u_\lambda, v_\lambda) T_{LO} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (9.24)
\end{aligned}$$

Analog erfolgt die Herleitung für den Imaginärteil der Visibility-Funktion:

$$\delta V_I(u_\lambda, v_\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\Delta f\tau}} \left((T_A + T_E)^2 + V_R^2(u_\lambda, v_\lambda) - V_I^2(u_\lambda, v_\lambda) + 2T_E T_{LO} + 2T_A T_{LO} + 2T_{LO}^2 + V_R(u_\lambda, v_\lambda) T_{LO} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (9.25)$$

9.4 FIR-Filter-Implementierung

Für die Implementierung der 90°-Phasenverschiebung im FPGA-Baustein wurde ein FIR-Filter mit einer 2-bit-Quantisierung und einer Filterwortlänge von 6 gewählt. Das auf dem FPGA-Baustein implementierte Filter ist als Ersatzschaltbild in Abbildung 9.1 gezeigt.

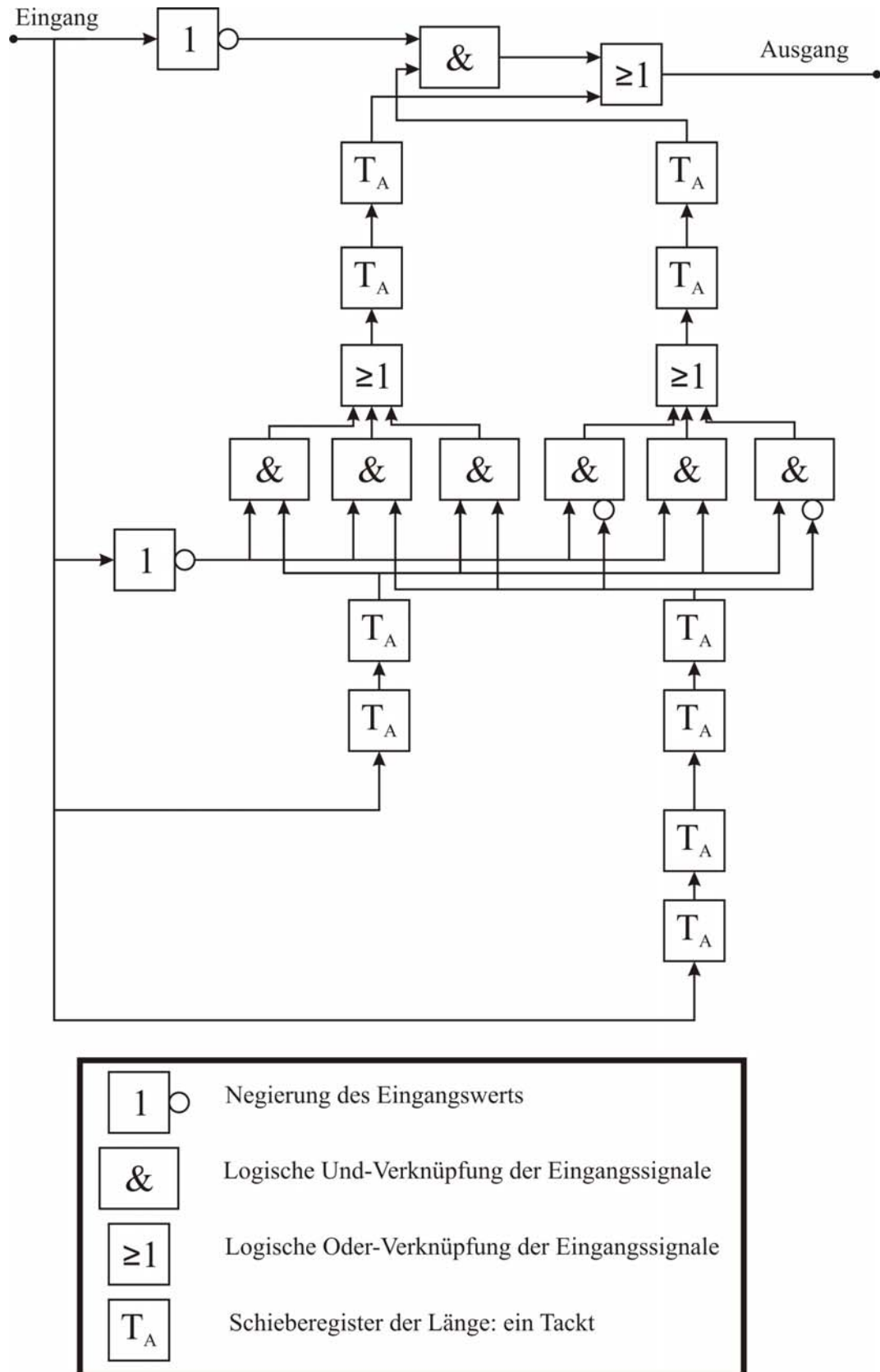


Abbildung 9.1: Filterimplementierung mit 2-bit-Filterkoeffizienten und Filterwortlänge 6.

10 Literatur

- [1] H. Kramer: *Observation of the Earth and its environment*; 3. Auflage, Springer Verlag; 1996
- [2] M. Planck: *The theory of heat radiation*; P. Blakiston's Son & Co Verlag; 1914
- [3] M. Peichl: *Theoretische und experimentelle Untersuchungen des Apertursynthese-Verfahrens bei 37 GHz*; DLR-Forschungsbericht 94-26; 1996
- [4] P. Dobrinski, G. Krakau, A. Vogel: *Physik für Ingenieure*; 9. Auflage; Teubner Verlag; 1996
- [5] L. Tsang, J. Kong, R. Shin: *Theory of microwave remote sensing*; John Wiley & Sons Verlag; 1985
- [6] F. Ulaby, R. Moore, A. Fung: *Microwave remote sensing: active and passive; Volume 1: Microwave remote sensing, fundamentals and radiometry*; Artech House Verlag; 1981
- [7] G. Kirchhoff: *Über das Verhältnis zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen der Körper für Wärme und Licht*; Annalen der Physik; Bd. 185(2); S. 275-301; 1860
- [8] J. Kraus: *Radio Astronomy*; 2. Auflage; Cygnus-Quasar Books Verlag; 1986
- [9] D. Mylinski: *Elektrodynamik*; Vorlesungsskript; Universität Karlsruhe; 6. Auflage; 1994
- [10] J. Detlefsen: *Grundlagen der Hochfrequenztechnik*; Oldenburg Verlag; 2003
- [11] L. Zwirello: *Aufbau eines vollpolarimetrischen Radiometerempfängers für das W-Band*; Diplomarbeit; Universität Karlsruhe; 2007
- [12] K. Wagner: *Elektromagnetische Wellen*; Birkenhäuser Verlag; 1953
- [13] G. Piefke: *Feldtheorie 1*; Hochschultaschenbücher-Verlag; 1971
- [14] L. Brekhovsikh: *Waves in layered media*; Academic Press Verlag; 1960
- [15] M. Söllner: *Vollpolarimetrische Helligkeitstemperatur-Verteilungen von natürlichen und künstlichen Objekten bei einer Frequenz von 90 GHz*; DLR-Forschungsbericht 98-19; 1998
- [16] A. Hippel: *Dielectric materials and applications*; John Wiley & Sons Verlag; 1954
- [17] J. Kong: *Electromagnetic wave theory*; John Wiley & Sons Verlag; 1986

- [18] B. Davis: *Complex permittivity of planar building materials measured with an ultra-wideband free-field antenna measurement system*; Bd. 112(1); Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology; 2007
- [19] T. Meissner, F. Wentz: *The complex dielectric constant of pure and sea water from microwave satellite observations*; IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing; Bd. 42(9); S. 1836-1849; 2004
- [20] S. Saatchi, D. Le Vine, R. Lang: *Microwave backscattering and emission model for grass canopies*; IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, Bd. 32(1); S. 177-186; 1994
- [21] F. Ulaby, R. Moore, A. Fung: *Microwave remote sensing: active and passive; Volume 3: from theory to applications*; Artech House Verlag; 1981
- [22] M. Peichl, S. Dill, M. Jirousek: *Microwave radiometry-imaging technologies and applications*; Proceedings of WFMN07; S. 75-83; Chemnitz, 2007
- [23] M. Ruppel: *Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Lösung bistatischer Streuprobleme mit der physikalisch-optischen Näherung*; DLR-Forschungsbericht 95-24; 1995
- [24] J. Preißner: *Reflexion an mehrschichtigen Medien unter besonderer Berücksichtigung des Mikrowellenbereichs*; DLR-Mitteilung 89-03; 1989
- [25] K. Küpfmüller: *Einführung in die theoretische Elektrotechnik*; Springer Verlag; 1955
- [26] B. Vowinkel: *Passive Mikrowellenradiometrie*; Vieweg Verlag; 1988
- [27] G. Evans, C. McLeish: *RF radiometer handbook*; Artech House Verlag; 1923
- [28] C. Balanis: *Antenna theory*; 2. Auflage; John Wiley & Sons Verlag; 1997
- [29] A. Tessmann, M. Kuri, M. Riessle, H. Massler, M. Zink, W. Reinert, W. Bronner, A. Leuther: *A compact W-Band dual-channel receiver module*; IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest; San Francisco; 2006
- [30] E. Pappenfus, W. Bruene, E. Schoenike: *Single sideband principals and circuits*; McGraw-Hill Verlag; 1964
- [31] R. Thompson, J. Moran, G. Swenson: *Interferometry and synthesis in radio astronomy*; John Wiley & Sons Verlag; 2001
- [32] M. Jirousek: *Weiterentwicklung eines experimentellen Apertursynthese-Radiometers für hochaufgelöste passive Abbildungen im Millimeter- und Mikrowellen-Bereich*; Diplomarbeit; Universität Karlsruhe; 2002
- [33] M. Jirousek, M. Peichl, H. Süß; *A multi-frequency microwave aperture synthesis radiometer for high-resolution imaging*; International Geoscience and Remote Sensing Symposium; Anchorage; 2004

- [34] M. Thumm, W. Wiesbeck, S. Kern; *Hochfrequenzmesstechnik*; Teubner Verlag; 1998
- [35] G. Grau: *Rauschen*; Vorlesungsskript; Universität Karlsruhe WS 1997/1998
- [36] B. Schiek, H. Siweris: *Rauschen in HF-Schaltungen*; Hüthig Verlag; 1990
- [37] J. Kraus: *Antennas*; McGraw-Hill; 1950
- [38] H. Nyquist: *Certain topics in telegraph transmission theory*; Transactions of the American Institute of Electric Engineering; Bd. 47; S. 617-644; 1928
- [39] A. Oppenheim, R. Schäfer: *Zeitdiskrete Signalverarbeitung*; 3. Auflage; Oldenbourg Verlag; 1999
- [40] F. Jondral: *Nachrichtenübertragung*; Schlembach Verlag; 2001
- [41] M. Hoffmann: *Hochfrequenztechnik*; Springer Verlag; 1997
- [42] W. Wiesbeck: *Antennen und Antennensystem*; Vorlesungsskript; Universität Karlsruhe; 2005
- [43] O. Föllinger: *Laplace-, Fourier- und z-Transformation*; 7. Auflage; Hüthig Verlag; 2000
- [44] R. Dicke: *The measurement of thermal radiation at microwave frequencies*; Review of Scientific Instruments; Bd. 17; S. 268-275; 1946
- [45] M. Peichl, H. Süß, S. Dill: *High-resolution passive millimeter-wave imaging technologies for reconnaissance and surveillance*; Proceedings of the SPIE; Bd. 5077; S. 77-86; 2003
- [46] H. Süß: *Mikrowellenradiometrie, Neue Verfahren und Anwendungsmöglichkeiten*; Habilitationsschrift; Universität Karlsruhe; 2008
- [47] M. Peichl, S. Dill, H. Süß: *HOPE project, Final report – Chapter 7: MWR - Microwave Radiometer*; EU Bericht HOPE Final Report Esprit 29870 – HOPE; 2002
- [48] M. Zeiler: *Nutzung der thermischen Mikrowellenstrahlung zur Detektion von vergrabenen Anti-Personen-Minen*; Diplomarbeit; Universität Regensburg; 2000
- [49] M. Peichl, S. Dill: *Erprobung bildgebender radiometrischer Verfahren, Radom-Durchblick*; DLR-Projektbericht; 2004
- [50] S. Schulteis: *Detektion von Anti-Personen-Minen mit Hilfe spektraler Signaturen im Mikrowellenbereich*; Diplomarbeit; Universität Karlsruhe; 2002
- [51] M. v. Chiari: *Untersuchungen spektraler radiometrischer Mikrowellen-Signaturen zur Detektion verborgener Objekte in geschichteten Medien*; Diplomarbeit; Universität Chemnitz; 2004
- [52] T. Lüthi: *Kritische Komponenten in abbildenden Sensoren im mm-Wellenbereich*; IAP-Forschungsbericht Nr.: 2006-6; 2006

- [53] M. Peichl: *Airborne DLR linescanner radiometer system*; DLR-Bericht, 1997
- [54] B. Vowinkel, J. Peltonen, W. Reinert; K. Gruner; B. Aumiller: *Airborne Imaging System Using a Cryogenic 90-Ghz Receiver*, , IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Bd.29(6), S. 535- 541, 1981
- [55] J. Bobak, J. Dowgiallo, N. McGlothlin, K. St. Germain, *APMIR: airborne polarimetric microwave imaging radiometer*; International Geoscience and Remote Sensing Symposium; Sydney; 2001
- [56] M. Peichl, S. Dill, M. Jirousek, H. Süß: *Microwave radiometer systems for security applications*. 2nd Future Security Research Conference; FuSec; Karlsruhe; 2007
- [57] M. Peichl, S. Dill, M. Jirousek, H. Süß: *Passive microwave remote sensing for security applications*; European Microwave Conference; EuMC07; München; 2007
- [58] R. Smith, B. Sundstrom, B. Blecher, D. Ewen: *A 95 GHz radiometric on-second camera*; Proceedings of SPIE; Bd. 3378; S. 2-13; 1998
- [59] R. Appleby, R. Anderton, S. Price, N. Salmon, G. Sinclair, J. Borrill, P. Coward, V. Papakosta, A. Lettington, D. Robertson: *Compact real-time (video rate) passive millimetre-wave imager*; Proceeding of SPIE; Bd. 3703; S. 13-19; 1999
- [60] M. Peichl, S. Dill, M. Jirousek, D. Berthel: *Vorrichtung zur zweidimensionalen Abbildung von Szenen durch Mikrowellen-Abtastung*; Patentnummer: EP 2 099 095 A1; 2009
- [61] M. Peichl, M. Greiner, H. Süß: *DLR Activities on aperture synthesis radiometry*; International Geoscience and Remote Sensing Symposium; Honolulu; 2000
- [62] J. Lovberg, R. Chou, J. Galliano: *Real-time millimeter-wave imaging radiometer for avionic synthetic vision*; Proceedings of SPIE; Bd. 2220; 1994
- [63] C. Martin, S. Clark, J. Lovberg, J. Galliano: *A real-time wide field of view passive millimeter-wave imaging camera*; Proceeding of SPIE; Bd. 4719; 2002
- [64] E. Schreiber, M. Peichl, H. Süß: *First design investigations on a fully-electronic microwave imaging radiometer system*; German Microwave Conference; München; 2009
- [65] C. Ruf, C. Swift, A. Tanner, D. Le Vine: *Interferometric synthetic aperture microwave radiometry for remote sensing of the Earth*; IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing; Bd. 26(5); S. 597-611; 1988
- [66] M. Peichl, H. Süß, M. Süß, S. Kern: *Microwave imaging of the brightness temperature distribution of extended areas in the near and far field using two-dimensional aperture synthesis with high spatial resolution*; Radio Science; Bd. 33(3); S. 781–801; 1998

- [67] M. Martin-Neira, J. Goutoule: *MIRAS-A two-dimensional aperture synthesis radiometer for soil moisture and ocean salinity*; ESA Bull; Nr. 92; S. 95-104; 1997
- [68] M. Peichl, M. Jirousek, A. Elsesser: *Entwicklungsarbeiten und Ingenieurwissenschaftliches Controlling zum Systemdemonstrator weltweite raumgestützte Aufklärung (SARAH)*; DLR Projektbericht; 2009
- [69] B. Lambrigtsen, W. Wilson, A. Tanner, T. Gaier: *GeoSTAR – a microwave sounder for geostationary satellites*; Geoscience and Remote Sensing Symposium; IGARSS; Anchorage; 2004
- [70] J. Christensen, A. Carlstrom, H. Ekstrom, P. de Maagt, A. Colliander, A. Emrich, J. Embretsen: *GAS: the geostationary atmospheric sounder*; Geoscience and Remote Sensing Symposium; IGARSS; Barcelona; 2007
- [71] L. Yujiri, H. Agravante, M. Biedenbender, G. Dow, M. Flannery, S. Fornaca, B. Hauss, R. Johnson, R. Kuroda, K. Jordan, P. Lee, D. Lo, B. Quon, A. Rowe, T. Samec, M. Shoucri, K. Yokoyama, J. Yun: *Passive millimeter-wave camera*; Proceedings of SPIE; Bd. 3064; S. 15-22; 1997
- [72] G. Huguenin: *Millimeter-wave video rate imagers*; Proceedings of SPIE; Bd. 3064; S. 34-45; 1997
- [73] M. Born, E. Wolf: *Principles of optics*; 5. Auflage; Pergamon Press Verlag; 1975
- [74] L. McCready, J. Pawsey, R. Payne-Scott: *Solar radiation at radio frequencies and its relation to sunspots*; Proceedings of the Royal Society of London; Bd. 190(1022); S. 357-375; 1947
- [75] J. Pawsey, R. Bracewell: *Radio astronomy*; Oxford Press Verlag; 1955
- [76] M. Ryle: *A new radio interferometer and its application to the observation of weak radio stars*; Proceedings of the Royal Society of London; Bd. 211(1106); S. 351-375; 1952
- [77] M. Ryle, A. Hewish: *The Cambridge radio telescope*; Memoirs of the Royal Astronomical Society; Bd. 67; 1955
- [78] E. Mills, R. Aitchison, A. Little, and W. McAdam: *The Sydney University cross-type radio telescope*, Proceedings IRE , Bd. 24, S. 156-165, 1963.
- [79] J. Baars, J. van der Brugge, J. Casse, J. Hamaker, L. Sondaar, J. Visser, K. Wellington: *The synthesis radio telescope at Westerbork*; Proceedings of the IEEE; S. 1258-1266; 1973
- [80] A. Thompson, B. Clark, C. Wade, P. Napier: *The very large array*; Astrophysical Journal Supplement Series; Bd. 44; S. 151-167; 1980

- [81] W. Brown, T. Carr, W. Block: *Long-baseline interferometry of S-bursts from Jupiter*; Astrophysical Letters; Bd. 1; S. 89; 1968
- [82] K. Rautiainen, J. Kainulainen, T. Auer, S. Tauriainen, M. Hallikainen: *Helsinki University of Technology synthetic aperture radiometer -HUT-2D*; Geoscience and Remote Sensing Symposium; IGARSS; Barcelona; 2007
- [83] K. Rautiainen, J. Kainulainen, T. Auer, J. Pihlflyckt, J. Kettunen, M. Hallikainen: *Helsinki University of Technology L-band airborne synthetic aperture radiometer*; IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing; Bd. 46(3); S.717-726; 2008
- [84] M. Martín-Neira, I. Cabeza, C. Pérez, M. Palacios, M. Guizarro, S. Ribó, I. Corbella, S. Blanch, F. Torres, N. Duffo, V. González, S. Beraza, A. Camps, M. Vall-Ilossera, S. Tauriainen, J. Pihlflyckt, J. González, F. Martin-Porqueras: *AMIRAS-An airborne MIRAS demonstrator*; IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, Bd. 46(3); S.705-716; 2008
- [85] D. Le Vine, T. Jackson, M. Haken: *Initial images of the synthetic aperture radiometer 2D-STAR*; IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing; Bd. 45(11), S. 3623-3632; 2007
- [86] C. Ruf, C. Principe, T. Dod, B. Gosselin, B. Monosmith, S. Musko, S. Rogacki, A. Stewart, Z. Zhang: *Lightweight rainfall radiometer STAR aircraft sensor*; Geoscience and Remote Sensing Symposium; IGARSS; Toronto; 2002
- [87] C. Ruf, R. Amarin, M. Bailey, B. Lim, R. Hood, M. James, J. Johnson, L. Jones, V. Rohwedder, K. Stephens: *The hurricane imaging radiometer – an octave bandwidth synthetic thinned array radiometer*; Geoscience and Remote Sensing Symposium; IGARSS; Barcelona; 2007
- [88] P. van Cittert: *Die Wahrscheinliche Schwingungsverteilung in Einer von Einer Lichtquelle Direkt Oder Mittels Einer Linse Beleuchteten Ebene*; Physica; Bd. 1; S. 201-210; 1934
- [89] F. Zernike: *The concept of degree of coherence and its application to optical problems*; Physica, Bd. 5(8), S.785-795; 1938
- [90] J. Goodman: *Introduction to Fourier optics*; McGraw-Hill Verlag; 1968
- [91] A. Camps: *Application of interferometric radiometry to earth observation*; Dissertation; UPC Barcelona; 1996
- [92] G. Sewnson, N. Mathur: *The interferometer in radio astronomy*; Proceedings of the IEEE; Bd. 56; S.2114-2130; 1968
- [93] U. Kiencke, H. Jäkel: *Signale und Systeme*; Oldenburg Wissenschaftsverlag; 2002
- [94] J. Goodman: *Statistical optics*; John Wiley & Sons Verlag; 1985

- [95] I. Corbella, N. Duffo, M. Vall-llossera, A. Camps, F. Torres: *The visibility function in interferometric aperture synthesis radiometry*; IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, Bd. 42(8); S. 1677-1682; 2004
- [96] P. Moreno-Galbis, J. Kainulainen, M. Martin-Neira: *Experimental demonstration of the Corbella equation for aperture synthesis microwave radiometry*; IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing; Bd. 45(4); S.945-957; 2007
- [97] F. Jondral, A. Wiesler: *Wahrscheinlichkeitsrechnung und stochastische Prozesse*, 2. Auflage, Teubner Verlag 2002
- [98] R. Bracewell: *The Fourier transform and its applications*; 3. Auflage; McGraw-Hill Verlag; 2000
- [99] D. Achilles: *Die Fouriertransformation in der Signalverarbeitung*; Springer Verlag; 1978
- [100] A. Tanner, C. Swift: *Calibration of a synthetic aperture radiometer*; IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing; Bd. 31(1); S. 257-267, 1993
- [101] M. Peichl, V. Wittmann, E. Anterrieu, B. Picard, N. Skou, S. Sobjaerg: *Final report: scientific inputs for the SMOS level 1 processor development*; ESA Vertrags Nr. 17312/03/NL/FF; 2005
- [102] M. Martin-Neira, M. Süß, J. Kainulainen, F. Martin-Porqueras: *The flat target transformation*; IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing; Bd. 46; S. 613-620; 2008
- [103] Persönliche Korrespondes mit Autor M. Martin-Neira von [102]
- [104] M. Felli, R. Spencer: *Very long baseline interferometry*; Springer Verlag; 2007
- [105] B. Suter, S. Deans: *A Hankel transform algorithm for uniformly sampled data*; IEEE International Conference on Acoustics, Speech, and Signal Processing; ICASSP; Florida; 1985.
- [106] M. Lauzon, B. Rutt: *Effects of polar sampling in k-space*; Magnetic Resonance in Medicine; Bd. 36(6), S. 940-949; 2005
- [107] R. Bracewell, A. Thompson, *The main beam and the ringlobes of an east west rotation-synthesis array*; Astrophysical Journal, Bd. 182; S.77-94; 1973
- [108] I. Corbella: *Interferometric aperture synthesis radiometry for earth observation*; Seminarunterlagen; ESA-ESTEC; 2007
- [109] J. James: *A Student's guide to Fourier transforms*; Cambridge University Press Verlag, 2007
- [110] F. Natterer: *The mathematics of computerized tomography*; Teubner Verlag; 1986

- [111] R. Mersereau: *The processing of hexagonally sampled two-dimensional signals*; Proceedings of the IEEE; Bd. 67; S. 930-949; 1979
- [112] A. Kak, M. Slaney: *Principles of computerized tomographic imaging*; IEEE Press Verlag; 1988
- [113] H. Stark, J. Woods, I. Paul, R. Hingorani: *Direct Fourier reconstruction in computer tomography*; IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal Processing; Bd. 29(2), S. 237-245; 1981
- [114] R. Mersereau: *Direct Fourier transform techniques in 3D image reconstruction*; Computers in biology and medicine; Bd. 6, S. 247-58; 1976
- [115] R. Bracewell, A. Riddle: *Inversion of Fan-Beam scans in radio astronomy*; Astrophysical Journal, Bd. 150, S.427; 1967
- [116] I. Cooley, W. Tukey: *An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series*; Mathematics of Computation, Bd. 19(90); S. 297-301; 1965
- [117] I. van de Laar, P. Sommen: *Comparison of discrete polar Fourier transform to 2D Cartesian FFT for non-uniform polar input data*; Proceedings of the 11th Annual Workshop on Circuits, Systems and Signal Processing; ProRISC; Veldhoven; S. 355-363; 2000
- [118] G. Herman: *Image reconstruction from projections - implementation and applications*; Topics in Applied Physics 32; Springer Verlag; 1979
- [119] I. Fourmont: *Schnelle Fourier-Transformation bei nicht äquidistanten Gittern und tomographischen Anwendungen*; Dissertation; Westfälische Wilhelms Universität; Münster; 1999
- [120] A. Averbuch, R. Coifman, D. Donoho, M. Israeli, J. Wald'en: *The pseudo polar FFT and its applications*; Yale Universität; Forschungsbericht YALEU/DCS/RR-1178; 1999
- [121] P. Toft: *The radon transformation*; Dissertation; Technical University of Denmark; 1996
- [122] J. Roerdink, M. Westenberg: *Data-parallel tomographic reconstruction: a comparison of filtered backprojection and direct Fourier reconstruction*; Parallel Computing; Bd. 24(14); S. 2129-2142; 1998
- [123] H. Liu, P. de Maagt, J. Christensen, A. Emrich, J. Wu: *Radiometric analysis of the rotating synthetic aperture radiometers utilizing grid-based measurement approach*; Geoscience and Remote Sensing Symposium; IGARSS; Barcelona; 2007
- [124] R. Bach: *Entwicklung und Aufbau eines digitalen Korrelators für ein Apertursynthese-Radiometer*; Diplomarbeit; Universität der Bundeswehr München; 1997

- [125] A. Vögele: *Weiterentwicklung eines digitalen Korrelators für ein Apertursynthese-Radiometer*; Diplomarbeit; Universität Karlsruhe; 2004
- [126] A. Camps, I. Corbella, J. Bará, F. Torres: *Radiometric sensitivity computation in aperture synthesis interferometric radiometry*; IEEE Transactions on Geoscience and remote sensing; Bd. 35(2); S. 680-685; 1998
- [127] A. Camps, F. Torres, I. Corbella, J. Bará, P. de Paco: *Mutual coupling effects on antenna radiation pattern: An experimental study applied to interferometric radiometers*; Radio Science, Bd. 33(6), S. 1543-1552; 1998
- [128] A. Camps, J. Bará, F. Torres, I. Corbella, J. Romeu: *Impact of antenna errors on the radiometric accuracy of large aperture synthesis radiometers*; Radio Science; Bd. 32, Issue 2; S. 657-668; 1997
- [129] D. Weissman, D. Le Vine: *The role of mutual coupling in the performance of synthetic aperture radiometers*; Radio Science; Bd. 33(3); S. 767-780; 1998
- [130] D. Pozar: *Microwave engineering*; 3. Auflage; John Wiley & Sons Verlag; 2005
- [131] I. Szabó: *Einführung in die Technische Mechanik*; Springer Verlag; 1954
- [132] J. van Vleck, D. Middleton: *The spectrum of clipped noise*; Proceedings of the IEEE; Bd. 54(1); S. 2-19; 1966
- [133] A. Camps, F. Torres, I. Corbella, J. Bara, J. Lluch: *Threshold and timing errors of 1 bit/2 level digital correlators in earth observation synthetic aperture radiometry*; Electronics Letters; Bd. 33(9); S. 812-814; 1997
- [134] I. Hagen, D. Farley: *Digital-correlation techniques in radio science*; Radio Science; Bd. 8; S. 775-784; 1973
- [135] E. Vertatschitsch, S. Haykin: *Nonredundant arrays*; Proceedings of the IEEE, Bd. 74(1); S. 217- 217; 1986
- [136] A. Moffet: *Minimum-redundancy linear arrays*; IEEE Transactions on Antennas and Propagation; Bd. 16(2); S. 172-175; 1968
- [137] M. Ishiguro: *Minimum redundancy linear arrays for a large number of antennas*; Radio Science; Bd. 15; S. 1163-1170; 1980
- [138] C. Ruf: *Numerical annealing of low redundancy linear arrays*; IEEE. Transactions on Antennas and Propagation; Bd. 41(1); S. 85-90; 1993
- [139] H. Bosma: *On the theory of linear noisy systems*; Dissertation; Universität Eindhoven; 1967
- [140] M. Jirousek, M. Peichl, H. Süß: *A multi-frequency microwave aperture synthesis radiometer for high-resolution imaging*; German Microwave Conference; Karlsruhe; 2006

- [141] M. Greiner: *Entwicklung neuartiger Bildrekonstruktionsverfahren für die Apertursynthese-Radiometrie*; Dissertation; Universität Karlsruhe; 2003
- [142] P. de Limburg Stirum: *Approche dans la reconstruction d'images pour radiomètres à synthèse d'ouverture*; Diplomarbeit; École Royale Militaire; Brüssel; 2008
- [143] P. de Maagt: *Large synthetic aperture: ESA the geostationary atmospheric sounder project*; Techno/Innovation Days; Noordwijk; 2010

Lebenslauf

Persönliche Daten

Matthias Jirousek

Klosterholzweg 6

82319 Starnberg

geb. am 24. August 1975 in Gernsbach

verheiratet, 2 Kinder

Schulbildung

1982 – 1984 Grundschule Hilpertsau

1984 – 1986 Grundschule Gernsbach

1986 – 1992 Gymnasium Gernsbach

1992 – 1995 Technisches Gymnasium Rastatt (Abitur)

Studium

1996 – 2002 **Universität Karlsruhe (KIT)**, Studium der Elektrotechnik und Informationstechnik; Studienrichtung: Hochfrequenztechnik

Diplomarbeit (DLR): *Weiterentwicklung eines experimentellen Apertursynthese-Radiometers für hochaufgelöste passive Abbildungen im Millimeter- und Mikrowellen-Bereich*

2001 Praktikum bei der Alaska Satellite Facility (ASF), Fairbanks, Alaska, USA

Berufliche Erfahrung am DLR

2003 – 2011 Theoretische Untersuchungen und Aufbau eines spektralen Apertursynthese Radiometers

2005 – 2011 Verantwortlicher für die Entwicklung unterschiedlichster Radiometersysteme u.a. eines vollpolarimetrischen Radiometers

2008 –2011 Verantwortlicher für die Entwicklung eines breitbandigen frequenzmodulierten Pulsradarsystems

2010 – 2011 Verantwortlicher für die HF-Entwicklung eines neuartigen breitbandigen Transponders zur Satellitenkalibration