GEOWISSENSCHAFTLICHE MITTEILUNGEN

Heft Nr. 82, 2008

Bestimmung des atmosphärischen Wasserdampfes mittels VLBI als Beitrag zur Klimaforschung

Robert Heinkelmann

Veröffentlichung
des Instituts für Geodäsie und Geophysik

ISSN 1811-8380

Schriftenreihe der Studienrichtung VERMESSUNG UND GEOINFORMATION
TECHNISCHE UNIVERSITÄT WIEN

2008
Published by the Institutes
of the Course on 'Geodesy and Geoinformation'
of the Vienna University of Technology
Gusshausstrasse 27-29
A-1040 Vienna

Responsible for this Issue: Prof. Dr.-Ing. Harald Schuh
Printed by: Grafisches Zentrum HUT GmbH

Die Kosten für den Druck werden vom Institut für Geodäsie und Geophysik getragen.

Diese Arbeit wurde an der Fakultät für Mathematik und Geoinformation der Technischen Universität Wien zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der technischen Wissenschaften eingereicht.

Begutachter:

Prof. Dr.-Ing. Harald Schuh
Institut für Geodäsie und Geophysik der Technischen Universität Wien
A-1040 Wien, Gusshausstrasse 27-29, Österreich

Priv.-Doz. Dr.-Ing. Axel Nothnagel
Institut für Geodäsie und Geoinformation der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
D-53115 Bonn, Nussallee 17, Deutschland

Tag der mündlichen Prüfung: 19.09.2008

Auflage: 130 Stück

ISSN 1811-8380

Kurzfassung

Innerhalb der geodätischen Weltraumverfahren verfügt die VLBI (Very Long Baseline Interferometry) über lange und homogene Beobachtungsreihen, deren Anfänge in den späten siebziger Jahren teilweise über 25 Jahre zurückliegen. An den global verteilten VLBI-Stationen wurden seit den Anfängen parallel zu den geodätischen Messungen die meteorologischen Größen Luftdruck, relative Feuchte und Temperatur aufgezeichnet. Die Refraktionen der geodätischen Beobachtungssignale in der Troposphäre werden überwiegend als zu korrigierende Fehleranteile betrachtet und im Zuge der Analyse mit entsprechenden Modellen korrigiert, damit die primären geodätischen Zielparameter möglichst unverfälscht erhalten werden. Aus den in der Parameterschätzung bestimmten troposphärischen Laufzeitverzögerungen kann jedoch mit Hilfe der meteorologischen Zustandsgrößen der Wasserdampfgehalt der freien Atmosphäre in der Nähe der Beobachtungsstationen abgeleitet werden. Da im Vergleich zu den Satellitenpositionierungsverfahren bei VLBI wegen der Richtwirkung der Teleskope auch bei Beobachtung unter sehr kleinen Elevationswinkeln keine nennenswerten Mehrwegeffekte auftreten, können diese für die Bestimmung der Troposphärenparameter äußerst wertvollen Beobachtungen in die Auswertung miteinbezogen werden. Die Berücksichtigung dieser niedrigen Beobachtungen bringt eine hohe Dekorrelation der Parametergruppen der Troposphäre, der Uhren und der Stationshöhen mit sich und verbessert die Schätzung der Troposphärengradienten. Die vorliegende Arbeit untersucht die Möglichkeiten und Grenzen der VLBI lange Zeitreihen homogener troposphärischer Laufzeitverzögerungen für klimatische Studien bereitzustellen. Die in der VLBI-Auswertesoftware OCCAM vorhandenen Analyseoptionen und Modelle werden hinsichtlich ihres Einflusses auf die Bestimmung überprüft, woraufhin eine optimale Analysekonfiguration vorgeschlagen werden kann. Die langen Zeitreihen werden mit den Zeitreihen anderer Analysezentren des IVS (International VLBI Service for Geodesy and Astrometry) verglichen und kombiniert. Das kombinierte IVS-Troposphärenprodukt wird mit einem Troposphärenprodukt des IGS (International GNSS Service) und mit den aus dem numerischen Wettermodell des ECMWF (European Centre for Medium-range Weather Forecasts) abgeleiteten Laufzeitverzögerungen verglichen.

Abstract

Among the space geodetic techniques VLBI provides long and homogeneous time series of observations, which date back to the late seventies covering almost 25 years. Since then meteorological surface data such as atmospheric pressure, relative humidity, and air temperature were simultaneously recorded at its globally distributed network stations. So far the refraction of geodetic radio signals by the troposphere were mostly considered a nuisance, for what geodetic parameters of interest have to be corrected during the analysis. However, the estimated tropospheric delays together with the surface meteorological data enable the derivation of water vapor within the free atmosphere surrounding the sites. Due to the pointing characteristics of VLBI antennae the technique is insensitive to multi-path effects, thus it is possible to include observations under very low elevation angles for the determination of tropospheric parameters. Processing those observations within the parameter estimation accomplishes a high degree of decorrelation between troposphere, clock, and vertical station groups of parameters and enhances the feasibility to obtain reliable troposphere gradients. In the course of the thesis the application and limits of VLBI for the determination of long and homogeneous time series of tropospheric water vapor are investigated in terms of its possible role in climate research. Effects due to analysis options and models within the VLBI software package OCCAM are quantified in order to develop an optimal analysis configuration. Long time series of tropospheric signal delays are thereupon compared and combined with the time series of seven other Analysis Centers of the IVS. The IVS combined troposphere time series are compared with a combined IGS troposphere product and with theoretical delays derived by numerical integration through meteorological data of the ECMWF weather model.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis ..... - 9 -
Tabellenverzeichnis ..... - 11 -
Abkürzungsverzeichnis ..... - 12 -

Einleitung ..... - 16 -

1 Rolle der VLBI für die Beobachtung des Klimas und des globalen Wandels ..... - 18 -
1.1 Globaler terrestrischer Referenzrahmen ..... - 19 -
1.2 Postglaziale Landhebungen und Krustenbewegungen ..... - 20 -
1.3 Globaler Meeresspiegel ..... - 20 -
1.4 El Niño Southern Oscillation ..... - 21 -
1.5 Atmosphärischer Wasserdampf ..... - 22 -

2 VLBI ..... - 25 -
2.1 Raumsegment der VLBI, kosmische Radioquellen ..... - 25 -
2.2 Ausbreitungsmedium der Radiostrahlung ..... - 27 -
2.3 Bodensegment der VLBI, Radioteleskope ..... - 29 -
2.4 Signal und Signalverarbeitung am Radioteleskop ..... - 32 -
2.5 Interferometrische Anordnung, interferometrisches Prinzip ..... - 33 -
2.6 Die Erde als Träger der Interferometerbasen ..... - 35 -
2.7 Bestimmung der Observablen am Korrelator ..... - 36 -
2.8 Genauigkeit der Gruppenlaufzeit ..... - 37 -

3 Bezugssysteme und Bezugsrahmen der VLBI ..... - 39 -
3.1 Himmelsbezugssysteme ..... - 39 -
3.1.1 Kinematisches Himmelsbezugssystem ..... - 39 -
3.1.2 Dynamisches Himmelsbezugssystem ..... - 40 -
3.2 Himmelsbezugsrahmen ..... - 41 -
3.2.1 Kinematische Himmelsbezugsrahmen ..... - 41 -
3.2.2 Dynamische Himmelsbezugsrahmen ..... - 42 -
3.3 Erdfeste Bezugssysteme ..... - 44 -
3.4 Erdfeste Bezugsrahmen ..... - 45 -
3.5 Bezugssysteme und Zeit ..... - 47 -
3.5.1 Formalismen im Rahmen der Relativitätstheorie ..... - 47 -
3.5.1.1 Zeitdilatation in der Speziellen Relativitätstheorie ..... - 47 -
3.5.1.2 Gravitative Zeitdilatation ..... - 48 -
3.5.2 ITRF Zeitskala ..... - 49 -
3.5.3 ICRF Zeitskala ..... - 50 -

4 Das mathematische Modell der geodätischen VLBI ..... - 52 -
4.1 Die Modelle der Laufzeitdifferenz ..... - 52 -
4.1.1 Das geometrische Modell ..... - 52 -
4.1.2 Bezug zum baryzentrischen Quasiinertialsystem ..... - 53 -
4.1.3 Das IERS Konsensusmodell ..... - 54 -
4.1.4 Das IAU 1997 Modell ..... - 57 -
4.2 Transformation zwischen raumfestem und erdfestem Bezugsrahmen ..... - 60 -
4.2.1 Präzession ..... - 61 -
4.2.2 Nutationen ..... - 62 -
4.2.2.1 Geodätische Nutation ..... - 63 -
4.2.2.2 1980 IAU Theorie der Nutation ..... - 63 -
4.2.2.3 IERS 1996 Nutationsmodell, Herring-Modell ..... - 64 -
4.2.2.4 MHB2000 Modell ..... - 65 -
4.2.3 Polbewegung ..... - 66 -
4.2.4 Erdrotation ..... - 66 -
4.2.5 A priori Erdrotationsparameter ..... - 68 -
4.2.5.1 Ray-Modell ..... - 69 -
4.2.5.2 Eanes-Modell ..... - 70 -
4.3 Das Modell der Stationsbewegung ..... - 70 -
4.3.1 Lineare Stationsbewegungen ..... - 71 -

4.3.2 Nicht-lineare Stationsbewegungen ... - 71 -
4.3.2.1 Koordinatensprünge ... - 71 -
4.3.2.2 Abschnittsweise lineare Funktionen ... - 72 -
4.3.3 Gezeiten und Deformationen des festen Erdkörpers ... - 73 -
4.3.3.1 A priori Ephemeriden ... - 73 -
4.3.3.2 Gezeiten durch Variationen des Gravitationspotentials ... - 74 -
4.3.3.3 Gezeiten durch Variationen des Zentrifugalpotentials ... - 75 -
4.3.3.4 Deformationen des festen Erdkörpers durch ozeanische Auflasten ... - 77 -
4.3.3.5 Deformationen des festen Erdkörpers durch atmosphärische Auflasten ... - 78 -
4.3.3.6 Deformationen des festen Erdkörpers durch sekundäre Auflasten ... - 79 -
4.4 Korrekturen der Laufzeitdifferenz ... - 80 -
4.4.1 Laufzeitkorrektur infolge der Kabelkalibrierung ... - 80 -
4.4.2 Ionosphärische Laufzeitkorrektur ... - 80 -
4.4.3 Berechnung der topozentrischen Zenitdistanz ... - 81 -
4.4.4 Laufzeitkorrektur wegen temperaturabhängiger Antennendeformationen ... - 82 -
4.4.5 Laufzeitkorrektur wegen des Antennenachsenabstands ... - 83 -
4.4.6 Troposphärische Laufzeitkorrektur ... - 84 -
4.5 Bestimmung der Unbekannten, Parameterschätzung ... - 85 -
4.5.1 Lokale Lösung im Gauss-Markoff-Modell ... - 86 -
4.5.1.1 Definition des Parametervektors ... - 86 -
4.5.1.1.1 Uhrenparameter ... - 86 -
4.5.1.1.2 Troposphärische Parameter ... - 87 -
4.5.1.1.3 Parameter abschnittsweiser stetiger linearer Modelle ... - 88 -
4.5.1.2 Definition des Beobachtungsvektors ... - 88 -
4.5.1.2.1 Reduzierte Beobachtungen ... - 88 -
4.5.1.2.2 Pseudobeobachtungen ... - 89 -
4.5.1.3 Stochastisches Modell ... - 89 -
4.5.1.4 Datum der lokalen Lösung ... - 90 -
4.5.1.5 Bestimmung lokaler Parameter im Gauss-Markoff-Modell ... - 91 -
4.5.1.5.1 Anbringen der Uhrenmodelle ... - 92 -
4.5.1.5.2 Identifikation und Behandlung von Ausreißern ... - 92 -
4.5.1.5.2.1 BIBER-Schätzer ... - 93 -
4.5.1.5.2.2 Data snooping ... - 96 -
4.5.1.5.3 Bestimmung der robusten lokalen Parameter ... - 96 -
4.5.2 Bestimmung globaler Parameter ... - 96 -
4.5.2.1 Aufstellen der Normalgleichungen ... - 97 -
4.5.2.1.1 Definition des Parametervektors ... - 97 -
4.5.2.1.2 Definition der Normalgleichungsmatrix und des Vektors der rechten Seite ... - 97 -
4.5.2.2 Akkumulieren der Normalgleichungssysteme und globale Lösung ... - 97 -
4.5.2.2.1 Elimination von Parametern ... - 98 -
4.5.2.2.2 Reduktion von Parametern ... - 98 -
4.5.2.2.3 Akkumulieren der Normalgleichungssysteme ... - 99 -
4.5.2.2.4 Datum der globalen Lösung ... - 100 -
4.5.2.2.5 Inversion der akkumulierten Normalgleichungen und Lösen der globalen Parameter ... - 101 -

5 Troposphärenmodelle in der VLBI-Auswertung ... - 103 -
5.1 Weg der Radiosignale durch die Troposphäre ... - 103 -
5.2 Projektionsfunktionen ... - 106 -
5.3 Troposphärisches Modell ... - 107 -
5.3.1 Hydrostatische zenitale Laufzeitverzögerung ... - 108 -
5.3.1.1 Datengrundlagen für den Luftdruck ... - 109 -
5.3.1.1.1 In situ Luftdruckregistrierungen ... - 110 -
5.3.1.1.2 Luftdruckdaten aus numerischen Wettermodellen ... - 111 -
5.3.1.1.3 Luftdruckdaten aus empirischen meteorologischen Modellen ... - 111 -
5.3.1.1.3.1 Atmosphärenmodell von Berg ... - 112 -
5.3.1.1.3.2 GPT-Modell ... - 112 -
5.3.1.2 Homogenität der Druckwerte ... - 112 -
5.3.2 Gradientenmodelle ... - 115 -
5.3.3 Feuchte zenitale Laufzeitverzögerungen ... - 116 -
5.4 Bestimmung des Wasserdampfgehalts aus zenitalen feuchten Laufzeitverzögerungen ... - 117 -

6 Bestimmung langer Zeitreihen von Troposphärenparametern ..... - 118 -
6.1 Allgemeine Eigenschaften der verwendeten VLBI-Lösung ..... - 118 -
6.1.1 Auswahl der Beobachtungssessionen ..... - 119 -
6.1.2 Auswahl der Beobachtungsstationen ..... - 120 -
6.1.3 Auswahl der Radioquellen ..... - 123 -
6.1.4 Wahl der Modelle und Analyseoptionen ..... - 123 -
6.2 Bestimmung der Troposphärenparameter ..... - 124 -
6.2.1 Intervalllänge der abschnittsweise stetigen linearen Funktionen ..... - 124 -
6.2.2 Auswirkungen durch die Wahl der Quelle für den Luftdruck ..... - 126 -
6.2.3 Rolle des terrestrischen Referenzrahmens für die Bestimmung der Troposphärenparameter ..... - 129 -
6.2.4 Bedeutung der Projektionsfunktionen ..... - 133 -
6.2.5 Einfluss der minimalen Elevationsuntergrenze ..... - 134 -
6.2.6 Rolle der Troposphärengradienten ..... - 136 -
6.2.6.1 A priori Gradienten ..... - 137 -
6.2.6.2 Parameterisierung der Gradienten ..... - 137 -
6.3 Zusammenfassung der Effekte auf die Bestimmung der troposphärischen Laufzeitverzögerung ..... - 142 -

7 Analyse langer Zeitreihen des atmosphärischen Wasserdampfes ..... - 145 -
7.1 Komponentenmodell klimatischer Zeitreihen ..... - 145 -
7.2 Berücksichtigung der Extrema und Trennung der Komponenten ..... - 146 -
7.3 Spektralanalyse und Darstellung der zyklischen Komponente ..... - 146 -
7.3.1 Fourier-Methoden ..... - 147 -
7.3.1.1 Fourier-Transformation ..... - 147 -
7.3.1.2 Lomb-Scargle-Periodogramm ..... - 147 -
7.3.1.3 CLEAN-Algorithmus ..... - 148 -
7.3.2 Wavelet-Methoden ..... - 149 -
7.3.2.1 Wavelet-Transformation ..... - 151 -
7.3.2.2 Wavelet-Transformation als gewichtete Projektion ..... - 152 -
7.3.2.3 Normalisierte quadratische B-splines ..... - 152 -
7.3.3 Analyse der zyklischen Komponente zenitaler Laufzeitverzögerungen ..... - 153 -
7.4 Darstellung der Trendkomponente ..... - 156 -
7.4.1 Räumliche Repräsentanz ..... - 158 -
7.4.2 Zeitliche Repräsentanz ..... - 158 -
7.5 Zusammenfassung der analytischen Darstellung langer Zeitreihen zenitaler Laufzeitverzögerungen ..... - 158 -

8 Vergleich und Kombination langer Zeitreihen von Troposphärenparametern ..... - 160 -
8.1 Vergleich und Kombination der Troposphärenparameter innerhalb des IVS ..... - 160 -
8.1.1 Kurzfristiges IVS-Troposphärenprodukt ..... - 161 -
8.1.1.1 Kombinationsverfahren beim kurzfristigen Troposphärenprodukt des IVS ..... - 161 -
8.1.1.2 Genauigkeit des kurzfristigen IVS-Troposphärenprodukts ..... - 162 -
8.1.2 Langfristiges IVS-Troposphärenprodukt ..... - 164 -
8.1.2.1 Kombinationsverfahren beim langfristigen IVS-Troposphärenprodukt ..... - 164 -
8.1.2.2 Genauigkeit des langfristigen IVS-Troposphärenprodukts ..... - 167 -
8.1.2.3 Vergleich der Koeffizienten des klimatischen Zeitreihenmodells ..... - 169 -
8.2 Vergleich der Troposphärenparameter des IVS mit denen des IGS und mit Laufzeitverzögerungen auf Grundlage des ECMWF ..... - 172 -
8.2.1 Vergleich zwischen kombinierten Troposphärenparametern von IVS und IGS ..... - 173 -
8.2.1.1 Systematische und statistische Abweichungen zwischen den kombinierten Troposphärenprodukten von IVS und IGS ..... - 173 -
8.2.1.2 Vergleich der linearen Trends zwischen den Troposphärenprodukten von IVS und IGS ..... - 176 -
8.2.2 Systematische und statistische Abweichungen zwischen dem kombinierten Troposphärenprodukt des IVS und Laufzeitverzögerungen auf Grundlage des ECMWF ..... - 178 -
8.2.2.1 Vergleich der linearen Trends zwischen dem Troposphärenprodukt des IVS und den auf Grundlage des ECMWF berechneten Laufzeitverzögerungen ..... - 179 -
8.3 Zusammenfassung und Darstellung der signifikanten linearen Trends des kombinierten IVS-Produkts . - 180 -

9 Zusammenfassung und Ausblick ..... - 183 -

Quellenverzeichnis ..... - 186 -

Abbildungsverzeichnis

Abb.	Bezeichnung	S.
1.1	Energieaufnahme und -transport durch die Atmosphäre	- 22 -
1.2	Ausgehende Wärmestrahlung und Absorptionskoeffizienten	- 23 -
1.3	Radiosonde	- 24 -
1.4	Wasserdampfradiometer	- 24 -
2.1	Radiogalaxie 3C219	- 26 -
2.2	Opazität der Atmosphäre	- 28 -
2.3a	Radioastronomische Viel-Element-Antenne	- 30 -
2.3b	Geodätische Einzelantenne	- 30 -
2.3c	Mobile VLBI-Antenne	- 30 -
2.3d	Ehemals mobiles VLBI-System	- 30 -
2.4	VLBI-Referenzpunkt	- 31 -
3.1	Mittlerer Pol und Äquinoktium	- 43 -
3.2	Zeitskalen	- 51 -
4.1	Geometrisches VLBI-Modell	- 52 -
4.2	Präzessionsmodell	- 62 -
4.3	Nutation	- 62 -
4.4	Polbewegung und Polwanderung	- 67 -
4.5a	Alt-azimutale Montierung	- 83 -
4.5b	Äquatorielle Montierung	- 83 -
4.6	Abstand der Antennenachsen	- 84 -
5.1	Weg eines Radiosignals durch die Atmosphäre	- 104 -
5.2	Wassermolekül	- 105 -
6.1	Anzahl Sessionen nach Jahren	- 119 -
6.2	Stationen in der Standardlösung des IGG	- 121 -
6.3	Beobachtungssessionen in der Standardlösung des IGG	- 122 -
6.4	Subtägliche Variationen der ZWD	- 125 -
6.5	ZWD an der Station WETTZELL mit und ohne PWLF	- 126 -
6.6	Vergleich der Luftdruckwerte verschiedener Quellen	- 127 -
6.7	ZWD an der Station HARTRAO bei verschiedenen Luftdruckwerten	- 128 -
6.8	Änderung von ZWD bei Änderung des Luftdrucks	- 129 -
6.9	ZWD bei Festhalten der Stationskoordinaten auf ihren a priori Werten in verschiedenen Katalogen	- 130f -
6.10	Änderungen von ZWD bei Änderung der Stationshöhe	- 132 -
6.11	ZWD bei Verwendung verschiedener Projektionsfunktionen	- 133f -
6.12	Mittlere Abweichungen bei Verwendung verschiedener Projektionsfunktionen	- 135 -
6.13	ZWD bei Verwendung verschiedener Elevationsuntergrenzen	- 136 -
6.14	DAO a priori Gradienten	- 138 -
6.15	ZWD mit und ohne a priori Gradienten	- 139f -
6.16	ZWD und Gradienten mit 6-stündiger Intervalllänge	- 141 -
6.17	ZWD bei verschiedenen Gradienten-Parameterisierungen	- 142 -
7.1	Vereinfachtes Morlet-Wavelet	- 151 -
7.2	B-spline Skalierungsfunktion	- 153 -

7.3	Fourier-Spektren der ZWD	- 154 -
7.4	Wavelet-Spektren der ZWD	- 155 -
7.5	Wavelet-Filterbank der ZWD	- 156 -
7.6	Approximationen durch B-Spline-Wavelets	- 157 -
7.7	Analysekette zenitaler Laufzeitverzögerungen	- 159 -
8.1	Kombination des kurzfristigen IVS-Troposphärenprodukts	- 162 -
8.2	Abweichungen gegenüber dem kurzfristigen IVS-Troposphärenprodukt	- 163 -
8.3	ZWD Abweichungen von AUS gegenüber IVS2005A und IVS2008A	- 169 -
8.4	Vergleich zwischen IVS und IGS kombinierten ZTD	- 175 -
8.5	Inkonsistenzen zwischen IVS und IGS kombinierten ZTD	- 177 -
8.6	Lineare Trendmatrix an der Station WETTZELL	- 181 -
8.7	Signifikante lineare Trends des kombinierten IVS-Produkts	- 182 -

Tabellenverzeichnis

Tab.	Bezeichnung	S.
3.1	Standardabweichung der Beobachtungsverfahren, die zum ITRF2005 beitragen	- 46 -
4.1	Maximale gravitative Laufzeitdifferenzen	- 59 -
4.2	Post-post-Newtonsche Laufzeitdifferenzen	- 59 -
4.3	Episodische Stationsbewegungen	- 72 -
5.1	Bestandteile der trockenen Luft	- 105 -
5.2	Moderne Projektionsfunktionen	- 107 -
6.1	Mobile Antennenplattformen	- 120 -
6.2	Nicht berücksichtigte VLBI-Antennen	- 121 -
6.3	Effekte auf die Bestimmung der ZWD	- 143 -
6.4	Zwölf repräsentative Netzwerkstationen des IVS	- 144 -
8.1	IVS-Analysezentren (ACs), die zum kurzfristigen IVS-Troposphärenprodukt beitragen	- 161 -
8.2	IVS-Analysezentren (ACs), die zum langfristigen IVS-Troposphärenprodukt beitragen	- 164 -
8.3	Sprünge, die bei der Kombination des langfristigen IVS-Troposphärenprodukts korrigiert werden	- 165 -
8.4	Ausreißer, die nicht in die Kombination des langfristigen IVS-Troposphärenprodukts eingehen	- 166 -
8.5	Relative Gewichte der ZWD bestimmt durch VCE	- 166 -
8.6	Relative Gewichte der ZTD bestimmt durch VCE	- 167 -
8.7	Abweichungen der ZWD der einzelnen Lösungen gegenüber der kombinierten IVS-Lösung	- 168 -
8.8	Koeffizienten des klimatischen Zeitreihenmodells	- 169f -
8.9	Lineare Trends bei synchronisierter Datengrundlage	- 171 -
8.10	Lineare Trends bei synchronisierter Datengrundlage ohne CNR	- 172 -
8.11	Abweichungen zwischen den kombinierten IVS- und IGS-Troposphärenprodukten	- 174 -
8.12	Vergleich der linearen Trends von IVS- und IGS-Troposphärenprodukten	- 176 -
8.13	Abweichungen und Korrelationskoeffizienten zwischen dem kombinierten IVS-Troposphärenprodukt und den auf Grundlage des ECMWF berechneten Laufzeitverzögerungen	- 179 -
8.14	Vergleich der linearen Trends zwischen ECMWF und IVS-Troposphärenprodukt	- 180 -
8.15	Signifikante lineare Trends des kombinierten IVS-Produkts	- 181 -

Abkürzungsverzeichnis

AAM	Atmospheric Angular Momentum
AC	Analysis Center
ACES	Atomic Clock Ensemble in Space (ESA)
AGN	Active Galactic Nucleus
ART	Allgemeine RelativitätsTheorie
ASCII	American Standard Code for Information Interchange
AUI	Associated Universities, Inclusive
AUS	Geoscience Australia
BIBER	Bounded Influence By standardizEd Residuals
BIH	Bureau International de l'Heure
BKG	Bundesamt für Kartographie und Geodäsie
BLUE	Best Linear Unbiased Estimation / Estimator
CCD	Charge-Coupled Device
CEP	Celestial Ephemeris Pole
CGS	Centro di Geodesia Spaziale (ASI)
CHAMP	CHAllenging Minisatellite Payload (GFZ, DLR)
CIO	Celestial Intermediate Origin
CIO	Conventional International Origin
CIP	Celestial Intermediate Pole
CLINO	CLImate NOrmal period
CNR	Istituto di Radioastronomia (Istituto Nazionale di Astrofisica)
CORE	Continuous Observation of the Rotation of Earth (type of session)
CORE-OHIG	Continuous Observation of the Rotation of Earth with OHIGGINS (type of session)
CRF	Celestial Reference Frame
DAO	Data Assimilation Office (NASA)
DB	DataBase Format
DC	IVS Data Center
DFT	Discrete Fourier Transform
DGF	Deutsches Geodätisches Forschungsinstitut
DGFI	Deutsches Geodätisches Forschungsinstitut
DLR	Deutsche Luft- und Raumfahrt
dof	degree of freedom
DORIS	Doppler Orbitography and Radiopositioning Integrated by Satellite
DOS	Disc Operating System (OS)
DSN	Deep Space Network
D-VLBI	Differential - VLBI
ECMWF	European Centre for Medium-range Weather Forecasts
ENSO	El Nino - Southern Oscillation
EOP	Earth Orientation Parameters
ERA-40	40 years ECMWF Re-Analysis product
ERP	Earth Rotation Parameters
ESA	European Space Agency
ET	Ephemeris Time
EVN	European VLBI Network
FCN	Free Core Nutation

FESG	ForschungsEinrichtung SatellitenGeodäsie
FFT	Fast Fourier Transform
GAIA	Global Astrometric Interferometer for Astrophysics
GARS	German Antarctic Receiving Station
GAST	Greenwich Apparent Sidereal Time
GCRS	Geocentric Celestial Reference System
GEOS	Goddard Earth Observing System (NASA)
GGOS	Global Geodetic Observing System (IAG)
GHE	Hydrostatic East-West-Gradient
GHN	Hydrostatic North-South-Gradient
GMF	Global Mapping Functions
GMM	Gauss-Markov-Model
GMST	Greenwich Mean Sidereal Time
GNSS	Global Navigation Satellite System
GOCE	Gravity field and steady state Ocean Circulation Explorer
GPS	Navstar Global Positioning System
GPT	Global Pressure and Temperature model
GRACE	Gravity Recovery And Climate Experiment
GSFC	Goddard Space Flight Center (NASA)
GWE	Wet East-West-Gradient
GWN	Wet North-South Gradient
HIRLAM	HIgh Resolution Limited Area Model (International HIRLAM programme)
IAA	Institute of Applied Astronomy (Russian Academy of Sciences)
IAG	International Association of Geodesy
IAMG	International Association of Mathematical Geology
IAU	International Astronomical Union
IB	Inverted Barometer hypothesis
ICRF	International Celestial Reference Frame
ICRF2	International Celestial Reference Frame, 2nd realization
ICRF-Ext.1	International Celestial Reference Frame, 1st Extension
ICRF-Ext.2	International Celestial Reference Frame, 2nd Extension
ICRS	International Celestial Reference System
IDS	International DORIS Service
IERS	International Earth Rotation and Reference Systems Service
IF	Intermediate Frequency
IGG	Institute of Geodesy and Geophysics (Vienna University of Technology)
IGS	International GNSS Service
ILRS	International Laser Ranging Service
ILS	International Latitude Service
IMF	Isobaric Mapping Functions
IPCC	Intergovernmental Panel on Climate Change
IRIS-A	International Radio Interferometric Survey - A (type of session)
IRIS-S	International Radio Interferometric Survey - S (type of session)
IRS	Intermediate Reference System
ITRF	International Terrestrial Reference Frame
ITRS	International Terrestrial Reference System
IUGG	International Union of Geodesy and Geophysics

IVP	InVariant Point
IVS	International VLBI Service for geodesy and astrometry
IVS-OHIG	IVS OHIGGINS (type of session)
JARE	Japanese Antarctic Research Expedition
JD	Julian Day
JPL	Jet Propulsion Laboratory
LAST	Local Apparent Sidereal Time
LEO	Low Earth Orbiter
LLR	Lunar Laser Ranging
LO	Local Oscillator
LOD	Length Of Day
LSM	Least-Squares-Method
MAO	Main Astronomical Observatory (National Academy of Sciences of Ukraine)
MEI	Multivariate ENSO-Index
MF	Mapping Functions
MJD	Modified Julian Day
MM5	Mesoscale Meteorology Model 5 (NCAR)
MV1, 2, 3	Mobile VLBI equipment 1, 2, 3
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NCAR	National Center of Atmospheric Research
NCEP	National Centers of Environmental Prediction
NGS	National Geodetic Survey
NMF	New Mapping Functions / Niell Mapping Functions
NNR	No Net Rotation
NNT	No Net Translation
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration
NRAO	National Radio Astronomy Observatory
NSF	National Science Foundation
NWM	Numerical Weather Model
OSO	Onsala Space Observatory (Chalmers University of Technology)
PFCN	Prograde Free Core Nutation
POLARIS	POLar-motion Analysis by Radio Interferometric Surveying (type of session)
POLAR-S	POLar-motion Analysis by Radio interferometric Surveying (type of session)
PPP	Precise Point Positioning
PRARE	Precise Range And range-Rate Equipment
PREM	Preliminary Reference Earth Model
PW	Precipitable Water
PWLF	PieceWise Linear Function
Quasar	Quasi stellar radio source
RF	Received Frequency
RFCN	Retrograde Free Core Nutation
RFI	RadioFrequency Interference
rms	root mean square
RS	RadioSonde
RTW	RadioTeleskop Wettzell
SAGE	Stratospheric Aerosol and Gas Experiment
SI	Systeme International

SIM	Space Interferometry Mission
SINEX	Software INdependent EXchange format
SLR	Satellite Laser Ranging
SMMR	Scanning Multichannel Microwave Radiometer (NOAA)
SNHT	Standard Normal Homogeneity Test
SNR	Signal to Noise Ratio
SOI	Southern Oscillation Index
SRT	Spezielle RelativitätsTheorie
SSM/I	Special Sensor Microwave Imager (NOAA)
SST	Sea Surface Temperature
ST	Sidereal Time
STH-TRF	SouTHern Terrestrial Reference Frame (type of session)
SUR	IVS-Survey (type of session)
SURVEY-S	SURVEY South (type of session)
TAI	Temps Atomique International
TCB	Temps Coordonnée Barycentrique
TCG	Temps Coordonnée Géocentrique
TDB	Temps Dynamique Barycentrique
TDT	Temps Dynamique Terrestrique
TGP	Tide Generating Potential
TIGO	Transportable Integrated Geodetic Observatory (BKG)
TOVS	TIROS Operational Vertical Sounder (NOAA)
TRF	Terrestrial Reference Frame
TRS	Terrestrial Reference System
TT	Temps Terrestrique
UT1	Universal Time 1
UTC	Universal Time Coordinated
UV	Ultraviolett
VCE	Variance Component Estimation
VCS	VLBA Calibrator Survey
VLA	Very Large Array (NRAO)
VLBA	Very Long Baseline Array (NRAO)
VLBI	Very Long Baseline Interferometry
VMF1	Vienna Mapping Functions 1
VRP	VLBI Reference Point
WMO	World Meteorological Organization
wrms	weighted root mean square
WVR	Water Vapor Radiometer
ZHD	Zenith Hydrostatic Delay
ZTD	Zenith Total Delay
ZWD	Zenith Wet Delay

Einleitung

Klima, Klimaschwankungen und die diesbezügliche Rolle des Menschen sind besonders in den letzten Jahren, in denen sich die Nachrichten über extreme Wetterereignisse und die globale Temperaturzunahme häufen, äußerst populäre allgegenwärtige Themen geworden. Obwohl sich die Anzeichen der menschlichen Einwirkung auf das Klima verdichten, sind weder die Rolle der Antroposphäre noch die Außergewöhnlichkeit des derzeitigen Klimawandels unzweifelhaft nachgewiesen.
Das Klima wird im Allgemeinen durch örtliche oder globale Zeitreihen der Klimafaktoren, darunter beispielsweise Temperatur, Luftfeuchtigkeit, Niederschlag, Luftdruck, Windgeschwindigkeit und –richtung dargestellt und vielfach als mittleres oder durchschnittliches Wetter bezeichnet. Schwankungen der Mittelwerte der Klimafaktoren fanden und finden stets statt. Während die wissenschaftliche Problemstellung der Klimaerfassung seit Beginn der Wetteraufzeichnung im Grunde als unverändert betrachtet werden kann, haben sich die zur Erfassung herangezogenen Messverfahren und damit die Datengrundlage zur Beschreibung des Klimas im Zuge der technischen Entwicklung stark verändert.
Der atmosphärische Wasserdampf, dessen Rolle im globalen Wasserhaushalt und für das Klima allgemein unzureichend erfasst und verstanden ist, ist eines der wesentlichen Klimaelemente. Die vorhandenen Beobachtungssysteme zur Erfassung des atmosphärischen Wasserdampfs sind

(i) meteorologische Beobachtungen an der Erdoberfläche (z. B. Psychrometer und Hygrometer),
(ii) bodengestützte Fernerkundung (z. B. Raman Lidar oder differentielle Absorptions-Lidar sowie Wasserdampfradiometer),
(iii) Radiosonden,
(iv) flugzeuggestützte (*airborne*) Instrumente wie Hygrometer, Lidar und kapazitive Sensoren und
(v) satellitengestützte (*spaceborne*) Systeme wie zum Beispiel Infrarotsensoren: TOVS (*TIROS Operational Vertical Sounder*), Mikrowellensensoren: SMMR (*Scanning Multichannel Microwave Radiometer*), SSM/I (*Special Sensor Microwave Imager*) und Sonnenokultationstechniken: SAGE (*Stratospheric Aerosol and Gas Experiment*) [AGU, 1995].

Der Einsatz des GPS (*Navstar Global Positioning System*) sowohl bodengestützt [Rocken et al., 1993] als auch in Verbindung mit tieffliegenden Satelliten (LEO, *Low Earth Orbiter*) wie zum Beispiel CHAMP (*CHAllenging Minisatellite Payload*) in Form von Okkultationsmessungen [Reigber et al., 2004] wurde seit den neunziger Jahren erprobt und etabliert. Die Beobachtungen des geodätischen Weltraumverfahrens VLBI (*Very Long Baseline Interferometry*) beruhen ähnlich dem GPS-Verfahren auf Radiosignalen, die in der Troposphäre, das ist die unterste Schicht der Atmosphäre, in der ein Großteil des Wettergeschehens stattfindet, von den vorherrschenden Bedingungen beeinflusst werden. Um die für die Geodäsie relevanten Größen aus den Messungen ableiten zu können, werden in der VLBI-Auswertung üblicherweise Korrekturen der troposphärischen Laufzeitverzögerungen bestimmt und angebracht. Dabei stellen die troposphärischen Effekte auf die Messungen für die geodätische Datenanalyse lediglich einen Störfaktor dar. Die in der Auswertung bestimmten troposphärischen Korrekturen enthalten jedoch sehr genaue Informationen über den Wasserdampfgehalt der freien Atmosphäre in der Umgebung der VLBI-Beobachtungsstationen während der Messungen.

In der vorliegenden Arbeit werden die Möglichkeiten und Grenzen der Bestimmung langer Zeitreihen des atmosphärischen Wasserdampfs aus Beobachtungen der geodätischen VLBI hinsichtlich Homogenität und Eignung für klimatische Studien aufgezeigt.
Dabei wird zunächst (Kapitel 1) eine kurze Einführung in das Spektrum möglicher klimatischer Anwendungen der geodätischen Weltraumverfahren, insbesondere der VLBI, gegeben und auf die mögliche Rolle der VLBI für die Klimatologie des atmosphärischen Wasserdampfs hingewiesen.
Die darauf folgenden Abschnitte enthalten eine allgemeine Einführung in das Messverfahren der VLBI (Kapitel 2), knappe Darstellungen der in der Auswertung verwendeten Referenzsysteme und

Referenzrahmen (Kapitel 3) sowie der Modelle und Analyseoptionen (Kapitel 4), mit deren Hilfe die troposphärischen Laufzeitverzögerungen und die geodätischen Parameter bestimmt werden. Nur durch den Einblick in das Messverfahren kann die Genauigkeit der Bestimmung des Wasserdampfs mittels VLBI richtig eingeschätzt werden. Die Darstellung in diesem Teil der Arbeit beschränkt sich auf die in der VLBI-Software OCCAM 6.1 [Titov et al., 2004] und dem Modul CS der DOGS [Gerstl et al., 2000] enthaltenen Methoden und Modelle.
Der troposphärischen Modellbildung für die geodätischen Messverfahren, die Mikrowellen beobachten, wird im Anschluß ein eigenes Kapitel (5) eingeräumt. Die hier dargestellten Zusammenhänge nehmen wesentlichen Einfluß auf die Genauigkeit der Wasserdampfbestimmung mittels VLBI.
Der dann folgende Abschnitt präsentiert die Ergebnisse der durchgeführten Analysen; dabei wird besonders auf die Rolle der Analyseoptionen (Kapitel 6) für die Bestimmung der troposphärischen Laufzeitverzögerungen eingegangen mit dem Ziel eine optimale Analysestrategie für die Bestimmung langer Zeitreihen des atmosphärischen Wasserdampfs zu finden.
In Kapitel (7) wird ein mathematisches Modell der langen Zeitreihen troposphärischer Laufzeitverzögerungen hergeleitet, auf Grundlage dessen einerseits eine Ausreisseridentifikation und andererseits eine objektive Gewichtung bei der Intra-Technik-Kombination durch Varianzkomponentenschätzung erfolgen können.
Die Kombination langer Zeitreihen von troposphärischen Laufeitverzögerungen (Kapitel 8) erlaubt unter anderem eine empirische Abschätzung der relativen Genauigkeit des durch VLBI bestimmten atmosphärischen Wasserdampfs. In diesem Zusammenhang werden die Troposphärenprodukte des IVS (*International VLBI Service for Geodesy and Astrometry*) [Schlüter und Behrend, 2007] vorgestellt. Durch den Vergleich der kombinierten Zeitreihen des IVS mit entsprechenden Produkten des IGS (*International Global Navigation Satellite System Service*) [Dow et al., 2005] und des ECMWF (*European Centre for Medium-Range Weather Forecasts*) [ECMWF, 2007] kann ein empirisches Maß für die absolute Genauigkeit der durch VLBI bestimmten troposphärischen Laufzeitverzögerungen erhalten werden.
In einer abschließenden Zusammenfassung (Kapitel 9) werden die gewonnenen Ergebnisse interpretiert und eingeordnet sowie mögliche weiterführende Fragestellungen aufgeworfen.

Warming of the climate system is unequivocal, as is now evident from observations of increases in global average air and ocean temperatures, widespread melting of snow and ice, and rising global average sea level.
IPCC 4th assessment report [IPCC, 2007]

1 Rolle der VLBI für die Beobachtung des Klimas und des globalen Wandels

Durch die folgenden grundlegenden Eigenschaften eignet sich die VLBI besonders gut, klimatische Effekte und den globalen Wandel zu beobachten:

(i) Den VLBI-Stationen kommt allgemein eine besondere Bedeutung zu, da mit ihnen meistens eine ausgeprägte Infrastruktur und Personal zur Verfügung stehen. Die gewöhnlich fest installierten Antennen bedeuten, auch wegen der erheblichen Kosten für die Anschaffung, meist Kontinuität der Beobachtungen über viele Jahre [Drewes, 2000].

(ii) Die VLBI ist innerhalb der Geodäsie das einzige Messverfahren, das einen Zusammenhang zwischen terrestrischen Stationen (TRF) und den Radioquellen (CRF) herstellt. Diese Verbindung erfolgt durch direkte Bestimmung der Präzession und der Erdorientierungsparameter, insbesondere der Nutation und der Erdrotation (ΔUT1) oder deren negativer Ableitung der Tageslänge (LOD). Diese eignen sich als Indikatoren für verschiedene globale Phänomene und sind unabhängig von den a priori Modellen der Präzession und Nutation. Bei der Bestimmung der Erdrotation durch VLBI wird kein dynamisches Zwischenreferenzsystem, wie etwa bei den satellitengestützten Verfahren benötigt, was die Parameter eindeutig und unabhängig von Hypothesen macht [Ihde et al., 1999].

(iii) VLBI-Beobachtungen sind unabhängig vom Gravitationsfeld der Erde und der Dynamik der Satellitenbahnen [z. B. Dermanis und Mueller, 1978], weshalb die durch VLBI bestimmten Stationskoordinaten keinen direkten Bezug zum Massenschwerpunkt der Erde, dem Geozentrum haben. Deshalb ist die VLBI-Messung unabhängig von Fehlern in der Bestimmung des Gravitationsfeldes. Der Maßstab der VLBI ist unabhängig von Unsicherheiten in der geozentrischen Gravitationskonstante GM = $3{,}986004418 \cdot 10^{14}$ $m^3 \cdot s^{-2}$ [IERS, 2004], dem Produkt aus der Gravitationskonstante G und der Masse der Erde M. Der fehlende Bezug zum Geozentrum macht die durch VLBI bestimmten Stationskoordinaten unabhängig von Variationen des Geozentrums. Im Gegensatz zu satellitengestützten Beobachtungsverfahren sind VLBI-Messungen unabhängig von Fehlern in der Bestimmung der Satellitenbahnen, die beispielsweise durch Unsicherheiten in der Modellierung des Gravitationsfeldes hervorgerufen werden können. Ebenso können durch VLBI Gezeiten- und Auflasteffekte unabhängig von indirekten Einflüssen durch Veränderungen des Gravitationspotentials erfasst werden. Die rein geometrischen Eigenschaften des VLBI-Messverfahrens ermöglichen einzigartige Beiträge zum globalen terrestrischen Referenzrahmen.

(iv) Im Gegensatz zu den globalen Satellitenpositionierungsverfahren (GNSS, *Global Navigation Satellite Systems*) treten bei der VLBI aufgrund der Richtantennen keine nennenswerten *multi-path*-Effekte auf. Dadurch können Beobachtungen auch unter vergleichsweise niedrigen Elevationswinkeln ausgeführt werden, die für die Trennung der Troposphärenparameter, der Uhrenparameter und der vertikalen Stationskoordinaten sehr wichtig sind. Es treten nicht so starke Korrelationen zwischen den entsprechenden Parametergruppen auf, wie beispielsweise bei der Beobachtung unter ausschließlich höheren Elevationswinkeln [Nothnagel et al., 2002]. Niedrige Beobachtungen sind insofern besonders gut zur Bestimmung der Troposphärenparameter insbesondere der Gradienten geeignet.

1.1 Globaler terrestrischer Referenzrahmen

Der wichtigste Beitrag der Geodäsie und damit der geodätischen VLBI für die Klimaforschung und für die Beobachtung des globalen Wandels ist die Bereitstellung eines verlässlichen, hochgenauen, globalen, terrestrischen Referenzrahmens. Die Genauigkeit des terrestrischen Bezugsrahmens ist für die Bestimmung der klimatischen Größen und des globalen Wandels von entscheidender Bedeutung. Nur durch den Bezug zu stabilen Referenzrahmen lassen sich geodätisch messbare globale Folgen des Klimawandels, wie beispielsweise der Anstieg des Meeresspiegels bestimmen [Carter et al., 1986].
Es ist offensichtlich, dass zur Erfassung globaler Phänomene globale Beobachtungstechniken eingesetzt werden müssen. Um ein Netz weltweit verteilter Stationen aufzubauen und zu betreiben, ist ein gewisser wirtschaftlicher Aufwand zur Bereitstellung der Infrastruktur und des Instrumentariums sowie für Personal notwendig.
Im folgenden werden einige einzelne Stationen des weltweiten VLBI-Beobachtungsnetzwerkes vorgestellt: Deutschland betreibt eine VLBI-Station OHIGGINS, GARS (*German Antarctic Receiving Station*) O'Higgins (DLR/BKG), am Rand der Antarktis. Diese VLBI-Station wurde am 10.1.1991 mit geodätischer Zielsetzung eingerichtet. Zu den geodätischen Messsystemen zählt neben VLBI, GPS und ehemals PRARE (*Precise Range And range Rate Equipment*) auch eine Pegelmessstation. Wegen der hohen Betriebskosten und der engen operativen Zeitfenster nimmt OHIGGINS nur an wenigen ausgesuchten VLBI-Sessionen teil. Die Beobachtungen finden ausschließlich in den antarktischen Sommermonaten Januar bis April und September bis November statt. Zu Beginn nahm OHIGGINS an wenigen Sessionen zur Verdichtung und Stärkung des südlichen terrestrischen Bezugsrahmens, darunter SURVEY-S, STH-TRF und POLAR-S sowie einzelnen IRIS-S Sessionen mit dem Primärziel der Erdrotationsbestimmung teil. Später wurde ein eigener Sessiontyp für OHIGGINS aus dem CORE-Programm eingeführt: CORE-OHIG, der heute unter dem Namen IVS-OHIG fortgeführt wird. Aktuell nimmt die Station jährlich an acht bis zehn dieser Experimente sowie an durchschnittlich zwei globalen T2-Sessionen teil. Mitarbeiter des Bundesamts für Kartographie und Geodäsie (BKG) stellten die Ergebnisse der einzelnen Verfahren und die Schwierigkeiten vor, die durch die unwirtliche Umgebung hervorgerufen werden [Reinhold et al., 2005]. Außerdem betreibt das japanische National Institute of Polar Research (JARE) eine VLBI-Station (SYOWA) auf dem Teil der Antarktis, der südlich von Afrika liegt. Die transportable Fundamentalstation TIGO wurde nach erfolgreichem Testbetrieb in Wettzell (TIGOWTZL) zwischen Ende 1997 bis Ende 2000 nach Concepción (TIGOCONC), Chile, verlegt, wo sie seit 2002 routinemäßig zu VLBI-Messungen (z. B. IVS-R1, -R4) beiträgt. Die einzige VLBI-Antenne auf dem afrikanischen Kontinent HARTRAO, Hatebeesthoek Radio Observatory, Südafrika, wurde zwischen 1961 bis 1974 als DSS51 *deep space network* (DSN) Station von der NASA *(National Aeronautics and Space Administration*) eingerichtet und zur Verfolgung (*tracking*) von Raumsonden genutzt. Nach Anpassung des Empfangssystems an die Frequenzen der geodätischen VLBI (X-Band, S-Band) nimmt die Station seit 1986 an geodätischen VLBI-Messungen teil. Eine weitere wichtige VLBI-Station für die Erfassung globaler Phänomene, die Antenne NYALES20, befindet sich in Ny-Ålesund, Spitzbergen an der Westküste der Hauptinsel Svalbard, Norwegen. Die Station wurde 1994 durch eine Kooperation von NASA, NOAA (*National Oceanic and Atmospheric Administration*) und der Norwegischen Vermessungsbehörde, Statens Kartverk, ins Leben gerufen und nimmt seit Anfang 1995 erfolgreich an VLBI-Messprogrammen teil. Die Verteilung der VLBI-Messstationen, insbesondere die Verdichtung auf der südlichen Hemisphäre, ist nach wie vor eine der Hauptaufgaben, um das Ziel der globalen Verteilung und damit der globalen Datenerfassung zu erreichen.
Die Verbesserung der Empfangssysteme ermöglicht die Konstruktion immer kleinerer, stabilerer und damit kosteneffizienterer Antennen bei gleichbleibender Messgenauigkeit (*Signal to Noise Ratio*, SNR). Beispielsweise erlaubt die etwa 4-fach höhere Datenaufzeichnungsrate beim Mark-IV gegenüber dem Vorgängersystem Mark-III den Betrieb von Antennen mit halb so großen Durchmessern bei konstantem SNR. Innerhalb des sogenannten VLBI2010-Committees des IVS werden derzeit Simula-

tionsrechnungen ausgeführt, die unter anderem die geodätischen Parameter der VLBI im Hinblick auf die Verteilung der Antennen optimieren sollen [Niell et al., 2005; Petrachenko, pers. Komm.].
Transport- und Personalkosten können durch unbemannten Antennenbetrieb reduziert werden, beispielsweise mit remote-Steuerung über das Internet [Remedi et al., 2006].
Einen hochgenauen, globalen, terrestrischen Referenzrahmen zur Verfügung zu stellen, kann jedoch nicht allein die Aufgabe der VLBI sein. Durch die Kombination der verschiedenen geodätischen Messverfahren kann das System Erde global und mit entsprechend dichten Beobachtungsnetzen erfasst werden [Rothacher und Beutler, 1998]. Die Internationale Gemeinschaft der Geodäsie *(International Association of Geodesy*, IAG) richtet deshalb ihr Hauptaugenmerk auf das globale geodätische Beobachtungssystem GGOS (*Global Geodetic Observing System*).

1.2 Postglaziale Landhebungen und Krustenbewegungen

Die Erdkruste (Lithosphäre) liegt auf dem oberen Teil des äußeren Erdmantels (Asthenosphäre) auf. Erhöht sich die Masse einer Lithosphärenplatte beispielsweise durch Binden von Wassermassen in Form von Gletschern, sogenannte Vergletscherung, so steigt deren Gewichtskraft und damit der Druck auf den darunterliegenden Teil des Erdmantels. Die viskosere Platte sinkt daraufhin in den Erdmantel ein. Verringert sich die Auflast im Beispiel durch Abschmelzen der Eismassen, so erfolgt eine allmähliche Heraushebung der Lithosphärenplatte, bis die Isostasie, das Gleichgewicht zwischen Auftriebs- und Gewichtskraft, wiederhergestellt ist (Archimedisches Prinzip). Die Dauer der Heraushebung hängt dabei von der Rheologie des Erdmantels ab.
Während der letzten Eiszeit am Ende des oberen Pleistozän (etwa 12.000 bis 6.000 v. Chr.) waren weite Teile der nördlichen Erdhalbkugel von bis zu 3 km dicken Gletschern bedeckt. Die am stärksten von der Vereisung betroffenen Regionen waren Fennoskandien, insbesondere Skandinavien mit dem Zentrum über der nördlichen Ostsee, sowie Teile Nordamerikas und Kanadas, mit dem Schwerpunkt über der Hudson-Bay. In diesen Regionen können postglaziale Landhebungen noch heute bis zu 10 mm pro Jahr betragen. Das Zentrum der Landhebung Skandinaviens hat beispielsweise seit der Eiszeit eine Anhebung von etwa 300 m erfahren. Effekte der postglazialen Landhebung können nicht nur in Regionen, die unmittelbar von Eismassen bedeckt waren, beobachtet werden [Mitrovica und Peltier, 1991]. So stieg durch das Abschmelzen der Gletschereismassen in der darauf folgenden Warmperiode, dem Holozän, die bis heute anhält, der Meeresspiegel um 120 bis 130 m [Lambeck, 1988]. Durch die extremen Massentransporte der Schmelzwasserabflüsse treten bis heute globale Deformationen der Lithosphäre in Form von vertikalen und horizontalen Krustenbewegungen auf. Die Effekte der postglazialen Landhebung dominieren die rezente Krustenbewegung in und in der Nähe von Gebieten der früheren Vergletscherung. Die räumliche Ausdehnung kann regional mehrere 100 bis 1000 km betragen. Während Plag und Gueguen [2002] von den Schwierigkeiten berichten, die postglazialen Intra-Platten-Deformationen von den Effekten der Plattenbewegung (*rigid plate motion*) zu trennen, gehen Lambeck et al. [2002] davon aus, postglaziale Landhebungssignale in durch VLBI bestimmten Zeitreihen von Stationskoordinaten entdeckt zu haben. Scherneck et al. [2002] geben ein Modell der postglazialen Landhebung innerhalb des Modells der Stationsbewegungen an.

1.3 Globaler Meeresspiegel

Als eine der bekanntesten Folgen der globalen Erwärmung (*global warming*) gilt der eustatische Anstieg des Meeresspiegels (*sea level raise*), darunter versteht man einen absoluten Massenzuwachs der Ozeanosphäre [Bretterbauer, 2004]. Pegelmessungen des Meeresspiegels erfolgen seit vielen Jahrzehnten überwiegend an Häfen. Die Anzahl der Pegelmessstationen (*tide gauges*), die seit länger als 25 Jahren beobachten, liegt etwa bei 600 [Emery und Aubrey, 1991]. Aus solchen Registrierungen

wurde ein globaler Anstieg des Meeresspiegels von 1 bis 2,5 mm pro Jahr errechnet. Die Unsicherheit dieser Berechnung ist jedoch groß. Manche benachbarte Pegelmessungen stimmen nicht überein, zeigen teilweise sogar verschiedene Vorzeichen. Die Messungen des eustatischen Meeresspiegels werden durch vertikale Krustenbewegungen verfälscht. Beispielsweise bewirkt die postglaziale Landhebung scheinbare Meeresspiegelabnahmen von bis zu 10 mm pro Jahr. Um die Veränderung des eustatischen Meeresspiegels zu erfassen, sind daher terrestrische Referenzrahmen mit absoluten Genauigkeiten der Geschwindigkeiten von weniger als 1 mm pro Jahr notwendig. Diese Anforderungen können selbst die modernen TRF besonders in der vertikalen Komponente kaum erfüllen. Um den Meeresspiegelanstieg dennoch bestimmen zu können, muss daher bisher auf indirekte Methoden ausgewichen werden. Beispielsweise werden die großen Eismassen der Erde, deren Abschmelzen einen signifikanten, globalen Anstieg des Meeresspiegels bedeuten würde, überwacht. Die globale Verteilung der Eismassen entfällt etwa zu 85% auf die Antarktis und zu 12% auf Grönland. Die übrigen 3% der Eismassen sind überwiegend in Berggletschern gebunden. Einem Anstieg des globalen Meeresspiegels von 1 mm stünde das gleichmäßige Abschmelzen des Grönlandeises von 16 cm gegenüber, was die indirekte Messung entsprechend vereinfacht.
Bereits 1960 äußerten Munk und MacDonald [1960] die Idee, das Abschmelzen des Eises anhand der Polbewegung und der Erdrotation festzustellen. Das Abschmelzen der Eiskappen und die entsprechenden Massenverlagerungen durch das Abfließen des Schmelzwassers sollten durch Änderungen der Polbewegung bzw. der Tageslänge nachvollziehbar sein. Die Polbewegung wäre ein hervorragender Proxy-Indikator für das Abschmelzen, wären da nicht eine ganze Reihe weiterer Phänomene, die ähnliche Effekte auf die Polbewegung ausüben, wie z. B. die postglaziale Landhebung. Darüber hinaus enthält die Polbewegung irreguläre dekadische Variationen, die meteorologischen Einflüssen zugeschrieben werden, aber auch durch tektonische Phänomene, wie z. B. durch Erdbeben bedingt sein können. Die periodischen Signale erschweren die Bestimmung der längerfristigen Trendanteile. Bei den Tageslängenzeitreihen (LOD) treten irreguläre Variationen innerhalb Zeiträumen von Wochen bis Jahren auf, die wahrscheinlich von Winden als Teil makroskaliger Wettersysteme (Großwetterlagen) ausgelöst werden. LOD-Zeitreihen enthalten außerdem dekadische Variationen, die Interaktionen zwischen dem flüssigen Erdkern und dem Erdmantel zugesprochen werden.
Aufgrund der Vielzahl an möglichen Ursachen können die Erdrotationsparameter daher nicht eindeutig zur hypothesenfreien Bestimmung des Abschmelzens der Eiskappen herangezogen werden, höchstens zur Bestimmung grober Grenzwerte [Carter und Robertson, 1991].
Die Lösung des Problems der globalen Meeresspiegelbestimmung wäre ein entsprechend genauer terrestrischer Referenzrahmen, zu dem die VLBI einen fundamentalen Beitrag leistet. Zusammen mit GPS-Empfängern an VLBI- und Pegelmessstationen könnte in einer kombinierten Auswertung sowohl die vertikale Krustenbewegung als auch der relative Meeresspiegelanstieg bestimmt und daraus der globale, eustatische Meeresspiegelanstieg abgeleitet werden.

1.4 El Niño Southern Oscillation

Das El Niño Phänomen ist gemeinsam mit der südlichen Oszillation (*southern oscillation*) ein gekoppeltes atmosphärisch-ozeanisches System, das oft gemeinsam als El Niño - Southern Oscillation (ENSO) bezeichnet wird. ENSO ist ein gravierendes klimatisches Ereignis, das unregelmäßig in Abständen von 3 bis 8 Jahren im südlichen Pazifik zwischen dem Norden Australiens, dem südöstlichen Indonesien und der nördlichen Westküste Südamerikas auftritt und meist zur signifikanten Zunahme der Meeresoberflächentemperatur (*sea surface temperature*, SST) vor Südamerika führt. Als Konsequenz treten beispielsweise stark reduzierte Fischbestände auf. Um das Phänomen vorhersagen zu können, werden Indizes, wie z. B. der südliche Oszillationsindex (*southern oscillation index*, SOI) oder der multivariate ENSO-Index (MEI) herangezogen [Wolter und Timlin, 1993].

Durch den Vergleich solcher Indizes mit LOD-Zeitreihen lässt sich ein enger Zusammenhang zwischen den Größen erkennen, was bereits Anfang der achtziger Jahre durch verschiedene Gruppen gezeigt wurde. Eine aktuellere Arbeit von Gipson und Ma [1999] zeigt einen weiteren Zusammenhang zwischen den durch VLBI bestimmten Tageslängenvariationen (LOD) und dem atmosphärischen Drehimpuls (*atmospheric angular momentum*, AAM), der beispielsweise auf Basis des numerischen Wettermodels NCEP (*National Centers for Environmental Prediction*) [Kalnay et al., 1996] berechnet werden kann. ENSO verändert den atmosphärischen Drehimpuls. Dies wird durch den Drehimpuls des festen Erdkörpers aufgrund der Gesamtdrehimpulserhaltung ausgeglichen. In der Folge kommt es zu veränderten Tageslängen (LOD), die insbesondere durch VLBI-Messungen bestimmt werden können. Neben den LOD-Zeitreihen können auch Projektionsfunktionen El Niño-Signale enthalten [Böhm et al., 2006a, Schuh et al., 2006], jedoch nur solche Projektionsfunktionen, die auf Basis von Druckbeobachtungen berechnet werden, wie z. B. VMF1 [Böhm et al., 2006b].

1.5 Atmosphärischer Wasserdampf

Der Wasserdampf ist ein wichtiges Medium für die Speicherung und den Austausch von Energie innerhalb des globalen Wasserkreislaufs und beeinflusst das Klima in vielfältiger Weise. Der atmosphärische Wasserdampf wirkt als Filter der von der Erde ausgestrahlten langwelligen Wärmestrahlung (Abbildung 1.1). Ein Teil der Wärmestrahlung wird dabei absorbiert, wodurch sich die Atmosphäre erwärmt, ein Teil der Strahlung wird reflektiert. Der reflektierte Anteil trägt wiederum zur Erwärmung der Erdoberfläche bei, sogenannter Treibhauseffekt (*green house effect*). Die Absorptionslinien des Wasserdampfs sind im Vergleich zu denen anderer Treibhausgase wesentlich breiter (Abbildung 1.2). Unter den natürlichen Treibhausgasen (*green house gas*) kommt dem Wasserdampf daher eine dominante Rolle zu. Bei der Umwandlung von Wasserdampf in flüssiges Wasser gleicher Temperatur werden große Mengen an Energie frei, die sogenannte latente Wärme (*latent heat*). Diese trägt beispielsweise maßgeblich zur Verstärkung eines tropischen Wirbelsturms zu einem Hurrikan bei. Atmosphärisches Wasser kann einen Teil der eingehenden kurzwelligen Sonnenstrahlung direkt zurück ins Weltall reflektieren und so zur Kühlung der Atmosphäre beitragen.

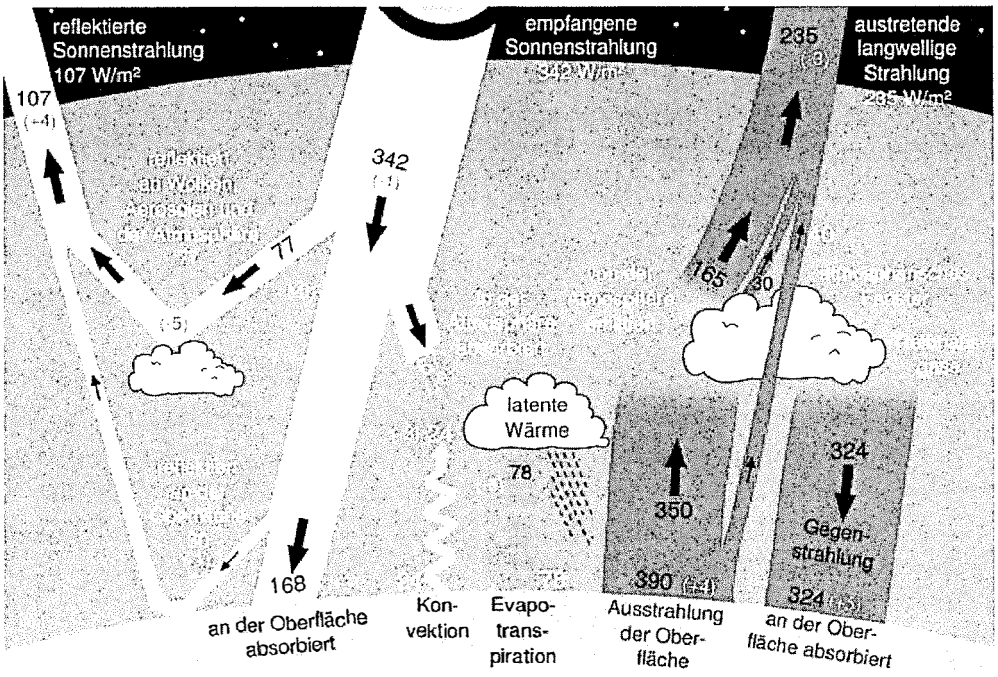


Abb. 1.1 Energieaufnahme und -transport durch die Atmosphäre, nach Wikimedia Commons [2007]



Abb. 1.2 Durch die Erdatmosphäre reduzierte ausgehende Wärmestrahlung (*links*) und Absorptionskoeffizienten einiger Treibhausgase (*rechts*), nach Wikimedia Commons [2007]

Ein Anstieg der Atmosphärentemperatur erlaubt die Aufnahme größerer Mengen von Wasserdampf. Dies zeigt die Clausius-Clapeyron-Gleichung:

$$\log\left(\frac{e_{0,2}}{e_{0,1}}\right) = \frac{\Delta H_v}{2{,}303 \cdot R}\left(\frac{T_2 - T_1}{T_1 \cdot T_2}\right). \qquad (1.1)$$

Dabei bezeichnet $e_{0,i}$ ($i \in \{1,2\}$) den Sättigungsdampfdruck (hPa) bezogen auf die absolute Temperatur T_i (°K), $R = 0{,}08314472\ \text{hPa} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{mol}^{-1} \cdot {}^\circ\text{K}^{-1}$ ist die universelle Gaskonstante und die Größe $\Delta H_v = 40700\ \text{kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{mol}^{-1}$ ist die Verdampfungsenthalpie von Wasser. Steigt die Temperatur ($T_2 > T_1$), so steigt auch der Sättigungsdampfdruck ($e_{0,2} > e_{0,1}$) und die Luft kann entsprechend mehr Wasserdampf aufnehmen. Ein derartiger sich selbst verstärkender Effekt wird in der Klimatologie positiver Rückkopplungseffekt (*feedback mechanism*) genannt.

Das Auftreten von Wasserdampf in der Atmosphäre ist allgemein schwierig zu erfassen, da die räumliche Verteilung sehr inhomogen sein kann. Darüber hinaus kann atmosphärisches Wasser innerhalb relativ kurzer Zeiträume seinen Ort und seinen Aggregatszustand ändern und so beispielsweise in flüssiger Form als Regen ausfallen. Die Beobachtung und Modellierung des atmosphärischen Wasserdampfs ist daher sehr schwierig. Feuchtemessungen durch entsprechende Sensoren an der Erdoberfläche sind meistens nicht repräsentativ für die darüberliegende freie Atmosphäre [AGU, 1995].

Durch Radiosonden (Abbildung 1.3) lassen sich örtlich vertikale Profile beobachten. Die globale Verteilung solcher Messstationen ist jedoch nicht allzu dicht und zwischen den einzelnen Aufstiegen liegen meist mehrere Stunden. Der häufige Wechsel der Sensoren kann Inhomogenitäten der Zeitreihen zur Folge haben. Weltweit werden verschiedene Sensortypen eingesetzt, deren Verhalten voneinander abweichen kann und die deswegen gegeneinander kalibriert werden müssen. So berichtet Haimberger [2005] beispielsweise von Problemen mit der Homogenität von Radiosondentemperaturen.

Wasserdampfradiometer (Abbildung 1.4) [Elgered et al., 1991; Elgered, 1993] bestimmen die Absorption durch den Wasserdampf bei seinen charakteristischen Wellenlängen (etwa 22 GHz). Ihr Einsatz hängt jedoch von den Wetterbedingungen ab und ist bei Regen oder starkem Nebel nicht möglich. Wird mit dem Wasserdampfradiometer bei einem Elevationswinkel unterhalb etwa 20° beobachtet, so muss mit Zunahme des Rauschens aufgrund der Nähe der Beobachtung zum Boden (Bodenfeuchte) gerechnet werden.

Durch die Reanalysen und operationellen Daten globaler numerischer Wettermodelle sind Feuchtewerte mit einer 6-stündlichen Auflösung in verschiedenen Höhen gegeben. Die Verwendung solcher Modelle für die Bestimmung klimatologischer Trends wird jedoch kontrovers diskutiert [Bengtsson et al., 2004].

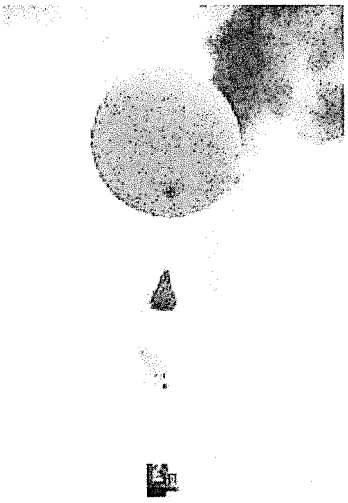


Abb. 1.3 Radiosonde (RS)
Wikimedia Commons [2007]

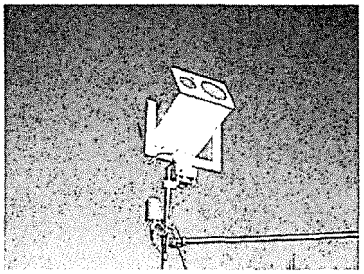


Abb. 1.4 Wasserdampfradiometer (WVR)
BKG [2008]

So bezeichnen Hagemann et al. [2003] die derzeitigen Messmethoden für die Bestimmung des atmosphärischen Wasserdampfes als unzureichend.
Wegen der Verfügbarkeit relativ homogener, langfristiger Messreihen mit Einbezug von Beobachtungen unter niedrigen Elevationen eignet sich das Messverfahren der VLBI in besonderer Weise für die Bestimmung langer Zeitreihen des atmosphärischen Wasserdampfs. Durch VLBI bestimmte Troposphärenparameter zeigen – verglichen mit GPS – geringere Korrelationen mit anderen Parametergruppen, etwa mit den vertikalen Stationskomponenten [Nothnagel et al., 2002]. Aufgrund der Richtantennen treten bei der VLBI keine *multi-path*-Effekte auf, sodass unter sehr niedrigen Elevationen bis zu 4° beobachtet werden kann. Zeitlich hochaufgelöste Beobachtungen unter verschiedenen Elevationen und Azimuten sind besonders geeignet für die Bestimmung der Troposphärenparameter.
Da sich die operationelle Durchführung der VLBI seit den Anfängen in den siebziger Jahren nur unwesentlich geändert hat, liegen an einigen Stationen konsistente Beobachtungsreihen von über 25 Jahren vor. Darüber hinaus werden an den VLBI-Stationen seit Beginn der geodätischen Messungen parallel meteorologische Beobachtungen aufgezeichnet. Insbesondere die vor Ort (in situ) registrierten Luftdruckwerte spielen für die genaue Bestimmung des atmosphärischen Wasserdampfs durch die geodätischen Beobachtungsverfahren mit Messfrequenzen im Bereich der Mikrowellen eine entscheidende Rolle.

Es ist eine natürliche Vorstellung, daß, eh an die Sache selbst gegangen wird, es notwendig sei, vorher über das Erkennen sich zu verständigen, das als das Werkzeug, wodurch man des Absoluten sich bemächtige, oder als das Mittel, durch welches hindurch man es erblicke, betrachtet wird.
Hegel: Einleitung zur Phänomenologie des Geistes

2 VLBI

Die Radiointerferometrie auf langen Basen (*Very Long Baseline Interferometry*, VLBI) ist neben den globalen Satellitenpositionierungsverfahren, der Laserdistanzmessung zu Satelliten (*Satellite Laser Ranging*, SLR) und zum Mond (*Lunar Laser Ranging*, LLR) sowie den Doppler-Entfernungsmessverfahren DORIS (*Doppler Orbitography and Radiopositioning Integrated by Satellite*) und PRARE eines der geodätischen Weltraumverfahren (*space geodetic techniques*). Zu den geodätischen Raumverfahren können des Weiteren die Satellitenaltimetrie (*satellite altimetry*) und die geodätisch genutzten Komponenten von Satellitensystemen, insbesondere der Missionen CHAMP, GRACE (*Gravity Recovery And Climate Experiment*) und GOCE (*Gravity field and steady-state Ocean Circulation Explorer*) gezählt werden. Die VLBI kann ebenso zu den Verfahren der Astrophysik und Radioastronomie sowie zur Astrometrie gerechnet werden, wobei sich die astrometrischen und die geodätischen Zielsetzungen ergänzen. Zusammen mit der Geodynamik, der Geophysik, der Ozeanographie, der Glaziologie, der Meteorologie und der Klimatologie ergeben sich in den Geowissenschaften interdisziplinäre Aufgabenstellungen.
Die gesamte VLBI-Messanordnung besteht aus

(i) dem astronomischen Objekt, der Radioquelle,
(ii) dem Ausbreitungsmedium der Radiostrahlung, überwiegend der Atmosphäre,
(iii) dem Instrumentarium, dem Antennen- und Empfangssystem,
(iv) der Erde als Träger der Interferometer-Basen und
(v) dem Korrelator.

Im weiteren Verlauf dieses Abschnitts wird stellenweise zwischen den beiden hauptsächlichen Zielsetzungen der VLBI unterschieden. Dabei werden radioastronomische, astrophysikalische und kosmologische Anwendungen als "astronomische VLBI" bezeichnet und astrometrische, geodätische und geophysikalische Zielsetzungen unter dem Begriff "geodätische VLBI" zusammengefasst. Die geodätische VLBI, die klar im Vordergrund dieser Arbeit steht, wird gelegentlich vereinfachend durch "VLBI" abgekürzt.

2.1 Raumsegment der VLBI, kosmische Radioquellen

Die astronomische VLBI beschäftigt sich mit einer Reihe von Phänomenen: Supernovae, Pulsare, Blazare, Flare-Sterne, Sternenentstehungsgebiete wie z. B. Globulen, OH- und H_2O-Maserquellen, nahe und entfernte Galaxien, Gravitationslinsen, Starburst-Galaxien und aktive galaktische Kerne (active galactic nuclei, AGN) [Preuss, 1985a; EVN, 2007]. Wohingegen die VLBI mit geodätischer und astrometrischer Zielsetzung radiolaute Quasare (*quasi stellar radio source*), Radiogalaxien und Objekte vom Typ BL Lac(ertae) bevorzugt. Die Energieabstrahlung der Quasare ist generell durch optische, ultraviolette oder Röntgenemission dominiert. Die Strahlung entsteht bei der Aufnahme von Materie durch ein Schwarzes Loch (Akkretion) im Zentrum der sogenannten Muttergalaxie. Beim Absturz in das Schwarze Loch gibt die Materie Energie ab, die näherungsweise dem Wert mc^2 entspricht. Bei der natürlichen Radiostrahlung dieser Quellen handelt es sich neben geringen Mengen an thermischer Strahlung überwiegend um Synchrotronstrahlung [Preuss, 1985b]. Diese Strahlung besitzt eine Reihe günstiger Eigenschaften, wie hohe Intensität und Kontinuität, d. h. die Quellen emittieren nicht einzelne Spektrallinien, sondern ein breitbandiges Spektrum (Rauschen). Daneben ist die Strahlung über-

wiegend unpolarisiert. Quasare enthalten extrem leuchtkräftige AGN, die ihre Muttergalaxie deutlich überstrahlen. Radiogalaxien müssen auch einen AGN besitzen, oder besessen haben, da ohne die Existenz eines solchen Zentrums die Bildung der gerichteten Materieströme (*jets*) und der Radioblasen (*lobes*) nicht möglich wäre (Abbildung 2.1). Um das Zentrum der Gravitation dieser Objekte befindet sich meist ein Torus aus Staub. Der Unterschied zwischen Quasar und Radiogalaxie besteht in der Geometrie der Beobachtung: Quasare sind Radiogalaxien, deren AGN vom Rand des Staubtorus bedeckt ist [Haas und Meisenheimer, 2003]. Objekte der Klasse BL Lac gehören ebenso zu den Radiogalaxien [Tateyama et al., 1998]. Hier geht man davon aus, dass der Winkel zwischen der Jetachse und dem Beobachtungswinkel sehr gering ist, d. h. man blickt in den Jet hinein. Der Typ BL weist allgemein variierende Intensitäten auf und kann stark polarisiert sein. Während die physikalische Natur der astronomischen Objekte noch Teil der wissenschaftlichen Diskussion ist, steht die überdurchschnittlich starke Emission von Radiostrahlung in einem breiten Spektrum bei allen drei Objekttypen fest [Begelman et al., 1984].

Im Folgenden soll eine rein geodätische Betrachtungsweise den Radioquellen gegenüber eingenommen werden und nicht zwischen den physikalischen Beschaffenheiten der einzelnen Objekte unterschieden werden. Die Objekte werden daher als Radioquellen bzw. abgekürzt als Quelle bezeichnet. Um für die geodätisch-astrometrische VLBI als Bezugsquelle zu dienen, muss die Radioquelle einige Eigenschaften besitzen:

(i) Die Intensität I der Radiostrahlung muss auf den beobachteten Frequenzbändern stark genug sein. Das Minimum liegt etwa bei $I > 0{,}01$ Jy (Jansky, $1\,\mathrm{Jy} = 10^{-26}\,\mathrm{J \cdot m^{-2}}$). Die Bedingung muss zum Erreichen eines ausreichenden SNR erfüllt sein. Die durchschnittliche Intensität der bisher gemessenen Quellen beträgt im X-Band 0,38 Jy und 0,47 Jy im S-Band. Im Extremen erreicht eine Radioquelle 20 Jy in beiden Bändern. Bis heute (Oktober 2007) sind etwa 3650 verschiedene Quellen von der VLBI aufgemessen worden. Preuss [1982] schätzt die Anzahl kompakter Radioquellen mit einer Strahlungsintensität $I > 0{,}06$ Jy auf etwa 25000, d. h. die zur Verfügung stehende Anzahl an kompakten Radioquellen ist bei weitem nicht ausgeschöpft.

(ii) Die räumliche Ausdehnung des Intensitätsmaximums, bestimmt durch den Winkeldurchmesser d, sei kleiner der angestrebten Genauigkeit der Koordinaten, Rektaszension α und Deklination δ, beispielsweise $d < \sigma_\alpha = 0{,}25$ mas bzw. $d < \sin\alpha \cdot \sigma_\delta = 0{,}25$ mas (milli arc second, 1 mas = 1/1000 Bogensekunde). Da die wenigsten Radioquellen ideal kompakt, sondern zumindest teilweise aufgelöst sind, d. h. eine spezifische Struktur (*intrinsic structure*) innerhalb der Winkelauflösung von einigen mas aufweisen, müssen für die Bestimmung der Observablen Strukturkorrekturen berücksichtigt werden [Charlot, 1990; Zeppenfeld, 1993]. Gemäß Fey und Charlot [1997] können die Radioquellen in vier Gruppen, die so genannten Strukturindizes (*structure indices*) eingeteilt werden. Der Laufzeitfehler, der durch Vernachlässigung der Quellenstrukturkorrektur entsteht, wird von Sovers et al. [2002] auf durchschnittlich 8 ps ($\approx$ 2,4 mm) geschätzt.

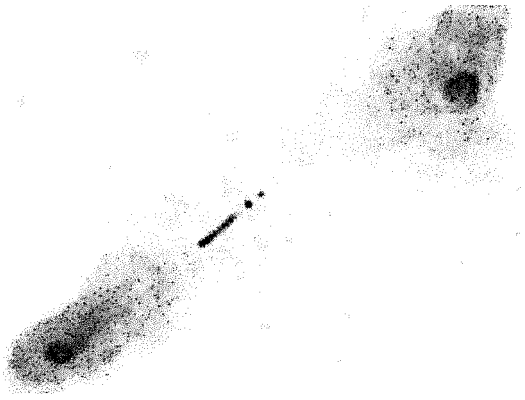


Abb. 2.1 Radiogalaxie 3C219 (0917+458) aus einer Überlagerung von Radiodaten und optischen Bildern (NRAO/AUI/NSF)

(iii) Es wird Stabilität, d. h. zeitlich konstante Position des Intensitätsmaximums der Strahlung gefordert, und die Radioquelle soll keine messbare Eigenbewegung oder Parallaxen aufweisen. Die beiden letzteren Forderungen sind aufgrund der großen Entfernung der Basislinien zur Quelle zweifellos erfüllt. Einige Radioquellen weisen jedoch signifikante Variationen der Topologie ihres Intensitätsmaximums auf. Die Emissionsgebiete der meisten Quellen sind nicht kreissymmetrisch im Zentrum des Kerns, sondern länglich mit einer hellen Komponente am Anfang eines diffusen Schweifs (Kern-Jet-Struktur). Allerdings zeigen nur wenige Objekte drastische Umstrukturierungen in Größenordnungen bis zu 0,3 mas. Die Stabilität der Radioquellen wird durch verschiedene Verfahren quantifiziert. Liegen Strukturkarten der Quelle vor, können Aussagen über die physikalische Stabilität durch Kenntnis der Struktur der Objekte getroffen werden [Fey et al., 1996; Fey und Charlot, 1997; Fey und Charlot, 2000]. Andere Methoden zur Beschreibung der Stabilität untersuchen die Zeitreihen von Quellenkoordinaten mit statistischen Mitteln, z. B. Allan-Varianz [Feissel-Vernier, 2003], oder die Abweichung von der konstanten Position wird mit Hypothesentests überprüft [Engelhardt und Thorandt, 2006]. Während die Aussagen über die spezifische Struktur auf Annahmen über die Physik der Radioquellen beruhen, hängen die statistischen Verfahren von der Anzahl und Qualität der Messungen ab.

(iv) Das Intensitätsmaximum der Quelle soll dieselbe Position, unabhängig von der gewählten Beobachtungsfrequenz haben. In einer Quelle kann die Lage des Intensitätsmaximums bei Beobachtung auf unterschiedlichen Frequenzen zum Teil bis 0,7 mas voneinander abweichen. Das Phänomen wird der Selbstabsorption der Objekte zugeschrieben. Eine Berücksichtigung dieses Effektes kann durch gewichtete, kombinierte Dualfrequenz-Strukturkorrektur erfolgen [Charlot, 2002]. Die räumliche Koinzidenz der Radiointensitätsmaxima mit anderen Spektralbereichen ist ebenso wünschenswert. Die Inertialisierung optischer Sternkataloge wird beispielsweise über Radioquellen mit optischen Entsprechungen (*optical counterparts*) erreicht [Brosche und Schuh, 1999].

(v) Daneben ist eine ausreichende Lebensdauer der Quelle und begrenzte zeitliche Variabilität des Radioflusses notwendig, um eine kontinuierliche Beobachtung zu ermöglichen.

(vi) Für die Anlage astrometrischer Radiokataloge ist eine wiederholte Beobachtung der Quellen und damit gute Sichtbarkeit von den erdgebundenen Basislinien aus erforderlich [Nothnagel, 1991; Steufmehl, 1994]. Diese Forderung steht im Spannungsverhältnis zur erwünschten geometrischen Verteilung der Quellen (*sky coverage*), die bestenfalls lückenlos und gleichmäßig die gesamte Himmelskugel abdeckt. Durch besondere Beobachtungssessionen zur Verdichtung der Abdeckung seltener beobachteter Himmelsbereiche (z. B. VLBA Calibrator Surveys, VCS 1 bis 5; CRF Sessionen, SUR Sessionen) kann dieser Nachteil teilweise ausgeräumt werden [Beasley et al., 2002; Fey et al., 2006; Fomalont et al., 2003; Ojha et al., 2004; Petrov et al., 2005; Petrov et al., 2006; Kovalev et al., 2007; IVS, 2007].

2.2 Ausbreitungsmedium der Radiostrahlung

Das Ausbreitungsmedium zwischen der Radioquelle und dem Radioteleskop besteht zu einem Großteil aus Vakuum, d. h. aus leerem Raum, der kaum Einfluss auf die Radiostrahlung und ihre Ausbreitung nimmt. Mit der zunehmenden Dichte an Teilchen und Ladungen in der Atmosphäre der Erde ändert sich die Einflussnahme des Mediums auf die Radiostrahlung jedoch signifikant. Die Atmosphäre gehört nach der Meinung vieler Geodäten zu den größten, die Genauigkeit der Beobachtung beeinflussenden Effekten. Wenn Radiostrahlung auf Materie oder auf andere elektromagnetische Wellen in Ausbreitungsrichtung (*line of sight*) trifft, kann sie reflektiert, absorbiert, gestreut und gebeugt werden. Ein Maß für die Undurchlässigkeit eines Mediums gegenüber elektromagnetischen Wellen ist die Opazität, der Kehrwert der Transmission. Trifft das Wellenfeld der Radiostrahlung auf die Materie der

Atmosphäre (Elementarteilchen, Atome und Moleküle), so kann es zu Wechselwirkungen kommen. Da die Wellenlänge der einfallenden Radiostrahlung gegenüber den Durchmessern der atmosphärischen Teilchen groß ist, tritt Rayleigh-Streuung, auch Dipolstreuung genannt, auf. Bei diesem elastischen Vorgang kommt es zu keiner Energieübertragung, d. h. die Intensität der einfallenden Strahlung wird insignifikant geschwächt. Das Wellenfeld kann jedoch unter einem Streuwinkel abgelenkt werden. Der Streuwinkel hängt dabei von der Intensität und der Wellenlänge der Strahlung, dem Durchmesser der Teilchen, dem Abstand zwischen Welle und Teilchen und vor allem von der Brechzahl des Mediums ab.

Die Erdatmosphäre besitzt nur in wenigen Bereichen des elektromagnetischen Spektrums einen ausreichenden Grad an Durchlässigkeit (*transmission*). Eines der breitesten atmosphärischen Fenster befindet sich im Bereich der Radiofrequenzen etwa zwischen 10 MHz und 300 GHz (Abbildung 2.2). Dieser Bereich wird durch den Einfluss der Ionosphäre, der obersten Schicht der Atmosphäre, nach unten begrenzt. Durch die harte UV-, Röntgen- und γ-Strahlung der Sonne ist dieser Teil der Atmosphäre so ionisiert, dass die freien Elektronen elektromagnetische Strahlung bestimmter Wellenlängen absorbieren und reflektieren. Auch die Radiostrahlung wird von der Ionosphäre beeinflusst. Die dispersive Verzögerung elektromagnetischer Wellen durch die Ionosphäre ist der Grund für die Verwendung zweier Messfrequenzen. Im mathematischen Modell wird die ionosphärische Laufzeitverzögerung erster Ordnung durch die Verwendung zweier Frequenzen reduziert. Die ionosphärischen Effekte höherer Ordnung werden wegen ihrer geringen Größenordnung unter normalen Umständen vernachlässigt [Hawarey et al., 2005]. Eine ausführliche Darstellung zur Ionosphäre und deren Effekte auf die VLBI ist Hobiger [2006] zu entnehmen.

Nach oben wird das Radiofenster durch die verschiedenen Absorptionslinien der atmosphärischen Gase begrenzt. Starke Absorptionslinien liegen etwa bei 22 GHz (Wasserdampf, H_2O) oder bei 60 GHz (Sauerstoff, O_2). Der Weg, den das Signal durch den dichten unteren Teil der Atmosphäre, der Troposphäre, zurücklegt, ist dabei von entscheidender Bedeutung. So beträgt die Weglänge bei Beobachtung einer Quelle unter sehr niedriger Elevation (5°) das 11,5-Fache der Höhe der Atmosphäre wie sie von einem Signal im Zenit durchlaufen wird [Nothnagel, 2000]. Da die beteiligten Stationen aufgrund ihrer großen Entfernung unabhängigen atmosphärischen Bedingungen ausgesetzt sind, kommt es zu erheblichen Beeinflussungen der Laufzeitdifferenz. Während der hydrostatische Anteil relativ genau durch Modelle beschrieben werden kann, müssen die feuchten Anteile als Unbekannte bestimmt oder extern eingebracht werden. Böhm [2004] beschreibt die Herleitung der troposphärischen Verzögerung und die dazugehörigen Modelle ausführlicher.

Neben der differentiellen Verlangsamung der Radiostrahlung aufgrund der unterschiedlichen Wege durch die Troposphäre, verursacht die Atmosphäre auch Beugungseffekte. Der Winkel, unter dem die Radiostrahlung auf die Atmosphäre trifft wird zum dichteren Medium hin gebeugt. Der scheinbare Elevationswinkel des Radiosignals ist daher im Vergleich zum wahren Elevationswinkel zu groß.

Neben den Effekten die durch Wechselwirkungen mit Materie (Teilchen) und Strahlung (Wellen) hervorgerufen werden, beeinflussen große Massen die Ausbreitung der Radiostrahlung. Gravitierende Massen nahe der Ausbreitungsrichtung des Radiosignals krümmen gemäß der Allgemeinen Relativi-

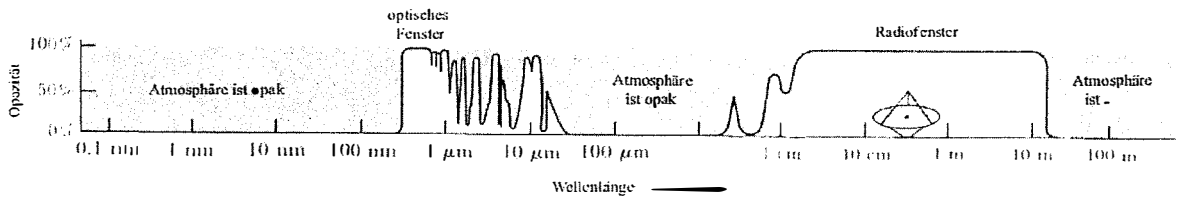


Abb. 2.2 Opazität der Atmosphäre mit den zwei Fenstern, dem schmaleren optischen Fenster und dem breiteren Radiofenster

tätstheorie die Raumzeit, durch die sich die Radiostrahlung ausbreitet [Hellings et al., 1991]. Die Krümmung äußert sich in einer gravitativen Laufzeitverzögerung (*gravitational delay*), die sich als Superposition der Effekte der gravitierenden Körper einschließlich der Erde darstellen lässt [Eubanks, 1991]. Im Prinzip liefert jeder Körper des Universums einen Beitrag zur Bestimmung dieser Größe (Mach'sches Prinzip). In den Laufzeitmodellen werden jedoch üblicherweise nur solche Massen berücksichtigt, deren Erfassung für die Genauigkeit von 1 ps (≈ 0,3 mm) notwendig sind [Soffel et al., 1991a]. In der Vergangenheit wurden besondere Beobachtungssessionen ausgeführt mit dem Ziel, die relativistische Ablenkung durch die Sonne [Robertson et al., 1991; Lebach et al., 1995] oder durch größere Planeten wie etwa Jupiter [Schuh et al., 1988a; Treuhaft und Lowe, 1991] genauer zu erfassen.

2.3 Bodensegment der VLBI, Radioteleskope

Bei den Radioteleskopen unterscheidet man große Einzelteleskope (*single dish antenna*) und Viel-Element-Antennen (*array, cluster*), die entlang einer Geraden, in Sternform, in Form eines Y, eines T etc. angeordnet sein können. Während die Viel-Element-Antennen, die über phasenstarre Kabel verbunden sind, vorwiegend in der Astronomie zur Bildrekonstruktion verwendet werden, gehören die geodätisch genutzten VLBI-Antennen der Gruppe der Einzelteleskope an. Der Einsatz von Viel-Element-Antennen an einem oder beiden Enden einer Basislinie wurde jedoch auch für die geodätische VLBI untersucht [Sasao und Morimoto, 1991].
Weiterhin können die Antennen fest an einer Stelle, lokal beweglich oder komplett mobil eingerichtet werden. Die einzelnen Komponenten der Arrays sind in relativ kurzer Zeit lokal beweglich, z. B. beim *Very Large Array* (VLA). Im Gegensatz dazu können die mobilen Observatorien komplett an einen anderen Ort verlegt werden, was allerdings einige Zeit in Anspruch nimmt. Als Beispiele seien hier das Beobachtungssystem TIGO (*transportable integrated geodetic observing system*) [Hase, 1999] des BKG und die Systeme MV1, MV2 und MV3 [Clark et al., 1987] der amerikanischen Raumfahrtbehörde NASA genannt. Zu den amerikanischen beweglichen Antennensystemen gehören etwa 40 spezielle Plattformen, auf denen die Teleskope eingerichtet werden können [Ma et al., 1990]. Die Bedeutung mobiler VLBI-Stationen hat mit der zunehmenden Anwendung der GNSS abgenommen, da deren Einsatz nicht mehr wirtschaftlich war. Die Mehrzahl an geodätisch genutzten Radioteleskopen ist nicht transportabel konzipiert, sondern fest installiert. Abbildung (2.3) zeigt einige Typen von Antennensystemen.
Die meisten VLBI-Antennen sind vom Typ Cassegrain. Im Gegensatz zur Parabolantenne besteht dieser Antennentyp neben dem parabolischen Hauptreflektor zusätzlich aus einem im Fokalpunkt des Hauptreflektors liegenden Subreflektor. Der Subreflektor ist konvex hyperbolisch geformt und besitzt zwei Brennpunkte, von denen einer in der Mitte des Hauptreflektors liegt. Dort wird die gebündelte Strahlung nach dem Empfangssystem (*feed horn*) einem Polarisator (*polarizer*) zugeleitet. Die Lage des Subreflektors führt teilweise zu Abschattungen des Hauptreflektors. Die damit verbundene Spannungsminderung ist jedoch vernachlässigbar gering [Rogers, 1991].
Zur Gewinnung eines ausreichenden SNR tragen zunächst der Durchmesser und die Richtwirkung des Teleskops bei. Zusätzliche Rauschquellen, z. B. kosmisches Hintergrundrauschen, atmosphärisches Rauschen und thermisches Rauschen der elektronischen Antennenbauteile werden dabei möglichst unterdrückt [Campbell, 1979]. Die Empfangsleistung kann außerdem insbesondere im S-Band durch Störsignale wie Radio- oder Fernsehsender (*radio frequency interference*, RFI) beeinflusst werden, wie z. B. an der Station MATERA, Matera, Italien dokumentiert wurde [Sorgente und Petrov, 1999].
Um das thermische Rauschen des Empfangssystems möglichst gering zu halten, werden die entsprechenden elektronischen Bauteile z. B. mit flüssigem Helium (He) auf wenige °K gekühlt [BKG, 2008].
Für eine verlustarme Spannungsbündelung muss die Oberfläche der Radioantenne sehr genau gefertigt sein [Campbell et al., 1992a]. Die Anforderungen an die Oberflächengüte ergeben sich vor allem aus der Beobachtungsfrequenz. Gefordert ist etwa 1/20 der Wellenlänge [Nottarp und Kilger, 1982].



Abb. 2.3a Radioastronomische Viel-Element-Antenne (Ø je 25 m), VLA (Very Large Array), Socorro, USA
(NRAO/AUI/NSF)

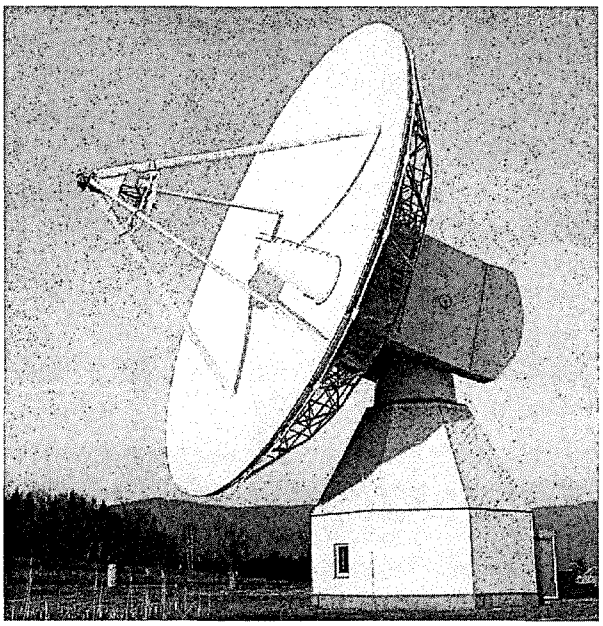


Abb. 2.3b Geodätische Einzelantenne (Ø 20 m), RTW (Radioteleskop Wettzell), Wettzell, Deutschland
(BKG/FESG)

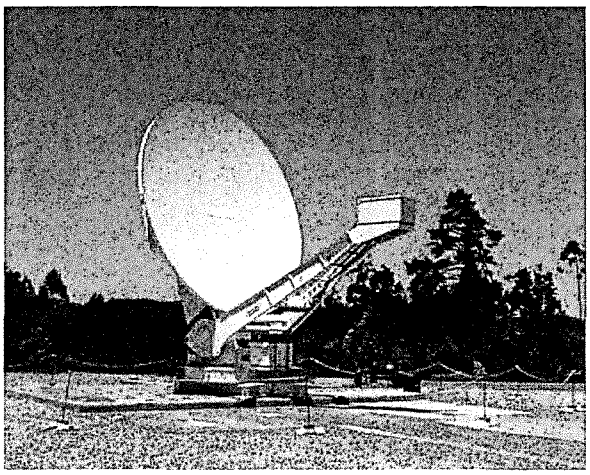


Abb. 2.3c Mobile VLBI-Antenne (Ø 6 m), TIGO (*transportable integrated geodetic observing system*), Concepción, Chile
(BKG/FESG)

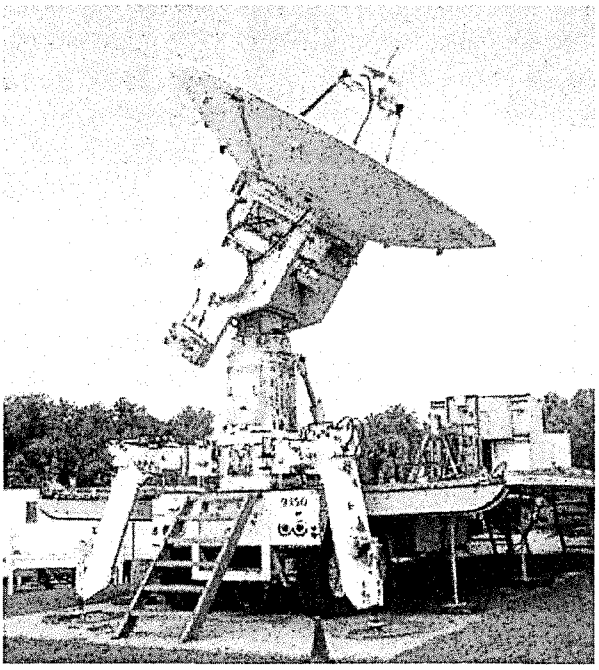


Abb. 2.3d Ehemals mobiles VLBI-System (Ø 5 m), MV3, jetzt fest installiert in Greenbelt, USA
(GSFC/NASA)

Je nach Konstruktion wird alt-azimutale Montierung, auch Azimut-Elevation- oder X-Y-Montierung genannt, von parallaktischer, d. h. äquatorialer oder polarer Montierung unterschieden [Nothnagel et al., 1995]. Für geodätische VLBI-Antennen können beide Montierungstypen verwendet werden.
Die Teleskope sind dabei so angelegt, dass jeweils Rotationen um die Hauptachsen in beide Richtungen möglich sind. Damit lässt sich jeder Punkt über dem lokalen Horizont anfahren. Aufgrund der örtlichen Topographie ergeben sich jedoch individuelle, die Sicht einschränkende Elevationsmasken.
Die Beobachtungspläne der geodätischen VLBI erfordern teilweise schnelle Wechsel zwischen verschiedenen Radioquellen. Um den hohen zeitlichen Anforderungen zu entsprechen, werden Radioteleskope benötigt, die schnell auf relativ hohe Fahrgeschwindigkeiten beschleunigen. Für die geodätische VLBI haben sich als Kompromiss zwischen Antennendurchmesser und -geschwindigkeit bisher Antennen mittlerer Größenordnung (Ø ca. 20 m) als besonders geeignet herausgestellt.
Wegen ihrer Größe unterliegen Radioteleskope relativ starken gravitativen, thermischen und durch Wind hervorgerufenen Deformationen. Variationen der Teleskopgeometrie können den Abstand zwischen dem Empfangssystem und dem Achsenschnittpunkt verändern und so zur Defokussierung der Antenne führen. Ein defokussiertes Antennensystem verhält sich dispersiv, d. h. es unterliegt frequenzabhängigen Fehlereinflüssen [Rogers, 1991]. Die überwiegend elevationsabhängigen Deformationen aufgrund der Gravitation werden beispielsweise von Montaguti et al. [2007] beschrieben. Für die Korrektur der thermischen Deformationen [Zernecke, 1999] müssen Messungen der Außentemperatur, bzw. falls vorhanden, von Teilen der Konstruktion vorliegen [Nothnagel et al., 1995]. Neue Methoden zur Beschreibung der thermischen Antennendeformationen wurden von Wresnik et al. [2007] vorgestellt. Die Vernachlässigung der Korrektur der Antennendeformationen kann zu signifikanten Änderungen der Basislinienlängen führen.
Der Referenzpunkt auf den sich die VLBI-Messungen beziehen (*VLBI reference point*, VRP) ist der invariante Punkt (IVP), der theoretische Schnittpunkt der Achsen des Teleskops (Abbildung 2.4). Dieser ist meist nicht direkt zugänglich, seine Bestimmung erfolgt daher überwiegend durch indirekte Methoden von exzentrischen Meßpunkten aus [z.B. Vittuari et al., 2001; Dawson et al, 2007]. Reale vermarkte Meßpunkte an einer VLBI-Station gestatten, den durch das Verfahren der VLBI realisierten Bezugspunkt für andere Verfahren zugänglich zu machen. Über lokale Verbindungsmessungen (*local ties*) kann beispielsweise eine Verknüpfung des VLBI-Netzwerks mit den Referenzpunkten anderer geodätischer Raumverfahren oder mit dem Landesvermessungssystem erfolgen.

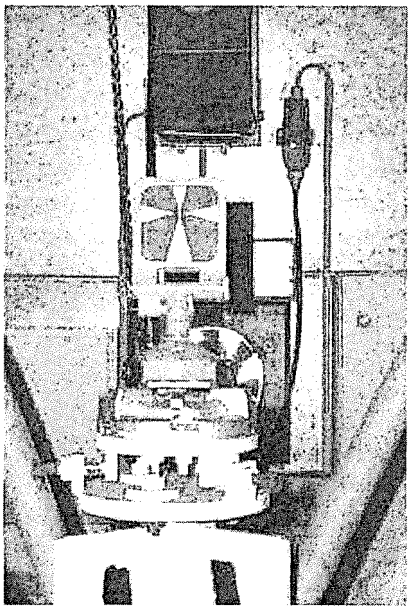


Abb. 2.4 Der VLBI-Referenzpunkt in der Azimutkabine des Radioteleskops Wettzell (RTW), Wettzell, Deutschland [BKG, 2008]

Die Hauptachsen der Teleskope schneiden sich praktisch in den allerwenigsten Fällen. Der entsprechende Abstand zwischen den beiden Hauptachsen (*antenna axis offset*) kann wenige Millimeter bis mehrere Meter betragen [Nothnagel und Steinforth, 2005]. Der Achsenabstand kann bestenfalls mit präzisen ingenieurgeodätischen Methoden gemessen oder aus der globalen VLBI-Auswertung bestimmt werden.
Gesteuert werden die Antennen mit dem sogenannten Feldsystem (*field system*), einem LINUX basierten Programm für den Betrieb von Radioantennen [Himwich, 2000], wobei darauf geachtet wird, dass ein vorher vereinbarter Beobachtungsplan in seinem zeitlichen Ablauf genau eingehalten wird. Ebenso muss dafür die Kabelaufwicklung berücksichtigt werden: Die Antennen können in eine Richtung nur begrenzt um die Achsen gedreht werden.
Die Entwicklung moderner Antennen und Antennensysteme wird ständig vorangetrieben. So plant man in Wettzell beispielsweise in absehbarer Zeit eine Zwillingsantenne (*twin telescope*) für die geodätische Anwendung [Lauber, pers. Komm.]. Die Anforderungen an die Durchmesser zukünftiger Radioteleskope für die geodätische VLBI, spezifiziert durch die Arbeitsgruppe VLBI2010, gehen auf etwa 10 bis 12 m zurück [Niell et al., 2005; Shield und Godwin, 2006]. Dies ist vor allem dadurch begründet, dass andere technische Systemkomponenten, etwa die Datenaufzeichnungsrate und die effektive Bandbreite, in den letzten Jahren deutlich verbessert werden konnten und weiter verbessert werden.

2.4 Signal und Signalverarbeitung am Radioteleskop

Mit den verwendeten Teleskopen können prinzipiell Radiowellen im Bereich zwischen etwa 0,4 und 22 GHz empfangen werden. In der geodätischen und astrometrischen VLBI hat sich die Verwendung der „NASA-Frequenzen“ von ungefähr 8,4 GHz im X-Band (8 bis 12 GHz) und etwa 2,3 GHz im S-Band (2 bis 4 GHz) durchgesetzt. Beim Dualbandempfang werden wenige bis einige Hundert MHz breite Frequenzbänder um die Mittenfrequenzen in X- und S-Band herum aus dem Kontinuumrauschen der Radioquelle durch Bandpass ausgefiltert und dann einzeln weiterverarbeitet. Im Empfangssystem des Radioteleskops wird die ankommende Strahlung (*received frequency*, RF) zunächst verstärkt und danach auf eine Zwischenfrequenz (*intermediate frequency*, IF) von etwa 300 MHz konvertiert (Heterodynempfang). Diese Signalverarbeitungsschritte geschehen unmittelbar am Empfangssystem, dem sogennanten *front end* [Whitney et al., 1976].
Um die anfallenden Datenmengen gering zu halten, werden nicht die gesamten Bandbreiten, sondern nur einige Kanäle zu je einigen MHz aufgezeichnet. Die einzelnen Frequenzkanäle können durch das Verfahren der Bandbreitensynthese (*bandwidth synthesis*) [Rogers, 1970; Hinteregger et al., 1972] zu einer größeren effektiven Bandbreite zusammengefasst werden.
Über ein Koaxialkabel gelangt das Signal schließlich zu einer nahegelegenen Bodenstation (*back end*), an der die weiteren Datenverarbeitungsschritte bis zur Signalaufzeichnung stattfinden. Nach der Konvertierung in den Videofrequenzbereich (*base band frequency*) wird das Signal einer Formatiereinheit (*formatter*) zugeführt und mit Zeitmarken eines lokalen Frequenznormals versehen. Das Videosignal V(t) wird danach so abgetastet und quantisiert, dass der digitale Wert V(n) durch 1-Bit sampling

$$V(n) = \begin{cases} +1, & \text{wenn } V(t) \geq 0 \\ 0, & \text{wenn } V(t) < 0 \end{cases} \qquad (2.1)$$

repräsentiert wird. Die individuelle Abtastung n ist dabei von der Zeit t abhängig. Neben dem 1-Bit sampling, können auch Digitalisierungen mit höherer Bitzahl vorgenommen werden. Anschließend werden die so gewonnenen digitalen Signale bei VLBI-Systemen bis einschließlich Mark III auf Magnetbänder bzw. ab Mark IV auf Festplatte gespeichert, wobei an die Datenaufzeichnungsraten hohe Anforderungen gestellt werden. Die Magnetbänder bzw. Festplatten werden dann an eine zentrale Pro-

zessoreinheit, den Korrelator, zur Weiterverarbeitung zugestellt. Die Entwicklung geht von den Speichermedien mit anschließendem Transport hin zur e-VLBI, d. h. zur Echtzeit- (*real-time*) VLBI mit Übertragung der Daten über Breitbandkabel [Whitney und Ruszczyk, 2006].
Um Effekte des Instrumentariums auf die Messung zu bestimmen, wird an jedem VLBI-System ein künstliches Signal eingespeist mit dem Phasenveränderungen kalibriert werden (*phase calibration*). Das Kalibrierungssignal wird durch einen lokalen Oszillator (LO) am *front end* durch Pulse im Abstand von 1 μs induziert. Es wird durch den gleichen Signalweg geführt, den auch die empfangenen Radiosignale durchlaufen. Da bei dem künstlich erzeugten Signal Amplitude, Phase und Frequenz bekannt sind, können damit Veränderungen des RF-Signals, die durch das Instrumentarium entstehen, nachvollzogen werden. Um dabei auch dispersive Anteile zu erfassen, wird die Phasenkalibrierung für jeden Kanal einzeln durchgeführt [Whitney et al., 1976; Corey, 1999; Petrov, 2000].
Neben dem Einfluss des Instrumentariums kann auch der Empfang entgegengesetzt polarisierter Strahlung zur Verschiebung der Phasenlage führen. Die Mehrheit der empfangenen Strahlung ist rechts zirkular polarisiert und wird durch den Polarisator im Empfangshorn gesammelt. Trotz des Polarisators werden jedoch geringe Mengen links polarisierter Strahlung empfangen. Werden signifikante Anteile links polarisierter Strahlung durchgelassen, so kann es an manchen Antennensystemen zum Umkippen der Polarisationsebene kommen. Anstelle der rechtspolarisierten wird dann mehrheitlich linkspolarisierte Strahlung angenommen. Da rechts- und linkspolarisierte Strahlung nicht dieselbe Phasenlage aufweisen müssen, führen solche Polarisationseinflüsse zu Messfehlern (*polarization impurities*). Zur Bestimmung des Ausmaßes dieser Störung wurden spezielle Beobachtungssessionen durchgeführt [Petrov, 2000]. Je nach zirkular polarisierter oder linear polarisierter Quelle werden die Polarisierungseffekte auf 8 bis 14 ps (2,4 bis 4 mm) geschätzt [Rogers, 1991].

2.5 Interferometrische Anordnung, interferometrisches Prinzip

Die Wellenlängen der Mittenfrequenzen, das sind die geometrischen Mittel der unteren und oberen Grenzfrequenzen, in X- und S-Band, betragen etwa

$$\lambda_X = \frac{c}{f_{m,X}} \approx 3{,}6\,\text{cm}\,, \qquad \lambda_S \approx 13\,\text{cm}\,, \tag{2.2}$$

wobei $c = 299792458\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum bezeichnet. Da die Bandbreiten gegenüber den Mittenfrequenzen sehr klein sind, können die Frequenzbänder in guter Näherung durch ihre Mittenfrequenzen f_m vertreten werden. Bei Wellenlängen dieser Größenordnung wären sogar mit den größten Radioteleskopen, z. B. EFLSBERG, Effelsberg, Deutschland, mit einer Apertur von $D = 100\,\text{m}$, lediglich Winkelauflösungen von einigen Bogenminuten möglich:

$$\varphi_{m,X} \approx \frac{\lambda_X}{D} \approx 74\,\text{as}\,, \qquad \varphi_{m,S} \approx 268\,\text{as}\,. \tag{2.3}$$

Durch den Zusammenschluss zweier oder mehrerer gleichartiger Antennen auf einer Basislinie **b**, dem Interferometer, kann ein erheblich größerer Antennendurchmesser synthetisiert werden [Witte, 1971]. Die Winkelauflösung φ eines Radiointerferometers hat beispielsweise auf der Basislinie Wettzell-Westford ($|\mathbf{b}| \approx 6000\,\text{km}$) den Wert

$$\varphi_{m,X} \approx \frac{\lambda_X}{|\mathbf{b}|} \approx 0{,}0012\,\text{as} = 1{,}2\,\text{mas} \tag{2.4}$$

und ist damit um mehrere Größenordnungen genauer, als mit einem einzelnen Teleskop erreichbar wäre. Durch einen solchen Zusammenschluss von Antennen wird allerdings nicht mehr ein Radioabbild der Quelle, sondern ein Interferenzmuster erzeugt.
Damit die Überlagerung Interferenzen hervorruft, muss die empfangene Strahlung die Kohärenzbedingungen erfüllen. Kohärenz von Strahlung gleicher Polarisation bedeutet vereinfacht, dass die Phase Φ zeitlich stabil bleibt:

$$\Phi = \Phi_0 \neq \Phi(t) \; . \tag{2.5}$$

Aufgrund der Erdrotation bleibt die Geometrie der Anordnung aber nicht konstant, die Lage der Basis im Bezug auf die Quelle θ ändert sich mit der Zeit

$$\theta = \theta(t) \; . \tag{2.6}$$

Die Phase Φ bleibt somit nicht zeitlich konstant [Campbell und Witte, 1978]

$$\Phi(t) = 2\pi \frac{|\mathbf{b}| \cos\theta(t)}{\lambda_X} = 2\pi f_{m,X} \tau(t) \; . \tag{2.7}$$

Als Konsequenz wird während der endlichen Dauer einer Beobachtung nicht eine konstante Interferenzfrequenz, sondern eine durch den differentiellen Dopplereffekt aufgrund der Erdrotation hervorgerufene, langsam veränderliche Frequenz, die Streifenfrequenz (*fringe frequency*), beobachtet [Campbell, 1979].
Neben der zeitlichen Kohärenz, die von den unterschiedlich langen Signalwegen herrührt, spielt auch die räumliche Kohärenz eine wesentliche Rolle. Um der räumlichen Kohärenz zu genügen, muss der Durchmesser der Radioquelle klein, bestenfalls punktförmig sein. Änderungen der Interferenz, die durch die räumliche Ausdehnung der Radioquelle entstehen, werden in der Radioastronomie für die Analyse der Quellenstruktur verwendet [Preuss, 1988]. Um die räumliche Kohärenz von der zeitlichen trennen zu können, muss die Frequenzbandbreite sehr viel kleiner als die Beobachtungsfrequenz sein (Quasimonochromasie), was bei den aufgezeichneten Bandbreiten von einigen MHz gegenüber den Beobachtungsfrequenzen (2,3 bzw. 8,4 GHz) ausreichend gewährleistet ist.
Bei der Interferometrie ohne phasenstarre Kabelverbindung muss die Kohärenz durch lokale Frequenznormale gewährleistet werden. Eine näherungsweise Synchronisierung der Normale mit der Weltzeit UTC kann durch Zeitübertragung, beispielsweise mittels GPS erfolgen. Mit lokalen Frequenznormalen gelingt es in der Regel nicht, die Kohärenz über die gesamte Beobachtungssession aufrecht zu halten, jedoch über kürzere Abschnitte. Die Kurzzeitkohärenz über einige Minuten reicht für die Integration einer einzelnen Beobachtung (*scan*) aus [Thompson et al., 2001].
Die VLBI stellt sehr hohe Anforderungen an die Stabilität der verwendeten Frequenznormale, jedoch nur über relativ kurze Zeiträume bis etwa 1000 s (17 min). Wasserstoff-Maser (H-Maser) liefern gerade für kurze Zeitabschnitte von einigen Minuten eine hervorragende Stabilität von etwa 10^{-15} [Vanier, 1982; Winnacker, 1984; Bauch, 1994]. Um die differentiellen Uhrenstände und Uhrengänge innerhalb der etwa 24-stündigen Beobachtungssession abzugleichen, werden zusätzlich Unbekannte eines Uhrenmodels im mathematischen Modell eingeführt [Schlüter, 1988].

Als direkte Folge des interferometrischen Prinzips sei angemerkt, dass es sich bei der Radiointerferometrie um ein differentielles Messverfahren handelt, d. h., es treten nur solche Effekte in Erscheinung, die sich an den am Interferometer beteiligten Stationen in unterschiedlicher Weise auswirken. Additionskonstanten bleiben somit prinzipiell ausgeschlossen.

2.6 Die Erde als Träger der Interferometerbasen

Die Radioteleskope an den Enden der interferometrischen Basis sind über die Montierung, meist eine Stahlkonstruktion auf einem Beton- oder Stahlbetonsockel, fest mit der Erde verbunden. Der Boden, auf dem die Konstruktion ruht, ist nicht fest, sondern führt eine Reihe von Bewegungen bezüglich des Erdkörpers aus. Manche Bewegungen sind kontinuierlich, säkular oder periodisch. Andere sind einmalig (*episodic motion*), wie z. B. während und in Folge eines Erdbebens. In seltenen Fällen muss eine größere Reparatur an einer Antenne vorgenommen werden, bei der die Antenne umgesetzt wird. An manchen Stationen kommt es zu lokalen Deformationen, z. B. durch Senkung des Grundwasserspiegels.
Stationsbewegungen die durch Gezeiten- und Auflasteffekte hervorgerufen werden, spielen sich vorwiegend in mittleren Zeiträumen, d. h. Stunden, Tagen, Monaten, oder Jahren ab. Zu dieser Gruppe von Effekten gehören

(i) die Gezeiten der festen Erde (*solid Earth tides*) und die Polgezeiten (*pole tides*) sowie
(ii) die Auflasteffekte, die durch die ozeanischen Gezeiten (*ocean loading*), durch atmosphärische Druckvariationen (*atmospheric loading*), durch jahreszeitliche Schwankungen der Grundwasserstände sowie durch Schneefall hervorgerufen werden.

Zu den säkularen Veränderungen zählen die langsamen geodynamischen Deformationen der Lithosphäre [Drewes, 1989], die globale rezente Krustenbewegung (*crustal motion*) [Campbell und Nothnagel, 1996; Campbell und Nothnagel, 1998; Scherneck et al., 2002], darunter Plattentektoniken (*plate motion*) und post-glaziale Landhebungen (*postglacial rebound*) [Mitrovica und Peltier, 1991]. Die säkularen Driftbewegungen der Platten verlaufen annähernd linear, was die Annahme einer kontinuierlichen, die Bewegung hervorrufende Meeresbodenspreizung (*sea floor spreading*) begründet [Campbell et al., 1992b]. Die durch VLBI bestimmten Driftraten stimmen gut mit den aus geologischen und geophysikalischen Daten erhaltenen Modellen überein [Schuh und Campbell, 1994]. Die Krustenbewegungen zeigen jedoch Abweichungen von der Linearität ihrer Bewegung an den Rändern einiger Platten, den Plattengrenzen. Untersuchungen der inneren Stabilität der tektonischen Platten lassen Druck- (*stress*) und Zugkräfte (*strain*) als Folge von äußeren Krafteinwirkungen erkennen.
Die Lage der Erdrotationsachse bezüglich des Erdkörpers bleibt zeitlich nicht konstant. Hier beobachtet man zum einen die Polbewegung (*polar motion*), eine Verschiebung der Rotationsachse relativ zu Erdmantel und -kruste aufgrund der Abweichung der Rotationsachse von der Figurenachse. Die Polbewegung zeigt neben den periodischen Kreiselbewegungen mit den Hauptperioden 365 und 430 Tagen (*Chandler wobble*) eine säkulare Drift, die so genannte Polwanderung. Die Polwanderung wird auf große, langfristige Massenverschiebungen zurückgeführt. Eine solche Belastungsänderung geschah etwa durch das Vorrücken und anschließende Abschmelzen der Gletscher, die während der letzten Eiszeit große Teile Skandinaviens, Grönlands und Teile Kanadas bedeckten. Seit dem Rückzug der Gletscher kann man regionale Hebungen und Deformationen feststellen. Zum anderen lassen sich Änderungen der Rotationsgeschwindigkeit der Erde bestimmen, die z. B. durch die Erdgezeiten hervorgerufen werden. Aber auch große Massentransporte zwischen den Komponenten im System Erde können Schwankungen der Rotationsgeschwindigkeit verursachen [Seitz, 2004]. Im Zweikörpersystem Erde-Mond kommt es zur säkularen Verlangsamung der Rotationsgeschwindigkeit der Erde aufgrund der Gezeitenreibung [Rothacher, 2001].
Aber auch bezüglich der Radioquellen variiert die Orientierung der Erdrotationsachse. Da die Äquatorebene nicht parallel zur Ebene der Bahnbewegung der Erde um die Sonne (Ekliptik), sondern um den Winkel der Schiefe der Ekliptik geneigt ist, kommt es im Zusammenspiel mit dem Mond und seiner Bahn zu dem Phänomen der Präzession (*precession*) und zu luni-solaren Nutationen (*nutation*). Auch die Planeten verursachen vergleichbare planetare Nutationen.
Durch die kontinuierliche Beobachtung dieser Größen lassen sich die Modelle vom Aufbau des Erdinneren verbessern. Durch die mit VLBI bestimmten Erdrotationsvariationen konnten die Modelle für

die Nutation des Erdkerns (*free core nutation*) entstehen. Bei der bisher angenommenen Periode der free core nutation von 430 Tagen zeigen neuere Untersuchungen, dass es sich um die Überlagerung zweier Signale mit den Perioden 410 und 450 Tagen handeln könnte [Malkin und Miller, 2007]. Bei der Bestimmung solcher Modelle ist man immer auf indirekte Messungen angewiesen, da es bisher noch nicht gelungen ist, tiefer als etwa 15 km in die Kruste zu bohren [Carter und Robertson, 1987].
Während der Dauer einer VLBI-Beobachtung von etwa 60 bis 300 s, aber auch während der sehr kurzen Dauer einer Laufzeitdifferenz zwischen dem Eintreffen der Radiostrahlung am 1. Radioteleskop und dem Eintreffen am 2. Teleskop (etwa 20 ms, bei einer angenommenen Basislinienlänge von $|\mathbf{b}|$ = 6000 km) bewegt sich die interferometrische Anordnung signifikant infolge der Erdrotation und aufgrund der Bahnbewegung der Erde um die Sonne (tägliche und jährliche Aberration).
Alle diese Effekte haben eine gemeinsame Konsequenz: Die Basislinie **b** ist keine starre Konstante, sondern variiert mit der Zeit

$$\mathbf{b} = \mathbf{b}(t) \ . \tag{2.8}$$

Länge und Richtung des Basislinienvektors können sich dabei bezüglich der Erdkruste und bezüglich der Quellen ändern.

2.7 Bestimmung der Observablen am Korrelator

Die Korrelation besteht darin, durch Überlagerung der an den einzelnen Stationen aufgezeichneten Signale die Interferenz herbeizuführen und dadurch die Observablen zu gewinnen. Die Einrichtung an der dieser Vorgang geschieht wird Korrelator genannt. Es können grundsätzlich Hard- und Softwarekorrelatoren unterschieden werden. Während die Hardwarekorrelatoren durch die Zahl der Magnetbänder oder Festplatten, die synchron eingelesen und verarbeitet werden können, in ihrer Leistung eindeutig festgelegt sind, bestimmt die zur Verfügung stehende Rechenleistung die Performance eines Softwarekorrelators. Durch Rechner-Cluster bzw. verteilte Systeme und nicht zuletzt durch die stetige Entwicklung der Computerhardware sind die technischen Grenzen des Korrelators noch nicht erreicht [Kondo et al., 2004; Machida et al., 2006].
Je nach Zielsetzung treten verschiedene Observablen in den Vordergrund. Die astronomische VLBI zielt in erster Linie darauf ab, hoch aufgelöste Bilder der Radioquellen zu rekonstruieren. Dafür werden die Streifenphasen und -amplituden herangezogen. Die Beiträge der Teleskope werden dabei so addiert, als ob es sich um eine zusammengehörende Antennenfläche gehandelt hätte [Whitney, 2000].
Bei der VLBI mit geodätischer und astrometrischer Zielsetzung wird auf die genaue Bestimmung der Gruppenlaufzeit (*group delay*) und der Laufzeitänderung (*fringe rate*, *delay rate*) Wert gelegt. Die Gruppenlaufzeit wird dadurch erhalten, dass die Signale so lange gegeneinander verschoben werden bis das Maximum an Übereinstimmung erzielt wird. Die Gruppenlaufzeit τ ist als die zeitliche Verschiebung definiert, bei der die diskrete Kreuzkorrelationsfunktion maximal wird

$$\tau = \tau_i \mid K_{1,2}(\tau_i) = \max\left(K_{1,2}\right) \ , \tag{2.9}$$

mit der diskreten Kreuzkorrelationsfunktion

$$K_{1,2}(\tau) = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} V_1(n) V_2(n-\tau) \ , \tag{2.10}$$

worin N das Zeitintervall und $V_1(n)$, $V_2(n)$ die zeitabhängigen, digitalisierten Spannungen an den Antennen 1 bzw. 2 bedeuten (Gleichung 2.1). Neben der Verschiebung der Bitströme gegeneinander muss bei der Korrelation die Veränderung der Signale durch den differentiellen Dopplereffekt der Erd-

rotation (*fringe rotation*) korrigiert werden (*fringe stoping*). Dies geschieht durch Multiplikation mit Sinus- und Cosinus-Termen (*quadrature mixing*). Dabei wird das Kreuzkorrelationssignal, das mit der differentiellen Dopplerverschiebung im kHz-Bereich oszilliert, auf eine Frequenz nahe Null gebracht. Aus der Summe der Sinus- und Cosinus-Terme läßt sich die Streifenamplitude und aus der Division der Sinus- und Cosinus-Anteile (Tangens) die Streifenphase gewinnen. Die Streifenfrequenz, die partielle Ableitung der Streifenphase (*phase delay*) nach der Zeit

$$f(t) = \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 2\pi f_{m,X} \dot{\tau}(t) \tag{2.11}$$

kann über Zeiträume von einigen Minuten verfolgt werden, solange kontinuierlich eine Radioquelle beobachtet wird (*scan*). Wird eine andere Quelle angefahren, so wird die Streifenphase in der Regel verloren und muss neu aufgenommen und verfolgt werden. Beim Übergang zwischen den scans treten Mehrdeutigkeiten, d. h. ganzzahlige Vielfache der Wellenlängen auf, die für eine Phasenmessung gelöst werden müssen (*ambiguity solution*). Mit der Verwendung der Gruppenlaufzeit als Observable entfällt die Problematik der Mehrdeutigkeiten, die bei der Phasenmessung besteht, da die Kreuzkorrelationsfunktion ein eindeutiges Maximum besitzt. Aus der Streifenfrequenz lässt sich die Laufzeitänderung gewinnen

$$\dot{\tau}(t) = \frac{f(t)}{2\pi f_{m,X}} \,, \tag{2.12}$$

die die Phasendrift infolge der Erdrotation beschreibt. Im Gegensatz zur Gruppenlaufzeit wird die Laufzeitänderung nicht routinemäßig für die Bestimmung geodätischer Zielparameter herangezogen. Diese wird jedoch benötigt, um die bei der Bandbreitensynthese auftretenden Mehrdeutigkeiten der Gruppenlaufzeiten in einem ersten Schritt zu bereinigen.
Die gesamte Operation am Korrelator lässt sich mathematisch durch eine Kreuzkorrelation und eine Fourier-Transformation darstellen. Werden die Signale zuerst kreuzkorreliert und dann Fouriertransformiert, so spricht man von einem XF-Korrelator (z. B. die Mark VLBI-Systeme). Werden hingegen die mathematischen Operatoren in umgekehrter Reihenfolge ausgeführt, so spricht man vom FX-Korrelator (z. B. VLBA-Prozessoren). Beide Korrelatortypen haben Vor- und Nachteile [Moran, 1989; Alef, 1989; Whitney, 2000].

2.8 Genauigkeit der Gruppenlaufzeit

Die tatsächliche Genauigkeit der Gruppenlaufzeit ist schwierig zu ermitteln. Es treten viele und teilweise in ihrer Größenordnung und ihrem Zusammenspiel schwierig abzuschätzende Einflüsse auf. Die instrumentelle Genauigkeit der Gruppenlaufzeit σ_τ aus der Korrelationsanalyse beträgt nach Whitney et al. [1976]

$$\sigma_\tau = \frac{1}{2\pi \cdot SNR \cdot B_{eff}} \,, \tag{2.13}$$

wobei ein ausreichendes Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) das Kriterium für eine erfolgreiche VLBI-Messung darstellt [Campbell et al., 1992b]:

$$SNR = \eta \sqrt{2B_{eff} \cdot t_{int}} \frac{I}{2k} \sqrt{\frac{A_1 \cdot A_2}{T_{R1} \cdot T_{R2}}} \,, \tag{2.14}$$

mit

$\eta = 0{,}73$ [Campbell, 1982]	instrumenteller Verlustfaktor bei 1 Bit-sampling
B_{eff} (Hz)	„effektive" Bandbreite
$t_{int} = 60$ bis 300 (s)	kohärente Integrationszeit
I (Jy)	Strahlungsintensität der Radioquelle, auch Radiofluss genannt
$k = 1{,}3806505 \cdot 10^{-23} \left(J \cdot {}^{\circ}K^{-1}\right)$	Boltzmann-Konstante
A_1 , A_2 (m^2)	„effiziente" Antennenfläche der Antenne 1 bzw. 2
T_{R1} , T_{R2} (°K)	Rauschtemperatur des Empfangssystems 1 bzw. 2.

Ebenfalls nach Whitney et al. [1976] ergibt sich die effektive Bandbreite B_{eff} aus den Abweichungen der N Kanalfrequenzen f_i von deren mittlerer Frequenz f:

$$B_{eff} = \sqrt{\frac{\sum (f_i - f)^2}{N}} \quad . \tag{2.15}$$

Den Gleichungen kann man die dominante Abhängigkeit der Messgenauigkeit zum einen von der effektiven Bandbreite des Empfangssystems B_{eff}, zum anderen von der Strahlungsintensität der Radioquelle I entnehmen. Darüber hinaus wird klar, dass mit dem gleichen Instrumentarium bei Quellen schwächerer Intensität die kohärente Integrationszeit quadratisch zunehmen muss um das SNR konstant zu halten.
Durch die Verwendung der Gruppenlaufzeit als Observable ist die geodätische VLBI eng an die Verfahren der Frequenzmessung geknüpft. Die Stabilität der verwendeten Frequenznormale ist jedoch nicht der limitierende Faktor der Messgenauigkeit bei der VLBI.
Wie bereits angesprochen, beschreibt der Ausdruck für die instrumentelle Genauigkeit lediglich die Anteile des SNR und der effektiven Bandbreite am Fehlerhaushalt. Dabei wurde implizit vereinfachend angenommen, dass ein gemeinsames Systemrauschen alle Frequenzkanäle unabhängig und im gleichen Maß betrifft und keine weiteren Einflüsse relevant sind. Es gibt jedoch eine Reihe von instrumentellen Störeffekten, die nur einzelne Kanäle betreffen können. Ray und Corey [1991] schlagen daher eine Erweiterung des Modells um zwei empirische Variable vor

$$\sigma_\tau^2 = \left[\frac{\alpha}{2\pi \cdot SNR \cdot B_{eff}}\right]^2 + \left[\frac{\sigma_0}{2\pi \cdot \sqrt{N} \cdot B_{eff}}\right]^2 , \tag{2.16}$$

wobei die Variable α eine mögliche Skalierung und die Variable σ_0 eine zusätzliche durch das SNR nicht erfasste Additionskonstante beschreibt.
Wie den vorangegangenen Gleichungen entnommen werden kann, ist eine Verbesserung der Genauigkeit der Gruppenlaufzeit vor allem durch technischen Fortschritt möglich. Durch Besetzung der Nebendiagonalelemente der Varianz-Kovarianz-Matrix, die eine Beschreibung der Korrelation der Messungen untereinander erlaubt, kann das stochastische Modell erheblich erweitert werden. Eine systematische Zusammenstellung möglicher Verfeinerungen und Erweiterungen des stochastischen Modells bei der VLBI-Auswertung findet man bei Tesmer [2004].

Von den Sternen nun, die der Himmel umfasst, kreisen die einen als Fixsterne mit dem ganzen Himmel und bleiben immer am selbigen Ort.
Aristoteles: Über die Welt

3 Bezugssysteme und Bezugsrahmen der VLBI

In der Geodäsie wird zwischen dem Bezugssystem (*reference system*) und einer Realisierung des Systems durch einen Bezugsrahmen (*reference frame*), auch Katalog genannt, unterschieden.
Ein Bezugssystem beinhaltet alle notwendigen theoretischen Definitionen und Vereinbarungen um zu jedem Zeitpunkt ein Koordinatensystem eindeutig festzulegen. Dazu gehören

(i) Ursprung (*origin*), Lage des Koordinatennullpunktes,
(ii) Koordinatenachsen (*coordinate axes*), Orientierung,
(iii) Maßstab (*scale*), Metrik der Koordinaten, z. B. kartesische, sphärische Koordinaten, die Skalierung und die Einheiten, z. B. der SI-Meter (*Systeme International*), hierzu gehört auch die Koordinatenzeit, z. B. TCB,
(iv) Modelle, z. B. Nutationsmodell nach Seidelmann [1982], und Konstanten, z. B. die Lichtgeschwindigkeit c oder das Produkt aus der Gravitationskonstanten und der Masse der Erde GM.
(v) Im Falle eines zeitlich veränderlichen Systems wird darüber hinaus noch eine Epoche gegeben, auf die sich die Definition bezieht, z.B. J2000.0, bzw. die Definition wird auf zeitliche Derivate erweitert, z. B. Eigenbewegungen.

Ein Bezugssystem wird durch Messungen und Anlage geeigneter abstrahierter Objekte (Punkte) realisiert, die koordiniert, tabelliert und eventuell kartiert oder vermarkt werden. Mehrere Bezugsrahmen können ein und dasselbe Bezugssystem realisieren, z. B. durch Beobachtungen in verschiedenen Frequenzbereichen, und dabei unterschiedliche Genauigkeiten besitzen.
Wie in den vorangegangenen Kapiteln gezeigt wurde, werden bei der VLBI von erdfesten Radioteleskopen aus extragalaktische Radioquellen beobachtet. Es ist daher zweckmäßig für die Beschreibung der VLBI-Modelle, die Quellen in einem extragalaktischen Bezugssystem und die Radioteleskope in einem körperfesten Erdbezugssystem zu beschreiben. In diesem und den folgenden Abschnitten sollen die Bezugssysteme und -rahmen der VLBI näher erläutert werden.

3.1 Himmelsbezugssysteme

3.1.1 Kinematisches Himmelsbezugssystem

Das Internationale Himmelsbezugssystem ICRS (*International Celestial Reference System*) ist seit 1991 nach Konvention der IAU (*International Astronomical Union*) bei der XXI. Generalversammlung in Buenos Aires, Argentinien, das Himmelsbezugssystem des IERS (*International Earth Rotation and Reference Systems Service*). Von 1988 bis 1995 wurden durch den IERS jährlich Himmelsbezugsrahmen durch die Positionen extragalaktischer Radioquellen realisiert und veröffentlicht. Dabei nahm die Zahl der definierenden Quellen von 23 auf 236 monoton zu. Der Referenzrahmen des IERS aus dem Jahr 1995 wurde auf Antrag des IERS von der IAU zum ICRS erklärt [Arias et al., 1995]. Der Ursprung des Systems, d. h. der Nullpunkt der Achsen, befindet sich im Baryzentrum des Sonnensystems. Das Baryzentrum ist überwiegend etwa einen Sonnenradius (696.000 km) vom Schwerpunkt der Sonne entfernt. Die Lage variiert abhängig von der Stellung der Planeten, vor allem beeinflusst durch die massereichen Planeten Jupiter und Saturn. Es ist der Punkt des Sonnensystems, um den sich die Körper des Sonnensystems bewegen. Mit dem Baryzentrum nimmt das Sonnensystem an der Bewegung innerhalb größerer Systeme, z. B. an der galaktischen Rotation teil. Das Baryzentrum umkreist das Zentrum der Milchstraße in einem Abstand von etwa 25.000 bis 28.000 Lichtjahre. Ein galaktisches Jahr dauert demzufolge etwa 220 bis 240 Millionen Jahre, dies entspricht einer Rotationsge-

schwindigkeit von etwa $220\,\mathrm{km}\cdot\mathrm{s}^{-1}$. Bei einer Himmelsdurchmusterung mit dem VLA konnte die Geschwindigkeit unserer Galaxie, der Milchstraße, bezüglich der Radioquellen auf Grundlage der Rotverschiebung (*red shift*) zu etwa $330\,\mathrm{km}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ bestimmt werden [Blake und Wall, 2002].
Die Bezugsebene (*principal plain*) des ICRS ist die durch die Modelle der Präzession nach Lieske et al. [1977] und der Nutation nach Seidelmann [1982] konventionelle Äquatorebene und wird in Anlehnung an die vorhergehenden Himmelsbezugssysteme möglichst konsistent zum mittleren Himmelsäquator J2000.0 (J2000.0 = 1. Januar 2000, 12:00 TDB = JD 2451545,0 TDB) festgelegt [Arias et al., 1995]. Damit ist auch der Himmelspol möglichst konsistent zu dem des Vorgängersystems zur Epoche J2000.0. Die Koordinate, die sich auf den Himmelsäquator bezieht, ist die Deklination (*declination*) $-90° \le \delta \le 90°$.
Die Nullrichtung der Rektaszension (*right ascension*) $0 \le \alpha < 24\mathrm{h}$ ist ebenso möglichst konsistent zum Vorgängersystem gewählt. Die Rektaszension wird wegen des Zusammenhangs mit der Erdrotation oft im Stundenwinkel angegeben. Definiert wurde diese zunächst durch die Rektaszensionen von 23 Radioquellen, die durch Kombination der Kataloge dreier Institutionen (GSFC, JPL und NGS) gebildet wurden. Bei der Bestimmung der Kataloge wurde die Radioquelle 3C273B (1226+023) auf ihren Wert im Vorgängersystem, dem FK5 (5. Fundamentalkatalog) [Fricke et al., 1988] festgehalten [Arias und Feissel, 1990].
Das ICRS ist ein Quasiinertialsystem, d. h., es führt keine messbaren Translationen oder Rotationen aus. Es ist derzeit die genaueste, realisierte Annäherung an ein ideales Inertialsystem. Die Vorteile eines Inertialsystems bestehen beispielsweise darin, dass Scheinkräfte durch Transformation wegfallen können [Nagel, 1976]. Außerdem sind in einem Inertialsystem keine relativistische Zeitdilatation und entsprechend keine Längenkontraktion vorhanden. In Bezug auf ein Inertialsystem werden relative Bewegungen als absolut verstanden [Schneider, 1992].

3.1.2 Dynamisches Himmelsbezugssystem

Vor der kinematischen Definition des heutigen, durch Radioquellen realisierten Himmelsbezugssystems war das dynamische Himmelsbezugssystem das konventionelle internationale Himmelsbezugssystem [Standish und Williams, 2003]. Das dynamisch definierte Himmelsbezugssystem hat seinen Ursprung ebenfalls im Baryzentrum des Sonnensystems. Die Bezugsebene für die Deklination ist der mittlere Himmelsäquator zu einer Epoche. Vor der aktuellen Bezugsepoche J2000.0 (J für Julianisch) war B1950.0 (B für Bessel) die Epoche, in der der mittlere Äquator definiert war. Die Bessel-Epoche, bezogen auf das tropische Jahr kann mit

$$\mathrm{JD} = 2415020{,}31352 + 365{,}242198781\cdot(\mathrm{B} - 1900)\,, \tag{3.1}$$

in die aktuelle julianische Zählung überführt werden und umgekehrt, wobei JD eine Julianische Tageszahl (*Julian day*) und B den Anfang eines Besselschen Jahres bezeichnet. Um keine zu großen Zahlen zu bekommen, wird oft das modifizierte Julianische Datum (*modified Julian day*)

$$\mathrm{MJD} = \mathrm{JD} - 2400000{,}5 \tag{3.2}$$

verwendet. Ausgangspunkt für die Zählung der Rektaszension ist der Frühlingspunkt, auch Äquinoktium genannt (*vernal equinox*), das ist der aufsteigende Schnittpunkt zwischen der Ekliptik und dem mittleren Himmelsäquator zur Epoche. Die Ebene der Ekliptik ist durch die Projektion der scheinbaren Bewegung der Sonne auf die Himmelskugel im Verlauf eines Jahres gegeben. Die Bahnebene der Ekliptik ist um den veränderlichen Winkel der Schiefe der Ekliptik gegenüber dem Himmelsäquator geneigt und wird durch die Dynamik des Sonnensystems bestimmt [Standish, 1982].

Nachdem ausreichend genaue (1 mas), durch VLBI bestimmte Radioquellenpositionen in genügender Anzahl zur Verfügung standen, wurde der Wechsel vom dynamischen Himmelsbezugssystem - damals realisiert durch den FK5 - zum durch VLBI realisierten kinematischen Himmelsbezugssystem vollzogen.

3.2 Himmelsbezugsrahmen

3.2.1 Kinematische Himmelsbezugsrahmen

Der Internationale Himmelsbezugsrahmen des IERS (*International Celestial Reference Frame*, ICRF) realisiert das ICRS konventionell. Der durch die IAU WGRF (*Working Group on Reference Frames*) entstandene Bezugsrahmen ist durch die VLBI-Lösung des GSFC des Jahres 1997 bestimmt [Ma et al., 1998]. Aus den VLBI-Daten bis einschließlich Mitte 1995 wurden die Positionen von 608 Radioquellen in drei Kategorien bestimmt:

(i) Die 212 „definierenden Quellen" (*defining sources*) sind solche Objekte, die in der globalen Lösung geschätzt und mit denen die Bedingung der globalen Rotationsfreiheit NNR (*no net rotation*) definiert wurde, d. h., diese Objekte wurden in einer freien Netzausgleichung mit NNR-Bedingung bezüglich des ICRS bestimmt. Das ICRS war damals durch den Vorgänger-Katalog des IERS aus dem Jahre 1995 materialisiert. Die Anforderungen an die Genauigkeiten für die definierenden Quellen waren ein Mindestmaß an 20 Beobachtungen, die sich über mindestens 2 Jahre erstrecken, und deren formale Fehler aus der Ausgleichung maximal 1 mas betragen durften.

(ii) Zur zweiten Kategorie der „Kandidaten" (*candidates*) wurden 294 Objekte gezählt, deren Verwendung in der NNR-Bedingung Koordinatendifferenzen in mindestens einer Koordinate α oder $\delta > 0{,}5$ mas bzw. $> 3 \cdot \sigma$ hervorrief. Davor war eine 3-dimensionale globale Rotation zwischen den Katalogen erfolgt.

(iii) Die grundlegenden Anforderungen an die 102 Quellen in der dritten Kategorie, „Andere" (*others*), waren dreierlei: Zunächst mussten diese Quellen gewisse Stabilitätskriterien ihrer Positionen nachweisen. Der Strukturindex im X-Band, falls bestimmt, durfte nicht der dritten oder vierten Gruppe angehören. Diese Forderung konnte nur für 42 Radioquellen, für die entsprechende Strukturkarten vorlagen, überprüft werden. Darüber hinaus durfte im Zuge einer Ausgleichung keine zeitliche Veränderung der Koordinaten innerhalb der 3σ-Standardabweichung vorliegen.

Alle anderen Radioquellen dieser VLBI-Lösung wurden nicht global, sondern lokal geschätzt.
Der ICRF ist in der Folge zweimal konventionell erweitert worden. Bei der Erweiterung wurden aktuelle VLBI-Beobachtungen hinzugezogen und zusätzliche Quellen in die Kategorie „Neue" (*new*) aufgenommen. Mit der ersten Erweiterung ICRF-Ext.1 [IERS, 1999] wurden aus Gründen der Konsistenz die Anzahl und die ursprünglichen Koordinaten der 212 definierenden Quellen des ICRF beibehalten. Die Koordinaten der Quellen der anderen Kategorien wurden aktualisiert und 59 neue Quellen hinzugefügt. Im Jahre 2004 erfolgte dann eine weitere, zweite Erweiterung, ICRF-Ext.2 [Fey et al., 2004], bei der wiederum neu hinzugekommene Beobachtungsdaten und aktuelle Modelle in der Auswertung berücksichtigt wurden. Die Vorgehensweise bei der Erweiterung gleicht prinzipiell der beim ICRF-Ext.1. In der neuen Kategorie befinden sich nach beiden Erweiterungen insgesamt 109 Objekte. Die Quellenkoordinaten im ICRF-Ext.2 ersetzten die der Vorgänger bis auf die der 212 definierenden Quellen, die wiederum beibehalten wurden. Die momentane Zahl an katalogisierten Radioquellen im ICRF-Ext.2 beträgt 717.
Innerhalb der IERS/IVS Arbeitsgruppe ICRF2 wird derzeit an einer Neuauflage des ICRF gearbeitet. Diskussionswürdig bei der Realisierung des ICRS durch das derzeitige ICRF-Ext.2 sind unter anderem folgende Punkte:

(i) Die Positionen der definierenden Quellen werden derzeit auf Werten, die auf Daten bis etwa Mitte 1995 beruhen, festgehalten. Die Orientierung des ICRF-Ext.2 zeigt gegenüber den meisten aktuellen Lösungen der IVS-Analysezentren signifikante Abweichungen [Schuh et al., 2008]. Ob deshalb eine neue Definition der Orientierung notwendig ist, ist fraglich. Wesentlich bei der Orientierung ist die Kontinuität. Diese bleibt derzeit dadurch erhalten, dass an den definierenden Quellen keine Änderungen vorgenommen werden. Es fehlt dadurch eine Anpassung der Koordinaten der definierenden Quellen, die diese dem gesamten bis heute zur Verfügung stehenden Datenmaterial angleicht.

(ii) Von den definierenden Quellen wurden nach 1995 weder einige entfernt, noch sind einige hinzugekommen, obwohl bereits die erste Erweiterung (ICRF-Ext.1) gezeigt hat, dass 5 der 212 definierenden Quellen die anfänglichen Stabilitätskriterien nicht mehr erfüllen.

(iii) Um den Anforderungen der Nutzer besser zu entsprechen, sollte die Zahl der katalogisierten Objekte deutlich erhöht werden. Bei der D-VLBI werden beispielsweise Radioquellen im Nahbereich der zu orientierenden Sonde benötigt.

(iv) Auch die Beobachtung in anderen oder zusätzlichen Radiofrequenzbändern wird diskutiert.

(v) Das ICRF ist derzeit durch eine einzelne VLBI-Lösung und nicht durch die Kombination mehrerer Lösungen definiert. Dass eine Einzellösung eingesetzt wird, ist nicht leicht zu begründen. Ma et al. [1998] geben als Begründung die Klarheit der verwendeten Daten und Modelle, besonders des stochastischen Modells, der Einzellösung gegenüber einer kombinierten Lösung an. Insbesondere wird die Formulierung von Korrelationen zwischen den einzelnen Lösungen als problematisch erachtet. Das Vorgängermodell, der 1995 veröffentlichte Bezugsrahmen des IERS, war eine kombinierte Lösung, bei der allerdings wegen des Kombinationsmodells geringe Deformationen festgestellt wurden [Ma et al., 1998]. Nach heutigen Gesichtspunkten werden die Vorteile eher wieder auf Seite der kombinierten Lösung gesehen, da eine Kombination im Allgemeinen als verlässlicher als eine Einzellösung erachtet wird.

(iv) Es bleibt zu diskutieren, ob dem Modell der konstanten Positionen ein flexibleres auf Zeitreihenanalysen basierendes Modell vorzuziehen ist. Ausschlaggebend dafür sind die physikalischen Eigenschaften der Radioquellen, die sich oft in Variationen der Positionszeitreihen widerspiegeln. Die Variationen sind jedoch teilweise außerordentlich konstant und äußern sich beispielsweise in linearem oder parabolischem Verhalten. Solchen Positionsvariationen könnte mit flexiblen Zeitreihenmodellen entsprochen werden. Dabei würde die Standardabweichung der Koordinaten signifikant verbessert werden, sodass diese ebenso zur Definition der Achsenorientierung beitragen könnten [IERS/IVS-WG ICRF2, pers. Komm.].

3.2.2 Dynamische Himmelsbezugsrahmen

Vor der Realisierung mittels VLBI wurde das Himmelsbezugssystem über Jahrhunderte durch optische Beobachtungen materialisiert. Die optischen Bezugsobjekte, die Sterne, die Planeten des Sonnensystems, die Sonne und der Mond wurden dabei zusammen mit einer dynamischen Modellierung zur Positionsbestimmung und zur Navigation, insbesondere in der Seefahrt eingesetzt. Zu diesem Zweck wurden vielerorts Jahrbücher, sogenannte Almanache publiziert, in denen die Positionsbeobachtungen tabellarisch festgehalten waren. Einen der ersten europäischen Almanache erstellte der österreichische Astronom Georg von Peuerbach um 1460 an der Universität Wien, Österreich. Der wohl bekannteste Almanach ist der seit 1767 veröffentlichte Astronomische Almanach. Nach 1984 waren die Planeten- und Mondephemeriden, berechnet mit den Programmen DE200 und LE200 des JPL [Standish, 1982], die Basis für die Ephemeriden im Astronomischen Almanach.

Die frühen optischen Beobachtungen, vor allem mit dem Meridiankreis, werden heute durch weitere Beobachtungstechniken ergänzt, z. B. LLR, *range-rate*-Messung zu Raumsonden (*two-way doppler*) und D-VLBI (z. B. δ-DOR) [Maddè et al., 2006]. Für die genaue Realisierung des dynamischen Him-

melsbezugssystems stellt die schwierige Berücksichtigung der Asteroiden einen wesentlichen Unsicherheitsfaktor dar [Standish und Fienga, 2002].
Die Bewegungen der Sonne, des Mondes und der Planeten wurden zur Erkennung von globalen Rotationen, die in den Sternenkatalogen enthalten waren, verwendet. So berichtete Fricke [1982] beispielsweise, dass die Rektaszensionen im FK4 (4. Fundamentalkatalog) langsam mit der Zeit abnahmen. Insbesondere aber die Eigenbewegungen mussten wiederholt korrigiert werden. Auch die Orientierung des FK5 war nicht stabil [Jordi und Rosselló, 1987]. Der nach heutigem Stand genaueste optische Fundamentalkatalog, der FK6 [Wielen et al., 1999], wurde durch die etwa 144.000 Objekte des Hipparcos-Katalogs [Perryman et al., 1997] erheblich erweitert. Der Hipparcos-Katalog ist die Realisierung des ICRS im optischen Frequenzbereich [Kovalevsky et al., 1997]; er muss aber inertialisiert werden [Brosche, 1997].
Der dynamische Himmelsbezugsrahmen der Körper des Sonnensystems und der Sterne wird heute auf den Himmelsbezugsrahmen der extragalaktischen Radioquellen bezogen. Dabei muss die Orientierung zwischen den Rahmen (*frame tie*) bestimmt werden (Abbildung 3.1). Eine Bestimmung des frame tie ist beispielsweise durch kombinierte VLBI- und LLR-Auswertung möglich [Folkner et al., 1994]. Heute spielt das Verfahren der D-VLBI eine wesentliche Rolle für die Bestimmung des frame tie. So konnte mit diesem Verfahren die Genauigkeit der Orientierung auf etwa 1 mas gebracht werden.

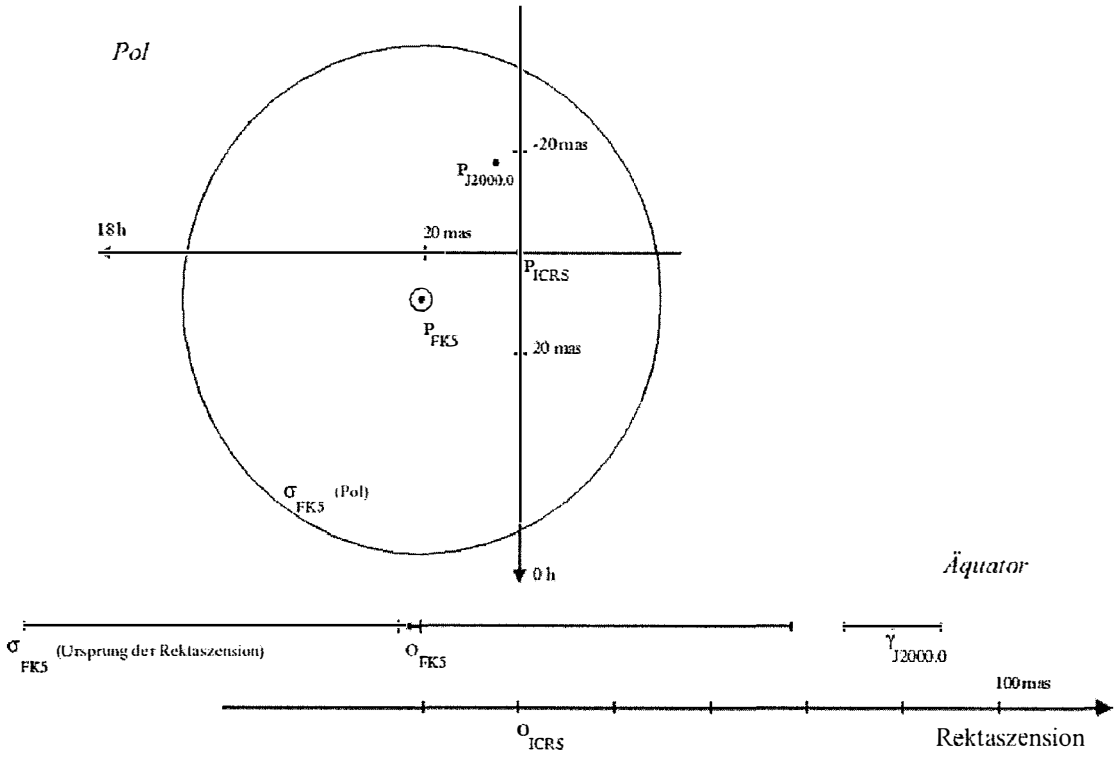


Abb. 3.1 Positionen des mittleren Pols und des Äquinoktiums zur Epoche J2000.0 im ICRS bestimmt durch VLBI und LLR und zugehörige 1σ-Standardabweichungen (Pol: ±0,1 mas, Äquinoktium: ±10 mas). Positionen des FK5 Pols und des Ursprungs der Rektaszension im ICRS, bestimmt durch einen Vergleich mit Hipparcos und zugehörige 1σ-Standardabweichungen (±2,3 mas zur Epoche J2000.0). Die 1σ-Standardabweichungen der Orientierung der FK5-Achsen sind ebenfalls abgebildet (Pol: ±50 mas, Ursprung der Rektaszension: ±80 mas zur Epoche J2000.0)
Nach IERS [2008a]

Bei der D-VLBI werden abwechselnd VLBI-Messungen zu Raumsonden und zu Radioquellen im benachbarten (< 10°) Hintergrund mit bestimmten Sequenzen durchgeführt. Die Lage der Raumsonde kann so sehr genau (etwa 1,5 mas) im Bezug auf die Radioquellen bestimmt werden. Befindet sich eine Sonde in der Umlaufbahn eines Planeten, so kann damit auch die Planetenbahn bezüglich der Radioquellen orientiert werden. Solche Raumsonden standen beispielsweise mit Magellan im Orbit der Venus (1989 bis 1994) oder mit Fobos 2 beim Anflug auf Mars (1988 bis 1989) zur Verfügung [Kroger et al., 1993; Standish, 2000]. In Verbindung mit Doppler-Messverfahren wird D-VLBI operationell zur Navigation naher und ferner (*deep space*) Sonden eingesetzt.
In absehbarer Zeit sind weitere astrometrische Satelliten bzw. Raumsonden geplant: Die Europäische Raumfahrtbehörde (ESA) bereitet einen Nachfolger für Hipparcos vor: GAIA. Der Name der Mission, stand ursprünglich für *Global Astrometric Interferometer for Astrophysics* und wird trotz Änderung des Messprinzips beibehalten. Zum jetzigen Zeitpunkt sind als Messinstrumente einige CCD-Sensoren und Spektrometer geplant. Die angestrebte Genauigkeit der Sternenörter soll besser als 10 μas betragen. Der GAIA-Katalog soll ca. 1 Milliarde Sternörter enthalten, darunter etwa 500.000 Radioquellen. GAIA wird voraussichtlich 2013 starten und ist für neun Jahre Betrieb vorgesehen [Brosche, 1996; Brosche und Schuh, 1999; Andrei, 2006].
Die amerikanische Raumfahrtbehörde (NASA) plant ebenfalls eine astrometrische Satellitenmission. Die Raumsonde SIM (*Space Interferometry Mission*) wird ca. 9% ihrer Arbeitszeit aufwenden, um auf einer 9 m-Basis mit dem Verfahren der optischen Interferometrie an die 10.000 Sternörter zu kartieren. Mit diesem Verfahren werden Genauigkeiten um wenige μas erwartet. Der Start ist für das Jahr 2015/2016 vorgesehen. Nach der Auswertung der Ergebnisse dieser optischen astrometrischen Missionen könnte eine Kombination aus optischen und Radiobeobachtungen als neuer internationaler Himmelsbezugsrahmen den derzeitigen, ausschließlich auf Radiofrequenzen beruhenden Rahmen ersetzen [Schuh und Heinkelmann, 2007].

3.3 Erdfeste Bezugssysteme

Das internationale erdfeste Bezugssystem ITRS (*International Terrestrial Reference System*) ist das konventionelle erdfeste Bezugssystem der IUGG (*International Union of Geodesy and Geophysics*), 1991 angenommen durch Resolution No. 2 während der XX. IUGG Generalversammlung in Wien, Österreich.
Der Ursprung des Systems ist der Massenschwerpunkt des Systems Erde, d. h. der Massenschwerpunkt der festen Erde zusammen mit der Ozeanosphäre, der Atmosphäre, der Hydrosphäre, der Kryosphäre usw. Das System führt mit der Erde die tägliche Rotation aus. Die Orientierung der Achsen ist durch den IERS Referenzpol bzw. den IERS Referenzmeridian gegeben. Der IERS Referenzpol ist innerhalb 3 mas konsistent zum Pol des BIH (*Bureau International de l'Heure*) 1984.0 Datum bestimmt worden [Arias und Feissel, 1990]. Der Pol des BIH ist wiederum auf etwa 30 mas dem konventionellen internationalen Ursprung CIO (*Conventional International Origin*) angepasst. Der CIO wurde 1967 nach Resolution No. 19 der XV. IUGG Generalversammlung, Zürich, Schweiz, durch den instantanen Pol definiert, welcher durch die gemessenen Breiten an fünf Orten realisiert wurde. Die Ergebnisse dieser Breitengradbestimmung wurden bereits davor zur Bestimmung des mittleren Pols 1903.0 durch den Internationalen Breitengraddienst ILS (*International Latitude Service*) herangezogen.

Vorsicht ist bei der Verwendung des Akronyms „CIO“ geboten, da es eventuell zu Verwechslungen mit dem *Celestial Intermediate Origin* kommen kann. Das Celestial Intermediate Origin ist das 2000 durch die IAU eingeführte *non-rotating origin*.

3.4 Erdfeste Bezugsrahmen

Die Realisierung des erdfesten Bezugssystems durch einen erdfesten Bezugsrahmen (*Terrestrial Reference Frame*, TRF) kann neben der Bestimmung des Gravitationsfelds der Erde als die fundamentale Hauptaufgabe der Höheren Geodäsie betrachtet werden [Rummel, 2006].
Erste einfache Vermessungsarbeiten sind bereits aus dem Jahre 2750 v. Chr. von den alten Stromkulturen (Babylonier, Ägypter) überliefert. Mit der Erweiterung des Weltbildes in der Antike wurde gestützt durch Beobachtungen in der Seefahrt und der Astronomie schließlich die Erde als Ganzes und in Kugelform begriffen. In der Folge und bis heute wurden immer neue Beobachtungstechniken entwickelt und zur physikalischen Erdmodellierung eingesetzt [Bialas, 1982]. Ihren letzten großen Fortschritt hat die Geodäsie mit den geodätischen Weltraumverfahren vollzogen. Die aktuellen Fortschritte in der Genauigkeit des TRF sind überwiegend der technischen Entwicklung und der Kombination der Beobachtungsverfahren zuzuschreiben.
Erdfeste Bezugsrahmen sind durch die 3-dimensionalen, rechtwinkligen, metrischen, kartesischen Koordinaten zu einer Epoche und die linearen Geschwindigkeiten von Stationen gegeben. Daneben werden signifikante unregelmäßige Koordinatensprünge gewöhnlich durch einen zweiten Satz an Koordinaten, bezogen auf eine weitere Epoche modelliert, wobei die Geschwindigkeiten beibehalten werden. Das lineare Geschwindigkeitsfeld ist durch die konstanten, säkularen Kriechbewegungen der Platten gerechtfertigt. Abweichungen von der Linearität treten vor allem nach Erdbeben auf. Die Erdbebennachwirkungen zeigen annähernd exponentiellen Verlauf und werden in den modernen Katalogen ITRF2005 [Altamimi et al., 2007] und VTRF2005 [Nothnagel, 2005] durch abschnittsweise stetige lineare Funktionen (*piecewise linear function*, PWLF) oder durch nicht-lineare Modelle [Heinkelmann et al., 2008b] genähert.
Für die VLBI spielen zunächst die Bezugsrahmen eine Rolle, die ausschließlich auf VLBI-Daten beruhen. Das sind neben den zahlreichen verschiedenen Bezugsrahmen einzelner Analysezentren, z. B. IGG05R01 [Heinkelmann et al., 2006], die vom Analysekoordinator zur Verfügung gestellten Kataloge VTRF2003 [Nothnagel, 2003] und VTRF2005 (VTRF für *VLBI Terrestrial Reference Frame*). Beim VTRF2003 handelt es sich um die Lösung GSF2003b des GSFC, die vom Analysekoordinator zur Verwendung für solche Analysezentren empfohlen wurde, die keine eigenen TRF-Lösungen berechnen. Der VTRF2005 ist aus einer Kombination individueller TRF der Analysezentren AUS, BKG, DGFI, GSFC und MAO hervorgegangen. Diese auf VLBI beruhenden Bezugsrahmen sollten auch die sechs Jahre zwischen der Veröffentlichung des ITRF2000 [Altamimi et al., 2002] und der Fertigstellung des ITRF2005 überbrücken, indem sie jeweils die neuen Beobachtungsdaten und -stationen einbezogen. Aber auch die Modellierung des Denali-Erdbebens am 3. November 2002 nahe der Station GILCREEK, Fairbanks, Alaska, USA, war für die VLBI-Auswertung notwendig.
Die modernen, konventionellen, terrestrischen Bezugsrahmen des IERS werden aus der kombinierten Auswertung von Messungen der geodätischen Raumverfahren VLBI, GPS, SLR und DORIS sowie früher teilweise LLR erhalten. Jede dieser Beobachtungstechniken hat ihre individuellen Stärken und Schwächen. Das Ziel der Kombination ist es, die Stärken der einzelnen Techniken auszunützen und die Schwächen auszubalancieren. Dazu bedarf es der Erfahrung im Umgang mit den Techniken und entsprechender Kombinationsalgorithmen. Um die Beobachtungen der Verfahren verknüpfen zu können, werden an sogenannten Fundamentalstationen (*collocation sites*) mehrere der Verfahren nebeneinander betrieben, z. B. an der Station WETTZELL, Wettzell, Deutschland. Die genauen Bezugspunkte der Raumverfahren (IVP, Phasenzentren der GNSS-Antennen, usw.) können durch *local ties* aufgenommen werden, wodurch die TRF der einzelnen Beobachtungstechniken praktisch miteinander verbunden werden. Die Fundamentalstationen, die local ties und die Kombinationsverfahren spielen eine wesentliche Rolle bei der Bestimmung moderner TRF. Eine besonders gelungene Zusammenfassung dieser Aufgabenstellung wurde von Angermann et al. [2004] veröffentlicht.
Seit dem ITRF2000 besteht das prinzipielle Vorgehen bei der Bestimmung eines modernen TRF in der

(i) Vorverarbeitung der Beobachtungsdaten, darunter fallen beispielsweise das Ausschließen grob fehlerhafter Datensätze und eventuell das Entfernen von Datums- und weiteren starken Bedingungsgleichungen. Der nächste Schritt ist,

(ii) die Gleichungssysteme innerhalb der Beobachtungsverfahren zusammenzufassen (*intra-technique combination*). Hierfür werden sogenannte datumsfreie Normalgleichungen akkumuliert (*stacking*), wobei die gemeinsamen Parameter beibehalten und individuelle Parameter reduziert werden. Bereits hier stellt sich die Frage nach der Gewichtung bzw. nach den Korrelationen zwischen den Einzellösungen. Danach werden

(iii) die kombinierten Lösungen mit den local-tie-Informationen und einem einheitlichen Datum gemeinsam ausgeglichen (*inter-technique combination*), wobei sich die Frage nach der Skalierung diesmal zwischen den verschiedenen Beobachtungsverfahren stellt. Die einheitliche Datumsgebung (*datum definition*) ist ebenfalls von entscheidender Bedeutung, da sonst Deformationen zwischen den individuellen Beobachtungsverfahren auftreten können [Angermann et al., 2004]. Um die Kombination „rigoros" durchzuführen, können datumsfreie, d. h. singuläre Normalgleichungen (*unconstrained normal equations*) verwendet werden. Das SINEX-Format für die Dokumentation und den Austausch von Normalgleichungen [IERS 2002, IERS 2005, IERS 2006] ist das Standardformat für die praktische Durchführung der Kombination.

Der internationale erdfeste Bezugsrahmen ITRF (*International Terrestrial Reference Frame*) ist der konventionelle erdfeste Bezugsrahmen des IERS. Der IERS hat von 1988 bis 1997 jährlich, dann wieder 2000 und zuletzt 2005 den ITRF aktualisiert und veröffentlicht. Der aktuelle ITRF ist der ITRF2005 [Altamimi et al., 2007], der Beobachtungsdaten zwischen 1979 bis Ende 2005 enthält. Der ITRF2005 (ursprünglich ITRF2004) wurde erst Mitte 2006 fertiggestellt. Während die Vorgängermodelle ausschließlich globale Koordinaten und Geschwindigkeiten enthielten, besteht mit dem ITRF2005 nun auch die Möglichkeit, neben den globalen Parametern auf Zeitreihen der Stationskoordinaten und der Erdorientierungsparameter (EOP) zuzugreifen. ITRF2005 ist der erste Erdbezugsrahmen, der die EOP in der Ausgleichung mitberücksichtigt. Die Eingabe durch die Technikdienste erfolgte in Form von Normalgleichungen (IVS) und Kovarianzmatrizen (IGS, IDS) intra-Technik-kombinierter Zeitreihen mit wöchentlicher zeitlicher Auflösung für die Satellitentechniken, bzw. auf Basis der Beobachtungssessionen im Falle der VLBI. Die DORIS-Beobachtungsreihen wurden einzeln eingebracht und nachträglich intra-Technik-kombiniert. Der Bezugsrahmen besteht aus kombinierten Zeitreihen mit wöchentlicher Auflösung der 107 VLBI-Stationen, 350 permanenten GPS-Empfängern, 124 DORIS-Empfängern und 93 SLR-Stationen. Das Datum des ITRF2005 berücksichtigt die Stärken der einzelnen Beobachtungstechniken: So wird der Ursprung des ITRF2005 (Geozentrum) durch die Bedingung der globalen Bewegungsfreiheit NNT (*no net translation*) durch die kombinierte SLR-Lösung realisiert, während der Maßstab von der kombinierten VLBI-Lösung übernommen wird. Die Orientierung wird durch die Bedingung der globalen Rotationsfreiheit NNR bezüglich des Vorgängerkatalogs ITRF2000 festgelegt. Die mittleren Positionierungsfehler der einzelnen Beobachtungsverfahren sind in Tabelle (3.1) zusammengefasst [Altamimi et al., 2007].

Tab. 3.1 Gewichtete Standardabweichung (wrms) in mm der Beobachtungsverfahren, die zum ITRF2005 beitragen, wöchentliche Lösungen der Satellitenverfahren, bzw. Beobachtungssessionen bei VLBI [Altamimi et al., 2007]

Verfahren	horizontal	vertikal
DORIS	12-25	10-25
GPS	2-3	5-6
SLR	5-10	5-10
VLBI	2-3	5-7

3.5 Bezugssysteme und Zeit

Nagel [1976] definiert ein Bezugssystem als ein „Gerüst“, in dem einem physikalischen Ereignis Ort und Zeit zugeordnet werden können. Die physikalische Struktur des zeitlichen Abstandes von Ereignissen lässt sich im mathematischen Bild durch eine reelle Funktion, die Zeitkoordinate, darstellen. Jedem Ereignis ist neben den drei Raumkoordinaten eine eigene Zeit immanent, die sogenannte Koordinatenzeit (*coordinate time*).
Die Koordinatenzeit t ist eine theoretische Zeit, die nicht direkt gemessen werden kann. Sie lässt sich jedoch unter gewissen Umständen durch einen Zusammenhang mit der messbaren Eigenzeit (*proper time*) darstellen. Die Eigenzeit τ ist die Zeit, die ein Beobachter in seinem Bezugssystem messen kann. Sie hängt von der Geschwindigkeit und vom Gravitationspotential ab. Die Zeitskala in einem Bezugssystem ist durch die Koordinatenzeit definiert und bestimmt über die Konstante der Lichtgeschwindigkeit c zusammen mit den drei räumlichen Koordinaten die Metrik des Bezugssystems. Zur vollständigen Definition eines Bezugssystems muss daher stets die zugehörige Koordinatenzeit angegeben werden.

3.5.1 Formalismen im Rahmen der Relativitätstheorie

3.5.1.1 Zeitdilatation in der Speziellen Relativitätstheorie

In der Relativitätstheorie wird ein Effekt, der den Ablauf der Zeit verlangsamt, d. h. die Zeitrate vergrößert, als Zeitdilatation bezeichnet. Nach der Speziellen Relativitätstheorie (SRT) verstreicht die Zeit in bewegten Bezugssystemen langsamer als in ruhenden, d. h. die Zeitskala wird für bewegte Beobachter gedehnt. In der SRT wird die Zeitdilatation mit Hilfe der Lorentz-Transformation beschrieben. Im Falle zweier nicht rotierender Bezugssysteme mit parallel ausgerichteten Achsen und der Annahme einer linearen relativen Geschwindigkeit v entlang der x-Achse ergeben sich für die Lorentz-Transformation die Gleichungen

$$\begin{aligned} X &= \gamma(x - vt), \\ Y &= y, \\ Z &= z, \\ T &= \gamma\left(t - \frac{vx}{c^2}\right), \end{aligned} \tag{3.3}$$

wobei die Raumzeitkoordinaten im ruhenden Bezugssystem mit Großbuchstaben und die Raumzeitkoordinaten im bewegten Bezugssystem mit kleinen Buchstaben bezeichnet werden. Die Rücktransformation heißt "inverse Lorentz-Transformation" und ist ebenso eindeutig definiert. Die Feststellung, welches der beiden Systeme sich bewegt und welches ruht ist vom Standpunkt des Beobachters abhängig. Sie spielt für den mathematischen Formalismus keine Rolle, da lediglich die relative Bewegung der Bezugsysteme zueinander von Bedeutung ist. Der reelle Skalar

$$\gamma := \frac{d\tau}{dt} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \geq 1 \tag{3.4}$$

heißt Lorentz-Faktor und gibt das Verhältnis zwischen den Raten der Eigenzeit $d\tau$ und der Koordinatenzeit dt an. Die Konstante c ist die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, die die obere Geschwindigkeitsgrenze für die Gültigkeit der Lorentz-Transformation darstellt ($0 \leq v < c$).

Betrachtet man den Fall relativ zueinander ruhender Bezugssysteme ($v = 0$), so folgt unmittelbar $\gamma = 1$, und die Lorentz-Transformation geht in die Galilei-Transformation über. Nähert sich die Geschwindigkeit hingegen der Lichtgeschwindigkeit ($v \to c$), so wächst γ über alle Maßen ($\gamma \to \infty$). Die Zeitintervalle in einem solchen Bezugssystem werden für einen Beobachter unendlich lang. Unter der Annahme der instantanen Fortpflanzung der Lichtgeschwindigkeit ($c \to \infty$), folgt ebenso $\gamma = 1$, der Übergang zur Galilei-Transformation.

Wegen

$$v = 0 \Rightarrow d\tau = dt \tag{3.5}$$

wird offensichtlich, dass die Koordinatenzeit eines Bezugssystems durch die Eigenzeit eines relativ dazu ruhenden Bezugssystems dargestellt werden kann. Für eine ausführlichere Darstellung der relativistischen Raumzeitmetrik sei beispielsweise auf Börger [1998] verwiesen.

3.5.1.2 Gravitative Zeitdilatation

Die Zeitskala hängt in der relativistischen Physik nicht nur vom Bewegungszustand des Bezugssystems, sondern im Rahmen der Allgemeinen Relativitätstheorie (ART) auch vom wirksamen Gravitationspotential ab [Müller et al., 2008]. Die sogenannte gravitative Zeitdilatation

$$\gamma_g = \frac{d\tau}{dt_0} = \sqrt{1 + \frac{2U}{c^2}} = \sqrt{1 + \frac{2Gm}{|\mathbf{r}| \cdot c^2}} = \sqrt{1 + \frac{|\mathbf{r}_g|}{|\mathbf{r}|}} \tag{3.6}$$

beschreibt das Verhältnis der Zeitraten von Bezugssystemen, die relativ zueinander ruhen, jedoch verschieden großen Gravitationspotentialen ausgesetzt sind. Dabei bezeichnet dt_0 die Rate der Koordinatenzeit ohne wirksames Gravitationspotential ($U_0 = 0$) und $d\tau$ die Rate der Eigenzeit unter dem Einfluss des Gravitationspotentials $U \neq 0$. Die harmonische Potentialfunktion

$$U = \frac{Gm}{|\mathbf{r}|} \tag{3.7}$$

gilt im Außenraum einer homogenen, kugelsymmetrischen, gravitierenden Masse m. Befindet sich das Bezugssystem im Innenraum der gravitierenden Masse oder wirken mehrere gravitierende Massen, so ist der Ausdruck (3.7) entsprechend anzupassen. Weiter bezeichnet $|\mathbf{r}| > 0$ den Abstand zwischen dem Mittelpunkt der gravitierenden Masse und dem Ursprung des Bezugssystems, das dem Gravitationspotential ausgesetzt ist, und $G = 6{,}67428 \cdot 10^{-11}\ m^3 \cdot kg^{-1} \cdot s^{-2}$ die Gravitationskonstante. Der Fall $|\mathbf{r}| = 0$ muss aufgrund der Singularität gesondert definiert werden: In diesem Fall ($|\mathbf{r}| = 0$) gelte für das Potential $U = 0$.
Der Ausdruck

$$|\mathbf{r}_g| = \frac{2Gm}{c^2} \tag{3.8}$$

heißt Schwarzschild-Radius und bezeichnet den äußeren Rand der Gültigkeit der Schwarzschild-Metrik, den so genannten Ereignishorizont. Eine entsprechende Herleitung der Zusammenhänge kann beispielsweise Wünsche [2006] entnommen werden.

3.5.2 ITRF Zeitskala

Die geozentrische Koordinatenzeit TCG (*Temps Coordonnée Géocentrique*) ist die konventionelle Zeitskala des ITRF [Altamimi et al., 2002] und definiert den SI-Meter im Geozentrum als Maßstab des ITRF. TCG kann aus der terrestrischen Zeit TT (*Temps Terrestrique*) gewonnen werden:

$$TCG = TT + L_G(JD - 2443144{,}5)\cdot 86400\ s\ , \tag{3.9}$$

worin JD den Julianischen Tag in TCG bezeichnet. Das zeitähnliche Argument TT ist die Zeitreferenz für die scheinbaren geozentrischen Ephemeriden. TT unterscheidet sich von TCG durch eine konstante Rate, sodass TT mit der SI-Sekunde auf dem Geoid, die Äquipotentialfläche des Schwerepotentials, die dem mittleren Meeresspiegel am besten entspricht, übereinstimmen würde [Seidelmann und Fukushima, 1992]:

$$\frac{dTT}{dTCG} = 1 - L_G\ . \tag{3.10}$$

TCG ist nicht direkt messbar, sondern muss indirekt aus TT abgeleitet werden. Der Faktor $L_G = 0{,}6969290134\cdot 10^{-9}$ berücksichtigt dabei die Unterschiede in den Raten der Zeitskalen (IAU 1991 Recommendation No. 4), hervorgerufen durch den Potentialunterschied zwischen Geozentrum und Geoid im Rahmen der ART. L_G, ursprünglich durch

$$L_G = \frac{U_{Geoid}}{c^2} \tag{3.11}$$

abgeleitet, wird von der IAU nun als nicht verbesserungswürdige, definierende Konstante angesehen [Kaplan, 2005]. Die terrestrische Zeit TT ist zu ihren Vorgängerzeitskalen, der terrestrischen dynamischen Zeit TDT (*Temps Dynamique Terrestrique*) und der Ephemeridenzeit ET (*Ephemeris Time*) möglichst konsistent definiert:

$$TT = TDT \approx ET\ . \tag{3.12}$$

Die auf der Bahnbewegung der Erde um die Sonne basierende Ephemeridenzeit ET wurde 1952, also noch vor der Internationalen Atomzeit TAI (*Temps Atomique International*) eingeführt und stellte eine Verbesserung gegenüber den vorhergehenden, durch die ungleichmäßigere Rotation der Erde abgeleiteten Zeitskalen dar. ET ist eine theoretische, dynamische Zeitskala, die durch die regelmäßigen Bewegungen und Gesetze der Himmelsmechanik bestimmt ist. Sie berücksichtigt keine relativistischen Effekte, d. h. sie unterscheidet nicht zwischen Koordinatenzeit und Eigenzeit. Ihre Einheit ist nicht die SI-Sekunde sondern eine theoretische Sekunde, die aus einem Bruchteil des tropischen Jahres – die Dauer zwischen zwei Äquinoktien – besteht und zur Berechnung der Ephemeriden verwendet wird. Wegen der technischen Entwicklung, die zur Einführung der quantenoptisch definierten SI-Sekunde führte, spielt ET heute keine Rolle mehr. Die nachfolgende Zeitskala TDT wurde 1984 von der IAU eingeführt, um den genauer werdenden Zeitmessungen nachzukommen. Ihre Einheit ist die SI-Sekunde. 1991 hat die IAU TDT in TT umbenannt, um die nicht mehr zutreffende Bezeichnung „dynamisch“ zu streichen. Es gilt:

$$TT = TAI + 32{,}184\,s\ . \tag{3.13}$$

Dic Differenz von 32,184 s wurde eingeführt, um die Konsistenz von TT und ET möglichst zu gewährleisten.

Die Internationale Atomzeit TAI ist die konventionelle Atomzeit, die durch eine gewichtete Kombination von Uhren verschiedener Zeitlaboratorien weltweit realisiert wird [Bauch, 1998]. Die etwa 250 verschiedenen Uhren gewährleisten die Stabilität von TAI, während die Genauigkeit durch eine kleine Anzahl primärer Frequenznormale generiert wird. Die Einheit dieser Zeitskala wird so nahe wie möglich an der idealen SI-Sekunde gehalten. Die SI-Sekunde ist definitionsgemäß das 9.192.631.770-Fache der Periodendauer, die dem Übergang zwischen den beiden Hyperfeinstrukturniveaus des Grundzustandes von Atomen des Nuklids ^{133}Cs entsprechenden Strahlung. TAI ist auf dem Geoid definiert. Um die einzelnen gemessenen Eigenzeiten auf das Geoid zu beziehen, werden die Schwerepotentialdifferenzen der Eigenzeiten der einzelnen Uhren in Form einer genäherten, linearen, höhenabhängigen Korrektur

$$\frac{d\tau}{dH} = \frac{|\mathbf{g}|}{c^2} \approx 1{,}09 \cdot 10^{-16}\ \mathrm{m}^{-1} \tag{3.14}$$

berücksichtigt [Bauch, pers. Komm.], worin $d\tau$ die Änderung der Eigenzeit nach der orthometrischen Höhe dH, der Höhe über dem Geoid, bezeichnet, $|\mathbf{g}|$ ist der Betrag der Schwerebeschleunigung am Topozentrum und c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Eine vertiefende Darstellung der Zusammenhänge ist beispielsweise Petit und Wolf [2005] zu entnehmen.
Über die Schaltsekunden wird der Zusammenhang zwischen der Atomzeitskala TAI und der koordinierten Weltzeit UTC (*Universal Time Coordinated*) hergestellt:

$$\mathrm{TAI} = \mathrm{UTC} + \mathrm{N_s}\ . \tag{3.15}$$

Eine Schaltsekunde (*leap second*) wird auf Grundlage der Erdrotationsbeobachtung durch den IERS eingesetzt, sobald UTC von der Sonnenzeit UT1 um 0,9 s abweicht. 1970 wurde der Abstand zwischen TAI und UTC auf 10 s festgelegt, danach wurden in unregelmäßigen Abständen Schaltsekunden eingeführt. Die letzte Schaltsekunde wurde zum 1.1.2006 eingesetzt, wodurch der Abstand zwischen TAI und UTC derzeit $\mathrm{N_s} = 33\,\mathrm{s}$ beträgt.
Gleichung (3.14) zeigt, dass bei genauer Kenntnis der Schwerebeschleunigung die Messung der Eigenzeit zur Bestimmung der orthometrischen Höhe herangezogen werden kann. Eine geplante Satellitenmission der ESA, ACES (*Atomic Clock Ensemble in Space*), soll sich diese Tatsache zunutze machen, um mit neuesten hochgenauen Uhren das Schwerefeld der Erde durch Zeitmessung zu bestimmen.
Die relativistische Korrektur (3.9) wird in der Praxis von keiner geodätischen Beobachtungstechnik berücksichtigt. Die Zeitskala, auf die die Beobachtungen bezogen werden, ist nicht TCG, sondern üblicherweise TT. Die Koordinatenzeit einer Beobachtung t kann daher durch Uhren in Eigenzeit τ gemessen werden, die näherungsweise mit UTC synchronisiert sind.

3.5.3 ICRF Zeitskala

Gemäß der IAU Resolution Nr. B3, 2006, ist die baryzentrische Koordinatenzeit TCB (*Temps Coordonnée Barycentrique*) die Zeitskala des baryzentrischen Himmelsbezugssystems. Der Zusammenhang zwischen baryzentrischer Koordinatenzeit und baryzentrischer dynamischer Zeit TDB (*Temps Dynamique Barycentrique*) wird in besagter Resolution (B3) durch

$$\mathrm{TCB} = \mathrm{TDB} + \mathrm{L_B}\left(\mathrm{JD} - \mathrm{T_0}\right) \cdot 86400\,\mathrm{s} - \mathrm{TDB_0} \tag{3.16}$$

empfohlen, worin JD das Julianische Datum in TCB bedeutet, dessen Wert $\mathrm{T_0}$ dem Ereignis 1. Januar 1977, 00:00 TAI im Geozentrum entspricht und sich alle 86400 s um 1 erhöht.

$T_0 = 2443144{,}5003725$, $L_B = 1{,}550519768 \cdot 10^{-8}$ und $TDB_0 = -6{,}55 \cdot 10^{-5}$ werden als definierende Konstanten betrachtet [IAU, 2006]. Die Zeitskala TDB ist im Baryzentrum definiert, soll aber über ausgedehnte Zeitdauer nahe der terrestrischen Zeit TT bleiben. TDB lässt sich nach Brumberg und Kopejkin [1990] mit

$$TDB = TT + \frac{1}{c^2}\left[\mathbf{V}_E \circ (\mathbf{R} - \mathbf{R}_E)\right] + \sum_{i=1}^{122} B_i \sin(n_i T + \alpha_i) \qquad (3.17)$$

durch die terrestrische Zeit TT ausdrücken. Die Konstante c bezeichnet die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, $\mathbf{V}_E$ und $\mathbf{R}_E$ sind die baryzentrische Geschwindigkeit und Position der Erde und $\mathbf{R}$ ist die Position des Ursprungs des Bezugssystems des Beobachters. Der zweite Term (Summenterm) ist beispielsweise Müller [1999] zu entnehmen.

Mit den angeführten Zeitskalen lassen sich ausgehend von der gemessenen Zeit TAI jeweils die theoretischen Koordinatenzeitskalen darstellen. Die Zeitskalen sind für das Messverfahren der VLBI, aber auch für die Realisierung des Maßstabs des ITRF von großer Bedeutung. Abbildung (3.2) stellt die verschiedenen Zeitskalen bezüglich TAI dar.

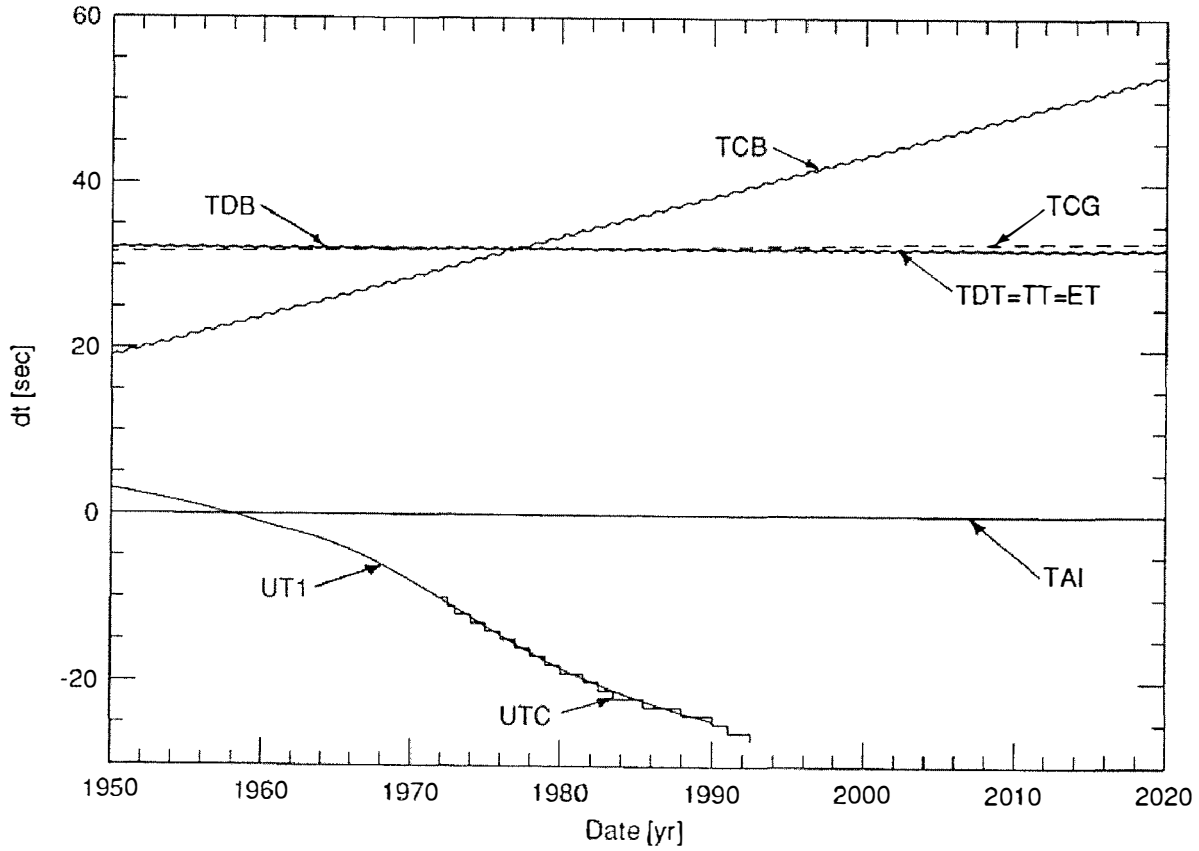


Abb. 3.2 Schematische Darstellung verschiedener Zeitskalen bezüglich TAI

Verwendete Abkürzungen:

ET: Ephemeriden Zeit, TAI: Internationale Atomzeit, TCB: Baryzentrische Koordinatenzeit, TCG: Geozentrische Koordinatenzeit, TDB: Baryzentrische dynamische Zeit. TDT: Terrestrische dynamische Zeit, TT: Terrestrische Zeit, UTC: Koordinierte Weltzeit, UT1: Sonnenzeit

[Seidelmann und Fukushima, 1992]

Es gibt nichts Praktischeres, als eine gute Theorie.
Prof. Wachutka, TU München

4 Das mathematische Modell der geodätischen VLBI

In diesem Abschnitt werden die in der VLBI-Software OCCAM 6.1 [Titov et al., 2004] - LSM (*Least Squares Method*) und dem Modul CS (*Combination, Solution*) der DOGS (DGFI Orbit und Geodätische Parameter-Bestimmungssoftware) [Gerstl et al., 2000] enthaltenen Modelle vorgestellt. Die Darstellung soll einen Einblick in die angewandten Modelle gewähren, mit deren Hilfe die Bestimmung der geodätischen und der troposphärischen Parameter ermöglicht wird und ist auf die Inhalte besagter Softwarepakete beschränkt.

4.1 Die Modelle der Laufzeitdifferenz

4.1.1 Das geometrische Modell

Das geometrische Modell, auch Grundmodell der VLBI genannt, beschreibt die Laufzeitdifferenz einer interferometrischen Anordnung, die sich während der Laufzeit des Radiosignals zwischen den Stationen P_1 und P_2 nicht bewegt (Abbildung 4.1). Die Basislinie $\mathbf{B} = [P_1\ P_2]$ verbindet die Endpunkte der Basis P_1, P_2 zu einer starren Anordnung. Der Richtungsvektor $\mathbf{K}$ zeigt in Richtung der Radioquelle und schließt mit $\mathbf{B}$ den festen Winkel θ ein. Nach dem Parallelenaxiom der Euklidschen Geometrie schneiden sich Parallelen im Unendlichen. Wegen der quasiunendlichen Entfernung zwischen Quelle und Basis wird die Quelle von beiden Punkten aus in ein und derselben Richtung $\mathbf{K}$ gesehen.
In dem so definierten geometrischen Modell beträgt die Laufzeitdifferenz

$$c \cdot t_{geo} = -(\mathbf{B} \circ \mathbf{K}) \ . \tag{4.1}$$

Das negative Vorzeichen entsteht dabei durch Konvention der Richtung von $\mathbf{K}$. Unter Berücksichtigung des Skalarprodukts kann Ausdruck (4.1) umgeschrieben werden:

$$c \cdot t_{geo} = -|\mathbf{B}| \cdot |\mathbf{K}| \cdot \cos\theta = -|\mathbf{B}| \cdot \cos\theta \ , \tag{4.2}$$

wobei die Richtungsinformation nun durch den Orientierungswinkel θ ausgedrückt wird.

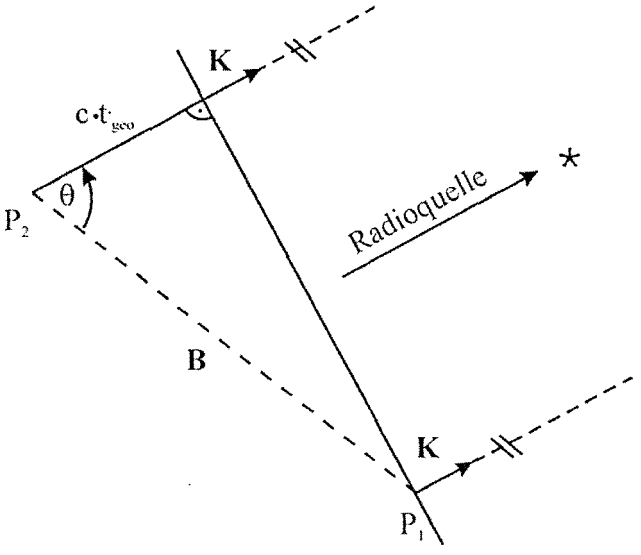


Abb. 4.1 Das ebene geometrische VLBI Modell nach Klioner [1991]

Betrachtet man das ebene geometrische Modell, so wird klar, dass zur Bestimmung der Basis **B** eine Messung zu einer Quelle nicht ausreicht. Durch eine Messung ist nur die Komponente der Basis in Richtung der Quelle **K** festgelegt. Die dazu orthogonale Komponente ist unbestimmt und muss durch eine weitere Messung zu einer zweiten Quelle bestimmt werden. Dabei wird ersichtlich, dass die Basis bei zwei Messungen genau dann am besten bestimmt ist, wenn die zwei Quellenrichtungen ein orthonormiertes Zweibein bilden.
Verallgemeinert man das ebene geometrische Modell auf den 3-dimensionalen Fall, muss entsprechend noch eine dritte Quelle beobachtet werden, die zu den ersten beiden nicht planar angeordnet sein darf. Damit die Beobachtungsgeometrie zur Bestimmung der Basis im Raum optimal ist, müssen die Quellenrichtungsvektoren entsprechend ein orthonormiertes Dreibein bilden.
Es sei angemerkt, dass die für die Bestimmung der Geometrie minimale Anzahl von drei Beobachtungen zu drei Quellen gleichzeitig erfolgen muss. Da dies mit den Richtantennen der VLBI nicht möglich ist, müssen die Quellen nacheinander angezielt werden und die erhaltenen Basislinienkomponenten in der Auswertung auf einen Zeitpunkt bezogen werden.

4.1.2 Bezug zum baryzentrischen Quasiinertialsystem

Durch das geometrische Modell ist nicht festgelegt, auf welches Bezugssystem sich die Basis bezieht. Es wurde lediglich angenommen, dass die interferometrische Anordnung in einem Galilei-System gegeben ist, d. h. während der Messung weder Translationen noch Rotationen erfährt.
Neben dem Bezug zu den Quasarkoordinaten erlaubt das baryzentrische Quasiinertialsystem die Beschreibung der gravitativen Einflüsse durch die Himmelskörper des Sonnensystems auf die Laufzeitdifferenz. Für die Berechnung dieser Effekte werden die Orbits (Orts- und Geschwindigkeitsvektoren) der Planeten, der Sonne und des Mondes benötigt, die sogenannten Ephemeriden. Die Ephemeriden werden zunächst in einem dynamischen Bezugssystem berechnet und dann bezüglich des Systems der Radioquellen orientiert. Als Bezugssystem für die Basislinie bietet sich daher das baryzentrische Inertialsystem an, welches quasiinertial durch die Koordinaten der Radioquellen realisiert wird. Diese Situation kann man herstellen, indem die auf der Erdoberfläche beobachtete Laufzeitdifferenz durch die Standardmodelle der IAU (Präzession, Nutation, Erdrotation und Polbewegung) in das baryzentrische Bezugssystem transformiert wird.
Die im baryzentrischen Bezugssystem gegebenen Größen sollen im Folgenden durch Großbuchstaben von den kleingeschriebenen erdbezogenen Größen unterschieden werden.
Im baryzentrischen Bezugssystem ist die Richtung zur Quelle **K** durch ihre Argumente Rektaszension α und Deklination δ definiert:

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} \cos\alpha\cos\delta \\ \cos\alpha\sin\delta \\ \sin\delta \end{pmatrix} . \tag{4.3}$$

Die baryzentrische Beobachtungsgleichung ist die des geometrischen Modells

$$c \cdot T_{geo} = -(\mathbf{B} \circ \mathbf{K}) , \tag{4.4}$$

wobei sich die Basis durch die baryzentrischen Ortsvektoren der Basislinienendpunkte ergibt:

$$\mathbf{B} = \mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_1 . \tag{4.5}$$

4.1.3 Das IERS Konsensusmodell

Das Konsensusmodell (*consensus model*) [Eubanks, 1991] entstand durch Vereinheitlichung von verschiedenen, parallel entwickelten, relativistischen Laufzeitdifferenzmodellen vor 1991. Die einbezogenen Modelle weichen nicht grundlegend voneinander ab, sondern unterscheiden sich überwiegend aufgrund verschiedener Notationen, Konventionen und wegen der Berücksichtigung von Termen verschiedener Genauigkeiten. Darunter das Modell in der Masterfit/Modest VLBI-Software von Fanselow und Thomas, das Modell von Shapiro, das Hellings-, Shahid-Saless-Modell, das Soffel-, Müller-, Wu- und Xu-Modell und das Modell von Zhu und Groten. Das Konsensusmodell wurde vom IERS unverändert übernommen [IERS, 1992]. Es berücksichtigt alle Terme, die zum Erreichen einer Genauigkeit von 1 ps (≈ 0,3 mm) notwendig sind.
Die Terme höherer Ordnung werden im Normalfall vernachlässigt, spielen jedoch dann eine Rolle, wenn einer der Himmelskörper des Sonnensystems besonders nahe zur Beobachtungsrichtung steht (Konjunktion). Je nach Masse des Himmelskörpers ergeben sich verschiedene „kritische" Abstände. Beobachtungen in Konjunktion mit größeren Planeten des Sonnensystems treten in gewöhnlichen Beobachtungssessionen nicht auf. Ausnahmen stellen solche Beobachtungssessionen dar, bei denen die Bestimmung relativistischer Parameter im Vordergrund steht, z. B. Experiment GRAV01. Bei diesem seltenen, astronomischen Ereignis am 08.09.2002 näherte sich Jupiter dem leuchtstarken Quasar 0836+182 bis auf 3,7 am (Bogenminuten), siehe Petrov [2004]. Ein vergleichbares Ereignis geschah 14 Jahre davor, am 21.03.1988 [Schuh et al., 1988a]. Durch die Auswertung von VLBI-Sessionen konnte der post-Newtonsche Parameter $\gamma_g \approx 1$ mit bisher unerreichter Genauigkeit bestimmt werden [Treuhaft und Lowe, 1991; Robertson et al., 1991; Lebach et al., 1995]. Die Einsteinsche Theorie sagt die gravitative Zeitdilatation zu $\gamma_g = 1$ voraus. Durch einen Vergleich der Ergebnisse dieser Beobachtungssession mit Sessionen gleichen Designs vor oder nach der Konjunktion (GRV01T, GRV01C) kann theoretisch ein Maß für die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Gravitation (Gravitationswellen) gefunden werden [Kopeikin, 2001].
Das geometrische Modell kam noch ohne Bewegung aus, für die Berücksichtigung des *retarded baseline effect* und der Transformation ins geozentrische Bezugssystem muss die Bewegung der Basis während der Beobachtung berücksichtigt werden. Die sich mit der Lichtgeschwindigkeit c ausbreitende Radiostrahlung erreiche zunächst zum Zeitpunkt T_1 das Topozentrum P_1 und dann zum Zeitpunkt T_2 das Topozentrum P_2. Es gilt also $T_2 > T_1$. Die Basis bezieht sich somit auf zwei Zeitpunkte:

$$\mathbf{B} = \mathbf{R}_2(T_2) - \mathbf{R}_1(T_1) , \tag{4.6}$$

was als retarded baseline Effekt bezeichnet wird. Im baryzentrischen System lässt sich die Laufzeitdifferenz einschließlich der gravitativen Laufzeitverzögerung darstellen:

$$T_2 - T_1 = -\frac{1}{c} \cdot (\mathbf{R}_2(T_2) - \mathbf{R}_1(T_1)) \circ \mathbf{K} + T_{grav} . \tag{4.7}$$

Mit der retarded baseline Korrektur gelingt es die Basis bezüglich eines Zeitpunkts, beispielsweise T_1, zu beschreiben.
Im Folgenden soll ein Ausdruck für die gravitative Laufzeitverzögerung angegeben werden. Es bezeichne t_1 die Koordinatenzeit am Topozentrum P_1, die beispielsweise durch die gemessene Eigenzeit τ_1 bezogen auf die Atomzeitskala TAI realisiert werden kann. Zu diesem Zeitpunkt lässt sich die Position des i-ten Topozentrums ($i \in \{1,2\}$) im baryzentrischen System durch Vektoraddition des Ortsvektors des Geozentrums im baryzentrischen System mit dem Ortsvektor des Topozentrums im geozentrischen System angeben:

$$\mathbf{R}_i(t_1) = \mathbf{R}_E(t_1) + \mathbf{r}_i(t_1) . \tag{4.8}$$

Im nächsten Schritt wird jeweils der Zeitpunkt $t_{1,n}$ berechnet, bei dem sich der Signalweg dem n-ten gravitierenden Körper des Sonnensystems, ausgenommen der Erde, am meisten annähert:

$$t_{1,n} := \min\left[t_1, t_1 - \frac{(\mathbf{R}_n(t_1) - \mathbf{R}_1(t_1)) \circ \mathbf{K}}{c} \right] . \tag{4.9}$$

Dieser Zeitpunkt ist entweder durch den Zeitpunkt t_1 des Signalempfangs am Topozentrum P_1 gegeben, das ist dann der Fall, wenn sich der Himmelskörper von der Quelle aus betrachtet hinter der Erde befindet, oder durch einen früheren Zeitpunkt, den Schnittpunkt zwischen Quellenrichtung und der zur Quellenrichtung normalen Fläche, die den Massenmittelpunkt des gravitierenden Himmelskörpers enthält. Einen Beweis, dass dieser Zeitpunkt für die Berechnung der richtige ist, führt Klioner [1991] aus. Die Vektoren zwischen den Topozentren und dem Mittelpunkt der n-ten schweren Masse lassen sich nun durch Vektoren im baryzentrischen System unter Verwendung des Zeitpunktes des geringsten Abstandes darstellen:

$$\begin{aligned} \mathbf{R}_{1,n} &:= \mathbf{R}_1(t_1) - \mathbf{R}_n(t_{1,n}), \\ \mathbf{R}_{2,n} &:= \mathbf{R}_2(t_1) - \mathbf{R}_n(t_{1,n}) - \frac{1}{c}(\mathbf{b} \circ \mathbf{K}) \cdot \mathbf{V}_E , \end{aligned} \tag{4.10}$$

wobei für das Topozentrum P_2 ein Term aufgrund der Bahnbewegung der Erde um das Baryzentrum hinzukommt. Die Geschwindigkeit von P_2 infolge der Erdrotation spielt hierbei keine Rolle. Die Darstellung der entsprechenden Gleichung im Anhang von Eubanks [1991] ist fehlerhaft. Im Modell, das durch den IERS in den Standards (1992) [IERS, 1992] übernommenen wurde, ist die fehlerhafte Darstellung korrigiert. Der Basislinienvektor $\mathbf{b}$ (Gleichung 4.10) kann durch seinen a priori Vektor

$$\mathbf{b}_0 = \mathbf{r}_{2,apr} - \mathbf{r}_{1,apr} \tag{4.11}$$

genähert werden.
Nun kann der Beitrag der n-ten schweren Masse beschrieben werden:

$$T_{grav,n} = (1 + \gamma_g) \cdot \frac{Gm_n}{c^3} \cdot \ln\left(\frac{|\mathbf{R}_{1,n}| + \mathbf{R}_{1,n} \circ \mathbf{K}}{|\mathbf{R}_{2,n}| + \mathbf{R}_{2,n} \circ \mathbf{K}} \right) , \tag{4.12}$$

worin γ_g den Maßstab aufgrund der gravitativen Zeitdilatation, G die Gravitationskonstante, m_n die (schwere) Masse des n-ten Himmelskörpers, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und $\mathbf{K}$ den Einheitsvektor in Quellenrichtung bezeichnen. Das vom IERS 1992 übernommene Modell ist für eine Transformation der Laufzeitdifferenz vom Baryzentrum ins Geozentrum definiert. Die entsprechenden Zeitskalen sind TCB und TCG. Soll der gravitative Effekt der Erde berücksichtigt werden, so muss zusätzlich die Transformation vom Geozentrum (TCG) auf das Geoid (TAI bzw. TT) erfolgen. Die zusätzliche gravitative Laufzeitdifferenz durch das Gravitationspotential der Erde wird von Schuh et al. [1988b] angegeben und entspricht Gleichung (4.12) unter Verwendung der (schweren) Masse der Erde m_E und der topozentrischen Elevationswinkel ε_1 und ε_2 der Beobachtung:

$$T_{grav,E} = (1 + \gamma_g) \cdot \frac{Gm_E}{c^3} \cdot \ln\left(\frac{|\mathbf{r}_1| + \mathbf{r}_1 \circ \mathbf{K}}{|\mathbf{r}_2| + \mathbf{r}_2 \circ \mathbf{K}} \right) = (1 + \gamma_g) \cdot \frac{Gm_E}{c^3} \cdot \ln\left(\frac{1 + \sin\varepsilon_1}{1 + \sin\varepsilon_2} \right) , \tag{4.13}$$

worin für den Ausdruck auf der rechten Seite vereinfachend $|\mathbf{r}_1| \approx |\mathbf{r}_2|$ angenommen wurde.

Die gesamte gravitative Laufzeitverzögerung T_{grav} ergibt sich sodann als Superposition über die Laufzeitverzögerungen der einzelnen gravitierenden Massen:

$$T_{grav} = T_{grav,E} + \sum_{n=1}^{N} T_{grav,n} \quad . \tag{4.14}$$

Dieser Ausdruck kann die Beiträge sämtlicher ($n = 1, \ldots, N$) Himmelskörper des Sonnensystems einschließlich der Erde (E) berücksichtigen. Zur Einhaltung der angestrebten Genauigkeit (1 ps) ist die Berücksichtigung der Beiträge von Sonne ($N = 1$, n = Sonne) und Erde jedoch ausreichend.
Mit der folgenden Gleichung wird neben der retarded baseline Korrektur auch der Übergang vom baryzentrischen ins geozentrische Bezugssystem vollzogen:

$$t_2 - t_1 = \frac{T_{grav} - \frac{\mathbf{b}_0 \circ \mathbf{K}}{c}\left(1 - \frac{(1+\gamma_g)}{c^2}U - \frac{|\mathbf{V}_E|^2}{2c^2} - \frac{\mathbf{V}_E \circ \mathbf{v}_2}{c^2}\right) - \frac{\mathbf{V}_E \circ \mathbf{b}_0}{c^2}\left(1 + \frac{\mathbf{V}_E \circ \mathbf{K}}{2c}\right)}{1 + \frac{(\mathbf{V}_E + \mathbf{v}_2) \circ \mathbf{K}}{c}} \quad , \tag{4.15}$$

wobei $\mathbf{v}_2$ die Geschwindigkeit des Topozentrums P_2 im geozentrischen Bezugssystem aufgrund der Erdrotation bezeichnet. Die Terme mit $(\mathbf{V}_E \circ \mathbf{K})$ beschreiben den Einfluss der jährlichen Aberration und der Term im Nenner mit $(\mathbf{v}_2 \circ \mathbf{K})$ den der täglichen Aberration. Der Ausdruck

$$U = \sum_{n=1}^{N} \frac{Gm_n}{|\mathbf{R}_E - \mathbf{R}_n|} \tag{4.16}$$

stellt das gesamte wirksame Gravitationspotential der N Himmelskörper im Geozentrum (der Anteil der Erde ist Null) dar. Die Laufzeitdifferenz (4.15) ist noch wegen des Einflusses des troposphärischen Mediums zu korrigieren. Dafür kann z. B. die zenitale a priori Signalverzögerung zusammen mit der hydrostatischen neuen Projektionsfunktion NMF_h [Niell, 1996] verwendet werden:

$$t_{the} = t_2 - t_1 + NMF_h(\varepsilon_1) \cdot ZD_{apr} \cdot \frac{(\mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1) \circ \mathbf{K}}{c^2} \quad . \tag{4.17}$$

Eubanks [1991] gibt die notwendige Genauigkeit des zu verwendenden troposphärischen Terms zu 10 ns ($\approx$ 3 m) an, d. h., die Genauigkeit der hier verwendeten Projektionsfunktion spielt eine untergeordnete Rolle. Ebenso kann der a posteriori Anteil der troposphärischen Verzögerung, der etwa 10% der totalen Verzögerung ausmacht, vernachlässigt werden. Die hier verwendete Projektionsfunktion muss darüber hinaus nicht mit der im Modell der troposphärischen Laufzeitkorrektur verwendeten übereinstimmen.

Für Beobachtungen, die sehr nahe an einen der Himmelskörper des Sonnensystems herankommen, wird eine Erweiterung durch den post-post-Newtonschen Term empfohlen:

$$T_{ppn,n} = (1+\gamma_g)^2 \cdot \frac{G^2 m_n^2}{c^5} \cdot \frac{\mathbf{b}_0 \circ \left(\frac{\mathbf{R}_{1,n}}{|\mathbf{R}_{1,n}|} + \mathbf{K}\right)}{\left(|\mathbf{R}_{1,n}| + \mathbf{R}_{1,n} \circ \mathbf{K}\right)^2} \quad , \tag{4.18}$$

der der Gleichung (4.12) hinzuzufügen ist. Die komplette Herleitung der relativistischen Laufzeitkorrektur kann den von Eubanks [1991] genannten Veröffentlichungen entnommen werden.

Das Konsensusmodell ist vom IERS ebenso als Standard im Jahr 1996 [IERS, 1996] übernommen worden. In den IERS Konventionen von 1996 wird abweichend vom zuvor beschriebenen Modell für die Berechnung des Gravitationspotentials U „irrtümlich“ der Beitrag des Gravitationspotentials der Erde mitberücksichtigt:

$$U_{IERS1996} = U + \frac{GM}{|\mathbf{R}_E|} , \tag{4.19}$$

was einer Skalierung von TCG nach TT (bzw. TAI) entspricht. Dieser Schritt ist notwendig, um den Zusammenhang zur messbaren Eigenzeit τ herzustellen. Die Verwendung von TT ist jedoch nicht mit der Konvention des ITRF vereinbar: Der ITRF-Meter ist vereinbarungsgemäß der SI-Meter im Geozentrum, also bezogen auf TCG [Altamimi et al., 2002]. Die Verwendung des IERS 1996 Modells zusammen mit dem ITRF führt also zu einer unkonventionellen Skalierung der Koordinaten, siehe Kommentar von Klioner in Titov et al. [2005].

4.1.4 Das IAU 1997 Modell

Das Modell, das durch die IAU Resolutionen im Jahre 1997 angenommen wurde, ist von Klioner [1991] entwickelt worden. Es berücksichtigt gemäß der IAU Resolution Nr. B6, 1997, die Zeitskalen TCB und TCG. Wie im vorhergehenden Laufzeitmodell, dem Konsensusmodell [Eubanks, 1991], wird die Genauigkeit insgesamt zu 1 ps (≈ 0,3 mm) angegeben. Während das Modell von Klioner [1991] allgemein gehalten ist, ist die Verwendung der Routine in OCCAM an die folgenden formalen Voraussetzungen geknüpft:

(i) Die Quelle ist quasiunendlich entfernt, d. h., es werden extragalaktische Radioquellen beobachtet, keine Raumsonden oder Erdsatelliten.

(ii) Die VLBI-Teleskope befinden sich auf der Erdoberfläche, d. h., es sind keine interferometrischen Anordnungen wie sie in der s*pace-VLBI* vorkommen zulässig.

(iii) Das geozentrische Himmelsbezugssystem ist kinematisch nicht-rotierend (*kinematically non-rotating*). Als kinematisch nicht-rotierend wird ein Bezugssystem bezeichnet, welches fest bezüglich des Himmelsbezugssystems der Radioquellen ist. Dieses Bezugssystem wird in der Literatur oftmals als geozentrisches Himmelsbezugssystem (*Geocentric Celestial Reference System*, GCRS) bezeichnet, siehe beispielsweise Petit [2002]. Im Unterschied dazu wären dynamisch nicht-rotierende (*dynamically non-rotating*) Inertialsysteme zu nennen, wie sie beispielsweise lokal durch Ringlasergyroskope realisiert werden können. Der Unterschied besteht darin, dass sich im ersten Fall die Präzessionsterme in den Präzessions-Nutations-Matrizen befinden, während im zweiten Fall die Präzessions-Nutations-Matrizen keine Präzessionsanteile enthalten [Soffel et al., 1991b].

Die Basis im baryzentrischen Bezugssystem ergibt sich bei diesem Modell zu:

$$\mathbf{B} = \left(1 - \frac{U}{c^2}\right) \cdot \mathbf{b} - \frac{\mathbf{b} \circ \mathbf{V}_E}{c^2} \cdot \left(\frac{1}{2}\mathbf{V}_E + \mathbf{v}_2\right) , \tag{4.20}$$

worin U (Gleichung 4.16) wiederum das geozentrische Gravitationspotential, das durch Überlagerung der schweren Massen des Sonnensystems entsteht, bezeichnet. Eine Näherung für die Basis im geozentrischen Bezugssystem kann wiederum mit den a priori Vektoren der Topozentren gefunden werden (Gleichung 4.11). Die Entwicklung der baryzentrischen Koordinaten der Topozentren berücksichtigt in diesem Modell nicht nur den rein geometrischen Zusammenhang (4.8), sondern auch den Übergang zwischen den Koordinatenzeiten (TCG → TCB):

$$\mathbf{R}_1 = \mathbf{R}_E + \left(1 - \frac{U}{c^2}\right)\mathbf{r}_1 - \frac{(\mathbf{V}_E \circ \mathbf{r}_1)}{2c^2}\mathbf{V}_E ,$$
$$\mathbf{R}_2 = \mathbf{R}_E + \left(1 - \frac{U}{c^2}\right)\mathbf{r}_2 - \frac{(\mathbf{V}_E \circ \mathbf{r}_2)}{2c^2}\mathbf{V}_E , \qquad (4.21)$$

worin $\mathbf{r}_1$ und $\mathbf{r}_2$ durch ihre a priori Entsprechungen genähert werden können. Mit diesen im baryzentrischen Bezugssystem definierten Größen kann die gravitative Laufzeitdifferenz durch

$$T_{grav,n} = 2 \cdot \frac{Gm_n}{c^3} \cdot \ln\left(1 + \frac{-\mathbf{B} \circ \left(\frac{(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_n) + (\mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_n)}{|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_n| + |\mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_n|} + \mathbf{K}\right)}{|\mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_n| + (\mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_n) \circ \mathbf{K}}\right) \qquad (4.22)$$

bestimmt werden (Tabelle 4.1). Die gravitative Zeitdilatation γ_g ist in diesem Modell gleich Eins gesetzt und tritt daher nicht mehr explizit auf. In der post-post-Newtonschen Formulierung finden im Vergleich zum Konsensusmodell (Gleichung 4.18) zusätzliche Terme Berücksichtigung:

$$T_{ppn,n} = \frac{1}{c} \cdot \left(\frac{Gm_n}{c}\right)^2 \cdot \qquad (4.23)$$
$$\left\{ -4 \cdot \frac{-\mathbf{B} \circ \left(\frac{(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_n) + (\mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_n)}{|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_n| + |\mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_n|}\right) + \mathbf{K}}{\left[|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_n| + (\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_n) \circ \mathbf{K}\right] \cdot \left[|\mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_n| + (\mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_n) \circ \mathbf{K}\right]} + \right.$$
$$+ \frac{1}{4}\frac{(\mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_n) \circ \mathbf{K}}{|\mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_n|^2} - \frac{(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_n) \circ \mathbf{K}}{|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_n|^2} +$$
$$+ \frac{15}{4}\left[\arccos\left(\frac{(\mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_n) \circ \mathbf{K}}{|\mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_n|}\right) \Big/ \sqrt{|\mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_n|^2 - [(\mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_n) \circ \mathbf{K}]^2} - \right.$$
$$\left. \left. - \arccos\left(\frac{(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_n) \circ \mathbf{K}}{|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_n|}\right) \Big/ \sqrt{|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_n|^2 - [(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_n) \circ \mathbf{K}]^2} \right] \right\},$$

wobei der erste Term in der geschweiften Klammer aufgrund seiner Größenordnung für die Praxis die entscheidende Rolle spielt (Tabelle 4.2). Die gravitative Laufzeitverzögerung durch die Erde wird auch in diesem Modell gesondert behandelt:

$$T_{grav,E} = 2 \cdot \frac{Gm_E}{c^3} \cdot \ln\left(1 + \frac{\frac{\mathbf{r}_1 \circ \mathbf{K}}{|\mathbf{r}_1|} - \frac{\mathbf{r}_2 \circ \mathbf{K}}{|\mathbf{r}_2|}}{1 + \frac{\mathbf{r}_2 \circ \mathbf{K}}{|\mathbf{r}_2|}}\right) . \qquad (4.24)$$

Die gesamte Laufzeitdifferenz im baryzentrischen Bezugssystem beträgt somit

$$T_2 - T_1 = -\frac{1}{c}(\mathbf{B} \circ \mathbf{K}) \cdot \left[1 - \frac{(\mathbf{V}_E + \mathbf{v}_2) \circ \mathbf{K}}{c} + \left(\frac{(\mathbf{V}_E + \mathbf{v}_2) \circ \mathbf{K}}{c}\right)^2\right] + \left(1 - \frac{(\mathbf{V}_E + \mathbf{v}_2) \circ \mathbf{K}}{c}\right) \cdot T_{grav} , \qquad (4.25)$$

Tab. 4.1 Maximale gravitative Laufzeitdifferenzen durch einige Körper des Sonnensystems bezogen auf eine Basislinienlänge von $|\mathbf{b}|$ = 6000 km (z. B. WESTFORD - WETTZELL), IAU 1997 Modell [Klioner, 1991]

	Winkelabstand zum Zentrum des Körpers				
Körper	Rand	1°	30°	90°	175°
Sonne	169,0 ns	45,0 ns	1,5 ns	0,4 ns	17 ps
Jupiter	1,5 ns	11,0 ps	0,4 ps	0,1 ps	---
Saturn	0,5 ns	2,0 ps	0,1 ps	---	---
Uranus	0,2 ns	0,1 ps	---	---	---
Neptun	0,2 ns	0,1 ps	---	---	---
Merkur	4,0 ps	0,04 ps	---	---	---
Venus	33,0 ps	0,4 ps	---	---	---
Mars	6,5 ps	0,04 ps	---	---	---
Mond	1,1 ps	0,47 ps	---	---	---
Erde	21 ps				

Tab. 4.2 Post-post-Newtonsche Laufzeitdifferenzen durch einige Körper des Sonnensystems bezogen auf eine Basislinienlänge von $|\mathbf{b}|$ = 6000 km, IAU 1997 Modell [Klioner, 1991]

	Winkelabstand zum Zentrum des Körpers				
Körper	Rand	1 am	10 am	1°	10°
Sonne	307 ps	---	---	6,0 ps	0,05 ps
Jupiter	1,5 ps	0,03 ps	0,1 fs	---	---
Saturn	0,4 ps	1 fs	---	---	---
Uranus	0,1 ps	0,01 fs	---	---	---
Neptun	0,3 ps	0,01 fs	---	---	---

worin sich die gesamte gravitative Laufzeitverzögerung analog dem Konsensusmodell aus der Superposition der schweren Massen zusammensetzt (Gleichung 4.14). Dieser Ausdruck muss nun noch im geozentrischen Bezugssystem dargestellt werden:

$$t_2 - t_1 = T_2 - T_1 - \frac{\mathbf{b_0} \circ \mathbf{V_E}}{c^2} + \frac{\mathbf{b_0} \circ \mathbf{K}}{c^3} \cdot \left(\mathbf{V_E} \circ \left(\frac{1}{2} \mathbf{V_E} + \mathbf{v_2} \right) + U \right), \tag{4.26}$$

wobei die Aberrationen und der Einfluss des Gravitationspotentials der Himmelskörper des Sonnensystems, d. h. der Übergang von TCB nach TCG berücksichtigt werden. Im Anschluss kann bei der in OCCAM implementierten Routine mittels

$$(t_2 - t_1)_{TAI} = (t_2 - t_1)_{TT} = (t_2 - t_1) \cdot (1 - L_G) \tag{4.27}$$

nach TT bzw. TAI skaliert werden. Dieser Schritt widerspricht der IAU Resolution Nr. B6, 1997, ist jedoch insofern gerechtfertigt, da die vom Korrelator bestimmte Laufzeitdifferenz ($\tau_2 - \tau_1$) auf der Messung von Eigenzeiten an den Topozentren in TAI beruht und somit eigentlich eine Skalierung vermieden wird. Im Gegensatz zu der hier beschrieben Vorgehensweise wäre es auch möglich, die gemessene Laufzeitdifferenz, die sich auf die Eigenzeit der Atomuhren bezieht, durch eine Skalierung nach TCG zu überführen. Im Modell müsste dann nicht mehr mit (4.27) skaliert werden. Diese Vorgehensweise wäre IAU-konform, jedoch nicht mit den Resolutionen der IUGG vereinbar, die die Skalierung der gemessenen Laufzeitdifferenzen nicht gestatten. Um eine Skalierung zu vermeiden, muss derzeit also gegen eine der Konventionen verstoßen werden. Rechnerisch wären beide Vorgehensweisen ergebnisgleich. Als letzter Schritt wird analog dem Konsensusmodell der Beitrag der Troposphäre berücksichtigt (Gleichung 4.17).
Bei der Formulierung der Gleichungen durch Klioner [1991] fällt auf, dass die natürlichen Logarithmen in den Ausdrücken der gravitativen Laufzeitdifferenz stets in der Form $\ln(1+x)$ angegeben werden. Diese Form hat den Vorteil, dass die Berechnung des natürlichen Logarithmus sehr genau durchführbar ist. Klioner, Lohrmann Observatory, Technische Universität Dresden, Deutschland, stellt dafür eine Routine (slog) zur Verfügung, die die numerisch günstige Form exakt evaluiert.

4.2 Transformation zwischen raumfestem und erdfestem Bezugsrahmen

Mit diesem Berechnungsschritt wird die Orientierung der Koordinaten der Radioquellen im baryzentrischen Himmelsbezugsrahmen (CRF) mit seiner konventionellen Epoche J2000.0 bezüglich eines erdfesten, rotierenden Bezugsrahmens (TRF) zur Epoche der Beobachtung t bestimmt. Durch die Transformation kann ein direkter Zusammenhang zwischen den Quellenkoordinaten und den Stationskoordinaten, beispielsweise in Form von topozentrischen Elevations- und Azimutwinkeln zum Zeitpunkt der Beobachtung hergestellt werden. Wie an anderer Stelle erwähnt wurde, spielen aufgrund der sehr viel größeren Entfernung zwischen Interferometerbasis und Radioquelle gegenüber den Entfernungen innerhalb des Sonnensystems die Translationen zwischen Baryzentrum und Geozentrum keine Rolle für die Orientierung. Die Einflüsse der Translation werden im relativistischen Laufzeitmodell berücksichtigt. Ebenso wird der Unterschied zwischen den Maßstäben der Referenzrahmen durch relativistische Korrekturen im Modell der Laufzeiten behandelt. Die Transformation zwischen den Bezugsrahmen besteht hier also lediglich aus räumlichen Drehungen der Bezugsrahmen gegeneinander. Die Orientierung lässt sich mathematisch durch drei unabhängige Transformationsparameter darstellen, z. B. durch die Euler-Winkel (ψ, ϑ, φ), die durch aufeinanderfolgende, endliche, elementare Drehungen um die momentanen Achsen **e3**, **e1**, **e3** definiert sind:

$$\mathbf{D} = \mathbf{D}_3(\psi)\cdot\mathbf{D}_1(\vartheta)\cdot\mathbf{D}_3(\varphi) = \tag{4.28}$$

$$= \begin{bmatrix} \cos\psi & -\sin\psi & 0 \\ \sin\psi & \cos\psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\vartheta & -\sin\vartheta \\ 0 & \sin\vartheta & \cos\vartheta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos\varphi & -\sin\varphi & 0 \\ \sin\varphi & \cos\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} =$$

$$= \begin{bmatrix} \cos\psi\cos\varphi - \sin\psi\cos\vartheta\sin\varphi & -\cos\psi\sin\varphi - \sin\psi\cos\vartheta\cos\varphi & \sin\psi\sin\vartheta \\ \sin\psi\cos\varphi + \cos\psi\cos\vartheta\sin\varphi & -\sin\psi\sin\varphi + \cos\psi\cos\vartheta\cos\varphi & -\cos\psi\sin\vartheta \\ \sin\vartheta\sin\varphi & \sin\vartheta\cos\varphi & \cos\vartheta \end{bmatrix}.$$

Anstelle der Euler-Winkel können auch die Kardan-Winkel (α, β, γ) herangezogen werden, die durch aufeinanderfolgende, endliche, elementare Drehungen um die momentanen Achsen **e1**, **e2**, **e3** dargestellt werden. Historisch bedingt werden jedoch statt der möglichen minimalen Anzahl von drei Parametern, fünf Parameter definiert. Die Transformationsparameter sind damit prinzipiell untereinander korreliert.

Die fünf verwendeten Transformationsparameter heißen Erdorientierungsparameter (*Earth Orientation Parameters*, EOP):

(i) Die Nutationswinkel in Schiefe (*nutation in obliquity*) $\Delta\varepsilon$ und Länge (*nutation in longitude*) $\Delta\psi$ in der gebräuchlichen Einheit mas (Millibogensekunde),

(ii) die Polkoordinaten (*polar coordinates*) x_p und y_p, ebenfalls mit der Einheit mas und

(iii) die Zeitdifferenz $\Delta UT1 := UT1 - UTC$, die gewöhnlich in ms (Millisekunden) angegeben wird, bzw. die Tageslänge LOD in ms pro Tag:

$$LOD = -\frac{d\Delta UT1}{dt} = -\Delta\dot{UT1} \quad . \tag{4.29}$$

Per Definition beschreibt die Nutation alle Signale mit Perioden größer einem Tag während die täglichen und subtäglichen Anteile durch die Polkoordinaten erfasst werden. $\Delta UT1$ beschreibt die Abweichung der durch die Erdrotation gegebenen Sonnenzeit (UT1) von der gemessenen Weltzeit (UTC).
Die Transformation ist eindeutig umkehrbar, sodass sowohl Größen des raumfesten Bezugssystems im erdfesten System angegeben werden können, als auch erdfeste Größen im raumfesten System. Durch die Transformation kann der Vektor in Richtung der Quelle **K**, der im baryzentrischen Bezugssystem durch seine Koordinaten Rektaszension α und Deklination δ bezogen auf die feste Referenzepoche J2000.0 gegeben ist (Gleichung 4.3) im geozentrischen, rotierenden Bezugssystem zur Beobachtungsepoche angegeben werden. Symbolisch lässt sich die Orientierung eines erdfesten orthogonalen Dreibeins [x, y, z] gegenüber eines raumfesten orthogonalen Dreibeins [X, Y, Z] durch

$$[X, Y, Z] = \mathbf{P}(t)\cdot\mathbf{N}(t)\cdot\mathbf{D}(t)\cdot\mathbf{W}(t)\cdot[x, y, z] \tag{4.30}$$

darstellen. Worin der Beobachtungszeitpunkt

$$t = (TT - J2000.0) \tag{4.31}$$

als Differenz zur festen Referenzepoche des CRF (J2000.0) bezogen auf die Zeitskala TT meist im modifizierten Julianischen Datum (MJD) angegeben wird. Die inversen Präzessions- (**P**) und Nutations- (**N**) Matrizen drehen das raumfeste Bezugssystem in ein Zwischenbezugssystem (*Intermediate Reference System*, IRS). Die Polbewegung (**W**) transformiert das erdfeste Bezugssystem in dasselbe IRS, in dem die Erddrehung (**D**) stattfindet. Je nach Wahl des Transformationsmodells treten unterschiedliche Zwischenbezugssysteme auf. Die auf dem Äquinoktium J2000.0 des FK5-Systems beruhende Transformation kann als „klassischer" Ansatz bezeichnet werden. Die verwendeten Ausdrücke in OCCAM folgen diesem klassischen Ansatz.

4.2.1 Präzession

Das IAU Präzessionsmodell, 1976, (Abbildung 4.2)

$$\mathbf{P}(T) = \mathbf{D}_3(\zeta_A)\cdot\mathbf{D}_2(-\theta_A)\cdot\mathbf{D}_3(z_A) \quad , \tag{4.32}$$

mit den Newcomb-Parametern nach Lieske et al. [1977]

$$\begin{aligned} \zeta_A &= 2306''{,}2181\cdot T + 0''{,}30188\cdot T^2 + 0''{,}017998\cdot T^3 \quad , \\ \theta_A &= 2004''{,}3109\cdot T - 0''{,}42665\cdot T^2 - 0''{,}041833\cdot T^3 \quad , \\ z_A &= 2306''{,}2181\cdot T + 1''{,}09468\cdot T^2 + 0''{,}018203\cdot T^3 \quad , \end{aligned} \tag{4.33}$$

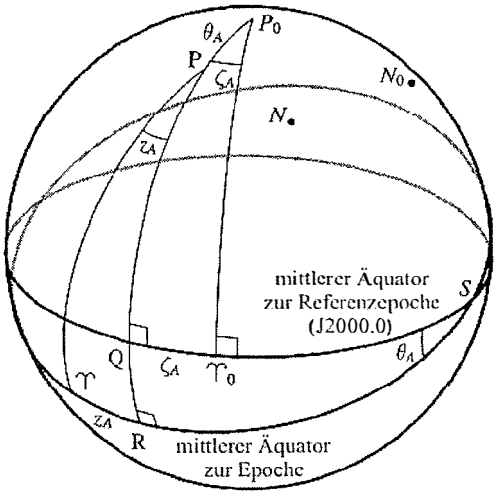


Abb. 4.2 IAU Präzessionsmodell nach Seidelmann [1992]

beschreibt die Lage des mittleren Äquinoktiums bzw. des mittleren Äquators der Epoche T relativ zur fixen Referenzepoche des CRF (J2000.0). Das hier verwendete Zeitargument

$$T = (JD - 2451545.0)/36525 \tag{4.34}$$

bezeichnet die Beobachtungsepoche in Julianischen Jahrhunderten, wobei der Zeitpunkt der Beobachtung in Julianischen Tagen (JD) einzusetzen ist.

4.2.2 Nutationen

Die Nutationsmatrix ist durch den Ausdruck

$$\mathbf{N}(t) = \mathbf{D}_1(-\varepsilon_0)\cdot\mathbf{D}_3(\Delta\psi)\cdot\mathbf{D}_1(\Delta\varepsilon+\varepsilon_0) \tag{4.35}$$

gegeben, worin

$$\varepsilon_0 = 84381'',448 - 46'',815\cdot T - 0'',00059\cdot T^2 + 0'',001813\cdot T^3 \tag{4.36}$$

die mittlere Schiefe der Ekliptik zum Zeitpunkt der Beobachtung in Julianischen Jahrhunderten T [Lieske et al., 1977] und $\Delta\psi$ und $\Delta\varepsilon$ die Nutationswinkel in Länge und Schiefe bezeichnen (Abbildung 4.3). Die Nutationswinkel werden in den Nutationsmodellen genauer beschrieben.

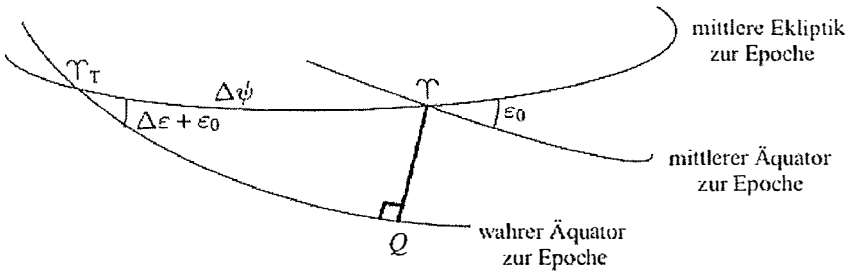


Abb. 4.3 Die Nutationswinkel in Schiefe $\Delta\varepsilon$ und Länge $\Delta\psi$ nach Seidelmann [1992]

4.2.2.1 Geodätische Nutation

Die Abweichungen (*dragging*) zwischen dynamischen und kinematischen nicht-rotierenden Bezugssystemen müssen durch entsprechende Korrekturen (*geodesic rotation*) berücksichtigt werden. Fukushima [1991] beschreibt diese Korrekturen in Form von Zuschlägen an die Präzessions- und Nutationsmodelle als geodätische Präzession (*geodesic precession*) und geodätische Nutation (*geodesic nutation*). In OCCAM werden die Korrekturterme am Nutationmodell in der Form

$$\begin{aligned} \Delta\psi_{gr} &= 0{,}153 \cdot \sin(l_{EM}) + 0{,}002 \cdot \sin(2 \cdot l_{EM}), \\ \Delta\varepsilon_{gr} &= 0 \end{aligned} \tag{4.37}$$

angebracht, worin l_{EM} die mittlere Anomalie des Massenschwerpunktes des Erde-Mond-Systems (Erde-Mond-Baryzentrum) bezeichnet.

4.2.2.2 1980 IAU Theorie der Nutation

Die Nutationstheorie der IAU (1980) beruht auf der Arbeit von Wahr [1981] und wurde von Seidelmann [1982] zusammengefasst und veröffentlicht. Das zugrunde liegende physikalische Erdmodell weicht durch Modifikationen vom starren (*rigid*) Vorgängermodell [Kinoshita, 1977] ab und ist nicht achsensymmetrisch. Es berücksichtigt die Effekte der Gezeiten und beschreibt einen festen inneren sowie einen fließfähigen äußeren Kern; Ozeanosphäre und Atmosphäre werden jedoch vernachlässigt. Die Konstanten sind konsistent zum 1976 IAU System der Präzession. Der Referenzpol CEP (*Celestial Ephemeris Pole*) ist dabei so konzipiert, dass er im Bezug auf das raumfeste Bezugssystem keine täglichen oder quasitäglichen Bewegungen ausführt. Das Modell besteht aus je einer Reihe von 106 Argumenten, aus denen die Nutationswinkel zur Beobachtungsepoche T zusammengesetzt werden:

$$\begin{aligned} \Delta\psi &= \sum_{i=1}^{106} (A_i + A'_i \cdot T) \cdot \sin\left(\sum_{k=1}^{5} N_{k,i} \cdot F_k \right), \\ \Delta\varepsilon &= \sum_{i=1}^{106} (B_i + B'_i \cdot T) \cdot \cos\left(\sum_{k=1}^{5} N_{k,i} \cdot F_k \right), \end{aligned} \tag{4.38}$$

worin T wiederum die Beobachtungsepoche in Julianischen Jahrhunderten (Gleichung 4.34) bezeichnet. Die Amplituden A_i, A'_i, B_i, B'_i und die ganzzahligen Koeffizienten $N_{k,i}$ sind tabelliert und können der Literatur entnommen werden, z. B. Seidelmann [1982]. Durch F_k werden symbolisch die fünf Fundamentalargumente der Nutationstheorie, die ebenso von der Beobachtungsepoche abhängen, bezeichnet:

$F_1 := l$	mittlere Anomalie des Mondes,
$F_2 := l'$	mittlere Anomalie der Sonne,
$F_3 := F = L - \Omega$	Differenz zwischen der mittleren Länge des Mondes und der mittleren Länge des aufsteigenden Mondknotens,
$F_4 := D$	mittlerer Winkelabstand (Elongation) des Mondes bzgl. der Sonne,
$F_5 := \Omega$	mittlere Länge des aufsteigenden Mondknotens.

Die Fundamentalargumente sind von den Ephemeriden von Sonne, Mond und Erde abhängig und wurden für die 1980 IAU Nutationstheorie zunächst vom FK5-System übernommen. Die Fundamentalargumente können durch verbesserte Mondephemeriden angepasst werden, was nach Seidelmann

[1982] jedoch nicht erforderlich ist, da die Verwendung der FK5-Fundamentalargumente bereits eine Genauigkeit von 0,1 mas für die Nutationstheorie bedeute und der Einsatz moderner Fundamentalargumente keine signifikante Verbesserung bringe. In OCCAM sind die Werte der IERS Standards aus dem Jahr 1989 [IERS, 1989] in Gebrauch.

4.2.2.3 IERS 1996 Nutationsmodell, Herring-Modell

Die IERS 1996 Theorie der Präzession und Nutation entspricht dem Herring-Modell und bezieht sich auf ein starres Erdmodell mit Modifikationen. Das Nutationsmodell beinhaltet zusätzlich zur luni-solaren Nutation die Nutationsanteile einiger Planeten des Sonnensystems und deren sekundäre Störeffekte auf die Mond- und Erdbahnen, sowie Terme der freien Nutation des Erdkerns (*free core nutation*, FCN) für den Zeitraum von 1979 bis 1996. Mit dem IERS 1996 Nutationsmodell werden darüber hinaus aktuelle Werte für die Raten der Präzessionskonstanten des Äquators eingesetzt, die als zusätzliche Korrekturterme in das Nutationsmodell integriert sind, sodass dieses Modell weiterhin konsistent in Verbindung mit dem ursprünglichen IAU 1976 Präzessionsmodell [Lieske et al., 1977] (Abschnitt 4.2.1) verwendet werden kann. Das IRS-Konzept der Rotation um den CEP ist gleichfalls das des Vorgängermodells, der 1980 IAU Nutationstheorie.
Die Argumente der luni-solaren Nutationsreihe sind um zusätzliche 90°-phasenverschobene Anteile mit den Amplituden A''_i, B''_i ergänzt und auf 263 Terme erweitert worden:

$$\begin{aligned} \Delta\psi_{ls} &= \sum_{i=1}^{263}\left(A_i + A'_i\cdot T\right)\cdot\sin\left(\sum_{k=1}^{5} N_{k,i}\cdot F_k\right) + A''_i\cdot\cos\left(\sum_{k=1}^{5} N_{k,i}\cdot F_k\right), \\ \Delta\varepsilon_{ls} &= \sum_{i=1}^{263}\left(B_i + B'_i\cdot T\right)\cdot\cos\left(\sum_{k=1}^{5} N_{k,i}\cdot F_k\right) + B''_i\cdot\sin\left(\sum_{k=1}^{5} N_{k,i}\cdot F_k\right). \end{aligned} \qquad (4.39)$$

Die ganzzahligen Koeffizienten $N_{k,j}$ und die Amplituden A_i, A'_i, B_i, B'_i, A''_i, B''_i können z. B. Kinoshita und Souchay [1990] entnommen werden. Kinoshita und Souchay [1990] geben auch die Oppolzer-Terme an, die im IERS 1996 Modell jedoch keine Berücksichtigung finden. Die Fundamentalargumente F_k sind die des Vorgängermodells, der IAU 1980 Nutationstheorie. In der IERS 1996 Nutationstheorie werden die Einflüsse durch die Potentiale des Mondes und der Sonne einschließlich der Potentialkoeffizienten zweiten Grades durch Terme mit Perioden zwischen ca. 180 Jahren und 4 Tagen berücksichtigt. Daneben werden weitere Terme wegen der Achsenasymmetrie des Erdkörpers mit ca. halbtäglichen Perioden einbezogen.

Die planetaren Nutationsreihen enthalten 112 Terme:

$$\begin{aligned} \Delta\psi_{pl} &= \sum_{i=1}^{112} A_i\cdot\sin\left(\sum_{k=1}^{10} N_{k,i}\cdot F_k\right) + A'_i\cdot\cos\left(\sum_{k=1}^{10} N_{k,i}\cdot F_k\right), \\ \Delta\varepsilon_{pl} &= \sum_{i=1}^{112} B_i\cdot\sin\left(\sum_{k=1}^{10} N_{k,i}\cdot F_k\right) + B'_i\cdot\cos\left(\sum_{k=1}^{10} N_{k,i}\cdot F_k\right) \end{aligned} \qquad (4.40)$$

und benötigen entsprechend mehr (zehn) Fundamentalargumente. Die Koeffizienten $N_{k,i}$ können z. B. Souchay und Kinoshita [1996] entnommen werden. Die Amplituden A_i, A'_i, B_i, B'_i sind in den IERS Konventionen (1996) [IERS, 1996] angegeben.
Die Fundamentalargumente der planetaren Nutation F_k enthalten neben den vier luni-solaren Argumenten (D, F, l, Ω) fünf weitere, die die Bahnen der Planeten charakterisieren:

$F_1 := l_V$	mittlere Anomalie der Venus,
$F_2 := l_E$	mittlere Anomalie der Erde,
$F_3 := l_{Ma}$	mittlere Anomalie des Mars,
$F_4 := l_J$	mittlere Anomalie des Jupiter,
$F_5 := l_{Sa}$	mittlere Anomalie des Saturn,
$F_6 := p_a$	allgemeine Präzession in Länge,
$F_7 := D$	mittlerer Winkelabstand (Elongation) des Mondes bzgl. der Sonne,
$F_8 := F = L - \Omega$	Differenz der mittlere Längen des Mondes und der mittleren Länge des aufsteigenden Mondknotens,
$F_9 := l$	mittlere Anomalie des Mondes,
$F_{10} := \Omega$	mittlere Länge des aufsteigenden Mondknotens.

Venus, Mars, Jupiter und Saturn finden hier Berücksichtigung, während die übrigen Planeten entweder zu massearm oder zu weit entfernt sind und deshalb vernachlässigt werden. Der Einfluss der Präzession in Länge p_a (F_6) auf die Erdbahn wird ebenfalls innerhalb der planetarischen Nutationsreihen berücksichtigt. Aktualisierte Fundamentalargumente für dieses Modell können der Arbeit von Simon et al. [1994] entnommen werden.
Die Anteile der freien Nutation des Erdkerns FCN $\Delta\psi_{fcn}$, $\Delta\varepsilon_{fcn}$, – bei diesem Modell in *retrograde* (RFCN) und *prograde free core nutation* (PFCN) unterteilt [Herring et al., 1991] –, sind aus der Analyse von VLBI-Daten bestimmt. Sie finden in OCCAM jedoch keine Verwendung ($\Delta\psi_{fcn} = \Delta\varepsilon_{fcn} = 0$), da diese von 1979 bis Anfang 1996 vorliegen und bei Auswertung von jüngeren Beobachtungssessionen nicht korrigiert werden können. Dem zufolge enthalten die zu diesem Modell geschätzten Nutationswinkel $\delta\Delta\psi$, $\delta\Delta\varepsilon$ Signale der FCN mit der charakteristischen Periode um die 430 Tage.
Um weiterhin konsistent mit dem Präzessionsmodell der IAU von 1976 [Lieske et al., 1977] zu bleiben, werden die Verbesserungen der Präzessionstheorie, d. h. aktualisierte Präzessionskonstanten und die Veränderungen durch die Rate der Schiefe der Ekliptik, in Form von linearen Raten ebenfalls am Nutationsmodell angebracht

$$\begin{aligned} \Delta\psi_{pr} &= -0{,}2957 \cdot T, \\ \Delta\varepsilon_{pr} &= -0{,}0227 \cdot T, \end{aligned} \tag{4.41}$$

worin T die Beobachtungsepoche in Julianischen Jahrhunderten (Gleichung 4.34) bezeichnet.

Der gesamte Nutationsbeitrag wird schließlich aus der Summe der einzelnen Anteile gebildet:

$$\begin{aligned} \Delta\psi &= \Delta\psi_{ls} + \Delta\psi_{pl} + \Delta\psi_{pr}\left(+\Delta\psi_{fcn}\right), \\ \Delta\varepsilon &= \Delta\varepsilon_{ls} + \Delta\varepsilon_{pl} + \Delta\varepsilon_{pr}\left(+\Delta\varepsilon_{fcn}\right). \end{aligned} \tag{4.42}$$

4.2.2.4 MHB2000 Modell

Das Modell von Mathews, Herring und Buffett MHB2000 [Mathews et al., 2002] ist das Modell der IERS Konventionen (2003) [IERS, 2004] und entspricht dem IAU2000A Modell. Im Jahre 2000 hat die IAU ein neues Rechenkonzept für die Transformation zwischen dem raumfesten und dem erdfesten, rotierenden Bezugssystemen mit den IAU Resolutionen B1, 2000, eingeführt [Capitaine et al., 2002]. Das MHB2000 Modell ist bezüglich beider Konzepte gegeben, bezogen auf die klassische Transformation mit dem CEP als Rotationspol und im Rahmen der neuen Konventionen der IAU mit dem CIP (*Celestial Intermediate Pole*), dem sogenannten *non-rotating origin* als Rotationspol. Dar-

über hinaus stehen Gleichungen zur Verfügung, mit denen die neuen Ausdrücke für die Erdorientierungsparameter aus den Größen der klassischen Transformation abgeleitet werden können. In OCCAM ist daher der Übergang zum neuen Transformationssystem bezüglich des non-rotating origin nicht erfolgt, nach wie vor werden die geschätzten Terme mit der klassischen Vorgehensweise bestimmt.
Der Aufbau des Modells ist analog dem IERS 1996 Modell mit vier Anteilen, die zu einem gesamten Nutationsbeitrag zusammengesetzt werden. Die Erweiterungen und Verfeinerungen des MHB2000 Modells im Bezug auf das Vorgängermodell sind ähnlich denen des IERS 1996 (Herring) Modells gegenüber dem IAU 1980 Nutationsmodell. Die luni-solaren Nutationsreihen wurden in den phasenverschobenen Anteilen um weitere zeitabhängige Amplituden A'''_i, B'''_i ergänzt und auf 678 Terme erweitert. Das zugrunde liegende Erdmodell ist nicht starr (*non-rigid*) und berücksichtigt zusätzlich Mantelanelastizitäten, elektromagnetische Kopplungen und Effekte, die durch die Gezeiten der Ozeane hervorgerufen werden. Die Anzahl der planetaren Nutationsterme wurde auf 687 erhöht. Die planetaren Nutationsanteile berücksichtigen (von Pluto abgesehen) nun auch die restlichen Planeten des Sonnensystems. Wie im Vorgängermodell sind auch in diesem Modell aus VLBI-Daten bestimmte FCN-Anteile verfügbar, die jedoch nicht vom IAU2000 Modell übernommen wurden. Die FCN-Anteile sind für den Zeitraum von 1979 bis 1.6.2001 gegeben und in OCCAM aus Gründen der Konsistenz standardmäßig deaktiviert. Die Verbesserungen gegenüber der IAU 1976 Präzessionstheorie erfolgen wiederum analog der Vorgehensweise beim Herring-Modell in Form von Korrektionen am Nutationsmodell. Das MHB2000 Modell ist daher in der Version, die auf der klassischen Transformation beruht, ebenso wie die Vorgängermodelle konsistent zur IAU 1976 Präzession.

4.2.3 Polbewegung

In dem auf dem Äquinoktium basierenden Transformationsmodell erfolgt die Bestimmung der aufgrund der Polbewegung zeitabhängigen Lage des CEP vom erdfesten Bezugssystem ausgehend durch

$$\mathbf{W}(t) = \mathbf{D}_1(y_p) \cdot \mathbf{D}_2(x_p) \,. \tag{4.43}$$

Die Polkoordinaten bezeichnen dabei die Koordinaten des CEP bezüglich des TRF zum Beobachtungszeitpunkt t. Näherungswerte für die Polkoordinaten können durch Interpolation aus Zeitreihen des IERS (z.B. IERS C 04) erhalten werden (Abbildung 4.4).

4.2.4 Erdrotation

Bei der auf dem Äquinoktium basierenden Transformation erfolgt die eigentliche Erdrotation im Zwischenbezugssystem IRS. Die Rotationsachse ist dabei durch die Lage des CEP gegeben. In diesem IRS ist die wahre Sternzeit Greenwich, UK (*Greenwich Apparent Sidereal Time*, GAST) das Argument der Erdrotationsmatrix:

$$\mathbf{D}(t) = \mathbf{D}_3(-\mathrm{GAST}) \,. \tag{4.44}$$

Um GAST zu erhalten muss eine Reihe von Berechnungsschritten ausgeführt werden. Dafür wird unter anderem die IERS C04 Zeitreihe herangezogen, innerhalb der geeignet interpoliert werden muss. Das Argument der Erdrotationsmatrix GAST wird aus dem Beobachtungszeitpunkt t und der zum Beobachtungszeitpunkt in geeigneter Weise interpolierten Größe $\Delta UT1$ berechnet:

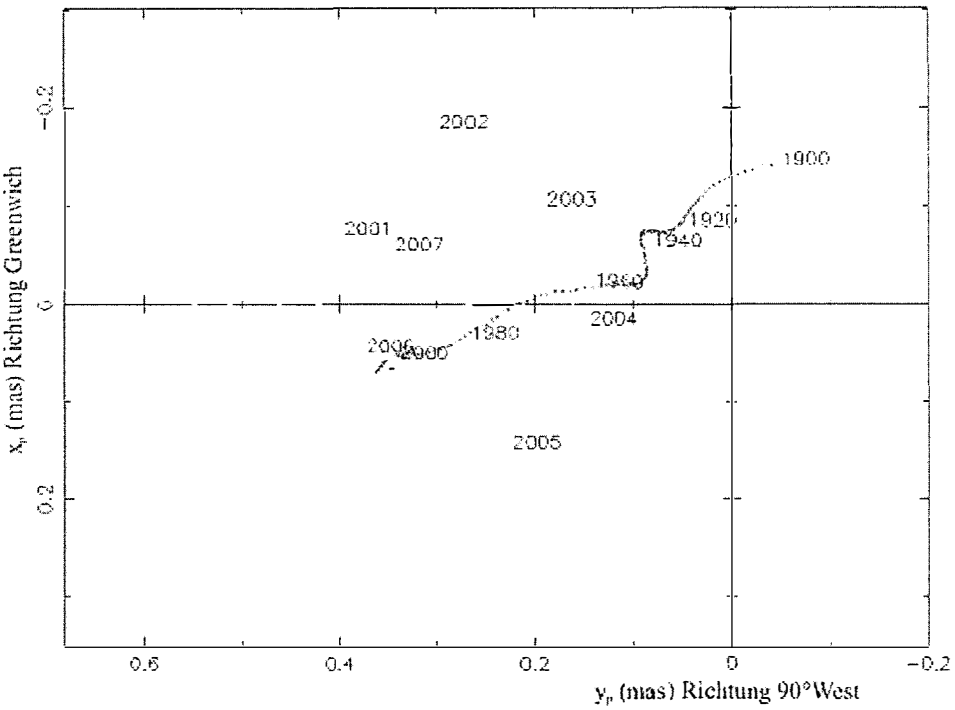


Abb. 4.4 Polbewegung (EOP C01) zwischen 2001 und 2007 (*gelb, gepunktet*) und Polwanderung, die Spur des mittleren Pols zwischen 1900 und 2000 (*magenta, gepunktet*) und Zehnjahresschritte des mittleren Pols (*cyan, Kreise*)
Nach IERS [2008b]

$$\mathrm{GAST} = \mathrm{GMST} + \alpha_{\mathrm{EQE}} + 0'',00264 \cdot \sin(\Omega) + 0'',000063 \cdot \sin(2 \cdot \Omega) \ , \tag{4.45}$$

worin Ω die mittlere Länge des aufsteigenden Mondbahnknotens bezeichnet. Die wahre Sternzeit Greenwich GAST unterscheidet sich von der mittleren Sternzeit Greenwich GMST (*Greenwich Mean Sidereal Time*) durch die Äquinoktiengleichung (*equation of equinox*)

$$\alpha_{\mathrm{EQE}} = \Delta\psi \cdot \cos(\varepsilon_0) \ , \tag{4.46}$$

worin ε_0 die mittlere Schiefe der Ekliptik und $\Delta\psi$ den Nutationswinkel in Länge bezeichnet, und seit 1.1.1997 kommen für die Verwendung der IERS EOP luni-solare Nutationskorrekturen hinzu [Aoki und Kinoshita, 1983]. Für die mittlere Sternzeit Greenwich lässt sich durch

$$\mathrm{GMST} = \mathrm{GMST}_0 + \Delta\mathrm{UT1} \cdot |\omega| + \frac{1}{r'} \cdot \mathrm{UTC} \tag{4.47}$$

ein sehr genauer Ausdruck angeben, der wegen der Einbindung des ΔUT1-Terms auch Einflüsse der Gezeiten auf die Erdrotation berücksichtigen kann. Darin bezeichnet UTC das Restglied der Beobachtungsepoche ab 0^h (Mitternacht). Das kalendarische Datum spielt für die Berechnung von GMST aufgrund der Periodizität in dieser Form keine Rolle [Moyer, 1981]. Dieser in OCCAM verwendete Ausdruck weicht geringfügig von der entsprechenden Gleichung in den IERS Konventionen (1996) [IERS, 1996] ab.

Nach Aoki et al. [1982] ist

$$\frac{1}{r'} := \frac{GMST}{UT1} = 1{,}002737909350795 + 5{,}9006 \cdot 10^{-11} \cdot T - 5{,}9 \cdot 10^{-15} \cdot T^2 \qquad (4.48)$$

als das Verhältnis von GMST zur Sonnenzeit UT1 definiert. In Gleichung (4.47) ist

$$|\boldsymbol{\omega}| = \left(1 + \Delta\dot{UT1}\right) \cdot \left(\dot{\alpha}_{EQE} + \frac{1}{r'} \cdot \frac{2\pi}{86400} \right) , \qquad (4.49)$$

ein Maß für die momentane Winkelgeschwindigkeit der Erde in der Einheit $rad \cdot s^{-1}$ und

$$GMST_0 = 24110{,}54841 + 8640184{,}812866 \cdot T + 0{,}093104 \cdot T^2 - 6{,}2 \cdot 10^{-6} \cdot T^3 \ . \qquad (4.50)$$

bezeichnet die mittlere Sternzeit Greenwich um 0^h UT1 in Sekunden. Die Ausdrücke

$$\Delta\dot{UT1} = \left(\Delta UT1(t + 1s) - \Delta UT1(t - 1s)\right)/2 \text{ und} \qquad (4.51)$$

$$\dot{\alpha}_{EQE} = \left(\alpha_{EQE}(t + 1s) - \alpha_{EQE}(t - 1s)\right)/2 \qquad (4.52)$$

beschreiben Korrekturterme aufgrund der momentanen Veränderung von ΔUT1 bzw. aufgrund der momentanen Veränderung der Äquinoktiengleichung. Beide werden in OCCAM durch numerische Differentiation zwischen den Werten eine Sekunde vor und nach der Beobachtungsepoche t berechnet.

Außerdem kann GAST noch um tägliche und subtägliche Gezeiteneinwirkungen korrigiert werden (Gleichung 4.57).

4.2.5 A priori Erdrotationsparameter

Um die Transformation zwischen dem raumfestem und dem erdfestem Bezugssystem durchführen zu können, werden neben den mit den Modellen berechneten Nutationswinkeln $\Delta\psi$, $\Delta\varepsilon$, a priori Werte für die Erdrotationsparameter (ERP) benötigt. Die IERS Earth Rotation Paramters C04 (IERS C04) sind eine mögliche Quelle für die a priori ERP. Mit dieser Zeitreihe veröffentlicht das IERS zweimal wöchentlich aktuelle tägliche Werte unter anderem der drei ERP. Um a priori Werte zur Beobachtungsepoche t zu erhalten, muss zwischen den gegebenen Werten geeignet interpoliert werden. Um innerhalb der ERP zu interpolieren, stehen in OCCAM zwei Interpolationsverfahren zur Verfügung: (i) Die Lagrange-Interpolation und (ii) die lineare Interpolation, wobei die lineare Interpolation entlang der sogenannten a priori EOP-Linie verläuft. Die a priori EOP-Linie besteht aus Werten zu den Zeitpunkten der ersten und der letzten Beobachtung der Session, die wiederum durch Interpolation bestimmt werden. Dafür stehen in OCCAM drei Verfahren zur Verfügung: Die Lagrange-Interpolation und zwei verschiedene lineare Interpolationsschemata.
Die verzeichneten ERP sind frei von täglichen und subtäglichen Termen, die durch ozeanische Effekte hervorgerufen werden [IERS, 2007]. In den ΔUT1-Reihen sind jedoch Anteile mit kürzeren Perioden (< 35 Tage) aufgrund der zonalen Gezeiteneinwirkung enthalten. Bevor innerhalb der täglichen Werte der ΔUT1-Reihe interpoliert wird, werden die in den IERS Standards (1989) [IERS, 1989] beschriebenen Terme daher entfernt:

$$\Delta UT1R = UT1 - UT1R = \sum_{i=1}^{41} A_i \cdot \sin\left(\sum_{k=1}^{5} N_{k,i} \cdot F_k \right) . \qquad (4.53)$$

Die ganzzahligen Koeffizienten $N_{k,i}$ sind z. B. Yoder et al. [1981] zu entnehmen und die Amplituden A_i sind in den IERS Konventionen (1996) [IERS, 1996] angegeben. Die F_k bezeichnen dieselben Fundamentalargumente, die auch bei der luni-solaren Nutation Verwendung finden (Abschnitt 4.2.2). Durch das Entfernen dieser Terme wird erreicht, dass die Zeitreihe entsprechend glatt ist und sinnvoll interpoliert werden kann.
Nach der Interpolation, die in OCCAM automatisch innerhalb der korrigierten Werte (ΔUT1R) erfolgt, werden diese Anteile wieder ergänzt. Dabei können lediglich die zuvor entfernten, kurzperiodischen Anteile hinzugefügt oder darüber hinaus weitere durch Ozeangezeiten hervorgerufene, längerperiodische Signale addiert werden. Im ersten Fall wird Gleichung (4.53) nach der Interpolation rückgängig gemacht, während im zweiten Fall mit

$$\Delta UT1S = UT1 - UT1S = \sum_{i=1}^{62} B_i \cdot \sin\left(\sum_{k=1}^{5} N_{k,i} \cdot F_k\right) + C_i \cdot \cos\left(\sum_{k=1}^{5} N_{k,i} \cdot F_k\right) \qquad (4.54)$$

21 zusätzliche Terme sowie eine entsprechende Anzahl 90°-phasenverschobener Anteile hinzukommen. Die Amplituden und Koeffizienten können den IERS Konventionen (1996) [IERS, 1996] entnommen werden.
Wie bereits angesprochen sind in den Zeitreihen der IERS C04 Erdrotationsparameter keine täglichen und subtäglichen Schwankungen enthalten, diese können jedoch durch entsprechende Modelle hinzugefügt werden. In OCCAM stehen dafür zwei Modelle zur Auswahl: (i) Das Modell nach Ray wird in den IERS Konventionen (1996) [IERS, 1996] und (ii) das Modell von Eanes in den IERS Konventionen (2003) [IERS, 2004] empfohlen.

4.2.5.1 Ray-Modell

Das Ray-Modell gibt tägliche und subtägliche Korrekturterme für die Erdrotationsparameter mit Perioden zwischen 0,499 bis 1,12 Tagen an. In den IERS Konventionen (1996) [IERS, 1996] sind entsprechende Terme verzeichnet:

$$\begin{aligned}
\Delta UT1D = \quad & UT1 - UT1D \;= \sum_{i=1}^{8} A_i \cdot \sin\left(\sum_{k=1}^{6} N_{k,i} F_k + \phi_i\right) + B_i \cdot \cos\left(\sum_{k=1}^{6} N_{k,i} F_k + \phi_i\right), \\
\Delta xD = \quad & x_p - xD \;= \sum_{i=1}^{8} C_i \cdot \sin\left(\sum_{k=1}^{6} N_{k,i} F_k + \phi_i\right) + D_i \cdot \cos\left(\sum_{k=1}^{6} N_{k,i} F_k + \phi_i\right), \qquad (4.55) \\
\Delta yD = \quad & y_p - yD \;= \sum_{i=1}^{8} E_i \cdot \sin\left(\sum_{k=1}^{6} N_{k,i} F_k + \phi_i\right) + G_i \cdot \cos\left(\sum_{k=1}^{6} N_{k,i} F_k + \phi_i\right),
\end{aligned}$$

wobei die ersten fünf der Argumente F_k identisch mit den luni-solaren Fundamentalargumenten sind (Abschnitt 4.2.2) und das sechste Argument ist ein Näherungswert für den Erdrotationswinkel:

$$\theta = 100°{,}4606184 + 360°{,}98564737 \cdot (MJD - 51544{,}5) \; . \qquad (4.56)$$

Die Amplituden A_i, B_i, C_i, D_i, E_i, G_i, die Phasen ϕ_i und die ganzzahligen Koeffizienten $N_{k,i}$ sind in den IERS Konventionen (1996) [IERS, 1996] aufgeführt und die F_k können der Literatur entnommen werden z. B. Simon et al. [1994]. Die Phasen $\phi_i \in \{-90°,\ 0,\ +90°\}$ realisieren *in-phase* und *out-of-phase* Anteile. Auch GAST kann entsprechend korrigiert werden:

$$GASTD = GAST + \Delta UT1D \cdot |\omega| \; . \qquad (4.57)$$

4.2.5.2 Eanes-Modell

Das Eanes-Modell [IERS, 2004] ist eine Weiterentwicklung des Ray-Modell (Abschnitt 4.2.5.1) [IERS, 1996]. Die Terme haben die gleiche Struktur wie beim Modell von Ray. Ihre Anzahl wurde erweitert und beträgt nun 71. Die Perioden zwischen 0,481 bis 1,21 Tagen decken einen geringfügig breiteren Bereich ab.

4.3 Das Modell der Stationsbewegung

In der Geodäsie wird der terrestrische Bezugsrahmen durch die Koordinaten von Punkten auf der Erdkruste realisiert. Die Koordinaten dieser Punkte sind eines der primären Ergebnisse der Höheren Geodäsie. Sie werden häufig als unbekannt angenommen und in der Ausgleichung bestimmt. Um unabhängig von der Zielsetzung der Auswertung zu ermöglichen, dass die Stationskoordinaten als fest (und fehlerfrei) eingeführt werden können, ist eine sehr genaue a priori Kenntnis der Stationskoordinaten notwendig. Wie bereits im vorhergehenden Abschnitt erläutert wurde, setzt sich das Modell der Stationsbewegung aus einem konstanten Anteil, der bezüglich einer Referenzepoche gegeben ist, z. B. 1997.0 im Falle des ITRF2000, oder 2000.0 beim ITRF2005, und einem linearen zeitvariablen Anteil zusammen. Die Koordinaten einer Station zum Beobachtungszeitpunkt t können somit durch ein lineares Polynom der Form

$$\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}(t_0) + \mathbf{v} \cdot (t - t_0) = \mathbf{r_0} + \mathbf{v} \cdot (t - t_0) \tag{4.58}$$

dargestellt werden, worin

$$\mathbf{r_0} = \begin{bmatrix} x_0 & y_0 & z_0 \end{bmatrix}^T \tag{4.59}$$

die in einem Katalog (TRF) zur Katalog-, oder Referenzepoche t_0 gegebenen Stationskoordinaten und

$$\mathbf{v} = \begin{bmatrix} v_x & v_y & v_z \end{bmatrix}^T \tag{4.60}$$

die ebenso im Katalog enthaltenen linearen Stationsgeschwindigkeiten bezeichnen. Der Beobachtungszeitpunkt t ist dabei bezüglich derselben Zeitskala wie die Referenzepoche beispielsweise bezüglich TT angegeben.
Der Erdkörper ist neben den linearen Driftbewegungen jedoch noch einer Reihe weiterer zeitabhängiger Deformationen ausgesetzt, die zu Veränderungen der Stationskoordinaten führen können. Gleichung (4.58) kann daher symbolisch auf den Ausdruck

$$\mathbf{r}(t) = \mathbf{r_0} + \mathbf{v} \cdot (t - t_0) + \Delta\mathbf{r}_{gzg} + \Delta\mathbf{r}_{gzz} + \Delta\mathbf{r}_{alo} + \Delta\mathbf{r}_{ala} + \Delta\mathbf{r}_{alg} + \Delta\mathbf{r}_{als} \tag{4.61}$$

erweitert werden, worin Korrekturen der Stationskoordinaten zum Zeitpunkt t durch die Effekte

$\Delta\mathbf{r}_{gzg}$	Gezeiten durch Änderungen des Gravitationspotentials,
$\Delta\mathbf{r}_{gzz}$	Gezeiten durch Änderungen des Zentrifugalpotentials,
$\Delta\mathbf{r}_{alo}$	Deformationen des festen Erdkörpers durch ozeanische Auflasten,
$\Delta\mathbf{r}_{ala}$	Deformationen des festen Erdkörpers durch atmosphärische Auflasten,
$\Delta\mathbf{r}_{alg}$	Deformationen des festen Erdkörpers durch Grundwasserschwankungen und
$\Delta\mathbf{r}_{als}$	Deformationen des festen Erdkörpers durch Schneeauflasten

ausgedrückt werden. Die Darstellung erhebt keinen Anspruch auf Vollständigkeit, so könnte beispielsweise zusätzlich die thermische Ausdehnung des Erdkörpers angesetzt werden.
Die einzelnen Beiträge des Modells der Stationsbewegung werden in diesem Abschnitt behandelt. Zuvor sollen jedoch noch eine Begründung für das lineare Modell der Stationsbewegungen gegeben und Ausnahmen vom linearen Modell diskutiert werden.

4.3.1 Lineare Stationsbewegungen

Das lineare Modell der Stationsbewegungen findet seine physikalische Begründung durch die konstante Kinematik der Litosphäre. Die Krustenbewegung wird durch Prozesse im Erdinneren erzeugt. Durch großräumige Konvektionssysteme wird dabei Energie in Form von Wärme vom Erdinneren nach außen transportiert, wobei die Erdkruste aufgrund von Wechselwirkungen mit dem Erdmantel ständigen Deformationen unterliegt. Durch geophysikalische Methoden, wie Seismologie und Paläo-Magnetismus, konnte gezeigt werden, dass sich die Geschwindigkeiten der kontinentalen Platten über den Zeitraum von 3 Milliarden Jahren nicht signifikant geändert haben [Soffel, 1989]. Die Theorie der Plattentektonik basiert vor allem auf geophysikalischen Untersuchungen der Meeresbodenausbreitung (*sea floor spreading*) und der Erdbebenherde. Für die Bestimmung rezenter Bewegungen durch geodätische Messverfahren bietet sich unter anderem die VLBI an [Herring et al., 1986; Drewes, 1989].
Als Beispiele für globale geophysikalische Plattenbewegungsmodelle seien das RM2-Modell [Minster und Jordan, 1978], das NUVEL-1- [Argus und Gordon, 1991] und das NUVEL-1A-Modell [DeMets et al., 1994] erwähnt. Die Geschwindigkeiten im NUVEL-1A-Modell unterscheiden sich von den Geschwindigkeiten des Vorgängermodells NUVEL-1 durch einen Maßstabsfaktor (0,9652), der aus dem Vergleich mit geodätischen Messungen berechnet wurde. Bei der Realisierung von globalen Modellen der Plattenbewegung werden meistens relative Geschwindigkeiten der Platten im Bezug auf eine als fest definierte Platte beschrieben. Im Modell NUVEL-1 [DeMets et al., 1990] wird beispielsweise die Pazifikplatte fixiert. Alternativ können Modelle mit globaler NNR-Bedingung verwendet werden. Für die Definition des ITRF wurde beispielsweise das NUVEL-1A-Modell mit der Bedingung der globalen Rotationsfreiheit (NNR-NUVEL-1A) zugrunde gelegt [Altamimi et al., 2002].

4.3.2 Nicht-lineare Stationsbewegungen

Abweichungen vom linearen Modell der Stationsbewegungen ergeben sich durch plötzliche, sprunghafte Deformationen (*episodic motion*). Das sind seltene Veränderungen in einer oder mehreren Koordinate(n), hervorgerufen durch (i) Erdstöße, Erdbeben und anderweitige seismische Aktivitäten oder durch (ii) Reparaturen an der VLBI-Antenne oder der Konstruktion, die die Antenne trägt. Diese werden in den Katalogen auf verschiedene Weise gesondert berücksichtigt.

4.3.2.1 Koordinatensprünge

Dieses Modell geht von einem instantanen Ereignis aus, einem so genannten Sprung (*jump*), auch Bruch (*break*) genannt. Die Station, an der ein solches episodisches Ereignis modelliert wird, erhält zusammen mit der Epoche t_1 des Ereignisses einen weiteren Satz von Stationskoordinaten $\mathbf{r}_1$, der entsprechend ab der gegebenen Epoche t_1 zu verwenden ist:

$$\mathbf{r}(t) = \begin{cases} \mathbf{r}_0 + \mathbf{v}\cdot(t - t_0) & \text{für} \quad t < t_1 \\ \mathbf{r}_1 + \mathbf{v}\cdot(t - t_0) & \text{für} \quad t \geq t_1 \end{cases} . \tag{4.62}$$

Der neue Satz Stationskoordinaten wird dabei auf die Referenzepoche t_0 zurückgerechnet:

$$\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_1(t_0) = \mathbf{r}_1(t_1) + \mathbf{v} \cdot (t_1 - t_0) \ , \tag{4.63}$$

sodass die Referenzepoche des Kataloges eindeutig bleibt. Dieses Modell findet man in den meisten TRF, z. B. VTRF2003, ITRF2000, in früheren TRF Versionen und in den neuesten Katalogen VTRF2005 und ITRF2005.
Durch Analyse der VLBI-Daten des Loma Prieta (Kalifornien) Erdbebens am 18.10.1989 wurden beispielsweise ausschließlich koseismische Punktverschiebungen (*site displacementes*) festgestellt. Postseismische Deformationen konnten nicht beobachtet werden. Die Stationsgeschwindigkeiten blieben daher unverändert $\mathbf{v} = \text{const.}$ [Clark et al., 1990].
Tabelle 4.3 gibt einen Überblick über die im ITRF berücksichtigten Koordinatensprünge.

4.3.2.2 Abschnittsweise lineare Funktionen

In den neueren Katalogen VTRF2005 und ITRF2005 wird berücksichtigt, dass während und infolge des Denali (Alaska) Erdbebens am 3.11.2002 die Station GILCREEK postseismischen Deformationen ausgesetzt war [Heinkelmann et al., 2008b]. Zur vereinfachten Darstellung dieser nicht-linearen Stationsbewegung werden in den genannten TRF abschnittsweise definierte lineare Funktionen der Form:

$$\mathbf{r}(t) = \begin{cases} \mathbf{r_0} + \mathbf{v_0} \cdot (t - t_0) & \text{wenn} \quad t < t_1 \\ \mathbf{r_1} + \mathbf{v_1} \cdot (t - t_1) & \text{wenn} \quad t_1 \le t < t_2 \\ \vdots & \vdots \\ \mathbf{r_n} + \mathbf{v_n} \cdot (t - t_n) & \text{wenn} \quad t \ge t_n \end{cases} \tag{4.64}$$

eingesetzt, die an den Übergangsstellen t_i ($i \in \{1,\ldots,n\}$) nicht stetig sein müssen.

Tab. 4.3 Episodische Stationsbewegungen
[IVS-Analysekoordinator, 2008]

Epoche	Ereignis	Station(en)
30.11.1987	Erdbeben	SOURDOGH, WHTHORSE, YAKATAGA
18.10.1989	Loma Prieta Erdbeben	FORTORDS, PRESIDIO
27.06.1992	Landers Erdbeben	DSS15, MOJAVE12
01.06.1996	Antennenreparatur	MEDICINA
01.10.1996	Antennenreparatur	EFLSBERG
15.04.1997	Antennenreparatur	DSS65
30.03.1999	Antennenreparatur	TSUKUB32
01.06.2000	Seismisches Ereignis	MIURA, TATEYAMA
03.11.2002	Denali Erdbeben	GILCREEK
01.01.2003	Stationsverlegung	GGAO7108

Gelten im Gegensatz dazu an den Stützstellen (Übergängen) zusätzlich die n Stetigkeitsbedingungen:

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_1 &= \mathbf{r}_0 + \mathbf{v}_0 \cdot (t_1 - t_0), \\ \mathbf{r}_2 &= \mathbf{r}_1 + \mathbf{v}_1 \cdot (t_2 - t_1), \\ &\vdots \qquad\qquad \vdots \\ \mathbf{r}_n &= \mathbf{r}_{n-1} + \mathbf{v}_{n-1} \cdot (t_n - t_{n-1}), \end{aligned} \tag{4.65}$$

so spricht man von einer abschnittsweisen stetigen linearen Funktion (*piecewise linear function*, PWLF), die einer linearen Splinefunktion entspricht.

4.3.3 Gezeiten und Deformationen des festen Erdkörpers

4.3.3.1 A priori Ephemeriden

Als Ephemeriden werden die Orts- und Geschwindigkeitsvektoren der Himmelskörper des Sonnensystems bezeichnet, die meistens in tabellarischer Form zugänglich gemacht werden: Die in OCCAM verwendeten Ephemeriden sind jeweils die neuesten mit Routinen des JPL berechneten Ephemeriden. Derzeit sind es die JPL Planetary and Lunar Ephemerides DE405/LE405 [Standish, 1998a]. Seit der Version DE403/LE403 beziehen sich die Ephemeriden des JPL auf das ICRF [Standish et al., 1995]. Die Berechnung beruht auf den dynamischen Gesetzmäßigkeiten der Himmelsmechanik (Gravitationsgesetz, Störungsrechnung) und wird zusätzlich an verschiedene Beobachtungen angepasst. Die Ephemeriden der inneren Planeten (Merkur, Venus, Erde und Mars) zusammen mit Mond und Sonne sind untereinander gut bestimmt. Ebenso ist die Orientierung bezüglich des Himmelsbezugsrahmens (ICRF) ausreichend bekannt. Als Beobachtungsverfahren werden optische astronomische Beobachtungen, Radar-Entfernungsmessungen, Beobachtungen zum Viking 1 Mars Lander, D-VLBI und LLR eingesetzt. Die Ephemeriden der äußeren Planeten (Jupiter, Saturn, Uranus, Neptun und Pluto) sind hingegen weniger genau bekannt, da ihre Beobachtung beinahe ausschließlich auf optischen Verfahren beruht. Insbesondere ist die Orientierung der äußeren Planeten bezüglich des ICRF deutlich ungenauer [Morrison und Evans, 1998].
In OCCAM werden die Orts- und Geschwindigkeitsvektoren der Sonne und der Ortsvektor des Mondes verwendet, die in halbtäglichen Abständen (0^h, 12^h eines Tages) vorliegen. Um die Positionen bzw. Geschwindigkeiten zur Beobachtungsepoche zu erhalten, wird mit dem Verfahren nach Lagrange über vier Stützwerte interpoliert. Als Zeitmaß wird in OCCAM TT gewählt. Die zum Zeitpunkt der Beobachtung t interpolierten Vektoren werden in das wahre Äquatorsystem zur Beobachtungsepoche transformiert, was mit der Präzessions-Nutations-Matrix geschieht. In diesem IRS liegen die Vektoren geozentrisch vor. Der Ortsvektor der Sonne wird nun noch aufgrund der Lichtlaufzeit in der Form

$$\mathbf{r}_{i=S,0} = \mathbf{r}_{S,apr} - \frac{|\mathbf{r}_{S,a}|}{c} \cdot \mathbf{v}_{S,apr} \tag{4.66}$$

korrigiert, worin $\mathbf{r}_{S,0}$ die korrigierte Position der Sonne und c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum bezeichnen; $\mathbf{r}_{S,apr}$ und $\mathbf{v}_{S,apr}$ sind die Position bzw. Geschwindigkeit der Sonne, wie sie aus den a priori Ephemeriden durch Lagrange-Interpolation bestimmt werden können. Eine entsprechende Korrektur der Position des Mondes wird aufgrund der kürzeren Distanz nicht durchgeführt.

Mit der durch tägliche und subtägliche Terme korrigierten wahren Sternzeit Greenwich GASTD können die Ortsvektoren gegenüber dem TRF orientiert werden:

$$\mathbf{r}_i = \begin{bmatrix} \cos(\mathrm{GASTD}) & \sin(\mathrm{GASTD}) & 0 \\ -\sin(\mathrm{GASTD}) & \cos(\mathrm{GASTD}) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \mathbf{r}_{i,0} \quad . \tag{4.67}$$

Hier bezeichnet $\mathbf{r}_i$ den geozentrischen Ortsvektor der Himmelskörper, Sonne (i = S) bzw. Mond (i = M) und $\mathbf{r}_{i,0}$ den aus den Ephemeriden durch Interpolation erhaltenen Wert (4.66).

4.3.3.2 Gezeiten durch Variationen des Gravitationspotentials

Das Gravitationspotential auf der Erde ist zunächst durch die räumliche Anordnung der Massepunkte des Systems Erde bestimmt. Darüber hinaus wirken sich weitere Massen im erdnahen Raum aus. Die Gravitationskraft zwischen zwei Punktmassen m_1, m_2

$$\mathbf{F}_{1,2} = -G \cdot \frac{m_1 \cdot m_2}{|\mathbf{r}_{1,2}|^2} \cdot \frac{\mathbf{r}_{1,2}}{|\mathbf{r}_{1,2}|} \tag{4.68}$$

nimmt direkt proportional zum Quadrat des Abstandes zwischen den Punktmassen ab, sodass für signifikante Einwirkungen auf das Gravitationspotential im erdnahen Raum für die erforderliche Genauigkeit allein Sonne und Mond berücksichtigt werden müssen. Neben den zeitlich variablen Gravitationspotentialänderungen gibt es auch Gezeitendeformationen, die unabhängig von der Zeit sind. Diese sogenannten permanenten Gezeiten (*permanent tide*) lassen sich ebenso wie die zeitlich variablen Größen berechnen, finden jedoch keine Berücksichtigung in $\Delta\mathbf{r}_{gzg}$, da diese bereits implizit im linearen Modell der Stationsbewegung (4.58) enthalten sind. Die hier berücksichtigte Gezeiteneinwirkung besteht also nur aus dem zeitlich variablen Anteil der Änderungen des Gravitationspotentials im erdnahen Raum, dem sogenannten Gezeiten erzeugenden Potential TGP (*tide generating potential*) [Mathews et al., 1997].
Um den Einfluss der Gezeiten auf ein Topozentrum zu bestimmen ist in OCCAM das Gezeitenmodell der IERS Konventionen (1996) [IERS, 1996] implementiert, welches unter anderem auf den Arbeiten von Mathews et al. [1995] und Mathews et al. [1997] beruht. Der Hauptkorrekturterm

$$\Delta\mathbf{r}_{gzf} = \sum_{i=M,S} \left\{ \frac{Gm_i \cdot |\mathbf{r}_E|^4}{Gm_E \cdot |\mathbf{r}_i|^3} \cdot \left[h_2 \cdot \frac{\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|} \cdot P_2(\cos\varphi) + 3 \cdot l_2 \cdot \cos\varphi \cdot \left(\frac{\mathbf{r}_i}{|\mathbf{r}_i|} - \cos\varphi \cdot \frac{\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|} \right) \right] + \right. \tag{4.69}$$
$$\left. + \frac{Gm_i \cdot |\mathbf{r}_E|^5}{Gm_E \cdot |\mathbf{r}_i|^4} \cdot \left[h_3 \cdot \frac{\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|} \cdot P_3(\cos\varphi) + \frac{3}{2} \cdot l_3 \cdot \left(5 \cdot \cos^2\varphi - 1\right) \cdot \left(\frac{\mathbf{r}_i}{|\mathbf{r}_i|} - \cos\varphi \cdot \frac{\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|} \right) \right] \right\}$$

mit

$G\ (m^3 \cdot kg^{-1} \cdot s^{-2})$	Gravitationskonstante
m (kg)	(schwere) Masse
i = M, i = S	der jeweilige Himmelskörper, d. h. der Mond (M) oder die Sonne (S)
E	die Erde
$\mathbf{r}$, $\|\mathbf{r}\|$ (m)	geozentrischer Ortsvektor, Betrag des Ortsvektors
h_2, l_2 und h_3, l_3	nominale Love und Shida Zahlen zweiten bzw. dritten Grades
P_2, P_3	Legendre-Polynome zweiten bzw. dritten Grades
φ (Winkelmaß)	Breite des Topozentrums

berücksichtigt die TGP von Mond (i = M) und Sonne (i = S) zweiten Grades (erster Term) und dritten Grades (zweiter Term). Die Legendre-Polynome zweiten und dritten Grades lauten

$$P_2(\cos\varphi) = \frac{1}{2}\left(3\cos^2\varphi - 1\right), \tag{4.70}$$

$$P_3(\cos\varphi) = \frac{1}{2}\left(5\cos^3\varphi - 3\cos\varphi\right). \tag{4.71}$$

Ein Ausdruck für den Kosinus der Breite des Topozentrums kann durch

$$\cos(\varphi) = \frac{\sqrt{|\mathbf{r}_1|^2 + |\mathbf{r}_2|^2}}{|\mathbf{r}|} \tag{4.72}$$

bestimmt werden. Für die Berechnung von (4.69) müssen weiterhin die geozentrischen Positionen der Sonne und des Mondes $\mathbf{r}_i$ zum Zeitpunkt der Beobachtung t bekannt sein. Diese können aus den a priori Ephemeriden berechnet werden (Abschnitt 4.3.3.1). Die Love und Shida Zahlen zweiten und dritten Grades: $h_{2,0} = 0{,}6078$; $l_{2,0} = 0{,}0847$; $h_3 = 0{,}292$; $l_3 = 0{,}015$ beschreiben das Deformationsverhalten des Erdkörpers in Reaktion auf die externen TGP von Sonne und Mond. Die Werte sind Mathews et al. [1995] entnommen. Nominale, d. h. breitenabhängige Love und Shida Zahlen zweiten Grades können durch folgende Zusammenhänge bestimmt werden:

$$h_2 = h_{2,0} - 0{,}0006 \cdot P_2(\cos\varphi), \tag{4.73}$$

$$l_2 = l_{2,0} + 0{,}0002 \cdot P_2(\cos\varphi), \tag{4.74}$$

worin P_2 das Legendre-Polynom zweiten Grades bezeichnet.
Neben dem Hauptterm kommen noch acht weitere Gezeitenterme hinzu: Zwei phasenverschobene Terme zweiten Grades aufgrund der Mantelanelastizität mit etwa täglichen Perioden und etwa halbtäglichen Perioden sowie zwei Terme aufgrund der Breitenabhängigkeit der Love und Shida Zahlen ersten Grades mit etwa täglichen und mit etwa halbtäglichen Perioden. Die anderen vier Terme sind nicht in Abhängigkeit der Zeit, sondern frequenzabhängig gegeben. Mit diesen wird die Frequenzabhängigkeit der Love und Shida Zahlen beschrieben: Je zwei Terme in Phase und phasenverschoben mit etwa täglichen Perioden bzw. mit langen Perioden. Sämtliche Terme sind in Mathews et al. [1997] beschrieben. Die in OCCAM implementierte Routine wurde von Dehant, Royal Observatory of Belgium, Brüssel, Belgien, über das IERS zur Verfügung gestellt.
Es sei angemerkt, dass die Deformation des Erdkörpers aufgrund der Gezeiteneinwirkung ebenso in einem topozentrischen Bezugssystem beschrieben werden kann, wobei dann im Anschluss in das geozentrische Bezugssystem transformiert wird.

4.3.3.3 Gezeiten durch Variationen des Zentrifugalpotentials

Die Form des Erdkörpers, d.h. die räumliche Anordnung der Massepunkte der Erde, richtet sich unter der Annahme der Elastizität vollständig nach dem Schwerepotential, das sich aus dem Gravitations- und dem Zentrifugalpotential zusammensetzt. Während die Gezeiten im engeren Sinne (Abschnitt 4.3.3.2) durch Änderungen des Gravitationspotentials hervorgerufen werden, wirken sich Variationen des Zentrifugalpotentials als sogenannte Polgezeiten aus. Wie bereits angesprochen, verändert der Rotationspol seine Position bzw. die Rotationsachse ihre Lage gegenüber der Erdkruste (Polbewegung), d. h. bezüglich eines erdfesten Bezugssystems (TRS). Außerdem treten Variationen der Rotationsgeschwindigkeit der Erde (ΔUT1) auf, die sich ebenso auf das Zentrifugalpotential auswirken können.

Das Zentrifugalpotential an einem Topozentrum auf der Erdoberfläche

$$V = \frac{1}{2}\left(|\mathbf{r}_\perp|^2 \cdot |\boldsymbol{\omega}|^2\right) = \frac{1}{2}\cdot\left[|\mathbf{r}|^2 \cdot |\boldsymbol{\omega}|^2 - (\mathbf{r}\circ\boldsymbol{\omega})^2\right] \tag{4.75}$$

hängt vom Abstand orthogonal zur Rotationsachse und der Rotationsgeschwindigkeit der Erde ab. Wird als Bezugssystem ein orthonormiertes Dreibein gewählt, dessen z-Achse mit der mittleren Rotationsachse der Erde zusammenfällt, so lässt sich das Zentrifugalpotential durch

$$V = -\frac{|\boldsymbol{\omega}|^2}{2}\cdot\left[2z\cdot\left(m_x x + m_y y\right) - \left(x^2 + y^2\right)\left(1 + 2m_z\right)\right] \tag{4.76}$$

darstellen [Wahr, 1985], wenn Terme, die quadratische und höhere Potenzen von m_i besitzen, aufgrund ihrer Größenordnung vernachlässigt werden. Hierin bezeichnen m_i ($i \in \{x, y\}$) die Abweichungen von einem mittleren Rotationspol in x- bzw. y-Richtung und m_i ($i = z$) die Variation der Rotationsgeschwindigkeit. Nach Gipson und Ma [1998] ist der Einfluss durch die Veränderungen der Rotationsgeschwindigkeit nicht signifikant (< 0,1 mm) und kann vernachlässigt werden. Der permanente Anteil, d. h. der Term nullter Ordnung in m_i, verursacht die äquatorielle Wölbung der Erdfigur. Dieser wird wie beim Modell der gravitativen Gezeiten bereits implizit im linearen Modell der Stationskoordinaten (4.58) berücksichtigt. Der restliche Term nimmt in geozentrischen Koordinaten die Form

$$\Delta V(\varphi, \lambda, r) = -\frac{|\boldsymbol{\omega}|^2 |\mathbf{r}|^2}{2}\sin(2\varphi)\cdot\left[\delta x_p \cdot \cos\lambda + \delta y_p \cdot \sin\lambda\right] \tag{4.77}$$

an, worin φ, λ die geozentrische Breite bzw. Länge und $\mathbf{r}$ den geozentrischen Ortsvektor des Topozentrums bezeichnen. Die Größen

$$\delta x_p = x_{p,apr} - \overline{x}_p \ , \tag{4.78}$$

$$\delta y_p = y_{p,apr} - \overline{y}_p \tag{4.79}$$

sind die interpolierten IERS C04 Polkoordinaten bezüglich eines über einen möglichst langen Zeitraum gemittelten Pols. In OCCAM stehen für die Bestimmung der mittleren Polkoordinaten zwei Varianten zur Verfügung. Beide Methoden gehen von den interpolierten IERS C04 Polkoordinaten aus und beziehen diese entweder auf einen (i) konstanten Term, oder auf ein (ii) lineares Modell. Nach der Methode mit dem konstanten Anteil betragen die mittleren Polkoordinaten

$$\overline{x}_p = 0{,}033 \text{ mas} \ , \tag{4.80}$$

$$\overline{y}_p = 0{,}331 \text{ mas} \tag{4.81}$$

und mit dem linearen Modell (bezüglich der Epoche 2000,0) ergibt sich:

$$\overline{x}_p = x_{p,c} + \dot{x}_p \cdot \left(t_a - 2000{,}0\right) \ , \tag{4.82}$$

$$\overline{y}_p = y_{p,c} + \dot{y}_p \cdot \left(t_a - 2000{,}0\right) \ . \tag{4.83}$$

Nun können für die vertikale (Δr) und für die horizontalen Korrekturen ($\Delta\lambda$, $\Delta\varphi$) am Topozentrum folgende Ausdrücke angegeben werden [Wahr, 1985; IERS, 1996]:

$$\begin{aligned}
\Delta r &= \frac{h}{g}\Delta V &&= -32\sin(2\varphi)\cdot\left[\delta x_p\cdot\cos\lambda - \delta y_p\cdot\sin\lambda\right],\\
\Delta\lambda &= \frac{1}{g}\frac{1}{\cos\varphi}\cdot\frac{\partial\Delta V}{\partial\lambda} &&= +9\sin(\varphi)\cdot\left[\delta x_p\cdot\cos\lambda + \delta y_p\cdot\sin\lambda\right], \qquad (4.84)\\
\Delta\varphi &= \frac{1}{g}\cdot\frac{\partial\Delta V}{\partial\varphi} &&= -9\cos(2\varphi)\cdot\left[\delta x_p\cdot\cos\lambda - \delta y_p\cdot\sin\lambda\right].
\end{aligned}$$

Um die Korrekturen bezüglich des geozentrischen, kartesischen Koordinatensystems auszudrücken, müssen die Systeme achsparallel ausgerichtet werden, was durch zwei elementare Drehungen um die momentanen Achsen $\mathbf{e}_3$ und $\mathbf{e}_2$ erfolgen kann:

$$\mathbf{\Delta r}_{gzz} = \begin{bmatrix}\Delta x\\ \Delta y\\ \Delta z\end{bmatrix} = D_3(-\lambda)\cdot D_2(-\varphi)\cdot\begin{bmatrix}\Delta r\\ \Delta\lambda\\ \Delta\varphi\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}\cos\varphi\cos\lambda & \sin\lambda & -\sin\varphi\sin\lambda\\ -\cos\varphi\sin\lambda & \cos\lambda & \sin\varphi\sin\lambda\\ \sin\varphi & 0 & \cos\varphi\end{bmatrix}\cdot\begin{bmatrix}\Delta r\\ \Delta\lambda\\ \Delta\varphi\end{bmatrix}. \qquad (4.85)$$

4.3.3.4 Deformationen des festen Erdkörpers durch ozeanische Auflasten

Neben den direkten gravitativen Deformationen des festen Erdkörpers durch Veränderungen in der räumlichen Anordnung der gravitierenden Himmelskörper treten auch indirekte Effekte auf. Die Variationen des Gravitationspotentials wirken sich auch auf die Ozeanosphäre, d. h. auf die ozeanischen Wassermassen aus. Diese reagieren im Vergleich zum festen Erdkörper wesentlich elastischer auf die externen Gravitationseinflüsse. Durch die ozeanischen Gezeiten werden enorme Wassermassen transportiert, die bei Flut eine zusätzliche Last, insbesondere auf küstennahe Gebiete, und bei Ebbe eine entsprechende Entlastung bewirken. Diese sogenannten ozeanischen Auflasten (*ocean loading, ocean tide loading*) deformieren den festen Erdkörper periodisch. In Scherneck [1996], Scherneck et al. [2000] und Scherneck und Bos [2002] sind die Effekte detailliert beschrieben. Das Modell der ozeanischen Auflasten in OCCAM berücksichtigt die gravitativen Effekte von Sonne (S) und Mond (M) in Form von elf Termen: Vier der Terme (M_2, S_2, N_2, K_2) liegen im halbtäglichen und vier (K_1, O_1, P_1, Q_1) im Bereich täglicher Perioden. Die übrigen drei Terme (M_f, M_m, S_{sa}) beschreiben langperiodische Anteile. Die Korrekturen an den topozentrischen Koordinaten (r, λ, φ) betragen

$$\begin{aligned}
\Delta r &= \sum_{i=1}^{11} A_{r,i}\cdot\cos\left(\omega_i\cdot t' + \sum_{k=1}^{4} N_{k,i}\cdot F_k - \phi_{r,i}\right),\\
\Delta\lambda &= \sum_{i=1}^{11} A_{\lambda,i}\cdot\cos\left(\omega_i\cdot t' + \sum_{k=1}^{4} N_{k,i}\cdot F_k - \phi_{\lambda,i}\right), \qquad (4.86)\\
\Delta\varphi &= \sum_{i=1}^{11} A_{\varphi,i}\cdot\cos\left(\omega_i\cdot t' + \sum_{k=1}^{4} N_{k,i}\cdot F_k - \phi_{\varphi,i}\right).
\end{aligned}$$

Die Koeffizienten (33 Amplituden A und 33 Phasen ϕ je Station) sind in OCCAM in dem ASCII-File LOADING.OCE enthalten. Die Werte für die meisten Ozeangezeitenmodelle können vom *Automatic Ocean Loading Provider* [Scherneck, 2008], einem Service von Scherneck, Onsala Space Observatory, Chalmers Universität für Technologie, Onsala, Schweden bezogen werden. Die derzeitigen Werte in LOADING.OCE sind dem GOT00.2 Modell [Ray, 1999] entnommen. Die Koeffizienten hängen von der Länge und Breite des Topozentrums ab. Das Zeitmaß im Argument

$$t' = \left[TT - \mathrm{int}(TT)\right]\cdot 86400\,\mathrm{s} \qquad (4.87)$$

entspricht der Tageszeit der Beobachtungsepoche t in Sekunden bezüglich TT, wobei der Operator (int) den ganzzahligen Anteil des Arguments bedeutet. Die Frequenzen ω_i, die Koeffizienten N und die Fundamentalargumente F_k werden mit einer Routine nach Schwiderski berechnet, die beispielsweise in den IERS Konventionen (1996) [IERS, 1996] angegeben ist. Die drei Fundamentalargumente für das Modell der ozeanischen Auflasten sind:

$F_1 := l$ mittlere Länge des Mondes,
$F_2 := l'$ mittlere Länge der Sonne und
$F_3 := \omega_M$ mittlere Perigäumslänge des Mondes.

Der vierte Ausdruck (F_4) ist kein Fundamentalargument im engeren Sinne, sondern realisiert die Phasenverschiebung.
Nach der Berechnung der Korrekturen im topozentrischen System wird in das geozentrische, kartesische Koordinatensystem transformiert, wobei zu berücksichtigen ist, dass λ, φ hier im topozentrischen System nach Westen bzw. Süden positiv gezählt werden. Die Transformation enthält dem zufolge zwei Spiegelungsmatrizen S_2, S_3. Die Spiegelungen können ebenso gleichzeitig ausgeführt werden ($S_{2,3}$):

$$\Delta\mathbf{r}_{alo} = [\Delta x \quad \Delta y \quad \Delta z]^T = \mathbf{S}_{2,3} \cdot \mathbf{D}_3(-\lambda) \cdot \mathbf{D}_2(-\varphi) \cdot [\Delta r \quad \Delta\lambda \quad \Delta\varphi]^T \; . \tag{4.88}$$

4.3.3.5 Deformationen des festen Erdkörpers durch atmosphärische Auflasten

Neben den ozeanischen Auflasten verursachen Massenverlagerungen in der Atmosphäre, überwiegend großräumige Hochdruck- und Tiefdruckgebiete, Deformationen des festen Erdkörpers. Für die Berechnung der atmosphärischen Auflasten (*atmospheric loading, atmospheric pressure loading*) sind die Kenntnis der globalen Druckverteilung der Atmosphäre zum Beobachtungszeitpunkt sowie der Reaktion des festen Erdkörpers und der Ozeanoberflächen auf die atmosphärischen Druckvariationen notwendig. Die frühen Modelle, z. B. Rabbel und Schuh [1986], berücksichtigten lediglich ein Gebiet von 2000 km Radius um ein Topozentrum. Rabbel und Schuh [1986] zeigten, dass sich ihr Modell nicht durch die damals vorhandenen VLBI-Daten verbessern ließ. Fünf Jahre später konnten auch Manabe et al. [1991] keine signifikante Übereinstimmung zwischen den durch VLBI bestimmten, radialen, topozentrischen Komponenten und dem Modell der atmosphärischen Auflasten finden. Erst wiederum drei Jahre später entdeckten vanDam und Herring [1994] Signaturen der atmosphärischen Auflasten in den an Genauigkeit verbesserten VLBI-Beobachtungen. Im selben Jahr fanden MacMillan und Gipson [1994], dass sich (i) die Wiederholbarkeit der Basislinien und (ii) die Genauigkeit der Bestimmung der vertikalen Komponenten durch die Verwendung der atmosphärischen Auflastkorrektionen verbessern. Den letzten großen Genauigkeitsschritt nahm die Modellierung der atmosphärischen Auflasten mit dem Einbezug globaler numerischer Wettermodelle NWM (*numerical weather model*), die ab etwa Mitte der neunziger Jahre für die Geodäsie zur Verfügung standen.
Das Modell von Petrov und Boy [2004] basiert auf den globalen atmosphärischen Druckwerten des NCEP/NCAR 40-year reanalysis project (*National Centers for Environmental Prediction, National Center for Atmospheric Research*), die in Form eines 2,5° x 2,5° Rasters in 6-stündigen Abständen gegeben sind. Das zugrunde liegende Erdmodell ist das *Preliminary Reference Earth Model* (PREM). Die Reaktion der Ozeanosphäre auf die atmosphärischen Druckvariationen wird durch die inverse barometrische Hypothese (*inverse barometer*, IB)

$$\Delta p_a + \Delta p_w = \Delta\bar{p}_o \tag{4.89}$$

beschrieben, worin Δp_a die atmosphärische Druckvariation und Δp_w die Variation des Druckes auf den Ozeanboden bzw. die Landfläche, beides topozentrische Größen, bezeichnen. Die Größe auf der rechten Seite von (4.89) ist der mittlere atmosphärische Druck über der gesamten Ozeanfläche und entsprechend Null über Land. Die IB-Hypothese besagt, dass bei einer lokalen atmosphärischen Druckzunahme über dem Ozean der Druck durch die ozeanischen Wassermassen instantan um den gleichen Betrag abnimmt. Der lokale Meeresspiegel fällt, das Wasser weicht dem atmosphärischen Druck proportional aus. Um diese Hypothese in den Berechnungen zu verwenden, ist die Kenntnis der Land-See-Verteilung (*land-sea-mask*) mindestens mit der räumlichen Auflösung des NWM notwendig. Petrov und Boy [2004] benutzen die auf einem 0,25° x 0,25° Raster gegebene FES99 (*Finite Element Solution*) Land-See-Maske [Lefèvre et al., 2002]. Die IB-Hypothese entspricht der tatsächlichen Reaktion der Ozeanosphäre gut im Bereich längerperiodischer Variationen (etwa > 10 Tage), jedoch nicht so gut bei kürzeren Perioden. Die größten Abweichungen finden sich an VLBI-Stationen mit isolierter Insellage und in gebirgigen Regionen. In ersterem Fall wirken sich die Defizite der IB-Hypothese aus, während an Stationen in gebirgigen Lagen die räumliche (2,5° x 2.5°) bzw. zeitliche (6-stündige) Auflösung des NCEP/NCAR Renalysemodells nicht ausreicht um die tatsächlichen Druckvariationen wiederzugeben, oder die lokalen Werte aufgrund der Orographie signifikant vom Mittelwert des Kugelflächenausschnitts abweichen. Das mathematische Modell für die Bestimmung der topozentrischen Korrektionen ist im Anhang von Petrov und Boy [2004] gegeben.
In OCCAM werden die Korrektionen, die vom *Atmospheric pressure loading service* von L. Petrov, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, USA bereitgestellt werden [Petrov, 2008], verwendet. Die Werte liegen unmittelbar als Korrektionen Δr, $\Delta\lambda$, $\Delta\varphi$ der topozentrischen Koordinaten vor und werden entsprechend ins geozentrische, kartesische Koordinatensystem transformiert.

4.3.3.6 Deformationen des festen Erdkörpers durch sekundäre Auflasten

Neben den durch ozeanische und atmosphärische Auflasten verursachten Deformationen kommen eine Reihe weiterer Auflasteffekte für die Modellierung infrage [Schuh et al., 2004]. Der kontinentale Wasserhaushalt übt mit maximal 30 mm die größten vertikalen Oberflächendeformationen aus [van Dam et al., 2001]. Der lokale Grundwasserstand

$$\Delta h_{gwp} = p - (e + r) \tag{4.90}$$

hängt vor allem von der lokalen Niederschlagsmenge p (*precipitation*), der Verdunstung e (*evaporation*) und dem Abfluss r (*runoff*) ab und unterliegt oft charakteristischen örtlichen und jahreszeitlichen Schwankungen, die im Mittel jedoch ausgeglichen sind. Daneben kann sich der Grundwasserspiegel auch säkular verändern. An der VLBI-Station MEDICINA bei Bologna, Italien, wurden beispielsweise Setzungen aufgrund des nachhaltigen Absinkens des örtlichen Grundwasserspiegels von etwa 10 mm pro Jahr beobachtet [Bitelli et al., 2005]. Derartige langfristige Positionsvariationen werden jedoch im linearen Modell der Stationsbewegung (Gleichung 4.58) berücksichtigt und werden nur der Vollständigkeit halber an dieser Stelle erwähnt. Mögliche Bezugsquellen für Datensätze zur Modellierung globaler Deformationen durch Grundwasserauflasten werden von Dill [2002] untersucht.
Die Schneeauflasten mit ihren jahreszeitlichen Schwankungen gehören zu den messtechnisch gut erfassten Größen. Signifikante Schneeauflasten treten praktisch nur in Nordamerika und Eurasien auf. Dill [2002] zeigt ein Modell zur Berücksichtigung der Schneeauflasten und gibt maximale vertikale Deformationen von 4 mm an. Wegen ihrer oft zu vernachlässigenden Größenordnung werden die sekundären Auflasten in OCCAM derzeit nicht berücksichtigt:

$$\Delta\mathbf{r}_{alg} = \Delta\mathbf{r}_{als} = \mathbf{0} \ . \tag{4.91}$$

4.4 Korrekturen der Laufzeitdifferenz

Die durch das Laufzeitmodell bestimmte theoretische Laufzeitdifferenz t_{the} ist einigen Korrekturen zu unterziehen. Dazu gehören (i) die Laufzeitkorrektur durch Kabelkalibrierung, (ii) die ionosphärische Laufzeitkorrektur, (iii) die temperaturabhängigen Deformationen der VLBI-Antenne, (iv) die Berücksichtigung des Abstandes der Antennenachsen und (v) der Einfluss der Troposphäre. Symbolisch lassen sich die Korrekturen einer einzelnen theoretischen Laufzeitdifferenz folgendermaßen darstellen:

$$\tau_{the} = t_{the} - \Delta\tau_{cab} - \Delta\tau_{ion} - \Delta\tau_{atd} - \Delta\tau_{aao} - \Delta\tau_{tro} \ , \tag{4.92}$$

mit

τ_{the}	theoretische Laufzeitdifferenz nach Anbringen der Korrekturen
t_{the}	theoretische Laufzeitdifferenz aus dem Laufzeitmodell (Abschnitt 4.1)
$\Delta\tau_{cab}$	Laufzeitkorrektur infolge der Kabelkalibrierung
$\Delta\tau_{ion}$	ionosphärische Laufzeitkorrektur
$\Delta\tau_{atd}$	Laufzeitkorrektur wegen temperaturabhängiger Antennendeformationen
$\Delta\tau_{aao}$	Laufzeitkorrektur wegen des Abstandes der Antennenachsen
$\Delta\tau_{tro}$	troposphärische Laufzeitkorrektur.

Die Korrekturterme für eine Beobachtung entstehen aus den Beiträgen der an der Basislinie beteiligten Stationen:

$$\Delta\tau_i = \tau_{i,1} - \tau_{i,2} \ . \tag{4.93}$$

4.4.1 Laufzeitkorrektur infolge der Kabelkalibrierung

Längenänderungen des Kabels mit dem das Empfangshorn und das Zeitsystem der Antenne verbunden sind können durch Kabelkalibrierung bestimmt werden. Vor allem die Temperatur des einige Meter langen Kabels spielt hierbei eine Rolle. Während absolute Anteile durch die Uhrenparameter aufgefangen werden, werden relative Abweichungen durch Laufzeitkorrekturen τ_{cab} an den Stationen zum Zeitpunkt der Beobachtung berücksichtigt.
Werte für τ_{cab} sind in den NGS-files enthalten.

4.4.2 Ionosphärische Laufzeitkorrektur

Ebenso im NGS-File vorhanden ist die ionosphärische Korrektur erster Ordnung, welche im Vorfeld durch den Ausdruck [Schuh, 1987]

$$\Delta\tau_{ion} = \frac{f_{m,S}^2}{f_{m,X}^2 - f_{m,S}^2} \cdot (\tau_X - \tau_S) \tag{4.94}$$

bestimmt werden kann, worin $(\tau_X - \tau_S)$ den Unterschied der Gruppenlaufzeiten, hervorgerufen durch die Ionosphäre, und $f_{m,X}$, $f_{m,S}$ die Mittenfrequenzen in X- bzw. S-Band bezeichnen. Die übrigen Terme höherer Ordnung können aufgrund ihrer Größenordnung bei der VLBI vernachlässigt werden [Hawarey et al., 2005]. Die Korrektur (4.94) gilt für Beobachtungen im X-Band.

4.4.3 Berechnung der topozentrischen Zenitdistanz

Die Zenitdistanz ζ lässt sich zunächst rechnerisch durch folgenden Ausdruck bestimmen:

$$\zeta = \arctan\left(\frac{\sqrt{1-\left(\sin\varphi \cdot \sin\delta_{ap} + \cos\varphi \cdot \cos\delta_{ap} \cdot \cos(ST)\right)^2}}{\sin\varphi \cdot \sin\delta_{ap} + \cos\varphi \cdot \cos\delta_{ap} \cdot \cos(ST)} \right) . \tag{4.95}$$

In obiger Gleichung (4.95) ist φ die geozentrische Breite und

$$\delta_{ap} = \arctan\left(\frac{k_3}{\sqrt{k_1^2 + k_2^2}} \right) \tag{4.96}$$

bezeichnet die wahre Deklination, wie sie aus dem ins IRS transformierten Einheitsvektor in Richtung der Radioquelle

$$\mathbf{k_{ap}} = \begin{bmatrix} k_1 & k_2 & k_3 \end{bmatrix}^T = \mathbf{N^{-1}}(t) \cdot \mathbf{P^{-1}}(t) \cdot \mathbf{K} \tag{4.97}$$

berechnet wird, wobei $\mathbf{N^{-1}}$, $\mathbf{P^{-1}}$ die inversen Nutations- bzw. Präzessionsmatrizen bedeuten. In Gleichung (4.95) bezeichnet weiterhin

$$ST = LASTD - \alpha_{ap} = GASTD + \lambda - \alpha_{ap} \tag{4.98}$$

den Winkel der Sternzeit (*sidereal time*), der aus der um tägliche und subtägliche Anteile korrigierten wahren Sternzeit Greenwich GASTD (Gleichung 4.57), der geozentrischen Länge λ des Topozentrums und der wahren Rektaszension

$$\alpha_{ap} = \arctan\left(\frac{k_2}{k_1} \right) \tag{4.99}$$

berechnet wird. Die um tägliche und subtägliche Anteile korrigierte wahre Ortssternzeit wird LASTD (*local apparent sidereal time*) abgekürzt.
Das Radiosignal erfährt auf seinem Weg durch die Atmosphäre insbesondere in der Troposphäre eine Verlangsamung aber auch eine Richtungsänderung. Aufgrund der atmosphärischen Refraktion wird die Zenitdistanz ζ des Radiosignals um den kleinen Winkel $\Delta\zeta_{ref}$ verringert:

$$\Delta\zeta = \zeta - \Delta\zeta_{ref} . \tag{4.100}$$

Die um den Einfluss der Refraktion korrigierte Zenitdistanz $\Delta\zeta$ ist um den Term

$$\Delta\zeta_{ref} = 0{,}000313 / \tan\left(\tfrac{\pi}{2} - \zeta\right) \tag{4.101}$$

kleiner ($0 \leq \Delta\zeta < \pi/2$). Die Zenitdistanz ζ kann also theoretisch um einen sehr kleinen Betrag ($\Delta\zeta_{ref}$) größer als $\pi/2$ sein. Für diesen Fall gilt:

$$\Delta\zeta = \zeta + \Delta\zeta_{ref} . \tag{4.102}$$

Eine Beobachtung derart nahe am Horizont ist jedoch auf Grund der lokalen Elevationsmaske wegen der Topographie am Topozentrum höchst unwahrscheinlich. Zudem werden meistens Beobachtungen oberhalb einer gewissen Zenitdistanz (meistens $\zeta > 85°$) generell von der Auswertung ausgeschlossen. In OCCAM ist diese Refraktionskorrektur der Zenitdistanz optional und findet ausschließlich im Modell der thermischen Antennendeformationen Verwendung.
Für den Zusammenhang zwischen Zenitdistanz und Elevation ε gilt bekanntlich:

$$\varepsilon = \frac{\pi}{2} - \zeta \quad . \tag{4.103}$$

4.4.4 Laufzeitkorrektur wegen temperaturabhängiger Antennendeformationen

Um temperaturabhängige Deformationen der VLBI-Antenne (*antenna thermal deformations*) zu korrigieren, wird ein dem Montierungstyp entsprechendes Modell verwendet. Dabei werden zwei Typen unterschieden: (i) Azimut-Elevations-Montierung und (ii) äquatorielle Montierung.
Die thermischen Deformationen werden bezüglich einer Referenztemperatur berechnet:

$$\Delta t = t_i(t) - t_{0,i} \quad . \tag{4.104}$$

Für das Modell der thermischen Deformationen müssen die Temperaturen der Antennenplattform und -konstruktion t_i zur Beobachtungsepoche t berücksichtigt werden. Die Referenztemperatur $t_{0,i}$ ist diejenige Temperatur, bei der keine Deformationen auftreten ($\Delta\tau_{atd} = 0$). Referenztemperaturen sollten deshalb vom Antennenhersteller zusammen mit den Werksmaßen der Antennenkonstruktion angegeben werden. Eine solche Referenztemperatur beträgt meist einen Laborwert, z. B. 20°C. Ist die Referenztemperatur unbekannt, so muss sie aus der mittleren Temperatur am Topozentrum ermittelt werden. Dafür empfiehlt sich die über einen möglichst langen Zeitraum gemittelte Temperatur aus einem numerischen Wettermodell (NWM) oder einem empirischen meteorologischen Modell, z. B. GPT [Böhm et al., 2007]. Antennen, die unter einer Schutzvorrichtung (*radome*) betrieben werden, z. B. ONSALA60, Onsala, Schweden; WESTFORD, Haystack, USA, und YEBES bei Madrid, Spanien, müssen dabei gesondert behandelt werden, da in diesem Fall nicht die im NGS-File angegebenen Außentemperaturen benutzt werden können.
Je nach Montierungstyp ergeben sich verschiedene Modelle für die Korrektur. Die Größen in den folgenden Ausdrücken beziehen sich auf die Abbildung (4.5).

(i) Azimut-Elevations-Montierung:

$$\tau_{atd} = \frac{1}{c} \cdot \left[\gamma_f \cdot \Delta t \cdot h_f \cdot \sin(\varepsilon) + \gamma_a \cdot \Delta t \cdot \left(h_p \cdot \sin(\varepsilon) + h_v - F \cdot h_s \right) \right] \tag{4.105}$$

(ii) Äquatorielle Montierung:

$$\tau_{atd} = \frac{1}{c} \cdot \left[\gamma_f \cdot \Delta t \cdot h_f \cdot \sin(\varepsilon) + \gamma_a \cdot \Delta t \cdot \left(h_p \cdot \sin(\varepsilon) + h_v - F \cdot h_s + h_d \cdot \cos(\delta) \right) \right] \tag{4.106}$$

mit

$c\ (m \cdot s^{-2})$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
$\gamma_f, \gamma_a\ (°C^{-1})$	thermische Volumenausdehnungskoeffizienten der Sockelkonstruktion oder Plattform (f), bzw. der Antennenkonstruktion (a)
$h_f, h_p, h_v, h_s, h_d\ (m)$	Höhe bzw. Länge der jeweiligen Komponente (siehe Abbildung 4.5)

ε (Winkelmaß)	Elevation (optional: korrigiert wegen atmosphärischer Refraktion)
δ (Winkelmaß)	Deklination
F	primärer (F_p = 0,9) oder sekundärer (F_s = 1,8) Fokalfaktor

Die Modelle für die thermischen Deformationen beruhen auf den Arbeiten von Nothnagel et al. [1995], Haas et al. [1996] und Skurikhina [2001]. In OCCAM werden die Ausdehnungskoeffizienten, die Antennenabmessungen und die Fokalfaktoren der Datei THERMAL.DEF entnommen. Die Werte können beispielsweise von der Internetseite des IVS-Analysekoordinators [2008] bezogen werden.

4.4.5 Laufzeitkorrektur wegen des Antennenachsenabstands

Analog dem Modell der thermischen Deformationen werden bei der Korrektur der Antennenachsenabstände (*antenna axis offsets*) die verschiedenen Antennenmontierungen unterschieden. Neben der (i) Azimut-Elevations-Montierung und der (ii) äquatoriellen Montierung wird außerdem die X-Y-Montierung in (iii) Nord-Süd-Richtung und in (iv) Ost-West-Richtung behandelt. Abbildung (4.6) zeigt einen Antennenachsenabstand bei einer Antenne mit Azimut-Elevations-Montierung.

(i) Azimut-Elevations-Montierung:

$$\tau_{aao} = \frac{1}{c} \cdot d_A \cdot \cos(\varepsilon) \; . \tag{4.107}$$

(ii) Äquatorielle Montierung:

$$\tau_{aao} = \frac{1}{c} \cdot d_A \cdot \sin\left(\arccos\left[\cos(\varepsilon) \cdot \cos(\alpha) \cdot \cos(\varphi) + \sin(\varepsilon) \cdot \sin(\varphi)\right]\right) \; . \tag{4.108}$$

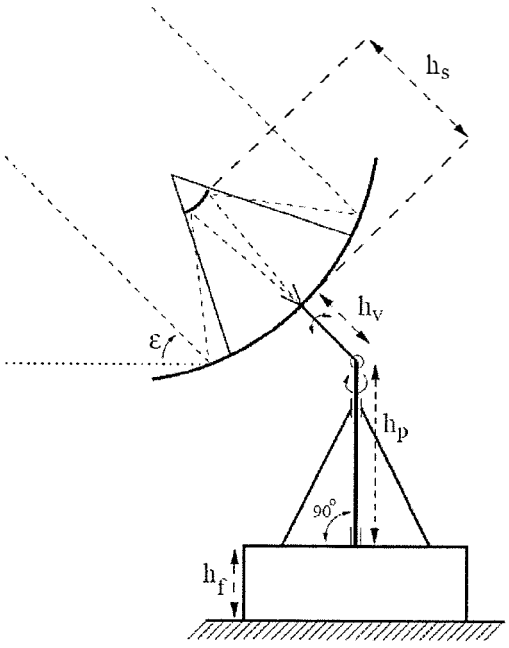


Abb. 4.5a Azimut-Elevations-Montierung
[Haas et al., 1996]

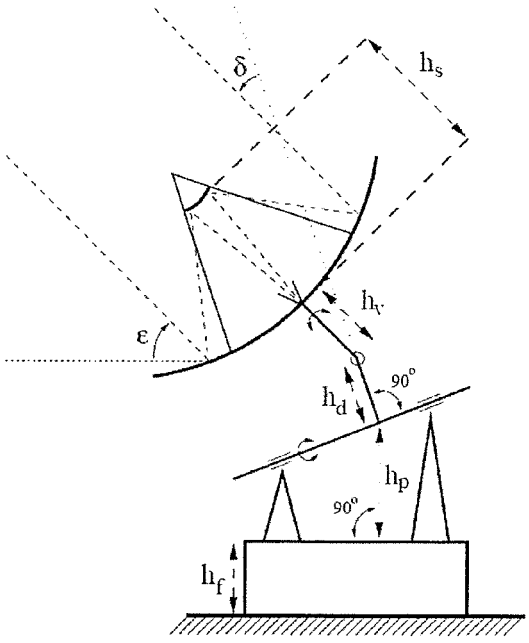


Abb. 4.5b Äquatorielle Montierung
[Haas et al., 1996]

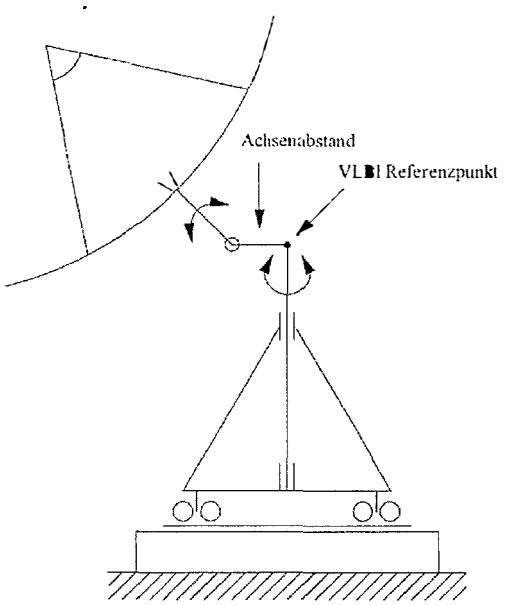


Abb. 4.6

Abstand der Antennenachsen am Beispiel der Antenne NYALES20, Ny-Ålesund, Spitzbergen. Montierungstyp: Azimut-Elevations-Montierung [Steinforth et al., 2003]

(iii) X-Y-Montierung in Nord-Süd-Richtung:

$$\tau_{aao} = \frac{1}{c} \cdot d_A \cdot \sqrt{1 - (\cos(\varepsilon) \cdot \cos(\alpha))^2} \quad . \tag{4.109}$$

(iv) X-Y-Montierung in Ost-West-Richtung:

$$\tau_{aao} = \frac{1}{c} \cdot d_A \cdot \sqrt{1 - (\cos(\varepsilon) \cdot \sin(\alpha))^2} \quad . \tag{4.110}$$

Wobei d_A den Antennenachsenabstand (m) und α das Azimut (Winkelmaß) bezeichnet. Die übrigen Größen sind analog dem vorangehenden Abschnitt.
In OCCAM werden die Antennenachsenabstände im Stationsteil des Katalog-Files vorgehalten. Die Werte sind von der Seite des IVS-Analysekoordinators [2008] übernommen.

4.4.6 Troposphärische Laufzeitkorrektur

In diesem Abschnitt wird lediglich eine knappe Beschreibung der in OCCAM verwendeten troposphärischen a priori Korrektur gegeben. Eine ausführlichere Behandlung der vollständigen troposphärischen Modellbildung erfolgt an anderer Stelle (Abschnitt 5).
Der von der Zenitdistanz bzw. der Elevation abhängige Beitrag ergibt sich durch ein nach Arbeiten von Herring [1992], Davis et al. [1993] und MacMillan [1995] entstandenes Modell:

$$\tau_{tro} = \frac{1}{c} \cdot \left[MF_h(\varepsilon) \cdot ZD_{apr} + GMF_w(\varepsilon) \cdot \cot(\varepsilon) \cdot \left(GN_{apr} \cdot \cos(\alpha) + GE_{apr} \cdot \sin(\alpha) \right) \right] , \tag{4.111}$$

mit

$c\ (m \cdot s^{-2})$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
MF_h	gewählte hydrostatische Projektionsfunktion (*mapping function*)
ZD_{apr} (m)	a priori Anteil der zenitalen Laufzeitverzögerung

GMF_w	globale feuchte Projektionsfunktion [Böhm et al., 2006a]
ε (Winkelmaß)	Elevation
α (Winkelmaß)	Azimut
GN_{apr}, GE_{apr} (m)	a priori Anteil der Gradienten mit Nord-Süd- (N) bzw. Ost-West- (E) Komponenten

ZD_{apr} kann dabei entweder durch das Saastamoinen-Modell nach Davis et al. [1985]

$$ZD_{apr} = \frac{0{,}0022768 \cdot p}{1 - 0{,}00266 \cdot \cos(2\varphi) - 0{,}00000028 \cdot H} \tag{4.112}$$

mit

p (hPa)	Luftdruck am VLBI Referenz Punkt (VRP)
φ (Winkelmaß)	geozentrische Breite des Topozentrums
H (m)	Höhe des VRP über dem Geoid (orthometrische Höhe)

oder mit einem vereinfachten Modell

$$ZD_{apr} = 0{,}002277 \cdot p \tag{4.113}$$

bestimmt werden. Die a priori Gradienten (GN_{apr}, GE_{apr}) können Böhm und Schuh [2007], dem GSFC-DAO-Modell [MacMillan und Ma, 1998] entnommen oder zu Null gesetzt werden. Für die hydrostatische Projektionsfunktion (MF_h) stehen in OCCAM derzeit GMF_h [Böhm et al., 2006a] oder $VMF1_h$ [Böhm et al., 2006b] zur Verfügung. Nach MacMillan [1995] ist es unwesentlich, welche Projektionsfunktion für die Gradienten verwendet wird. In OCCAM wird daher standardmäßig die feuchte globale Projektionsfunktion GMF_w eingesetzt.
Bei Kenntnis der Geoidundulation N, auch Geoidhöhe genannt, kann die orthometrische Höhe H über dem Geoid aus der ellipsoidischen Höhe h berechnet werden. In Meter ergibt sich:

$$H = h - N \ . \tag{4.114}$$

N kann maximal etwa 100 m betragen.

4.5 Bestimmung der Unbekannten, Parameterschätzung

In den bekannten Softwarepaketen zur Auswertung von VLBI-Beobachtungen werden zur Bestimmung der Unbekannten

(i) die Kleinste-Quadrate-Kollokation [Moritz, 1980],
(ii) Filtertechniken, wie Kalman-Filter [Herring et al., 1990] oder Square-Root-Information-Filter [Bierman, 1977] oder
(iii) die Kleinste-Quadrate-Methode (*Least Squares Method*, LSM) im Gauss-Markoff-Modell (GMM) [Koch, 1997]

verwendet.

Das mathematische Modell im linearen GMM:

$$\mathbf{Ax} = \mathbf{b} + \mathbf{v} \ , \tag{4.115}$$

$$\mathbf{K_{bb}} = \sigma_0^2 \cdot \mathbf{Q_{bb}} = \sigma_0^2 \cdot \mathbf{P_{bb}^{-1}} \ , \tag{4.116}$$

besteht aus einem funktionalen (4.115) und einem stochastischen Modell (4.116), welche im Folgenden näher erläutert werden. Die [n,u] **A**-Matrix, auch Designmatrix oder Jakobi-Matrix genannt, beschreibt den linearen Zusammenhang zwischen dem [n,1] Vektor der Beobachtungen **b** und dem [u,1] Vektor der Parameter **x**. Die Matrix **A** enthält die partiellen Ableitungen der Beobachtungen nach den Unbekannten. Ausdrücke für die partiellen Ableitungen können beispielsweise Nothnagel [1991] oder Sovers und Jacobs [1996] entnommen werden. Falls nicht bereits linear, müssen die partiellen Ableitungen linearisiert werden, was gewöhnlich durch Entwicklung in eine Taylor-Reihe [Bronstein und Semendjajew, 1976] und Vernachlässigung der Terme höherer Ordnung erfolgt.

Für die Parameterbestimmung im GMM gibt es zwei grundlegende Ansätze:

(i) Der erste Ansatz dient der Bestimmung lokaler Parameter (*local parameters*). Das sind Parameter die aus den Beobachtungen einer meist etwa 24 Stunden dauernden Beobachtungssession oder Teilen einer Beobachtungssession (*segmented parameters*) berechnet werden.

(ii) Mit dem zweiten Ansatz erfolgt die Bestimmung globaler Parameter (*global parameters*). Globale Parameter sind solche Größen, die aus den Beobachtungen mehrerer Beobachtungssessionen geschätzt werden. Mit DOGS-CS erfordert die globale Lösung im GMM mindestens einen vorhergehenden Ansatz nach lokalen Parametern in OCCAM.

Die Darstellung wendet sich nun zunächst dem lokalen Ansatz zu, die globale Lösung wird dann im Anschluss behandelt.

4.5.1 Lokale Lösung im Gauss-Markoff-Modell

4.5.1.1 Definition des Parametervektors

Der [u,1] Vektor der Parameter oder Unbekannten **x** im lokalen GMM enthält standardmäßig die Zuschläge

(i) zu den a priori Quellenkoordinaten $d\alpha$, $d\delta$,
(ii) zu den a priori EOP $d\Delta\varepsilon$, $d\Delta\psi$, dx_p, dy_p, $d\Delta UT1$ und
(iii) zu den a priori Stationskoordinaten, dx, dy, dz.
(iv) Daneben werden Koeffizienten des Uhrenmodells und
(v) Koeffizienten des troposphärischen Modells geschätzt.

Der Wert der Parameter wird nach der Ausgleichung aus der Summe der a priori Werte $\mathbf{x}_{apr}$ und der geschätzten Zuschläge der a priori Werte **dx** erhalten:

$$\mathbf{x} = \mathbf{x}_{apr} + \mathbf{dx} \quad . \tag{4.117}$$

Während die ersten drei Parametergruppen (i bis iii) bereits vorgestellt wurden, erfolgt nun die Beschreibung der Uhren- und Troposphärenparameter.

4.5.1.1.1 Uhrenparameter

Die gemessene Laufzeitdifferenz τ enthält als Hauptterm die primäre Beobachtungsgröße, die Laufzeitdifferenz aus der Korrelationsanalyse. Die Zeitpunkte des Signalempfangs werden dabei an den Stationen in Eigenzeit τ_i ($i \in \{1,2\}$) gemessen. Da keine zwei Uhren perfekt synchronisiert sind, sondern bei einem Uhrenvergleich ein zeitlicher Abstand relativ zueinander angezeigt werden würde, wird für jede Station ein Term nullter Ordnung angesetzt, der den Uhrenstand (*clock offset*), den unbekannten konstanten zeitlichen Abstand $\tau_{c,i}$ der Uhr gegenüber einer beliebigen aber festen Referenz, be-

schreibt. Daneben werden Terme angesetzt, die ein lineares $\dot{\tau}_i$ (*frequency rate*) und quadratisches Abweichen $\ddot{\tau}_i$ (*frequency drift*) erfassen [Campbell, 1979; Schlüter, 1988]:

$$\tau_{clock,i} = \tau_{c,i}(t_0) + \dot{\tau}_i \cdot (t - t_0) + \ddot{\tau}_i \cdot (t - t_0)^2 \quad . \tag{4.118}$$

Der Bezugszeitpunkt t_0 ist prinzipiell beliebig wählbar, muss aber für alle Stationen einer Beobachtungssession einheitlich sein. Um numerisch günstig zu rechnen, bietet sich ein Zeitpunkt während der Beobachtungsscssion an ($t_a < t_0 < t_e$, wobei t_a den Zeitpunkt der ersten und t_e den der letzten Beobachtung bezeichnen). Das Uhrenmodell ist in jeder Beobachtungsgleichung zweimal vorhanden:

$$\Delta\tau_{clock} = \tau_{clock,2} - \tau_{clock,1} \quad . \tag{4.119}$$

Für gewöhnlich wird eine der Stationsuhren als Referenz definiert, auf die sich die Uhrenmodelle der anderen Stationen beziehen. Für die Koeffizienten der Referenzuhr (i = k) gilt somit: $\tau_{c,k} = \dot{\tau}_k = \ddot{\tau}_k = 0$. Da es sich bei den Uhrenparametern um relative Größen handelt, ist die Wahl der Referenzuhr beliebig. Die Referenzuhr sollte jedoch ein möglichst fehlerfreies Verhalten zeigen, da sonst alle Beobachtungen entsprechend verfälscht werden können.
In der Frequenzmessung können Sprünge unterschiedlicher Größenordnung auftreten. Mit diesen Sprüngen geht meistens auch eine Veränderung der Frequenzrate und -drift einher. Nicht berücksichtigte Sprünge können zu einer signifikanten Störung der Bestimmung des Uhrenmodells führen und in der Folge alle Unbekannten verfälschen. Die Sprünge müssen gesondert berücksichtigt werden. Dies geschieht durch Einführen eines weiteren Uhrenpolynoms je Sprung. Für die Uhr, deren Verhalten einen Sprung aufweist, wird das Uhrenmodell wie folgt erweitert:

$$\tau_{clock,i} = \begin{cases} \tau_{c,i,1}(t_{0,1}) + \dot{\tau}_{i,1} \cdot (t - t_{0,1}) + \ddot{\tau}_{i,1} \cdot (t - t_{0,1})^2 & \text{für} \quad t < t_s \\ \tau_{c,i,2}(t_{0,2}) + \dot{\tau}_{i,2} \cdot (t - t_{0,2}) + \ddot{\tau}_{i,2} \cdot (t - t_{0,2})^2 & \text{für} \quad t > t_s \end{cases} \quad . \tag{4.120}$$

Welches Polynom für eine Laufzeitdifferenz herangezogen wird, hängt vom Zeitpunkt der Beobachtung t und dem des Sprunges t_s ab, der meistens zwischen zwei aufeinanderfolgenden Beobachtungen auftritt ($t_s \neq t$). Auch mehrere Uhrensprünge können so mit einem entsprechend erweiterten Modell berücksichtigt werden, mit der Einschränkung, dass genügend Laufzeitdifferenzen zwischen zwei Sprüngen vorhanden sein müssen, da sonst die Redundanz nicht ausreicht, um die Parameter des entsprechenden Abschnittes zu bestimmen. Die Referenzzeitpunkte $t_{0,1}$, $t_{0,2}$, usw. sind wiederum prinzipiell frei wählbar. In OCCAM wird der jeweilige Zeitpunkt des Uhrensprunges verwendet.
Durch das Uhrenmodell werden gleichzeitig alle möglichen weiteren Einflüsse berücksichtigt, die sich in ähnlicher Weise auf die Laufzeitdifferenzen auswirken, eine Interpretation des Modells als Verhalten der Stationsuhren ist daher nur bedingt zulässig.

4.5.1.1.2 Troposphärische Parameter

Neben den bereits eingeführten troposphärischen a priori Korrekturen (4.111) können zusätzliche troposphärische Unbekannte im Zuge der Ausgleichung bestimmt werden. Das troposphärische Modell in OCCAM kann folgende Erweiterung erfahren:

$$\begin{aligned} \tau'_{tro} = \frac{1}{c} \cdot MF_w(\varepsilon) \cdot \Big[& ZD_{est} + \dot{ZD}_{est} \cdot (t - t_0) + \ddot{ZD}_{est} \cdot (t - t_0)^2 + \\ & + \cot(\varepsilon) \cdot \cos(\alpha) \cdot (GN_{est} + \dot{GN}_{est} \cdot (t - t_0)) + \\ & + \cot(\varepsilon) \cdot \sin(\alpha) \cdot (GE_{est} + \dot{GE}_{est} \cdot (t - t_0)) \Big] , \end{aligned} \tag{4.121}$$

worin ein Polynom bis 2. Grades für den geschätzten Anteil der troposphärischen, zenitalen Laufzeitverzögerung ZD_{est} und Polynome 1. Grades für die geschätzten Gradienten in Nord-Süd- (GN_{est}) oder Ost-West-Richtung (GE_{est}) berücksichtigt werden können. Analog dem Uhrenmodell kann das troposphärische Modell vereinfacht werden, indem der Term 2. Ordnung oder die Terme 1. und 2. Ordnung vernachlässigt werden.

4.5.1.1.3 Parameter abschnittsweiser stetiger linearer Modelle

Für die Parametergruppen EOP, die Uhren- und die troposphärischen Modelle können zusätzlich abschnittsweise stetige lineare Funktionen (*piecewise linear functions*, PWLF) angesetzt werden [Ma et al., 1990]. Die PWLF gilt für einen bestimmten zeitlichen Abschnitt (*segmented parameter*) und schließt stetig an den letzten Wert des vorhergehenden Abschnittes an (Gleichungen 4.64; 4.65). Die Verwendung der PWLF erfolgt gleichzeitig zum quadratischen oder linearen Polynom und dient der Erfassung kleinerer überwiegend zufälliger Abweichungen.
In OCCAM wird die Länge des Zeitintervalls auf dem die lineare Rate definiert ist weitestgehend eingehalten. Die erste Intervallgrenze ist stets der Zeitpunkt der ersten Beobachtung t_a. Bei einer Intervalllängc von beispielsweise einer Stunde liegen die weiteren Intervallgrenzen ein oder mehrere Stunden von t_a entfernt. Wobei der letzte Abschnitt ein Restglied darstellt und entsprechend keine volle Stunde mehr betragen muss. Diese Form der Intervallbegrenzung ist jedoch nicht optimal. Sollte beispielsweise bei einer anderen Parametrisierung die erste Beobachtung nicht berücksichtigt werden, ergäben sich entsprechend andere Intervallgrenzen. Um einen klar definierten, einheitlichen zeitlichen Bezug zu gewährleisten, wäre es daher sinnvoll, die Intervallgrenzen auf die ganzen Stunden (UTC) oder auf entsprechende Teile zu beziehen. Diese zeitliche Intervallbegrenzung wäre auch für den Vergleich und die Kombination verschiedener Lösungen von Vorteil. In OCCAM kann als kürzeste Intervalllänge derzeit 30 min gewählt werden, die maximale Dauer der Intervalllänge ist durch die Dauer der Beobachtungssession gegeben.

4.5.1.2 Definition des Beobachtungsvektors

Der [n,1] Vektor der Beobachtungen **b** kann grundsätzlich aus zwei Gruppen von Beobachtungen,
(i) den Beobachtungen im engeren Sinne b_τ und
(ii) den Pseudobeobachtungen (*soft constraints*) b_{sc} bestehen:

$$\mathbf{b} = \begin{bmatrix} \mathbf{b}_\tau \\ \hline \mathbf{b}_{sc} \end{bmatrix} . \qquad (4.122)$$

Die gesamte Anzahl der Beobachtungen n setzt sich entsprechend aus der Anzahl der eigentlichen Beobachtungen n_τ und der Anzahl der Pseudobeobachtungen n_{sc} zusammen:

$$n = n_\tau + n_{sc} . \qquad (4.123)$$

4.5.1.2.1 Reduzierte Beobachtungen

Die korrigierten, theoretischen Laufzeitdifferenzen werden von den gemessenen Laufzeitdifferenzen abgezogen (*observed minus computed*). Dadurch entsteht der Vektor der reduzierten Beobachtungen:

$$\mathbf{b}_\tau = \boldsymbol{\tau} - \tau_{the} . \qquad (4.124)$$

4.5.1.2.2 Pseudobeobachtungen

Sowohl die konstanten als auch die linearen Parameter der PWLF-Modelle können durch schwache Bedingungsgleichungen (*soft constraints*) in Form von Pseudobeobachtungen (*pseudo observation*) ergänzt werden:

$$b_{sc,i} = dx_{sc,i} = 0 \ , \tag{4.125}$$

wobei die Pseudobeobachtungen $b_{sc,i}$ direkte Beobachtungen der Zuschläge zu den unbekannten Parametern $dx_{sc,i}$ darstellen. Neben der Einschränkung der Variation des Parameters, erfüllen die Pseudobeobachtungen automatisch eine weitere Funktion: Liegt in einem durch das PWLF-Modell bestimmten Intervall keine Beobachtung vor, so wäre der entsprechende segmentierte Parameter unbestimmt, das Gleichungssystem damit singulär. Die Pseudobeobachtungen beheben derartige Singularitäten. Über die Gewichte der Pseudobeobachtungen p_{sc} kann ähnlich der Dispersionsmatrizen bei stochastischen Prozessen die Variabilität der Parameter gesteuert werden. Das PWLF-Modell in Verwendung mit Pseudobeobachtungen bewirkt eine Regularisierung *(regularization*) des entsprechenden Parameters.
Die schwachen Bedingungsgleichungen unterscheiden sich von den Datumsgleichungen (*hard constraints*) dahingehend, dass die zugehörigen Gewichte sehr viel kleiner (schwächer) sind:

$$\frac{1}{\sigma_{sc}^2} = p_{sc} << p_d \ . \tag{4.126}$$

4.5.1.3 Stochastisches Modell

Zunächst liegen die a priori Varianzen der Laufzeitdifferenzen σ_τ^2 wie im Abschnitt (2.8) beschrieben vor. Um diese Varianzen anzupassen, ist in OCCAM ein allgemeiner konstanter Term σ_{add}^2 vorgesehen, der allen Varianzen der Laufzeitdifferenzen hinzugefügt wird. Darüber hinaus kann eine stationsabhängige Gewichtung σ_i^2 erfolgen:

$$\sigma_b^2 = \sigma_{add}^2 + \sigma_i^2 + \sigma_\tau^2 \ . \tag{4.127}$$

Das stochastische Modell wird aus den a priori Varianzen der Beobachtungen und den gewählten Varianzen der Pseudobeobachtungen gebildet und hat standardmäßig Diagonalgestalt:

$$\mathbf{K_{bb}} = \sigma_0^2 \cdot \mathbf{Q_{bb}} = \sigma_0^2 \cdot \mathbf{P_{bb}^{-1}} = \sigma_0^2 \cdot \left[\begin{array}{ccc|ccc} \sigma_{b=1}^2 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ & \ddots & 0 & \vdots & & \vdots \\ & & \sigma_{b=n\tau}^2 & 0 & \cdots & 0 \\ \hline & & & \sigma_{sc=1}^2 & 0 & 0 \\ & & & & \ddots & 0 \\ \text{symm.} & & & & & \sigma_{sc=nsc}^2 \end{array}\right] , \tag{4.128}$$

wobei $\mathbf{K_{bb}}$ die [n,n] Varianz-Kovarianz-Matrix, $\mathbf{Q_{bb}}$ die [n,n] Kofaktorenmatrix und $\mathbf{P_{bb}}$ die [n,n] Gewichtsmatrix der Beobachtungen bezeichnen. Der a priori Varianzfaktor wird meist zu Eins angenommen und nach der Ausgleichung geschätzt. Da das stochastische Modell aus Varianzen besteht, die Kovarianzen jedoch mangels gesicherter Informationen vernachlässigt werden [Tesmer, 2004], lässt sich obige Diagonalmatrix durch einen Vektor der Länge n darstellen:

$$\mathbf{q} = \begin{bmatrix} \frac{\sigma_b^2}{\sigma_{sc}^2} \end{bmatrix} . \tag{4.129}$$

Erweiterungen des stochastischen Modells um Kovarianzen wurden von Tesmer [2004] untersucht. Ein auf dieser Arbeit basierendes optimiertes stochastisches Modell steht in OCCAM wahlweise zur Verfügung.

4.5.1.4 Datum der lokalen Lösung

Um den Rangdefekt des lokalen Gleichungssystems beim freien Netzausgleich (*free network adjustment*) mit konventionell konstantem Maßstab zu beheben, müssen dem Gleichungssystem (4.115) Bedingungsgleichungen hinzugefügt werden [Plietker und Schuh, 1991]. Ohne das Datum wäre das Gleichungssystem singulär und damit nicht invertierbar. Als lokales Datum werden linear unabhängige Bedingungsgleichungen bezeichnet, die die Mehrdeutigkeit des lokalen Gleichungssystems beseitigen:

$$\mathbf{B}\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{0} . \tag{4.130}$$

Die Bedingungsgleichungen können alle oder eine Teilmenge der Stationskoordinaten bzw. der Quellenkoordinaten $\hat{\mathbf{x}}$ umfassen, für den Fall, dass diese Parametergruppen neben den EOP geschätzt werden. Andernfalls treten die entsprechenden Mehrdeutigkeiten nicht auf und der Rangdefekt ist entsprechend geringer.
Die terrestrischen Bedingungsgleichungen nehmen folgende Gestalt an [Kutterer, 2004]:

NNT bezüglich der a priori Stationskoordinaten:

$$\sum_{i=1}^{I} \left(\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \mathbf{dr_i} \right) = \mathbf{0} . \tag{4.131}$$

NNR bezüglich der a priori Stationskoordinaten:

$$\sum_{i=1}^{I} \left(\begin{bmatrix} 0 & z_{apr,i} & -y_{apr,i} \\ -z_{apr,i} & 0 & x_{apr,i} \\ y_{apr,i} & -x_{apr,i} & 0 \end{bmatrix} \cdot \mathbf{dr_i} \right) = \mathbf{0} . \tag{4.132}$$

Mit

$$\mathbf{dr_i} = \begin{bmatrix} dx_i & dy_i & dz_i \end{bmatrix}^T . \tag{4.133}$$

Es ergeben sich sechs Bedingungsgleichungen, von denen die ersten drei Translationsfreiheit NNT (*no net translation*) und die letzten drei Rotationsfreiheit NNR (*no net rotation*) genannt werden. Die Bedingungsgleichungen haben die Form der Ähnlichkeitstransformation (*similarity transformation*) zwischen a priori Koordinaten und zu schätzenden Koordinaten. Es ergeben sich sechs statt sieben Gleichungen, da der Maßstab zwischen a priori und zu schätzenden Koordinaten bei Wahl der gleichen Zeitskala wegen der konstanten Lichtgeschwindigkeit identisch ist und somit keinen Freiheitsgrad darstellt.

Anstelle der NNT- und NNR-Bedingungen, die für den Schwerpunkt des Systems, d. h. für alle I Stationen gelten, können auch einzelne Stationskomponenten oder Richtungen zwischen je zwei Stationen festgehalten werden.

Für den quellenbezogenen Teil können die Bedingungsgleichungen die folgende Form annehmen:

NNR bezüglich der a priori Quellenkoordinaten:

$$\sum_{k=1}^{K}\left(\begin{bmatrix}\cos\alpha_{apr,k}\sin\delta_{apr,k} & -\sin\alpha_{apr,k}\\ \sin\alpha_{apr,k}\sin\delta_{apr,k} & \cos\alpha_{apr,k}\\ -\cos\delta_{apr,k} & 0\end{bmatrix}\cdot\mathbf{ds_k}\right)=\mathbf{0}\ , \tag{4.134}$$

mit

$$\mathbf{ds_k}=\left[d\alpha_k \quad d\delta_k\right]^T\ . \tag{4.135}$$

Sie beschreiben die drei Freiheitsgrade einer räumlichen Drehung zwischen a priori und zu schätzenden zälestischen Koordinaten. Die Bedingungsgleichungen können über alle K Quellen, oder über Teilmengen der Quellen aufgestellt werden.
Das Datum wird nach dem Aufstellen der Normalgleichungen vor der Inversion angebracht. Voraussetzung für die Lösung eines solchen Ausgleichsproblems mit Bedingungen ist, dass die Bedingungsgleichungen mindestens den Rangdefekt beheben.

4.5.1.5 Bestimmung lokaler Parameter im Gauss-Markoff-Modell

Um eine beste lineare unverzerrte Schätzung (*best linear unbiased estimation*, BLUE) der Parameter **x** im Gauss-Markoff-Modell zu erhalten [Koch, 1997], wird das lineare Gleichungssystem der Form

$$\hat{\mathbf{x}}=\left(\mathbf{A}^T\mathbf{P}_{bb}\mathbf{A}\right)^{-1}\mathbf{A}^T\mathbf{P}_{bb}\mathbf{b}=\mathbf{P}_{\hat{x}\hat{x}}^{-1}\mathbf{A}^T\mathbf{P}_{bb}\mathbf{b}=\mathbf{N}^{-1}\mathbf{A}^T\mathbf{P}_{bb}\mathbf{b} \tag{4.136}$$

gelöst, dabei wird die [u,u] Normalgleichungsmatrix **N** invertiert. Die geschätzten Verbesserungen, auch Residuen (*residuals*) genannt,

$$\hat{\mathbf{v}}=\mathbf{A}\hat{\mathbf{x}}-\mathbf{b}\ , \tag{4.137}$$

ergeben sich aus der Differenz zwischen den Erwartungswerten und den Beobachtungen. Der Ausdruck (4.136) minimiert die Quadratsumme der Verbesserungen, weshalb die Parameterschätzung im GMM auch als Kleinste-Quadrate-Methode (*Least Squares Method*, LSM) bezeichnet wird. Ein Schätzwert für den Varianzfaktor wird mit

$$\hat{\sigma}_0^2=\frac{\hat{\mathbf{v}}^T\mathbf{P}_{bb}\hat{\mathbf{v}}}{r}=\frac{1}{r}\cdot\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{\left(A\hat{x}\right)_i-b_i}{\sigma_i}\right)^2=\frac{1}{dof}\cdot\chi^2 \tag{4.138}$$

erhalten, worin r = n – u die Redundanz, auch Freiheitsgrad (*degree of freedom*, dof) genannt, die Differenz zwischen der Anzahl der Beobachtungen n und der Anzahl der Parameter u bezeichnet. Der Schätzwert für den Varianzfaktor entspricht dem Quotienten aus χ^2 und dem Freiheitsgrad (*chi-square per degree of freedom*). Der Varianzfaktor ist, wie bereits angesprochen, zunächst unbekannt und wird daher zu einem beliebigen aber festen Wert a priori angenommen (meistens zu 1).

Mit dem geschätzten Varianzfaktor lassen sich das stochastische Modell der Unbekannten und weitere abgeleitete Größen über die Fehlerfortpflanzung (*error propagation*) bestimmen:

$$\mathbf{Q}_{\hat{x}\hat{x}} = \mathbf{A}^T\mathbf{Q}_{bb}\mathbf{A} = \mathbf{N}^{-1} \ . \tag{4.139}$$

In der [u,u] Kofaktormatrix der Parameter sind neben den Diagonalelementen und den Varianzen der Unbekannten mit den Kovarianzen der Unbekannten weitere Informationen enthalten, die die Berechnung der Korrelationen zwischen den Parametern ermöglichen. Für die Korrelationskoeffizienten zwischen den Parametern i und k gilt bekanntlich

$$\rho_{i,k} = \frac{\sigma_{i,k}}{\sigma_{i,i} \cdot \sigma_{k,k}}, \text{ mit } \ \rho_{i,k} \in [-1;1] \ , \tag{4.140}$$

wobei $\rho_{i,k} = 0$ die Unabhängigkeit und $|\rho_{i,k}| = 1$ die vollständige Korrelation der Parameter i und k bedeuten. Entlang der Hauptdiagonalen der Kofaktormatrix der Residuen

$$\mathbf{Q}_{\hat{v}\hat{v}} = \mathbf{Q}_{bb} - \mathbf{A}\mathbf{Q}_{\hat{x}\hat{x}}\mathbf{A}^T = \mathbf{Q}_{bb} - \mathbf{A}\left(\mathbf{A}^T\mathbf{P}_{bb}\mathbf{A}\right)^{-1}\mathbf{A}^T \tag{4.141}$$

befinden sich die Teilredundanzen, auch Redundanzanteile genannt.
Die Teilredundanz ist ein Maß für die Zuverlässigkeit (*reliability*) einer Beobachtung. Sie beschreibt, wie gut eine Beobachtung durch die anderen Beobachtungen kontrolliert ist.
Die Bestimmung lokaler Parameter geschieht in OCCAM in drei Schritten:

(i) In einem ersten Ansatz werden Schätzwerte der unbekannten Koeffizienten der Uhrenmodelle bei gleichzeitiger Berücksichtigung der Uhrensprünge bestimmt.
(ii) Nach dem Anbringen der Uhrenmodelle ist die Voraussetzung für das anschließende Auffinden und Herabgewichten von Ausreißern gegeben.
(iii) Mit dem von Ausreißern bereinigten Modell erfolgt durch eine weitere Parameterschätzung die robuste Bestimmung der lokalen Parameter.

4.5.1.5.1 Anbringen der Uhrenmodelle

Die Uhrenmodelle werden im Vektor der reduzierten Beobachtungen berücksichtigt, indem die entsprechenden „Erwartungswerte“ abgezogen werden:

$$\Delta\mathbf{b}_{clock} = \mathbf{b} - \mathbf{A}\hat{\mathbf{x}}_{clock} \ . \tag{4.142}$$

Der hier verwendete Parametervektor enthält die jeweiligen geschätzten Uhrenkoeffizienten der Stationen, bzw. Null für die Referenzstation, wobei auch die Modellierung von Uhrensprüngen berücksichtigt wird. Die übrigen Werte dieses Parametervektors betragen Null.

4.5.1.5.2 Identifikation und Behandlung von Ausreißern

Ausreißer werden nur in den Beobachtungen im engeren Sinne vermutet und gesucht, nicht in den Pseudobeobachtungen. Diese werden aus dem Verfahren der Ausreißerbehandlung ausgeschlossen und bleiben unverändert. Alle angesprochenen Größen beziehen sich in diesem Abschnitt also nur auf die Teile der Matrizen bzw. Vektoren, die die eigentlichen Beobachtungen enthalten.

Die Behandlung von Ausreißern besteht grundlegend aus zwei Schritten:
(i) Der Identifikation der Ausreißer und
(ii) der Methode, wie mit den identifizierten Ausreißern verfahren wird, z.B. Herabgewichtung, oder Eliminierung.

4.5.1.5.2.1 BIBER-Schätzer

In OCCAM erfolgt die Ausreißeridentifikation mit dem BIBER-Schätzer (*bounded influence by standardiced residuals*) nach Wicki [2001]. Der robuste BIBER-Schätzer deckt Ausreißer auf, wobei Fehler 1. und 2. Art möglichst vermieden werden [Kutterer et al., 2003]. Als „Fehler 1. Art" wird das Nicht-Auffinden eines vorhandenen Ausreißers bezeichnet. Während die irrtümliche Identifizierung einer Beobachtung als Ausreißer „Fehler 2. Art" genannt wird. Bevor die Iteration gestartet wird, benötigt der BIBER-Schätzer neben den Beobachtungen $\mathbf{b}$, ihren Gewichten $\mathbf{P_{bb}}$ und der Designmatrix $\mathbf{A}$ Startwerte für die Parameter $\hat{\mathbf{x}}$ und für die Verbesserungen $\hat{\mathbf{v}}$. Die Startwerte werden durch eine initialisierende Parameterschätzung im GMM bestimmt, wobei der Vektor der Beobachtungen von den eingangs geschätzten Uhrenmodellen unter Berücksichtigung der Uhrensprünge korrigiert wurde. Danach wird das GMM homogenisiert. Die Transformation des Modells

$$\widetilde{\mathbf{A}} = \mathbf{G}^{\mathrm{T}}\mathbf{A} \;,\; \widetilde{\mathbf{b}} = \mathbf{G}^{\mathrm{T}}\mathbf{b} \;,\; \widetilde{\mathbf{v}} = \mathbf{G}^{\mathrm{T}}\hat{\mathbf{v}} \;,\; \widetilde{\mathbf{P}}_{\mathbf{bb}} = \widetilde{\mathbf{Q}}_{\mathbf{bb}} = \left(\mathbf{G}^{-1}\right)^{\mathrm{T}}\mathbf{P}_{\mathbf{bb}}\mathbf{G}^{-1} = \mathbf{I}_{\mathbf{n}} \tag{4.143}$$

heißt Homogenisierung. Das GMM wird dabei so transformiert, dass die Gewichtsmatrix nach der Transformation der [n,n] Einheitsmatrix gleicht:

$$\widetilde{\mathbf{P}}_{\mathbf{bb}} = \widetilde{\mathbf{Q}}_{\mathbf{bb}} = \mathbf{I}_{\mathbf{n}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \cdots & 0 & 1 \end{bmatrix} . \tag{4.144}$$

Dafür wird eine Matrix $\mathbf{G}$ gesucht, deren beidseitige Multiplikation die Gewichtsmatrix bzw. Kofaktormatrix in die Einheitsmatrix überführt:

$$\mathbf{P}_{\mathbf{bb}} = \mathbf{G}\mathbf{I}_{\mathbf{n}}\mathbf{G}^{\mathrm{T}} = \mathbf{G}\mathbf{G}^{\mathrm{T}} \;. \tag{4.145}$$

Im Falle einer diagonalen Gewichtsmatrix ergibt sich

$$\mathbf{G} = \mathbf{P}^{(1/2)} = \begin{bmatrix} \frac{1}{\sigma_1} & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \cdots & 0 & \frac{1}{\sigma_n} \end{bmatrix} . \tag{4.146}$$

Im Allgemeinen kann die Matrix $\mathbf{G}$ durch Cholesky-Faktorisierung gefunden werden. Ein Ausdruck für die standardisierte Verbesserung (*standardized residuum*)

$$\upsilon_i = \frac{\widetilde{v}_i}{\left[\sigma_{\widetilde{v}}\right]_i} \tag{4.147}$$

lässt sich mit der Standardabweichung der i-ten Verbesserung

$$\left[\sigma_{\tilde{v}}\right]_i = \hat{\sigma}_0 \cdot \sqrt{\left[\tilde{q}_{vv}\right]_{i,i}} \tag{4.148}$$

angeben, die wiederum vom i-ten Hauptdiagonalelement der Kofaktormatrix der geschätzten Verbesserungen $\tilde{\mathbf{Q}}_{vv}$ abhängt.
In einem iterativen Verfahren wird nun jedes Mal zu Beginn eines Iterationsschrittes die Beobachtung mit der betragsmäßig größten standardisierten Verbesserung als Ausreißer angenommen. Die Iteration wird abgebrochen, wenn alle Verbesserungen (i = 1, 2, …, n) das Abbruchkriterium

$$\left|\hat{v}_i\right| \le (1+\varepsilon)\cdot k \cdot \hat{\sigma}_0 \cdot \sqrt{\left[\tilde{q}_{vv}\right]_{i,i}} =: (1+\varepsilon)\cdot \hat{v}_{0,i} \tag{4.149}$$

erfüllen, worin k eine gewählte Konstante und ε = 0,1 einen gewählten Toleranzfaktor bezeichnen. Das Abbruchkriterium ist für jede Beobachtung von der Wurzel des Kofaktors der Verbesserung abhängig, sodass auch Ausreißer in Hebelpunkten (*leverage points*) aufgedeckt werden können. Die standardisierte Verbesserung ist im Gegensatz zur Verbesserung eine Größe ohne Einheit und lässt damit die Angabe einer festen objektiven Grenze als Abbruchkriterium zu:

$$\left|\upsilon_i\right| \le (1+\varepsilon)\cdot k \ . \tag{4.150}$$

Das Abbruchkriterium wird vor der Iteration (m = 0) initialisiert und während der Iteration konstant beibehalten [Wicki, 2001]. Die Konstante k ist in Abhängigkeit vom Anteil a (%) der Ausreißer in den Beobachtungen durch die Gleichung [Huber, 1981]

$$\frac{2}{k}\cdot f(k) - 2\cdot F(-k) = \frac{a}{1-a} \tag{4.151}$$

definiert, worin $f = N(\mu = 0, \sigma = 1)$ die Standardnormalverteilung

$$f(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\cdot \exp\left(-\tfrac{1}{2}k^2\right) \tag{4.152}$$

und

$$F(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\cdot \int_{-\infty}^{k} \exp\left(-\tfrac{1}{2}\xi^2\right) d\xi \tag{4.153}$$

die standardisierte Verteilungsfunktion, das Integral der Normalverteilungsfunktion bezeichnen. Da der Anteil an Ausreißern vor der Ausreißeridentifikation im Allgemeinen nicht bekannt ist, muss k zunächst angenommen und eventuell optimiert werden. Praktisch wird k oft ein Wert zwischen 2,5 und 4 zugewiesen, der empirisch bestimmt wird [Wicki, 2001].
Im Zuge des m-ten Iterationsschrittes wird die Beobachtung mit der größten standardisierten Verbesserung modifiziert. Die Rechenschritte während eines Iterationsschrittes werden im Folgenden dargestellt, wobei M die gesamte Anzahl an Iterationsschritten nach Abbruch der Iteration bezeichnet. Die als Ausreißer angenommene Beobachtung $\tilde{b}_i$ wird im m-ten Iterationsschritt so verändert, dass der Betrag ihrer standardisierten Verbesserung dem Grenzwert k gleicht:

$$\tilde{b}_i^{(m)} = \tilde{b}_i^{(m-1)} + \frac{\tilde{v}_i^{(m)} - \operatorname{sign}\left(\tilde{v}_i^{(m)}\right)\cdot \hat{v}_{0,i}}{\left[\tilde{q}_{vv}\right]_{i,i}} =: \tilde{b}_i^{(m-1)} + \frac{d_i^{(m)}}{\left[\tilde{q}_{vv}\right]_{i,i}} \ , \tag{4.154}$$

wobei die Signumfunktion

$$\operatorname{sign}(x)=\begin{cases}-1 & \text{wenn} \quad x<0\\ +1 & \text{wenn} \quad x>0\\ 0 & \text{wenn} \quad x=0\end{cases}. \tag{4.155}$$

das Vorzeichen berücksichtigt. Die i-te Verbesserung im m-ten Iterationsschritt kann durch

$$\tilde{v}_i^{(m)} = -\sum_{i=1}^{n} \left[\tilde{q}_{vv}\right]_{i,l} \cdot \tilde{b}_i^{(m-1)} \tag{4.156}$$

bestimmt werden. Werden die Modifikationen der Beobachtungen über alle M Iterationsschritte aufsummiert, so ergibt sich der Vektor der modifizierten Beobachtungen:

$$\Delta\tilde{b}_i^{(M)} = \frac{1}{\left[\tilde{q}_{vv}\right]_{i,i}} \cdot \sum_{m=1}^{M} d_i^{(m)} \quad . \tag{4.157}$$

Mit dem Vektor der modifizierten Beobachtungen können die Unbekannten

$$\hat{\mathbf{x}}_{mod} = \hat{\mathbf{x}} + \left(\tilde{\mathbf{A}}^T\tilde{\mathbf{A}}\right)^{-1}\tilde{\mathbf{A}}^T\Delta\tilde{\mathbf{b}}^{(M)} \tag{4.158}$$

und entsprechende Verbesserungen

$$\tilde{\mathbf{v}}_{mod} = \left(\tilde{\mathbf{b}} + \Delta\tilde{\mathbf{b}}^{(M)}\right) - \tilde{\mathbf{A}}\hat{\mathbf{x}}_{mod} \tag{4.159}$$

angegeben werden. Die Modifikation der Beobachtungen kann nach Abbruch der Iteration rückgängig gemacht und durch entsprechend modifizierte Gewichte

$$\left[\tilde{p}^*_{bb}\right]_{i,i} = \frac{\left[\tilde{v}_{mod}\right]_i}{\left[\tilde{v}_{mod}\right]_i + \Delta\tilde{b}_i^{(M)}} \tag{4.160}$$

ersetzt werden. Die Beobachtungen, die nach dieser Vorgehensweise ein Gewicht ungleich Eins haben, wurden vom BIBER-Schätzer als Ausreißer identifiziert.
Um wieder das Ausgangsmodell zu erhalten wird das homogenisierte Modell entsprechend rücktransformiert, was durch inverse Transformation von (4.143) geschieht:

$$\mathbf{A} = \left(\mathbf{G}^{-1}\right)^T\tilde{\mathbf{A}} \;,\; \mathbf{b} = \left(\mathbf{G}^{-1}\right)^T\tilde{\mathbf{b}} \;,\; \hat{\mathbf{v}} = \left(\mathbf{G}^{-1}\right)^T\tilde{\mathbf{v}} \;,\; \mathbf{P}^*_{bb} = \mathbf{G}^T\tilde{\mathbf{P}}^*_{bb}\mathbf{G} \;,\; \mathbf{Q}^*_{bb} = \left(\mathbf{G}^{-1}\right)^T\tilde{\mathbf{Q}}^*_{bb}\left(\mathbf{G}^{-1}\right). \tag{4.161}$$

Anstelle der Modifikation der Beobachtungen und anschließender Berechnung von modifizierten Gewichten, können auch während der Iteration die Gewichte verändert werden. In OCCAM ist diese Methode implementiert, die numerisch zum gleichen Ergebnis führt [Wicki, pers. Komm.]. Dabei wird der BIBER-Schätzer abweichend von Wicki durch die Neumann'sche Reihe bzw. eine dazu äquivalente Matrizenidentität beschleunigt, die es ermöglicht, Änderungen an der Gewichtsmatrix vorzunehmen, ohne dabei die gesamte Normalgleichungsmatrix zu invertieren [Hahn und van Mierlo, 1987; Kutterer, pers. Komm.].

4.5.1.5.2.2 Data snooping

Das Aufdecken der Ausreißer erfolgt bei diesem Algorithmus ebenso wie beim BIBER iterativ, wobei in einem Iterationsschritt ebenso nur ein Gewicht verändert wird.
Anstelle der relativ schwachen Herabgewichtung durch den BIBER-Schätzer wird das Gewicht einer als Ausreißer angenommenen Beobachtung beim data snooping nach der Iteration durch den konstanten Faktor 1/10.000 herabgewichtet:

$$\left[p^{*}_{bb}\right]^{(m)}_{i,i} = \left[p^{*}_{bb}\right]^{(m-1)}_{i,i} \cdot \frac{1}{10000} \quad . \tag{4.162}$$

Der Einfluss eines Ausreißers auf die geschätzten Parameter wird dadurch quasi auf Null reduziert, dennoch wird die Beobachtung nicht eliminiert und die Redundanz bleibt rechnerisch erhalten.

4.5.1.5.3 Bestimmung der robusten lokalen Parameter

Nach der Korrektur der geschätzten Uhrenmodelle und der Anpassung des stochastischen Modells zur Behandlung der identifizierten Ausreißer ($\mathbf{P}^{*}_{bb}$, $\mathbf{Q}^{*}_{bb}$) können in einer weiteren Parameterschätzung robuste Parameter und robuste Verbesserungen bestimmt werden:

$$\hat{\mathbf{x}}_{rob} = \left(\mathbf{A}^{T}\mathbf{P}^{*}_{bb}\mathbf{A}\right)^{-1}\mathbf{A}^{T}\mathbf{P}^{*}_{bb}\Delta\mathbf{b}_{clock} \quad , \tag{4.163}$$

$$\hat{\mathbf{v}}_{rob} = \mathbf{A}\hat{\mathbf{x}}_{rob} - \Delta\mathbf{b}_{clock} \quad . \tag{4.164}$$

Danach stehen in OCCAM die Größen

$$\hat{\sigma}^{2}_{0,rob} = \frac{\hat{\mathbf{v}}^{T}_{rob}\mathbf{P}^{*}_{bb}\hat{\mathbf{v}}_{rob}}{r} \quad ; \quad rms_{rob} = \sqrt{\frac{\hat{\mathbf{v}}^{T}_{rob}\hat{\mathbf{v}}_{rob}}{n_b - n_d}} \quad ; \quad wrms_{rob} = \sqrt{\frac{\hat{\mathbf{v}}^{T}_{rob}\mathbf{P}^{*}_{bb}\hat{\mathbf{v}}_{rob}}{\sum_{i=1}^{n} p^{*}_{i}}} \tag{4.165a, b, c}$$

zur Beurteilung der robusten Parameterschätzung zur Verfügung. Das rms (*root mean square*) und wrms (*weighted root mean square*) sind neben dem robusten a posteriori Varianzfaktor geeignete Maße für die Beurteilung der Qualität der Schätzung. Das rms berücksichtigt nur die Verbesserungen der nicht als Ausreißer identifizierten eigentlichen Beobachtungen $\mathbf{b}_{\tau}$. Im Nenner steht die entsprechende Anzahl der eigentlichen Beobachtungen n_b ohne die Ausreißer n_d. Das wrms bezieht sich auf alle Beobachtungen einschließlich der Pseudobeobachtungen b_{sc}. Wobei die Gewichtsmatrix $\mathbf{P}^{*}_{bb}$ die veränderten Gewichte nach der Herabgewichtung der Ausreißer enthält.

4.5.2 Bestimmung globaler Parameter

Die Bestimmung globaler Parameter erfolgt mit OCCAM und DOGS-CS. Dabei wird in OCCAM in einem Vorbearbeitungsschritt das Normalgleichungssystem ohne Datum (*unconstrained normal equations*) aufgestellt. Die einzelnen Normalgleichungssysteme werden dann mit DOGS-CS weiterverarbeitet. Der Normalfall der globalen Lösung umfasst die Bestimmung von Stationskoordinaten und -geschwindigkeiten (TRF), Quellenkoordinaten (CRF), den EOP und weiteren Parametern [Tesmer et al., 2004]. Darüber hinaus können auch andere globale Parameter bestimmt werden, beispielsweise Love und Shida Zahlen [Haas, 1994] oder der post-Newtonsche Raumkrümmungsfaktor γ_g [Schuh, 1987]. Die Darstellung wird hier auf die Bestimmung der Referenzrahmen TRF und CRF beschränkt.

4.5.2.1 Aufstellen der Normalgleichungen

4.5.2.1.1 Definition des Parametervektors

Zusätzlich zu den Parametern, die auch für die lokale Lösung definiert sind (Abschnitt 4.5.1), können durch die globale Lösung Zuschläge zu den a priori Stationsgeschwindigkeiten $d\dot{x}$, $d\dot{y}$, $d\dot{z}$ geschätzt werden. A priori Werte für die Stationsgeschwindigkeiten sind in den Katalogen gegeben. Der Ansatz für globale Stationskoordinaten und globale Quellenkoordinaten ist analog dem Ansatz im lokalen GMM. Abgesehen von den Stationsgeschwindigkeiten müssen alle Parameter die global geschätzt werden sollen, bereits lokal angesetzt werden.

4.5.2.1.2 Definition der Normalgleichungsmatrix und des Vektors der rechten Seite

Das Normalgleichungssystem:

$$\underbrace{\mathbf{A}^T\mathbf{P}_{bb}^*\mathbf{A}}_{\mathbf{N}}\ \hat{\mathbf{x}} = \underbrace{\mathbf{A}^T\mathbf{P}_{bb}^*\Delta\mathbf{b}_{clock}}_{\mathbf{y}}\ \hat{\mathbf{x}} = \mathbf{y}\ , \tag{4.166}$$

mit

$\mathbf{N} := \mathbf{A}^T\mathbf{P}_{bb}^*\mathbf{A}$ Normalgleichungsmatrix und

$\mathbf{y} := \mathbf{A}^T\mathbf{P}_{bb}^*\Delta\mathbf{b}_{clock}$ Vektor der rechten Seite,

wird in OCCAM für jede Beobachtungssession erstellt und in ein binäres File im DOGS-CS Format geschrieben. Die implizit in der Normalgleichungsmatrix enthaltene Designmatrix **A** ist größtenteils identisch mit der Designmatrix des lokalen Modells. Für die Schätzung von Stationsgeschwindigkeiten wird die Normalgleichungsmatrix entsprechend erweitert.
Der Vektor der Beobachtungen, der implizit im Vektor der rechten Seite enthalten ist, besteht aus den um die geschätzten Uhrenmodelle korrigierten Beobachtungen einschließlich der Pseudobeobachtungen $\Delta\mathbf{b}_{clock}$. In beiden Ausdrücken ist das stochastische Modell implizit enthalten. Hierfür wird das lokale modifizierte stochastische Modell nach der Herabgewichtung durch die robuste Methode herangezogen.

4.5.2.2 Akkumulieren der Normalgleichungssysteme und globale Lösung

In DOGS-CS werden die in OCCAM erstellten Normalgleichungen eingelesen und weiterverarbeitet. Zur Bestimmung der globalen Parameter sind eine Reihe von Schritten notwendig: Zunächst werden

(i) die Parameter, die nicht global geschätzt werden, von den globalen Parametern getrennt und reduziert.
(ii) Dann werden die Sprünge in den Stationskoordinaten, hervorgerufen durch bekannte episodische Bewegungen, berücksichtigt.
(iii) Die Normalgleichungssysteme werden daraufhin akkumuliert.
(iv) Das Datum der globalen Lösung wird erstellt und dem akkumulierten Normalgleichungssystem hinzugefügt,
(v) woraufhin das globale Normalgleichungssystem invertiert und die Lösung der globalen Parameter bestimmt werden kann.

4.5.2.2.1 Elimination von Parametern

Sollen einige Parameter nicht global geschätzt werden, so können diese durch Elimination aus dem Gleichungssystem entfernt werden, indem ihnen explizit ein Wert zugewiesen wird. Der zugewiesene Wert kann eine Konstante oder ein anderer Parameter sein. Soll beispielsweise nur das TRF geschätzt werden und das CRF unverändert bleiben, können die entsprechenden Parameter, im Beispiel die Koordinaten der Quellen x_i, auf ihren a priori Wert festgehalten (fixiert) werden

$$x_i = x_{apr,i} \Leftrightarrow dx_i = 0 \ , \tag{4.167}$$

was hier exemplarisch an einem beliebigen Parameter x_i gezeigt wird. Die Parameter werden aus dem Gleichungssystem eliminiert, d. h. von den übrigen k Zeilen subtrahiert, wobei der Vektor der rechten Seite folgende Veränderung erfährt:

$$\tilde{y}_k = y_k - N_{k,i} x_{apr,i} \ , \tag{4.168}$$

und der Rang entsprechend vermindert wird. Die Elemente in der zugehörigen i-ten Spalte und Zeile der Normalgleichungsmatrix des eliminierten Parameters betragen daraufhin Null, d. h. sie tragen keine Information mehr, und können aus dem Gleichungssystem entfernt werden.
Ein weiteres Beispiel für die Elimination von Parametern wäre das Gleichsetzen von Stationsgeschwindigkeiten zweier nahe gelegener Antennen i, k. Wiederum exemplarisch für einen Parameter x_i bzw. x_k gilt:

$$x_i = x_k \Leftrightarrow x_i - x_k = 0 \ . \tag{4.169}$$

Die zugehörige i-te Spalte und Zeile werden aus dem Gleichungssystem herausgenommen, wobei der Anteil von x_i auf die k-te Spalte und Zeile der Normalgleichungsmatrix und die k-te Zeile des Vektors der rechten Seite addiert werden:

$$\tilde{N}_{l,k} = \tilde{N}_{k,l} = N_{l,k} + N_{l,i} \ , \tag{4.170}$$

$$\tilde{y}_k = y_k + y_i \ . \tag{4.171}$$

Der Rang des Normalgleichungssystems verringert sich entsprechend.

4.5.2.2.2 Reduktion von Parametern

Die globalen Parameter und die Parameter, die nicht global geschätzt werden sollen, können durch Reduktion getrennt werden. Im Gegensatz zur Elimination bleiben die Parameter bei der Reduktion im Gleichungssystem implizit erhalten, treten jedoch nicht mehr explizit im Vektor der Parameter auf. Für die Reduktion wird der Vektor der Parameter in einen Teil, der reduziert werden soll $\mathbf{x}_{red}$ und einen Teil, der die gemeinsamen Parameter enthält, die global geschätzt werden sollen $\mathbf{x}_{glob}$ getrennt:

$$\mathbf{x} = \left[\begin{array}{c} \mathbf{x}_{red} \\ \hline \mathbf{x}_{glob} \end{array}\right] \ . \tag{4.172}$$

Wenn die Reihenfolge zweier Parameter vertauscht wird, müssen lediglich die entsprechenden Spalten der Normalgleichungsmatrix und Zeilen des Vektors der rechten Seite geändert werden, damit die In-

formation des Gleichungssystems unverändert bleibt. Dadurch ergibt sich folgende Form für das einzelne Normalgleichungssystem:

$$\left[\begin{array}{c|c} \mathbf{N}_{1,1} & \mathbf{N}_{1,2} \\ \hline \mathbf{N}_{2,1} = \mathbf{N}_{1,2}^{T} & \mathbf{N}_{2,2} \end{array}\right]\left[\begin{array}{c} \mathbf{x}_{red} \\ \hline \mathbf{x}_{glob} \end{array}\right] = \left[\begin{array}{c} \mathbf{y}_1 \\ \hline \mathbf{y}_2 \end{array}\right], \tag{4.173}$$

wobei die zu reduzierenden Parameter $\mathbf{x}_{red}$ von den globalen Parametern $\mathbf{x}_{glob}$ getrennt wurden. Im nächsten Schritt wird die Submatrix $\mathbf{N}_{1,1}$ invertiert und linksseitig an die erste Zeile multipliziert. Das so entstandene Gleichungssystem wird linksseitig mit $\mathbf{N}_{1,2}^{T}$ multipliziert und von der zweiten Zeile abgezogen, woraufhin das Normalgleichungssystem

$$\left[\begin{array}{c|c} \mathbf{I}_{red} & \mathbf{N}_{1,1}^{-1}\mathbf{N}_{1,2} \\ \hline \mathbf{0} & \mathbf{N}_{2,2} - \mathbf{N}_{1,2}^{T}\mathbf{N}_{1,1}^{-1}\mathbf{N}_{1,2} \end{array}\right]\left[\begin{array}{c} \mathbf{x}_{red} \\ \hline \mathbf{x}_{glob} \end{array}\right] = \left[\begin{array}{c} \mathbf{N}_{1,1}^{-1}\mathbf{y}_1 \\ \hline \mathbf{y}_2 - \mathbf{N}_{1,2}^{T}\mathbf{N}_{1,1}^{-1}\mathbf{y}_1 \end{array}\right] \tag{4.174}$$

erhalten wird. Wobei $\mathbf{I}_{red}$ eine Einheitsmatrix vom Rang n_{red}, der Anzahl der zu reduzierenden Parameter bezeichnet. In obigem Gleichungssystem (4.174) werden die ersten n_{red} Normalgleichungen als Rückauflösungsgleichungen bezeichnet. Die letzten n_{glob} Normalgleichungen

$$\underbrace{\left(\mathbf{N}_{2,2} - \mathbf{N}_{1,2}^{T}\mathbf{N}_{1,1}^{-1}\mathbf{N}_{1,2}\right)}_{\mathbf{N}^{*}}\ \mathbf{x}_{glob} = \underbrace{\mathbf{y}_2 - \mathbf{N}_{1,2}^{T}\mathbf{N}_{1,1}^{-1}\mathbf{y}_1}_{\mathbf{y}^{*}} \qquad \mathbf{x} = \tag{4.175}$$

werden reduzierte Normalgleichungen genannt, $\mathbf{N}^{*}$ bezeichnet die reduzierte Normalgleichungsmatrix und $\mathbf{y}^{*}$ den reduzierten Vektor der rechten Seite. Die globalen Parameter $\mathbf{x}_{glob}$ werden nun wieder abkürzend mit $\mathbf{x}$ bezeichnet. In dieser Form können die einzelnen lokalen Systeme akkumuliert werden.

4.5.2.2.3 Akkumulieren der Normalgleichungssysteme

Die reduzierten Normalgleichungssysteme können nun schrittweise akkumuliert, d. h. unter Berücksichtigung des Kommutativgesetzes addiert werden:

$$\left(\mathbf{N}_{(1)}^{*} + \mathbf{N}_{(2)}^{*} + \ldots + \mathbf{N}_{(ns)}^{*}\right)\mathbf{x} = \mathbf{y}_{(1)}^{*} + \mathbf{y}_{(2)}^{*} + \ldots + \mathbf{y}_{(ns)}^{*}\ . \tag{4.176}$$

Die Anzahl der Normalgleichungssysteme beträgt n_s. Der tiefgestellte Index in Klammern bezeichnet dabei das individuelle lokale Normalgleichungssystem. Es werden nur solche Normalgleichungen akkumuliert, deren Parameter übereinstimmen. Bei neu hinzukommenden Parametern wird die Anzahl der globalen Parameter, d. h. der Rang des akkumulierten Gleichungssystems, entsprechend erhöht. Es sei darauf hingewiesen, dass das Modell (4.176) nur im Falle unabhängiger stochastischer Teilsysteme

$$\mathbf{P}_{(1,2,\ldots,ns)}^{*} = \begin{bmatrix} \mathbf{P}_{(1)}^{*} & \mathbf{0} & \cdots & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{P}_{(2)}^{*} & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \cdots & \mathbf{0} & \mathbf{P}_{(ns)}^{*} \end{bmatrix} \tag{4.177}$$

Gültigkeit hat. Die Annahme unabhängiger stochastischer Teilsysteme ist im Hinblick auf die bereits vorher angenommene Diagonalgestalt der einzelnen lokalen stochastischen Systeme konsequent.

Im Falle einer bekannten episodischen Stationsbewegung in ein oder mehreren Koordinaten einer Station muss beim Akkumulieren der Normalgleichungen darauf geachtet werden, dass die Gleichungssysteme, deren Epochen vor dem Zeitpunkt des Sprungs t_s liegen, zu einem Parameter und die Gleichungssysteme die zu einem Zeitpunkt nach t_s definiert sind, zu einem zweiten Parameter akkumuliert werden. Dabei wird wiederum der Rang des akkumulierten Normalgleichungssystems erhöht.
Weiterhin ist beim Akkumulieren darauf zu achten, dass die Parameter in den zu akkumulierenden Teilsystemen dieselben Näherungswerte (a priori Werte) besitzen. Ist dies nicht der Fall und sind die unterschiedlichen Näherungswerte gegeben, so kann durch Anpassen der Näherungswerte des 2. Systems an die Näherungswerte des 1. Systems akkumuliert werden. Die Normalgleichungsmatrix und der Vektor der rechten Seite des 2. Systems erfahren dabei folgende Anpassung:

$$\widetilde{\mathbf{N}}^{*}_{(2)} = \mathbf{N}^{*}_{(2)} \ , \tag{4.178}$$

$$\widetilde{\mathbf{y}}^{*}_{(2)} = \mathbf{y}^{*}_{(2)} - \mathbf{N}^{*}_{(2)}\left(\mathbf{x}_{\mathbf{apr},(1)} - \mathbf{x}_{\mathbf{apr},(2)}\right) . \tag{4.179}$$

4.5.2.2.4 Datum der globalen Lösung

Bei der globalen Lösung muss dem akkumulierten Normalgleichungssystem ein Datum hinzugefügt werden. Im Normalfall der gleichzeitigen Bestimmung von TRF, CRF und EOP [Tesmer et al., 2004] werden dem akkumulierten Gleichungssystem 15 Bedingungsgleichungen der Form

NNT bezüglich der a priori Stationskoordinaten:

$$\sum_{i=1}^{I}\left(q_{d,i}\cdot\mathbf{dr_i}\right)=\sum_{i=1}^{I}\left(q_{d,i}\cdot\begin{bmatrix}1&0&0\\0&1&0\\0&0&1\end{bmatrix}\cdot\mathbf{dr_i}\right)=\mathbf{0} \ , \tag{4.180}$$

NNR bezüglich der a priori Stationskoordinaten:

$$\sum_{i=1}^{I}\left[q_{d,i}\cdot\left(\mathbf{r_{apr,i}}\times\mathbf{dr_i}\right)\right]=\sum_{i=1}^{I}\left(q_{d,i}\cdot\begin{bmatrix}0&-z_{apr,i}&y_{apr,i}\\z_{apr,i}&0&-x_{apr,i}\\-y_{apr,i}&x_{apr,i}&0\end{bmatrix}\cdot\mathbf{dr_i}\right)=\mathbf{0} \ , \tag{4.181}$$

NNT bezüglich der a priori Stationsgeschwindigkeiten (NNTR):

$$\sum_{i=1}^{I}\left(q_{d,i}\cdot\mathbf{dv_i}\right)=\sum_{i=1}^{I}\left(q_{d,i}\cdot\begin{bmatrix}1&0&0\\0&1&0\\0&0&1\end{bmatrix}\cdot\mathbf{dv_i}\right)=\mathbf{0} \ , \tag{4.182}$$

NNR bezüglich der a priori Stationsgeschwindigkeiten (NNRR):

$$\sum_{i=1}^{I}\left[q_{d,i}\cdot\left(\mathbf{r_{apr,i}}\times\mathbf{dv_i}+\mathbf{dr_i}\times\mathbf{v_{apr,i}}\right)\right]= \tag{4.183}$$

$$=\sum_{i=1}^{I}\left(q_{d,i}\cdot\left\{\begin{bmatrix}0&-z_{apr,i}&y_{apr,i}\\z_{apr,i}&0&-x_{apr,i}\\-y_{apr,i}&x_{apr,i}&0\end{bmatrix}\cdot\mathbf{dv_i}+\begin{bmatrix}0&\dot{z}_{apr,i}&-\dot{y}_{apr,i}\\-\dot{z}_{apr,i}&0&\dot{x}_{apr,i}\\\dot{y}_{apr,i}&-\dot{x}_{apr,i}&0\end{bmatrix}\cdot\mathbf{dr_i}\right\}\right)=\mathbf{0} \ ,$$

mit

$$\mathbf{dv_i} = \left[d\dot{x}_i \quad d\dot{y}_i \quad d\dot{z}_i \right]^T \tag{4.184}$$

und NNR bezüglich der a priori Quellenkoordinaten:

$$\sum_{k=1}^{K} \left[q_{d,k} \cdot \left(\begin{bmatrix} \cos\alpha_{apr,k} \cdot \sin\delta_{apr,k} & -\sin\alpha_{apr,k} \\ \sin\alpha_{apr,k} \cdot \sin\delta_{apr,k} & \cos\alpha_{apr,k} \\ \cos\delta_{apr,k} & 0 \end{bmatrix} \cdot \mathbf{ds_k} \right) \right] = \mathbf{0} \ , \tag{4.185}$$

siehe Heinkelmann et al. [2007a] hinzugefügt. Die Größen mit der tiefgestellten Bezeichnung „apr" sind die entsprechenden Größen aus den a priori Katalogen und die Größen mit dem vorangestellten „d" sind die in der globalen Lösung zu bestimmenden Zuschläge zu den a priori Größen. Ausdrücke für $\mathbf{dr_i}$ und $\mathbf{ds_k}$ wurden bereits eingeführt (Gleichungen 4.133 und 4.135). Die ersten vier Gruppen der Bedingungsgleichungen beziehen sich auf den der globalen Lösung zu Grunde liegenden a priori TRF. Dabei bezeichnet i die individuelle Station und I die gesamte Anzahl der Stationen. Die Kofaktoren der Datumsgleichungen für die Stationskoordinaten und -geschwindigkeiten

$$q_{d,j} = \begin{cases} \dfrac{1}{1000000} & \text{für} \quad j \in \langle \text{TRF} - \text{Datum} \rangle \\ 0 & \text{für} \quad j \notin \langle \text{TRF} - \text{Datum} \rangle \end{cases} \tag{4.186}$$

entscheiden darüber, ob die jeweilige Station zur Datumsfestlegung herangezogen wird. Im Vergleich zu den schwachen Bedingungsgleichungen (*soft constraints*), den sogenannten Pseudobeobachtungen, erhalten die Datumsgleichungen (*hard constraints*) ein sehr viel größeres Gewicht, siehe (4.126). Die Bedingungsgleichungen für die Stationen gelten jeweils für alle drei Koordinaten- und Geschwindigkeitskomponenten einer Station.
Für die Quellenkoordinaten (Rektaszension α und Deklination δ) bezeichnet analog k die individuelle Quelle und K die gesamte Anzahl der Quellen, die übrige Nomenklatur ist analog der des Datums für die Stationen. Die Gewichte $p_{d,k}$ besitzen dieselben Werte wie die des terrestrischen Datums und entscheiden analog, welche der Quellen zur zälestischen Datumsfestlegung herangezogen werden. Bei den Quellen bedarf es nur dreier Bedingungsgleichungen für die globale Rotationsfreiheit der zälestischen Koordinaten (Gleichung 4.185). Da die Datumsgebung signifikanten Einfluss ausüben kann [Heinkelmann et al., 2007a], ist die Entscheidung, welche Stationen bzw. Quellen für die Datumsfestlegung herangezogen werden, nicht trivial.
Das Datum wird dem Normalgleichungssystem analog dem Modell der Akkumulation lokaler Teilsysteme hinzugefügt. Der Eintrag in der Normalgleichungsmatrix ist das $q_{d,i}$ bzw. $q_{d,k}$ an der entsprechenden Stelle der neu hinzukommenden Zeile und im Vektor der rechten Seite wird eine Null eingeführt. Für jede Bedingungsgleichung erhöht sich der Zeilenrang der akkumulierten Normalgleichungsmatrix, bis der Rangdefekt des globalen Gleichungssystems behoben, d. h. gleich Null ist und das Gleichungssystem invertiert werden kann.

4.5.2.2.5 Inversion der akkumulierten Normalgleichungen und Lösen der globalen Parameter

Die Inversion und Lösung des globalen GMM erfolgt analog der lokalen Parameterschätzung nach Anbringen des Datums:

$$\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{N}^{-1}\mathbf{y} \ . \tag{4.187}$$

Die Kofaktoren der Parameter gleichen der inversen Normalgleichungsmatrix:

$$\mathbf{Q}_{\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{x}}} = \mathbf{N}^{-1} \quad . \tag{4.188}$$

Wir leben untergetaucht am Boden eines Ozeans aus elementarer Luft, von der wir nach unwiderlegbaren Experimenten wissen, dass sie ein Gewicht hat.
Torricelli in einem Brief an Ricci. 1644

5 Troposphärenmodelle in der VLBI-Auswertung

5.1 Weg der Radiosignale durch die Troposphäre

Die Einteilung der Atmosphäre im Sinne der Geodäsie erfolgt in zwei Teile: (i) Einen Teil, die Ionosphäre, in dem die Anzahl der ionisierten Partikel ausreicht um elektromagnetische Wellen zu beeinflussen und (ii) dem übrigen neutralen Teil, einschließlich der Troposphäre, in der das Wettergeschehen stattfindet. Für diesen Teil der Atmosphäre wäre die Bezeichnung „neutrale Atmosphäre" angemessen, innerhalb der Geodäsie hat sich jedoch der Begriff „Troposphäre" durchgesetzt.
Die Ionosphäre beeinflusst Mikrowellen dispersiv, d. h. frequenzabhängig. Durch die Verwendung zweier Frequenzen kann daher eine Korrektur erster Ordnung erfolgen, die Terme höherer Ordnung können in der VLBI vernachlässigt werden [Hawarey et al., 2005].
Der Weg eines Radiosignals S durch die Troposphäre [Davis et al., 1985; Bevis et al., 1992] weicht signifikant vom hypothetischen Weg G durch Vakuum, d. h. von einer geraden Linie ab (Abbildung 5.1). Dies kann mit dem Wegintegral in der Form

$$\int_S ds = S \neq G = \int_G dg \tag{5.1}$$

angegeben werden. Die Länge des Weges S wird dabei durch

$$L = \int_S n\, ds \tag{5.2}$$

bezeichnet, wobei eine homogene Schichtung der Troposphäre angenommen wird. Die elektrische Weglänge L (m) kann erhalten werden, indem über die Brechzahl

$$n = \frac{c}{c_m} > 1 \tag{5.3}$$

entlang des Weges S integriert wird. Dabei bezeichnen c ($m \cdot s^{-1}$) die Lichtgeschwindigkeit des Radiosignals im Vakuum und c_m ($m \cdot s^{-1}$) die durch das Medium verlangsamte Lichtgeschwindigkeit. Im Vergleich zur geraden Linie G ergibt sich eine Veränderung des Signals (*signal delay*) ΔL (m) der Form

$$\Delta L = L - G = \int_S n\, ds - G = \underbrace{\int_S (n-1)\, ds}_{\Delta L_n} + \underbrace{(S-G)}_{\Delta L_s} > 0 , \tag{5.4}$$

wobei ΔL_n (m) die Einflüsse durch die Verlangsamung der Ausbreitungsgeschwindigkeit (*delay*) und ΔL_s (m) die Abweichung des tatsächlichen Signalweges vom hypothetischen geraden Weg aufgrund der Strahlkrümmung (*bending*) beschreiben.

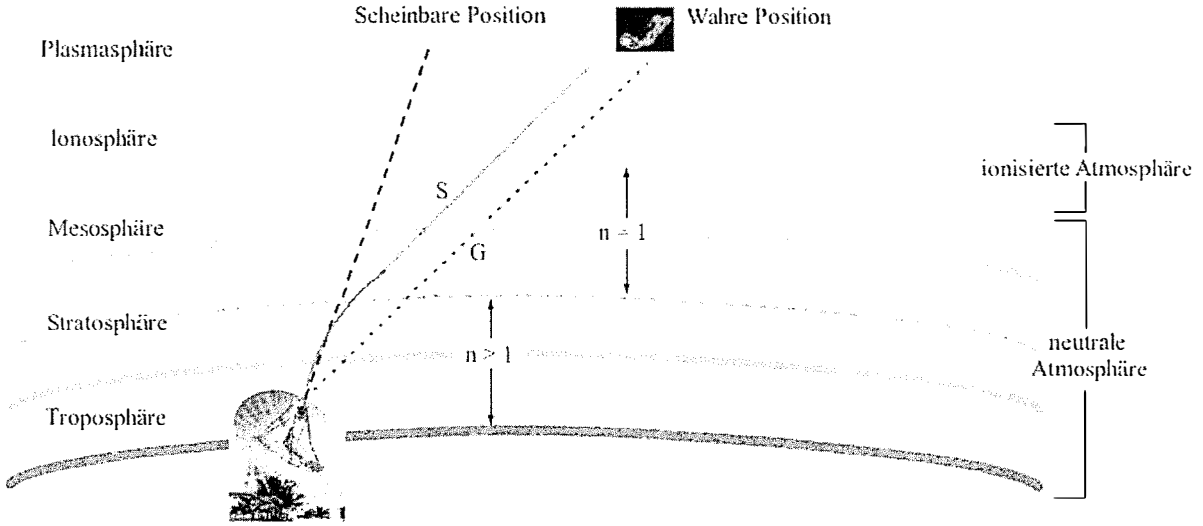


Abb. 5.1 Der Weg eines Radiosignals durch die Atmosphäre.
Nach Hunt et al. [2000]

Die Brechzahl n steht mit dem Brechungsindex N in Zusammenhang:

$$N = (n-1)\cdot 10^6 \ . \tag{5.5}$$

Für den Brechungsindex N findet gewöhnlich ein Ausdruck von Thayer [1974] Verwendung:

$$N = \underbrace{k_1 \cdot \frac{p_d}{T} \cdot Z_d^{-1}}_{N_d} + \underbrace{k_2 \cdot \frac{p_w}{T} \cdot Z_w^{-1} + k_3 \cdot \frac{p_w}{T^2} \cdot Z_w^{-1}}_{N_w} , \tag{5.6}$$

mit

N	Brechungsindex der Troposphäre
N_d, N_w	Brechungsindex der trockenen Bestandteile der Troposphäre (d) bzw. des Wasserdampfs (w)
k_1, k_2, k_3	empirische Brechungskonstanten [Bevis et al., 1994; Rüeger, 2002a; Rüeger, 2002b]
p_d, p_w (hPa)	Partialdruck der trockenen Bestandteile der Troposphäre (d) bzw. des Wasserdampfs (w)
T (°K)	absolute Temperatur
Z_d, Z_w	Kompressionsfaktor der trockenen Bestandteile der Troposphäre (d) bzw. des Wasserdampfs (w), siehe Gleichungen (5.8, 5.9).

Der Brechungsindex besteht aus einem trockenen N_d und einem feuchten Anteil N_w. Die Terme in (5.6) mit der absoluten Temperatur im Nenner beschreiben die induzierten Dipolmomente durch die trockenen Bestandteile bzw. durch den Wasserdampf und der Term mit T^2 im Nenner beschreibt die permanenten Dipolmomente des Wasserdampfs. Während die trockenen Luftbestandteile (Tabelle 5.1) keine permanenten Dipolmomente besitzen, kann der Wasserdampf auch bei geringem Partialdruck p_w bereits ein relativ großes Dipolmoment ausüben. Der Anteil des troposphärischen Wasserdampfs in der Luft kann bis etwa 4% betragen. Er ist in Tabelle 5.1 nicht mit aufgeführt, da er meist nur kurze Verweildauer und im Vergleich zu den übrigen Bestandteilen geringe Durchmischung hat.

Tab. 5.1 Einige Bestandteile der trockenen Luft
[IPCC, 2007]

Bestandteil	Summenformel	Anteil am Gesamtvolumen (%)
trockene Luft	(Gasgemisch)	100
Stickstoff	N_2	78
Sauerstoff	O_2	21
Argon	Ar	0,93
Kohlendioxid	CO_2	0,040 (2005)
Neon	Ne	0,0018
Helium	He	0,00052
Methan	CH_4	0,00018 (2005)
Krypton	Kr	0,00011
Distickoxid	N_2O	0,000032 (2005)
Xenon	Xe	0,0000087

Der Grund für das permanente Dipolmoment des Wasserdampfs ist die natürliche Polarität des Wassermoleküls (Abbildung 5.2): Die Wasserstoffatome sind in einem Winkel von 104,45° angeordnet. Die Geometrie bewirkt in Verbindung mit den zwei freien Valenzelektronenpaaren auf der Seite des Sauerstoffatoms (O) negative Polarität (δ^-) und auf der Seite der Wasserstoffatome (Protonen, H) positive Polarität (δ^+).

Für den gesamten oder totalen Druck der Troposphäre gilt:

$$p = p_d + p_w \ . \tag{5.7}$$

Die Kompressionsfaktoren Z_d, Z_w (5.6) beschreiben die Abweichungen der trockenen bzw. feuchten Troposphärenbestandteile im Bezug auf das Verhalten eines idealen Gases. Eine empirische Berechnungsmöglichkeit für die Kompressionsfaktoren kann wiederum Thayer [1974] entnommen werden:

$$Z_d^{-1} = 1 + p_d \cdot \left(57{,}90 \cdot 10^{-8} \cdot \left(1 + 0{,}52/T\right) - 9{,}4611 \cdot 10^{-4} \cdot t/T^2\right), \tag{5.8}$$

$$Z_w^{-1} = 1 + 1650 \cdot \left(p_w/T^3\right) \cdot \left(1 - 0{,}01317 \cdot t + 1{,}75 \cdot 10^{-4} \cdot t^2 + 1{,}44 \cdot 10^{-6} \cdot t^3\right), \tag{5.9}$$

worin t die Temperatur in °C und T (°K) die absolute Temperatur bezeichnen. Die empirischen Brechungskonstanten k_1, k_2, k_3, wurden von verschiedenen Autoren bestimmt [Bevis et al., 1994; Rüeger, 2002a; Rüeger, 2002b].

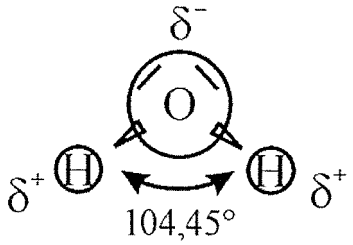


Abb. 5.2 Geometrie des Wassermoleküls

Die gesamte Veränderung des Signals durch die Troposphäre ergibt sich zu

$$\Delta L = 10^{-6} \cdot \left(\int_s N_d ds + \int_s N_w ds \right) + \Delta L_s \ . \tag{5.10}$$

Die Strahlkrümmung ΔL_s (m) nimmt mit der Elevation ab und beträgt im Zenit Null. Sie wird mit dem trockenen Anteil der Refraktion berücksichtigt, was als hydrostatischer Anteil bezeichnet wird. Ein Ansatz für die Berechnung kann beispielsweise Böhm und Schuh [2003] entnommen werden. Die Verlangsamung ist ebenso von der Länge des Weges durch die Troposphäre und damit von der Elevation abhängig. Zur Darstellung von (5.10) wird daher gewöhnlich ein empirischer Ansatz in Abhängigkeit der Elevation herangezogen, die sogenannte Projektionsfunktion (*mapping function*, MF).

5.2 Projektionsfunktionen

Gleichung (5.10) kann durch einen zusammengesetzten Ausdruck der Form

$$\Delta L = MF_h(\varepsilon) \cdot ZHD + MF_w(\varepsilon) \cdot ZWD \tag{5.11}$$

genähert werden, wobei azimutale Asymmetrien vernachlässigt werden. Die Projektionsfunktionen beschreiben die Abhängigkeit des troposphärischen Einflusses vom Elevationswinkel ε. Die allgemeine Form moderner Projektionsfunktionen ist die fortgesetzte Bruchform (*continued fraction form*):

$$MF(\varepsilon) = \cfrac{1 + \cfrac{a}{1 + \cfrac{b}{1 + c}}}{\sin(\varepsilon) + \cfrac{a}{\sin(\varepsilon) + \cfrac{b}{\sin(\varepsilon) + c}}} \ , \tag{5.12}$$

die von Herring [1992] eingeführt wurde. Die Projektionsfunktion ist dabei durch die drei Koeffizienten a, b und c eindeutig bestimmt. In Analogie zu Gleichung (5.10) folgt die Darstellung mit Projektionsfunktionen der Aufteilung in einen hydrostatischen und einen feuchten Anteil. Die Trennung erlaubt es, jeweils eine Projektionsfunktion an die hydrostatischen Eigenschaften der Troposphäre bzw. an die Eigenschaften der feuchten Bestandteile (Wasserdampf) anzupassen. Eine Beschreibung der Projektionsfunktionen liegt mit den Arbeiten von Böhm [2004] und Mendes [1999] vor, deshalb soll hier auf eine ausführlichere Darstellung verzichtet werden. Tabelle (5.2) fasst die Eingangsparameter einiger moderner Projektionsfunktionen und die zugehörigen Referenzen zusammen. Wie verschiedene Arbeiten gezeigt haben, beispielsweise von Tesmer et al. [2007], ist die verbesserte Wiener Projektionsfunktion VMF1 die derzeit genaueste Projektionsfunktion und kann für globale und regionale Anwendungen über die gesamte Beobachtungsgeschichte der geodätischen Raumverfahren, die Mikrowellensignale beobachten, empfohlen werden.
Die Summe der zenitalen hydrostatischen (ZHD) und der zenitalen feuchten Laufzeitverzögerung (ZWD) ergibt die totale Signalverzögerung in Zenitrichtung (m)

$$ZTD = ZHD + ZWD \ , \tag{5.13}$$

die mit Hilfe einer totalen Projektionsfunktion MF_t auch direkt bestimmt werden kann, siehe z. B. Böhm et al. [2006b]. Diese Vorgehensweise wird jedoch in der VLBI-Auswertung kaum mehr eingesetzt, da sie im Vergleich zur Verwendung eines hydrostatischen und eines feuchten Anteils für die Bestimmung von ΔL als signifikant ungenauer erachtet wird.

Tab. 5.2 Eingangsgrößen und Referenzen einiger moderner Projektionsfunktionen
Verwendete Abkürzungen:
doy: day of year, φ: Breite, H: orthometrische Höhe, z200: geopotentielle Höhe der 200 hPa Druckfläche, $MF_w(3)$: Relation der Laufzeitverzögerung bei ε = 3,3° zur zenitalen Laufzeitverzögerung

Projektionsfunktion	Koeffizienten		Referenz
	hydrostatische	feuchte	
NMF	doy, φ, H	φ	Niell [1996]
IMF	z200, φ, H	$MF_w(3)$, H	Niell [2000]
VMF	a (Strahlverfolgung), b und c (IMF), H	a (Strahlverfolgung), b und c (NMF)	Böhm und Schuh [2003], Böhm und Schuh [2004]
VMF1	a (Strahlverfolgung), b und c (empirisch), H	a (Strahlverfolgung), b und c (empirisch)	Böhm et al. [2006b]
GMF	a (Strahlverfolgung), b und c (VMF1), H	a (Strahlverfolgung), b und c (VMF1)	Böhm et al. [2006a]

5.3 Troposphärisches Modell

Das gesamte troposphärische Modell mit Berücksichtigung azimuthaler Asymmetrien besteht aus einem hydrostatischen und einem feuchten Anteil

$$\begin{aligned}\Delta L(\varepsilon,\alpha) &= \Delta L_h(\varepsilon,\alpha) + \Delta L_w(\varepsilon,\alpha) = \\ &MF_h(\varepsilon)\cdot ZHD + MF_g(\varepsilon)\left[GN_h\cdot\cos(\alpha) + GE_h\cdot\sin(\alpha)\right] + \\ &+ MF_w(\varepsilon)\cdot ZWD + MF_g(\varepsilon)\left[GN_w\cdot\cos(\alpha) + GE_w\cdot\sin(\alpha)\right],\end{aligned} \tag{5.14}$$

mit

ΔL (m)	Signalverzögerung (*signal delay*) in Beobachtungsrichtung (*line of sight*) an einer Station
ΔL_h (m)	hydrostatischer Anteil von ΔL
ΔL_w (m)	feuchter Anteil von ΔL
ε (Winkelmaß)	Elevationswinkel der Beobachtung
α (Winkelmaß)	Azimut der Beobachtung
$MF_{h,w}$	hydrostatische (h) bzw. feuchte (w) Projektionsfunktion
$MF_g(\varepsilon) = GMF_w\cdot\cot(\varepsilon)$	Gradientenprojektionsfunktion, entspricht in OCCAM dem Produkt aus der globalen feuchten Projektionsfuntion [Böhm et al., 2006a] und dem Kotangens der Elevation
ZHD (m)	hydrostatische zenitale Signalverzögerung
ZWD (m)	feuchte zenitale Signalverzögerung
GN_h, GE_h (m)	hydrostatischer Gradient in Nord-Süd- (N), bzw. Ost-West- (E) Richtung
GN_w, GE_w (m)	feuchter Gradient in Nord-Süd- (N), bzw. Ost-West- (E) Richtung

und soll im Folgenden näher erläutert werden.

5.3.1 Hydrostatische zenitale Laufzeitverzögerung

Über die allgemeine Zustandsgleichung der trockenen Luft [Böhm, 2004]

$$p_d = \rho_d \cdot R_d \cdot T \cdot Z_d = \rho_d \cdot \frac{R}{M_d} \cdot T \cdot Z_d \tag{5.15}$$

kann der trockene Anteil N_d in Gleichung (5.6) umgeformt werden [Davis et al., 1985]:

$$N_d = k_1 \frac{R}{M_d} \rho \ . \tag{5.16}$$

Durch die Umformung gelingt es, den Ausdruck unabhängig vom weniger genau bekannten Mischungsverhältnis, d. h. vom Partialdruck der trockenen bzw. feuchten Luftbestandteile p_d, p_w, darzustellen. Unter der Bedingung des hydrostatischen Gleichgewichts

$$\frac{dp}{dh} = -\rho(h)g(h) \tag{5.17}$$

kann Gleichung (5.16) integriert werden:

$$ZHD = 10^{-6} \cdot k_1 \frac{R}{M_d} \cdot \int_{H_{VLBI}}^{\infty} \rho(h)dh = 10^{-6} \cdot k_1 \frac{R}{M_d} \frac{p}{g_m} \ , \tag{5.18}$$

worin p den Luftdruck am IVP, H_{VLBI} die orthometrische Höhe des IVP und

$$g_m = \frac{\int_{H_{VLBI}}^{\infty} \rho(h)g(h)dh}{\int_{H_{VLBI}}^{\infty} \rho(h)dh} \tag{5.19}$$

näherungsweise die wirksame gravitative Beschleunigung am Massenmittelpunkt der vertikalen Luftsäule über dem IVP bezeichnet. Saastamoinen [1972] gibt einen Ausdruck für die praktische Berechnung dieser Beschleunigung g_m ($m \cdot s^{-2}$) an:

$$g_m = 9{,}8062 \cdot (1 - 0{,}00265 \cdot \cos(2\varphi) - 0{,}00031 \cdot H_m) \ , \tag{5.20}$$

wobei die Höhe des Massenschwerpunktes der Atmosphäre H_m (Skalenhöhe) in km einzusetzen ist. Saastamoinen [1972] berechnet diese Höhe unter Verwendung eines einfachen Modells mittlerer Atmosphärenbedingungen zu

$$H_m = 0{,}9H + 7{,}3\,km \ . \tag{5.21}$$

Ersetzt man H_m in (5.20) durch den empirischen Ausdruck von Saastamoinen (5.21) und fügt den erhaltenen Term in Gleichung (5.18) ein, so ergibt sich die Gebrauchsformel für die Berechnung der zenitalen hydrostatischen Signalverzögerung:

$$ZHD = \frac{0{,}0022768 \cdot p}{1 - 0{,}00266 \cdot \cos(2\varphi) - 0{,}00028 \cdot H}\ , \qquad (5.22)$$

worin p (hPa) den Luftdruck, φ (Winkelmaß) die geozentrische Breite und H (km) die orthometrische Höhe, d. h. die Höhe über dem Geoid bezeichnen. Alle Größen in (5.22) beziehen sich auf den invarianten Punkt (IVP). Dieser Ausdruck (5.22) wird auch in den IERS Konventionen (2003) [IERS, 2004] angegeben.

Da der a priori Anteil mit der hydrostatischen Projektionsfunktion MF_h projiziert wird (4.111), muss dieser Anteil exakt der zenitalen hydrostatischen Signalverzögerung entsprechen ($ZD_{apr} = ZHD$).

Um den Einfluss der Größen p, φ und H auf die Genauigkeit von ZHD zu beschreiben, sollen im Folgenden einige einfache Abschätzungen vorgenommen werden: Die geschätzten Zuschläge zu den a priori Stationskoordinaten betragen für gewöhnlich einige Millimeter bis Zentimeter, in seltenen Fällen mehrere Zentimeter. Auch eine besonders pessimistische Annahme einer Abweichung von 15 cm in H (bzw. entsprechend umgerechnet für φ), ergibt noch immer keinen signifikanten Einfluss auf ZHD. Davis et al. [1985] geben die geforderte Genauigkeit von H in Gleichung (5.22) zu 400 m an. Die Verwendung der ellipsoidischen Höhe h anstelle der orthometrischen Höhe H – die Abweichung beträgt maximal etwa 100 m – führt demzufolge ebenfalls zu keiner signifikanten Veränderung von ZHD. Für die Breite und die Höhe können daher die a priori Stationskoordinaten als Näherungswerte verwendet werden, ohne dass die Genauigkeit von ZHD signifikant beeinträchtigt wird.
Die hydrostatische zenitale Signalverzögerung ZHD (m) hängt somit im Wesentlichen vom Luftdruck p (hPa) ab.
Gleicht der Luftdruck p in (5.22) nicht dem tatsächlichen Luftdruck am IVP, so ergeben sich Abweichungen der a priori Signalverzögerung von der hydrostatischen Signalverzögerung ($ZD_{apr} \neq ZHD$). Dadurch treten Fehler auf, die durch die Unterschiede zwischen der hydrostatischen und der feuchten Projektionsfunktion hervorgerufen werden. Angenommen, der in (5.22) verwendete Luftdruck weicht um 1 hPa vom tatsächlichen Luftdruck ab (dp = 1,0 hPa), so ergibt sich eine Änderung der a priori Signalverzögerung von dZD_{apr} = 2,3 mm. Bei einer Beobachtung unter der Elevation ε = 5° ist der Unterschied zwischen der hydrostatischen und der feuchten Projektionsfunktion beispielsweise an der Station GILCREEK dMF = 0,64. Für die totale Signalverzögerung in Beobachtungsrichtung ergibt sich dadurch eine Abweichung von dL = 1,5 mm. Der Stationshöhenfehler beträgt ungefähr 20% der Abweichung der totalen Signalverzögerung [Schuh et al., 2007], im Beispiel dh = 0,3 mm.
Diese einfache Abschätzung zeigt, dass eine relativ geringe Abweichung des verwendeten Luftdrucks vom tatsächlichen Luftdruck am IVP von einigen hPa Stationshöhenfehler im Millimeterbereich verursachen kann. Auf die absolute Genauigkeit der verwendeten Luftdruckwerte muss daher größter Wert gelegt werden. Ist der Luftdruck am IVP nicht auf wenige hPa genau bekannt, so kann der Fehler auch nicht durch die Schätzung der totalen Signalverzögerung mit Hilfe einer totalen Projektionsfunktion vermieden werden, da diese Vorgehensweise in jedem Fall ungenauer ist.

5.3.1.1 Datengrundlagen für den Luftdruck

Die absolute Genauigkeit der verwendeten Luftdruckdaten ist für die Korrektur der a priori Signalverzögerung und damit für die Bestimmung des Wasserdampfes mittels VLBI von entscheidender Bedeutung. Für eine exakte Trennung der hydrostatischen und feuchten Signalverzögerungen müssen daher absolut genaue Luftdruckwerte an den Stationen zur Verfügung stehen. An den VLBI-Stationen werden seit Beginn der regelmäßigen Beobachtungen parallel meteorologische Zustandsgrößen aufgezeichnet, darunter der Luftdruck. Dieser Umstand ermöglicht erst die genaue Bestimmung der feuchten troposphärischen Laufzeitverzögerung.

5.3.1.1.1 In situ Luftdruckregistrierungen

An den VLBI-Stationen wird der Luftdruck während der Beobachtung kontinuierlich durch lokale (in situ) Messungen meteorologischer Sensoren aufgezeichnet. Der Luftdruck wird aus den Registrierungen zur Epoche der VLBI-Beobachtung interpoliert und in den Beobachtungsfiles abgelegt (z. B. NGS-Format, card #6).
Die Druckmessungen beziehen sich zunächst auf die Position des Drucksensors und müssen auf den IVP bezogen werden. Dabei wird lediglich der Höhenunterschied korrigiert, der horizontale Abstand findet keine Berücksichtigung, was bei Entfernungen bis etwa 20 km statthaft ist [Haimberger, pers. Komm.]. Unter der Annahme einer hydrostatischen, polytropen Atmosphäre mit linearem Temperaturverlauf kann der bei H_0 gemessene Luftdruck auf die Referenzhöhe H umgerechnet werden:

$$p = p_0 \cdot \left(1 - \frac{\gamma(H - H_0)}{T_0}\right)^{\frac{g}{R_L \gamma}}, \tag{5.23}$$

mit

p, p_0 (hPa)	Luftdruck bezogen auf die Höhe H, bzw. H_0
$g\ (m \cdot s^{-2})$	Schwerebeschleunigung
H, H_0 (m)	orthometrische Höhen
$R_L \approx 287{,}058\ (kg \cdot m^2 \cdot s^{-2})$	spezifische Gaskonstante der Luft
T_0 (°K)	absolute Temperatur bei H_0.

Die Schwerebeschleunigung kann in diesem Ausdruck für geringe Höhenunterschiede als konstant angenommen werden [Kraus, 2004]. Für größere Höhrndifferenzen kann der Ausdruck

$$g = g(H,\varphi) = 9{,}8063\left(1 - 10^{-7} H\right)\left(1 - 0{,}0026373\cos(2\varphi) + 5{,}9 \cdot 10^{-6}\cos^2(2\varphi)\right) \tag{5.24}$$

herangezogen werden, worin φ (Winkelmaß) die geozentrische Breite der Station bezeichnet.
Da die Temperatur im Allgemeinen mit der Höhe abnimmt, der Temperaturgradient (*temperature lapse rate*) beträgt etwa $\gamma = -0{,}65$ °K pro 100 m, wird eine mittlere Temperatur zwischen den Höhen H und H_0 eingesetzt.
Um zusätzlich die Feuchte der Luft zu berücksichtigen, kann anstelle der absoluten Temperatur die sogenannte virtuelle Temperatur verwendet werden:

$$T_v = T \cdot \left(1 + \frac{0{,}378}{p} \cdot 6{,}107 \cdot 10^{\frac{7{,}5 T_d}{235 + T_d}}\right), \tag{5.25}$$

wobei der Taupunkt T_d (°K) über einen Zusammenhang mit dem Sättigungsdampfdruck e_0 (hPa)

$$T_d = \vartheta_d + 273{,}15(°K) = \frac{241{,}2 \cdot [\ln(e_0) - \ln(6{,}11213)]}{17{,}5043 - [\ln(e_0) - \ln(6{,}11213)]} + 273{,}15(°K) \tag{5.26}$$

abgeleitet werden kann, der wiederum eine Funktion der Temperatur t (°C) ist:

$$e_0 = \exp\left[2{,}3026 \cdot \left(\frac{17{,}27 \cdot t}{237{,}7\ °C + t} + 0{,}7858\right)\right]. \tag{5.27}$$

Die Temperatur t (°C) liegt neben der relativen Feuchte rH (%) ebenfalls in Form von in situ Messungen an den Stationen vor.
Mit p_0 = 1000 hPa, T = 293,15 °K und g = 9,81 $m \cdot s^{-2}$ ergibt sich beispielsweise bei einem Höhenunterschied von $\Delta H = H - H_0$ = 10 m eine Abnahme des Luftdrucks von $\Delta p = p - p_0 = -1{,}17$ hPa. Für die meisten an den VLBI-Stationen verwendeten Drucksensoren wird eine Genauigkeit von 0,3 hPa (oder besser) angegeben. Danach ergibt sich eine Genauigkeit des hydrostatischen Anteils ZHD von etwa 0,7 mm. Diese Genauigkeit gilt allerdings nur für eine fehlerfreie, kalibrierte Einzelmessung des Luftdrucks mit fehlerfreier Umrechnung auf den IVP.

5.3.1.1.2 Luftdruckdaten aus numerischen Wettermodellen

Sind keine Luftdruckmessungen an einer Station vorhanden, so können die Luftdruckwerte aus einem numerischen Wettermodell (NWM), beispielsweise der 40-Jahre-Reanalyse ERA-40 [Uppala et al., 2005] des Europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersagen (ECMWF) entnommen werden. Die Druckwerte im ERA-40 Modell sind in einem Gitter (*grid*) mit einer horizontalen Auflösung von 2,5° x 2,5° in 60 Druckniveauflächen zwischen 0,1 und 1000 hPa gegeben.
Für die Berechnung der am IGG (Institut für Geodäsie und Geophysik, TU Wien) zur Verfügung stehenden Druckwerte werden 15 der 60 Druckflächen zwischen 10 und 1000 hPa herangezogen. Am Äquator entspricht die horizontale Auflösung einem Abstand der Gitterpunkte von etwa 280 km. Die zeitliche Auflösung beträgt sechs Stunden. Um für eine Beobachtung einen Luftdruck aus dem NWM zu erhalten, muss horizontal, vertikal und zeitlich interpoliert werden. Horizontal wird in der Regel bilinear interpoliert, wobei vier Gitterpunkte, entsprechend ihrem Abstand zur Station gewichtet, beitragen. Alternativ können für jede Station die Werte des jeweils nächstgelegenen Gitterpunktes herangezogen werden. Für die vertikale Interpolation des Druckes wird meist Gleichung (5.23) oder ein vergleichbarer Ausdruck verwendet. Die zeitliche Interpolation kann linear erfolgen. Bei der vertikalen Interpolation ist darauf zu achten, dass sich die Höhen der Druckflächen wiederum auf das Geoid beziehen, während die a priori Stationshöhen als ellipsoidische Höhen vorliegen. Würden die unterschiedlichen Höhensysteme nicht berücksichtigt, so ergäben sich konstante systematische Abweichungen zwischen den in situ Luftdruckwerten und den interpolierten Druckwerten. Der ERA-40 Datensatz umfasst den Zeitraum 1957 bis Ende 2001, danach werden am IGG die Druckwerte den operationellen Analysedaten des ECMWF, die mit derselben Auflösung vorliegen, entnommen. Für die Berechnung der am IGG zur Verfügung stehenden Druckwerte werden ab 26.8.2003 21 Druckflächen verwendet; gleichzeitig ist ab diesem Datum die horizontale Auflösung auf etwa 0,28° x 0,28° verfeinert. Neben den Druckwerten können auch andere meteorologische Parameter, beispielsweise Temperatur und relative Feuchte, dem Wettermodell entnommen werden. Die Interpolation dieser meteorologischen Parameter erfolgt größtenteils analog dem Luftdruck. Das vertikale Temperaturverhalten wird allerdings nicht über einen exponentiellen Zusammenhang, sondern durch den linearen Temperaturgradienten γ dargestellt. Neben dem ECMWF bietet beispielsweise das amerikanische Zentrum für Umweltvorhersagen NCEP mit der NCEP/NCAR-Reanalyse [NCEP/NCAR, 2008] ein weiteres globales NWM an [Kalnay et al., 1996]. Einzelne meteorologische Parameter der verschiedenen Wettermodelle können teilweise signifikant voneinander abweichen [Salstein, pers. Komm.].

5.3.1.1.3 Luftdruckdaten aus empirischen meteorologischen Modellen

Modellhafte Luftdruckwerte können von in situ Luftdruckdaten erheblich abweichen. Die standardmäßige Verwendung solcher Modelle für die Bestimmung der a priori Laufzeitverzögerung (Gleichung 5.22) kann im Allgemeinen nicht empfohlen werden. In diesem Abschnitt sollen zwei meteorologische Modelle vorgestellt werden, die in der Geodäsie Anwendung finden.

5.3.1.1.3.1 Atmosphärenmodell von Berg

In der Berner GPS Software v. 5.0 [Dach et al., 2007] wird das meteorologische Modell von Berg [1948] herangezogen, welches Zusammenhänge zwischen dem Luftdruck p (hPa), der Temperatur t (°C) und der relativen Feuchte rH (%) in Abhängigkeit von der ellipsoidischen Höhe h (m) annimmt:

$$\begin{aligned} p(h) &= p(h_0)\cdot\left[1-0{,}0000226\cdot(h-h_0)\right]^{5{,}225}\ , \\ t(h) &= t(h_0)-0{,}0065\cdot(h-h_0)\ , \\ rH(h) &= rH(h_0)\cdot\exp\left[-0{,}0006396\cdot(h-h_0)\right]\ . \end{aligned} \tag{5.28}$$

Die Referenzwerte auf dem Ellipsoid ($h_0 = 0$) sind dabei durch

$$\begin{aligned} p(h_0) &= 1013{,}25\ \text{hPa}\ , \\ t(h_0) &= 18\ °\text{C}\ , \\ rH(h_0) &= 50\ \%\ . \end{aligned} \tag{5.29}$$

gegeben. Insbesondere in größeren Höhen und hohen südlichen Breiten weichen die modellhaften Druckwerte erheblich vom tatsächlichen Luftdruck ab [Böhm et al., 2007]. Das Berg-Modell sollte für die Bestimmung der hydrostatischen Laufzeitverzögerung (Gleichung 5.22) nur verwendet werden, wenn keine anderen Datensätze für den Luftdruck zur Verfügung stehen.

5.3.1.1.3.2 GPT-Modell

Für die Anwendung in der Geodäsie entwickelten Böhm et al. [2007] ein globales Druck- und Temperaturmodel GPT (*Global Pressure and Temperature*). Im Modell werden ein konstanter Anteil a_c sowie ein saisonales Signal mit jährlicher Periode und der Amplitude a_{annu} berücksichtigt:

$$a = a_c + a_{annu}\cdot\cos\left(2\pi\cdot\frac{doy-28}{365{,}25}\right)\ . \tag{5.30}$$

Die Variable doy (*day of the year*) gibt dabei die Epoche der Beobachtung als Dezimalzahl in Tagen an, wobei das Jahr aufgrund der Periodizität keine Rolle spielt. Die Koeffizienten sind mit der Kleinsten-Quadrate-Methode aus ECMWF-Daten über drei Jahre (September 1999 bis August 2002) geschätzt und jeweils für Druck und Temperatur auf dem Geoid in Form einer Kugelfunktionsentwicklung bis Grad und Ordnung m = n = 9 gegeben. Die Abweichungen des Geoids vom Referenzellipsoid werden ebenfalls berücksichtigt, dafür werden Korrekturen aus dem Geoidmodel EGM96 [Lemoine et al., 1998] herangezogen. Für die Berechnungen können in diesem Modell die a priori ellipsoidischen Stationskoordinaten eingesetzt werden.

5.3.1.2 Homogenität der Druckwerte

Betrachtet man die Luftdruckwerte nicht über kurze Zeitabschnitte, sondern über längere Zeiträume von einigen Jahren oder über die Dauer der gesamten VLBI-Beobachtungsgeschichte von etwa 25 Jahren, so stellt sich die Frage nach der Homogenität bzw. Inhomogenität der meteorologischen Zeitreihen. Unter der Inhomogenität einer Zeitreihe versteht man Abweichungen (z.B. Sprünge oder Trends), die nicht einer klimatischen Veränderung, sondern fehlerhaften Einflüssen zugeschrieben werden. Die häufigsten Inhomogenitäten sind Sprünge bzw. Brüche, beispielsweise hervorgerufen

durch Kalibrierung, Austausch oder Ortswechsel eines meteorologischen Sensors. Auch der Trend kann infolge von Inhomogenitäten verfälscht sein. Beispiele wären die lokale Zunahme der Temperatur durch Verstädterung (Urbanisierung) oder das Wachsen von Vegetation in der Nähe der meteorologischen Messstation. Inhomogenitäten können nicht nur in beobachteten Messreihen auftreten, sondern auch in numerischen Wettermodellen, in die eine große Zahl verschiedener Beobachtungen einfließt. Trotz der hohen Sorgfalt, die für gewöhnlich bei der Erstellung der Reanalysen angewendet wird, können Inhomogenitäten beispielsweise durch neu hinzukommende Beobachtungsverfahren auftreten.
Die Druckwerte im ERA-40 werden während der gesamten Dauer (1957 bis 2001) aus synoptischen Oberflächenmessungen an Land und an Bord von Schiffen auf See gewonnen. Ab 1979 kommen an Bojen registrierte globale Luftdruckmessungen hinzu. Die Druckwerte im ERA-40 werden ab 1979 als sehr homogen angesehen [Uppala et al., 2008]. 2002 erfolgt bei den vom IGG aus ECMWF realisierten Druckreihen der Übergang vom ERA-40 zu den operationellen Analysedaten des ECMWF und am 26.8.2003 eine Erhöhung der räumlichen Auflösung. In den Zeitreihen konnten zu beiden Zeitpunkten keine Inhomogenitäten festgestellt werden.

Die Druckmessreihen an den VLBI-Stationen weisen eine erhebliche Anzahl teilweise signifikanter Sprünge und Trends auf. Für die Bestimmung konsistenter Zeitreihen von Troposphärenparametern müssen die in situ Luftdruckwerte daher homogenisiert werden. Für die Homogenisierung kommen grundsätzlich drei Verfahren in Frage:

(i) Liegen ausreichend Metadaten vor, so können mögliche Inhomogenitäten anhand der Aufzeichnungen rekonstruiert und aufgedeckt werden.
(ii) Ist dies nicht der Fall, d. h. liegen keine oder nur unzureichende Daten über die meteorologischen Sensoren vor, so sind statistische Verfahren heranzuziehen.
(iii) Bestenfalls kann eine kombinierte Vorgehensweise beider Verfahren eingesetzt werden.

Im Falle der meteorologischen Sensoren an den VLBI-Stationen wurden Versuche unternommen, Metadaten zu beschaffen. Die Metadaten sind jedoch nicht für alle Stationen der VLBI-Beobachtungshistorie und nicht in genügender Qualität vorhanden, um ohne statistische Verfahren auszukommen. Die Homogenisierung wurde daher mit dem *Standard Normal Homogeneity Test* (SNHT) nach Alexandersson [Tuomenvirta und Alexandersson, 1996] durchgeführt. SNHT ist ein Hypothesentest, siehe z. B. Koch [1997], und unterscheidet zwei Hypothesen: Die Nullhypothese H_0 besagt die Zeitreihe ist homogen. Für die Alternativhypothese H_1 kommen verschiedene Ansätze in Frage, je nach dem welche Inhomogenitäten in der Zeitreihe vermutet werden. Es können beispielsweise ein oder mehrere Sprünge, ein oder mehrere Trends oder ein gemischter Ansatz gewählt werden. Für den Hypothesentest wird für jede Station, an der der Luftdruck auf Homogenität geprüft werden soll, mindestens eine Referenzzeitreihe benötigt. Voraussetzung für die Referenzzeitreihen ist deren Homogenität. Für die global verteilten VLBI-Stationen bieten sich Druckwerte aus einem globalen numerischen Wettermodel an. Heinkelmann et al. [2005] haben als Referenzzeitreihen interpolierte Werte aus ECMWF-Daten herangezogen.
SNHT beruht auf den Differenzen zwischen der zu prüfenden Zeitreihe p_i und der Referenzzeitreihe $(p_0)_i$:

$$q_i = p_i - (p_0)_i \quad . \tag{5.31}$$

Die Differenzenzeitreihe q_i wird standardisiert, d. h. ihr Mittelwert wird abgezogen und die Elemente der Zeitreihe werden durch die Standardabweichung der Zeitreihe geteilt:

$$z_i = \frac{q_i - \bar{q}}{\sigma_q} \quad . \tag{5.32}$$

Dabei ist darauf zu achten, dass keine Ausreißer in der Zeitreihe vorkommen, da sowohl Mittelwert als auch Standardabweichung durch Ausreißer signifikant verfälscht werden können. Eventuell muss mit einer Ausreißersuche, z. B. data snooping, die Zeitreihe vorher bereinigt werden. Mit den standardisierten Differenzenzeitreihen z_i lassen sich nun die Hypothesen beispielsweise für den Fall der Alternativhypothese mit einem Sprung aufstellen:

$$\begin{aligned} H_0: &\quad z_i \in N(0;1) \quad i \in \{1, 2, ..., n\}; \\ H_1: &\quad \begin{cases} z_i \in N(\bar{z}_1;1) & i \in \{1, 2, ..., a\}, \\ z_i \in N(\bar{z}_2;1) & i \in \{a+1, ..., n\}. \end{cases} \end{aligned} \tag{5.33}$$

Der Nullhypothese H_0 liegt die Annahme zugrunde, dass die Differenzenzeitreihe z_i standardnormalverteilt ist, d. h. die Population besitzt die Standardnormalverteilung $N(0; 1)$ als Verteilungsfunktion. Die Alternativhypothese sieht zwei Mittelwerte $\bar{z}_1, \bar{z}_2$ für die Differenzenzeitreihe vor, von denen der erste bis Element a und der zweite von Element a+1 bis zum Ende der Zeitreihe n gelten. Sowohl die Mittelwerte, als auch die Variable a und damit der Zeitpunkt des Bruches sind zunächst unbekannt und müssen bestimmt werden. Um eine objektive Entscheidung zwischen H_0 und H_1 treffen zu können, wird eine entsprechende Testgröße T definiert:

$$T(a) = a \cdot \bar{z}_1^2 + (n-a) \cdot \bar{z}_2^2 \ , \tag{5.34}$$

die von der Variablen a abhängt. Darin sind die Mittelwerte bis einschließlich Element a bzw. der Elemente nach a bis n zu

$$\bar{z}_1 = \sum_{i=1}^{a} z_i \Big/ a \ , \tag{5.35}$$

$$\bar{z}_2 = \sum_{i=a+1}^{n} z_i \Big/ (n-a-1) \tag{5.36}$$

gegeben. Die Testgröße summiert die quadratischen Abweichungen bezüglich der beiden Mittelwerte auf. An der Stelle i = a, an der die Testgröße T ihr Maximum hat

$$T(a) = \max[T(i)] \ ; \ \ i \in \{1, 2, ..., n\} \ , \tag{5.37}$$

befindet sich der größtmögliche Bruch. Ob die identifizierte Stelle tatsächlich ein Bruch der Zeitreihe ist, muss in einem weiteren Schritt überprüft werden. Eine zuverlässige Überprüfung wäre nun beispielsweise dadurch gegeben, dass in den Metadaten zu einem Zeitpunkt zwischen der Zeit des Elements a und des Elements (a+1) eine entsprechende Aufzeichnung vorhanden wäre, die auf einen Sprung hindeutet, wie etwa eine Kalibrierung o. Ä. Ohne entsprechende Metadaten müssen wiederum statistische Methoden zur Überprüfung herangezogen werden. Ein Signifikanztest, der das Maximum der Testgröße mit einem Signifikanzniveau vergleicht, wäre denkbar. Dafür müsste im Vorfeld ein entsprechendes Signifikanzniveau, beispielsweise anhand von Trainingsdaten bestimmt werden. Eine weitere Methode besteht darin, nicht die Testgröße, sondern die Größe des identifizierten Sprungs als Kriterium heranzuziehen

$$dz = \bar{z}_1 - \bar{z}_2 \ . \tag{5.38}$$

Mit dieser Methode ist es möglich, Sprünge zu berücksichtigen, die eine gewisse Mindestgröße, beispielsweise $|dz| \geq 2$ hPa erfüllen.

SNHT liefert die folgenden Ergebnisse: (i) Zeitpunkt des Sprungs, das ist der Zeitpunkt zwischen Element a und Element (a+1), (ii) Größe und Vorzeichen des Sprungs (5.38) und (iii) Signifikanz des Sprungs.
Um den Sprung zu beheben, sind verschiedene Vorgehensweisen denkbar: Sollte einer der beiden Mittelwerte als zuverlässiger eingestuft werden, so kann (i) der unzuverlässigere Mittelwert an diesen angepasst werden. Wird keiner der Mittelwerte als zuverlässiger erachtet, so kann (ii) die gesamte Zeitreihe an das gemeinsame Mittel angepasst werden. Soll die Zeitreihe durch zukünftige Messungen fortgesetzt werden, so wird oftmals (iii) der ältere an den aktuellen Mittelwert angepasst, damit die Zeitreihe und die hinzukommenden Werte keinen weiteren Sprung erzeugen.
Befinden sich weitere Sprünge in der Zeitreihe, so können diese entweder durch eine Erweiterung der Alternativhypothese auf mehrere Sprünge oder durch sukzessive Anwendung der Ein-Sprung-Variante gefunden werden. Wird die Alternativhypothese auf mehrere Sprünge erweitert, so wächst der Rechenaufwand erheblich: Jeder modellierte Sprung bedeutet eine Multiplikation der Anzahl der zu berechnenden Testgrößen mit n, der Länge der Zeitreihe. Das iterative Vorgehen hat also im Hinblick auf den Rechenaufwand einen gewissen Vorteil. Ein Nachteil wäre allerdings, dass die Präsenz zweier Sprünge im ungünstigen Fall die Signifikanz des Tests auf einen Sprung vermindern und somit die Inhomogenität maskieren kann.
Im praktischen Vorgehen sollte die Differenzenzeitreihe auch im Hinblick auf die vorher angesprochene Ausreißersuche visuell inspiziert werden. Hypothesen und Testgrößen für die Modellierung einfacher Inhomogenitäten sind von Tuomenvirta und Alexandersson [1996] übersichtlich zusammengestellt worden.
Der iterative SNHT mit der Ein-Sprung-Variante als Alternativhypothese wurde von Heinkelmann et al. [2005] auf die Luftdruckmessreihen der VLBI-Stationen angewendet. Alle signifikanten Sprünge und Trends wurden dabei berücksichtigt.

5.3.2 Gradientenmodelle

Mit dem Gradientenmodell von MacMillan [1995] ist es nicht von Bedeutung, ob die hydrostatische oder die feuchte Projektionsfunktion für die Schätzung der Gradienten verwendet wird. Demzufolge können mit der Projektionsfunktion auch totale Gradienten geschätzt werden (siehe Abschnitt 4.4.6).
Die a priori Gradienten werden meistens zu Null gesetzt ($GN_{apr} = GE_{apr} = 0$), entsprechend werden dann totale Gradienten im Zuge der Parameterschätzung bestimmt.
Aus dem numerischen Wettermodell GEOS-1 (*Goddard Earth Observing System*) [Schubert et al., 1993] des DAO (*Data Assimilation Office*) am GSFC wurden von MacMillan und Ma [1998] a priori Gradienten bestimmt. Diese a priori Gradienten berücksichtigen hydrostatische und feuchte Anteile und stellen somit totale a priori Gradienten dar. Aufgrund der mittelstarken Korrelationen von durchschnittlich 0,6 zwischen den mit DAO bestimmten a priori Gradienten und den durch VLBI geschätzten Gradienten, wird bei Verwendung des DAO-Gradientenmodells ebenfalls empfohlen, weiterhin Verbesserungen (GN_{est}, GE_{est}) zu schätzen. Die DAO-Gradienten finden beispielsweise Berücksichtigung in der GSFC-Lösung 2003b und damit im VTRF2003 [Nothnagel, 2003].
Böhm und Schuh [2007] haben ebenfalls a priori Gradienten bestimmt. Dieses Modell wurde durch numerische Integration aus Daten des ECMWF erhalten. Die a priori Gradienten liegen allerdings erst seit Ende 2005 vor und können somit nicht für eine globale Reanalyse der gesamten VLBI-Daten herangezogen werden.
Die Verwendung von a priori Gradienten ungleich Null hat signifikanten Einfluss auf die geschätzten Deklinationen der Quellen [MacMillan und Ma, 1997, Tesmer, 2007], falls diese in der Ausgleichung mitbestimmt werden.

5.3.3 Feuchte zenitale Laufzeitverzögerungen

Gleichen die a priori Laufzeitverzögerungen den hydrostatischen Laufzeitverzögerungen (Gleichung 5.22), so können in der Parameterschätzung feuchte Laufzeitverzögerungen ZWD (m) bestimmt werden.

Die partiellen Ableitungen der Beobachtungen nach den Troposphärenparametern:

$$\frac{\partial \tau}{\partial ZD_w} = \frac{1}{c} \cdot MF_w(\varepsilon) \,, \tag{5.39}$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial GN_w} = \frac{1}{c} \cdot MF_w(\varepsilon) \cdot \cot(\varepsilon) \cdot \cos(\alpha) \,, \tag{5.40}$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial GE_w} = \frac{1}{c} \cdot MF_w(\varepsilon) \cdot \cot(\varepsilon) \cdot \sin(\alpha) \,, \tag{5.41}$$

hängen direkt von der gewählten feuchten Projektionsfunktion MF_w ab. Offensichtlich korrelieren die Signalverzögerung und die Gradienten stark. Die Projektionsfunktionen nehmen mit kleiner werdenden Elevationen zu. Tiefe Beobachtungen haben daher herausragende Bedeutung für die Bestimmung der Troposphärenparameter. Der Kotangens der Elevation in den partiellen Ableitungen nach den Gradienten verstärkt diesen Effekt zusätzlich, sodass die Gradienten erst bei niedrigen Elevationen effizient geschätzt werden können. Die Untergrenze für die Elevation (*elevation cutoff angle*) sollte daher bei der Zielsetzung der genauen Bestimmung der Troposphärenparameter möglichst klein gewählt werden, insbesondere wenn auch Gradienten geschätzt werden. Um tiefe Beobachtungen ($\varepsilon < 7°$) mit einbeziehen zu können, müssen entsprechend genaue Projektionsfunktionen vorliegen. Die Genauigkeit der Projektionsfunktionen nimmt im Allgemeinen bei kleineren Elevationen ab, in der Auswertung muss daher ein Kompromiss gefunden werden.
Als Alternative oder auch Ergänzung zur festen Elevationsuntergrenze können niedrige Beobachtungen herabgewichtet werden. Dafür stehen in OCCAM standardmäßig zwei Gewichtungsmodelle zur Verfügung: $\cos(\zeta)$ und $\cos^2(\zeta)$. Die Herabgewichtung erfolgt nicht für alle Beobachtungen, sondern nur für solche unterhalb einer beliebigen festen Grenze.

Die standardmäßige Parameterisierung der feuchten Laufzeitverzögerung ZWD sieht einen konstanten Term über die Dauer der Beobachtungssession in Verbindung mit der abschnittsweise stetigen linearen Funktion (PWLF) vor. Dieses Modell erlaubt eine flexible Anpassung an die teilweise erheblichen zeitlichen Variationen des Wasserdampfs bei Verwendung der Kleinsten-Quadrate-Methode. Im Vergleich zur Bestimmung lediglich eines konstanten Terms sind die Residuen signifikant kleiner [Ma et al., 1990]. Neben der Erhöhung der Anzahl der Parameter durch die PWLF werden dem Gleichungssystem zusätzlich Pseudobeobachtungen der Raten hinzugefügt. Die PWLF ist durch die Länge der Intervalle, in denen die Raten gelten und durch das Gewicht der Pseudobeobachtung der Raten festgelegt. In OCCAM können Zeitintervalle zwischen 30 min und der Dauer der Session ($\approx$ 24 h) gewählt werden. Eine höhere zeitliche Auflösung (< 30 min) wäre jedoch teilweise sinnvoll [Niell, pers. Komm.]. Die Gradienten werden meist als konstanter und linearer Term (Rate) oder nur als konstanter Term über die Dauer der Beobachtungssession jeweils mit Pseudobeobachtungen angesetzt. Eine höhere zeitliche Auflösung wäre theoretisch auch hier wünschenswert.
Die Parameterisierung ist zunächst durch die Wahl der zu bestimmenden Modellparameter gegeben, darüber hinaus wirken sich jedoch eine Vielzahl weiterer Einstellungen auf die Bestimmung der Troposphärenparameter aus (Analyseoptionen). So beispielsweise die Wahl der Methode der Ausreißersuche und der zugehörige *threshold value*. Aber auch die meisten Parameterisierungen und Modelle, die andere Parametergruppen betreffen, können aufgrund der Korrelationen zwischen den Parametern signifikanten Einfluss ausüben.

5.4 Bestimmung des Wasserdampfgehalts aus zenitalen feuchten Laufzeitverzögerungen

Die zenitalen feuchten Signalverzögerungen ZWD stehen mit dem ausfällbaren Wasser (*precipitable water*, PW) in direkt proportionalem Zusammenhang [Bevis et al., 1994]

$$PW = \Pi \cdot ZWD \ . \tag{5.42}$$

Der Proportionalitätsfaktor

$$\Pi = \frac{10^6}{\rho_{H_2O} R_{H_2O} \left[\left(k_3 / T_m \right) + k'_2 \right]} \ , \tag{5.43}$$

mit

$\rho_{H_2O} = 1000 \ (kg \cdot m^{-3})$ — Dichte von flüssigem Wasser

$R_{H_2O} = \frac{R}{M_{H_2O}} = 461{,}45 \ (J \cdot kg^{-1} \cdot {}^{\circ}K^{-1})$ — spezifische Gaskonstante von Wasserdampf [Hagemann et al., 2003]

k'_2, k_3 — empirische Refraktionskonstanten [Bevis et al., 1994; Rüeger 2002a; Rüeger, 2002b]]

$T_m = \frac{\int (p_w / T) dh}{\int (p_w / T^2) dh}$ — gewichtete mittlere Temperatur der Atmosphäre [Davis et al., 1985]

beträgt ungefähr 0,16 und besitzt keine Einheit. Nach Bevis et al. [1994] können die Dichte von Wasser und die spezifische Gaskonstante des Wasserdampfs als genau genug bekannt angenommen werden, so dass diese nicht für eine Bestimmung der Genauigkeit des Proportionalitätsfaktors berücksichtigt werden müssen. Die Refraktionskonstanten weisen gewisse Ungenauigkeiten, jedoch keine zeitlichen Variationen auf. Der limitierende Unsicherheitsfaktor für die Bestimmung von Π ist somit die mittlere Temperatur der Atmosphäre. Bevis et al. [1992] haben als Gebrauchsformel den linearen Zusammenhang mit der Temperatur an der Erdoberfläche aus etwa 8700 Radiosondenbeobachtungen über dem nordamerikanischen Kontinent abgeleitet:

$$T_m = 70{,}2 + 0{,}72T \ . \tag{5.44}$$

Während Rocken et al. [1995] und Duan et al. [1996] obigen Ausdruck (5.44) verwenden, zeigen Bevis et al. [1994] und Böhm [2004] Ungenauigkeiten dieses linearen Ansatzes auf und empfehlen für die Bestimmung von T_m Daten aus NWM heranzuziehen. Hagemann et al. [2003] bestimmen die mittlere Temperatur der Atmosphäre aus operationellen Analysedaten des ECMWF. Sie bezeichnen den Einfluss der mittleren Temperatur der Atmosphäre jedoch als klein (etwa 1,7 bis 2,0 %) im Vergleich zu den Einflüssen, die durch die Luftdruckwerte und die Bestimmung der feuchten Laufzeitverzögerungen entstehen.

Durch Zunahme der mittleren Temperatur der Atmosphäre infolge der Zunahme der globalen Atmosphärentemperatur erfährt der Proportionalitätsfaktor langfristige, allerdings insignifikante Veränderungen. Ein beobachtbarer Trend in Zeitreihen des ausfällbaren Wassers PW gleicht daher dem Trend in Zeitreihen der feuchten zenitalen Laufzeitverzögerung ZWD einschließlich der Einheit bis auf den Proportionalitätsfaktor. Für die Trendbestimmung ist es insofern nicht notwendig, die feuchten Laufzeitverzögerungen ZWD in das ausfällbare Wasser PW umzurechnen.

Die Beobachtung selbst wirkt also nur wie das Umdrehen des Schlüssels in einem Schloß. Ihre Rolle ist wichtig, doch das höchstkomplexe Ergebnis ist fast vollständig präformiert.
Karl R. Popper: Ausgangspunkte

6 Bestimmung langer Zeitreihen von Troposphärenparametern

6.1 Allgemeine Eigenschaften der verwendeten VLBI-Lösung

Die allgemeine Bezeichnung für ein VLBI-Experiment ist „Beobachtungssession", „VLBI-Session" oder kurz „Session". In den Sessionen sind unter anderen die einzelnen „Beobachtungen", das sind die Laufzeitverzögerungen, die als Ergebnis der Korrelationsanalyse über eine kohärente Integrationszeit von einigen Minuten (*scan*) hervorgehen, und deren Genauigkeit, die ionosphärische Korrektur, die Kabelkalibrierungsgrößen und die meteorologischen Daten (Luftdruck, Temperatur und relative Feuchte) enthalten. Für die Standardauswertung werden die X-Band-Sessionen herangezogen, die durch das „X" in der Bezeichnung von den Sessionen im S-Band unterschieden werden. Die Information der entsprechenden S-Band-Session liegt mit der X-Band-Session implizit in Form der ionosphärischen Korrektur vor. Nach der Einteilung in X- und S-Band lässt sich die Beobachtungssession einer der vier folgenden Kategorien zuordnen:

(i) Die etwa 24stündige „Standardsession",
(ii) die etwa einstündige „Intensivsession" (*intensive session*),
(iii) die etwa 24stündige „VLBA-Session" (*Very Long Baseline Array*) oder
(iii) die etwa 24stündige spezielle oder sonstige Session.

Die meisten Sessiontypen (*type of session*), auch Netzwerk (*network*) genannt, z. B. IVS-R1, IVS-R4, gehören der ersten Kategorie (Standard) an. Die Standardsessionen können ursprünglich aus verschiedenen Gründen ausgeführt worden sein, z. B. Stärkung oder Verdichtung des TRF. Alle Sessionen dieser Kategorie können unabhängig von der ursprünglichen Zielsetzung zur Bestimmung der geodätischen Parameter herangezogen werden. Dem gegenüber enthalten die Intensivsessionen eine signifikant kleinere Anzahl an Beobachtungen. Hier wird auf nur einer Basislinie mit großer West-Ost-Ausdehnung, z. B. WETTZELL-TSUKUB32 oder KOKEE-WETTZELL, früher auch WESTFORD-WETTZELL, über eine kürzere Dauer von etwa einer Stunde beobachtet. Zweck der intensiven Session ist die kontinuierliche Bereitstellung des Erdrotationsparameters ΔUT1. Die hier als VLBA-Sessionen bezeichnete Kategorie besteht aus einer kleineren Gruppe 24-stündiger Sessionen, die zusätzlich zu einigen überwiegend geodätisch genutzten Antennen einige oder alle zehn Komponenten des VLBA enthalten. Diese Kategorie zeichnet sich durch eine große Anzahl (10 bis 20) Stationen und eine sehr große Anzahl Beobachtungen aus. Mit den VLBA-Empfangssystemen ist es zudem möglich, eine höhere Beobachtungsdichte zu erzielen, d. h. die Beobachtungen können kürzere zeitliche Abstände aufweisen. Zur Kategorie der sonstigen oder speziellen Sessionen werden solche besonderen Experimente gezählt, die nicht oder nur eingeschränkt für die Bestimmung der Standardparameter in Frage kommen. Darunter fallen (i) einige regionale oder nationale Netzwerke, die aufgrund ihrer begrenzten räumlichen Ausdehnung keine zuverlässige Bestimmung der EOP zulassen; der IVS-Analysekoordinator [2008] hält auf seiner Internetseite eine entsprechende Liste vor. (ii) Einige wenige Sessionen, die zur Bildgewinnung (*imaging*) oder aus anderen speziellen wissenschaftlichen Gründen durchgeführt wurden.
VLBI-Sessionen sind der Öffentlichkeit frei zugänglich und können von einem der IVS Daten Archive (*Data Centers*, DC) bezogen werden [Vandenberg, 1999]. Das primäre Datenformat, das sogenannte database-Format (DB), wird von der *Mark-5 VLBI Analysis Software* CALC/SOLVE [GSFC, 2008] gelesen. Das DB-Format wird durch einen vorausgehenden Bearbeitungsschritt, bei dem z. B. die

Mehrdeutigkeiten gelöst werden, auf Version vier gebracht. Sessionen ab DB Version vier werden durch das IVS mit einer zeitlichen Verzögerung von wenigen Tagen in das NGS-Format [IVS, 2008a] übertragen; das NGS-Format ist das Format, das von OCCAM unterstützt wird. Die Konvertierung kann auch manuell mit dem DOS-Executable mk3ngs.exe erfolgen.

6.1.1 Auswahl der Beobachtungssessionen

Am IGG stehen alle notwendigen Routinen zur Verfügung, um mit dem Softwarepaket OCCAM 6.1 [Titov, et al. 2005] mit der Kleinsten-Quadrate-Methode (*lsm approach*) und dem Modul DOGS-CS [Gerstl, et al., 2000] alle VLBI-Sessionen von 1979 bis heute einzeln oder gemeinsam in einer globalen Lösung auswerten zu können. In den ersten fünf Jahren von 1979 bis 1983 liegt nur eine geringe Anzahl VLBI-Sessionen in unregelmäßigen Abständen vor. Die Anfänge regelmäßiger VLBI-Beobachtungen können mit dem Beginn der IRIS-A (*International Radio Interferometric Surveying*) Experimentreihe gleichgesetzt werden [Ryan und Ma, 1998]. Die vorangehenden Experimente, vor allem der POLARIS (*POLar-motion Analysis by Radio Interferometric Surveying*) Sessiontyp werden zudem als weniger genau erachtet [Clark et al., 1987]; die Sessionen der Jahre vor 1984 werden daher nicht für die Standardauswertung herangezogen. Um eine geodätische globale VLBI-Lösung zu erstellen ist eine sinnvolle Auswahl der Sessionen erforderlich. Hierfür eignen sich besonders die Standardsessionen; aber auch die VLBA-Sessionen können ergänzend hinzugezogen werden. Die gesamte Anzahl an 24-stündigen X-Band-Sessionen zwischen 1979,0 und 2007,5 beträgt 4508, davon werden 2740, rund 60%, für die Standardlösung eingesetzt. Abbildung (6.1) zeigt die jährliche gesamte Anzahl der verfügbaren 24-stündigen X-Band-Sessionen im Vergleich zu der jährlichen Anzahl an

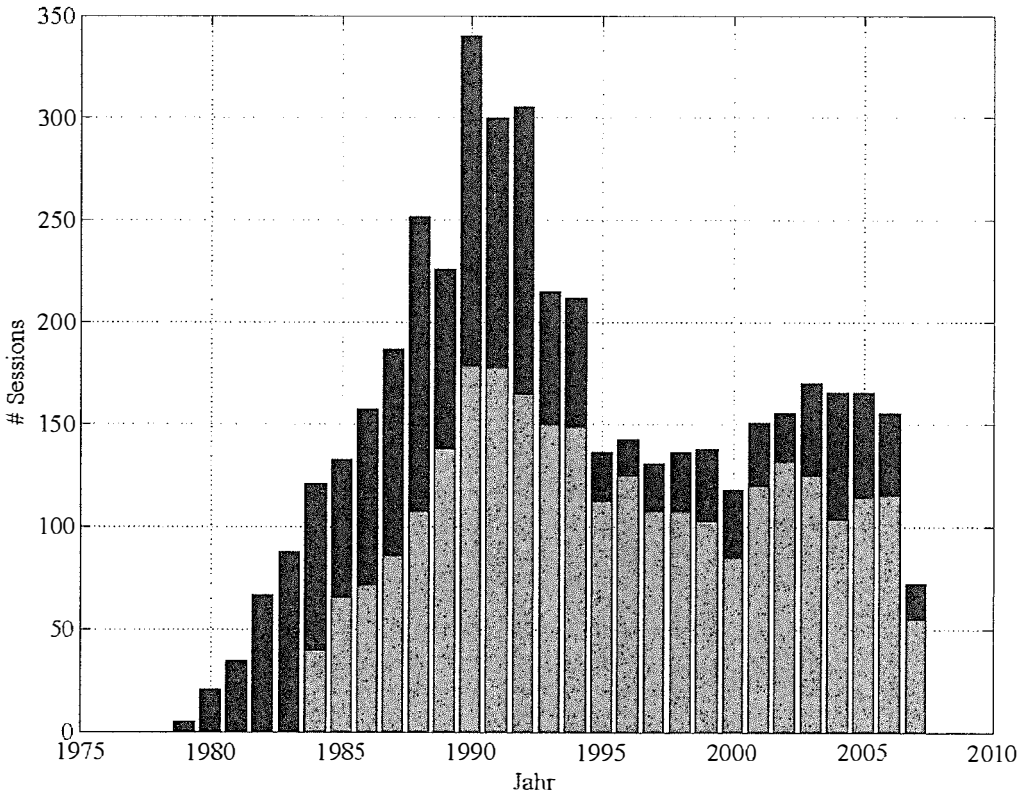


Abb. 6.1 Anzahl 24-stündiger X-Band-Sessionen nach Jahren, gesamt (*blau*), Anteil der in der Standardlösung des IGG enthalten ist (*rot*). Das Jahr 2007 ist von Januar bis Ende Juni berücksichtigt

Sessionen, die für die Lösung des IGG herangezogen wird. Ein Kriterium für die Auswahl einer Session ist zunächst, dass von mindestens drei Stationen eine genügende Anzahl an Beobachtungen vorliegt, sodass das TRF ohne zusätzliche Bedingungen in genügendem Ausmaß repräsentiert wird und die Redundanz ausreicht, um weitere Parameter, z. B. die Troposphärenparameter bestimmen zu können.

6.1.2 Auswahl der Beobachtungsstationen

Im aktuellen terrestrischen Referenzrahmen ITRF2005 [Altamimi et al, 2007] des IERS werden 125 "Stationen" (*station/antenna/telescope*) mit IERS DOMES-Nummer aufgelistet; davon sind 48 Plattformen nur vorübergehend als „mobile" Standorte genutzt worden (Tabelle 6.1), was durch den Buchstaben „M" an sechster Stelle der DOMES-Nummer signalisiert wird. Der Ausdruck „mobil" bezieht sich dabei auf die prinzipielle Möglichkeit der Verlegung einer Station zwischen aufeinander folgenden Beobachtungssessionen, nicht auf den mobilen Betrieb während der Beobachtung. Auf- und Abbau einer mobilen VLBI-Antenne und der zugehörigen anderen Sensoren bedeuten einigen Aufwand und sind daher bisher nur vereinzelt in Nordamerika [Clark et al., 1990; Ma et al., 1990] bzw. Nordeuropa [Zarraoa und Danielsen, 1993] durchgeführt worden. Die mobilen Stationen verfügen oft nicht über ausreichend genaue a priori Koordinaten; die Koordinaten mobiler Stationen sollten daher in der Auswertung mitgeschätzt werden. Für gewisse Auswertestrategien kann es jedoch erforderlich sein, die Stationskoordinaten auf ihren a priori Werten festzuhalten, was bei Verwendung mobiler Stationen zu signifikanten Deformationen führen kann. Darüber hinaus verfügen die mobilen Stationen aufgrund der zeitlich eingeschränkten Beobachtungsdauer über eine geringe Anzahl an Beobachtungen, daher ist insbesondere die Bestimmung der Stationsgeschwindigkeiten der mobilen Stationen nicht genau möglich. Die Durchmesser mobiler Antennen sind in der Regel klein (3 bis 6 m). Zum Erreichen eines genügenden SNR sind daher höhere Integrationszeiten, d. h. weniger Beobachtungen pro Session möglich. Mobile VLBI-Stationen werden deshalb nicht in der Standardlösung des IGG berücksichtigt.

Tab. 6.1 Mobile Antennenplattformen im VLBI-Teil des ITRF2005

AZORES	GRASSE	PENTICTN	TOULOUSE
BERMUDA	HALEAKAL	PINFLATS	TROMSONO
BLKBUTTE	HOFN	PLATTVIL	TRYSILNO
BREST	JPL MV1	PRESIDIO	VERAMZSW
CTVASTJ	KODIAK	PT REYES	VERNAL
DEADMANL	MAMMOTHL	PVERDES	VICTORIA
ELY	MCD 7850	QUINCY	VNDNBERG
FLAGSTAF	METSHOVI	SANPAULA	WHTHORSE
FORT ORD	MON PEAK	SEATTLE1	YAKATAGA
FORTORDS	NOME	SNDPOINT	YELLOWKN
GGAO7108	OCOTILLO	SOURDOGH	YLOW7296
GORF7102	PBLOSSOM	TOMAKO11	YUMA

27 Stationen wurden aus der Standardlösung am IGG ausgeschlossen (Tabelle 6.2), da für diese nicht genug verlässliche Beobachtungen über einen ausreichenden Zeitraum vorliegen, oder die Sensitivität der Antenne im Allgemeinen zu gering ist. Petrov und Ma [2003] verwenden vergleichbare Kriterien für die Auswahl der Stationen. Die räumliche Verteilung der Stationen kann ebenso ein Kriterium für die Auswahl sein. Der Großteil der VLBI-Stationen befindet sich auf der Nordhalbkugel (Abbildung 6.2) und hier vor allem in den USA, in Europa und in Japan, während weite Teile Asiens und beinahe der gesamte afrikanische Kontinent deutlich unterbesetzt sind. Die wenigen Stationen auf der südlichen Hemisphäre spielen daher im Verhältnis eine größere Rolle. Die räumliche Verteilung der VLBI-Stationen kann als sehr inhomogen bezeichnet werden. Eine großräumige Verteilung ist von entscheidender Bedeutung für die Bestimmung einiger wichtiger geodätischer Parameter [Schuh, 2000], ebenso für die globale Erfassung des atmosphärischen Wasserdampfs. Die aktuelle Standardlösung des IGG enthält 50 Stationen (40%) im Zeitraum von 1984,0 bis 2007,5 (Abbildung 6.3).

Tab. 6.2 VLBI-Antennen im ITRF2005, die nicht in der Standardlösung des IGG berücksichtigt werden

AIRA	GIFU3	MARCUS	MK-VLBA	ROBLED32	TSUKUBA
CHICHI10	GOLDVENU	METSAHOV	NOBEY 6M	SHANGHAI	USUDA64
DSS65A	KASHIM11	MIURA	NRAO 140	SINTOTU3	
EFLSBERG	KOGANEI	MIZNAO10	NRAO85 1	TATEYAMA	
GIFU11	KP-VLBA	MIZUSGSI	PARKES	TIDBIN64	

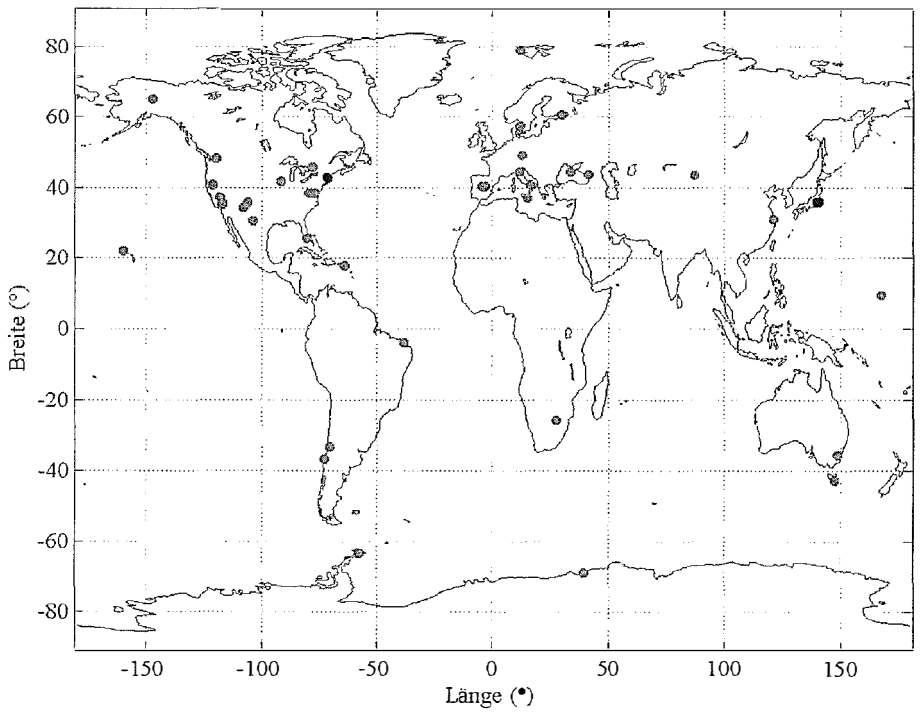


Abb. 6.2 Stationen der Standardlösung des IGG, Standorte mit einer Antenne (*roter Punkt*) und mit mehreren Antennen (*blauer Punkt*)

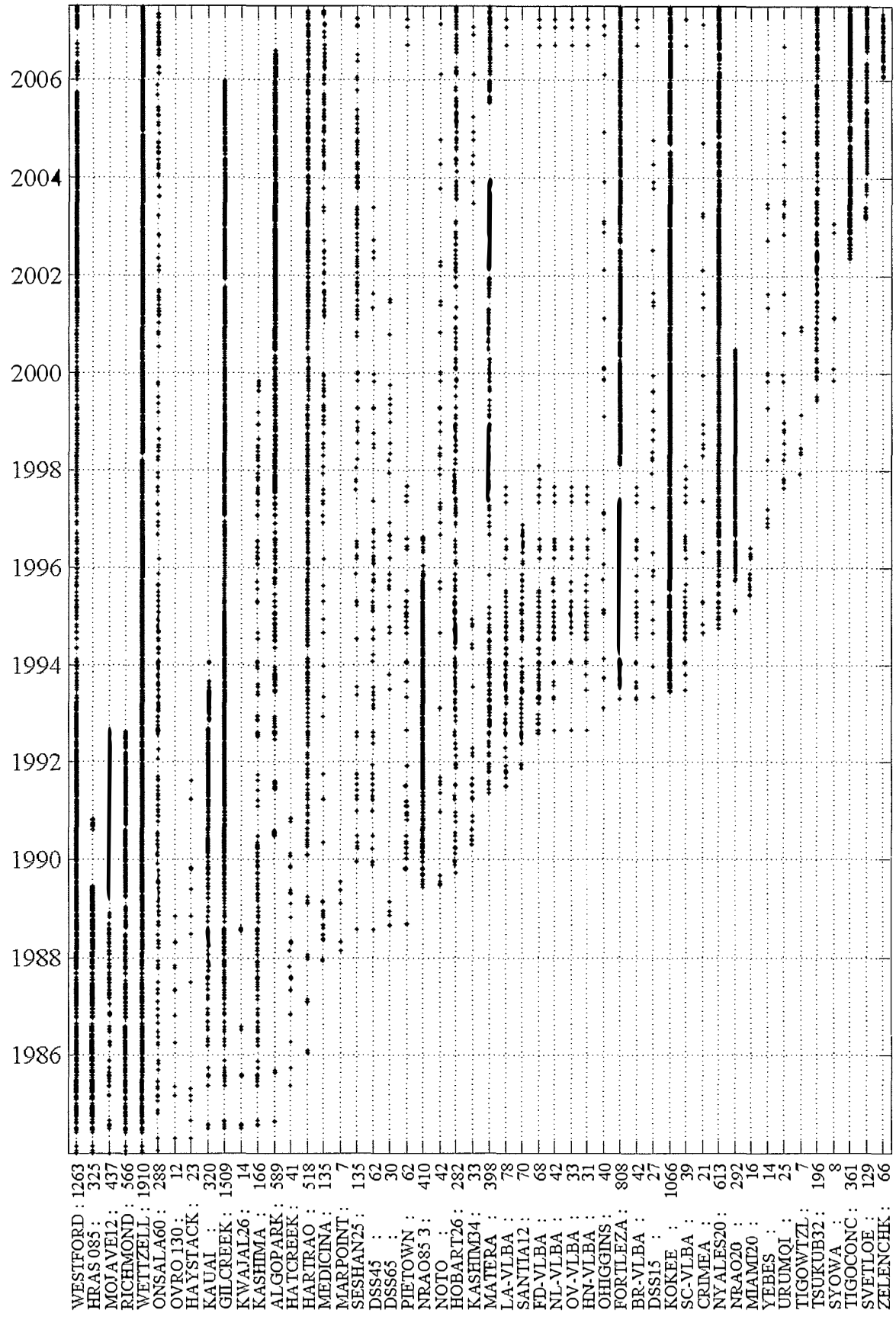


Abb. 6.3 Anzahl und zeitliche Verteilung der Beobachtungssessionen der VLBI-Stationen in der Standardlösung des IGG

6.1.3 Auswahl der Radioquellen

Bis zur Fertigstellung des ICRF2 ist der ICRF-Ext.2 [Fey et al., 2004] die aktuelle Grundlage für die Quellenpositionen. Für die Radioquellen in der am IGG erstellten Lösung gelten relativ strenge Kriterien: Die Radioquellen müssen in mindestens vier verschiedenen Sessionen mit jeweils mindestens vier Beobachtungen vorkommen. Die 717 Radioquellen des ICRF-Ext.2 werden so auf 454 Quellen (63%) reduziert. Die Auswahl kann in Verbindung mit den restlichen Kriterien, die für die Stationen und Sessionen gelten, als restriktive und robuste Lösung betrachtet werden.

6.1.4 Wahl der Modelle und Analyseoptionen

Zusammenfassend besteht die Standardlösung, die in den folgenden Abschnitten oft als Referenz herangezogen wird, aus 50 Stationen, die in 2740 Sessionen 454 Quellen zwischen 1984,0 und 2007,5 beobachtet haben. Weitere Einstellungen werden in OCCAM (im file lsm.opt) vorgenommen:

- Allgemeine Additionskonstante (Gleichung 4.132) zur Anpassung der a priori Varianzen der Laufzeitverzögerungen: $\sigma_{add}^2 = 0{,}005\ \mathrm{m}$.
- Konstante für das Abbruchkriterium bei der robusten Parameterschätzung, der sogenannte *threshold value* (Abschnitt 4.5.1.4.3.1): $k = 3{,}5$.
- Methode der Herabgewichtung bei der Behandlung der Ausreißer: data snooping (Abschnitt 4.5.1.4.3.2).
- Die Anpassung des stochastischen Modells nach Tesmer [2004] wird nicht vorgenommen, da sonst die Einstellungen bezüglich der Elevationsuntergrenze und des Herabgewichtens von Beobachtungen unter niedrigen Elevationswinkeln im file lsm.opt übergangen werden. Das optimierte stochastische Modell nach Tesmer [2004] sieht spezielle Einstellungen für diese Analyseoptionen vor.
- Troposphärische Projektionsfunktion: VMF1 [Böhm et al., 2006b].
- Elevationsuntergrenze (*cutoff elevation angle*): 0,0° .
- Elevationsgrenze für die Herabgewichtung von niedrigen Beobachtungen: 3,0° .
- Methode der Herabgewichtung: $\cos^2 \zeta$.
- Zuschläge zu den a priori Koordinaten werden in einer sogenannten freien Netzausgleichung ohne Bedingungsgleichungen bestimmt. Dem freien Netz, das die relative Geometrie der Stationen vollständig determiniert, wird ein nicht-deformierendes Datum hinzugefügt, wobei die sechs Freiheitsgrade einer räumlichen Ähnlichkeitstransformation bezüglich des ITRF2005 mit festem Maßstab definiert werden (Abschnitt 4.5.1.4.1).
- Zuschläge zu den Erdorientierungsparametern werden ebenfalls ohne Bedingungsgleichungen bestimmt, wobei je ein *offset* für die Nutation in Schiefe und in Länge, *offsets* und *rates* für die Polkoordinaten und ΔUT1 für die Dauer der gesamten Session vorgesehen sind.
- Verbesserungen zu den a priori Gradienten sind in Form von *offsets* über die Dauer der gesamten Session angesetzt. Für die Schätzung der Gradientenzuschläge wird eine schwache Bedingungsgleichung verwendet (Abschnitt 4.5.1.2.2).
- Für die Stationsnormale ist im Allgemeinen ein Polynom zweiten Grades mit Bezug auf das Referenznormal, das für jede Session individuell ausgewählt wird, definiert. Für jede Session werden individuell bei Bedarf Uhrensprünge berücksichtigt. Für jeden modellierten Uhrensprung erhöht sich die Zahl der Uhrenpolynome um eins, wobei die Gültigkeit der Polynome durch die Dauer vor bzw. nach dem Sprung definiert ist (Abschnitt 4.5.1.1.1).
- Die Troposphäre wird durch einen *offset* über die Dauer der Session parameterisiert.
- Die Stochastik der Troposphäre und der Stationsnormale wird durch abschnittsweise stetige lineare Funktionen (PWLF) mit stündlichen Intervallen dargestellt, deren *rates* durch schwache Bedingungsgleichungen in ihrer Variation eingeschränkt sind (Abschnitt 4.5.1.1.2).

Die Wahl der Modelle für die Auswertung erfolgt teilweise während der Laufzeit der einzelnen OCCAM-Routinen:

- Für die theoretischen Laufzeitdifferenzen wird das IAU1997 Modell gewählt (Abschnitt 4.1.4).
- Das Nutationsmodell ist das MHB2000 Modell (Abschnitt 4.2.2.4).
- Innerhalb der Erdrotationsparameter (ERP) wird mit der Lagrange-Methode interpoliert.
- Die längerperiodischen Korrekturterme für UT1 aufgrund der Gezeiten des festen Erdkörpers werden nicht hinzugefügt (Gleichung 4.54).
- Tägliche und subtägliche Korrekturen der ERP aufgrund der ozeanischen Gezeiten erfolgen mit dem Modell nach Eanes (Abschnitt 4.2.5.2) aus den IERS Konventionen (2003) [IERS, 2004].
- Neben dem Einfluss der Gezeiten des festen Erdkörpers auf die a priori Stationskoordinaten (Abschnitt 4.3.3.2) werden die durch die Polgezeiten (Abschnitt 4.3.3.3), durch die ozeanischen (Abschnitt 4.3.3.4) und die atmosphärischen Auflasten (Abschnitt 4.3.3.5) hervorgerufenen Deformationen berücksichtigt.
- Für das Modell der Polgezeiten wird eine lineare Geschwindigkeit des mittleren Pols verwendet (Gleichungen 4.82 und 4.83).
- Die individuelle Zenitdistanz einer Beobachtung wird aufgrund der Refraktion korrigiert (Abschnitt 4.4.3).
- Thermische Antennendeformationen werden ebenfalls modelliert (Abschnitt 4.4.4).
- Für die a priori Gradienten wird der Wert 0 angenommen (Abschnitt 4.4.6).

6.2 Bestimmung der Troposphärenparameter

In den folgenden Abschnitten werden die verschiedenen Analyseoptionen und Parameterisierungen im Hinblick auf ihren Einfluss auf die Bestimmung der Troposphärenparameter untersucht. Ziel ist es ein realistisches Maß für die Präzision der durch VLBI bestimmten Troposphärenparameter zu gewinnen.

6.2.1 Intervalllänge der abschnittsweise stetigen linearen Funktionen

Die feuchten zenitalen Laufzeitverzögerungen (ZWD) weisen innerhalb 24 Stunden in der Regel signifikante subtägliche Variationen auf. Abbildung (6.4) zeigt exemplarisch die geschätzten abschnittsweise stetigen linearen Funktionen (*piecewise linear function*, PWLF) bei Verwendung verschiedener Intervalllängen an der Station KOKEE, Kokee Park, Hawaii, USA, während einer Beobachtungssession (950815XE). Die Troposphäre über KOKEE zeigt während dieser Session relativ ausgeprägte kurzfristige Variationen mit einem feuchteren ersten Teil (etwa während der ersten 12 h) und einem weniger feuchten restlichen Verlauf der Beobachtungssession. Im späteren Abschnitt der Beobachtungssession liegen im Vergleich zum Anfang wesentlich mehr Beobachtungen vor. Der geschätzte tägliche Troposphärenmittelwert ohne Verwendung der PWLF liegt daher näher beim Verlauf im späteren Abschnitt der Beobachtungssession.

Allgemein gilt: Je kürzer die Intervalllänge gewählt wird, desto besser passen sich die Schätzwerte dem tatsächlichen subtäglichen Verlauf an. Andererseits treten bei kürzeren Intervalllängen häufiger Abschnitte auf, in denen wenig oder gar keine Beobachtungen vorliegen und die Parameter der PWLF nur unzureichend durch die Beobachtungen bestimmt sind. Im Extremfall liegen während eines Intervalls keine Beobachtungen vor; der PWLF-Abschnitt ist dann nur durch die entsprechenden Pseudobeobachtungen bestimmt. Da die Pseudobeobachtungen lediglich eine grobe Annäherung an die tatsächlichen atmosphärischen Gegebenheiten darstellen, sollte eine Überparameterisierung in Form von zu kurzen Intervallen vermieden werden. Außerdem steigt die Anzahl der Parameter bei kürzerer Intervalllänge für jede Station an, was im Hinblick auf die meist geringe Redundanz für die Ausgleichung von Nachteil sein kann.

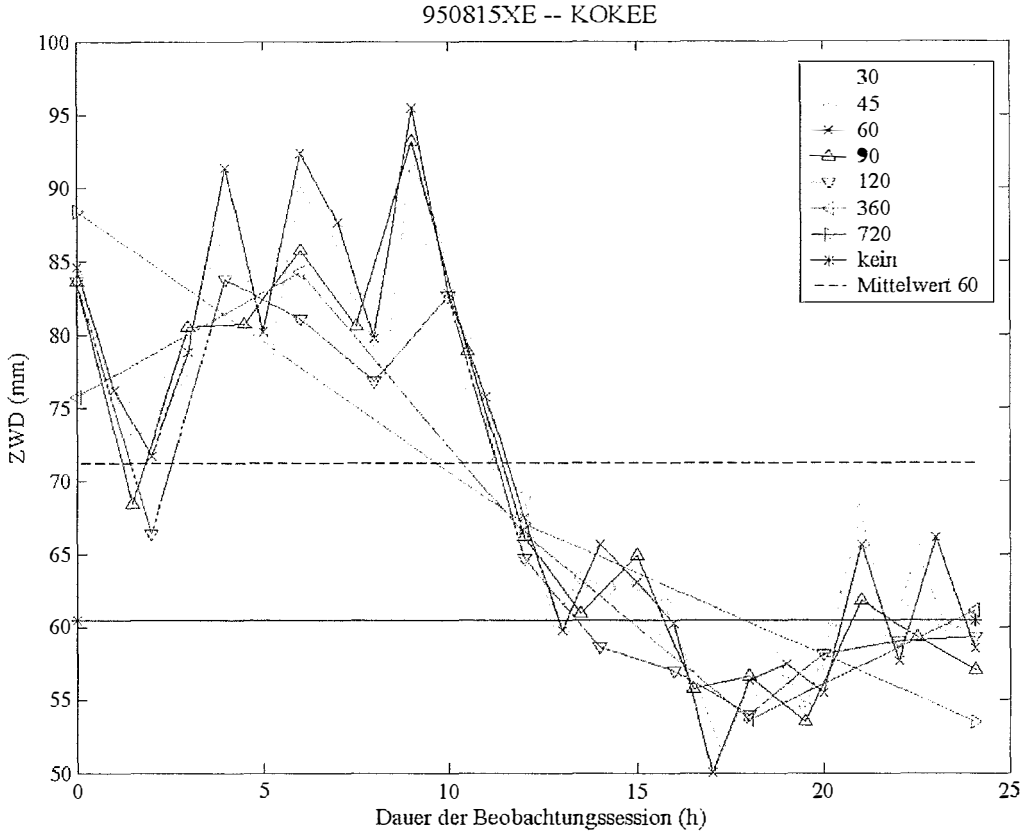


Abb. 6.4 Subtägliche Variationen der ZWD (mm) parameterisiert durch abschnittsweise stetige lineare Funktionen (*piecewise linear function*, PWLF) verschiedener Intervalllängen (min) an der Station KOKEE, während der Session 950815XE. Geschätzter täglicher ZWD Mittelwert (mm) ohne PWLF (*kein*) und Mittelwert (mm) der 60-minütigen Intervalle (*Mittelwert 60*)

Als Kompromiss zwischen den unterschiedlichen Anforderungen wird daher meist die 1-stündige Intervalllänge gewählt; so auch bei der Standardlösung am IGG.
Soll ein täglicher Mittelwert herangezogen werden, um beispielsweise die Anzahl der Datenpunkte einer langen Zeitreihe von geschätzten Laufzeitverzögerungen zu reduzieren, so ist der Mittelwert der 1-stündigen PWLF-Abschnitte, in der Abbildung (6.4) als „Mittelwert 60" bezeichnet, dem geschätzten Troposphären-*offset* ohne PWLF-Parameterisierung (kein) vorzuziehen, da dieser wesentlich robuster gegenüber der Verteilung der Datenpunkte innerhalb der Beobachtungssession ist.
Abbildung (6.5) zeigt exemplarisch die lange ZWD-Zeitreihe an der Station WETTZELL, Wettzell, Deutschland, und die Abweichungen der Sessionmittelwerte bei PWLF-Parameterisierungen auf Grundlage verschiedener Intervallängen. Aus den mit PWLF parameterisierten Lösungen werden jeweils die Mittelwerte einer Beobachtungssession verglichen. Es sind keine signifikanten systematischen Abweichungen der ZWD-Mittelwerte zwischen den einzelnen Parameterisierungen zu erkennen, jedoch nehmen mit der Intervalllänge der PWLF die statistischen Abweichungen signifikant zu. Die größten Abweichungen im Vergleich zur 1-stündigen Intervalllänge ergeben sich ohne Verwendung der PWLF (kein) und betragen 24 mm. Die Mittelwerte über die PWLF-Abschnitte einer 24-stündigen Session sind bei Intervalllängen zwischen 30 Minuten und etwa zwei Stunden gut geeignet für die zeitliche Repräsentanz der gesamten Beobachtungssession. Ab einer Intervallänge von etwa zwei Stunden spielt die ungleichmäßige Verteilung der Datenpunkte innerhalb der Beobachtungssession eine signifikante Rolle und die resultierenden Mittelwerte verlieren ihre Repräsentanz.

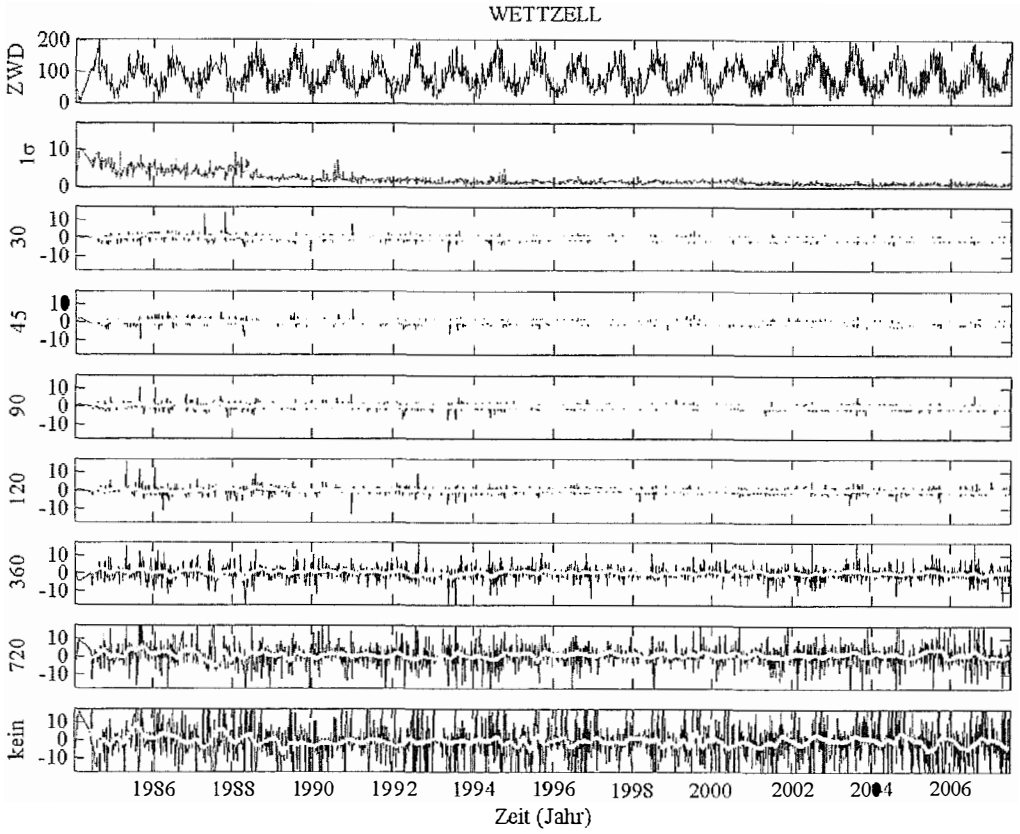


Abb. 6.5 ZWD (mm) an der Station WETTZELL (*oben, blau*) und Abweichungen dZWD (mm) gegenüber der 1-stündigen PWLF-Parameterisierung (*darunter, blau*) bei Verwendung der angegebenen Intervalllänge (min) bzw. ohne Verwendung einer PWLF (kein). In *cyan* ist jeweils ein gleitender Median über 60 Tage dargestellt. Die formalen Fehler (mm) sind ebenfalls abgebildet (*rot*)

Die 1σ-Standardabweichungen in Abbildung (6.5) geben die formalen Fehler des Troposphären-*offsets* ohne PWLF-Parameterisierung (kein) aus der Ausgleichung wieder und reflektieren überwiegend die Anzahl der Beobachtungen. Unabhängig von der Parameterisierung ist eine allgemeine Abnahme der formalen Fehler von im Mittel etwa 6 mm auf im Mittel etwa 2 mm während der ersten Jahre bis etwa 1990 zu erkennen. In den frühen Jahren der VLBI-Beobachtung (1984 bis etwa 1990) wurden sukzessive technische Verbesserungen und bessere Beobachtungspläne entwickelt, was sich signifikant auf die Genauigkeit der troposphärischen Parameter auswirkt.
Im Vergleich zur Größenordnung eines geschätzten ZWD von durchschnittlich etwa 100 mm (an der Station WETTZELL) können die 1σ-Standardabweichungen von etwa 2 bis 6 mm als klein betrachtet werden, sodass formal von einer erfolgreichen Bestimmung des ZWD ausgegangen werden kann. Um die angestrebte Genauigkeit von besser als 1 mm pro Jahr gewährleisten zu können, werden entsprechend lange konsistente Zeitreihen benötigt.

6.2.2 Auswirkungen durch die Wahl der Quelle für den Luftdruck

Der Luftdruck ist die dominante Eingangsgröße für die Bestimmung des a priori Anteils der troposphärischen Laufzeitverzögerung (Gleichung 5.22). Die Projektionsfunktionen des a priori und des

geschätzten Anteils weichen geringfügig voneinander ab. Bei Verwendung verschiedener Quellen für die Luftdruckwerte wird ein Großteil der Veränderungen des a priori Anteils durch die geschätzten Troposphärenparameter ausgeglichen. Maximale Effekte treten an solchen Stationen auf, an denen die verschiedenen Luftdruckwerte am stärksten voneinander abweichen. Das ist beim GPT-Modell [Böhm et al., 2007] der Fall an der Küste der Antarktis, über Grönland, entlang der Anden und des Himalaja. Der Luftdruck aus dem Berg-Modell [Berg, 1948] weicht in weiteren Gebieten erheblich von den Luftdruckwerten aus dem numerischen Wettermodell des ECMWF ab (Abbildung 6.6). Böhm et al. [2008] geben Gründe für diese Abweichungen an.
Die in situ Luftdruckwerte sind die vor Ort aufgezeichneten Luftdruckregistrierungen nach entsprechender Homogenisierung (Abschnitt 5.3.1.2); wobei fehlende Werte durch interpolierte Druckwerte aus dem ECMWF-Modell ersetzt werden. Durch die Homogenisierung werden die in situ Druckwerte im Mittel den ECMWF-Werten angepasst, besitzen jedoch im Vergleich zu den 6-stündigen Werten des numerischen Wettermodels eine wesentlich höhere zeitliche Auflösung. Die in situ Luftdruckwerte

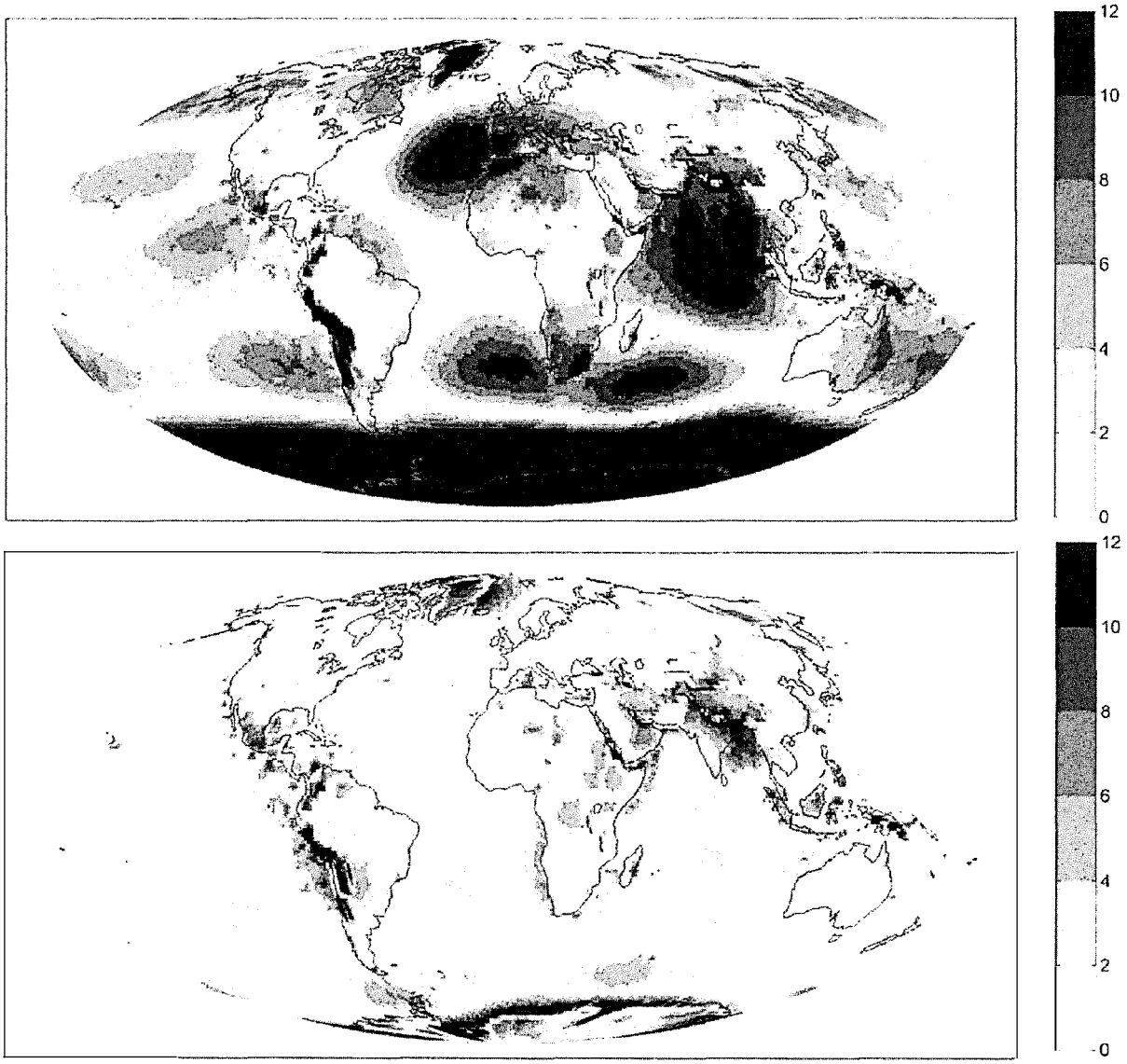


Abb. 6.6 Abweichungen des Modellluftdrucks bestimmt durch die Berg-Gleichung (*oben*) und des empirischen Luftdrucks aus dem GPT-Modell (*unten*) vom Luftdruck aus dem ECMWF-Modell in hPa. Maximale Abweichungen treten zwischen Berg-Modell und ECMWF über der Antarktis auf und können über 50 hPa betragen [Böhm et al., 2008]

sind aus folgenden Gründen für die genaue Bestimmung der Troposphärenparameter am besten geeignet: (i) Die Fehler, die durch Verwendung der Projektionsfunktionen entstehen, sind minimal. (ii) Die zeitliche Auflösung ist am höchsten. (iii) Die räumliche Auflösung ist am höchsten. (iv) Die Frage nach der Kalibrierung der Sensoren tritt aufgrund des einheitlichen Bezugs zum mittleren Druck des ECMWF-Modells in den Hintergrund. Weder das Berg- noch das GPT-Modell liefern Druckwerte, wie sie für eine genaue Bestimmung der Troposphärenparameter erforderlich sind. Die Standardabweichung der Differenz der geschätzten Troposphärenparameter (ZWD) bei Verwendung dieser Modelle im Vergleich zu den in situ meteorologischen Beobachtungen kann bis zu 26 mm betragen und bei Berg auch im Mittel signifikant von Null abweichen. Der maximale systematische Abstand (*bias*) wird an der Station HARTRAO, Hartebeesthoek, Südafrika, beobachtet und beträgt 22 mm. Auch zwischen den ZWD bestimmt mit in situ und mit ECMWF-Druckwerten ergeben sich Differenzen, die jedoch im Mittel nicht von Null abweichen und deren Standardabweichung maximal 3 mm beträgt. Maximale Abweichungen zwischen diesen Luftdruckwerten treten an solchen Stationen auf, an denen der in situ Luftdruck vom linear interpolierten Verlauf zwischen den 6-stündigen Werten des ECMWF abweicht. An manchen Stationen können die Abweichungen auch auf Schwächen der meteorologischen Sensoren hindeuten. Abbildung (6.7) stellt exemplarisch die Troposphärenparameter, bestimmt durch verschiedene Luftdruckwerte an der Station HARTRAO gegenüber. Anhand der Differenzen wird offensichtlich, dass bei Verwendung verschiedener Luftdruckwerte die Schätzung der ZWD signifikant beeinflusst wird. Die durch das Berg-Modell bestimmten ZWD weichen an dieser Station zudem signifikant im Mittel von den durch in situ Luftdruckwerte bestimmten ZWD ab.
Abbildung (6.8) zeigt die Abhängigkeit der Änderung der zenitalen feuchten Laufzeitverzögerung dZWD (mm) von den Druckvariationen dp (hPa) an vier Stationen NYALES20, Ny-Ålesund, Spitzbergen, Norwegen, WETTZELL, KOKEE und HOBART26, Hobart, Tasmanien. Die Steigung der Ausgleichsgeraden an diesen vier Stationen beträgt im Mittel $-2{,}1$ mm·hPa^{-1}, was in der Größen-

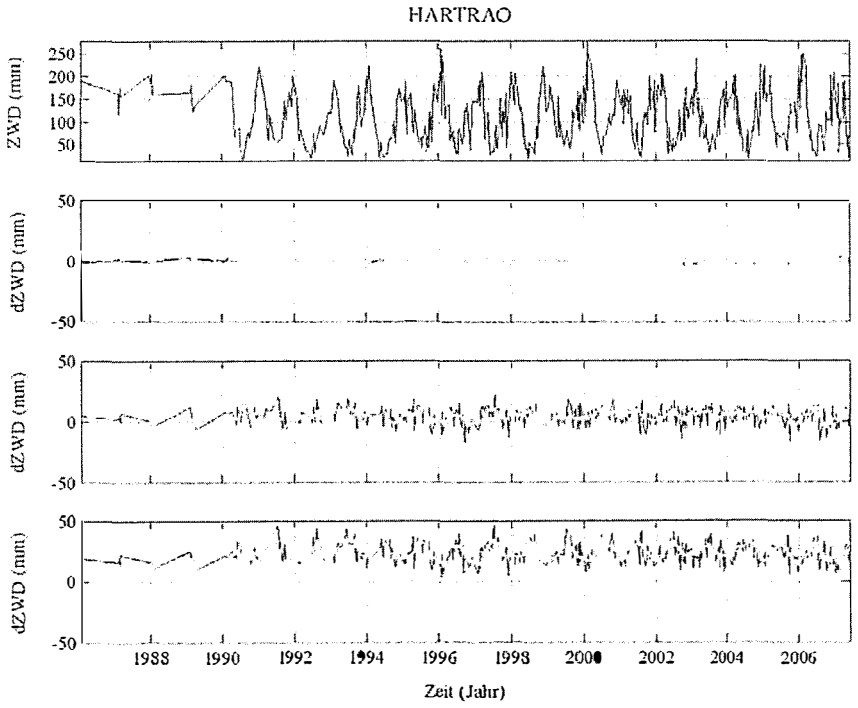


Abb. 6.7 ZWD (mm) an der Station HARTRAO bestimmt durch in situ Luftdruckregistrierungen (*oben*) und Differenzen bei Verwendung von Luftdruckwerten aus dem numerischen Wettermodell ECMWF (*Mitte, oben*), aus dem empirischen Global Pressure and Temperatur (GPT) Modell (*Mitte, unten*) und aus dem Berg-Modell berechneten Luftdruckwert (*unten*)

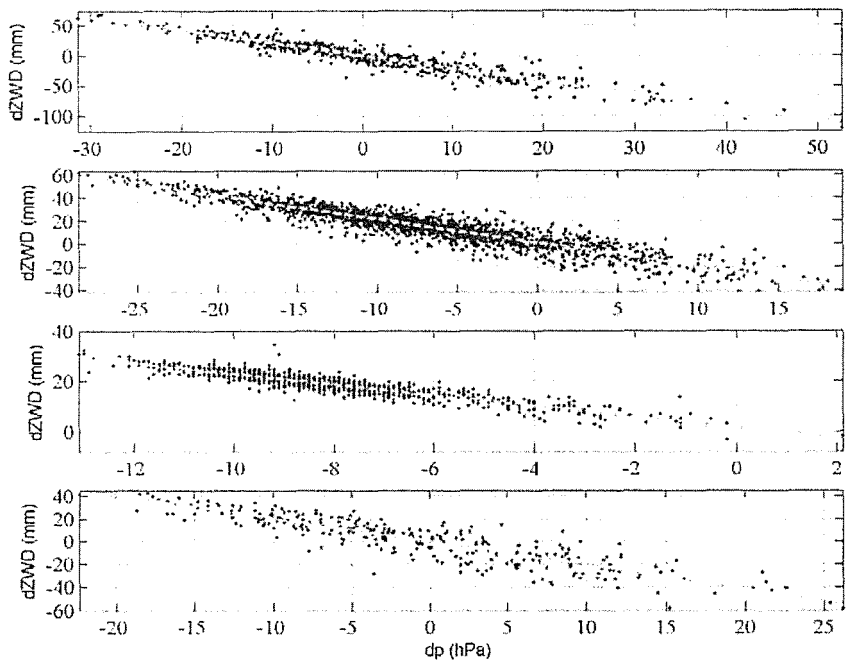


Abb. 6.8 Änderung von ZWD (dZWD) bei Änderung des Luftdrucks (dp) an den Stationen NYALES20 (*oben*), WETTZELL (*Mitte, oben*), KOKEE (*Mitte, unten*) und HOBART26 (*unten*)

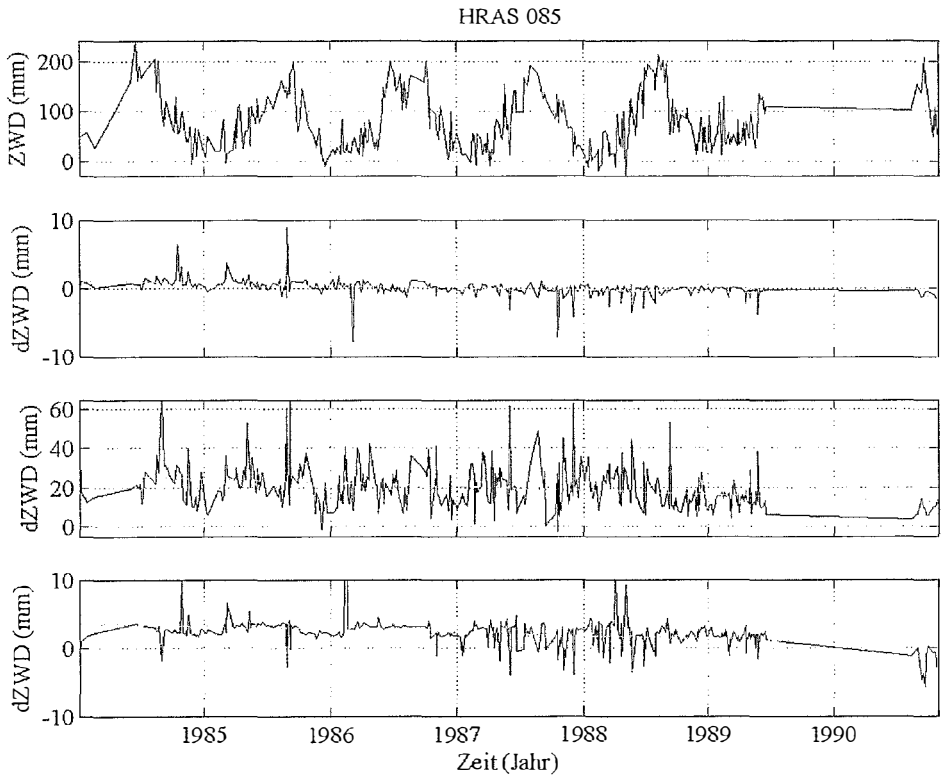
ordnung der Änderung der zenitalen hydrostatischen Laufzeitverzögerung dZHD von +2,3 mm·hPa^{-1} liegt (Gleichung 5.22), jedoch mit umgekehrtem (negativem) Vorzeichen. Der Großteil (90%) der Druckänderung und der damit verbundenen Änderung der a priori Laufzeitverzögerung kann von der geschätzten Laufzeitverzögerung kompensiert werden, wobei die geschätzten ZWD signifikant verfälscht werden. Der Rest (10%) wird, bedingt durch die Unterschiede in den Projektionsfunktionen, nicht von ZWD aufgenommen, sondern verfälscht infolge der Korrelationen weitere Parameter, insbesondere die vertikale Stationskomponente [Heinkelmann et al., 2008a].
Für die Bestimmung genauer zenitaler feuchter Laufzeitverzögerungen ZWD spielen die verwendeten Luftdruckwerte eine entscheidende Rolle. Daher sind die Luftdruckregistrierungen an den VLBI-Stationen eine wichtige Voraussetzung für den Einsatz des Messverfahrens für die Klimaforschung. Da die Registrierungen jedoch kaum überprüft oder kalibriert werden, ist deren Verwendung nur nach entsprechender Homogenisierung zu empfehlen, ansonsten sollten Luftdruckwerte aus einem NWM, z. B. dem ECMWF oder NCEP herangezogen werden. Liegen weder in situ Daten noch numerische Wettermodelle vor, so ist GPT dem Berg-Modell vorzuziehen.

6.2.3 Rolle des terrestrischen Referenzrahmens für die Bestimmung der Troposphärenparameter

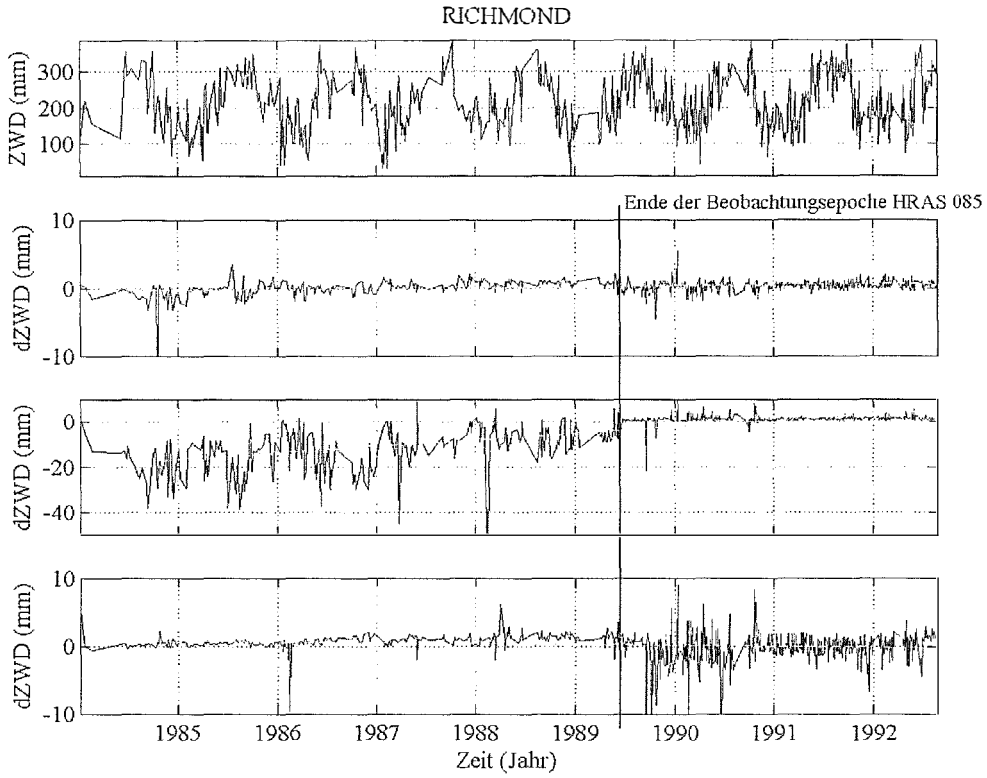
Zwischen den Stationskoordinaten, vor allem der Stationshöhe, und den zenitalen feuchten Laufzeitverzögerungen ZWD bestehen Korrelationen. So ist beispielsweise mit Abweichungen bei der Schätzung von ZWD unter der Annahme verschiedener Stationshöhen zu rechnen. Unterschiede können zum einen durch die Wahl des a priori TRF und zum anderen durch die Parameterisierung hervorgerufen werden. Die Wahl des a priori Katalogs ist jedoch für die Bestimmung von ZWD nur von Bedeutung, wenn die Stationskoordinaten als fest angenommen und im Zuge der Parameterschätzung unverändert bleiben. Werden die Stationskoordinaten neben den ZWD in der Parameterschätzung ausgegli-

chen, so spielt die Wahl des a priori TRF keine signifikante Rolle. Bei der Wahl des ITRF2000 [Altamimi et al., 2002], des ITRF2005 [Altamimi et al., 2007], des VTRF2003 [Nothnagel, 2003] oder des VTRF2005 [Nothnagel, 2005] als a priori TRF und der Schätzung von Stationskoordinaten ergeben sich maximale Standardabweichungen des ZWD von 0,04 mm.
Werden die Stationen jedoch festgehalten, so können die a priori Koordinaten die Bestimmung von ZWD signifikant beeinflussen. Maximale Variationen des ZWD treten dabei an solchen Stationen auf, deren a priori Stationshöhe zwischen den Katalogen am stärksten variieren. Bei den oben genannten Katalogen ist dies der Fall an der Station HRAS 085, Fort Davis, Texas, USA, zwischen den Katalogen ITRF2005 und VTRF2003 (Abbildung 6.9a). Die Differenzen der Stationshöhen zur Epoche 1987,5, das entspricht etwa der Mitte des Beobachtungsintervalls der Station HRAS 085, betragen 10,7 mm (ITRF2000), –38,5 mm (VTRF2003) und 5,9 mm (VTRF2005) gegenüber ITRF2005. Die systematischen Abstände zwischen den entsprechenden ZWD betragen –0,1 mm (ITRF2000), 20,1 mm (VTRF2003) und 2,1 mm (VTRF2005). Die beobachteten mittleren Abstände der ZWD können nicht durch die Differenzen der Stationshöhen der jeweiligen Kataloge erklärt werden. Die Stationshöhen einiger anderer Stationen können dabei auch eine Rolle spielen (Abbildung 6.9b).
Bei den ZWD Differenzen zwischen Lösungen mit den Katalogen ITRF2005 und VTRF2003 ist an der Station RICHMOND, Richmond, Florida, USA, der Einfluss der Station HRAS 085 zu erkennen (Abbildung 6.9a und 6.9b). Die ZWD in RICHMOND zeigen zum Ende der Beobachtungsepoche von HRAS 085 (1989,5) einen Sprung von etwa 6 mm sowie vor dem Sprung eine deutlich größere Steigung und Standardabweichung.
Neben den Stationskoordinaten können auch die Stationsgeschwindigkeiten eine Rolle für die Bestimmung der ZWD spielen. Bei Festhalten der Stationskoordinaten und -geschwindigkeiten ergeben sich an einigen Stationen verschiedene Steigungen der ZWD. An der Station ALGOPARK, Algonquin Park, Kanada, (Abbildung 6.9c) weisen beispielsweise die ZWD bei Festhalten der Koordinaten und Geschwindigkeiten auf den a priori Werten aus den Katalogen ITRF2005 und ITRF2000 einen Unter-

a)



b)



c)

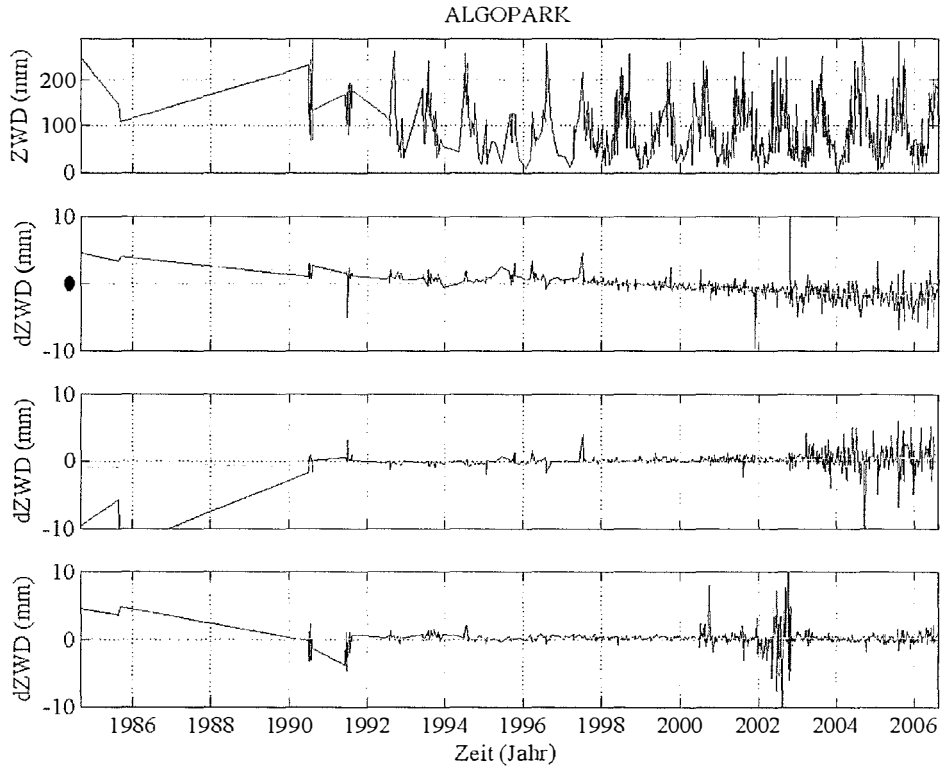


Abb. 6.9 ZWD (mm) bei Festhalten der Stationskoordinaten auf ihren a priori Werten im Katalog ITRF2005 (*oben*), ZWD Differenzen (mm) gegenüber ITRF2000 (*Mitte, oben*), VTRF2003 (*Mitte, unten*) und VTRF2005 (*unten*) an den Stationen HRAS 085 (*a*), RICHMOND (*b*) und ALGOPARK (*c*)

schied in der Steigung von –0,24 mm pro Jahr auf. Die Differenz der vertikalen Stationsgeschwindigkeit zwischen ITRF2000 und ITRF2005 an der Station ALGOPARK beträgt –0,6 mm pro Jahr. Die deutlich größeren Differenzen der vertikalen Stationsgeschwindigkeiten zwischen ITRF2005 und VTRF2003 von –1,9 mm pro Jahr, bzw. –1,4 mm pro Jahr gegenüber VTRF2005, wirken sich jedoch kaum auf die Steigung der ZWD aus, die zugehörigen Steigungen der ZWD betragen lediglich 0,1 mm pro Jahr (VTRF2003) bzw. 0,0 mm pro Jahr (VTRF2005). Die Unterschiede in den Steigungen der ZWD können somit nicht durch die Unterschiede in den vertikalen Geschwindigkeiten an einer Station erklärt werden; ein Einfluss durch die Geschwindigkeiten anderer Stationen muss darüber hinaus angenommen werden. Die Einflussmöglichkeit kann beispielsweise durch die Bedingung der globalen Translationsfreiheit (NNT) der Stationsgeschwindigkeiten gegeben sein.
Bei Schätzung der ZWD und Verwendung desselben Katalogs mit unterschiedlicher Parameterisierung, d. h. mit gleichzeitiger Bestimmung von Zuschlägen zu den a priori Stationskoordinaten, bzw. ohne gleichzeitige Bestimmung von Zuschlägen zu den a priori Stationskoordinaten, lässt sich eine Systematik zwischen Unterschieden in der Stationshöhe und den zugehörigen Änderungen der ZWD erkennen. In Abbildung (6.10) sind die Änderungen der Größen an den Stationen NYALES20, WETTZELL, KOKEE und HOBART26 aufgetragen. Es sind lineare Zusammenhänge erkennbar, die mittlere Steigung der Ausgleichsgeraden an den vier Stationen beträgt –2,1 mm (dZWD) pro mm (dH). Das bedeutet, dass eine Abweichung des ZWD von 1 mm im Mittel auf eine Änderung der Stationshöhe von –0,4 mm zurückzuführen sein kann. Den ZWD kommt damit neben der Rolle für die Bestimmung des atmosphärischen Wasserdampfs aufgrund der Korrelationen und der gegenüber den Stationshöhen höheren Sensitivität eine wichtige Indikatorrolle für die Konsistenz des TRF zu.

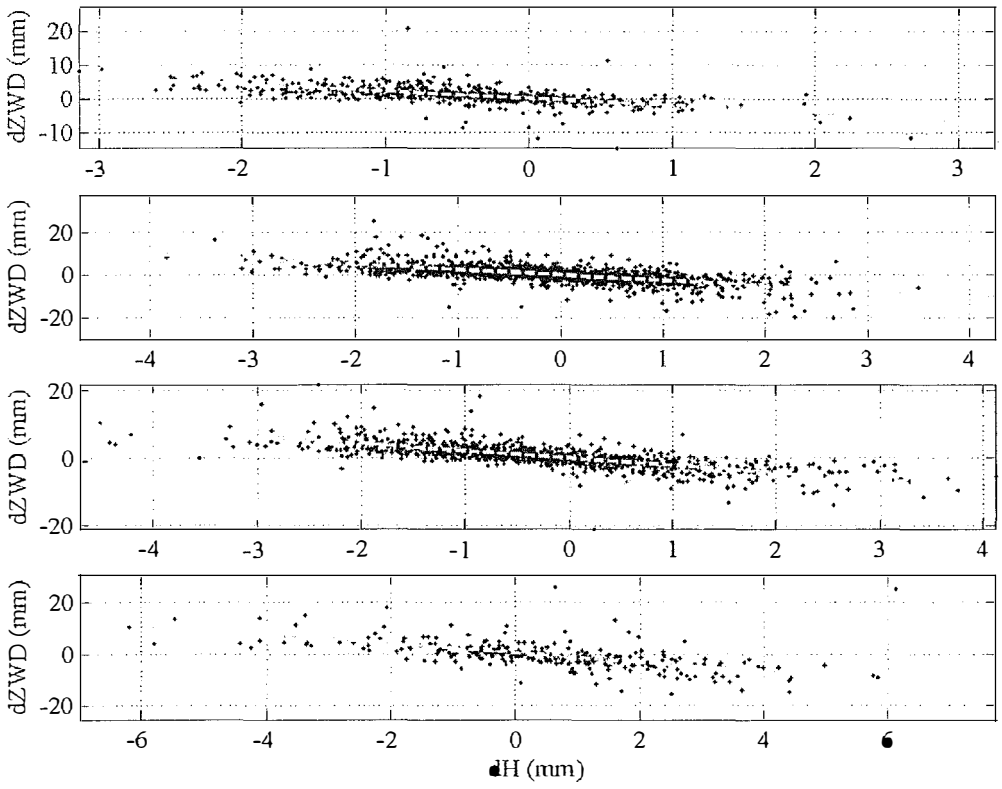
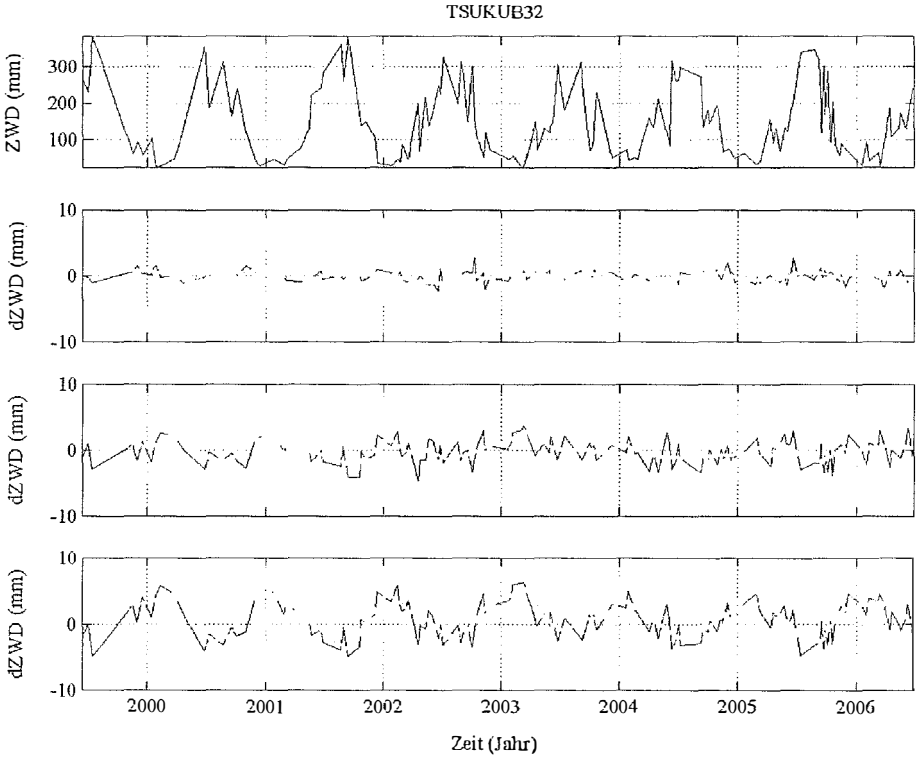


Abb. 6.10 Änderungen von ZWD (dZWD) in Abhängigkeit von der Änderung der Stationshöhe (dH) bei Schätzen der Koordinaten bzw. Festhalten der Koordinaten auf den a priori Werten, NYALES20 (*oben*), WETTZELL (*Mitte, oben*), KOKEE (*Mitte, unten*) und HOBART26 (*unten*)

6.2.4 Bedeutung der Projektionsfunktionen

Die partiellen Ableitungen nach den Troposphärenparametern, darunter ZWD, hängen direkt von der feuchten Projektionsfunktion ab (Abschnitt 5.3.3). Die Wahl der Projektionsfunktion kann die Bestimmung des TRF signifikant beeinflussen, maximale Variationen treten in den Höhenkomponenten einiger Stationen auf, aber auch der Maßstab kann signifikant variieren [Tesmer et al., 2007].
In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Projektionsfunktionen VMF1 [Böhm et al., 2006b], GMF [Böhm et al., 2006a], IMF [Niell, 2000] und NMF [Niell, 1996] auf die Schätzung der ZWD untersucht.
Das Fehlen eines jährlichen Signals bei NMF kann die jährlichen Signale der ZWD verfälschen: Maximale Auswirkungen auf die Signale mit jährlicher Periode treten an der Station TSUKUB32, Tsukuba, Japan, auf (Abbildung 6.11a), der Unterschied in der Amplitude beträgt hier etwa 3 mm.
Abbildung (6.11b) zeigt die ZWD an der Station HOBART26. An dieser Station weichen die dZWD bei der Verwendung von NMF im Mittel systematisch um 1,4 mm von Null ab.
Abbildung (6.12) stellt die Abweichungen der ZWD nach der geographischen Breite der Station zusammen. Bei der Verwendung der Projektionsfunktion GMF, die im Mittel VMF1 angepasst ist, entstehen mittlere Abweichungen der ZWD von maximal 1 mm. Durch die geringere Auflösung erreichen mit GMF bestimmte ZWD nicht die gleiche Genauigkeit wie die mit VMF1 bestimmten ZWD, weichen jedoch im Mittel nicht signifikant von Null ab. Während bei dieser Projektionsfunktion die Abweichungen sowohl positiv als auch negativ sein können, weisen die mit IMF bestimmten ZWD überwiegend negative Vorzeichen auf, was auf eine Systematik hindeutet. Die größten mittleren Abweichungen von etwa 8 mm ergeben sich bei Verwendung der NMF und treten in hohen südlichen Breiten auf.
Für die Bestimmung von ZWD ist die derzeit genaueste Projektionsfunktion VMF1 am besten geeignet, diese wird daher in der Standardlösung am IGG eingesetzt.

a)



b)

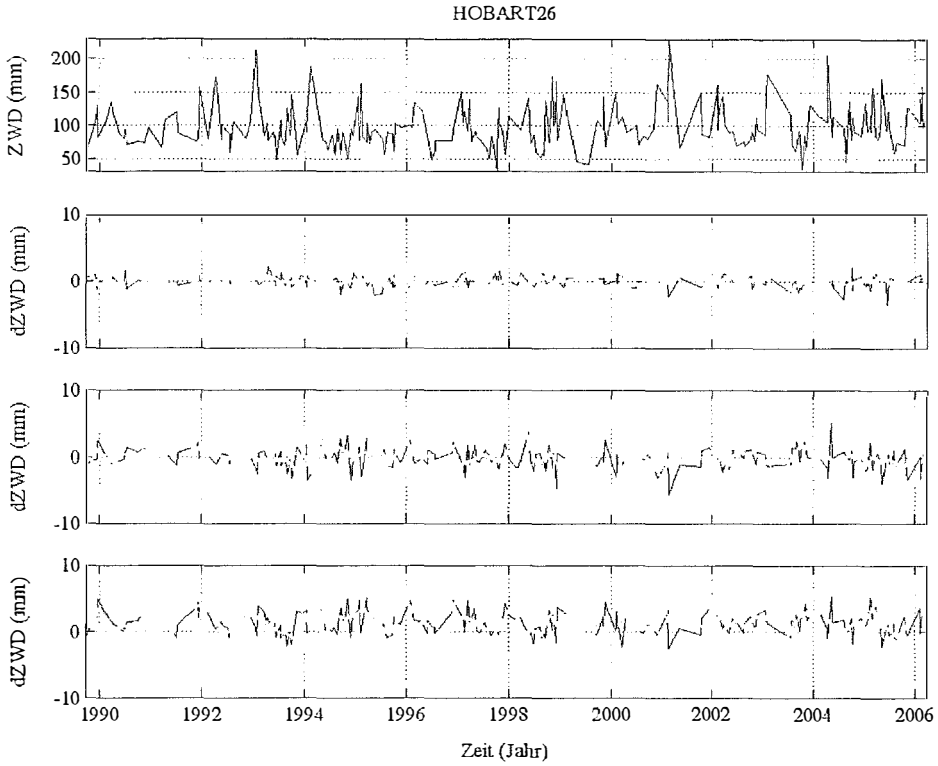


Abb. 6.11 ZWD (mm) an den Stationen TSUKUB32 (*a*) und HOBART26 (*b*) bei Verwendung der Vienna Mapping Function VMF1 (oben) und ZWD Differenzen (mm) gegenüber Lösungen mit den Projektionsfunktionen IMF (*Mitte, oben*), GMF (*Mitte, unten*) und NMF (*unten*)

6.2.5 Einfluss der minimalen Elevationsuntergrenze

Abbildung (6.13) zeigt exemplarisch die lange Zeitreihe der ZWD (mm) an der Station WETTZELL. Die Zeitreihe enthält in diesem Abschnitt zu Vergleichszwecken nur die 1668 Sessionen, deren Anzahl an Beobachtungen größer gleich der Anzahl an Parametern plus 3 in der Lösung mit der 30° Elevationsuntergrenze (*elevation cutoff angle*) ist. Die verwendete Projektionsfunktion ist stets VMF1 [Böhm et al., 2006b]. Während sich bei Verwendung einer Elevationsuntergrenze von 0° bis etwa 10° keine signifikanten Veränderungen der ZWD ergeben, nehmen die Veränderungen oberhalb einer Elevationsuntergrenze von etwa 10° vor allem in den ersten Jahren (von 1984 bis 1990) signifikant zu. Ebenso nehmen oberhalb einer Elevationsuntergrenze von etwa 10° die formalen Fehler der ZWD signifikant zu. Maximale Abweichungen gegenüber der Lösung ohne Elevationsuntergrenze ergeben sich bei der Lösung mit der größten Elevationsuntergrenze (hier 30°), die Standardabweichung beträgt hier 38 mm. Die Abweichungen lassen keine Systematik erkennen, sondern scheinen gänzlich stochastischer Natur zu sein.

Es sind drei Gründe, die zur genauen Bestimmung der ZWD gegen die Verwendung einer Elevationsuntergrenze sprechen: (i) Da sich zwischen den Lösungen mit niedrigen Elevationsuntergrenzen (von 0° bis 10°) keine signifikanten Änderungen der ZWD zeigen, kann angenommen werden, dass der im Verhältnis sehr viel längere Weg des Radiosignals durch die Atmosphäre bei tiefen Elevationen nicht den erwarteten, die Genauigkeit mindernden Einfluss ausübt. (ii) Das Ausschließen der Beobachtungen unter sehr niedrigen Elevationen zeigt darüber hinaus keine Verbesserung der formalen Fehler.

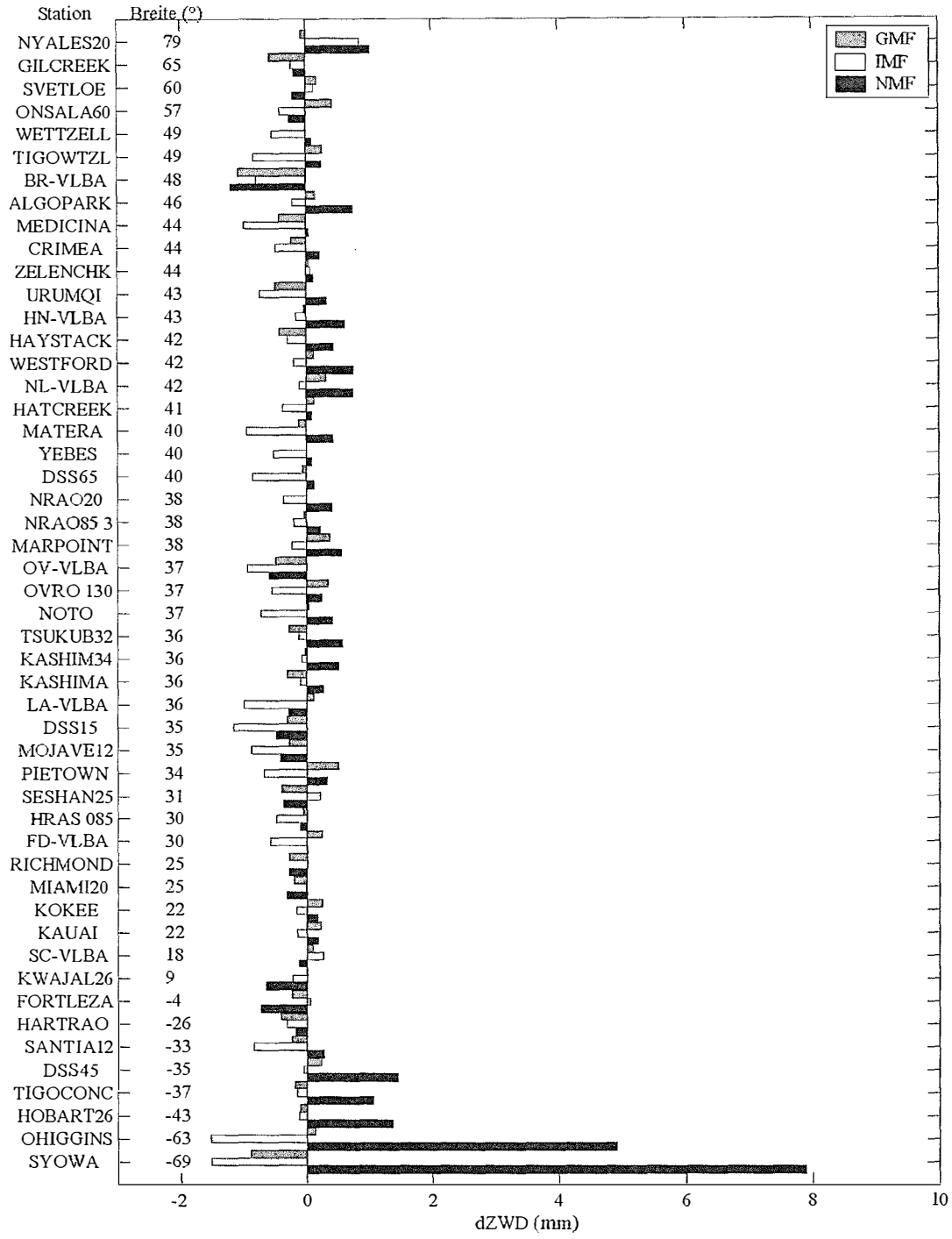


Abb. 6.12 Mittlere Abweichungen der ZWD (mm) bei Verwendung von GMF (*rot*), IMF (*grün*) und NMF (*blau*) gegenüber der Lösung mit der Projektionsfunktion VMF1. Signifikante Abweichungen der mit NMF bestimmten ZWD treten besonders in hohen südlichen Breiten auf. Die durch IMF bestimmten ZWD zeigen Abweichungen mit überwiegend negativen Vorzeichen. Durch GMF bestimmte ZWD weichen nicht systematisch von den mit VMF1 bestimmten ZWD ab, maximale Differenzen betragen hier 1 mm

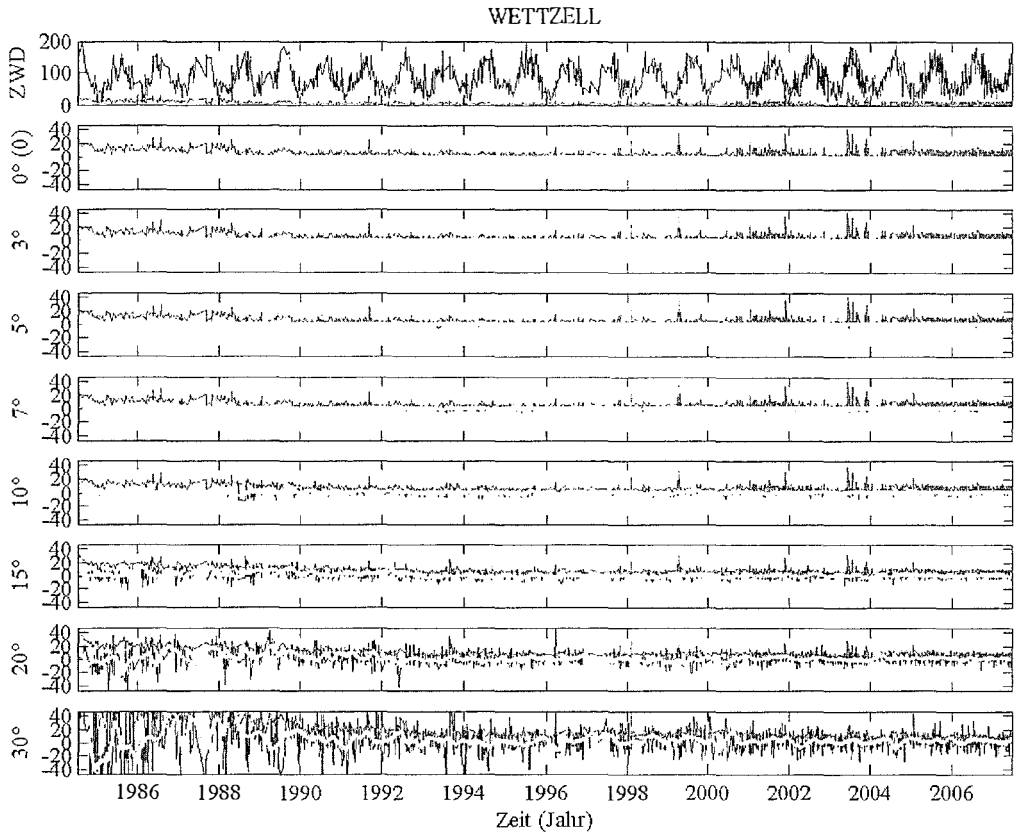


Abb. 6.13 ZWD (mm) an der Station WETTZELL (*oben, blau*) und Differenzen (mm) gegenüber der Lösung ohne Elevationsuntergrenze (*cutoff elevation angle*) bei Verwendung der angegebenen Elevationsuntergrenze (*darunter, blau*). Formale Fehler (1σ-Standardabweichung) in mm (*rot*)

(iii) Darüberhinaus führt die Reduzierung der Beobachtungen durch den Einsatz einer Elevationsuntergrenze zur Verminderung der Redundanz und damit zur Schwächung des Ausgleichungssystems. Für die Bestimmung langer Zeitreihen von Troposphärenparametern mit der Standardlösung des IGG wird deshalb keine Elevationsuntergrenze angesetzt.

6.2.6 Rolle der Troposphärengradienten

Die Troposphärengradienten in Nord-Süd- bzw. Ost-West-Richtung beschreiben die Abhängigkeit der troposphärischen Laufzeitverzögerung in Bezug auf das Azimut an einer Station. Um die Gradienten gut bestimmen zu können, sind eine genügende Anzahl an Beobachtungen unter tiefen Elevationen, aber auch Beobachtungen unter verschiedenen Azimuten an den Topozentren notwendig. Durch die Modellierung der Gradientenfunktion mit den zwei Komponenten tragen Beobachtungen mit Azimuten nahe 0° bzw. nahe 180° überwiegend zur Bestimmung der Nord-Komponente bei, während Beobachtungen um die Azimute 90° bzw. 270° einen überdurchschnittlichen Beitrag zur Bestimmung der Ost-Komponente leisten. Beobachtungen deren Azimute dazwischen liegen, z. B. 45°, können zu beiden Komponenten beitragen. Für die Schätzung der Gradienten ist es besonders günstig, wenn zeitlich relativ kurzfristig unter sehr verschiedenen Azimuten und Elevationen beobachtet wird.

6.2.6.1 A priori Gradienten

Die Wahl der a priori Gradienten hat insbesondere Einfluss auf die Bestimmung der Quasarkoordinaten [Tesmer et al., 2006].
A priori werden die Gradienten häufig zu Null gesetzt und in der Ausgleichung bestimmt. Es gibt jedoch Gründe die gegen einen a priori Wert von Null sprechen:

(i) Ähnlich der Abplattung des festen Erdkörpers an den Polen bzw. der Wölbung am Äquator ist die Atmosphäre über den Polen flacher und am Äquator entsprechend mächtiger. Bei Stationen, die nicht in der Nähe des Äquators oder in der Nähe zu einem der Pole liegen, ist daher von einer hydrostatischen Nord-Süd-Komponente der Troposphärengradienten auszugehen.

(ii) Die Topographie an manchen Stationen kann verschiedene azimutabhängige Wettereinflüsse nach sich ziehen. Die Lage an der Nord-Süd verlaufenden pazifischen Westküste der Station SANTIA12, nahe Santiago, Chile, kann beispielsweise eine signifikante feuchte Ost-Komponente bewirken. Ebenso begünstigt die Küstennähe der Station SESHAN25, Shanghai, China, ausgeprägte Nord- und Ost-Komponenten, da im Norden und Westen der asiatische Kontinent liegt und in Richtung Süd bis Ost das Chinesische Meer.

In OCCAM kann alternativ das DAO a priori Gradientenmodell [MacMillan und Ma, 1998] eingesetzt werden. Wie in Abschnitt (5.3.2) beschrieben handelt es sich bei diesem Modell um ein totales Gradientenmodell. Die Signatur der breitenabhängigen hydrostatischen Nord-Süd-Komponente der Gradientenfunktion aufgrund der Abplattung wird von diesem Modell klar wiedergegeben, ebenso die signifikanten feuchten Gradienten an den vorher erwähnten Stationen (Abbildung 6.14).
Die Wahl der a priori Gradienten beeinflusst die troposphärischen Laufzeitdifferenzen signifikant. Die größten Abweichungen treten dabei systematisch an den Stationen auf, die die größten Werte innerhalb der DAO Gradienten zeigen. Zwischen Lösungen mit und ohne Verwendung der a priori Gradienten ergeben sich signifikante systematische Abstände der ZWD von bis zu 2,4 mm an den Stationen TSUKUB32 (Abbildung 6.15a) und SESHAN25 (nicht abgebildet).
Darüber hinaus können systematische zeitabhängige Differenzen gefunden werden, die bisher nicht erklärt werden können, z. B. verändert sich etwa 1997 der Mittelwert der ZWD Differenzen an der Station WESTFORD, Haystack, USA (Abbildung 6.15b), sprunghaft um 1,5 mm.
An manchen Stationen, z. B. WETTZELL (Abbildung 6.15c), kann der Einsatz der a priori Gradienten unterschiedliche Trends der ZWD bewirken.
Allgemein verringert sich der Einfluss der a priori Gradienten, d. h. die Differenzen zwischen Lösungen mit bzw. ohne Einsatz von a priori Gradienten werden kleiner, wenn gleichzeitig Gradientenzuschläge geschätzt werden. An dieser Stelle sei nochmals erwähnt, dass MacMillan und Ma [1998] das Schätzen von Zuschlägen zum DAO-Gradientenmodell für erforderlich halten.

6.2.6.2 Parameterisierung der Gradienten

Neben der Wahl der a priori Gradienten spielt auch die Parameterisierung der Gradienten eine Rolle für die Bestimmung der ZWD. Zusätzlich zu den Zuschlägen je Beobachtungssession kann – wie für einige andere Parameter auch – eine abschnittsweise stetige lineare Funktion (PWLF) mit schwachen Bedingungsgleichungen angesetzt werden.
Abbildung (6.16) zeigt die troposphärischen Parameter bei PWLF-Parameterisierung der Gradientenkomponenten mit 6-stündiger Intervalllänge. Sowohl die Nord-Süd-, als auch die Ost-West-Komponenten der Troposphärengradienten weisen in besagten Zeitraum an der Station WETTZELL (Abbildung 6.16a) extreme Abweichungen auf; die bei dieser Lösung geschätzten ZWD sind signifikant verfälscht.

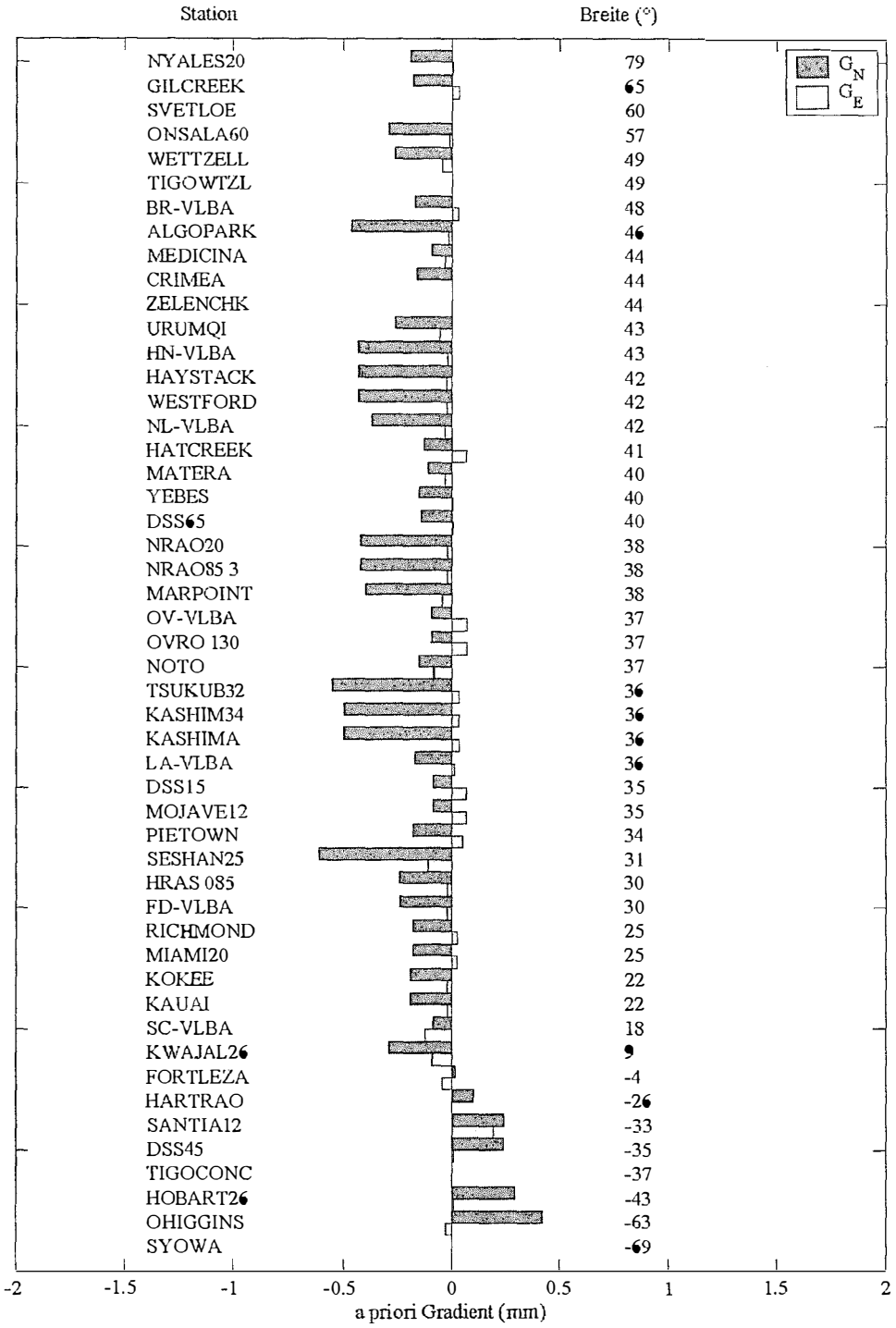
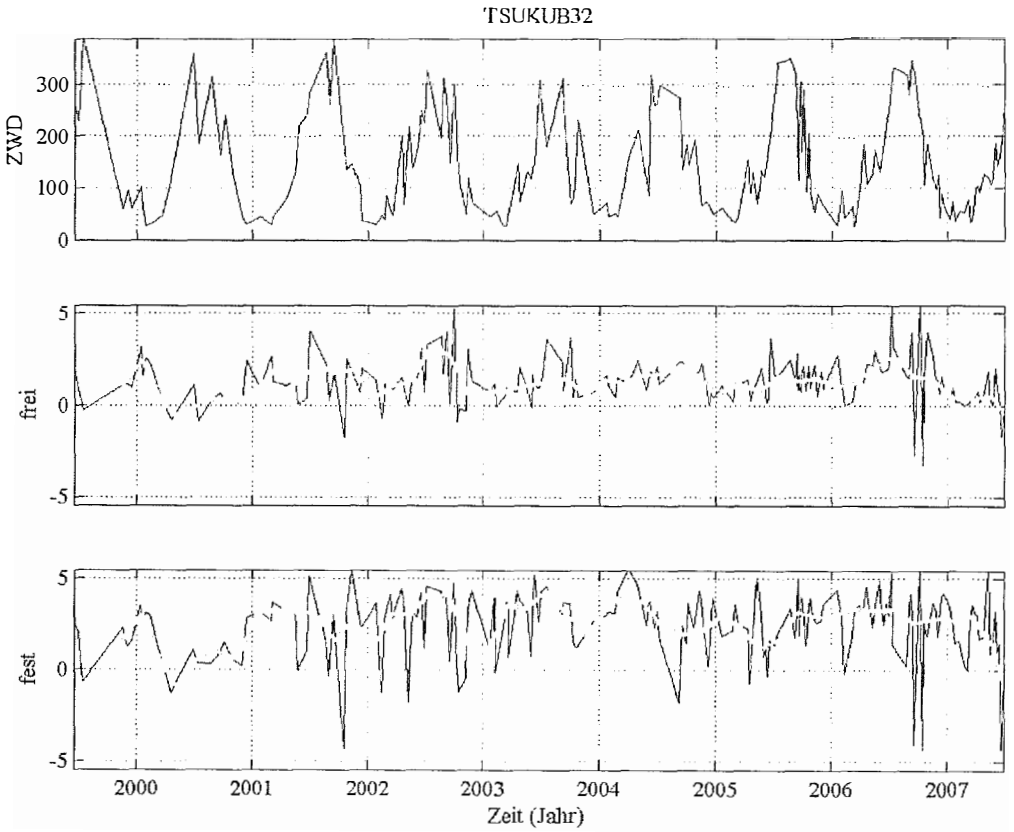
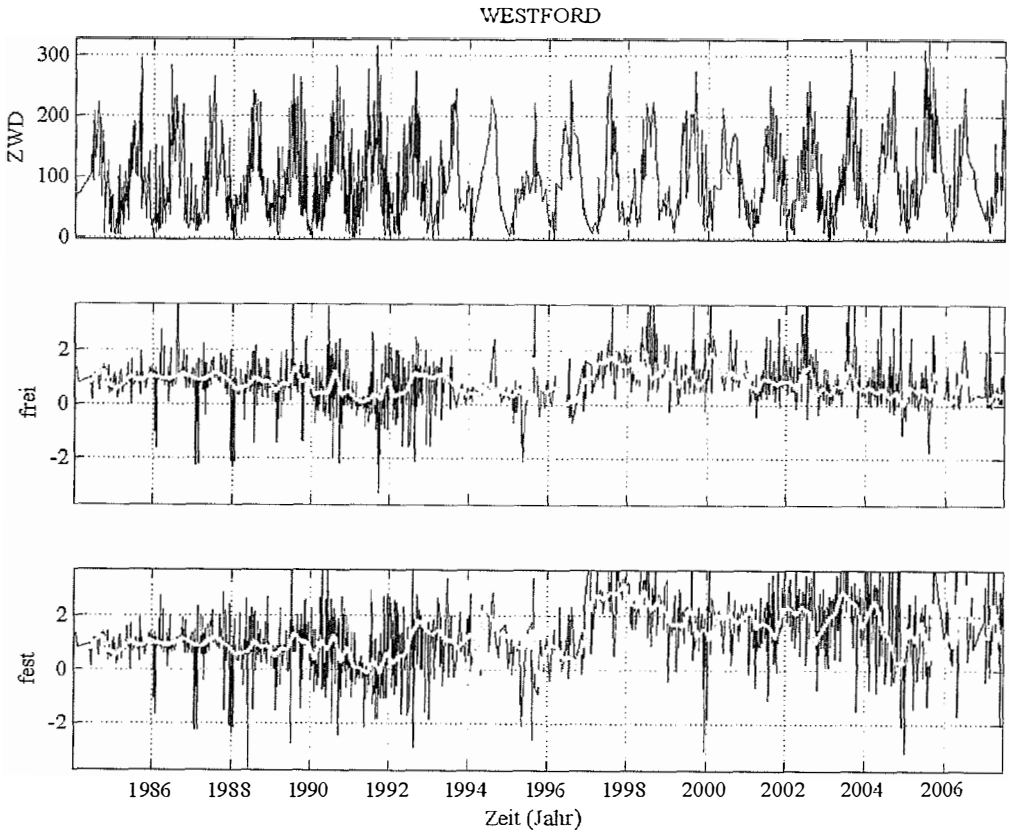


Abb. 6.14 Totale a priori Gradienten (mm) berechnet mit dem Wettermodell des DAO (*Data Assimmilation Office*) nach MacMillan und Ma [1998], sortiert nach der Breite der Beobachtungsstation. Es sind lediglich die a priori Gradienten der 50 Stationen der IGG Lösung abgebildet, für einige Stationen (SVETLOE, TIGOWTZL, TIGOCONC, SYOWA) liegen bei diesem Modell keine Werte vor, die entsprechenden a priori Gradienten sind deshalb zu Null gesetzt

a)


TSUKUB32
ZWD
300
200
100
0
frei
5
0
-5
fest
5
0
-5
2000
2001
2002
2003
2004
2005
2006
2007
Zeit (Jahr)

b)


WESTFORD
ZWD
300
200
100
0
frei
2
0
-2
fest
2
0
-2
1986
1988
1990
1992
1994
1996
1998
2000
2002
2004
2006
Zeit (Jahr)

c)

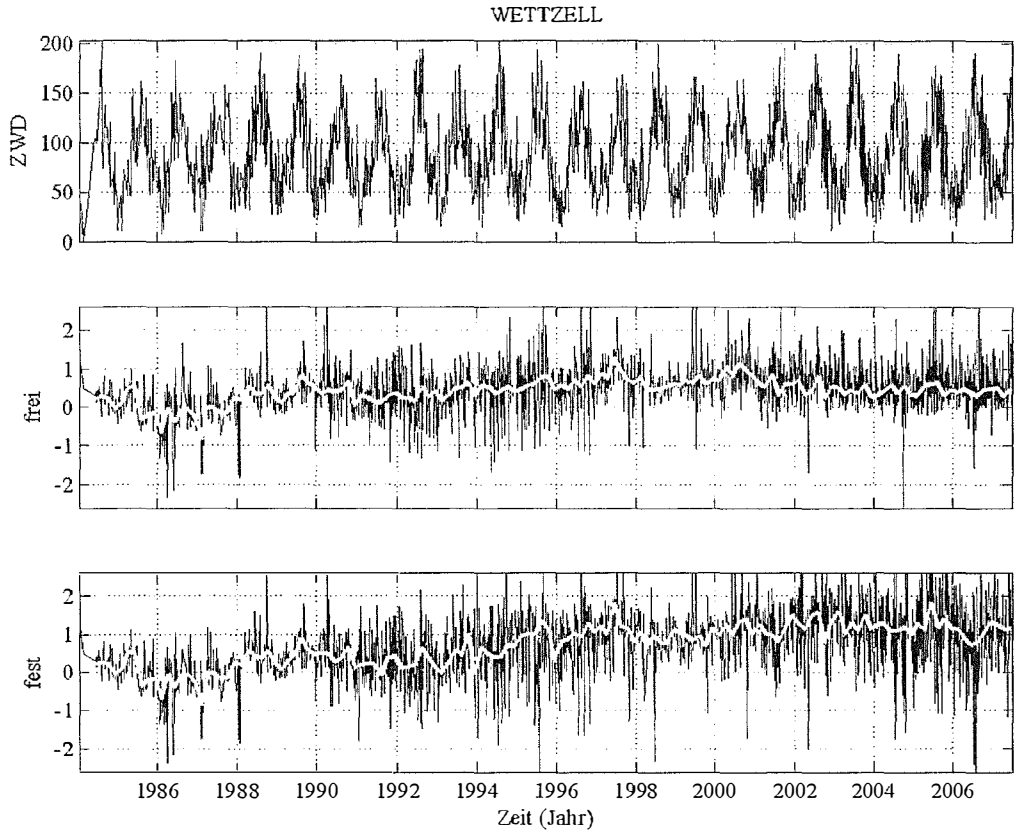
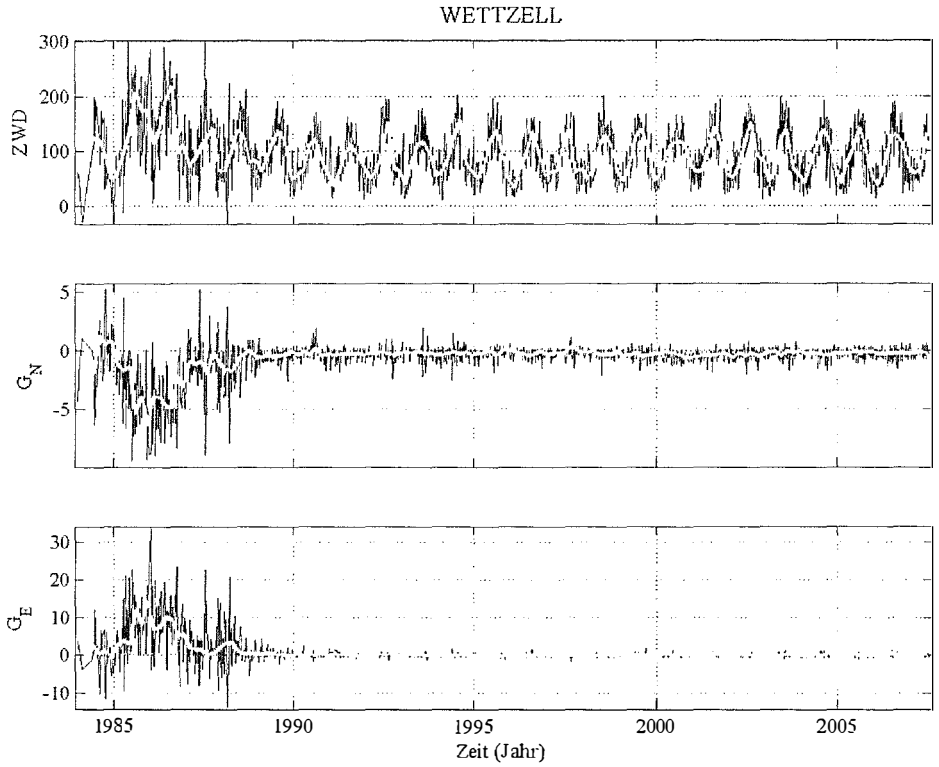


Abb. 6.15 ZWD (mm) der VLBI-Lösung mit geschätzten Gradientenkomponenten je Session ohne a priori Gradienten (*oben*). ZWD Differenzen (mm) zwischen VLBI-Lösungen mit DAO a priori Gradienten und ohne a priori Gradienten mit geschätzten Gradienten je Session (*frei*), bzw. ohne Schätzung von Gradientenzuschlägen (*fest*) an den Stationen TSUKUB32 (*a*), WESTFORD (*b*) und WETTZELL (*c*)

Ausreißer dieser Größenordnung können nicht nur die ZWD, sondern auch weitere, unter anderem geodätische Parameter verfälschen, siehe Nothnagel [2001].
Eine Bestimmung der Gradientenkomponenten ist vor 1990 beispielsweise an der Station WETTZELL bedingt möglich. Ausreißer in den ZWD können auf fehlerhafte Abweichungen der geschätzten Gradientenkomponenten hinweisen: Ein negativer ZWD würde die Beschleunigung des Radiosignals durch die feuchten Bestandteile (Wasserdampf) der Atmosphäre bedeuten, was physikalisch als unmöglich erachtet werden kann. Das Auftreten negativer ZWD kann ein Zeichen für den verfälschenden Einfluss fehlerhaft bestimmter Gradienten auf die Bestimmung der ZWD sein. Geringere aber ähnlich systematische Abweichungen können ebenfalls an der Station WESTFORD (Abbildung 6.16b) beobachtet werden. Die unrealistischen Variationen der Gradienten können durch die Gewichte der schwachen Bedingungsgleichungen in eingeschränktem Maße reguliert werden. Um einen entsprechend glatten Verlauf der Gradienten vor 1990 zu erhalten, müssen die Gewichte jedoch signifikant erhöht werden, was für die moderneren Beobachtungen zu restriktiv und damit unerwünscht ist. Darüber hinaus ist eine zeitlich variable Gewichtung der schwachen Bedingungsgleichungen der Gradienten denkbar. Von einer solchen Lösung wird jedoch wegen der Einschränkung der Interpretierbarkeit abgesehen.

a)



b)

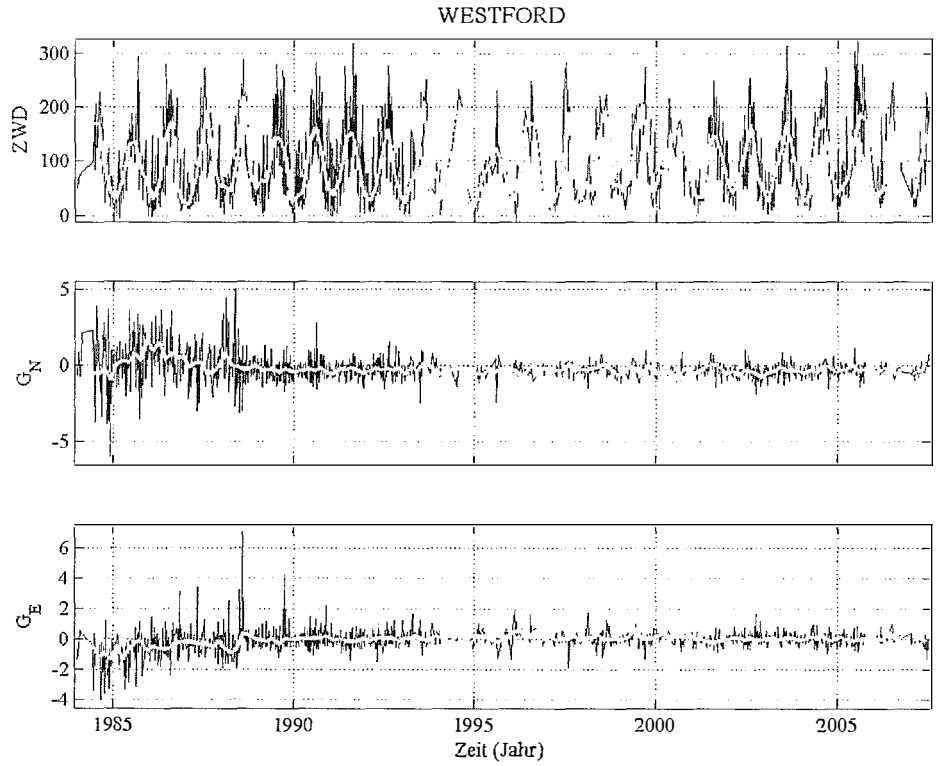


Abb. 6.16 ZWD (mm), geschätzte totale Gradienten (mm) in Nord-Süd- (G_N) und Ost-West-Richtung (G_E) der VLBI-Lösung mit PWLF-Parameterisierung bei 6-stündiger Intervalllänge an den Stationen WETTZELL (*a*) und WESTFORD (*b*)

Abbildung (6.17) zeigt eindrucksvoll, weshalb bei Reanalysen, die auch Beobachtungsmaterial vor etwa 1990 enthalten, nicht nur die Steigungen der PWLF-Parameterisierung, sondern auch die Gradientenzuschläge reguliert werden sollten. Die ZWD zeigen zwischen 1985 und 1988 einen „Buckel" mit mittleren Abweichungen bis 100 mm. Vor 1990 zeigen Lösungen mit und ohne Bestimmung von Zuschlägen zu den Gradientenkomponenten quasi keine Differenzen in den ZWD, was ebenso darauf-hin deutet, dass die Gradientenkomponenten in diesem Zeitraum bedingt bestimmbar sind.
In der Standardlösung des IGG wird ein Zuschlag für jede Gradientenkomponente je Beobachtungssession geschätzt und eine schwache Bedingungsgleichung hinzugefügt.

6.3 Zusammenfassung der Effekte auf die Bestimmung der troposphärischen Laufzeitverzögerung

In diesem Kapitel werden die im vorangehenden Abschnitt (6.2) ausführlich beschriebenen Effekte auf die Bestimmung der troposphärischen Laufzeitverzögerungen zusammengefasst und gegenübergestellt (Tabelle 6.3). Die Werte beziehen sich hier auf zwölf repräsentative Stationen des aktuellen IVS-Netzwerkes (Tabelle 6.4). Von diesen ausgewählten Stationen werden etwa 85% der gesamten Beobachtungen ausgeführt [Nothnagel, 2005].
Den mit Abstand größten Effekt auf die mittleren Abweichungen (*bias*) der ZWD ruft die Wahl der Luftdruckdaten hervor. Maximale Abweichungen treten bei Verwendung der homogenisierten in situ Registrierungen gegenüber dem Berg-Modell auf.

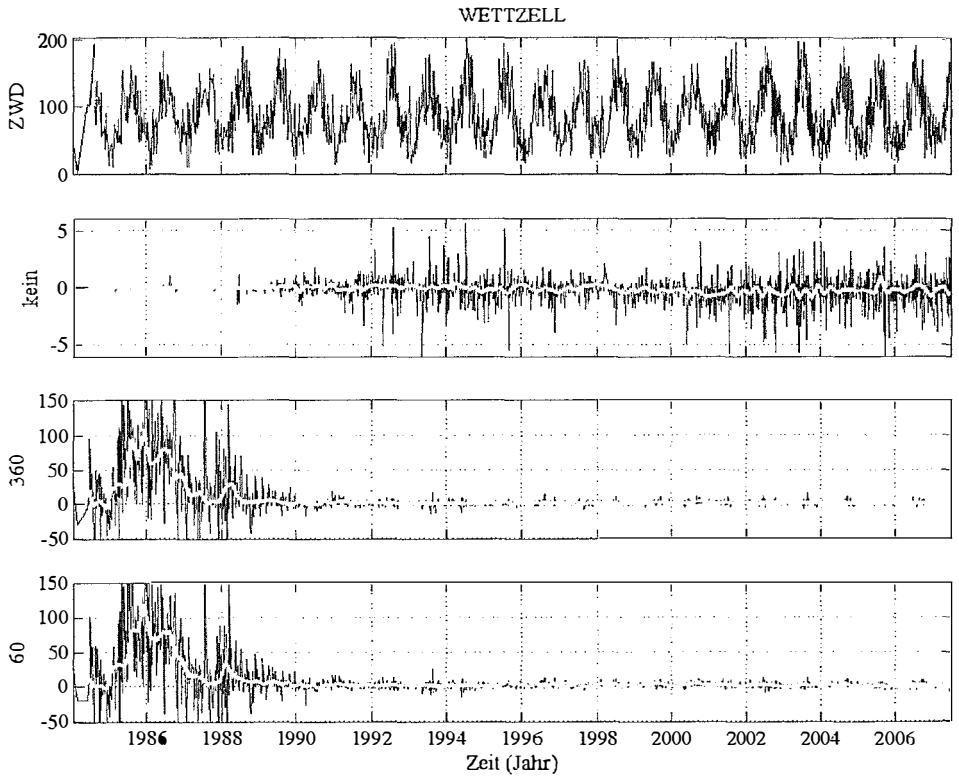


Abb. 6.17 ZWD (mm) der VLBI-Lösung mit geschätzten Gradientenzuschlägen je Session (*oben*). ZWD Differenzen (mm) zur VLBI-Lösung ohne Schätzen von Gradientenzuschlägen (*kein*) und ZWD Differenzen gegenüber Lösungen mit PWLF-Parameterisierung der Intervalllänge sechs Stunden (*360*) bzw. eine Stunde (*60*)

Tab. 6.3 Mittlere und maximale Effekte auf die Bestimmung der ZWD an zwölf repräsentativen VLBI-Stationen (Tabelle 6.4), hervorgerufen durch Wahl der Analyseoptionen und Parameterisierungen

Abschnitt	Untersuchter Zusammenhang	Effekt	Größenordnung im Mittel	Größenordnung maximal
6.2.1	Parameterisierung der ZWD (Intervalllänge der subtäglichen PWLF-Abschnitte)	mittl. Abweichung	1,7 mm	3,8 mm
		linearer Trend	0,0 mm/Jahr	1,5 mm/Jahr
		jährl. Amplitude	1,7 mm	4,6 mm
		Standardabw.	15,2 mm	23,9 mm
6.2.2	Quelle für die Luftdruckwerte	mittl. Abweichung	7,1 mm	22,3 mm
		linearer Trend	0,0 mm/Jahr	1,0 mm/Jahr
		jährl. Amplitude	6,3 mm	22,4 mm
		Standardabw.	14,9 mm	26,0 mm
6.2.3	Terrestrischer Referenzrahmen (TRF) ohne Schätzung von Zuschlägen zu den a priori Stationskoordinaten	mittl. Abweichung	0,6 mm	2,0 mm
		linearer Trend	0,1 mm/Jahr	0,5 mm/Jahr
		jährl. Amplitude	0,1 mm	0,3 mm
		Standardabw.	1,1 mm	1,8 mm
6.2.3	Terrestrischer Referenzrahmen (TRF) mit Schätzung von Zuschlägen zu den a priori Stationskoordinaten	mittl. Abweichung	0,0 mm	0,0 mm
		linearer Trend	0,0 mm/Jahr	0,0 mm/Jahr
		jährl. Amplitude	0,0 mm	0,0 mm
		Standardabw.	0,0 mm	0,1 mm
6.2.4	Projektionsfunktionen	mittl. Abweichung	0,3 mm	1,4 mm
		linearer Trend	0,0 mm/Jahr	0,1 mm/Jahr
		jährl. Amplitude	1,0 mm	3,0 mm
		Standardabw.	1,5 mm	2,6 mm
6.2.5	Elevationsuntergrenze	mittl. Abweichung	0,9 mm	8,1 mm
		linearer Trend	0,3 mm/Jahr	3,0 mm/Jahr
		jährl. Amplitude	2,5 mm	7,0 mm
		Standardabw.	22,7 mm	38,2 mm
6.2.6.1	A priori Gradienten	mittl. Abweichung	0,6 mm	2,4 mm
		linearer Trend	0,1 mm/Jahr	0,1 mm/Jahr
		jährl. Amplitude	0,1 mm	0,5 mm
		Standardabw.	1,1 mm	2,3 mm
6.2.6.2	Parameterisierung der Gradienten (Regulierung)	mittl. Abweichung	0,9 mm	5,8 mm
		linearer Trend	0,1 mm/Jahr	1,2 mm/Jahr
		jährl. Amplitude	0,6 mm	1,7 mm
		Standardabw.	7,2 mm	23,7 mm

Änderungen der in den ZWD enthaltenen linearen Trends können durch beinahe alle Analyseoptionen hervorgerufen werden. Signifikante systematische Effekte auf die linearen Trends entstehen durch Fixieren der Stationskoordinaten auf verschiedene terrestrische Referenzrahmen und durch Anbringen von a priori Gradienten. Die übrigen Effekte auf die linearen Trends können durch geeignete Wahl der Analyseoptionen vermindert oder vermieden werden.

Die Wahl der Quelle für den Luftdruck bewirkt ebenso die größten Effekte auf jährliche Schwankungen der ZWD. Da das Berg-Modell im Gegensatz zu den in situ Luftdruckregistrierungen keine zeitlichen Variationen des Luftdrucks berücksichtigt, ergeben sich signifikante Unterschiede.

Auch bei den statistischen Abweichungen ergibt dic Verwendung unterschiedlicher Luftdruckwerte maximale Effekte, aber auch einige andere Analyseoptionen können Effekte signifikanter Größenordnung hervorrufen.

Tab. 6.4 Zwölf ausgewählte repräsentative Netzwerkstationen des IVS [Nothnagel, 2005]

ALGOPARK	HARTRAO	MATERA	TSUKUB32
FORTLEZA	HOBART26	NYALES20	WESTFORD
GILCREEK	KOKEE	SESHAN25	WETTZELL

Abschließend sei darauf hingewiesen, dass die meisten verfälschenden Effekte auf die Bestimmung der ZWD durch geeignete Analyseoptionen reduziert oder ganz ausgeschlossen werden können:

(i) Bei Intervalllängen von etwa 30 min bis etwa 120 min treten vernachlässigbare Differenzen auf. Die Intervalllänge von 60 min ist besonders gut geeignet, einen Kompromiss zwischen der Modellierung der zeitlichen Variationen und der Redundanz der Ausgleichung zu erzielen.

(ii) Die homogenisierten in situ Luftdruckregistrierungen, deren Mittelwert dem mittleren Luftdruck aus einem globalen numerischen Wettermodell, z. B. ERA-40 des ECMWF, angepasst ist, können für die Analyse empfohlen werden.

(iii) Für die Bestimmung der ZWD sollten simultan Zuschläge zu den Stationskoordinaten geschätzt werden. Die Wahl des a priori Katalogs spielt in diesem Fall eine untergeordnete Rolle.

(iv) Für die Datenanalyse geodätischer Weltraumverfahren, die Radiofrequenzen beobachten, kann die verbesserte Vienna Mapping Function (VMF1) [Böhm et al., 2006b] empfohlen werden.

(v) Bei der VLBI-Auswertung mit dem Ziel der Bestimmung von Troposphärenparametern ist keine Elevationsuntergrenze erforderlich. Um die Anzahl der Beobachtungen und damit die Redundanz des Ausgleichungssystems möglichst groß zu halten, wird daher von einer Elevationsuntergrenze abgesehen.

(vi) Da die Gradientenzuschläge mit schwachen Bedingungsgleichungen versehen werden sollten, um eine übermäßige Variation zu verhindern, ist die Wahl der a priori Werte für die Gradienten entscheidend. Der häufig verwendete Ansatz, die Gradienten a priori zu Null zu setzen, sollte durch geeignet modellierte totale Gradienten ersetzt werden. Das derzeit in OCCAM verfügbare DAO-Gradientenmodell [MacMillan und Ma, 1998] liefert nicht für alle in der Standardlösung des IGG enthaltenen Stationen Werte und wird deshalb nicht routinemäßig für die VLBI-Auswertung herangezogen. Des Weiteren wird es vor der standardmäßigen Verwendung für notwendig erachtet, die Folgen des Einsatzes von a priori Gradienten systematisch zu analysieren, insbesondere aufgrund der Wechselwirkungen mit dem Himmelsbezugsrahmen (CRF).

(vii) Da die Gradienten im Allgemeinen während der frühen VLBI-Beobachtungen vor 1990 schwach bestimmt sind, wird von einer subtäglichen Parameterisierung bei der langen Zeitreihe abgesehen.

Es gilt zu zeigen, wie das Dasein als Zeitlichkeit ein Verhalten zeitigt, das sich in der Weise zur Zeit verhält, daß es ihr Rechnung trägt.
Martin Heidegger: Sein und Zeit

7 Analyse langer Zeitreihen des atmosphärischen Wasserdampfes

7.1 Komponentenmodell klimatischer Zeitreihen

Eine Zeitreihe beschreibt eine kontinuierliche Größe (Signal) in Form diskreter Werte (Abtastung) zu gegebenen Zeitpunkten [Koch und Schmidt, 1994].
Mit dem leicht von Rapp [2000] abweichenden, additiven Komponentenmodell kann eine klimatische Zeitreihe y_t durch die Summe einzelner Komponenten dargestellt werden:

$$y_t = \text{mean} + \text{trend} + \text{cycle} + \text{extrema} + \text{noise} , \qquad (7.1a)$$

mit

mean	Mittelwert der Zeitreihe
trend	Trendkomponente
cycle	Zyklen
extrema	seltene Extremwerte und Ausreißer
noise	irreguläre Restkomponente, Rauschen.

Während der Mittelwert den konstanten Anteil des Signals darstellt, enthält die zyklische Komponente die Anteile des Signals, die sich in gewissen zeitlichen Abständen (Perioden) exakt wiederholen. Die Trendkomponente beschreibt das zeitabhängige (säkulare) Verhalten der Zeitreihe im nicht-zyklischen Sinne. Die Extremwerte, oder Extrema, unterscheiden sich von den Ausreißern dadurch, dass sie auf physikalischen Gegebenheiten, d. h. auf extremen klimatischen Ereignissen, z. B. ENSO beruhen. Im Gegensatz zu den Extrema sind Ausreißer grobe Fehler, die durch Messfehler, Zahlendreher usw. entstehen. Während die Ausreißer möglichst aus den Daten entfernt werden, können Extrema einen Teil des Signals oder das Ziel der Analyse selbst ausmachen. Werden Extrema nicht eigens berücksichtigt, so treten sie als Teil einer oder mehrerer der anderen Komponenten auf und verfälschen diese.
Die sogenannte saisonale Komponente entspricht zum Großteil der zyklischen Komponente, kann aber auch zur Trendkomponente beitragen. Sie besitzt eine ausgeprägte jährliche Periode (Saison).
Die ersten vier Komponenten stellen gemeinsam den deterministischen Teil des Komponentenmodells dar. Das Rauschen (noise) entspricht der Summe der nicht deterministischen Messfehler, die aufgrund ihrer Vielzahl meist einen normalverteilten stochastischen Charakter besitzen (weißes Rauschen), was mathematisch durch den zentralen Grenzwertsatz ausgedrückt wird [Koch, 1997]. Werden signifikante Signalanteile nicht durch die deterministischen Anteile dargestellt, so treten diese im stochastischen Teil auf und führen möglicherweise zu Abweichungen von der Normalverteilung (rotes oder farbiges Rauschen). Ziel der Analyse ist es jedoch, die signifikanten Signalanteile möglichst vollständig im deterministischen Teil zu beschreiben.

Bei der Bestimmung der Komponenten und der Trennung der einzelnen Komponenten voneinander müssen insbesondere

(i) die Ungleichabständigkeit der Datenpunkte berücksichtigt und
(ii) der Einfluss von Ausreißern beschränkt werden.

7.2 Berücksichtigung der Extrema und Trennung der Komponenten

Die Extrema sollten aufgrund ihrer teilweise unvorhersagbaren Größenordnung und ihres möglicherweise störenden Einflusses an erster Stelle behandelt werden. Sind ein oder mehrere physikalische Extrema im Signal vorhanden, so müssen diese individuell und eventuell auf einen Teil der Zeitreihe begrenzt modelliert werden, sodass keine signifikanten Störungen auf die anderen Komponenten ausgeübt werden. Aufgrund der Vielseitigkeit möglicher extremer Ereignisse ist es nicht zweckmäßig, für diese Komponente ein allgemein gültiges mathematisches Modell anzugeben.
Zu Problemen kann es bei der Trennung der Extrema und der anderen deterministischen Komponenten kommen, wenn nicht klar ist, ob ein Extremum gesondert behandelt oder einer der anderen Komponenten hinzuzurechnen ist. So kann beispielsweise die Zunahme gewisser extremer Ereignisse unter Umständen einen wichtigen Teil der Trendkomponente ausmachen. In diesem Fall sollten die Extrema nicht eigens berücksichtigt werden (extrema = 0) und vollständig der Trendkomponente hinzugefügt werden.
Bei den langen Zeitreihen zenitaler Laufzeitverzögerungen könnten Extrema durch ENSO auftreten. Aufgrund des regional beschränkten Effekts dieses Klimaphänomens kommt eine Störung der Zeitreihen beispielsweise an der Station FORTLEZA, Fortaleza, Brasilien, in Betracht. Während der letzten, besonders ausgeprägten ENSO-Aktivität (1997-1998) sind an der Station FORTLEZA keine VLBI-Beobachtungen verfügbar. Es ist jedoch davon auszugehen, dass ein Großteil des Effektes durch die Projektionsfunktionen abgefangen würde.
Wird in der klimatischen Zeitreihe kein physikalisches Extremum modelliert, so kann (7.1a) entsprechend vereinfacht werden:

$$y_t = \text{mean} + \text{trend} + \text{cycle} + \text{noise} , \qquad (7.1b)$$

wobei die irreguläre Komponente (noise) durch vorhandene Ausreißer möglicherweise signifikant von der Normalverteilung abweichen kann. Um die Normalverteilung der irregulären Komponente zu überprüfen, kann beispielsweise ein Kolmogorov-Smirnov-Test [Koch, 1997] durchgeführt werden.
Im einfachsten Fall können Ausreißer visuell erkannt und manuell aus der Zeitreihe entfernt werden. Mittlere, kleine und maskierte Ausreißer können während der Bestimmung der anderen Komponenten durch die robuste Parameterschätzung, beispielsweise mit dem BIBER-Schätzer (Abschnitt 4.5.1.5.2.1), in ihrem Einfluss eingeschränkt werden.
Die Bestimmung des Mittelwerts und der Trendkomponente kann nicht unabhängig von der zyklischen Komponente erfolgen. Soll beispielsweise ein Trend aus einer Zeitreihe ohne Berücksichtigung der zyklischen Komponente bestimmt werden, so ist eine Beeinflussung des Trends zu erwarten, wenn die zyklische Komponente asymmetrisch bezüglich der Mitte der Zeitreihe ist. Die Größe dieses Effektes nimmt mit der Zahl der vorhandenen ganzen Zyklen ab. Ähnlich verhält es sich bei der Bestimmung des Mittelwertes der Zeitreihe; dieser wird durch die zyklische Komponente verfälscht, wenn unvollständige Zyklen im Signal vorhanden sind oder die zyklische Komponente asymmetrisch bezüglich der Zeitachse ist. Bei ungleichabständigen Datenpunkten werden die Effekte unter Umständen noch verstärkt. Um sicher zu gehen, dass die zyklische Komponente keinen signifikanten Einfluss auf den Trend oder den Mittelwert der Zeitreihe ausübt, ist diese daher vorher zu berechnen und zu entfernen oder gleichzeitig mit Mittelwert und Trend zu bestimmen.

7.3 Spektralanalyse und Darstellung der zyklischen Komponente

Die zyklische Komponente kann durch eine Fourier-Reihe dargestellt werden, wobei die Amplituden und Phasen neben dem Mittelwert der Zeitreihe im GMM bestimmt werden. Signifikante Frequenzen können vor der Ausgleichung durch die Spektralanalyse gefunden werden.

7.3.1 Fourier-Methoden

7.3.1.1 Fourier-Transformation

Die Fourier-Transformation bildet eine Funktion vom Zeitbereich (*time domain*) in den Frequenzbereich (*frequence domain*) ab [Meyer, 2000]. Ist eine reale Funktion $f(t)$ zu jedem Zeitpunkt $t \in \mathbb{R}$ bekannt, so bezeichnet man

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp(-i\omega t) dt \qquad (7.2)$$

als Fourier-Transformierte (*Fourier transform*) oder Spektrum der kontinuierlichen Funktion $f(t)$, wobei ω die Kreisfrequenz ist, und für die imaginäre Einheit i gilt bekanntlich

$$i^2 = -1 \; . \qquad (7.3)$$

Der Ausdruck

$$P(\omega) = |F(\omega)|^2 \qquad (7.4)$$

wird Leistungsspektrum (*power spectrum*) der Funktion $f(t)$ genannt.
In der Praxis sind anstelle einer kontinuierlichen Funktion die N Messwerte f_n eines kontinuierlichen Prozesses gegeben. Im Falle gleichabständiger Messwerte ($n = 1,..., N$) ist das diskrete Spektrum F_n durch die diskrete Fourier-Transformation

$$F_n = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} f_n \exp(-i\omega t_n) \qquad (7.5)$$

gegeben, wobei das kontinuierliche Integral in die diskrete Summe übergeht. Im diskreten Fall wird der dem Leistungsspektrum entsprechende Ausdruck Fourier-Linienspektrum genannt:

$$P_n = |F_n|^2 \; . \qquad (7.6)$$

7.3.1.2 Lomb-Scargle-Periodogramm

Nach Lomb [1976] und Scargle [1982] ist ein Periodogramm für das Aufdecken von periodischen Signalen in verrauschten, ungleichabständigen Messwerten benannt. Die in diesem Fall möglicherweise ungleichabständigen Datenpunkte f_n ($n = 1,..., N$) sind zu den Zeitpunkten t_n gegeben.
Das Periodogramm

$$P_{LS}(\omega) = \frac{1}{2\sigma^2} \left\{ \frac{\left(\sum_{n=1}^{N} (f_n - \bar{f}) \cos[\omega(t_n - t_\omega)] \right)^2}{\sum_{n=1}^{N} \cos^2[\omega(t_n - t_\omega)]} + \frac{\left(\sum_{n=1}^{N} (f_n - \bar{f}) \sin[\omega(t_n - t_\omega)] \right)^2}{\sum_{n=1}^{N} \sin^2[\omega(t_n - t_\omega)]} \right\} \qquad (7.7)$$

ist für jede positive Kreisfrequenz

$$\omega = 2\pi\nu > 0 \tag{7.8}$$

definiert. Der Zeitabstand

$$t_\omega = \frac{1}{2\omega} \cdot \arctan\left[\frac{\sum_{n=1}^{N} \sin 2\omega t_n}{\sum_{n=1}^{N} \cos 2\omega t_n}\right] \tag{7.9}$$

macht die Berechnung des Periodogramms unabhängig vom Nullpunkt der Zeitpunkte t_n.
In Gleichung (7.7) bezeichne

$$\bar{f} = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} f_n \tag{7.10}$$

den Mittelwert und

$$\sigma^2 = \frac{1}{N-1}\sum_{n=1}^{N}\left(f_n - \bar{f}\right)^2 \tag{7.11}$$

die Standardabweichung. Press und Rybicki [1989] und Press et al. [1992] beschreiben ein Verfahren, das Lomb-Scargle-Periodogramm durch Einsatz der schnellen Fourier-Transformation (*Fast Fourier Transform*, FFT) zu beschleunigen.

7.3.1.3 CLEAN-Algorithmus

Im Gegensatz zu den vorhergehenden Verfahren der Spektralanalyse ist der CLEAN-Algorithmus [Roberts et al., 1987] ein iteratives Verfahren. Die Kenntnis der Abtastfunktion (*sampling function*) $s(t)$ wird hierbei eingesetzt, um eine schrittweise Dekonvolution im Frequenzbereich zu erreichen. Die möglicherweise ungleichabständige und verrauschte Messreihe

$$f_n = f(t)\cdot s(t) = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} f(t)\cdot \delta_n(t - t_n) \tag{7.12}$$

wird als Überlagerung des zugrunde liegenden kontinuierlichen Prozesses $f(t)$ und der Abtastfunktion $s(t)$ angenommen, wobei der Einheitsimpuls

$$\delta_n(x) = \begin{cases} 1 & \text{wenn } x = 0 \\ 0 & \text{wenn } x \neq 0 \end{cases} \tag{7.13}$$

das diskrete Analogon zur Dirac'schen Deltafunktion darstellt.
Für die Fourier-Transformierte des abgetasteten Signals f_n ergibt sich das Faltungsintegral nach dem Faltungstheorem:

$$F_n = F(\omega) * S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\xi) \cdot S(\omega - \xi) d\xi \ , \tag{7.14}$$

dabei wird

$$S(\omega) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} \exp(-i\omega t_n) \tag{7.15}$$

spektrale Fensterfunktion und F_n (Gleichung 7.14) verunreinigtes Spektrum (*dirty spectrum*) genannt.

Baisch und Bokelmann [1999] geben folgende iterative Vorgehensweise an:

(i) Zunächst wird das verunreinigte Spektrum F_n (7.14) berechnet. Dann wird

(ii) in jedem Iterationsschritt ein Residualspektrum R berechnet, angefangen mit dem verunreinigten Spektrum $R^{(0)} = F_n$.

(iii) Es wird jeweils die komplexe Amplitude zur Frequenz des maximalen Betrags des Residualspektrums berechnet. Ein Teil g (*gain factor*, $g \in [0;1]$) des Beitrags des entsprechenden Sinusoids mit der vorher bestimmten komplexen Amplitude wird vom Residualspektrum abgezogen (*prewhitening*) und so das nächste Residualspektrum erhalten.

(iv) Die entfernten Anteile werden dem sogenannten sauberen Komponenten-Array hinzugefügt. Die Iteration wird bis zu einer vorgegebenen Anzahl maximaler Iterationsschritte durchgeführt. Dieses Vorgehen wird von Baisch und Bokelmann [1999] empfohlen, die das Verfahren als unempfindlich gegenüber Überiteration bezeichnen. Roberts et al. [1987] setzen als Abbruchkriterium alternativ einen geeigneten Schwellwert für den maximalen Betrag des Residualspektrums ein.

(v) Nach der Iteration wird dem sauberen Komponenten-Array das letzte Residualspektrum hinzugefügt und so das Rauschen berücksichtigt. Dieses Spektrum wird sauberes Spektrum (*cleaned spectrum*) genannt.

Mit dem CLEAN-Algorithmus können Frequenzen bis zur Hälfte der maximalen, im verunreinigten Spektrum vorkommenden, Frequenz gereinigt werden. Das Resultat kann signifikant vom gewählten g-Faktor und von der gewählten maximalen Anzahl an Iterationsschritten abhängen. Daher sollten diese Variablen möglichst objektiv, z. B. durch Trainingsdaten, bestimmt werden.
Baisch und Bokelmann [1999] stellen über die Webseite der *International Association for Mathematical Geology* [IAMG, 2008] einen *source code* des Algorithmus zur Verfügung.
Eines der Hauptanwendungsgebiete des CLEAN-Algorithmus ist die Rekonstruktion astronomischer Objekte, beispielsweise Radioquellen, aus der gegebenen Helligkeitsverteilung.

7.3.2 Wavelet-Methoden

Als eine Verallgemeinerung der Fourier-Methoden, bei denen es lediglich auf die genaue Frequenzlokalisierung ankommt, ermöglicht die Wavelet-Analyse gleichzeitig Frequenz- und Zeitlokalisierung. Bei den Fourier-Methoden wird in Abhängigkeit von der Frequenz der Beitrag eines Sinusoids durch Amplitude und Phase über den gesamten Zeitbereich bestimmt. Demgegenüber stellen die Wavelet-Methoden eine Erweiterung dar: Die Entwicklung geschieht bei den Wavelet-Methoden mit gewichteten, zeitlich mehr oder weniger begrenzt definierten Wavelets. Die frequenzabhängigen skalierten Wavelets werden aus dem sogenannten Mutter-Wavelet, auch Wavelet-Kernel oder analysierendes Wavelet genannt, abgeleitet. Sowohl als Einführung als auch als Vertiefung zum Thema kann die Arbeit von Schmidt [2001] empfohlen werden. Um als Wavelet-Kernel herangezogen werden zu können, muss eine Wavelet-Funktion $\psi(t)$ eine Reihe von formellen Voraussetzungen erfüllen:

(i) $\psi(t)$ muss quadratisch (Riemann-)integrierbar sein:

$$\int_a^b \psi^2(t)dt < \infty \quad (a, b \in \mathbb{R}),$$

was erfüllt ist, wenn $\psi^2(t)$ auf dem Intervall $[a;b]$ beschränkt und die Menge der Unstetigkeitsstellen von $\psi^2(t)$ leer ist.

(ii) $\psi(t)$ muss eine endliche Energie besitzen, d. h. es muss eine energiebegrenzte Funktion sein:

$$E_\psi = \lim_{T\to\infty} \int_{-T/2}^{T/2} \psi^2(t)dt < \infty .$$

(iii) Für die Fourier-Transformierte $\Psi(\omega)$ von $\psi(t)$ muss die Konstante

$$c_\psi = 2\pi \cdot \int_0^\infty \frac{|\Psi(\omega)|^2}{|\omega|} d\omega < \infty$$

begrenzt sein. Diese Forderung wird Zulässigkeitsbedingung genannt.

(iv) Als direkte Folge der Zulässigkeitsbedingung muss

$$\int_{t=-\infty}^{\infty} \psi(t)dt = 0$$

gelten, d. h. der Mittelwert des Wavelet-Kernels muss Null sein.

Die Voraussetzungen (i) bis (iv) erfüllt im Prinzip eine oszillierende, energiebegrenzte Funktion, die quasi kompakt ist, d. h. die Welle geht relativ zügig gegen Null.

Die einzelnen Wavelets können aus dem Kernel durch die Vorschrift

$$\psi(\omega, \tau, t) = \sqrt{\omega} \cdot \psi(\omega(t - \tau)) \tag{7.17}$$

gebildet werden, wobei $\omega \in \mathbb{R}^+$ eine Skalierungsvariable und $\tau \in \mathbb{R}$ eine Verschiebungsvariable entlang der Zeitachse t darstellen.
Ein prominenter Kernel ist das Morlet-Wavelet:

$$\psi(t) = \exp\left(-c\omega^2(t-\tau)^2\right) \cdot \left[\exp(i\omega(t-\tau)) - \exp(-1/4c)\right] . \tag{7.18}$$

Die Variable c bestimmt dabei, wie stark der Kernel gedämpft ist, d. h. wie rasch die Gewichte des Wavelets gegen Null gehen. Die Dämpfungsvariable c kann neben den Variablen ω und τ als dritte freie Variable interpretiert werden. In der Praxis wird der Variable c jedoch häufig ein konstanter Wert zugewiesen, z. B. c = 0,0125 [Foster, 1996].
Die Konstante $\exp(-1/4c)$ wird dabei eingeführt, um die Bedingung (iv) zu erfüllen; sie ist jedoch sehr klein und wird häufig weggelassen, der entsprechende Ausdruck wird als vereinfachtes Morlet-Wavelet (*abbreviated Morlet-wavelet*) bezeichnet (Abbildung 7.1):

$$\psi(t) = \exp\left(-c\omega^2(t-\tau)^2\right) \cdot \exp(i\omega(t-\tau)) . \tag{7.19}$$

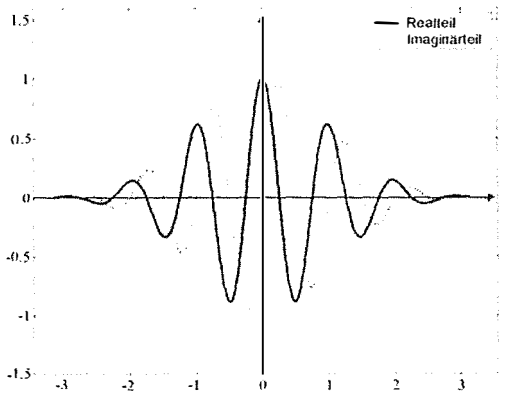


Abb. 7.1 Vereinfachtes Morlet-Wavelet mit $\omega = 2\pi$, $\tau = 0$, $c = 0{,}0125$

7.3.2.1 Wavelet-Transformation

Die kontinuierliche Wavelet-Transformation ist durch folgenden Ausdruck gegeben [Schmidt, 2001]:

$$W(\omega,\tau,f(t)) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)\cdot\psi^*(\omega,\tau,t)dt = \sqrt{\omega}\cdot\int_{-\infty}^{\infty} f(t)\cdot\psi^*(\omega(t-\tau))dt \ , \tag{7.20}$$

wobei ψ^* die komplex konjugierte Wavelet-Funktion bezeichnet. In der Praxis wird analog der diskreten Fourier-Transformation die diskrete Wavelet-Transformation eingesetzt:

$$W_n(\omega,\tau) = \sqrt{\omega}\cdot\sum_{n=1}^{N}\left[f_n\cdot\psi^*(\omega(t_n-\tau))\right] . \tag{7.21}$$

Foster [1996] schlägt für die diskrete Wavelet-Leistung (*discrete wavelet power*) den Ausdruck

$$P_W = \frac{|W_n|^2}{\hat{\sigma}^2\omega\cdot n_d(\sqrt{2}\omega,\tau)} \tag{7.22}$$

vor, wobei die geschätzte Standardabweichung $\hat{\sigma}^2$ die Wavelet-Leistung so skaliert, dass $P_W = 1$ gilt, wenn f_n nur aus weißem Rauschen besteht. Ein Ausdruck zur Bestimmung von $\hat{\sigma}^2$ wird von Foster [1996] hergeleitet. Durch den Einsatz der lokalen Datenzahl

$$n_d(\omega,\tau) = \sum_{n=1}^{N}\exp\left[\ c\omega^2(t_n-\tau)^2\right] \tag{7.23}$$

erfährt die Wavelet-Leistung (7.22) eine gewisse Unabhängigkeit von der Verteilung der Datenpunkte. Eine weitere für die Praxis gut geeignete Wavelet-Funktion ist die Wavelet-Amplituden-Funktion [Foster, 1996]:

$$WAF = \sqrt{\frac{4c\omega}{\pi}}\cdot\frac{|W_n|}{\rho(\omega,\tau)} \ , \tag{7.24}$$

worin

$$\rho(\omega,\tau)=\omega\cdot\sqrt{\frac{c}{\pi}}\cdot n_d(\omega,\tau) \tag{7.25}$$

als Datendichte (*data density*) bezeichnet wird. Ein Vorteil der Wavelet-Amplituden-Funktion besteht darin, dass aus den Wavelet-Koeffizienten direkt die Amplitude abgelesen werden kann.

7.3.2.2 Wavelet-Transformation als gewichtete Projektion

Wird der erste Teil des vereinfachten Morlet-Wavelets (Gleichung 7.19) als Gewicht definiert, so kann die Wavelet-Transformation als gewichtete Projektion auf die Basis

$$\phi(t)=\exp(i\omega(t-\tau)) \tag{7.26}$$

interpretiert werden. Die drei Basisfunktionen lauten in diesem Fall [Foster, 1996]:

$$\begin{aligned}\phi_1(t)&=1(t),\\ \phi_2(t)&=\cos(\omega(t-\tau)),\\ \phi_3(t)&=\sin(\omega(t-\tau)).\end{aligned} \tag{7.27}$$

Die diskrete gewichtete Wavelet-Amplitude WWA (*weighted wavelet amplitude*) ergibt sich aus der Wurzel der Summe der Quadrate der Koeffizienten, die bei der Entwicklung der Basisfunktionen (7.27) durch Kleinste-Quadrate-Schätzung erhalten werden:

$$WWA_n=\sqrt{y_{2,n}^2+y_{3,n}^2}\ . \tag{7.28}$$

Die WWA ist unabhängig von den Zeitpunkten der Datenpunkte (*date compensated*).

7.3.2.3 Normalisierte quadratische B-splines

Das normalisierte B-spline $N^d(x)$ vom Grad d ist rekursiv an den gleichabständigen Knoten

$$t_0^i, t_1^i, \ldots, t_{m_i+d}^i \tag{7.29}$$

definiert [Schmidt, 2007]. Die Darstellung erfolgt in verschiedenen Auflösungsgraden $i = 0, \ldots, I$:

$$N_{i,k}^m(x)=\frac{x-t_k^i}{t_{k+m}^i-t_k^i}N_{i,k}^{m-1}(x)+\frac{t_{k+m+1}^i-x}{t_{k+m+1}^i-t_{k+1}^i}N_{i,k+1}^{m-1}(x)\ , \tag{7.30}$$

mit den Startwerten

$$N_{i,k}^0(x)=\begin{cases}1 & \text{wenn} \quad t_k^i\le x<t_{k+1}^i\\ 0 & \text{sonst}\end{cases}\ , \tag{7.31}$$

wobei $k = 0,...,m_i - 1$ und $m = 1,...,d$ gilt [Stollnitz et al., 1995]. Die Besonderheit der normalisierten B-splines liegt darin, dass sie kompakt sind, d. h. die Werte sind in einem endlichen Bereich der realen Achse von Null verschieden. Mit $d = 2$ werden die normalisierten quadratischen B-spline-Funktionen ausgewählt. Abbildung (7.2) zeigt die Skalierungsfunktionen mit dem Auflösungsgrad $i = 2$. Die Knotenfolge ist in diesem Fall durch

$$0 = t_0^i = t_1^i = t_2^i < t_3^i < t_4^i < ... < t_{m_i}^i = t_{m_{i+1}}^i = t_{m_{i+2}}^i = 1 \tag{7.32}$$

gegeben, wobei für die Knoten $k = 2,\ldots,m_i$ der Abstand $t_{k+1}^i - t_k^i = 2^{-i}$ beträgt und konstant ist. Die Anzahl der Knoten hängt allgemein vom Auflösungsgrad i ab: $m_i = 2^i + 2$. Der höchste Auflösungsgrad I ist implizit durch die Ungleichung

$$m_I = 2^I + 2 < n \tag{7.33}$$

gegeben, wobei n die Anzahl der Beobachtungen bezeichnet. Die Koeffizienten des höchsten Auflösungsgrads I werden mit der Kleinsten-Quadrate-Methode geschätzt. Die Koeffizienten der niedrigeren Auflösungsgrade $0 \le i < I$ können dann sukzessive durch Linearkombination aus den höheren Auflösungsgraden rekonstruiert werden, wobei mit dem höchsten Auflösungsgrad I gestartet wird. Dieser sogenannte Pyramidenalgorithmus ist das zugrunde liegende Werkzeug für die Zerlegung des Signals in frequenzabhängige Detailsignale, was als *multi-resolution representation* bezeichnet wird [Schmidt, 2007]. Als „Grad-i-Näherung" wird die Summe der Detailsignale bis einschließlich des Auflösungsgrades i bezeichnet.

7.3.3 Analyse der zyklischen Komponente zenitaler Laufzeitverzögerungen

Abbildung (7.3) zeigt exemplarisch die Fourier-Spektren der zenitalen feuchten Laufzeitverzögerung ZWD an der Station GILCREEK, Fairbanks, USA.
In allen drei Spektren sind signifikante jährliche und 1/2-jährliche Perioden vorhanden. Die längerperiodischen Anteile und ein Großteil der Signalleistung kürzerer Perioden (< 1 Jahr) der DFT sind aus den anderen beiden Spektren nicht ersichtlich. Im Gegensatz zu den anderen Methoden kann die DFT anfällig für Störungen sein, die durch die Ungleichabständigkeit der verwendeten Zeitreihen hervorgerufen werden. Die zusätzlich im diskreten Fourier-Spektrum enthaltenen Signale werden daher bei der Darstellung der zyklischen Komponente nicht modelliert. Die ZWD-Spektren für die anderen Stationen zeigen vergleichbare Signale und werden daher nicht abgebildet. Aufgrund der hohen Redundanz könnten zur Beschreibung der zyklischen Komponente weitere Fourier-Frequenzen herangezogen werden [Heinkelmann et al., 2007c], was jedoch keine signifikante Verbesserung der Approximation bringt.

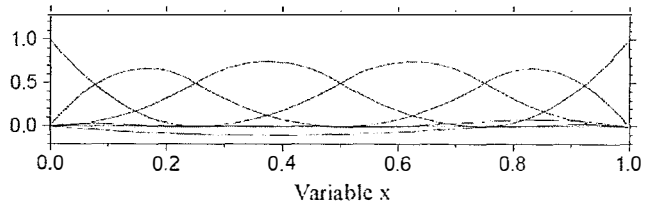


Abb. 7.2 Normalisierte quadratische B-spline Skalierungsfunktionen mit Auflösungsgrad $i = 2$ [Schmidt, pers. Komm.]

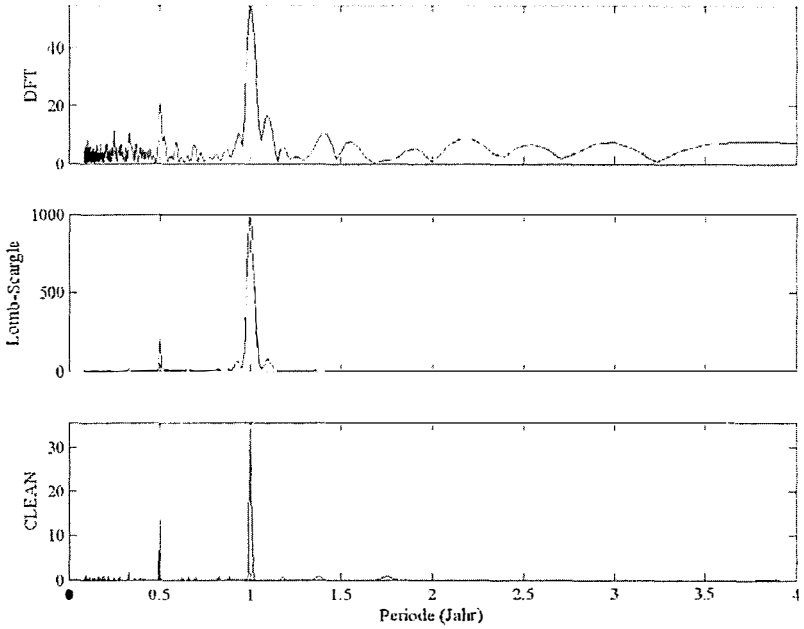


Abb. 7.3 Fourier-Spektren der ZWD an der Station GILCREEK, diskrete Fourier-Transformierte DFT (*oben*), Lomb-Scargle-Periodogramm (*Mitte*) und CLEAN-Spektrum bei Verwendung des CLEAN-Algorithmus mit g = 0,1 und maximal 600 Iterationsschritten (*unten*). DFT und CLEAN-Spektrum zeigen den Realteil des diskreten Spektrums (mm), das Lomb-Scargle-Periodogramm das Linienspektrum (mm^2)

Die zyklische Komponente kann durch eine Fourier-Reihe mit jährlicher und 1/2-jährlicher Periode genähert werden:

$$\text{cycle} = \sum_{i=1}^{2}\left[A_i \sin\left(2\pi \tfrac{i}{T_1} t\right) + B_i \cos\left(2\pi \tfrac{i}{T_1} t\right)\right], \qquad (7.34)$$

wobei die grundlegende Periode T_1 ein Jahr beträgt. Das Auftreten der Unterfrequenzen zur Jahresperiode beruht nicht auf einer Störung, sondern wird durch die Abweichungen des jährlichen Signals von der exakten sinusodialen Form hervorgerufen. Die Koeffizienten der zyklischen Komponente können zusammen mit einer konstanten Funktion durch die Kleinste-Quadrate-Methode bestimmt werden.

Die Fourier-Methoden sind gut geeignet um Frequenzen bzw. Perioden in den Zeitreihen aufzudecken. Für die Bestimmung der Amplituden der Signale zu den jeweiligen Perioden sind sie jedoch nicht so gut geeignet, da diese zeitlich variieren können. Variationen der Amplituden können durch die Wavelet-Analyse gefunden werden. Abbildung (7.4) zeigt die frequenz- und zeitabhängigen Wavelet-Skalogramme der ZWD an einigen VLBI-Stationen.
Die jährlichen (saisonalen) Signale sind an allen Stationen deutlich zu erkennen, daneben die weniger ausgeprägten 1/2-jährlichen Signale.
Je näher die Station am Äquator liegt, desto breiter werden die Spitzen (Lomb-Scargle-Periodogramm) bzw. die Bänder (WWA) der jährlichen Signale. Die Variationen der Amplituden sind teilweise signifikant. Die größte jährliche Amplitude (an der Station TSUKUB32, Tsukuba, Japan) beträgt etwa 140 mm, wobei die zwischenjährliche Variation bis zu 40 mm ausmachen kann.

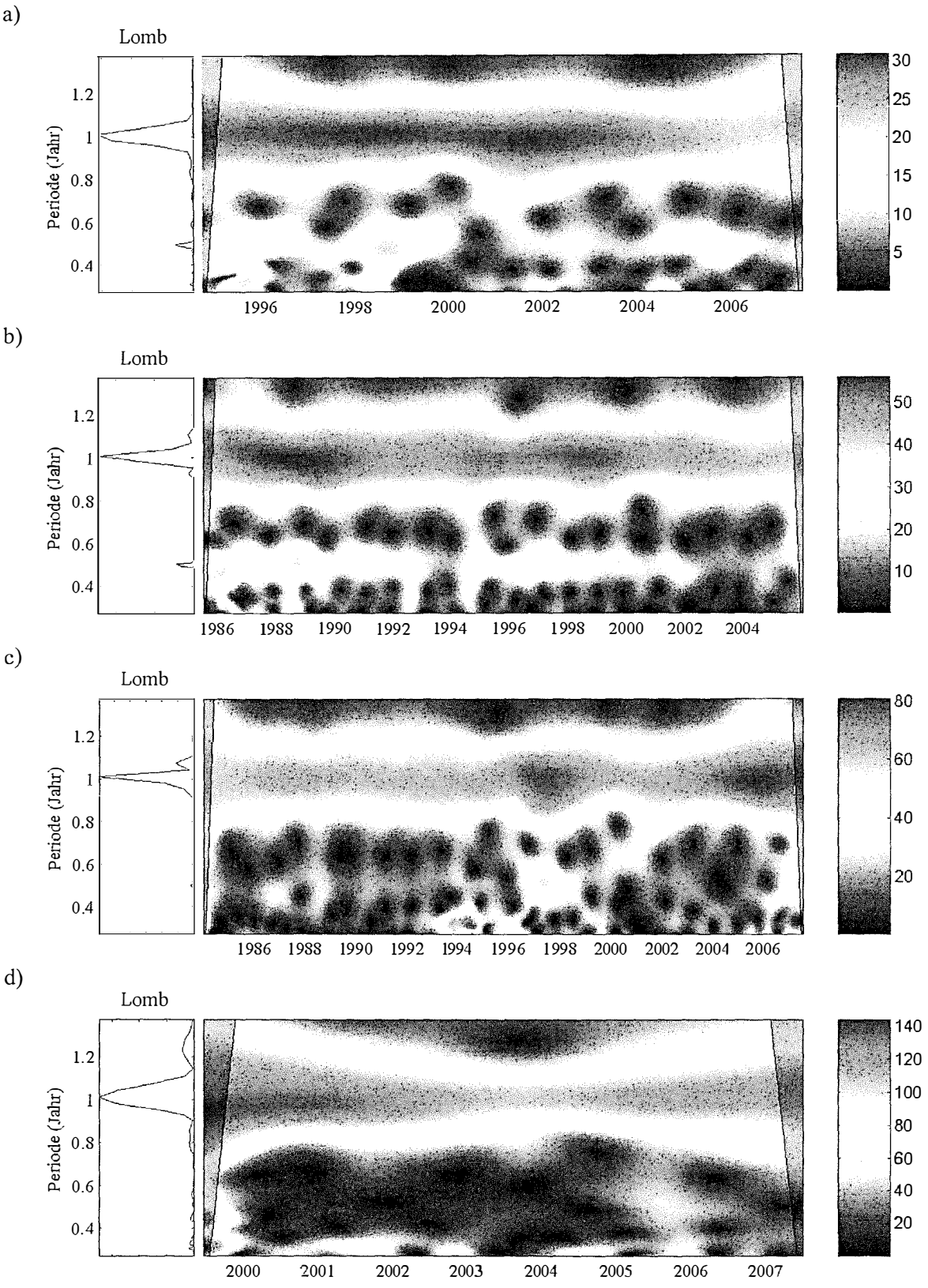


Abb. 7.4 Lomb-Scargle-Periodogramme und vereinfachte Morlet-Wavelet-Spektren an den Stationen NYALES20 (*a*), GILCREEK (*b*), WESTFORD (*c*) und TSUKUB32 (*d*) mit Perioden zwischen 100 und 500 Tagen. Durch die gewichtete Wavelet-Amplituden-Funktion (WWA) lässt sich die variable Amplitude der ZWD (mm) direkt aus den Wavelet-Koeffizienten entnehmen. Dunkel gekennzeichnet sind solche Bereiche, in denen die Wavelet-Koeffizienten möglicherweise durch Randeffekte beeinflusst sind.

Die variablen jährlichen Amplituden sind Bestandteil der saisonalen Komponente, nicht jedoch der zyklischen Komponente, die nur solche Variationen enthält, welche sich von Periode zu Periode exakt reproduzieren. Die Amplitudenvariation ist somit im Modell der klimatischen Zeitreihe (7.1) in der Trendkomponente enthalten.
Aufgrund der Variationen der Amplituden ist bei der Bestimmung der zyklischen Komponente auf die Gleichabständigkeit der verwendeten Datengrundlage zu achten. Läge bei einer größeren Amplitude beispielsweise eine höhere Datendichte vor, so würde die Bestimmung der Amplitude einen größeren Wert ergeben.

7.4 Darstellung der Trendkomponente

Aufgrund der Größe der irregulären Komponente ist vor der Trendbestimmung eine geeignete Filterung durchzuführen. Die Filterung kurzperiodischer irregulärer Anteile kann beispielsweise durch die Wavelet-Transformation mit quadratischen B-Spline-Skalierungsfunktionen erfolgen [Heinkelmann et al., 2007c]. Der Vorteil bei der Wavelet-Entwicklung besteht darin, dass das Signal nach der Transformation in Form der Wavelet-Koeffizienten gleich einer Filterbank vorliegt (Abbildung 7.5). Die Trendkomponente kann dadurch sehr einfach im gewünschten Detailgrad wiedergegeben werden (Abbildung 7.6). Die Wavelet-Koeffizienten sind zudem gleichabständig und beheben somit auch mögliche Ungleichabständigkeiten der Datengrundlage. Durch Regulierung kann der maximale Auflösungsgrad noch erheblich gesteigert werden [Schmidt, 2007].
Eine andere Möglichkeit besteht darin, aus der Zeitreihe ein gleitendes Mittel (*moving average*) zu rechnen. Dabei kann das Problem der Ungleichabständigkeit der Datenpunkte durch eine geeignet gewählte gleichförmige Schrittweite behoben werden. Wird die Fensterbreite darüber hinaus genügend groß gewählt, so kann durch Einsatz eines gleitenden Medians eine Filterung vorgenommen werden, die unanfälliger für eventuell vorhandene Ausreißer ist.

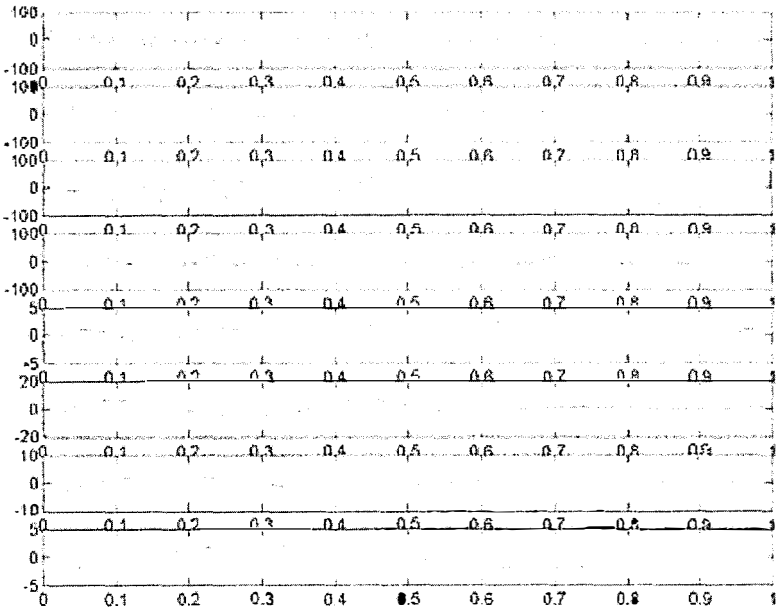


Abb. 7.5 Wavelet-Filterbank der ZWD an der Station GILCREEK. Der höchste Auflösungsgrad I = 7 (*oben*) wird durch Parameterschätzung bestimmt und die niedrigeren Auflösungsgrade (i = 0,…,6) (*darunter*) werden durch Linearkombination aus dem höchsten Grad abgeleitet.

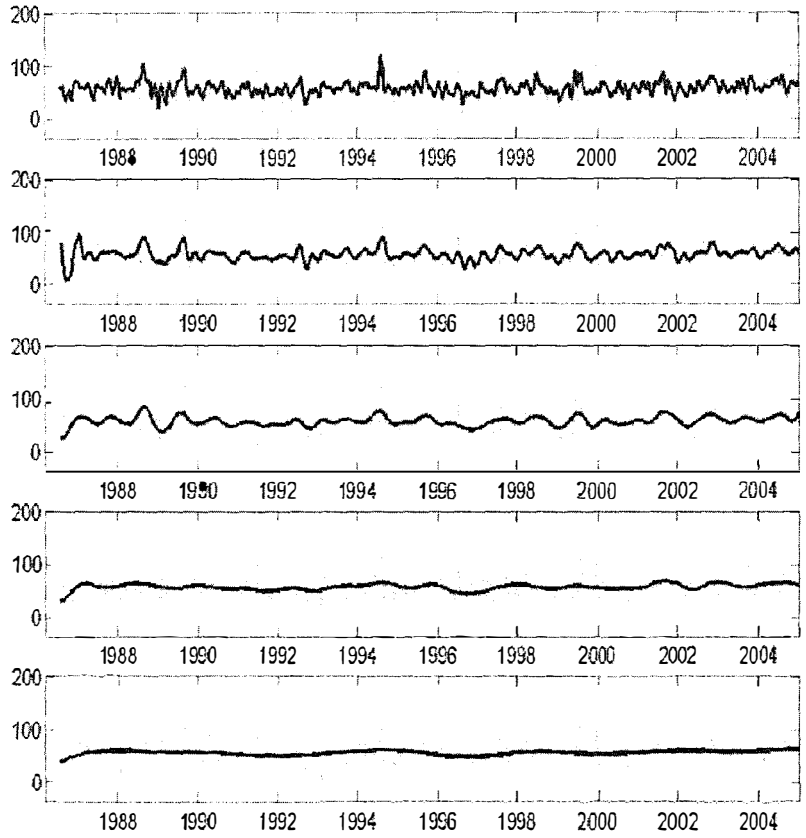


Abb. 7.6 Approximationen der Trendkomponente (*blau*) der ZWD (mm) an der Station GILCREEK durch B-Spline-Wavelets verschiedener Auflösungsgrade. Grad-I = 7-Näherung (*oben*) und weitere Grad-i-Näherungen, wobei der Auflösungsgrad i sukzessive mit 7 beginnend um 1 abnimmt (*darunter*). In einem Vorverarbeitungsschritt wurde die zyklische Komponente aus der ZWD-Zeitreihe entfernt, wodurch ein Teil des Mittelwertes, die Trendkomponente und die irreguläre Komponente übrig bleiben (*cyan*)

Neben der Darstellung der Trendkomponente durch Wavelets, bietet sich die Entwicklung in eine Polynom-Reihe an. Auch der Einsatz von abschnittsweise definierten Funktionen, linearen (PWLF) oder höheren Spline-Funktionen, wäre denkbar.
Zur einfachen Interpretation und für den Vergleich ist der lineare Trend gut geeignet. Die nichtlinearen Anteile der Trendkomponente können dadurch zwar nicht wiedergegeben werden, es kann aber vereinfacht ausgedrückt die Grundrichtung der Trendkomponente bestimmt werden. Zum linearen Trend klimatischer Größen gehören nach Rapp [2000]:

(i) das Vorzeichen,
(ii) der Betrag,
(iii) die Signifikanz,
(iv) die zeitliche Repräsentanz und
(v) die räumliche Repräsentanz.

Vorzeichen und Betrag des linearen Trends ergeben sich aus der Parameterschätzung (lineare Regression) und die Signifikanz kann mit Signifikanztests (z. B. Mann-Kendall-Test) oder der Angabe des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses (*Signal to Noise Ratio*, SNR) beschrieben werden [Rapp, 2000].
Zeitliche und räumliche Repräsentanz der linearen Trends müssen gesondert analysiert werden.

7.4.1 Räumliche Repräsentanz

Die räumliche Dichte der VLBI-Stationen reicht nicht aus um flächendeckende Aussagen über den atmosphärischen Wasserdampf zu treffen. Damit ist die räumliche Repräsentanz im Sinne der Klimatologie nicht gegeben [Rapp, 2000]. Über die Verhältnisse an den Stationen selbst können jedoch Informationen bereitgestellt werden, die zudem relativ zueinander sehr genau sind. Die durch VLBI bestimmten langen Zeitreihen von Troposphärenparametern können dadurch für regionale Studien eingesetzt werden und eine verlässliche global verteilte Basis für die Bestimmung des atmosphärischen Wasserdampfs zur Verfügung stellen.

7.4.2 Zeitliche Repräsentanz

Für die Bestimmung langer Zeitreihen von Troposphärenparametern ist in erster Linie die Dauer der Beobachtungsreihe an einer Station von Bedeutung (Abbildung 6.3). Die VLBI verfügt innerhalb der geodätischen Weltraumverfahren über die längsten Beobachtungsreihen.
Die Länge der Zeitreihen der Troposphärenparameter am IGG zwischen 1984,0 bis 2007,5 kann maximal 23,5 Jahre betragen. Die von der WMO (*World Meteorological Organization*) für die Mittelung von Klimaelementen eingeführte Dauer der Klimanormalperiode (*CLImate NOrmal*, CLINO) beträgt 30 Jahre, für manche Klimaelemente kann jedoch auch ein kürzerer Zeitraum bereits zeitlich repräsentativ sein [Rapp, 2000]. Durch die Fortführung der VLBI-Beobachtungen in der Zukunft werden die Beobachtungsreihen zudem automatisch an zeitlicher Repräsentanz hinzugewinnen.
Zwischen den einzelnen VLBI-Sessionen können ein bis mehrere Tage liegen. Einzelne Stationen können kürzere oder längere (einige Jahre) Beobachtungspausen einlegen. Die Abstände zwischen den einzelnen Troposphärenparametern sind daher im Allgemeinen nicht gleichabständig, die Zeitreihen können starke zeitliche Inkonsistenzen aufweisen, sogenannte aggregierte Daten (*clumped data*).
Für die Berechnung gleitender Mittelwerte eignen sich daher in Abhängigkeit von der Station Schrittweiten von minimal etwa zwei Wochen bis einem Monat. Größere Unterbrechungen sollten vor der Analyse entsprechend gekürzt werden.
Die zeitliche Repräsentanz kann damit für die klimatische Analyse als ausreichend betrachtet werden.

7.5 Zusammenfassung der analytischen Darstellung langer Zeitreihen zenitaler Laufzeitverzögerungen

Ziel der Analyse ist es, unabhängig von der zeitlichen Gegebenheit der Datenpunkte (*sampling*) und von Ausreißern in den Datenpunkten die Trendkomponente bzw. den linearen Trend in den langen Zeitreihen atmosphärischen Wasserdampfs möglichst genau zu bestimmen. Aufgrund der Korrelation zwischen der zyklischen und der Trendkomponente muss ebenso Wert auf die genaue Bestimmung der zyklischen Komponente gelegt werden. Basierend auf den Ergebnissen und der Diskussion der vorangegangenen Abschnitte kann eine mögliche Analysekette durch ein Flussdiagramm (Abbildung 7.7) angegeben werden.

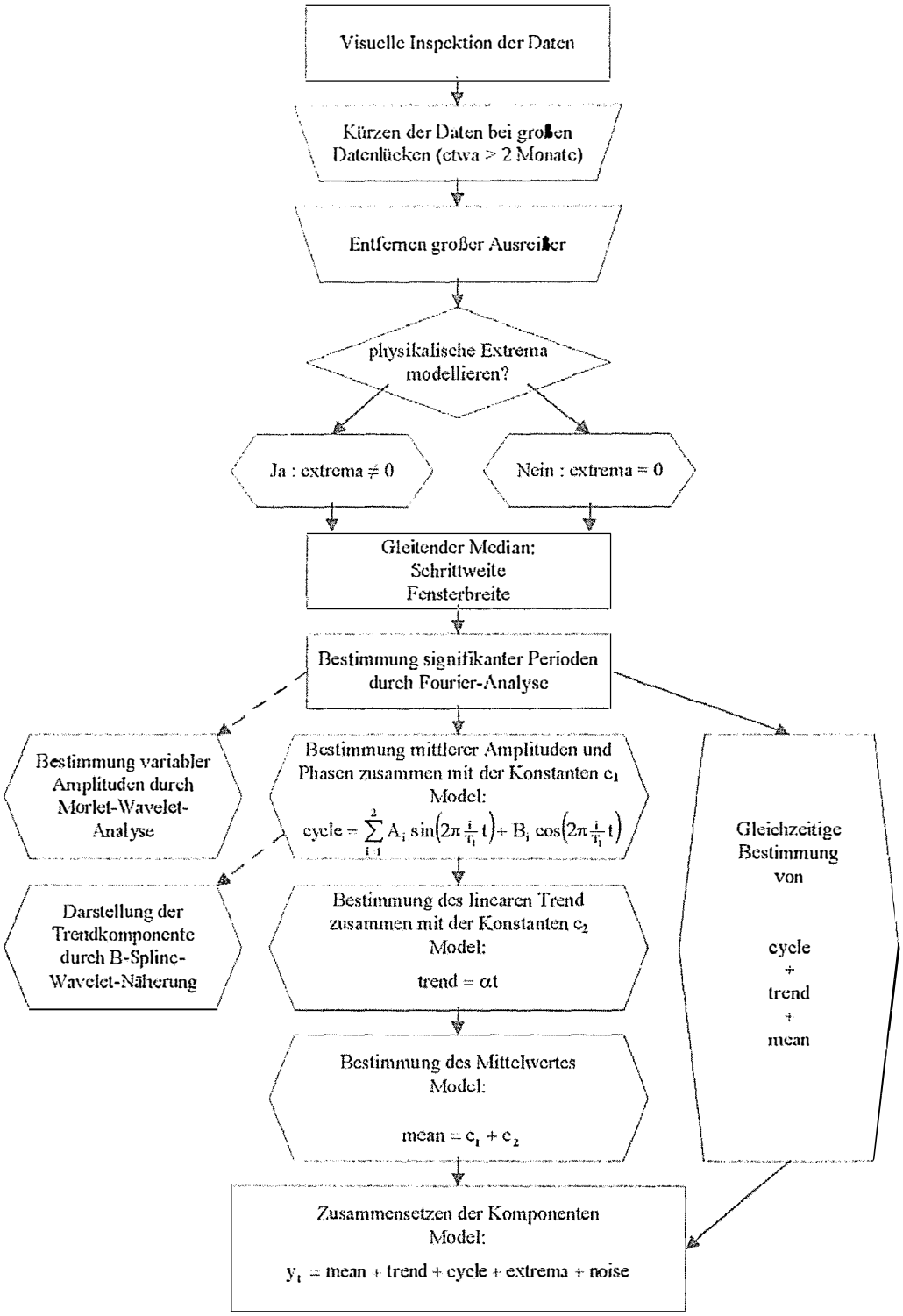


Abb. 7.7 Mögliche Analysekette langer Zeitreihen zenitaler Laufzeitverzögerungen. Die Begriffe beziehen sich auf das Komponentenmodell klimatischer Zeitreihen (Gleichung 7.1)

GGOS, the Global Geodetic Observing System, is a component of IAG. It integrates different techniques, different models and different approaches in order to achieve a better consistency, long-term reliability and understanding of geodetic, geodynamic and global change processes.
GGOS, terms of reference [IAG, 2008]

8 Vergleich und Kombination langer Zeitreihen von Troposphärenparametern

Vergleiche zwischen den Ergebnissen verschiedener Analysezentren (*Analysis Center*, AC) und verschiedener geodätischer Weltraumverfahren oder Modelle sind eine wichtige Basis für die Kontrolle und die Genauigkeitsanalyse. Die Gegenüberstellung gleichartiger Ergebnisse innerhalb eines Verfahrens (*intra-technique*) erlaubt das Aufdecken von Ausreißern und die Bestimmung der Auswirkungen individueller Analyseoptionen und der Wahl der Modelle (*analyst's noise*). Der angelsächsische Begriff analyst's noise täuscht dabei optimistisch über den Charakter der Effekte hinweg, der auch systematischer Natur sein kann. Zwischen den geodätischen und anderen Messverfahren oder Modellen (*inter-technique*) lassen sich durch Vergleiche verfahrensspezifische Systematiken und Gemeinsamkeiten erkennen. Für den Vergleich eignen sich besonders zwei Vorgehensweisen:

(i) Es wird ein Höchstmaß an Übereinstimmung der angewandten Modellierung, der Analyseoptionen und der Datumsgebung zwischen den Einzellösungen oder zwischen den Verfahren angestrebt. Vorausgesetzt, die Verfahren erfordern den Einsatz derselben oder ähnlicher Modelle und Vorgehensweisen bei der Analyse, ergeben sich dabei konsistente Lösungen, die besonders die Untersuchung der individuellen Eigenschaften der Verfahren erlauben. Durch den Einsatz derselben Modelle ist diese Vorgehensweise gut für Studien mit relativem Charakter geeignet, jedoch anfällig für Systematiken beim externen Vergleich.

(ii) Die zweite Möglichkeit besteht darin, über die Modelle und Analyseoptionen bewusst keine Absprache zu treffen. Die Einzellösungen innerhalb eines Verfahrens oder die verschiedenen Verfahren können dadurch als überwiegend unabhängig betrachtet werden. Mit diesem Ansatz kann das analyst's noise quantifiziert werden. Bestehen zwischen den Einzellösungen eine Vielzahl, in ihrer Größenordnung vergleichbare Abweichungen, so nähert sich der Begriff analyst's noise hierbei seiner ursprünglichen Bedeutung an.

Bei der Kombination sind dieselben Vorgehensweisen denkbar. Die Kombination von Einzellösungen innerhalb eines Verfahrens macht jedoch nur Sinn, wenn keine Harmonisierung der Modelle und Analyseoptionen angestrebt wird, da sonst aufgrund der überwiegend identischen Datengrundlage ein und dieselbe Lösung reproduziert würde.

8.1 Vergleich und Kombination der Troposphärenparameter innerhalb des IVS

Troposphärische Parameter, vor allem zenitale feuchte und totale Laufzeitverzögerungen (ZWD, ZTD), werden seit 2002 durch das IVS, Schlüter et al., [2002], verglichen und kombiniert. Im Februar 2002 wurde auf dem siebten *IVS Directing Board Meeting* zunächst das „*IVS Pilot Project Troposphere*" ins Leben gerufen, unter anderem mit dem Ziel, ein kombiniertes VLBI-Troposphärenprodukt anzubieten. Das IGG wurde als Koordinationsbüro eingesetzt. Die Vorgehensweise bei der Berechnung und das Format der Produkte sind dem damaligen kombinierten IGS Troposphärenprodukt [Gendt, 1996] entlehnt.
Nach der gelungenen Anlaufphase wurde die Pilotprojektphase im Juni 2003 abgeschlossen und das Troposphärenprodukt mit Juli 2003 zu einem der operationellen Produkten des IVS. Neben der kurzfristigen Troposphärenkombination (*rapid combination*) wird seit 2005 die langfristige Troposphärenkombination (*long-term combination*) durchgeführt.

8.1.1 Kurzfristiges IVS-Troposphärenprodukt

Das kurzfristige IVS-Troposphärenprodukt beinhaltet zenitale feuchte und totale Laufzeitverzögerungen (ZWD, ZTD) und stellt die meteorologischen Parameter Luftdruck, Temperatur und relative Feuchte während der VLBI-Beobachtungen zur Verfügung. Datengrundlage für das Produkt sind die Ergebnisse der IVS-R1 und IVS-R4 Sessiontypen seit Anfang 2002 (IVS-R4001, 3. Januar 2002) von acht IVS-Analysezentren (AC, Tabelle 8.1). Die Schätzwerte liegen vereinbarungsgemäß im Abstand von einer Stunde zu den ganzen Stunden während der Beobachtungssession (17 UTC, 18 UTC, usw.) vor. Die Kombination fasst die stündlichen Schätzungen der zenitalen Laufzeitverzögerungen zusammen und erfolgt spätestens vier Wochen nach der Veröffentlichung der Datenfiles (DB- bzw. NGS-File) durch die Datenzentren (DC) des IVS. Als Zeitgrundlage für die Kombination wurde vom IGS Troposphärenprodukt [Gendt, 1996] die GPS-Woche übernommen um konsistente Vergleiche zu ermöglichen. Das kurzfristige Troposphärenprodukt ist ab GPS-Woche 1147 verfügbar [IVS, 2008b].

8.1.1.1 Kombinationsverfahren beim kurzfristigen Troposphärenprodukt des IVS

Die Kombination erfolgt in einem Zweischrittverfahren, wobei zunächst Schätzwerte mit formalen Fehlern größer 30 mm eliminiert werden und aus den mittleren Standardabweichungen der Einzellösungen der ACs gegenüber einer ungewichteten mittleren Lösung Gewichte für die ACs bestimmt werden. Die Gewichte gelten für einen Parameter (ZWD oder ZTD) für jede Station eines AC während der jeweiligen GPS-Woche, d. h. für ein oder zwei VLBI-Sessionen. Übersteigt die über die Stationen gemittelte Standardabweichung in Bezug auf das ungewichtete Mittel 20 mm, so werden die Beiträge des entsprechenden AC nicht berücksichtigt (Abbildung 8.1a).
Die mittleren Abstände der Troposphärenparameter der ACs werden bezüglich des ungewichteten gemeinsamen Mittels über die Dauer einer Woche entfernt. Dabei werden Beiträge, deren wöchentlicher Abstand 2,5σ übersteigt, nicht berücksichtigt. Danach erfolgt die Bestimmung kombinierter stündlicher Schätzwerte als gewichtete Mittel der Einzellösungen der ACs, wobei solche stündlichen Schätzwerte unberücksichtigt bleiben, deren Standardabweichung den Schwellwert 2,5σ übersteigt (Abbildung 8.1b) [Schuh und Böhm, 2003a, 2003b].

Tab. 8.1 IVS-Analysezentren (ACs), die zum kurzfristigen IVS-Troposphärenprodukt beitragen

Akronym	IVS-Analysezentrum, Land
BKG	Bundesamt für Kartographie und Geodäsie, Deutschland
CGS	Centro di Geodesia Spaziale, Agenzia Spaziale Italiana (ASI), Italien
CNR	Istituto di Radioastronomia (INAF), Italien
GSF	Goddard Space Flight Center, NASA, USA
IAA	Institute of Applied Astronomy, Russian Academy of Sciences, Russland
IGG	Institut für Geodäsie und Geophysik, Technische Universität Wien, Österreich
MAO	Main Astronomical Observatory, National Academy of Sciences of Ukraine, Ukraine
OSO	Onsala Space Observatory, Chalmers University of Technology, Schweden

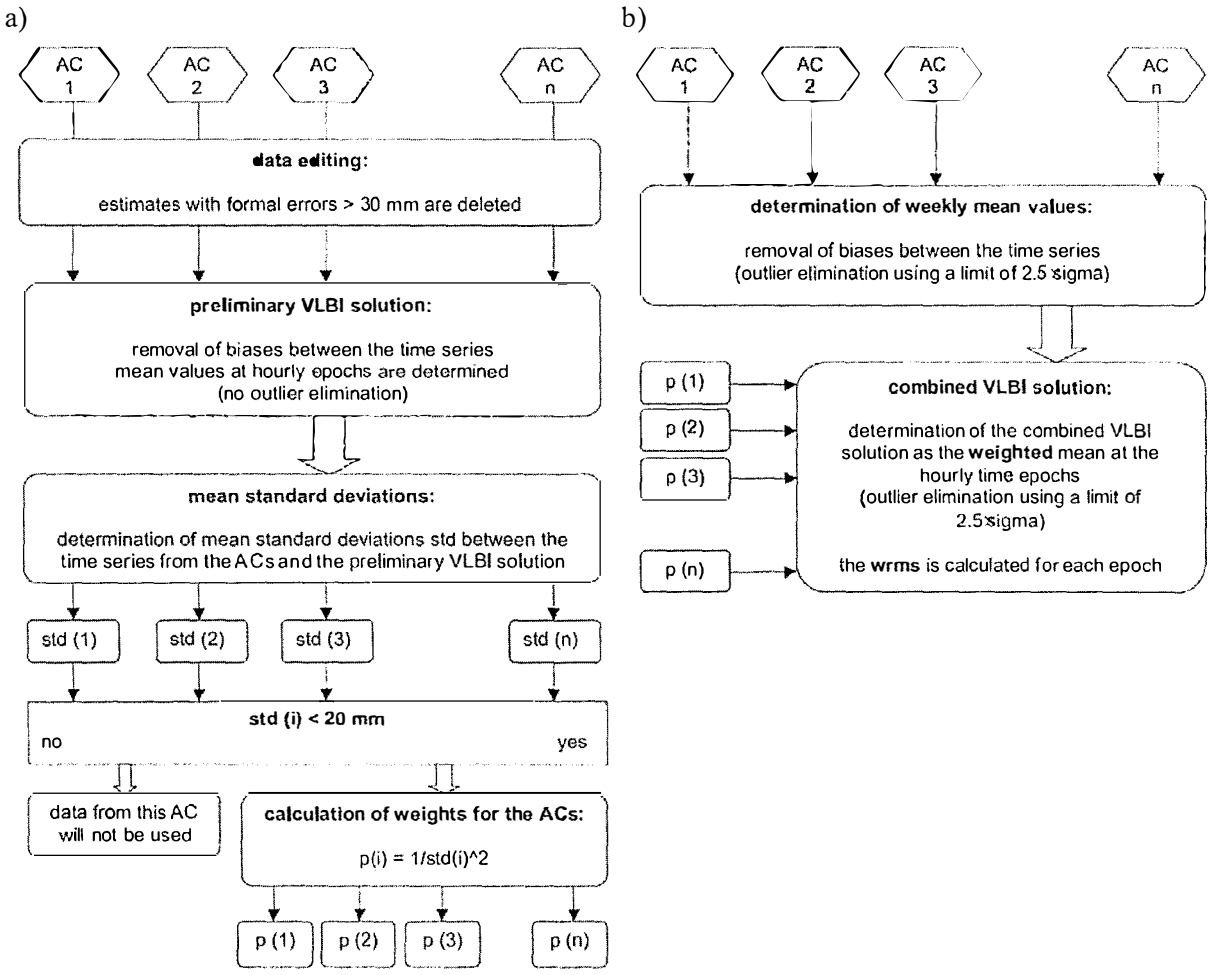
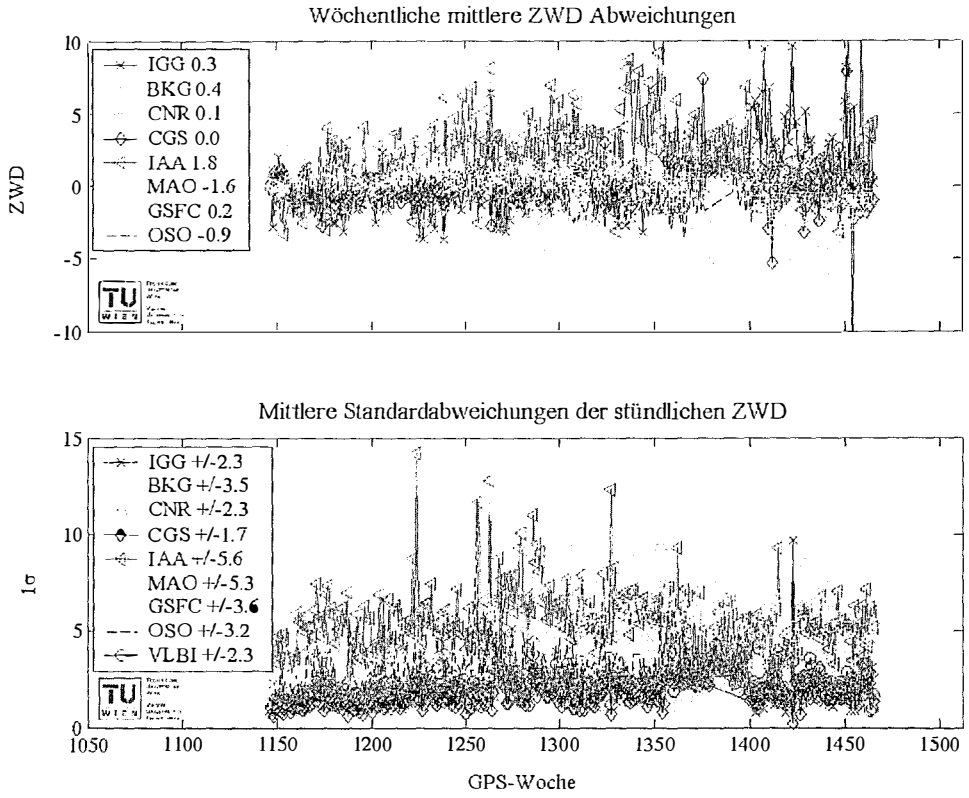


Abb. 8.1 Vorgehensweise bei der Kombination des kurzfristigen IVS-Troposphärenprodukts [Schuh und Böhm, 2003a]

8.1.1.2 Genauigkeit des kurzfristigen IVS-Troposphärenprodukts

Für die Bestimmung der Genauigkeit des kombinierten Troposphärenprodukts können die mittleren wöchentlichen Abweichungen (*bias*) und die mittleren Standardabweichungen (*rms*) der Einzellösungen der Analysezentren gegenüber dem kombinierten Produkt herangezogen werden. Die Werte liegen zunächst an den jeweiligen Stationen vor, können jedoch über die Stationen gemittelt werden und somit die Angabe einer Genauigkeit je Analysezentrum zulassen (Abbildung 8.2).
Da bei der Bestimmung der ZTD ein Großteil der systematischen Unterschiede zwischen den ACs, die beispielsweise durch Wahl der Luftdruckwerte hervorgerufen werden, ausgeglichen wird, sind im Vergleich zu den ZWD kleinere systematische Abweichungen zu erwarten, was durch die Standardabweichungen der mittleren Abweichungen von 1,0 mm (ZWD) und 0,4 mm (ZTD) bestätigt wird. Abbildung (8.2) zeigt außerdem klar, dass die mittleren Standardabweichungen beider Parameter mit 2,3 mm gleich groß sind. Sowohl die Größenordnung dieser Genauigkeitsmaße als auch die Tatsache, dass sich die Genauigkeiten der ZWD und ZTD kaum unterscheiden, kann durch das Kombinationsverfahren erklärt werden: Die Bestimmung wöchentlicher Mittelwerte erlaubt eine flexible Anpassung der Schätzwerte beispielsweise an Druckvariationen, die überwiegend in Zeiträumen von ein bis zwei Wochen stattfinden. Darüber hinaus enthält das kurzfristige Produkt ausschließlich Ergebnisse der modernen IVS-R1 und -R4 Sessiontypen.

a)



b)

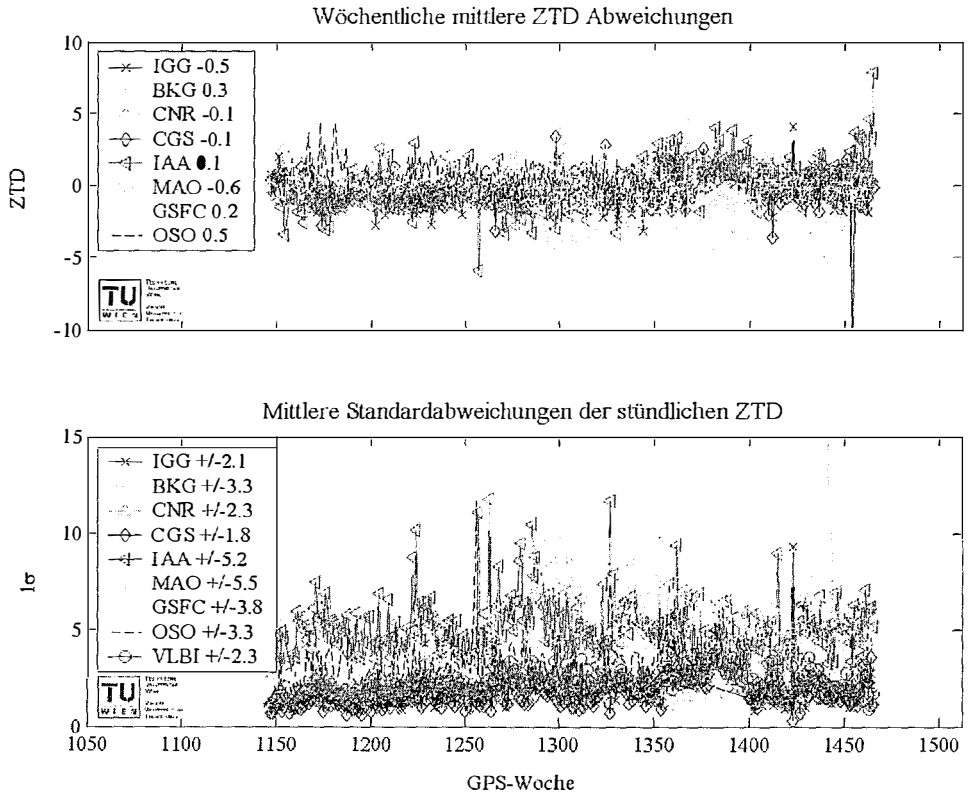


Abb. 8.2 Wöchentliche mittlere Abweichungen und mittlere Standardabweichungen der Einzellösungen (mm) gegenüber dem kurzfristigen IVS-Troposphärenprodukt, ZWD (*a*), ZTD (*b*)

8.1.2 Langfristiges IVS-Troposphärenprodukt

Der mögliche wissenschaftliche Nutzen langer Zeitreihen von Troposphärenparametern wurde bereits im Abschlussbericht der 2. IVS-Arbeitsgruppe „Produktspezifikation und Beobachtungsprogramm" (*Working Group for Product Specification and Observing Programs*) beschrieben [Schuh et al., 2002] und wiederholt in den Veröffentlichungen zum kurzfristigen Troposphärenprodukt angesprochen [Schuh und Böhm, 2003a, 2003b]. Die erste Veröffentlichung, die die Möglichkeit der Trendbestimmung und eine klimatische Interpretation der durch VLBI bestimmten Troposphärenparameter anzeigte, erschien bald darauf in der österreichischen Zeitschrift für Vermessung und Geoinformation [Böhm et al., 2003a] und wenig später im Tagungsband des 16. Arbeitstreffens der Europäischen VLBI Gruppe [Böhm et al., 2003b]. Daneben erwähnte Niell [2003] in einem Artikel im IVS-Newsletter die mögliche Rolle langer Zeitreihen von Troposphärenparametern für Klimastudien.
Im November 2003 wurde schließlich dem bestehenden kurzfristigen IVS-Troposphärenprodukt das langfristige IVS-Troposphärenprodukt zur Seite gestellt und um Teilnahme durch die Analysezentren gebeten. In der Folge sind dem langfristigen Produkt insgesamt acht Analysezentren beigetreten (Tabelle 8.2). Die Koordinierung wurde vom IVS ebenfalls dem IGG übertragen.
Das langfristige IVS-Troposphärenprodukt enthält ähnlich dem kurzfristigen IVS-Troposphärenprodukt stündliche Lösungen der Parameter ZWD und ZTD, deckt jedoch alle VLBI-Sessionen der Geschichte der geodätischen VLBI-Beobachtung seit 1984 ab. Vom Analysezentrum AUS wurden bisher ausschließlich ZWD, keine ZTD bereitgestellt. Dieses AC fehlt daher bei der Kombination der ZTD und den abgeleiteten Statistiken. Die Kombination IVS2005A ist für 50 IVS-Netwerkstationen erhältlich [Heinkelmann et al., 2007b], die neue Kombination IVS2008A nur für die zwölf repräsentativen IVS-Stationen (Tabelle 6.4). Beide erfolgen für jeden stündlichen Wert bei dem mindestens zwei Schätzwerte vorliegen.

8.1.2.1 Kombinationsverfahren beim langfristigen IVS-Troposphärenprodukt

Im Gegensatz zur kurzfristigen Kombination, bei der kein deterministisches Modell zur Verfügung steht, kann der langfristigen Kombination das analytische Modell klimatischer Zeitreihen (Kapitel 7) zugrunde gelegt werden. Bezüglich dieses Modells können die Zeitreihen von Ausreißern befreit und Gewichte für die Kombination gefunden werden. Die Vorgehensweise bei der Kombination der langen Zeitreihen erfolgt in mehreren Schritten:

(i) Behandlung von Inkonsistenzen und Ausreißerbehandlung,
(ii) Bestimmung von Gewichten für jeden Parameter, jedes Analysezentrum und jede Station individuell. Mit diesen Gewichten erfolgt daraufhin
(iii) die Bestimmung der kombinierten langen Zeitreihen der Troposphärenparameter.

Tab. 8.2 IVS-Analysezentren (ACs), die zum langfristigen IVS-Troposphärenprodukt beitragen

Akronym	IVS-Analysezentrum, Land
AUS	Geoscience Australia, Australien
BKG	Bundesamt für Kartographie und Geodäsie, Deutschland
CNR	Istituto di Radioastronomia (INAF), Italien
DGF	Deutsches Geodätisches Forschungsinstitut, Deutschland
GSF	Goddard Space Flight Center, NASA, USA
IAA	Institute of Applied Astronomy, Russian Academy of Sciences, Russland
IGG	Institut für Geodäsie und Geophysik, Technische Universität Wien, Österreich
MAO	Main Astronomical Observatory, National Academy of Sciences of Ukraine, Ukraine

Inkonsistenzen können durch das Ersetzen fehlender meteorologischer Daten auftreten, da die Analyszentren dabei uneinheitlich vorgehen: AUS und einige andere AC verwenden beispielsweise einen globalen Luftdruckmittelwert, gemittelt über mehrere Jahre an der jeweiligen Station [Titov, pers. Komm.], während IGG fehlende Werte durch linear interpolierte Werte des ECMWF ersetzt. Dabei können größere Abweichungen (> 20 hPa) der verwendeten Luftdruckwerte und damit der ZHD entstehen und es ist nur näherungsweise nachvollziehbar, welcher Anteil durch die Schätzung der ZWD ausgeglichen wird. Um eine Verfälschung der kombinierten Zeitreihen auszuschließen, werden die ZWD- und die ZTD-Schätzwerte bei fehlenden Luftdruckwerten nicht in das kombinierte Produkt IVS2008A übernommen, sondern weggelassen.
Die Luftdruckreihen sind nur bei IGG homogenisiert, die übrigen AC-Lösungen können Sprünge enthalten. Die Zeitpunkte und die Beträge der größeren Luftdrucksprünge sind jedoch bekannt und werden zur Korrektur der IVS2008A-Zeitreihen herangezogen (Tabelle 8.3). Gleichung (5.22) beschreibt die entsprechende Korrektur des ZHD-Mittelwertes. Der Teil, der von ZHD im Mittel auf ZWD übertragen wird ($-2{,}1/2{,}3 \cdot \mathrm{dZHD}$) wird für die ZWD-Zeitreihen berücksichtigt (Abschnitt 6.2.2). Für die ZTD-Zeitreihen bleibt damit ein restlicher Anteil von $0{,}2/2{,}3 \cdot \mathrm{dZHD}$ (Gleichung 5.13) zu korrigieren.
Die visuell als Ausreißer identifizierten Schätzwerte sind in Tabelle (8.4) zusammengefasst.
Die weitere Ausreißeridentifikation erfolgt durch robuste Parameterschätzung mit dem BIBER-Schätzer und dem Schwellwert k = 3 (Kapitel 4.5.1.5.2.1) und stellt eine wichtige Voraussetzung für die anschließende Gewichtsschätzung dar. Die als Ausreißer identifizierten Datenpunkte werden vom Kombinationsprozess ausgeschlossen. Die einzelnen Zeitreihen werden dadurch bezüglich des klimatischen Zeitreihenmodells (Gleichung 7.1) angepasst. Nach der Identifikation und Entfernung der Ausreißer entspricht das stochastische Modell einer Normalverteilung (weißes Rauschen) innerhalb der gewählten kσ-Grenzen.
Die Gewichte werden mit der Varianzkomponentenschätzung (*variance component estimation*, VCE) bestimmt [Koch, 1997], wobei die Normalverteilung der Datengrundlage vorausgesetzt wird. Da für die einzelnen zu schätzenden Varianzkomponenten eine große Zahl an Datenpunkten herangezogen wird, ist ein schnelles VCE-Verfahren empfehlenswert. Eine vereinfachte und daher schnelle VCE kann durch das Verfahren von Förstner [1979] erfolgen.
Aus den geschätzten Varianzkomponenten werden relative Gewichte berechnet:

$$w_i = \frac{\hat{\sigma}_i^{-2}}{\frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} \hat{\sigma}_n^{-2}}\,, \tag{8.1}$$

worin $i \in \{1,2,...,8\}$ das individuelle Analysezentrum und $2 \le N \le 8$ die Anzahl der Analysezentren, die Schätzwerte ZWD oder ZTD zu einer Station beitragen, bezeichnet.

Tab. 8.3 Sprünge, die bei der Kombination des langfristigen Troposphärenprodukts IVS2008A korrigiert werden. IGG berücksichtigt diese und weitere Sprünge bereits während der Parameterschätzung.

Station	Epoche	Größe des Sprungs
ALGOPARK	2003,04658	−2,8 hPa
GILCREEK	1993,48493	1,4 hPa
HARTRAO	1993,39726	14,0 hPa
HOBART26	1991,94521	17,4 hPa
KOKEE	2003,46027	1,6 hPa
NYALES20	1998,49863	2,8 hPa
SESHAN25	1995,31507	−7,6 hPa
WETTZELL	1986,60000	1,9 hPa

Tab. 8.4 Visuell identifizierte Ausreißer, die nicht in die Kombination des langfristigen IVS-Troposphärenprodukts IVS2008A eingehen

Station	AC	Epoche
alle zwölf Stationen	AUS	2000,2 bis 2001,1
FORTLEZA	AUS	nach 2003,75
	MAO	nach 2004,0
GILCREEK	AUS	vor 1989,5
KOKEE	GSF	2004,815 bis 2004,8272
WESTFORD	IAA	1999,4 bis 2000,0
	MAO	2000,0 bis 2001,0
WETTZELL	AUS	vor 1989,0
	GSF	2004,4583 bis 2004,4596 2004,55385 bis 2004,559 2004,6304 bis 2004,636 2004,7069 bis 2004,712
	MAO	vor 1988,3

Mit den relativen Gewichten w_i können die kombinierten stündlichen zenitalen Laufzeitverzögerungen ZD_{komb} bestimmt werden:

$$ZD_{komb,j} = \sum_{n=1}^{N} \frac{w_n}{\sum w} ZD_{n,j} \quad . \tag{8.2}$$

Tabelle (8.5) gibt die relativen Gewichte für ZWD und Tabelle (8.6) für ZTD wieder.
Die relativen Gewichte liegen im Allgemeinen bei 1 (± 0,1), was die Konsistenz der Einzellösungen untereinander und bezüglich des mathematischen Modells (7.1) ausdrückt. Variationen der relativen Gewichte eines AC treten sowohl zwischen Parametern als auch zwischen Stationen auf. Bei den Gewichten gibt es Auffälligkeiten: (i) DGF zeigt bei ZWD (1,07) und ZTD (1,06) die höchsten Gewichte, was auf die Qualität der Lösung hinweist. (ii) Die zwei Gewichte, die etwas stärker abweichen, treten

Tab. 8.5 Relative Gewichte (Gleichung 8.1) der ZWD bestimmt durch VCE

AC Station	AUS	BKG	CNR	DGF	GSF	IAA	IGG	MAO
ALGOPARK	0,97	0,92	1,15	0,92	0,97	1,00	1,01	1,05
FORTLEZA	1,08	0,98	0,87	1,05	1,02	1,00	0,97	1,04
GILCREEK	0,86	0,98	1,09	1,07	1,03	0,93	1,03	1,01
HARTRAO	1,00	0,96	0,95	1,10	1,06	0,97	0,92	1,05
HOBART26	0,94	0,92	0,91	1,37	1,03	0,91	0,96	0,97
KOKEE	1,06	1,00	0,90	1,04	1,01	0,98	0,99	1,04
MATERA	1,02	0,94	1,01	1,06	1,05	0,97	0,93	1,04
NYALES20	0,93	1,00	0,93	1,03	0,97	1,03	1,10	1,01
SESHAN25	1,04	0,86	1,10	1,13	0,95	0,91	1,01	0,99
TSUKUB32	0,95	1,00	0,96	1,02	0,95	1,11	1,03	0,99
WESTFORD	0,95	0,93	1,24	0,99	1,00	0,95	0,97	0,99
WETTZELL	0,97	0,97	1,06	1,05	1,01	0,95	1,01	0,97
Mittel	0,98	0,96	1,01	1,07	1,00	0,98	0,99	1,01

Tab. 8.6 Relative Gewichte (Gleichung 8.1) der ZTD bestimmt durch VCE

AC Station	BKG	CNR	DGF	GSF	IAA	IGG	MAO
ALGOPARK	0,92	1,09	1,00	0,96	1,01	0,99	1,03
FORTLEZA	0,99	0,87	1,06	1,02	1,01	0,98	1,06
GILCREEK	1,02	0,98	1,04	1,03	0,90	0,99	1,04
HARTRAO	0,99	0,96	1,11	1,03	0,97	0,93	1,02
HOBART26	0,98	0,93	1,14	1,02	0,95	0,96	1,03
KOKEE	1,00	0,90	1,05	1,02	0,99	1,00	1,05
MATERA	0,93	1,04	1,08	1,07	0,93	0,91	1,05
NYALES20	0,97	0,93	1,01	1,00	1,07	0,99	1,03
SESHAN25	0,87	1,11	1,13	0,96	0,95	0,99	0,98
TSUKUB32	0,98	1,00	1,04	0,97	1,03	0,96	1,03
WESTFORD	0,95	1,18	1,00	0,98	0,96	0,95	0,98
WETTZELL	0,98	1,03	1,05	1,00	0,96	0,99	1,01
Mittel	0,97	1,00	1,06	1,01	0,98	0,97	1,03

an den Stationen GILCREEK (0,86) beim AC AUS und SESHAN25 (0,86) bei BKG auf. Die Abweichungen an der Station GILCREEK treten überwiegend vor 1990 auf und könnten durch zu geringe Gewichte der Pseudobeobachtungen der Gradienten bedingt sein (Abschnitt 6.2.6.2). (iii) Das relativ hohe Gewicht (1,37) bei HOBART26, AC DGF, kann am verfeinerten stochastischen Modell liegen. Die Verbesserung des stochastischen Modells wirkt sich an dieser Station besonders positiv aus [Tesmer, 2004]. CNR stellt eine sehr viel geringere Anzahl an Sessionen für die Kombination von Troposphärenparametern zur Verfügung, das relativ hohe Gewicht (1,18) für WESTFORD kann daher nicht direkt verglichen werden.

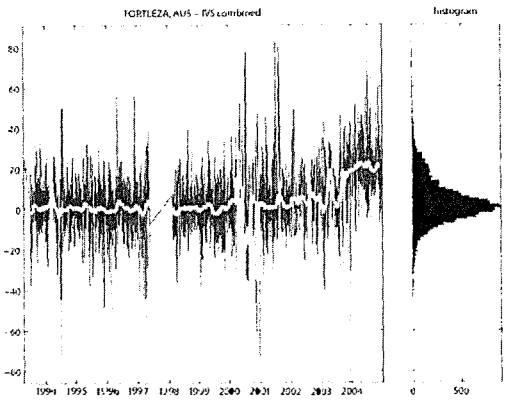
8.1.2.2 Genauigkeit des langfristigen IVS-Troposphärenprodukts

Tabelle (8.7) gibt die systematischen und die statistischen Abweichungen der langen Zeitreihen der Analysezentren gegenüber der kombinierten Lösung wieder. Die letzten Zeilen bzw. Spalten enthalten die Standardabweichungen bzw. Mittelwerte der jeweiligen Analysezentren bzw. Stationen. Die Werte in der letzten Zeile der letzten Spalte sind die über die zwölf Stationen und die acht bzw. sieben Analysezentren gemittelten Genauigkeiten des langfristigen IVS-Troposphärenprodukts IVS2008A. Die mittleren systematischen Abstände betragen 1,7 mm (ZWD) bzw. 0,9 mm (ZTD) und die mittleren Standardabweichungen 6,7 mm (ZWD) bzw. 4,9 mm (ZTD).
Berücksichtigt man die verschiedenen Analyseoptionen, Modelle, meteorologische Größen und Softwarepakete, die von den Analysezentren zur Bestimmung der langen Zeitreihen herangezogen werden, so kann die Genauigkeit der IVS2008A als sehr gut bezeichnet werden.
Da die mittleren Luftdruckwerte bei IGG an das ECMWF angepasst sind, ergeben sich bei ZWD an einzelnen Stationen und im Mittel leicht überdurchschnittliche systematische Abweichungen (3,7 mm) gegenüber den anderen Analysezentren und der kombinierten Lösung.
Ein Großteil der systematischen Abweichungen entsteht durch den Einsatz verschiedener Druckwerte in ZHD und wird durch ZWD ausgeglichen, daher enthält ZTD deutlich geringere Abweichungen.
Die Genauigkeit bei der IVS2008A-Kombination konnte gegenüber der Vorgängerkombination IVS2005A [Heinkelmann et al., 2007b] durch die visuelle Ausreißerelimination zusätzlich verbessert werden, etwa an der Station FORTLEZA (Abbildung 8.3) und an der Station WESTFORD (nicht abgebildet).

Tab. 8.7 Systematische (*bias*) und statistische Abweichungen (*rms*) der ZWD der einzelnen Lösungen der AC gegenüber der kombinierten IVS-Lösung (mm). Die letzten Zeilen/Spalten zeigen die mittleren Abweichungen und Fehler der ZWD bzw. ZTD (*unten*)

AC Größe	AUS	BKG	CNR	DGF	GSF	IAA	IGG	MAO	std(bias) mean(rms)
ALGOPARK									
bias	–2,0	–1,1	–0,7	–0,9	–0,3	–0,7	7,0	–2,1	2,8
rms	11,1	5,7	4,5	4,4	5,1	6,6	5,7	6,9	6,3
FORTLEZA									
bias	0,1	–0,6	–0,5	–1,1	–1,0	1,3	2,3	–0,3	1,1
rms	9,7	6,0	7,6	4,9	4,7	9,6	5,4	7,0	6,9
GILCREEK									
bias	1,0	–0,4	–1,1	–1,1	–0,5	0,6	1,4	0,0	0,9
rms	8,8	4,1	3,3	3,5	4,0	6,7	4,5	5,4	5,0
HARTRAO									
bias	0,1	0,5	–0,2	0,2	–0,2	0,3	0,1	–1,0	0,4
rms	13,8	8,0	8,0	5,9	6,1	10,5	9,1	9,9	8,9
HOBART26									
bias	–0,3	–1,0	–0,6	–0,2	–1,5	–1,4	6,1	–0,8	2,3
rms	16,0	8,4	7,7	6,0	6,8	11,8	8,6	10,3	9,5
KOKEE									
bias	1,8	–0,1	0,0	–0,4	0,3	0,9	–1,4	–0,6	0,9
rms	7,6	4,9	5,7	4,2	4,1	6,7	4,8	5,5	5,4
MATERA									
bias	–1,1	–0,2	–0,3	–0,5	0,2	0,3	1,6	0,1	0,7
rms	7,8	5,0	4,6	3,5	3,7	5,8	4,3	5,2	5,0
NYALES20									
bias	2,6	–0,2	–0,5	–0,6	–0,6	0,0	–0,2	–0,6	1,0
rms	5,9	3,6	3,6	2,7	3,0	4,7	3,6	3,8	3,9
SESHAN25									
bias	1,6	–0,6	–1,1	–2,3	–1,5	2,4	3,6	–1,1	2,0
rms	18,4	8,2	6,2	6,1	7,7	15,2	8,3	11,4	10,2
TSUKUB32									
bias	–1,0	0,5	–0,8	–0,7	0,7	–4,9	5,3	–0,7	2,6
rms	6,4	5,2	6,4	4,2	6,6	6,9	4,8	5,3	5,7
WESTFORD									
bias	0,3	0,6	1,0	0,4	1,1	0,9	–3,6	–0,5	1,5
rms	14,3	7,5	4,6	5,1	6,4	10,4	7,1	7,0	7,8
WETTZELL									
bias	–0,3	–0,9	–0,6	–1,3	–0,7	0,5	3,8	–1,0	1,5
rms	8,4	4,4	3,8	3,9	3,8	7,6	5,3	5,8	5,4
Mittel über die zwölf Stationen (ZWD)									
std(bias)	1,3	0,6	0,7	1,0	0,8	1,7	3,7	0,9	1,7
mean(rms)	10,7	5,9	5,5	4,5	5,2	8,5	6,0	7,0	6,7
Mittel über die zwölf Stationen (ZTD)									
std(bias)	---	0,5	0,6	0,6	0,6	1,7	0,8	0,8	0,9
mean(rms)	---	4,8	5,2	4,4	4,3	8,3	4,9	7,1	4,9

a)



b)

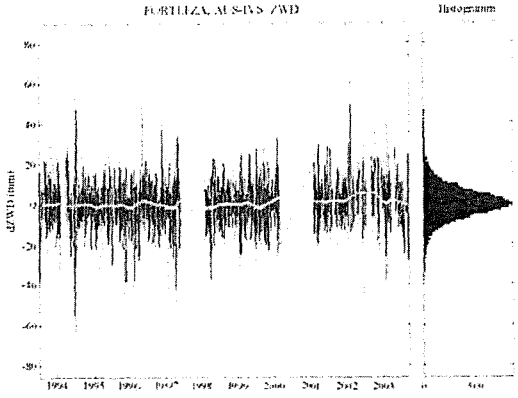


Abb. 8.3 ZWD Differenzen (mm) zwischen AUS und IVS2005A [Heinkelmann et al., 2007b] (*a*) bzw. IVS2008A (*b*). Nach dem manuellen Entfernen der Ausreißer zwischen 2000,2 und 2001,1 und der Schätzwerte bei ersetzten Luftdruckwerten gleicht das Histogramm der Normalverteilung

8.1.2.3 Vergleich der Koeffizienten des klimatischen Zeitreihenmodells

Tabelle (8.8) stellt die geschätzten Koeffizienten des klimatischen Zeitreihenmodells (Gleichung 7.1) der einzelnen Analysezentren gegenüber. Beim Vergleich der Koeffizienten fällt auf, dass größere Unterschiede zwischen den Koeffizienten der Lösungen der einzelnen Analysezentren bzw. gegenüber den Koeffizienten der kombinierten Lösung IVS2008A dort auftreten, wo die zugrunde liegenden Datenepochen signifikant voneinander abweichen.

Tab. 8.8 Koeffizienten bezüglich des klimatischen Zeitreihenmodells: Mittelwert (mean), jährliche (annual) und halbjährliche (semiannual) Amplitude der zyklischen Komponente in mm und lineare Trendkomponente (lin. trend) in mm/Jahr

Koeffizient	AUS	BKG	CNR	DGF	GSF	IAA	IGG	MAO	IVS
ALGOPARK									
mean	81,7	83,5	78,4	81,4	82,5	72,7	89,4	79,6	82,4
lin. trend	0,7	1,0	0,1	0,2	0,5	2,7	0,4	0,6	0,8
annual	50,2	48,4	51,4	49,4	47,7	49,4	48,3	46,2	52,1
semiann.	14,0	13,4	10,0	12,7	13,3	13,2	12,6	12,5	13,5
FORTLEZA									
mean	259,0	257,3	255,5	256,0	257,3	265,3	260,3	257,9	258,4
lin. trend	0,1	-0,3	1,7	-0,4	-0,2	-1,1	-0,4	-0,3	-0,1
annual	53,4	53,2	50,7	52,9	52,4	56,3	54,3	52,5	53,0
semiann.	10,4	6,6	5,0	8,6	7,7	6,1	7,3	9,0	6,8
GILCREEK									
mean	64,3	62,9	59,5	61,4	62,4	63,6	64,1	62,8	61,4
lin. trend	0,2	0,3	0,9	0,3	0,2	0,1	0,4	0,2	0,2
annual	40,6	41,3	40,8	42,9	42,9	40,9	41,0	41,8	43,0
semiann.	17,8	18,7	18,2	18,4	19,4	17,5	17,9	19,5	18,6

HARTRAO									
mean	111,9	112,3	118,8	111,2	111,8	111,0	111,3	111,0	110,1
lin. trend	-0,6	-0,6	-2,8	-0,2	-0,5	-0,9	-0,1	-0,2	-0,4
annual	56,2	58,4	55,5	58,4	56,6	57,4	58,6	57,5	59,6
semiann.	5,1	6,8	12,2	9,9	6,5	9,1	10,0	8,2	7,5
HOBART26									
mean	84,8	89,2	86,8	84,4	86,1	83,0	96,4	86,6	90,1
lin. trend	-0,6	0,2	0,4	0,0	-0,5	-1,5	0,2	-0,5	0,1
annual	16,1	22,7	20,3	19,7	20,5	16,1	23,2	20,1	22,0
semiann.	3,3	4,1	2,8	2,4	2,3	8,2	5,0	3,5	3,0
KOKEE									
mean	99,2	97,0	100,6	97,8	98,6	100,9	96,4	98,0	97,3
lin. trend	-0,1	0,0	-0,2	0,5	0,4	-0,5	0,1	0,7	0,1
annual	16,7	16,2	16,2	17,3	18,2	13,0	15,8	17,9	16,8
semiann.	4,8	5,4	5,4	4,7	5,2	7,8	5,2	5,1	5,5
MATERA									
mean	99,8	101,1	98,2	100,0	100,8	100,7	102,1	101,3	99,9
lin. trend	0,0	0,3	0,6	0,4	0,2	0,7	0,3	0,1	0,1
annual	43,7	44,5	41,1	42,2	44,1	44,3	42,5	44,3	44,5
semiann.	4,0	4,0	5,1	3,7	4,7	4,6	3,0	4,0	3,8
NYALES20									
mean	46,1	44,3	45,0	43,7	44,2	45,6	45,0	43,5	43,9
lin. trend	1,1	0,5	0,5	0,6	0,5	0,2	-0,1	0,6	0,5
annual	23,3	23,3	26,2	26,1	25,3	22,9	23,8	22,9	25,3
semiann.	11,6	11,7	10,0	10,5	10,5	11,8	11,3	10,9	11,7
SESHAN25									
mean	189,6	192,3	184,9	188,8	189,8	197,3	195,9	189,3	188,3
lin. trend	0,7	-2,3	-1,5	-2,7	-2,4	-3,3	-3,8	-3,0	-2,1
annual	118,6	121,4	127,3	127,3	126,8	118,3	116,3	127,5	126,3
semiann.	63,2	37,8	35,1	37,9	38,3	29,5	47,1	40,5	37,3
TSUKUB32									
mean	145,4	145,4	147,8	146,4	151,9	137,3	153,2	147,1	142,6
lin. trend	0,2	1,3	-1,2	-1,9	-2,3	2,1	0,4	-1,9	1,4
annual	120,7	117,6	113,7	113,7	114,5	118,3	118,6	112,0	120,0
semiann.	32,5	33,8	20,8	25,4	22,7	38,8	36,2	25,2	31,4
WESTFORD									
mean	109,3	110,6	96,1	106,2	107,3	109,7	105,9	103,1	107,3
lin. trend	0,0	0,2	2,7	-0,1	0,0	0,2	0,3	-0,3	0,2
annual	54,8	56,8	55,6	55,6	54,8	55,7	53,8	53,4	59,4
semiann.	16,3	16,9	13,4	16,5	17,0	15,3	16,9	17,3	16,6
WETTZELL									
mean	86,3	86,7	86,7	86,0	87,2	87,0	90,0	86,8	86,3
lin. trend	0,2	0,2	0,2	0,3	0,2	0,1	0,1	0,3	0,2
annual	39,2	40,2	40,3	39,9	40,7	41,5	40,6	40,4	41,8
semiann.	8,6	7,6	5,5	7,2	7,6	8,9	7,3	7,6	7,4

Während die Mittelwerte und die Amplituden der jährlichen zyklischen Komponente auch auf ungleicher Datengrundlage relativ gut zu bestimmen sind, weichen die linearen Trends und die Amplituden der halbjährlichen zyklischen Komponente signifikant voneinander ab.
Haas et al. [2003] bestimmen zu Vergleichszwecken lineare Trends daher auf übereinstimmender Datengrundlage der Zeitreihen, sogenanntes *synchronized sampling*.
Tabelle (8.9) gibt die linearen Trends bei synchronisierter zeitlicher Datengrundlage wieder. Die linearen Trends scheinen nach dem Synchronisieren stärker voneinander abzuweichen. Für diese Abweichungen ist jedoch die geringe gemeinsame Datengrundlage verantwortlich. Die zeitliche Repräsentanz ist bei diesen Zeitreihen in zweifacher Hinsicht verletzt: (i) Zum einen ist die zeitliche Ausdehnung (Länge) der Zeitreihe der gemeinsamen Datenpunkte bei den meisten Stationen zu kurz, z. B. TSUKUB32 mit weniger als drei Jahren (2002,2 bis 2005). (ii) Zum anderen wird das klimatische Signal nicht in genügendem Maße abgetastet (*undersampling*), was durch die geringe Anzahl gemeinsamer Datenpunkte (Dichte) ersichtlich ist. Die Prozentangabe ist jeweils auf die Anzahl der Datenpunkte in der kombinierten Lösung IVS2008A bezogen.
Tabelle (8.10) gibt die linearen Trends an denselben Stationen bei synchronisierter Datengrundlage wieder, jedoch wurde die Datengrundlage des AC CNR vernachlässigt. (CNR stellt mit Abstand die geringste Anzahl an Schätzwerten zur Verfügung.). Tabelle (8.10) bestätigt die wesentliche Rolle der zeitlichen Repräsentanz für die lineare Trendbestimmung.

Tab. 8.9 Lineare Trends in mm/Jahr bei synchronisiertem sampling

Koeffizient	AUS	BKG	CNR	DGF	GSF	IAA	IGG	MAO	IVS
ALGOPARK (1995,7 bis 2005,0 2182 Epochen 14,4 %)									
lin. trend	1,9	2,0	1,9	2,1	1,9	2,2	1,1	2,2	1,9
FORTLEZA (1996,1 bis 2003,7 1172 Epochen 6,3 %)									
lin. trend	-5,0	-4,4	-4,8	-4,7	-4,3	-5,9	-5,3	-4,6	-4,9
GILCREEK (1992,0 bis 2005,0 3389 Epochen 8,4 %)									
lin. trend	-0,2	0,0	-0,1	-0,2	-0,1	-0,2	0,1	0,4	0,0
HARTRAO (1995,7 bis 2005,0 1469 Epochen 8,7 %)									
lin. trend	0,2	0,2	-0,2	0,4	0,5	-0,6	0,0	0,1	0,1
HOBART26 (1996,1 bis 2004,8 547 Epochen 4,9 %)									
lin. trend	-0,6	-1,4	-1,5	-0,9	-0,3	2,7	0,2	-0,1	0,3
KOKEE (1995,2 bis 2005,0 3676 Epochen 11,6 %)									
lin. trend	0,3	-0,2	0,5	0,3	0,2	1,6	0,2	0,2	0,4
MATERA (2002,1 bis 2004,0 2306 Epochen 16,9 %)									
lin. trend	-5,9	-5,9	-6,7	-6,1	-4,6	-4,8	-5,4	-4,6	-5,5
NYALES20 (1994,9 bis 2005,0 2927 Epochen 16,6 %)									
lin. trend	1,0	0,4	-0,3	-0,2	-0,1	-0,3	-0,5	0,0	0,0
SESHAN25 (2002,0 bis 2005,0 603 Epochen...15,1 %)									
lin. trend	-9	-8,5	-8,0	-8,1	-9,3	-11,9	-8,2	-8,8	-8,9
TSUKUB32 (2002,2 bis 2005,0 752 Epochen 10,8 %)									
lin. trend	1,6	1,2	0,8	1,2	0,8	-0,5	0,4	3,3	1,1
WESTFORD (1987,9 bis 2005,0 2570 Epochen 7,1 %)									
lin. trend	-0,9	-0,7	-0,7	-0,7	-0,7	-0,7	-0,6	-0,6	-0,7
WETTZELL (1989,1 bis 2005,0 5237 Epochen 9,3 %)									
lin. trend	-1,3	-1,2	-1,2	-1,2	-1,2	-1,6	-1,1	-1,2	-1,3

Tab. 8.10 Lineare Trends in mm/Jahr bei synchronisiertem sampling ohne CNR.

Koeffizient	AUS	BKG	CNR	DGF	GSF	IAA	IGG	MAO	IVS
ALGOPARK (1990,5 bis 2005,0 2612 Epochen 17,2 %)									
lin. trend	0,7	0,7	---	0,5	0,6	0,6	0,2	0,6	0,6 (0,2 bis 0,7)
FORTLEZA (1993,5 bis 2003,7 2805 Epochen 15,0 %)									
lin. trend	-0,2	-0,6	---	-0,4	-0,5	-0,8	-1,0	-0,5	-0,6 (-1,0 bis -0,2)
GILCREEK (1989,5 bis 2005,0 6258 Epochen 15,6 %)									
lin. trend	0,2	0,2	---	0,1	0,2	0,2	0,3	0,2	0,2 (0,1 bis 0,3)
HARTRAO (1986,1 bis 2005,0 3431 Epochen 20,4 %)									
lin. trend	-0,7	-0,9	---	-0,7	-0,7	-1,0	0,1	-0,6	-0,6 (-1,0 bis 0,1)
HOBART26 (1989,9 bis 2004,8 1480 Epochen 13,2 %)									
lin. trend	-0,1	0,3	---	0,0	0,1	-0,3	0,5	0,1	0,1 (-0,3 bis 0,5)
KOKEE (1993,5 bis 2005,0 5213 Epochen 16,4 %)									
lin. trend	-0,1	-0,1	---	-0,1	0,0	0,1	0,0	0,1	0,0 (-0,1 bis 0,1)
MATERA (1991,8 bis 2004,0 2832 Epochen 20,8 %)									
lin. trend	-0,1	0,3	---	0,2	0,1	0,1	0,2	0,1	0,1 (-0,1 bis 0,3)
NYALES20 (1994,9 bis 2005,0 3086 Epochen 17,5 %)									
lin. trend	1,1	0,5	---	0,0	0,1	0,1	-0,2	0,1	0,2 (-0,2 bis 1,1)
SESHAN25 (1990,2 bis 2005,0 796 Epochen...19,9 %)									
lin. trend	-1,1	-0,2	---	-0,5	-0,2	0,5	-1,5	0,0	-0,5 (-1,5 bis 0,5)
TSUKUB32 (2002,2 bis 2005,0 754 Epochen 10,9 %)									
lin. trend	1,6	1,3	---	1,2	0,8	-0,5	0,4	1,3	1,1 (-0,5 bis 1,6)
WESTFORD (1984,1 bis 2005,0 11024 Epochen 30,3 %)									
lin. trend	-0,1	0,1	---	0,1	0,2	0,1	0,2	0,1	0,1 (-0,1 bis 0,2)
WETTZELL (1989,0 bis 2005,0 11881 Epochen 21,1 %)									
lin. trend	0,4	0,6	---	0,5	0,6	0,7	0,4	0,5	0,5 (0,4 bis 0,7)

Es gilt:

(i) Je kürzer die Zeitspanne der gemeinsamen Datengrundlage, desto größer wird die Unsicherheit der linearen Trendbestimmung, d. h. die linearen Trends weichen stärker voneinander ab. Die Länge der Zeitreihe hat offensichtlich stabilisierenden Einfluss auf den linearen Trend.

(ii) Je geringer die zeitliche Auflösung bzw. die Anzahl der Datenpunkte, umso mehr weichen die linearen Trends voneinander ab. Dabei spielt weniger die absolute Anzahl der berücksichtigten Datenpunkte eine Rolle, als vielmehr die Gleichmäßigkeit der zeitlichen Verteilung (Dichte).

Daraus kann gefolgert werden, dass zur Bestimmung aussagekräftiger linearer Trends eine Kombination homogener Lösungen auf möglichst ungleicher zeitlicher Datengrundlage besonders vielversprechend ist.

8.2 Vergleich der Troposphärenparameter des IVS mit denen des IGS und mit Laufzeitverzögerungen auf Grundlage des ECMWF

Der Vergleich mit externen Ergebnissen von anderen Meßverfahren, z. B. RS, WVR, GPS, DORIS oder Modellen, z. B. ERA-40, MM5, HIRLAM [Rius et al., 1995; Gradinarsky et al., 1999; Behrend et al., 2000; Gradinarsky et al., 2000; Niell et al., 2001; Haas et al., 2005; Snajdrova et al., 2006], erlaubt die Bestimmung der Genauigkeit (*accuracy*) der durch VLBI berechneten Troposphärenprodukte.

8.2.1 Vergleich zwischen kombinierten Troposphärenparametern von IVS und IGS

Die Beobachtungstechnik, Modellbildung und Analyse von GPS-Beobachtungen [Dach et al., 2007] basiert ebenso auf Mikrowellensignalen und ähnelt oder gleicht denen bei der VLBI in vielerlei Hinsicht. Wie bereits bei der Beschreibung der Troposphärenprodukte des IVS (Abschnitt 8.1) angesprochen, stellt der *International GNSS Service* (IGS) ebenso ein kombiniertes Troposphärenprodukt auf wöchentlicher Basis zur Verfügung. Kombinierte Zeitreihen von ZTD liegen über eine Zeitspanne von fast zehn Jahren (1997,1 bis 2006,8) vor und können von IGS Servern bezogen werden [IGS, 2008]. ZWD oder Gradienten werden im Rahmen des IGS Produkts nicht zur Verfügung gestellt. Die Abweichungen zwischen den einbezogenen Lösungen der IGS Analysezentren (interne Konsistenz des IGS Produktes) werden von Gendt [2004] zu 4 bis 8 mm angegeben und liegen damit in der Größenordnung der internen Konsistenz des kombinierten IVS-ZTD-Produkts von 4,9 mm. Die kombinierten ZTD liegen beim IGS in 2-stündlicher Auflösung vor.

8.2.1.1 Systematische und statistische Abweichungen zwischen den kombinierten Troposphärenprodukten von IVS und IGS

Wegen der unterschiedlichen zeitlichen Auflösung, 1-stündliche (IVS) bzw. 2-stündliche (IGS) Parameterintervalle, kann kein *synchronized sampling* verwendet werden. Für den Vergleich werden dennoch solche ZTD-Werte herangezogen, die zur selben Epoche gegeben sind, wobei zu berücksichtigen ist, dass die IGS-Parameter zusätzlich eine halbe Stunde vor und nach den korrespondierenden IVS-Parametern Gültigkeit besitzen, sich also auf ein doppelt so langes Zeitintervall beziehen. Als Konsequenz der unterschiedlichen zeitlichen Auflösungen können höhere statistische Abweichungen als beim internen Vergleich innerhalb der Verfahren erwartet werden. Tabelle (8.11) gibt die höhenkorrigierten Abweichungen zwischen IVS und IGS ZTD wieder.
Die Korrektur der Höhendifferenz zwischen VLBI- und GPS-Antennenbezugspunkten

$$\Delta ZTD = ZTD_{GPS} - ZTD_{VLBI} \tag{8.3}$$

erfolgt durch das Model (5.22) von Saastamoinen bei gleichzeitiger Berücksichtigung des feuchten Anteils der Laufzeitverzögerung:

$$ZTD_k = \frac{2{,}2768 \cdot \left(p_k + \left(\frac{1255}{T_k} + 0{,}05 \right) \cdot p_{w,k} \right)}{1 - 0{,}0026 \cdot \cos(2\varphi_k) - 0{,}00028 \cdot H_k}, \tag{8.4}$$

mit

$k \in \{VLBI, GPS\}$

p (hPa)	Luftdruck am IVP (VLBI) bzw. Antennenphasenzentrum (GPS),
T (°K)	Absolute Temperatur am IVP (VLBI) bzw. Antennenphasenzentrum (GPS),
p_w (hPa)	Partialdruck des Wasserdampfes am IVP (VLBI) bzw. Antennenphasenzentrum (GPS),
φ (Winkelmaß)	Breite des IVP (VLBI) bzw. Antennenphasenzentrums (GPS) und
H (m)	orthometrische Höhe des IVP (VLBI) bzw. Antennenphasenzentrums (GPS), kann durch ellipsoidische Höhe genähert werden.

Tab. 8.11 Systematische (bias) und statistische (rms) Abweichungen sowie Korrelationskoeffizienten (ρ) zwischen den kombinierten IVS- und IGS-Troposphärenprodukten

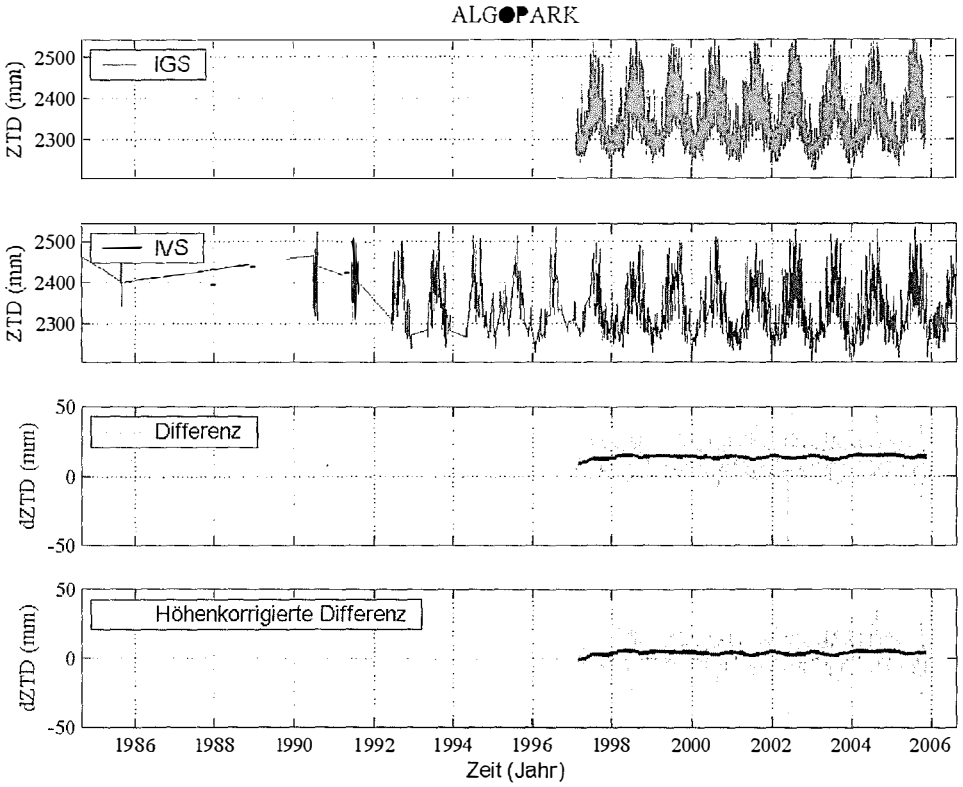
Station				Gemeinsame Epochen		ZTD Abweichungen		
IVS	IGS	ΔH (m)	ΔZTD (mm)	(total)	(%)	bias (mm)	rms (mm)	ρ (%)
ALGOPARK	ALGO	-23,12	9,9	6014	35,8	3,6	5,7	99,49
FORTLEZA	FORT	-3,63	1,4	4562	24,4	13,7	13,2	96,79
GILCREEK	FAIR	-13,05	6,0	9153	20,4	0,4	5,1	99,45
HARTRAO	HRAO	-1,55	1,7	4163	23,4	5,3	9,2	98,33
HOBART26	HOB2	-24,04	9,3	2213	19,6	3,6	13,2	94,10
KOKEE	KOKB	-9,24	8,2	8601	26,9	2,9	8,2	97,10
MATERA	MATE	-7,72	4,2	3782	27,3	2,6	6,2	99,00
NAYALES20	NYAL	-3,10	1,2	5893	31,7	3,8	5,0	99,21
SESHAN25	SHAO	-7,37	2,8	600	13,7	4,5	8,9	99,34
TSUKUB32	TSKB	-17,46	6,9	2623	34,5	2,9	8,8	99,54
WESTFORD	WES2	-1,76	0,7	5302	13,4	9,3	6,4	99,57
WETTZELL	WTZR	-3,10	1,8	10480	17,9	3,4	5,3	99,28
Mittelwert		---	---	---	24,1	4,7	7,9	98,43

Der Wasserdampfdruck kann mit der relativen Feuchte bestimmt und die meteorologischen Daten (Luftdruck, Temperatur, rel. Feuchte) durch das Berg-Modell (Gleichungen 5.28, 5.29) genähert werden. Damit ergeben sich lokale konstante Korrekturterme ΔZTD (Gleichung 8.3), die lediglich von den Höhendifferenzen zwischen den Antennenbezugspunkten ($\Delta H = H_{GPS} - H_{VLBI}$) abhängen, sozusagen *tropospheric ties*.

Abbildung (8.4) vergleicht die IVS- und IGS-ZTD-Zeitreihen an zwei Kollokationsstationen: ALGOPARK-ALGO und GILCREEK-FAIR. Auch bei Berücksichtigung der Höhenkorrektur ergeben sich ausschließlich positive systematische Abstände (*bias*) zwischen IVS und IGS kombinierten ZTD (Tabelle 8.11). Um die Abstände zu erklären, führen Rothacher et al. [2003] eine ganze Reihe von möglichen Gründen an: (i) Gravitative und thermale VLBI-Antennendeformationen, (ii) GPS-Antennenphasenzentrumsvariationen von Empfänger- (*receiver*) und Satellitenantennen sowie Mehrwegeffekte (*multipath effects*). Schmid et al. [2005] berichten, dass nach Anbringen der absoluten Antennenphasenzentrumskorrekturen größere Abweichungen zwischen VLBI- und GPS-ZTD nur noch an solchen Stationen gefunden werden, an denen die GPS-Antennen mit Schutzvorrichtungen (*radome*) betrieben werden (z. B. FAIR, NYAL). Aus Gründen der Homogenität seien vom IGS bisher keine kombinierten Antennen/Radome-Korrekturmodelle eingeführt worden. Da die IGS-Analysezentren keine solchen Korrekturen für die Bestimmung der ZTD anbringen, könnte das kombinierte IGS-Troposphärenprodukt derartige systematische Abstände enthalten. Abweichungen der ZTD könnten aber auch durch vorhandene Schutzabdeckungen (*radome*) bei VLBI-Antennen (z. B. WESTFORD) hervorgerufen werden [Krügel et al., 2007].

Schließlich ergeben sich im Bezug auf die troposphärischen Parameter auch beobachtungstechnische Unterschiede zwischen GPS und VLBI: Während die VLBI-Beobachtung während eines scans von einigen Minuten in genau einer Richtung am Topozentrum erfolgt, werden durch die GPS-Antenne gleichzeitig mindestens vier Satelliten in verschiedenen Richtungen beobachtet. Die Wahrscheinlichkeit, dass einige der GPS-Signale dabei lokal stark variierende feuchte Atmosphärenschichten durchlaufen, ist daher etwas größer als bei VLBI.

a)



b)

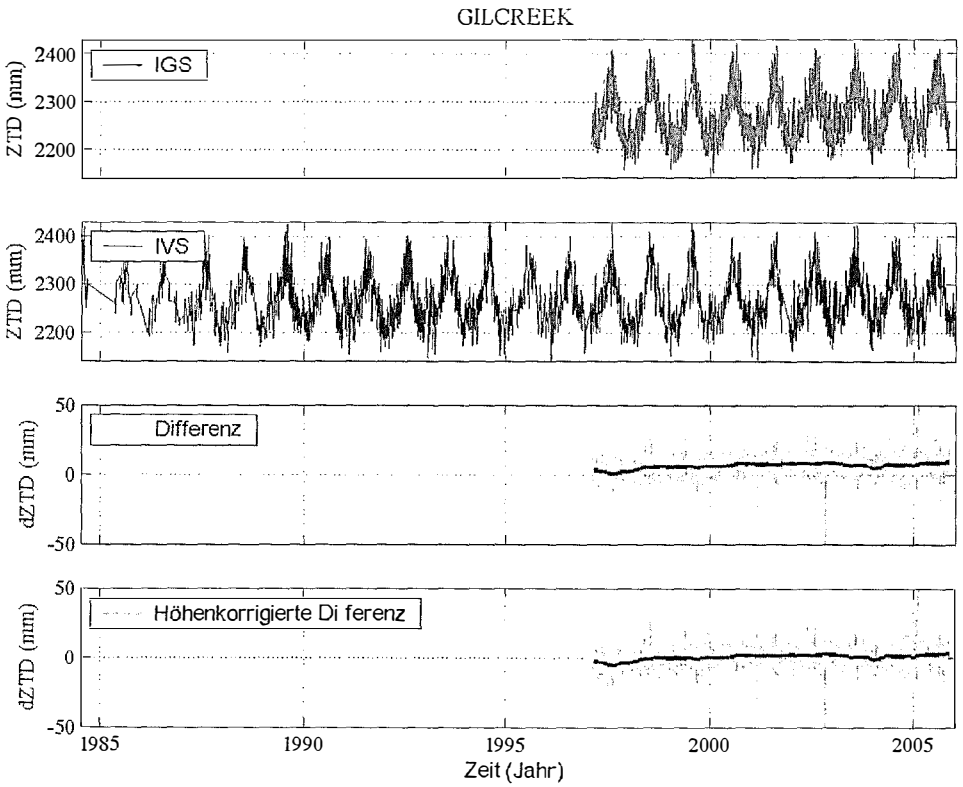


Abb. 8.4 Vergleich zwischen IVS und IGS kombinierten ZTD an den Kollokationsstationen ALGOPARK-ALGO (*a*) und GILCREEK-FAIR (*b*)

Die mittlere Standardabweichung der Differenzen IVS – IGS liegt mit 7,9 mm über den Standardabweichungen des IVS (4,9 mm) bzw. des IGS Produkts (4 bis 8 mm). An den Kollokationsstationen HOBART26 und FORTLEZA ergeben sich mit 13,2 mm sehr hohe Standardabweichungen, die bisher nicht erklärt werden können. Die Standardabweichung bei ALGOPARK variiert innerhalb eines Jahres. Die durchschnittliche gemeinsame Datengrundlage von 24,1 % bezogen auf die kombinierte IVS-Zeitreihe lässt einigen Zugewinn an Information durch die Kombination erwarten.

8.2.1.2 Vergleich der linearen Trends zwischen den Troposphärenprodukten von IVS und IGS

Tabelle (8.12) zeigt die linearen Trends der kombinierten IVS- und IGS-Troposphärenprodukte, die teilweise signifikant voneinander abweichen. Steigenberger et al. [2007] konnten im IGS Troposphärenprodukt Inkonsistenzen aufzeigen, die auf die Verwendung verschiedener TRF zurückzuführen sind. So konnten im kombinierten IGS-Troposphärenprodukt beispielsweise an der Station ALGO Bruchstellen im Trend identifiziert werden, die zeitlich genau mit der Umstellung der Analyse von ITRF96 [Boucher et al., 1998] auf ITRF97 [Boucher et al., 1999] bzw. von ITRF97 auf ITRF2000 [Altamimi et al., 2002] koinzidieren. Die Bruchstellen wurden durch einen Vergleich mit Zeitreihen von Troposphärenparametern gefunden, die durch eine globale homogene GPS-Reanalyse [Steigenberger et al., 2006] bestimmt wurden.

Tab. 8.12 Vergleich der linearen Trends (mm/Jahr) von IVS- und IGS-Troposphärenprodukten, die mit * gekennzeichneten Zeitspannen beziehen sich auf synchronisierte Datengrundlagen

IVS			IGS		
Station	lin. Trend	Zeitspanne	Station	lin. Trend	Zeitspanne
ALGOPARK	0,1	1984,7 bis 2006,6	ALGO	0,6	1997,1 bis 2005,8
	0,6	1997,1 bis 2005,8 *		0,7	1997,1 bis 2005,8 *
FORTLEZA	-0,2	1993,3 bis 2008,2	FORT	1,3	1997,1 bis 2005,8
	2,9	1997,1 bis 2005,8 *		2,5	1997,1 bis 2005,8 *
GILCREEK	0,2	1984,5 bis 2006,0	FAIR	1,6	1997,1 bis 2005,8
	1,1	1997,1 bis 2005,8 *		1,7	1997,1 bis 2005,8 *
HARTRAO	0,3	1986,0 bis 2008,2	HRAO	0,3	1997,2 bis 2005,8
	-0,3	1997,2 bis 2005,8 *		-0,1	1997,2 bis 2005,8 *
HOBART26	0,4	1989,7 bis 2008,2	HOB2	-1,7	1997,1 bis 2005,8
	-0,5	1997,1 bis 2005,8 *		-1,2	1997,1 bis 2005,8 *
KOKEE	0,3	1993,4 bis 2008,2	KOKB	0,7	1997,1 bis 2005,8
	1,2	1997,1 bis 2005,8 *		0,9	1997,1 bis 2005,8 *
MATERA	0,1	1990,8 bis 2008,2	MATE	-0,4	1997,1 bis 2005,8
	0,9	1997,1 bis 2005,8 *		-0,2	1997,1 bis 2005,8 *
NYALES20	0,1	1994,8 bis 2008,2	NYAL	-0,1	1997,1 bis 2005,8
	-1,1	1997,1 bis 2005,8 *		-1,6	1997,1 bis 2005,8 *
SESHAN25	-0,0	1988,3 bis 2008,0	SHAO	0,5	1997,1 bis 2005,8
	-5,7	1997,6 bis 2005,8 *		-5,2	1997,6 bis 2005,8 *
TSUKUB32	1,1	1998,5 bis 2008,2	TSKB	-0,4	1997,1 bis 2005,8
	-0,2	1998,5 bis 2005,8 *		-0,5	1998,5 bis 2005,8 *
WESTFORD	0,2	1981,8 bis 2008,2	WES2	0,7	1997,1 bis 2005,8
	1,9	1997,1 bis 2005,8 *		1,6	1997,1 bis 2005,8 *
WETTZELL	0,2	1983,9 bis 2008,2	WTZR	-0,5	1997,1 bis 2005,8
	0,2	1997,1 bis 2005,8 *		-0,2	1997,1 bis 2005,8 *

Abbildung (8.5) zeigt zu denselben Zeitpunkten ein vergleichbares Verhalten des kombinierten IGS-Produktes gegenüber der kombinierten IVS-Lösung.
Mit dem IGS-Troposphärenprodukt können daher bisher kaum homogene Trends bestimmt werden. Eine Kombination der VLBI-Ergebnisse mit diesem IGS-Produkt würde nicht die gewünschte Wirkung der Stabilisierung bewirken, sondern eine Inkonsistenz der kombinierten Ergebnisse nach sich ziehen. Von einer Kombination wird daher abgesehen.
Das IGS ist sich der Problematik der inkonsistenten Analyseoptionen und der daraus resultierenden Inhomogenitäten des kombinierten IGS-Troposphärenprodukts bereits im Jahre 2003 bewusst gewesen [Byun und Bar-Sever, 2006]. Die IGS-Troposphärenkombination wurde daher ab dem 2. November 2006 (GPS-Woche 1399) offiziell eingestellt und durch ein neues IGS-Troposphärenprodukt ersetzt [Byun et al., 2005].
Das neue IGS-Troposphärenprodukt beruht nicht auf einer Kombination, sondern auf einer *precise point positioning* (PPP) Lösung eines IGS-Analysezentrums, Jet Propulsion Laboratory (JPL), Pasadena, USA, basierend auf den *IGS final products*: *IGS final combined orbits and clocks* und *IGS final combined Earth orientation parameters*. Mit einem *cutoff elevation angle* von 7° und der New Mapping Functions (NMF) [Niell, 1996] werden mit der GPS-Software GIPSY/OASIS-II [Webb und Zumberge, 1995] über 24 Stunden alle fünf Minuten zenitale totale Laufzeitverzögerungen ZTD bereitgestellt. Die Lösungen anderer IGS-Analysezentren werden nur zum internen Vergleich herangezogen. Das neue IGS-Troposphärenprodukt wurde für einige IGS Stationen bis Oktober 2000 konsistent reanalysiert.

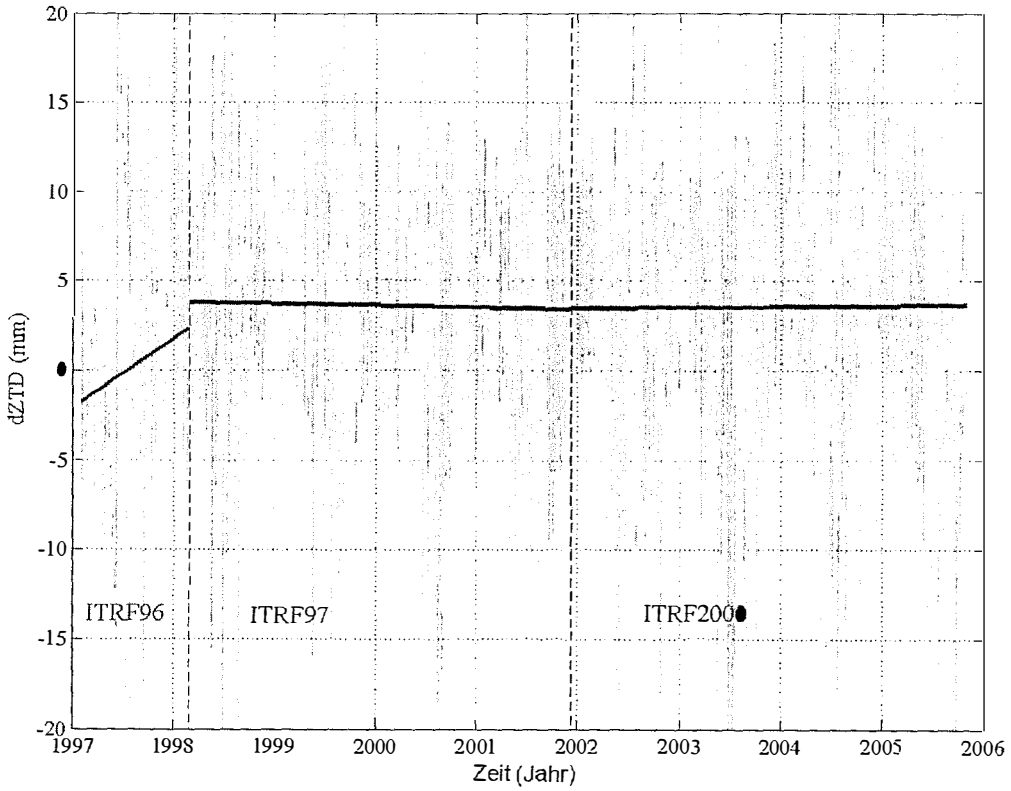


Abb. 8.5 Inkonsistenzen zwischen kombinierten IVS- und IGS-Troposphärenprodukten an der Station ALGOPARK, hervorgerufen durch die Verwendung verschiedener TRF in der IGS-Analyse

8.2.2 Systematische und statistische Abweichungen zwischen dem kombinierten Troposphärenprodukt des IVS und Laufzeitverzögerungen auf Grundlage des ECMWF

Die Bestimmung von Laufzeitverzögerungen auf Grundlage des numerischen Wettermodels ERA-40 bzw. auf Grundlage operationeller Analysedaten des ECMWF erfolgt durch Integration über die zeitabhängigen Brechungsindizes der neutralen Atmosphäre (Gleichung 5.6) [Thayer, 1974]. Durch das numerische Wettermodell sind die meteorologischen Parameter (geopotentielle Höhe, Temperatur, relative Feuchte) auf sogenannten Druckflächen gegeben. Wird die vertikale Auflösung durch Interpolation erhöht, so kann durch numerische Integration entlang des Zenits an der jeweiligen Station eine theoretische zenitale Laufzeitverzögerung bestimmt werden [Böhm und Schuh, 2003a]:

$$ZTD = 10^{-6} \sum_{h=H_{VLBI}}^{H_A} \left[k_1 \frac{p_d(h)}{T(h)} Z_d^{-1} + \left(k_2 \frac{p_w(h)}{T(h)} + k_3 \frac{p_w(h)}{T(h)^2} \right) Z_w^{-1} \right] \delta h \ . \qquad (8.5)$$

Integriert wird dabei vom IVP ausgehend (H_{VLBI}) bis in die Höhe H_A, dem Übergang der Atmosphäre zum Weltall. Die Refraktionskonstanten k_1, k_2, k_3 können z. B. Bevis et al. [1994], Rüeger [2002a] oder Rüeger [2002b] und die inversen Kompressionsfaktoren Thayer [1974] entnommen werden.
Der jeweilige Partialdruck der trockenen (p_d) und der feuchten Luftbestandteile (p_w) lässt sich aus der relativen Feuchte rH und dem totalen Luftdruck p (hPa) in der entsprechenden Höhe h gewinnen:

$$p_w = rH \cdot e_0 \ , \qquad (8.6)$$

worin e_0 den Sättigungsdampfdruck (Gleichung 5.27) bezeichnet und p_d aus (5.7) folgt.
Die Reanalysewerte sind in Abständen von sechs Stunden gegeben und werden durch Assimmilation der Vorhersage, basierend auf vorhergehenden Beobachtungen (*background*), an die meteorologischen Beobachtungen innerhalb der sechs Stunden erhalten. Die theoretischen Laufzeitverzögerungen auf Grundlage des ECMWF unterscheiden sich deshalb von den Parametern des kombinierten IVS-Troposphärenproduktes nicht nur in Bezug auf die zeitliche Auflösung, sondern insbesondere auch darin, dass sie zusätzlich auf vorhergehenden Messungen beruhen, während die durch VLBI bestimmten Laufzeitverzögerungen über den Zeitraum von einer Stunde integrierte Größen darstellen. Die VLBI-Beobachtungen erfolgen nicht im Zenit, sondern unter verschiedenen Elevationen und Azimuten (*line of sight*) und müssen daher zusätzlich durch Projektionsfunktionen in zenitale Größen umgerechnet werden. Entsprechend sind höhere statistische Abweichungen zu erwarten. Die auf Grundlage von NWM berechneten theoretischen Laufzeitverzögerungen können als unabhängig von den durch VLBI gemessenen betrachtet werden.
Tabelle (8.13) zeigt die systematischen und statistischen Abweichungen zwischen dem kombinierten IVS-Troposphärenprodukt und den durch die meteorologischen Parameter des ECMWF bestimmten theoretischen Laufzeitverzögerungen. Wiederum ergibt sich ein positiver systematischer Abstand (*bias*), in diesem Fall von 8,6 mm. VLBI scheint die Laufzeitverzögerungen zu unterschätzen, was bereits Gradinarsky et al. [1999] vermuten. Ein Grund dafür könnte das Fehlen der Höhenkorrekturen an den in der VLBI-Analyse verwendeten Luftdruckwerten sein. Der meteorologische Sensor befindet sich meist in einer Höhe von etwa 2 m über dem Boden, während der invariante Punkt (IVP) der VLBI-Antenne je nach Antennendurchmesser meist 5 bis 15 m darüber liegt. Werden für die VLBI-Analyse Luftdruckwerte verwendet, die sich auf eine um 10 m niedrigere Höhe beziehen, so sind die tatsächlichen Luftdruckwerte an den IVP systematisch um etwa 1,15 hPa zu hoch. Die geschätzten ZTD würden erwartungsgemäß um 0,5 mm zu klein ausfallen, was jedoch nicht ausreicht, um den mittleren Abstand von 8,6 mm zu erklären. Die statistischen Abweichungen (rms) sind im Vergleich zu denen zwischen den kombinierten IVS- und IGS-Produkten mit 35,1 mm signifikant größer.

Tab. 8.13 Systematische (bias) und statistische (rms) Abweichungen sowie Korrelationskoeffizienten (ρ) zwischen dem kombinierten IVS-Troposphärenprodukt und den auf Grundlage des ECMWF berechneten Laufzeitverzögerungen

Station	Gemeinsame Epochen		ZTD Abweichungen		
	total	in %	bias (mm)	rms (mm)	ρ in %
ALGOPARK	4515	26,9	11,7	38,8	77,32
FORTLEZA	4969	26,6	2,6	36,1	71,69
GILCREEK	12080	26,9	8,8	25,6	85,98
HARTRAO	4764	26,8	14,2	33,5	78,75
HOBART26	3032	26,9	9,1	30,8	58,92
KOKEE	8561	26,8	0,7	31,1	54,39
MATERA	3682	26,6	4,0	26,1	76,24
NAYALES20	4997	26,9	5,2	25,4	77,82
SESHAN25	1181	27,0	15,4	49,2	85,33
TSUKUB32	2073	27,2	9,4	50,4	84,43
WESTFORD	10614	26,8	18,0	46,4	75,65
WETTZELL	15726	26,9	3,9	27,5	79,53
Mittelwert	---	26,9	8,6	35,1	75,50

Werden statt der meteorologischen Parameter in zenitaler Richtung die Zustandsgrößen entlang des Signalwegs verwendet (*ray tracing*), so lässt sich die Laufzeit mit Hilfe von NWM von troposphärischen Einflüssen korrigieren, wenn dabei eine etwas höhere Streuung in Kauf genommen wird.

8.2.2.1 Vergleich der linearen Trends zwischen dem Troposphärenprodukt des IVS und den auf Grundlage des ECMWF berechneten Laufzeitverzögerungen

Die linearen Trends zwischen den kombinierten IVS-Troposphärenparametern und den auf Grundlage des ECMWF berechneten Laufzeitverzögerungen weichen teilweise signifikant voneinander ab (Tabelle 8.14). Die Abweichungen sind meist wesentlich größer als zwischen den Troposphärenprodukten von IGS und IVS. Auch bei gleicher zeitlicher Datengrundlage lässt sich keine Übereinstimmung erkennen.
Haas et al. [2003; 2005] finden ebenso keine Übereinstimmung der linearen Trends bestimmt durch geodätische Weltraumverfahren und durch die ERA-40 Reanalyse des ECMWF.
Bengtsson et al. [2004] berichten darüber hinaus von unterschiedlichen globalen linearen Trends in verschiedenen numerischen Wettermodellen z. B. ERA-40 und NCEP/NCAR Reanalysis.
Wenn auch die Druckwerte in ERA-40 insbesondere von 1979 an sehr genau seien [Uppala et al., 2008], identifiziert Haimberger [2005] dennoch Inhomogenitäten in einigen der durch Radiosonden gemessenen Temperaturen.
Das ECMWF bereitet derzeit ein neues Reanalyseprodukt vor, aktuell ist eine Übergangslösung ERA-interim verfügbar [ECMWF, 2008]. ERA-interim soll insbesondere eine neue verbesserte Feuchteanalyse enthalten.

Tab. 8.14 Vergleich der linearen Trends (mm/Jahr) zwischen ECMWF und IVS-Troposphärenprodukt, die mit * gekennzeichneten Zeitspannen beziehen sich auf synchronisierte Datengrundlagen

	IVS		ECMWF	
Station	lin. Trend	Zeitspanne	lin. Trend	Zeitspanne
ALGOPARK	0,1	1984,7 bis 2006,6	-0,2	1984,0 bis 2008,4
	0,2	1984,7 bis 2006,6 *	-0,3	1984,7 bis 2006,6 *
FORTLEZA	-0,2	1993,3 bis 2008,2	-1,7	1993,0 bis 2008,4
	-0,0	1993,3 bis 2008,2 *	-2,2	1993,3 bis 2008,2 *
GILCREEK	0,2	1984,5 bis 2006,0	-0,2	1984,0 bis 2008,4
	0,2	1984,5 bis 2006,0 *	-0,0	1984,5 bis 2006,0 *
HARTRAO	0,3	1986,0 bis 2008,2	-0,5	1986,0 bis 2008,4
	0,3	1986,0 bis 2008,2 *	-0,4	1986,0 bis 2008,2 *
HOBART26	0,4	1989,7 bis 2008,2	-0,2	1989,0 bis 2008,4
	0,5	1989,7 bis 2008,2 *	-0,3	1989,7 bis 2008,2 *
KOKEE	0,3	1993,4 bis 2008,2	0,2	1993,0 bis 2008,4
	0,3	1993,4 bis 2008,2 *	-0,1	1993,4 bis 2008,2 *
MATERA	0,1	1990,8 bis 2008,2	0,2	1990,0 bis 2008,4
	-0,0	1990,8 bis 2008,2 *	0,2	1990,8 bis 2008,2 *
NYALES20	0,1	1994,8 bis 2008,2	-0,1	1994,0 bis 2008,4
	0,2	1994,8 bis 2008,2 *	-0,6	1994,8 bis 2008,2 *
SESHAN25	-0,0	1988,3 bis 2008,0	-0,8	1988,0 bis 2008,4
	-0,4	1988,3 bis 2008,0 *	-0,7	1988,3 bis 2008,0 *
TSUKUB32	1,1	1998,5 bis 2008,2	-1,0	1998,0 bis 2008,4
	1,2	1998,5 bis 2008,2 *	0,2	1998,5 bis 2008,2 *
WESTFORD	0,2	1981,8 bis 2008,2	-0,2	1981,0 bis 2008,4
	0,3	1981,8 bis 2008,2 *	-0,2	1981,8 bis 2008,2 *
WETTZELL	0,2	1983,9 bis 2008,2	-0,1	1983,0 bis 2008,4
	0,2	1983,9 bis 2008,2 *	-0,0	1983,9 bis 2008,2 *

8.3 Zusammenfassung und Darstellung der signifikanten linearen Trends des kombinierten IVS-Produkts

Die Trendkomponente ist mit maximal etwa ± 2 mm pro Jahr sehr klein gegenüber den anderen Komponenten des klimatischen Zeitreihenmodells (Tabelle 8.8), insbesondere die jährliche Amplitude beträgt im Mittel etwa 55 mm und ihre Schwankungen können bis zu 40 mm ausmachen. Die variierenden saisonalen Amplituden machen einen Großteil der Trendkomponente aus, daher unterliegt der lineare Trend je nach einbezogener Zeitspanne signifikanten Schwankungen. Abbildung (8.6) stellt die linearen Trends der ZWD an der Station WETTZELL in einer sogenannten Trendmatrix dar.
Wegen der erheblichen zwischenjährlichen Variationen werden die linearen Trends nicht als klimatische Signale interpretiert. Mit zunehmender Länge des für die Berechnung des linearen Trends zugrundegelegten Zeitintervalls nehmen die zwischenjährlichen Variationen jedoch ab. Daher kann davon ausgegangen werden, dass in einigen Jahren die Datengrundlage ausreichen wird, um signifikante klimatische Trends zu bestimmen.
Die formalen Fehler der Trendbestimmung durch die lineare Regression sind meist unrealistisch klein (< 0,1 mm pro Jahr) und können nicht zur Beurteilung der Signifikanz des linearen Trends herangezogen werden. Die Abweichungen der Schätzwerte der linearen Trends der IVS-Analysezentren untereinander liefern eine realistischere Abschätzung der Genauigkeit und der Signifikanz des linearen

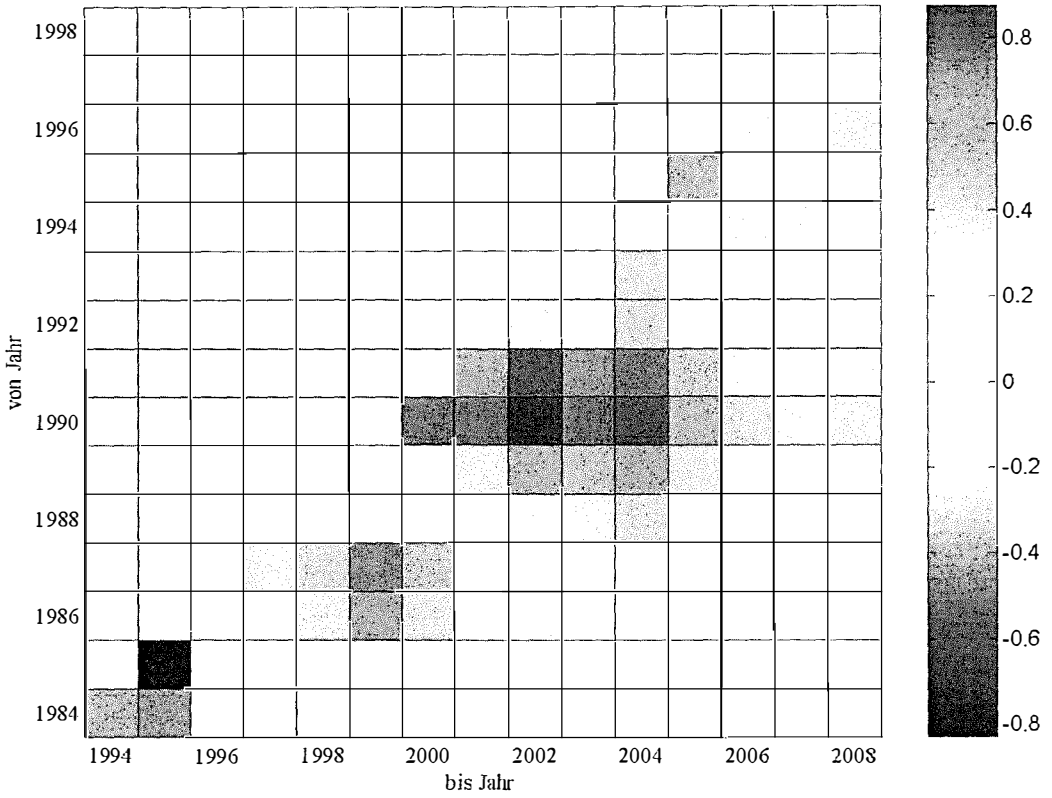


Abb. 8.6 Lineare Trendmatrix (mm/Jahr) des langfristigen IVS-Troposphärenprodukts IVS2008A an der Station WETTZELL. Die minimale Länge des zugrundegelegten Zeitintervalls beträgt 10 Jahre.

Trends der kombinierten IVS-Lösung (Tabellen 8.9, 8.10). Stehen keine Vergleichslösungen zur Verfügung, so kann der Betrag des linearen Trends relativ zur Größe des Rauschens (1-σ-Standardabweichung) betrachtet werden (SNR). Das Rauschen ist im Vergleich zum linearen Trend jedoch im Allgemeinen um ein Vielfaches größer, sodass mit dieser Methode keine signifikanten linearen Trends gefunden werden können [Heinkelmann et al., 2007c].
Übersteigt der Betrag des linearen Trends die Genauigkeitsabschätzung (Abweichungen der linearen Trends der IVS-Analysezentren untereinander), so kann von einem signifikanten linearen Trend ausgegangen werden. Die signifikanten linearen Trends der ZWD-Zeitreihen des langfristigen IVS-Troposphärenprodukts sind in Abbildung (8.7) und Tabelle (8.15) dargestellt.

Tab. 8.15 Signifikante lineare Trends der ZWD-Zeitreihen des kombinierten IVS-Troposphärenprodukts IVS2008A in mm/Jahr

Station	linearer Trend in mm/Jahr (Signifikanzabschätzung)	Zeitintervall
ALGOPARK	0,6 (0,2 bis 0,7)	1990,5 bis 2005,0
FORTLEZA	-0,6 (-1,0 bis -0,2)	1993,5 bis 2003,7
GILCREEK	0,2 (0,1 bis 0,3)	1989,5 bis 2005,0
HARTRAO	-0,6 (-1,0 bis 0,1)	1986,1 bis 2005,0
TSUKUB32	1,1 (-0,5 bis 1,6)	2002,2 bis 2005,0
WETTZELL	0,5 (0,4 bis 0,7)	1989,0 bis 2005,0

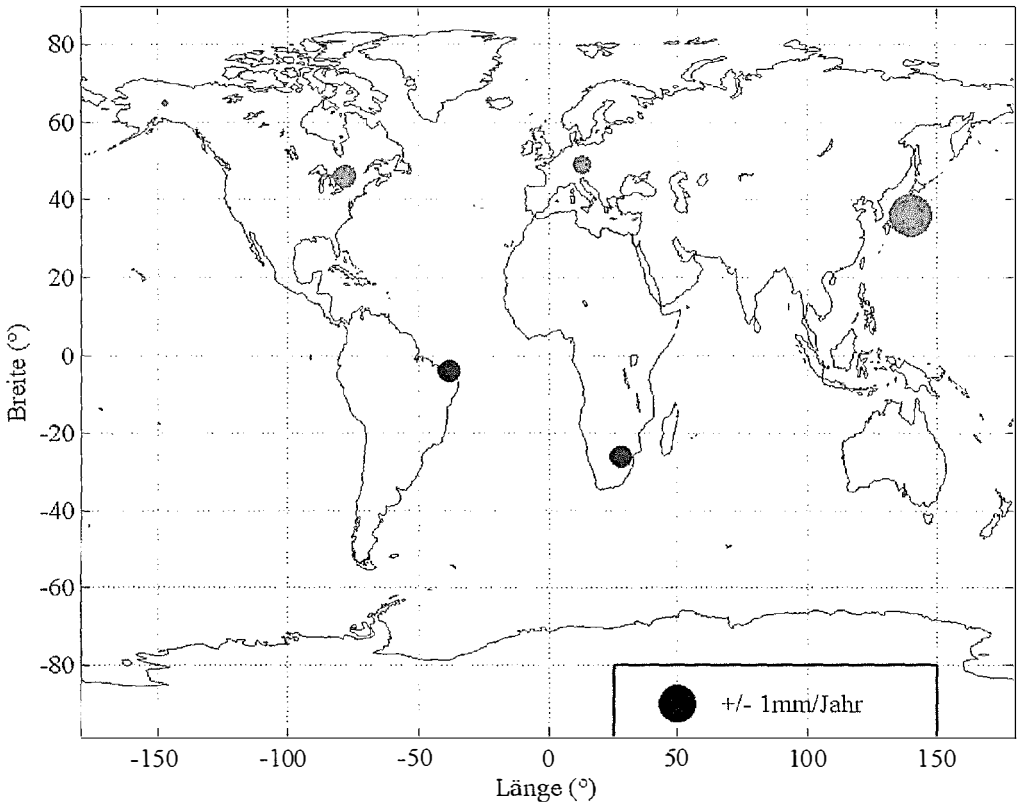


Abb. 8.7 Signifikante lineare Trends der ZWD-Zeitreihen des kombinierten IVS-Troposphärenprodukts IVS2008A

Aber vielleicht ist zu keiner Erkenntnis die Erfahrung so unerlässlich wie zur richtigen Schätzung des Unbestandes und Wechsels der Dinge. Weil eben jeder Zustand für die Zeit seiner Dauer notwendig und daher mit vollstem Rechte vorhanden ist, so sieht jedes Jahr, jeder Monat, jeder Tag aus, als ob nun endlich er Recht behalten wollte für alle Ewigkeit. Aber keiner behält es, und der Wechsel allein ist das Beständige. Der Kluge ist der, welchen die scheinbare Stabilität nicht täuscht und der noch dazu die Richtung, welche der Wechsel zunächst nehmen wird, vorhersieht.
Artur Schopenhauer: Aphorismen zur Lebensweisheit

9. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde die Bestimmung langer Zeitreihen des atmosphärischen Wasserdampfs mittels des geodätischen Weltraumverfahrens VLBI untersucht. Einflüsse auf die troposphärischen Laufzeitverzögerungen durch mögliche Analyseoptionen sowie durch Auswahl der Modelle und des Beobachtungsmaterials erreichen eine Größenordnung, die zunächst eine verlässliche Berechnung des Wasserdampfs in Frage stellen. Bei konsistenter Datenaufbereitung des VLBI-Beoachtungsmaterials, insbesondere durch Homogenisierung der für die Analyse herangezogenen Luftdruckwerte, und sinnvoller Parameterisierung lassen sich die meisten dieser Effekte jedoch signifikant verringern bzw. vollständig eliminieren, sodass genaue und verlässliche zenitale feuchte (ZWD) und totale Laufzeitverzögerungen (ZTD) bereitgestellt werden können.

Die systematischen Abweichungen zwischen acht Analysezentren des IVS betragen an zwölf repräsentativen IVS-Netzwerkstationen (Tabelle 6.4) im Mittel 1,7 mm (ZWD) bzw. 0,9 mm (ZTD) mit Standardabweichungen von 6,7 mm (ZWD) bzw. 5,4 mm (ZTD). Bei der Umrechnung von ZWD in die von Meteorologen bevorzugte Größe ausfällbares Wasser (*precipitable water*, PW), wird der Faktor $\Pi \approx 0{,}16$ berücksichtigt, sodass bei der Bestimmung dieser Größe (PW) durch VLBI etwa eine Genauigkeit von einem Millimeter erreicht werden kann.
Die geschätzten linearen Trends der langen Zeitreihen troposphärischer Laufzeitverzögerungen zeigen Abweichungen zwischen den IVS-Analysezentren, jedoch bessere Übereinstimmung bei gemeinsamer Datengrundlage (*synchronized sampling*). Die Unterschiede zwischen den verschiedenen Analysezentren des IVS können durch die inhomogenen Analyseoptionen, Luftdruckwerte, Modelle, Kataloge und Parameterisierungen erklärt werden. Die Effekte durch die Wahl der Analyseoptionen können in ihrer Größenordnung ermessen, jedoch a posteriori nicht vollständig korrigiert werden. Die Korrekturen sind deshalb nur annähernd möglich, da es sich bei den Troposphärenparametern um Ergebnisse einer Parameterschätzung handelt, in der Korrelationen zwischen den verschiedenen Parametergruppen auftreten können.

Das kombinierte langfristige IVS-Troposphärenprodukt liefert basierend auf homogenen Zeitreihen von in situ Luftdruckbeobachtungen verlässliche Schätzwerte für die Größen ZWD (d. h. PW) und ZTD an einigen Stationen über die Dauer von bis zu 25 Jahren und kann daher für den Vergleich und die Bestimmung von teilweise signifikanten linearen Trends herangezogen werden.

Die durch VLBI und durch GPS bestimmten langen Zeitreihen totaler Laufzeitverzögerungen (ZTD) stimmen im Allgemeinen gut überein: Die mittlere Korrelation der langen Zeitreihen an zwölf repräsentativen Kollokationsstationen (Tabelle 6.4) ist 98,4%. Die Abweichungen sind klein aber signifikant und stets positiv (im Mittel 4,7 mm), sodass von Systematiken zwischen den Verfahren ausgegangen werden muss. Der Einfluss der Höhendifferenzen zwischen den Bezugspunkten der Techniken (*tropospheric ties*), dem invarianten Punkt (IVP) der VLBI-Antenne bzw. dem Phasenzentrum der GPS-Antenne, muss bei einem Vergleich berücksichtigt werden. Eine Vielzahl von weiteren Gründen kommt darüber hinaus für eine Erklärung der verbleibenden systematischen Abstände in Frage, darun-

ter die fehlende absolute Kalibrierung von Empfänger- und Satellitenantennenphasenzentren im Fall von GPS sowie der Einsatz von Schutzvorrichtungen (*radomen*) mit den Antennen beider Verfahren. Die im Vergleich zu den IVS- bzw. IGS-internen Genauigkeiten etwas größere Standardabweichung zwischen den kombinierten Troposphärenprodukten von IVS und IGS von 7,9 mm kann teilweise durch die ungleiche zeitliche Datengrundlage (1-stündig bei IVS, 2-stündig bei IGS) bedingt sein. Da für einige GPS-Stationen keine in situ meteorologischen Daten zur Verfügung stehen, können die totalen Laufzeitverzögerungen auch aus diesem Grund signifikant verfälscht sein.

Ein Vergleich der linearen Trends zwischen den beiden Troposphärenprodukten offenbart geringe aber signifikante Unterschiede, die sich auch bei annähernd einheitlicher Datengrundlage nicht zufriedenstellend annähern. Die Abweichungen der linearen Trends können durch zeitlich uneinheitliche Analyseoptionen und Modelle (z. B. verschiedene TRF) des IGS Produkts erklärt werden, aber auch die uneinheitlichen Analyseoptionen der IVS-Analysezentren könnten in geringerem Ausmaß eine Rolle spielen.

Im Vergleich zu den durch das Reanalysemodell ERA-40 des ECMWF bestimmten totalen Laufzeitverzögerungen treten gewisse Abweichungen auf; die mittlere Korrelation an zwölf IVS-Netzwerkstationen beträgt 75,5%. Lägen die meteorologischen Parameter räumlich und zeitlich höher aufgelöst vor, so wäre eine zufriedenstellende Modellierung der troposphärischen Laufzeitverzögerung in Form des *ray tracing* denkbar. Die durch VLBI bestimmten langen Zeitreihen weisen gegenüber den durch das ECMWF abgeleiteten Zeitreihen einen positiven Abstand (8,7 mm) auf, der nicht erklärt werden kann.
Lineare Trends bestimmt durch das ECMWF und durch das kombinierte IVS-Troposphärenprodukt weichen an den meisten Stationen signifikant voneinander ab, wobei die Differenz der Trends zwischen IVS-Produkt und ECMWF stets leicht positiv ist.

Im Vergleich zu den systematischen (*bias*) und statistischen Abweichungen (*rms*) sind lineare Trends viel anfälliger für Störungen und daher deutlich schwieriger zu erfassen. Die beobachteten linearen Trends sind im Allgemeinen sehr klein im Vergleich zu den anderen Komponenten des klimatischen Zeitreihenmodells. Ein erheblicher Teil des Trends beruht auf Variationen der Amplitude des saisonalen Signals, weshalb der lineare Trend von Jahr zu Jahr starken Schwankungen unterliegen kann. Eine Angabe des linearen Trends kann deshalb nur im Bezug auf das der Berechnung zugrundegelegte Zeitintervall erfolgen.
Wegen der Größe des Rauschens unterliegt der lineare Trend ebenso signifikanten Schwankungen bei ungleicher Datengrundlage, sodass ohne einheitliche Datengrundlage (*synchronized sampling*) keine sinnvollen Vergleiche zwischen linearen Trends möglich sind.

Beim Vergleich kombinierter Produkte kann das allgemeine Maß der Übereinstimmung bzw. Abweichung zwar gut erfasst, jedoch oft nicht eindeutig erklärt werden. Um die Gründe für die abweichenden linearen Trends im Einzelnen aufzudecken, sollte von einer einzelnen Lösung ausgegangen werden, nicht von einem kombinierten Produkt. Eine einzelne Lösung wäre für einen solchen Vergleich insofern besser geeignet, da die Analyseoptionen und Parameterisierungen kontrollierbar und kurzfristig anpassbar sind. Da GPS und VLBI eine große Zahl der Analysemodelle teilen, könnten Unterschiede zwischen den Verfahren bei einem homogenen Vergleich im Einzelnen aufgedeckt und quantifiziert werden.
Numerische Wettermodelle, die prinzipiell durch Assimilation einer Vielzahl von Beobachtungsdaten entstehen, stellen in diesem Zusammenhang eine große Herausforderung an die Homogenität dar. Hier bieten nicht nur die Inhomogenitäten einzelner assimilierter Messreihen und die Abweichungen zwischen den Messreihen, sondern auch die Unterschiede der verwendeten Sensoren und die Hinzunahme neuer Messreihen Gründe für mögliche Inhomogenitäten.

Da die Troposphärenparameter mit den Stationskoordinaten – insbesondere der Stationshöhe – korrelieren, sind die Trends in den Zeitreihen zenitaler Laufzeitverzögerungen nicht nur für die Klimatologie sondern auch für die geodätischen Referenzsysteme von Bedeutung. Um die Wechselwirkungen genauer zu untersuchen, könnten lineare Trends der Troposphärenparameter gemeinsam mit den linearen Stationsgeschwindigkeiten in einer globalen Lösung geschätzt werden. Bei erfolgreicher simultaner globaler Bestimmung beider Parameter, könnten somit die Korrelationen zwischen Stationsgeschwindigkeiten und linearen Trends der Troposphärenparameter erfasst werden.

Um die Konsistenz des langfristigen IVS-Troposphärenprodukts zu überprüfen, könnten zusätzlich Vergleiche mit dem neuen IGS Troposphärenprodukt, den neuen Reanalysemodellen des ECMWF oder anderer Modelle, wie NCEP/NCAR Reanalyse, sowie mit weiteren Verfahren der atmosphärischen Wasserdampfbestimmung, darunter Wasserdampfradiometer (WVR) und Radiosonden (RS) durchgeführt werden.

Die Verlässlichkeit der kombinierten Troposphärenprodukte des IVS könnte in Zukunft gesteigert werden, indem durch die Analysezentren homogene Luftdruckzeitreihen für die Analyse verwendet werden. Bekannte Inhomogenitäten wurden im langfristigen Troposphärenprodukt IVS2008A zwar näherungsweise berücksichtigt, es verbleiben jedoch noch eine Vielzahl an kleineren Sprüngen und nicht klimatischen Trends in den Luftdruckwerten und Temperaturen, die von den meisten IVS-Analysezentren nicht korrigiert werden. Als Ersatz für fehlende meteorologische Beobachtungen sollte innerhalb der Zeitreihen des ECMWF oder eines vergleichbaren numerischen Wettermodells interpoliert werden. Dabei ist darauf zu achten, dass die verwendeten meteorologischen Daten keinen Abstand (*bias*) zu den Werten des Wettermodells aufweisen. Da die Höhenreferenzierung und Kalibrierung der einzelnen meteorologischen Sensoren an den meisten VLBI-Stationen nicht nachvollziehbar sind, wäre es von Vorteil, die Mittelwerte der beobachteten meteorologischen Zeitreihen an die Mittelwerte eines globalen Wettermodells anzupassen. Eine solche Referenzierung wäre global konsistent. Im Rahmen von GGOS könnten die an den VLBI-Stationen aufgezeichneten meteorologischen Zeitreihen den anderen geodätischen Weltraumverfahren zur Verfügung gestellt werden.

Aus Sicht des IVS tragen die Troposphärenprodukte auch insbesondere zur internen Qualitätskontrolle bei, was durch die Indikatorrolle der Troposphärenparameter im Hinblick auf die Konsistenz des terrestrischen Referenzrahmens deutlich wird. Beide Troposphärenprodukte werden daher in Zukunft fortgesetzt.

Es bleibt zu hoffen, dass die IVS-Troposphärenprodukte von einer Vielzahl verschiedener Nutzer und Anwender zum Vergleich oder zur Ableitung weiterer Ergebnisse herangezogenen werden.

Quellenverzeichnis

AGU (American Geophysical Union) [1995] Water vapor in the climate system. Special Report. December 1995. AGU Chapman Conference on Water Vapor in the Climate System, 25-28 October 1994, Jekyll Island, USA, ISBN 0875908659

Alef W. [1989] Scheduling, correlating, and post-processing of VLBI observations. In: Very Long Baseline Interferometry. Techniques and Applications, M. Felli und R.E. Spencer (Ed.), Kluwer Academic Publishers, 97-139

Altamimi Z., X. Collilieux, J. Legrand, B. Garayt, C. Boucher [2007] ITRF2005: a new release of the International Terrestrial Reference Frame based on time series of station positions and Earth orientation parameters. Journal of Geophysical Research, Vol. 112, B09401, doi:10.1029/2007JB004949

Altamimi Z., P. Sillard, C. Boucher [2002] ITRF2000: a new release of the International Terrestrial Reference Frame for Earth science applications. Journal of Geophysical Research, Vol. 107, No. B10, 2214, doi:10.1029/2001JB000561, ETG 2 1-19

Andrei A.H. [2006] GAIA and a new optical reference frame. In: Proceedings of the IVS 2006 General Meeting, 9.-11. Januar, 2006, Concepción, Chile, D. Behrend und K.D. Baver (Ed.), NASA/CP-2006-214140, 10-19

Angermann D., H. Drewes, M. Krügel, B. Meisel, M. Gerstl, R. Kelm, H. Müller, W. Seemüller, V. Tesmer [2004] ITRS Combination Center at DGFI: A Terrestrial Reference Frame Realization 2003, DGK Reihe B, Nr. 313, Verlag der Bayerischen Akademie der Wissenschaften in Kommission beim Verlag C.H. Beck, 144

Aoki S., B. Guinot, G.H. Kaplan, H. Kinoshita, D.D. McCarthy, P.K. Seidelmann [1982] The new definition of universal time. Astronomy & Astrophysics, Vol. 105, 359-361

Aoki S. und H. Kinoshita [1983] Note on the relation between the equinox and Guinot's non-rotating origin. Celestial Mechanics, Vol. 29, 335-360

Argus D.F. und R.G. Gordon [1991] No-net-rotation model of current plate velocities incorporating plate motion model NUVEL-1. Geophysical Research Letters, Vol. 18, Nr. 11, 2039-2042

Arias E.F. und M. Feissel [1990] The celestial system of the International Earth Rotation Service. In: Proceedings of the Symposium of the International Astronomical Union, Nr. 141, 17.-21. Oktober 1989, Leningrad, Russland, J.H. Lieske und V.K. Abalakin (Ed.), ISBN 0792307860, 119-128

Arias E.F., P. Charlot, M. Feissel, J.-F. Lestrade [1995] The extragalactic reference system of the International Earth Rotation Service, ICRS. Astronomy & Astrophysics, Vol. 303, 604-608

Baisch S. und H.R. Bokelmann [1999] Spectral analysis with incomplete time series: an example from seismology. Computers & Geosciences, Vol. 25, 739-750

Bauch A. [1994] Lieferanten der Zeit. Physik in unserer Zeit, 25. Jahrgang, Nr. 4(1994), 188-198

Bauch A. [1998] Das Internationale Zeitsystem. Erweiterte Fassung eines Beitrags zur 8. Europäischen Konferenz für Chronometrie, Karlsruhe, Oktober 1998, PTB-Mitteilungen 109, 1/99, 1-10

Beasley A.J., D. Gordon, A.B. Peck, L. Petrov, D.S. MacMillan, E.B. Fomalont, C. Ma [2002] The VLBA calibrator survey – VCS1. The Astrophysical Journal Supplement Series, Nr. 141, 13-21

Begelman M.C., R.D. Blandford, M.J. Rees [1984] Theory of extragalactic radio sources. Reviews of Modern Physics, Vol. 56, Nr. 2, Teil 1, 255-351

Behrend D., L. Cucurull, J. Vilà, R. Haas [2000] An inter-comparison study to estimate zenith wet delays using VLBI, GPS, and NWP models. Earth Planets Space, Vol. 52, 691-694

Bengtsson L., S. Hagemann, K.I. Hodges [2004] Can climate trends be calculated from reanalysis data? Journal of Geophysical Research, Vol. 109, D11111, doi:10.1029/2004JD004536

Berg H. [1948] Allgemeine Meteorologie. Dümmler, Bonn, 337

Bevis M., S. Businger, S. Chiswell, T.A. Herring, R.A. Anthes, C. Rocken, R.H. Ware [1994] GPS Meteorology: mapping zenith wet delays onto precipitable water. Journal of Applied Meteorology, Vol. 33, 379-386

Bevis M., S. Businger, T.A. Herring, C. Rocken, R.A. Anthes, R.H. Ware [1992] GPS Meteorology: remote sensing of atmospheric water vapour using the Global Positioning System. Journal of Geophysical Research, Vol. 97, Nr. D14, 15787-15801

Bialas V. [1982] Erdgestalt, Kosmologie und Weltanschauung. Die Geschichte der Geodäsie als Teil der Kulturgeschichte der Menschheit, Konrad Wittwer, Stuttgart, ISBN 3879191352, 365

Bierman G.J. [1977] Factorization Methods for discrete sequential estimation. Mathematics in Science and Engineering, Vol. 128, Academic Press, Inc., 237

Bitelli G., J. Campbell, M. Negusini, P. Sarti, L. Vittuari [2005] Determination of vertical motion from levelling data in the wider area of Medicina and the Apennine foothills. In: Proceedings of the 17th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry, 22.-23. April, 2005, Noto, Italien, M. Vennebusch und A. Nothnagel (Ed.), INAF - Istituto di Radioastronomia - Sezione di NOTO - Italy, 56-63

BKG (Bundesamt für Kartographie und Geodäsie) [2008] http://www.wettzell.ifag.de/

Blake C. und J. Wall [2002] A velocity dipole in the distribution of radio galaxies, Nature, Vol. 416, 150-152

Böhm J. [2004] Troposphärische Laufzeitverzögerungen in der VLBI. Geowissenschaftliche Mitteilungen, Nr. 68, Schriftenreihe der Studienrichtung Vermessung und Geoinformation, Technische Universität Wien, ISSN 18118380, 108

Böhm J. und H. Schuh [2003] Vienna mapping functions. In: Proceedings of the 16th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry, 9.-10. Mai, 2003, Leipzig, Deutschland, W. Schwegmann und V. Thorandt (Ed.), BKG - Bundesamt für Kartographie und Geodäsie, Leipzig/Frankfurt (M), 131-143

Böhm J. und H. Schuh [2004] Vienna mapping functions in VLBI analyses. Geophysical Research Letters, Vol. 31, L01603, doi:10.1029/2003GL018984

Böhm J. und H. Schuh [2007] Troposphere gradients from the ECMWF in VLBI analysis. Journal of Geodesy, Vol. 81, Nr. 6-8, 403-408

Böhm J., R. Heinkelmann, H. Schuh [2007] Short note: a global model of pressure and temperature for geodetic applications. Journal of Geodesy, Vol. 81, Nr. 10, 679-683

Böhm J., A.E. Niell, P. Tregoning, H.Schuh [2006a] Global Mapping Function (GMF): a new empirical mapping function based on numerical weather model data. Geophysical Research Letters, Vol. 33, L07304, doi:10.1029/2005GL025546

Böhm J., H. Schuh, P. Mendes Cerveira, R. Heinkelmann [2008] Memo: Reference pressure for the global geodetic observing system GGOS, IVS Memorandum 2008-002v01, 27. Mai 2008, ftp://ivscc.gsfc.nasa.gov/pub/memos/ivs-2008-002v01.pdf

Böhm J., H. Schuh, V. Tesmer, H. Schmitz-Hübsch [2003a] Determination of tropospheric parameters by VLBI as a contribution to climatological studies. Österreichische Zeitschrift für Vermessung & Geoinformation vgi, Heft 1 (2003), 21-28

Böhm J., H. Schuh, V. Tesmer, H. Schmitz-Hübsch [2003b] Tropospheric zenith delays determined by VLBI as a contribution to climatological studies. In: Proceedings of the 16th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry, 9.-10. Mai, 2003, Leipzig, Deutschland, W. Schwegmann und V. Thorandt (Ed.), BKG - Bundesamt für Kartographie und Geodäsie, Leipzig/Frankfurt (M), 237-245

Böhm J., B. Werl, H. Schuh [2006b] Troposphere mapping functions for GPS and very long baseline interferometry from European Centre for Medium-Range Weather Forecasts operational analysis data. Journal of Geophysical Research, Vol. 111, B02406, doi:10.1029/2005JB003629

Börger K. [1998] Untersuchungen zur geozentrischen Modellbildung der relativistischen Langbasisinterferometrie. Mitteilungen aus den Geodätischen Instituten der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität, Nr. 84, Bonn, ISSN 07234325, 86

Boucher C., Z. Altamimi, P. Sillard [1998] Results and analysis of the ITRF96. IERS Technical Note 24, Observatoire de Paris, Paris

Boucher C., Z. Altamimi, P. Sillard [1999] The 1997 International Terrestrial Reference Frame (ITRF97). IERS Technical Note 27, Observatoire de Paris, Paris

Bretterbauer K. [2004] Wie bedrohlich ist der Anstieg des Meeresspiegels? Österreichische Zeitschrift für Vermessung & Geoinformation vgi, Heft 3 und 4 (2004), 118-125

Bronstein I.N. und K.A. Semendjajew [1976] Taschenbuch der Mathematik. 16. Auflage, Verlag Harri Deutsch, Zürich, Frankfurt (M), Thun, 585

Brosche P. [1996] GAIA für Gäa? - Zur geowissenschaftlichen Nutzung eines geplanten Astrometrie-Satelliten. Zeitschrift für Vermessungswesen ZfV, Nr. 12 (1996), 577-580

Brosche P. [1997] Hipparcos und die Inertialsysteme der Astronomie. Sterne und Weltraum, Nr. 7 (1997), 652-655

Brosche P. und H. Schuh [1999] Neue Entwicklungen in der Astrometrie und ihre Bedeutung für die Geodäsie. Zeitschrift für Vermessungswesen ZfV, Nr. 11 (1999), 343-350

Brumberg V.A. und S.M. Kopejkin [1990] Relativistic time scales in the solar system. Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy, Vol. 48, 23-44

Byun S.H. und Y. Bar-Sever [2006] New IGS tropospheric delay production activities at JPL. IGS Workshop, 10. Mai 2006, Darmstadt, Deutschland, http://nng.esoc.esa.de/ws2006/OTHE1_1.pdf

Byun S.H., Y. Bar-Sever, G. Gendt [2005] The new tropospheric product of the International GNSS Service. http://trs-new.jpl.nasa.gov/dspace/bitstream/2014/39529/1/05-2614.pdf

Campbell J. [1979] Die Radiointerferometrie auf langen Basen als geodätisches Meßprinzip hoher Genauigkeit. DGK Reihe C, Nr. 254, Verlag der Bayerischen Akademie der Wissenschaften in Kommission bei der C.H. Beck'schen Verlagsbuchhandlung München, 79

Campbell J. [1982] Zielsetzungen geodätisch genutzter VLBI. Zeitschrift für Vermessungswesen ZfV, Nr. 9(1982), 386-396

Campbell J. und A. Nothnagel [1996] Bestimmung rezenter Krustenbewegungen im Europäischen VLBI-Netz. Zeitschrift für Vermessungswesen ZfV, Nr. 6(1996), 255-263

Campbell J. und A. Nothnagel [1998] Erdkrustenbewegungen und Bezugssysteme - neuere Ergebnisse aus VLBI-Messungen. Zeitschrift für Vermessungswesen ZfV, Nr. 2(1998), 42-48

Campbell J. und B. Witte [1978] Grundlagen und geodätische Anwendung der very long baseline interferometry (VLBI). Zeitschrift für Vermessungswesen ZfV, Nr. 1(1978), 10-20

Campbell J., A. Nothnagel, H. Schuh [1992a] Die Radiointerferometrie auf langen Basislinien (VLBI) als geodätisches Meßverfahren höchster Genauigkeit. Allgemeine Vermessungs-Nachrichten AVN, Nr. 11-12 (1992), 484-502

Campbell J., A. Nothnagel, H. Schuh [1992b] VLBI-Messungen für geodynamische Fragestellungen. Zeitschrift für Vermessungswesen ZfV, Nr. 4 (1992), 214-227

Capitaine N., J. Chapront, S. Lambert, P. Wallace [2002] Expressions for the coordinates of the CIP and the CEO using IAU 2000 precession-nutation. In: Proceedings of the IERS Workshop on the implementation of the new IAU resolutions, 18.-19. April 2002, Paris, Frankreich, IERS Technical Note, Nr. 29, 89-91

Carter W.E. und D.S. Robertson [1987] Erdvermessung mit Quasaren. Spektrum der Wissenschaft, Januar 1987, 92-101

Carter W.E. und D.S. Robertson [1991] Geodetic VLBI: monitoring global change. In: Proceedings of the AGU Chapman Conference on Geodetic VLBI: Monitoring Global Change, 22.-26. April 1991, Washington, D.C., USA, NOAA Technical Report, Nr. 137, NGS 49, 398-410

Carter W.E., D.S. Robertson, T.E. Pyle, J. Diamante [1986] The application of geodetic radio interferometric surveying to the monitoring of sea-level. Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society, Vol. 87, 3-13

Charlot P. [1990] Radio-source structure in astrometric and geodetic very long baseline interferometry. The Astronomical Journal, Vol. 99, Nr. 4 (1990), 1309-1326

Charlot P. [2002] Modeling radio source structure for improved VLBI data analysis. In: Proceedings of the IVS 2002 General Meeting, 4.-7. Februar 2002, Tsukuba, Japan, N.R. Vandenberg und K.D. Baver (Ed.), NASA/CP-2002-210002, 233-242

Clark T.A., D. Gordon, W.E. Himwich, C. Ma, A. Mallama, J.W. Ryan [1987] Determination of relative site motions in the western united states using Mark III very long baseline interferometry. Journal of Geophysical Research, Vol. 92, Nr. B12, 12741-12750

Clark T.A., C. Ma, J.M. Sauber, J.W. Ryan, D. Gordon, D.B. Shaffer, D.S. Caprette, N.R. Vandenberg [1990] Geodetic measurement of deformation in the Loma Prieta, California earthquake with very long baseline interferometry. Geophysical Research Letters, Vol. 17, 1215-1218

Corey B. [1999] Spurious phase calibration signals: how to find them and how to cure them. In: Proceedings of VLBI chief meetings held in Haystack Observatory, 11. Mai 1998, 1-5

Dach R., Hugentobler U., Fridez P., Meindl M. [2007] Bernese GPS Software Version 5.0, Astronomical Institute, University of Berne, http://www.bernese.unibe.ch/docs/DOCU50.pdf

Davis J.L., G. Elgered, A.E. Niell, C.E. Kuehn [1993] Ground-based measurement of gradients in the "wet" radio refractivity of air. Radio Science, Vol. 28, Nr. 6, 1003-1018

Davis J.L., T.A. Herring, I.I. Shapiro, A.E.E. Rogers, G. Elgered [1985] Geodesy by radio interferometry: effects of atmospheric modeling errors on estimates of baseline length. Radio Science, Vol. 20, Nr. 6, 1593-1607

Dawson J., P. Sarti, G. Johnston, L. Vittuari [2007] Indirect approach to invariant point determination for SLR and VLBI systems: an assessment. Journal of Geodesy, Vol. 81, Nr: 6-8, 433-441

DeMets C., R.G. Gordon, D.F. Argus, S. Stein [1990] Current plate motions. Geophysical Journal International, Vol. 101, 425-478

DeMets C., R.G. Gordon, D.F. Argus, S. Stein [1994] Effect of recent revisions to the geomagnetic reversal time scale on estimates of current plate motions. Geophysical Research Letters, Vol. 21, Nr. 20, 2191-2194

Dermanis A. und I.I. Mueller [1978] Earth rotation and network geometry optimization for very long baseline interferometry. Bulletin Geodesique, Vol. 52, 131-158

Dill R. [2002] Der Einfluss von Störeffekten auf die Rotation der Erde. DGK Reihe C, Nr. 550, Verlag der Bayerischen Akademie der Wissenschaften in Kommission bei der C.H. Beck'schen Verlagsbuchhandlung München, 100

Dow J.M., R.E. Neilan, G. Gendt [2005] The International GPS Service (IGS): celebrating the 10th anniversary and looking to the next decade. Advances in Space Research, Vol. 36, Nr. 3, 320-326

Drewes H. [1989] Methoden zur Modellierung der Plattenkinematik. In: Seminar Rezente Krustenbewegungen, 8.-9. Juni 1989, München, Deutschland, Schriftenreihe Studiengang Vermessungswesen, Universität der Bundeswehr München, N. Kersting und W. Welsch (Ed.), ISSN 01731009, 29-50

Drewes H. [2000] The role of VLBI among the geodetic space techniques within CSTG. In: Proceedings of the IVS 2000 General Meeting, 21.-24. Februar 2000, Kötzting, Deutschland, N.R. Vandenberg und K.D. Baver (Ed.) NASA/CP-2000-209893, 35-41

Duan J., M. Bevis, P. Fang, Y. Bock, S. Chiswell, S. Businger, C. Rocken, F. Solheim, T. van Hove, R.H. Ware, S. McClusky, T.A. Herring, R.W. King [1996] GPS Meteorology: Direct Estimation of the absolute value of precipitable water. Journal of Applied Meteorology, Vol. 35, 830-838

ECMWF (European Centre for Medium-range Weather Forecasts) [2007] http://www.ecmwf.int

ECMWF (European Centre for Medium-range Weather Forecasts) [2008] http://www.ecmwf.int /research/era/do/get/era-interim

Elgered G. [1993] Tropospheric radiopath delay from ground-based microwave radiometry. In: Atmospheric Remote Sensing by Microwave Radiometry, Kapitel 5, M.A. Janssen (Ed.), John Wiley, ISBN 047162891, 215-258

Elgered G., J.L. Davis, T.A. Herring, I.I. Shapiro [1991] Geodesy by radio interferometry: water vapor radiometry for estimation of the wet delay. Journal of Geophysical Research, Vol. 96, Nr. B4, 6541-6555

Emery K.O. und D.G. Aubrey [1991] Sea levels, land levels, and tide gaugcs. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, ISBN 3540974490, 237

Engelhardt G. und V. Thorandt [2006] First steps to investigate long-term stability of radio sources in VLBI analysis. In: Proceedings of the IVS 2006 General Meeting, 9.-11. Januar, 2006, Concepción, Chile, D. Behrend und K.D. Baver (Ed.), NASA/CP-2006-214140, 281-285

Eubanks T.M.A. [1991] A consensus model for relativistic effects in geodetic VLBI. In: Proceedings of the USNO Workshop on Relativistic Models for Use in Space Geodesy, 60-82

EVN (European VLBI Network) [2007] http://www.evlbi.org/

Feissel-Vernier M. [2003] Selecting stable extragalactic compact radio sources from the permanent astrogeodetic VLBI program. Astronomy & Astrophysics, Vol. 403, 105-110

Fey A.L. und P. Charlot [1997] VLBA observations of radio reference frame sources. II. Astrometric suitability based on observed structure .The Astrophysical Journal Supplement Scries, Nr. 111, 95-142

Fey A.L. und P. Charlot [2000] VLBA observations of radio reference frame sources. III. Astrometric suitability of an additional 225 sources .The Astrophysical Journal Supplement Series, Nr. 128, 17-83

Fey A.L., A.W. Clegg, E.B. Fomalont [1996] VLBA observations of radio reference frame sources. I. The Astrophysical Journal Supplement Series, Nr. 105, 299-330

Fey A.L., C. Ma, E.F. Arias, P. Charlot, M. Feissel-Vernier, A.-M. Gontier, C.S. Jacobs, J. Li, D.S. MacMillan [2004] The second extension of the International Celestial Reference Frame: ICRF-Ext.1. The Astronomical Journal, Vol. 127, 3587-3608

Fey A.L., R. Ojha, J.F.H. Quick, G.D. Nicolson, J.E.J. Lovell, J. E. Reynolds, S.P. Ellingsen, P.M. McCulloch, K.J. Johnston, D.L. Jauncey, A.K. Tzioumis [2006] Milliarcsecond-accurate astrometry of 34 southern hemisphere radio sources. The Astronomical Journal, Nr. 132, 1944-1949

Förstner W. [1979] Ein Verfahren zur Schätzung von Varianz- und Kovarianzkomponenten. Allgemeine Vermessungs-Nachrichten AVN, Nr. 11-12 (1979), 446-453

Folkner W.M., P. Charlot, M.H. Finger, J.G. Williams, O.J. Sovers, X.X. Newhall, E.M. Standish Jr. [1994] Determination of the extragalactic-planetary frame tie from joint analysis of radio interferometric and lunar laser ranging measurements. Astronomy & Astrophysics, Vol. 287, 279-289

Fomalont E.B., L. Petrov, D.S. MacMillan, D. Gordon, C. Ma [2003] The second VLBA calibrator survey: VCS2. The Astronomical Journal, Nr. 126, 2562-2566

Foster G. [1996] Wavelets for period analysis of unevenly sampled time serics. The Astronomical Journal, Vol. 112, Nr. 4, 1709-1729

Fricke W. [1982] Determination of the equinox and equator of the FK5. Astronomy & Astrophysics, Vol. 107, L13-L16

Fricke W., H. Schwan, T. Lederle [1988] Fifth Fundamental Catalogue (FK5), Part I. The basic fundamental stars. Veröffentlichungen Astronomisches Rechen-Institut Heidelberg, Nr. 32, Verlag G. Braun, Karlsruhe, 106

Fukushima T. [1991] Geodesic nutation. Astronomy & Astrophysics, Vol. 244, L11-L12

Gendt G. [1996] Comparison of IGS tropospherc estimations. In: Proceedings of the IGS Analysis Center Workshop, 19.-21. März 1996, Silver Spring, USA, R.E. Neilan, P.A. Van Scoy, J.F. Zumberge (Ed.), 151-164

Gendt G. [2004] Report of the tropospheric working group for 2002. In: 2001-2002 Technical Report IGS Central Bureau, K. Gowey, R. Neilan, A. Moore (Ed.), Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, 209-211

Gerstl M., R. Kelm, H. Müller, W. Ehrnsperger [2000] DOGSCS Kombination und Lösung großer Gleichungssysteme. In: Manual VIII für DOGS Version 4.05, Interner Bericht Nr. MG/01/1995/DGFI, Deutsches Geodätisches Forschungsinstitut, 108

Gipson J.M. und C. Ma [1998] Site displacement due to variations in Earth rotation. Journal of Geophysical Research, Vol. 103, Nr. B4, 7337-7350

Gipson J.M. und C. Ma [1999] Signature of El Nino in length of day as measured by VLBI. In: The impact of El Niño and other low-frequency signals on Earth rotation and global Earth system parameters. D.A. Salstein, B. Kolaczek, D. Gambis (Ed.), IERS Technical Note 26, Observatoire de Paris, 17-22

Gradinarsky L., R. Haas, G. Elgered, J.M. Johansson [2000] Wet path delay and delay gradients inferred from microwave radiometer, GPS and VLBI observations. Earth Planets Space, Vol. 52, 695-698

Gradinarsky L., R. Haas, J.M. Johansson, G. Elgered [1999] Comparison of atmospheric parameters estimated from VLBI, GPS and microwave radiometer data. In: Proceedings of the 13th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry, 12.-13. Februar 1999, Viechtach, Deutschland, W. Schlüter und H. Hase (Ed.), Bundesamt für Kartographie und Geodäsie, 161-165

GSFC (Goddard Space Flight Center) [2008] http://gemini.gsfc.nasa.gov/solve/

Haas M. und K. Meisenheimer [2003] Sind Radiogalaxien und Quasare dasselbe? Die Antwort des Infrarotsatelliten ISO. Sterne und Weltraum, Nr. 11 (2003), 24-32

Haas R. [1994] Untersuchungen zu Erddeformationsmodellen für die Auswertung von geodätischen VLBI-Messungen. DGK Reihe C, Nr. 466, Verlag des Instituts für Angewandte Geodäsie, Frankfurt (M), 102

Haas R., G. Elgered, L. Gradinarsky, J.M. Johansson [2003] Assessing long term trends in the atmospheric water vapour content by combining data from VLBI, GPS, radiosondes and microwave radiometry. In: Proceedings of the 16th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry, 9.-10. Mai, 2003, Leipzig, Deutschland, W. Schwegmann und V. Thorandt (Ed.), BKG - Bundesamt für Kartographie und Geodäsie, Leipzig/Frankfurt (M), 279-288

Haas R., C. Granström, J.M. Johansson [2005] An investigation of water vapor trends in Europe. In: Proceedings of the 17th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry, 22.-23. April, 2005, Noto, Italien, M. Vennebusch und A. Nothnagel (Ed.), INAF - Istituto di Radioastronomia - Sezione di NOTO - Italy, 90-95

Haas R., A. Nothnagel, H. Schuh, O. Titov [1996] Explanatory supplement to the section "Antenna Deformation" of the IERS Conventions (1996). In: Report 71: Explanatory Supplement to the IERS Conventions (1996) Chapters 6 and 7, presented by the IAG/ETC Working Group 6 on 'Solid Earth Tides in Space Geodetic Techniques', H. Schuh (Ed.), Deutsches Geodätisches Forschungsinstitut, 1999, 26-29

Hagemann S., L. Bengtsson, G. Gendt [2003] On the determination of atmospheric water vapor from GPS measurements. Journal of Geophysical Research, Vol. 108, D21, doi:10.1029/2002JD003235

Hahn M. und J. van Mierlo [1987] Die Abhängigkeit der Ausgleichungsergebnisse von der Genauigkeitsänderung einer Beobachtung. Zeitschrift für Vermessungswesen ZfV, Vol. 3 (1987), 105-115

Haimberger L. [2005] Homogenization of radiosonde temperature time series using ERA-40 analysis feedback information. ECMWF ERA-40 Project Report Series, Nr. 22, 70, http://www.ecmwf.int/publications/

Hase H. [1999] Theorie und Praxis globaler Bezugssysteme. Mitteilungen des Bundesamtes für Kartographie und Geodäsie, Nr. 13, Verlag des Bundesamtes für Kartographie und Geodäsie, Frankfurt (M), 177

Hawarey M., T. Hobiger, H. Schuh [2005] Effects of the 2nd order ionospheric terms on VLBI measurements. Geophysical Research Letters, Vol. 32, Nr. 11, L11304

Heinkelmann R., J. Böhm, H. Schuh [2005] Homogenization of surface pressure recordings and its impact on long-term series of VLBI tropospheric parameters. In: Proceedings of the 17th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry, 22.-23. April, 2005, Noto, Italien, M. Vennebusch und A. Nothnagel (Ed.), INAF - Istituto di Radioastronomia - Sezione di NOTO - Italy, 74-78

Heinkelmann R., J. Böhm, H. Schuh [2007a] Effects of geodetic datum definition on the terrestrial and celestial reference frames determined by VLBI. In: Proceedings of the 18th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry, 12.-13. April 2007, Wien, Österreich, J. Böhm, A. Pany, H. Schuh (Ed.), ISSN 18118380, 200-205

Heinkelmann R., J. Böhm, H. Schuh, S. Bolotin, G. Engelhardt, D.S. MacMillan, M. Negusini, E. Skurikhina, V. Tesmer, O. Titov [2007b] Combination of long time-series of troposphere zenith delays observed by VLBI, Journal of Geodesy, Vol. 81, Nr. 6-8, 483-502

Heinkelmann R., J. Böhm, H. Schuh, V. Tesmer [2006] Global VLBI solution IGG05R01. In: Proceedings of the IVS 2006 General Meeting, 9.-11. Januar, 2006, Concepción, Chile, D. Behrend und K.D. Baver (Ed.), NASA/CP-2006-214140, 42-51

Heinkelmann R., J. Böhm, H. Schuh, V. Tesmer [2008a] The influence of meteorological input data on the VLBI reference frames. In: Proceedings of the FIG/IAG Meeting on Geodetic Reference Frames GRF2006, 9.-14. Oktober, 2006, München, Deutschland, IAG Symposium Series, in print

Heinkelmann R., J. T. Freymueller, H. Schuh, [2008b] A postseismic relaxation model for the 2002 Denali earthquake from GPS deformation analysis applied to VLBI data. In: Proceedings of the IVS 2008 General Meeting, 3.-6. March, 2008, St. Petersburg, Russia, D. Behrend und K.D. Baver (Ed.), in print

Heinkelmann R., M. Schmidt, J. Böhm, H. Schuh [2007c] Determination of water vapor trends from VLBI observations. Österreichische Zeitschrift für Vermessung & Geoinformation vgi, Heft 2 (2007), 73-79

Hellings R.W., B. Shahid-Saless, N. Ashby [1991] Relativistic effects on VLBI observables and data processing algorithms. In: Proceedings of the AGU Chapman Conference on Geodetic VLBI: Monitoring Global Change, 22.-26. April 1991, Washington, D.C., USA, NOAA Technical Report, Nr. 137, NGS 49, 164-174

Herring T.A., [1992] Modeling atmospheric delays in the analysis of space geodetic data. In: Proceedings of the Symposium on Refraction of Transatmospheric Signals in Geodesy, 19.-22. Mai 1992, Den Haag, Niederlande, J.C. de Munck und T.A.TH. Spoelstra (Ed.), Netherlands Geodetic Commission, Publications on Geodesy, new series, Nr. 36, 157-164

Herring T.A., B.A. Buffett, P.M. Mathews, I.I. Shapiro [1991] Forced nutations of the Earth: influence of inner core dynamics, 3. Very long interferometry data analysis. Journal of Geophysical Research, Vol. 96, Nr. B5, 8259-8273

Herring T.A., J.L. Davis, I.I. Shapiro [1990] Geodesy by radio interferometry: the application of Kalman Filtering to the analysis of very long baseline interferometry data. Journal of Geophysical Research, Vol. 95, Nr. B8, 12561-12581

Herring T.A., I.I. Shapiro, T.A. Clark, C. Ma, J.W. Ryan, B.R. Schupler, C.A. Knight, G. Lundqvist, D.B. Shaffer, N.R. Vandenberg, B.E. Corey, H.F. Hinteregger, A.E.E. Rogers, J.C. Webber, A.R. Whitney, G. Elgered, B.O. Ronnang, J.L. Davis [1986] Geodesy by radio interferometry: evidence for contemporary plate motion. Journal of Geophysical Research, Vol. 91, Nr. B8, 8341-8347

Himwich E. [2000] Introduction to the field system for non-users. In: Proceedings of the IVS 2000 General Meeting, 21.-24. Februar 2000, Kötzting, Deutschland, N.R. Vandenberg und K.D. Baver (Ed.) NASA/CP-2000-209893, 86-90

Hinteregger H.F., I.I. Shapiro, D.S. Robertson, C.A. Knight, R.A. Ergas, A.R. Whitney, A.E.E. Rogers, J.M. Moran, T.A. Clark, B.F. Burke [1972] Precision geodesy via radio interferometry. Science, Vol. 178, Nr. 4059, 396-398

Hobiger T. [2006] VLBI as a tool to probe the ionosphere. Geowissenschaftliche Mitteilungen, Nr. 75, Schriftenreihe der Studienrichtung Vermessung und Geoinformation, Technische Universität Wien, ISSN 18118380, 117

Huber P.J. [1981] Robust statistics. Wiley, New York, 308

Hunt S.M., S. Close, A.J. Coster, E. Stevens, L.M. Schuett, A. Vardaro [2000] Equatorial atmospheric and ionospheric modeling at Kwajalein missile range. Lincoln Laboratory Journal, Vol. 12, Nr. 1, 45-64

IAMG (International Association for Mathematical Geology) [2008] http://www.iamg.org/

IAG (International Association of Geodesy) [2008] http://www.iag-aig.org/

IAU [2006] IAU 2006 Resolution B3: Re-definition of Barycentric Dynamical Time, TDB. XXVI International Astronomical Union General Assembly

IERS [1989] IERS Standards (1989). IERS Technical Note 3, D.D. McCarthy (Ed.), Observatoire de Paris

IERS [1992] IERS Standards (1992). IERS Technical Note 13, D.D. McCarthy (Ed.), Observatoire de Paris

IERS [1996] IERS Conventions (1996). IERS Technical Note 21, D.D. McCarthy (Ed.), Observatoire de Paris

IERS [1999] IERS 1998 Annual Report. Chapter VI. First extension of the ICRF, ICRF-Ext.1, D. Gambis (Ed.), Observatoire de Paris, 87-114

IERS [2002] SINEX Version 2.00. IERS Message No. 26, 27. Mai 2002

IERS [2004] IERS Conventions (2003). IERS Technical Note Nr. 32, D.D. McCarthy, G. Petit (Ed.), Verlag des Bundesamtes für Kartographie und Geodäsie, Frankfurt (M)

IERS [2005] New versions of SINEX (2.01) and ANTEX (1.3). IERS Message No. 71, 14. April 2005

IERS [2006] SINEX Version 2.10 Proposal. IERS Message No. 96, 25. September 2006

IERS [2007] http://www.iers.org/MainDisp.csl?pid=36-25787&prodid=22

IERS [2008a] http://hpiers.obspm.fr/icrs-pc/images/icrs_fk5.png

IERS [2008b] http://hpiers.obspm.fr/eoppc/eop/eopc01/mean-pole.gif

IGS (International GNSS Service) [2008] ftp://cddis.gsfc.nasa.gov/gps/products/trop/

Ihde J., A. Nothnagel, A. Reinhold, G. Soltau, V. Thorandt [1999] Der Beitrag der VLBI zum Internationalen Erdrotationsdienst - eine wichtige Voraussetzung für die Realisierung globaler Bezugssysteme. In: 3. DFG-Rundgespräch zum Thema Bezugssysteme, M. Schneider (Ed.), Mitteilungen des Bundesamtes für Kartographie und Geodäsie Band 5, Verlag des Bundesamtes für Kartographie und Geodäsie, Frankfurt (M), 134-139

IPCC (Intergovernmental Panel on Climate Change) [2007] Climate Change 2007 - The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the IPCC, ISBN 9780521705967, 989

IVS (International VLBI Service for Geodesy and Astrometry) [2007] http://ivscc.gsfc.nasa.gov/

IVS (International VLBI Service for Geodesy and Astrometry) [2008a] http://lupus.gsfc.nasa.gov/global/ngs-doc.html

IVS (International VLBI Service for Geodesy and Astrometry) [2008b] ftp://cddis.gsfc.nasa.gov/pub/vlbi/ivsproducts/trop/

IVS-Analysekoordinator [2008] http://vlbi.geod.uni-bonn.de/IVS-AC/

Jordi C. und G. Rosselló [1987] Corrections to the FK5 reference frame. Monthly notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 225, 723-730

Kalnay E., M. Kanamitsu, R. Kistler, W. Collins, D. Deaven, L. Gandin, M. Iredell, S. Saha, G. White, J. Woollen, Y. Zhu, M. Chelliah, W. Ebisuzaki, W. Higgins, J. Janowiak, K.C. Mo, C. Ropelewski, J. Wang, A. Leetmaa, R. Reynolds, R. Jenne, D. Joseph [1996] The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. Bulletin of the American Meteorological Society, Vol. 77, Nr. 3, 437-471

Kaplan G.H. [2005] The IAU resolutions on astronomical reference systems, time scales, and Earth rotation models. Explanation and Implementation. United States Naval Observatory Circular No. 179, 20. Oktober 2005, 104

Kinoshita H. [1977] Theory of the rotation of the rigid Earth. Celestial Mechanics, Vol. 15 (1977), 277-326

Kinoshita H. und J. Souchay [1990] The theory of the nutation for the rigid Earth model at the second order. Celestial Mechanics, Vol. 48 (1990), 187-265

Klioner S.A. [1991] General Relativistic Model of VLBI Observables. In: Proceedings of the AGU Chapman Conference on Geodetic VLBI: Monitoring Global Change, 22.-26. April 1991, Washington, D.C., USA, NOAA Technical Report, Nr. 137, NGS 49, 188-202

Koch K.R. [1997] Parameterschätzung und Hypothesentests, 3. Auflage, Dümmler, Bonn, 368

Koch K.R. und M. Schmidt [1994] Deterministische und stochastische Signale, Dümmler, Bonn, 350

Kondo T., M. Kimura, Y. Koyama, H. Osaki [2004] Current status of software correlators developed at Kashima Space Research Center. In: Proceedings of the IVS 2004 General Meeting, 9.-11. Februar 2004, Ottawa, Canada, N.R. Vandenberg und K.D. Baver (Ed.), NASA/CP-2004-212255, 186-190

Kopeikin S.M. [2001] Testing the relativistic effect of the propagation of gravity by very long baseline interferometry. The Astrophysical Journal, Vol. 556, L1-L5

Kovalev Y.Y., L. Petrov, E.B. Fomalont, D. Gordon [2007] The fifth VLBA calibrator survey: VCS5. The Astronomical Journal, Nr. 133, 1236-1242

Kovalevsky J., L. Lindegren, M.A.C. Perryman, P.D. Hemenway, K.J. Johnston, V.S. Kislyuk, J.F. Lestrade, L.V. Morrison, I. Platais, S. Röser, E. Schillbach, H.-J. Tucholke, C. de Vegt, J. Vondrák, F. Arias, A.M. Gontier, F. Arenou, P. Brosche, D.R. Florkowski, S.T. Garrington, R.A. Preston, C. Ron, S.P. Rybka, R.-D. Scholz, N. Zacharias [1997] The Hipparcos catalogue as a realisation of the extragalactic reference system. Astronomy & Astrophysics, Vol. 323, 620-633

Kraus H. [2004] Die Atmosphäre der Erde. Eine Einführung in die Meteorologie. 3. Auflage, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, ISBN 3540206566, 422

Kroger P.M., W.M. Folkner, B.A. Iijima, C.E. Hildebrand [1993] Very long baseline interferometry measurements of planetary orbiters at Mars and Venus. In: 1993 AAS/AIAA Spaceflight Mechanics eeting, 24. Februar 1993, Pasadena, USA, AAS93-165, Session IX: Guidance and Navigation, 1-15

Krügel M., D. Thaller, V. Tesmer, M. Rothacher, D. Angermann, R. Schmid [2007] Tropospheric parameters: combination studies based on homogeneous VLBI and GPS data. Journal of Geodesy, Vol. 81, Nr. 6-8, 515-527

Kutterer H. [2004] Reliability measures for geodetic VLBI products. In: Proceedings of the IVS 2004 General Meeting, 9.-11. Februar 2004, Ottawa, Canada, N.R. Vandenberg und K.D. Baver (Ed.), NASA/CP-2004-212255, 301-305

Kutterer H., R. Heinkelmann, V. Tesmer [2003] Robust outlier detection in VLBI data analysis. In: Proceedings of the 16th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry, 9.-10. Mai, 2003, Leipzig, Deutschland, W. Schwegmann und V. Thorandt (Ed.), BKG - Bundesamt für Kartographie und Geodäsie, Leipzig/Frankfurt (M), 247-256

Lambeck K. [1988] Geophysical Geodesy. The slow deformations of the Earth. Oxford Science Publications, Clarendon Press, Oxford, ISBN 0198544375, 718

Lambeck K., A. Purcell, O. Titov, D. Jauncey [2002] VLBI Evidence for glacial rebound in Europe. In: Proceedings of the IVS 2002 General Meeting, 4.-7. Februar 2002, Tsukuba, Japan, N.R. Vandenberg und K.D. Baver (Ed.), NASA/CP-2002-210002, 329

Lebach D.E., B.E. Corey, I.I. Shapiro, M.I. Ratner, J.C. Webber, A.E.E. Rogers, J.L. Davis, T.A. Herring [1995] Measurement of the solar gravitational deflection of radio waves using very-long-baseline interferometry. Physical Review Letters, Vol. 75, Nr. 8, 1439-1442

Lefèvre F., F.H. Lyard, C. Le Provost, E.J.O. Schrama [2002] FES99: A global tide finite element solution assimilating tide gauge and altimetric information. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, Vol. 19, 1345-1356

Lemoine F.G., S.C. Kenyon, J.K. Factor, R.G. Trimmer, N.K. Pavlis, D.S. Chinn, C.M. Cox, S.M. Klosko, S.B. Luthcke, M.H. Torrence, Y.M. Wang, R.G. Williamson, E.C. Pavlis, R.H. Rapp, T.R. Olson [1998] The development of the joint NASA GSFC and the National Imagery and Mapping Agency (NIMA) geopotential model EGM96. NASA/TP-1998-206861, 552

Lieske J.H., T. Lederle, W. Fricke, B. Morando [1977] Expressions for the precession quantities based upon the IAU (1976) system of astronomical constants. Astronomy & Astrophysics, Vol. 58, 1-16

Lomb N.R. [1976] Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. Astrophysics and Space Science, Vol. 39(1976), 447-462

Ma C., E.F. Arias, T.M. Eubanks, A.L. Fey, A.-M. Gontier, C.S. Jacobs, O.J. Sovers, B.A. Archinal, P. Charlot [1998] The International Celestial Reference Frame as realized by Very Long Baseline Interferometry. The Astronomical Journal, Vol. 116, 516-546

Ma C., J.M. Sauber, L.J. Bell, T.A. Clark, D. Gordon, W.E. Himwich, J.W. Ryan [1990] Measurement of horizontal motions in Alaska using very long baseline interferometry. Journal of Geophysical Research, Vol. 95, Nr. B13, 21991-22011

Machida M., M. Ishimoto, K. Takashima, T. Kondo, Y. Koyama [2006] K5/VSSP data processing system of small cluster computing at Tsukuba VLBI Correlator. In: Proceedings of the IVS 2006 General Meeting, 9.-11. Januar, 2006, Concepción, Chile, D. Behrend und K.D. Baver (Ed.), NASA/CP-2006-214140, 117-126

MacMillan D.S. [1995] Atmospheric gradients from very long baseline interferometry observations. Geophysical Research Letters, Vol. 22, Nr. 9, 1041-1044

MacMillan D.S. und J.M. Gipson [1994] Atmospheric pressure loading parameters from very long baseline interferometry observations. Journal of Geophysical Research, Vol. 99, Nr. B9, 18081-18087

MacMillan D.S. und C. Ma [1997] Atmospheric gradients and the VLBI terrestrial and celestial reference frames. Geophysical Research Letters, Vol. 24, Nr. 4, 453-456

MacMillan D.S. und C. Ma [1998] Using meteorological data assimilation models in computing tropospheric delays at microwave frequencies. Physics and Chemistry of the Earth, Vol. 23, Nr. 1, 97-102

Maddè R., T. Morley, R. Abelló, M. Lanucara, M. Mercolino, G. Sessler, J. de Vicente [2006] Delta-DOR. A new technique for ESA's deep space navigation. ESA Bulletin 128, Nr. 11(2006), 68-74

Malkin Z. und N. Miller [2007] An analysis of celestial pole offset observations in the free core nutation frequency band. European Geosciences Union General Assembly 2007, 15.-20. April 2007, Wien, Österreich, http://arxiv.org/abs/0704.3252v1

Manabe S., T. Sato, S. Sakai, K. Yokoyama [1991] Atmospheric loading effect on VLBI observations. In: Proceedings of the AGU Chapman Conference on Geodetic VLBI: Monitoring Global Change, 22.-26. April 1991, Washington, D.C., USA, NOAA Technical Report, Nr. 137, NGS 49, 111-122

Mathews P.M., B.A. Buffett, I.I. Shapiro [1995] Love numbers for a rotating spheroidal Earth: new definitions and numerical values. Geophysical Research Letters, Vol. 22, Nr. 5, 579-582

Mathews P.M., V. Dehant, J.M. Gipson [1997] Tidal station displacements. Journal of Geophysical Research, Vol. 102, Nr. B9, 20469-20477

Mathews P.M., T.A. Herring, B.A. Buffett [2002] Modeling of nutation and precission: new nutation series for nonrigid Earth and insights into the Earth's interior. Journal of Geophysical Research, Vol. 107, Nr. B4, doi:10.1029/2001JB000390

Mendes V.B. [1999] Modeling the neutral-atmosphere propagation delay in radiometric space techniques. Geodesy and Geomatics Engineering, University of New Brunswick UNB, Fredericton, Canada, Technical Report, Nr. 199, 349

Meyer M. [2000] Signalverarbeitung, Analoge und digitale Signale, Systeme und Filter , 2. Auflage, Vieweg, uni-script, ISBN 3528169559,285

Minster J.B. und T.H. Jordan [1978] Present-day plate motions. Journal of Geophysical Research, Vol. 83, Nr. B11, 5331-5354

Mitrovica J.X. und W.R. Peltier [1991] On postglacial geoid subsidence over the equatorial oceans. Journal of Geophysical Research, Vol. 96, Nr. B12, 20053-20071

Montaguti S., L. Vittuari, P. Sarti, M. Negusini [2007] Medicina and Noto VLBI radiotelescopes: gravitational deformations evaluated with terrestrial laser scanning. In: Proceedings of the 18th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry, 12.-13. April 2007, Wien, Österreich, J. Böhm, A. Pany, H. Schuh (Ed.), ISSN 18118380, 4-9

Moran J.M. [1989] Introduction to VLBI. In: Very Long Baseline Interferometry. Techniques and Applications, M. Felli und R.E. Spencer (Ed.), Kluwer Academic Publishers, 27-45

Moritz H. [1980] Advanced physical geodesy. Sammlung Wichmann, N.F., Buchreihe 13, ISBN 3879071063, 500

Morrison L.V. und D.W. Evans [1998] Check on JPL DE405 using modern optical observations. Astronomy & Astrophysics Supplement Series, Vol. 132, 381-386

Moyer T.D. [1981] Transformation from proper time on Earth to coordinate time in solar system barycentric space-time frame of reference. Part 2. Celestial Mechanics, Vol. 23, 57-68

Müller J. [1999] Zeitskalen. In: 3. DFG-Rundgespräch zum Thema Bezugssysteme, M. Schneider (Ed.), Mitteilungen des Bundesamtes für Kartographie und Geodäsie Band 5, Verlag des Bundesamtes für Kartographie und Geodäsie, Frankfurt (M), 77-83

Müller J. M. Soffel, S.A. Klioner [2008] Geodesy and relativity. Journal of Geodesy, Vol. 82, doi 10.1007/s00190-007-0168-7, 133-145

Munk W.H. und G.J.F. MacDonald [1960] The rotation of the Earth: a geophysical discussion. Cambridge University Press, ISBN 9780521207782, 342

Nagel E. [1976] Die Bezugssysteme der Satellitengeodäsie. DGK Reihe C, Nr. 223, Verlag der Bayerischen Akademie der Wissenschaften in Kommission bei der C.H. Beck'schen Verlagsbuchhandlung, München, ISBN 3769692799, 133

NCEP/NCAR (National Centers for Environmental Prediction, National Center for Atmospheric Research) [2008] http://www.cdc.noaa.gov/cdc/reanalysis/reanalysis.shtml

Niell A.E. [1996] Global mapping functions for the atmosphere delay at radio wavelength. Journal of Geophysical Research, Vol. 101, Nr. B2, 3227-3246

Niell A.E. [2000] Improved atmospheric mapping functions for VLBI and GPS. Earth Planets Space, Vol. 52, 699-702

Niell A.E. [2003] A role for VLBI in climate studies. In: IVS Newsletter, Issue 5, April 2003, http://ivs.nict.go.jp/mirror/publications/newsletter/issue5.pdf

Niell A.E., A.J. Coster, F.S. Solheim, V.B. Mendes, P.C. Toor, R.B. Langley, C.A. Upham [2001] Comparison of measurements of atmospheric wet delay by radiosonde, water vapour radiometer, GPS, and VLBI. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, Vol. 18, 830-850

Niell A.E., A. Whitney, B. Petrachenko, W. Schlüter, N. Vandenberg, H. Hase, Y. Koyama, C. Ma, H. Schuh, G. Tuccari [2005] VLBI2010: current and future requirements for geodetic VLBI systems. Final Report of Working Group 3 to the IVS Directing Board, 21

Nothnagel A. [1991] Radiointerferometrische Beobachtungen zur Bestimmung der Polbewegung unter Benutzung langer Nord-Süd-Basislinien. DGK Reihe C, Nr. 368, Verlag des Instituts für Angewandte Geodäsie, Frankfurt (M), 93

Nothnagel A. [2000] Der Einfluss des Wasserdampfes auf die modernen raumgestützten Messverfahren. Mitteilungen des Bundesamtes für Kartographie und Geodäsie, Nr. 16, Verlag des Bundesamtes für Kartographie und Geodäsie, Frankfurt (M), ISSN 14363445, 75

Nothnagel A. [2001] On the effects of solution types on clock and atmosphere parameters. In: Proceedings of the 15th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry, 7.-8. September 2001, Barcelona, Spanien, D. Behrend und A. Rius (Ed.), 137-142

Nothnagel A. [2003] VTRF2003 - A conventional VLBI terrestrial reference frame. In: Proceedings of the 16th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry, 9.-10. Mai, 2003, Leipzig, Deutschland, W. Schwegmann und V. Thorandt (Ed.), BKG - Bundesamt für Kartographie und Geodäsie, Leipzig/Frankfurt (M), 195-205

Nothnagel A. [2005] VTRF2005 - A combined VLBI terrestrial reference frame. In: Proceedings of the 17th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry, 22.-23. April, 2005, Noto, Italien, M. Vennebusch und A. Nothnagel (Ed.), INAF - Istituto di Radioastronomia - Sezione di NOTO - Italy, 118-124

Nothnagel A. und C. Steinforth [2005] Analysis Coordinator Report. In: IVS 2004 Annual Report, D. Behrend und K.D. Baver (Ed.), NASA/TP-2005-212772, 28-30

Nothnagel A., M. Pilhatsch, R. Haas [1995] Investigations of thermal height changes of geodetic VLBI radio telescopes. In: Proceedings og the 10th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry, 24.-26. Mai 1995, Matera, Italien, R. Lanotte und G. Bianco (Ed.), 121-133

Nothnagel A., M. Vennebusch, J. Campbell [2002] On correlations between parameters in geodetic VLBI data analysis. In: Proceedings of the IVS 2002 General Meeting, 4.-7. Februar 2002, Tsukuba, Japan, N.R. Vandenberg und K.D. Baver (Ed.), NASA/CP-2002-210002, 260-264

Nottarp K. und R. Kilger [1982] Design criteria of a radio telescope for geodetic and astrometric purpose. Techniques d'Interférométrie à très grande Base, CNES, Toulouse

Ojha R., Fey A.L., K.J. Johnston, D.L. Jauncey, J.E. Reynolds, A.K. Tzioumis, J.F.H. Quick, G.D. Nicolson, S.P. Ellingsen, R.G. Dodson, P.M. McCulloch [2004] VLBI observations of southern hemisphere ICRF sources. 1. The Astronomical Journal, Nr. 127, 3609-3621

Perryman M.A.C., L. Lindegren, J. Kovalevsky, E. Høg, U. Bastian, P.L. Bernacca, M. Crézé, F. Donati, M. Grenon, M. Grewing, F. van Leeuwen, H. van der Marel, F. Mignard, C.A. Murray, R.S. Le Poole, H. Schrijver, C. Turon, F. Arenou, M. Froeschlé, C.S. Peterson [1997] The Hipparcos Catalogue. Astronomy & Astrophysics, Vol. 323, L49-L52

Petit G. [2002] Comparison of "old" and "new" concepts: coordinate times and time transformations. In: Proceedings of the IERS Workshop on the implementation of the new IAU resolutions, 18.-19. April 2002, Paris, Frankreich, IERS Technical Note, Nr. 29, 19-29

Petit G. und P. Wolf [2005] Relativistic theory for time comparisons: a review. Metrologia, Vol. 42 (2005), S138-S144

Petrov L. [2000] Instrumental errors of geodetic VLBI. In: Proceedings of the IVS 2000 General Meeting, 21.-24. Februar 2000, Kötzting, Deutschland, N.R. Vandenberg und K.D. Baver (Ed.) NASA/CP-2000-209893, 230-235

Petrov L. [2004] Preliminary results of the IVS gravity experiment grav01. http://gemini.gsfc.nasa.gov/pet/papers/grav2004.ps.gz

Petrov L. [2008] Atmospheric pressure loading service, http://gemini.gsfc.nasa.gov/aplo/

Petrov L. und J.-P. Boy [2004] Study of the atmospheric pressure loading signal in very long baseline interferometry observations. Journal of Geophysical Research, Vol. 109, B03405, doi:10.1029/2003JB002500

Petrov L. und C. Ma [2003] Study of harmonic site position variations determined by very long baseline interferometry. Journal of Geophysical Research, Vol. 108, Nr. B4, doi:10.1029/2002JB001801

Petrov L., Y.Y. Kovalev, E.B. Fomalont, D. Gordon [2005] The third VLBA calibrator survey: VCS3. The Astronomical Journal, Nr. 129, 1163-1170

Petrov L., Y.Y. Kovalev, E.B. Fomalont, D. Gordon [2006] The fourth VLBA calibrator survey: VCS4. The Astronomical Journal, Nr. 131, 1872-1879

Plag H.-P. und E. Gueguen [2002] Geophysical Interpretation - Part 1: Northern Europe. In: Measurement of vertical crustal motion in Europe by VLBI. TMR Network FMRX-CT96-0071, European Commission Research Networks, Training and Mobility of Researchers, J. Campbell, R. Haas, A. Nothnagel (Ed.), ISBN 9289407638, 125-132

Plietker B. und H. Schuh [1991] Free network adjustment in VLBI data analysis. In: Proceedings of the 8th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry, 13.-14. Juni, 1991, Dwingeloo, Niederlande, Report MDTNO-R-9243, Survey Department of Rijkswaterstaat, Delft, The Netherlands, IV-39 - IV-46

Press W. H. und G.B. Rybicki [1989] Fast algorithm for spectral analysis of unevenly sampled data. The Astrophysical Journal, Vol. 338, 277-280

Press W.H., S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, B.P. Flannery [1992] Spectral analysis of unevenly sampled datat. In: Numerical receipes in FORTRAN 77: The art of scientific computing, 2. Auflage, Cambridge University Press, 569-577, http://www.nrbook.com/a/bookfpdf/f13-8.pdf

Preuss E. [1982] Zu Stand und Entwicklung der Radiointerferometrie in der Astronomie. Die Sterne, Vol. 58, Nr. 4 (1982), 232-251

Preuss E. [1985a] Radiointerferometrie mit großen Basislängen (VLBI), Teil 1. Physik in unserer Zeit, Nr. 4 (1985), 123-130

Preuss E. [1985b] Physikalische Eigenschaften von radioastronomischen extragalaktischen Referenzquellen. In: Astrometrische und geodätisch-geophysikalische Nutzung der Radio-Interferometrie Workshop, 10.-15. September 1984, Bonn, Deutschland, Mitteilungen aus den Geodätischen Instituten der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, ISSN 07234325, 3-8

Preuss E. [1988] VLBI from ground and space. Lecture given at the Alpbach Summer School on Space Science and Fundamental Physics, 28. Juli - 7. August 1987, Alpbach, Österreich, Max-Planck-Institut für Radioastronomie, preprint Nr. 301, 18

Rabbel W. und H. Schuh [1986] The influence of atmospheric loading on VLBI-experiments. Journal of Geophysics, Vol. 59, 164-170

Rapp J. [2000] Konzeption, Problematik und Ergebnisse klimatologischer Trendanalysen für Europa und Deutschland. Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes DWD, Bericht Nr. 212, ISBN 3881483659, Offenbach (M), 145

Ray J.R. und B.E. Corey [1991] Current precision of VLBI multi-band delay observables. In: Proceedings of the AGU Chapman Conference on Geodetic VLBI: Monitoring Global Change, 22.-26. April 1991, Washington, D.C., USA, NOAA Technical Report, Nr. 137, NGS 49, 123-134

Ray R.D. [1999] A global ocean tide model from TOPEX/POSEIDON Altimetry: GOT99.2. NASA/TM-1999-209478, 58

Reigber C., G. Gendt, J. Wickert [2004] GPS Atmosphären-Sondierungs-Projekt (GASP). Ein innovativer Ansatz zur Bestimmung von Atmosphärenparametern. GeoForschungsZentrum Potsdam, Scientific Technical Report STR04/02, ISSN 16100956, 52

Reinhold A., G. Liebsch, L. Beyer, R. Wojdziak, V. Thorandt, G. Engelhardt [2005] The tide gauge system at Observatory O'Higgins - a contribution to sea level monitoring in Antarctica. Dynamic Planet 2005, "Monitoring and Understanding a Dynamic Planet with Geodetic and Oceanographic Tools, 22.-26. August 2005, Cairns, Australia

Remedi G., S. Sobarzo, H. Hase [2006] Remote control of VLBI Operations. In: Proceedings of the IVS 2006 General Meeting, 9.-11. Januar, 2006, Concepción, Chile, D. Behrend und K.D. Baver (Ed.), NASA/CP-2006-214140, 127-131

Rius A., G. Elgered, J.M. Johansson, S. Keihm, N. Zarraoa [1995] Tropospheric delays estimated from VLBI, WVR and GPS. A comparative study. In: Proceedings of the 10th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry, 24.-25. Mai, 1995, Matera, Italien, R. Lanotte und G. Bianco (Ed.), Agenzia Spaziale Italiana, Nueva Telespazio, 134-140

Roberts D.H., J. Lehár, J.W. Dreher [1987] Time series analysis with CLEAN. I. Derivation of a spectrum. The Astronomical Journal, Vol. 93, Nr. 4, 968-989

Robertson D.S., W.E. Carter, W.H. Dillinger [1991] New measurement of solar gravitational deflection of radio signals using VLBI. Nature, Vol. 349, 768-770

Rocken C., T. van Hove, J. Johnson, F. Solheim, R. H. Ware [1995] GPS/STORM---GPS sensing of atmospheric water vapor for meteorology. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, Vol. 12, 468-478

Rocken C., R. H. Ware, T. van Hove, F. Solheim, C. Alber, J. Johnson, M. Bevis, S. Businger [1993] Sensing atmospheric water vapor with the Global Positioning System. Geophysical Research Letters, Vol. 20, 2631-2634

Rogers A.E.E. [1970] Very long baseline interferometry with large effective bandwidth for phase-delay measurements. Radio Science, Vol. 5, Nr. 10, 1239-1247

Rogers A.E.E. [1991] Instrumentation improvement to achieve millimeter accuracy. In: Proceedings of the AGU Chapman Conference on Geodetic VLBI: Monitoring Global Change, 22.-26. April 1991, Washington, D.C., USA, NOAA Technical Report, Nr. 137, NGS 49, 1-6

Rothacher M. [2001] Rotation der Erde. Vorlesungsskriptum Sommersemester 2001, Institut für Astronomische und Physikalische Geodäsie, Technische Universität München, April 2001, 70

Rothacher M. und G. Beutler [1998] The role of GPS in the study of global change. Physics and Chemistry of the Earth, Vol. 23, Nr. 9-10, 1029-1040

Rothacher M., D. Thaller, R. Schmid, M. Krügel, V. Tesmer, D. Angermann [2003] Combination of GPS and VLBI troposphere parameters of the CONT'02 campaign and comparison with WVR. AGU Fall Meeting 2003, 8.-12. Dezember 2003, San Francisco, USA

Rüeger J.M. [2002a] Refractive indices of light, infrared and radio waves in the atmosphere. Publications from the School of Surveying and Spatial Information Systems, UNISURV Report S-68, ISBN 073341866X, 92

Rüeger J.M. [2002b] Refractive index formulae for radio waves. In: JS28 Integration of Techniques and Corrections to Achieve Accurate Engineering, FIG XXII International Congress, 19.-26. April 2002, Washington, D.C., USA

Rummel R. [2006] Erdmessung Teile 1 & 2, Vorlesungsskriptum Stand Oktober 2006, Institut für Astronomische und Physikalische Geodäsie, Technische Universität München

Ryan J.W. und C. Ma [1998] NASA-GSFC's geodetic VLBI program: a twenty-year retrospective. Physics and Chemistry of the Earth, Vol. 23, Nr. 9-10, 1041-1052

Saastamoinen J. [1972] Atmospheric correction for the troposphere and stratosphere in radio ranging of satellites. In: The Use of Artificial Satellites for Geodesy, S.W. Henriksen, A. Mancini, B.H. Chovitz (Ed.), Geophysics Monograph Series, Vol. 15, 247-251

Saosao T. und M. Morimoto [1991] Antennacluster-antennacluster VLBI for geodesy and astrometry. In: Proceedings of the AGU Chapman Conference on Geodetic VLBI: Monitoring Global Change, 22.-26. April 1991, Washington, D.C., USA, NOAA Technical Report, Nr. 137, NGS 49, 48-62

Scargle J.D. [1982] Studies in astronomical time series analysis. II. Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. The Astrophysical Journal, Vol. 263, 835-853

Scherneck H.-G. [1996] A comprehensive and tentatively complete summary of oceanic effects in space geodetic baseline measurements. In: Proceedings of the 11th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry, 23.-24. August 1996, Onsala, Schweden, G. Elgered (Ed.) Research Report No. 177, Chalmers University of Technology, Goeteborg, 121-133

Scherneck H.-G. [2008] Ocean tide loading provider. http://www.oso.chalmers.se/~loading/

Scherneck H.-G. und M.S. Bos [2002] Ocean tide and atmospheric loading. In: Proceedings of the IVS 2002 General Meeting, 4.-7. Februar 2002, Tsukuba, Japan, N.R. Vandenberg und K.D. Baver (Ed.), NASA/CP-2002-210002, 205-214

Scherneck H.-G., R. Haas, M.S. Bos [2002] Station motion model. In: Measurement of vertical crustal motion in Europe by VLBI. TMR Network FMRX-CT96-0071, European Commission Research Networks, Training and Mobility of Researchers, J. Campbell, R. Haas, A. Nothnagel (Ed.), ISBN 9289407638, 30-50

Scherneck H.-G., R. Haas, A. Laudati [2000] Ocean loading tides for, in, and from VLBI. In: Proceedings of the IVS 2000 General Meeting, 21.-24. Februar 2000, Kötzting, Deutschland, N.R. Vandenberg und K.D. Baver (Ed.) NASA/CP-2000-209893, 257-262

Schlüter W. [1988] Zeit und Frequenz im Meßverfahren der Geodäsie. DGK Reihe C, Nr. 337, Verlag des Instituts für Angewandte Geodäsie, Frankfurt (M.), ISSN 00719196, 190

Schlüter W. und D. Behrend [2007] The International VLBI Service for Geodesy and Astrometry (IVS): current capabilities and future prospects. Journal of Geodesy, Vol. 81, Nr. 6-8, 379-387

Schlüter W., E. Himwich, A. Nothnagel, N. Vandenberg, A. Whitney [2002] IVS and ist important role in the maintenance of the global reference systems. Advances in Space Research, Vol. 30(2), 145-150

Schmid R., M. Rothacher, D. Thaller, P. Steigenberger [2005] Absolute phase center corrections of satellite and receiver antennas. GPS Solutions, Vol. 9, Nr. 4, 283-293

Schmidt M. [2001] Grundprinzipien der Wavelet-Analyse und Anwendungen in der Geodäsie (Geodäsie; Bd. 9). Shaker Verlag, Aachen, 316

Schmidt M. [2007] Wavelet modelling in support of IRI. Advances in Space Research, Vol. 39, Nr. 5, 932-940

Schneider M. [1992] Himmelsmechanik - Band I: Grundlagen, Determinierung. 3. Auflage, B.I. Wissenschaftsverlag, ISBN 3411152230, 658

Schubert S.D., R.B. Rood, J. Pfaendtner [1993] An assimilated dataset for Earth science applications. Bulletin of the American Meteorological Society, Vol. 74, Nr. 12, 2331-2342

Schuh H. [1987] Die Radiointerferometrie auf langen Basen zur Bestimmung von Punktverschiebungen und Erdrotationsparametern. DGK Reihe C, Nr. 328, Verlag der Bayerischen Akademie der Wissenschaften in Kommission beim Verlag C.H. Beck, München, ISBN 37696 93787, 124

Schuh H. [2000] Geodetic analysis overview. In: Proceedings of the IVS 2000 General Meeting, 21.-24. Februar 2000, Kötzting, Deutschland, N.R. Vandenberg und K.D. Baver (Ed.) NASA/CP-2000-209893, 219-229

Schuh H. und J. Böhm [2003a] Status report of the IVS pilot project – tropospheric parameters. In: International VLBI Service for Geodesy and Astrometry 2002 Annual Report, N.R. Vandenberg und K.D. Baver (Ed.), NASA/TP-2003-211619, 13-21

Schuh H. und J. Böhm [2003b] Determination of tropospheric parameters within the IVS pilot project. Österreichische Zeitung für Vermessung & Geoinformation vgi, Heft 1 (2003), 14-20

Schuh H. und J. Campbell [1994] VLBI in geodynamical investigations. Acta Geodaetica et Geophysica Hungarica, Vol. 29, Nr. 3-4, 397-420

Schuh H. und R. Heinkelmann [2007] Grundlagen der modernen Astrometrie; ICRS-Katalog. Der Sternenbote, Vol. 9(2007), Nr. 614, 166-175

Schuh H., J. Böhm, R. Heinkelmann [2007] Numerical Weather Models for troposphere delay modelling at radio wavelengths. Turkish National Geodetic Commission (TUJK) Scientific Meeting 2007, "Monitoring and Modeling of the Ionosphere and Troposphere", 14.-16. November 2007, Ankara, Türkei

Schuh H., P. Charlot, H. Hase, E. Himwich, K. Kingham, C. Klatt, C. Ma, Z. Malkin, A. Niell, A. Nothnagel, W. Schlüter, K. Takashima, N. Vandenberg [2002] IVS working group 2 for product specification and observing programs. Final report, 13 Februar 2002, http://ivscc.gsfc.nasa.gov/ about/wg/wg2/IVS_WG2_report_130202.pdf

Schuh H., G. Estermann, J.-F. Crétaux, M. Bergé-Nguyen, T. van Dam [2004] Investigation of hydrological and atmospheric loading by space geodetic techniques. IAG Symposia, Vol. 126, International Workshop on Satellite Altimetry, C. Hwang, C.K. Shum, J.C. Li (Ed.), Springer, Berlin, Heidelberg, 123-132

Schuh H., M. Fellbaum, J. Campbell, M. Soffel, H. Ruder, M. Schneider [1988a] On the deflection of radio signals in the gravitational field of Jupiter. Physics Letters A, Vol. 129, Nr. 5,6, 299-300

Schuh H., M. Fellbaum, J. Campbell, M. Soffel, H. Ruder, M. Schneider [1988b] Evidence for the Earth's gravitational time delay in VLBI experiments. In: The Earth's rotation and reference frames for geodesy and geodynamics, A.K. Babcock, G.A. Wilkins (Ed.), 453-454

Schuh H., R. Heinkelmann, J. Sokolova, V. Tesmer [2008] Interaction of Celestial and Terrestrial Reference Frames. IAG-Commission 1 - Reference Frames, Final Report of Sub-Commission 1.4, Bulletin Nr. 20, Report 2003-2007, H. Drewes und H. Hornik (Ed.), 46-51

Schuh H., N. Panafidina, J. Böhm, R. Heinkelmann [2006] Climatic signals observed by VLBI. Acta Geodaetica et Geophysica Hungarica, Vol. 41, Nr. 2, 159-170

Seidelmann P.K. [1982] 1980 IAU Theory of nutation: the final report of the IAU Working Group on Nutation. Celestial Mechanics, Vol. 27, 79-106

Seidelmann P.K. [1992] Explanatory Supplement to the Astronomical Almanach. Completely revised and rewritten. University Science Books, Sausalito, 720

Seidelmann P.K. und T. Fukushima [1992] Why new time scales? Astronomy & Astrophysics, Vol. 265, 833-838

Seitz F. [2004] Atmosphärische und ozeanische Einflüsse auf die Rotation der Erde. Numerische Untersuchungen mit einem dynamischen Erdsystemmodell. DGK Reihe C, Nr. 578, Verlag der Bayerischen Akademie der Wissenschaften in Kommission beim Verlag C.H. Beck, München, ISSN 00655325, 93

Shield P. und M. Godwin [2006] A new lower cost 12m full motion antenna. In: Proceedings of the IVS 2006 General Meeting, 9.-11. Januar, 2006, Concepción, Chile, D. Behrend und K.D. Baver (Ed.), NASA/CP-2006-214140, 77-82

Simon J.L., P. Bretagnon, J. Chapront, M. Chapront-Touzé, G. Francou, J. Laskar [1994] Numerical expressions for the precission formulae and mean elements for the Moon and the planets. Astronomy & Astrophysics, Vol. 282, 663-683

Skurikhina E. [2001] On computation of antenna thermal deformation in VLBI data processing. In: Proceedings of the 15th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry, 7.-8. September 2001, Barcelona, Spanien, D. Behrend und A. Rius (Ed.), 124-130

Snajdrova K., J. Böhm, P. Willis, R. Haas, H. Schuh [2005] Multi-technique comparison of troposphere zenith delays derived during the CONT02 campaign. Journal of Geodesy, Vol. 79, Nr. 10-11, 613-623

Soffel M.H. [1989] Geophysik und Plattentektonik. In: Rezente Krustenbewegungen, Seminar 8.-9. Juni 1989, Schriftenreihe Studiengang Vermessungswesen, Heft 39, N. Kersting und W. Welsch (Ed.), Universität der Bundeswehr München, 15-28

Soffel M.H., J. Müller, X. Wu, C. Xu [1991a] Consistent relativistic VLBI theory with picosecond accuracy. The Astronomical Journal, Vol. 101, Nr. 6, 2306-2310

Soffel M.H., J. Müller, X. Wu, C. Xu [1991b] Consistent relativistic VLBI theory with picosecond accuracy. In: Proceedings of the AGU Chapman Conference on Geodetic VLBI: Monitoring Global Change, 22.-26. April 1991, Washington, D.C., USA, NOAA Technical Report, Nr. 137, NGS 49, 179-187

Sorgente M. und L. Petrov [1999] Overview of performance of European VLBI geodetic network in the Europe campaigns in 1998. In: Proceedings of the 13th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry, 12.-13. Februar 1999, Viechtach, Deutschland, W. Schlüter und H. Hase (Ed.), Bundesamt für Kartographie und Geodäsie, 95-100

Souchay J. und H. Kinoshita [1996] Corrections and new developments in rigid Earth nutation theory. Astronomy & Astrophysics, Vol. 312, 1017-1030

Sovers O.J. und C.S. Jacobs [1996] Observation model and parameter partials for the JPL VLBI parameter estimation software "MODEST" - 1996. JPL Publication 83-39, Rev. 6, 150

Sovers O.J., P. Charlot, A.L. Fey, D. Gordon [2002] Structure corrections in modelling VLBI delays for RDV data. In: Proceedings of the IVS 2002 General Meeting, 4.-7. Februar 2002, Tsukuba, Japan, N.R. Vandenberg und K.D. Baver (Ed.), NASA/CP-2002-210002, 243-247

Standish E.M. Jr. [1982] Orientation of the JPL ephemerides, DE200/LE200, to the dynamical equinox of J2000. Astronomy & Astrophysics, Vol. 114, 297-302

Standish E.M. Jr. [1998a] JPL Planetary and Lunar Ephemerides, DE405/LE405. Interoffice Memorandum 312.F-98-048, 26. August 1998, Jet Propulsion Laboratory, ftp://ssd.jpl.nasa.gov/pub/eph/export/DE405/de405iom.ps

Standish E.M. Jr. [1998b] Time scales in the JPL and CfA ephemerides. Astronomy & Astrophysics, Vol. 336, 381-384

Standish E.M. Jr. [2000] Dynamical Reference Frame - Current Relevance and Future Prospects. In: Proceedings of the IAU Colloquium 180, 27.-30. März 2000, Washington, DC, USA, K.J. Johnston, D.D. McCarthy, B.J. Luzum, G.H. Kaplan (Ed.), 120-126

Standish E.M. Jr. und A. Fienga [2002] Accuracy limit of modern ephemerides imposed by the uncertainties in asteroid masses. Astronomy & Astrophysics, Vol. 384, 322-328

Standish E.M. Jr. und J.G. Williams [2003] Chapter 8: Orbital ephemerides of the sun, moon, and planets. http://iau-comm4.jpl.nasa.gov/XSChap8.pdf

Standish E.M. Jr., X.X. Newhall, J.G. Williams, W.M. Folkner [1995] JPL Planetary and Lunar Ephemerides, DE403/LE403, Interoffice Memorandum 314.10-127, 22. Mai 1995, Jet Propulsion Laboratory, http://iau-comm4.jpl.nasa.gov/de403iom/de403iom.ps

Steigenberger P., M. Rothacher, R. Dietrich, M. Fritsche, A. Rülke, S. Vey [2006] Reprocessing of a global GPS network. Journal of Geophysical Research, Vol. 111, B05402, doi:10.1029/2005JB003747

Steigenberger P., V. Tesmer, M. Krügel, D. Thaller, R. Schmid, S. Vey, M. Rothacher [2007] Comparison of homogeneously reprocessed GPS and VLBI long time-series of tropsphere zenith delays and gradients. Journal of Geodesy, Vol. 81, Nr. 6-8, 503-514

Steinforth C., R. Haas, M. Lidberg, A. Nothnagel [2003] Stability of space geodetic reference points at Ny-Ålesund and their excentricity vectors. In: Proceedings of the 16th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry, 9.-10. Mai, 2003, Leipzig, Deutschland, W. Schwegmann und V. Thorandt (Ed.), BKG - Bundesamt für Kartographie und Geodäsie, Leipzig/Frankfurt (M), 83-90

Steufmehl H. [1994] Optimierung von Beobachtungsplänen in der Langbasisinterferometrie (VLBI). DGK Reihe C, Nr. 406, Verlag des Instituts für Angewandte Geodäsie, Frankfurt (M), 75

Stollnitz E.J., T.D. DeRose, D.H. Salesin [1995] Wavelets for computer graphics: a primer, part I, IEEE Computer Graphics and Applications, Vol. 15(3), 76-84; part II, IEEE Computer graphics and applications, Vol. 15(4), 75-85

Tateyama C.E., K.A. Kingham, P. Kaufmann, B.G. Piner, A.M.P. de Lucena, L.C.L. Botti [1998] Observations of BL Lacertae from the geodetic VLBI archive of the Washington correlator. The Astrophysical Journal, Vol. 500, 810-815

Tesmer V. [2004] Das stochastische Modell bei der VLBI-Auswertung. DGK Reihe C, Nr. 573, Verlag der Bayerischen Akademie der Wissenschaften in Kommission beim Verlag C.H. Beck, München, ISSN 00655325, 97

Tesmer V. [2007] Effect of various analysis options on the VLBI-determined CRF. In: Proceedings of the 18th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry, 12.-13. April 2007, Wien, Österreich, J. Böhm, A. Pany, H. Schuh (Ed.), ISSN 18118380, 103-110

Tesmer V., J. Böhm, R. Heinkelmann, H. Schuh [2006] Effect of analysis options on the TRF, CRF and position time series estimated from VLBI. In: Proceedings of the IVS 2006 General Meeting, 9.-11. Januar, 2006, Concepción, Chile, D. Behrend und K.D. Baver (Ed.), NASA/CP-2006-214140, 243-251

Tesmer V., J. Böhm, R. Heinkelmann, H. Schuh [2007] Effect of different tropospheric mapping functions on the TRF, CRF and position time-series estimated from VLBI. Journal of Geodesy, Vol. 81, Nr. 6-8, 409-422

Tesmer V., H. Kutterer, H. Drewes [2004] Simultaneous estimation of a TRF, the EOP and a CRF. In: Proceedings of the IVS 2004 General Meeting, 9.-11. Februar 2004, Ottawa, Canada, N.R. Vandenberg und K.D. Baver (Ed.), NASA/CP-2004-212255, 311-314

Thayer G.D. [1974] An improved equation for the radio refractive index of air. Radio Science, Vol. 9, Nr. 10, 803-807

Thompson A.R., J.M. Moran, G.W. Swenson Jr. [2001] Interferometry and synthesis in radio astronomy. 2. Auflage, John Wiley & Sons, Inc., New York, Chichester, Weinheim, Brisbane, Toronto, Singapore, 692

Titov O., V. Tesmer, J. Böhm [2004] OCCAM v.6.0 software for VLBI data analysis. In: Proceedings of the IVS 2004 General Meeting, 9.-11. Februar 2004, Ottawa, Canada, N.R. Vandenberg und K.D. Baver (Ed.), NASA/CP-2004-212255, 267-271

Titov O., V. Tesmer, J. Böhm [2005] OCCAM 6.0. User's guide. Geoscience Australia, Space Geodesy, ftp://ftp.ga.gov.au/sgac/vlbi/OCCAM6_0/DOC/occam.pdf

Treuhaft R.N. und S.T. Lowe [1991] A measurement of planetary relativistic deflection. The Astronomical Journal, Vol. 102, Nr. 5, 1879-1888

Tuomenvirta H. und H. Alexandersson [1996] Review on the methodology of the standard normal homogeneity test (SNHT). In: Proceedings of the 1st Seminar for Homogenization of Surface Climatological Data, 6.-12. Oktober 1996, Budapest, Ungarn, Hungarian Meteorological Service (Ed.), 35-45

Uppala S.M., P.W. Kållberg, A.J. Simmons, U. Andrae, V. da Costa Bechtold, M. Fiorino, J.K. Gibson, J. Haseler, A. Hernandez, G.A. Kelly, X. Li, K. Onogi, S. Saarinen, N. Sokka, R.P. Allan, E. Andersson, K. Arpe, M.A. Balmaseda, A.C.M. Beljaars, L. van de Berg, J. Bidlot, N. Bormann, S. Caires, F. Chevallier, A. Dethof, M. Dragosavac, M. Fisher, M. Fuentes, S. Hagemann, E. Hólm, B.J. Hoskins, L. Isaksen, P.A.E.M. Janssen, R. Jenne, A.P. McNally, J.-F. Mahfouf, J.-J. Morcrette, N.A. Rayner, R.W. Saunders, P. Simon, A. Sterl, K.E. Trenberth, A. Untch, D. Vasiljevic, P. Viterbo, J. Woollen [2005] The ERA-40 re-analysis. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, Vol. 131, Nr. 612, 2961-3012

Uppala S.M., A. Simmons, D. Dee, P.W. Kållberg, J.-N. Thépaut [2008] Atmospheric reanalyses and climate variations. In: Climate Variability and Extremes during the Past 100 Years, S. Brönnimann, J. Luterbacher, T. Ewen, H.F. Diaz, R.S. Stolarski, U. Neu (Ed.), Advances in Global Change Research, Vol. 33, Springer, 103-117

van Dam T. und T.A. Herring [1994] Detection of atmospheric pressure loading using very long baseline interferometry measurements. Journal of Geophysical Research, Vol. 99, Nr. B3, 4505-4517

van Dam T., J. Wahr, P.C.D. Milly, A.B. Shmakin, G. Blewitt, D. Lavallée, K.M. Larson [2001] Crustal displacements due to continental water loading. Geophysical Research Letters, Vol. 28, Nr. 4, 651-654

Vandenberg N.R. [1999] IVS is established. In: Proceedings of the 13th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry, 12.-13. Februar 1999, Viechtach, Deutschland, W. Schlüter und H. Hase (Ed.), Bundesamt für Kartographie und Geodäsie, 6-10

Vanier J. [1982] The active Hydrogen Maser: state of the art and forecast. Metrologia, Nr. 18(1982), 173-186

Vittuari L., P. Sarti, P. Tomasi [2001] 2001 GPS and classical survey at Medicina observatory: local tie and VLBI antenna's reference point determination. In: Proceedings of the 15th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry, 7.-8. September 2001, Barcelona, Spanien, D. Behrend und A. Rius (Ed.), 161-167

Wahr J.M. [1981] The forced nutations of an elliptical, rotating, elastic and oceanless Earth. Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society, Vol. 64, 705-727

Wahr J.M. [1985] Deformation induced by polar motion. Journal of Geophysical Research, Vol. 90, Nr. B11, 9363-9368

Webb F.H. und J.F. Zumberge [1995] An introduction to GIPSY/OASIS-II, Technical report JPL D-11088, California Institute of Technology, Pasadena, California

Whitney A.R. [2000] How do VLBI correlators work? In: Proceedings of the IVS 2000 General Meeting, 21.-24. Februar 2000, Kötzting, Deutschland, N.R. Vandenberg und K.D. Baver (Ed.) NASA/CP-2000-209893, 187-205

Whitney A.R. und C.A. Ruszczyk [2006] e-VLBI development at Haystack observatory. In: Proceedings of the IVS 2006 General Meeting, 9.-11. Januar, 2006, Concepción, Chile, D. Behrend und K.D. Baver (Ed.), NASA/CP-2006-214140, 211-215

Whitney A.R., A.E.E. Rogers, H.F. Hinteregger, C.A. Knight, J.I. Levine, S. Lippincott, T.A. Clark, I.I. Shapiro, D.S. Robertson [1976] A very-long-baseline interferometer system for geodetic applications. Radio Science, Vol. 11, Nr. 5, 421-432

Wicki F. [2001] Robust estimator for the adjustment of geodetic networks. In: Proceedings of the 1st International Symposium on Robust Statistics and Fuzzy Techniques in Geodesy and GIS, A. Carosio und H. Kutterer (Ed.) , IAG-SSG 4.190, Non-probabilistic assessment in geodetic data analysis, 53-60

Wielen R., H. Schwan, C. Dettbarn, H. Lenhardt, H. Jahreiß, R. Jährling [1999] Sixth Catalogue of Fundamental Stars (FK6), Part I. Basic fundamental stars with direct solutions. Veröffentlichungen Astronomisches Rechen-Institut Heidelberg, Kommissions-Verlag G. Braun, Karlsruhe

Winnacker A. [1984] Physik von Maser und Laser, B.I. Wissenschaftsverlag, Zürich, ISBN 3411016949, 246

Witte B. [1971] Möglichkeiten und derzeitige Grenzen für die geodätische Anwendung von radioastronomischen Interferenzmessungen bei langen Basen. Allgemeine Vermessungs-Nachrichten AVN, Nr. 11(1971), 417-424

Wolter K. und M.S. Timlin [1993] Monitoring ENSO in COADS with a seasonally adjusted principal component index. In: Proceedings of the 17th Climate Diagnostics Workshop, Norman OK, NOAA/N MC/CAC, NSSL, Oklahoma Clim. Survey, CIMMS and the School of Meteor., Univ. of Oklahoma, 52-57

Wresnik J., R. Haas, J. Böhm, H. Schuh [2007] Modeling thermal deformation of VLBI antennas with a new temperature model. Journal of Geodesy. Vol. 81, Nr. 6-8, 423-432

Wünsche H.-J. [2006] Theoretische Physik I Mechanik und Relativitätstheorie, Wintersemester 2005/06, Institut für Physik der Humboldt-Universität zu Berlin, 24. April 2006

Yoder C.F., J.G. Williams, M.E. Parke [1981] Tidal variations of Earth rotation. Journal of Geophysical Research, Vol. 86, Nr. B2, 881-891

Zarraoa N. und J. Danielsen [1993] Analysis of the European mobile VLBI campaigns. In: Proceedings of the 9th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry, 30. September - 1. Oktober 1993, Bad Neuenahr, Deutschland, J. Campbell und A. Nothnagel (Ed.), Mitteilungen aus den Geodätischen Instituten der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität, Bonn, ISSN 03437361, 60-70

Zeppenfeld G. [1993] Einflüsse der Quellenstruktur in der Praxis der geodätischen VLBI. Mitteilungen aus den Geodätischen Instituten der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, ISSN 07234325, 101

Zernecke R. [1999] Seasonal variations in height demonstrated at the radiotelescope reference point. In: Proceedings of the 13th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry, 12.-13. Februar 1999, Viechtach, Deutschland, W. Schlüter und H. Hase (Ed.), Bundesamt für Kartographie und Geodäsie, 15-18

Lebenslauf

21. Juli 1975	geboren in München, Deutschland
1982 - 1986	Grundschule am Ravensburger Ring, München
1986 – 1995	Gymnasium Unterhaching, Unterhaching bei München
1995 – 1996	Grundwehrdienst
1996 - 1997	Studium der Elektro- und Informationstechnik, TU München
1997 – 2002	Studium Vermessungswesen, TU München, Diplomarbeit am Deutschen Geodätischen Forschungsinstitut (DGFI)
1999 – 2002	Studentische wissenschaftliche Hilfskraft am DGFI, München
2002 – 2003	Kartographie Huber, München
2003 – 2004	Angermeier Ingenieure, Würzburg und ARC Berlin
2004 – 2007	Projekt-Assistent am Institut für Geodäsie und Geophysik, TU Wien
Seit 2007	Universitäts-Assistent am Institut für Geodäsie und Geophysik, TU Wien

Danksagung

Mein erster und größter Dank gilt meinem Doktorvater, Harald Schuh, für die Begeisterung zur und die nachhaltige Motivation für die VLBI. Die Unterstützung und das Vertrauen seinerseits ermöglichten mir die Teilnahme an internationalen Konferenzen, das Verfassen von Artikeln, Konferenzbeiträgen und Vorträgen, also eigentlich alles, was zur praktischen wissenschaftlichen Arbeit gehört. Die vielen Diskussionen, Fragen, Antworten und Ratschläge zum Thema und zur VLBI insgesamt haben sicher eine wichtige Rolle für die Erstellung dieser Arbeit gespielt.

Für die freundliche und unkomplizierte Übernahme der Begutachtung der Dissertation möchte ich mich bei Axel Nothnagel bedanken, der durch seine äußerst wertvollen Kommentare zum Gelingen der Arbeit beigetragen hat.

Für die produktive Zusammenarbeit am Insitut für Geodäsie und Geophysik möchte ich mich bei allen Kollegen und namentlich bei Johannes Böhm bedanken, der so gut wie alle meine Beiträge Korrektur gelesen hat, ab und an bei den Rechnern nach dem Rechten gesehen hat und für alle Fragen und Problemstellungen stets ein offenes Ohr hatte.

Bei Volker Tesmer möchte ich mich für die Beantwortung einiger Fragen und für einige gelungene Kooperationen freundschaftlich bedanken. Dir und Deiner lieben Freundin wünsche ich alles Gute.

Michael Schmidt danke ich für die für mich sehr interessante und lohnenswerte Zusammenarbeit und hoffe, dass das in Zukunft fortgesetzt und intensiviert wird und die Zusammenarbeit nicht nur für mich ergiebig sein wird.

Ebenso möchte ich mich bei Frau Claudia Zeilhofer für die Bereitstellung der Routinen für die eindimensionale B-Spline-Wavelet-Analyse und bei Michael Gerstl für die Hilfe bei der Implementierung der DOGS bedanken, die auf meinem Rechner seit dem fehlerfrei läuft.

Für die Diskussionen und Kommentare der Kollegen vom IVS bin ich äußerst dankbar.

Tevfik Ayan'a, Orhan Akyılmaz'a ve başka Türk iş arkadaşlarıma büyük misafirlik için cok teşekkür etmek istiyorum. Güzel zamanı İstanbul'da ve İTÜ'de unutmayaçağım.

Mein besonderer Dank geht an meine Familie, die mich stets in jeder Hinsicht gefördert und unterstütz hat. Meiner lieben Mutter danke ich darüber hinaus für das professionelle Korrekturlesen und meiner lieben Frau für ihre Geduld, mit der sie der Entfaltung meiner Arbeit begegnet.

TÜBITAK'a bilimsel burs için teşekkür ederim.

Dem Österreichischen Wissenschaftsfonds, FWF, während meiner Beschäftigung als Projekt-Assistent und der Technischen Universität Wien während meiner Anstellung als Universitäts-Assistent bin ich für die finanzielle Unterstützung dankbar, die durch den österreichischen Steuerzahler geleistet wurde.

GEOWISSENSCHAFTLICHE MITTEILUNGEN

Bisher erschienen:

Heft 1 Kolloquium der Assistenten der Studienrichtung Vermessungswesen. 1970 - 1973, Dezember 1973.

Heft 2 EGGER-PERDICH-PLACH-WAGENSOMMERER, Taschenrechner HP 45 und HP 65, Programme und Anwendungen im Vermessungswesen. 1. Auflage, März 1974, Special Edition in English, Juli 1974, 2. verbesserte Auflage, November 1974.

Heft 3 Kolloquium der Assistenten der Studienrichtung Vermessungswesen 1973 - 1974, September 1974.

Heft 4 EGGER-PALFINGER-PERDICH-PLACH-WAGENSOMMERER, Tektronix-Tischrechner TEK 31, Programmbibliothek für den Einsatz im Vermessungswesen, November 1974.

Heft 5 K.LEDERSTEGER, Die horizontale Isostasie und das isostatische Geoid, Februar 1975.

Heft 6 F.REINHART, Katalog von FK4 Horrebow-Paaren für Breiten von +30 bis +60, Oktober 1975.

Heft 7 Arbeiten aus dem Institut für Höhere Geodäsie, Wien, Dezember 1975.

Heft 8 Veröffentlichungen des Instituts für Photogrammetrie zum XIII. Internationalen Kongreß für Photogrammetrie in Helsinki 1976, Wien, Juli 1976.

Heft 9 W.PILLEWIZER, Felsdarstellung aus Orthophotos, Wien, Juni 1976.

Heft 10 PERDICH-PLACH-WAGENSOMMERER, Der Einsatz des programmierbaren Taschenrechners Texas Instruments SR-52 mit Drucker PC100 in ingenieurgeodätischen Rechentechnik, Wien, Mai 1976.

Heft 11 Kolloquium der Assistenten der Studienrichtung Vermessungswesen 1974 - 1976, November 1976.

Heft 12 Kartographische Vorträge der Geodätischen Informationstage 1976, Wien, Mai 1977.

Heft 13 Veröffentlichung des Instituts für Photogrammetrie anläßlich des 80. Geburtstages von Prof.Dr.h.c.K.Neumaier, Wien, Januar 1978.

Heft 14 L.MOLNAR, Self Checking Analytical Relative Orientation and Strip Formation, Wien, Dezember 1978.

Heft 15 Veröffentlichung des Instituts für Landesvermessung anläßlich des 80. Geburtstages von Prof.Dr.Alois Bavir, Wien, Januar 1979.

Heft 16 Kolloquium der Assistenten der Studienrichtung Vermessungswesen 1976 - 1978, Wien, November 1979.

Heft 17 E.VOZIKIS, Die photographische Differentialumbildung gekrümmter Flächen mit Beispielen aus der Architekturbildmessung, Wien, Dezember 1979.

Heft 18 Veröffentlichung des Instituts für Allgemeine Geodäsie anläßlich des 75. Geburtstages von Prof.Dipl.Ing.Dr.F.Hauer, Die Höhe des Großglockners, Wien, 1981.

Heft 19 H.KAGER, Bündeltriangulation mit indirekt beobachteten Kreiszentren, Wien, April 1981.

Heft 20 Kartrographische Vorträge der Geodätischen Informationstage 1980, Wien, Mai 1982.

Heft 21 Veröffentlichung des Instituts für Kartographie anläßlich des 70. Geburtstages von Prof.Dr.Wolfgang Pillewizer: Glaziologie und Kartographie, Wien, Dezember 1982.

Heft 22 K.TEMPFLI, Genauigkeitsschätzung digitaler Höhenmodelle mittels Spektralanalyse, Wien, Mai 1982.

Heft 23 E.CSAPLOVICS, Interpretation von Farbinfrarotbildern, Wien, November 1982.

Heft 24 J.JANSA, Rektifizierung von Multispektral-Scanneraufnahmen - Entwicklung und Erprobung eines EDV-Programms, Wien, Mai 1983.

Heft 25 Zusammenfassung der Diplomarbeiten, Dissertationen und Habilitationen an den geodätischen Instituten der TU Wien, Wien, November 1984.

Heft 26 T.WUNDERLICH, Die voraussetzungsfreie Bestimmung von Refraktionswinkeln, Wien, August 1985.

Heft 27 G.GERSTBACH (Hrsg.), Geowissenschaftliche/geotechnische Daten in Landinformationssystemen - Bedarf und Möglichkeiten in Österreich, Juni 1986.

Heft 28 K.NOVAK, Orientierung von Amateuraufnahmen ohne Paßpunkte, Wien, August 1986.

Heft 29 Veröffentlichung des Instituts für Landesvermessung und Ingenieurgeodäsie, Abt. Ingenieurgeodäsie, anläßlich des 80. Geburtstages von Prof.Dipl.Ing.Dr.F.Hauer, Wien, Oktober 1986.

Heft 30 K.-H.ROCH, Über die Bedeutung dynamisch ermittelter Parameter für die Bestimmung von Gesteins- und Gebirgseigenschaften, Wien, Februar 1987.

Heft 31 G. HE, Bildverbesserung mittels digitaler Filterung, Wien, April 1989.

Heft 32 F.SCHLÖGELHOFER, Qualitäts- und Wirtschaftlichkeitsmodelle für die Ingenieurphotogrammetrie, Wien, April 1989.

Heft 33 G.GERSTBACH (Hrsg.), Geowissenschaftliche/geotechnische Daten in Landinformationssystemen - Datenbestände und Datenaustausch in Österreich, Wien, Juni 1989.

Heft 34 F.HOCHSTÖGER, Ein Beitrag zur Anwendung und Visualisierung digitaler Geländemodelle, Wien, Dezember 1989.

Heft 35 R.WEBER, Lokale Schwerefeldmodellierung unter Berücksichtigung spektraler Methoden zur Geländereduktion, Wien, April 1990.

Heft 36 o.Prof.Dr.Hans Schmid zum 70. Geburtstag. Veröffentlichung der Abteilung für Landesvermessung, Wien, Oktober 1990.

Heft 37 G.GERSTBACH, H.P.HÖLLRIEGL und R.WEBER, Geowissenschaftliche Informationsbörse - Eine Nachlese zu GeoLIS II, Wien, Oktober 1990.

Heft 38 R.ECKER, Rastergraphische Visualisierungen mittels digitaler Geländemodelle, Wien, August 1991.

Heft 39 Kartographische Forschungen und Anwendungsorientierte Entwicklungen, herausgegeben von W.Stams und F.Kelnhofer zum 80. Geburtstag von Prof.Dr.W.Pillewizer, Wien, Juli 1991.

Heft 39a W.RIEGER, Hydrologische Anwendungen des digitalen Geländemodelles, Wien, Juli 1992.

Heft 40 K.STEINNOCHER, Methodische Erweiterungen der Landnutzungsklassifikation und Implementierung auf einem Transputernetzwerk, Wien, Juli 1994.

Heft 41 G.FORKERT, Die Lösung photogrammetrischer Orientierungs- und Rekonstruktionsaufgaben mittels allgemeiner kurvenförmiger Elemente, Wien, Juli 1994.

Heft 42 M.SCHÖNER, W.SCHÖNER, Photogrammetrische und glaziologische Untersuchungen am Gàsbre (Ergebnisse der Spitzbergenexpedition 1991), Wien, Mai 1996.

Heft 43 M.ROIC. Erfassung von nicht signalisierten 3D-Strukturen mit Videotheodoliten, Wien, April 1996.

Heft 44 G.RETSCHER, 3D-Gleiserfassung mit einem Multisensorsystem und linearen Filterverfahren, Wien, April 1996.

Heft 45 W.DAXINGER, Astrogravimetrische Geoidbestimmung für Ingenieurprojekte, Wien, Juli 1996.

Heft 46 M.PLONER, CCD-Astrometrie von Objekten des geostationären Ringes, Wien, November 1996.

Heft 47 Zum Gedenken an Karl Killian "Ingenieur" und "Geodät" 1903-1991, Veröffentlichung der Fachgruppe Geowissenschaften, Wien, Februar 1997.

Heft 48 A.SINDHUBER, Ergänzung und Fortführung eines digitalen Landschaftsmodelles mit multispektralen und hochauflösenden Fernerkundungsaufnahmen, Wien, Mai 1998.

Heft 49 W.WAGNER, Soil Moisture Retrieval from ERS Scatterometer Data, Wien, Dezember 1998.

Heft 50 R.WEBER, E.FRAGNER (Editoren),Prof.Bretterbauer, Festschrift zum 70.Geburtstag, Wien, Juli 1999.

Heft 51 Ch.ÖHRENEDER, A Similarity Measure for Global Image Matching Based on The Forward Modeling Principle, Wien, April 1999.

Heft 52 M.LECHTHALER, G.GARTNER, Per Aspera ad Astra, Festschrift für Fritz Kelnhofer zum 60. Geburtstag, Wien, Jänner 2000.

Heft 53 F.KELNHOFER, M.LECHTHALER, Interaktive Karten (Atlanten) und Multimedia - Applikationen, Wien, März 2000.

Heft 54 A.MISCHKE, Entwicklung eines Videotheodlit-Meßsystems zur automatischen Richtungsmessung von nicht signalisierten Objektpunkten, Wien, Mai 2000

Heft 55 Veröffentlichung des I.P.F. anlässlich der Emeritierung von Prof.Dr. Peter Waldhäusl, Wien.

Heft 56 F.ROTTENSTEINER, Semi-automatic Extraction of Buildings Based on Hybrid Adjustment Using 3D Surface Models and Management of Building Data in a TIS, Wien, Juni 2001.

Heft 57 D.LEGENSTEIN, Objektrekonstruktion aus perspektiven Bildern unter Einbeziehung von Umrisslinien, Wien, Mai 2001.

Heft 58 F.KELNHOFER, M.LECHTHALER und K.BRUNNER (Hrsg.), Telekartographie und Location Based Services, Wien, Jänner 2002.

Heft 59 K.BRETTERBAUER, Die runde Erde eben dargestellt: Abbildungslehre und sphärische Kartennetzentwürfe, Wien, 2002.

Heft 60 G.GARTNER, Maps and the Internet 2002, Wien 2002.

Heft 61 L.DORFFNER, Erzeugung von qualitativ hochwertigen 3D Photomodellen für Internetbasierte Anwendungen mit besonderem Augenmerk auf Objekte der Nahbereichsphotogrammetrie, Wien, Jänner 2002.

Heft 62 CHMELINA, Wissensbasierte Analyse von Verschiebungsdaten im Tunnelbau Wien 2002

Heft 63 A.NIESSNER, Qualitative Deformationsanalase unter Ausnutzung der Farbinformation, Wien 2002

Heft 64 K.BRETTERBAUER; R.WEBER, A Primer of Geodesy for GIS-Users, Wien im Herbst 2003

Heft 65 N.PFEIFER, 3D Terain Models on the basis of a triangulation, Wien, Jänner 2002.

Heft 66 G.GARTNER (Hrsg), Lacation Based Services & Telecartography, Wien, 2004

Heft 67 I.KABASHI, Gleichzeitig-gegenseitige Zenitwinkelmessung über größere Entfernungen mit automatischen Zielsystemen, Wien, 2004

Heft 68 J.BÖHM, Troposphärische Laufzeitverzögerungen in der VLBI, Wien 2004

Heft 69 R.WEBER, W.SCHLÜTER, U.SCHREIBER, O. TITOV
Evolving Space Geodesy Techniques (EGS XXVII General Assembly, Nice, France, 2002), Wien 2004

Heft 70 G. WEINWURM, Amalthea's Gravity Field and its Impact on a Spacecraft Trajectory, Wien 2004

Heft 71 Forschungsgruppe Ingenieurgeodäsie, Festschrift anlässlich des 65. Geburtstages von Herrn o.Univ.Prof.Dr.-Ing. Heriber Kahmen, Wien 2005

Heft 72 A. REITERER, A Knowledge-Based Decision System for an On-Line Video-Theodolite-Based Multisensor System, Wien 2005

Heft 73 M. HABERLER, Einsatz von Fuzzy Methoden zur Detektion konsistenter Punktbewegungen, Wien 2005

Heft 74 G.GARTNER, Location Based Services & Telecartography, Proceedings of the Symposium 2005, Wien 2005

Heft 75 Th. HOBIGER, VLBI as a tool to probe the ionosphere, Wien 2006

Heft 76 E. KLAFFENBÖCK, Troposphärische Laufzeitverzögerung von GNSS-Signalen - Nutzen aktiver Referenzstationsnetze für die Meteorologie, Wien 2006

Heft 76a P.J. MENDES-CERVEIRA, Tidal and non-tidal contributions to surface loading processes on station coordinates, Wien 2006

Heft 78 G.KOSTOV, G.BOURDA, L.FERNANDEZ, T.KONDO,
Research Projects at IGG Reports, Wien 2007

Heft 79 J.BÖHM, A.PANY, H.SCHUH (Editors)
Proceedings of the 18th European VLBI for Geodesy and Astrometry Working Meeting, 12-13 April 2007, Wien 2007

Heft 80 J.BÖHM, Tropospheric Delay Modelling at Radio Wavelengths for Space Geodetic Techniques, Wien 2007

Heft 81 G.RETSCHER, Mobile Multi-sensor Systems for Personal Navigation and Location-based Services, Wien 2007